

DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON



DESY-THESIS-2001-004
Januar 2001

Extraktion der polarisierten Quark-Verteilungen
des Nukleons bei HERMES

von

DESY-Bibliothek

S. Brauksiepe

ISSN 1435-8085

NOTKESTRASSE 85 - 22607 HAMBURG

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

To be sure that your preprints are promptly included in the
HIGH ENERGY PHYSICS INDEX,
send them to (if possible by air mail):

DESY
Bibliothek
Notkestraße 85
22607 Hamburg
Germany

DESY-Zeuthen
Bibliothek
Platanenallee 6
15738 Zeuthen
Germany

**Extraktion der Polarisierten
Quark-Verteilungen des Nukleons
bei HERMES**

**Extraction of the Polarised Quark Distributions
of the Nucleon at HERMES**

Stephan Brauksiepe

Extraktion der Polarisierten Quark-Verteilungen
des Nukleons bei HERMES

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung des Doktorgrades
der
Fakultät für Physik
der
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg i. Brsg.

vorgelegt von
Stephan Brauksiepe
aus Bochum

August 2000



FAKULTÄT FÜR PHYSIK
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT FREIBURG



Dekan:
Leiter der Arbeit:
Referent:
Korreferent:
Tag der Verkündung des Prüfungsergebnisses:

Prof. Dr. Kay Königsmann
Prof. Dr. Kay Königsmann
Prof. Dr. Kay Königsmann
Prof. Dr. Jens Ludwig
8. September 2000

VEREINIGTE UNIVERSITÄT HAMBURG
FAKULTÄT FÜR PHYSIK
INSTITUT FÜR EXPERIMENTELLE KERNPHYSIK
LEHRGEBIET EXPERIMENTELLE KERNPHYSIK
VERGLEICHENDE KERNPHYSIK

Prof. Dr. Kay Königsmann

Prof. Dr. Kay Königsmann
Leiter der Arbeit

Prof. Dr. Kay Königsmann
Leiter der Arbeit
Lehrstuhl für Experimentelle Kernphysik
Vergleichende Kernphysik

Prof. Dr. Kay Königsmann
Leiter der Arbeit

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Tief-inelastische Streuung	3
2.1	Kinematik	3
2.2	Inklusive tief-inelastische Streuung	4
2.2.1	Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen	4
2.2.2	Unpolarisierte DIS	5
2.2.3	Polarisierte DIS	6
2.2.4	Spin-Asymmetrien	8
2.2.5	Das Quark-Parton Modell	10
2.3	Strukturfunktionen in der perturbativen Quantenchromodynamik	12
2.4	Summenregeln	13
2.4.1	Ellis-Jaffe Summenregel	15
2.4.2	Björken Summenregel	15
2.5	Semi-inklusive tief-inelastische Streuung	15
2.5.1	Fragmentationsfunktionen	16
2.5.2	Fragmentationsmodelle	17
2.5.3	Hadron-Asymmetrien und Strukturfunktionen	19
3	Das HERMES Experiment	21
3.1	Der Beschleuniger HERA	22
3.1.1	Polarisierte Positronen bei HERA	22
3.2	Das polarisierte Gastarget	24
3.2.1	Die polarisierte ^3He -Quelle	24
3.2.2	Die ^1H und ^2H -Quellen	25
3.3	Der HERMES Detektor	26
3.3.1	Das Spurkammersystem	26
3.3.2	Die Teilchenidentifikation	28
3.3.3	Der Luminositätsmonitor	31
3.3.4	Der Trigger	31
4	Polarimetrie bei HERA	33
4.1	Spinabhängige Compton-Streuung	33
4.2	Das Transversale Polarimeter	35
4.3	Das Longitudinale Polarimeter	35
4.3.1	Das Messprinzip	35
4.3.2	Das optische System	37
4.3.3	Das Kalorimeter	39
4.3.4	Trigger und Elektronik	40
4.3.5	Das Kontroll- und Überwachungsprogramm COP	41
5	Extraktion der Spin-Asymmetrien	45
5.1	Datennahme und Rekonstruktion	45
5.2	Datenselektion	46
5.2.1	Datenqualität	46
5.2.2	Teilchenidentifikation	46
5.2.3	Ereigniskinematik	48
5.3	Extraktion der Asymmetrien A_{\parallel}^h und A_{\perp}^h	50
5.4	Korrekturen	54
5.4.1	Untergrund	54
5.4.2	Akzeptanzeffekte und kinematische Verschmierung	55
5.4.3	Strahlungskorrekturen	56
5.5	Extraktion der Neutron-Asymmetrien	57
5.6	Systematische Fehler	59
5.6.1	Strahlpolarisation	59
5.6.2	Targetpolarisation	60
5.6.3	Parametrisierung von R	60
5.6.4	Schwankungen der DIS-Ausbeute	60
5.6.5	Strahlungskorrekturen	60
5.6.6	Akzeptanz- und Verschmierungskorrekturen	61
5.6.7	Strukturfunktion g_2	61
5.7	Ergebnisse	61
6	Extraktion der polarisierten Partonverteilungen	67
6.1	Der Purity-Formalismus	67
6.2	Behandlung der See-Polarisation	69
6.3	Wahl der Fitparameter	70
6.3.1	Drei Fitparameter	70
6.3.2	Vier Fitparameter	71
6.4	Generierung der Purity-Matrix	71
6.5	Behandlung der ^3He - und Deuterium-Asymmetrien	72
6.6	Systematische Fehler	75
6.6.1	Unsicherheiten der Asymmetrien A_1	76
6.6.2	Unpolarisierte Partonverteilungen	76
6.6.3	Fragmentationsmodelle	76
6.7	Ergebnisse und Diskussion	76
6.7.1	Die Quarkpolarisationen $\Delta q/q$	76
6.7.2	Parametrisierungen der polarisierten Quarkverteilungen	83
6.7.3	Momente der Partonverteilungen	83
6.7.4	Diskussion und Vergleich	86
7	Zusammenfassung	89
A	Tabellen der Ergebnisse	91

Kapitel 1

Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Grundbausteine der Materie anhand elementarer Fermionen, welche durch den Austausch von Bosonen wechselwirken. Dabei tragen die Fermionen, zu denen die Leptonen und Quarks gehören, einen halbzahligen intrinsischen Drehimpuls (*Spin*), während der Spin der Bosonen wie Photonen, Gluonen und der schwachen Eichbosonen W und Z ganzzahlig in Einheiten von \hbar ist. Die Quarks [1, 2] unterliegen der starken Wechselwirkung durch den Austausch von Gluonen und bilden mit diesen die Bausteine der Hadronen. Das gesamte Spektrum der Hadronen wird dabei durch die Eigenschaften der Quarks wie Sorte, Spin und Ladung bestimmt.

Erste Anzeichen auf die innere Struktur der Hadronen wurden in den späten sechziger Jahren durch die SLAC-Experimente [3] gefunden. Man fand heraus, dass der Wirkungsquerschnitt in tief-inelastischer Elektron-Proton-Streuung ein Skalenverhalten aufweist, was erklärt wurde durch die Annahme, dass der tief-inelastische Streuprozess äquivalent ist zur elastischen Streuung an individuellen Bausteinen (*Partonen*) des Nukleons.

Die starke Wechselwirkung der Quarks und Gluonen wird innerhalb der Quantenchromodynamik (QCD) sehr gut beschrieben. Sie vermag die QCD-Prozesse bei hohen Energien, wo die starke Kopplungskonstante klein wird (*asymptotic freedom*), störungstheoretisch zu behandeln (perturbative QCD), ist jedoch nicht in der Lage, Vorhersagen über den niederenergetischen Bereich zu treffen, da dort die Kopplungskonstante divergiert (*Confinement*) und Berechnungen unmöglich macht.

In dieser Arbeit wird ein nicht-perturbativer Aspekt der QCD studiert: Das Studium der inneren Spinstruktur des Nukleons ist ein wichtiger Beitrag zum Verständnis der Symmetrieeigenschaften der starken Wechselwirkung. Die simple Vorstellung, dass der Nukleonspin ($s_z = 1/2\hbar$) sich aus der Summe der Spineinstellungen der drei Valenzquarks zusammensetzt, stand im Widerspruch mit den ersten inklusiven Resultaten des EMC-Experimentes [4] aus polarisierter tief-inelastischer Streuung (DIS), wonach nur ein kleiner Teil des Nukleonspins von den Quarks getragen wird. Die Spinstruktur wird vielmehr zusätzlich zum Anteil $\Delta\Sigma$ der Quarks noch durch den Spinanteil Δg der Gluonen sowie möglichen Bahndrehimpulsen L_z^q und L_z^g der Quarks und Gluonen bestimmt:

$$\frac{s_z}{\hbar} = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta g + L_z^q + L_z^g. \quad (1.1)$$

Nachfolgende Experimente haben den Spinbeitrag der Quarks zum Nukleonspin mit

großer Präzision vermessen. Das HERMES-Experiment (**HERA** **M**asurement of **S**pin) am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY zeichnet sich dabei durch den teilweisen Nachweis des hadronischen Endzustandes aus, was eine Separation der Beiträge der verschiedenen Quarksorten zum Nucleonspin ermöglicht. HERMES bedient sich dabei eines polarisierten, internen Gastargets und des longitudinal polarisierten Positronstrahls der Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage HERA. Die tief-inelastisch gestreuten Positronen werden zusammen mit einem Teil der hadronischen Fragmente in einem Spektrometer großer Akzeptanz nachgewiesen. Seit 1995 hat HERMES jeweils ca. 2 Millionen DIS-Ereignisse am ^3He - und Wasserstoff-Target gesammelt. Bis zum Sommer 2000 wurden ungefähr fünf Millionen zusätzliche Ereignisse am Deuterium gemessen.

Diese Arbeit befasst sich mit der Extraktion von Spin-Asymmetrien aus den Daten am Wasserstoff- und Deuterium-Target. Zusammen mit den ^3He -Asymmetrien aus dem Jahr 1995 werden die polarisierten Quarkverteilungen sowohl für Valenz- als auch für Seequarks separat extrahiert. Der kinematische Bereich liegt bei $0.023 < x < 0.6$ für die Björkensche Skalenvariable x und bei $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$ für das negative Quadrat des Viererimpulsübertrages Q^2 .

Die Arbeit ist in sieben Kapitel unterteilt: Kapitel 2 fasst die theoretischen Grundlagen polarisierter tief-inelastischer Streuung zusammen und gibt eine Interpretation im Rahmen des Quark-Parton-Modells. Das dritte Kapitel gibt einen Überblick über das HERMES-Experiment. Die Bestimmung der für das Experiment wichtigen Strahlpolarisation wird in Kapitel 4 behandelt, wobei der Schwerpunkt bei der Diskussion des Longitudinalen Polarimeters liegt. In Kapitel 5 wird die Extraktion der Spin-Asymmetrien beschrieben und Kapitel 6 beschäftigt sich schließlich mit der Extraktion der polarisierten Quarkverteilungen aus den gemessenen inklusiven und semi-inklusive Asymmetrien. Die Ergebnisse werden sowohl mit den Resultaten anderer Experimente als auch mit theoretischen Vorhersagen verglichen und diskutiert.

Kapitel 2

Tief-inelastische Streuung

Zur Untersuchung der inneren Struktur der Hadronen wird die tief-inelastische Streuung (*Deep Inelastic Scattering*, DIS) benutzt. Sie ist gekennzeichnet durch die Lepton-Hadron-Wechselwirkung bei hohen Impulsüberträgen, wobei sich der hadronische Zustand im Ein- und Ausgangskanal voneinander unterscheidet. In unserem Fall wird die Streuung am Nucleon

$$l + N \rightarrow l' + X \quad (2.1)$$

unterschieden in inklusive bzw. semi-inklusive Messungen, wobei entweder nur das gestreute Lepton l' oder zusätzlich Teile des hadronischen Endzustandes X nachgewiesen werden.

2.1 Kinematik

In niedrigster Ordnung wird die tief-inelastische Lepton-Nucleon-Streuung durch den Ein-Photon-Austausch beschrieben (siehe Abb. 2.1). Das einlaufende Lepton mit dem Viererimpuls k^μ streut am Nucleon der Masse M und dem Viererimpuls P^μ

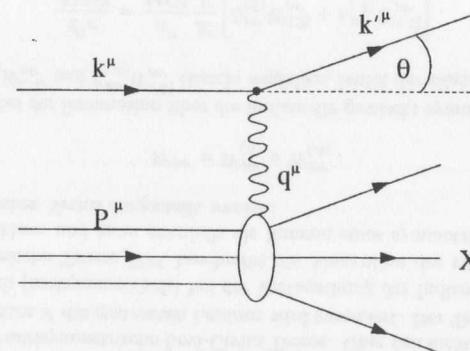


Abbildung 2.1: Der Ein-Photon Austausch als Diagramm erster Ordnung in der tief-inelastischen Streuung bei HERMES-Energien.

durch den Austausch eines virtuellen Photons mit Viererimpuls q^μ . Das gestreute Lepton hat den Viererimpuls k'^μ . Man definiert die folgenden Lorentz-invarianten Größen:

$$q^\mu \equiv k^\mu - k'^\mu \stackrel{lab}{=} (\nu, \vec{q}) \quad (2.2)$$

$$Q^2 \equiv -q^\mu q_\mu \stackrel{lab}{=} 4 E E' \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2.3)$$

$$\nu \equiv \frac{P^\mu \cdot q_\mu}{M} \stackrel{lab}{=} E - E', \quad (2.4)$$

$$x \equiv \frac{Q^2}{2 P^\mu \cdot q_\mu} = \frac{Q^2}{2 M \nu}, \quad (2.5)$$

$$y \equiv \frac{P^\mu \cdot q_\mu}{P^\lambda \cdot k_\lambda} \stackrel{lab}{=} \frac{\nu}{E}, \quad (2.6)$$

$$W^2 \equiv (P^\mu + q^\mu)^2 = M^2 + 2 M \nu - Q^2. \quad (2.7)$$

Dabei bezeichnen E und E' die Energien des um den Winkel θ gestreuten Leptons im Laborsystem vor bzw. nach der Streuung. Die Größen ν und y bezeichnen die Energie bzw. die relative Energie des virtuellen Photons im Laborsystem und W ist die invariante Masse des hadronischen Endzustandes. Die Björkensche SkalenvARIABLE x ist ein Maß für die Inelastizität des Prozesses, wobei $x = 1$ bei elastischer Streuung gilt. Das Photon kann Strukturen im Nukleon auflösen, welche in der Größenordnung der Wellenlänge λ sind. Diese ist im Laborsystem ($\hbar = c = 1$):

$$\lambda = \frac{1}{|\vec{q}|} = \frac{1}{\sqrt{Q^2 + \nu^2}}. \quad (2.8)$$

2.2 Inklusive tief-inelastische Streuung

2.2.1 Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

Der Lorentz-invariante, spinabhängige differentielle Wirkungsquerschnitt für den inklusiven Streuprozess kann im Laborsystem geschrieben werden als [5]

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2 E'}{M Q^4 E} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}, \quad (2.9)$$

wobei das gestreute Lepton im Energiebereich $[E', E' + dE']$ und im Raumwinkellement $d\Omega$ nachgewiesen wird. Die Größe α bezeichnet die elektromagnetische Feinstrukturkonstante. Der leptonische Tensor $L^{\mu\nu}$ beschreibt die Abstrahlung des virtuellen Photons vom Lepton und lässt sich in der QED exakt berechnen:

$$L^{\mu\nu}(k, s; k') = \sum_{s'} \bar{u}(k, s) \gamma^\mu u(k', s') \bar{u}(k', s') \gamma^\nu u(k, s) \quad (2.10)$$

$$= 2(k^\mu k'^\nu + k^\nu k'^\mu - g^{\mu\nu}(k \cdot k' - m_e^2)) + 2i m_e \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} q_\lambda s_\sigma \quad (2.11)$$

$$= L_{(S)}^{\mu\nu} + L_{(A)}^{\mu\nu}. \quad (2.12)$$

Hier sind u und \bar{u} die Spinoren des ein- bzw. auslaufenden Leptons der Masse m_e , γ^μ bezeichnen die vier Dirac'schen Gammamatrizen, $g^{\mu\nu}$ ist der metrische Tensor und

$\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}$ der total antisymmetrische Levi-Civita Tensor. Über den nicht nachgewiesenen Spin-Vierervektor s' des gestreuten Leptons wird summiert. Der Tensor $L_{(S)}^{\mu\nu}$ ($L_{(A)}^{\mu\nu}$) ist symmetrisch (antisymmetrisch) bei der Vertauschung der Indizes μ und ν .

Der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$ beschreibt die Absorption des virtuellen Photons durch das Nukleon und kann ebenfalls als Summe eines symmetrischen und eines antisymmetrischen Terms dargestellt werden:

$$W^{\mu\nu} = W_{(S)}^{\mu\nu} + W_{(A)}^{\mu\nu}. \quad (2.13)$$

Da in Gl. 2.9 bei der Summation über die Indizes die gemischt symmetrischen Terme der Form $L_{(S)}^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{(A)}$ und $L_{(A)}^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{(S)}$ einzeln wegfallen, lautet der allgemeine Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2 E'}{M Q^4 E} \left[L_{(S)}^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{(S)} + L_{(A)}^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{(A)} \right]. \quad (2.14)$$

2.2.2 Unpolarisierte DIS

Unter den Annahmen von Lorentz-Invarianz, Paritätserhaltung und Zeitumkehr-Invarianz kann die folgende, allgemeine Form des symmetrischen, polarisationsunabhängigen Anteils des hadronischen Tensors abgeleitet werden:

$$W_{(S)}^{\mu\nu} = W_1 \left[2M \left(\frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - g^{\mu\nu} \right) \right] + W_2 \left[\frac{2}{M} (P^\mu - \frac{M\nu}{q^2} q^\mu) (P^\nu - \frac{M\nu}{q^2} q^\nu) \right]. \quad (2.15)$$

Die innere Struktur des Nukleons wird jetzt durch die beiden unpolarisierten, Lorentz-invarianten Strukturfunktionen $W_1(x, Q^2)$ und $W_2(x, Q^2)$ beschrieben. Alternativ werden die dimensionslosen Strukturfunktionen F_1 und F_2 definiert:

$$F_1(x, Q^2) = M W_1(x, Q^2), \quad (2.16)$$

$$F_2(x, Q^2) = \nu W_2(x, Q^2). \quad (2.17)$$

Durch Kontraktion (siehe Gl. 2.9) des symmetrischen, leptonischen Tensors $L_{(S)}^{\mu\nu}$ mit dem entsprechenden hadronischen Tensor kann der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt geschrieben werden als:

$$\frac{d^2 \sigma_{unpol}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left[\frac{1}{\nu} F_2(x, Q^2) \cos^2(\theta/2) + \frac{2}{M} F_1(x, Q^2) \sin^2(\theta/2) \right]. \quad (2.18)$$

Abbildung 2.2 stellt die von verschiedenen Experimenten mit ruhendem Target gemessene Strukturfunktion F_2^p des Protons dar. Die Funktion hängt bei festem x nur schwach von Q^2 ab. Dieses Phänomen wird als Björkensche Skaleninvarianz oder kurz *Scaling* bezeichnet und ist die Konsequenz der elastischen Streuung an den einzelnen Quarks im Nukleon (siehe Abschnitt 2.2.5).

Ausgehend von den Absorptionsquerschnitten σ_L und σ_T für longitudinale (Helizität 0) und transversale (Helizität 1) virtuelle Photonen kann man den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt umschreiben als

$$\frac{d^2 \sigma_{unpol}}{d\Omega dE'} = \Gamma(\sigma_T + \epsilon \sigma_L). \quad (2.19)$$

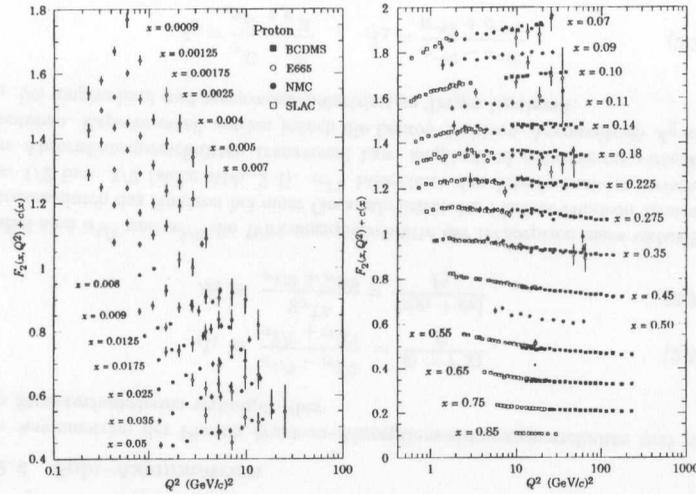


Abbildung 2.2: Die unpolarisierte Protonstrukturfunktion F_2^p als Funktion von x und Q^2 [6]. Die Fehlerbalken stellen nur die statistische Unsicherheit dar. Aus Darstellungsgründen haben die Daten für jedes x -Bin einen Offset von $c(x) = 0.1 \cdot i_x$, wobei i_x die Binnummer ist.

Der Faktor Γ bezeichnet den Gesamtfluss der virtuellen Photonen und ϵ ist das Verhältnis der Flüsse longitudinaler bzw. transversaler Photonen. Unter Vernachlässigung der Masse des Leptons gilt

$$\epsilon \simeq \frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} = \frac{4(1-y) - \gamma^2 y^2}{4(1-y) + 2y^2 + \gamma^2 y^2}, \quad (2.20)$$

mit $\gamma^2 = Q^2/\nu^2$. Im Limes reeller Photoproduktion ($Q^2 \rightarrow 0$, $y \rightarrow 1$) geht dieses Verhältnis gegen Null. Das Verhältnis der beiden Photoabsorptionsquerschnitte kann durch die Strukturfunktionen F_1 und F_2 ausgedrückt werden:

$$R(x, Q^2) \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_2(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)}(1 + \gamma^2) - 1. \quad (2.21)$$

Im Falle großer Viererimpulsüberträge ($Q^2 \rightarrow \infty$) aber konstantem x (Björken-Limit) verschwindet dieses Verhältnis und man erhält die Callan-Gross Beziehung [7, 8]

$$F_2(x) = 2xF_1(x). \quad (2.22)$$

2.2.3 Polarisierte DIS

Der antisymmetrische Hadron-Tensor hat die Form

$$W_{(A)}^{\mu\nu} = G_1 \left[iM^2 \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha S_\beta \right] + G_2 \left[i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha (P \cdot q S_\beta - S \cdot q P_\beta) \right], \quad (2.23)$$

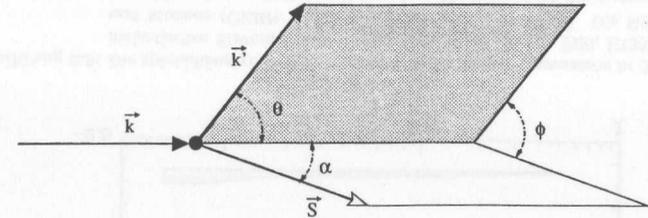


Abbildung 2.3: Definition der benutzten Winkel und Vektoren in polarisierter DIS.

mit den beiden spinabhängigen Strukturfunktionen G_1 und G_2 . Der Spin-Vierervektor S^μ definiert die Nukleonspinrichtung: Im Laborsystem (ruhendes Target) gilt $S^\mu = (0, \vec{S})$, mit $|\vec{S}| = 1$. Nach Einführung der dimensionslosen Spinstrukturfunktionen

$$g_1(x, Q^2) = M^2 \nu G_1(x, Q^2), \quad (2.24)$$

$$g_2(x, Q^2) = M \nu^2 G_2(x, Q^2) \quad (2.25)$$

hat die Differenz der Wirkungsquerschnitte für die Nukleonspinstellungen parallel bzw. antiparallel zu einer vorgegebenen Richtung \vec{S} die Form (siehe Abb. 2.3)

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Delta \sigma}{d\Omega dE'} &\equiv \frac{d^2 \sigma(\alpha)}{d\Omega dE'} - \frac{d^2 \sigma(\alpha + \pi)}{d\Omega dE'} \\ &= \frac{4\alpha^2 E'}{Q^2} \frac{1}{E M \nu} \left[(E \cos \alpha + E' \cos \Theta) g_1 + (\cos \Theta - \cos \alpha) \frac{2EE'}{\nu} g_2 \right] \end{aligned} \quad (2.26)$$

mit $\cos \Theta = \sin \theta \sin \alpha \cos \phi + \cos \theta \cos \alpha$. Bei paralleler bzw. antiparalleler Einstellung von Nukleon- und Leptonspin vereinfacht sich Gleichung 2.26 zu

$$\frac{d^2 \sigma_{\parallel}}{d\Omega dE'} \equiv \frac{d^2(\sigma^{\rightarrow\rightarrow} - \sigma^{\leftarrow\leftarrow})}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'}{Q^2} \frac{1}{E M \nu} \left[(E + E' \cos \theta) g_1 - \frac{Q^2}{\nu} g_2 \right]. \quad (2.27)$$

Analog kann der Wirkungsquerschnitt bei transversal polarisiertem Target geschrieben werden als

$$\frac{d^2 \sigma_{\perp}}{d\Omega dE'} \equiv \frac{d^2(\sigma^{\rightarrow\downarrow} - \sigma^{\rightarrow\uparrow})}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'}{Q^2} \frac{1}{E M \nu} E' \sin \theta \cos \phi \left[g_1 + \frac{2E}{\nu} g_2 \right]. \quad (2.28)$$

Die spinabhängige Strukturfunktion $g_1(x, Q^2)$ bekommt im Quark-Parton Modell (siehe Abschnitt 2.2.5) eine Interpretation als Spinverteilung im Nukleon. Die Funktion $g_2(x, Q^2)$ besitzt keine einleuchtende Interpretation, ist aber im Rahmen der Operator-Produkt-Entwicklung (OPE) gegeben durch die Wandzura-Wilczek-Zerlegung [9]:

$$g_2(x, Q^2) = -g_1(x, Q^2) + \int_x^1 \frac{dx'}{x'} g_1(x', Q^2) + \tilde{g}_2(x, Q^2) \quad (2.29)$$

$$= g_2^{WW}(x, Q^2) + \tilde{g}_2(x, Q^2). \quad (2.30)$$

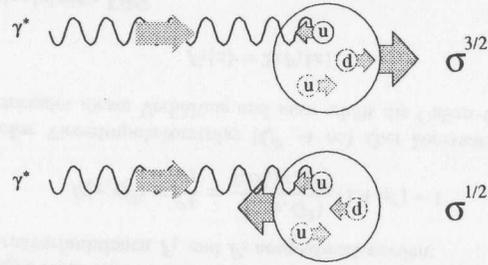


Abbildung 2.4: Die Absorption eines virtuellen Photons durch das Nukleon. Die Größe $\sigma^{3/2}$ ($\sigma^{1/2}$) bezeichnet den Wirkungsquerschnitt bei der Einstellung des Photonspins parallel (antiparallel) zum Nukleonspin (vergl. Abschn. 2.2.5).

Die Größe \tilde{g}_2 ist der Twist-3¹ Beitrag zu g_2 und ein Maß für Quark-Gluon-Korrelationen im Nukleon im Falle massiver Quarks [10]. Unter Vernachlässigung des Korrekturterms \tilde{g}_2 kann die Größe g_2 über Gl. 2.30 aus der gemessenen Strukturfunktion g_1 berechnet werden und ist in Übereinstimmung mit den experimentellen Daten aus polarisierter DIS am Proton [11, 12, 13], Deuteron [12, 13] und Neutron [12, 14, 15] mit Null verträglich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Größe g_2 vernachlässigt, deren Unsicherheit aber bei der Bestimmung des systematischen Fehlers berücksichtigt (siehe Abschn. 5.6).

2.2.4 Spin-Asymmetrien

Die Asymmetrien der Photon-Nukleon-Absorptionswirkungsquerschnitte sind mit den Strukturfunktionen verknüpft über

$$A_1 \equiv \frac{\sigma^{1/2} - \sigma^{3/2}}{\sigma^{1/2} + \sigma^{3/2}} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1}, \quad (2.31)$$

$$A_2 \equiv \frac{2\sigma^{TL}}{\sigma^{1/2} + \sigma^{3/2}} = \frac{\gamma(g_1 + g_2)}{F_1}. \quad (2.32)$$

Dabei sind $\sigma^{1/2}$ und $\sigma^{3/2}$ die Wirkungsquerschnitte der Absorption eines virtuellen Photons durch das Nukleon bei einer Gesamthelizität des Photon-Nukleon-Systems von 1/2 bzw. 3/2 (siehe Abb. 2.4). σ^{TL} bezeichnet den Interferenzterm zwischen den Absorptionsquerschnitten transversal bzw. longitudinal polarisierter virtueller Photonen. Experimentell werden jedoch die Lepton-Nukleon-Asymmetrien A_{\parallel} und A_{\perp} bei longitudinal und transversal polarisiertem Target bestimmt:

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma_{\rightarrow\rightarrow}^{\uparrow} - \sigma_{\rightarrow\rightarrow}^{\downarrow}}{\sigma_{\rightarrow\rightarrow}^{\uparrow} + \sigma_{\rightarrow\rightarrow}^{\downarrow}}, \quad A_{\perp} = \frac{\sigma_{\rightarrow\downarrow}^{\uparrow} - \sigma_{\rightarrow\downarrow}^{\downarrow}}{\sigma_{\rightarrow\downarrow}^{\uparrow} + \sigma_{\rightarrow\downarrow}^{\downarrow}} \quad (2.33)$$

Diese stehen in Beziehung zu den Photon-Nukleon-Asymmetrien über

¹Als Twist t bezeichnet man in der OPE die Differenz zwischen der Dimension d eines Operators und dem Spin s . Die Beiträge sind proportional zu $1/Q^{t-2}$, d.h. Twist-3 Operatoren sind mit $1/Q$ unterdrückt.

$$A_{\parallel} = D(A_1 + \eta A_2), \quad (2.34)$$

$$A_{\perp} = d(A_2 - \xi A_1). \quad (2.35)$$

mit den kinematischen Faktoren

$$D = \frac{1 - (1 - y)\epsilon}{1 + \epsilon R}, \quad (2.36)$$

$$\eta = \frac{\epsilon\gamma y}{1 - \epsilon(1 - y)}, \quad (2.37)$$

$$d = D\sqrt{\frac{2\epsilon}{1 + \epsilon}}, \quad (2.38)$$

$$\xi = \eta\frac{1 + \epsilon}{2\epsilon}. \quad (2.39)$$

Die Größe D beschreibt die Übertragung der Polarisation des Leptons auf das virtuelle Photon (Depolarisationsfaktor). Unter Vernachlässigung der Strukturfunktion g_2 lässt sich die Asymmetrie A_1 dann schreiben als

$$A_1 \simeq \frac{g_1}{F_1} \simeq \frac{A_{\parallel}}{D(1 + \eta\gamma)} \quad (2.40)$$

Die experimentellen Daten zu g_1^p aus polarisierter DIS sind in Abb. 2.5 zusammengefasst.

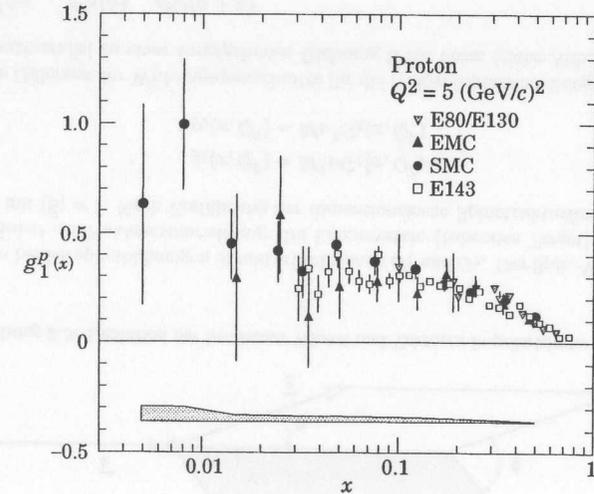


Abbildung 2.5: Die spinabhängige Strukturfunktion g_1^p des Protons, gemessen in der tief-inelastischen Streuung polarisierter Elektronen (SLAC: E80, E130, E143) und Muonen (CERN: EMC, SMC) bei $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ [6]. Die Fehlerbalken stellen den statistischen Fehler dar. Als Beispiel ist der systematische Fehler des SMC-Experimentes als graues Band dargestellt.

2.2.5 Das Quark-Parton Modell

Die Vorhersage Björkens, dass die Strukturfunktionen F_1 und F_2 bei hohen Impulsüberträgen nicht mehr von Q^2 abhängen,

$$F_{1,2}(x, Q^2) \stackrel{(\nu, Q^2 \rightarrow \infty)}{\rightarrow} F_{1,2}(x), \quad (2.41)$$

wurde in den siebziger Jahren experimentell bestätigt [16] und bildete die Grundlage des Quark-Parton Modells (QPM). Dieses sogenannte Skalenverhalten ist die direkte Konsequenz aus der Annahme, dass das Nukleon aus punktförmigen, nicht wechselwirkenden Teilchen, den *Partonen* aufgebaut ist. Die geladenen Partonen bezeichnet man heute als Quarks, die ungeladenen Partonen sind die Feldquanten der starken Wechselwirkung, die Gluonen.

Betrachtet man ein Bezugssystem, in dem der Nukleonimpuls unendlich groß ist (Breit-System), dann können die Transversalimpulse und Ruhmassen der Konstituenten vernachlässigt werden und man erhält für den Vierervektor des Nukleons $P^\mu = (p, 0, 0, p)$. In diesem System kann der tief-inelastische Streuprozess beschrieben werden als die inkohärente, elastische Streuung an freien Partonen. Besitzt jedes Quark der Masse m_q den Viererimpuls ξP^μ , so ergibt sich aus Viererimpulserhaltung am Photon-Quark-Vertex

$$(q^\mu + \xi P^\mu)^2 = q^2 + \xi^2 M^2 + 2\xi P \cdot q = m_q^2, \quad (2.42)$$

Unter Vernachlässigung der Quark- und Nukleonmassen erhält man, dass die Björkenske Skalenvariable $x = Q^2/(2P \cdot q)$ mit dem Impulsbruchteil ξ der Quarks am Nukleonimpuls identifiziert werden kann.

Der Hadrontensor $W^{\mu\nu}$ (Gl. 2.13) kann in diesem Bild als Funktion des elementaren Quarktensoren $w^{\mu\nu}$ geschrieben werden:

$$W^{\mu\nu} = \sum_{q,s} e_q^2 \frac{1}{2P \cdot q} \int_0^1 \frac{dx'}{x'} \delta(x' - x) n_q(x', s; S) w^{\mu\nu}(x', q, s), \quad (2.43)$$

wobei $n_q(x', s; S)$ die Anzahldichte der Quarks q mit Ladung e_q (in Einheiten der Elementarladung), Viererimpulsbruchteil x' und Spin s im Proton mit Spin S darstellt. Der Quarktensor $w^{\mu\nu}$ wird analog zum Leptontensor $L^{\mu\nu}$ (Gl. 2.11) definiert, mit der Ersetzung $k^\mu \rightarrow xP^\mu$ und $k'^\mu \rightarrow xP^\mu + q^\mu$:

$$w^{\mu\nu} = 2(2x^2 P^\mu P^\nu + x P^\mu q^\nu - g^{\mu\nu} x P \cdot q) - 2i m_q \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} s_\alpha q_\beta. \quad (2.44)$$

Durch Vergleich mit dem symmetrischen Hadrontensor (Gl. 2.15) erhält man als Vorhersage für die unpolarisierten Strukturfunktionen

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 q(x), \quad (2.45)$$

$$F_2(x) = x \sum_q e_q^2 q(x), \quad (2.46)$$

wobei die Quarkdichten $q(x)$ definiert sind als

$$q(x) = n_q(x, S; S) + n_q(x, -S; S) = q^+(x) + q^-(x). \quad (2.47)$$

Die Größe $q^{+(-)}(x) dx$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark oder Antiquark der Sorte q mit einem Impulsbruchteil im Bereich $[x, x + dx]$ und Spin parallel (antiparallel) zum Nukleonspin zu finden. Die Gleichungen 2.45 und 2.46 erfüllen die Callan-Gross-Beziehung 2.22 für Spin 1/2-Teilchen.

Bei der Interpretation der polarisierten Strukturfunktion g_1 im Breit-System betrachtet man die Wechselwirkung als kollinearen Prozess mit verschwindendem Bahndrehimpuls. Da das gestreute Quark den Spin 1/2 trägt, muss es bei der Wechselwirkung mit einem polarisierten Photon der Helizität $S_z^T = 1(-1)$ die Helizität von $S_z^q = -1/2(1/2)$ auf $S_z^q = 1/2(-1/2)$ ändern. Die Photon-Nukleon-Absorptionswirkungsquerschnitte sind daher gegeben durch $\sigma^{1/2} \propto \sum_q e_q^2 q^+$ und $\sigma^{3/2} \propto \sum_q e_q^2 q^-$. Man erhält für die polarisierte Strukturfunktion

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x) \quad (2.48)$$

mit der polarisierten Quarkdichte

$$\Delta q(x) = q^+(x) - q^-(x). \quad (2.49)$$

Die Strukturfunktion g_2 verschwindet innerhalb des Quark-Parton-Modells nur bei der Vernachlässigung intrinsischer Transversalimpulse der Quarks im Nukleon [17]:

$$g_2(x) = 0 \quad (2.50)$$

Im Energiebereich von HERMES spielen nur die leichten Quarks und Antiquarks eine Rolle, d.h. $q = u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$. Wegen Isospin-Symmetrie sind die Quarkdichten im Proton und Neutron verknüpft über

$$\begin{aligned} u(x) &\equiv u^p(x) = d^n(x), \\ d(x) &\equiv d^p(x) = u^n(x), \\ s(x) &\equiv s^p(x) = s^n(x), \end{aligned} \quad (2.51)$$

und analog für Antiquarks. Die ungeladenen Gluonen nehmen am tief-inelastischen Streuprozess nicht teil und tragen somit nicht zu den gemessenen Strukturfunktionen $F_{1,2}$ bei. Da die Summe der Impulsbruchteile der Quarks und Gluonen den Gesamtimpuls des Nukleons ergibt, gilt:

$$\int_0^1 x \left(\sum_q q(x) + g(x) \right) dx = \sum_q \epsilon_q + \epsilon_g = 1 \quad (2.52)$$

Dabei sind ϵ_q bzw. ϵ_g die Impulsbruchteile, die von den Quarks und Antiquarks der Sorte q bzw. von den Gluonen getragen werden. Aus Messungen von F_2 am Proton und Neutron am SLAC [18] erhält man unter Vernachlässigung der s-Quarks bei einem mittleren Q^2 von $\approx 10 \text{ GeV}^2$ [19]

$$\epsilon_u = 0.36, \quad \epsilon_d = 0.18, \quad \epsilon_g = 0.46, \quad (2.53)$$

wonach ungefähr die Hälfte des Nukleonimpulses von den Gluonen getragen wird.

2.3 Strukturfunktionen in der perturbativen Quantenchromodynamik

Das Skalenverhalten der Strukturfunktionen wird genaugenommen nur für mittlere Werte von $x \approx 0.2$ erfüllt (siehe Abb. 2.2). Für kleinere x erkennt man eine Zunahme der Strukturfunktion F_2 mit zunehmendem Q^2 , während sie bei hohen x -Werten abfällt. Diese Q^2 -Abhängigkeit wurde im Rahmen des Quark-Parton-Modells nicht vorhergesagt und fand erst mit der Entwicklung der perturbativen Quantenchromodynamik (QCD) eine Erklärung.

Die perturbative QCD beschreibt die Wechselwirkung von Quarks und Gluonen bei genügend hohen Impulsüberträgen, bei denen die starke Kopplungskonstante α_s klein wird und in erster Ordnung gegeben ist durch

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (2.54)$$

$$\text{mit } \beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f, \quad (2.55)$$

wobei n_f die Anzahl der aktiven Quarksorten ist. Der Skalenparameter Λ gibt die Grenze an, oberhalb derer perturbative QCD angewendet werden kann und liegt in der Größenordnung $\Lambda \approx 300$ MeV [6]. Die Q^2 -Abhängigkeit der Kopplungskonstanten ist verknüpft mit einer Änderung der Raum-Zeit-Auflösung des Streuprozesses. Mit wachsendem Q^2 wird man zunehmend sensitiv auf die in Abb. 2.6 dargestellten Prozesse. Ein Parton a mit dem Impulsbruchteil x kann durch diese Prozesse aus

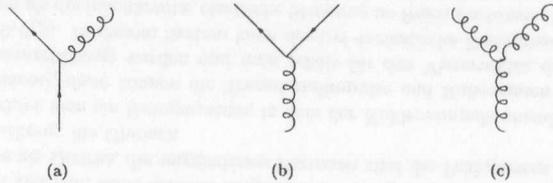


Abbildung 2.6: Die fundamentalen Diagramme der starken Wechselwirkung: a) Gluonenabstrahlung, b) Aufspaltung eines Gluons in ein $q\bar{q}$ -Paar, c) Gluonen-Selbstkopplung.

einem Parton b mit dem Impulsbruchteil $y > x$ hervorgehen. Die Wahrscheinlichkeit für solch einen Prozess ist proportional zu $\alpha_s(Q^2) P_{ab}(x/y)$, wobei die *Splittingfunktion* P_{ab} in der QCD berechnet werden kann [17]. Die in Abb. 2.6(a) dargestellte Aufspaltung eines Quarks q mit dem Impulsbruchteil y in ein Gluon g mit dem Impulsbruchteil x wird demnach über die Funktion $P_{gq}(x/y)$ beschrieben. Der Nettoeffekt der in Abb. 2.6 dargestellten Prozesse ist eine Erhöhung der Partondichten mit wachsendem Q^2 bei kleinen x und eine Verminderung bei großen x . Insgesamt wird die Q^2 -Entwicklung der unpolarisierten Partondichten $q(x)$ und $g(x)$ beschrieben durch die gekoppelten Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi-Gleichungen

(DGLAP) [20, 21, 22, 23]:

$$\frac{dq(x, Q^2)}{d \ln(Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q(y, Q^2) + P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) g(y, Q^2) \right), \quad (2.56)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln(Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\sum_q P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) q(y, Q^2) + P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) g(y, Q^2) \right). \quad (2.57)$$

Die Q^2 -Entwicklung der polarisierten Partonverteilungen $\Delta q(x, Q^2)$ und $\Delta g(x, Q^2)$ wird analog durch die Einführung polarisierter Splittingfunktionen ΔP_{ab} durchgeführt. Mit Hilfe der DGLAP-Gleichungen kann mit der Kenntnis der Partonverteilungen bei einem Wert Q_0^2 die Verteilung bei jedem anderen Wert von Q^2 vorhergesagt werden. Mit der Notation $(a \otimes b)(x) = \int_x^1 dy/y a(x/y) b(y)$ lassen sich die Entwicklungsgleichungen schreiben als

$$\frac{dq^{NS}(x, Q^2)}{d \ln(Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi} (P_{qq} \otimes q^{NS}), \quad (2.58)$$

$$\frac{dq^S(x, Q^2)}{d \ln(Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi} (P_{qq} \otimes q^S + 2n_f P_{qg} \otimes g), \quad (2.59)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln(Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi} (P_{gq} \otimes q^S + P_{gg} \otimes g), \quad (2.60)$$

mit den folgenden Definitionen der Singulett- und Nicht-Singulett-Beiträge für drei Quarksorten ($n_f = 3$):

$$q^S(x, Q^2) = u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s}, \quad (2.61)$$

$$q^{NS}(x, Q^2) = (u + \bar{u}) - \frac{1}{2}(d + \bar{d}) - \frac{1}{2}(s + \bar{s}). \quad (2.62)$$

Die Gluondichte trägt unabhängig von der Quarksorte zur Partondichte bei und fällt bei der Differenzbildung in der Non-Singlet-Verteilung q^{NS} heraus, während sie beim Singlet-Anteil q^S nur in erster Ordnung von α_s (*leading order, LO*) verschwindet. In diesem Fall hängen die Strukturfunktionen F_1 und g_1 von Q^2 -abhängigen Quarkdichten $q(x, Q^2)$ bzw. $\Delta q(x, Q^2)$ ab:

$$F_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 q(x, Q^2) \quad (2.63)$$

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x, Q^2). \quad (2.64)$$

2.4 Summenregeln

Die Bestimmung der Integrale der polarisierten Strukturfunktionen ist hilfreich, um verschiedene fundamentale Annahmen über die Spinstruktur des Nukleons zu testen. Allgemein wird das n -te Moment einer Strukturfunktion $f(x)$ definiert über

$$M_n(f) = \int_0^1 x^{n-1} f(x) dx. \quad (2.65)$$

Im Folgenden wird das erste Moment der Strukturfunktion $g_1(x, Q^2)$ betrachtet:

$$\Gamma_1(Q^2) \equiv M_1(g_1) = \int_0^1 g_1(x, Q^2) dx = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(Q^2), \quad (2.66)$$

mit

$$\Delta q(Q^2) \equiv \int_0^1 \Delta q(x, Q^2) dx. \quad (2.67)$$

Im Rahmen der perturbativen QCD bekommt der Ausdruck die Form

$$\Gamma_1^{p(n)} = [+(-)\frac{1}{12}a_3 + \frac{1}{36}a_8] \Delta C_{NS} + \frac{1}{9}a_0 \Delta C_S \quad (2.68)$$

mit den Nicht-Singulett und Singulett-Koeffizienten

$$\Delta C_{NS} = 1 - \frac{\alpha_s}{\pi} - 3.58 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 - 20.22 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3, \quad (2.69)$$

$$\Delta C_S = 1 - \frac{\alpha_s}{\pi} - 1.10 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 + \mathcal{O}(\alpha_s^3) \quad (2.70)$$

und den axialen Kopplungskonstanten der SU(3), welche im QPM durch die ersten Momente der Quarkverteilungen Δq ausgedrückt werden können:

$$a_0 = \Delta u + \Delta \bar{u} + \Delta d + \Delta \bar{d} + \Delta s + \Delta \bar{s} \equiv \Delta \Sigma, \quad (2.71)$$

$$a_3 = \Delta u + \Delta \bar{u} - \Delta d - \Delta \bar{d} = F + D = \left| \frac{g_A}{g_V} \right|, \quad (2.72)$$

$$a_8 = \Delta u + \Delta \bar{u} + \Delta d + \Delta \bar{d} - 2(\Delta s + \Delta \bar{s}) = 3F - D. \quad (2.73)$$

Die schwachen Zerfallskonstanten F und D wurden experimentell aus Baryon- und Hyperonzerfällen [24] zu

$$F = 0.459 \pm 0.008, \quad (2.74)$$

$$D = 0.798 \pm 0.008 \quad (2.75)$$

bestimmt. Diese hängen mit den Axialvektor- bzw. Vektor-Kopplungen g_A und g_V zusammen über $|g_A/g_V| = F + D = 1.257 \pm 0.003$ [6]. Durch QCD-Korrekturen höherer Ordnung (*Next to Leading Order, NLO*) erhält die Größe a_0 durch die Axial-Anomalie [25, 26] eine Beimischung der polarisierten Gluondichte Δg und bekommt im Adler-Bardeen-Faktorisierungsschema [27] die Form

$$a_0(Q^2) = \Delta \Sigma - n_f \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \Delta g(Q^2). \quad (2.76)$$

Im $\overline{\text{MS}}$ -Faktorisierungsschema [28] besitzen dagegen sowohl a_0 als auch $\Delta \Sigma$ eine Q^2 -Abhängigkeit und es gilt $a_0(Q^2) = \Delta \Sigma(Q^2)$ [29].

2.4.1 Ellis-Jaffe Summenregel

Unter der Vernachlässigung der Strange-Quark-Polarisation gilt für die axialen Kopplungskonstanten $a_0 = a_8$ und man erhält unter Berücksichtigung von QCD-Korrekturen für die ersten Momente der Strukturfunktion g_1 für Proton- und Neutronartgets

$$\Gamma_1^p(Q^2) = \frac{1}{18}(3F + D) \Delta C_{NS}(Q^2) + \frac{1}{9}(3F - D) \Delta C_S(Q^2), \quad (2.77)$$

$$\Gamma_1^n(Q^2) = -\frac{1}{9}D \Delta C_{NS}(Q^2) + \frac{1}{9}(3F - D) \Delta C_S(Q^2). \quad (2.78)$$

Die theoretischen Erwartungen $\Gamma_1^p = 0.164 \pm 0.005$ und $\Gamma_1^n = -0.018 \pm 0.004$ bei $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ zeigen eine deutliche Diskrepanz zu den experimentellen Weltwerten, $\Gamma_1^p = 0.130 \pm 0.006$ und $\Gamma_1^n = -0.040 \pm 0.008$, bei demselben Wert von Q^2 [12]. Die Singlet-Komponente a_0 lässt sich mit Gl. 2.68 aus den experimentellen Daten extrahieren und man erhält

$$a_0 = 0.29 \pm 0.09. \quad (2.79)$$

Dieses Resultat steht im Widerspruch zur Vorhersage des naiven Partonmodells, in dem $a_0 = \Delta \Sigma = 1$ gilt. Wegen Gl. 2.76 lässt sich diese Größe in der perturbativen QCD jedoch nicht mehr allein als Anteil der Quarks am Gesamtspin interpretieren.

2.4.2 Björken Summenregel

Aus Gl. 2.68 folgt für die Differenz der Momente der Spinstrukturfunktionen von Proton und Neutron:

$$S_{BJ} \equiv \Gamma_1^p(Q^2) - \Gamma_1^n(Q^2) = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \Delta C_{NS}. \quad (2.80)$$

Diese von Björken[30, 31] aufgestellte Summenregel folgt alleine aus der Stromalgebra und Isospin-Symmetrie und ist daher fundamental für den Test der QCD. Die theoretische NLO Vorhersage von $S_{BJ} = 0.178 \pm 0.005$ bei $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ ist in Übereinstimmung mit den experimentellen Daten [32] $S_{BJ} = 0.174 \pm 0.005$, bei demselben Wert von Q^2 .

2.5 Semi-inklusive tief-inelastische Streuung

Semi-inklusive DIS zeichnet sich durch den teilweisen Nachweis des hadronischen Endzustandes in Koinzidenz mit dem gestreuten Lepton aus:

$$l + N \rightarrow l' + h + X. \quad (2.81)$$

Die Hadronen h entstehen dabei aus der Fragmentation des aus dem Nukleonverband herausgeschlagenen Quarks und des Nukleonrestes. Da die starke Kopplungskonstante bei kleinen Energien divergiert, existieren keine freien Quarks sondern nur farbneutrale, gebundene Zustände (*Confinement*). Besteht eine Korrelation zwischen dem erzeugten Hadron und dem herausgeschlagenen Quark, so entstand das Hadron aus der *Stromfragmentation*, ist es mit dem Nukleonrest korreliert, so bildete es sich aus der *Targetfragmentation*. Um Aussagen über die Nukleonstruktur

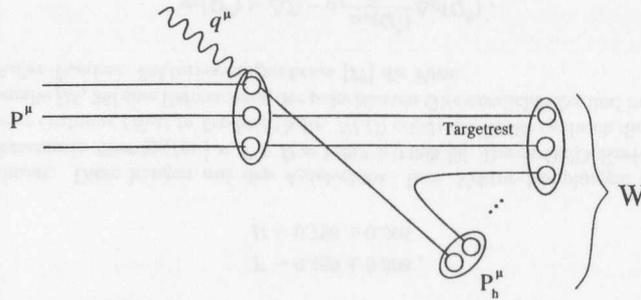


Abbildung 2.7: Der semi-inklusive, tief-inelastische Streuprozess aus der Sicht des Quark-Parton-Modells: Ein Quark wird durch das virtuelle Photon aus dem Nukleon herausgeschlagen und fragmentiert anschließend in n Hadronen mit den Viererimpulsen P_h^μ .

machen zu können, ist der Nachweis der Stromfragmente wichtig, da sie direkt mit den Partondichten verknüpft sind. Man definiert daher die folgenden Variablen zur Klassifizierung der erzeugten Hadronen (vergl. Abb. 2.7):

$$P_h^\mu \stackrel{\text{tab}}{\equiv} (E_h, \vec{P}_h) \quad (2.82)$$

$$z \equiv \frac{P_h^\mu \cdot P_\mu^{\text{tab}}}{q^\nu \cdot P_\nu} \equiv \frac{E_h}{\nu} \quad (2.83)$$

$$P_L^* \equiv \frac{\vec{P}_h^* \cdot \vec{q}^*}{|\vec{q}^*|} \quad (2.84)$$

$$x_F \equiv \frac{P_L^*}{|\vec{q}^*|} \simeq \frac{2P_L^*}{W}. \quad (2.85)$$

Das Hadron mit dem Viererimpuls P_h^μ besitzt die longitudinale Impulskomponente P_L^* bezüglich des virtuellen Photons im Schwerpunktsystem von Photon und Nukleon. Die Lorentz-invariante Größe z ist die relative Energie des Hadrons im Vergleich zur Energie des virtuellen Photons und kann Werte im Bereich $z = [0 \dots 1]$ annehmen, während x_F zwischen den Grenzen -1 und $+1$ liegt. Die Größen z und x_F lassen eine Unterscheidung der Fragmentationsregionen zu: Hadronen mit $x_F > 0$ und $z > 0.2$ stammen überwiegend aus der Stromfragmentation, während Teilchen aus der Targetfragmentation bevorzugt im dem Bereich $x_F < 0$ und $z < 0.2$ zu finden sind. Außerdem nimmt die Korrelation zwischen dem Hadron und dem herausgeschlagenen Quark mit steigendem x_F und z zu.

2.5.1 Fragmentationsfunktionen

Der Fragmentationsprozess kann wegen der Größe der Kopplungskonstante bei kleinen Energien nicht mehr perturbativ berechnet werden und wird durch die Fragmentationsfunktionen $D_q^h(z)$ parametrisiert. Dabei gibt $D_q^h(z)dz$ die Wahrscheinlichkeit

an, dass ein Quark q in ein Hadron h fragmentiert, dessen relative Energie im Bereich $[z, z + dz]$ liegt. Die Annahme der Faktorisierung, d.h. die Unabhängigkeit der Fragmentation vom Photon-Quark Streuprozess und damit von x oder Q^2 , ist eine direkte Konsequenz des Quark-Parton-Modells mit quasi-freien Partonen. Da die Gesamtenergie der erzeugten Hadronen der Energie des virtuellen Photons entsprechen muss, gilt:

$$\sum_h \int_0^1 z D_q^h(z) dz = 1 \quad (2.86)$$

Die mittlere Multiplizität n_h der durch das Quark q erzeugten Teilchen der Masse m_h und mit $z > z_{\min} = m_h/\nu$ ist gegeben durch

$$n_h = \int_{z_{\min}}^1 D_q^h(z) dz. \quad (2.87)$$

Bei HERMES-Energien werden vorzugsweise die sechs Hadrontypen $\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$ aus der Fragmentation der Quarks $u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}$ nachgewiesen. Die dazugehörigen Fragmentationsfunktionen können wegen Ladungskonjugations-Symmetrie und Isospin-Symmetrie zusammengefasst werden. Für Pionen erhält man wegen $D_u^{\pi^+} = D_{\bar{u}}^{\pi^-}$ und $D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^-}$ die drei Funktionen:

$$D_1(z) = D_u^{\pi^+}(z) = D_d^{\pi^-}(z) = D_{\bar{u}}^{\pi^-}(z) = D_d^{\pi^+}(z), \quad (2.88)$$

$$D_2(z) = D_u^{\pi^-}(z) = D_d^{\pi^+}(z) = D_{\bar{u}}^{\pi^+}(z) = D_d^{\pi^-}(z), \quad (2.89)$$

$$D_3(z) = D_s^{\pi^+}(z) = D_s^{\pi^-}(z) = D_s^{\pi^+}(z) = D_s^{\pi^-}(z). \quad (2.90)$$

Die Funktion $D_1(z)$ wird als bevorzugte (*favoured*) Fragmentationsfunktion bezeichnet, da das herausgeschlagene Quark in der Wellenfunktion des produzierten Pions enthalten ist. Daher ist diese Fragmentation wahrscheinlicher als die durch die ungünstigen (*unfavoured*) und Strange-Quark Funktionen $D_2(z)$ bzw. $D_3(z)$ beschriebenen. Die Fragmentationsfunktionen für die Produktion von Pionen, Kaonen und Protonen wurden für u - und d -Quarks in DIS gemessen [33, 34]. Für inklusive Streuevents, bei denen nur das gestreute Lepton nachgewiesen wird, gilt $D_q^e = 1$.

2.5.2 Fragmentationsmodelle

Im Folgenden werden die beiden wichtigsten, phänomenologischen Modelle des Fragmentationsprozesses zusammengefasst: Das Modell der unabhängigen Fragmentation (*Independent Fragmentation*, IF) [35] und das String-Modell (*String Fragmentation*, SF) [36]. Beide Modelle sind im Monte-Carlo-Generator JETSET [37, 38] enthalten und wurden zur Bestimmung der Quarkpolarisationen aus den gemessenen Hadron-Asymmetrien verwendet. Ein drittes Modell (*Cluster Fragmentation*) [39] versucht eine Beschreibung der Hadronisierung durch die perturbative QCD. Obwohl dieses Modell erfolgreich die Fragmentation in e^+e^- -Kollisionen beschreibt, konnten dessen Parameter nicht an die gemessenen HERMES-Spektren angepasst werden und fand daher keine Anwendung.

Unabhängige Fragmentation

Dieser Ansatz wurde von Field und Feynman entwickelt und beschreibt die Hadronisierung als die inkohärente Summe von unabhängigen Fragmentationen jedes

einzelnen Quarks [40]. Dabei wird aus dem Vakuum ein $q_1\bar{q}_1$ -Paar erzeugt, welches mit dem herausgeschlagenen Quark q_0 ein Meson $q_0\bar{q}_1$ mit dem Energiebruchteil z bildet. Das Quark q_1 mit dem Energiebruchteil $1-z$ fragmentiert dann anschließend durch die Bildung eines $q_2\bar{q}_2$ -Paares. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis die Restenergie unter einen Schwellenwert abgesunken ist. Das übriggebliebene Quark wird dann vernachlässigt.

Das Modell wird durch wenige Parameter beschrieben: Die Größe $f(z)$ bestimmt die Verteilung der Energien auf die in jedem Schritt erzeugten Mesonen und übriggebliebenen Quarks. Die Variable γ_q gibt die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines $q\bar{q}$ -Paares an und reduziert sich auf die zwei Parameter $\gamma_u = \gamma_d = \gamma$ und γ_s , wobei $2\gamma + \gamma_s = 1$ gilt. Aus der Messung des Verhältnisses von Kaon- zu Pionraten [41] erhält man $\gamma_s = 0.3\gamma$ und damit $\gamma = 0.435$. Schließlich bestimmt der Parameter $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ die Breite der Gaussverteilung der Transversalimpulse der Quark-Antiquark-Paare.

Das Modell macht folgende Vorhersage über das Verhältnis der Pion-Fragmentationsfunktionen

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{\gamma(1-z)}{z + \gamma(1-z)}, \quad (2.91)$$

welches die experimentellen Daten gut beschreibt. Für $z \rightarrow 1$ gilt $D_2/D_1 \rightarrow 0$, da dann nur ein Meson erzeugt werden kann, welches das herausgeschlagene Quark in der Wellenfunktion enthalten muß. Da andererseits für $z \rightarrow 0$ das Meson am Ende der Hadronen-Kaskade erzeugt wurde, spielt die anfängliche Quarksorte keine Rolle mehr und es folgt $D_2 = D_1$.

Obwohl das Modell erfolgreich die Fragmentation in e^+e^- -Kollisionen und DIS beschreibt, besitzt es mehrere Schwächen: Durch die Vernachlässigung des letzten Quarks in der Hadronisierung sind weder Quarksorte noch Farbe erhalten. Außerdem ist die Energieverteilung auf die Quarks und damit auf die entstehenden Hadronen vom Bezugssystem abhängig und damit nicht Lorentz-invariant.

String-Fragmentation

Das LUND-String-Modell geht von der Idee aus, dass die Partonen nicht unabhängig voneinander fragmentieren, sondern durch das Farbfeld der Gluonen miteinander verbunden sind. Da die Gluonen selbst Farbe tragen, ordnen sie sich entlang einer zylindersymmetrischen Flussröhre (*string*) an. Aus der Spektroskopie angeregter Hadronzustände ergibt sich für die Energiedichte des Strings ein Wert von $\kappa \approx 1$ GeV/fm [42] (κ : String-Konstante). Während die Quarks auseinanderlaufen, wächst die potentielle Energie mit dem Abstand r proportional zu κr an und der String kann durch die Entstehung eines neuen $q\bar{q}$ -Paar in zwei Teile aufbrechen. Letztere fragmentieren dann unabhängig voneinander, bis alle Teile in farblose Hadronen auf der Massenschale übergegangen sind.

Um ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen, bedient sich das LUND-Modell der Idee des Tunneleffektes: Die Quarks werden an einem Punkt erzeugt und tunneln dann mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit P in einen Bereich mit transversalem Impuls p_{\perp} und Masse m :

$$P = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{\kappa}\right) \exp\left(-\frac{\pi p_{\perp}^2}{\kappa}\right). \quad (2.92)$$

Dies impliziert eine Unterdrückung der Produktion von schweren Quarks im Verhältnis $u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$. Die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung eines $q\bar{q}$ -Paares innerhalb einer geeigneten Zeit τ wird durch zwei Parameter a und b bestimmt ($\Gamma = (\kappa\tau)^2$):

$$P(\Gamma) d\Gamma = \Gamma^a \exp(-b\Gamma) d\Gamma. \quad (2.93)$$

Das LUND-String-Modell ist invariant unter Lorentz-Transformationen und erhält explizit die Quarksorte und -farbe. Außerdem berücksichtigt es im Gegensatz zur unabhängigen Fragmentation die Gluonabstrahlung bei der Hadronisierung.

2.5.3 Hadron-Asymmetrien und Strukturfunktionen

Analog zur inklusiven Asymmetrie A_{\parallel} (Gl. 2.33) werden die semi-inklusiven Lepton-Nukleon-Asymmetrien eines Hadrons h definiert über

$$A_{\parallel}^h = \frac{\sigma_{h}^{\rightarrow} - \sigma_{h}^{\leftarrow}}{\sigma_{h}^{\rightarrow} + \sigma_{h}^{\leftarrow}}. \quad (2.94)$$

Definiert man die folgenden Strukturfunktionen

$$F_1^h(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 D_q^h q(x, Q^2), \quad (2.95)$$

$$g_1^h(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 D_q^h \Delta q(x, Q^2), \quad (2.96)$$

mit $D_q^h = \int_{z_{\min}}^1 D_q^h(z) dz$, dann erhält man für die semi-inklusive Photon-Nukleon-Asymmetrie

$$A_1^h \approx \frac{g_1^h}{F_1^h} = \frac{\sum_q e_q^2 D_q^h \Delta q(x, Q^2)}{\sum_{q'} e_{q'}^2 D_{q'}^h q'(x, Q^2)}. \quad (2.97)$$

Um aus den gemessenen Hadron-Asymmetrien die polarisierten Quarkverteilungen $\Delta q(x, Q^2)$ extrahieren zu können, benötigt man angepasste Parametrisierungen der unpolarisierten Partondichten $q(x, Q^2)$. Die in dieser Arbeit benutzten Partondichten von CTEQ [43] und GRV [44] beruhen auf Fits in erster Ordnung (LO) an die experimentellen Daten der Strukturfunktion F_2 . Dabei wurde die Annahme gemacht, dass die Callan-Gross-Beziehung 2.22 erfüllt ist und F_2 gegeben ist durch Gl. 2.46. Für eine konsistente Analyse muss daher die Hadron-Asymmetrie als Funktion von F_2 mit Gl. 2.21 geschrieben werden als

$$A_1^h \approx 2x \frac{g_1^h}{F_2^h} \cdot \frac{1+R}{1+\gamma^2} = \frac{\sum_q e_q^2 D_q^h \Delta q(x, Q^2)}{\sum_{q'} e_{q'}^2 D_{q'}^h q'(x, Q^2)} \cdot \frac{1+R}{1+\gamma^2}. \quad (2.98)$$

Die Größe $q_{F_2}(x, Q^2)$ ist dabei die an F_2 gefittete Partonverteilung und wird im Folgenden wieder mit $q(x, Q^2)$ bezeichnet. Gleichung 2.98 ist die Grundgleichung für die in Kapitel 6 beschriebene Extraktion der polarisierten Partonverteilungen $\Delta q(x)$.

Kapitel 3

Das HERMES Experiment

Das HERMES Experiment wurde zum Studium der spinabhängigen tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung entworfen und befindet sich am Proton-Positron¹ Speicherring HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg. HERMES nutzt als internes Experiment den longitudinal polarisierten HERA Positronenstrahl mit einer Energie von 27.5 GeV. Als Target dient eine fensterlose Speicherzelle in Kombination mit einer polarisierten ³He Quelle (1995) bzw. einer polarisierten Atomstrahlquelle (ABS) für Wasserstoff (1996-97) und Deuterium (1998-99). Da sich der Positronspin durch Abstrahlung von Synchrotronstrahlung selbstständig transversal zur Strahlebene ausrichtet, sorgen Spinrotatoren für eine longitudinale Polarisation am HERMES Wechselwirkungspunkt.

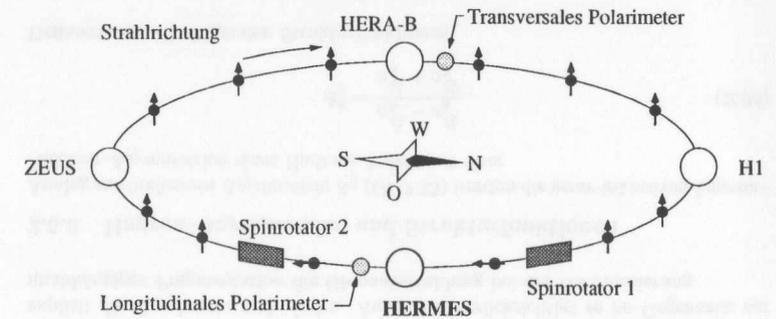


Abbildung 3.1: Schematische Ansicht des HERA Speicherringes am DESY. Eingezeichnet sind die vier Experimente ZEUS, HERA-B, HI und HERMES. Die dicken Pfeile deuten die Polarisation der Positronen an, welche mit zwei voneinander unabhängigen Polarimetern gemessen wird.

¹Im Folgenden wird der Begriff Positron sowohl für Elektronen als auch Positronen gebraucht, da die Analyse der vorliegenden Arbeit zum größten Teil auf Daten beruht, bei denen der HERA-Beschleuniger aus technischen Gründen mit Positronen gefüllt war.

3.1 Der Beschleuniger HERA

Die Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage HERA besteht aus zwei Speicherringen für 820 GeV (1998: 920 GeV) Protonen bzw. 27.5 GeV Positronen oder Elektronen in einem gemeinsamen Tunnel mit 6.3 Kilometer Umfang. Die in entgegengesetzter Richtung beschleunigten Teilchenpakete wechselwirken an zwei Kreuzungspunkten und werden von den Experimenten H1 und ZEUS genutzt, während HERMES und HERA-B nur den Positron- bzw. Protonstrahl und ein jeweils stationäres Target verwenden. In Tab. 3.1 sind die wesentlichen Eigenschaften des HERA Beschleunigers zusammengefasst.

Tabelle 3.1: Einige Parameter des HERA Beschleunigers.

	Positron	Proton
Energie	27.5 GeV	820 (920) GeV
Typischer Anfangsstrom	30-40 mA	70-80 mA
Typische Lebensdauer	10 h	>100 h
Zahl der Pakete	189	180
Paketlänge	11 mm (37 ps)	
Paketabstand	29 m (96 ns)	
Beschleunigerumfang	6336 m	

3.1.1 Polarisierte Positronen bei HERA

Bei der Emission von Synchrotronstrahlung wird bei einem Spinflip des Positrons derjenige Endzustand mit parallelem Spin zum äusseren Magnetfeld bevorzugt. Diese Asymmetrie führt dazu, dass mit der Zeit die Zustände mit paralleler (N^\uparrow) bzw. antiparalleler (N^\downarrow) Einstellung unterschiedlich stark bevölkert werden (Sokolov, Ternov [45]). Man definiert daher die Polarisation P über

$$P = \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow}. \quad (3.1)$$

Die Polarisation baut sich nur sehr langsam auf und folgt einer Exponentialfunktion mit einer Zeitkonstanten τ und einer maximalen Gleichgewichtspolarisation P_{\max} :

$$P(t) = P_{\max}(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}). \quad (3.2)$$

In einer idealen (flachen) Maschine, in der weder horizontale Magnetfeldkomponenten noch andere depolarisierende Effekte eine Rolle spielen, erreicht die Gleichgewichtspolarisation ihren theoretischen Maximalwert:

$$P_{\max}^{\text{th}} = 92.4 \% . \quad (3.3)$$

Die Anstiegszeit hängt von Maschinenparametern ab und beträgt für eine Strahlenergie von 27.5 GeV und einem mittleren Krümmungsradius von 707 m bei HERA

$$\tau^{\text{th}} = 37 \text{ min} . \quad (3.4)$$

Im Allgemeinen beeinflussen jedoch depolarisierende Effekte den theoretischen Verlauf und modifizieren sowohl die Zeitkonstante als auch die maximal erreichbare Polarisation. Mit der Zeitkonstante τ_{dep} , welche die Stärke der depolarisierenden Effekte repräsentiert, gilt

$$P_{\max} = P_{\max}^{\text{th}} \frac{\tau_{\text{dep}}}{\tau_{\text{th}} + \tau_{\text{dep}}}, \quad (3.5)$$

$$\tau = \tau_{\text{th}} \frac{\tau_{\text{dep}}}{\tau_{\text{th}} + \tau_{\text{dep}}}. \quad (3.6)$$

In den Jahren 1995 - 1998 wurden Polarisationswerte von typischerweise 55 - 65 % erreicht.

Da HERMES einen longitudinal polarisierten Strahl benötigt, sorgen zwei Spinrotatoren [46] dafür, dass der Positronspin vor der Targetregion in die Richtung des Strahlimpulses und hinter dem HERMES Wechselwirkungspunkt wieder zurück in die Vertikale gedreht wird. Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, dass die Spinpräzession der Positronen im HERA-Ring durch relativistische Effekte um den Faktor

$$f = 1 + \nu = 63.5 \quad (3.7)$$

größer ist als dessen räumliche Ablenkung [47], wobei ν die Anzahl der Präzessionen pro Umlauf im Speicherring bezeichnet (*Spin tune*). Daher kann durch die Kombination von horizontalen und vertikalen Magnetfeldern der Spin in die longitudinale Richtung gedreht werden (siehe Abb. 3.2). Sowohl die transversale als auch die lon-

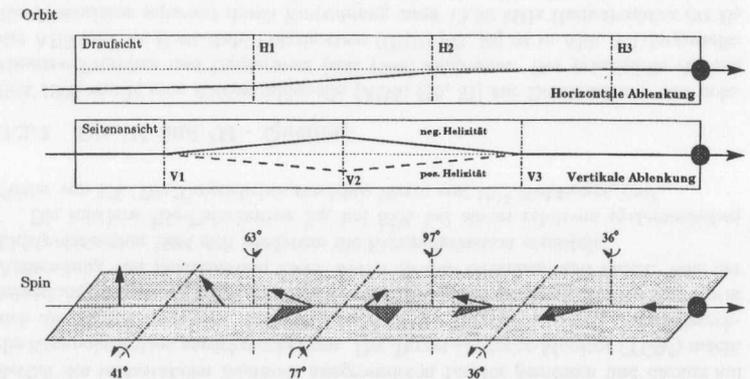


Abbildung 3.2: Wirkungsweise eines Spinrotators. Die Anordnung von vertikalen und horizontalen Magnetfeldern bewirkt sowohl eine räumliche Verschiebung (oben) als auch eine Spindrehung (unten). Die integrale vertikale Strahlposition wird durch den Rotator nicht beeinflusst. Die Gesamtlänge beträgt etwa 70 m.

gitudinale Polarisation des Positronstrahles wird unabhängig von zwei Polarimetern im Westen bzw. im Osten des HERA-Beschleunigers gemessen. Eine detaillierte Beschreibung des longitudinalen Polarimeters findet sich in Kapitel 4.

3.2 Das polarisierte Gastarget

HERMES benutzt als internes Gastarget eine fensterlose, elliptische Speicherzelle aus 0.1 mm starken Aluminium und den Maßen $9.8 \times 29 \times 400 \text{ mm}^3$. Die injizierten Targetatome erfahren einige Hundert Wandstöße, bevor sie von einem Pumpensystem an beiden Enden der Speicherzelle abgesaugt werden (Abb. 3.3). Dadurch wird die Anzahl der Targetatome pro Fläche maximiert bei gleichzeitiger Minimierung des Einflusses auf den HERA-Strahl. Eine kontinuierliche Anpassung des Strahlrohrquerschnitts an die Speicherzelle minimiert die Erzeugung elektromagnetischer Störfelder ("wake fields"), welche zu einer Erhöhung der Strahlemittanz führen.

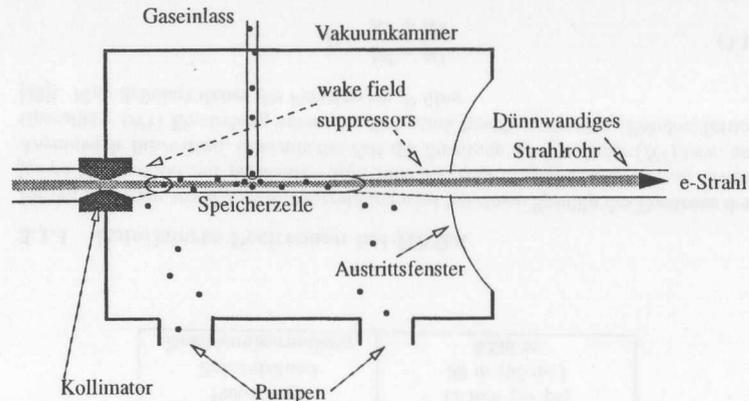


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des internen Gastargets bei HERMES.

3.2.1 Die polarisierte ^3He -Quelle

HERMES hat 1995 Daten mit einer polarisierten ^3He -Quelle genommen, deren Funktionsweise hier kurz dargestellt wird. Eine ausführliche Beschreibung findet man in [48, 49]. Da die Polarisation des ^3He -Kernes hauptsächlich vom Neutron getragen wird, kann man durch die Verwendung eines polarisierten ^3He -Targetes Rückschlüsse auf die Spinstruktur des Neutrons ziehen (siehe Kap. 5 und 6).

Die ^3He -Atome werden in einer Quarzglaszelle unter Einstrahlung einer niederfrequenten Radiostahlung zu einem kleinen Anteil in den metastabilen 2^3S_1 Zustand gebracht. Durch die resonante Einstrahlung von zirkular polarisiertem infraroten Laserlicht werden diese Atome danach auf den höheren 2^3P_0 Zustand gepumpt. Beim Zerfall in den 2^3S_1 Zustand wird unpolarisiertes Licht isotrop emittiert; die Polarisation des Laserlichtes wird so auf die metastabilen Atome übertragen. Durch die Hyperfein-Wechselwirkung koppeln nun der Elektron- und Kernspin zum Gesamtspin des Atoms, so dass die Kerne der metastabilen Atome polarisiert werden. Beim Zerfall des metastabilen Zustands bleibt die Kernpolarisation nicht erhalten. Die Polarisation der Elektronen wird durch den Austausch der Elektronenwolken bei Atomstößen auf die stabilen Atome übertragen, welche dann in die Speicherzelle

injiziert werden. Als Quantisierungsachse des Nucleonspins dient ein schwaches magnetisches Haltefeld von 3.2 mT, welches durch ein Paar Helmholtzspulen generiert wird. Die Targetpolarisation wird durch den Wechsel der Helizität des Laserlichtes typischerweise alle 10 min. umgekehrt.

Die Polarisation der ^3He -Atome kann auf zwei unabhängige Arten gemessen werden: Im Pump-Zellen-Polarimeter (PCP) wird die zirkulare Polarisation des beim Zerfall des metastabilen Zustands ausgesendeten Lichtes gemessen und daraus auf die Kernpolarisation zurückgeschlossen. Der Target-Optische-Monitor (TOM) macht sich die Tatsache zunutze, dass die Atome in der Targetzelle durch Coulombwechselwirkung mit dem HERA-Positronenstrahl elektronisch angeregt werden und unter Aussendung von polarisiertem Licht wieder in den Grundzustand fallen. Aus der Lichtpolarisation lässt sich wiederum die Kernpolarisation ermitteln.

Die mittlere ^3He -Polarisation lag bei 55% bei einem relativen systematischen Fehler von 5%. Die Targetdichte erreichte Werte von 10^{15} Nucleonen/cm 2 .

3.2.2 Die ^1H und ^2H -Quellen

Seit 1996 wurde eine Atomstrahlquelle (ABS) [50, 51] zur Bereitstellung von polarisierten Protonen und Deuteronen (seit 1998) eingesetzt. Der prinzipielle Aufbau der ABS und des Breit-Rabi-Polarimeters (BRP) [52, 53] ist in Abb. 3.4 dargestellt. Ein Dissoziator separiert durch Eintrahlung einer 13.56 MHz Radiofrequenz die H_2 Moleküle in atomaren Wasserstoff. Da der Wirkungsgrad des Dissoziators sehr hoch ist, liegt der relative Anteil α_0 der dissoziierten Gasatome bei $99 \pm 1\%$.

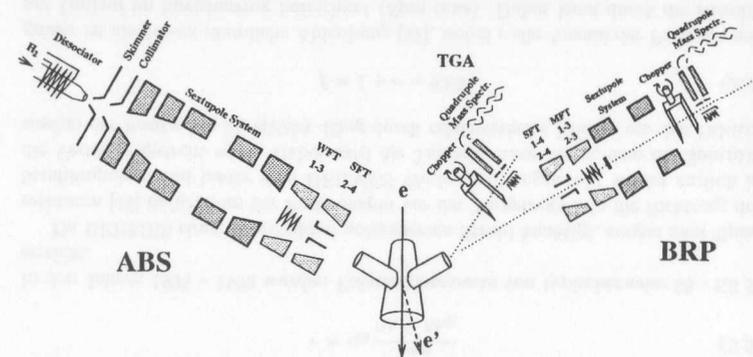


Abbildung 3.4: Prinzipische Skizze des HERMES (^1H - ^2H)-Targetes.

Eine gekühlte Düse, sowie ein System von Kollimatoren formen daraus einen noch unpolarisierten Strahl, welcher in einer Anordnung von fünf Sextupolmagneten ein inhomogenes Magnetfeld durchquert. Die Atome werden durch eine Stern-Gerlach-Separation nach ihrem elektronischen Spin sortiert, so dass nach Durchquerung der Anordnung die Atome mit paralleler bzw. antiparalleler Ausrichtung des Elektronenspins auf die Strahlachse fokussiert bzw. defokussiert werden.

Die Hyperfeinzustände mit den beiden entsprechenden entgegengesetzten Spineinstellungen der Kerne werden durch Hochfrequenzübergänge in Zustände mit parallelem Spin überführt und in die Speicherzelle injiziert. Um eine Rekombination der Atome an der Zellenwand zu minimieren, ist letztere mit einer Schicht aus Dri-Film und Eis überzogen.

Im Breit-Rabi-Polarimeter wird prinzipiell die umgekehrte Anordnung zur Messung der Targetpolarisation angewendet. Ein Bruchteil des Targetgases wird dort auf die relative Bevölkerung der Hyperfeinzustände der Gasatome hin untersucht und daraus deren Polarisation bestimmt.

Ein Teil des Gases wird in einem Targetgas-Analysator (TGA) mittels eines Massenspektrometers auf die Anteile von molekularem und atomarem Wasserstoff bzw. Deuterium untersucht. Die Targetpolarisation kann dann über den Ausdruck

$$P_T = \alpha_0(\alpha_r + (1 - \alpha_r)\beta)P_T^{atom} \quad (3.8)$$

berechnet werden. Dabei ist α_r der vom TGA gemessene Anteil an atomarem Gas nach möglicher Rekombination in der Zelle, β ist das Verhältnis der Nukleonpolarisation im Molekül zu der im Atom ($0.2 \leq \beta \leq 1.0$) und P_T^{atom} ist die vom BRP ermittelte Polarisation des Atomstrahls. Dabei muss beachtet werden, dass die vom TGA und BRP gemessenen Werte jeweils eine Samplekorrektur erfordern, welche durch Monte-Carlo-Rechnungen ermittelt werden. Die mittlere Proton-Polarisation lag 1996 (1997) bei 0.80 ± 0.08 (0.88 ± 0.05); die Deuterium-Polarisation erreichte 0.89 ± 0.07 im Jahr 1998. Die Polarisationsrichtung wurde zur Minimierung systematischer Fehler ungefähr alle 45 s nach dem Zufallsprinzip umgekehrt.

3.3 Der HERMES Detektor

Die einzelnen Detektoren des HERMES Spektrometers bestehen aus jeweils zwei Komponenten, welche symmetrisch ober- und unterhalb der beiden HERA Strahlführungen angeordnet sind. Der Positron- und Protonstrahl wird durch Eisenplatten vom vertikalen Feld des Spektrometernagnetes abgeschirmt. In Abb. 3.5 ist eine schematische Aufsicht auf den Detektor dargestellt. Die Akzeptanz beträgt in horizontaler Richtung $|\theta_x| \leq 170$ mrad und vertikal 40 mrad $\leq |\theta_y| \leq 140$ mrad. Eine detaillierte Beschreibung des Detektoraufbaus ist in [54] zu finden. In den folgenden Abschnitten werden die wesentlichen Eigenschaften der einzelnen Detektorkomponenten zusammengefasst.

3.3.1 Das Spurkammersystem

Die Bestimmung der Kinematik sowohl der gestreuten Positronen, als auch der erzeugten geladenen Hadronen erfolgt mit Hilfe eines Spurkammersystems vor, im und hinter dem Spektrometernagnet. Für eine genaue Vertexbestimmung sind Mikrostreifen-Gaszähler (VC 1/2) mit einer Auflösung von $65 \mu\text{m}$ pro Ebene unmittelbar hinter dem Austrittsfenster der Targetkammer installiert. Die Drift-Vertexkammern (DVC) sowie die Driftkammern kurz vor dem Magneten (FC 1/2) tragen zur besseren Spurauflösung bei und bestehen aus jeweils sechs Ebenen bei einer Driftzellengröße von 6 mm bzw. 7 mm und einer Auflösung von $220 \mu\text{m}$. Die im Magneten installierten Vieldraht-Proportionalkammern (MC 1-3) werden hauptsächlich zur

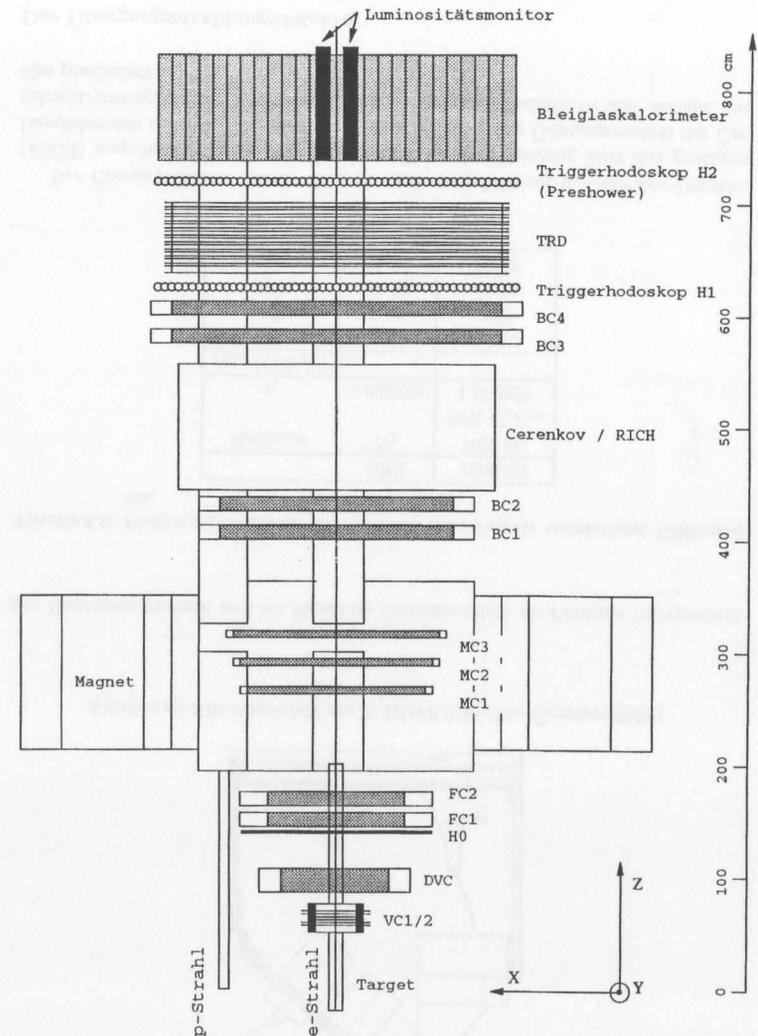


Abbildung 3.5: Schematische Sicht auf den HERMES Detektor. Erläuterungen zu den einzelnen Komponenten siehe Text.

Spurbestimmung niederenergetischer Teilchen benutzt, welche ausserhalb des Akzeptanzbereichs der hinteren Detektoren sind. Der Magnet produziert ein integriertes Feld von 1.3 Tm. Feldklammern begrenzen das Randfeld in den angrenzenden Driftkammern auf maximal 0.1 T. Schliesslich werden die hinteren Driftkammern (BC 1-4) mit jeweils sechs Ebenen und einer Zellengröße von 15 mm in Kombination mit den vorderen Driftkammern zur Impulsbestimmung der im Dipolfeld abgelenkten Teilchen benutzt. Die Rekonstruktion bedient sich eines schnellen Mustererkennungs-Algorithmus unter der Verwendung einer Suchtabelle zur schnellen und effizienten Bestimmung der Teilchenimpulse aus Position und Winkel der Spuren vor und hinter dem Magneten [55]. Die mit diesem Aufbau erreichte relative Impulsaufösung liegt bei (0.7 - 1.25)%, der Streuwinkel kann mit einer Genauigkeit besser als 0.6 mrad gemessen werden. Die kinematischen Variablen x und Q^2 der gestreuten Positronen werden dabei mit einer Präzision von (4-8)% bzw. 2% bestimmt.

3.3.2 Die Teilchenidentifikation

Die Untersuchung der tief-inelastischen Streuung erfordert die Identifizierung sowohl der gestreuten Leptonen als auch der koinzident nachgewiesenen Hadronen. Ein Schwellen-Čerenkovzähler, ein Übergangsstrahlungsdetektor, ein Preshower-Detektor und ein elektromagnetisches Kalorimeter übernehmen die Teilchenidentifizierung (PID) bei HERMES. Diese werden in den nächsten Abschnitten kurz vorgestellt. Weitere Details zum PID-System werden in [56] diskutiert. Eine Beschreibung der in der Analyse durchgeführten Teilchentrennung erfolgt in Kap. 5.

Der Schwellen-Čerenkovzähler

Ein elektrisch geladenes Teilchen, welches sich in einem Medium mit der Brechzahl n bewegt, strahlt Čerenkovlicht ab, wenn die Geschwindigkeit v des Teilchens größer ist als die Lichtgeschwindigkeit c in diesem Medium:

$$\beta = \frac{v}{c_0} > \frac{c}{c_0} = \frac{1}{n}, \quad (3.9)$$

wobei c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bezeichnet. Die Impulsschwelle p_t , ab der Čerenkovstrahlung emittiert wird, hängt somit für ein Teilchen mit der Ruhemasse m_0 vom Brechungsindex des verwendeten Radiators ab:

$$p_{thr} = \beta_{thr} \gamma_{thr} m_0 = \sqrt{\frac{1}{n^2 - 1}} m_0. \quad (3.10)$$

Der HERMES Schwellen-Čerenkovzähler befindet sich zwischen den hinteren Driftkammern BC 1/2. Er besteht pro Detektorhälfte aus einem System von 20 sphärischen Spiegeln und zugehörigen Photomultipliern in einem Gasradiator (siehe Abb. 3.6). Das von den durchfliegenden Teilchen emittierte Čerenkovlicht wird von den Spiegeln reflektiert und in den Photomultipliern nachgewiesen. Der ca. 1 m lange Radiator wird durch Folien aus Mylar (100 μm) und Tedlar (50 μm) begrenzt und besitzt eine Strahlungslänge von 3.5 %.

Tabelle 3.2 fasst die Impulsschwellen des Čerenkovdetektors für verschiedene Radiatoren und Teilchensorten zusammen. Unterhalb der Pionschwelle kann der Čerenkovzähler zur Leptonseparation genutzt werden. Zwischen der Pion- und Kaonschwelle werden zuerst die Leptonen mit Hilfe der drei anderen PID-Detektoren von

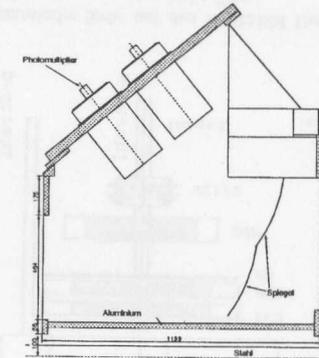


Abbildung 3.6: Schnittbild des HERMES Schwellen-Čerenkovzählers.

den Hadronen getrennt und ein Signal im Čerenkovzähler als Pionspur interpretiert.

Tabelle 3.2: Radiatoreigenschaften und Čerenkov-Schwellen für verschiedene Teilchensorten.

	1995	1996/97
Radiator	N ₂	70% N ₂ 30% C ₄ F ₁₀
n	1.000298	1.000629
p_{thr} (GeV/c)		
e^\pm	0.021	0.015
π^\pm	5.72	3.99
K^\pm	20.23	14.13
p	38.42	26.83

Der Čerenkov-Zähler wurde 1998 in einen ringabbildenden Čerenkov-Detektor (RICH) umgebaut, welcher eine Pion- und Kaonidentifizierung über den gesamten Impulsbereich erlaubt. Dies geschieht durch Messung des Öffnungswinkels der Čerenkovstrahlung, welche in zwei aufeinanderfolgenden Radiatoren aus Aerogel und Gas produziert werden [57].

Der Übergangsstrahlungsdetektor

Übergangsstrahlung entsteht, wenn ein geladenes Teilchen die Grenze zwischen zwei Medien mit unterschiedlicher Dielektrizitätskonstante ϵ passiert. Die Energie der Röntgenstrahlung skaliert mit $\gamma = \frac{E}{m}$ und liegt für 5 GeV Positronen im keV-Bereich; der Abstrahlungswinkel hat die Grössenordnung $1/\gamma$. Der HERMES Übergangsstrahlungsdetektor (*Transition Radiation Detector*, TRD) besteht aus sechs Modu-

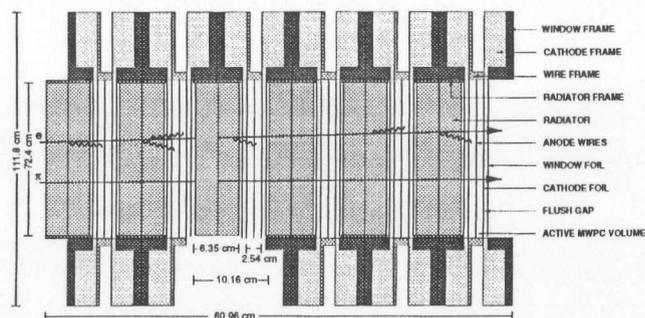


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau des Übergangsstrahlungsdetektors (TRD).

len, welche jeweils aus einem Radiator und einer Vieldraht-Proportionalkammer bestehen (siehe Abb. 3.7). Der Radiator ist aus vielen Lagen lose gepackter, ca. 20 μm dicker Polyethylenfasern aufgebaut, bei einer Gesamtdicke von 6,35 cm pro Modul. Die Kammern sind mit einem Xenon-Methan-Gemisch im Verhältnis 9/1 gefüllt und beinhalten jeweils 256 Anodendrähte im Abstand von 1,27 cm zwischen zwei Kathodenflächen.

Die Übergangsstrahlung wird zusammen mit der durch Gasionisation deponierten Energie nachgewiesen. Der HERMES TRD unterdrückt Pionen um einen Faktor von mindestens 100, während Positronen mit einer Effizienz von 90 % nachgewiesen werden.

Die Hodoskope

Die Triggerhodoskope H1 und H2 werden zum einen bei der Generierung des Triggers und zum anderen zur Teilchenidentifizierung benötigt. Sie bestehen aus jeweils 42 vertikalen Plastikszintillatoren mit einer Breite von 9,3 cm bei einem Überlapp von 1,5 mm. Das Hodoskop H2 befindet sich hinter einem 11 mm dicken Bleivorhang und dient als Schauerdetektor zur Teilchenidentifizierung. Wegen der großen nuklearen Wechselwirkungslänge verlieren Hadronen im Schauerdetektor nur einen Bruchteil ihrer Energie, während Positronen einen elektromagnetischen Schauer entwickeln und durch Messung der im Szintillator deponierten Energie von den Hadronen getrennt werden können. Ein zusätzliches Hodoskop H0 wurde 1996 für Triggerzwecke vor den Frontkammern installiert, bestehend aus einem 3,2 mm dickem Plastikszintillator.

Das Bleigaskalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter [58] besteht aus einem 42×10 großen Feld aus $9 \times 9 \times 50$ cm großen F101 Bleiglasblöcken pro Detektorhälfte (vergl. Abb. 3.8). Jeder Block ist mit Silikonkleber an einen Photomultiplier (PMT) gekoppelt. Die Teilchenidentifizierung erfolgt über die Messung des Verhältnisses der deponierten Energie E über dem im Spurkammersystem bestimmten Teilchenimpuls p . Da die Tiefe der Bleiglasblöcke 18 Strahlungslängen entspricht, verlieren die Positronen fast ihre gesamte Energie, während Hadronen nur einen kleinen Teil ihrer Energie

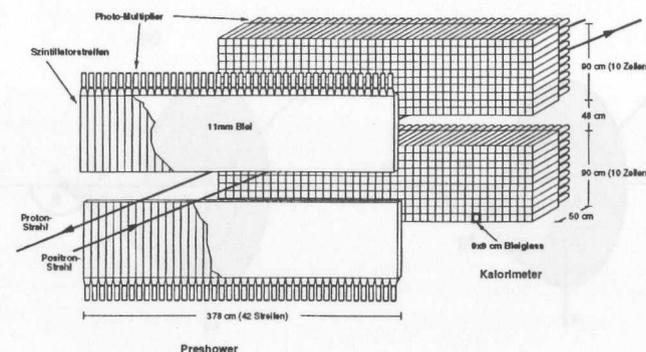


Abbildung 3.8: Schematische Ansicht des Bleigaskalorimeters.

deponieren. Man erwartet also für Positronen $E/p \sim 1$ und für Hadronen $E/p \ll 1$. Die Energieauflösung des Kalorimeters kann parametrisiert werden als $\sigma(E)/E = (5.1 \pm 1.1) \% / \sqrt{E/\text{GeV}} + (1.5 \pm 0.5) \%$.

3.3.3 Der Luminositätsmonitor

Die Luminosität wird bei HERMES mit Hilfe von zwei 66×88 mm großen Kalorimetern aus jeweils 12 $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ -Kristallen gemessen. Diese befinden sich 7,2 m hinter dem Target in horizontaler Ebene am Strahlrohr und messen die Rate der an den Targetgaselektronen unter einem Winkel von 6,1 mrad gestreuten Strahlteilchen. Abhängig von der Strahlteilchenart geschieht dies entweder durch Møllerstreuung ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-$) oder Bhabhastreuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) und Paarvernichtung ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$). Die totalen Wirkungsquerschnitte über den Akzeptanzbereich des Luminositätsmonitors sind bis zur dritten Ordnung der elektromagnetischen Kopplung α bekannt und betragen $1.73 \mu\text{barn}$ für Bhabhastreuung und $0.398 \mu\text{barn}$ für den Paarvernichtungsprozess [59].

Die Koinzidenzzählrate beträgt 130 1/s für Bhabhastreuung und Paarvernichtung bei einem Strahlstrom von 20 mA und einer Targetdichte (^3He) von 1×10^{15} Nucleonen/ cm^2 . Dies liefert eine statistische Unsicherheit von 1% bei einer Messdauer von ca. 100 s.

3.3.4 Der Trigger

Das Triggersystem hat die Aufgabe, schon vor der Datenaufnahme aus der Vielzahl der Ereignisse den physikalisch interessanten Anteil herauszufiltern. Dies wird durch die logische Verknüpfung der Signale der Hodoskope (H0, H1, H2) und des Kalorimeters in programmierbaren logischen Einheiten (PLUs) realisiert. Die Auswahlkriterien für ein tief-inelastisch gestreutes Lepton sind die folgenden:

- Ein hochenergetischer Cluster im Kalorimeter. Eine Schwelle von $E_{\text{Kalo}} > 3.5 \text{ GeV}$ (1995) entspricht einem Schnitt auf $y < 0.85$. Ab 1996 wurde diese Schwelle auf 1.4 GeV herabgesetzt.

- Die Hodoskope H0, H1 und H2 liefern ein zueinander koinzidentes Signal. Dadurch wird sowohl der Photonenuntergrund reduziert als auch eine Spurrekonstruktion hinter dem Magneten gewährleistet.
- Die Hodoskopsignale sind zeitlich korrekt. Die Signale müssen sowohl in der physikalisch sinnvollen Reihenfolge als auch innerhalb eines von der HERA-Clock vorgegebenen Zeitfensters liegen. Diese Bedingung unterdrückt hauptsächlich den Untergrund von Teilchen aus dem HERA-Protonstrahl, welche den Detektor in umgekehrter Reihenfolge durchfliegen.

Die Auswahlentscheidung wird innerhalb von 400 ns nach Passieren des Positronpaketes gefällt. Die Triggerrate lag 1995 typischerweise bei 50 1/s bei einer Luminosität von 5×10^{32} Nukleonen \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$.

Kapitel 4

Polarimetrie bei HERA

Die Messung der Strahlpolarisation ist entscheidend für die Bestimmung spinabhängiger Strukturfunktionen am HERMES-Experiment. Die Anforderungen an die Polarimetrie sind vielfältig: Die Polarisationsmessung darf weder einen signifikanten Effekt auf die in HERA umlaufenden Positronen haben, noch sollten Änderungen der Strahlage einen Einfluss auf die Messung haben. Außerdem sollte die Messgenauigkeit innerhalb einer für Polarisationsänderungen typischen Zeit (\approx min.) bei einigen Prozent liegen. Die beiden Polarimeter zur Messung der longitudinalen und der transversalen Positronpolarisation messen die Strahlpolarisation durch den Nachweis von an den Positronen gestreutem, polarisiertem Laserlicht.

4.1 Spinabhängige Compton-Streuung

Im Folgenden werden die für den Prozess der Compton-Streuung wichtigen kinematischen Größen eingeführt (siehe Abb. 4.1). Der Einschusswinkel der Photonen bezüglich der Positronenstrahlachse beträgt bei den in den folgenden Abschnitten beschriebenen Polarimetern weniger als 10 mrad und wird deshalb in allen nachfolgenden Rechnungen vernachlässigt. Die reduzierten Wellenzahlen k_i bzw. k_f des

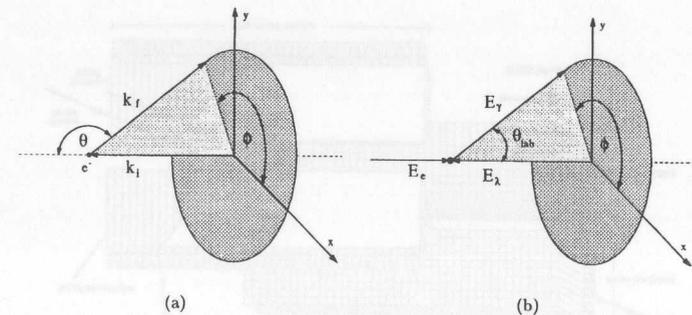


Abbildung 4.1: Zur Kinematik der Compton-Streuung im (a) Ruhesystem des Positrons und (b) im Laborsystem. Das gestreute Positron ist nicht eingezeichnet.

einlaufenden und des um den Winkel θ gestreuten Photons haben im Ruhesystem des Positrons die Form ($\hbar = c = 1$)

$$k_i = \frac{2\gamma E_\lambda}{m_e}, \quad (4.1)$$

$$k_f = \frac{1}{1 - \cos\theta + \frac{1}{k_i}}. \quad (4.2)$$

Dabei ist $\gamma = E_e/m_e$ der Lorentzfaktor des Positrons der Energie E_e und der Masse m_e und E_λ ist die Energie des einfallenden Photons im Laborsystem. Für $\gamma \gg 1$ beträgt die Energie des gestreuten Photons im Laborsystem

$$E_\gamma \simeq E_e \frac{1 - \cos\theta}{1 - \cos\theta + \frac{1}{k_i}}. \quad (4.3)$$

Die Bestimmung der Strahlpolarisation erfolgt durch die Messung des spinabhängigen Wirkungsquerschnittes der Comptonstreuung. Dieser Streuprozess kann in der QED berechnet werden und hat im Ruhesystem des Positrons in erster Ordnung die Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{S}, \vec{P}) = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{k_f^2}{k_i^2} (\Sigma_0 + \Sigma_1(S_{\text{lin}}) + \Sigma_2(S_3, \vec{P})), \quad (4.4)$$

mit

$$\Sigma_0 = (1 + \cos^2\theta) + (1 - \cos\theta)(k_i - k_f), \quad (4.5)$$

$$\Sigma_1 = S_{\text{lin}} \cos 2\phi \sin^2\theta \quad (4.6)$$

$$\Sigma_2(\vec{P}) = -S_3(1 - \cos\theta)(\vec{k}_i \cos\theta + \vec{k}_f) \cdot \vec{P}, \quad (4.7)$$

wobei r_0 der klassische Elektronenradius ist und $\vec{P} = (P_x, P_y, P_z)$ die Positronpolarisation kennzeichnet, mit P_z in Richtung des Positronimpulses. Die Größen S_{lin} und $S_3 = \pm S_{\text{circ}}$ beschreiben die lineare bzw. zirkulare Komponente der Polarisation der einfallenden Photonen, wobei das (Plus-) Minuszeichen konventionsgemäß für (links-) rechtshändige Photonen steht. Für Laserlicht, welches in guter Näherung keinen Anteil an unpolarisiertem Licht enthält, gilt $S_{\text{lin}}^2 + S_{\text{circ}}^2 = 1$. Die Vektoren \vec{k}_i und \vec{k}_f haben die Gestalt

$$\vec{k}_i = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ k_i \end{pmatrix}, \quad \vec{k}_f = \begin{pmatrix} \sin\theta \cos\phi k_f \\ \sin\theta \sin\phi k_f \\ \cos\theta k_f \end{pmatrix}. \quad (4.8)$$

Die Größe Σ_0 in Gl. 4.4 beschreibt den Wirkungsquerschnitt der unpolarisierten Comptonstreuung, während Σ_1 von der linearen Komponente der Lichtpolarisation und damit zusätzlich vom Azimutwinkel ϕ abhängt. Der Term Σ_2 hängt sowohl vom zirkularen Anteil der Lichtpolarisation als auch von der Positronpolarisation ab. Dabei bekommt die transversale Komponente von Σ_2 eine Abhängigkeit vom Azimutwinkel ϕ , die eine asymmetrische vertikale Verteilung der gestreuten Comptonphotonen erzeugt und darüber die Messung der transversalen Strahlpolarisation ermöglicht (Abschn. 4.2). Die longitudinale Komponente zeigt dagegen keine ϕ -Abhängigkeit, sondern bewirkt eine Variation der mittleren Photonenergien mit S_3 und erlaubt so die Bestimmung der longitudinalen Polarisation (Abschn. 4.3).

4.2 Das Transversale Polarimeter

Das Transversale Polarimeter (TPOL) [60] wurde 1992 im Abschnitt West-Rechts des Beschleunigerringes HERA installiert. Es misst die Positronpolarisation unter Benutzung der räumlichen Asymmetrie im polarisierten Wirkungsquerschnitt der Streuung von zirkular polarisiertem Laserlicht an transversal polarisierten Positronen. Dazu werden die Energie E_γ und die vertikale Position y der zurückgestreuten Photonen eines Argon-Ionen-Laser in einem elektromagnetischen Wolfram-Sandwichkalorimeter mit zwei getrennten, übereinander liegenden Hälften gemessen.

Für $P_x = P_z = 0$ erhält die spinabhängige Komponente (Gl. 4.7) des differentiellen Wirkungsquerschnittes die Gestalt

$$\Sigma_{2,y}(S_3, P_y) = -S_3(1 - \cos\theta) \sin\theta \sin\phi k_f P_y. \quad (4.9)$$

Die $\sin\phi$ -Abhängigkeit bewirkt eine Asymmetrie der mittleren vertikalen Positionen (y) der Compton-Photonen für entgegengesetzte Photonhelizitäten:

$$\Delta y(E_\gamma) = \frac{\langle y(E_\gamma) \rangle^+ - \langle y(E_\gamma) \rangle^-}{2} = \Delta S_3 P_y \Pi_y(E_\gamma). \quad (4.10)$$

Die Größe $\Delta S_3 \equiv (S_3^+ - S_3^-)/2 = (|S_3^+| + |S_3^-|)/2$ stellt die mittlere Zirkularpolarisation der Laserphotonen dar und $\Pi_y(E_\gamma)$ ist die energieabhängige Analysierstärke. Die Energie $E_\gamma = E_{\text{top}} + E_{\text{bot}}$ der Photonen wird aus der Summe der Signale der durch eine dünne Aluminiumfolie optisch voneinander getrennten Kalorimeterhälften bestimmt, während die vertikale Position aus der Asymmetrie

$$\eta = \frac{E_{\text{top}} - E_{\text{bot}}}{E_{\text{top}} + E_{\text{bot}}} \quad (4.11)$$

errechnet wird.

Das TPOL wird über die Messung sowohl der Anstiegszeit als auch des Maximalwertes der Positronpolarisation (siehe Gl. 3.2, 3.5 und 3.6) kalibriert (*rise time calibration*). Es misst die Strahlpolarisation binnen einer Minute mit einer statistischen Genauigkeit von (1-2)%. Der hauptsächlich durch die Unsicherheit der Kalibration bestimmte relative systematische Fehler betrug 1995 4.0% und 3.4% in den Jahren 1996-1998.

4.3 Das Longitudinale Polarimeter

Das Longitudinale Polarimeter (LPOL) befindet sich seit 1996 im Abschnitt Ost-Rechts von HERA in Strahlrichtung hinter dem HERMES Experiment (siehe Abb. 3.1). Es misst mittels polarisierter Compton-Streuung die zwischen den beiden Spinnrotatoren vorliegende longitudinale Positronpolarisation. Dazu wird zirkular polarisiertes Licht eines gepulsten Lasers an den Positronen gestreut und die gestreuten Compton-Photonen in einem elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen.

4.3.1 Das Messprinzip

Das LPOL bedient sich der Tatsache, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt für polarisierte Compton-Streuung (Gl. 4.4) im Falle longitudinal polarisierter Positro-

nen und vollständig zirkular polarisierter Photonen die folgende Form hat:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(S_3, P_z) = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{k_f^2}{k_i^2} (\Sigma_0 + \Sigma_{2,z}(S_3, P_z)), \quad (4.12)$$

$$\text{mit } \Sigma_{2,z}(S_3, P_z) = S_3 (1 - \cos\theta) \cos\theta (k_i + k_f) P_z \quad (4.13)$$

und Σ_0 wie in Gl. 4.5 definiert. Im sogenannten „Multi-Photonen-Modus“ werden im Kalorimeter mit jedem Laserpuls gleichzeitig mehrere ($\approx 10^3$) Photonen nachgewiesen, welche ein Signal erzeugen, das proportional zum mit der Energie gewichteten differentiellen Wirkungsquerschnitt ist (siehe Abb. 4.2):

$$I(S_3, P_z) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{d\sigma(S_3, P_z)}{dE_\gamma} E_\gamma dE_\gamma, \quad (4.14)$$

mit

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} \approx \frac{2\pi E_e m_e}{k_i (E_e - E_\gamma)^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (4.15)$$

Die Energie E_{\max} ist die maximale Energie der Photonen bei einem Streuwinkel

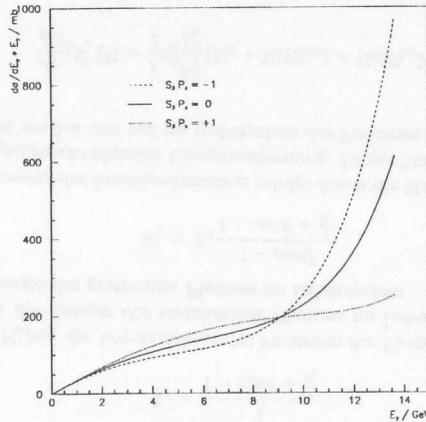


Abbildung 4.2: Der mit der Energie gewichtete differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dE_\gamma} \cdot E_\gamma$ für spinabhängige Compton-Streuung als Funktion der Energie E_γ .

von $\theta = 180^\circ$ (Compton-Kante) und beträgt bei einer Strahlenergie von 27.50 GeV $E_{\max} = 13.624$ GeV. Der untere Abschneideparameter E_{\min} hängt von der Akzeptanz und Übertragungsfunktion des Kalorimeters ab. Die Asymmetrie der Kalorimeter-signale für linkshändige ($S_3^+ = +S_{\text{circ}}$) bzw. rechtshändige ($S_3^- = -S_{\text{circ}}$) Photonen

ist proportional zur Differenz der Photonhelizitäten ΔS_3 und der longitudinalen Positronpolarisation P_z :

$$A(\Delta S_3, P_z) = \frac{I(S_3^+, P_z) - I(S_3^-, P_z)}{I(S_3^+, P_z) + I(S_3^-, P_z)} = \Delta S_3 \cdot P_z \cdot \Pi. \quad (4.16)$$

Die Analysierstärke Π stellt die Asymmetrie bei vollständig longitudinal polarisiertem Positronstrahl und zirkular polarisiertem Laserlicht dar:

$$\Pi = \frac{I(S_3 \cdot P_z = +1) - I(S_3 \cdot P_z = -1)}{I(S_3 \cdot P_z = +1) + I(S_3 \cdot P_z = -1)}. \quad (4.17)$$

Man findet eine Analysierstärke von $\Pi = -0.184$ für $E_{\min} = 0$ GeV und $\Pi = -0.185$ für $E_{\min} = 1$ GeV.

4.3.2 Das optische System

Der schematische Aufbau des LPOL ist in Abb. 4.3 skizziert. Ein gepulster, frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser erzeugt Lichtpulse von 3 ns Länge und einer Wellenlänge von 532 nm. Diese werden zunächst auf einer optischen Bank nacheinander durch einen variablen Abschwächer, eine Pockelszelle und einen Strahlaufler geleitet, bevor sie durch ein System von sechs fernsteuerbaren Spiegeln über eine Distanz von 78 m zum Wechselwirkungspunkt mit dem HERA-Positronenstrahl gelangen. Das gesamte Lasertransportsystem befindet sich in einer evakuierten Stahlröhre bei einem Druck von 10^{-4} – 10^{-2} mbar. Bevor der Laserstrahl unter einem Winkel von 8.7 mrad den Wechselwirkungspunkt erreicht, gelangt er hinter dem Spiegel M5/6 durch ein Fenster aus Quarzglas in das Ultrahochvakuum des HERA Speicherringes. Der ungestreute Anteil gelangt durch ein Austrittsfenster in eine Box zur Analyse der Lichtpolarisation. An vier Stellen des Transportsystems erlauben bewegbare Metallschirme in Verbindung mit jeweils einer CCD-Kamera eine erste grobe Voreinstellung der Laserstrahlposition. Die Feineinstellung erfolgt mit den Strahlbildern von weiteren, hinter den Spiegeln M1 - M5/6 installierten CCD-Kameras. Ein galileisches Linsensystem variabler Brennweite fokussiert den Laserstrahl auf den Positronstrahl.

Das optische System im Laserlabor ist in Abb. 4.4 dargestellt. Hinter dem ersten Spiegelpaar (*dog leg*) befindet sich jeweils eine Photodiode, welche über einen ADC einen Bruchteil der Lichtintensität misst bzw. über einen TDC den Zeitpunkt des Laserpulses bezüglich des Triggersignals bestimmt. Danach gelangt das Licht durch ein rotierbares $\lambda/2$ -Plättchen in ein feststehendes Glan-Thompson-Prisma. Das Plättchen bewirkt eine Drehung der Polarisationsebene des linear polarisierten Laserlichtes um den Winkel 2ϕ , wobei ϕ der Winkel zwischen der Polarisationsebene des Laserlichtes und der schnellen Achse des $\lambda/2$ -Plättchens ist. Das Glan-Thompson-Prisma transmittiert nur den Anteil des eintretenden Lichtes mit der Polarisationsebene parallel zur ausgezeichneten optischen Achse des Prisma während der restliche Anteil zur Seite abgelenkt wird und in einen Strahlfänger (*beam dump*) gelangt. Durch diese Anordnung wird das Licht variabel um den Faktor $\cos^2 2(\phi - \phi_0)$ abgeschwächt (ϕ_0 : Phase). Eine Pockelszelle konvertiert das einfallende, linear polarisierte Licht durch Anlegen einer Hochspannung in elliptisch polarisiertes Licht. Die Spannung bewirkt eine Phasendifferenz der Lichtanteile, deren Polarisationsebenen parallel zu den beiden ausgezeichneten Achsen des Kristalles verlaufen. Bei einer Ausrichtung der Kristallachsen um 45° zur Polarisationsebene des einfallenden Lichtes erreicht man bei

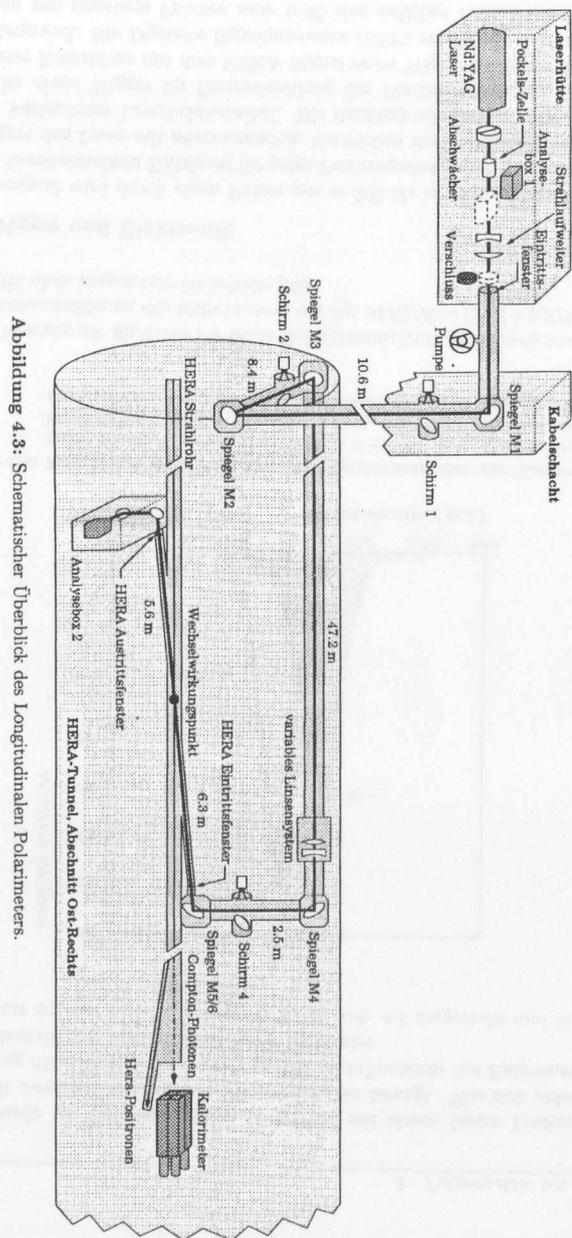


Abbildung 4.3: Schematischer Überblick des Longitudinalen Polarimeters.

einer bestimmten Spannung zirkular polarisiertes Licht. Zwei Hochspannungsmodule liefern die für beide Helizitätszustände nötigen positiven und negativen Spannungen. Zur Messung des Polarisationsgrades wurde eine Lichtanalysebox entwickelt [61], wel-

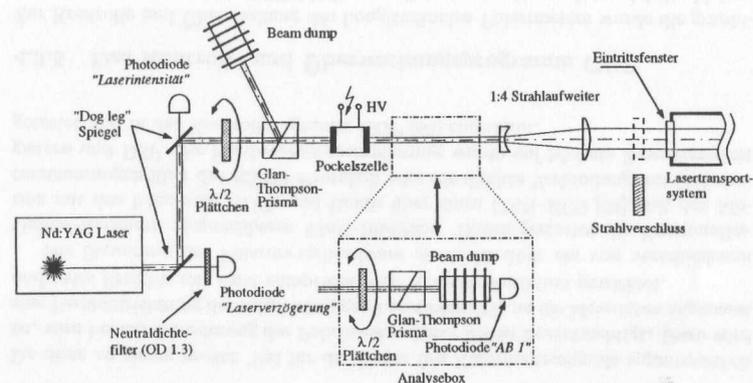


Abbildung 4.4: Schematische Ansicht der optischen Komponenten im Laserlabor.

che nach demselben Prinzip wie der variable Abschwächer arbeitet. Die Variation der hinter dem Glan-Thompson-Prisma austretenden Lichtintensität wird von einer Photodiode als Funktion des Drehwinkels ϕ gemessen. Im Falle konstanter Intensität ist das Licht vollständig zirkular polarisiert (oder vollständig unpolarisiert); falls die Lichtintensität bei bestimmten Einstellungen verschwindet, ist das Licht vollständig linear polarisiert. Die Lichtpolarisation wird allgemein durch eine Fourieranalyse der gemessenen Intensitätsvariation bestimmt [62].

Es existieren zwei Analyseboxen: Eine Analysebox kann bei Bedarf direkt hinter der Pockelzelle in den Laserstrahlengang gefahren werden und steht so zur Optimierung der Lichtpolarisation zur Verfügung. Eine zweite Analysebox befindet sich im Tunnel hinter dem Wechselwirkungspunkt und wird zur Kontrolle der Lichtpolarisation einmal pro HERA-Füllung eingesetzt.

4.3.3 Das Kalorimeter

Zur Messung der Energie der rückgestreuten Compton-Photonen dient ein elektromagnetisches Kalorimeter aus vier optisch isolierten, 20 cm langen $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ -Kristallen mit einer Stirnfläche von $2.2 \times 2.2 \text{ cm}^2$ in einer 2×2 -Matrixanordnung. Vor den Kristallen befinden sich zwei 6 mm starke Bleiplatten, welche zur Schauererzeugung dienen und das Kalorimeter vor Synchrotronstrahlung schützen. Das von den Schauerteilchen in den Kristallen erzeugte Čerenkovlicht wird durch jeweils einen Photomultiplier pro Kristall ausgelesen. Dies ermöglicht die Bestimmung der mittleren Position der auf das Kalorimeter treffenden Compton-Photonen. Der Aufbau befindet sich auf einem sowohl vertikal als auch horizontal fahrbaren Tisch, welcher sehr präzise mit einer Schrittweite von 0.06 bzw. $0.5 \mu\text{m}$ positioniert werden kann.

Im Multi-Photonen-Modus werden in der Größenordnung 10^3 Photonen mit Energien bis zu 13.6 GeV zurückgestreut. Zur Abschwächung des erzeugten Čeren-

kovlichtes wurde bis 1999 eine dünne Nickelfolie mit einem feinen Lochraster in den Luftspalt zwischen Kristall und Photomultiplier bewegt. Wie sich jedoch herausstellte, trug diese Nickelfolie zu einer großen Nichtlinearität des Kalorimeters bei und wurde deshalb von 1999 an nicht mehr verwendet.

Die Summe der vier Kalorimetersignale ist in Abb. 4.5 dargestellt und lässt eine

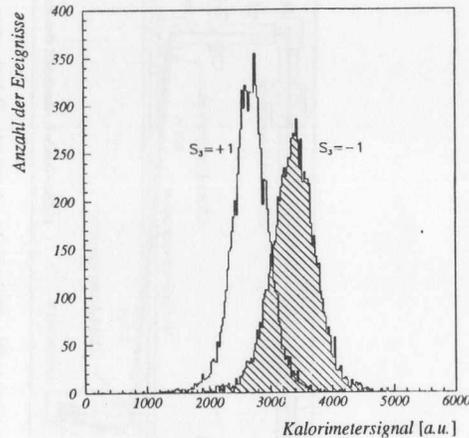


Abbildung 4.5: Korrigiertes ADC-Spektrum der Signalsumme aller vier Kalorimetersegmente für die Laserhelicitäten $S_3 = +1$ und $S_3 = -1$. Die Korrekturen berücksichtigen Pedestalverschiebungen, unterschiedliche Ströme der Positronpakete sowie eine Zeitkorrektur des Laserpulses (siehe Abschn. 4.3.4).

deutliche Trennung der Spektren für beide Helizitätszustände des Laserlichtes erkennen. Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt $\sigma(E)/E = (24.5 \pm 0.5)\%/\sqrt{E} \oplus (12.3 \pm 0.5)\%$ ohne eingesetzte Nickelfolie [63].

4.3.4 Trigger und Elektronik

Das Triggersignal wird durch einen Pulser mit ≈ 200 Hz in Koizidenz mit einem von HERA bereitgestellten Zeitsignal für jedes Positronpaket generiert. Jedes zweite Signal triggert den Laser mit alternierendem Vorzeichen der Pockelszellenspannung und damit wechselnder Laserhelicität. Die dazwischenliegenden Signale erzeugen entweder einen Trigger für Bremsstrahlung der Positronpakete oder aber bei abgeschalteter Koizidenz mit dem HERA-Signal einen Trigger für den zufällig verteilten Untergrund. Ein Digitaler Signalprozessor (DSP) ermöglicht darüberhinaus die Selektion von einzelnen Paketen oder trifft eine zufällige Auswahl zur Bestimmung der mittleren Polarisation aller Positronpakete. Außerdem liest der DSP die von einem ADC digitalisierten Photomultiplier-Signale sowie die von einem TDC ermittelte Zeitdifferenz zwischen Lasersignals und HERA-Zeitsignal und übermittelt sie zum HERMES Datennahmesystem.

Bedingt durch den zeitlichen Jitter des Laserpulses relativ zum Triggersignal erfährt das im Kalorimeter gemessene Signal eine in Abb. 4.6 dargestellte Variation.

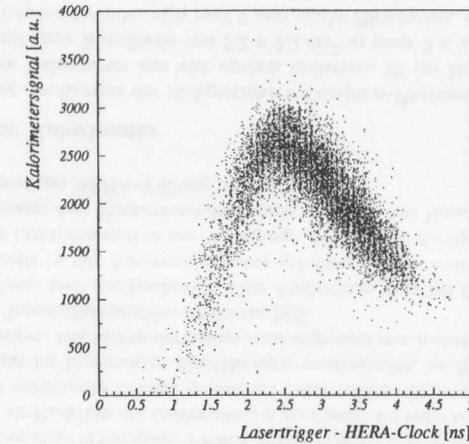


Abbildung 4.6: Das auf den Positronpaketstrom normierte Kalorimetersignal als Funktion der Zeit zwischen Laserpuls und HERA-Zeitsignal. Man erkennt die zeitliche Struktur des vom 37 ps langen Positronpaket abgetasteten Laserpulses.

Da diese zu einem großen Teil für die Breite des Kalorimetersignals verantwortlich ist, wird bei der Berechnung der Polarisation dieser Effekt berücksichtigt. Dazu wird eine Parametrisierung der zeitabhängigen Laserintensität an die Messdaten angepasst und jedes Ereignis mit einer entsprechenden Korrekturfunktion gewichtet.

Die Steuerung der Polarimeterhardware geschieht über ein von verschiedenen Online-Rechnern ansprechbares VME-Interface. Dieses gestattet die Kommunikation mit den benutzten ADCs und Relais über einen CAN-BUS [64], mit den Motorsteuerungen über das RS232-Protokoll oder die direkte Verbindung mit Datenregistern und DSP. Die Hardwareprogrammierung wurde auf höchste Zuverlässigkeit getestet und in das Kontrollprogramm COP [65] eingebaut.

4.3.5 Das Kontroll- und Überwachungsprogramm COP

Zur Kontrolle und Überwachung des Longitudinalen Polarimeters wurde die graphische Benutzerschnittstelle COP (*C*ompton *P*olarimeter *C*ontrol) entwickelt. Mehrere wichtige Voraussetzungen werden von COP erfüllt: Da das Lasertransportsystem zum größten Teil während des normalen HERA-Betriebes nicht zugänglich ist, werden alle Hardwarekomponenten unter höchster Zuverlässigkeit ferngesteuert kontrolliert. Dies beinhaltet die Bewegung der Spiegel, Schirme, optischer Komponenten und die Kontrolle über den Laser, die Hochspannungsmodule für die Pockelszelle und die Kameras. Außerdem werden Sicherheitsüberprüfungen auf der Eingabe- als

auch auf der Ausgabeseite benötigt. Die Datenstruktur wurde mit der schon existierenden Datenbank ADAMO [66] realisiert, um eine vollständige Einbindung in den HERMES-Datenstrom zu ermöglichen. Schließlich übernimmt ein „Autopilot“ alle wichtigen Operationen, um das Polarimeter im vollautomatischen Modus betreiben zu können.

Das Client-Server-Konzept

Der Hauptzweck des Client-Server-Modells ist die Verteilung aller anfallenden Daten zwischen unterschiedlichen Prozessen. Innerhalb dieses Konzeptes werden die von den Clients ermittelten Daten vom Server gespeichert und an alle Clients verteilt (siehe Abb. 4.7). Ein im Hintergrund laufender Client übernimmt die Kontrolle

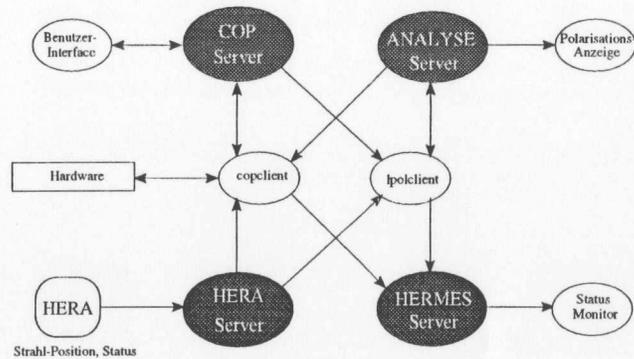


Abbildung 4.7: Das Client-Server-Modell

über die Hardwarekomponenten bzw. die Auslese spezifischer Informationen über die VME-, RS232- und CAN-BUS-Schnittstellen. Die Daten werden in ADAMO-Tabellen abgelegt und an den COP-Server gesendet, welcher die Daten auf Festplatten speichert. Eine graphische Schnittstelle (siehe Abb. 4.8) ermöglicht dem Benutzer die Ausführung bestimmter Operationen und zeigt aktuelle Parameter sowie eventuelle Fehlermeldungen an. Die Software basiert auf dem Bibliothekspaket DAD [67], welches die ADAMO-Datenströme flexibel zwischen verschiedenen Prozessen und Computern bei hoher Brandbreite verteilt. Alle graphischen Schnittstellen basieren auf dem Paket PinK [68], einer Erweiterung der Skriptsprachen Tcl/Tk unter Benutzung der DAD-Bibliothek.

Neben der Kontrollsoftware existiert ein unabhängiges Analyseprogramm zur Berechnung und Darstellung der Strahlpolarisation sowie anderer wichtiger Größen wie Luminosität und Position der Compton-Photonen auf dem Kalorimeter. Diese Informationen werden von COP zur Ausführung eines Rückkopplungssystems für die automatische Datennahme benutzt.

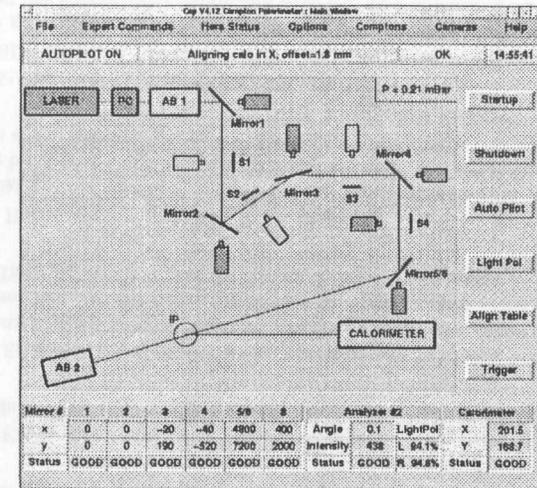


Abbildung 4.8: Das Hauptfenster des Kontrollprogramms COP

Automatische Datennahme

Ein kontinuierlicher Betrieb des Polarimeters wird durch die Automatisierung der wichtigsten Prozesse erreicht:

- Starten und Beenden eines Messzyklus abhängig von den HERA-Strahlbedingungen.
- Nachfahren sowohl der Spiegel, des Kalorimetertisches, als auch der Laserverzögerung zur Erreichung maximaler Luminosität und Comptonrate am Kalorimeter.
- Periodische Messung der Lichtpolarisation.
- Aktualisierung aller relevanten Hardwareparameter.

COP wurde vollständig in die Prozesskontrolle (*job control*) von HERMES eingebunden. Dies stellt sicher, dass die wichtigsten Parameter auf Band gespeichert werden und erlaubt außerdem eine zusätzliche Kontrolle der Betriebsbereitschaft des Longitudinalen Polarimeters.

Kapitel 5

Extraktion der Spin-Asymmetrien

In diesem Kapitel wird die Extraktion der Asymmetrien A_1^h für Proton- und Deuteriumtargets aus der Analyse der Datensätze von 1996–1998 diskutiert. Die Ergebnisse der unkorrigierten Asymmetrien $A_{||}/D$ am ^3He -Target wurden [69] entnommen. Dazu werden zunächst einige Begriffe bezüglich der HERMES Datennahme erklärt, welche zur ersten groben Vorauswahl der Ereignisse benutzt werden.

5.1 Datennahme und Rekonstruktion

Die Detektorsignale werden vom Datennahmesystem (*Data Acquisition, DAQ*) digitalisiert und im EPIO-Format zuerst auf Festplatten und später auf DLT-Bänder gespeichert. Dabei werden die Daten in die folgenden Untergruppen eingeteilt:

- Die **Ereignisse** beinhalten alle Detektorsignale, wenn ein Trigger ausgelöst wurde.
- Die Ereignisse eines Zeitraums von ungefähr zehn Sekunden werden in sogenannte **Bursts** zusammengefasst. In diesen Abständen werden gleichzeitig andere, sich nur langsam ändernde Detektorinformationen (*Slow Control*), wie die Targetpolarisation oder die Luminositätsrate, gespeichert.
- Die Bursts werden danach in **Runs** gruppiert. Der Start eines neuen **Runs** erfolgt bei kontrollierten Änderungen von Detektorparametern oder nachdem eine bestimmte Datenmenge aufgenommen wurde. Im Mittel repräsentiert ein Run einen Zeitraum von ca. 10 Minuten.

Die Detektorinformationen werden in mehreren Schritten verarbeitet: Der *Hermes Decoder* HDC dekodiert und kalibriert die Rohdaten und speichert sie für jeden Detektortyp getrennt in Tabellen der Datenbank ADAMO [66]. Im nächsten Schritt übernimmt das Rekonstruktionsprogramm HRC [55] die Bestimmung der Teilchenspuren und die damit verbundenen kinematischen Größen. Diese Information wird dann im letzten Schritt mit den *Slow-Control*-Daten synchronisiert und dem Benutzer zur Physikanalyse zur Verfügung gestellt.

5.2 Datenselektion

Da wegen Detektorinstabilitäten und wechselnder Strahl- und Targetqualität nicht alle genommenen Daten für die Physikanalyse geeignet sind, muss zuerst eine Vorauswahl aufgrund spezifischer Detektorinformationen getroffen werden. Die Auswahl bestimmter Ereignisklassen aufgrund der Spurgeometrie ist nötig, um unphysikalische Ereignisse außerhalb der Detektorakzeptanz zu verwerfen. Außerdem dienen Schnitte auf die Positronkinematik zur Selektion tief-inelastischer Ereignisse außerhalb des Resonanzbereiches des Nukleons.

5.2.1 Datenqualität

Die Datenqualitätsschnitte geschehen auf der Grundlage der Slow-Control-Informationen für jeden Burst getrennt und sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die

Tabelle 5.1: Liste der angewendeten Schnitte auf die Datenqualität pro HERMES-Burst.

Schnittgröße	Selektion
Detektorbereitschaft	voll funktionsfähig
Targetpolarisation	≥ 70 %
Targetspinzustand	definiert + oder -
Strahlpolarisation	(30 - 80) %
Luminositätsrate	(5 - 60) 1/s
Relative Totzeit	0.0 - 0.5

Funktionsfähigkeit des Detektors wurde für jeden Burst aufgrund von Logbucheinträgen, Detektoreffizienzen sowie der Kontrolle der Hochspannungsmodule für jede Detektorhälfte überprüft [70, 71, 72].

5.2.2 Teilchenidentifikation

Die Teilchenidentifikation (PID) erfolgt mit den Signalen der vier PID-Detektoren über die Ermittlung der Größen \mathcal{L}_D^i (Likelihood-Methode). Diese geben die bedingten Wahrscheinlichkeiten an, dass ein gegebenes Signal im Detektor D erzeugt wird, falls ein Teilchen der Sorte i durch diesen Detektor geflogen ist. Sie werden durch den Vergleich der Detektorantworten für verschiedene, reine Teilchenproben aus Teststrahlendaten oder durch harte Schnitte auf die anderen PID-Detektoren ermittelt [73].

Die Wahrscheinlichkeit \mathcal{P}_D^i , dass ein im Detektor D nachgewiesenes Teilchen vom Typ i ist, ist dann gegeben durch

$$\mathcal{P}_D^i = \frac{\phi^i \mathcal{L}_D^i}{\sum_j \phi^j \mathcal{L}_D^j}, \quad (5.1)$$

wobei ϕ^i der Fluss der den Detektor durchtretenden Teilchen der Sorte i ist. Die Summe geht dabei über alle mit dieser Methode zu identifizierenden Teilchensorten.

Separation von Leptonen und Hadronen

Die Separation von Leptonen und Hadronen geschieht mit der Größe PID_D , welche gegeben ist durch den Ausdruck

$$PID_D \equiv \log_{10} \frac{\mathcal{L}_D^l}{\mathcal{L}_D^h} \quad (5.2)$$

und mit den Wahrscheinlichkeiten \mathcal{P}_D^l und \mathcal{P}_D^h aus Gl. 5.1 zusammenhängt über

$$PID_D = \log_{10} \frac{\mathcal{P}_D^l}{\mathcal{P}_D^h} + \log_{10} \frac{\phi^h}{\phi^l}. \quad (5.3)$$

Die Signale der drei Detektoren Čerenkov, Preshower und Kalorimeter bilden zusammen die Größe

$$PID_3 \equiv \log_{10} \frac{\mathcal{L}_{CER}^l \cdot \mathcal{L}_{PRE}^l \cdot \mathcal{L}_{KAL}^l}{\mathcal{L}_{CER}^h \cdot \mathcal{L}_{PRE}^h \cdot \mathcal{L}_{KAL}^h}, \quad (5.4)$$

während die Signale der sechs Module des Übergangstrahlungsdetektors die Größe

$$PID_5 \equiv \log_{10} \frac{\prod_{m=1}^6 \mathcal{L}_{TRD,m}^l}{\prod_{m=1}^6 \mathcal{L}_{TRD,m}^h} \quad (5.5)$$

formen. Die Bestimmung des logarithmischen Verhältnisses $\log(P^l/P^h)$ der totalen Wahrscheinlichkeiten für einen Lepton- oder Hadronnachweis geschieht mit den Informationen aller Detektoren:

$$\log_{10} \frac{P^l}{P^h} = PID_3 + PID_5 - \log_{10} \Phi \equiv PID, \quad (5.6)$$

mit $\Phi = \phi^h/\phi^l$. Ein Wert von $PID > 0$ ($PID < 0$) bedeutet demnach, dass das in den Detektoren nachgewiesene Teilchen mit größerer Wahrscheinlichkeit ein Lepton (Hadron) als ein Hadron (Lepton) war. Der Flussfaktor Φ hängt vom Impuls und Streuwinkel der Teilchen ab und verursacht hauptsächlich eine Verschiebung der PID-Verteilung zu kleineren Werten für $PID < 2$ (siehe Abb. 5.1). Dadurch wird eine verbesserte Trennung von Leptonen und Hadronen möglich.

Da die gemessenen Teilchenflüsse von dem Schnitt auf die Größe PID abhängen, müssen die realen Flussfaktoren durch ein iteratives Verfahren bestimmt werden:

$$\log_{10} \bar{\Phi} = (PID_3 + PID_5)|_{PID=0}. \quad (5.7)$$

Die Flussfaktoren Φ_{\pm} für positiv und negativ geladene Teilchen unterscheiden sich je nach HERA-Strahlart (e^+/e^-) und variieren im Bereich $\log \Phi_- = -0.8 \dots +2.2$ bzw. $\log \Phi_+ = -2.4 \dots +1.7$ für die Kombination von Positronstrahl und Wasserstofftarget [71]. Bei der Streuung von Elektronen an Deuterium liegen die Flussfaktoren bei $\log \Phi_- = -2.5 \dots +1.7$ bzw. $\log \Phi_+ = -0.4 \dots +2.6$ [74]. Ein Schnitt auf $PID > 2$ bewirkt eine Leptonseparation mit einer Effizienz von mehr als 97 % bei einer Hadronkontamination von weniger als 1 % in Abhängigkeit vom kinematischen Bereich [71]. Detektorsignale mit $PID < 0$ werden als Hadronen identifiziert, mit einer vernachlässigbaren Leptonkontamination.

Die Identifizierung von Pionen fordert ein zusätzliches Signal des Schwellen-Čerenkovdetektors für Teilchenimpulse innerhalb des Nachweisfensters für Pionen

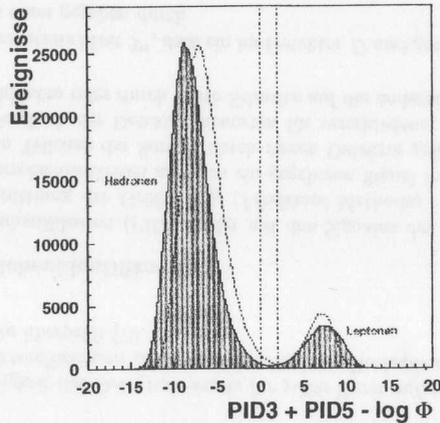


Abbildung 5.1: Verteilung der PID-Größen für einen Teil des Datensatzes von 1997. Das ausgefüllte Histogramm berücksichtigt die Flussfaktoren $\log_{10} \Phi$, während das gestrichelte Histogramm die unkorrigierten Werte für $\log_{10} \Phi = 0$ darstellt. Die vertikalen Linien geben die Schnitte für die Lepton-Hadron-Trennung an.

(vgl. Tab. 3.2). Die Anzahl der nachgewiesenen Photoelektronen N_e muss dabei oberhalb der Rauschschwelle liegen ($N_e > 0.25$). Da die Nachweiseffizienz des Čerenkovdetektors unterhalb von 4.9 GeV/c stark vom Teilchenimpuls abhängt, wurde ein konservatives Impulsfenster (siehe Tab. 5.2) zur Minimierung systematischer Unsicherheiten eingesetzt. Durch den Einsatz des RICH-Detektors seit 1998 können prinzipiell auch Pionen von Kaonen und Protonen getrennt werden. Die Analyse der Deuterium-Daten erfolgt jedoch aufgrund der ersten Inbetriebnahme des RICH-Detektors ohne Pionidentifizierung. Zur Separation von Leptonen und Hadronen wird für diese Periode nur die kombinierte PID von Kalorimeter und Preshower-Detektor (PID₂) und die PID₅ des Übergangsstrahlungsdetektor benutzt:

$$\text{PID}_{98} = \text{PID}_2 + \text{PID}_5. \quad (5.8)$$

Tabelle 5.2 fasst alle Schnitte zur Teilchentrennung zusammen.

5.2.3 Ereigniskinematik

Die in der Analyse vorgenommenen Schnitte auf die Ereigniskinematik und die Spurgeometrie sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Die Schnitte auf die Streuwinkel $|\theta_x| = \arctan(p_x/p_z)$ und $|\theta_y| = \arctan(p_y/p_z)$ begrenzen die Spuren der Teilchen mit den Impulsen $p = (p_x, p_y, p_z)$ auf Regionen innerhalb der Detektorakzeptanz, wo die Effizienzen der Spurkammern und PID-Detektoren hoch sind. Außerdem wird

Tabelle 5.2: Überblick über die angewendeten Schnitte für die Identifikation von Leptonen, Hadronen und Pionen.

Variable	Leptonen	Hadronen	Pionen
PID	> 2	< 0	< 0
z	-	> 0.2	> 0.2
N_e (Čerenkov)	-	-	> 0.25
p_π	-	-	(4.9 – 13.5) GeV/c

Tabelle 5.3: Überblick über die angewendeten Schnitte auf die Spurgeometrie sowie auf die Positronkinematik.

Schnittgröße	Variable	Selektion
Spurgeometrie		
Streuwinkel	$ \theta_x $	0 – 170 mrad
	$ \theta_y $	40 – 140 mrad
Spurort am Kalorimeter	x_{calo}	-175 – 175 cm
	y_{calo}	30 – 100 cm
Vertexposition	z_{vertex}	-18 – 18 cm
	d_{vertex}	0 – 0.75 cm
Impuls	p	≥ 0.5 GeV/c
DIS-Kinematik		
Viererimpuls	Q^2	≥ 1 GeV ²
Invariante Masse	W^2 (inklusive)	≥ 4 GeV ²
	W^2 (semi-inklusive)	≥ 10 GeV ²
rel. γ^* -Energie	y	≤ 0.85
Hadron-Kinematik		
Relativenergie	z	≥ 0.2

der Auftreffort der rekonstruierten Spuren am Kalorimeter so gewählt, dass ein Verlust von Schauerteilchen in den äußeren Bleiglasblöcken minimiert wird. Schließlich wird gefordert, dass der Spurvertex innerhalb der Targetzelle liegt und der Teilchenimpuls 0.5 GeV/c nicht unterschreitet.

Die Ereigniskinematik wird aus dem Streuwinkel θ und der Energie E' des gestreuten Positrons berechnet (siehe Abschnitt 2.1). Die Verteilung der invarianten Größen x und Q^2 ist in Abb. 5.2 dargestellt. Dabei wurde in einem Ereignis das höchstenergetische Teilchen mit $\text{PID} > 2$ als gestreutes Lepton identifiziert. Zur Selektion tief-inelastisch gestreuter Ereignisse wurde ein Schnitt auf das negative Quadrat des Viererimpulsübertrages, $Q^2 \geq 1$ GeV² angewendet. Das invariante Massenquadrat des hadronischen Endzustandes liegt mit $W^2 \geq 4$ GeV² oberhalb des höchsten Resonanzzustandes des Nukleons. Um Strahlungskorrekturen klein zu halten, muss der relative Energieverlust des Leptons der Bedingung $y \leq 0.85$ genügen.

Bei der Analyse semi-inklusive Ereignisse mit mindestens einem nachgewiesenen Hadron im Endzustand sucht man nach Hadronen aus der Stromfragmentation (siehe Abschnitt 2.5), welche durch einen Schnitt auf $z \geq 0.2$ angereichert werden. Die

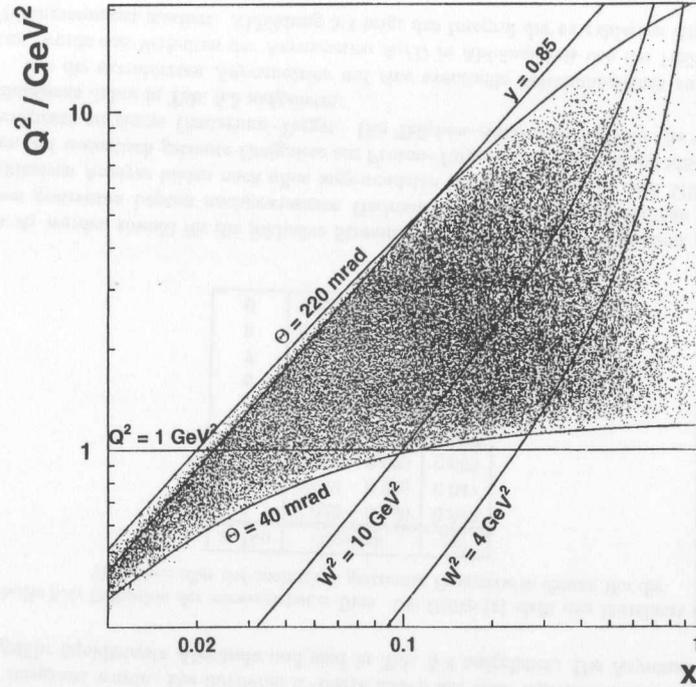


Abbildung 5.2: Verteilung der HERMES-Ereignisse in der durch x und Q^2 definierten Ebene. Die eingezeichneten Linien kennzeichnen die angewendeten Schnitte für DIS-Ereignisse.

Trennung von Strom- und Targetfragmentation nimmt mit dem invarianten Massenquadrat zu. Daher erhöht ein zusätzlicher Schnitt von $W^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$ die Anreicherung von Ereignissen mit starken Korrelationen zwischen dem herausgeschlagenen Quark und dem nachgewiesenen Hadron.

5.3 Extraktion der Asymmetrien A_{\parallel}^h und A_1^h

Mit der in Gl. 2.33 eingeführte Spin-Asymmetrie A_{\parallel} lassen sich die polarisierten Wirkungsquerschnitte für antiparallele bzw. parallele Einstellung von Lepton- und Nukleonspin schreiben als

$$\sigma^{\pm(\pm)} = \sigma_0 [1 + (-) A_{\parallel}], \quad (5.9)$$

mit dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt $\sigma_0 = (\sigma^{\pm\pm} + \sigma^{\mp\mp})/2$. Die experimentell ermittelte Asymmetrie wird modifiziert durch das Produkt der Target- und Strahlpolarisationen $P = P_T \cdot P_B$ und beträgt $A_{\parallel, \text{gem}} = P \cdot A_{\parallel}$. Die gemessenen, über die

Zeit t integrierten totalen Zählraten für die beiden Spinzustände bekommen dann die Gestalt

$$N^{\pm(\pm)}(x, Q^2) = \sigma_0 \int_{\pm(\pm)} dt A(t, x, Q^2) \mathcal{L}(t) \left[1 + (-) P(t) A_{\parallel}(x, Q^2) \right]. \quad (5.10)$$

Die Akzeptanzfunktion $\mathcal{A}(t, x, Q^2)$ setzt sich aus verschiedenen Faktoren zusammen:

$$\mathcal{A}(t, x, Q^2) = \mathcal{A}_{\text{DET}}(x, Q^2) \epsilon_{\text{DAQ}}(t) \epsilon_{\text{REC}}(t, x, Q^2). \quad (5.11)$$

Die geometrische Akzeptanz $\mathcal{A}_{\text{DET}}(x, Q^2)$ des Detektors ändert sich nicht mit der Zeit, hängt aber von der Ereigniskinetik ab. Die Effizienz $\epsilon_{\text{DAQ}}(t) = 1 - \eta_{\text{Dead}}(t)$ der Datennahme kann sich innerhalb eines Bursts ändern und ist durch die relative Totzeit η_{Dead} gegeben. Die Rekonstruktionseffizienz $\epsilon_{\text{REC}}(t, x, Q^2)$ variiert nur sehr langsam im Vergleich zur Änderung der Targetspineinstellung. Die Zählrate für den Burst i hat die Gestalt

$$n_i^{\pm(\pm)} = \sigma_0 \mathcal{A}_{\text{DET}}(x, Q^2) \epsilon_{\text{REC}}(t, x, Q^2) l_i \left[1 + (-) P_i A_{\parallel}(x, Q^2) \right], \quad (5.12)$$

wobei $l_i = \epsilon_{\text{DAQ}} \mathcal{L}$ die mit der Totzeit korrigierte, integrierte Luminosität und P_i das Produkt der Polarisationen für den Burst i sind. Wie in [75] gezeigt wird, kann der Einfluss der Größe $\epsilon_{\text{REC}}(t, x, Q^2)$ auf die gemessene Asymmetrie vernachlässigt werden. Die totalen Zählraten erhält man durch die Summation aller Bursts für jeden Spinzustand getrennt und erhält die über den gesamten Messzeitraum integrierte Asymmetrie

$$A_{\parallel} = \frac{N^{\pm\pm} L_p^{\pm\pm} - N^{\mp\mp} L_p^{\mp\mp}}{N^{\pm\pm} L_p^{\pm\pm} + N^{\mp\mp} L_p^{\mp\mp}}, \quad (5.13)$$

mit den Definitionen

$$N^{\pm(\pm)} = \sum_i n_i^{\pm(\pm)}, \quad (5.14)$$

$$L^{\pm(\pm)} = \sum_i l_i^{\pm(\pm)}, \quad (5.15)$$

$$L_p^{\pm(\pm)} = \sum_i (l_i \cdot P_i)^{\pm(\pm)}. \quad (5.16)$$

Bei der Bildung der Asymmetrie fallen also sowohl die Detektorakzeptanz \mathcal{A}_{DET} als auch die Rekonstruktionseffizienz ϵ_{REC} heraus.

Unter Vernachlässigung von g_2 hängt die Asymmetrie $A_{1, \text{gem}}$ mit der experimentellen Asymmetrie A_{\parallel} über Gl 2.40 zusammen und erhält die Form

$$A_{1, \text{gem}} = \frac{1}{1 + \eta\gamma} \cdot \frac{N^{\pm\pm} L_p^{\pm\pm} - N^{\mp\mp} L_p^{\mp\mp}}{N^{\pm\pm} L_p^{\pm\pm} D^{\pm\pm} + N^{\mp\mp} L_p^{\mp\mp} D^{\mp\mp}}, \quad (5.17)$$

wobei der mittlere Depolarisationsfaktor D für jede Targetspineinstellung getrennt ermittelt wird.

Der statistische Fehler $\delta A_{1,\text{gem.}}$ wird unter der Annahme, dass die Zahl der Ereignisse einer Poissonverteilung unterliegt, aus den Unsicherheiten der Zählraten $\delta N = \sqrt{N}$ bestimmt. Man erhält so

$$\begin{aligned} \delta A_{1,\text{gem.}} &= \sqrt{\left(\frac{\partial A_1}{\partial N^{\rightarrow}} \delta N^{\rightarrow}\right)^2 + \left(\frac{\partial A_1}{\partial N^{\leftarrow}} \delta N^{\leftarrow}\right)^2} \\ &= \frac{1}{1 + \eta\gamma} \cdot \frac{L^{\rightarrow} L_p^{\rightarrow} D^{\rightarrow} + L^{\leftarrow} L_p^{\leftarrow} D^{\leftarrow}}{\left(N^{\rightarrow} L_p^{\rightarrow} D^{\rightarrow} + N^{\leftarrow} L_p^{\leftarrow} D^{\leftarrow}\right)^2} \sqrt{(N^{\rightarrow})^2 N^{\leftarrow} + (N^{\leftarrow})^2 N^{\rightarrow}}. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Die semi-inklusive Asymmetrien $A_{1,\text{gem.}}^h$ werden in gleicher Weise extrahiert wie die inklusive Asymmetrie $A_{1,\text{gem.}}$. Die Zählraten $N = N_h$ entsprechen dann der Anzahl der Hadronen, welche in Koizidenz mit einem tief-inelastisch gestreuten Positron mit den in Tab. 5.2 gewählten Schnitten nachgewiesen wurden.

Die Asymmetrien wurden für neun verschiedene Bins in x extrahiert, wobei über Q^2 integriert wurde. Die mittleren x -Werte haben auf einer logarithmischen Skala ungefähr äquidistante Abstände und sind in Tab. 5.4 aufgelistet. Die Asymmetri-

Tabelle 5.4: Definition der verwendeten x -Bins. Die Größe $\langle x \rangle$ stellt den Mittelwert der Variable x aller tief-inelastisch gestreuter Ereignisse in diesem Bin dar.

x -Bin	Bereich	$\langle x \rangle$
1	0.023 - 0.040	0.033
2	0.040 - 0.055	0.047
3	0.055 - 0.075	0.065
4	0.075 - 0.100	0.087
5	0.100 - 0.140	0.119
6	0.140 - 0.200	0.168
7	0.200 - 0.300	0.245
8	0.300 - 0.400	0.342
9	0.400 - 0.600	0.466

en A_1 wurden sowohl für die inklusive Streuung als auch für die in Koizidenz mit dem gestreuten Lepton nachgewiesenen Hadronen extrahiert. Die Grundlage der inklusiven Analyse bilden nach allen angewendeten Schnitten ungefähr zwei Millionen tief-inelastisch gestreute Ereignisse am Proton-Target sowie eine knappe Million Ereignisse an einem Deuterium-Target. Die Teilchen-Ausbeuten sind für die verschiedenen Jahre in Tab. 5.5 aufgelistet.

Um die extrahierten Asymmetrien auf eine eventuelle Zeitabhängigkeit zu testen, wurde das Verhalten der Asymmetrie A_{\parallel}/D in Abhängigkeit von der HERA-Füllungsnummer studiert. Abbildung 5.3 zeigt das Integral der extrahierten Asymmetrien

$$A^{\text{int}} = \sum_i \left(\frac{A_{\parallel}}{D}\right)_i \int_{x_{i,u}}^{x_{i,o}} dx, \quad (5.19)$$

getrennt für die drei Datensätze von 1996-98, wobei die Asymmetrie als konstant innerhalb eines Bins mit den Grenzen $x_{i,u}, x_{i,o}$ angenommen wird. Die Güte der

Tabelle 5.5: Gemessene Teilchenmultiplizitäten am Proton- und Deuterium-Target. Man beachte, dass HERA im Jahr 1998 Elektronen anstatt Positronen beschleunigte.

Teilchen- typ	Datensatz		
	1996 (p)	1997 (p)	1998 (d)
e^+	659460	1399271	10079
e^-	6441	13283	791708
h^+	88367	188676	104479
h^-	51000	108161	68308
π^+	30001	64403	-
π^-	20404	43688	-

Anpassungen einer Konstanten an die gemessenen Datenpunkte ist in Tab. 5.6 für die Datenperioden aufgelistet. Dabei ist das Jahr 1997 nochmal in drei Perioden mit wechselnden Helizitäten H^{\pm} der HERA-Strahlpositronen unterteilt.

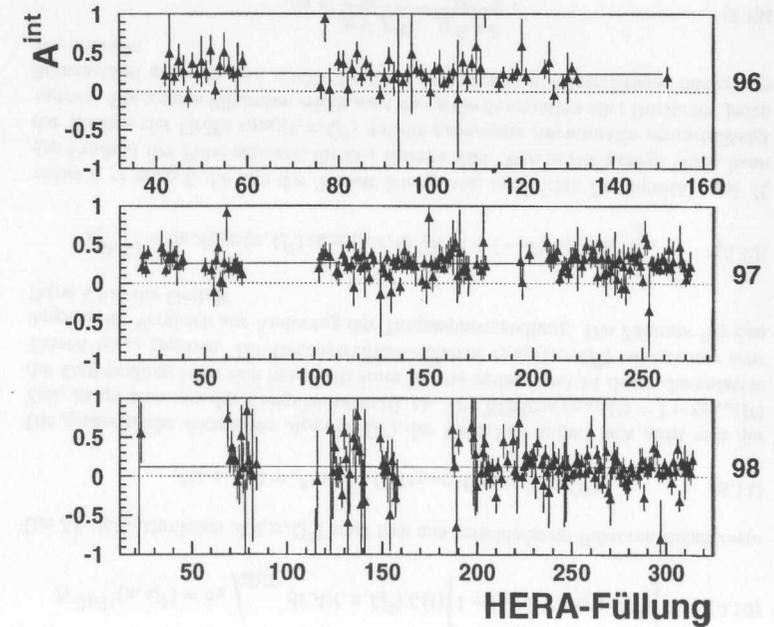


Abbildung 5.3: Das Integral über den gemessenen Bereich der Asymmetrie A_{\parallel}/D in Abhängigkeit von der HERA-Füllungsnummer. Die eingezeichneten Linien stellen den Wert der angepassten Konstanten dar.

Tabelle 5.6: Resultate der mittleren Integrale $\langle A^{\text{int}} \rangle$ sowie deren statistische Fehler und die Güte der Anpassung.

Datenperiode	HERA-Füllungen	$\langle A^{\text{int}} \rangle \pm \text{stat.}$	χ^2/dof
1996 (H^+)	42 – 152	0.23 ± 0.02	61 / 66
1997 (H^-)	21 – 145	0.26 ± 0.01	74 / 68
1997 (H^+)	146 – 198	0.25 ± 0.03	18 / 29
1997 (H^-)	199 – 272	0.26 ± 0.02	72 / 62
1998 (H^-)	22 – 314	0.12 ± 0.01	146 / 151

Die angepassten Konstanten $\langle A^{\text{int}} \rangle$ sind für das Proton-Target innerhalb des statistischen Fehlers miteinander verträglich. Auch die Güte der Anpassung χ^2 gibt keinen Hinweis auf eine systematische Zeitabhängigkeit innerhalb der verschiedenen Datenperioden.

5.4 Korrekturen

Die gemessene Asymmetrie $A_{1,\text{gem.}}$ weicht aufgrund verschiedener Effekte von der „wahren“ Asymmetrie A_1 ab. Daher sind Korrekturen nötig, um aus den gemessenen Asymmetrien Rückschlüsse auf die in Kapitel 2 diskutierten physikalischen Eigenschaften des Nukleons ziehen zu können.

In diesem Abschnitt werden die Korrekturen beschrieben, welche zur Extraktion von $A_{1,\text{cor.}}$ nötig sind.

5.4.1 Untergrund

Ein großer Beitrag an Untergrundereignissen zur DIS stammt aus der Photoproduktion. Wegen der damit verbundenen kleinen Viererimpulsüberträge Q^2 und somit kleinen Streuwinkeln entzieht sich das gestreute Positron häufig dem Nachweis im Detektor. Photonen aus dem Zerfall neutraler Pionen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) oder hochenergetische Bremsstrahlung bilden durch Paarproduktion ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) Positronen, welche dann als tief-inelastisches Streuereignis missinterpretiert werden können.

Unter der Annahme, dass die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Positronen und Elektronen gleich groß sind, kann über die Anzahl der nachgewiesenen Elektronen auf den Beitrag falsch interpretierter Positronen aus den oben genannten Prozessen geschlossen werden. Daher werden die Ereignisse mit einem nachgewiesenen Elektron von den inklusiven und semi-inklusive Streuereignissen abgezogen. Dabei muss das Elektron bis auf seine Ladung die identischen Schnitte zur Identifizierung eines tief-inelastisch gestreuten Positrons durchlaufen. Analog werden im Falle von HERA-Elektronenfüllungen (1998) die fehlidentifizierten Positronen von den Ereignissen mit nachgewiesenem Elektron abgezogen. Der relative Anteil falsch interpretierter Teilchen liegt im Mittel bei $n_e^{-(+)}/n_e^{+(-)} \approx 1.0\%$ sowohl für 1996/97 als auch für den 1998er Datensatz.

5.4.2 Akzeptanzeffekte und kinematische Verschmierung

Die vom HERMES-Detektor gemessene Asymmetrie wird durch zwei Effekte modifiziert: Zum einen verursacht die begrenzte Detektorakzeptanz eine systematische Abweichung der extrahierten Asymmetrie von der über den gesamten Raumwinkelbereich gebildeten wahren Asymmetrie. Zum anderen kann die Teilchenkinematik durch Vielfachstreuung im Spektrometer, falsches Alignment oder Kalibration der einzelnen Detektoren oder durch den Rekonstruktionsalgorithmus selbst verfälscht werden. Diese Effekte nennt man kinematische Verschmierung (*kinematical smearing*). Um den Einfluss dieser Effekte auf die extrahierte Asymmetrie abschätzen zu können, wurde mit dem HERMES Monte-Carlo-Programm HMC [76] unter Benutzung eines Generators polarisierter DIS-Ereignisse (PEPSI [77]) eine große Anzahl an Ereignissen erzeugt. Diese wurden mit Hilfe eines realistischen GEANT-Modells [78] des Spektrometers vom HERMES Rekonstruktionsprogramm HRC [55] analysiert und die extrahierte Asymmetrie $A_{1,\text{HRC}}$ mit der vom PEPSI-Generator erzeugten Asymmetrie $A_{1,\text{PEPSI}}$ verglichen. Die korrigierte Asymmetrie A_1 ist dann gegeben durch das Produkt des Korrekturfaktors η_{SM} und der gemessenen Asymmetrie $A_{1,\text{gem.}}$:

$$A_1 = \frac{A_{1,\text{PEPSI}}}{A_{1,\text{HRC}}} \cdot A_{1,\text{gem.}} = \eta_{\text{SM}} \cdot A_{1,\text{gem.}} \quad (5.20)$$

Die Akzeptanz- und Verschmierungskorrekturen wurden für die Jahre 1995-1997 ausgerechnet. Die Korrekturen für die ^3He -Asymmetrien sind so klein, dass sie vernachlässigt werden können [79]. Die Korrekturen für die inklusiven und semi-inklusive Asymmetrien sind in Tab. 5.7 für jedes x -Bin aufgelistet. Für semi-inklusive Pionasymmetrien wurden die gleichen Korrekturen angenommen wie für die Hadron-Asymmetrien. Die Akzeptanz- und Verschmierungskorrekturen wurden

Tabelle 5.7: Akzeptanz- und Verschmierungskorrekturen der inklusiven und semi-inklusive Asymmetrien am Proton [80]. Der statistische Fehler ist durch die Anzahl der generierten Ereignisse bestimmt.

x -Bin	$\eta_{\text{SM}} \pm \text{stat.}$	$\eta_{\text{SM}}^{h^+} \pm \text{stat.}$	$\eta_{\text{SM}}^{h^-} \pm \text{stat.}$
1	0.946 ± 0.009	0.913 ± 0.011	0.981 ± 0.027
2	0.975 ± 0.009	0.931 ± 0.011	0.967 ± 0.025
3	0.967 ± 0.009	0.930 ± 0.010	0.944 ± 0.022
4	0.955 ± 0.009	0.925 ± 0.009	0.930 ± 0.018
5	0.937 ± 0.009	0.929 ± 0.007	0.931 ± 0.011
6	0.931 ± 0.008	0.960 ± 0.005	0.961 ± 0.007
7	0.934 ± 0.007	0.996 ± 0.004	1.000 ± 0.005
8	0.966 ± 0.008	1.019 ± 0.004	1.019 ± 0.005
9	0.989 ± 0.005	1.026 ± 0.004	1.023 ± 0.005

getrennt für die unterschiedlichen Rekonstruktionsmethoden bestimmt: Während 1996 die Vertexkammern (VC) nicht voll im Einsatz waren und die Rekonstruktion im sog. NOVC-Modus betrieben wurde, fand 1997 die Standardrekonstruktion (STD) mit allen Spurkammern Anwendung. Da der Unterschied der Korrekturwerte für die verschiedenen Methoden kleiner als 0.5 % ist, wurden die gleichen Werte für beide Jahre benutzt.

Bis zum Ende dieser Arbeit lagen noch keine Korrekturen für die Deuterium-Asymmetrien vor. Wegen der kleineren Werte der Asymmetrien als auch deren weniger starken x -Abhängigkeit im Vergleich zu den Proton-Asymmetrien erwartet man hier Korrekturen in der Größenordnung von bis zu 5 %. Diese Unsicherheit wurde bei der Bestimmung des systematischen Fehlers berücksichtigt.

5.4.3 Strahlungskorrekturen

Bisher wurde der tief-inelastische Streuprozess in der Born-Näherung durch den Ein-Photon-Austausch beschrieben (siehe Abb. 2.1). Innerhalb dieser Näherung wurde die Asymmetrie A_1 als Funktion der polarisierten Quarkdichten im Nukleon interpretiert. Die im Experiment gemessenen Wirkungsquerschnitte beinhalten jedoch Beiträge höherer Ordnung von elektromagnetischen und elektroschwachen Prozessen. Bei HERMES Energien mit $Q^2 \ll M_Z^2$ können die elektroschwachen Beiträge allerdings vernachlässigt werden. Da die spinunabhängigen Korrekturen hauptsächlich bei großen Energieverlusten des einfallenden Leptons auftreten, werden sie durch den Schnitt $y < 0.85$ unterdrückt. Die Feynman-Diagramme der relevanten Prozesse höherer Ordnung sind in Abb. 5.4 dargestellt. Die Bestimmung der Born-Asymmetrie

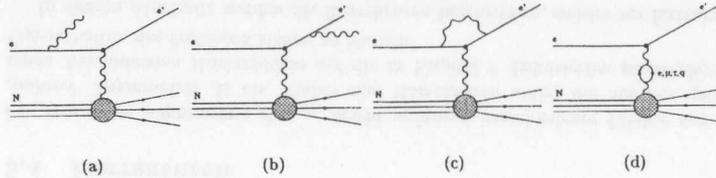


Abbildung 5.4: Feynman-Diagramme höherer Ordnung in der QED zur Bestimmung der Strahlungskorrekturen zur Born-Asymmetrie: Bremsstrahlung im Anfangs- (a) und im Endzustand (b) des Leptons, (c) Vertexkorrektur und (d) Vakuumpolarisation.

geschieht über ein iteratives Verfahren [81]: Da der polarisierte Wirkungsquerschnitt von der Strukturfunktion g_1 abhängt, wird diese im ersten Schritt aus einem Fit an die gemessene Asymmetrie A_1^{exp} über die Beziehung $A_1 \approx g_1/F_1$ extrahiert. Mit dieser Information werden dann sowohl die Born-Asymmetrie A_1^{Born} als auch unter Berücksichtigung der Strahlungsprozesse die totale Asymmetrie A_1^{tot} extrahiert. Die Strahlungskorrektur

$$\Delta A_1^{\text{RC}} = A_1^{\text{tot}} - A_1^{\text{Born}} \quad (5.21)$$

wird dann benutzt, um im nächsten Iterationsschritte aus der korrigierten Asymmetrie

$$A_1^{\text{Born}} = A_1^{\text{exp}} - \Delta A_1^{\text{RC}} \quad (5.22)$$

wieder über g_1 die Strahlungskorrektur zu ermitteln. Das Verfahren konvergiert nach wenigen Schritten. Tabelle 5.8 zeigt die mit dem Program POLRAD 2.0 [82] berechneten Strahlungskorrekturen am ^3He , Proton und Deuterium. Die Strahlungskorrekturen für die semi-inklusiven Asymmetrien sind wegen der Unterdrückung ver quasi-elastischen Streuung signifikant kleiner als im inklusiven Fall und wurden

Tabelle 5.8: Strahlungskorrekturen zu den inklusiven Asymmetrien A_1 am ^3He [69], Proton [83] und Deuterium [84].

x -Bin	$\Delta A_1^{\text{RC}} \pm \text{syst.}$		
	Helium-3	Proton	Deuterium
1	0.0571 ± 0.0029	-0.00121 ± 0.00006	0.0122 ± 0.0122
2	0.0494 ± 0.0013	-0.00119 ± 0.00004	0.0100 ± 0.0100
3	0.0474 ± 0.0006	-0.00117 ± 0.00003	0.0087 ± 0.0087
4	0.0439 ± 0.0002	-0.00097 ± 0.00004	0.0076 ± 0.0076
5	0.0423 ± 0.0006	-0.00049 ± 0.00003	0.0058 ± 0.0058
6	0.0404 ± 0.0010	0.00037 ± 0.00002	0.0043 ± 0.0043
7	0.0389 ± 0.0014	0.00123 ± 0.00010	0.0021 ± 0.0021
8	0.0399 ± 0.0018	0.00201 ± 0.00006	0.0004 ± 0.0004
9	0.0384 ± 0.0020	0.00210 ± 0.00013	-0.0005 ± 0.0005

daher vernachlässigt [81]. Der systematische Fehler der Strahlungskorrekturen am Deuterium wurde bisher noch nicht näher spezifiziert [84], weshalb als konservative Abschätzung $\delta(\Delta A_1^{\text{RC}}) = 100\%$ angenommen wurde.

5.5 Extraktion der Neutron-Asymmetrien

Aus den gemessenen Asymmetrien am ^3He - und Deuterium-Target lassen sich unter bestimmten Annahmen über die Kernzusammensetzung und unter Benutzung der gemessenen Proton-Asymmetrien die Asymmetrien am Neutron extrahieren. Unter Vernachlässigung von Kerneffekten, wie EMC-Effekt bei inklusiven Strukturfunktionen oder die Abschirmung im Hadronisierungsprozess [85], ist die semi-inklusive Asymmetrie $A_{1,A}^h$ am Targetkern T gegeben durch [69]

$$A_{1,T}^h = f_p^h P_T^p A_{1,p}^h + f_n^h P_T^n A_{1,n}^h. \quad (5.23)$$

Dabei bedeuten die Größen P_T^p und P_T^n die effektiven Polarisationen der Protonen und Neutronen im Targetkern T . Die Verdünnungsfaktoren f_p^h und f_n^h geben die Wahrscheinlichkeit an, entweder am Proton oder am Neutron im Kern zu streuen. Offensichtlich gilt $f_n^h = 1 - f_p^h$.

Die Verdünnungsfaktoren werden für das ^3He -Target aus den Wirkungsquerschnitten am Nukleon und am ^3He -Kern berechnet über [86]

$$f_p^h = \frac{2\sigma_p^h}{\sigma_{^3\text{He}}^h} = \frac{2n_p^h}{n_{^3\text{He}}^h} \cdot \frac{\sigma_p}{\sigma_{^3\text{He}}} = \frac{2n_p^h}{n_{^3\text{He}}^h} \left(\frac{F_2^p}{2F_2^d + F_2^p} \right). \quad (5.24)$$

Die Größen n_T^h geben die mittleren Multiplizitäten der Hadronsorte h bei der Streuung am Target T mit dem totalen inklusiven Wirkungsquerschnitt σ_T an.

In der wahrscheinlichsten Konfiguration des ^3He -Kernes (S-Zustand) koppeln die beiden Protonspins zu Null, womit der gesamte Kernspin durch das Neutron getragen wird. Die anderen möglichen Konfigurationen bewirken jedoch eine endliche, effektive Protonpolarisation und damit verminderte Neutronpolarisation von $P_{^3\text{He}}^p = -0.027$ und $P_{^3\text{He}}^n = 0.865$ [87].

Gleichung 5.23 folgend, können die Neutron-Asymmetrien aus den bekannten effektiven Polarisationen, den gemessenen Verdünnungsfaktoren sowie den Protonasymmetrien extrahiert werden:

$$A_{1,n}^h = \frac{1}{P_{3\text{He}}^h (1 - f_p^h)} (A_{1,3\text{He}} - f_p^h P_{3\text{He}}^p A_{1,p}). \quad (5.25)$$

Beim Deuteron sind die Spins von Proton und Neutron im wahrscheinlichsten Zustand parallel zum magnetischen Moment ausgerichtet. Berechnungen [88, 89] zeigen, dass die Wahrscheinlichkeit für einen Zustand mit nicht verschwindendem Bahndrehimpuls (D-Welle) bei $\omega_D = 0.05 \pm 0.01$ liegt. Die Asymmetrie am Deuterium kann dann geschrieben werden als [12]

$$A_{1,d}^h = \frac{1 - 1.5 \omega_D}{2} (A_{1,p}^h + A_{1,n}^h). \quad (5.26)$$

Somit folgt aus diesem Modell für das Produkt aus Verdünnungsfaktor und effektiver Polarisation beim Deuteron

$$f_p^h P_p^h = f_n^h P_n^h = 0.463. \quad (5.27)$$

Die Neutron-Asymmetrien, berechnet aus den ^3He - und Deuterium-Asymmetrien, sind in Abb. 5.5 dargestellt. Bei der Extraktion wurden die kombinierten Proton-Asymmetrien der Datensätze von 1996 und 1997 (siehe Abschn. 5.7) benutzt. Inner-

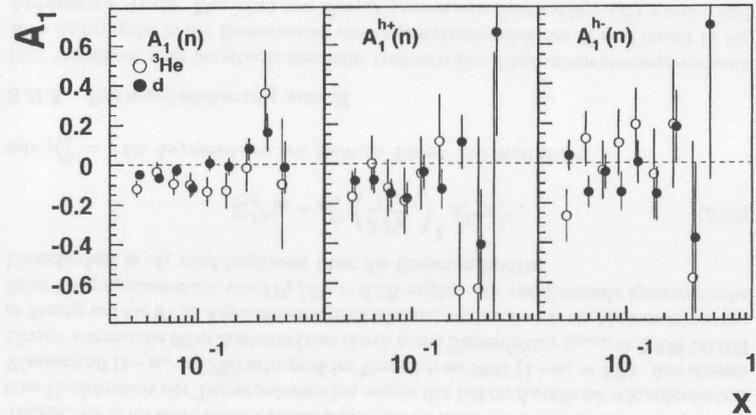


Abbildung 5.5: Die inklusiven und semi-inklusive Asymmetrien A_1^n am Neutron, berechnet aus den ^3He - und Deuterium-Asymmetrien.

halb der statistischen Unsicherheiten ist kein systematischer Unterschied zwischen den beiden Asymmetriesätzen erkennbar.

5.6 Systematische Fehler

Sowohl experimentelle als auch theoretische Unsicherheiten tragen zum systematischen Fehler der extrahierten Asymmetrie A_1 bei. Erstere rühren von Unsicherheiten sowohl in der gemessenen Target- und Strahlpolarisation, als auch in den angewendeten Korrekturen zur kinematischen Verschmierung. Aber auch fehlerbehaftete Größen wie das Wirkungsquerschnittsverhältnis R , die Strukturfunktion g_2 oder die zur Bestimmung der Strahlungskorrekturen benötigten unpolarisierten Strukturfunktionen gehen in den systematischen Fehler ein. Da die semi-inklusive Ereignisklasse eine Untergruppe der inklusiv gemessenen Ereignisse ist, sind die dazugehörigen Asymmetrien stark zueinander korreliert. Bei der Extraktion der Quarkpolarisationen (siehe Kap. 6) müssen diese Korrelationen durch die Benutzung der Korrelationsmatrix C_A berücksichtigt werden. Diese beinhaltet sowohl die Unsicherheiten der Asymmetrien $A_1^{h_i}$ und $A_1^{h_j}$ als auch deren Korrelationskoeffizienten ρ_{ij} :

$$[C_A]_{ij} = \rho_{ij} \delta A_1^{h_i} \delta A_1^{h_j}. \quad (5.28)$$

Die Indizes i und j unterscheiden dabei sowohl die verschiedenen Asymmetrien eines Jahres als auch die Asymmetrien unterschiedlicher Jahre.

Die Korrelationskoeffizienten ρ_{ij} wurden aus den gemessenen Teilchenmultiplizitäten $\langle n^{h_i} \rangle$ für den Hadron-Typ h_i extrahiert über [86]

$$\rho_{ij} = \frac{\langle n^{h_i} n^{h_j} \rangle}{\sqrt{\langle (n^{h_i})^2 \rangle \langle (n^{h_j})^2 \rangle}}. \quad (5.29)$$

Die einzelnen Beiträge $[C_A]_i$ zur Kovarianzmatrix werden in diesem Abschnitt kurz diskutiert. Die kombinierte Unsicherheit δA_1 der Asymmetrien ergibt sich aus der quadratischen Summe der Diagonalelemente von C_A :

$$\delta A_1 = \sqrt{\sum_i [C_A]_{ii}^2}. \quad (5.30)$$

5.6.1 Strahlpolarisation

Während der Datennahmeperiode 1995-1998 wurde fast ausschließlich das Transversale Polarimeter zur Bestimmung der Strahlpolarisation eingesetzt. Die absolute Kalibration erfolgte mit der Messung der Anstiegskurven der Polarisation und besitzt eine systematische Unsicherheit von $(\delta P_B/P_B)_{\text{RISE}} = 3.3\%$ [69], mit voller Korrelation zwischen den einzelnen Messungen innerhalb dieser Periode. Zusätzliche Korrekturen tragen zu weiteren Unsicherheiten $(\delta P_B/P_B)_{\text{CORR}}$ bei, welche bei 2.2% für 1995 und 0.9% für 1996-98 liegen, mit maximaler Korrelation für alle gemessenen Asymmetrien eines Jahres. Die quadratische Summe dieser Beiträge resultiert in einem totalen, relativen systematischen Fehler von $\delta P_B/P_B = 4.0$ (3.4)% für 1995 (1996-98). Der Beitrag zur Kovarianzmatrix ist daher gegeben durch

$$[C_A^{P_B}]_{ij} = \left[\left(\frac{\delta P_B}{P_B} \right)_{\text{RISE}}^2 + \rho_{ij}^{P_B} \left(\frac{\delta P_B}{P_B} \right)_{\text{CORR}}^2 \right] A_1^{h_i} A_1^{h_j}. \quad (5.31)$$

Der Korrelationskoeffizient $\rho_{ij}^{P_B}$ ist dabei Eins für Asymmetrien des gleichen Jahres und Null sonst.

5.6.2 Targetpolarisation

Die relative Unsicherheit in der Targetpolarisation betrug $\delta P_T/P_T = 5\%$ für das ^3He -Target, 4,5 % für das 1997er Protontarget und 10 % für Deuterium. 1996 war die relative Unsicherheit der Targetpolarisation wegen des hohen Anteils an rekombiniertem Wasserstoff ($1 - \alpha_r = 12\%$) sehr groß im Vergleich zu 1997 ($1 - \alpha_r = 3\%$). Aus diesem Grund wurden die 96'er Asymmetrien durch einen Skalenfaktor $\eta_{\text{norm}} = 0.929 \pm 0.043$ in Bezug auf die 97'er Asymmetrien normalisiert, wodurch sich ein Gesamtfehler der 96'er Targetpolarisation von $\delta P_T/P_T = 6.2\%$ ergibt. Die resultierende systematische Unsicherheit in A_1 wird bestimmt über die Kovarianzmatrix

$$[C_A^{P_T}]_{ij} = \rho_{ij}^{P_T} \left(\frac{\delta P_T}{P_T} \right)^2 A_1^{h_i} A_1^{h_j}, \quad (5.32)$$

mit $\rho_{ij}^{P_T} = 1$ für Asymmetrien am gleichen Target und Null sonst.

5.6.3 Parametrisierung von R

Das Verhältnis vom longitudinalen zum transversalen Photoabsorptionsquerschnitt $R = \sigma_L/\sigma_T$ geht in die Bestimmung des Depolarisationsfaktors D und damit in die Asymmetrie A_1 ein. Der Wert von $R(x, Q^2)$ sowie sein Fehler $\delta R(x, Q^2)$ wurden [90] entnommen und liegt zwischen $0.34 + -0.09$ und $0.12 + -0.04$ für das erste bzw. höchste x -Bin (vergl. Tab. 5.4). Aus den Gl. 2.36 und 2.40 erhält man

$$[C_A^R]_{ij} = \left(\frac{\epsilon}{1 + \epsilon R} \delta R \right)^2 A_1^{h_i} A_1^{h_j}, \quad (5.33)$$

mit voller Korrelation zwischen den Datensätzen.

5.6.4 Schwankungen der DIS-Ausbeute

1995 gab es kleine, nicht-statistische Schwankungen in der Ausbeute tief-inelastischer Streueignisse. Der daraus resultierende Fehler auf die Asymmetrie A_1 wurde sowohl für inklusive als auch semi-inklusive Ereignisse bestimmt und beträgt [91]

$$[\delta A_1]_{\text{yield}} = 0.00256, \quad (5.34)$$

$$[\delta A_1^{h^+}]_{\text{yield}} = 0.00575, \quad (5.35)$$

$$[\delta A_1^{h^-}]_{\text{yield}} = 0.00547. \quad (5.36)$$

Schwankungen dieser Art wurden bei der Streuung am Wasserstoff- oder Deuteriumtarget nicht beobachtet.

5.6.5 Strahlungskorrekturen

Die in Abschnitt 5.4.3 diskutierten Strahlungskorrekturen erfolgen additiv zur gemessenen inklusiven Asymmetrie (Gl. 5.22). Daher ist der systematische Fehler durch die Unsicherheiten der Strahlungskorrekturen gegeben:

$$[C_A^{\text{RC}}]_{ij} = \rho_{ij}^{\text{RC}} \delta(\Delta A_{1,i}^{\text{RC}}) \delta(\Delta A_{1,j}^{\text{RC}}). \quad (5.37)$$

Der Korrelationskoeffizient ist dabei nur für inklusive Asymmetrien am gleichen Target von Null verschieden.

5.6.6 Akzeptanz- und Verschmierungskorrekturen

Die statistische Unsicherheit der Akzeptanz- und Verschmierungskorrektur η_{SM} pflanzt sich als systematische Unsicherheit in der Kovarianzmatrix fort:

$$[C_A^{\text{SM}}]_{ij} = \rho_{ij}^{\text{SM}} \delta\eta_{\text{SM}}^i \delta\eta_{\text{SM}}^j A_1^{h_i} A_1^{h_j}. \quad (5.38)$$

Da bisher keine Korrekturen für die Deuteriumdaten vorlagen, wurde als konservative Abschätzung des systematischen Fehlers entweder die Größe der Korrekturen am Protontarget über $\delta\eta_{\text{SM},98} = 1 - \eta_{\text{SM},97}$ benutzt, oder für $\delta\eta_{\text{SM},98} < \delta\eta_{\text{SM},97}$ der Fehler $\delta\eta_{\text{SM},97}$ selbst verwendet.

5.6.7 Strukturfunktion g_2

Die Ableitung von Gl. 2.40 gilt nur, wenn die Strukturfunktion g_2 verschwindet. Im Allgemeinen gilt jedoch nicht $A_1 = g_1/F_1$, sondern man erhält mit Gl. 2.31, 2.32 und 2.34

$$A_1 = \frac{1}{1 + \eta\gamma} \left(\frac{A_{\parallel}}{D} - \eta\gamma(1 + \gamma^2) \frac{g_2}{F_1} \right), \quad (5.39)$$

$$\frac{g_1}{F_1} = \frac{1}{1 + \eta\gamma} \left(\frac{A_{\parallel}}{D} + \gamma(\gamma - \eta) \frac{g_2}{F_1} \right), \quad (5.40)$$

wobei die Gleichungen sowohl für den inklusiven, als auch für den semi-inklusive Fall gelten. Die Strukturfunktion g_2 wurde am CERN und am SLAC in inklusiver DIS gemessen. Die Ergebnisse sind alle innerhalb des x -Bereiches von HERMES mit der Vorhersage des Quark-Parton-Modells $g_2 = 0$ verträglich. Um die systematische Unsicherheit abschätzen zu können, wurden die Resultate der SLAC-Experimente E143 [12] und E155 [13] am Proton und Deuteron mit einem Polygon zweiten Grades gefittet. Dabei folgen die Parametrisierungen dem Twist-2-Beitrag in der Wandzura-Wilczek-Zerlegung (Gl. 2.29), welcher für $x \rightarrow 1$ verschwindet. Die Unsicherheit in der Parametrisierung wurde als Abschätzung für δg_2 verwendet. Die entsprechende systematische Kovarianzmatrix lässt sich schreiben als (siehe Gl. 5.39)

$$[C_A^{g_2}]_{ij} = \rho_{ij}^{g_2} \left(\frac{\eta\gamma(1 + \gamma^2)}{1 + \eta\gamma} \right)^2 \left(\frac{\delta g_2}{F_1} \right)_i \left(\frac{\delta g_2}{F_1} \right)_j, \quad (5.41)$$

mit $\rho_{ij}^{g_2} = 1$ für Asymmetrien am gleichen Target.

Wie aus Gleichung 2.98 zu sehen ist, wird bei der Bestimmung der Quarkpolarisationen anstatt der Asymmetrien A_1 das Verhältnis g_1/F_1 benutzt. Daher muss bei der Bestimmung der systematischen Unsicherheiten der Quarkpolarisationen der Fehler $\delta(g_1/F_1)$ bestimmt werden. Gleichung 5.40 liefert

$$[C_{g_1/F_1}^{g_2}]_{ij} = \rho_{ij}^{g_2} \left(\frac{\gamma(\gamma - \eta)}{1 + \eta\gamma} \right)^2 \left(\frac{\delta g_2}{F_1} \right)_i \left(\frac{\delta g_2}{F_1} \right)_j. \quad (5.42)$$

5.7 Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Resultate der extrahierten Asymmetrien am Proton- und Deuteriumtarget sowie deren systematische Fehler zusammengefasst.

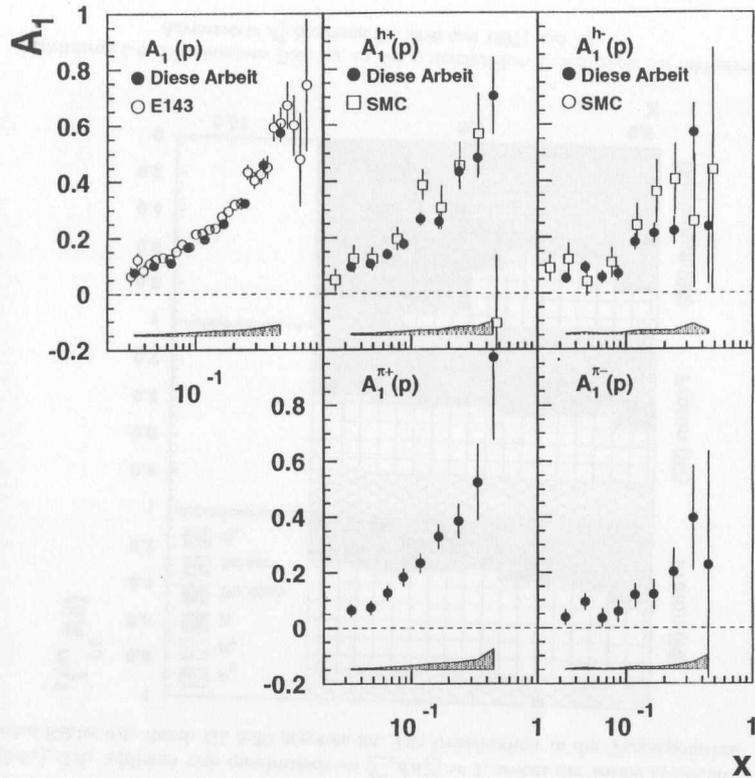


Abbildung 5.6: Die inklusiven und semi-inklusive Asymmetrien A_1^p am Proton-Ziel. Zusätzlich zu den in dieser Arbeit extrahierten Größen sind die inklusiven Asymmetrien von E143 [12] (offene Kreise) sowie die Hadron-Asymmetrien von SMC [32] (offene Quadrate) dargestellt.

Abbildung 5.6 zeigt die inklusive Asymmetrie A_1 sowie die semi-inklusive Asymmetrien A_1^h für positiv und negativ geladene Hadronen und Pionen am Protonziel. Die numerischen Werte sind für die beiden Datensätze von 1996 und 1997 getrennt in Tab. A.5 und A.6 angegeben. Zum Vergleich sind in Abb. 5.6 zusätzlich die inklusiven Asymmetrien des Experimentes E143 [12] am SLAC sowie die Hadron-Asymmetrien von SMC [32] dargestellt. Die E143-Daten wurden bei einem Q^2 von 1–10 GeV² extrahiert, welches dem kinematischen Bereich von HERMES ähnlich ist. Die Daten von SMC weisen ein höheres mittleres Q^2 von $\langle Q^2 \rangle = 10$ GeV² auf. Wie man erkennt, sind die Resultate der Experimente in guter Übereinstimmung. HERMES hat als erstes Experiment zusätzlich semi-inklusive Pion-Asymmetrien über einen

großen Impulsbereich vermessen. Die Ergebnisse sind mit den von anderen Autoren [92, 62, 69] durchgeführten unabhängigen Analysen des gleichen Datensatzes konsistent.

Die Proton-Asymmetrien sind alle positiv und weisen einen steilen Anstieg über den gemessenen x -Bereich auf. Da die Proton-Wellenfunktionen von den u -Quarks dominiert wird, ist die Größe der Asymmetrie A_1^p ein erster Hinweis auf eine positive Polarisation der u -Quarks.

Die Resultate für die Asymmetrien am Deuteron sind zusammen mit den ³He-Asymmetrien in Abb. 5.7 dargestellt und in Tab. A.7 aufgelistet. Man erkennt auch hier, dass die inklusive Deuteron-Asymmetrie positiv, jedoch nicht so groß wie die

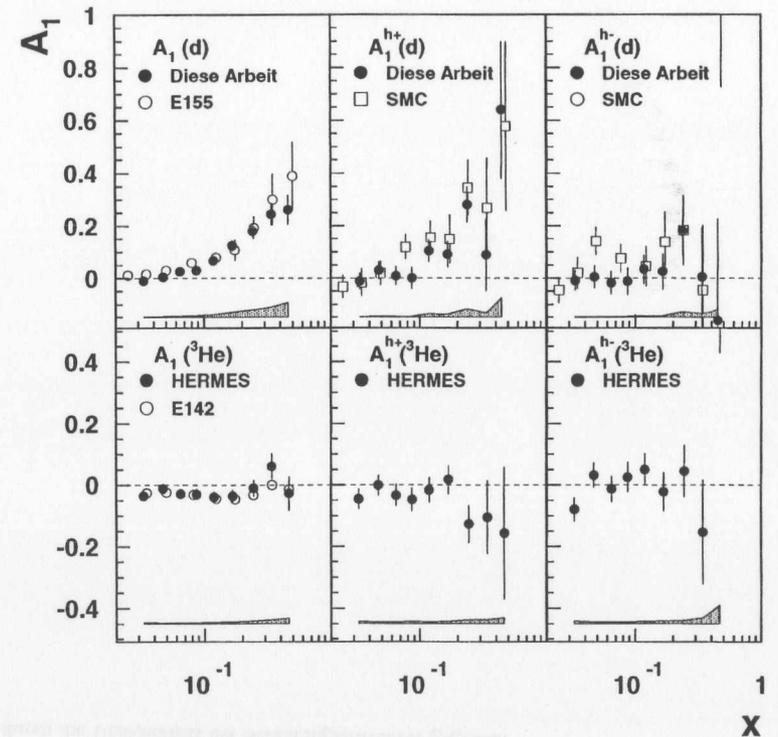


Abbildung 5.7: Die inklusiven und semi-inklusive Asymmetrien A_1^d am Deuterium- und am ³He-Ziel [69]. Zusätzlich sind die inklusiven (semi-inklusive) Deuterium-Asymmetrien von E155 [93] (SMC [94]) eingezeichnet. Die inklusiven ³He-Asymmetrien von E142 sind [14] entnommen. Das Fehlerband gibt den systematischen Fehler der in dieser Arbeit extrahierten Deuterium-Asymmetrien bzw. der Daten am ³He an.

Proton-Asymmetrie ist. Da der Deuteronspin in erster Näherung je zur Hälfte vom Proton- als auch von Neutronspin getragen wird, muss die Verminderung der Asymmetrie vom Neutron herrühren. Aus Gründen der Isospin-Symmetrie $u_p(x) = d_n(x)$ liegt daher die Annahme nahe, dass die d -Quarks eine negative Polarisation aufweisen. Diese Vermutung wird weiter durch die Tatsache gestützt, dass die gemessenen Asymmetrien am ^3He negativ sind. Da in erster Näherung die Polarisation des ^3He -Kernes durch das Neutron getragen wird, lässt die negative Asymmetrie auf eine negative d -Quarkpolarisation schließen. Zum Vergleich sind in Abb. 5.7 die inklusiven und die Hadron-Asymmetrien am Deuterium der Experimente E155 [93] und SMC [94] angegeben, welche innerhalb des Fehlers gut mit den in dieser Arbeit extrahierten Resultaten übereinstimmen.

Die einzelnen Beiträge der in Abschn. 5.6 diskutierten Größen zum totalen systematischen Fehler sind in Abb. 5.8 dargestellt. Die relativen Unsicherheiten $\delta A_{1,i}^{\text{rel}} = |\delta A_{1,i}|/\delta A_1$ addieren sich quadratisch zu $\sum_i \delta A_{1,i}^{\text{rel}} = 1$, wobei der totale systematische Fehler δA_1 durch Gl. 5.30 gegeben ist. Die Unsicherheit in der Targetpolarisa-

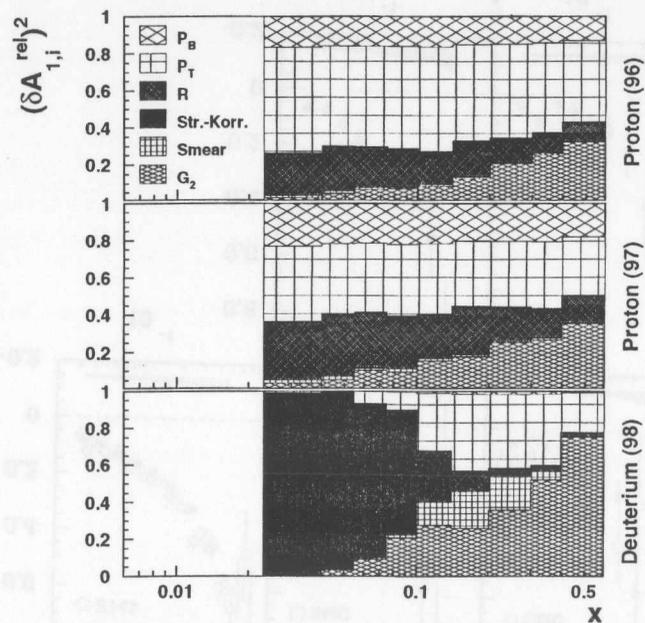


Abbildung 5.8: Die einzelnen Beiträge zu der systematischen Unsicherheit der inklusiven Asymmetrie A_1^p (getrennt für 1996 und 1997) und A_1^d .

tion dominiert den systematischen Fehler der Asymmetrie am Proton fast über über den gesamten x -Bereich. Der Beitrag der Unsicherheit in der Spinstrukturfunktion g_2 wird mit zunehmendem x größer und dominiert den systematischen Fehler der Deuterium-Asymmetrien für $x > 0.1$. Der Fehler der gemessenen Strahlpolarisa-

on liefert einen nahezu konstanten Anteil von 15-20% zur Gesamtunsicherheit der Asymmetrie A_1^p , während der Beitrag zu δA_1^d vernachlässigbar ist. Der Einfluss der Größe R liegt bei den Asymmetrien am Proton zwischen 10-30%. Der systematische Fehler der Deuterium-Asymmetrien ist bei kleinen Werten von $x < 0.1$ hauptsächlich durch die Unsicherheit der Strahlungskorrektur gegeben.

Kapitel 6

Extraktion der polarisierten Partonverteilungen

Dieses Kapitel befasst sich mit der Bestimmung der polarisierten Quarkverteilungen aus den gemessenen inklusiven und semi-inklusiven Asymmetrien am ^3He , Proton und Deuterium. Es erläutert die Extraktionsmethode und beschreibt die Implementierung der ^3He - und Deuterium-Asymmetrien in den Extraktionsformalismus. Außerdem werden verschiedene Annahmen über die Polarisation des Quarksees erläutert. Am Ende werden die Ergebnisse der Quarkpolarisationen sowie deren Momente zusammengefasst und diskutiert.

6.1 Der Purity-Formalismus

Die Extraktion der Quark-Polarisationen $\Delta q/q$ aus den gemessenen Hadron-Asymmetrien A_1^h basiert auf der in erster Ordnung QCD gegebenen Relation (siehe Gl. 2.98)

$$A_1^h(x, Q^2) = \frac{\sum_q e_q^2 D_q^h(x) \Delta q(x)}{\sum_{q'} e_{q'}^2 D_{q'}^h(x) q'(x)} \cdot \tilde{C}_R(x, Q^2), \quad (6.1)$$

mit $\tilde{C}_R(x, Q^2) = (1 + R(x, Q^2))/(1 + \gamma^2)$. Der Index q läuft dabei über die Quarks- und Antiquarks $q = u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$. Die Größe $D_q^h(x)$ bezeichnet hier die innerhalb der Detektorakzeptanz $\mathcal{A}(x, Q^2, z)$ über den in der Analyse benutzten Bereich von z und Q^2 integrierte, effektive Fragmentationsfunktion:

$$D_q^h(x) \equiv \int_{z_{\min}}^1 dz \int_{Q_{\min}^2}^{\infty} dQ^2 \mathcal{A}(x, Q^2, z) D_q^h(z), \quad (6.2)$$

mit den Schnitten $z_{\min} = 0.2$ und $Q_{\min}^2 = 1 \text{ GeV}^2$. In Gl. 6.1 wurde die Annahme gemacht, dass die Quarkverteilungen innerhalb eines x -Bins nicht von Q^2 abhängen und gegeben sind durch den Wert an einem mittleren Q_i^2 für das i -te x -Bin: $q(x) = q(x, Q_i^2)$; entsprechend gilt für die polarisierten Quarkdichten $\Delta q(x) = \Delta q(x, Q_i^2)$. Durch Umschreiben von Gl. 6.1 erhält man

$$A_1^h(x) = \sum_q P_q^h(x) \cdot \frac{\Delta q(x)}{q(x)} \cdot C_R(x), \quad (6.3)$$

wobei der Korrekturfaktor $C_R(x) = \bar{C}_R(x, \langle Q^2 \rangle)$ am mittleren $Q^2 = \langle Q^2 \rangle$ des jeweiligen x -Bins bestimmt wird. Die Definition der Größe $P_q^h(x)$ (Purity) lautet

$$P_q^h(x) = \frac{e_q^2 D_q^h(x) q(x)}{\sum_{q'} e_{q'}^2 D_{q'}^h(x) q'(x)}. \quad (6.4)$$

Die Purities hängen nur noch von den effektiven Fragmentationsfunktionen sowie den unpolarisierten Partondichten ab. Sie werden interpretiert als die Wahrscheinlichkeit, dass ein im Detektor nachgewiesenes Teilchen der Sorte h durch die Fragmentation eines aus dem Nukleon herausgeschlagenen Quarks der Sorte q entstanden ist. Wie aus der Definition 6.4 ersichtlich ist, gilt $\sum_q P_q^h = 1$. Außerdem können die inklusiven Purities $P_q^{e^+}$ direkt über Gl. 6.4 aus den unpolarisierten Partondichten berechnet werden, da für die inklusiven Fragmentationsfunktionen $D_q^{e^+}(x) = 1$ gilt:

$$P_q^{e^+}(x) = \frac{e_q^2 q(x)}{\sum_{q'} e_{q'}^2 q'(x)}. \quad (6.5)$$

Die Purities werden für jeden Hadron-Typ und jede Quarksorte getrennt bestimmt und bilden für n Quarkpolarisationen $\Delta q_i/q_i$ und einen Satz von m gemessenen Hadron-Asymmetrien eine $n \times m$ -Matrix. Die Grundgleichung 6.3 bekommt dann die Matrix-Form

$$\vec{A}(x) = \mathbf{P}(x) \cdot \vec{Q}(x), \quad (6.6)$$

mit den Definitionen

$$\vec{A} = \begin{pmatrix} A_1^{h_1} \\ \vdots \\ A_m^{h_m} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{P} = C_R \cdot \begin{pmatrix} P_{q_1}^{h_1} & \dots & P_{q_n}^{h_1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ P_{q_1}^{h_m} & \dots & P_{q_n}^{h_m} \end{pmatrix}, \quad \vec{Q} = \begin{pmatrix} \frac{\Delta q_1}{q_1} \\ \vdots \\ \frac{\Delta q_n}{q_n} \end{pmatrix}. \quad (6.7)$$

Das lineare Gleichungssystem 6.6 ist für $m > n$ überbestimmt und wird durch die Minimierung der Größe

$$\chi^2 = (\vec{A} - \mathbf{P} \cdot \vec{Q})^T C_A^{-1} (\vec{A} - \mathbf{P} \cdot \vec{Q}) \quad (6.8)$$

gelöst. Die Kovarianzmatrix (siehe Gl. 5.28) enthält sowohl die statistischen als auch die systematischen Unsicherheiten und Korrelationen der gemessenen Asymmetrien:

$$C_A^{\text{tot}} = C_A^{\text{stat}} + C_A^{\text{syst}}. \quad (6.9)$$

Da die Kovarianzmatrix positiv definit ist, kann mit der oberen Dreiecksmatrix \mathcal{L} geschrieben werden (Cholesky-Transformation) [95]

$$C_A^{-1} = \mathcal{L}^T \mathcal{L}. \quad (6.10)$$

Mit $\mathbf{P}' = \mathcal{L} \mathbf{P}$ und $\vec{A}' = \mathcal{L} \vec{A}$ kann das Minimierungsproblem

$$\chi^2 = (\vec{A}' - \mathbf{P}' \cdot \vec{Q})^T (\vec{A}' - \mathbf{P}' \cdot \vec{Q}) \quad (6.11)$$

dann analytisch gelöst werden mit der Lösung

$$\vec{Q} = (\mathbf{P}'^T \mathbf{P}')^{-1} \mathbf{P}'^T \vec{A}'. \quad (6.12)$$

Die Kovarianzmatrix C_Q der extrahierten Quarkpolarisationen hat schließlich die Form

$$C_Q = (\mathbf{P}'^T C_A^{-1} \mathbf{P}')^{-1} \quad (6.13)$$

und liefert sowohl die Fehler $\delta(\Delta q/q)$ der extrahierten Quarkpolarisationen als auch deren Korrelationen.

6.2 Behandlung der See-Polarisation

Da die gemessenen Asymmetrien eine endliche Statistik besitzen und zum Teil stark untereinander korreliert sind, ist es nicht möglich, die Polarisationen aller sechs Quarksorten $u, \bar{u}, d, \bar{d}, s$ und \bar{s} mit statistischer Signifikanz einzeln zu extrahieren. Da insbesondere die Seequarks wegen der geringen Partondichte und damit kleinen Größe der Purities wenig zur Asymmetrie beitragen, ist es sinnvoll, für diese Quarks eine gemeinsame Seequark-Polarisation $\Delta q_s/q_s$ zu definieren. Die Partondichten der Valenz- und Seequarks sind dabei verknüpft mit den Quark- und Antiquarkverteilungen über

$$q = q_v + q_s, \quad q_s = \bar{q}, \quad (6.14)$$

wobei eine analoge Beziehung für die polarisierten Partondichten gilt. Im Folgenden werden zwei Ansätze zur Behandlung der Seequark-Polarisation diskutiert.

SU(3)_f-symmetrischer See

Diese Annahme besteht darin, dass die polarisierten Seequarkverteilungen SU(3)_f-symmetrisch bezüglich der Quarksorten sind:

$$\Delta q_s = \Delta u_s = \Delta d_s = \Delta s = \Delta \bar{u} = \Delta \bar{d} = \Delta \bar{s}. \quad (6.15)$$

Dieser Ansatz wurde in der SMC-Analyse verfolgt und unterscheidet sich von der in dieser Arbeit gemachten Annahme, dass alle Seequarks die gleiche Polarisation besitzen.

Polarisationssymmetrischer See

Für die unpolarisierten Quarkdichten der leichten Seequarks ist die SU(3)_f-Symmetrie gebrochen, d.h. es gilt $\bar{u} \neq \bar{d}$ [96, 97, 98]. Desweiteren besteht die Möglichkeit, dass unter der Annahme 6.15 das Positivitätslimit¹ $|\Delta s/s| \leq C_R^{-1}$ wegen des geringen Anteils an Strangequarks im Nukleonsee verletzt wird. Aus diesem Grund wird bei der Extraktion der polarisierten Partondichten der Ansatz eines polarisationssymmetrischen Sees verfolgt. Die Vorstellung, dass der Nukleonsee aus einem Ensemble von Quark-Antiquark-Paaren aus Helizitätserhaltenden Prozessen wie $g \rightarrow q\bar{q}$ besteht, motiviert die Annahme, dass die Polarisation aller Seequarks gleich ist.

$$\frac{\Delta q_s}{q_s} = \frac{\Delta u_s}{u_s} = \frac{\Delta d_s}{d_s} = \frac{\Delta s}{s} = \frac{\Delta \bar{u}}{\bar{u}} = \frac{\Delta \bar{d}}{\bar{d}} = \frac{\Delta \bar{s}}{\bar{s}}. \quad (6.16)$$

Wie in [92] gezeigt wird, besitzen die Unterschiede in den Ergebnissen der Quarkpolarisationen für die beiden oben genannten Ansätze keine statistische Signifikanz.

Um mit Hilfe der Purity-Methode die Seepolarisation $\Delta q_s/q_s$ extrahieren zu können, definiert man die effektive Seequark-Purity $P_{q_s}^h$ über

$$P_{q_s}^h \frac{\Delta q_s}{q_s} = (P_{\bar{u}}^h + P_d^h + P_{\bar{s}}^h + P_s^h) \frac{\Delta q_s}{q_s}. \quad (6.17)$$

¹ Da die polarisierte Partondichte Δq betragsmäßig nicht größer als die unpolarisierte Verteilung q werden kann, gilt $|\Delta q/q| \leq 1$, bzw. $|\Delta q/q| \leq C_R^{-1}$ für die unter der Annahme $R=0$ angepassten Verteilungen q .

Zusammen mit den Purities P_u^h und P_d^h können so die drei Quarkpolarisationen $\Delta u/u$, $\Delta d/d$ und $\Delta q_s/q_s$ aus einem Fit an die gemessenen Asymmetrien (Gl. 6.6) bestimmt werden. Man beachte, dass man unter der Annahme eines polarisations-symmetrischen Sees bei Benutzung von Gl. 6.16 anstelle von Gl. 6.16 auch die folgenden Definitionen benutzen kann:

$$\frac{\Delta q_s}{q_s} = \frac{\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d} + \Delta \bar{s} + \Delta s}{\bar{u} + \bar{d} + \bar{s} + s} = \frac{\Delta s + \Delta \bar{s}}{s + \bar{s}}. \quad (6.18)$$

Im nächsten Abschnitt werden alternative Fitparameter und deren Implementierung im Formalismus diskutiert.

6.3 Wahl der Fitparameter

Für den Vergleich der in dieser Arbeit extrahierten Quarkpolarisationen mit anderen Experimenten und theoretischen Vorhersagen werden unterschiedliche Sätze von Fitparametern benutzt. Diese unterscheiden sich sowohl in der Anzahl als auch in der Zusammensetzung der angepassten Parameter. Dabei differenziert man generell zwischen der Valenz-Zerlegung (*valence decomposition*), bei der die Quarkpolarisationen für Valenz- und Seequarks getrennt vorgenommen wird, und der Sorten-Zerlegung (*flavour decomposition*), die die Quarks nach ihrer Sorte unterscheidet. Die Fitkoeffizienten P_i werden aus den generierten Quarkpurities (siehe Abschn. 6.4) berechnet. In den folgenden Abschnitten steht die Größe P_q sowohl für die inklusiven als auch semi-inklusive Purities P_q^h .

6.3.1 Drei Fitparameter

Valenz-Zerlegung

Alternativ zu der Aufspaltung in die Quarkpolarisationen $\Delta u/u$, $\Delta d/d$ und $\Delta q_s/q_s$ (vergl. Gl. 6.17) können die Polarisationen der Valenz- und Seequarks mit den folgenden Fitparametern f_i und den entsprechenden Koeffizienten unter Benutzung von Gl. 6.14 extrahiert werden:

$$f_1 = \frac{\Delta u_v}{u_v}, \quad P_1 = P_u \frac{u - \bar{u}}{u} \quad (6.19)$$

$$f_2 = \frac{\Delta d_v}{d_v}, \quad P_2 = P_d \frac{d - \bar{d}}{d} \quad (6.20)$$

$$f_3 = \frac{\Delta q_s}{q_s}, \quad P_3 = P_u \frac{\bar{u}}{u} + P_{\bar{u}} + P_d \frac{\bar{d}}{d} + P_{\bar{d}} + P_s + P_{\bar{s}}. \quad (6.21)$$

Sorten-Zerlegung

Die Zusammenfassung von Quarks und Antiquarks gleicher Sorte liefert

$$f_1 = \frac{\Delta u + \Delta \bar{u}}{u + \bar{u}}, \quad P_1 = P_u \frac{u + \bar{u}}{u} \quad (6.22)$$

$$f_2 = \frac{\Delta d + \Delta \bar{d}}{d + \bar{d}}, \quad P_2 = P_d \frac{d + \bar{d}}{d} \quad (6.23)$$

$$f_3 = \frac{\Delta q_s}{q_s}, \quad P_3 = -P_u \frac{\bar{u}}{u} + P_{\bar{u}} - P_d \frac{\bar{d}}{d} + P_{\bar{d}} + P_s + P_{\bar{s}}. \quad (6.24)$$

6.3.2 Vier Fitparameter

Strange-Quark-Fit

Fits an Daten der inklusiven DIS und Hyperonzerfällen legen nahe, dass die Polarisation der Strangequarks $\Delta s/s$ signifikant von der Polarisation des leichten Sees $\Delta q_s/q_s \equiv \Delta \bar{u}/\bar{u} = \Delta \bar{d}/\bar{d}$ abweicht. Zur direkten Bestimmung der s -Quark-Polarisation wird der Fit mit den vier Parametern $\Delta u_v/u_v$, $\Delta d_v/d_v$, $\Delta q_s/q_s$ und $\Delta s/s$ durchgeführt. Man beachte, dass auch hier die Annahme gemacht wird, dass s - und \bar{s} -Quarks die gleiche Polarisation $\Delta s/s$ besitzen. Die Fitkoeffizienten P_3 und P_4 bekommen dann die Gestalt

$$f_3 = \frac{\Delta q_s}{q_s}, \quad P_3 = P_u \frac{\bar{u}}{u} + P_{\bar{u}} + P_d \frac{\bar{d}}{d} + P_{\bar{d}}, \quad (6.25)$$

$$f_4 = \frac{\Delta s}{s}, \quad P_4 = P_s + P_{\bar{s}}, \quad (6.26)$$

Die Parameter P_1 und P_2 sind durch die Gl. 6.19 und 6.20 gegeben.

Aufspaltung des leichten Sees

Modelle wie das Chirale Soliton-Modell [99] sagen eine Sorten-Asymmetrie des leichten Sees $\Delta \bar{u} - \Delta \bar{d} > 0$ voraus, mit dem entgegengesetzten Vorzeichen wie im unpolarisierten Fall, wo $\bar{u} - \bar{d} < 0$ gilt. Die Extraktion dieser Asymmetrie erfolgt über die getrennte Bestimmung der Polarisation der \bar{u} -Quarks und der Asymmetrie $(\Delta \bar{u} - \Delta \bar{d})/(\bar{u} - \bar{d})$, mit den Fitkoeffizienten

$$f_3 = \frac{\Delta \bar{u}}{\bar{u}}, \quad P_3 = P_{\bar{u}} - P_u \frac{\bar{u}}{u} - P_d \frac{\bar{u}}{d} + P_{\bar{d}} \frac{\bar{u}}{d}, \quad (6.27)$$

$$f_4 = \frac{\Delta \bar{u} - \Delta \bar{d}}{\bar{u} - \bar{d}}, \quad P_4 = P_d \frac{\bar{u} - \bar{d}}{d} - P_{\bar{d}} \frac{\bar{u} - \bar{d}}{d}. \quad (6.28)$$

Die Größen P_1 und P_2 sind diesmal durch Gl. 6.22 und 6.23 gegeben. Die Polarisation der Strangequarks wurde hierbei vernachlässigt, jedoch bei der Bestimmung des systematischen Fehlers berücksichtigt.

6.4 Generierung der Purity-Matrix

Die in Gl. 6.4 eingeführten Purities hängen sowohl von den unpolarisierten Partondichten und Fragmentationsfunktionen, als auch von der Detektorakzeptanz ab. Zur Bestimmung dieser Größen werden tief-inelastischen Ereignisse mit dem Monte-Carlo-Programm LEPTO [100] unter Benutzung eines Satzes von unpolarisierten Quarkverteilungen $q(x)$ generiert. Die Hadronisierung der aus dem Nukleon herausgeschlagenen Partonen übernimmt das JETSET Monte-Carlo-Modul [38] unter Verwendung des LUND-String-Modells oder des Modells der unabhängigen Fragmentation (siehe Abschn. 2.5.2). Die für diese Analyse benutzten Parametereinstellungen des JETSET-Programmes sind in Tab. 6.1 zusammengefasst. Das als SF1 bezeichnete Fragmentationsmodell benutzt die an die bei HERMES gemessenen Impuls- und Energieverteilungen der Hadronen angepassten Parameter [33]. Alternativ dazu beinhaltet das SF2-Modell die an Pionmultiplizitäten angepassten Einstellungen während beim IF-Modell die optimalen Parameter der unabhängigen Fragmentation für die Reproduktion der Hadronverteilungen bei HERMES [33] angegeben sind.

Tabelle 6.1: Einstellungen der JETSET-Parameter für verschiedene Fragmentationsmodelle. Eine detaillierte Beschreibung der Parameter findet sich in [38]. Parameter mit der Standardeinstellung sind mit dem - Zeichen gekennzeichnet. Eine Erläuterung der Modelle SF1, SF2 und IF erfolgt im Text.

JETSET Parameter	Standard- einstellung	Modell		
		SF1	SF2	IF
PARJ(1)	0.10	-	0.01	-
PARJ(14)	0.00	-	-	0.23
PARJ(21)[GeV]	0.36	0.34	0.40	0.31
PARJ(41)	0.30	0.82	0.15	1.38
PARJ(42)[GeV ⁻²]	0.58	0.24	0.30	1.16
MSTJ(1)	1	-	-	2
MSTJ(2)	3	-	-	1
MSTJ(3)	0	-	-	1
MSTJ(42)	2	-	-	1

Die Analyse der simulierten Ereignisse erfolgt mit den identischen Schnitten wie bei der Analyse der realen Daten. Die Detektorakzeptanz wird über eine schnelle Suchtabelle der Teilchenimpulse und Streuwinkel simuliert, was einen enormen Zeitvorteil gegenüber der Benutzung einer detaillierten Detektorsimulation darstellt. Ein Eintrag in der Purity-Matrix ist nun gegeben durch den Ausdruck

$$P_q^h(x) = \frac{N_q^h}{\sum_q N_q^h}, \quad (6.29)$$

wobei N_q^h die Anzahl der Hadronen h in allen akzeptierten Ereignissen ist, bei denen das Lepton an einem Quark der Sorte q gestreut wurde. Als Standardsatz unpolarisierter Partonverteilungen wurden die Parametrisierungen der CTEQ-Kollaboration benutzt, welche aus Anpassungen an Daten inklusiver DIS bei einer niedrigen Evolutionskala von $Q_0^2 = 0.5 \text{ GeV}^2$ stammen (CTEQ4LQ [43]).

Die Abbildungen 6.1 und 6.2 zeigen die aus 20 Millionen Ereignissen generierten Purities am Proton- und am Neutron-Target für das an die HERMES-Daten angepasste LUND-String-Modell SF1. Wie man erkennt, zeigen die Purities vor allem wegen der unpolarisierten Partondichten eine starke x -Abhängigkeit und dominieren für die u -Quarks an beiden Targets wegen der Ladungsgewichtung in Gl. 6.4. Die Größe der Purities ist ein direktes Maß für die Sensitivität der Extraktionsmethode auf die einzelnen Quarksorten. Daher verbessert sich für ein Neutron-Target die Unsicherheit von $\Delta d/d$ in Abhängigkeit von x signifikant, während der Fehler der Strange-Quarkpolarisation sich nur durch eine höhere Statistik oder den Nachweis von Teilchensorten mit einer höheren Purity (z.B. Kaonen) vermindern lässt.

6.5 Behandlung der ³He- und Deuterium-Asymmetrien

Wie schon in Abschn. 5.5 diskutiert wurde, lassen sich die Asymmetrien am ³He und Deuteron unter der Annahme eines Modelles der Kernstruktur auf die Asymmetrien am Proton und Neutron zurückführen. Da die Partonverteilungen am Proton

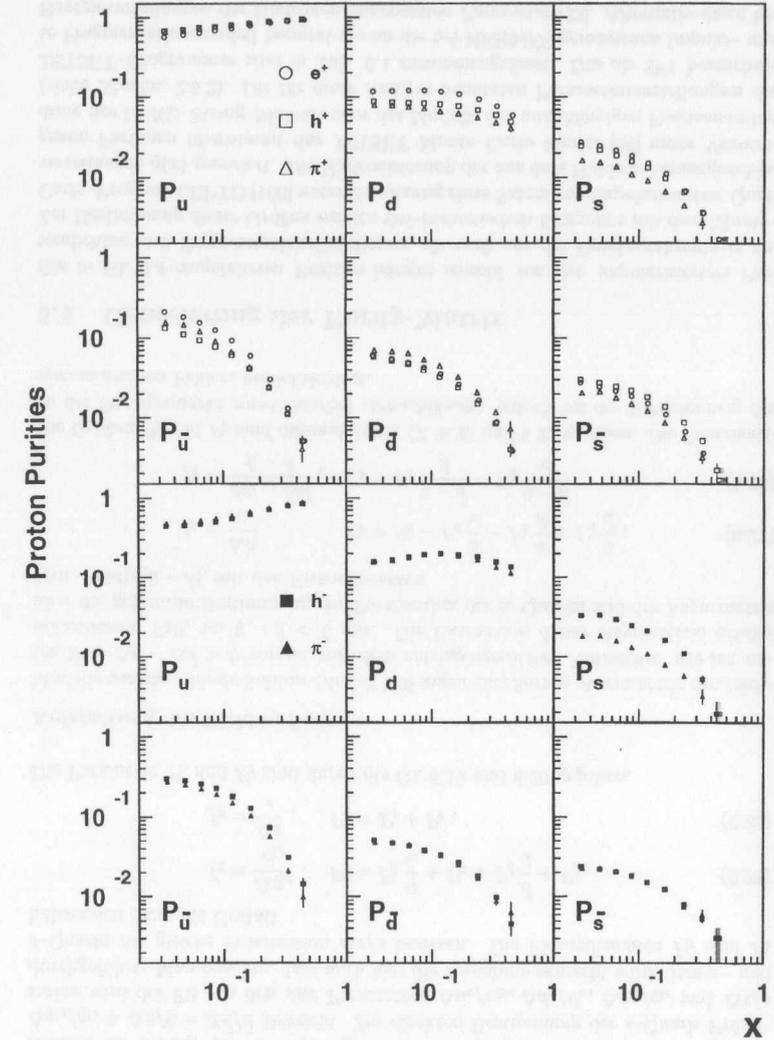


Abbildung 6.1: Die Purities P_q^h am Proton-Target als Funktion von x unter Benutzung des LUND Fragmentationsmodells. Hierbei wurden die unpolarisierten Partondichten von CTEQ4LQ [43] verwendet. Die inklusiven Purities $P_q^{e^+}$ wurden aus Gl. 6.5 berechnet.

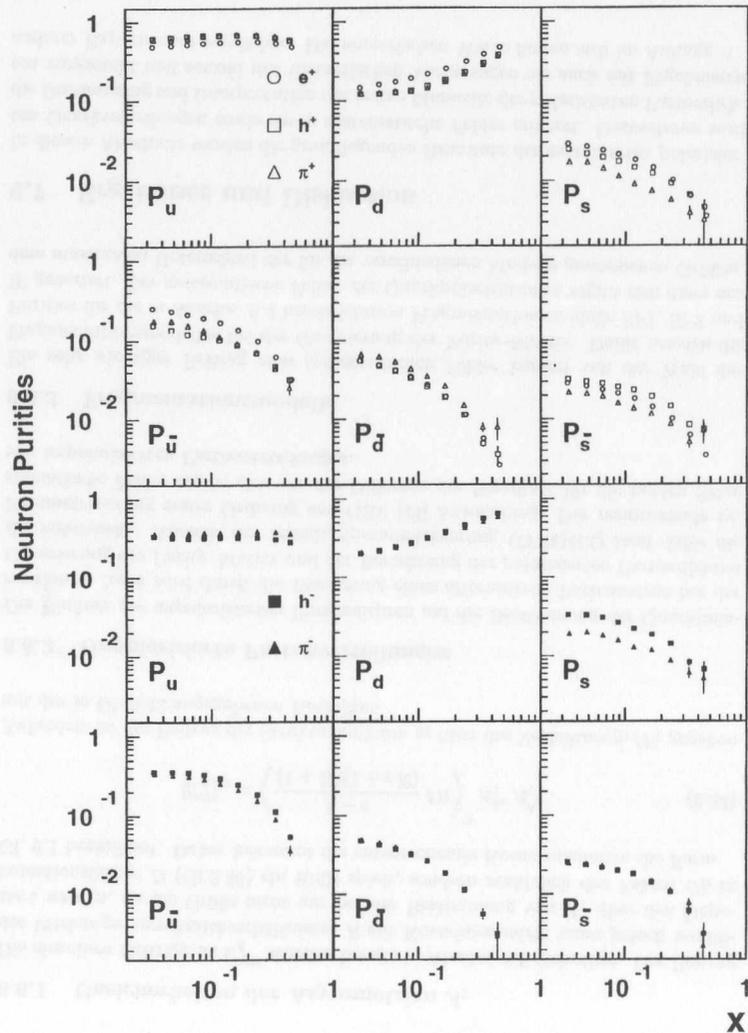


Abbildung 6.2: Wie Abb. 6.1, jedoch für ein Neutron-Target.

definiert werden, ist es sinnvoll, die Quarkpolarisationen auch für das Proton zu extrahieren. Die entsprechenden Größen für das Neutron ergeben sich dann aus der in Gl. 2.51 angewendeten Isospin-Rotation. Aus diesem Grund wird die Purity-Gleichung 6.6 dahingehend erweitert, dass sie die gemessenen Asymmetrien am ^3He , Deuteron und Proton mit den Quarkpolarisationen am Proton verknüpft. Unter Benutzung der Gleichungen 5.25 und 5.26 erhält man für die Implementierung der gemessenen Asymmetrien \vec{A}_{tot} aller drei Targets

$$\vec{A}_{\text{tot}} = \begin{pmatrix} \vec{A}_p \\ \vec{A}_{^3\text{He}} \\ \vec{A}_d \end{pmatrix} = \mathbf{N} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{P}_p \\ \mathbf{P}_n \end{pmatrix} \cdot \vec{Q} = \mathbf{P}_{\text{tot}} \cdot \vec{Q}. \quad (6.30)$$

Die Purity-Matrizen \mathbf{P}_p und \mathbf{P}_n sind die in Gl. 6.7 definierten Purities für Proton- bzw. Neutron-Targets. Die Größe \mathbf{N} stellt die Kern-Mischungsmatrix dar, welche die effektiven Polarisationen und Verdünnungsfaktoren für die Nukleonen im jeweiligen Kern enthält:

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} 1 & & & & 0 \\ & 1 & & & \\ a_{h1} & & b_{h1} & & \\ & & & \ddots & \\ f_d & & a_{hm} & & b_{hm} \\ & & & & f_d \\ & & & & f_d \\ & & & & f_d \end{pmatrix}, \quad (6.31)$$

mit den Definitionen

$$a_{hi} \equiv f_p^{hi} p_{^3\text{He}}^p, \quad b_{hi} \equiv (1 - f_p^{hi}) p_{^3\text{He}}^n, \quad f_d \equiv 0.463. \quad (6.32)$$

Die Lösung des Gleichungssystems 6.30 geschieht analog zu dem in Abschn. 6.1 beschriebenen Formalismus, diesmal mit dem gesamten Asymmetrievektor \vec{A}_{tot} und der totalen Purity-Matrix \mathbf{P}_{tot} . Mit dieser Methode wurden insgesamt 16 Asymmetrien an drei unterschiedlichen Targets angepasst: 2×5 Asymmetrien ($A_1^{e^+}, A_1^{h^+}, A_1^{\pi^+}$) am Proton für die beiden Jahre 1996 und 1997, und jeweils drei Asymmetrien ($A_1^{e^+}, A_1^{h^+}$) am ^3He - und Deuterium-Target. Die Proton-Asymmetrien wurden wegen des unterschiedlichen systematischen Fehlers in beiden Jahren getrennt behandelt.

6.6 Systematische Fehler

Die statistischen und systematischen Fehler der extrahierten Quarkpolarisationen lassen sich aus der Kovarianzmatrix C_Q (Gl. 6.13) unter Benutzung von Gl. 6.9 extrahieren. Dazu werden zunächst die Matrizen C_Q^{tot} und C_Q^{stat} als Funktion der totalen bzw. statistischen Kovarianzmatrizen C_A^{tot} und C_A^{stat} der Asymmetrien bestimmt. Die systematische Kovarianzmatrix der extrahierten Quarkpolarisationen ist dann gegeben durch

$$C_Q^{\text{syst}} = C_Q^{\text{tot}} - C_Q^{\text{stat}}. \quad (6.33)$$

Neben den in Abschn. 5.6 beschriebenen systematischen Fehlern der Asymmetrien tragen die Unsicherheiten der unpolarisierten Quarkverteilungen und des Fragmentationsmodells zum gesamten systematischen Fehler bei.

6.6.1 Unsicherheiten der Asymmetrien A_1

Die einzelnen Beiträge zu C_A^{sys} wurden bereits in Abschn. 5.6 diskutiert. Der Beitrag des Wirkungsquerschnittsverhältnisses R zur Kovarianzmatrix muss jedoch modifiziert werden, da die Größe nicht nur bei der Bestimmung von A_1 über den Depolarisationsfaktor D (Gl.2.36) eine Rolle spielt, sondern zusätzlich den Faktor C_R in Gl. 6.1 beeinflusst. Daher bekommt die entsprechende Kovarianzmatrix die Form

$$\{C_A^R\}_{ij} = \left(\frac{1 - \epsilon}{(1 + R)(1 + \epsilon R)} \delta R \right)^2 A_1^{h_i} A_1^{h_j}. \quad (6.34)$$

Außerdem ist der Beitrag der Strukturfunktion g_2 über das Verhältnis g_1/F_1 gegeben mit der in Gl. 5.42 angegebenen Kovarianz.

6.6.2 Unpolarisierte Partonverteilungen

Der Einfluss der unpolarisierten Partondichten auf die Bestimmung der Quarkpolarisationen $\Delta q/q$ wird durch die Benutzung eines alternativen Partonsatzes bei der Generierung der Purity-Matrix und der Berechnung der polarisierten Partondichten Δq untersucht. Anstelle der Standardparametrisierung CTEQ4LQ fand dafür die Parametrisierung erster Ordnung von GRV [44] Anwendung. Der resultierende systematische Fehler ergibt sich aus der Differenz der Resultate für die beiden Sätze von unpolarisierten Partonverteilungen.

6.6.3 Fragmentationsmodelle

Ein sehr wichtiger Beitrag zum systematischen Fehler kommt von der Wahl des Fragmentationsmodells bei der Generierung der Purity-Matrix. Dafür wurden die Purities für die in Abschn. 6.4 beschriebenen Fragmentationsmodelle SF1, SF2 und IF generiert. Der systematische Fehler der Quarkpolarisationen ergibt sich dann aus dem maximalen Unterschied der für die verschiedenen Modelle gewonnenen Größen.

6.7 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Abschnitt werden die grundlegenden Resultate der extrahierten polarisierten Quarkverteilungen sowie deren systematische Fehler erörtert. Desweiteren wird die Bestimmung und Interpretation der ersten Momente der polarisierten Partondichten vorgestellt und sowohl mit theoretischen Vorhersagen als auch mit Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Die numerischen Werte finden sich im Anhang A.

6.7.1 Die Quarkpolarisationen $\Delta q/q$

Abbildung 6.3 zeigt die mit Hilfe von Gl. 6.30 gewonnene Sorten-Zerlegung der drei Quarkpolarisationen $(\Delta u + \Delta \bar{u})/(u + \bar{u})$, $(\Delta d + \Delta \bar{d})/(d + \bar{d})$ und $\Delta q_s/q_s$. Man erkennt deutlich, dass die Polarisation der u - und \bar{u} -Quarks positiv über den gesamten

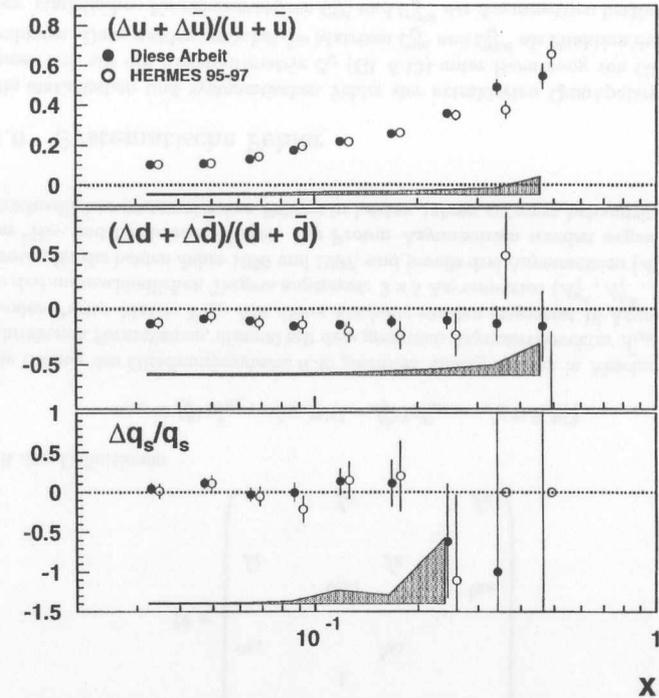


Abbildung 6.3: Die Sorten-Zerlegung der Quarkpolarisationen als Funktion von x . Die Polarisation der Seequarks wurde unter der Annahme gleicher Polarisation aller Seequarks extrahiert (siehe Gl. 6.16). Zum Vergleich ist zusätzlich die auf dem Datensatz von 1995–97 durchgeführte Analyse [101] eingezeichnet. Das graue Band stellt den systematischen Fehler der Extraktion dar. Man beachte, dass in den letzten beiden Bins der HERMES-Analyse die Polarisation der Seequarks zu Null gesetzt wird, während sie in dieser Arbeit als freier Parameter extrahiert wurde. Der systematische Fehler auf die Polarisation der Seequarks beträgt dort 100–200% und ist daher aus Gründen der Darstellung nicht mehr eingezeichnet.

x -Bereich ist, wie man es aus dem Vorzeichen der inklusiven Asymmetrie am Proton erwartet. Die d - und \bar{d} -Quarks besitzen dagegen eine kleinere, negative Polarisation, welche nahezu unabhängig von x bei $(\Delta d + \Delta \bar{d})/(d + \bar{d}) \approx -0.15$ liegt. Die zusätzliche Analyse der Deuterium-Daten von 1998 hat dabei wesentlich zur Verbesserung des statistischen Fehlers der Polarisation der d - und \bar{d} -Quarks beigetragen. Die Polarisation der Seequarks ist innerhalb des statistischen Fehlers mit Null verträglich. Zukünftige Analysen mit höherer Statistik und verbesserter Hadronidentifikation durch den RICH-Detektor werden sicher noch deutlich zur Reduzierung der Unsicherheiten beitragen.

Man beachte, dass eine starke Antikorrelation der Polarisierungen der Quarksorten u und d existiert (siehe Tab. A.18), welche ihren Ursprung in der Dominanz der entsprechenden Fitkoeffizienten (siehe Gl. 6.22 und 6.23) in dem Gleichungssystem Gl. 6.30 hat, während die Antikorrelation der Quarksorten u und q_s aufgrund der unterschiedlichen Größenordnung der Purities klein ist.

Der systematische Fehler der Quarkpolarisationen wurde nach der in Abschn. 6.6 beschriebenen Methode bestimmt und ist in Abb. 6.3 als grauer Fehlerband eingezeichnet. Die Aufspaltung der einzelnen Beiträge ist in Abb. 6.4 dargestellt und in Tab. A.20 aufgelistet. Die Größe δ_i^2 gibt dabei den quadratischen systematischen Fehlerbeitrag relativ zum Gesamtfehler $\delta_{\Delta q/q}^2$ an, wobei $\sum_i \delta_i^2 = 1$ gilt. Der domi-

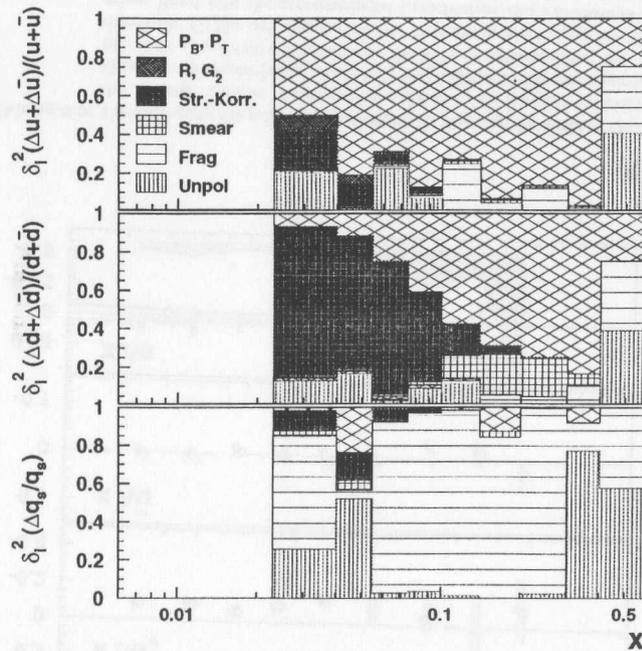


Abbildung 6.4: Darstellung der einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler der Quarkpolarisationen in der Sorten-Zerlegung.

nierende Beitrag zur systematischen Unsicherheit der Polarisation $(\Delta u + \Delta \bar{u})/(u + \bar{u})$ kommt hauptsächlich aus dem Fehler der Strahl- und Targetpolarisation. Bei der Extraktion der Größe $(\Delta d + \Delta \bar{d})/(d + \bar{d})$ spielt bei kleinen Werten von x die Unsicherheit der Strahlungskorrektur am Deuteron eine wichtige Rolle, während der systematische Fehler der Seequark-Polarisation sowohl von der Unsicherheit des Fragmentationsmodells als auch von der Wahl der unpolarisierten Partonverteilungen dominiert wird. Die beiden letztgenannten Beiträge bestimmen außerdem die Unsicherheit der Polarisation der Quarksorten u und d im letzten x -Bin.

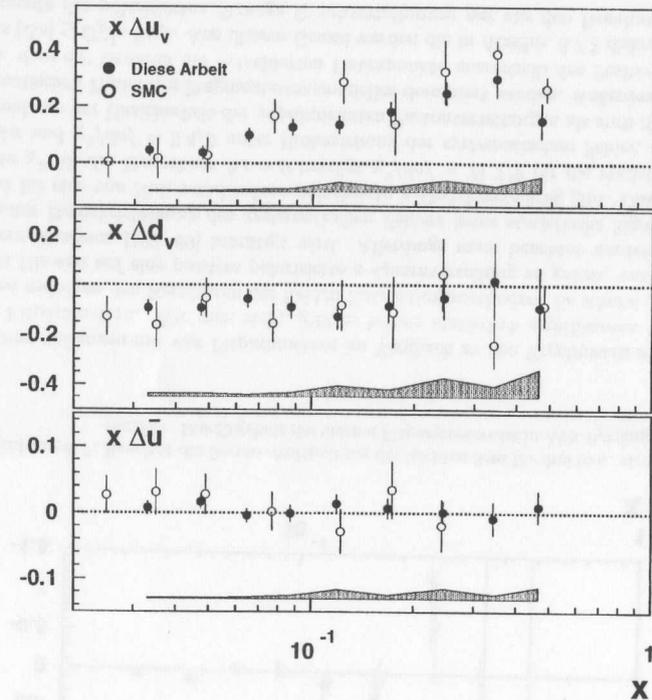


Abbildung 6.5: Die polarisierten Quarkverteilungen $x\Delta q(x)$ als Funktion von x für $Q_0^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$. Die Verteilung $\Delta \bar{u}$ wurde unter der Annahme gleicher Polarisation aller Seequarks extrahiert (siehe Gl. 6.16). Zusätzlich sind die von SMC [94] extrahierten Größen eingezeichnet, welche unter der Annahme eines $SU(3)_f$ -symmetrischen Sees extrahiert wurden. Die Fehler geben den statistischen Fehler wieder, während das Fehlerband die systematische Unsicherheit der HERMES-Daten repräsentiert.

Alternativ wurden die Quarkpolarisationen für Valenz- und Seequarks getrennt mit den in Abschn. 6.3.1 beschriebenen Koeffizienten extrahiert. Die Bestimmung der polarisierten Quarkverteilungen geschieht über die Multiplikation der Quarkpolarisationen mit den unpolarisierten Verteilungen:

$$\Delta q(x, Q_0^2) = \frac{\Delta q}{q}(x) q(x, Q_0^2). \quad (6.35)$$

Dabei wurde die Annahme gemacht, dass die Quarkpolarisationen innerhalb des in der Analyse benutzten kinematischen Bereichs unabhängig von Q^2 sind. Als Skala wurde hierbei $Q_0^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$ gewählt. Abbildung 6.5 zeigt die in dieser Arbeit bestimmten Valenz- und Seequarkverteilungen im Vergleich zu den von SMC extrahierten Werten. Wie man sieht, ist die Verteilung der u -Valenzquarks positiv und

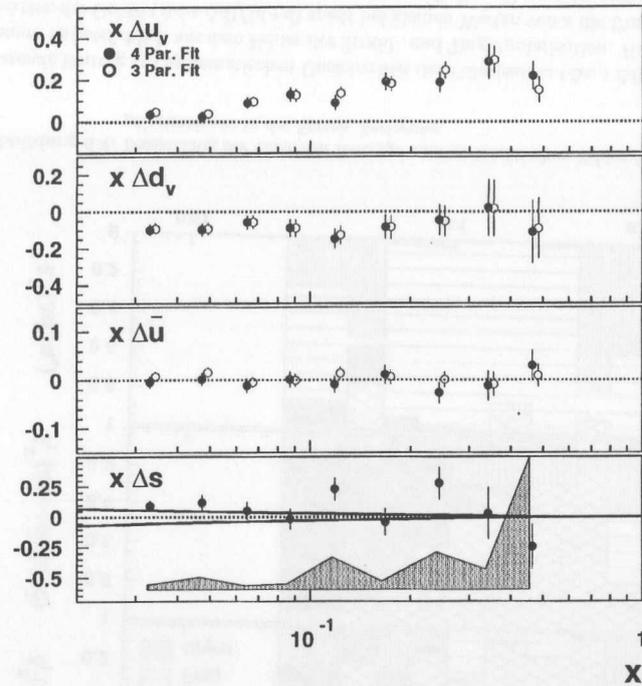


Abbildung 6.6: Die Zerlegung des polarisierten Sees in die Beiträge der leichten Quarks und der Strange-Quarks. Zusätzlich sind die mit drei Parametern extrahierten Quarkverteilungen (vergl. Abb. 6.5) eingezeichnet. Die durchgezogene Linie stellt das Positivitätslimit der Strange-Quarkverteilung dar, welches durch die Größe der unpolarisierten Verteilung $x s(x)$ gegeben ist. Das graue Band gibt die systematische Unsicherheit des Parameters $x \Delta s(x)$ an. Da der absolute systematische Fehler von der Messgröße selbst abhängt, unterliegt er zum Teil großen Schwankungen.

die der d -Valenzquarks negativ. Wie bei der Sorten-Zerlegung ist die polarisierte Seequarkverteilung mit Null verträglich. Innerhalb des statistischen Fehlers der Datenpunkte kann man keine systematische Abweichung der Resultate der beiden Experimente erkennen. Die numerischen Werte sind in Tab. A.16 aufgelistet und die Korrelationen und Werte des reduzierten χ^2 des Fits findet man in Tab. A.18.

In Abschn. 6.3.2 wurde die Methode zur Zerlegung der Seequarkpolarisation mit Hilfe von vier Fitparametern diskutiert. Dabei wurden zwei Ansätze verfolgt: Die Zerlegung des polarisierten Sees in leichte (\bar{u}, \bar{d}) und in Strange-Quarks, sowie die getrennte Bestimmung der Polarisation der \bar{u} -Quarks und der Asymmetrie $(\Delta \bar{u} - \Delta \bar{d})/(\bar{u} - \bar{d})$ unter der Vernachlässigung der Strange-Quarkpolarisation $\Delta s/s$.

Abbildung 6.6 zeigt die Ergebnisse der Extraktion der polarisierten Strange-

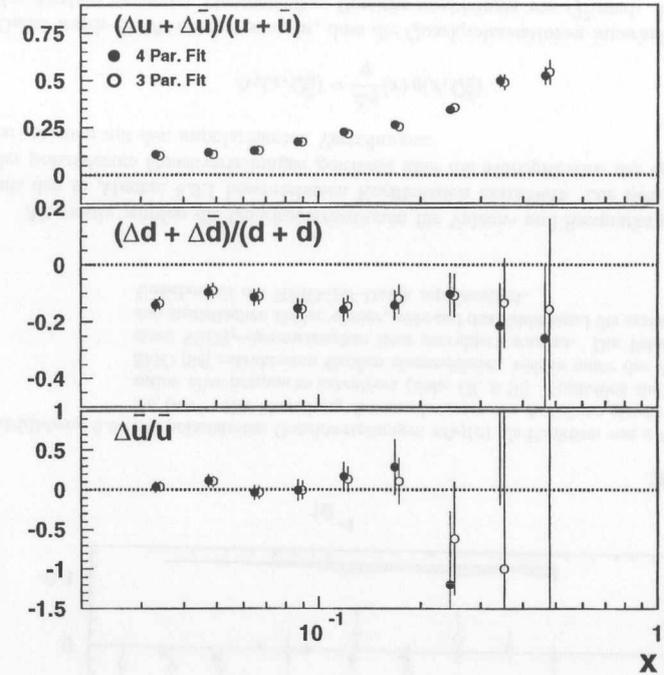


Abbildung 6.7: Resultat der Sorten-Aufspaltung des leichten Sees für drei bzw. vier Fitparameter. Das Ergebnis des vierten Fitparameters ist in Abb. 6.8 dargestellt.

Quarkverteilungen mit vier Fitparametern im Vergleich zu den Ergebnissen mit nur drei Fitparametern. Wie man sieht, gibt es keinen statistisch signifikanten Unterschied zwischen den Resultaten der beiden Extraktionsmethoden. Es scheint jedoch einen Hinweis auf eine positive polarisierte s -Quarkverteilung zu geben, was durch andere Analysen [102, 69] bestätigt wird. Allerdings muss beachtet werden, dass es unter Berücksichtigung des systematischen Fehlers keine statistische Signifikanz mehr für eine von Null verschiedene polarisierte s -Quarkverteilung gibt. Das reduzierte χ^2 für die Hypothese $\Delta s = 0$ beträgt $\chi^2/dof = 21.2/9$ für die statistischen Fehler und $\chi^2/dof = 5.4/9$ unter Einbeziehung der systematischen Fehler, welche sowohl von der Unsicherheit der unpolarisierten Partonverteilungen als auch dem systematischen Fehler des Fragmentationsmodells dominiert werden. Außerdem zeigt sich, dass der Großteil der extrahierten Datenpunkte ausserhalb des Positivitätslimits $|\Delta s| \leq C_R^{-1} s$ liegt. Aus diesem Grund werden die in Abschn. 6.7.3 diskutierten Momente der polarisierten Strange-Quarkverteilungen nur aus den Resultaten der See-Quarkpolarisation abgeleitet.

Abbildung 6.7 zeigt das Ergebnis der Zerlegung der Polarisation der leichten Seequarks unter Vernachlässigung der Polarisation der Strange-Quarks. Auch hier

ist kein signifikanter Unterschied zwischen den Extraktionsmethoden für drei bzw. vier Parameter festzustellen. Die separate Bestimmung der Größe $\Delta\bar{u}/\bar{u}$ bestätigt die in Gl. 6.16 gemachte Annahme, dass die Polarisation der leichten Seequarks im Wesentlichen identisch ist.

Schließlich ist die Größe des vierten Parameters $(\Delta\bar{u} - \Delta\bar{d})/(\bar{u} - \bar{d})$ in Abb. 6.8 dargestellt und mit der Vorhersage des Chiralen Quark-Soliton-Modells (CQSM) [99] verglichen. Das Modell sagt im Grenzwert unendlich vieler Quarkfarben (*large*

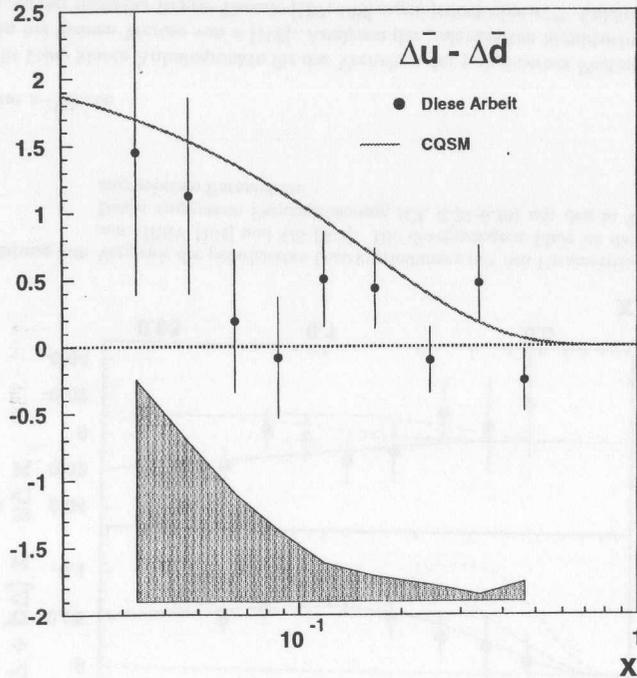


Abbildung 6.8: Vergleich des in dieser Arbeit bestimmten Sorten-Asymmetrie der Polarisation des leichten Sees mit der Vorhersage des Chiralen Quark-Soliton-Modells.

N_C limit), in dem die Baryonen als Anregungszustände (Solitonen) der Mesonen erscheinen [103], eine positive Sorten-Asymmetrie der leichten Seequarks voraus. Es wurde vermutet, dass HERMES in der Lage sei, aus dem aktuellen Datensatz eine Aussage über eine mögliche Sorten-Asymmetrie des leichten Sees zu treffen. Die Datenpunkte lassen allerdings keine Unterscheidung zwischen der Modellvorhersage und einer verschwindenden Sorten-Asymmetrie zu. Der systematische Fehler ist hierbei bei kleinen Werten von x hauptsächlich durch die alternativen Annahmen $\Delta s/s = \pm 1$ gegeben.

6.7.2 Parametrisierungen der polarisierten Quarkverteilungen

Die polarisierten Quarkverteilungen der Sorten-Zerlegung wurden mit dem funktionalen Verlauf der Parametrisierung von Glück, Reya, Stratmann und Vogelsang (GRSV, [104]) angepasst:

$$\Delta u(x) + \Delta\bar{u}(x) = N_u \cdot x^{\alpha_u} \cdot [u(x) + \bar{u}(x)], \quad (6.36)$$

$$\Delta d(x) + \Delta\bar{d}(x) = N_d \cdot x^{\alpha_d} \cdot [d(x) + \bar{d}(x)], \quad (6.37)$$

$$\Delta q_s(x) = N_{q_s} \cdot x^{\alpha_{q_s}} \cdot (1-x)^{\beta_{q_s}} \cdot q_s(x). \quad (6.38)$$

Die Werte für die Parameter N_q , α_q und β_{q_s} sind in Tab. 6.2 zusammen mit der Güte χ^2 der Anpassung aufgelistet. Die Parametrisierungen sind mit den extrahier-

Tabelle 6.2: Extrahierte Fitparameter der GRSV-Parametrisierung der gemessenen polarisierten Quarkverteilungen.

Quarkverteilung	Fitparameter			χ^2 / dof
	N_q	α_q	β_{q_s}	
$\Delta u + \Delta\bar{u}$	1.00 ± 0.07	0.73 ± 0.04		5.7 / 7
$\Delta d + \Delta\bar{d}$	-0.18 ± 0.07	0.18 ± 0.14		2.6 / 7
Δq_s	0.06 ± 0.48	-0.10 ± 1.79	15 ± 62	3.8 / 6

ten Datenpunkten in Abb. 6.9 dargestellt. Zum Vergleich sind außerdem die aus der Anpassung an inklusive DIS ermittelten Parametrisierungen von GRSV (*LO Standard Scenario*) und Gehrman und Sterling (GS) [105] eingezeichnet. Da die GS-Parametrisierung unter der Annahme $R = 0$ gewonnen wurde, muss sie für einen Vergleich mit den HERMES-Daten mit dem Faktor $1/(1 + R(x, Q^2))$ multipliziert werden. Die Verteilungen scheinen die gemessene, polarisierte u -Quarkdichte für $x < 0.2$ zu überschätzen, während die gemessenen Datenpunkte der d -Quarkverteilung für $x > 0.2$ oberhalb der Parametrisierungen liegen.

6.7.3 Momente der Partonverteilungen

Das Integral über die polarisierten Partonverteilungen $\Delta q(x)$ kann als der Anteil des entsprechenden Quarkspins am Gesamtspin des Protons interpretiert werden. Daher definiert man das erste Moment der polarisierten Quarkverteilung bei der festen Skala Q_0^2 als (vergl. Abschn. 2.4)

$$\Delta q(Q_0^2) \equiv \int_0^1 \Delta q(x, Q_0^2) dx. \quad (6.39)$$

Als Skala wurde für alle weiteren Berechnungen $Q_0^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$ benutzt.

Da die polarisierten Quarkverteilungen nur in einem begrenzten kinematischen Bereich $0.023 < x < 0.6$ gemessen wurden, ist sowohl eine Extrapolation der Daten zu kleinen $x < 0.023$ als auch zu großen $x > 0.6$ nötig. Die nächsten Abschnitte beschreiben die Methoden zur Bestimmung der Integrale für die drei verschiedenen Bereiche.

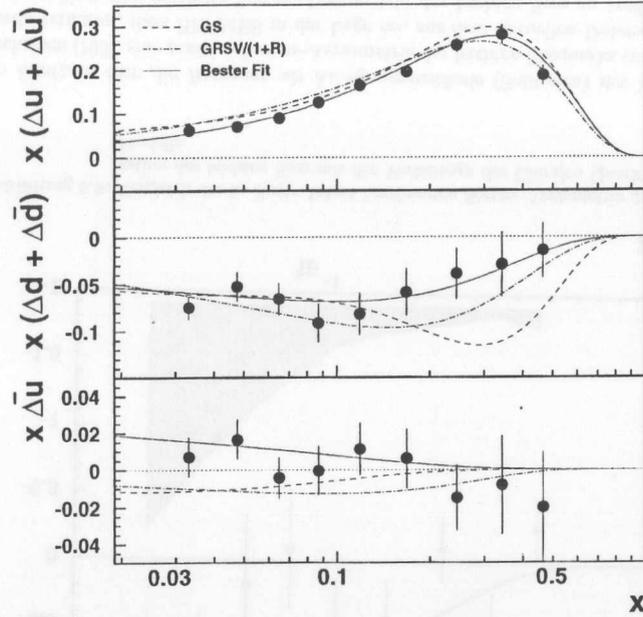


Abbildung 6.9: Vergleich der polarisierten Quarkverteilungen mit den Parametrisierungen von GRSV [104] und GS [105]. Die durchgezogene Linie ist die an die Daten angepasste Parametrisierung (Gl. 6.36-6.38) mit den in Tab. 6.2 angegebenen Parametern.

Kleine x -Werte

Es gibt keine klaren Anhaltspunkte für das Verhalten der polarisierten Partonverteilungen bei kleinen Werten von x [106]. Analysen der polarisierten Strukturfunktion $g_1(x)$ auf der Basis der Regge-Theorie [107, 108] sagen jedoch eine $x^{-\alpha}$ -Abhängigkeit der Größe $\Delta q(x)$ mit einem mit $\alpha = 0$ verträglichen Exponenten voraus. Aus diesem Grund wurden die polarisierten Partondichten in den ersten drei x -Bins durch eine Konstante angepasst, welche dann im Bereich $0 < x < 0.023$ integriert wurde. Als systematischer Fehler wurde ein konservativer Fehler von 100% auf die Größe des Integrals angenommen.

Gemessener x -Bereich

Die Integration der gemessenen Quarkpolarisationen $(\Delta q/q)_i$ erfolgt über

$$\Delta q(Q_0^2) = \sum_i \left[\left(\frac{\Delta q}{q} \right)_i \int_{x_{i,u}}^{x_{i,o}} q(x, Q_0^2) dx \right]. \quad (6.40)$$

Dabei wurde angenommen, dass $(\Delta q/q)_i$ unabhängig von Q^2 und konstant innerhalb jedes x -Bins mit den Grenzen $[x_{i,u}, x_{i,o}]$ ist. Der statistische (systematische) Fehler wurde aus der quadratischen (linearen) Summe der statistischen (systematischen) Fehler der Datenpunkte berechnet.

Große x -Werte

Die Extrapolation zu großen Werten bis $x = 1$ erfolgt mit der in Abschn. 6.7 bestimmten Parametrisierung nach GRSV. Als systematische Unsicherheit wurde auch hier ein Fehler von 100% auf die Parametrisierung innerhalb dieses x -Bereiches benutzt.

Tabelle 6.3 listet die ersten Momente $\Delta q(Q_0^2)$ der gemessenen polarisierten Quarkverteilungen zusammen mit den Integralen der extrapolierten Bereiche auf. Der An-

Tabelle 6.3: Das erste Moment der polarisierten Quarkverteilungen. Die Werte sind sowohl für den gemessenen Bereich $0.023 \leq x \leq 0.6$ als auch für die extrapolierten Bereiche $x < 0.23$ und $x > 0.6$ angegeben. Das totale Integral wurde aus der Summe der einzelnen Bereiche berechnet. Die Größen $\Delta\Sigma = (\Delta u + \Delta\bar{u}) + (\Delta d + \Delta\bar{d}) + (\Delta s + \Delta\bar{s})$, $\Delta q_3 = (\Delta u + \Delta\bar{u}) - (\Delta d + \Delta\bar{d})$ und $\Delta q_8 = (\Delta u + \Delta\bar{u}) + (\Delta d + \Delta\bar{d}) - 2(\Delta s + \Delta\bar{s})$ sind die Singulett-, Triplett- bzw. Oktett-Zerlegungen der polarisierten Quarkverteilungen und wurden unter Berücksichtigung der Korrelationen aus den extrahierten Momenten berechnet.

Quarksorten	Integral			
	0 - 0.023	0.023 - 0.6	0.6 - 1	0 - 1
$\Delta u + \Delta\bar{u}$	0.035	$0.511 \pm 0.015 \pm 0.043$	0.045	$0.591 \pm 0.015 \pm 0.071$
$\Delta d + \Delta\bar{d}$	-0.030	$-0.189 \pm 0.025 \pm 0.054$	-0.001	$-0.220 \pm 0.025 \pm 0.061$
$\Delta s + \Delta\bar{s}$	0.003	$0.007 \pm 0.020 \pm 0.029$	0.000	$0.010 \pm 0.020 \pm 0.029$
Δu_v	0.029	$0.464 \pm 0.044 \pm 0.073$	0.006	$0.499 \pm 0.044 \pm 0.079$
Δd_v	-0.040	$-0.250 \pm 0.100 \pm 0.130$	0.000	$-0.290 \pm 0.100 \pm 0.140$
$\Delta\bar{u}$	0.002	$0.017 \pm 0.014 \pm 0.017$	0.000	$0.019 \pm 0.014 \pm 0.017$
$\Delta\bar{d}$	0.003	$0.023 \pm 0.022 \pm 0.029$	0.000	$0.026 \pm 0.022 \pm 0.029$
$\Delta\Sigma$	0.008	$0.329 \pm 0.020 \pm 0.029$	0.044	$0.381 \pm 0.020 \pm 0.053$
Δq_3	0.065	$0.700 \pm 0.037 \pm 0.089$	0.046	$0.811 \pm 0.037 \pm 0.119$
Δq_8	-0.001	$0.308 \pm 0.054 \pm 0.081$	0.044	$0.351 \pm 0.054 \pm 0.092$

teil am Nucleonspin, der von Quarks und Antiquarks der Sorte u, d und s getragen wird, beträgt innerhalb dieser Analyse $\Delta u + \Delta\bar{u} = 0.591 \pm 0.015(\text{stat.}) \pm 0.071(\text{syst.})$, $\Delta d + \Delta\bar{d} = -0.220 \pm 0.025(\text{stat.}) \pm 0.061(\text{syst.})$ und $\Delta s + \Delta\bar{s} = 0.010 \pm 0.020(\text{stat.}) \pm 0.029(\text{syst.})$. Man beachte dabei, dass die Strange-Quarkverteilung nicht über eine direkte Extraktion der Strange-Quarkpolarisation ermittelt wurde, sondern unter der Annahme gleicher Polarisation der Seequarks über den Ausdruck

$$\Delta s + \Delta\bar{s} = \frac{\Delta q_s}{q_s} \cdot (s + \bar{s}) \quad (6.41)$$

bestimmt wurde. Die aus den Messwerten berechneten axialen Kopplungskonstanten $\Delta\Sigma$, Δq_3 und Δq_8 sind bis auf QCD-Korrekturen gleich den in Gl. 2.71-2.73 beschriebenen Konstanten a_0 , a_3 und a_8 .

Die zum Teil großen systematischen Fehler werden durch die konservativen Abschätzungen des Unsicherheiten der Strahlpolarisation und der Strahlungskorrekturen am Deuterium verursacht und werden in Zukunft sicher noch reduziert werden. Außerdem ist es für kommende Analysen sehr wichtig, dass die Unsicherheiten der Fragmentationsmodelle durch eine Anpassung der Parameter auch an zukünftige Hadronverteilungen (π^\pm, K^\pm) minimiert werden, so dass Aussagen über eine eventuelle Polarisation der Seequarks möglich werden.

6.7.4 Diskussion und Vergleich

Das bisher einzige andere Experiment, welches die polarisierten Quarkverteilungen mittels semi-inklusiver DIS gemessen hat, wurde von der SM Kollaboration (SMC) [94] am CERN durchgeführt. Um die von HERMES gemessenen Momente der polarisierten Quarkdichten mit den Resultaten von SMC vergleichen zu können, wurden die SMC-Daten zu der Skala $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$ entwickelt und über den x -Bereich des HERMES-Experimentes integriert [92]. Die Ergebnisse sind in Tab. 6.4 mit den Resultaten dieser Arbeit verglichen und zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Experimenten. Der statistische Fehler der Größe Δd_v verringert sich deutlich, wenn man bei der Analyse die Seequarkpolarisation in den beiden höchsten x -Bins auf Null fixiert. Eine unabhängige Analyse [109] des gleichen Datensatzes ergibt $\Delta d_v = -0.13 \pm 0.04 \pm 0.17$, mit einem erhöhten systematischen Fehler aufgrund der oben genannten Annahme.

Tabelle 6.4: Vergleich der in dieser Arbeit extrahierten Momente der polarisierten Quarkverteilungen mit den im x -Bereich von HERMES integrierten Daten von SMC [94] bei einem gemeinsamen $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$.

	Diese Arbeit	SMC (bei $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$)
Δu_v	$0.46 \pm 0.04 \pm 0.07$	$0.59 \pm 0.08 \pm 0.07$
Δd_v	$-0.25 \pm 0.10 \pm 0.13$	$-0.33 \pm 0.11 \pm 0.09$
$\Delta \bar{u}$	$0.02 \pm 0.01 \pm 0.02$	$0.02 \pm 0.03 \pm 0.02$
$\Delta \bar{d}$	$0.02 \pm 0.02 \pm 0.03$	$0.02 \pm 0.03 \pm 0.02$

Die Triplett-Komponente Δq_3 ist unter der Vernachlässigung höherer Twist-Effekte über die Björkenske Summenregel (vergl. Abschn. 2.4) mit den Axial- und Vektorkopplungskonstanten g_A und g_V für den Neutronzerfall verknüpft:

$$\Delta q_3(Q^2) = \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \Delta C_{\text{NS}}(Q^2). \quad (6.42)$$

Unter Benutzung von Gl. 2.69 erhält man mit $\Delta C_{\text{NS}}(2.5 \text{ GeV}^2) = 0.795 \pm 0.045$ [92] und der Konstanten $|g_A/g_V| = 1.2670 \pm 0.0035$ [6] die Vorhersage $\Delta q_3(2.5 \text{ GeV}^2) = 1.01 \pm 0.06$, in Übereinstimmung mit dem experimentellen Resultat $\Delta q_3(2.5 \text{ GeV}^2) = 0.81 \pm 0.04 \pm 0.12$. Die Vorhersage für die Oktett-Komponente

$$\Delta q_8 = (3F - D) \cdot \Delta C_{\text{NS}} \quad (6.43)$$

liefert mit den in Gl. 2.74 und 2.75 angegebenen Werten für die schwachen Zerfallskonstanten das Ergebnis $\Delta q_8 = 0.46 \pm 0.03$, was mit dem gemessenen Wert $\Delta q_8 = 0.35 \pm 0.05 \pm 0.09$ kompatibel ist.

In Tabelle 6.5 sind die ersten Momente der Valenz-Verteilungen mit den Vorhersagen von Gitter-QCD-Rechnungen [110] verglichen. Die gemessenen Momente der

Tabelle 6.5: Vergleich der in ersten Momente der Valenz-Quarkverteilungen mit Gitter-QCD-Rechnungen [110]. Die gemessenen Werte sind für $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$ angegeben, die Vorhersagen beziehen sich auf $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$.

	Diese Arbeit	Gitter-QCD
Δu_v	$0.50 \pm 0.04 \pm 0.08$	0.83 ± 0.07
Δd_v	$-0.29 \pm 0.10 \pm 0.14$	-0.24 ± 0.02

Δu_v -Verteilung liegen signifikant unter der Vorhersage der Gitterrechnungen, während die extrahierte Größe Δd_v mit der Berechnung verträglich ist. Man beachte dabei, dass die Rechnungen unter Vernachlässigung interner Quarkschleifen (*quenched approximation*) und damit verschwindender Seequarkdichten durchgeführt wurden.

Anpassungen an inklusive Welt Daten [111] unter der Annahme von $SU(3)_f$ -Symmetrie zwischen den polarisierten Quarkverteilungen liefern für die ersten Momente im gesamten x -Bereich für $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$

$$\Delta u + \Delta \bar{u} = 0.66 \pm 0.03, \quad (6.44)$$

$$\Delta d + \Delta \bar{d} = -0.35 \pm 0.03, \quad (6.45)$$

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = -0.08 \pm 0.03, \quad (6.46)$$

wobei der systematische Fehler in der Größenordnung der statistischen Unsicherheit liegt. Unter Berücksichtigung des kombinierten Fehlers stimmen die Ergebnisse mit den HERMES-Resultaten überein, wenn auch der Absolutwert des Integrals der Δd -Verteilungen unter dem Resultat der $SU(3)_f$ -Analyse liegt. Der Gesamtanteil der Quarks am Nucleonspin beträgt für die inklusiven Daten $\Delta \Sigma = 0.23 \pm 0.05$, was unter dem Resultat $\Delta \Sigma = 0.38 \pm 0.02 \pm 0.05$ dieser Analyse liegt. Die Analyse der Deuterium-Daten hat dabei deutlich sowohl zu einer Reduzierung des Integrals als auch des statistischen Fehlers beigetragen; in [62] wird auf der Grundlage der Datensätze der Jahre 1995-1997 ein Integral von $\Delta \Sigma = 0.33 \pm 0.06 \pm 0.06$ angegeben. Man beachte, dass der systematische Fehler der extrahierten Momente bedingt durch die Unsicherheiten in der noch frühen Produktionsphase der Deuteriumdaten (vergl. Abschn. 5.6) sehr groß ist, aber in zukünftigen Analysen sicher reduziert werden kann. Bis zum Sommer 2000 hat HERMES weitere ca. fünf Millionen DIS-Ereignisse am Deuterium-Target gemessen, wodurch der statistische Fehler der Δd -Verteilungen sich ungefähr halbieren sollte. Die Analyse dieser Daten unter Benutzung der Informationen des RICH-Detektors wird sicher zur Klärung der Frage beitragen, ob die beobachtete Diskrepanz der Messung des Anteils der Quarks am Nucleonspin mit der Analyse inklusiver Daten von einer möglichen Brechung der $SU(3)$ -Symmetrie herrührt.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Das HERMES-Experiment hat während der ersten vier Jahre der Datennahme die polarisierte tief-inelastische Streuung an ^3He -, Wasserstoff- und Deuterium-Targets untersucht. Die Teilchenidentifikation ermöglicht das Studium semi-inklusiver Ereignisse, welche zusätzliche Informationen über die innere Spinstruktur des Nucleons enthalten.

Die Messung der Strahlpolarisation ist entscheidend für die Bestimmung von Spin-Asymmetrien aus den Daten polarisierter DIS. In der ersten Hälfte der Arbeit trug der Autor maßgeblich zum Aufbau und der Inbetriebnahme des Longitudinalen Polarimeters am Beschleuniger HERA bei. Die Steuerung der gesamten Polarimeterhardware sowie eine intuitive graphische Benutzeroberfläche wurden entwickelt und erfolgreich eingesetzt. Zusammen mit Sicherheitsüberprüfungen und der Implementierung eines vollautomatischen Rückkopplungssystems garantiert das Programm eine hohe Zuverlässigkeit und Betriebsbereitschaft des Longitudinalen Polarimeters.

Außerdem wurden im Rahmen dieser Arbeit die inklusiven und semi-inklusiven Spin-Asymmetrien am Proton und Deuteron anhand der vom HERMES-Experiment gesammelten Daten der Jahre 1996-98 aus polarisierter tief-inelastischer Streuung extrahiert. Die Daten decken den kinematischen Bereich $0.023 < x < 0.6$ und $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$ ab. Die inklusiven Asymmetrien sowie die Hadron-Asymmetrien am Proton und Deuteron stimmen mit Messungen am SLAC und am CERN überein. HERMES hat zusätzlich als erstes Experiment Pion-Asymmetrien am Proton über einen großen Impulsbereich $4.9 \text{ GeV} < p_\pi < 13.5 \text{ GeV}$ gemessen. Die extrahierten Neutron-Asymmetrien aus den Daten am Deuterium-Target sind innerhalb des statistischen Fehlers kompatibel mit den Neutron-Asymmetrien aus den 1995 gesammelten Daten am ^3He -Target.

Zusammen mit den ^3He -Asymmetrien dienen die Proton- und Deuteron-Asymmetrien als Grundlage zur Extraktion der polarisierten Quarkverteilungen im Nucleon. Es zeigt sich, dass die gemessene Polarisation der Quarks und Antiquarks der Sorte u über den gesamten x -Bereich positiv ist und zu großem x ansteigt. Die Polarisation der d -Quarks und d -Antiquarks ist dagegen negativ und nahezu konstant über x . Die Seequarkpolarisation ist mit Null verträglich. Eine separate Bestimmung der Polarisation der leichten Seequarks und der s -Quarks gibt keinen signifikanten Hinweis auf eine von Null verschiedene Strange-Quarkpolarisation. Außerdem ist innerhalb der statistischen und systematischen Unsicherheiten keine Sorten-Asymmetrie in der Polarisation der leichten Seequarks festzustellen. Die polarisierten Valenzquarkverteilungen stimmen mit den Resultaten des SMC-Experimentes am CERN

überein.

Die ersten Momente der polarisierten Valenzquarkverteilungen wurden bei einem Wert von $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$ bestimmt und betragen $\Delta u_v = 0.50 \pm 0.04 \text{ (stat)} \pm 0.08 \text{ (syst)}$ und $\Delta d_v = -0.29 \pm 0.10 \pm 0.14$. Der Anteil der \bar{u} -Quarks am Nukleonspin beträgt $\Delta \bar{u} = 0.02 \pm 0.01 \pm 0.02$. Die Resultate sind in Übereinstimmung mit den Ergebnissen des SMC-Experimentes. Der gesamte Anteil der Quarkspins am Nukleonspin ergibt sich zu $\Delta \Sigma = 0.38 \pm 0.02 \pm 0.05$.

Die Analyse der Deuterium-Daten hat die statistische Unsicherheit der d_v -Polarisation ungefähr halbiert. Zukünftige Analysen werden durch eine weitere Reduzierung sowohl der statistischen Fehler als auch der systematischen Unsicherheiten der Fragmentationsmodelle eine separate Bestimmung der Seequarkpolarisationen erlauben. Dabei wird die Identifikation von Pionen, Kaonen und Protonen über einen großen Impulsbereich mit Hilfe des RICH-Detektors entscheidend zum Verständnis der Spinstruktur des Nukleons beitragen.

Anhang A

Tabellen der Ergebnisse

Tabelle A.1: Die Mittelwerte der kinematischen Variablen der inklusiven Ereignisse am Proton für die in Tab. 5.4 definierten x -Bins. Die Größe $N_{\text{Ereignisse}}$ stellt die Anzahl der Ereignisse des jeweiligen Datensatzes nach allen angewendeten Schnitten dar. Als Grundlage dienten die Datenproduktionen 96b4 bzw. 97b3.

Inklusive DIS-Ereignisse am Proton 1996									
Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$\langle W^2 \rangle$	$\langle \epsilon \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \eta \rangle$	$\langle \nu \rangle$	$\langle R \rangle$	$N_{\text{Ereignisse}}$
1	0.033	1.217	36.99	0.502	0.729	0.024	19.892	0.340	64735
2	0.047	1.478	30.70	0.656	0.598	0.042	16.679	0.332	72403
3	0.065	1.727	25.94	0.747	0.504	0.062	14.275	0.321	84154
4	0.087	1.994	21.89	0.812	0.428	0.087	12.261	0.307	83959
5	0.119	2.295	18.00	0.865	0.360	0.121	10.347	0.284	100208
6	0.168	2.646	14.10	0.909	0.296	0.172	8.453	0.252	101899
7	0.244	3.063	10.46	0.941	0.239	0.249	6.736	0.216	99771
8	0.342	3.766	8.12	0.957	0.212	0.317	5.866	0.176	44673
9	0.465	5.207	6.84	0.958	0.222	0.353	5.949	0.129	21552

Inklusive DIS-Ereignisse am Proton 1997									
Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$\langle W^2 \rangle$	$\langle \epsilon \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \eta \rangle$	$\langle \nu \rangle$	$\langle R \rangle$	$N_{\text{Ereignisse}}$
1	0.033	1.217	36.99	0.502	0.729	0.024	19.890	0.339	137150
2	0.047	1.478	30.69	0.656	0.598	0.042	16.675	0.332	152732
3	0.065	1.723	25.91	0.748	0.503	0.062	14.256	0.321	177009
4	0.087	1.988	21.84	0.813	0.427	0.087	12.228	0.307	174565
5	0.119	2.293	17.99	0.866	0.360	0.121	10.337	0.284	206895
6	0.168	2.647	14.10	0.909	0.297	0.172	8.455	0.252	210797
7	0.245	3.044	10.38	0.942	0.237	0.250	6.683	0.216	206808
8	0.342	3.730	8.05	0.958	0.210	0.319	5.807	0.177	95528
9	0.466	5.151	6.76	0.960	0.218	0.356	5.878	0.130	47636

Tabelle A.2: Die Mittelwerte der kinematischen Variablen der semi-inklusive Ereignisse am Proton. Die Größen $N_{h\pm}$ und $N_{\pi\pm}$ geben die Anzahl der nachgewiesenen Hadronen bzw. Pionen nach allen angewendeten Schnitten an.

Semi-inklusive DIS-Ereignisse am Proton 1996								
Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$\langle W^2 \rangle$	$\langle \epsilon \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \eta \rangle$	$\langle \nu \rangle$	$\langle R \rangle$
1	0.033	1.206	36.11	0.529	0.709	0.026	19.414	0.339
2	0.047	1.452	30.11	0.674	0.584	0.043	16.348	0.333
3	0.065	1.749	26.25	0.744	0.511	0.061	14.453	0.321
4	0.087	2.128	23.35	0.788	0.463	0.080	13.108	0.304
5	0.118	2.697	21.10	0.816	0.437	0.101	12.211	0.273
6	0.166	3.645	19.26	0.835	0.434	0.124	11.734	0.218
7	0.238	5.125	17.28	0.847	0.442	0.149	11.468	0.152
8	0.338	7.164	14.91	0.857	0.450	0.177	11.296	0.103
9	0.450	9.754	12.77	0.853	0.472	0.197	11.534	0.075

Bin	$\langle z_{h+} \rangle$	N_{h+}	$\langle z_{h-} \rangle$	N_{h-}	$\langle z_{\pi+} \rangle$	$N_{\pi+}$	$\langle z_{\pi-} \rangle$	$N_{\pi-}$
1	0.359	9800.	0.346	6713.	0.386	4928.	0.380	3828.
2	0.389	13639.	0.372	8822.	0.459	5655.	0.448	4209.
3	0.405	16276.	0.389	10097.	0.508	6012.	0.497	4244.
4	0.414	15483.	0.399	8769.	0.529	4958.	0.524	3195.
5	0.415	15659.	0.397	8457.	0.547	4396.	0.541	2687.
6	0.409	11296.	0.391	5434.	0.558	2778.	0.542	1592.
7	0.402	6224.	0.382	2933.	0.567	1409.	0.555	774.
8	0.390	1516.	0.377	628.	0.584	302.	0.542	165.
9	0.371	348.	0.370	149.	0.582	66.	0.580	32.

Tabelle A.3: Die Mittelwerte der kinematischen Variablen der inklusiven Ereignisse am Deuteron für die in Tab. 5.4 definierten x -Bins. Die Größe $N_{\text{Ereignisse}}$ stellt die Anzahl der Ereignisse des jeweiligen Datensatzes nach allen angewendeten Schnitten dar. Als Grundlage diente die Datenproduktion 98b3.

Inklusive DIS-Ereignisse am Deuteron 1998									
Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$\langle W^2 \rangle$	$\langle \epsilon \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \eta \rangle$	$\langle \nu \rangle$	$\langle R \rangle$	$N_{\text{Ereignisse}}$
1	0.033	1.219	37.09	0.499	0.731	0.024	19.947	0.340	84492
2	0.047	1.485	30.85	0.652	0.601	0.042	16.764	0.332	91766
3	0.065	1.737	26.11	0.743	0.508	0.062	14.371	0.321	105099
4	0.087	2.006	22.03	0.809	0.431	0.086	12.338	0.306	103160
5	0.119	2.315	18.17	0.862	0.364	0.120	10.444	0.283	118731
6	0.168	2.674	14.25	0.907	0.301	0.171	8.550	0.251	117499
7	0.244	3.076	10.51	0.941	0.241	0.248	6.771	0.215	109722
8	0.342	3.763	8.13	0.956	0.212	0.317	5.866	0.176	47288
9	0.464	5.212	6.86	0.958	0.222	0.352	5.963	0.129	22403

Tabelle A.4: Die Mittelwerte der kinematischen Variablen der semi-inklusive Ereignisse am Deuteron. Die Größe $N_{h\pm}$ gibt die Anzahl der nachgewiesenen Hadronen nach allen angewendeten Schnitten an.

Semi-inklusive DIS-Ereignisse am Deuteron 1998								
Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$\langle W^2 \rangle$	$\langle \epsilon \rangle$	$\langle D \rangle$	$\langle \eta \rangle$	$\langle \nu \rangle$	$\langle R \rangle$
1	0.033	1.208	36.178	0.527	0.711	0.026	19.454	0.339
2	0.048	1.458	30.208	0.671	0.586	0.043	16.405	0.333
3	0.065	1.759	26.447	0.740	0.515	0.060	14.561	0.321
4	0.087	2.145	23.512	0.785	0.466	0.080	13.203	0.304
5	0.118	2.713	21.236	0.814	0.440	0.101	12.293	0.272
6	0.165	3.673	19.447	0.831	0.439	0.123	11.851	0.217
7	0.238	5.133	17.325	0.846	0.443	0.149	11.499	0.152
8	0.337	7.103	14.850	0.859	0.447	0.178	11.229	0.103
9	0.447	9.721	12.852	0.853	0.473	0.196	11.560	0.075

Bin	$\langle z_{h+} \rangle$	N_{h+}	$\langle z_{h-} \rangle$	N_{h-}
1	0.359	12668.	0.352	9227.
2	0.386	16476.	0.376	11707.
3	0.401	19325.	0.394	13306.
4	0.410	17781.	0.399	11556.
5	0.415	17689.	0.401	10911.
6	0.409	12181.	0.398	7033.
7	0.401	6486.	0.390	3565.
8	0.396	1483.	0.386	809.
9	0.384	381.	0.388	192.

Tabelle A.5: Die Proton-Asymmetrien $A_1 = A_{||}/[D(1 + \eta\gamma)]$ des Datensatzes von 1996, inklusive aller Korrekturen.

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1 \pm \text{stat.} \pm \text{sys.}$
1	0.033	0.708	1.210	$0.0786 \pm 0.0113 \pm 0.0066$
2	0.048	0.597	1.464	$0.0949 \pm 0.0140 \pm 0.0081$
3	0.065	0.511	1.711	$0.1165 \pm 0.0155 \pm 0.0100$
4	0.087	0.442	1.988	$0.1640 \pm 0.0181 \pm 0.0140$
5	0.119	0.374	2.299	$0.2177 \pm 0.0194 \pm 0.0183$
6	0.168	0.305	2.648	$0.2554 \pm 0.0230 \pm 0.0224$
7	0.244	0.243	3.063	$0.3077 \pm 0.0281 \pm 0.0273$
8	0.342	0.212	3.758	$0.4017 \pm 0.0472 \pm 0.0364$
9	0.465	0.218	5.229	$0.5158 \pm 0.0647 \pm 0.0491$

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1^{h^+} \pm \text{stat.} \pm \text{sys.}$	$A_1^{h^-} \pm \text{stat.} \pm \text{sys.}$
1	0.034	0.695	1.204	$0.0877 \pm 0.0309 \pm 0.0073$	$0.0811 \pm 0.0404 \pm 0.0070$
2	0.048	0.587	1.443	$0.0878 \pm 0.0334 \pm 0.0076$	$0.0966 \pm 0.0428 \pm 0.0084$
3	0.065	0.519	1.734	$0.1638 \pm 0.0351 \pm 0.0137$	$0.0720 \pm 0.0450 \pm 0.0065$
4	0.087	0.472	2.118	$0.1712 \pm 0.0394 \pm 0.0143$	$0.1920 \pm 0.0524 \pm 0.0161$
5	0.118	0.440	2.682	$0.2590 \pm 0.0419 \pm 0.0217$	$0.2578 \pm 0.0567 \pm 0.0217$
6	0.166	0.421	3.609	$0.2502 \pm 0.0508 \pm 0.0209$	$0.3264 \pm 0.0717 \pm 0.0269$
7	0.239	0.414	5.119	$0.5458 \pm 0.0673 \pm 0.0432$	$0.3116 \pm 0.0970 \pm 0.0251$
8	0.338	0.406	7.086	$0.3104 \pm 0.1347 \pm 0.0258$	$0.5076 \pm 0.2027 \pm 0.0407$
9	0.450	0.422	9.814	$0.8019 \pm 0.2661 \pm 0.0648$	$0.1066 \pm 0.4033 \pm 0.0152$

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1^{\pi^+} \pm \text{stat.} \pm \text{sys.}$	$A_1^{\pi^-} \pm \text{stat.} \pm \text{sys.}$
1	0.033	0.710	1.216	$0.0789 \pm 0.0443 \pm 0.0066$	$0.0326 \pm 0.0549 \pm 0.0029$
2	0.047	0.614	1.502	$0.0987 \pm 0.0505 \pm 0.0083$	$0.0780 \pm 0.0599 \pm 0.0067$
3	0.065	0.562	1.873	$0.1951 \pm 0.0541 \pm 0.0159$	$0.0159 \pm 0.0644 \pm 0.0025$
4	0.086	0.536	2.395	$0.2326 \pm 0.0614 \pm 0.0192$	$0.1355 \pm 0.0769 \pm 0.0115$
5	0.117	0.514	3.118	$0.2258 \pm 0.0670 \pm 0.0190$	$0.2134 \pm 0.0855 \pm 0.0181$
6	0.165	0.495	4.224	$0.3433 \pm 0.0862 \pm 0.0276$	$0.1616 \pm 0.1123 \pm 0.0134$
7	0.239	0.478	5.906	$0.5157 \pm 0.1218 \pm 0.0404$	$0.3810 \pm 0.1608 \pm 0.0300$
8	0.336	0.462	8.013	$0.5246 \pm 0.2655 \pm 0.0416$	$0.3184 \pm 0.3548 \pm 0.0258$
9	0.455	0.450	10.591	$1.6183 \pm 0.5935 \pm 0.1287$	$1.5669 \pm 0.7757 \pm 0.1245$

Tabelle A.6: Die Proton-Asymmetrien $A_1 = A_{||}/[D(1 + \eta\gamma)]$ des Datensatzes von 1997, inklusive aller Korrekturen.

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1 \pm \text{stat.} \pm \text{sys.}$
1	0.033	0.707	1.209	$0.0746 \pm 0.0070 \pm 0.0053$
2	0.047	0.595	1.460	$0.1023 \pm 0.0087 \pm 0.0075$
3	0.065	0.510	1.706	$0.1090 \pm 0.0096 \pm 0.0081$
4	0.087	0.440	1.977	$0.1656 \pm 0.0112 \pm 0.0121$
5	0.119	0.372	2.288	$0.1858 \pm 0.0119 \pm 0.0136$
6	0.168	0.305	2.646	$0.2491 \pm 0.0141 \pm 0.0190$
7	0.245	0.241	3.043	$0.3288 \pm 0.0174 \pm 0.0249$
8	0.342	0.211	3.729	$0.4791 \pm 0.0289 \pm 0.0361$
9	0.466	0.214	5.150	$0.5944 \pm 0.0391 \pm 0.0478$

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1^{h^+} \pm \text{stat.} \pm \text{sys.}$	$A_1^{h^-} \pm \text{stat.} \pm \text{sys.}$
1	0.034	0.694	1.203	$0.0976 \pm 0.0183 \pm 0.0069$	$0.0433 \pm 0.0238 \pm 0.0033$
2	0.048	0.589	1.446	$0.1140 \pm 0.0198 \pm 0.0083$	$0.0903 \pm 0.0257 \pm 0.0068$
3	0.065	0.520	1.738	$0.1318 \pm 0.0208 \pm 0.0095$	$0.0514 \pm 0.0267 \pm 0.0044$
4	0.087	0.473	2.121	$0.1781 \pm 0.0236 \pm 0.0127$	$0.0271 \pm 0.0309 \pm 0.0037$
5	0.118	0.440	2.682	$0.2677 \pm 0.0251 \pm 0.0190$	$0.1542 \pm 0.0340 \pm 0.0115$
6	0.166	0.426	3.645	$0.2594 \pm 0.0303 \pm 0.0183$	$0.1754 \pm 0.0418 \pm 0.0129$
7	0.239	0.415	5.123	$0.3896 \pm 0.0409 \pm 0.0259$	$0.1881 \pm 0.0595 \pm 0.0135$
8	0.338	0.408	7.133	$0.5431 \pm 0.0817 \pm 0.0362$	$0.5934 \pm 0.1224 \pm 0.0394$
9	0.449	0.421	9.760	$0.6679 \pm 0.1594 \pm 0.0457$	$0.2846 \pm 0.2402 \pm 0.0226$

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1^{\pi^+} \pm \text{stat.} \pm \text{sys.}$	$A_1^{\pi^-} \pm \text{stat.} \pm \text{sys.}$
1	0.033	0.710	1.215	$0.0573 \pm 0.0259 \pm 0.0041$	$0.0396 \pm 0.0316 \pm 0.0030$
2	0.047	0.616	1.508	$0.0642 \pm 0.0295 \pm 0.0048$	$0.0997 \pm 0.0357 \pm 0.0073$
3	0.064	0.563	1.872	$0.1025 \pm 0.0316 \pm 0.0072$	$0.0419 \pm 0.0380 \pm 0.0036$
4	0.087	0.530	2.372	$0.1648 \pm 0.0368 \pm 0.0116$	$0.0335 \pm 0.0448 \pm 0.0035$
5	0.118	0.511	3.103	$0.2356 \pm 0.0400 \pm 0.0169$	$0.0860 \pm 0.0502 \pm 0.0068$
6	0.165	0.494	4.220	$0.3231 \pm 0.0505 \pm 0.0218$	$0.1075 \pm 0.0642 \pm 0.0080$
7	0.238	0.478	5.881	$0.3407 \pm 0.0710 \pm 0.0224$	$0.1356 \pm 0.0984 \pm 0.0099$
8	0.339	0.459	8.027	$0.5245 \pm 0.1579 \pm 0.0346$	$0.4257 \pm 0.2217 \pm 0.0285$
9	0.449	0.456	10.578	$0.7544 \pm 0.3446 \pm 0.0508$	$-0.2858 \pm 0.4792 \pm 0.0222$

Tabelle A.7: Die Deuterium-Asymmetrien $A_1 = A_{||}/[D(1+\eta\gamma)]$ des Datensatzes von 1998, inklusive aller Korrekturen.

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1 \pm \text{stat.} \pm \text{sys.}$
1	0.033	0.707	1.212	$-0.0111 \pm 0.0100 \pm 0.0123$
2	0.048	0.593	1.459	$0.0056 \pm 0.0119 \pm 0.0102$
3	0.065	0.507	1.699	$0.0244 \pm 0.0132 \pm 0.0096$
4	0.087	0.438	1.972	$0.0290 \pm 0.0156 \pm 0.0093$
5	0.119	0.373	2.293	$0.0661 \pm 0.0170 \pm 0.0119$
6	0.168	0.307	2.662	$0.1241 \pm 0.0202 \pm 0.0193$
7	0.244	0.243	3.073	$0.1798 \pm 0.0253 \pm 0.0284$
8	0.342	0.213	3.763	$0.2446 \pm 0.0422 \pm 0.0394$
9	0.464	0.217	5.211	$0.2610 \pm 0.0571 \pm 0.0561$

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1^{h^+} \pm \text{stat.} \pm \text{sys.}$	$A_1^{h^-} \pm \text{stat.} \pm \text{sys.}$
1	0.034	0.691	1.202	$-0.0117 \pm 0.0322 \pm 0.0020$	$-0.0082 \pm 0.0391 \pm 0.0015$
2	0.048	0.583	1.436	$0.0297 \pm 0.0340 \pm 0.0043$	$0.0056 \pm 0.0416 \pm 0.0020$
3	0.065	0.516	1.726	$0.0083 \pm 0.0355 \pm 0.0030$	$-0.0174 \pm 0.0440 \pm 0.0035$
4	0.087	0.467	2.099	$0.0000 \pm 0.0405 \pm 0.0038$	$-0.0125 \pm 0.0514 \pm 0.0040$
5	0.118	0.435	2.652	$0.1050 \pm 0.0428 \pm 0.0144$	$0.0344 \pm 0.0548 \pm 0.0065$
6	0.166	0.422	3.614	$0.0913 \pm 0.0507 \pm 0.0125$	$0.0241 \pm 0.0686 \pm 0.0068$
7	0.238	0.411	5.066	$0.2804 \pm 0.0678 \pm 0.0318$	$0.1795 \pm 0.0943 \pm 0.0213$
8	0.338	0.404	7.056	$0.0887 \pm 0.1370 \pm 0.0164$	$0.0047 \pm 0.1906 \pm 0.0133$
9	0.446	0.415	9.575	$0.6401 \pm 0.2592 \pm 0.0723$	$-0.1621 \pm 0.3873 \pm 0.0286$

Tabelle A.8: Systematische Fehler der inklusiven und semi-inklusive Asymmetrien A_1 und $A_1^{h^\pm}$ am Proton für den Datensatz 1996. Es sind die Beiträge der Unsicherheiten der Strahl- und Targetpolarisationen (P_B und P_T), des Wirkungsquerschnittsverhältnisses R , der Strahlungs- und Verschmierungskorrekturen (RC und SM) sowie der Spinstrukturfunktion g_2 aufgelistet.

Inklusive Asymmetrien A_1							
Bin	Total	P_B	P_T	R	RC	SM	g_2
1	0.00656	0.00269	0.00496	0.00312	0.00006	0.00073	0.00099
2	0.00813	0.00324	0.00598	0.00401	0.00004	0.00089	0.00171
3	0.00997	0.00399	0.00734	0.00468	0.00003	0.00101	0.00259
4	0.01396	0.00561	0.01035	0.00635	0.00004	0.00154	0.00368
5	0.01831	0.00745	0.01373	0.00772	0.00003	0.00185	0.00530
6	0.02238	0.00874	0.01610	0.00993	0.00002	0.00197	0.00792
7	0.02728	0.01052	0.01940	0.00997	0.00010	0.00218	0.01237
8	0.03641	0.01375	0.02531	0.01202	0.00006	0.00321	0.01847
9	0.04906	0.01764	0.03250	0.01607	0.00013	0.00284	0.02780

Semi-inklusive Asymmetrien $A_1^{h^+}$						
Bin	Total	P_B	P_T	R	SM	g_2
1	0.00734	0.00300	0.00553	0.00358	0.00061	0.00105
2	0.00759	0.00301	0.00553	0.00380	0.00061	0.00178
3	0.01369	0.00560	0.01033	0.00647	0.00115	0.00251
4	0.01435	0.00586	0.01080	0.00657	0.00103	0.00329
5	0.02172	0.00886	0.01632	0.01040	0.00129	0.00412
6	0.02093	0.00856	0.01576	0.00953	0.00100	0.00496
7	0.04315	0.01867	0.03438	0.01708	0.00164	0.00607
8	0.02577	0.01061	0.01956	0.00987	0.00093	0.00841
9	0.06482	0.02743	0.05053	0.02694	0.00321	0.01264

Semi-inklusive Asymmetrien $A_1^{h^-}$						
Bin	Total	P_B	P_T	R	SM	g_2
1	0.00696	0.00278	0.00512	0.00333	0.00154	0.00105
2	0.00844	0.00331	0.00611	0.00415	0.00164	0.00175
3	0.00647	0.00246	0.00455	0.00281	0.00108	0.00246
4	0.01610	0.00657	0.01212	0.00737	0.00211	0.00323
5	0.02168	0.00882	0.01625	0.01041	0.00180	0.00406
6	0.02692	0.01116	0.02056	0.01231	0.00163	0.00479
7	0.02511	0.01065	0.01963	0.00974	0.00125	0.00592
8	0.04066	0.01736	0.03198	0.01610	0.00203	0.00812
9	0.01522	0.00365	0.00672	0.00358	0.00043	0.01266

Tabelle A.9: Systematische Fehler der inklusiven und semi-inklusive Asymmetrien A_1 und A_1^\pm am Proton für den Datensatz 1997. Es sind die Beiträge der Unsicherheiten der Strahl- und Targetpolarisationen (P_B und P_T), des Wirkungsquerschnittsverhältnisses R , der Strahlungs- und Verschmierungskorrekturen (RC und SM) sowie der Spinstrukturfunktion g_2 aufgelistet.

Bin	Inklusive Asymmetrien A_1						
	Total	P_B	P_T	R	RC	SM	g_2
1	0.00530	0.00255	0.00337	0.00296	0.00006	0.00069	0.00099
2	0.00750	0.00350	0.00460	0.00435	0.00004	0.00096	0.00172
3	0.00805	0.00373	0.00489	0.00439	0.00003	0.00095	0.00260
4	0.01205	0.00567	0.00746	0.00642	0.00004	0.00156	0.00371
5	0.01359	0.00635	0.00838	0.00656	0.00003	0.00158	0.00534
6	0.01895	0.00852	0.01123	0.00969	0.00002	0.00192	0.00793
7	0.02492	0.01125	0.01482	0.01064	0.00010	0.00233	0.01250
8	0.03606	0.01639	0.02158	0.01431	0.00006	0.00383	0.01862
9	0.04777	0.02033	0.02674	0.01844	0.00013	0.00327	0.02834

Bin	Semi-inklusive Asymmetrien A_1^{\pm}						
	Total	P_B	P_T	R	SM	g_2	
1	0.00693	0.00334	0.00440	0.00399	0.00068	0.00105	
2	0.00834	0.00390	0.00515	0.00491	0.00080	0.00176	
3	0.00948	0.00451	0.00595	0.00520	0.00092	0.00251	
4	0.01266	0.00609	0.00803	0.00683	0.00107	0.00329	
5	0.01905	0.00915	0.01206	0.01075	0.00107	0.00412	
6	0.01835	0.00887	0.01168	0.00983	0.00104	0.00488	
7	0.02591	0.01333	0.01754	0.01218	0.00117	0.00602	
8	0.03624	0.01858	0.02444	0.01727	0.00163	0.00838	
9	0.04574	0.02284	0.03006	0.02243	0.00200	0.01264	

Bin	Semi-inklusive Asymmetrien A_1^{\pm}						
	Total	P_B	P_T	R	SM	g_2	
1	0.00329	0.00148	0.00194	0.00176	0.00082	0.00104	
2	0.00683	0.00309	0.00409	0.00387	0.00153	0.00175	
3	0.00437	0.00176	0.00231	0.00200	0.00077	0.00216	
4	0.00372	0.00092	0.00122	0.00104	0.00030	0.00321	
5	0.01150	0.00528	0.00695	0.00622	0.00108	0.00404	
6	0.01287	0.00600	0.00790	0.00661	0.00088	0.00477	
7	0.01355	0.00644	0.00847	0.00587	0.00075	0.00595	
8	0.03938	0.02030	0.02670	0.01884	0.00178	0.00824	
9	0.02265	0.00973	0.01282	0.00955	0.00114	0.01271	

Tabelle A.10: Systematische Fehler der semi-inklusive Pion-Asymmetrien $A_1^{\pi^\pm}$ am Proton für die Datensätze 1996/97. Es sind die Beiträge der Unsicherheiten der Strahl- und Targetpolarisationen (P_B und P_T), des Wirkungsquerschnittsverhältnisses R , der Verschmierungskorrekturen (SM) sowie der Spinstrukturfunktion g_2 aufgelistet.

Semi-inklusive Asymmetrien $A_1^{\pi^+}$ (1996)						
Bin	Total	P_B	P_T	R	SM	g_2
1	0.00655	0.00270	0.00498	0.00310	0.00055	0.00098
2	0.00832	0.00338	0.00622	0.00401	0.00069	0.00160
3	0.01588	0.00668	0.01230	0.00706	0.00137	0.00215
4	0.01919	0.00796	0.01466	0.00901	0.00140	0.00262
5	0.01904	0.00772	0.01423	0.00944	0.00113	0.00316
6	0.02760	0.01174	0.02163	0.01183	0.00137	0.00379
7	0.04040	0.01764	0.03248	0.01549	0.00155	0.00484
8	0.04162	0.01794	0.03305	0.01634	0.00157	0.00695
9	0.12873	0.05535	0.10196	0.05411	0.00647	0.01192

Semi-inklusive Asymmetrien $A_1^{\pi^+}$ (1997)						
Bin	Total	P_B	P_T	R	SM	g_2
1	0.00409	0.00196	0.00259	0.00225	0.00040	0.00098
2	0.00476	0.00220	0.00290	0.00259	0.00045	0.00159
3	0.00725	0.00350	0.00463	0.00371	0.00072	0.00214
4	0.01165	0.00564	0.00742	0.00638	0.00099	0.00267
5	0.01691	0.00806	0.01061	0.00986	0.00094	0.00319
6	0.02177	0.01105	0.01454	0.01114	0.00129	0.00381
7	0.02236	0.01165	0.01533	0.01024	0.00102	0.00483
8	0.03465	0.01794	0.02361	0.01638	0.00157	0.00710
9	0.05081	0.02580	0.03395	0.02508	0.00226	0.01138

Semi-inklusive Asymmetrien $A_1^{\pi^-}$ (1996)						
Bin	Total	P_B	P_T	R	SM	g_2
1	0.00291	0.00112	0.00206	0.00128	0.00062	0.00098
2	0.00673	0.00266	0.00493	0.00312	0.00133	0.00156
3	0.00248	0.00054	0.00100	0.00057	0.00024	0.00212
4	0.01145	0.00463	0.00855	0.00525	0.00149	0.00260
5	0.01806	0.00730	0.01346	0.00892	0.00149	0.00314
6	0.01337	0.00552	0.01018	0.00551	0.00081	0.00369
7	0.03001	0.01303	0.02401	0.01139	0.00152	0.00473
8	0.02585	0.01089	0.02006	0.00990	0.00127	0.00689
9	0.12454	0.05360	0.09872	0.05216	0.00627	0.01151

Semi-inklusive Asymmetrien $A_1^{\pi^-}$ (1997)						
Bin	Total	P_B	P_T	R	SM	g_2
1	0.00298	0.00136	0.00178	0.00154	0.00075	0.00096
2	0.00730	0.00341	0.00450	0.00401	0.00169	0.00158
3	0.00358	0.00143	0.00188	0.00151	0.00063	0.00213
4	0.00351	0.00115	0.00151	0.00130	0.00037	0.00263
5	0.00683	0.00294	0.00387	0.00359	0.00060	0.00312
6	0.00803	0.00368	0.00483	0.00368	0.00054	0.00371
7	0.00994	0.00464	0.00610	0.00407	0.00054	0.00481
8	0.02850	0.01456	0.01916	0.01335	0.00128	0.00730
9	0.02217	0.00977	0.01287	0.00954	0.00114	0.01175

Tabelle A.11: Systematische Fehler der inklusiven und semi-inklusive Asymmetrien A_1 und $A_1^{h\pm}$ am Deuteron für den Datensatz 1998. Es sind die Beiträge der Unsicherheiten der Strahl- und Targetpolarisationen (P_B und P_T), des Wirkungsquerschnittverhältnisses R , der Strahlungs- und Verschmierungskorrekturen (RC und SM) sowie der Spinstrukturfunktion g_2 aufgelistet.

Inklusive Asymmetrien A_1							
Bin	Total	P_B	P_T	R	RC	SM	g_2
1	0.00161	0.00004	0.00011	0.00004	0.00120	0.00006	0.00106
2	0.00287	0.00054	0.00156	0.00067	0.00119	0.00039	0.00187
3	0.00499	0.00113	0.00330	0.00134	0.00117	0.00109	0.00289
4	0.00619	0.00124	0.00365	0.00142	0.00097	0.00164	0.00422
5	0.01112	0.00246	0.00718	0.00254	0.00049	0.00452	0.00624
6	0.01959	0.00438	0.01282	0.00500	0.00037	0.00885	0.00983
7	0.02895	0.00622	0.01817	0.00590	0.00131	0.01200	0.01699
8	0.04005	0.00837	0.02450	0.00733	0.00205	0.00833	0.02840
9	0.05658	0.00891	0.02605	0.00811	0.00223	0.00287	0.04862

Semi-inklusive Asymmetrien A_1^{h+}						
Bin	Total	P_B	P_T	R	SM	g_2
1	0.00201	0.00041	0.00116	0.00048	0.00100	0.00114
2	0.00436	0.00102	0.00296	0.00129	0.00193	0.00195
3	0.00300	0.00028	0.00083	0.00033	0.00055	0.00280
4	0.00379	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00379
5	0.01470	0.00360	0.01050	0.00419	0.00714	0.00493
6	0.01276	0.00312	0.00913	0.00348	0.00438	0.00620
7	0.03270	0.00959	0.02804	0.00879	0.00645	0.00851
8	0.01657	0.00304	0.00887	0.00282	0.00053	0.01336
9	0.07449	0.02189	0.06401	0.02149	0.00192	0.02251

Semi-inklusive Asymmetrien A_1^{h-}						
Bin	Total	P_B	P_T	R	SM	g_2
1	0.00147	0.00028	0.00082	0.00034	0.00016	0.00113
2	0.00204	0.00020	0.00056	0.00024	0.00017	0.00193
3	0.00350	0.00059	0.00174	0.00068	0.00092	0.00275
4	0.00404	0.00042	0.00125	0.00048	0.00085	0.00369
5	0.00660	0.00118	0.00344	0.00139	0.00241	0.00475
6	0.00683	0.00083	0.00241	0.00092	0.00121	0.00615
7	0.02186	0.00614	0.01796	0.00562	0.00395	0.00840
8	0.01333	0.00016	0.00047	0.00015	0.00003	0.01332
9	0.02891	0.00555	0.01621	0.00545	0.00065	0.02263

Tabelle A.12: Die Korrelationskoeffizienten $\rho(A_i^+, A_j^+) \equiv \rho_{ij}$ der Asymmetrien am Proton. Die Werte wurden gemäß Gl. 5.29 aus den gemessenen Teilchenmultiplizitäten bestimmt

Bin	$\rho(A_1^{e+}, A_1^{h+})$	$\rho(A_1^{e+}, A_1^{h-})$	$\rho(A_1^{e+}, A_1^{\pi+})$	$\rho(A_1^{e+}, A_1^{\pi-})$	$\rho(A_1^{\pi+}, A_1^{\pi-})$
1	0.370	0.305	0.264	0.230	0.073
2	0.409	0.329	0.267	0.229	0.054
3	0.419	0.328	0.257	0.214	0.046
4	0.410	0.310	0.233	0.188	0.040
5	0.378	0.277	0.201	0.157	0.035
6	0.317	0.226	0.160	0.123	0.036
7	0.239	0.164	0.116	0.084	0.022
8	0.176	0.116	0.079	0.058	0.016
9	0.121	0.081	0.052	0.037	0.008

Bin	$\rho(A_1^{h+}, A_1^{h-})$	$\rho(A_1^{h+}, A_1^{\pi+})$	$\rho(A_1^{h+}, A_1^{\pi-})$	$\rho(A_1^{h-}, A_1^{\pi+})$	$\rho(A_1^{h-}, A_1^{\pi-})$
1	0.131	0.710	0.090	0.089	0.754
2	0.137	0.646	0.075	0.077	0.690
3	0.133	0.604	0.068	0.070	0.646
4	0.121	0.563	0.058	0.061	0.603
5	0.107	0.527	0.052	0.051	0.563
6	0.096	0.499	0.048	0.044	0.539
7	0.081	0.483	0.033	0.035	0.509
8	0.063	0.444	0.026	0.018	0.497
9	0.048	0.432	0.016	0.010	0.450

Tabelle A.13: Die Korrelationskoeffizienten $\rho(A_i^+, A_j^+) \equiv \rho_{ij}$ der Asymmetrien am Deuteron. Die Werte wurden gemäß Gl. 5.29 aus den gemessenen Teilchenmultiplizitäten bestimmt

Bin	$\rho(A_1^{e+}, A_1^{h+})$	$\rho(A_1^{e+}, A_1^{h-})$	$\rho(A_1^{h+}, A_1^{h-})$
1	0.342	0.290	0.107
2	0.380	0.319	0.110
3	0.383	0.317	0.113
4	0.371	0.297	0.099
5	0.344	0.269	0.090
6	0.290	0.218	0.078
7	0.219	0.165	0.069
8	0.161	0.118	0.045
9	0.117	0.079	0.056

Tabelle A.14: Resultate der Sorten-Zerlegung der Quarkpolarisationen mit drei Fitparametern.

Bin	$(\Delta u + \Delta \bar{u})/(u + \bar{u})$	$(\Delta d + \Delta \bar{d})/(d + \bar{d})$	$\Delta q_s/q_s$
1	$0.102 \pm 0.009 \pm 0.007$	$-0.135 \pm 0.022 \pm 0.020$	$0.043 \pm 0.065 \pm 0.011$
2	$0.107 \pm 0.010 \pm 0.007$	$-0.091 \pm 0.026 \pm 0.018$	$0.109 \pm 0.070 \pm 0.012$
3	$0.129 \pm 0.011 \pm 0.009$	$-0.111 \pm 0.029 \pm 0.016$	$-0.032 \pm 0.083 \pm 0.020$
4	$0.173 \pm 0.013 \pm 0.012$	$-0.156 \pm 0.035 \pm 0.018$	$-0.005 \pm 0.117 \pm 0.039$
5	$0.216 \pm 0.014 \pm 0.015$	$-0.147 \pm 0.040 \pm 0.025$	$0.132 \pm 0.165 \pm 0.169$
6	$0.254 \pm 0.016 \pm 0.017$	$-0.120 \pm 0.052 \pm 0.037$	$0.112 \pm 0.294 \pm 0.111$
7	$0.355 \pm 0.021 \pm 0.025$	$-0.108 \pm 0.075 \pm 0.062$	$-0.613 \pm 0.714 \pm 0.832$
8	$0.488 \pm 0.039 \pm 0.033$	$-0.134 \pm 0.158 \pm 0.097$	$-0.998 \pm 3.241 \pm 0.684$
9	$0.543 \pm 0.065 \pm 0.091$	$-0.158 \pm 0.316 \pm 0.293$	$-10.83 \pm 16.11 \pm 24.96$

Tabelle A.15: Resultate der Sorten-Zerlegung der Quarkpolarisationen mit vier Fitparametern.

Bin	$(\Delta u + \Delta \bar{u})/(u + \bar{u})$	$(\Delta d + \Delta \bar{d})/(d + \bar{d})$
1	$0.106 \pm 0.009 \pm 0.088$	$-0.141 \pm 0.022 \pm 0.069$
2	$0.116 \pm 0.011 \pm 0.079$	$-0.097 \pm 0.026 \pm 0.067$
3	$0.128 \pm 0.011 \pm 0.069$	$-0.115 \pm 0.029 \pm 0.062$
4	$0.172 \pm 0.013 \pm 0.059$	$-0.155 \pm 0.035 \pm 0.056$
5	$0.226 \pm 0.014 \pm 0.049$	$-0.159 \pm 0.041 \pm 0.053$
6	$0.264 \pm 0.016 \pm 0.039$	$-0.143 \pm 0.052 \pm 0.053$
7	$0.345 \pm 0.020 \pm 0.031$	$-0.104 \pm 0.075 \pm 0.067$
8	$0.495 \pm 0.033 \pm 0.037$	$-0.216 \pm 0.151 \pm 0.097$
9	$0.523 \pm 0.046 \pm 0.046$	$-0.259 \pm 0.261 \pm 0.150$

Bin	$\Delta \bar{u}/\bar{u}$	$(\Delta \bar{u} - \Delta \bar{d})/(\bar{u} - \bar{d})$
1	$0.032 \pm 0.070 \pm 0.123$	$-1.957 \pm 1.437 \pm 2.230$
2	$0.112 \pm 0.077 \pm 0.128$	$-1.707 \pm 1.115 \pm 1.788$
3	$-0.036 \pm 0.092 \pm 0.135$	$-0.331 \pm 0.931 \pm 1.395$
4	$-0.006 \pm 0.130 \pm 0.140$	$0.171 \pm 0.942 \pm 1.087$
5	$0.164 \pm 0.187 \pm 0.226$	$-1.351 \pm 0.958 \pm 0.755$
6	$0.285 \pm 0.350 \pm 0.204$	$-1.757 \pm 1.224 \pm 0.756$
7	$-1.196 \pm 0.931 \pm 1.118$	$0.871 \pm 2.064 \pm 1.024$
8	$4.865 \pm 5.056 \pm 0.991$	$-11.40 \pm 6.800 \pm 1.179$
9	$-32.21 \pm 23.76 \pm 24.07$	$31.62 \pm 29.11 \pm 17.51$

Tabelle A.16: Resultate der Valenz-Zerlegung der Quarkpolarisationen mit drei Fitparametern.

Bin	$\Delta u_v/u_v$	$\Delta d_v/d_v$	$\Delta q_s/q_s$
1	$0.169 \pm 0.083 \pm 0.014$	$-0.524 \pm 0.171 \pm 0.080$	$0.046 \pm 0.063 \pm 0.010$
2	$0.105 \pm 0.067 \pm 0.012$	$-0.430 \pm 0.157 \pm 0.072$	$0.109 \pm 0.070 \pm 0.010$
3	$0.231 \pm 0.057 \pm 0.021$	$-0.221 \pm 0.150 \pm 0.037$	$-0.031 \pm 0.082 \pm 0.018$
4	$0.252 \pm 0.058 \pm 0.024$	$-0.323 \pm 0.167 \pm 0.067$	$-0.005 \pm 0.116 \pm 0.040$
5	$0.231 \pm 0.054 \pm 0.060$	$-0.424 \pm 0.179 \pm 0.152$	$0.163 \pm 0.163 \pm 0.165$
6	$0.275 \pm 0.055 \pm 0.026$	$-0.284 \pm 0.224 \pm 0.099$	$0.129 \pm 0.286 \pm 0.105$
7	$0.369 \pm 0.061 \pm 0.061$	$-0.207 \pm 0.330 \pm 0.308$	$0.042 \pm 0.660 \pm 0.622$
8	$0.534 \pm 0.117 \pm 0.039$	$0.103 \pm 0.890 \pm 0.257$	$-1.027 \pm 3.063 \pm 0.780$
9	$0.443 \pm 0.183 \pm 0.161$	$-1.118 \pm 2.024 \pm 1.365$	$5.094 \pm 12.885 \pm 9.450$

Tabelle A.17: Resultate der Valenz-Zerlegung der Quarkpolarisationen mit vier Fitparametern.

Bin	$\Delta u_v/u_v$	$\Delta d_v/d_v$
1	$0.123 \pm 0.085 \pm 0.024$	$-0.568 \pm 0.172 \pm 0.112$
2	$0.065 \pm 0.071 \pm 0.014$	$-0.459 \pm 0.159 \pm 0.102$
3	$0.212 \pm 0.062 \pm 0.023$	$-0.235 \pm 0.152 \pm 0.056$
4	$0.259 \pm 0.064 \pm 0.022$	$-0.317 \pm 0.170 \pm 0.071$
5	$0.153 \pm 0.061 \pm 0.069$	$-0.493 \pm 0.181 \pm 0.138$
6	$0.290 \pm 0.063 \pm 0.060$	$-0.278 \pm 0.225 \pm 0.154$
7	$0.282 \pm 0.071 \pm 0.058$	$-0.178 \pm 0.331 \pm 0.140$
8	$0.516 \pm 0.149 \pm 0.078$	$0.115 \pm 0.891 \pm 0.225$
9	$0.646 \pm 0.207 \pm 1.569$	$-1.379 \pm 2.116 \pm 5.411$

Bin	$\Delta q_s/q_s$	$\Delta s/s$
1	$-0.028 \pm 0.073 \pm 0.040$	$1.092 \pm 0.488 \pm 0.483$
2	$0.007 \pm 0.088 \pm 0.035$	$1.427 \pm 0.764 \pm 1.264$
3	$-0.086 \pm 0.107 \pm 0.030$	$0.695 \pm 0.962 \pm 0.444$
4	$0.012 \pm 0.145 \pm 0.064$	$-0.265 \pm 1.258 \pm 0.681$
5	$-0.101 \pm 0.200 \pm 0.050$	$4.143 \pm 1.678 \pm 4.793$
6	$0.218 \pm 0.363 \pm 0.106$	$-1.037 \pm 2.791 \pm 1.798$
7	$-1.075 \pm 0.875 \pm 0.294$	$12.630 \pm 6.146 \pm 14.07$
8	$-1.431 \pm 3.736 \pm 1.168$	$3.272 \pm 24.03 \pm 18.60$
9	$16.06 \pm 17.09 \pm 15.09$	$-99.58 \pm 77.65 \pm 609.7$

Tabelle A.18: Liste der Korrelationskoeffizienten und des reduzierten χ^2 bei der Sorten- und Valenz-Zerlegung der Quarkpolarisationen mit drei Fitparametern

Sorten-Zerlegung					Valenz-Zerlegung				
Bin	(f_1, f_2)	(f_1, f_3)	(f_2, f_3)	χ_{\min}^2/dof	(f_1, f_2)	(f_1, f_3)	(f_2, f_3)	χ_{\min}^2/dof	
1	-0.644	-0.170	-0.290	0.577	0.747	-0.960	-0.881	0.580	
2	-0.654	-0.060	-0.317	0.660	0.706	-0.938	-0.879	0.661	
3	-0.643	-0.096	-0.307	0.450	0.686	-0.926	-0.878	0.452	
4	-0.631	-0.105	-0.309	1.225	0.687	-0.913	-0.893	1.223	
5	-0.617	-0.095	-0.332	1.339	0.687	-0.901	-0.904	1.353	
6	-0.593	-0.130	-0.318	1.109	0.682	-0.886	-0.914	1.116	
7	-0.561	-0.280	-0.258	1.765	0.674	-0.870	-0.924	1.918	
8	-0.453	-0.400	-0.324	1.165	0.825	-0.917	-0.971	1.168	
9	-0.148	-0.602	-0.525	2.850	0.890	-0.942	-0.986	2.973	

Tabelle A.19: Liste der Korrelationskoeffizienten und des reduzierten χ^2 bei der Sorten- und Valenz-Zerlegung der Quarkpolarisationen mit vier Fitparametern

Sorten-Zerlegung							
Bin	(f_1, f_2)	(f_1, f_3)	(f_1, f_4)	(f_2, f_3)	(f_2, f_4)	(f_3, f_4)	χ_{\min}^2/dof
1	0.516	0.371	-0.927	0.162	-0.751	-0.339	0.425
2	0.665	0.551	-0.947	0.346	-0.836	-0.520	0.638
3	0.690	0.578	-0.948	0.404	-0.852	-0.564	0.457
4	0.665	0.521	-0.937	0.354	-0.848	-0.509	1.323
5	0.654	0.488	-0.928	0.315	-0.851	-0.472	1.284
6	0.647	0.487	-0.925	0.331	-0.848	-0.478	1.180
7	0.638	0.412	-0.913	0.362	-0.856	-0.457	1.685
8	0.794	0.319	-0.952	0.304	-0.920	-0.335	1.262
9	0.822	0.309	-0.955	0.305	-0.936	-0.331	2.981

Valenz-Zerlegung							
Bin	(f_1, f_2)	(f_1, f_3)	(f_1, f_4)	(f_2, f_3)	(f_2, f_4)	(f_3, f_4)	χ_{\min}^2/dof
1	0.748	-0.727	-0.290	-0.709	-0.203	-0.394	0.427
2	0.715	-0.500	-0.416	-0.580	-0.257	-0.529	0.641
3	0.692	-0.420	-0.446	-0.553	-0.247	-0.573	0.457
4	0.683	-0.413	-0.495	-0.609	-0.244	-0.521	1.321
5	0.680	-0.407	-0.519	-0.635	-0.251	-0.492	1.307
6	0.629	-0.338	-0.545	-0.689	-0.151	-0.524	1.189
7	0.569	-0.274	-0.543	-0.733	-0.039	-0.576	1.851
8	0.635	-0.252	-0.696	-0.816	-0.092	-0.460	1.265
9	0.616	-0.325	-0.594	-0.904	0.137	-0.524	3.011

Tabelle A.20: Systematische Fehler der extrahierten Quarkpolarisationen in der Sorten- und Valenz-Zerlegung. Zur Erklärung der einzelnen Beiträge siehe Abschn. 5.6 und 6.6.

Bin	Total	P_B	P_T	R	RC	SM	g_2	Yield	Frag.	Unpol.
$(\Delta u + \Delta \bar{u})/(u + \bar{u})$										
1	0.007	0.003	0.004	0.002	0.003	0.001	0.001	0.001	0.001	0.004
2	0.007	0.004	0.005	0.002	0.003	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
3	0.009	0.004	0.006	0.001	0.002	0.001	0.002	0.001	0.001	0.004
4	0.012	0.006	0.009	0.001	0.002	0.001	0.002	0.001	0.001	0.004
5	0.015	0.007	0.011	0.001	0.001	0.002	0.002	0.001	0.008	0.001
6	0.017	0.009	0.014	0.001	0.001	0.002	0.002	0.001	0.005	0.000
7	0.025	0.013	0.020	0.001	0.001	0.003	0.002	0.001	0.010	0.002
8	0.033	0.018	0.027	0.000	0.000	0.004	0.003	0.001	0.004	0.005
9	0.091	0.024	0.038	0.001	0.000	0.003	0.005	0.001	0.053	0.058
$(\Delta d + \Delta \bar{d})/(d + \bar{d})$										
1	0.020	0.002	0.005	0.001	0.017	0.001	0.003	0.002	0.001	0.007
2	0.018	0.003	0.005	0.001	0.015	0.001	0.003	0.002	0.002	0.007
3	0.016	0.003	0.007	0.000	0.013	0.002	0.003	0.002	0.001	0.003
4	0.018	0.005	0.010	0.001	0.012	0.002	0.003	0.002	0.000	0.006
5	0.025	0.007	0.017	0.000	0.010	0.009	0.004	0.002	0.003	0.009
6	0.037	0.011	0.029	0.000	0.008	0.017	0.005	0.003	0.009	0.010
7	0.062	0.019	0.050	0.000	0.005	0.027	0.007	0.003	0.019	0.004
8	0.097	0.032	0.082	0.001	0.003	0.024	0.013	0.004	0.033	0.003
9	0.293	0.059	0.133	0.000	0.004	0.013	0.028	0.004	0.176	0.182
$\Delta q_s/q_s$										
1	0.011	0.000	0.001	0.000	0.004	0.002	0.002	0.001	0.008	0.005
2	0.012	0.003	0.005	0.001	0.004	0.002	0.002	0.001	0.002	0.008
3	0.020	0.001	0.001	0.000	0.005	0.001	0.002	0.001	0.019	0.002
4	0.039	0.002	0.002	0.000	0.006	0.002	0.003	0.001	0.037	0.007
5	0.169	0.006	0.019	0.000	0.007	0.011	0.003	0.001	0.166	0.019
6	0.111	0.014	0.037	0.001	0.007	0.019	0.004	0.000	0.102	0.012
7	0.832	0.024	0.060	0.000	0.005	0.032	0.005	0.002	0.819	0.125
8	0.684	0.084	0.174	0.011	0.003	0.039	0.010	0.013	0.263	0.601
9	24.957	0.355	1.205	0.015	0.024	0.080	0.048	0.056	16.244	18.906

Tabelle A.21: Systematische Fehler der extrahierten Quarkpolarisationen in der Valenz-Zerlegung. Zur Erklärung der einzelnen Beiträge siehe Abschn. 5.6 und 6.6.

Bin	Total	P_B	P_T	R	RC	SM	g_2	Yield	Frag.	Unpol.
$\Delta u_v/u_v$										
1	0.014	0.005	0.007	0.003	0.001	0.001	0.001	0.000	0.009	0.006
2	0.012	0.005	0.007	0.002	0.000	0.001	0.001	0.000	0.003	0.007
3	0.021	0.008	0.012	0.002	0.000	0.001	0.001	0.000	0.010	0.011
4	0.024	0.010	0.014	0.002	0.000	0.002	0.001	0.000	0.015	0.008
5	0.060	0.008	0.011	0.001	0.000	0.002	0.001	0.000	0.056	0.016
6	0.026	0.009	0.012	0.000	0.000	0.002	0.002	0.001	0.022	0.002
7	0.061	0.014	0.021	0.000	0.000	0.003	0.002	0.001	0.054	0.013
8	0.039	0.016	0.025	0.000	0.000	0.004	0.003	0.001	0.011	0.022
9	0.161	0.020	0.039	0.000	0.000	0.004	0.005	0.001	0.113	0.106
$\Delta d_v/d_v$										
1	0.080	0.008	0.019	0.006	0.013	0.005	0.012	0.008	0.016	0.073
2	0.072	0.009	0.024	0.004	0.008	0.007	0.011	0.007	0.005	0.064
3	0.037	0.003	0.020	0.000	0.006	0.006	0.010	0.006	0.022	0.017
4	0.067	0.005	0.024	0.001	0.004	0.007	0.010	0.006	0.046	0.040
5	0.152	0.007	0.051	0.001	0.003	0.027	0.010	0.005	0.139	0.019
6	0.099	0.009	0.073	0.001	0.003	0.042	0.011	0.004	0.048	0.022
7	0.308	0.012	0.086	0.000	0.007	0.056	0.013	0.003	0.288	0.044
8	0.257	0.021	0.159	0.005	0.012	0.044	0.015	0.002	0.091	0.175
9	1.365	0.059	0.177	0.014	0.021	0.022	0.034	0.005	1.230	0.560
$\Delta q_s/q_s$										
1	0.010	0.001	0.002	0.001	0.001	0.002	0.002	0.001	0.007	0.006
2	0.010	0.002	0.005	0.001	0.001	0.002	0.002	0.001	0.003	0.007
3	0.018	0.003	0.002	0.000	0.001	0.001	0.002	0.001	0.016	0.006
4	0.040	0.003	0.002	0.001	0.001	0.002	0.003	0.001	0.037	0.015
5	0.165	0.003	0.020	0.000	0.001	0.011	0.003	0.001	0.160	0.035
6	0.105	0.005	0.039	0.001	0.001	0.020	0.004	0.000	0.096	0.000
7	0.622	0.023	0.041	0.000	0.005	0.038	0.005	0.004	0.614	0.083
8	0.780	0.034	0.208	0.015	0.013	0.058	0.010	0.015	0.314	0.680
9	9.450	0.288	0.591	0.076	0.066	0.069	0.058	0.055	8.015	4.962

Tabelle A.22: Systematische Fehler der extrahierten s -Quarkpolarisation bei der Valenz-Zerlegung mit vier Parametern.

$\Delta s/s$										
Bin	Total	P_B	P_T	R	RC	SM	g_2	Yield	Frag.	Unpol.
1	0.483	0.037	0.055	0.023	0.009	0.008	0.002	0.001	0.044	0.476
2	1.264	0.039	0.053	0.000	0.036	0.009	0.004	0.002	0.255	1.236
3	0.444	0.036	0.053	0.000	0.047	0.010	0.006	0.002	0.049	0.435
4	0.681	0.004	0.016	0.008	0.046	0.007	0.003	0.001	0.355	0.579
5	4.793	0.154	0.224	0.000	0.057	0.009	0.004	0.002	1.347	4.591
6	1.798	0.025	0.115	0.000	0.082	0.107	0.013	0.000	1.491	0.991
7	14.073	0.483	0.700	0.026	0.091	0.293	0.037	0.006	4.085	13.438
8	18.601	0.810	1.928	0.151	0.094	0.867	0.174	0.053	12.275	13.796
9	609.660	2.267	6.712	0.125	0.327	0.488	0.000	0.344	408.440	452.562

Tabelle A.23: Systematische Fehler der Sorten-Asymmetrie $(\Delta\bar{u} - \Delta\bar{d})/(\bar{u} - \bar{d})$ bei der Sorten-Zerlegung mit vier Parametern.

$(\Delta\bar{u} - \Delta\bar{d})/(\bar{u} - \bar{d})$											
Bin	Total	P_B	P_T	R	RC	SM	g_2	Yield	Frag.	Unpol.	$\Delta s/s = 0$
1	2.230	0.021	0.072	0.000	0.298	0.022	0.041	0.019	0.252	0.363	2.163
2	1.788	0.050	0.100	0.023	0.187	0.039	0.034	0.019	0.148	0.269	1.748
3	1.395	0.016	0.052	0.000	0.130	0.019	0.031	0.020	0.328	0.063	1.347
4	1.087	0.017	0.059	0.003	0.098	0.027	0.030	0.021	0.575	0.038	0.914
5	0.755	0.043	0.093	0.000	0.066	0.016	0.031	0.022	0.100	0.252	0.693
6	0.756	0.058	0.124	0.000	0.048	0.066	0.035	0.027	0.403	0.345	0.514
7	1.024	0.075	0.161	0.000	0.027	0.125	0.051	0.035	0.898	0.018	0.440
8	1.179	0.427	0.772	0.046	0.013	0.144	0.112	0.059	0.691	0.103	0.317
9	17.511	1.357	1.610	0.109	0.019	0.077	0.393	0.128	17.144	2.730	0.856

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen meinen Dank aussprechen, die mich während dieser Arbeit mit Rat und Tat unterstützt haben.

Zuerst möchte ich Prof. Kay Königsmann für die Vergabe der Arbeit danken und dafür, dass er mir die Gelegenheit gegeben hat, in einer internationalen Kollaboration mitzuarbeiten.

Desweiteren danke ich der gesamten Freiburger Gruppe für die tolle Atmosphäre, die ich während dieser Zeit genießen durfte und die mir bestätigt hat, dass das Leben nicht nur aus Physik besteht. Insbesondere danke ich Marc Beckmann für die vielen skurrilen Erlebnisse aller Art, Michael Ruh für unvergessliche Abende in Hamburg und Amsterdam, Felix Menden für seine stete Hilfsbereitschaft, Heiko Lacker für die Antworten auf meine vielen Fragen und zusammen mit Lisa Bonfanti für viele schöne Abende mit gutem Wein. Aber auch Thomas Schmidt, Andreas Grünemaier, Paolo Sereni, Armand Simon, Jürgen Franz, Fritz-Herbert Heinsius, Rainer Fastner, Uli Mück, Lars Hennig, Marc Niebuhr, Martin Kestel und Marco Schierloh haben dazu beigetragen, dass ich die Zeit in Freiburg vermissen werde! Bei der Gelegenheit möchte ich auch Edith Jordan, Angela Göller und Gisela Mössner danken für ihr Verständnis, wenn es mal wieder ein bisschen schneller gehen musste. Ein besonderer Dank geht an die fünf Hamburger für die besondere Unterstützung während harter Zeiten ...

Meine Zeit am LPOL wurde bereichert durch die Hilfe von Peter Schüler, dem ich hiermit stellvertretend für die Polarimeter-Gruppe meinen Dank aussprechen möchte. Während der Aufbauphase durfte ich viele anregende Ratschläge von Horst Fischer entgegennehmen, aber auch die Diskussionen mit Wolfgang Lorenzon und Andreas Most waren lehrreich. Außerdem war die freundliche Unterstützung von Jochen Urban und Gerhard Braun in dieser Zeit sehr wertvoll.

Bei der Datenanalyse konnte ich von vielen Tipps aus Hamburg profitieren, insbesondere danke ich Naomi Makins, Thore Lindemann, Michael Ruh, Marc Beckmann, Bryan Tipton und Mike McAndrew für die vielen konstruktiven Diskussionen und Beiträge. Ein besonderer Dank geht auch an Jürgen Franz für die sehr nützlichen Hinweise und Korrekturen bezüglich dieser Arbeit.

Familie Ruttmann bin ich zu Dank verpflichtet für die freundliche Aufnahme während meiner unvergesslichen Zeit in Hamburg.

Schliesslich möchte ich meinen Eltern für die großartige Unterstützung während meiner gesamten Ausbildung danken.

Nicola, Du hast mir gerade in der Endphase der Arbeit einen starken Rückhalt gegeben. Danke für Dein Verständnis auch an manch chaotischen Tagen!

Literaturverzeichnis

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [2] G. Zweig, CERN-TH-412, Technical report, CERN, 1964.
- [3] J.I. Friedman, H.W. Kendall, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **22**, 203 (1972).
- [4] EM Kollaboration, J. Ashman et al., Nucl. Phys. **B328**, 1 (1989).
- [5] M. Anselmino et al., Phys. Rep. **261**, 1 (1995).
- [6] The Particle Data Group, C. Caso et al., Euro. Phys. Jour. **C3**, 1 (1998).
- [7] C.G. Callan and D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. **21**, 311 (1968).
- [8] C.G. Callan and D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. **22**, 156 (1969).
- [9] S. Wandzura and F. Wilczek, Phys. Lett. **72B**, 195 (1977).
- [10] E.V. Shuryak and A.I. Vainstein, Nucl. Phys. **B201**, 141 (1982).
- [11] SM Kollaboration, Phys. Lett. **B336**, 125 (1994).
- [12] E143 Kollaboration, K. Abe et al., Phys. Rev. **D58**, 112003 (1998).
- [13] E155 Kollaboration, P.L. Anthony et al., Phys. Lett. **B458**, 529 (1999).
- [14] E142 Kollaboration, P.L. Anthony et al., Phys. Rev. **D54**, 6620 (1996).
- [15] E154 Kollaboration, K. Abe et al., Phys. Lett. **B404**, 377 (1997).
- [16] M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett **23**, 935 (1969).
- [17] R.G. Roberts, *The structure of the proton*, Cambridge University Press, 1990.
- [18] L.W. Whitlow et al., Phys. Lett **B282**, 475 (1992).
- [19] F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons, 1984.
- [20] Y.L. Dokshitser, Sov. Phys. JETP **46**, 641 (1977).
- [21] V.N. Gribov, L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438 (1972).
- [22] L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **20**, 94 (1975).
- [23] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977).

- [24] F.E. Close and R.G. Roberts, Phys. Lett. **B316**, 165 (1993).
- [25] S.L. Adler, Phys. Rev. **177**, 2426 (1969).
- [26] J.S. Bell and R. Jackiw, Nuo. Cim. **A60**, 47 (1969).
- [27] S.L. Adler and W. Bardeen, Phys. Rev. **182**, 1517 (1969).
- [28] W.A. Bardeen, Phys. Rev. **D18**, 3998 (1978).
- [29] H.-Y. Cheng, Int. J. Mod. Phys. **A11**, 5109 (1996).
- [30] J.D. Björken, Phys. Rev. **148**, 1467 (1966).
- [31] J.D. Björken, Phys. Rev. **D1**, 1376 (1970).
- [32] SM Kollaboration, B. Adeva et al., Phys. Rev. **D58**, 112002 (1998).
- [33] Ph. Geiger, *Measurement of Fragmentation Functions at HERMES*, Dissertation, Universität Heidelberg, 1998.
- [34] EM Kollaboration, M. Arneodo et al., Nucl. Phys. **B321**, 541 (1989).
- [35] R.D. Field and R.P. Feynman, Nucl. Phys. **B136**, 1 (1978).
- [36] B. Andersson et al., Phys. Rep. **97**, 31 (1983).
- [37] T. Sjöstrand, CERN-TH. 7112/93 (1993).
- [38] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82**, 74 (1994).
- [39] G. Marchesi et al., Comp. Phys. Comm. **67**, 465 (1992).
- [40] R.D. Field, *Applications of Perturbative QCD*, Addison-Wesley Publishing Company, 1986.
- [41] EM Kollaboration, M. Arneodo et al., Phys. Lett. **B145**, 156 (1984).
- [42] B.R. Webber, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci **36**, 253 (1986).
- [43] H.L. Lai et al., Phys. Rev. **D55**, 1280 (1997).
- [44] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Z. Phys. **C67**, 433 (1995).
- [45] A. A. Sokolov and I. M. Ternov, Sov. Phys. Dokladi **8**, 1203 (1964).
- [46] D. P. Barber et al., Phys. Lett. **B343**, 436 (1995).
- [47] V. Bargmann, L. Michel, and V.L. Telegdi, Phys. Rev. Letters **2**, 435 (1959).
- [48] D. D. Schepper, Nucl. Inst. Meth. **A419**, 16 (1998).
- [49] K. Lee et al., Nucl. Inst. Meth. **A333**, 303 (1993).
- [50] A. Golendoukhin, *The HERMES Polarized Proton Target at HERA*, in Proc. of the 12th Int. Symposium on High Energy Spin Physics, Amsterdam, 1996.

- [51] J. Stewart, *The HERMES Polarized Hydrogen Internal Gas Target*, in Proc. of the 7th Int. Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams, Urbana-Champaign, 1997.
- [52] B. Braun, *Polarization of the HERMES Hydrogen Target*, in Proc. of the 12th Int. Symposium on High Energy Spin Physics, Amsterdam, 1996.
- [53] B. Braun, *The HERMES Polarimeter*, in Proc. of the 7th Int. Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams, Urbana-Champaign, 1997.
- [54] HERMES Kollaboration, K. Ackerstaff et al., Nucl. Inst. Meth. **A417**, 230 (1998).
- [55] W. Wander, *Rekonstruktion hochenergetischer Streueignisse im HERMES Experiment*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1996.
- [56] R. Kaiser, *Measurement of the Spin Structure of the Nucleon using Polarised Deep Inelastic Scattering*, Dissertation, Simon Fraser University, Canada, 1997.
- [57] H. E. Jackson (for the HERMES Collaboration), Proposal for a Dual Radiator RICH for HERMES, HERMES Internal Note 97-003, 1997.
- [58] H. Avakian et al., Nucl. Inst. Meth. **A417**, 69 (1998).
- [59] T. Benisch, *Polarisierte Bhabha-Streuung und Luminositätsmessung im HERMES-Experiment*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg, 1998.
- [60] D.P. Barber et al., Nucl. Instr. Meth. **A329**, 79 (1993).
- [61] F. Burkart, *Messung der Stokes-Parameter am Laserstrahl des HERA-Polarimeters*, Wissenschaftliche Arbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 1996.
- [62] M. Beckmann, *Extraction of Polarised Quark Distributions of the Nucleon from Deep Inelastic Scattering at the HERMES Experiment*, Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 2000.
- [63] F. Menden, Private Mitteilung, 1999.
- [64] esd-Protokoll für CAN-Module Rev. 1.0, esd electronic system design gmbh, 1995.
- [65] S. Brauksiepe, *COP: A Graphical Interface to Control and Monitor the Longitudinal Compton Polarimeter at HERA*, in Proc. of the 12th Int. Symposium on High Energy Spin Physics, Amsterdam, 1996.
- [66] Programming Techniques Group, *ADAMO - Entity-Relationship Programming System, Version 3.3*, ECP Division, CERN, Geneva, 1993.
- [67] W. Wander, *DAD - Distributed ADAMO Database System at HERMES*, in Proc. of CHEP95, Rio de Janeiro, 1995.
- [68] K. Ackerstaff, M.-A. Funk, *Pink - an interface between Tcl/Tk, ADAMO and DAD*, in Proc. of CHEP95, Rio de Janeiro, 1995.

- [69] B. Tipton, *Measurement of Polarized Parton Distributions With Spin-dependent Deep-inelastic Scattering*, Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, Boston, 1999.
- [70] A. Gute, *Messung der polarisierten Strukturfunktion g_1^p des Protons im HERMES-Experiment*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg, 1999.
- [71] D. Hasch, *Messung der polarisierten Strukturfunktion $g_1(x, Q^2)$ des Protons mit dem HERMES-Experiment*, Dissertation, Humboldt-Universität, Berlin, 1999.
- [72] C. Simani, Private Mitteilung, 2000.
- [73] R. Kaiser, Particle identification at hermes, 1997, HERMES Internal Report 97-025.
- [74] Ch. Weisskopf, Private Mitteilung, 2000.
- [75] W. Lachnit, *Die hinteren HERMES-Driftkammern und ihr Einfluß auf systematische Fehler von Asymmetriemessungen*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg, 1998.
- [76] Ph. Geiger et al., The hermes monte carlo, <http://www-hermes.desy.de/hmc>.
- [77] L. Mankiewicz et al., Comp. Phys. Comm. **71**, 305 (1992).
- [78] CERN-CN Division, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN, Geneva, 1993.
- [79] M. Ferstl, *Polarisierte tief inelastische Streuung an einem ^3He -Target im HERMES-Experiment*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg, 1997.
- [80] A. Gute, Private Mitteilung, 1999.
- [81] I.V. Akushevich, N.M. Shumeiko, J. Phys. **G20**, 513 (1994).
- [82] I.V. Akushevich et al., Comp. Phys. Comm. **104**, 201 (1997).
- [83] I.V. Akushevich, Private Mitteilung, 1999.
- [84] I.V. Akushevich, Private Mitteilung, 2000.
- [85] HERMES Kollaboration, K. Ackerstaff et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 3025 (1999).
- [86] M.-A. Funk, *A Measurement of the Polarised Parton Densities of the Nucleon in Deep-Inelastic Scattering at HERMES*, Dissertation, Universität Hamburg, 1998.
- [87] C.C. degli Atti et al., Phys. Rev. **C48**, R968 (1993).
- [88] M. Lacombe et al., Phys. Rev. **C21**, 861 (1980).
- [89] B. Desplanques et al., Phys. Lett. **B203**, 200 (1988).
- [90] E143 Kollaboration, K. Abe et al., Phys. Lett. **B452**, 194 (1999).
- [91] H. Tallini, *A Measurement of the Quark Spin Distributions of the Nucleon at HERMES*, Dissertation, University of Liverpool, 1998.
- [92] M. Ruh, *Measurement of the Polarised Quark Distributions of the Nucleon at HERMES*, Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 1999.
- [93] E155 Kollaboration, P.L. Anthony et al., Phys. Lett. **B463**, 339 (1999).
- [94] SM Kollaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. **B420**, 180 (1998).
- [95] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, *Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, 1986.
- [96] E866 Kollaboration, E.A. Hawker et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 3715 (1998).
- [97] E866 Kollaboration, J.C. Peng et al., Phys. Rev. **D58**, 092004 (1998).
- [98] HERMES Kollaboration, K. Ackerstaff et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 5519 (1998).
- [99] B. Dressler et al., RUB-TPII-12/99, hep-ph/9909541.
- [100] G. Ingelman, A. Edin, J.Rathsman, Comp. Phys. Comm. **101**, 108 (1997).
- [101] HERMES Kollaboration, K. Ackerstaff et al., Phys. Lett. **B464**, 123 (1999).
- [102] B. Tipton, F. Dashevskiy, *Investigation of Strange Sea Polarization in the HERMES 96-97 Data*, 1998, HERMES Internal Note 98-073.
- [103] E.Witten, Nucl. Phys. **B223**, 433 (1983).
- [104] M. Glück, E. Reya, M. Stratmann, W. Vogelsang, Phys. Rev. **D53**, 4775 (1996).
- [105] T. Gehrmann, W.J. Sterling, Phys. Rev. **D53**, 6100 (1996).
- [106] E154 Kollaboration, K. Abe et al., Phys. Lett. **79**, 26 (1997).
- [107] R.L. Heimann, Nucl. Phys. **B64**, 429 (1973).
- [108] J. Ellis, M. Karliner, Phys. Lett. **B213**, 73 (1988).
- [109] M.G. McAndrew, *A Measurement of the Quark Polarizations of the Nucleon*, Dissertation, University of Liverpool, 1999.
- [110] M. Göckeler et al., Phys. Lett. **B414**, 340 (1997).
- [111] J. Ellis and M. Karliner, Phys. Lett. **B341**, 397 (1995).

