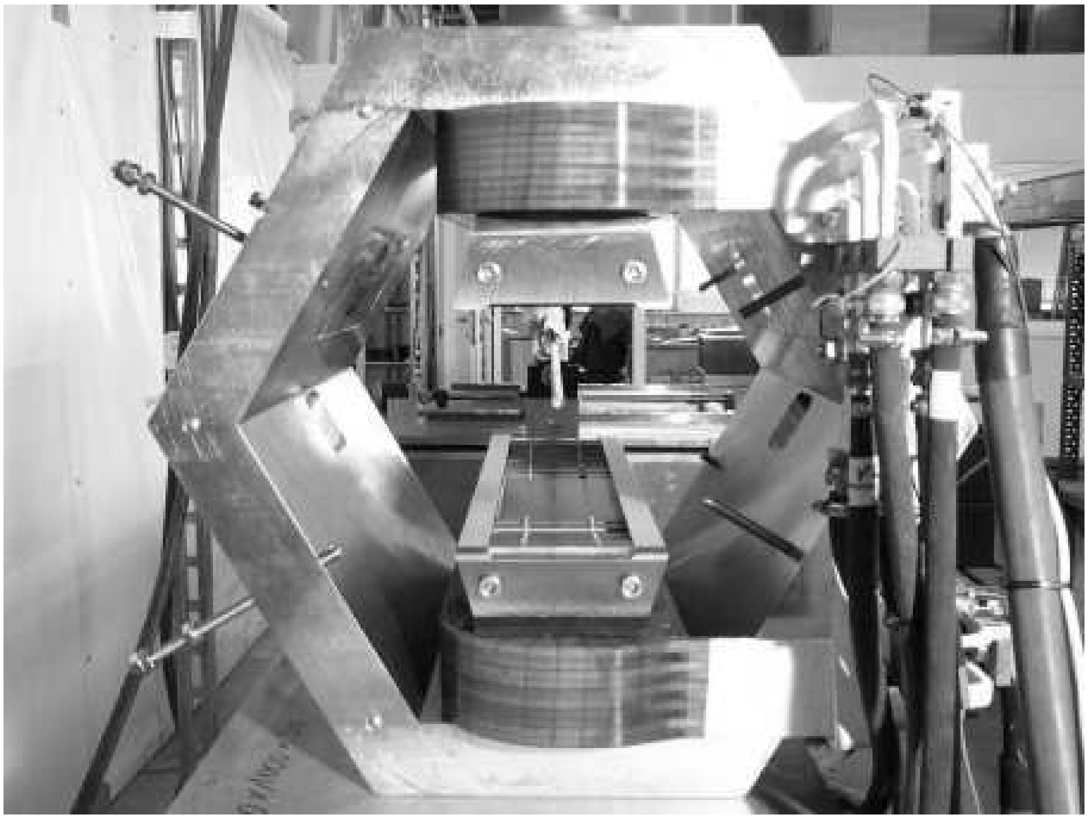
Physikalisches Institut II der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

DIPLOMARBEIT

vorgelegt von

MARKUS DIEFENTHALER

im November des Jahres 2004.



Tiefinelastische Elektronenstreuung an einem transversal polarisierten Wasserstoff-Target

Titelbild Auf der Titelseite ist eine Aufnahme des HERMES-Targetmagneten gezeigt.

Kolophon Der Textsatz erfolgte unter Verwendung von $\LaTeX\,2_\varepsilon$. Abbildungen, die nicht aus HERMES-Veröffentlichungen entnommen wurden (und gesondert gekennzeichnet sind), wurden mit Xfig und PAW erstellt.

Zusammenfassung

In der Diplomarbeit „Tiefinelastische Elektronenstreuung an einem transversal polarisierten Wasserstoff-Target" werden azimutale Einzel-Spin-Asymmetrien an einem transversal polarisierten Wasserstoff-Target untersucht.
Impuls und Spin der Quarks im Inneren des Nukleons werden vollständig durch drei Quarkverteilungsfunktionen beschrieben: die Impulsverteilung $q(x)$, die Helizitätsverteilung $\Delta q(x)$ und die sogenannte *Transversity*-Verteilung $\delta q(x)$.
Die Transversity-Verteilung ist eine chiral-ungerade Verteilungsfunktion, die beispielsweise in inklusiver tiefinelastischer Streuung (DIS) nicht gemessen werden kann. Allerdings ist in azimutalen Einzel-Spin-Asymmetrien in semi-inklusiver DIS $\delta q(x) \otimes H_1^{\perp}(x)$ zugänglich. In Verbindung mit der chiral-ungeraden Collins Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(x)$ kann die Quarkverteilungsfunktion Transversity in führender Ordnung vermessen werden. Azimutale Einzel-Spin-Asymmetrien werden aber auch durch die Sivers Verteilungsfunktion $f_{1T}^{\perp}(x)$ erzeugt, die einen nicht verschwindenden Drehimpuls der Quarks im Inneren des Nukleons impliziert.
Aus Messungen des HERMES-Experiments am DESY an einem transversal polarisierten Wasserstoff-Target können Collins- und Siversmomente extrahiert werden. Aktuelle Ergebnisse und systematische Studien werden vorgestellt.

Notation Die in dieser Diplomarbeit verwendete Schreibweise verwendet das natürliche Einheitensytem, in dem sowohl das Planck'sche Wirkungsquantum (dividiert durch 2π) $\hbar$ als auch die Lichtgeschwindigkeit c auf 1 gesetzt werden. Längen- und Zeitangaben haben somit die Dimension einer inversen Energie (oder Masse). Zur Unterscheidung von Vierer- und Dreiervektoren werden letztere an den entsprechenden Stellen durch Fettschrift gekennzeichnet. Der üblichen Konvention folgend laufen lateinische Indizes von 1–3, während griechische Indizes die Werte $0, 1, 2$ und 3 annehmen.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Der Spin des Nukleons

Seit die Menschen sich mit dem Wesen der Natur beschäftigen, versuchen sie den Aufbau der Materie zu ergründen. Die Frage nach den elementaren Bausteinen der Materie stand dabei stets im Mittelpunkt. Mittlerweile hat sich das Bild vom Unteilbaren (griechisch: *atomos*; wörtlich übersetzt „unzerschneidbar“) zum Standardmodell der (Teilchen-)Physik präzisiert [HM84, PRSZ04, Ber02]. Hierbei werden die Eigenschaften der Materie auf vier fundamentale Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen zurückgeführt.
Man unterscheidet zwischen Elektromagnetismus und schwacher Wechselwirkung, die zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht wurden, der starken Wechselwirkung und der Gravitation. Die Konstituenten der Materie sind Quarks und Leptonen. Zu den Hadronen werden alle Teilchen gezählt, die aus Quarks zusammengesetzt sind und im Gegensatz zu den Leptonen der starken Wechselwirkung unterliegen.
Im naiven Quarkmodell werden Protonen und Neutronen durch gebundene Drei-Quark-Zustände beschrieben, die man als Nukleonen bezeichnet, da sie die Bestandteile der Atomkerne (lateinisch: *nucleus*) bilden. Ihre Ladung ergibt sich aus der Summe der elektrischen Ladungen der sogenannten Konstituentenquarks, aus denen sie aufgebaut sind. Das Proton (p) besteht aus zwei up-Quarks (u) mit der Ladung $-\frac{1}{3}\,|e\,|$ und einem down-Quark (d) mit der Ladung $\frac{2}{3}\,|e\,|$, wogegen das Neutron (n) aus einem up-Quark und zwei down-Quarks zusammengesetzt ist:

$$
\begin{aligned}
|\,p\rangle &= |\,uud\,\rangle : \quad \text{Ladung: } 2\cdot\tfrac{2}{3}\,|e\,| - \tfrac{1}{3}\,|e\,| = |e\,| \\
|\,n\,\rangle &= |\,udd\,\rangle : \quad \text{Ladung: } \tfrac{2}{3}\,|e\,| - 2\cdot\tfrac{1}{3}\,|e\,| = 0
\end{aligned}
$$

Die Eigenschaften der Materie werden neben der Ladung maßgeblich von ihrem *Spin* bestimmt. Dieser „Eigendrehimpuls“ der Elementarteilchen ist eine fundamentale quantenmechanische Größe. Sie wird beschrieben durch den Spinoperator $\boldsymbol{S}$, dessen drei Komponenten Observable sind, die nicht miteinander kommutieren. Die Eigenwerte werden nach Konvention bezüglich der z-Komponente quantisiert und nehmen nur diskrete, halbzahlige Werte an, die in Einheiten des Planck'schen Wirkungsquantums dividiert durch 2π angegeben werden: $\hbar = \frac{h}{2\pi}$.
Quarks und Leptonen sind Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen und unterliegen nach dem Spin-Statistik-Theorem der Fermi-Dirac-Statistik, d.h. mehrere Elementarteilchen können sich aufgrund des Pauli-Prinzips nicht im gleichen Quantenzustand befinden. Die Beschreibung der fundamentalen Wechselwirkungen erfolgt durch Quantenfeldtheorien. Kräfte, die Konstituenten der Materie aufeinander ausüben, werden durch den Austausch von Feldquanten beschrieben, die ganzzahligen Spin haben und somit der Bose-Einstein-Statistik gehorchen.
Im naiven Quarkmodell läßt sich der Spin des Nukleons auf die Konstituentenquarks zurückführen. Quarks gleicher Sorte (englisch: *flavor*; up-Quarks beim Proton und down-Quarks beim Neutron) haben entgegengesetzten Spin. Der Spin dieser beiden Quarks addiert sich zu Null und das verbleibende Quark trägt den gesamten Spin des Nukleons.

Die starke Wechselwirkung wird im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) durch den Austausch von Gluonen beschrieben. Im Gegensatz zum elektrisch neutralen Photon — dem Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung — tragen die starken Feldquanten selbst Farbladung und koppeln deshalb auch aneinander. Die Stärke einer Wechselwirkung ist durch ihre jeweilige Kopplungskonstante gegeben. Die starke Kopplungskonstante α_s wird als „laufende Kopplungskonstante“ (englisch: *running coupling*) bezeichnet, da sie eine Funktion des Abstands darstellt. Während die elektromagnetische Wechselwirkung mit sehr hoher Präzision störungstheoretisch beschrieben wird, gelingt dies bei der QCD nur in gewissen Energieskalen. Man spricht in diesem Zusammenhang dann von perturbativer Quantenchromodynamik (pQCD).
Die Gluonen binden damit nicht nur die drei Konstituentenquarks im Nukleon, sondern fluktuieren auch im Rahmen der Energie-Zeit-Unschärfe in virtuelle Quark-Antiquarkpaare — die sogenannten Seequarks — sowie weitere Gluonen. Die Quantenzahlen des Nukleons werden durch die drei Konstituentenquarks bestimmt, die daher in Anlehnung an die Chemie als Valenzquarks bezeichnet werden.
Experimentell ist die Spinstruktur der Nukleonen durch polarisierte Streuexperimente (Kapitel 2) zugänglich, in denen spin-polarisierte Leptonen an spin-polarisierten Hadronen streuen. Aufgrund der Drehimpulserhaltung können die einfallenden Leptonen (über den Austausch eines Feldquants) nur mit denjenigen Quarks im Inneren des Nukleons wechselwirken, deren Spin entgegengesetzt zu ihrem eigenem Spin ausgerichtet ist (vgl. Abbildung 1.1).

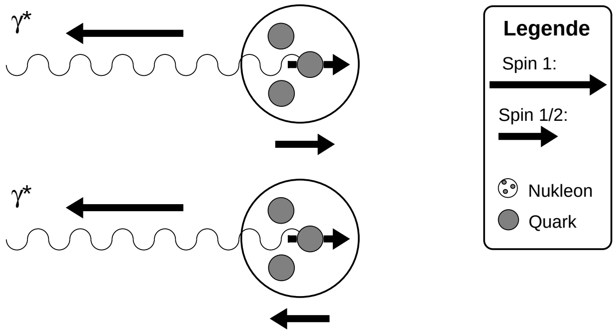


Abbildung 1.1: Wechselwirkung eines longitudinal polarisierten Photons mit einem longitudinal polarisierten Nukleon; dadurch werden nur Quarks im Inneren des Nukleons mit entgegengesetztem Spin gemessen.

Mitte der achtziger Jahre zeigten Messungen der European Muon Collaboration (EMC) am Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) , daß der Spin der Valenzquarks nur geringfügig zum Nukleonspin beiträgt [Muon88]. Damit ist der Spins des Nukleons im naiven Quarkmodell nicht erklärbar. Weiterhin bestimmte EMC den Anteil der virtuellen strange-Quarks am Gesamtspin des Nukleons als ca. 10 Prozent, allerdings in entgegengesetzter Richtung [Muon88]. Diese beiden unerwarteten Ergebnisse lösten die sogenannte „Spinkrise“ aus. Infolgedessen wurden mehrere neue polarisierte Experimente — wie beispielsweise das HERMES-Experiment (s. Kapitel 5) — vorgeschlagen, deren Ziel die Bestimmung der fehlenden Beiträge zum Nukleonenspin ist [HERMES 00].
Der Gesamtspin des Nukleons setzt sich aus der vektoriellen Summe der Spins aller beteiligten Valenzquarks (Δq_v), Seequarks (Δq_s) und Gluonen (ΔG) sowie deren Bahndrehimpulse (L_z^q bzw. L_z^G) zusammen:

$$s_z^N = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\left(\Delta q_v + \Delta q_s\right) + \Delta G + L_z^q + L_z^G .$$

Aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen und der „laufenden Kopplungskonstanten“ der QCD können die einzelnen Beiträge zum Spin des Nukleons nicht exakt theoretisch berechnet werden. In polarisierten Streuexperimenten konnten mittlerweile die Beiträge der Valenz- und Seequarks bestimmt werden [HERMES 04a, HERMES 04c]. Zudem gibt es erste Ergebnisse am Anteil der Gluonen am Spin des Nukleons [HERMES 00].
Für die Spinphysik sind die Helizität und Chiralität von zentraler Bedeutung: Insbesondere bei masselosen Teilchen wie dem Photon wählt man die Flugrichtung als Quantisierungsachse. Die *Helizität* λ ist als Projektion des Spin eines Teilchens auf seine Bewegungsrichtung $\boldsymbol{p}$ definiert

$$\lambda = \frac{\boldsymbol{s}\,\boldsymbol{p}}{|\boldsymbol{s}\,|\,|\boldsymbol{p}\,|}.$$

Relativistische Fermionen werden durch die Diracgleichung beschrieben. Die Helizitätszustände masseloser Teilchen sind Eigenzustände der Matrix $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. Die Projektionsoperatoren

$$\Pi^{\pm} = \frac{1}{2}\left(1 \pm \gamma^5\right)$$

erzeugen eine Lösung der Diracgleichung mit definierter *Chiralität*:

$$\Pi^{+}\Psi = R \quad \text{und} \quad \Pi^{-}\Psi = L.$$

Man spricht dabei von Zuständen mit rechtshändiger (R) und linkshändiger (L) Chiralität. Für masselose Teilchen sind Chiralität und Helizität identisch.

Kapitel 2

Tiefinelastische Streuung

2.1 Die Lepton-Nukleon-Streuung

Der fundamentale Prozeß, um die Struktur des Nukleons zu untersuchen, ist die *tiefinelastische Streuung* (englisch deep inelastic scattering, DIS) [Mul00, PRSZ04, Jaf96]. Dabei wird ein Lepton (l) an einem Nukleon H — dem Target — gestreut. Abhängig davon, wieviele Hadronen h in Koinzidenz mit dem gestreuten Lepton (l') im Endzustand nachgewiesen werden, spricht man von

inklusiver DIS :	$lH \rightarrow l'X$,
semi-inklusiver DIS :	$lH \rightarrow l'h_1 \ldots h_n X$ oder
exklusiver DIS :	$lH \rightarrow l'h_1 \ldots h_n H'$.

Der hadronische Endzustand des Targets (X) bleibt sowohl bei inklusiver als auch bei semi-inklusiver tiefinelastische Streuung unbeobachtet.

Bei DIS wird ein zeitartiges (virtuelles) Vektorboson der elektroschwachen Wechselwirkung zwischen dem einlaufenden Lepton und dem Target ausgetauscht. Für geladene Leptonen — Elektronen, Positronen oder Myonen — ist der dominante Prozeß bei typischen Strahlenergien polarisierter Experimente elektromagnetisch, d.h. die Wechselwirkung wird durch ein virtuelles Photon γ^* übertragen. Bei Neutrinostreuung können hingegen nur Feldquanten der schwachen Wechselwirkung ($W^{\pm}$- und Z^0-Bosonen) auftreten. Der Wirkungsquerschnitt der Neutrinos ist allerdings sehr gering. Aufgrund der großen benötigten Masse des Targets sind polarisierte Streuexperimente mit Neutrinos nur schwer umsetzbar. Die folgende Darstellung beschränkt sich daher auf tiefinelastische Streuung mit geladenen Leptonen.

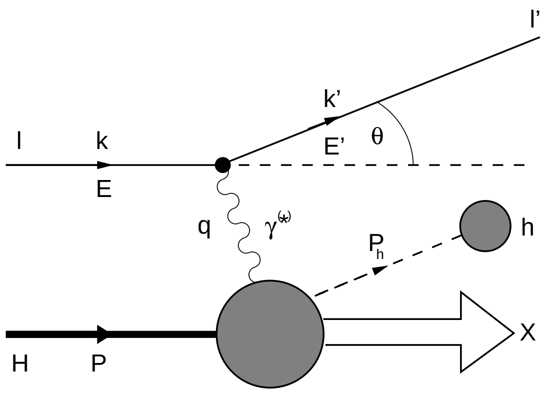
Die Schwerpunktsenergie E_{CM} des tiefinelastischen Streuprozesse ergibt sich bei einem ruhendem Target zu

$$E_{CM} = \sqrt{2EM + m_l^2 + M^2}. \tag{2.1}$$

2.2 Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung

Neben der Energie des einlaufenden Leptons E oder der Schwerpunktsenergie der Reaktion E_{CM} sind zwei weitere freie Parameter notwendig, um die Kinematik der tiefinelastischen Streuung vollständig zu beschreiben. Ein Feynman-Graph der tiefinelastischen Streuung in erster Ordnung ist in Abbildung 2.1 illustriert.

Die Variablen, die den Viererimpuls, die Energie und die Masse der beteiligten Leptonen und Hadronen beschreiben, sind in Abbildung 2.1 aufgelistet. Im Folgenden sollen die Leptonmassen m_l und m_l' vernachlässigt werden (Hochenergienäherung). Die Energien der Leptonen E, E' und



Lepton	
k	Viererimpuls
E	Energie
m_l	Masse
Hadron (Target)	
P	Viererimpuls
M	Masse
erzeugtes Hadron	
P_h	Viererimpuls

Abbildung 2.1: Illustration eines Feynman-Graphs der tiefinelastischen Streuung in erster Ordnung

der in Abbildung 2.1 gezeigte Streuwinkel θ beziehen sich auf ein Bezugssystem, in dem das Target ruht, d.h. $P = (M, \mathbf{0})$ ist.
Das einlaufende Lepton emittiert ein virtuelles Photon mit dem Viererimpuls

$$q^2 = (k - k')^2 = q_0^2 - \boldsymbol{q}^2 = -4EE' \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) = -Q^2 \leqslant 0 \tag{2.2}$$

und überträgt die Anregungsenergie

$$\nu = \frac{P\,q}{M} = E - E' \tag{2.3}$$

auf das Target, das infolgedessen fragmentiert. Der Energieübertrag des virtuellen Photons auf ein bei der Fragmentation entstandenes Hadron h berechnet sich als

$$z = \frac{PP_h}{P\,q}. \tag{2.4}$$

Das Verhältnis der Energie ν des Austauschteilchens zur Energie E des einlaufenden Leptons wird beschrieben durch

$$y = \frac{P\,q}{P\,k} = \frac{\nu}{E}. \tag{2.5}$$

An der *Bjørken'schen Skalenvariablen*

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu} \tag{2.6}$$

kann die Inelastizität der Streuung gemessen werden. Im Partonmodell [PRSZ04] kann x als derjenige Bruchteil des Viererimpulses des Targets interpretiert werden, den das vom Feldquant getroffene Parton (Quark oder Gluon) trägt.
Für die invariante Masse des hadronischen Endzustandes gilt mit der Beziehung $P^2 = M^2$

$$W_X^2 = (P + q)^2 = \frac{1 - x}{x}\,Q^2 + M^2 \geqslant M^2. \tag{2.7}$$

Daher gilt $0 \leqslant x \leqslant 1$ mit $x = 1$ im Falle der elastischen Streuung

$$W_X^2 = M^2 \Longleftrightarrow \frac{1 - x}{x}\,Q^2 = 0. \tag{2.8}$$

Die Kinematik der elastischen Streuung wird bei bekannter Strahlenergie durch einen freien Parameter — beispielsweise den Streuwinkel θ — bestimmt. Die tiefinelastische Streuung hingegen wird durch zwei freie Parameter – beispielsweise (E', θ) oder bevorzugt $\left(Q^2, \nu\right)$[1] — vollständig beschrieben. Der Satz lorentz-invarianter Größen, die in Tabelle 2.1 zusammengefaßt und in Abbildung 2.2 für das HERMES-Experiment graphisch dargestellt sind, steht über Q^2 in Beziehung:

$$x\,y = \frac{Q^2}{\left(E_{CM} - M\right)^2}.$$

$$q^2 = -4EE' \sin^2\left(\tfrac{\theta}{2}\right) = -Q^2 \tag{2.2}$$

$$\nu = \frac{P\,q}{M} = E - E' \tag{2.3}$$

$$z = \frac{P P_h}{P\,q}, \qquad z \in [0{,}1] \tag{2.4}$$

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}, \qquad x \in [0{,}1] \tag{2.6}$$

$$y = \frac{P\,q}{P\,k} = \frac{\nu}{E}, \qquad y \in [0{,}1] \tag{2.5}$$

Tabelle 2.1: Lorentz-invariante Größen der DIS

Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung wird häufig in *Lichtkegelkoordinaten* beschrieben, da Prozesse mit hohem Q^2 und ν in der Umgebung des Lichtkegels stattfinden [Jaf96]. Die übliche Parametrisierung der Raum-Zeit (in eine zeitartige x^0 sowie drei raumartige Koordinaten x^1, x^2 und x^3) wird im Lichtkegelformalismus durch ein Koordinatensystem mit zwei lichtartigen x^+, x^- und zwei raumartigen x^1, x^2 Basisvektoren ersetzt:

$$\begin{aligned} x^{\pm} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(x^0 \pm x^3\right) \\ \boldsymbol{x}^{\perp} &= \left(x^1, x^2\right). \end{aligned}$$

Konventionell wird x^+ als Lichtkegelzeit bezeichnet. In dieser Basis sind die nichtverschwindenden Komponenten des metrischen Tensors $g_{+-} = g_{-+} = 1$ und $g_{11} = g_{22} = -1$. Daraus ergibt sich die Norm

$$x_\mu x^\mu = 2x^+ x^- - \boldsymbol{x}_\perp^2.$$

Der konjugierte Impuls zu x^+ ist p^- und wird als Lichtkegelenergie definiert, der Lichtkegelimpuls ist gegeben durch $(p^+, \boldsymbol{p}_\perp)$. Daraus folgt die freie Dispersionsrelation

$$p^- = \frac{m^2 + \boldsymbol{p}_\perp^2}{2p^+}.$$

Die zu einem bestimmten Impuls gehörende Energie in Lichtkegelkoordinaten ist eineindeutig. Zustände mit positivem Lichtkegelimpuls p^+ haben positive Energie p^-.

[1] Im kinematischen Bereich, in dem Q^2 große Werte annimmt, ist der Verlauf von Wirkungsquerschnitten leichter verständlich, wenn die Variablen $\left(Q^2, \nu\right)$ anstelle der Variablen (E', θ) gewählt werden [Jaf96].

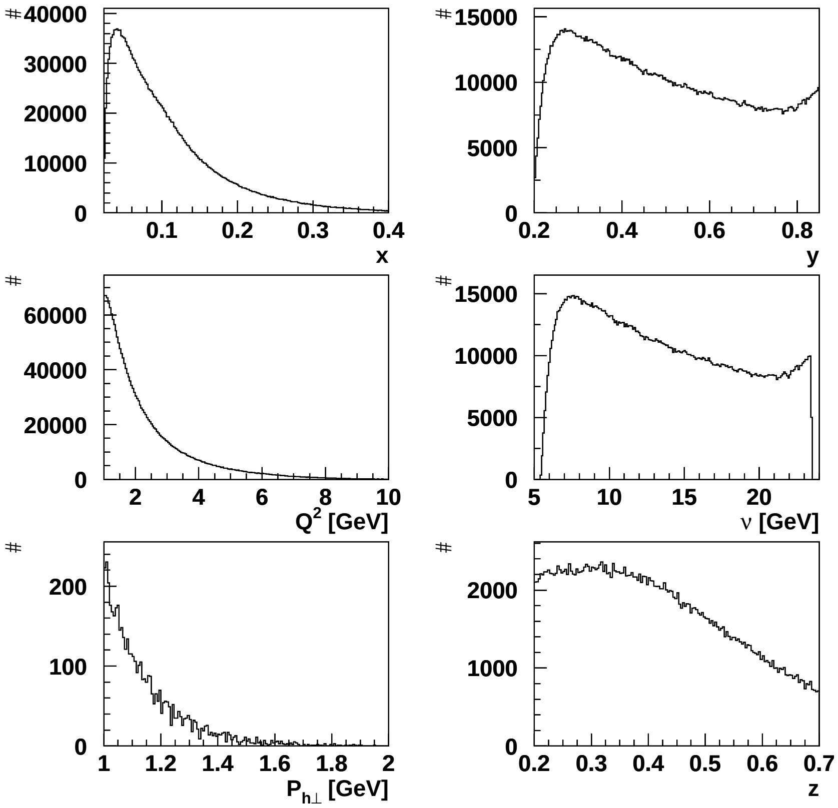


Abbildung 2.2: Ereigniszahlen # aufgetragen gegen kinematische Größen semi-inklusiver tiefinelastischer Positronenstreuung an einem transversal polarisiertem Protonentarget, die in den Jahren 2003 und 2004 am HERMES-Experiment genommen wurden. Die Strahlenergie beträgt 27,6 GeV, woraus sich für das Experiment mit ruhendem Target nach Gleichung 2.1 eine Schwerpunktsenergie E_{CM} von etwa 7 GeV ergibt. Die Wechselwirkung der DIS erfolgt durch Austausch eines virtuellen Photons.

2.3 Der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung

Die lorentz-invariante Amplitude der tiefinelastischen Streuung ist gegeben durch [Mul00]

$$\mathcal{M} = \bar{u}\left(k', \lambda'\right)\gamma^{\mu} u\left(k, \lambda\right) \frac{e^2}{Q^2} \left\langle P_X ; P_h S_h \,|\, J_\mu(0) \,|\, PS \right\rangle .$$

Der Viererimpuls des unbeobachteten Endzustandes des Targets $|\, SP_X \rangle$ wird mit P_X, die Helizitäten des Leptons werden mit λ beziehungsweise λ' bezeichnet. Der Spinzustand eines bei der Fragmentation entstandenen Hadron ist durch S_h gegeben (o.B.d.A. beschränkt sich die Darstellung auf den Prozeß $lH \to l'hX$). Es gelten folgende Relationen:

$$\begin{aligned} &P^2 = M^2, && P_h^2 = M_h^2 \\ &k^2 = m_l^2 \approx 0, && k'^2 = m_l'^2 \approx 0 \\ &(k+P)^2 = E_{CM}^2 && \\ &S^2 = S_h^2 = -1 && \\ &P \cdot S = P_h \cdot S_h = 0. && \end{aligned}$$

Aufgrund der schwachen Kopplungskonstante $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137}$ kann der elektromagnetische Anteil der Reaktion durch den Austausch eines Photons störungstheoretisch beschrieben werden. Da nicht hinreichend bekannt ist, wie Hadronen aus Quarks und Gluonen zusammengesetzt sind, kann der hadronische Anteil der DIS nicht exakt berechnet werden. Bekannt ist jedoch die Kopplung an die Quarks. Daher kann das Quadrat der Amplitude, die in Abbildung 2.3 illustriert ist, in einen rein leptonischen und rein hadronischen Anteil faktorisiert werden

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{Q^4} L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}.$$

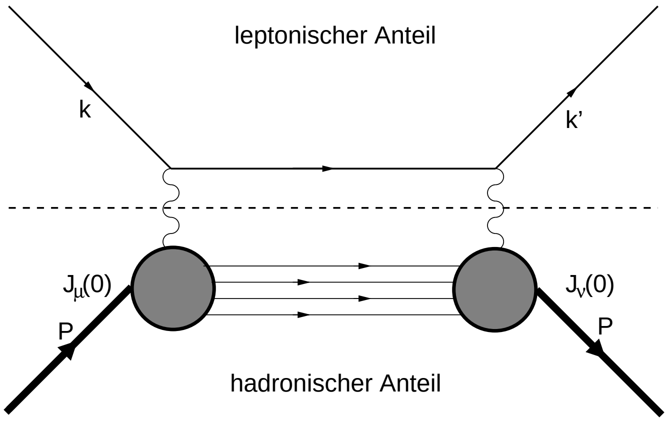


Abbildung 2.3: Aufteilung des Quadrates der Amplitude $\mathcal{M}$ der DIS in einen leptonischen und einen hadronischen Anteil

Der *leptonische Tensor* ergibt sich zu

$$L_{\mu\nu}\left(k\lambda; k'\lambda'\right) = \delta_{\lambda,\lambda'}\left(2k_\mu k'_\nu + 2k_\nu k'_\mu - Q^2 g_{\mu\nu} + 2i\lambda\, \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho k^\sigma\right). \tag{2.9}$$

Der Endzustand des Targets ist unbeobachtet, daher ist der hadronische Anteil der Reaktion über alle Spinzustände S^μ und Viererimpulse P_X zu summieren beziehungsweise zu integrieren. Das Produkt der hadronischen Ströme $J_\mu(0)$ und $J_\nu(0)$ — summiert über S^μ — ist

$$H_{\mu\nu}\left(P_X; PS; P_h S_h\right) = \langle PS \,|\, J_\mu(0) \,|\, P_X; P_h S_h \rangle \langle P_X; P_h S_h \,|\, J_\nu(0) \,|\, PS \rangle.$$

Der totale Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch

$$d\sigma = \frac{1}{F} |\mathcal{M}|^2 \, d\mathcal{R}$$

mit dem Flußfaktor

$$F = 4\sqrt{(P\cdot k)^2 - M^2 m_l^2} \approx 2E_{MC}$$

und dem lorentz-invarianten Phasenraum

$$d\mathcal{R} = (2\pi)^4 \delta^4\left(k + P - k' - P_X - P_h\right) \frac{d^3\boldsymbol{P}_X}{(2\pi)^3\, 2P_X^0} \frac{d^3\boldsymbol{k}'}{(2\pi)^3\, 2k'^0} \frac{d^3\boldsymbol{P}_h}{(2\pi)^3\, 2P_h^0}.$$

Integriert man $H_{\mu\nu}$ über alle P_X erhält man den *Hadronischen Tensor*

$$2M\mathcal{W}_{\mu\nu}\left(q; PS; P_h S_h\right) = \int \frac{d^3\boldsymbol{P}_X}{(2\pi)^3\, 2P_X^0} (2\pi)^4 \delta^4\left(q + P - P_X - P_h\right) H_{\mu\nu}\left(P_X; PS; P_h S_h\right), \tag{2.10}$$

der aufgrund seiner Paritätseigenschaften in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Teil aufgespalten werden kann:

$$W_{\mu\nu}(q;pS) = W_{\mu\nu}^{\text{sym.}}(q;P) + W_{\mu\nu}^{\text{asym.}}(q;PS)\,.$$

Unter Paritätstransformationen verhält sich Spin wie ein Axialvektor. Der symmetrische Anteil $W_{\mu\nu}^{sym.}$ ist daher spinunabhängig und wird durch die unpolarisierten Strukturfunktionen F_1 und F_2 beschrieben. Der antisymmetrische Anteil $W_{\mu\nu}^{asym.}$ hingegen ist spinabhängig und wird durch polarisierte Strukturfunktionen parametrisiert, die durch Quarkverteilungsfunktionen interpretiert werden.
Der Phasenraum des gestreuten Leptons kann umgeschrieben werden in

$$\frac{d^3\boldsymbol{k}'}{(2\pi)^3\, 2k'^0} = \frac{E'dE'd\Omega}{16\pi^3}.$$

Damit erhält man für den totalen Wechselwirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung den Ausdruck

$$\frac{2E_h\, d\sigma}{d^3\boldsymbol{P}_h\, d\Omega dE'} = \frac{2ME'}{E_{CM}}\frac{\alpha^2}{Q^4}L_{\mu\nu}W^{\mu\nu}. \tag{2.11}$$

2.4 Die Ortsauflösung der tiefinelastischen Streuung

Die Ortsauflösung der DIS ist durch die Materiewellenlänge λ des virtuellen Photons gegeben. Dabei ist die Längenkontraktion zu berücksichtigen, die zu einer reduzierten Wellenlänge λ' führt. In einem Breit-System [PRSZ04] gilt dabei:

$$\lambda' = \frac{\hbar}{|\boldsymbol{q}|} = \frac{\hbar}{Q}.$$

Ab einem Q^2 Wert größer $1\,\mathtt{GeV}^2$ kann der innere Aufbau des Nukleons ($\lambda < 0{,}1\,\mathtt{fm}$) untersucht werden.

Kapitel 3

Transversity

3.1 Die Quark-Hadron Streuung und ihre Amplituden

Die virtuelle Compton-Streuamplitude in Vorwärtsrichtung ($P = P'$) ist gegeben durch [BR03]

$$T_{\mu\nu} = i \int d^4\xi e^{iq\,\xi} \left\langle PS \right| \mathcal{T} \left(J_\mu \left(\xi\right) J_\nu \left(0\right)\right) \left| PS \right\rangle . \tag{3.1}$$

Ihr Imaginäranteil ist über das optische Theorem [CTDL99] mit dem hadronischen Tensor der tiefinelastischen Streuung verknüpft

$$2\pi \, W_{\mu\nu} = \mathrm{Im}\, T_{\mu\nu}. \tag{3.2}$$

Somit können Quarkverteilungsfunktionen, die Impuls und Spin der Quarks im Inneren des Nukleons charakterisieren, durch die jeweiligen Amplituden $\mathcal{A}$ der Quark-Nukleon Streuung beschrieben werden [Jaf96]. Jede Quarkverteilungsfunktion ist gekennzeichnet durch vier Helizitätseinstellungen: ein Target mit Helizität Λ emittiert ein Quark mit Helizität λ in Vorwärtsrichtung, das in einem starken Prozeß wechselwirkt. Das resultierende Quark mit Helizität λ' wird von einem Hadron mit Helizität Λ' reabsorbiert. Die dazugehörige Streuamplitude ist in Abbildung 3.1 gezeigt.

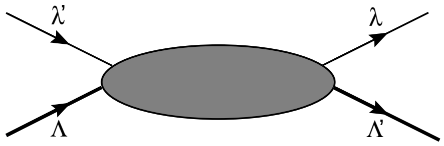


Abbildung 3.1: Virtuelle Compton-Streuamplitude $T_{\mu\nu}$ in Vorwärtsrichtung mit den Helizitäten der Hadronen (Λ, Λ') und Quarks (λ, λ').

Die beiden Helizitätseigenzustände $|\pm\rangle$ zu den möglichen Helizitätseigenwerten von $\pm\frac{1}{2}$ der Hadronen beziehungsweise Quarks spannen eine Basis auf, in denen die Compton-Streuamplitude durch $\mathcal{A}_{\Lambda\lambda,\,\Lambda'\lambda'}$ dargestellt wird. Der ganze Prozeß ist kolinear [Jaf97], daher bleibt die Helizität erhalten

$$\Lambda + \lambda = \Lambda' + \lambda'.$$

Die 16 möglichen Amplituden, die in Abbildung 3.2 aufgeführt sind, werden durch Helizitätserhaltung, Paritätseigenschaften der Hadronen und Quarks

$$\mathcal{A}_{\Lambda\lambda,\,\Lambda'\lambda'} = \mathcal{A}_{-\Lambda-\lambda,\,-\Lambda'-\lambda'}$$

sowie Zeitumkehrinvarianz, die den Anfangs- (Λ, λ) und Endzustand (Λ', λ') der Quark-Nukleon-Streuung austauscht,

$$\mathcal{A}_{\Lambda\lambda,\,\Lambda'\lambda'} = \mathcal{A}_{\Lambda'\lambda',\,\Lambda\lambda}$$

auf drei nichtverschwindende Amplituden eingeschränkt:

$$\mathcal{A}_{++,\,++}, \quad \mathcal{A}_{+-,\,+-} \quad \text{und} \quad \mathcal{A}_{+-,\,-+}. \tag{3.3}$$

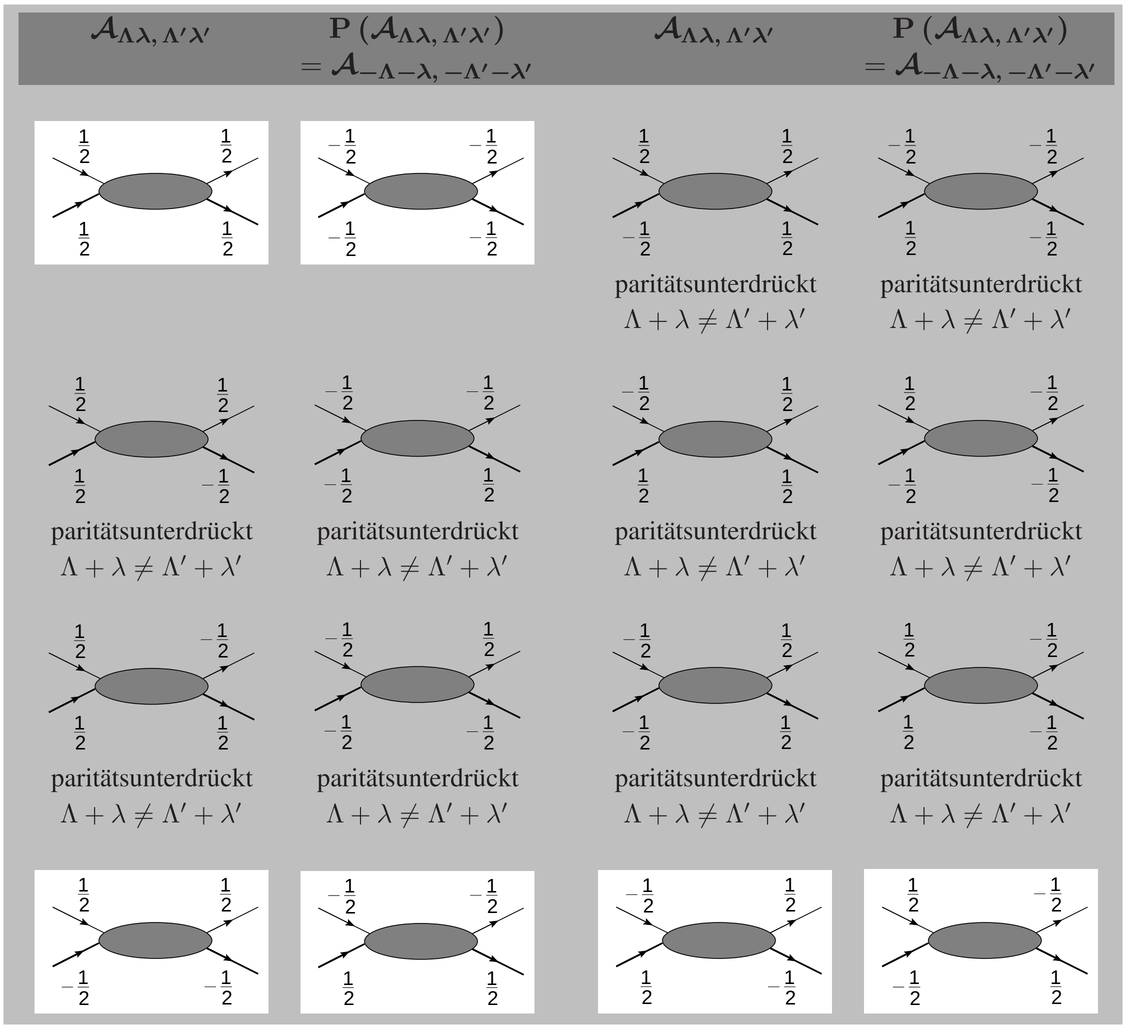


Abbildung 3.2: Compton-Streuamplituden $\mathcal{A}_{\Lambda\lambda,\,\Lambda'\lambda'}$ für Helizitätseinstellungen der Hadronen und Quarks von $\pm\frac{1}{2}$, die durch Helizitätserhaltung, Parität und Zeitumkehrinvarianz auf drei unabhängige Amplituden eingeschränkt werden (die in der Abbildung weiß hinterlegt sind).

3.2 Die Wahrscheinlichkeitsinterpretation der Amplituden

Die drei unabhängigen Helizitätsamplituden können zu Größen kombiniert werden, die für jede Quarksorte q den Mittelwert des Spins $q(x)$, den Helizitätsunterschied $\Delta q(x)$ oder die Helizitätsumkehr $\delta q\,(x)$ in Abhängigkeit des Impulsanteiles $x = \frac{k^+}{P^+}$ messen [Jaf97]:

$$
\begin{aligned}
q\,(x) \sim &\quad \mathrm{Im}\,(\mathcal{A}_{++,++} + \mathcal{A}_{+-,+-}) \\
\Delta q\,(x) \sim &\quad \mathrm{Im}\,(\mathcal{A}_{++,++} - \mathcal{A}_{+-,+-}) \\
\delta q\,(x) \sim &\quad \mathrm{Im}\,(\mathcal{A}_{+-,-+}) \quad .
\end{aligned}
$$

Ein Bezugssystem, in dem der Impuls des Targets größer ist als alle beteiligten Massen

$$|\boldsymbol{p}| \gg m, M$$

wird als *infinite momentum frame* bezeichnet [HM84].
Die Quarkverteilungsfunktionen $q\,(x)$ und $\Delta q\,(x)$ entsprechen in einem infinite momentum frame der Summe beziehungsweise der Differenz der Wahrscheinlichkeiten, ein polarisiertes Quark in einem Helizitätseigenzustand in Richtung ($\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}$) und entgegen ($\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}$) der longitudinalen Polarisation des Nukleons vorzufinden (vgl. Tabelle 3.1):

$$q\,(x) = \quad q^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}}\,(x) + q^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}}\,(x) \tag{3.4}$$

$$\Delta q\,(x) = \quad q^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}}\,(x) - q^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}}\,(x)\,. \tag{3.5}$$

Hierbei bezeichnet „$\rightarrow$“ den Spin des Elektrons und „$\Rightarrow$“ den Spin des Targets.
Die Quarkverteilungsfunktion $q\,(x)$ wird Impulsverteilung genannt, da $q\,(x)\,dx$ die Wahrscheinlichkeit angibt, unabhängig von der Polarisation im Inneren des Nukleons ein Quark im Impulsintervall $[xP; (x + dx)\,P]$ vorzufinden. $\Delta q\,(x)$ gibt Aufschluß über die Verteilung der Helizitätseigenzustände. Man spricht daher von der Helizitätsverteilung $\Delta q\,(x)$. Die Verteilung $\delta q\,(x)$ wird als *Transversity* bezeichnet und ist in einer Helizitätsbasis nicht diagonalisierbar, da sie mit einer Helizitätsumkehr ($\Lambda = -\Lambda'$, $\lambda = -\lambda'$) verbunden ist. In der Basis der transversalen Spineigenzustände kann $\delta q\,(x)$ in einem infinite momentum frame als diejenige Wahrscheinlichkeit interpretiert werden, ein transversal polarisiertes Quark in oder entgegen der Richtung des Spins eines Nukleons, das transversal zu seinem Impuls polarisiert ist, vorzufinden (vgl. Tabelle 3.1):

$$\Delta q\,(x) = q^{\uparrow\Uparrow}\,(x) - q^{\uparrow\Downarrow}\,(x)\,. \tag{3.6}$$

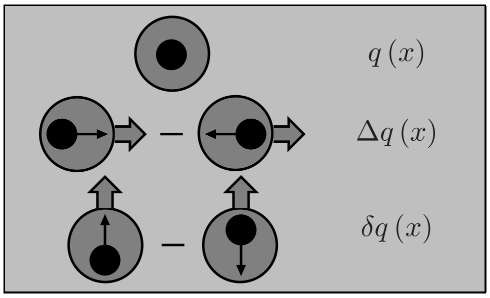


Tabelle 3.1: Wahrscheinlichkeitsinterpretation der Quarkverteilungsfunktionen $q\,(x)$, $\Delta q\,(x)$ und $\delta q\,(x)$. Die Pfeile kennzeichnen die Richtung des Spins eines Quarks im Nukleon (schwarz) beziehungsweise die Spinausrichtung des Nukleons (dunkelgrau) selbst.

3.3 Die Quark-Quark Korrelationsfunktion Φ

Die Quark-Quark Korrelationsfunktion [BDR02] für eine Quarksorte q beschreibt die Verteilung der Quarks und Gluonen im Inneren eines Nukleons mit Viererimpuls P und Spin S

$$\Phi_{ij}(k,P,S) = \frac{1}{2\pi}\int d^4\xi e^{ik\cdot\xi}\,\langle PS\,|\,\overline{\Phi_j(0)}\Phi_i(\xi)\,|\,PS\rangle\,. \tag{3.7}$$

Durch Bildung von Produkten der Dirac-Matrizen γ^μ kann man 16 4×4 Matrizen mit charakteristischem Transformationsverhalten konstruieren [Sch00]:

$$\begin{array}{ll}
\Gamma^S = \mathbb{1} & \text{(Skalar)}\\
\Gamma^V_\mu = \gamma_\mu & \text{(Vektor)}\\
\Gamma^T_{\mu\nu} = \sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}\left[\gamma_\mu,\gamma_\nu\right] & \text{(Tensor)}\\
\Gamma^A_\mu = \gamma_5\gamma_\mu & \text{(Axialvektor)}\\
\Gamma^P = \gamma_5 & \text{(Pseudoskalar).}
\end{array}$$

Bei der Quark-Quark Korrelationsfunktion handelt es sich um eine Dirac-Matrix, die als Dirac-Struktur ($\Gamma = \{\mathbb{1},\gamma_\mu, i\gamma_5, \gamma^\mu\gamma_5, i\sigma^{\mu\nu}\gamma_5\}$) zerlegt werden kann [BDR02]

$$\Phi_{ij}(k,P,S) = \frac{1}{2}\left\{S\mathbb{1} + V_\mu\gamma^\mu + A_\mu\gamma_5\gamma^\mu + iP_5\gamma_5 + iT_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu}\gamma_5\right\}.$$

In DIS treten in erster Ordnung in P^+ nur bestimmte Projektionen der Quark-Quark Korrelationsfunktion in der Dirac-Basis auf [BDR02]:

$$\Phi_{ij}(k,P,S) = \frac{1}{2}\left\{A_1\not{P} + A_2\lambda_N\gamma_5\not{P} + A_3\not{P}\gamma_5\not{S}_\perp\right\}.$$

Lokalität ist durch die Integration über die Impulse der Quarks unter der Bedingung $x = \frac{k^+}{P^+}$ gewährleistet. Damit erhält man aus den vektoriellen (A_1P^μ), axialen ($\lambda_N A_2 P^\mu$) und tensoriellen ($A_3P^{[\mu}S_\perp^{\nu]}$) Komponenten der Korrelationsfunktion die Quarkverteilungsfunktionen [BDR02]

$$q(x) = \frac{1}{2}\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\,\mathrm{Sp}\left(\gamma^+\Phi\right)\delta\left(k^+ - xP^+\right) \tag{3.8}$$

$$\Delta q(x) = \frac{1}{2}\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\,\mathrm{Sp}\left(\gamma^+\gamma_5\Phi\right)\delta\left(k^+ - xP^+\right) \tag{3.9}$$

$$\delta q(x) = \frac{1}{2}\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\,\mathrm{Sp}\left(\gamma^+\gamma^1\gamma_5\Phi\right)\delta\left(k^+ - xP^+\right), \tag{3.10}$$

die zusammen in führender Ordnung in P^+ eine vollständige Beschreibung von Impuls und Spin der Quarks im Inneren des Nukleons bilden

$$\Phi(x) = \frac{1}{2}\left\{q(x)\,\not{P} + \lambda_N\Delta q(x)\,\gamma_5\not{P} + \delta q(x)\,\not{P}\gamma_5\not{S}_\perp\right\}. \tag{3.11}$$

Symmetriebeziehungen verknüpfen die Verteilungsfunktionen der Quarks und Antiquarks, dabei ergibt sich für den Lichtkegelimpuls x ein Definintionsbereich von $[-1;1]$. Durch hermitesche Konjugation der Quark-Quark Korrelationsfunktion erhält man folgende Beziehungen für die Antiquarks [BDR02]:

$$\begin{aligned}
\bar{q}(x) &= -q(-x)\\
\Delta\bar{q}(x) &= \Delta q(-x)\\
\delta\bar{q}(x) &= -\delta q(-x)\,.
\end{aligned}$$

Damit ergeben sich die Quarkverteilungsfunktionen:

$$
\begin{aligned}
q = \quad & \textstyle\int_{-1}^{1} dx q\,(x) = & \int_0^1 dx\,(q\,(x) - \bar{q}\,(x)) \\
\Delta q = \quad & \textstyle\int_{-1}^{1} dx \Delta q\,(x) = & \int_0^1 dx\,(\Delta q\,(x) + \Delta \bar{q}\,(x)) \\
\delta q = \quad & \textstyle\int_{-1}^{1} dx \delta q\,(x) = & \int_0^1 dx\,(\delta q\,(x) - \delta \bar{q}\,(x))\,.
\end{aligned}
$$

3.4 Die Eigenschaften der Quarkverteilungsfunktion Transversity

In einem Bezugssystem, in dem das Target ruht, gibt es eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, Quarks im Inneren des Targets zu finden, deren Spin in Bewegungsrichtung des Targets ausgerichtet ist. Die Ausrichtungswahrscheinlichkeit ist unabhängig von der Orientierung des Target-Spins. Durch einen Lorentz-Boost kann man das Target in ein Bezugssystem überführen, in dem es sich mit hoher Geschwindigkeit in Richtung seines Spins bewegt (infinite momentum frame). Die Ausrichtungswahrscheinlichkeit der Quarks entspricht in diesem Bezugssystem der Helizitäts-verteilung $\Delta q\,(x)$. In einem Bezugssystem, in dem sich das Target sehr schnell transversal zu seinem Spin bewegt, ist die Ausrichtungswahrscheinlichkeit gleichbedeutend mit der Transversity-Verteilung $\delta q\,(x)$. Wären die Quarks im Inneren des Nukleons nicht-relativistisch, könnte man $\Delta q\,(x)$ und $\delta q\,(x)$ durch eine Drehung ineinander überführen. Vergleicht man beispielsweise die Masse des Proton mit den Massen seiner Valenzquarks

Proton	$M_P = 938$	MeV
up-Quark	$m_u = 1{,}5 - 4$	MeV
down-Quark	$m_d = 4 - 8$	MeV

wird deutlich, daß sich die Quarks im Inneren des Nukleons mit relativistischen Geschwindigkeiten bewegen. In der relativistischen Kinematik vertauschen Lorentz-Boosts und Drehungen nicht. Der Unterschied zwischen der Helizitäts- und der Transversity-Verteilung liefert somit detailierte Informationen über den inneren Aufbau des Nukleons.
Die Dirac-Struktur der Quark-Quark-Korrelationsfunktion (3.11) impliziert, daß es sich bei der Transversity-Verteilung um eine Tensorladung handelt.

3.4.1 Positivität

Die Impulsfunktion $q\,(x)$ ist unabhängig von der Polarisation, d.h.

$$q\,(x) = q^{\rightrightarrows}\,(x) + q^{\rightleftarrows}\,(x) = q^{\uparrow\Uparrow}\,(x) + q^{\uparrow\Downarrow}\,(x)\,.$$

Aus der Wahrscheinlichkeitsinterpretation von $\Delta q\,(x)$ (3.5) und $\delta q\,(x)$ (3.6) folgt damit unmittelbar:

$$
\begin{aligned}
|\Delta q\,(x)| \quad & \leqslant q\,(x) \\
|\delta q\,(x)| \quad & \leqslant q\,(x)\,.
\end{aligned}
$$

Die *Soffer'sche Ungleichung* [Sof95]

$$|\delta q\,(x)| \leqslant \frac{1}{2}\,(q\,(x) + \Delta q\,(x))\,,$$

liefert eine stärkere Einschränkung, die von allen drei Quarkverteilungsfunktionen erfüllt werden muß. Modellabhängige Rechnungen legen die Vermutung nahe, daß die Beziehungen $|\delta q\,| > |\Delta q\,|$

und $|\delta d\,(x)\,| < |\delta u\,(x)\,|$ gelten [BDR02]. Erste experimentelle Ergebnisse wurden von der HERMES-Kollaboration veröffentlicht [HERMES 04d]. Aktuelle Meßergebnisse werden in Kapitel 7 vorgestellt und mit den Ergebnissen der Veröffentlichung verglichen.

3.4.2 Transversity und Gluonen

Gluonen haben einen Spin von ± 1. Eine hypothetische transversale Gluonverteilungsfunktion $\delta g(x)$ wäre verbunden mit einer Helizitätsänderung von $|\Lambda - \Lambda'| = 2$, die durch Helizitätserhaltung in einem Spin-$\frac{1}{2}$-Target unterdrückt ist. Allerdings wäre eine Gluonen-Transversity beispielsweise für ein Deuteron-Target (Spin 1) denkbar.

3.4.3 Chiralität und Messung

Für die Quark-Hadron Streuung ist Helizität und Chiralität identisch. Daher ändert die Compton-Streuamplitude in Vorwärtsrichtung, die $\delta q\,(x)$ definiert, auch die Chiralität des Quarks [Jaf97]. Die Transversity-Verteilung ist somit eine chiral-ungerade Verteilungsfunktion.
In inklusiver tiefinelastischer Streuung ist die Chiralität erhalten. Die Chiralität des emittierten Quarks kann also weder durch Kopplung an Gluonen, die durch perturbative Quantenchromodynamik beschrieben werden kann, noch durch das virtuelle Photon geändert werden (vgl. Abbildung 3.3). Daher kann das Quark nicht von einem Hadron absorbiert werden. Im Gegensatz zu den Quarkverteilungsfunktionen $q\,(x)$ und $\Delta q\,(x)$ kann $\delta q\,(x)$ nicht in inklusiven tiefinelastischen Streuexperimenten nachgewiesen werden.

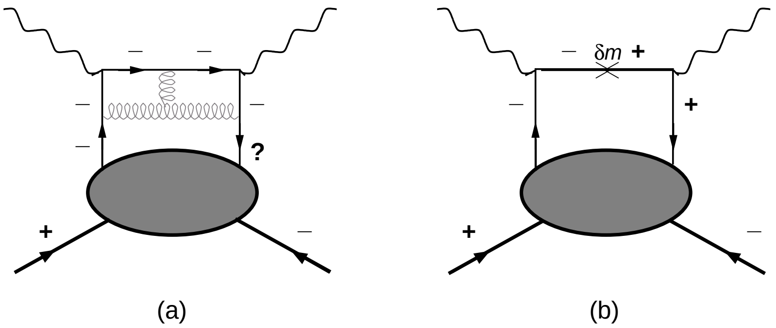


Abbildung 3.3: Die Transversity-Verteilung kann in inklusiver tiefinelastischer Streuung nicht gemessen werden (a). Es ist eine weitere chiral-ungerade Verteilungs- oder Fragmentationsfunktion notwendig (b).

Die Transversity-Verteilung kann in Experimenten mit zwei Hadronen im Anfangszustand oder jeweils einem Hadron im Anfangs- und Endzustand gemessen werden [Jaf97]. Mindestens ein Hadron muß dabei transversal polarisiert sein.
Über Asymmetrien in transversal polarisierten Drell-Yan Experimenten ($p^{\Uparrow}p^{\Uparrow} \rightarrow l\bar{l}X$) kann $\delta q\,(x) \otimes \delta\bar{q}\,(x)$ bestimmt werden. Die Transversity-Verteilung der Antiquarks $\delta\bar{q}\,(x)$ ist vermutlich sehr klein. Daher erwartet man, daß die resultierenden Asymmetrien sehr schwer nachzuweisen sind. Geeigneter wäre eine Messung mit einem Proton sowie einem Antiproton im Anfangszustand ($p^{\Uparrow}\bar{p}^{\Uparrow}$) (s. PAX-Vorschlag [PAX03] an der GSI).
In transversalen Einzel-Spin-Asymmetrien in semi-inklusiver DIS ist $\delta q\,(x) \otimes H_1^{\perp}\,(z)$ zugänglich. Die Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}\,(z)$ beschreibt dabei die Fragmentation eines transversal polarisierten virtuellen Quarks in ein unpolarisiertes Hadron. Ausschließlich auf diese Weise können sowohl die Transversity-Verteilung als auch die Collins-Fragmentationsfunktion in führender Ordnung vermessen werden.

Kapitel 4

Azimutale Einzel-Spin-Asymmetrien

4.1 Der transversale Wirkungsquerschnitt

Im Gegensatz zu semi-inklusiver tiefinelastischer Streuung an einem longitudinal polarisierten Target kann (wie aus Abbildung 4.1 ersichtlich) bei Streuprozessen an einem transversal polarisierten Target neben dem Winkel Φ ein weiterer azimutaler Winkel Φ_S beobachtet werden.

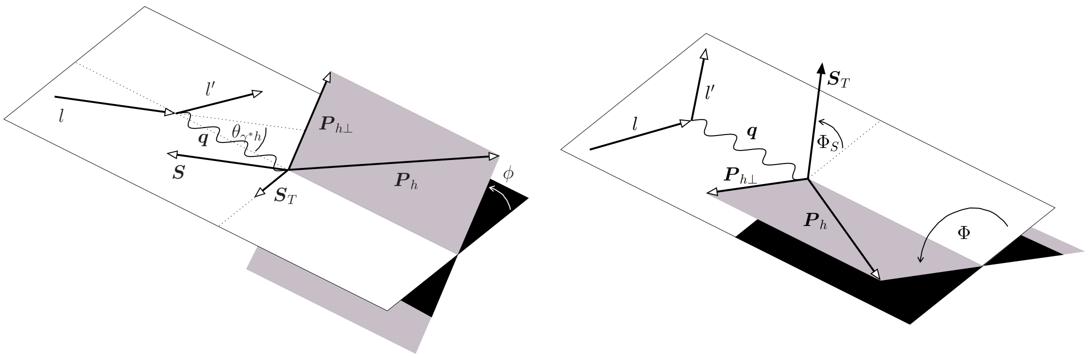


Abbildung 4.1: Illustration semi-inklusiver tiefinelastischer Streuung an einem longitudinal (links) und einem transversal polarisierten Target (rechts). (Die Abbildungen wurden von Ulrike Elschenbroich erstellt.)

Die Impulsvektoren des einfallenden Leptons $\boldsymbol{k}$ und des virtuellen Photons $\boldsymbol{q}$ spannen die Leptonstreuebene auf. Die Hadronstreuebene wird durch den Impulsvektor eines Hadrons $\boldsymbol{P}_h$, das in einem Fragmentationsprozeß entstand, und den Vektor $\boldsymbol{q}$ festgelegt. Der azimutale Winkel zwischen den beiden Streuebenen wird als Φ bezeichnet, der Collins-Winkel Φ_S [CHL94] ist zwischen der Leptonstreuebene und dem Target-Spinvektor $\boldsymbol{S}_T$ definiert. Verteilungen der beiden Winkel sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

Der Wirkungsquerschnitt der semi-inklusiven tiefinelastischen Streuung an einem transversal polarisierten Target

$$d\sigma^6 \equiv \frac{d\sigma^6}{dx\,dy\,dz\,d\Phi_S\,d\Phi\,dP_{h\perp}}$$

kann (neben den kinematischen Variablen x, y und z) in Abhängigkeit von den azimutalen Winkeln Φ und Φ_S sowie dem transversalen Impuls des Hadrons $P_{h\perp}$ angegeben werden. Ein nichtverschwindender transveraler Hadronimpuls ist auf einen intrinsischen transversalen Impuls $\boldsymbol{p}_T$ der Quarks (im Targetnukleon) oder auf einen Fragmentationsprozeß, in dem eine intrinsische

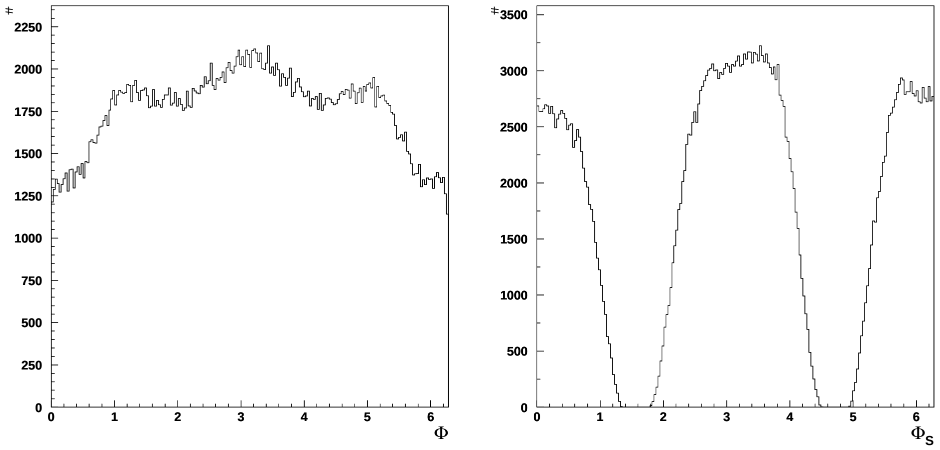


Abbildung 4.2: Ereigniszahlen # auftragen gegen die azimutalen Winkel Φ (links) und Φ_S (rechts), die aus den im Zeitraum 2003–2004 genommenen Daten berechnet wurden.

transversale Impulskomponente $\boldsymbol{K}_T = -z\boldsymbol{k}_T$ [Bac02] auf das Hadron übertragen wird, zurückzuführen. Daher ist es erforderlich, verallgemeinerte Verteilungs- und Fragmentationsfunktionen einzuführen, die neben den lorentz-invarianten Größen x und z auch die beiden intrinsischen transversalen Impulse als Parameter enthalten. In Wirkungsquerschnitten semi-inklusiver DIS, die von Verteilungs- und Fragmentationsfunktionen abhängen, ist daher eine Faltung von $\boldsymbol{p}_T$ und $\boldsymbol{k}_T$ (abgekürzt durch $\mathcal{I}$) zu berücksichtigen

$$\mathcal{I}\left(\ldots\right) \equiv \int d^2\boldsymbol{p}_T\, d^2\boldsymbol{k}_T\, \delta^{(2)}\left(\boldsymbol{p}_T - \frac{\boldsymbol{P}_{h\perp}}{z} - \boldsymbol{k}_T\right)\left(\ldots\right).$$

Der spinunabhängige Wirkunsquerschnitt (abhängig von der Impulsverteilung $q\left(x, \boldsymbol{p}_T^2\right)$ und der spinunabhängigen Fragmenationsfunktion $D_1\left(z, \boldsymbol{K}_T^2\right)$) ergibt sich mit den kinematischen Faktoren

$$A\left(y\right) = 1 - y + \frac{y^2}{2} \tag{4.1}$$
$$B\left(y\right) = 1 - y. \tag{4.2}$$

nach [Bac02] zu

$$\frac{d^6\sigma_{UU}}{dx\,dy\,dz\,d\Phi_S\;d^2P_{h\perp}} = \frac{2\alpha^2}{E_{CM}xy^2}\left(A\left(y\right)\sum_q e_q^2\,\mathcal{I}\left(q\,D_1^q\right) - B\left(y\right)\cos\left(2\Phi\right)\right.$$
$$\left.\cdot\sum_q e_q^2\,\mathcal{I}\left(\frac{2(\boldsymbol{p}_T\cdot\hat{\boldsymbol{P}}_{h\perp})(\boldsymbol{k}_T\cdot\hat{\boldsymbol{P}}_{h\perp}) - \boldsymbol{p}_T\cdot\boldsymbol{k}_T}{MM_h}\,h_1^{\perp q}\,H_1^{\perp q}\right)\right).$$

Die Verteilungsfunktion $h_1^{\perp}\left(x, \boldsymbol{p}_T^2\right)$ (in Verbindung mit der Collins-Fragmentationsfunktion) ist im spinunabhängigen Wirkungsquerschnitt mit M_pM_h unterdrückt. Sie beschreibt transversal polarisierte Quarks in einem unpolarisierten Nukleon.

4.2 Die Collins-Fragmentationsfunktion

Die Fragmentations-Korrelationsfunktion $\Delta\left(k, P_h\right)$ beschreibt die Entstehung eines Hadrons (mit Viererimpuls P_h) aus einem virtuellen Quark (oder Gluon mit Viererimpuls k). Man spricht hierbei von Hadronisierung. Analog zur Quark-Quark Korrelationsfunktion $\Phi(k, P, S)$ kann die Fragmentations-Korrelationsfunktion als Dirac-Struktur zerlegt werden. In führender Ordnung treten dabei die spinunabhängige Fragmentationsfunktion $D_1\left(z, \boldsymbol{K}_T^2\right)$ und die Collins-Fragmentationsfunktion

$$\frac{\epsilon_T^{ij} k_{Tj}}{m_\pi} H_1^\perp\left(z, \boldsymbol{K}_T^2\right) = \frac{1}{4z}\int dk^+ \,\mathrm{Sp}\left(\Delta\left(k, P_\pi\right) i\sigma^{i-}\gamma^5\right)\Big|_{k^- = \frac{P_\pi^-}{z}}$$

auf (die für den Prozeß $q^* \rightarrow \pi(P)\, X$ angegeben wurde) [BKMM02]. Die Collins-Fragmentationsfunktion kann als Wahrscheinlichkeit interpretiert werden, daß in einem Fragmentationsprozeß aus einem unpolarisierten Quark ein transversal polarisiertes Quark entsteht. Sie zählt zu den sogenannten *naive time reversal odd* Funktionen.
Zeitumkehrinvarianz impliziert, den Anfangs- und Endzustand eines physikalischen Prozesses miteinander zu vertauschen (der Zeitumkehroperator wird mit $\mathcal{T}$ bezeichnet)

$$\mathcal{T}\,|\,PS\,\rangle = |\,-P-S\,\rangle\,,$$

wohingegen bei *naive time reversal odd* Funktionen unter Zeitumkehr der Anfangszustand nur zu $|\,P-S\,\rangle$ ausgetauscht werden [Sei04]. Funktionen, die die Zeitumkehrinvarianz verletzen, haben einen verschwindenden Beitrag zu einem Wirkungsquerschnitt beziehungsweise zu einer Asymmetrie. *Naive time reversal odd* Verteilungs- oder Fragmentationsfunktionen können aber als Wechselwirkungen im Endzustand verstanden werden, die daher in experimentell zugänglichen Asymmetrien resultieren [BDR02].
Ebenso wie die Transversity-Verteilung $\delta q(x)$ ist die Collins-Fragmentationsfunktion eine chiral-ungerade Funktion.

4.3 Die Siversfunktion

Eine weitere *naive time reversal odd* Funktion ist die Sivers-Verteilungsfunkttion $f_{1T}^\perp\left(x, \boldsymbol{p}_T^2\right)$ [Siv90], die der Wahrscheinlichkeit entspricht, ein unpolarisiertes Quark in einem transversal polarisierten Nukleon zu finden. Die Existenz der Siversfunktion impliziert einen nichtverschwindenden Bahndrehimpuls L_z^q der Quarks im Nukleon [BH04].

4.4 Die Collins- und Siversmomente

Der Wirkungsquerschnitt semi-inklusiver tiefinelastischer Streuung von unpolarisierten Leptonen (U) an einem transversal polarisierten Target (T) lautet nach [Bac02]

$$\begin{aligned}
d^6\sigma_{UT} \quad = \quad & \sum_q \frac{2\alpha^2 e_q^2}{E_{CM} x y^2}\,|\boldsymbol{S}_T\,| \left\{ B(y)\sin\left(\Phi+\Phi_S\right)\mathcal{I}\left(\frac{\boldsymbol{k}_T\cdot\hat{\boldsymbol{P}}_{h\perp}}{M_h}\,q\,H_1^{\perp q}\right) + \right. \\
& A(y)\sin\left(\Phi-\Phi_S\right)\mathcal{I}\left(\frac{\boldsymbol{p}_T\cdot\hat{\boldsymbol{P}}_{h\perp}}{M}\,f_{1T}^{\perp q}\,D_1^q\right) + B(y)\sin\left(3\Phi+\Phi_S\right)\cdot \\
& \mathcal{I}\left(\frac{4\left(\boldsymbol{p}_T\cdot\hat{\boldsymbol{P}}_{h\perp}\right)^2\left(\boldsymbol{k}_T\cdot\hat{\boldsymbol{P}}_{h\perp}\right) - 2\left(\boldsymbol{p}_T\cdot\hat{\boldsymbol{P}}_{h\perp}\right) - \left(\boldsymbol{p}_T\cdot\boldsymbol{k}_T\right) - \boldsymbol{p}_T^2\left(\boldsymbol{k}_T\cdot\hat{\boldsymbol{P}}_{h\perp}\right)}{2M^2 M_h}\right. \cdot \\
& \left.\left. h_{1T}^{\perp q}\,H_1^{\perp q}\right)\right\}.
\end{aligned}$$

Die Collins-Fragmentationsfunktion sowie die Siversfunktion werden maßgeblich von den intrinsischen transversalen Impulsen der Hadronen ($\boldsymbol{k}_T$), die in Fragmentationsprozessen entstehen, sowie den intrinsischen transversalen Impulsen der Quarks ($\boldsymbol{p}_T$) beeinflußt. Daher enthält sowohl der Teil des Wirkungsquerschnitts, der von der Transversity-Verteilung $\delta q\left(x, \boldsymbol{p}_T^2\right)$ in Verbindung mit der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}\left(z, \boldsymbol{K}_T^2\right)$ abhängig ist, als auch der Teil, der von der Siversfunktion $f_{1T} \perp \left(x, \boldsymbol{p}_T^2\right)$ in Verbindung mit der spinunabhängigen Fragmentationsfunktion $D_1^{\perp}\left(z, \boldsymbol{K}_T^2\right)$ abhängig ist, einen Vorfaktor $\sin\left(\Phi \pm \Phi_S\right)$ der sich aus der Summe beziehungsweise Differenz der azimutalen Winkel Φ und Φ_S zusammensetzt. Dies führt zu Einzel-Spin-Asymmetrien A_{UT}, die in semi-inklusiver DIS untersucht werden können.
Eine Faktorisierung des Faltungsintegrals (und damit der Verteilungs- und Fragmentationsfunktionen) im Wirkungsquerschnitt ist durch Annahmen über die Abhängigkeit der jeweiligen Funktion von den intrinsischen transversalen Impulsen oder durch eine Gewichtung der Ereignisse möglich [Sei04]. Mit einer gaußförmigen Abhängigkeit ergibt sich die Einzel-Spin-Asymmetrien A_{UT}^h für den Hadronentyp h zu

$$\begin{aligned} A_{UT}^h &= 2\left|\boldsymbol{S}_T\right| \sin\left(\Phi + \Phi_S\right) \frac{B(y) \sum_q \left(e_q^2\, \delta q(x)\ H_1^{\perp(1/2)q}(z)\right) \Big/ \sqrt{\left\langle p_T^2\right\rangle + \left\langle k_T^2\right\rangle}}{A(y) \sum_q q(x)\ D_1^q(z)} \\ &- 2\left|\boldsymbol{S}_T\right| \sin\left(\Phi - \Phi_S\right) \frac{A(y) \sum_q \left(e_q^2\, f_{1T}^{\perp(1/2)q}\, D_1^{\perp q}(z)\right) \Big/ \sqrt{\left\langle p_T^2\right\rangle + \left\langle k_T^2\right\rangle}}{A(y) \sum_q q(x)\ D_1^q(z)}. \end{aligned} \tag{4.3}$$

Ohne Annahmen über die Abhängigkeit der Verteilungs- und Fragmentationsfunktionen von intrinsischen transversalen Impulsen kann das Faltungsintegral durch eine Gewichtung mit dem Faktor $\frac{|\boldsymbol{P}_{h\perp}|}{zM}$ faktorisiert werden

$$\begin{aligned} A_{UT,\frac{\boldsymbol{P}_{h\perp}}{zM}}^h &= 2M_h\left|\boldsymbol{S}_T\right| \sin\left(\Phi + \Phi_S\right) \frac{B(y) \sum_q e_q^2\, \delta q(x)\ H_1^{\perp(1)q}(z)}{A(y) \sum_q q(x)\, D_1^q(z)} \\ &- 2M\left|\boldsymbol{S}_T\right| \sin\left(\Phi - \Phi_S\right) \frac{A(y) \sum_q e_q^2\, f_{1T}^{\perp q}(x)\ D_1^{\perp(1)q}(z)}{A(y) \sum_q q(x)\, D_1^q(z)}. \end{aligned}$$

Allerdings sind hierbei Akzeptanzeffekte zu berücksichtigen [Sei04].

Kapitel 5

Das HERMES-Experiment

In Folge der „Spinkrise“ wurde 1988 das polarisierte Streuexperiment HERMES[1] am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) vorgeschlagen. Neben dem primären Ziel, die Spinstruktur des Nukleons zu untersuchen, lieferte und liefert das HERMES-Experiment zahlreiche neue Erkenntnisse über den Aufbau der Hadronen und ihre Wechselwirkungen [Rit02]. Mit dem HERMES-Spektrometer werden Streuprozesse von longitudinal polarisierten Positronen mit einer Strahlenergie von $27{,}6\,\mathtt{GeV}$ an einem (seit 2002) transversal polarisierten Gas-Target gemessen. Die Schwerpunktsenergie des HERMES-Experiments beträgt etwa $7\,\mathtt{GeV}$.

5.1 Der HERA-Leptonenstrahl

Die Hadron-Elektron-Ringanlage (HERA) am DESY ermöglicht für die *collider*-Experimente H1 und ZEUS Schwerpunktsenergien von $319\,\mathtt{GeV}$. Sie ist aus zwei separaten Speicherringen aufgebaut, in denen Protonen auf $920\,\mathtt{GeV}$ und Positronen auf $27{,}6\,\mathtt{GeV}$ beschleunigt werden. Das HERMES-Experiment verwendet ausschließlich den Leptonenstrahl; der Protonenstrahl wird daher nur durch das Spektrometer hindurchgeführt.
Aufgrund des *Sokolov-Ternov-Effekts* [ST64] werden Positronen in HERA transversal polarisiert: Durch magnetische Dipolfelder transversal zur Bewegungsrichtung der Strahlteilchen wird der Leptonenstrahl auf seiner $6{,}3\,\mathtt{km}$ langen Bahn gehalten. Dabei wird Synchrotronstrahlung emittiert. Bei diesem Abstrahlungsprozeß gibt es eine geringe Wahrscheinlichkeit dafür, daß gleichzeitig der Spin des Leptons gedreht wird. Bei Positronen ist die Wahrscheinlichkeit, daß dabei der Spin parallel zum Feld der Dipolmagnete ausgerichtet wird geringfügig höher als antiparallel dazu [Dü]. In HERA kann sich daher bei einer präzisen Ausrichtung der Magnete an der Bahn des Leptonenstrahls innerhalb von etwa $22\,\mathtt{min}$ selbständig eine transversale Polarisation zwischen 40 und 50 Prozent aufbauen. Allerdings wirken sich selbst geringfügige Abweichungen von der idealen Ausrichtung äußerst nachteilig auf die Polarisation aus; aufgrund derartiger technischer Schwierigkeiten konnte im Jahr 2002 nur eine sehr geringe Polarisation erreicht werden.
Grundsätzlich sind polarisierte Streuexperimente sowohl mit longitudinaler als auch mit transversaler Strahlpolarisation möglich. Jedoch sind bei einem transversal polarisiertem Leptonenstrahl (mit Energie E und Leptonmasse m) alle spinabhängigen Prozesse mit $\frac{m}{E}$ unterdrückt. Daher wird die Spinausrichtung des Strahls durch einen sogenannten *Spinrotator* (eine spezifische Anordnung von Magneten) um $\frac{\pi}{2}$ gedreht, so daß die Leptonen beim Streuprozeß longitudinal polarisiert sind. Hinter dem HERMES-Experiment befindet sich ein zweiter Spinrotator, der wieder eine transversale Polarisation einstellt.
Die Strahlpolarisation wird ständig von zwei Polarimetern (LPOL und TPOL) überwacht [Bec00].

[1]HERMES ist ein Akronym für HERA *measurement of spin*.

5.2 Das transversal polarisierte Target

Die Darstellung des HERMES-Targets [HERMES 04b] beschränkt sich in Hinblick auf die Analyse azimutaler Einzel-Spin-Asymmetrien auf das transversal polarisierte Wasserstoff-Target.

Während der Datennahme werden kontinuierlich polarisierte Wasserstoffatome — das Targetgas — in die sogenannte *Targetzelle* injiziert. Dabei handelt es sich um ein elliptisches Aluminiumröhrchen mit einer Länge von $40\,\mathrm{cm}$ und einem Durchmesser von wenigen Zentimetern, das direkt im Inneren des Leptonenstrahlrohrs angebracht ist. Bremsstrahlungsprozesse und Mehrfachstreuung der Gasteilchen mit dem Material der Targetzelle werden durch die geringe Dicke des Aluminiumröhrchens von $75\mu\mathrm{m}$ stark unterbunden. Die Targetzelle gewährleistet eine Target-Dichte von etwa 10^{14} Nukleonen pro cm^2.

Der Vorteil eines gasförmigen Targets gegenüber einem Festkörper-Target besteht darin, daß Mehrfachstreuung und Verdünnung der Polarisation durch unpolarisiertes Trägermaterial stark unterbunden sind. Ein leistungsfähiges Pumpsystem verhindert, daß das injizierte Gas das Ultrahochvakuum im Speicherring gefährdet.

Die prinzipielle Funktionsweise des Targets ist in Abbildung 5.1 gezeigt: Kernspinpolarisiertes Wasserstoffgas wird in der sogenannten *Atomstrahlquelle* (englisch: atomic beam source, ABS) erzeugt, die auf dem Prinzip der Stern-Gerlach-Separation beruht, und in die Targetzelle geleitet. Damit die Polarisation der Wasserstoffatomkerne auch nach Verlassen der ABS aufrecht erhalten bleibt, wird ein äußeres Haltemagnetfeld ($B = 0{,}3\,\mathrm{T}$) angelegt. Seit dem Jahr 2002 ist dieses Feld transversal zur Richtung des Leptonenstrahls ausgerichtet. Alle $60\,\mathrm{s}$ wird das Magnetfeld umgekehrt, so daß sich systematische Effekte, die typischerweise auf längeren Zeitskalen ablaufen (wie zum Beispiel Veränderungen der Targetdichte), herausmitteln.

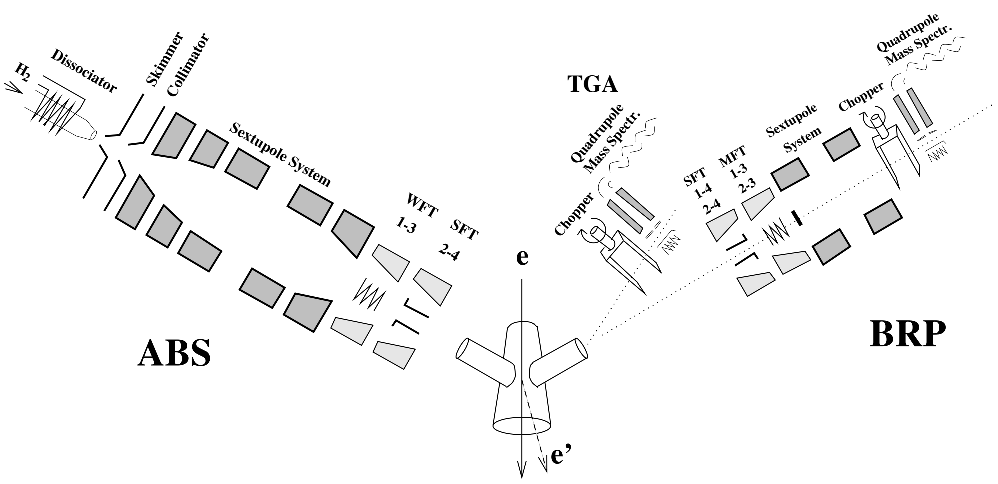


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau der polarisierten Targets (entnommen aus [HERMES 96]).

Eine kleine Menge des Targetgases wird ständig aus der Targetzelle entnommen, um sowohl dessen Polarisation (P_{BRP}) mit einem Breit-Rabi-Polarimeter (BRP) als auch dessen Zusammensetzung mit dem sogenannten *Target Gas Analyser* (TGA) zu bestimmen. Der TGA mißt den Dissoziationsgrad

$$\alpha = \frac{N_H}{N_H + 2N_{H_2}}$$

des Wasserstoffgases in der Targetzelle. Zur Berechnung der Polarisation der Wasserstoffatome (H) wird der Dissoziationsgrad in zwei Faktoren zerlegt: α_r berücksichtigt Wasserstoffmoleküle

(H_2), die durch Rekombinationsprozesse in der Targetzelle entstehen, während α_0 sich auf H_2-Moleküle bezieht, die aus der ABS in die Targetzelle eingeleitet wurden beziehungsweise von Restgas in Targetzelle und Strahlrohr stammen. Damit ergibt sich die Polarisation P_z zu

$$P_z = \alpha_0 \left((1 - \alpha_r) \beta + \alpha_r \right) P_{\text{BRP}}.$$

Typischerweise liegt die transversale Polarisation des Targetgases bei etwa 80 Prozent.

5.3 Das HERMES Spektrometer

Bei einem Experiment mit ruhenden Target (englisch: fixed target) wie dem HERMES-Experiment gibt es eine Vorzugsrichtung, unter der die Streuerereignisse detektiert werden können. Daher wurde das HERMES-Spektrometer [HERMES 98] als Vorwärtsspektrometer konstruiert. In Abbildung 5.2 ist ein schematischer Aufbau des Spektrometers gezeigt. Die beiden Strahlrohre für Leptonen und Protonen teilen das Spektrometer in eine obere und untere Hälfte, die jeweiligen Detektorkomponenten sind dabei völlig symmetrisch angeordnet.
Das HERMES-Koordinatensystem ist ausgezeichnet durch die Strahlrichtung, die mit der z-Achse identifiziert wird. Die y-Achse ist in vertikaler Richtung (aufwärts) gewählt, die x-Achse zeigt horizontal vom Mittelpunkt des Speicherrings weg.

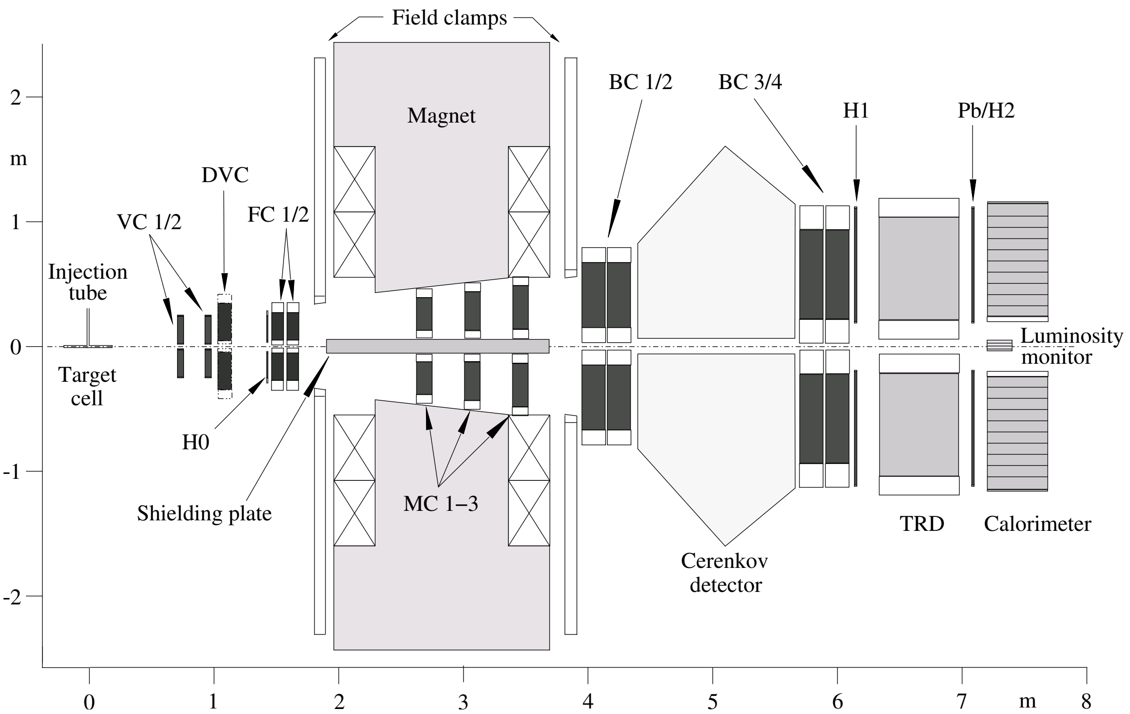


Abbildung 5.2: Schematische Seitenansicht des HERMES-Spektrometers (entnommen aus [HERMES 04c])

Die geometrische Akzeptanz des Spektrometers kann durch die Projektionen des Streuwinkels θ in x- und y-Richtung angegeben werden:

$$\begin{aligned} |\theta_x| &< 170\,\mathtt{mrad} \\ 40\,\mathtt{mrad} < |\theta_y| &< 140\,\mathtt{mrad}. \end{aligned}$$

Trigger entscheiden, ob Teilchenspuren aufgezeichnet werden oder nicht. In Hinblick auf physikalische Analysen ist Trigger 21 von Bedeutung, der ausgelöst wird, wenn in einem Ereignis mindestens eine Teilchenspur Signale in den Hodoskopen H0, H1 und H2 in Koinzidenz mit einer Energiedeposition von $1{,}4\,\mathtt{GeV}$ im Kalorimeter (der sogenannten Kalorimeterschwelle) hervorruft.

5.4 Die Spurrekonstruktion und TMC

Aus der Ablenkung geladener Teilchen im Dipolfeld des Spektrometermagneten (mit einer integrierten Flußdichte von $1{,}5\,\mathtt{Tm}$) können Impuls und das Vorzeichen der Ladung eines Teilchens bestimmt werden. Dazu werden die Teilchenspuren vor und hinten dem Spektrometermagneten mit Driftkammern (FC (*front chamber*) und BC (*back chamber*)) aufgezeichnet. Die Genauigkeit der Impulsbestimmung $\Delta p/p$ beträgt 0,7–1,3 Prozent, die Winkelauflösung liegt bei $\Delta\theta \leqslant 0{,}6\,\mathtt{mrad}$. Geladene Teilchen erfahren aufgrund der Lorentzkraft eine Ablenkung durch das transversale Haltefeld des Targetmagneten. Korrekturspulen vor und hinter dem Target minimieren den Einfluß dieses Dipolfeldes auf den Leptonenstrahl. Die Spur geladener Teilchen, die sich nicht längs des Leptonenstrahls bewegen, müssen mit dem Programm TMC (*target magnet correction*) für diese Ablenkung korrigiert werden, damit eine korrekte Berechnung der kinematischen Variablen gewährleistet ist. Zur Korrektur stehen zwei Verfahren zur Verfügung [Sei04].

HAZEX Anhand des Feldverlaufs des transversalen Targetmagneten werden diskrete Trajektorien in der Akzeptanz des HERMES-Experiments berechnet. Die gemessenen Teilchenspuren in den einzelnen Spurkammern werden mit diesen Trajektorien verglichen. Zur Bestimmung der korrigierten Teilchenspur wird jede gemessene Teilchenspur durch die Trajektorien, die in den einzelnen Spurkammern am wenigsten von der betreffenden Teilchenspur abweichen, linear angenähert.

Raytrace Die korrigierten Vertexpositionen der Teilchen werden in einem iterativen Verfahren unter Verwendung des MIT-RAYTRACE-Programmes berechnet.

In Monte Carlo-Studien [ESS03c, BESS03] zeigte sich, daß beide Verfahren zuverlässig eingesetzt werden können. HAZEX scheint für die im Jahr 2002 genommenen Daten die geeignetere Methode zu sein, kann aber in den Jahren 2003–2004 nicht verwendet werden.

5.5 Die Teilchenidentifikation

Eine zuverlässige Teilchenidentifikation (englisch: particle identification, PID) ist essentiell für physikalische Analysen. Die Identität eines Teilchens ist durch seine Masse und Ladung eindeutig festgelegt. Da eine direkte Messung der Teilchenmasse zumeist unmöglich ist, ist es erforderlich, weitere charakteristische Eigenschaften der Teilchen zu untersuchen. Zur Teilchenidentifikation stehen im HERMES-Experiment (in Reihenfolge ihrer Anordnung im Spektrometer) ein *Ring Imaging Čerenkov*-Detektor (RICH), ein Übergangsstrahlungsdetektor (TRD), das *Preshower*-Hodoskop H2 und ein elektromagnetisches Kalorimeter zur Verfügung.

Der RICH-Detektor Geladene Teilchen, die ein Material mit einer Geschwindigkeit, die größer als die Signalgeschwindigkeit im Medium ist, durchqueren, emittieren Čerenkov-Strahlung. Das Čerenkov-Licht wird kegelförmig um die Bahn des Teilchens abgestrahlt. Der charakteristische Öffnungswinkel $\theta = \arccos\frac{1}{\beta n}$ ist indirekt proportional zum Brechungsindex n des Materials. Durch einen Vergleich des gemessenen Öffnungswinkels mit theoretischen Öffnungswinkeln für

Pionen, Kaonen und Protonen, kann eine Wahrscheinlichkeitsaussage über den Hadrontyp getroffen werden. Die Zuverlässigkeit dieser Aussage wird dabei vom RICH-Qualitätsparameter angegeben. Die Unterscheidung zwischen den unterschiedlichen Hadrontypen wird durch die Verwendung von zwei Radiatormaterialien im RICH-Detektor (Aerogel mit einem Brechungsindex von $n_{\text{Aerogel}} = 1{,}03$ sowie C_4F_{10} mit $n_{C_4F_{10}} = 1{,}0005$) erheblich verbessert.

Der TRD Geladene, hochenergetische Teilchen, die Materialien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten durchlaufen, emittieren beim Übergang zwischen den verschiedenen Materialien Strahlung. Man spricht hierbei von *Übergangsstrahlung*. Die Intensität der Strahlung hängt dabei vom Verhältnis der Teilchenenergie zur Teilchenmasse ab ($\gamma = \frac{E}{m}$).
Sechs Module (jeweils eine Materialschicht und eine Vieldraht-Proportionalkammer zum Strahlungsnachweis) sind zum TRD kombiniert. Das Radiatormaterial (Kunststoffasern) wurde ausgewählt, um sicherzustellen, daß (im kinematischen Bereich des HERMES-Experiments) ausschließlich Leptonen Übergangsstrahlung emittieren.

Das Preshower-Hodoskop H2 Der Preshower-Detektor besteht aus einer Bleischicht mit einer Dicke von zwei Strahlungslängen und dahinter montierten Plastikszintillatoren (einem Hodoskop). Geladene Teilchen, die das Blei durchqueren, verlieren (beispielsweise durch Bremsstrahlung oder Compton-Streung) Energie, die im Hodoskop nachgewiesen werden kann. Der Energieverlust der Leptonen ist dabei um etwa eine Größenordnung größer als der der Hadronen.

Das elektromagnetische Kalorimeter Im Kalorimeter, das aus 420 Bleiglasblöcken mit einer Tiefe von 18 Strahlungslängen aufgebaut ist, erzeugen einfallende Teilchen elektromagntische Schauer. Leptonen verlieren nahezu ihre gesamte Energie im Kalorimeter ($E_{\text{Kalorimeter}}/p \approx 1$), während Hadronen nur einen geringen Teil ihrer Energie verlieren ($E_{\text{Kalorimeter}}/p < 0{,}8$).

Aus den jeweiligen Signalen der vier PID-Detektoren kann für eine Teilchenspur die Energie E und der Impuls p bestimmt werden. Anhand dieser Detektorsignale kann mit bedingten Wahrscheinlichkeiten zwischen Leptonen und Hadronen unterschieden werden [Wen01]: $P_{p,E}\left(L(H)\right)$ gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß es sich — unter der Bedingung in einem Detektor p und E zu messen — bei einer Teilchenspur um ein Lepton (L; bzw. um ein Hadron (H)) handelt. Nach dem Satz von Bayes kann diese Wahrscheinlichkeit

$$P_{p,E}\left(L(H)\right) = \frac{P_p\left(L(H)\right) \cdot P_{L(H),p}\left(E\right)}{P_p\left(L\right) P_{L,p}\left(E\right) + P_p\left(H\right) P_{H,p}\left(E\right)}$$

durch die Wahrscheinlichkeiten $P_p\left(L(H)\right)$ (Wahrscheinlichkeit dafür, daß es sich bei einem Teilchen mit Impuls p um ein Lepton (bzw. Hadron) handelt) und $P_{L(H),p}\left(E\right)$ (Wahrscheinlichkeit für ein Lepton (bzw. Hadron) mit Impuls p in einem Detektor die Energie E zu messen) ausgedrückt werden, die aus Kalibrationsmessungen extrahiert werden können.
Aus dem dekadisch logarithmierten Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten, ein Lepton beziehungsweise Hadron identifizieren,

$$\lg \frac{P_{p,E}\left(L\right)}{P_{p,E}\left(H\right)} = \lg \frac{P_{L,p}\left(E\right)}{P_{H,p}\left(E\right)} + \lg \frac{P_p\left(L\right)}{P_p\left(H\right)} = \text{PID}_{\text{Detektor}} + \lg \Phi$$

können der sogenannte PID-Wert eines Detektors und der Flußfaktor Φ abgeleitet werden. Die Verteilung der kombinierten PID-Werte für den RICH-Detektor, den Preshower-Detektor und das Kalorimeter (definiert als PID3) sowie des PID-Wertes des TRD (definiert als PID5)

$$\text{PID3} = \text{PID}_{\text{RICH-Detektor}} + \text{PID}_{\text{Preshower-Detektor}} + \text{PID}_{\text{Kalorimeter}} \tag{5.1}$$

$$\text{PID5} = \text{PID}_{\text{TRD}}, \tag{5.2}$$

ist in Abbildung 5.3 gezeigt.

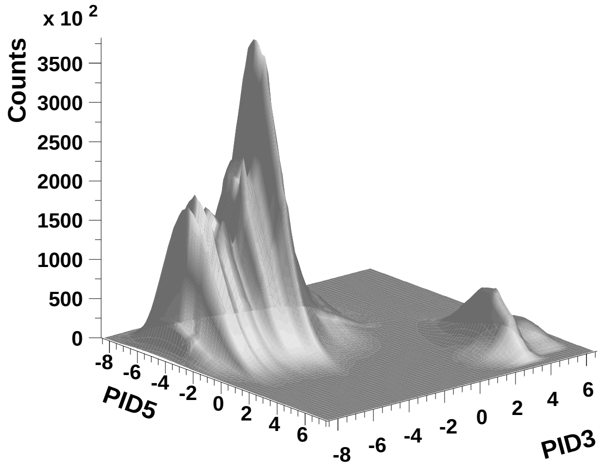


Abbildung 5.3: Verteilung der PID-Werte PID3 und PID5 für Teilchen in der Akzeptanz des HERMES-Spektrometers.

In Hinblick auf physikalische Analysen können gleichmäßige Verteilungen $P_p\left(L(H)\right)$ für Leptonen und Hadronen angenommen werden. Daher kann der Flußfaktor Φ vernachlässigt werden. Anhand der Werte PID3 sowie PID5 ist eine zuverlässige Unterscheidung von Leptonen und Hadronen mit einer Effienz von mehr als 99 Prozent gewährleistet. Der Hadronentyp wird durch den RICH-Detektor bestimmt.

Kapitel 6

Die Extraktion der Collins- und Siversmomente

6.1 Das Analyseverfahren

Ziel der Analyse ist es, aus azimutalen Einzel-Spin-Asymmetrien geladener Pionen Collins- und Siversmomente zu extrahieren. Der Analyse liegen Daten zugrunde, die in den Jahren 2003 und 2004 am HERMES-Experiment mit einem transversal polarisierten Wasserstoff-Target genommen wurden.
Zur Bestimmung der Asymmetrie wird für die Spinzustände *up* ($\Uparrow$) und *down* ($\Downarrow$) des Targets die Anzahl N_h der Hadronen vom Typ h gemessen, die durch Fragmentation in tiefinelastischen Streuprozessen entstehen. Der Spinzustand *up* ist nach Konvention gegeben, wenn das Targetgas parallel zum transversalen Magnetfeld des Targets polarisiert ist. Im HERMES-Koordinatensystem ergibt sich daher für die Spineinstellung „$\Uparrow$" der transversale Polarisationsvektor $\boldsymbol{S}_T$ des Targets zu

$$\boldsymbol{S}_T = P_z \cdot \hat{\boldsymbol{S}}_T = P_z \cdot (0, -1, 0)\,.$$

Dabei gibt der Polarisationsgrad P_z an, wie hoch der Anteil des polarisierten Gases im Target ist. Mit den Teilchenzahlen $N_h^{\Uparrow}$ und $N_h^{\Downarrow}$ berechnet sich die Einzel-Spin-Asymmetrie A_{UT}^h für den Hadronentyp h zu

$$A_{\mathrm{UT}}^h = \frac{1}{\langle P_z \rangle} \cdot \frac{N_h^{\Uparrow} - N_h^{\Downarrow}}{N_h^{\Uparrow} + N_h^{\Downarrow}}.$$

Um einen Wertebereich von $[-1;1]$ zu erhalten, wird die Asymmetrie mit dem durchschnittlichen Polarisationsgrad $\langle P_z \rangle$ gewichtet, der für die Jahre 2002–2004 in Tabelle 6.1 aufgeführt ist.

2002:	$\langle P_z \rangle = 0{,}783 \pm 0{,}041$	
2003:	$\langle P_z \rangle = 0{,}796 \pm 0{,}033$	
2004:	$\langle P_z \rangle = 0{,}796 \pm 0{,}033$	(vorläufiges Ergebnis)

Tabelle 6.1: Durchschnittlicher Polarisationsgrad $\langle P_z \rangle$ des Targets in den Jahren 2002–2004.

Zudem normiert man die Einzel-Spin-Asymmetrie auf die Anzahl der tiefinelastischen Streuereignisse $N_{\mathrm{DIS}}^{\Uparrow}$ sowie $N_{\mathrm{DIS}}^{\Downarrow}$

$$A_{\mathrm{UT}}^h = \frac{1}{\langle P_z \rangle} \cdot \frac{N_{\mathrm{DIS}}^{\Downarrow} N_h^{\Uparrow} - N_{\mathrm{DIS}}^{\Uparrow} N_h^{\Downarrow}}{N_{\mathrm{DIS}}^{\Downarrow} N_h^{\Uparrow} + N_{\mathrm{DIS}}^{\Uparrow} N_h^{\Downarrow}}.$$

Anhand von Linearkombinationen der azimutalen Winkel Φ und Φ_S, die in Abschnitt 4.1 eingeführt wurden, kann zwischen dem Collins- und Siversmoment unterschieden werden:

$$\text{Collinsmoment:} \quad \langle \sin(\Phi + \Phi_S) \rangle_{\text{UT}}^{h} \tag{6.1}$$

$$\text{Siversmoment:} \quad \langle \sin(\Phi - \Phi_S) \rangle_{\text{UT}}^{h} . \tag{6.2}$$

Die azimutalen Winkel berechnen sich zu (vgl. Abbildung 4.1)

$$\begin{aligned} \Phi &= \operatorname{signum}(\boldsymbol{q} \times \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{P_h}) \cdot \arccos\left(\frac{\boldsymbol{q} \times \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{q} \times \boldsymbol{P_h}}{|\boldsymbol{q} \times \boldsymbol{k}| \cdot |\boldsymbol{q} \times \boldsymbol{P_h}|} \right) \\ \Phi_S &= \operatorname{signum}\left(\boldsymbol{q} \times \boldsymbol{k} \cdot \hat{\boldsymbol{S}}_T\right) \cdot \arccos\left(\frac{\boldsymbol{q} \times \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{q} \times \hat{\boldsymbol{S}}_T}{|\boldsymbol{q} \times \boldsymbol{k}| \cdot \left|\boldsymbol{q} \times \hat{\boldsymbol{S}}_T\right|} \right). \end{aligned}$$

In detaillierten Monte Carlo-Studien wurden Asymmetrien generiert und mit unterschiedlichen Methoden rekonstruiert [ESS03b]. Dabei zeigte sich, daß die am besten geeignete Methode die des zweidimensionalen Binnings in Φ und Φ_S ist: Unabhängig von der Wahl der Binningintervalle weichen die generierten und rekonstruierten Asymmetrien weniger als 1 Prozent voneinander ab. Obgleich hierbei eine hohe Statistik erforderlich ist, konnte sichergestellt werden, daß in jedem Bin eine Normalverteilung gewährleistet ist.
Die Einzel-Spin-Asymmetrien werden in Abhängigkeit von den kinematischen Variablen x, z und $P_{h\perp}$ untersucht. Daher werden die Asymmetrien in einem dreidimensionalen Binning (aufgespannt durch eine der drei kinematischen Variablen und den azimutalen Winkeln Φ und Φ_S) berechnet. Die Bingrenzen sind in Tabelle 6.2 aufgelistet.

Variable	**#**	**Anzahl der Bins (#) und Bingrenzen**				
x	5	$]0{,}023;\ 0{,}05]$	$]0{,}05;\ 0{,}09]$	$]0{,}09;\ 0{,}15]$	$]0{,}15;\ 0{,}22]$	$]0{,}22;\ 0{,}4]$
z	4	$]0{,}2;\ 0{,}3]$	$]0{,}3;\ 0{,}4]$	$]0{,}4;\ 0{,}55]$	$]0{,}55;\ 0{,}7]$	
$P_{h\perp}$	5	$]0{,}05;\ 0{,}25]$	$]0{,}25;\ 0{,}4]$	$]0{,}4;\ 0{,}55]$	$]0{,}55;\ 0{,}8]$	$]0{,}8;\ 2{,}0]$
Φ/Φ_S	8	$]0;\ \frac{\pi}{4}]$	$]\frac{\pi}{4};\ \frac{\pi}{2}]$	$]\frac{\pi}{2};\ \frac{3}{4}\pi]$	$]\frac{3}{4}\pi;\ \pi]$	$]\pi;\ \frac{5}{4}\pi]$
		$]\frac{5}{4}\pi;\ \frac{3}{2}\pi]$	$]\frac{3}{2}\pi;\ \frac{7}{4}\pi]$	$]\frac{7}{4}\pi;\ 2\pi]$		

Tabelle 6.2: Bingrenzen der kinematischen Variablen x, y und z sowie der azimutalen Winkel Φ und Φ_S.

Die ungewichtete Asymmetrie berechnet sich damit zu

$$A_{\text{UT}}^{h}(\Phi, \Phi_S) = \frac{1}{\langle P_z \rangle} \cdot \frac{N_{\text{DIS}}^{\Downarrow} N_h^{\Uparrow}(\Phi,\Phi_S) - N_{\text{DIS}}^{\Uparrow} N_h^{\Downarrow}(\Phi,\Phi_S)}{N_{\text{DIS}}^{\Downarrow} N_h^{\Uparrow}(\Phi,\Phi_S) + N_{\text{DIS}}^{\Uparrow} N_h^{\Downarrow}(\Phi,\Phi_S)}.$$

Mit einem zweidimensionalen Fit, der im Abschnitt 4.4 motiviert wurde, kann das Collins- (6.1) und Siversmoment (6.2) gleichzeitig extrahiert werden

$$A_{\text{UT}}^{h}(\Phi, \Phi_S) = 2 \cdot \langle \sin(\Phi - \Phi_S) \rangle_{\text{UT}}^{h} \cdot \sin(\Phi - \Phi_S) + \tag{6.3}$$

$$2 \cdot \langle \sin(\Phi + \Phi_S) \rangle_{\text{UT}}^{h} \cdot \frac{B(\langle y \rangle)}{A(\langle x \rangle, \langle y \rangle)} \sin(\Phi + \Phi_S). \tag{6.4}$$

Abweichend von Definition 4.1 enthält der Faktor $A(\langle x \rangle, \langle y \rangle)$ eine Korrektur zweiter Ordnung

$$A(\langle x \rangle, \langle y \rangle) \equiv (1 - y) \cdot \frac{(1 + R(x, y))}{\left(1 + \left(\frac{2Mx}{Ey}\right)^2\right)} + \frac{y^2}{2},$$

da die relevanten Werte für $R(x,y)$ nicht vernachlässigt werden können [HERMES 04d]. Dabei ist $R(x,y) = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ das Verhältnis der totalen Absorptionswirkungsquerschnitte für longitudinal beziehungsweise transversal polarisierte virtuelle Photonen in inklusiver unpolarisierter DIS, das anhand von Daten acht verschiedener Experimente in den Jahren 1970–1985 am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) bestimmt wurde [WRB$^+$90].
Die mit $\frac{|\boldsymbol{P}_{h\perp}|}{zM}$ gewichteten Collins- und Siversmomente können ebenfalls aus einer azimutalen Einzel-Spin-Asymmetrie

$$A^h_{\mathrm{UT},\frac{|\boldsymbol{P}_{h\perp}|}{zM}}(\Phi,\Phi_S) = \frac{1}{\langle P_z\rangle} \cdot \frac{N^{\Downarrow}_{\mathrm{DIS}} \sum\limits_{i=1}^{N^{\Uparrow}_h(\Phi,\Phi_S)} \frac{|\boldsymbol{P}_{h\perp,i}|}{z_i} - N^{\Uparrow}_{\mathrm{DIS}} \sum\limits_{i=1}^{N^{\Downarrow}_h(\Phi,\Phi_S)} \frac{|\boldsymbol{P}_{h\perp,i}|}{z_i}}{N^{\Downarrow}_{\mathrm{DIS}} N^{\Uparrow}_h(\Phi,\Phi_S) + N^{\Uparrow}_{\mathrm{DIS}} N^{\Downarrow}_h(\Phi,\Phi_S)}$$

mittels eines zweidimensionalen Fits extrahiert werden:

$$\begin{aligned} A^h_{\mathrm{UT},\frac{|\boldsymbol{P}_{h\perp}|}{zM}}(\Phi,\Phi_S) &= 2M_p \cdot \left\langle \frac{|P_{h\perp}|}{zM_p} \sin(\Phi-\Phi_S) \right\rangle^h_{\mathrm{UT}} \cdot \sin(\Phi-\Phi_S) + \\ & \quad 2M_h \cdot \left\langle \frac{|P_{h\perp}|}{zM_h} \sin(\Phi+\Phi_S) \right\rangle^h_{\mathrm{UT}} \cdot \frac{B(\langle y\rangle)}{A(\langle x\rangle,\langle y\rangle)} \sin(\Phi+\Phi_S). \end{aligned}$$

6.2 Die Selektion der Daten

6.2.1 Datenqualität

Die Datenstruktur des HERMES-Experiments ist untergliedert in *Runs*, *Bursts* und *Ereignisse* [Lin01]: Bei der Datennahme werden kontinuierlich (Streu-)*Ereignisse* aufgezeichnet und in $500\,\mathrm{MB}$ großen *Runs* gesichert. Zudem werden alle zehn Sekunden detaillierte Informationen — man spricht dabei von *Slowcontrol*-Daten — über den Status des Leptonenstrahls, des Targets, der einzelnen Komponenten des Spektrometers und des Datenerfassungssystems (englisch: Data Acquisition, DAQ) [HERMES 98] ausgelesen. Im Rahmen einer Datenproduktion werden die Slowcontrol-Informationen mit den Ereignissen synchronisiert und zu *Bursts* zusammengefaßt.
Sogenannte *Datenqualitätsschnitte* (englisch: data quality cuts) verhindern, daß fehlerhafte Daten in die Analyse miteinbezogen werden.
Zur Analyse der Daten der Jahre 2002–2003 stehen kalibrierte Produktionen (02c0 und 03c0) zur Verfügung, deren Datenqualität bereits sorgfältig untersucht wurde. Daher ist es möglich, auf eine sogenannte Burstliste zurückzugreifen, die für jeden einzelnen Burst die Ergebnisse (in Form eines Bitmusters) von 32 relevanten Überprüfungen der Datenqualität enthält. Das Format der Burstliste ist in Tabelle 6.3 aufgeführt. Im Allgemeinen wird bei einer Analyse gefordert, daß alle 32 Überprüfungen fehlerfrei waren, d.h. daß keines der 32 Bits gesetzt ist.
In Abschnitt 6.4 wird gezeigt, daß im Rahmen der vorhandenen Daten die Polarisation des Leptonenstrahls die Analyse nicht beeinflußt. Daher bleiben Bit 1 und 28, die sich auf die Polarisation des Leptonenstrahls beziehen, unberücksichtigt.
Eine Studie der Kalorimeter-Gruppe [BESS03] für semi-inklusive Analysen hat gezeigt, daß Einzel-Spin-Asymmetrien für geladene Teilchen auch durch einen toten Bleiglasblock im Kalorimeter nicht beeinflußt werden. Daher ist für diese Analyse Bit 31 (mehr als ein toter Block) anstelle von Bit 17 (kein toter Block) von Interesse, Bit 17 darf gesetzt sein.
Eine Korrektur der Einflüsse des transversalen Targetmagnetfeldes durch TMC ist unerläßlich für die zuverlässige Rekonstruktion der Teilchenspuren. Da TMC in der Burstliste nicht erfaßt ist, wird seine fehlerfreie Anwendung für jede Teilchenspur gesondert sichergestellt.
Die Daten, die von Anfang des Jahres 2004 bis zum Shutdown im August 2004 (ein längeres, jährliches Wartungsintervall des HERA-Speicherrings und der einzelnen Teilchenphysikexperimente

Bit	**ist gesetzt, wenn:**
0	der Spin des Targets sich weder im Zustand *up* noch im Zustand *down* befindet.
1	die Polarisation des Leptonenstrahls zu gering oder unphysikalisch hoch ist.
2	die Totzeit des Trigger 21 zu hoch ist.
3	die Dauer eines Bursts nicht zwischen 0 und 11 `s` liegt.
4	die Stromstärke des Leptonenstrahls nicht zwischen 2 und 50 `mA` liegt.
5	die Luminosität sehr gering ist oder die Targetdichte sehr stark flukturiert.
6	es sich um den ersten Burst eines Run handelt.
7	die Daten aufgrund von Problemen in der Datennahme oder Produktion fehlerhaft sind (bsp. durch Synchronisationsprobleme).
8	keine Teilchenidentifikation für die Daten verfügbar ist.
9	der Run bei der Datennahme als nicht analysierbar gekennzeichnet wurde.
10	es sich um unpolarisierte Daten handelt oder sich das Target nicht im 2-Zustand-Modus befindet (Bits 11–14 sind redundant zu Bit 10).
11	unpolarisierte Daten genommen wurden.
12	keine Informationen über den Status des Targets im Logbuch verfügbar sind.
13	sich das Target im 3-Zustand-Modus befindet.
14	sich das Target in einem speziellen Modus für Bhabba-Streuung befindet.
15	die Ventile des Target für unpolarisierte Datennahme eingestellt sind.
16	das Target nicht voll funktionsfähig ist.
17	es einen oder mehrere tote Blöcke im Kalorimeter gibt.
19	der TRD nicht voll funktionsfähig ist.
20	in mindestens einer Ebene der FC oder BC *high voltage trips* auftreten.
21	der RICH-Detektor mit N_2 betrieben wurde (nicht benutzt in 03c0).
22	im RICH-Detektor *high voltage trips* auftreten.
25	der RICH-Detektor nicht voll funktionsfähig ist.
28	die letzte Messung der Polarisation des Leptonenstrahls länger als 5 Minuten zurückliegt.
30	die Totzeit unphysikalische Werte hat.
31	es mehr als einen toten Block im Kalorimeter gibt (nicht benutzt in 03c0).

Tabelle 6.3: Format der „burst list“ für die Daten der Jahre 2002 und 2003. Bit 18, 23, 26 und 29 werden nicht benutzt. Bits 23, 24 und 27 sind äquivalent zu Bit 16.

am DESY) genommen wurden, machen einen erheblichen Teil der verfügbaren Statistik aus. Bislang steht nur eine A-Produktion dieser Daten (04a0) zur Verfügung. Dies bedeutet einerseits, daß die Detektoren noch nicht endgültig kalibriert sind. Änderungen in der Spurrekonstruktion, der Teilchenidentifikation und damit auch der gemessenen Einzel-Spin-Asymmetrien sind zu erwarten. Andererseits kann bei A-Produktionen auf keine Burstliste zurückgegriffen werden, so daß die einwandfreie Funktion der relevanten Komponenten des Experimentes einzeln sichergestellt werden muß. Im Folgenden werden die Datenqualitätsschnitte für die Datenproduktion 04a0 erläutert:

- Während der Datennahme werden Runs von der Schichtcrew gekennzeichnet, die für eine Analyse ungeeignet sind (beispielsweise Runs zur Kalibrierung des Targets oder Runs, bei denen einzelne Detektoren fehlerhaft arbeiteten). Diese Runs werden von der Analyse ausgeschlossen.

- Analog zu den Daten der Jahre 2002–2003 bleibt die Polarisation des Leptonenstrahls unberücksichtigt. Solange die Stromstärke des Strahls in einem physikalisch sinnvollen Bereich ist ($2 - 50\,\mathtt{mA}$), werden alle Daten in die Analyse mit einbezogen.

- Der Spin des Targets ist maßgeblich für die Unterscheidung der Collins- und Siversmomente. Daher wird sichergestellt, daß das Target fehlerfrei und im korrekten Modus für polarisierte Datennahme lief.
- Um eine gute Spurrekonstruktion zu gewährleisten, ist ein einwandfreier Betrieb der Drift- (FC und BC) und Proportionalkammern (MC) notwendig. Durch zu hohe Stromstärken in einer Kammer kann die Ausleseelektronik beschädigt werden. Eine Strombegrenzung verhindert dies, indem sie für einen kurzen Zeitraum die Spannungsversorgung unterbricht (*high voltage trip*). Während dieser Zeit ist die Effizienz der betroffenen Kammer stark eingeschränkt. Daher ist es wahrscheinlich, daß die Spurrekonstruktion für diesen Zeitraum ungenügend ist. Somit werden Bursts, in denen *high voltage trips* auftraten, nicht in die Analyse miteinbezogen.
- Ebenfalls werden Daten verworfen, in denen der Luminositätsmonitor und die Detektoren für die Teilchenidentifikation (RICH-Detektor, TRD, Kalorimeter und Preshower-Detektor) nicht voll funktionsfähig waren. Im Gegensatz zur Analyse der Daten der Jahre 2002–2003 wird gefordert, daß auch für geladene Teilchen keine toten Blöcke im Kalorimeter (und nicht höchstens ein toter Block) auftraten.
- Die Anzahl der Ereignisse, die in einem Zeitintervall von der DAQ erfaßt werden kann, ist begrenzt. Während des Auflesevorgangs ist das Datenerfassungssystem blockiert. Eine wichtige Kenngröße ist dabei die sogenannte Totzeit, die die ausgelösten und verarbeiteten Triggersignale in Beziehung setzt. Können alle Ereignisse, die einen Trigger auslösen, gemessen werden, ist die Totzeit Null. Daten, in denen die Totzeit zu hohe oder unplausible Werte hatte, wurden daher für die Analyse nicht berücksichtigt.
- Fehlerhaft produzierte Daten, in denen zum Beispiel die Synchronisation der Slowcontrol-Informationen mit den Ereignissen fehlschlug, werden von der Analyse ausgeschlossen. Ebenso werden Bursts mit zu geringer oder zu langer Dauer verworfen.

Zudem können bei einer A-Produktion die Einflüsse des transversalen Targetmagnetfeldes auf die Teilchenspuren nicht berücksichtigt werden, was einen deutlichen Einfluß auf die Messung der Einzel-Spin-Asymmetrien hat [BESS03].

6.2.2 Teilchenidentifikation

In einer vollständig kalibrierten Produktion können Leptonen und Hadronen anhand der logarithmierten bedingten Wahrscheinlichkeiten PID3 (5.1) und PID5 (5.2) unterschieden werden:

$$\begin{aligned} \text{Lepton:} \quad & \mathrm{PID3} + \mathrm{PID5} > 1 \\ \text{Hadron:} \quad & \mathrm{PID3} + \mathrm{PID5} < -1. \end{aligned}$$

Für eine A-Produktion muß hingegen die Reaktion der relevanten Detektoren auf die Teilchen direkt untersucht werden (vgl. Abschnitt 5.5), um Leptonen und Hadronen in den tiefinelastischen Streuereignissen zu identifizieren: Im kinematischen Bereich des HERMES-Experiments erzeugen nur Elektronen Übergangsstrahlung. Anhand des dadurch verursachten Signals im TRD, der charakteristischen Schauerbildung im Preshower-Hodoskop H2 und des Verhältnisses der Energie, die im Kalorimeter gemessen wird, zum Impuls der Teilchen ist eine Unterscheidung zwischen Leptonen und Hadronen möglich. Die daraus resultierenden Schnitte sind in Tabelle 6.4 aufgeführt.

Lepton	**Hadron**
$16\,\mathtt{KeV} < E_{\mathtt{TRD}} < 100\,\mathtt{KeV}$	$0{,}1\,\mathtt{KeV} < E_{\mathtt{TRD}} < 14\,\mathtt{KeV}$
$0{,}01 <$ Impulshöhe in H2 < 1000	$0 <$ Impulshöhe in H2 $< 0{,}0075$
$0{,}8 < \frac{E_{Kalorimeter}}{p} < 1{,}1$	$\frac{E_{Kalorimeter}}{p} < 0{,}8$

Tabelle 6.4: Teilchenidentifikationsschnitte für eine A-Produktion.

Im Vergleich zu den Teilchenidentifikationsschnitten einer kalibrierten Produktion ist der Wertebereich der betreffenden Detektorsignale enger gewählt. Dadurch wird für eine A-Produktion eine zuverlässige Teilchenidentifikation sichergestellt. Allerdings wird dabei die Statistik stark vermindert.
Pionen und Kaonen werden durch die Öffnungswinkel der Čerenkovstrahlung im RICH-Detektor unterschieden. Dabei wird eine gesicherte Zuweisung durch die Forderung

$$\text{RICH-Qualitätsparameter} > 0$$

gewährleistet.
In jedem Streuereignis wird das Lepton mit dem höchsten Impuls als gestreutes Lepton der tiefinelastischen Streuung (DIS-Lepton) ausgewählt. Im Leptonenstrahl des HERA-Speicherrings waren im Zeitraum 2002 bis Sommer 2004 ausschließlich Positronen injiziert. DIS-Leptonen, die als Elektronen identifiziert wurden, werden jedoch nicht verworfen. Unter der Annahme, daß Elektronen nur in Paarerzeugung entstanden sein können, werden diese Ereignisse negativ gewichtet. Damit wird durch eine Paarerzeugungskorrektur berücksichtigt, daß auch Positronen, die als DIS-Lepton identifiziert wurden, aus Paarerzeugungsprozessen stammen können.

6.2.3 Selektion der DIS-Ereignisse

Um semi-inklusive tiefinelastische Streuprozesse aus Daten zu extrahieren, werden spezifische Anforderungen an die Teilchenbahnen eines Ereignisses sowie dessen kinematische Variablen gestellt, die in Tabelle 6.5 aufgelistet sind und im folgenden Abschnitt erläutert werden.
Damit sichergestellt ist, daß eine Spur von einem Streuprozeß am Targetgas herrührt, fordert man, daß die Vertexposition innerhalb der Targetzelle liegt. Durch einen Schnitt (englisch: cut) auf die Vertexposition in z-Richtung (*vertex-cut*)

$$|z_{\text{Vertex}}| \leqslant 18\,\mathtt{cm}$$

und die transversale Vertexposition ($d_{\text{Vertex}} \leqslant 0{,}75\,\mathtt{cm}$) werden Spuren unterdrückt, bei denen die Spurrekonstruktion fehlschlug oder die aus Untergrundprozessen (wie zum Beispiel Streuereignisse an den Kollimatoren des Targets oder elektromagnetische Schauer, die durch Synchrotronstrahlung hervorgerufen wurden) stammen. Ein Schnitt auf die transversale Vertexposition ist für die Analyse von Daten, die an einem transversal polarisierten Target aufgenommen wurden, nicht möglich. Durch TMC werden zwar die Effekte des transversalen Magnetfeldes für die Spurrekonstruktion berücksichtigt, allerdings werden nur die polare sowie azimutale Komponente des Streuwinkels und die Vertexposition in z-Richtung — nicht aber die transversale Vertexposition — korrigiert.
An den Grenzen der Akzeptanz können Meßfehler auftreten. Werden beispielsweise die äußeren Bleiglasblöcke des Kalorimeters von einem Teilchen getroffen, breitet sich der elektromagnetische

Schauer nicht vollständig im Inneren des Kalorimeters aus. Daher wird eine zu niedrige Energie gemessen. Durch einen sogenannten *fiducial volume cut*

$$|x_{Kalorimeter}| < 175\,\texttt{cm}$$
$$30\,\texttt{cm} < |y_{Kalorimeter}| < 108\,\texttt{cm}$$

werden diese Teilchenspuren verworfen. Weiterhin wird durch den *fiducial volume cut* sichergestellt, daß die Spuren im vorderen Dektektorbereich in der Akzeptanz des HERMES-Spektrometers liegen [ESS03a]. Dadurch werden Streuprozesse mit den Abschirmplatten des Spektrometermagneten oder den Halterungen der Magnetkammern ausgeschlossen, die ebenfalls elektromagnetische Schauer hervorrufen können.
Tiefinelastische Streuung ist ein Prozeß, der durch perturbative Quantenchromodynamik beschrieben wird. Um Terme höherer Ordnung, die mit einem Faktor von $\frac{M}{Q}$ auftreten, zu unterdrücken, wählt man nur Ereignisse mit einem $Q^2 \gg M^2$ aus. Für ein Wasserstoff-Target erhält man somit einen Schnitt von

$$Q^2 > 1\,\texttt{GeV}^2.$$

Da ein Großteil der Streuereignisse Q^2-Werte zwischen $1\,\texttt{GeV}^2$ und $2\,\texttt{GeV}^2$ hat (vgl. Abbildung 2.2), kann die untere Grenze nicht größer gewählt werden, ohne dabei wesentlich Statistik einzubüßen.
Bremsstrahlung im Anfangs- oder Endzustand der tiefinelastischen Streuung ist ein Beispiel für Strahlungsprozesse, die in einem Experiment auftreten. Um Strahlungskorrekturen möglichst klein zu halten, benutzt man einen Schnitt auf y (das Verhältnis der Energie des virtuellen Photons zur Strahlenergie)

$$y < 0{,}85,$$

was implizit einen Schnitt auf den Impuls des gestreuten DIS-Leptons von $p > 4{,}1\,\texttt{GeV}$ darstellt. Nach unten hin ist der kinematische Bereich durch $y \geqslant 0{,}1$ beschränkt.
In inelastischer Streuung treten Nukleonresonanzen auf [PRSZ04]. Beispielsweise hat die Resonanz $\Delta\,(1232)$ eine invariante Masse W von $1{,}232\,\texttt{GeV}$. Mittels eines Schnitts von $W^2 \geqslant 4\,\texttt{GeV}^2$ wird sichergestellt, daß Daten aus dieser Resonanzregion nicht in die Analyse einbezogen werden.
In semi-inklusiver tiefinelastischer Streuung werden Hadronen in Koinzidenz mit dem gestreuten DIS-Lepton nachgewiesen. Ein bei der Fragmentation entstandenes Hadron trägt ebenfalls zur invarianten Masse bei. Monte Carlo-Studien zeigen, daß bei einem Schnitt auf

$$W^2 > 10\,\texttt{GeV}^2$$

einerseits eine hohe Korrelation zwischen Quark und gebildetem Hadron gewährleistet ist und andererseits die Statistik nicht allzu stark verringert wird [Bec00].
Durch obige Schnitte ergibt sich bei HERMES für die Bjørken'sche Skalenvariable eine untere Grenze von

$$x > 0{,}023.$$

Aufgrund der sehr geringen Statistik im Bereich $x \in [0{,}4; 1]$ legt man eine obere Grenze von $x < 0{,}4$ fest.
Die gemessenen Einzel-Spin-Asymmetrien können maßgeblich von Zerfallsprodukten der Vektormesonen beeinflußt sein [Sei04]. Monte Carlo-Studien zeigen, daß der damit verbundene Hintergrund mit z anwächst [Els04]. Zudem zerfallen beispielsweise die ρ^0-Vektormesonen asymmetrisch in ein positiv und ein negativ geladenes Pion — eines der beiden Pionen hat dabei einen hohen z-Wert ($z \gtrapprox 0{,}7$), das andere einen niedrigen ($z \lessapprox 0{,}2$). Durch eine Einschränkung des z-Bereichs auf

$$0{,}2 < z < 0{,}7$$

kann der Beitrag der Vektormesonen deutlich unterdrückt werden.
Eine zuverlässige Teilchenidentifikation ist essentiell für die Analyse. Der RICH-Detektor kann Hadronen in dem Impulsbereich

$$2\,\mathtt{GeV} < \boldsymbol{P_h} < 15\,\mathtt{GeV}$$

zuverlässig identifizieren. Daher schränkt man den Impuls der gemessenen Hadronen auf diesen Bereich ein.
Zur Unterscheidung der Collins- und Siversmomente ist eine genaue Bestimmung der Winkel Φ und Φ_S notwendig, die in Abschnitt 4.1 eingeführt wurden. Um zu gewährleisten, daß zwischen Φ und $\Phi + \pi$ unterschieden werden kann, wird ein minimaler Öffnungswinkel

$$\theta_{\gamma^* h} = \arccos\left(\frac{\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{P_h}}{|\boldsymbol{q}\,|\,|\boldsymbol{P_h}\,|}\right) > 0{,}02\,\mathtt{rad}$$

zwischen dem virtuellen Photon und einem Hadron festgelegt [ESS03c].

Schnitte auf die Geometrie der Spur				
vertex cut:		$\|z_{\text{Vertex}}\,\| \leqslant 18\,\mathtt{cm}$		
fiducial volume cut:		$\|x_{Kalorimeter}\,\| < 175\,\mathtt{cm}$		
	$30\,\mathtt{cm} <$	$\|y_{Kalorimeter}\,\|$	$< 108\,\mathtt{cm}$	
Kinematische Schnitte:				
	$1\,\mathtt{GeV}^2 <$	Q^2		
	$(0{,}1 \leqslant)$	y	$< 0{,}85$	$\Rightarrow \boldsymbol{k'} > 4{,}1\,\mathtt{GeV}$
	$0{,}023 <$	x	$< 0{,}4$	
	$10\,\mathtt{GeV}^2 <$	W^2		
	$2\,\mathtt{GeV} <$	$\boldsymbol{P}_h$	$< 15\,\mathtt{GeV}$	
	$0{,}2 <$	z	$< 0{,}7$	
	$0{,}02\,\mathtt{rad} <$	$\theta_{\gamma^* h}$		

Tabelle 6.5: Anforderungen an die Geometrie der Spuren und der Kinematik der tiefinelastischen Ereignisse, die aus den Daten extrahiert werden.

6.3 Systematische Studien

6.3.1 Überprüfung der Analyse

Der für diese Analyse erstellte Quelltext ist unabhängig von den Programmen, mit denen bisher azimutale Einzel-Spin-Asymmetrien am HERMES-Experiment analysiert wurden. Zur Überprüfung des Analyseprogrammes wurden die Ergebnisse für die 02c0-Datenproduktion mit den Resultaten des Analyseverfahrens, das in der Veröffentlichung [HERMES 04d] angewandt wurde, verglichen. Die extrahierten Collins- und Siversmomente der Veröffentlichung können reproduziert werden (vgl. Abbildung 6.1).
In Tabelle 6.6 ist für beide Analyseverfahren die Anzahl der identifizierten DIS-Leptonen sowie geladener Pionen und Kaonen aufgeführt. Die verschiedenen Teilchenzahlen lassen sich auf eine andere Methode, das DIS-Lepton in einem tiefinelastischen Streuereignis zu finden, zurückführen: in der in der Veröffentlichung verwendeten Analyse wird das Lepton mit dem höchsten Impuls, das gleichzeitig alle relevanten Schnitte erfüllt, als DIS-Lepton ausgewählt (im Gegensatz zum in Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Ansatz, bei dem erst nach der Auswahl des DIS-Leptons die Schnitte angewendet werden). Dadurch wird die Statistik geringfügig vergrößert.

Analyseverfahren	**# Runs**	**# DIS-Ereignisse**	**# π^+**	**# π^-**
Analyse	5339	606143	58531	41523
Analyseverfahren in der Veröffentlichung	5339	606678	58613	41543

Tabelle 6.6: Unterschiede in den Teilchenzahlen ($\#h$) der Analyseverfahren, mit denen azimutale Einzel-Spin-Asymmetrien in dieser Arbeit und in der Veröffentlichung analysiert wurden. Beiden Analysen liegt die gleiche Statistik zugrunde (02c0-Datenproduktion).

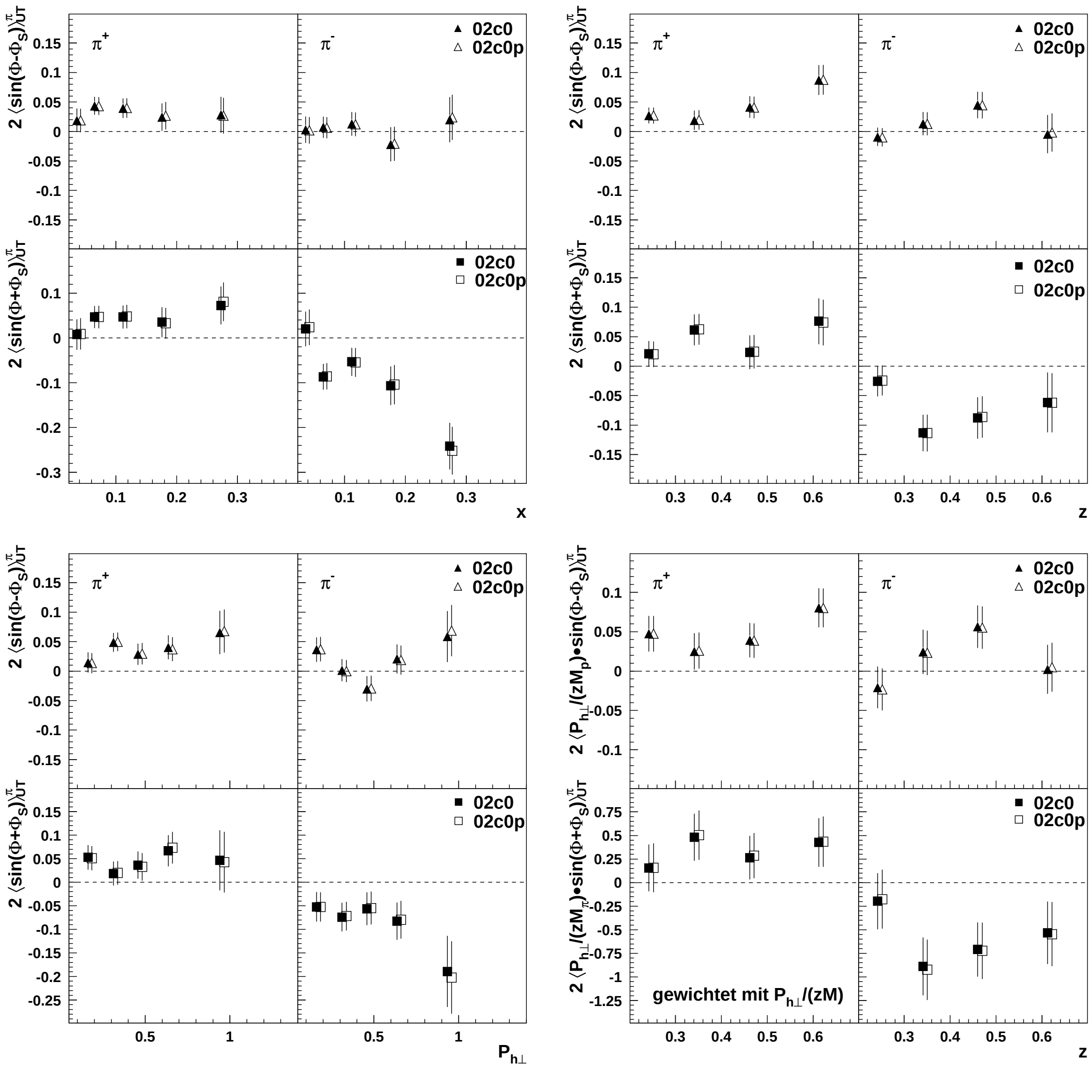


Abbildung 6.1: Vergleich zwischen den Analyseverfahren, mit denen azimutale Einzel-Spin-Asymmetrien in der Veröffentlichung [HERMES 04d] (nicht ausgefüllte Datenpunkte) beziehungsweise in dieser Arbeit (ausgefüllte Datenpunkte) analysiert wurden: Dargestellt sind (von oben links nach unten rechts) jeweils ungewichtete Sivers- ($\langle \sin(\Phi - \Phi_S) \rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$) und Collinsmomente ($\langle \sin(\Phi + \Phi_S) \rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$) für geladene Pionen in Abhängigkeit von x, z und $\boldsymbol{P}_{h\perp}$ sowie mit $\frac{|\boldsymbol{P}_{h\perp}|}{zM}$ gewichtete Sivers- und Collinsmomente in Abhängigkeit von z, die durch Multiplikation mit dem Faktor 2 auf einen Wertebereich von $[-1; 1]$ projiziert wurden. Zum besseren Überblick wurden die Datenpunkte in jedem Bin horizontal gegeneinander versetzt.

6.3.2 Einfluß der Datenqualität auf die Analyse

Die verfügbare Statistik wird von den Daten, die im Jahr 2004 genommen wurden, dominiert. Bislang steht nur eine A-Produktion dieser Daten zur Verfügung. Signifikante Änderungen in den azimutalen Einzel-Spin-Asymmetrien sind zu erwarten, sobald eine kalibrierte Datenproduktion mit einer durch TMC korrigierten Spurrekonstruktion und einer genaueren Teilchenidentifikation für die Analyse zur Verfügung steht.
Derartige Änderungen können an den im Jahre 2003 genommenen Daten verdeutlicht werden. Die Statistik der identifizierten Hadronen wird von der A-Produktion (03a0) zu einer kalibrierten Produktion (03c0) um $24{,}7$ Prozent vergrößert.

Datenproduktion	**# Runs**	**# DIS-Ereignisse**	**# π^+**	**# π^-**	**# K^+**	**# K^-**
03a0	1383	307931	24302	16954	5640	2140
03c0	1360	329584	30524	21763	6686	2704
$\frac{\#\,(03c0)}{\#\,(03c0)}$		$1{,}070$	$1{,}256$	$1{,}284$	$1{,}185$	$1{,}264$

Tabelle 6.7: Anzahl der Teilchen ($\#h$), die in den Datenproduktionen 03a0 und 03c0 identifiziert wurden.

Die deutlichen Unterschiede der Collins- und Siversmomente in Abbildung 6.3 (wie z. B. im letzten x-Intervall der negativ geladenen Pionen) können auf die geringe Statistik, eine unzureichende Überprüfung der Datenqualität oder Fehler in der Datenproduktion selbst zurückzuführen sein.

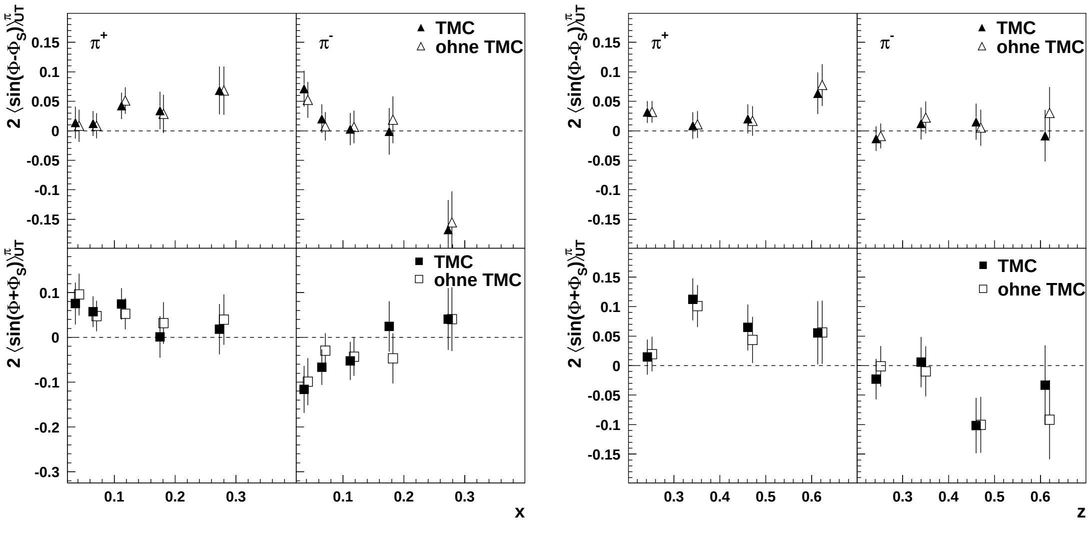


Abbildung 6.2: Untersuchung des Einflusses von TMC auf die Analyse: Die Spurrekonstruktion der 03c0-Datenproduktion erfolgte unter Berücksichtigung (ausgefüllte Datenpunkte) beziehungsweise ohne Berücksichtigung (nicht ausgefüllte Datenpunkte) des transversalen Targetmagnetfeldes. Dargestellt sind (von links nach rechts) jeweils ungewichtete Sivers- ($\langle \sin(\Phi - \Phi_S) \rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$) und Collinsmomente ($\langle \sin(\Phi + \Phi_S) \rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$) für geladene Pionen in Abhängigkeit von x und z, die durch Multiplikation mit dem Faktor 2 auf einen Wertebereich von $[-1; 1]$ projiziert wurden. Zum besseren Überblick wurden die Datenpunkte in jedem Bin horizontal gegeneinander versetzt.

Die Datenqualitätsschnitte wurden in Zusammenarbeit mit der HERMES Datenqualitätsgruppe gesondert untersucht. Dabei konnten weder Fehler noch vernachlässigte Aspekte gefunden werden. Vorläufige systematische Studien legen den Schluß nahe, daß die Abweichungen der Datenpunkte nicht auf die Datenproduktion selbst zurückzuführen sind. So werden zum Beispiel die Unterschiede in den einzelnen Datenpunkten nur geringfügig von TMC beeinflußt, was in in Abbildung 6.2 dargestellt ist.
Zu beachten ist, daß auf A-Produktionen basierende Analyseergebnisse stets vorläufiger Natur sind. Endgültige Klarheit werden kalibrierte Produktionen bringen.

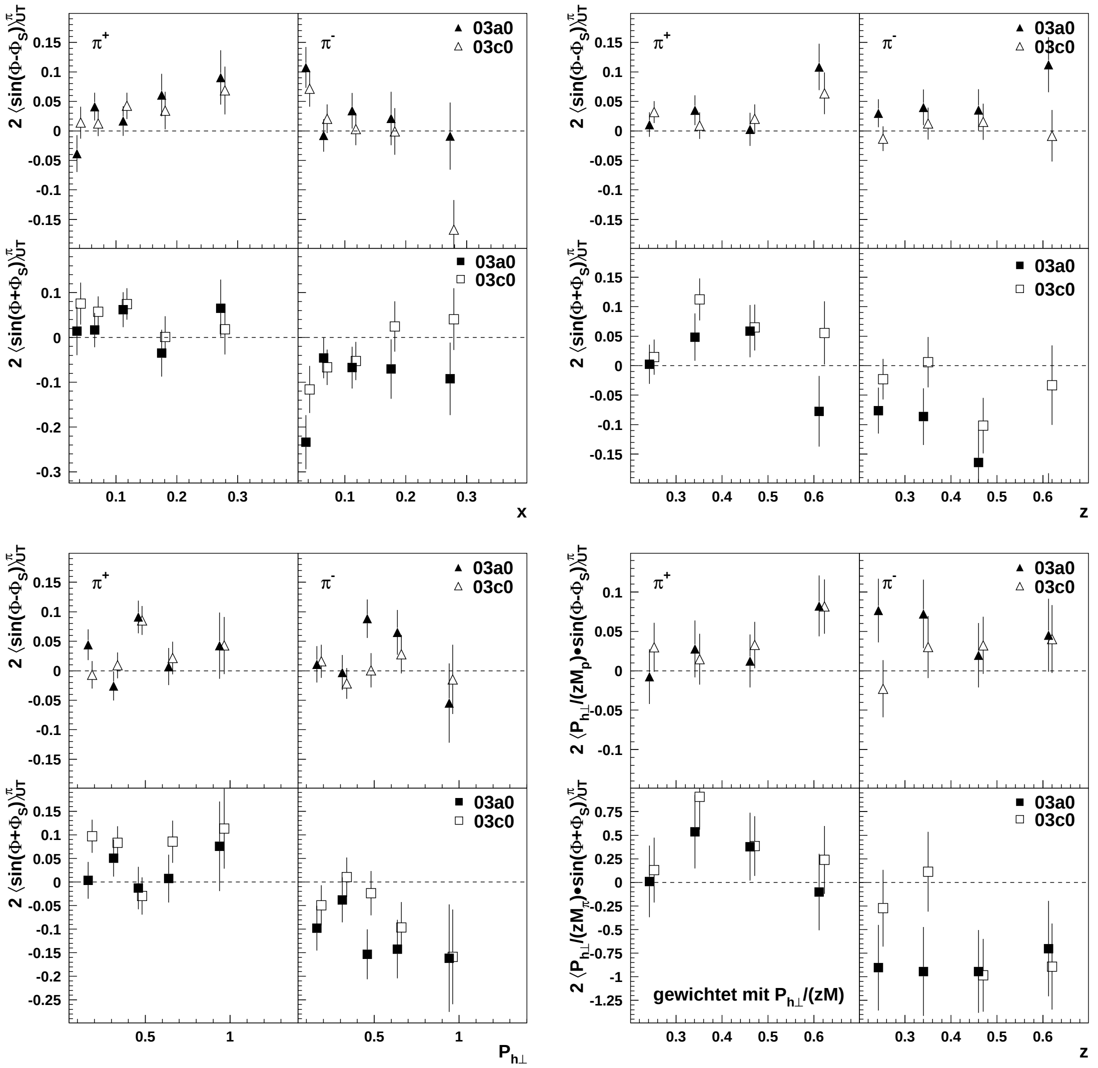


Abbildung 6.3: Vergleich der Analyse der 03a0- (ausgefüllte Datenpunkte) und 03c0-Datenproduktion (nicht ausgefüllte Datenpunkte) mit jeweils unterschiedlicher Überprüfung der Datenqualität: Gezeigt sind (von oben links nach unten rechts) jeweils ungewichtete Sivers- ($\langle\sin(\Phi - \Phi_S)\rangle^{\pi^\pm}_{\mathrm{UT}}$) und Collinsmomente ($\langle\sin(\Phi + \Phi_S)\rangle^{\pi^\pm}_{\mathrm{UT}}$) für geladene Pionen in Abhängigkeit von x, z und $\boldsymbol{P}_{h\perp}$ sowie mit $\frac{|\boldsymbol{P}_{h\perp}|}{zM}$ gewichtete Sivers- und Collinsmomente in Abhängigkeit von z, die durch Multiplikation mit dem Faktor 2 auf einen Wertebereich von $[-1;1]$ projiziert wurden. Die Datenpunkte in jedem Bin wurden horizontal gegeneinander versetzt.

6.3.3 Einfluß der Polarisation des Leptonenstrahls auf die Analyse

In bisherigen Analysen [Sei04, HERMES 04d] wurden die Collins- und Siversmomente aus der azimutalen Einzel-Spin-Asymmetrie A^h_{UT} extrahiert. Dabei bezog sich UT auf eine Messung mit einem unpolarisierten Leptonenstrahl und einem transversal polarisierten Target. Im Gegensatz zu den Daten des Jahres 2002 ist die longitudinale Polarisation P_L des Leptonenstrahls in den 2003–2004 Daten nicht vernachlässigbar, die durchschnittlichen Werte sind in Tabelle 6.8 aufgeführt.

03c0:	$\langle P_L \rangle = 31{,}22\% \pm 10{,}49\%$			
	Run 1	–	Run 1472:	$\lambda = +1$
04a0:	$\langle P_L \rangle = 31{,}47\% \pm 3{,}12\%$			
	Run 1	–	Run 4821:	$\lambda = +1$
	Run 4822	–	Run 12047:	$\lambda = -1$
	Run 12048	–	Run 16584:	$\lambda = +1$

Tabelle 6.8: Durchschnittliche Polarisation $\langle P_L \rangle$ und Helizität λ des Leptonenstrahls in den Jahren 2003–2004.

Daher ist es notwendig, den Einfluß der longitudinalen Polarisation des Leptonenstrahls auf die Extraktion der Momente zu untersuchen. Die Helizität des Strahls wurde nur im Jahr 2004 geändert (vgl. Tabelle 6.8). Somit konnte ausschließlich aus den Daten dieses Jahres, von denen bisher nur eine A-Produktion (04a0) verfügbar ist, ein Datensatz mit einer vernachlässigbaren Polarisation erstellt werden. Durch die Kompensation der Polarisation wird die Anzahl der identifizierten Hadronen um etwa 15 Prozent verringert (s. Tabelle 6.9).

04a0 mit:	**# Runs**	**# analysierbare Runs**	**# π^+**	**# π^-**
$\langle P_L \rangle = 31{,}17$	15872	11548	141760	97502
$\langle P_L \rangle \approx 0{,}00$	–	9473	120370	82482

Tabelle 6.9: Anzahl der Runs sowie Teilchen (#h), die in der Datenproduktionen 04a0 sowie einer Teilmenge davon mit vernachlässigbarer Polarisation P_L des Leptonenstrahls identifiziert wurden.

Die linke Spalte der Abbildung 6.4 zeigt eine Gegenüberstellung der ungewichteten Collins- und Siversmomente, die mit einem identischen Analyseverfahren aus dem erstellten Datensatz und sämtlichen Daten des Jahres 2004 extrahiert wurden. Um entscheiden zu können, inwiefern die Unterschiede in den Momenten durch die unterschiedliche Statistik oder durch systematische Effekte zu erklären sind, wurde von allen Datenpunkten die Abweichung

$$\text{Abweichung} = 2 \cdot \frac{\langle sin\,(\Phi \pm \Phi_S)\rangle^{\pi^\pm}_{UT}\,(\langle P_L\rangle \approx 0) - \langle sin\,(\Phi \pm \Phi_S)\rangle^{\pi^\pm}_{UT}\,(\langle P_L\rangle = 0{,}31)}{\sqrt{|\sigma^2\,(\langle P_L\rangle \approx 0) + \sigma^2\,(\langle P_L\rangle = 0{,}31)|}} \tag{6.5}$$

gebildet, die in der rechten Spalte der Abbildung 6.4 dargestellt ist. Eine Abweichung mit einem Betrag größer als 1 bedeutet, daß der Unterschied in den Momenten größer als der gemittelte statistische Fehler beider Momente ist. Abbildung 6.4 zeigt eine gute Übereinstimmung sämtlicher Datenpunkte, in deren jeweiliger Abweichung keinerlei systematische Effekte zu erkennen sind.
Daher ist im Rahmen der verfügbaren Statistik gezeigt, daß die Polarisation des Leptonenstrahls für die Analyse azimutaler Einzel-Spin-Asymmetrien nicht berücksichtigt werden muß. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhaltes wird weiterhin die Notation A^h_{UT} anstelle von A^h_{LT} für die Einzel-Spin-Asymmetrie verwendet.

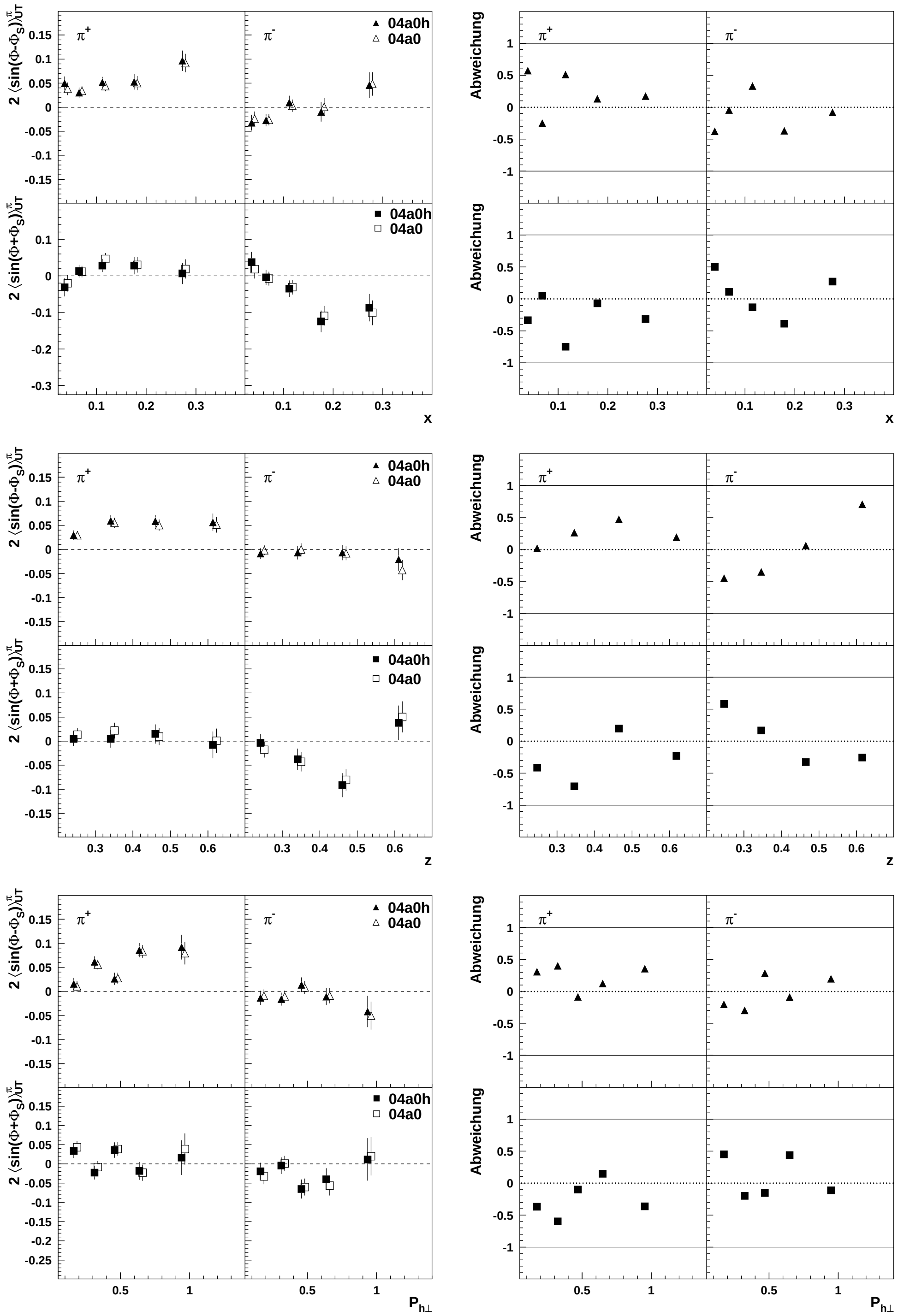


Abbildung 6.4: Zur Untersuchung des Einflusses der Strahlpolarisation auf die Analyse werden Momente miteinander verglichen, die aus den 2004-Daten mit einer durchschnittlichen Strahlpolarisation von 31,17 Prozent (nicht ausgefüllte Datenpunkte) und einer Teilmenge davon mit vernachlässigbarer Strahlpolarisation (ausgefüllte Datenpunkte) extrahiert wurden. In der linken Spalten sind (von oben nach unten) jeweils ungewichtete Sivers- ($\langle\sin(\Phi - \Phi_S)\rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$) und Collinsmomente ($\langle\sin(\Phi + \Phi_S)\rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$) für geladene Pionen in Abhängigkeit von x, z und $P_{h\perp}$ dargestellt, die durch Multiplikation mit dem Faktor 2 auf einen Wertebereich von $[-1; 1]$ projiziert wurden. Zum besseren Überblick wurden die Datenpunkte in jedem Bin horizontal gegeneinander versetzt. Ergänzend dazu sind in der rechten Spalte die Abweichungen der Momente (6.5) gezeigt.

Kapitel 7

Ergebnisse

Die in den Jahren 2003–2004 an einem transversal polarisierten Wasserstoff-Target genommenen Daten (Datenproduktionen 03c0 und 04a0) enthalten zwei Millionen tiefinelastische Streuereignisse (vgl. Tabelle 7.1). Die Analyse azimutaler Einzel-Spin-Asymmetrien deckt einen kinematischen Bereich von

$$0{,}023 < x < 0{,}4, \quad 0{,}2 < z < 0{,}7 \quad \text{und} \quad 0{,}05\,\mathtt{GeV} < P_{h\perp} < 2{,}0\,\mathtt{GeV}$$

ab, in dem sich die Mittelwerte der kinematischen Variablen zu

$$\left\langle Q^2 \right\rangle = 2{,}39\,\mathtt{GeV}^2, \quad \langle x \rangle = 0{,}097, \quad \langle y \rangle = 0{,}51, \quad \langle z \rangle = 0{,}36 \quad \text{und} \quad \langle P_{h\perp} \rangle = 0{,}41\,\mathtt{GeV}$$

ergeben.

# DIS-Ereignisse	# π^+	# π^-	# K^+	# K^-
2030460	172284	119265	39400	16622

Tabelle 7.1: Verfügbare Statistik der im Zeitraum 2003–2004 genommenen Daten.

Die über den gesamten kinematischen Bereich integrierten ungewichteten Collins- und Siversmomente sind für geladene Pionen und Kaonen in Tabelle 7.2 aufgeführt.

Hadronentyp	integriertes Collinsmoment $2 \cdot \left\langle \langle \sin(\Phi + \Phi_S) \rangle_{\mathrm{UT}}^h \right\rangle$	integriertes Siversmoment $2 \cdot \left\langle \langle \sin(\Phi - \Phi_S) \rangle_{\mathrm{UT}}^h \right\rangle$
π^+	$0{,}0219 \pm 0{,}0079 \pm (0{,}006)$	$0{,}0408 \pm 0{,}0050 \pm (0{,}003)$
π^-	$-0{,}0326 \pm 0{,}0096 \pm (0{,}009)$	$-0{,}0050 \pm 0{,}0060 \pm (0{,}004)$
K^+	$0{,}0209 \pm 0{,}0161 \pm (0{,}009)$	$0{,}0717 \pm 0{,}0104 \pm (0{,}006)$
K^-	$0{,}0025 \pm 0{,}0026 \pm (0{,}013)$	$0{,}0118 \pm 0{,}0160 \pm (0{,}008)$

Tabelle 7.2: Auf den Wertebereich $[-1; 1]$ projizierte Collins- und Siversmomente für geladene Pionen und Kaonen, die über den ganzen kinematischen Bereich integriert wurden. Neben den Momenten selbst sind die jeweiligen statistischen Fehler und (in Klammern) der systematische Fehler aufgeführt, der durch den Betrag der Zerfallsprodukte von Vektormesonen bedingt ist.

Die bislang verfügbare Statistik läßt für die Collinsmomente der Kaonen keine schlüssige Interpretation zu. Daher beschränkt sich die Darstellung im Folgenden auf geladene Pionen, die als

gebundene Quark-Antiquark-Zustände ($|\pi^+\rangle = |u\bar{d}\rangle$, $|\pi^-\rangle = |d\bar{u}\rangle$) beschrieben werden. Ihre Momente sind in den Abbildungen 7.1–7.3 gezeigt, Abbildungen 7.4 und 7.5 stellen darüber hinaus die Ergebnisse der Datenproduktionen 03c0 und 04a0 einzeln dar.
Pionen, die aus Zerfällen von Vektormesonen stammen, können einen Beitrag zu den azimutalen Einzel-Spin-Asymmetrien [Sei04] liefern. In Monte Carlo-Studien wurde der Anteil dieser Pionen an der Gesamtzahl der detektierten Pionen bestimmt und ihr qualitativer Einfluß auf die Collins- und Siversmomente untersucht [Els04]. Zur Bestimmung des daraus resultierenden systematischen Fehlers der Momente ist die Kenntnis der Asymmetrie der Zerfallsprodukte von Vektormesonen notwendig. Bislang wurde diese Asymmetrie an einem transversal polarisierten Target noch nicht gemessen, allerdings ist es dennoch möglich, diesen Beitrag abzuschätzen. Die in Tabelle 7.2 angegebenen Werte beruhen auf einer vorsichtigen Abschätzung. Es konnte gezeigt werden, daß der Beitrag der Vektormesonen zum systematischen Fehler der Momente mit hoher Wahrscheinlichkeit kleiner ist [Els04].
Die Einzel-Spin-Asymmetrien sind mit dem durchschnittlichen Polarisationsgrad $\langle P_z \rangle$ gewichtet, dessen Meßfehler von 3,3 Prozent (s. Tabelle 6.4) somit direkt zum systematischen Fehler der extrahierten Momente beiträgt. Diese Meßunsicherheit kann aufgrund des Faktors von 2, der die Collins- und Siversmomente auf einen Wertebereich von $[-1; 1]$ projiziert, zu Abweichungen von maximal $6{,}6$ Prozent führen.

Interpretation der Collinsmomente Vergleicht man die integrierten Collinsmomente in Tabelle 7.2, so sieht man einerseits einen positiven Wert für positiv geladene Pionen und einen negativen Wert für negativ geladene Pionen, andererseits ist das integrierte Collinsmoment der π^- dem Betrag nach größer als das der π^+. Aus Abbildung 7.1 ist ersichtlich, daß der Unterschied in den Momenten mit der Bjørken'schen Skalenvariable x ansteigt. Die höheren x-Intervalle beziehen sich auf einen Bereich der tiefinelastischen Streuung, der von den Valenzquarks dominiert wird. Abbildung 7.1 zeigt für π^+ nur eine geringe Abhängigkeit des Collinsmoments von z, was inkonsistent zu den theoretischen Vorhersagen ist [BKMM02].
Die Collins Fragmentationsfunktion $H_1^\perp(z)$ beschreibt die Fragmentation eines transversal polarisierten Quarks (q) in ein unpolarisiertes Hadron (h). Messungen der spinunabhängigen Fragmentationsfunktion $D_1(z, q \rightarrow h)$ zeigen, daß bevorzugt der Prozeß D_f

$$D_f \equiv D_1\left(z, u \rightarrow \pi^+\right) \approx D_1\left(z, \bar{d} \rightarrow \pi^+\right) \approx D_1\left(z, \bar{u} \rightarrow \pi^-\right) \approx D_1\left(z, d \rightarrow \pi^-\right)$$

beobachtet wird, während der Prozeß D_d

$$D_d \equiv D_1\left(z, u \rightarrow \pi^-\right) \approx D_1\left(z, \bar{d} \rightarrow \pi^-\right) \approx D_1\left(z, \bar{u} \rightarrow \pi^+\right) \approx D_1\left(z, d \rightarrow \pi^+\right),$$

unwahrscheinlicher ist. Man spricht hierbei von *favoured* (Index f) und *disfavoured* Fragmentation (Index d). Ein entsprechendes Verhalten wäre auch für die Collins-Fragmentationsfunktion plausibel. Unter dieser Annahme kann man aus den Collinsmomenten (die proportional zum Produkt der Transversity-Verteilung $\delta q(x)$ und der Collins Fragmentationsfunktion sind) Rückschlüsse auf die Transversity-Verteilung ziehen. Modellabhängige Rechnungen lassen für die Transversity-Verteilung ein ähnliches Verhalten wie bei der Helizitätsverteilung $\Delta q(x)$ erwarten [BDR02]. Den Messungen zufolge gilt dies zwar für das Vorzeichen der Transversity für die Quarksorten u und d ($\delta u > 0$ und $\delta d < 0$), aber im Gegensatz zu $|\Delta d| < |\Delta u|$ gilt für ihre Beträge die Ungleichung

$$|\delta u| < |\delta d|.$$

Detailierten Analysen der 2002-Daten zufolge [Sei04, HERMES 04d] ist der *favoured* und *disfavoured* Anteil der Collins-Fragmentation aber von gleicher Größenordnung und von unterschiedlichem Vorzeichen. Obige Annahme ist somit falsch und das unterschiedliche Collinsmoment für π^+ und π^- muß auf Fragmentationsprozesse zurückgeführt werden [HERMES 04d].

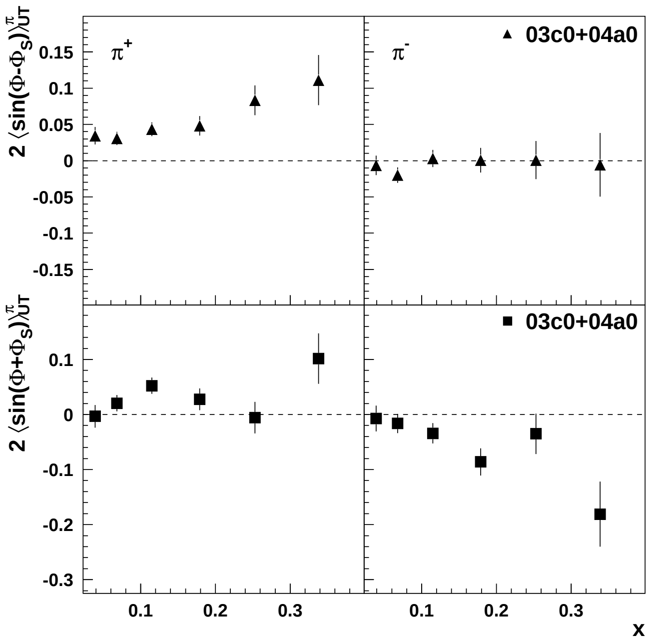


Abbildung 7.1: Ungewichtete Siversmomente ($\langle \sin(\Phi - \Phi_S) \rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$; oben) und Collinsmomente ($\langle \sin(\Phi + \Phi_S) \rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$; unten) für geladene Pionen in Abhängigkeit von x, die durch Multiplikation mit dem Faktor 2 auf einen Wertebereich von $[-1; 1]$ projiziert wurden. Abweichend vom bisherigen Binning (s. Tabelle 6.2) wurde das Intervall $]0{,}22;\ 0{,}4]$ aufgrund der mittlerweile höheren verfügbaren Statistik in die Intervalle $]0{,}22;\ 0{,}3]$ und $]0{,}3;\ 0{,}4]$ unterteilt.

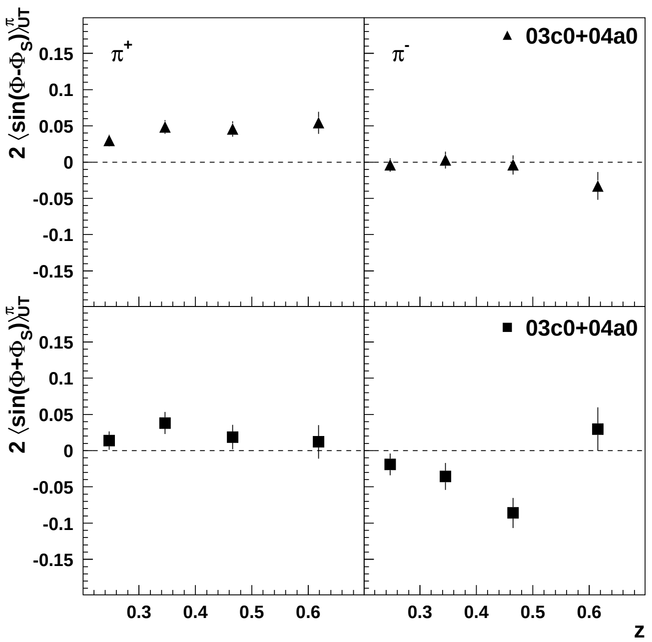


Abbildung 7.2: Ungewichtete Siversmomente ($\langle \sin(\Phi - \Phi_S) \rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$; oben) und Collinsmomente ($\langle \sin(\Phi + \Phi_S) \rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$; unten) für geladene Pionen in Abhängigkeit von z, die durch Multiplikation mit dem Faktor 2 auf einen Wertebereich von $[-1; 1]$ projiziert wurden.

Interpretation der Siversmomente Das integrierte Siversmoment in Tabelle 7.2 ist für π^+ und K^+ mit einer hohen Signifikanz positiv und liefert damit ein deutliches Signal für die Siversfunktion $f_{1T}^{\perp}(x)$ in Verbindung mit der spinunabhängigen Fragmentationsfunktion $D_1(z)$. Sowohl für π^- als auch K^- ist das integrierte Siversmoment konsistent mit Null.
Im Gegensatz zu den Ergebnissen der Veröffentlichung [HERMES 04d] weist das Siversmoment auch für π^+ nur eine geringe Abhängigkeit von z auf. Dies stimmt mit theoretischen Modellen [BSY04, BH04] überein (die spinunabhängige Fragmentationsfunktion $D_1(z)$ mittelt sich heraus, vgl. Gleichung 4.3), die allerdings ein negatives Siversmoment für positiv geladene Pionen vorhersagen.
Den theoretischen Modellen zufolge ist das Sivermoment für π^+ dominiert von den up-Quarks. Die Messung impliziert daher einen nicht verschwindenden Bahndrehimpuls dieser Quarks im Nukleon.

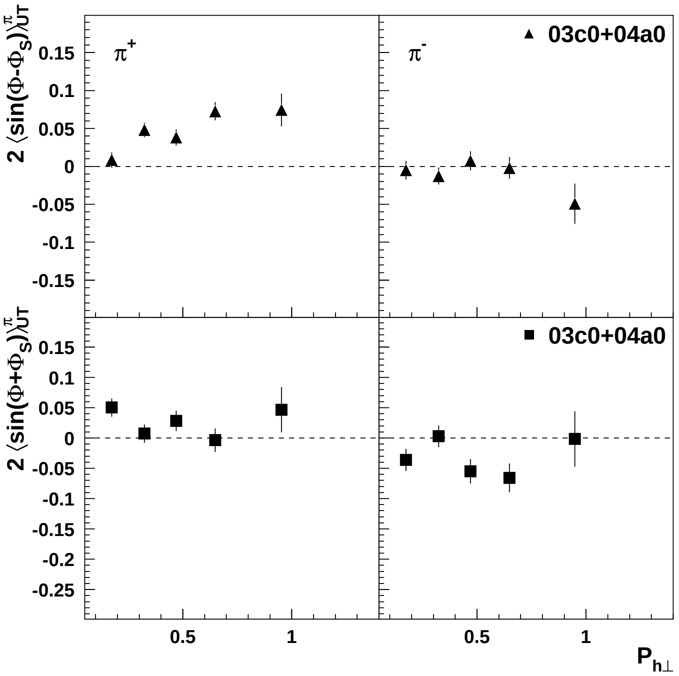


Abbildung 7.3: Ungewichtete Siversmomente ($\langle\sin(\Phi-\Phi_S)\rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$; oben) und Collinsmomente ($\langle\sin(\Phi+\Phi_S)\rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$; unten) für geladene Pionen in Abhängigkeit von $\boldsymbol{P}_{h\perp}$, die durch Multiplikation mit dem Faktor 2 auf einen Wertebereich von $[-1;1]$ projiziert wurden.

Datenproduktion 03c0:

# DIS-Ereignisse:	329584
# π^+:	30524
# π^-:	21763

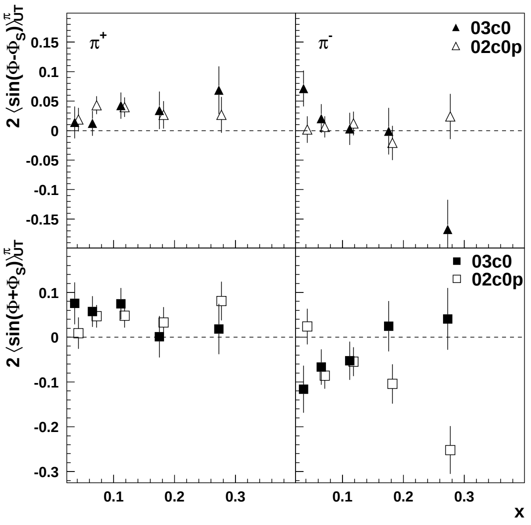
integrierte Momente:

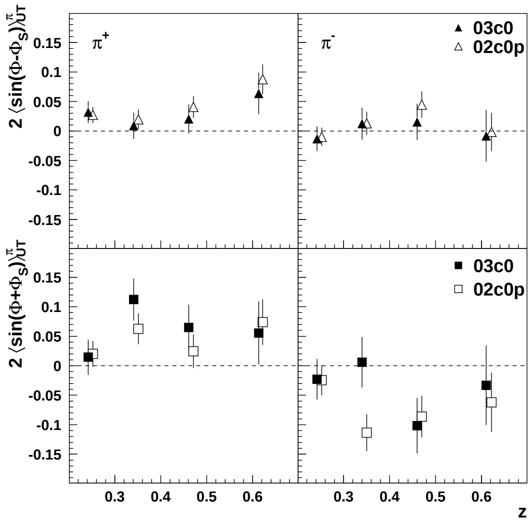
ungewichtete Siversmomente:

π^+:	$0{,}027 \pm 0{,}012$
π^-:	$0{,}004 \pm 0{,}014$

ungewichtete Collinsmomente:

π^+:	$0{,}056 \pm 0{,}019$
π^-:	$-0{,}039 \pm 0{,}022$





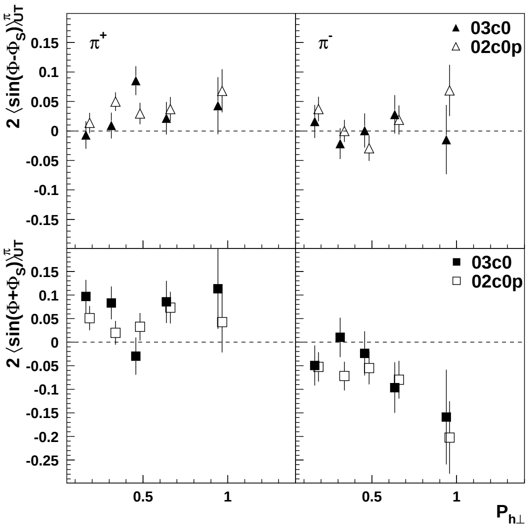


Abbildung 7.4: Analyse der 03c0-Datenproduktion: Neben der verfügbaren Statistik des Jahres 2003 sind in der Tabelle die über den ganzen kinematischen Bereich integrierten, ungewichteten Sivers- und Collinsmomente für geladene Pionen aufgeführt. In den Abbildungen ist (oben rechts, unten links und unten rechts) eine Gegenüberstellung zwischen Sivers- und Collinsmomenten der 2003-Daten (ausgefüllte Datenpunkte) und den Ergebnissen der Veröffentlichung [HERMES 04d] (nicht ausgefüllte Datenpunkte) dargestellt. Gezeigt sind jeweils ungewichtete Sivers- ($\langle \sin(\Phi - \Phi_S) \rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$) und Collinsmomente ($\langle \sin(\Phi + \Phi_S) \rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$) für geladene Pionen in Abhängigkeit von x, z und $\boldsymbol{P}_{h\perp}$, die durch Multiplikation mit dem Faktor 2 auf einen Wertebereich von $[-1; 1]$ projiziert wurden. Zum besseren Überblick wurden die Datenpunkte in jedem Bin horizontal gegeneinander versetzt.

Datenproduktion 04a0:

# DIS-Ereignisse:	1700876
# π^+:	141760
# π^-:	97502

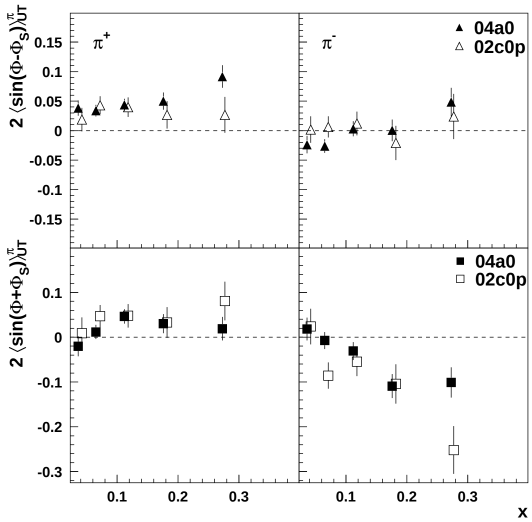
integrierte Momente:

ungewichtete Siversmomente:

π^+:	$0{,}043 \pm 0{,}005$
π^-:	$-0{,}007 \pm 0{,}006$

ungewichtete Collinsmomente:

π^+:	$0{,}014 \pm 0{,}009$
π^-:	$-0{,}030 \pm 0{,}010$



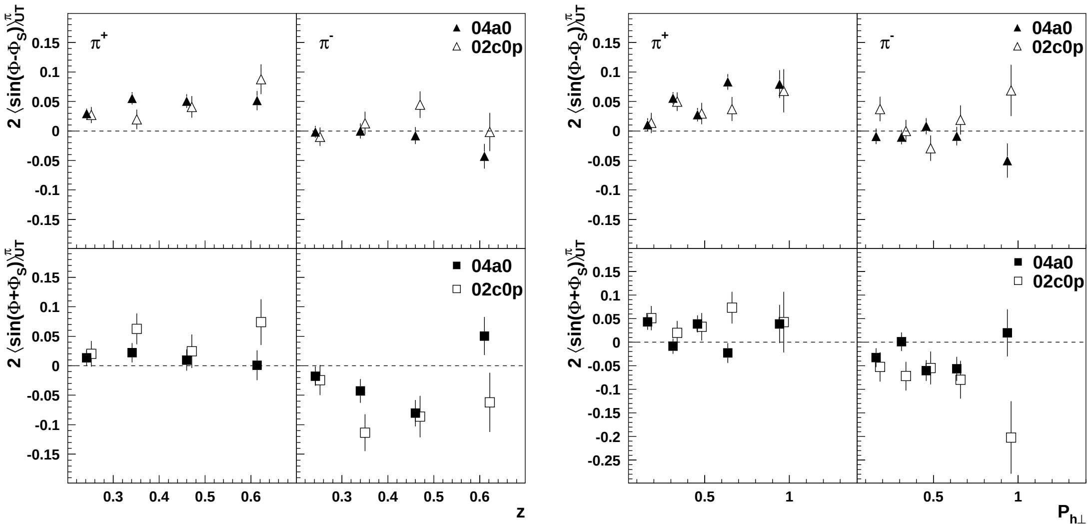


Abbildung 7.5: Analyse der 04a0-Datenproduktion: Neben der verfügbaren Statistik des Jahres 2004 sind in der Tabelle die über den ganzen kinematischen Bereich integrierten, ungewichteten Sivers- und Collinsmomente für geladene Pionen aufgeführt. In den Abbildungen ist (oben rechts, unten links und unten rechts) eine Gegenüberstellung zwischen Sivers- und Collinsmomenten der 2004-Daten (ausgefüllte Datenpunkte) und den Ergebnissen der Veröffentlichung [HERMES 04d] (nicht ausgefüllte Datenpunkte) dargestellt. Gezeigt sind jeweils ungewichtete Sivers- ($\langle \sin{(\Phi - \Phi_S)} \rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$) und Collinsmomente ($\langle \sin{(\Phi + \Phi_S)} \rangle_{\mathrm{UT}}^{\pi^\pm}$) für geladene Pionen in Abhängigkeit von x, z und $\boldsymbol{P}_{h\perp}$, die durch Multiplikation mit dem Faktor 2 auf einen Wertebereich von $[-1; 1]$ projiziert wurden. Zum besseren Überblick wurden die Datenpunkte in jedem Bin horizontal gegeneinander versetzt.

Kapitel 8

Ausblick

Bislang wurden am HERMES-Experiment 2,6 Millionen tiefinelastische Streuereignisse an einem transversal polarisierten Wasserstoff-Target genommen. Ein Zuwachs der Statistik ist sowohl durch eine kalibrierte Datenproduktion der 2004-Daten (um voraussichtlich 15 Prozent) als auch durch die Fortsetzung der Datennahme bis zum Sommer 2005 zu erwarten. Dann wird es notwendig sein, das transversal polarisierte Target auszubauen, um den *Recoil*-Detektor zu installieren, der die Akzeptanz für rückgestreute Protonen entscheidend verbessert und damit die Messung exklusiver Prozesse begünstigt.
Die erhöhte Statistik wird es ermöglichen, azimutale Einzel-Spin-Asymmetrien in einem vierdimensionalen Binning (zwei kinematische Variablen sowie die Winkel Φ und Φ_S) zu untersuchen. Dies wird die Interpretation der daraus extrahierten Collins- ($\langle\sin(\Phi+\Phi_S)\rangle^h_{\mathrm{UT}}$) und Siversmomente ($\langle\sin(\Phi-\Phi_S)\rangle^h_{\mathrm{UT}}$) erheblich vereinfachen. Zur Extraktion der Transversity-Verteilung $\delta q\left(x\right)$ selbst ist eine Kenntnis der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^\perp\left(z\right)$ unerläßlich.
Die BELLE-Kollaboration studiert in einem *collider*-Experiment CP-Verletzung am $B^0\bar{B}^0$-System mit hoher Luminosität. Aus azimutalen Winkelverteilungen von Pionenpaaren, die durch Fragmentationsprozesse entstehen und zu Jets gebündelt sind, können Rückschlüsse auf die Collins-Fragmentationsfunktion gezogen werden. Ergebnisse sind angekündigt, aber noch nicht veröffentlicht.
Der Verlauf der spinunabhängigen Fragmentationsfunktion $D_1\left(z\right)$ hingegen ist bereits hinreichend bekannt. Dies ermöglicht die Extraktion der Siversfunktions $f_{1T}^\perp\left(x\right)$ aus dem Siversmoment. Mit Hilfe eines sogenannten *purity*-Formalismus können die Beiträge der einzelnen Quarksorten bestimmt werden (*flavor decomposition*).
Die Existenz der Siversfunktion für positiv geladenen Pionen und Kaonen impliziert einen nichtverschwindenden Bahndrehimpuls der Quarks im Inneren des Nukleons. In Zukunft wird sich zeigen, inwieweit dieser Beitrag quantitiv analysiert werden kann.

Anhang A

Appendix

A.1 Der statistische Fehler der azimutalen Einzel-Spin-Asymmetrie

Der statistische Fehler der ungewichteten azimutalen Einzel-Spin-Asymmetrie

$$A_{\mathrm{UT}}^{h} = \frac{1}{\langle P_z \rangle} \cdot \frac{N_{\mathrm{DIS}}^{\Downarrow} N_h^{\Uparrow} - N_{\mathrm{DIS}}^{\Uparrow} N_h^{\Downarrow}}{N_{\mathrm{DIS}}^{\Downarrow} N_h^{\Uparrow} + N_{\mathrm{DIS}}^{\Uparrow} N_h^{\Downarrow}}$$

berechnet sich gemäß dem Gauß'schen Fehlerfortplanzungsgesetz zu

$$\sigma_{A_{\mathrm{UT}}^{h}}^2 = \left(\frac{\partial A_{\mathrm{UT}}^{h}}{\partial N_h^{\Uparrow}}\right)^2 \sigma_{N_h^{\Uparrow}}^2 + \left(\frac{\partial A_{\mathrm{UT}}^{h}}{\partial N_h^{\Downarrow}}\right)^2 \sigma_{N_h^{\Downarrow}}^2 + \left(\frac{\partial A_{\mathrm{UT}}^{h}}{\partial N_{\mathrm{DIS}}^{\Uparrow}}\right)^2 \sigma_{N_{\mathrm{DIS}}^{\Uparrow}}^2 + \left(\frac{\partial A_{\mathrm{UT}}^{h}}{\partial N_{\mathrm{DIS}}^{\Downarrow}}\right)^2 \sigma_{N_{\mathrm{DIS}}^{\Downarrow}}^2$$

Die Streuung σ^2 einer (ungewichteten) normalverteilten Zählrate N ergibt sich zu $\sigma^2 = N$. Damit kann der statistische Fehler angegeben werden:

$$\sigma_{A_{\mathrm{UT}}^{h}} = \frac{1}{\langle P_z \rangle} \cdot \frac{2 \cdot \sqrt{N_{\mathrm{DIS}}^{\Uparrow} N_{\mathrm{DIS}}^{\Downarrow} N_h^{\Uparrow} N_h^{\Downarrow} \cdot \left(N_{\mathrm{DIS}}^{\Uparrow} N_{\mathrm{DIS}}^{\Downarrow} \left(N_h^{\Uparrow} + N_h^{\Downarrow}\right) + N_h^{\Uparrow} N_h^{\Downarrow} \left(N_{\mathrm{DIS}}^{\Uparrow} + N_{\mathrm{DIS}}^{\Downarrow}\right)\right)}}{\left(N_{\mathrm{DIS}}^{\Downarrow} N_h^{\Uparrow} + N_{\mathrm{DIS}}^{\Uparrow} N_h^{\Downarrow}\right)^2}.$$

A.2 Die Dirac-Matrizen

Die Dirac-Matrizen in chiraler Darstellung lauten

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & -\mathbb{1} \\ -\mathbb{1} & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^k \\ -\sigma^k & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & -\mathbb{1} \end{pmatrix},$$

wobei die 4×4 Matrizen aus den Pauli-Matrizen

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

sowie der zweidimensionalen Einheitsmatrix aufbebaut sind.

Anhang B

Bibliographie

[Bac02] A. Bacchetta, *Probing the transverse spin of quarks in deep inelastic scattering*, PhD thesis, Vrije Universiteit Amsterdam, 2002.

[BDR02] V. Barone, A. Drago and P. G. Ratcliffe, *Transverse polarisation of quarks in hadrons*, Phys. Rept. **359**, 1–168 (2002), hep-ph/0104283.

[Bec00] M. Beckmann, *Extraction of polarised quark distributions of the nucleon from deep inelastic scattering at the* HERMES *experiment*, PhD thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2000, DESY-THESIS-2000-029.

[Ber02] C. Berger, *Elementarteilchenphysik: von den Grundlagen zu modernen Experimenten*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2002.

[BESS03] A. Bacchetta, U. Elschenbroich, G. Schnell and R.-C. Seidl, Single-Spin Azimuthal Asymmetries in SIDIS off a Transversely Polarized Proton Target — The Release, HERMES Release Report, Mai 2003.

[BH04] M. Burkardt and D. S. Hwang, *Sivers asymmetry and generalized parton distributions in impact parameter space*, Physical Review **D69**, 074032 (2004).

[BKMM02] A. Bacchetta, R. Kundu, A. Metz and P. J. Mulders, *Estimate of the Collins fragmentation function in a chiral invariant approach*, Physical Review **D65**, 094021 (2002), hep-ph/0201091.

[BR03] V. Barone and P. G. Ratcliffe, *Tranverse Spin Physics*, World Scientific, New Jersey, London, Singapore and Hong Kong, first edition, 2003.

[BSY04] A. Bacchetta, A. Schaefer and J.-J. Yang, *Sivers function in a spectator model with axial-vector diquarks*, Physical Letters **B578**, 109–118 (2004), hep-ph/0309246.

[CHL94] J. C. Collins, S. F. Heppelmann and G. A. Ladinsky, *Measuring transversity densities in singly polarized hadron-hadron and lepton-hadron collisions*, Nucl. Phys. **B420**, 565–582 (1994), hep-ph/9305309.

[CTDL99] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu and F. Laloë, *Quantenmechanik*, volume 2, de Gruyter, Berlin, New York, second edition, 1999.

[Dü] M. Düren, *The* HERMES *experiment: From the design to the first results*, Hamburg DESY - Int.Rep.HERMES-95-02 (95/07,rec.Aug.) 234p.

[Els04] U. Elschenbroich, Background Asymmetry Estimation of Diffractive Vector Meson Events, HERMES Internal Report, Mai 2004.

[ESS03a] U. Elschenbroich, G. Schnell and R.-C. Seidl, Single-Spin Azimuthal Asymmetries in SIDIS off a Transversely Polarized Proton Target, HERMES Release Report, September 2003.

[ESS03b] U. Elschenbroich, G. Schnell and R.-C. Seidl, Single-Spin Azimuthal Asymmetries in SIDIS off a Transversely Polarized Proton Target — MC Studies, HERMES Internal Report, März 2003.

[ESS03c] U. Elschenbroich, G. Schnell and R.-C. Seidl, Single-Spin Azimuthal Asymmetries in SIDIS off a Transversely Polarized Proton Target — Status Report, HERMES Internal Report, April 2003.

[HERMES 96] B. Braun (HERMES Collaboration), Polarization of the HERMES hydrogen target, 1996, Prepared for 12th International Symposium on High-energy Spin Physics (SPIN 96), Amsterdam, Netherlands, 10-14 Sep 1996.

[HERMES 98] K. Ackerstaff et al. (HERMES Collaboration), HERMES *spectrometer*, Nucl. Instrum. Meth. **A417**, 230–265 (1998), hep-ex/9806008.

[HERMES 00] A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), *Measurement of the spin asymmetry in the photoproduction of pairs of high p(T) hadrons at* HERMES , Physical Review Letters **84**, 2584–2588 (2000), hep-ex/9907020.

[HERMES 04a] A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), *Flavor decomposition of the sea quark helicity distributions in the nucleon from semi-inclusive deep- inelastic scattering*, Physical Review Letters **92**, 012005 (2004), hep-ex/0307064.

[HERMES 04b] A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), *The* HERMES *polarized hydrogen and deuterium gas target in the HERA electron storage ring*, (2004), physics/0408137.

[HERMES 04c] A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), *Quark helicity distributions in the nucleon for up, down, and strange quarks from semi-inclusive deep-inelastic scattering*, (2004), hep-ex/0407032.

[HERMES 04d] A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), *Single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a transversely polarized hydrogen target*, (2004), hep-ex/0408013.

[HM84] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1984.

[Jaf96] R. L. Jaffe, *Spin, twist and hadron structure in deep inelastic processes*, (1996), hep-ph/9602236.

[Jaf97] R. L. Jaffe, *Can transversity be measured?*, (1997), hep-ph/9710465.

[Lin01] T. Lindemann, *Extraktion der polarisierten Quarkverteilungen des Nukleons mit besonderer Beruecksichtigung der Seequarks im* HERMES*-Experiment*, (2001), DESY-THESIS-2001-054.

[Mul00] P. J. Mulders, Transverse momentum dependence in structure functions in hard scattering processes, September 2000.

[Muon88] J. Ashman et al. (European Muon Collaboration), *A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function g(1) in deep inelastic muon proton scattering*, Physical Letters **B206**, 364 (1988).

[PAX03] F. Rathmann et al. (PAX Collaboration), *Letter of Intent Antiproton-Proton Scattering Experiments with Polarization*, (2003), http://www.fz-juelich.de/ikp/pax/public_files/loi_PAX.ps.

[PRSZ04] B. Povh, K. Rith, C. Scholz and F. Zetsche, *Teilchen und Kerne: eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, sixth edition, 2004.

[Rit02] K. Rith, *Spin asymmetries in deep-inelastic electron nucleon scattering: Selected* HERMES *results*, Prog. Part. Nucl. Phys. **49**, 245–324 (2002).

[Sch00] F. Schwabl, *Quantenmechanik für Fortgeschrittene*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, second edition, 2000.

[Sei04] R.-C. Seidl, *Single spin asymmetries in semi-inclusive electroproduction of pions and kaons on a transversely polarized hydrogen target at* HERMES , PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2004, DESY-THESIS-2004-029.

[Siv90] D. W. Sivers, *Single spin production asymmetries from the hard scatterung of point- like constituents*, Physical Review **D41**, 83 (1990).

[Sof95] J. Soffer, *Positivity Constraints for Spin-Dependent Parton Distributions*, Physical Review Letters **74**, 1292–1294 (1995).

[ST64] A. A. Sokolov and I. M. Ternov, *On Polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation*, Phys. Dokl. **8**, 1203–1205 (1964).

[Wen01] J. Wendland, Particle Identification for HERMES Run I, HERMES Internal Report, November 2001.

[WRB$^+$90] L. W. Whitlow, S. Rock, A. Bodek, E. M. Riordan and S. Dasu, *A Precise extraction of R = sigma-L / sigma-T from a global analysis of the SLAC deep inelastic e-p and e-d scattering cross-sections*, Physical Letters **B250**, 193–198 (1990).

Anhang D

Danksagung

Ich hatte die Gelegenheit, eine Diplomarbeit zu einem aktuellen und äußerst interessanten Forschungsgebiet der Teilchenphysik an einem namhaften Forschungszentrum zu erstellen. Nicht nur dafür danke ich Professor Rith: Vielmehr danke ich ihm für sein Vertrauen in meine Arbeit und die damit verbundene Möglichkeit, weitgehend selbständig an meiner Analyse zu arbeiten.

Wesentlich erleichtert wurde meine Arbeit durch die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre in der HERMES-Kollaboration: Die (Büro-)Türen sowohl in Erlangen als auch in Hamburg stehen stets offen (für Fragen sowie Ablenkungen). Namentlich erwähnen möchte ich zuallererst Elke-Caroline Aschenauer, Ulrike Elschenbroich und Bino Maiheu, die sowohl meine Begeisterung als auch mein Verständnis für das HERMES-Experiment beginnend von meiner Zeit als Sommerstudent weckten. Insbesondere Uli aber auch Elke waren ebenso während meiner Diplomarbeit eine geduldige und hilfreiche Anlaufstelle, um über die Analyse von azimutalen Einzel-Spin-Asymmetrien zu diskutieren. Neben den beiden gaben mein Betreuer Ralf Seidl, der seine Promotion [Sei04] im August 2004 abschloß und seit September am BNL angestellt ist, und der *convenor* der Transversity-Gruppe Gunar Schnell wertvolle Ratschläge. Achim Hillenbrand und Phil Tait räumten nicht nur etwas Platz in ihrem (ehemaligen) Büro für mich frei, sondern beantworteten stets zuvorkommend meine zahlreichen Fragen. Durch einen *crosscheck* meiner Analyse unterstützte mich Ingrid-Maria Gregor, die mir dadurch meinen ersten Aufenthalt in DESY Zeuthen ermöglichte. Markus Ehrenfrieds ausführliche und unkomplizierte Korrektur(-vorschläge) trug(en) sehr zu meinen Verständnis bei und „entschärfte(n) die ein oder andere (erheiternde) sprachliche Unschärfe“ in meiner Diplomarbeit. Auch wenn ich zunehmend soziale Aktivitäten der HERMES Kollaboration vernachlässigte, sind mir die sogenannten Offsite Meetings in bester Erinnerung geblieben. Insbesondere danke ich stellvertretend für die HERMES Offsite-Crew (bisher genannte Personen sind ausgelassen) Soerne Moeller, Benedikt Zihlmann, Frank Ellinghaus, Larry Felawka, Marc Beckmann und Jim Stewart für die gelungenen Abende. Ach ja, Hayg Guler, Sebastian Haan und Yves van Haarlem sollte ich nicht vergessen.

Eleonore Haßler erledigte zahlreiche „Formalitäten“ unkompliziert und rasch.

Bei meinen Aufenthalten in Erlangen konnte ich bei Susanne und Michael Klieber sowie Carola Frey übernachten. Dank Wolfgang Mauerer überlebte ich nicht nur das Fortgeschrittenen Praktikum, nein, dank ihm habe ich einen tieferen Einblick in die Welt der Bits und Bytes erhalten und fünf intensive und ereignisreiche Jahre in Erlangen erlebt. Dazu trugen aber auch Bernd Opitz („Laß uns Vollgas geben!“), mein Lieblingsfranke Christian Reinhart, Matthias „Stockmeier („Ist gut, Markus!“), Markus Firsching (Danke für die entspannte Prüfungsvorbereitung!), der *chief barbecue director* Ralf Auer, Uwe Scholz und Julian Zeitvogl sehr, sehr stark bei. Andreas Richter stellte mir während seines Auslandssemesters in Rom großzügigerweise seine Wohnung zur Verfügung. Auch er bewirkte in Verbindung mit Martin Krapp (Danke, daß Du meine Sachen nicht bei eBay versteigert hast!), daß mir nichts anderes übrigbleibt, als meine Studentenzeit in

Erlangen in bester Erinnerung zu behalten!
In einer WG zusammenzuwohnen, mag ein soziales Wagnis sein. Mit Felicitas Heitzeneder habe ich dies nicht nur gemeistert, vielmehr sind mir mittlerweile gut befreundet und dank ihr habe ich nun einen Einblick in die (zugegebenermaßen faszinierende) Welt des Marketing erhalten.
Die Deathpunk-Legende Turbonegro ist (aus verständlichen Gründen) meine erklärte Lieblingsband. Daher war es für mich ein unvergleichlicher Moment, Hank van Helvete („I know you!“) und Happy Tom („The Stooges, right!“) kennenzulernen. Dem unvergleichlichen El Presidente, Felix Heinrich (aka Pete Orno), dem „Teilhaber des Präsidenten“ Guido , Capitan Fantasy, Michi, Tori, Karina, Lenin, dem Landgraf, Kai(ser), Konsul, Jan aus Halle, Jule, Jessica und TJ Eindhoven/Tilburg, sowie Kristian samt Dauerbegleitung danke ich für die unvergeßlichen Momente im Epizentrum der TJ-Bewegung.
Mein bester Freund Stefan Leopold und Joachim Kraftmayer sind meine längsten Wegbegleiter, denen ich an dieser Stelle für unsere Freundschaft sowie ihre Hilfe und Unterstützung danke. Jana Fuhrmann schenkte mir all das, was Peter Steele von Type O Negative in „Paranoid“ sucht. Dafür (und ebenfalls für das sorgfältige Korrekturlesen meiner Diplomarbeit) kann ich ihr nur herzlichst danken.
An letzter Stelle (und damit doch wieder an erster Stelle) danke ich meiner engeren Familie (Hermann, Sandra und Andreas Diefenthaler sowie Rolf Donk und Renate Vorhauser) für ihr Interesse und ihre Unterstützung. Insbesondere meine Mutter Evelyn Diefenthaler hat mehr als Ihr Mögliches in die Wege gesetzt, um für ihren Ältesten da zu sein.
Allen genannten Personen danke ich vielmals. Zuallerletzt danke ich der Person, die (mittlerweile) verärgert meine Danksagung liest und ihren Namen nicht finden kann. Hier hast Du (bzw. haben Sie) die einmalige Gelegenheit, Dich (bzw. sich) selbst in (m)einer Diplomarbeit zu verewigen:

Ich danke ____________ für ____________ .

(Bitte Name einfügen.) (Bitte einen Grund einfügen.)

Anhang E

Erklärung

Gemäß §31 (2) der *Diplomprüfungsordnung für Studenten der Physik an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg* vom 20. 08. 2004 versichere ich, daß ich „die Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt “ habe.

Hamburg, im November 2004

(Markus Diefenthaler)