Azimutale Asymmetrien von Pionen und Kaonen bei der tiefinelastischen Elektron-Deuteron Streuung

Azimuthal Asymmetries of Pions and Kaons in Deep-Inelastic Electron-Deuteron Scattering

Christian Schill

FAKULTÄT FÜR PHYSIK
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT FREIBURG

Azimutale Asymmetrien von Pionen und Kaonen bei der tiefinelastischen Elektron-Deuteron Streuung

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung des Doktorgrades
der
Fakultät für Physik
der
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau

vorgelegt von

Christian Schill

aus Freiburg im Breisgau

April 2002

Dekan:	Prof. Dr. K. Königsmann
Leiter der Arbeit:	Prof. Dr. K. Königsmann
Referent:	Prof. Dr. K. Königsmann
Korreferent :	
Tag der Verkündung des Prüfungsergebnisses:	15. Mai 2002

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Eine grundlegende Eigenschaft von Elementarteilchen ist ihr Eigendrehimpuls oder Spin. Mit der Entdeckung, daß Proton und Neutron keine elementaren Teilchen sind, standen Physiker vor der Aufgabe, den Spin des Nukleons aus der Zusammensetzung des Spins seiner Konstituenten, der Quarks und Gluonen, zu erklären. Der Versuch, den Ursprung des Spins von Proton und Neutron zu verstehen, ist ein aktives Arbeitsgebiet sowohl der experimentellen als auch der theoretischen physikalischen Forschung der letzten 20 Jahre [Fil01].

In einem einfachen Konstituenten-Bild kann man den Spin des Nukleons J aus Beiträgen des Spins der Quarks $\Delta\Sigma$ und der Gluonen ΔG und des Bahndrehimpulses L_z derselben zusammensetzen, wobei $\hbar = 1$ gesetzt wird:

$$J = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_z = \frac{1}{2} \,. \tag{1.1}$$

Quarks und Gluonen verhalten sich bei hohen Energien oder Impulsen — im Vergleich zum Skalenparameter der Quantenchromodynamik Λ_{QCD} — als nahezu freie Teilchen [Lam00]. Ihre Untersuchung erfolgt deshalb durch Hochenergie-Streuexperimente. Eine wichtige experimentelle Methode, die zur Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons verwendet werden kann, ist die tiefinelastische Streuung von Leptonen am Nukleon. Bereits vor etwa 30 Jahren haben Bjorken [Bjo66] und andere [Ell74, Gou72] die Bedeutung dieses Prozesses zur Aufklärung der Spinstruktur des Nukleons vorhergesehen. Erst in jüngster Zeit wurde es jedoch möglich, die Vorhersagen experimentell zu überprüfen.

Die Eigenschaften der Quarks im Nukleon können in führender Ordnung durch drei Parton-Verteilungsfunktionen beschrieben werden: die Dichteverteilung $q_a(x)$, die longitudinale Spinverteilung $\Delta q_a(x)$ und die Transversalität $\delta q_a(x)$ von Quarks des Flavours a. Die Dichteverteilung $q_a(x)$ der Quarks wird schon seit mehreren Jahrzehnten untersucht, die Spin-Verteilung $\Delta q_a(x)$ konnte in Experimenten der Spin-Myon-Kollaboration (SMC) [SMC97, SMC98] und im HERMES-Experiment [HER99] genau gemessen werden. Die dritte Verteilungsfunktion, die Transversalität oder transversale Spinverteilungsfunktion $\delta q_a(x)$ beschreibt die Verteilung des transversalen Quarkspins in einem Nukleon, das transversal zu seiner Bewegungsrichtung polarisiert ist. Sie fand lange Zeit keine Beachtung. Erst Ralston und Soper wurden 1979 bei Untersuchungen von Spin-Asymmetrien bei der polarisierten Proton-Proton Streuung auf sie aufmerksam [Ral79]. Ihre eigentliche Bedeutung neben $q(x)$ und $\Delta q(x)$ zur vollständigen Beschreibung des Nukleon-Spins wurde jedoch erst in den letzten Jahren erkannt [Jaf97, Jaf01a, Bar02].

Ein grundlegender Unterschied zwischen der Transversalität δq und den anderen beiden Verteilungsfunktionen ist, daß die Transversalität aufgrund ihrer chiral ungeraden Eigenschaft bei der inklusiven tiefinelastischen Streuung nicht beobachtet werden kann. Zur Messung von δq wurden daher andere Methoden vorgeschlagen [Jaf97]. Eine dieser Methoden ist die semi-inklusive tiefinelastische Streuung von Elektronen e an polarisierten Nukleonen $\overrightarrow{N}$:

$$e + \overrightarrow{N} \longrightarrow e' + h + X \,,$$

wobei X das nicht nachgewiesene Target-Fragment darstellt. Bei einer semi-inklusiven Messung wird neben dem gestreuten Elektron e' auch noch mindestens ein Hadron h aus der

Fragmentation des gestreuten Quarks nachgewiesen. Bei der Fragmentation eines transversal polarisierten Quarks wird seine transversale Polarisation in einer Asymmetrie in der azimutalen Winkelverteilung der erzeugten Hadronen h sichtbar. Die für diese Asymmetrie verantwortliche neue Art von Fragmentationsfunktion wurde von Collins aufgrund von theoretischen Überlegungen vorhergesagt und wird deshalb auch häufig als Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}$ bezeichnet [Col93]. Collins hat auch auf die Möglichkeit hingewiesen, mit Hilfe des obigen Streuprozesses die transversale Spinverteilungsfunktion experimentell zu bestimmen.

Die experimentellen Untersuchungen zur vorliegenden Arbeit wurden im Rahmen des HERMES-Experimentes (engl. *HERA Measurement of Spin*) am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg durchgeführt. Dort wurden Elektronen und Positronen des HERA-Speicherringes mit einer Energie von 27.5 GeV tiefinelastisch in den Jahren 1996/97 an einem polarisierten Wasserstoff-Target und in den Jahren 1998-2000 an einem Deuterium-Target gestreut. Mit Hilfe eines im Jahre 1998 installierten Ring-abbildenden Čerenkov-Detektors ist es dabei auch möglich, Pionen und Kaonen in einer semi-inklusiven Messung nachzuweisen. Bestimmt man die azimutale Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für unterschiedliche Hadronen, so sind Aussagen über die Abhängigkeit der Transversalität δq vom Flavour des gestreuten Quarks möglich [Efr01b].

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, die an dem Deuterium-Target gewonnenen Meßdaten auszuwerten und die azimutale Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$, die proportional zum Produkt der bisher noch nicht gemessenen Transversalität $\delta q(x)$ und der ebenfalls unbekannten Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}$ ist, für Pionen und Kaonen experimentell zu bestimmen. Die Ergebnisse sollten anschließend mit unterschiedlichen theoretischen Vorhersagen für die transversale Quarkpolarisation im Nukleon und für die Collins-Fragmentationsfunktion verglichen werden. Die durchgeführten Untersuchungen sollten Aussagen über die Existenz des Collins-Mechanismus und die Eigenschaften der Collins-Fragmentations-Funktion erlauben und erstmals eine experimentelle Überprüfung von Modellvorstellungen zur Transversalität δq ermöglichen.

In einer zusätzlichen experimentellen Arbeit sollte ein ortsauflösender Detektor aus szintillierenden Fasern für das Longitudinale Polarimeter am HERA-Elektronen-Speicherring entwickelt und gebaut werden. Diese experimentellen Untersuchungen sind im Anhang B dieser Arbeit beschrieben.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 werden die Spinstruktur des Nukleons und ihre Messung durch tiefinelastische Elektron-Nukleon-Streuung beschrieben. Es wird der Zusammenhang zwischen den bei der Messung beobachteten azimutalen Asymmetrien und der transversalen Polarisation der Quarks im Nukleon erläutert. In Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau des HERMES-Detektors beschrieben. Die Auswertung der experimentellen Daten, die Berechnung der azimutalen Asymmetrien sowie verschiedene mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation des Experiments durchgeführte systematische Untersuchungen werden in Kapitel 4 dargestellt. In Kapitel 5 sind die Ergebnisse der Datenanalyse zusammengefaßt. Die Ergebnisse der Auswertung werden anschließend im Kapitel 6 diskutiert und mit den Vorhersagen verschiedener theoretischer Modelle, die den Aufbau des Nukleons beschreiben, verglichen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Aufbau des Nukleons

Als Nukleonen werden die Bausteine des Atomkerns, die Protonen und die Neutronen bezeichnet. Während Elektron und Photon punktförmige Elementarteilchen sind, ist das Nukleon ein zusammengesetztes Teilchen. Es besteht aus mehreren punktförmigen Konstituenten, den sogenannten *Quarks* und *Gluonen*, die zusammen auch als *Partonen* bezeichnet werden (Abbildung 1).

Der Begriff Quark wurden von Gell-Mann und Zweig im Jahre 1955 eingeführt [Gel55]. Experimentell wurde die Existenz von Quarks erstmals in den Sechziger Jahren in Streuexperimenten am Stanford Linarbeschleuniger nachgewiesen [Blo69]. Nach dem heutigen Standardmodell der Teilchenphysik können die Quarks in 3 Familien oder Generationen *(up, down)*, *(charm, strange)* und *(top, bottom)* unterteilt werden. Ein Proton enthält als Valenzquarks zwei *up*-Quarks und ein *down*-Quark, ein Neutron ein *up*- und zwei *down*-Quarks. Die Quarks werden durch die Gluonen, die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, aneinander gebunden. Neben den 3 Valenzquarks, deren Zusammensetzung festlegt, ob es sich bei einem Nukleon um ein Proton oder Neutron handelt, gibt es im Innern des Nukleons Quark-Antiquark-Paare, die im Feld der starken Wechselwirkung aus den Gluonen virtuell erzeugt werden und wieder annihilieren. Sie werden als Seequarks bezeichnet.

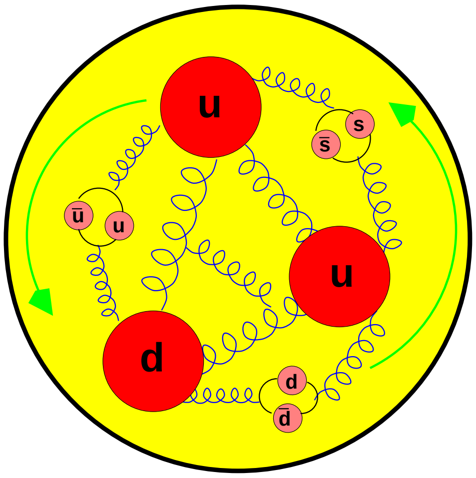
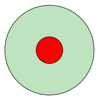


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Aufbaus eines Protons aus den drei Valenzquarks (große dunkle Kreise), den Gluonen (spiralförmige Linien) und den Seequarks (kleine helle Gebilde). Die beiden Pfeile sollen die ständige Bewegung der Quarks im Nukleon anzeigen.

2.2 Unpolarisierte und polarisierte Quarkverteilungs- und Strukturfunktionen

Um den inneren Aufbau des Nukleons mathematisch zu beschreiben, verwendet man die sogenannten Quark-*Verteilungsfunktionen* $q_a(x)$. Die Quark-Verteilungsfunktion $q_a(x)$ gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, ein Quark a mit dem Impulsbruchteil x im Nukleon zu finden. Der Index a steht für den Typ des jeweiligen Quarks (up, down, oder strange), der auch als Quark-*Flavour* bezeichnet wird; x ist die sogenannte *Bjorkensche* Skalenvariable (Abschnitt 2.3), die den relativen Anteil eines einzelnen Quarks am Gesamtimpuls des Nukleons angibt. Schematisch kann die Dichteverteilung der Quarks $q(x)$ wie folgt dargestellt werden [Bog99]:

$q(x) =$ 

Der große Kreis symbolisiert in dieser Darstellung das Nukleon, der kleine dunkle Kreis ein einzelnes unpolarisiertes Quark.

Möchte man die Zusammensetzung eines Nukleons aus seinen Quarks beschreiben, so kann man hierfür die sogenannte *Strukturfunktion* $f_1(x)$ verwenden. Sie ist die Summe der Quark-Verteilungen aller Valenz- und Seequarks a und der Antiquarks $\overline{a}$ in einem Nukleon, gewichtet mit dem Quadrat der elektrischen Ladung e_i^2 des jeweiligen Quarks:

$$f_1(x) = \frac{1}{2} \sum_{i=a,\overline{a}} e_i^2 q_i(x) \ . \tag{2.1}$$

Die elektrische Ladung e_i wird in Einheiten der Elementarladung angegeben und beträgt +2/3 für das up-Quark und -1/3 für das down und das strange-Quark. Zur Berechnung der Strukturfunktion wird über alle im Nukleon vorhandenen Quark- und Antiquark-Flavours summiert.

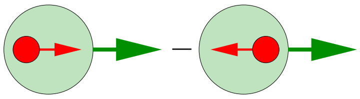
Eine wichtige Eigenschaft von Elementarteilchen ist ihr Eigendrehimpuls, der auch als *Spin* bezeichnet wird. Elementarteilchen können aufgrund ihres Spins in zwei Klassen, *Fermionen* und *Bosonen* unterteilt werden. Fermionen besitzen halbzahligen, Bosonen einen ganzzahligen Spin. Das Photon und das Gluon sind Bosonen, das Elektron, das Proton und das Neutron und auch die Quarks, die alle Spin 1/2 besitzen, sind Fermionen. Da sowohl das Proton als auch seine Konstituenten, die Quarks und Gluonen einen Spin besitzen, stellt sich die Frage, wie sich der Gesamtspin J des Protons aus den Spins seiner Konstituenten zusammensetzt. Der Spinanteil der Quarks wird als $\Delta\Sigma$, der Spinbeitrag der Gluonen als ΔG sowie der Bahndrehimpuls von Quarks und Gluonen mit L_q und L_g bezeichnet. Für den Spin des Protons gilt dann folgende Summenregel:

$$J = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_g + L_q \ . \tag{2.2}$$

Der Spinanteil der Quarks $\Delta\Sigma$ kann noch weiter in die Anteile der einzelnen Quark- und Antiquark-Flavours (up, down, strange) im Nukleon zerlegt werden:

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s + \Delta\overline{u} + \Delta\overline{d} + \Delta\overline{s} \ . \tag{2.3}$$

Die Größen Δu, Δd, Δs, $\Delta\overline{u}$, $\Delta\overline{d}$, $\Delta\overline{s}$ sind die sogenannten Quark-*Spinverteilungsfunktionen*, die zusammen auch als $\Delta q_a(x)$ bezeichnet werden können. Der Index a gibt wie bei den Verteilungsfunktionen den Flavour des jeweiligen Quarks an. Die Spinverteilungsfunktion $\Delta q(x)$, die auch als *polarisierte Quarkverteilung* oder *Helizitätsverteilung* bezeichnet wird, gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, in einem longitudinal polarisierten Nukleon ein Quark mit Spinstellung in Richtung des Nukleonenspins zu finden, minus der Wahrscheinlichkeit für die entgegengesetzte Spinstellung. Sie kann schematisch daher wie folgt dargestellt werden:

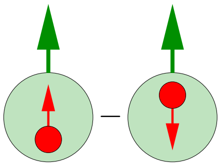
$\Delta q(x) =$ 

Der große graue Kreis bezeichnet dabei das Nukleon, der dunkle Punkt ein einzelnes Quark. Die Pfeile geben die Spinrichtung von Quark und Nukleon an. Auch aus den Spin-Verteilungsfunktionen kann eine Strukturfunktion für das gesamte Nukleon abgeleitet werden. Die *Spin-Strukturfunktion* $g_1(x)$ ist die Summe der polarisierten Quark-Verteilungen aller Quarks im Nukleon, gewichtet mit dem Quadrat der Quark-Ladung e_i^2:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_{i=a,\overline{a}} e_i^2 \Delta q_i(x) \ . \tag{2.4}$$

Die Summation erfolgt über alle Quark- und Antiquark-Flavours $a, \overline{a}$ im Nukleon.

Zur vollständigen Beschreibung der Zusammensetzung des Nukleons aus den Quarks ist neben der Dichteverteilung der Quarks $q_a(x)$ und der longitudinalen Spin-Verteilung $\Delta q_a(x)$ noch eine dritte Verteilungsfunktion erforderlich, die sogenannte *transversale Spindichteverteilung* oder *Transversalität* $\delta q_a(x)$. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, in einem *transversal* zu seiner Bewegungsrichtung polarisierten Nukleon ein transversal polarisiertes Quark a mit Spinstellung parallel zum Nukleon-Spin zu finden, abzüglich der Wahrscheinlichkeit für die entgegengesetzte Spineinstellung. Schematisch kann sie wie folgt dargestellt werden [Bog99]:

$\delta q(x) =$ 

Die großen Kreise symbolisieren wieder das Nukleon, die kleinen dunklen Kreise stellen ein Quark dar. Die Pfeile geben die Spinrichtung an. Auch für die transversale Spinverteilung aller Quarks in Nukleon kann man eine Strukturfunktion angeben, sie wird mit dem Buchstaben $h_1(x)$ benannt und oft ebenfalls als *Transversalität* bezeichnet [Bar02]. Sie ist die Summe der transversalen Spinverteilungsfunktionen $\delta q_a(x)$ aller Quarks a und Antiquarks $\overline{a}$, multipliziert mit dem Quadrat der jeweiligen Quark-Ladung e_i^2:

$$h_1(x) = \frac{1}{2} \sum_{i=a,\overline{a}} e_i^2 \delta q_i(x) \; . \tag{2.5}$$

Wenn sich die Quarks im Nukleon nicht oder nur sehr langsam bewegen würden, könnte man das Nukleon in einem nicht-relativistischen Modell beschreiben. In einem solchen Modell, das auch als *nicht-relativistisches Quark-Parton-Modell* bezeichnet wird, sind die longitudinalen und die transversalen Spinverteilungsfunktionen der Quarks a identisch ($\Delta q_a(x) \equiv \delta q_a(x)$), da man die eine Verteilung durch Kombination einer Drehung und einer Geschwindigkeitsänderung (engl. *Boost*) des Nukleons in die andere überführen kann [Jaf01b].

In Wirklichkeit ist der Transversalimpuls und damit auch die Geschwindigkeit der Quarks im Nukleon jedoch so hoch, daß nur ein relativistisches Modell (*relativistisches Quark-Parton-Modell*) des Nukleons eine realistische Beschreibung seiner Eigenschaften ermöglicht [Jaf97]. In relativistischen Modellen können Rotationen und relativistische Geschwindigkeits-Transformationen (sog. *Lorentz-Boosts*) nicht mehr miteinander vertauscht werden, da in der speziellen Relativitätstheorie Rotationen und Lorentz-Boosts nicht miteinander kommutieren. Daher können sich auch die longitudinale $\Delta q_a(x)$ und die transversale $\delta q_a(x)$ Spinverteilung der Quarks im Nukleon signifikant voneinander unterscheiden. Aus dem Vergleich der beiden Spinverteilungen kann man daher Informationen über das relativistische Verhalten der Quarks im Nukleon gewinnen.

Während die Dichteverteilung und die longitudinale Spinverteilung der Quarks im Proton bereits in mehreren Experimenten gemessen werden konnten, ist die transversale Spinverteilung bis heute noch unbekannt [Jaf01a].

2.3 Tiefinelastische Streuung

Um einen experimentellen Zugang zur inneren Struktur eines Nukleons zu gewinnen, benötigt man Teilchen hoher Energie, die nur an Beschleunigern erzeugt werden können. Die Längenskalen Δl und Energieskalen ΔE in der subatomaren Physik sind durch die Unschärfe-Relation miteinander verknüpft:

$$\Delta l \cdot \Delta E \geq \hbar \cdot c \approx 200 \text{ MeV} \cdot \text{fm} \; . \tag{2.6}$$

Um Zugang zu den Quarks innerhalb eines Nukleons mit einem Radius von etwa 1 fm zu erhalten, verwendet man daher Streuexperimente mit Teilchenenergien von mehreren GeV. Als Strahlteilchen bei den in dieser Arbeit untersuchten tiefinelastischen Streuprozessen dienten Elektronen und Positronen des HERA-Speicherrings am DESY in Hamburg (Kapitel 3) mit einer Energie von 27.5 GeV. Elektronen und Positronen sind punktförmige Teilchen und daher besonders gut zur Untersuchung eines zusammengesetzten Systems wie des Nukleons geeignet. Im Unterschied zur *elastischen* Streuung am gesamten Nukleon wird die Streuung von Elektronen an einzelnen Quarks im Nukleon auch als *tiefinelastische Streuung* bezeichnet.

Die tiefinelastische Streuung (engl. *Deep Inelastic Scattering*) am Nukleon mit geladenen Lepton-Strahlen ist eine wichtige experimentelle Methode, um die innere Struktur des Nukleons zu untersuchen. Mit unpolarisierten Strahlen und Targets kann die Dichteverteilung der Quarks und Gluonen gemessen werden. Polarisierte Strahlen und Targets ermöglichen zusätzlich die Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons. Den Ablauf einer tiefinelastischen Streuung eines Leptons an einem Nukleon kann man am einfachsten im *Quark-Parton-Modell* erläutern. In ihm besteht das Nukleon aus asymptotisch freien Quarks und Gluonen. In diesem Modell trifft ein virtuelles Photon mit Energie ν und Viererimpuls q auf ein einzelnes Quark im Nukleon. Die Reaktionskinematik ist in Abbildung 2 schematisch dargestellt.

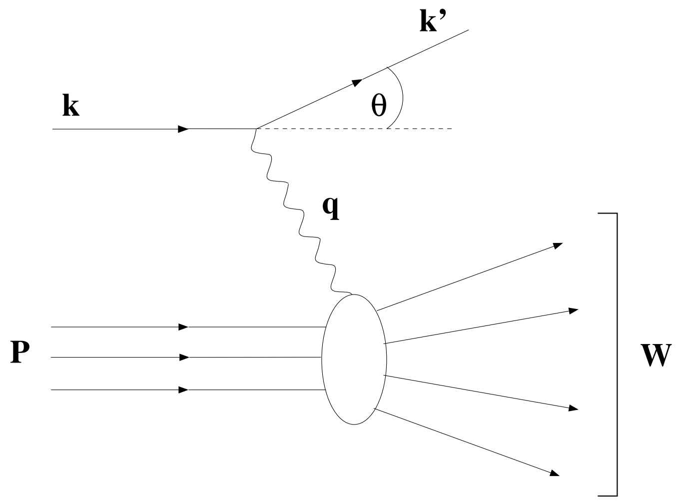


Abbildung 2: Schematische Darstellung einer tiefinelastischen Lepton-Nukleon Streuung.

Bei einer *inklusiven* Messung wird nur das gestreute Lepton mit Impuls k' beobachtet. Bei einer *semi-inklusiven* Messung wird zusätzlich auch ein Hadron mit Impuls P_h, das aus der Fragmentation des getroffenen Quarks entsteht, nachgewiesen. Die zur Beschreibung der Kinematik verwendeten Lorentz-invarianten Größen ν und Q^2 sind wie folgt definiert [Bjo66, Jaf97]:

$$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 \overset{Labor}{\simeq} 4EE'sin^2(\theta/2)\ , \tag{2.7}$$

$$\nu = \frac{P\cdot q}{M} \overset{Labor}{=} E - E'\ . \tag{2.8}$$

Die Energien des einlaufenden und des gestreuten Leptons E und E' sowie der Streuwinkel des Leptons θ beziehen sich in dieser Definition auf das Labor- oder Target-Ruhesystem.

Für die Untersuchung der Struktur des Nukleons wird der *tiefinelastische* Bereich (der sogenannte *Bjorken*-Grenzwert) dieser Reaktion betrachtet, in dem Q^2 und ν groß sind, während der Quotient der beiden aber konstant bleibt:

$$x = \frac{Q^2}{2P\cdot q} \overset{Labor}{=} \frac{Q^2}{2M\nu} \ . \tag{2.9}$$

x wird als Bjorkensche Skalenvariable bezeichnet. Sie ist ein Maß für die Inelastizität des Streuprozesses. Vernachlässigt man die Transversalimpulse der Quarks im Nukleon, so gibt x den Impulsbruchteil des gestreuten Quarks am Nukleon-Impuls an. Für den Grenzfall elastischer Streuung am Nukleon gilt $x = 1$. Der relative Energieübertrag auf das Nukleon kann als dimensionslose Variable y mit

$$0 \leq y = \frac{P\cdot q}{P\cdot k} \overset{Labor}{=} \frac{\nu}{E} \leq 1 \tag{2.10}$$

angegeben werden. Der Impulsbruchteil eines gebildeten Hadrons am Photonimpuls wird durch die Variable z beschrieben

$$z = \frac{P_h\cdot P}{q\cdot P} \overset{Labor}{=} \frac{E_h}{\nu} \ . \tag{2.11}$$

Die invariante Masse des hadronischen Endzustandes wird mit der Variablen W bezeichnet

$$W^2 = (P+q)^2 \overset{Labor}{=} M^2 + 2M\nu - Q^2 \ . \tag{2.12}$$

In Tabelle 1 sind die kinematischen Variablen zur Beschreibung des Experimentes nochmals aufgelistet.

k	Viererimpuls des einlaufenden Elektrons
k'	Viererimpuls des gestreuten Elektrons
$\nu = \frac{P\cdot q}{M}$	Energieübertrag auf das virtuelle Photon
$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2$	negatives Quadrat des Viererimpulses des virtuellen Photons
$x = \frac{Q^2}{2P\cdot q} \overset{Labor}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}$	Bjorkensche Skalenvariable
$y = \frac{P\cdot q}{P\cdot k} \overset{Labor}{=} \frac{\nu}{E}$	Relativer Energieübertrag auf das Nukleon
$z = \frac{P\cdot P_h}{P\cdot q} \overset{Labor}{=} \frac{E_h}{\nu}$	Energieanteil des gestreuten Hadrons an der Photonenergie
$W^2 = (P+q)^2$	Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes

Tabelle 1: Kinematische Variablen, die zur Beschreibung der tiefinelastischen Streuung verwendet werden.

Um eine Messung in einem semi-inklusiven Streuexperiment durchzuführen, bringt man einen Elektronenstrahl mit einer vorgegebenen Intensität mit den Atomen des Targetgases zur Kollision. Beobachtet wird dann eine bestimmte Anzahl von Streuereignissen pro Zeit. Die Intensität des Elektronenstrahls, die Targetdichte und die Dauer der Messung können in einer Variablen zusammengefaßt werden, der sogenannten *integrierten Luminosität* $\mathcal{L}$ eines Experimentes. Aus der gemessenen Zahl der Streuereignisse N und der integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ kann dann der *Wirkungsquerschnitt* σ_{DIS} der untersuchten tiefinelastischen Reaktion berechnet werden:

$$\sigma_{DIS} = \frac{N}{\mathcal{L}} . \tag{2.13}$$

Der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron-Nukleon Streuung ist in Abhängigkeit der Quark-Verteilungsfunktionen $q(x)$, $\Delta q(x)$ und $\delta q(x)$ berechnet worden [Mul96]. Aus der Form seiner Abhängigkeit von den Quark-Verteilungsfunktionen kann man erkennen, auf welche Weise eine experimentelle Bestimmung dieser Größen möglich ist. Daher wird im folgenden Abschnitt detailliert auf die Berechnung des Wirkungsquerschnittes eingegangen.

2.4 Wirkungsquerschnitt der tiefinelastichen Streuung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung $\frac{d^2\sigma_{DIS}}{d\Omega dE'}$ kann mit Hilfe eines Feynman-Diagramms (Abbildung 3) beschrieben werden. Ω ist dabei der Raumwinkel, in den das Elektron gestreut wird, E' die Energie des gestreuten Elektrons. Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zum Quadrat des Betrages der Streuamplitude A der tiefinelastischen Streuung [Jaf96]:

$$\frac{d^2\sigma_{DIS}}{d\Omega dE'} = \frac{1}{(4\pi)^2}\frac{E'}{E}|A|^2 = \frac{1}{(4\pi)^2}\frac{E'}{E}A\cdot A^* . \tag{2.14}$$

Im Feynman-Diagramm in Abbildung 3 kann die komplex konjugierte Streuamplitude A^* als ein an einer vertikalen Achse gespiegelter Feynman-Graph dargestellt werden. Das Quadrat der Streuamplitude kann in einen leptonischen Tensor $L_{\mu\nu}$ und einen hadronischen Tensor $W^{\mu\nu}$ unterteilt werden:

$$|A|^2 = \frac{(4\pi\alpha)^2}{Q^4}L_{\mu\nu}W^{\mu\nu} , \tag{2.15}$$

wobei α die elektromagnetische Kopplungskonstante darstellt. Sie hat die Größe $\alpha = 1/137$. Der leptonische Tensor $L_{\mu\nu}$ ist durch das Quadrat des geladenen Stromes eines Spin 1/2-Teilchens gegeben

$$L_{\mu\nu} = 2\left[\, k'_\mu k_\nu + k'_\nu k_\mu - g_{\mu\nu}(k\cdot k')\,\right] + 2i\varepsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}q^\lambda s^\sigma . \tag{2.16}$$

Er besteht aus einem in den Indizes $\mu\nu$ symmetrischen Teil $2[k'_\mu k_\nu + k'_\nu k_\mu - g_{\mu\nu}(k\cdot k')]$ und in einem antisymmetrischen Teil $2i\varepsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}q^\lambda s^\sigma$, der proportional zum Spinvektor s^σ des Leptons ist.

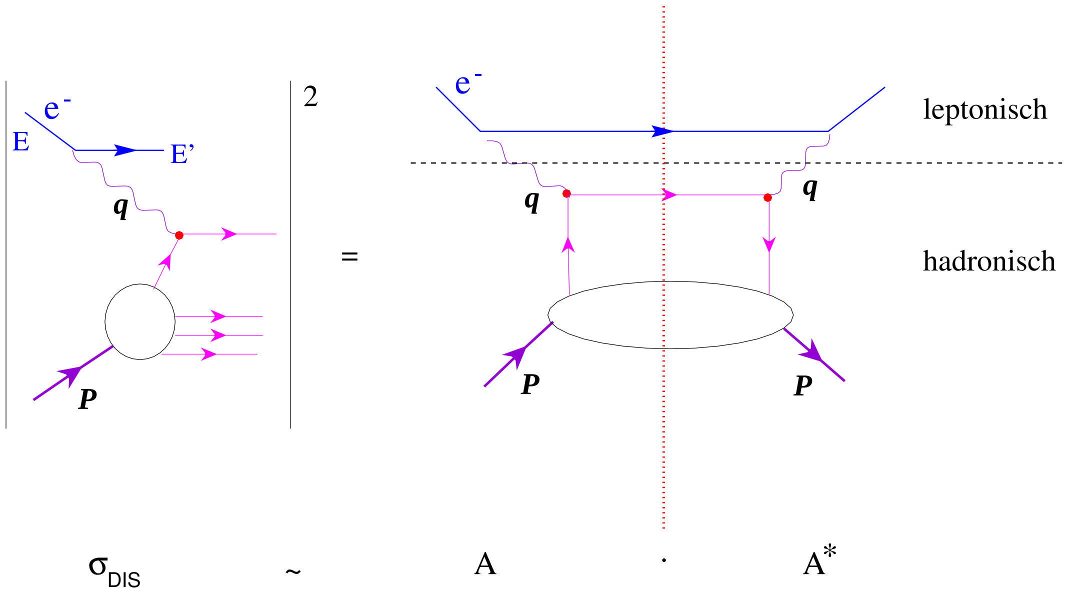


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Streuung *(linkes Diagramm)*. Die Zerlegung des Wirkungsquerschnitts in die Streuamplitude A und ihr komplex konjugiertes A^* ergibt das *rechte Feynman-Diagramm*. Die Streuamplitude kann weiterhin in einen leptonischen Tensor $L_{\mu\nu}$ und einen hadronischen Tensor $W^{\mu\nu}$ unterteilt werden [Jaf97].

Während der leptonische Tensor vollständig berechnet werden kann, hängt der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$, der die innere Struktur des Nukleons beschreibt, von der störungstheoretisch nicht berechenbaren Dynamik der starken Wechselwirkung im Nukleon ab. Er kann durch den hadronischen Strom $J^\mu(0)$ ausgedrückt werden [Jaf97]:

$$W^{\mu\nu} = \frac{1}{4M_N} \sum_X < P,S|J^\mu(0)|X >< X|J^\nu(0)|P,S > (2\pi)^3 \delta^4(p_X - P - q) \ , \tag{2.17}$$

wobei P und S für Impuls und Spin des einlaufenden Nukleons, X für die entstehenden Endprodukte der Reaktion stehen. Die δ-Funktion beschreibt die Viererimpuls-Erhaltung bei dem Streuprozeß. Sie kann auch in ein Integral über eine Exponentialfunktion umgeschrieben werden, da $\delta^4(p_X - P - q) = \int \frac{d^4\xi}{(2\pi)^4} e^{i\xi(p_X - P - q)}$ gilt. Man erhält dann, indem man zusätzlich die Vollständigkeitsrelation $\sum_X |X >< X| = 1$ verwendet:

$$W^{\mu\nu} = \frac{1}{4M_N} \int \frac{d^4\xi}{2\pi} e^{iq\cdot\xi} < P,S|[J^\mu(\xi), J^\nu(0)]|P,S > \ . \tag{2.18}$$

Um den Zusammenhang zwischen dem hadronischen Tensor $W^{\mu\nu}$ und der inneren Struktur des Nukleons zu veranschaulichen, ist das Bild der Streuamplituden besonders geeignet.

Die Streuamplituden lassen sich anschaulich als hadronischer Teil des Feynman-Graphen in Abbildung 3 deuten. Daher wird im nächsten Abschnitt ausführlicher auf das Konzept der Streuamplituden und ihren Zusammenhang mit den Strukturfunktionen des Nukleons eingegangen.

2.4.1 Streuamplituden der tiefinelastischen Streuung

Die tiefinelastische Streuung an einem Nukleon kann im Bild der Streuamplituden wie folgt beschrieben werden: Ein Nukleon mit Impuls **P** emittiert ein Quark mit Impulsbruchteil x in Vorwärtsrichtung. Das emittierte Quark tritt in einem harten Streuprozeß mit dem Lepton in Wechselwirkung. Der komplex konjugierte Teil der Streuamplitude (in den Wirkungsquerschnitt geht das Produkt $|A|^2 = A \cdot A^*$ ein) kann auch als Rückabsorption des Quarks vom Nukleon beschrieben werden (Abbildung 3). Die Streuamplitude A definiert dann eine Quark-Verteilungsfunktion [Jaf97].

Die Helizitäten eines Quarks h und eines Nukleons H können, da sie beide Fermionen sind, nur die Werte $\pm 1/2$ annehmen. Die Helizitätserhaltung bei der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung fordert:

$$H - h = H' - h' \ . \tag{2.19}$$

Es ergeben sich daher nur drei mögliche, voneinander unabhängige helizitätsabhängige Streuamplituden für die tiefinelastische Streuung:

	H	h	$\longrightarrow$	H'	h'
A_1:	1/2	1/2	$\longrightarrow$	1/2	1/2
A_2:	1/2	-1/2	$\longrightarrow$	1/2	-1/2
A_3:	1/2	1/2	$\longrightarrow$	-1/2	-1/2

Dabei bedeuten H und H' die Helizitäten des Nukleons vor und nach der Streuung, h bzw. h' sind die Quark-Helizitäten. Aus diesen drei helizitätsabhängigen Streuamplituden können Linearkombinationen gebildet werden, die die spinunabhängige Streuung (Strukturfunktion $f_1(x)$), die Helizitäts-Differenz $g_1(x)$ und die helizitäts-umkehrende Streuung $h_1(x)$ beschreiben (Tabelle 2) [Jaf97].

Diese Streuamplituden können auch in Form von Feynman-Graphen dargestellt werden. In Abbildung 4 sind die Feynman-Graphen der unpolarisierten Strukturfunktion f_1 und der Spinstrukturfunktion g_1 dargestellt. In Abbildung 5 ist die Streuamplitude, die zur Transversalität h_1 gehört, abgebildet. Die Feynman-Graphen der Strukturfunktionen $f_1(x)$ und $g_1(x)$ bedeuten in diesem Bild, daß das auslaufende und das einlaufende Quark in Abbildung 4 dieselbe Chiralität/Helizität besitzen. Die Funktionen $f_1(x)$ und $g_1(x)$ erhalten die Helizität. Die Darstellung der Strukturfunktion h_1 in Abbildung 5 dagegen bedeutet, daß die Helizität des Quarks umgekehrt wird. Die elektromagnetische Wechselwirkung (QED - *Quanten-Elektodynamik*) und die störungstheoretisch beschriebene starke Wechselwirkung (pQCD -

Twist	Strukturfunktion	Streuamplitude $A_{Hadron,Quark \to Hadron',Quark'}$	Messung	Chiralität
2	f_1	$A_{\frac{1}{2},\frac{1}{2}\to\frac{1}{2},\frac{1}{2}} + A_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2}\to\frac{1}{2},-\frac{1}{2}}$	Helizitäts-Mittel	gerade
	g_1	$A_{\frac{1}{2},\frac{1}{2}\to\frac{1}{2},\frac{1}{2}} - A_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2}\to\frac{1}{2},-\frac{1}{2}}$	Helizitäts-Differenz	gerade
	h_1	$A_{\frac{1}{2},\frac{1}{2}\to-\frac{1}{2},-\frac{1}{2}}$	Helizitäts-Umkehr	ungerade

Tabelle 2: Strukturfunktionen f_1, g_1, h_1 des Nukleons in führender Ordnung, eingeteilt nach der Target- und Quarkhelizität (nach [Jaf96]).

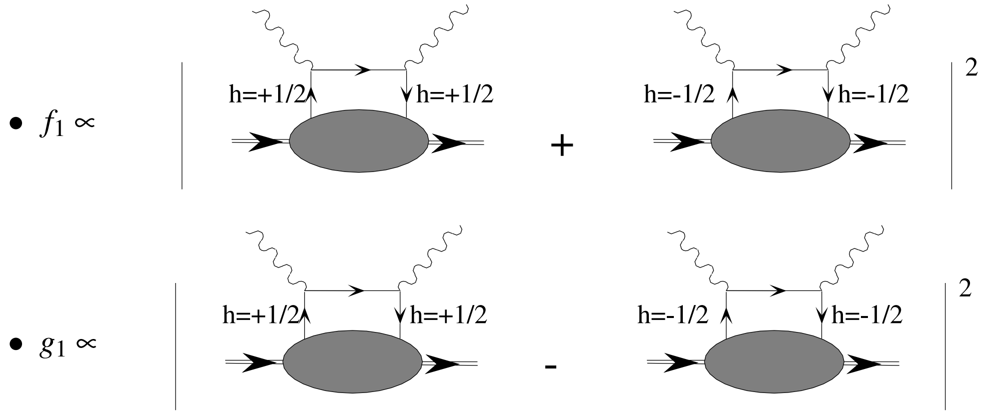


Abbildung 4: Feynman-Graphen der Strukturfunktionen $f_1(x)$ für die unpolarisierte und $g_1(x)$ für die polarisierte *inklusive* tiefinelastische Streuung nach [Jaf01b].

perturbative Quanten-Chromodynamik), d.h. die Kopplung von Quarks mit Photonen und Gluonen an einem einzelnen Vertex, erhalten die Helizität.

Eine physikalisch beobachtbare Größe wie der Wirkungsquerschnitt, d.h. das Quadrat der Streuamplitude, muß insgesamt chiral gerade sein, da der Drehimpuls bei einem Streuprozeß eine Erhaltungsgröße ist. Daher ist es möglich, $f_1(x)$ und $g_1(x)$ direkt bei der *inklusiven* tiefinelastischen Streuung zu messen, nicht aber $h_1(x)$. Nur das Produkt von $h_1(x)$ mit einer anderen chiral ungeraden Funktion, z.B. der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z)$ (Kapitel 2.5) ist insgesamt chiral gerade und kann gemessen werden. Auch das Produkt von $h_1(x)$ mit sich selbst, wie es in der *Drell-Yan-Streuung* mit transversal polarisierten Protonen auftritt, ist chiral gerade.

Der wesentlicher Unterschied zwischen der Transversalität h_1 und den anderen beiden Strukturfunktionen f_1 und g_1 liegt also in ihren chiralen Eigenschaften: δq beschreibt einen

• $h_1 \propto$

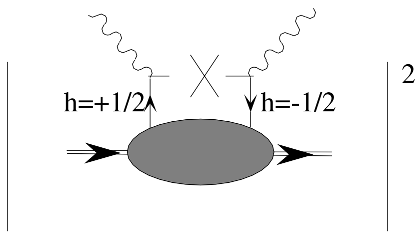


Abbildung 5: Darstellung der Streuamplitude für die Strukturfunktion $h_1(x)$ nach [Jaf01b]. Bei der *inklusiven* tiefinelastischen Streuung ist eine Spin-Umkehr des gestreuten Quarks nicht möglich.

Spin-Flip, also die Helizitäts-Umkehr eines Quarks bei der tiefinelastischen Streuung. Dieser Eigenschaft wegen wird die Transversalität auch als *chiral ungerade* Strukturfunktion bezeichnet.

Quantenmechanisch kann man die in den Abbildungen 4 und 5 dargestellten Feynman-Graphen auch als Matrixelemente von Quark-Feldern $\psi(x)$ beschreiben. Die Strukturfunktionen f_1, g_1 und h_1 lassen sich mathematisch dann wie folgt darstellen [Jaf96, Sch00d]:

$$f_1(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\lambda}{4\pi} e^{i\lambda x} \langle P,S|\, \overline{\psi}(0)\, \gamma_\mu n^\mu\, \psi(\lambda n)\, |P,S\rangle\,, \tag{2.20}$$

$$g_1(x) = \frac{1}{n \cdot S_\parallel} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\lambda}{4\pi} e^{i\lambda x} \langle P,S|\, \overline{\psi}(0)\, \gamma_\mu n^\mu \gamma_5\, \psi(\lambda n)\, |P,S\rangle\,, \tag{2.21}$$

$$h_1(x) = \frac{1}{M_N} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\lambda}{4\pi} e^{i\lambda x} \langle P,S|\, \overline{\psi}(0)\, i\sigma_{\mu\nu} S_\perp^\mu n^\nu \gamma_5\, \psi(\lambda n)\, |P,S\rangle\,, \tag{2.22}$$

$$\text{mit} \qquad \sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}\left(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu\right)\,. \tag{2.23}$$

Die Operatoren $\langle P,S|$ und $|P,S\rangle$ stehen für ein Nukleon mit Impuls P und Spin S, γ_μ sind die Diracschen Gamma-Matrizen, $S_\perp$ und $S_\parallel$ sind die senkrechte und die parallele Komponente des Nukleon-Spins in Bezug auf die Richtung des virtuellen Photons. Die Vektoren p^μ und n^μ stellen zwei lichtartige Vierervektoren (engl. *light-cone coordinates*) dar, die häufig als Koordinatensystem bei der quantenmechanischen Beschreibung der Spinstruktur des Nukleons verwendet werden. Im Ruhesystem des Nukleons sind sie wie folgt definiert [Sch00d]:

$$p^\mu = \frac{M_N}{2}(1,\,0,\,0,\,1) \qquad \text{und} \qquad n^\mu = \frac{1}{M_N}(1,\,0,\,0,\,\text{-}1)\,. \tag{2.24}$$

Die Koordinaten p^μ und n^μ stehen in folgendem Zusammenhang mit dem Viererimpuls des Nukleons P^μ:

$$P^\mu = p^\mu + \frac{1}{2}M_N^2 n^\mu\,. \tag{2.25}$$

Im nächsten Abschnitt sollen die besonderen chiralen Eigenschaften der Strukturfunktion h_1, die sich aus ihrer Definition in Gleichung 2.22 ergeben, erläutert werden.

2.4.2 Chiralität und Helizität der Strukturfunktionen

Die Transversalität ist eine chiral ungerade Verteilungsfunktion. Um diese Eigenschaft zu verstehen, betrachten wir die Definitionen von Chiralität und Helizität [Sch00d, Urb01]. Die Helizität h ist definiert als die Projektion des Spinvektors auf die Bewegungsrichtung

$$h = \frac{P \cdot S}{|P \cdot S|} \ . \tag{2.26}$$

Die Chiralität ist durch den Eigenwert des chiralen Projektionsoperators

$$P_{L/R} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \tag{2.27}$$

definiert. Es gilt $P_L^2 = P_L$, $P_R + P_L = 1$, $P_L P_R = 0$. Für leichte Quarks und eine "harte" Energieskala der Streuung $Q \gg m_q$ kann man die Quarkmassen m_q vernachlässigen. Dann sind Chiralität und Helizität identisch.

Ein Quark-Feld ψ kann mit Hilfe des chiralen Projektionsoperators $P_{L/R}$ in seine rechts- und linkshändigen Anteile zerlegt werden:

$$\psi = P_R \psi + P_L \psi = \psi_R + \psi_L \ . \tag{2.28}$$

Für das komplex konjugierte Feld gilt entsprechend:

$$\overline{\psi} = \overline{\psi} P_L + \overline{\psi} P_R = \overline{\psi}_L + \overline{\psi}_R \ . \tag{2.29}$$

Wendet man den chiralen Projektionsoperator auf Dirac-Matrizen an, so gelten folgende Beziehungen:

$$P_L \gamma_\mu = \gamma_\mu P_R \, , \tag{2.30}$$

$$P_L \sigma_{\mu\nu} = P_R \sigma_{\mu\nu} \text{ und} \tag{2.31}$$

$$P_L \gamma_\mu \gamma_5 = \gamma_\mu \gamma_5 P_R \ . \tag{2.32}$$

Betrachtet man die Definitionen der Strukturfunktionen aus den Gleichungen 2.20 bis 2.22 und zerlegt sie mit Hilfe des chiralen Projektionsoperators in links- und rechtshändige Anteile,

$$f_1 \propto \overline{\psi} \gamma_\mu \psi = \overline{\psi}_R \gamma_\mu \psi_R + \overline{\psi}_L \gamma_\mu \psi_L \, , \tag{2.33}$$

$$g_1 \propto \overline{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \psi = \overline{\psi}_R \gamma_\mu \gamma_5 \psi_R + \overline{\psi}_L \gamma_\mu \gamma_5 \psi_L \, , \tag{2.34}$$

$$h_1 \propto \overline{\psi} \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 \psi = \overline{\psi}_R \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 \psi_L + \overline{\psi}_L \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 \psi_R \, , \tag{2.35}$$

so erkennt man, daß die γ-Matrizen, die in f_1 und g_1 enthalten sind, die Chiralität des jeweiligen Quarks erhalten. In den Strukturfunktionen f_1 und g_1 werden nur Quark-Felder gleicher

Chiralität miteinander verknüpft. Die Kombination von Gamma-Matrizen, die in der Definition der Transversalität h_1 auftritt, dreht dagegen die Chiralität des gestreuten Quarks um. Es tritt ein Spin-Flip des gestreuten Quarks auf [Sch00d]; h_1 wird daher als chiral ungerade Verteilungsfunktion bezeichnet.

Da bei allen Prozessen der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung die Chiralität erhalten bleibt, sind alle beobachtbaren Größen, wie etwa der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung, chiral gerade. Um die Transversalität h_1 meßbar zu machen, muß daher gleichzeitig ein zweiter Prozeß stattfinden, der ebenfalls chiral ungerade Eigenschaften besitzt. Die Gesamtreaktion ist dann wieder chiral gerade und damit erlaubt. Der zweite Helizitäts-Flip kann durch eine zweite chiral ungerade Verteilungsfunktion oder durch eine chiral ungerade Fragmentationsfunktion an einem zweiten Quark-Vertex hervorgerufen werden. Dies wurde erstmals von Ralston und Soper [Ral79] bei der polarisierten $\overrightarrow{p}\,\overrightarrow{p}$-Streuung diskutiert. Hier können die beiden chiral ungeraden Transversalitäten der Protonen zu einer insgesamt chiralitätserhaltenden Wechselwirkung gekoppelt werden. Bei der Lepton-Hadron-Streuung kann die Transversalität bei der semi-inklusiven Meson-Produktion beobachtet werden, da die Transversalität im Target-Nukleon mit einer chiral ungeraden Fragmentationsfunktion verbunden ist.

2.5 Die Collins-Fragmentationsfunktion

Aufgrund ihrer chiral ungeraden Eigenschaft kann die Transversalität nicht alleine beobachtet werden. Eine Quark-Helizitäts-Umkehr, wie sie für die Messung von h_1 notwendig ist, kann durch starke und elektromagnetische Prozesse nicht hervorgerufen werden. Eine Möglichkeit, dennoch experimentellen Zugang zu h_1 zu gewinnen, wurde 1993 von J. Collins vorgeschlagen [Col93]. Er zeigte, wie eine chiral ungerade *Fragmentationsfunktion* genutzt werden kann, um h_1 zu messen [Jaf96, Jaf97, Jaf00, Jaf01a, Jaf01b]. Dazu betrachtet man das Feynman-Diagramm der semi-inklusiven Pion-Produktion an einem longitudinal polarisierten Nukleon (Abbildung 6).

Eine Umkehr der Chiralität des Quarks erfolgt durch die Fragmentationsfunktion $H_1^\perp(z)$. Obwohl bei der Fragmentation nur die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung stattfinden, muß der Fragmentationsprozeß die Chiralität eines einzelnen Quarks nicht erhalten. Bei der Fragmentation interferieren verschiedene Reaktionskanäle mit unterschiedlichen Phasen, die zum selben Endzustand führen. Solche Phasenunterschiede treten häufig bei Fragmentationsprozessen der starken Wechselwirkung auf [Col93]. Diese Interferenz verschiedener Reaktionskanäle bei der Endzustands-Wechselwirkung kann eine insgesamt chiralitätsverletzende und auch nicht zeitumkehr-invariante Wechselwirkung begründen [Col93]. Eine Kombination aus Zeitumkehr und Paritätsumkehr würde die Endzustände zwar wieder in einen Ausgangszustand mit gleichem Impulsinhalt transformieren, aber für störungstheoretisch nicht beschreibbare (engl. *non-perturbative*) Prozesse, wie z.B die Fragmentation eines Quarks in Hadronen, tritt der zeitumgekehrte Prozeß jedoch in der Realität sicherlich nie auf. Eine chiral ungerade Wechselwirkung ist hier also möglich.

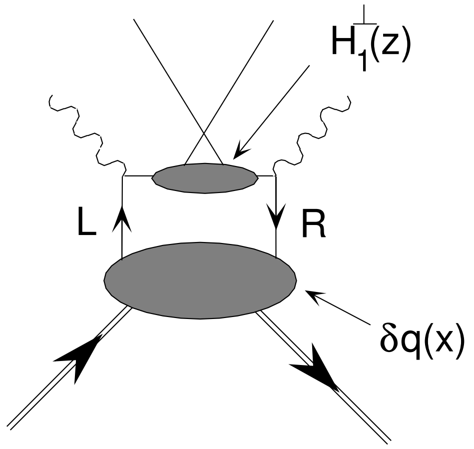


Abbildung 6: Darstellung des Feynman-Graphen der semi-inklusiven tiefinelastischen Streuung $e + N \longrightarrow e' + h + X$ nach [Jaf01b]. Die chiral ungerade Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^\perp(z)$ erhält in Verbindung mit einer chiral ungeraden Strukturfunktion $h_1(x)$ die Chiralität des Gesamtprozesses.

Der neue Typ einer chiral ungeraden Fragmentationsfunktion wurde erstmals von Collins vorgeschlagen, daher wird sie auch häufig als *Collins-Fragmentationsfunktion* $H_1^\perp$ bezeichnet. Die Collins-Fragmentationsfunktion weist eine Asymmetrie in der Winkelverteilung des gestreuten Hadrons auf. Damit läßt sich in einer semi-inklusiven Streuung, in der der Azimutwinkel des Hadrons bestimmt wird, das Produkt aus Transversalität und Collins-Fragmentationsfunktion $\delta q(x) \cdot H_1^\perp(z)$ messen.

Die Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^\perp(z)$ beschreibt eine rechts-links Asymmetrie in der Fragmentation eines transversal polarisierten Quarks mit Spin σ und Impuls $\mathbf{k}$ in ein Hadron mit Impuls $\mathbf{P}_h = z_h \cdot \mathbf{k}$. Diese Asymmetrie ist proportional zu

$$\frac{H_1^\perp(z_h) \cdot \sigma \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{P}_{\perp h})}{(|\mathbf{k}| \cdot \langle \mathbf{P}_{\perp h} \rangle)} . \tag{2.36}$$

Die Größe $\langle \mathbf{P}_{\perp h} \rangle$ beschreibt dabei den mittleren Transversalimpuls des Hadrons im Endzustand bezogen auf die Richtung des virtuellen Photons (Abb. 7) [Efr01a].

2.5.1 Azimut-Winkel

Man definiert den Azimut-Winkel ϕ als Winkel zwischen der Ebene der Lepton-Streuung, in der auch der Target-Spinvektor liegt und der Ebene, die vom auslaufenden Hadron und dem virtuellen Photon gebildet wird (Abbildung 7). Die links-rechts Asymmetrie in der Fragmentation des transversal polarisierten Quarks äußert sich dann in einer $\sin\phi$-Abhängigkeit des semi-inklusiven Wirkungsquerschnitts. Der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung hängt selbst von ϕ ab, jedoch nur in Form eines $\cos\phi$-Terms, was den experimentellen Nachweis der transversalen Fragmentationsfunktion erleichtert [Col93].

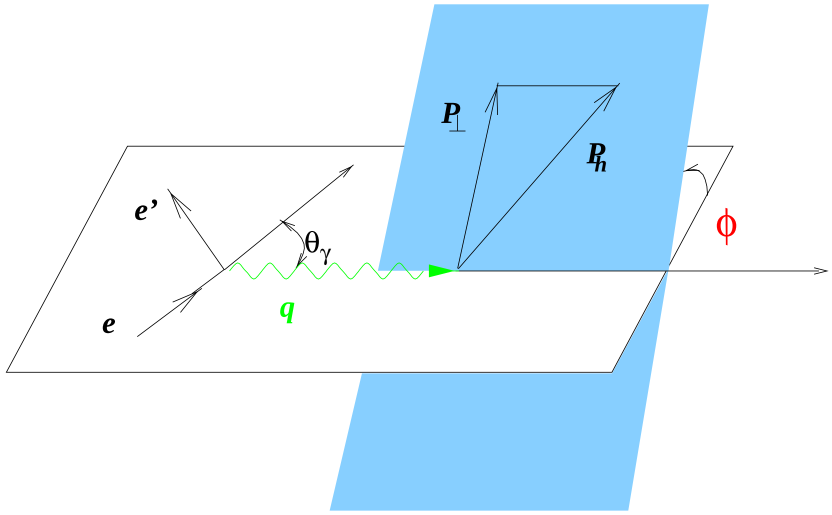


Abbildung 7: Definition des Azimut-Winkels ϕ bei der semi-inklusiven tiefinelastischen Streuung.

Die Messung der transversalen Verteilungfunktion $\delta q(x)$ ist bei der Streuung von unpolarisierten Leptonen an transversal polarisierten Nukleonen möglich. Es wird dann eine Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt unter Umkehr der Nukleon-Polarisation als Funktion des Azimut-Winkels ϕ des auslaufenden Hadrons erwartet. Diese Asymmetrie wird eine $\sin\phi$-Abhängigkeit besitzen [Col93]. Die gemessenen Asymmetrie ist das Produkt der transversalen Quarkpolarisation $\delta q(x)$ im Nukleon und der Größe der Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z)$. Dieser Effekt sollte nach einer Vorhersage von *Collins* am größten für die führenden Hadronen eines Jets sein [Col93].

2.5.2 Intrinsischer Transversalimpuls

In den meisten Fällen ist kollineare Kinematik (Abbildung 8) eine ausreichend gute Näherung, um tiefinelastische Streuprozesse erfolgreich zu beschreiben und Strukturfunktionen wie f_1 und g_1 zu definieren [Bog00a]. In diesem Fall wird ein Hadron als Ensemble von Quarks angesehen, die sich in die gleiche Richtung wie das Hadron bewegen.

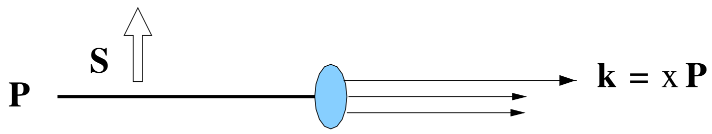


Abbildung 8: Schematische Darstellung der kollinearen Kinematik nach [Bog00a]: Ein Hadron mit Impuls **P** und Spin S enthält ein Quark mit Impuls **k** und Impulsbruchteil x.

In anderen Fällen, wie bei azimutalen und Single-Spin-Asymmetrien, ist die Näherung kollinearer Kinematik nicht ausreichend. Für einen transversalen Impuls des Quarks $\mathbf{k}_T$=0 im

Nukleon (Abbildung 9) muß die transversale, spinabhängige Fragmentationsfunktion $H_1^\perp = 0$ sein [Bog00a]. Die Quark-Helizitätserhaltung fordert, daß ohne transversalen Impuls des Quarks und ohne Spin-Transfer auf das erzeugte Hadron (was für die pseudoskalaren Mesonen π und K immer der Fall ist) die Fragmentation Spin-unabhängig abläuft [Col93, Bog00a].

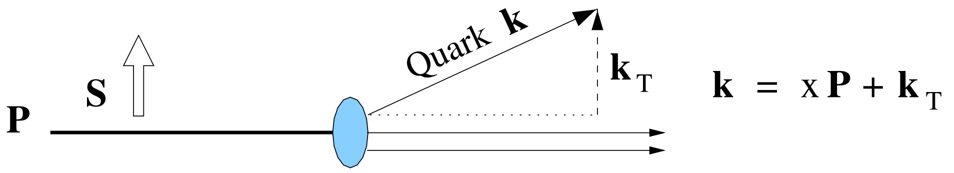


Abbildung 9: Schematische Darstellung der Kinematik unter Berücksichtigung des Transversalimpulses nach [Bog00a]: Ein Hadron mit Impuls **P** und Spin S enthält ein Quark mit Impuls **k**, Impulsbruchteil x und Transversalimpuls $\mathbf{k}_T$.

Collins hat daher folgende Abhängigkeit der Fragmentationsfunktion H_1 vom intrinsischen Transversalimpuls vorgeschlagen:

$$H_1^\perp \propto \frac{|\mathbf{k}_T| \cdot M_C}{\mathbf{k}_T^2 + M_C^2} , \tag{2.37}$$

wobei M_C die sogenannte Collins-Masse, eine Masse in der Größenordnung 0.3...1.0 GeV, ist. Diese Abhängigkeit bewirkt, daß die Fragmentationsfunktion $H_1^\perp = 0$ ist für Quarks ohne Transversalimpuls ($\mathbf{k}_T = 0$). Für Transversalimpulse der Quarks in der Größenordnung von $\mathbf{k}_T = O(M_C)$ ist die Collins-Funktion eine Fragmentationsfunktion führender Ordnung, für $\mathbf{k}_T \gg M_C$ ist sie dagegen kinematisch unterdrückt. Diese Parametrisierung der Fragmentationsfunktion wird in der Literatur inzwischen als Collins-Ansatz bezeichnet [Col93].

2.5.3 Zeitumkehr-Invarianz

Zeitumkehr-Invarianz bedeutet, daß man einlaufende Teilchen durch auslaufende ersetzen kann, d.h. *Eingangs-Zustände* mit *Ausgangs-Zuständen* vertauschen kann. Betrachtet man die Definitionen der Strukturfunktionen $f_1(x)$, $g_1(x)$ und $h_1(x)$ in den Gleichungen 2.20 bis 2.22 auf Seite 13, so lassen sie sich in verkürzter Form auch wie folgt darstellen:

$$f_1(x) \propto \langle N|\overline{\psi} \cdots \psi|N\rangle . \tag{2.38}$$

An dieser Darstellung oder auch an den dazugehörigen Feynman-Diagrammen (Abbildung 4) erkennt man, daß $f_1(x)$, $g_1(x)$ und auch $h_1(x)$ alle Zeitumkehr-*invariant* (*T-gerade*) sind, da sich die Eingangs-Zustände $\langle N|$ und die Ausgangs-Zustände $|N\rangle$ vertauschen lassen [Sch00d].

Bei Fragmentationsfunktionen ist dies anders. Im Anfangszustand hat man das Vakuum (noch kein Pion), im Endzustand ein Pion und andere Hadronen, die man nicht beobachtet und über die summiert wird, z.B.

$$H_1^{\perp}(z) \propto \sum_h < 0|\overline{\psi}|\pi, h >< \pi, h|\psi|0> \ . \tag{2.39}$$

Der Anfangszustand $\langle 0|$ und der Endzustand $|\pi, h\rangle$ können hier nicht vertauscht werden. Wendet man die Zeitumkehr T auf $H_1^{\perp}(z)$ an, so erhält man $T(H_1^{\perp}(z)) = -H_1^{\perp}(z)$, daher wird $H_1^{\perp}(z)$ auch als Zeitumkehr-ungerade (*T-ungerade*) Funktion bezeichnet. Dies bedeutet, daß die Zeitumkehrinvarianz für Fragmentationsfunktionen nicht gilt. Physikalisch läßt sich das dadurch erklären, daß das produzierte Hadron mit anderen Hadronen (über die summiert wird) in Wechselwirkung treten kann (*Endzustands-Wechselwirkung*). Könnte man die Endzustands-Wechselwirkung vernachlässigen (die sogenannte "naive" Zeitumkehr - engl. *naive time reversal*), so müßte $T(H_1^{\perp}(z)) = -H_1^{\perp}(z) \equiv H_1^{\perp}(z)$ gelten, also $H_1^{\perp}(z) = 0$ sein. $H_1^{\perp}(z)$ ist also nur dann von 0 verschieden, wenn eine solche Endzustands-Wechselwirkung tatsächlich aufritt [Sch00d].

Bevor auf die Methoden zur experimentellen Bestimmung der Transversalität mit Hilfe der Collins-Fragmentationsfunktion eingegangen wird, sollen im nächsten Abschnitt die wichtigsten Eigenschaften der Transversalität $\delta q(x)$ zusammengestellt werden.

2.6 Eigenschaften der Transversalität $\delta q(x)$

Obwohl bis heute noch keine Messung von $\delta q(x)$ durchgeführt wurde, sind dennoch aus theoretischen Arbeiten zahlreiche Eigenschaften von $\delta q(x)$ bekannt [Jaf97]:

- Die Transversalität $\delta q_a(x)$ ist neben der unpolarisierten Quarkverteilungsfunktion $q_a(x)$ und der Spin-Verteilungsfunktion $\Delta q_a(x)$ die dritte Quarkverteilungsfunktion führender Ordnung in Q^2 (*twist-2*). Sie kann im Quark-Parton-Modell als Differenz der Zahl der Quarks mit Spin in Richtung des Nukleon-Spins und der Zahl der Quarks mit entgegengesetztem Spin in einem zu seiner Bewegungsrichtung transversal polarisierten Nukleon interpretiert werden. Die Transversalität $\delta q(x)$ steht über Gleichung 2.40 in Beziehung zur Strukturfunktion $h_1(x)$:

$$h_1(x) = \frac{1}{2} \sum_{i=a,\overline{a}} e_i^2 \delta q_i(x, Q^2) \ . \tag{2.40}$$

- Für nicht-relativistische Quarks kommutieren Rotationen und Boosts. Daher sind die longitudinale und die transversale Quarkpolarisation in nichtrelativistischen Modellen des Nukleons identisch: $\Delta q_a(x) \equiv \delta q_a(x)$. Andere Eigenschaften des Nukleons zeigen jedoch, daß sich die Quarks im Nukleon relativistisch verhalten. So sagt das nicht-relativistische Modell des Nukleons für das Verhältnis von Axial- zu Vektorkopplung $g_a/g_v = 5/3$ vorher, die Messung ergibt jedoch $g_a/g_v = 1.26$.

Die Messung der Transversalität des Nukleons erlaubt einen Vergleich zwischen der longitudinalen und transversalen Spinverteilung. Der Unterschied zwischen der (longitudinalen) Helizitätsverteilung und der Transversalitäts-Verteilung gibt einen tieferen und detaillierteren Einblick in die relativistische Natur der Quarks in Nukleon [Jaf97].

- Der transversalen Polarisation der Quarks steht keine entsprechende Eigenschaft der Gluonen gegenüber. Als masselose Spin-1 Teilchen können Gluonen nur die Helizität $+1$ oder -1 annehmen und besitzen daher keine transversale Polarisation [Jaf97].

- Die Summe über die Transversalitäten $\delta q_a(x)$ aller Quarks a im Nukleon, integriert über x, stellt eine Funktion analog zum longitudinalen Spinbeitrag $\Delta\Sigma$ der Quarks dar:

$$\delta\Sigma(Q^2) = \sum_{i=a,\overline{a}} \int_0^1 dx \left[\delta q_i(x,Q^2) - \delta\overline{q}_i(x,Q^2) \right] \ . \tag{2.41}$$

Sie wird als Tensorladung des Nukleons bezeichnet und ist bis heute nicht gemessen worden. Anders als bei der longitudinalen Spinsumme $\Delta\Sigma$ tragen die Antiquarks $\delta\overline{q}$ mit einem negativen Vorzeichen zur Tensorladung $\delta\Sigma$ des Nukleons bei. Die Ursache hierfür ist das Transformationsverhalten der Transversalität δq unter Ladungskonjugation C: Während $\Delta q \propto \gamma_\mu\gamma_5$ (vgl. Gleichung 2.21) unter Ladungskonjugation sein Vorzeichen behält, wechselt $\delta q \propto \sigma_{\mu\nu}\gamma_5$ (Gleichung 2.22) unter Ladungskonjugation sein Vorzeichen: $C(\delta q) = -\delta q$. Daher erhalten die Antiquarks in der Definition der Tensorladung ein negatives Vorzeichen.

Die Tensorladung kann in Modellen des Nukleons, die auf Gitter-Eichtheorien beruhen, berechnet werden. Ein neueres Ergebnis mit einem Gitter mit 16^3 Orts- und 20 Zeitpunkten ergab für $\delta\Sigma$ [Aok97]:

$$\delta\Sigma = 0.562 \pm 0.088 \tag{2.42}$$

bei $Q^2 = 2$ GeV^2. Dieser Wert ist im Vergleich zum experimentell gemessenen Integral über die *longitudinale* Polarisation der Quarks erstaunlich groß: $\Delta\Sigma \approx 0.3$ [HER99]. Die Quarks tragen nur etwa 30% zum longitudinalen Gesamtspin des Nukleons bei. Die Tensorladung ist, wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert wurde, unabhängig vom Spinbeitrag der Gluonen. Sie scheint sich daher wie die Erwartung des "naiven" Quark-Parton-Modells zu verhalten, in dem die Quarks einen Großteil des Nukleon-Spins tragen [Jaf97].

- Die Transversalität unterliegt mehreren wichtigen Ungleichungen: Die erste,

$$|\delta q_a(x,Q^2)| \leq |q_a(x,Q^2)| \ , \tag{2.43}$$

ergibt sich aus ihrer Interpretation als Differenz zweier Wahrscheinlichkeiten. Die Wahrscheinlichkeit $\delta q_a(x)$, ein polarisiertes Quark des Flavours a mit Impulsbruchteil x zu finden, ist stets kleiner oder gleich der Wahrscheinlichkeit $q_a(x)$, überhaupt ein Quark (beliebiger Polarisation) zu finden.

Eine analoge Gleichung gilt auch für die longitudinale Spinverteilung:

$$|\Delta q_a(x,Q^2)| \leq |q_a(x,Q^2)| \, . \tag{2.44}$$

- Die *Soffer-Ungleichung* gibt eine obere Grenze für den Betrag der Transversalität $\delta q_a(x)$ an. Die Transversalität für jeden Quarkflavour a ist stets *kleiner* als der Mittelwert der dazugehörigen unpolarisierten und der longitudinal polarisierten Quarkverteilung [Sof95]:

$$|\delta q_a(x,Q^2)| \leq \frac{1}{2}|q_a(x,Q^2) + \Delta q_a(x,Q^2)| \, . \tag{2.45}$$

  Diese Gleichung wurde 1995 von Soffer hergeleitet und beruht allein auf der Positivitäts-Forderung für Wahrscheinlichkeits-Amplituden. Die Sättigung der Soffer-Ungleichung erlaubt eine transversale Quarkpolarisation, die größer als die longitudinale Polarisation für das jeweilige Quark a ist:

$$|\delta q_a(x,Q^2)| > |\Delta q_a(x,Q^2)| \, . \tag{2.46}$$

  Modellrechnungen des Nukleons, wie etwa das chirale Quark-Soliton-Modell (Kapitel 6.3), geben theoretische Hinweise darauf, daß der erwartete Wert für $\delta q(x)$ auch tatsächlich größer als der Wert für die longitudinale Spinverteilung $\Delta q(x)$ ist.

Um einen experimentellen Zugang zur Transversalität $\delta q(x)$ zu erhalten, ist eine Kenntnis der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts, d.h. einer experimentell beobachtbaren Größe, von der Funktion $\delta q(x)$ entscheidend. Ein wichtiger Schritt zur Erforschung der Transversalität $\delta q(x)$ war daher die vollständige Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der polarisierten tiefinelastischen Elektron-Nukleon Streuung in Abhängigkeit von den Quark-Verteilungsfunktionen $q(x)$, $\Delta q(x)$ und $\delta q(x)$ bis zur zweiten Ordung in Q^2 *(twist-3)*.

2.7 Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den Quarkverteilungsfunktionen des Nukleons

Mulders *et al.* haben den Wirkungsquerschnitt für die semi-inklusive tiefinelastische Streuung $l + N \to l' + h + X$ vollständig bis zur zweiten Ordnung in Q^2 in Abhängigkeit von den Quark-Verteilungsfunktionen $q(x)$, $\Delta q(x)$ und $\delta q(x)$ berechnet [Mul96]. Der Wirkungsquerschnitt wurde differentiell in den kinematischen Variablen x, y und z und in Abhängigkeit des Azimutwinkels ϕ des gebildeten Hadrons bestimmt.

Der Wirkungsquerschnitt läßt sich je nach Polarisationsrichtung des Targetnukleons und des Elektrons in unterschiedliche Komponenten aufteilen:

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}^4\sigma(\overrightarrow{l}\overrightarrow{N}\rightarrow l'hX)}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi} =& \frac{\mathrm{d}^4\sigma_{UU}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi}+\frac{\mathrm{d}^4\sigma_{UL}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi}+\frac{\mathrm{d}^4\sigma_{UT}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi}+ \\ &+\frac{\mathrm{d}^4\sigma_{LU}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi}+\frac{\mathrm{d}^4\sigma_{LL}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi}+\frac{\mathrm{d}^4\sigma_{LT}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi}\ .\end{aligned} \tag{2.47}$$

Dabei bezeichnet der erste Index einen unpolarisierten (U) bzw. longitudinal polarisierten (L) Elektronstrahl, der zweite Index gibt die Polarisation des Target-Nukleons N, nämlich unpolarisiert (U), longitudinal polarisiert (L) bzw. transversal polarisiert (T) an.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Streuung unpolarisierter Elektronen an einem longitudinal polarisierten Deuterium-Target untersucht. Berücksichtigt man nur die Beiträge führender Ordnung in Q^2 (*twist-2*), so erhält man folgenden Wirkungsquerschnitt für die Streuung unpolarisierter Elektronen an einem Nukleon [Efr01a]:

$$\frac{\mathrm{d}^4\sigma_{UU}}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi} = \frac{\alpha^2 s}{Q^4}\,x\left(1+(1-y)^2\right)\sum_{i=a,\overline{a}} e_i^2\, q_i(x)\, D_1^i(z)\ , \tag{2.48}$$

$$\frac{\mathrm{d}^4\sigma_{UL}}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi} = \sin\phi\, S_L\frac{\alpha^2 s}{Q^4}\,\frac{M_n}{Q}\,\frac{4x^2\,(2-y)\sqrt{1-y}}{\langle z\rangle\sqrt{1+\langle \mathbf{P_{\perp N}}^2\rangle/\langle \mathbf{k}_\perp{}^2\rangle}}\sum_{i=a,\overline{a}} e_i^2\, h_L^i(x)\, H_1^{\perp i}(z)\ , \tag{2.49}$$

$$\frac{\mathrm{d}^4\sigma_{UT}}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi} = \sin\phi\, S_T\frac{\alpha^2 s}{Q^4}\,\frac{2x\,(1-y)}{\langle z\rangle\sqrt{1+\langle \mathbf{P_{\perp N}}^2\rangle/\langle \mathbf{k}_\perp{}^2\rangle}}\sum_{i=a,\overline{a}} e_i^2\, \delta q_i(x)\, H_1^{\perp i}(z)\ . \tag{2.50}$$

$\langle \mathbf{P_{\perp N}}^2\rangle$ und $\langle \mathbf{k}_\perp{}^2\rangle$ sind die mittleren quadratischen Transversalimpulse der Quarks im Nukleon (d.h. in der Verteilungsfunktion) bzw. im gebildeten Hadron (d.h. in der Fragmentationsfunktion). $D_1^i(z)$ stellt die unpolarisierte Fragmentationsfunktion für das Quark i dar. S_L ist die longitudinale, S_T die transversale Komponente des Targetpolarisation P_T relativ zur Impulsrichtung des virtuellen Photons. Sie hängen vom Winkel θ_γ ab, unter dem das virtuelle Photon in Bezug auf das einlaufende Elektron emittiert wird (vgl. Abbildung 10):

$$S_L = P_T\,\cos\theta_\gamma \simeq P_T\left(1-\frac{2M^2x(1-y)}{sy}\right)\ , \tag{2.51}$$

$$S_T = P_T\,\sin\theta_\gamma \simeq P_T\,\sqrt{\frac{4M^2x(1-y)}{sy}}\ . \tag{2.52}$$

Dies bedeutet, daß auch für im Laborsystem longitudinal polarisierte Targetatome der Targetspin im Photon-Nukleon Schwerpunktsystem stets eine transversale Komponente bezüglich der Richtung des virtuellen Photons besitzt. Daher müssen sowohl der Anteil σ_{UL} als auch

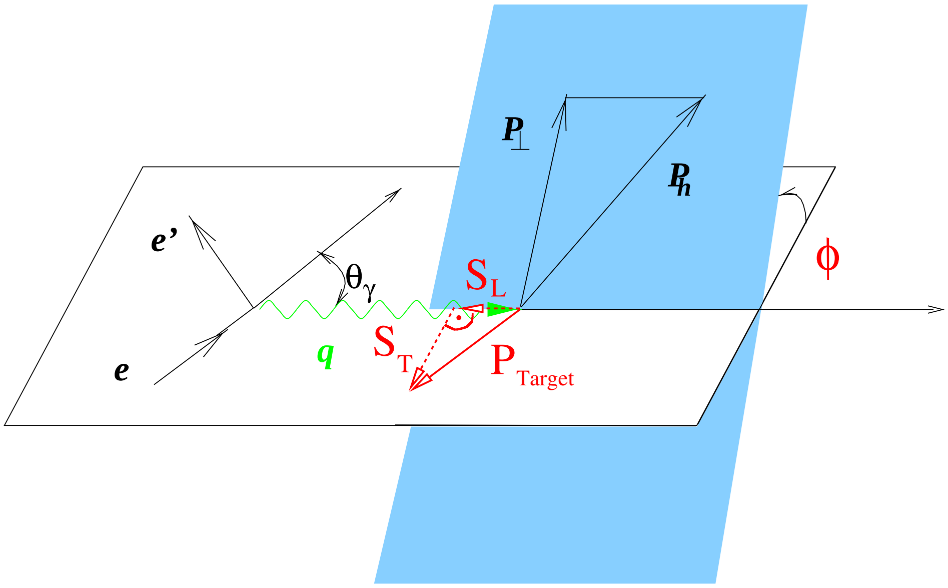


Abbildung 10: Darstellung der Kinematik der semi-inklusiven tiefinelastischen Streuung. Das longitudinal polarisierte Target-Nukleon trägt im Photon-Nukleon Schwerpunktsystem eine transversale S_T und eine longitudinale S_L Spin-Komponente.

der Anteil σ_{UT} des Wirkungsquerschnitts bei der Interpretation der Meßergebnisse an einem longitudinal polarisierten Target berücksichtigt werden.

Die Strukturfunktion $h_L(x)$, die im Wirkungsquerschnitt σ_{UL} der Streuung unpolarisierter Elektronen an longitudinal polarisierten Nukleonen auftritt, ist eigentlich eine Strukturfunktion nicht-führender Ordnung in Q^2 (*twist-3*). Sie steht jedoch über die sogenannte Wandzura-Wilczek-Beziehung in Verbindung zur Transversalität $\delta q(x)$ [Jaf92, Tan94, Mul96]:

$$h_L^i(x) = 2x \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi^2}\,\delta q_i(\xi) + O(m_q/M_N)\ . \tag{2.53}$$

Dabei werden Terme in der Größe des Quotienten aus Stromquarkmasse und Nukleon-Masse m_q/M_N vernachlässigt. Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung an longitudinal polarisierten Nukleonen kann daher mit 2.53 auch wie folgt in Abhängigkeit von $\delta q(x)$ dargestellt werden [Efr01b]:

$$\frac{\mathrm{d}^4\sigma_{UL}}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}z\,\mathrm{d}\phi} = \sin\phi\, S_L \frac{\alpha^2 s}{Q^4}\,\frac{M_n}{Q}\,\frac{8x^3\,(2-y)\sqrt{1-y}}{\langle z\rangle\sqrt{1+\langle \mathbf{P}_{\perp\mathbf{N}}{}^2\rangle/\langle \mathbf{k}_\perp{}^2\rangle}} \sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2 \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi^2}\,\delta q_i(\xi)\,H_1^{\perp i}(z)\ . \tag{2.54}$$

2.8 Experimentelle Asymmetrien

Um die gesuchte Größe $\delta q(x)$ experimentell zu bestimmen, muß sie von den anderen Termen im Wirkungsquerschnitt getrennt werden. Dabei sind die besonderen Eigenschaften der Anteile des Wirkungsquerschnitts aus Abschnitt 2.7, die von $\delta q(x)$ abhängen, hilfreich. Die Anteile des Wirkungsquerschnitts σ_{UL} und σ_{UT} weisen folgende Eigenschaften auf:

- Ihr Beitrag zum Wirkungsquerschnitt ist proportional zur Targetpolarisation S_L/S_T. Kehrt man die Richtung des Targetspins um, so wechseln σ_{UL} und σ_{UT} ihre Vorzeichen.

Daher wird bei der Auswertung der experimentellen Daten eine Asymmetrie bezüglich der beiden Target-Spin-Einstellungen $\rightarrow$ und $\leftarrow$ gebildet:

$$A_{UL}(\phi) = \frac{1}{|P_T|} \cdot \frac{\frac{d\sigma^{\rightarrow}(\phi)}{d\phi} - \frac{d\sigma^{\leftarrow}(\phi)}{d\phi}}{\frac{d\sigma^{\rightarrow}(\phi)}{d\phi} + \frac{d\sigma^{\leftarrow}(\phi)}{d\phi}} \,. \tag{2.55}$$

Die anderen Anteile des Wirkungsquerschnitts, die nicht von der Targetpolarisation abhängen (σ_{UU} und σ_{LU}), heben sich dann auf. Die Summe im Nenner der Asymmetrie-Definition entspricht dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt σ_{UU}, $|P_T|$ ist der mittlere Targetpolarisations-Betrag.

- Eine weitere wichtige Eigenschaft der Wirkungsquerschnitte σ_{UL} und σ_{UT} ist ihre Abhängigkeit vom $\sin\phi$ des Azimutwinkels. Die anderen Anteile des Wirkungsquerschnitts weisen keine solche $\sin\phi$-Abhängigkeit auf. Bestimmt man daher das $\sin\phi$-Moment der Asymmetrie A_{UL}, so kann man die Terme σ_{UL} und σ_{UT} isolieren.

Dazu kann man $A_{UL}(\phi)$ gegen den Winkel ϕ auftragen und eine Sinusfunktion an die experimentellen Daten anpassen. Ihre Amplitude entspricht dann $(\sigma_{UL}+\sigma_{UT})/\sigma_{UU}$ (Kapitel 4.12). Eine andere Möglichkeit, σ_{UL} und σ_{UT} zu bestimmen, ist die Bildung einer mit dem Gewichtsfaktor $w(\phi) = \sin\phi$ winkelgewichteten Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$:

$$A_{UL}^{\sin\phi} = \frac{1}{|P_T|} \cdot \frac{\int \frac{d\sigma^{\rightarrow}}{d\phi} w(\phi)\, d\phi - \int \frac{d\sigma^{\leftarrow}}{d\phi} w(\phi)\, d\phi}{\frac{1}{2}\left[\, \sigma^{\rightarrow} + \sigma^{\leftarrow} \,\right]} \tag{2.56}$$

$$= \frac{1}{|P_T|} \cdot \frac{\int \frac{d\sigma^{\rightarrow}}{d\phi} \sin\phi\, d\phi - \int \frac{d\sigma^{\leftarrow}}{d\phi} \sin\phi\, d\phi}{\frac{1}{2}\left[\, \sigma^{\rightarrow} + \sigma^{\leftarrow} \,\right]} \tag{2.57}$$

$$A_{UL}^{\sin\phi} \simeq \frac{1}{|P_T|} \cdot \frac{\frac{1}{\mathcal{L}^{\rightarrow}} \sum_{i=1}^{N^{\rightarrow}} \sin\phi_i - \frac{1}{\mathcal{L}^{\leftarrow}} \sum_{i=1}^{N^{\leftarrow}} \sin\phi_i}{\frac{1}{2}\left[\frac{1}{\mathcal{L}^{\rightarrow}} N^{\rightarrow} + \frac{1}{\mathcal{L}^{\leftarrow}} N^{\leftarrow}\right]} \,. \tag{2.58}$$

Dabei ist $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität des Streuexperimentes für den jeweiligen Spinzustand des Targets ($\rightleftarrows$), und N stellt die Zahl der beobachteten Streuereignisse dar. Es gilt dann $N^{\rightleftarrows}/\mathcal{L}^{\rightleftarrows} = \sigma^{\rightleftarrows}$.

Da die Winkelfunktionen $\sin\phi$, $\cos\phi$, $\sin 2\phi$ etc. ein orthogonales Funktionensystem bilden, gilt $\int d\phi \sin\phi \cdot \cos\phi = 0$ und $\int d\phi \sin\phi \cdot \sin 2\phi = 0$. Durch die Winkelgewichtung wird daher nur der Anteil des Wirkungsquerschnitts herausprojiziert, der proportional zu $\sin\phi$ ist:

$$\int d\phi \sigma_{UL} \cdot \sin\phi = a \int d\phi \sin\phi \cdot \sin\phi = a \int d\phi \sin^2\phi = a \cdot \frac{1}{2} \,, \tag{2.59}$$

wobei a die Amplitude des $\sin\phi$-Anteils des Wirkungsquerschnitts darstellt. Der Normierungsfaktor $\frac{1}{2}$ im Nenner der Asymmetrie-Definition 2.58 berücksichtigt den Wert des Integrals $\int d\phi \sin^2\phi = \frac{1}{2}$. Die winkelgewichtete Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ wird in der Literatur auch als *Analysierstärke* der Reaktion bezeichnet [HER00, HER01].

- Der Wirkungsquerschnitt enthält das *Produkt* aus der Verteilungsfunktion $\delta q(x)$ und der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z)$.Während die Transversalität von x abhängt, ist die Collins-Fragmentation eine Funktion von z.

Für ein transversal polarisiertes Target ist daher auch die Analysierstärke $A_{UT}^{\sin\phi}$ proportional zum Produkt aus der Transversalität $\delta q(x)$ und der Collins-Fragmentation $H_1^{\perp}(z)$:

$$A_{UT}^{\sin\phi} \propto \frac{\sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2 \, \delta q_i(x) \, H_1^{\perp i}(z)}{\sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2 \, q_i(x) \, D_1^i(z)} \,. \tag{2.60}$$

Im Nenner der Gleichung steht die Summe über die unpolarisierten Quarkverteilungs- und Fragmentationsfunktionen.

Für ein longitudinal polarisiertes Target müssen dagegen die longitudinale und die transversale Komponente des Targetspins relativ zur Impulsrichtung des virtuellen Photons berücksichtigt werden (Abbildung 10). Mit Gleichung 2.50, 2.54 und 2.57 erhält man dann für die Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ an einem longitudinal polarisierten Target [Efr01b]:

$$A_{UL}^{\sin\phi} \propto S_T \frac{\sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2 \, \delta q_i(x) \, H_1^{\perp i}(z)}{\sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2 \, q_i(x) \, D_1^i(z)} + S_L \frac{\sum_{i=a,\bar{a}} \int \frac{d\xi}{\xi^2} e_i^2 \, \delta q_i(\xi) \, H_1^{\perp i}(z)}{\sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2 \, q_i(x) \, D_1^i(z)} \,. \tag{2.61}$$

Die Transversalität $\delta q(x)$ ist in dieser Gleichung eine Funktion von x, die Fragmentationsfunktionen hängen dagegen von z ab. Bestimmt man also die kinematische Abhängigkeit der Single-Spin-Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ von x, so mißt man die Eigenschaften von $\delta q(x)$. Die kinematische Abhängigkeit der Asymmetrie von z macht dagegen Aussagen über $H_1^{\perp}(z)$ möglich.

Zur Bestimmung der azimutalen Asymmetrien wurden Meßdaten des HERMES-Experimentes am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg ausgewertet. In den Jahren 1998-2000 wurden dort Elektronen und Positronen an einem polarisierten Deuterium-Target tiefinelastisch gestreut. Bevor auf die Datenanalyse eingegangen wird, soll im folgenden Kapitel der experimentelle Aufbau des HERMES-Experiments erläutert werden.

3 Das HERMES Experiment

Das HERMES-Experiment (engl. *HERA MEasurement of Spin*) ist neben H1, ZEUS und HERA-B eines der vier großen teilchenphysikalischen Experimente, die am HERA (*Hadron Elektron Ring Anlage*)-Speicherring des Deutschen Elektronen Synchrotrons (DESY) in Hamburg betrieben werden. Physikalische Zielsetzung des HERMES-Experiments ist es, die Zusammensetzung des Spins des Nukleons aus dem Spin seiner Konstituenten, der Quarks und Gluonen, zu bestimmen. Zur experimentellen Ausführung werden dazu polarisierte Elektronen oder Positronen an einem polarisierten atomaren Wasserstoff- oder Deuterium-Gastarget tiefinelastisch gestreut. Die polarisierten Wasserstoff- oder Deuterium-Atome werden in einer Atomstrahlquelle erzeugt und direkt in den Speicherring eingeleitet. Eine in den Ring eingebaute Speicherzelle sammelt das Gas und erhöht die Targetdichte, um eine hohe Luminosität zu erreichen. Das gestreute Elektron und die aus der Fragmentation der Quarks entstandenen Hadronen werden in einem mehrstufigen Detektoraufbau nachgewiesen. Der Aufbau des HERMES-Detektors ist in Abbildung 11 dargestellt. Der HERMES-Detektor

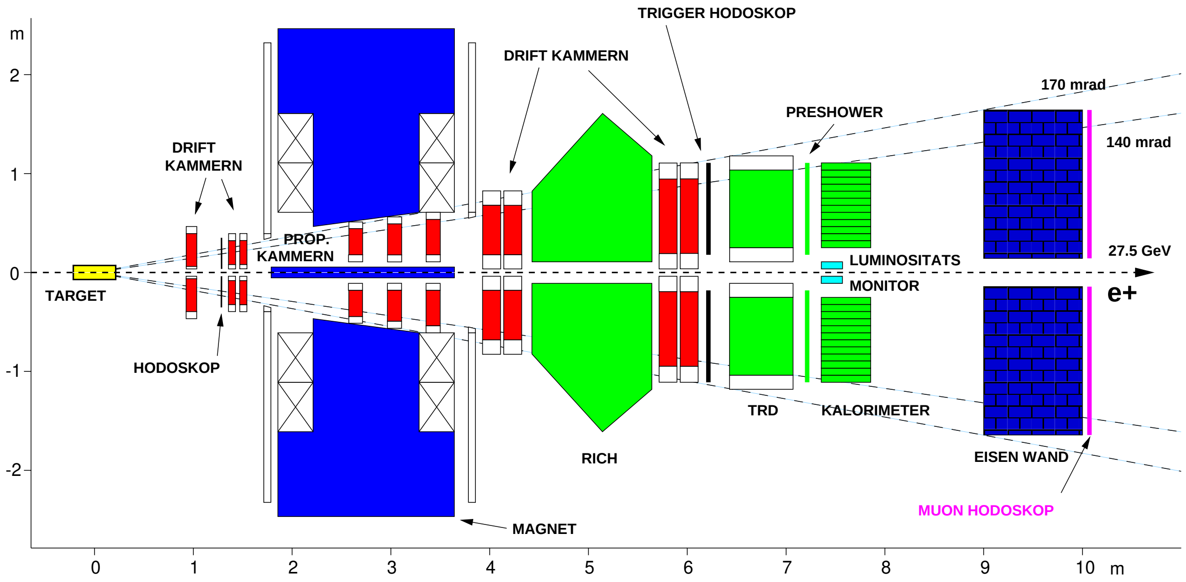


Abbildung 11: Schematischer Aufbau des HERMES-Detektors

ist ein in Vorwärtsrichtung des Elektronenstrahls ausgerichtetes Spektrometer, das aus Spurkammern, einem Ablenkmagneten zur Impulsmessung geladener Teilchen und mehreren Detektoren zur Teilchenidentifikation besteht. Der zusätzliche Einbau eines Ring-abbildenden Čerenkov-Detektors (engl. *Ring Imaging Cherenkov Detektor - RICH*) erlaubt die Identifikation von Hadronen als Pionen, Kaonen und Protonen. Damit ist es erstmals möglich, den Beitrag der einzelnen Quark-Flavours zum Gesamtspin des Nukleons unabhängig voneinander zu bestimmen.

3.1 Der HERA-Speicherring

Der HERA-Beschleuniger ist ein 6.3 km langer, unterirdischer Speicherring am DESY in Hamburg-Bahrenfeld. In zwei nebeneinander liegenden evakuierten Ringsystemen werden unabhängig voneinander Elektronen auf 27.5 GeV sowie Protonen auf 920 GeV beschleunigt. Das HERMES-Experiment ist im Osten des Speicherringes aufgebaut und nutzt nur den polarisierten Elektronstrahl (Abbildung 12). Der Protonenstrahl wird in diesem Bereich um 70 cm seitlich versetzt und abgeschirmt vom Magnetfeld des Spektrometers durch den experimentellen Aufbau am Target vorbeigeleitet. Die Experimente H1 und Zeus im Norden und Süden des Ringes dagegen sind Collider-Experimente und nutzen beide Strahlen zu Elektron-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV. Das HERA-B-Experiment in der Westhalle streut nur den Protonstrahl an einem Metalldraht-Target.

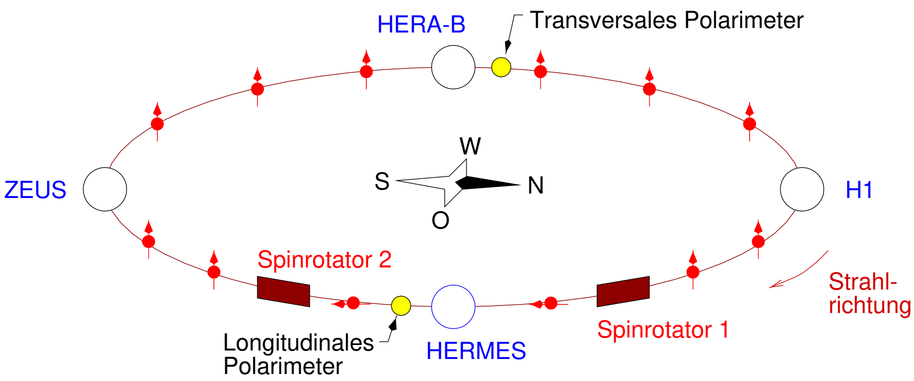


Abbildung 12: Der HERA-Elektronenspeicherring mit den vier großen Experimenten HERMES, ZEUS, HERA-B und H1. Die Orientierung des Elektronenspins ist durch die Pfeile angegeben. Das HERMES-Experiment ist zwischen zwei Spin-Rotatoren eingeschlossen.

Der HERA-Speicherring wird in Zyklen betrieben: Zunächst werden Elektronen mit 12 GeV aus dem Vorbeschleuniger in den HERA-Ring injiziert und anschließend dort auf 27.5 GeV beschleunigt. Zu Beginn einer solchen Füllung beträgt der Strahlstrom etwa 40-50 mA. Nach dem Füllen des Ringes und der Justierung der Strahlpositionen an den Wechselwirkungspunkten wird der HERMES-Detektor eingeschaltet. Während der nun folgenden 8-12 Stunden der Datennahme fällt der Strahlstrom kontinuierlich auf ca 10-15 mA ab. Beim Erreichen dieses Wertes werden die Detektoren wieder ausgeschaltet und der Elektronenstrahl aus dem Ring geleitet. Anschließend wird eine neue Füllung begonnen.

3.1.1 Elektronen-Polarisation durch den Sokolov-Ternov-Mechanismus

Die Polarisation der Elektronen im HERA-Speicherring baut sich nach einem erstmals von Sokolov und Ternov im Jahre 1964 beschriebenen Mechanismus während des Betriebs auf: Bei der Ablenkung der Elektronen durch die Dipolmagnete des Speicherringes wird

Synchrotron-Strahlung emittiert. Synchrotronstrahlung ist stark polarisiert: 7/8 der Gesamtintensität besteht aus longitudinal polarisierten Photonen, bei deren Emission der Elektronenspin seine Richtung umkehrt [Sok64, Ter62].

Die Intensität der emittierten Synchrotron-Strahlung hängt von der anfänglichen Ausrichtung der Elektronenspins relativ zum Magnetfeld ab. Die Elektronen mit paralleler Spineinstellung zum Magnetfeld strahlen mehr Synchrotron-Photonen ab als die mit entgegengesetzt orientiertem Spin. Die emittierte Synchrotronstrahlung führt also zu einer allmählichen Umbesetzung der Spinzustände parallel und antiparallel zum Magnetfeld.

Bezeichnet man die anfängliche Zahl der Elektronen mit Spin parallel zum Magnetfeld als n_1 und die Zahl mit antiparalleler Spinrichtung als n_2, so gilt für die Übergangswahrscheinlichkeit $n_{1,2}$ zwischen diesen beiden Zuständen durch Emission von Synchrotron-Strahlung [Sok64]:

$$n_{1,2} = \frac{(15 \pm 8\sqrt{3})(n_1 + n_2) \pm (15(n_2 - n_1) + 8\sqrt{3}(n_1 + n_2))e^{-t/\tau}}{30} \; . \tag{3.1}$$

Die Zeitkonstante des Umbesetzungsprozesses τ hängt nur vom Radius R des Speicherringes und der Energie E der Elektronen ab. Sie hat bei einem Speicherring mit der Energie 27.5 GeV und der Länge 6.3 km die Größe $\tau = 37$ min:

$$\tau = \frac{16\pi}{5\sqrt{3}} \cdot \frac{R^3}{\lambda_c \, r_0 \, c} \left(\frac{mc^2}{E} \right)^5, \tag{3.2}$$

wobei $r_0 = e^2/mc^2$ den klassischen Elektronenradius und $\lambda_c = h/mc$ die Compton-Wellenlänge des Elektrons darstellt. In einem idealen Speicherring ohne depolarisierende Einflüsse steigt die Elektronen-Polarisation nach einem exponentiellen Gesetz auf einen vom Ringdurchmesser und der Strahlenergie unabhängigen Maximalwert P_{max} an:

$$P(t) = P_{max}(1 - e^{-t/\tau}) \text{ mit} \tag{3.3}$$

$$P_{max} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = \frac{8\sqrt{3}}{15} = 92.4\%. \tag{3.4}$$

In einem realen Ring wirken mehrere depolarisierende Faktoren diesem Anstieg entgegen: Die zur Fokussierung verwendeten Quadrupol-Felder, die Abweichungen von der Kreisbahn bedingt durch die geradlinigen Beschleunigungsstrecken sowie die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Proton-Strahl bei den Collider-Experimenten verringern die maximal erreichbare Polarisation auf etwa 60-70%. Die Anstiegszeit τ der Polarisation ist dabei über den folgenden Zusammenhang mit der maximal erreichbaren Polarisation verknüpft [Cha81]:

$$P_{real} = P_{max} \cdot \frac{\tau_{real}}{\tau} \; . \tag{3.5}$$

Zur Untersuchung der polarisierten tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung beim HERMES-Experiment wird eine longitudinale Polarisation des Elektronen-Strahls benötigt (Kapitel 1). Dazu muß die Polarisationsrichtung der im Ring beschleunigten Elektronen vor dem Eintritt in den Aufbau des HERMES-Experiments um 90 Grad gedreht werden. Dies geschieht durch einen Spin-Rotator (Abbildung 13).

Die Arbeitsweise eines Spinrotators beruht auf dem physikalischen Prinzip, daß eine Ablenkung polarisierter Elektronen im Ortsraum immer auch zu einer Präzession ihres Spinvektors um eine zu ihrer Ablenkung senkrechten Achse führt. Der Winkel der Spinpräzession $\Delta\phi_{Spin}$ ist dabei durch die Größe der Auslenkung aus der Kreisbahn $\Delta\phi_{Orbit}$ gegeben (Abbildung 13):

$$\Delta\phi_{Spin} = a\gamma\Delta\phi_{Orbit} \ . \tag{3.6}$$

Dabei ist γ der Lorentz-Faktor der Elektronen und a das gyromagnetische Verhältnis des Elektrons. Das Produkt $a\gamma$ beträgt bei der Energie des HERA Speicherrings 62.8.

Durch geschickte Abfolge mehrerer kleiner Auslenkungen aus der Kreisbahn in unterschiedliche Richtungen mit Hilfe von Dipol-Magneten kann daher erreicht werden, daß der Elektron-Spin in mehreren Schritten um insgesamt 90 Grad in longitudinale Richtung umgeklappt wird (Abbildung 13).

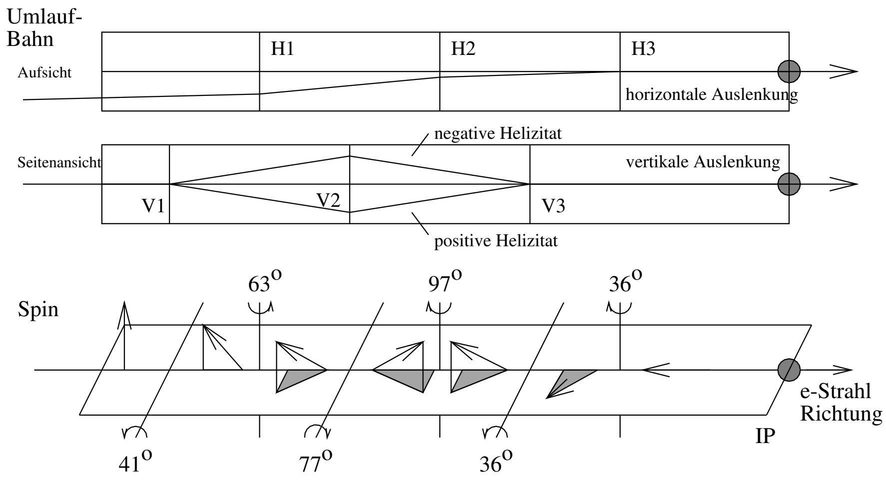


Abbildung 13: Aufbau eines Spinrotators: Die beiden oberen Diagramme zeigen die Ablenkung der Elektronen aus ihrer Umlaufbahn durch horizontale (H1-3) und vertikale (V1-3) Dipolmagnete. Die untere Zeichnung zeigt die daraus resultierende Präzession des Spinvektors.

Ein Spin-Rotator ist in Umlaufrichtung der Elektronen vor dem HERMES-Target angebracht, ein zweiter Spinrotator hinter dem HERMES-Target richtet den Elektronenspin wieder transversal aus, um den Polarisationsaufbau im Gesamtring nicht zu beeinflussen. Im monatlichen Wechsel wird die Richtung des longitudinalen Polarisationsvektors (parallel bzw. antiparallel zur Bewegungsrichtung der Elektronen) durch Verschieben und Umpolen der Magneten der Spinrotatoren gedreht.

3.1.2 Messung der Polarisation

Die Polarisation der Elektronen im HERA-Speicherring ist zeitlich nicht konstant: Zu Beginn einer Füllung steigt die Polarisation zunächst exponentiell an, um dann konstant zu bleiben. Auch die erreichte Gleichgewichtspolarisation ist je nach Einstellung der Strahlparameter des Speicherringes durch Veränderung der Magnetströme und der Strahlenergie unterschiedlich groß [Bar94]. Der gemessene Polarisationswert wird daher dazu verwendet, die Einstellungen des Beschleunigers so zu variieren, daß die Strahlpolarisation maximal wird [Bar94]. Spontane Veränderungen der Strahlparameter, etwa durch Ausfall einer Beschleunigungs-Kavität, können zu einem plötzlichen Abfall der Strahlpolarisation führen. Daher ist eine kontinuierliche Messung der Elektronenpolarisation im Speicherring sowohl zur Bestimmung des aktuellen Polarisationswertes für die Auswertung der HERMES-Meßdaten als auch zur Überwachung des Betriebes und der Einstellungen des HERA-Speicherringes erforderlich.

Im HERA-Speicherring messen zwei voneinander unabhängige Polarimeter die Polarisation der Elektronen. Das *Transversale Polarimeter* bestimmt die Polarisation der Elektronen in der Westhalle des Speicherringes, das *Longitudinale Polarimeter* bestimmt die Elektronenpolarisation unmittelbar hinter dem Aufbau des HERMES-Experiments noch im Ringsegment zwischen den beiden Spinrotatoren. Da die Spinrotatoren nur die Richtung, nicht aber den Betrag des Polarisationsvektors verändern, messen beide Polarimeter denselben Polarisationswert, das Longitudinale Polarimeter gibt zusätzlich Auskunft über die Orientierung der longitudinalen Polarisation.

Beiden Polarimetern liegt das Meßprinzip der Compton-Streuung von polarisierten Photonen an den freien Elektronen-Paketen im Speicherring zugrunde. Die Photonen werden von einem intensiven Laser erzeugt, dessen zirkular polarisiertes Licht über Spiegel bis in das Strahlrohr des Speicherringes geleitet wird. Die rückgestreuten, hochenergetischen Compton-Photonen werden in einem elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen. Sind die Elektronen im Speicherring polarisiert, so kann man eine Orts- bzw. Energieasymmetrie in der Verteilung der rückgestreuten Photonen bei der Umkehr der Polarisationsrichtung des Laserlichtes beobachten. Diese Asymmetrie ist der Polarisation der Elektronen proportional und kann zu ihrer quantitativen Bestimmung benutzt werden.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_c}{d\Omega}$ für die Compton-Streuung hat folgende Form [Bar93]:

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega}(S,P) = C \cdot [\Sigma_0 + S_1\Sigma_1 + S_3(P_Y\Sigma_{2y} + P_Z\Sigma_{2z})] \,, \tag{3.7}$$

$$\text{mit } C = \frac{1}{2}r_0^2\left(\frac{k_f}{k_i}\right)^2, \tag{3.8}$$

wobei k_i der Impulsvektor des einfallenden Photons, k_f der des gestreuten Photons ist. $r_0 = e^2/mc^2$ stellt den klassischen Elektronenradius dar. S_1 und S_3 sind die lineare bzw. zirkulare Komponente der Polarisation des einlaufenden Photons, P_Y und P_Z sind die longitudinale bzw. transversale Elektronenpolarisation. Σ_0 ist der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt, die Anteile Σ_1 und Σ_2 kommen für linear bzw. zirkular polarisiertes Laserlicht hinzu. Nur der Streuquerschnitt für zirkular polarisiertes Laserlicht Σ_2 ist von der Polarisation der Elektronen abhängig. Die Wirkungsquerschnitte Σ_{2y} und Σ_{2z} sind eine Funktion des Impulses k_f und des Streuwinkels θ des rückgestreuten Photons, Σ_{2y} ist zusätzlich vom Azimutwinkel ϕ des rückgestreuten Photons abhängig:

$$\Sigma_{2y} = k_f \qquad \cdot (1 - \cos\theta) \cdot \sin\theta \cdot \sin\phi , \tag{3.9}$$

$$\Sigma_{2z} = (k_f + k_i) \cdot (1 - \cos\theta) \cdot \cos\theta . \tag{3.10}$$

Das Transversale Polarimeter nutzt die Ortsasymmetrie der rückgestreuten Photonen zur Polarisationsmessung, das Longitudinale Polarimeter dagegen ihre Energieasymmetrie bezüglich der Helizität des Laserlichtes [Bec02, Bar93].

3.1.3 Das Transversale Polarimeter

Das Transversale Polarimeter ist in der Westhalle des HERA-Speicherringes aufgebaut. Das Laserlicht eines kontinuierlichen 10 W Argon-Ionen Lasers mit 514 nm Wellenlänge wird durch ein Glan-Thomson-Prisma linear und danach mit Hilfe einer Pockels-Zelle zirkular polarisiert. Es wird über ein System von Spiegeln in den HERA-Tunnel geleitet und unter einem kleinen Einfallswinkel am Elektronenstrahl gestreut. Die rückgestreuten hochenergetischen Compton-Photonen werden in einem in Segmente unterteilten und damit positionsempfindlichen Kalorimeter nachgewiesen. Aus der Orts-Asymmetrie Δ_y im Kalorimeter kann dann die Elektronenpolarisation P_Y bestimmt werden:

$$\Delta_y(E_\gamma) = \frac{< y >_L - < y >_R}{2} = P_Y \Delta S_3 \Pi_\gamma(E_\gamma) . \tag{3.11}$$

Die zirkulare Polarisation des Laserlichts S_3 wird in einer Analysator-Box im Tunnel gemessen. Die Analysierstärke der Reaktion $\Pi_\gamma(E_\gamma)$ ist eine Funktion der Energie des rückgestreuten Photons. Ihre absolute Größe hängt stark von der Ortsauflösung des Kalorimeters ab.

Die Kalibration des Transversalen Polarimeters erfolgt daher über eine vom Kalorimeter unabhängige Methode. Der Anstieg der Polarisation zu Beginn einer Füllung des Speicherringes hängt über Gleichung 3.12 mit der asymptotisch erreichten Gleichgewichts-Polarisation zusammen. Kennt man die Zeitkonstante dieses Anstiegs τ, kann man den Absolutwert der Polarisation P_{max} im Gleichgewicht berechnen:

$$P_{max} = \frac{P_{ST}}{\tau_{ST}} \cdot \tau . \tag{3.12}$$

Der asymptotische Grenzwert P_{ST} und die Anstiegszeit τ_{ST} können nach der Theorie von Sokolov-Ternov aus dem Radius des Speicherringes und der Energie der Elektronen berechnet werden [Sok64, Ter62]. Für eine Kalibration der Analysierstärke genügt es also, die Zeitkonstante des Anstiegs der Polarisation zu bestimmen. Dies wurde für das Transversale Polarimeter mit einer systematischen Genauigkeit von 3.8% durchgeführt.

3.1.4 Das Longitudinale Polarimeter

Das Longitudinale Polarimeter mißt die Polarisation der Elektronen zwischen den Spin-Rotatoren und dem HERMES-Experiment im Osten des HERA-Speicherringes. Es wurde im Jahre 1996 aufgebaut, um eine zweite unabhängige Messung der Elektronenpolarisation mit verbesserter systematischer Genauigkeit zu erhalten. Zudem ist es in der Lage, auch die Polarisation einzelner Elektronenpakete im HERA-Speicherring zu bestimmen.

Der Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung zirkular polarisierter Photonen an longitudinal polarisierten Elektronen ist durch Formel 3.13 gegeben:

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = \frac{d\sigma_0}{dE_\gamma} \cdot [1 + P_\lambda P_e A_z(E_\gamma)] \ . \tag{3.13}$$

$d\sigma_0/dE_\gamma$ ist der unpolarisierte Compton-Wirkungsquerschnitt, E_γ die Energie der rückgestreuten Compton-Photonen, P_λ die Polarisation der einlaufenden Photonen für die beiden Helizitätszustände $\lambda = \pm 1$ und $A_z(E_\gamma)$ die longitudinale Asymmetriefunktion der Streuung. Sie ist in Abbildung 14 dargestellt. Die rückgestreuten Compton-Photonen werden in einem elektromagnetischen Kalorimeter aus vier $NaBi(WO_4)_2$-Kristallen nachgewiesen.

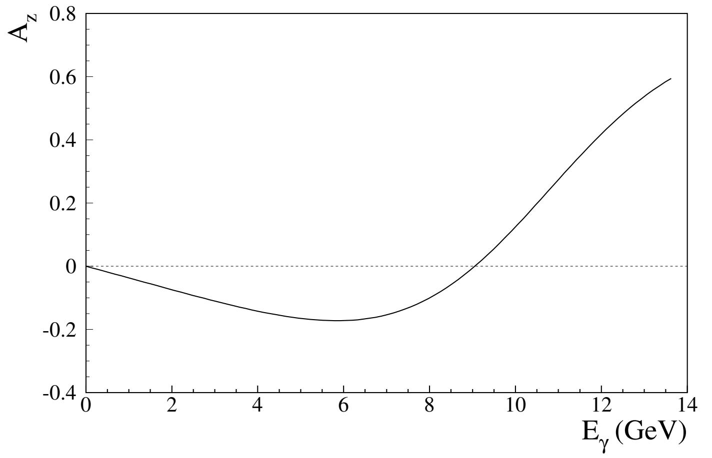


Abbildung 14: Longitudinale Asymmetriefunktion A_z für die Streuung der polarisierten Laserphotonen an 27.5 GeV Elektronen in Abhängigkeit von der Energie des Compton-Photons E_γ.

Die Streurate eines Compton-Polarimeters hängt bei vorgegebener Strahlenergie von der Intensität des verwendeten Laserstrahls und dem Elektronenstrom im Speicherring ab. Beim Transversalen Polarimeter liegt die mittlere Streurate in der Größenordnung von 0.01-0.1 pro Elektronenpaket im Speicherring. Es wird also jeweils nur ein einzelnes Compton-Photon pro Elektronenpaket erzeugt und im Kalorimeter nachgewiesen.

Das Longitudinale Polarimeter verwendet einen gepulsten Neodym-YAG-Festkörper-Laser mit einer Pulsenergie von 100 mJ und einer Pulslänge von 3 Nanosekunden, der synchron zu dem Elektronenpaketen ausgelöst wird. Durch die hohe Intensität seines Laserlichtes finden etwa 1000 Compton-Streuprozesse gleichzeitig an einem Elektronen-Paket statt. Die entstehenden Compton-Photonen erreichen das elektromagnetische Kalorimeter zur selben Zeit, die Energie aller Compton-Photonen wird daher im Kalorimeter summiert. Aus den unterschiedlichen Energiesummen für links- bzw. rechts zirkular polarisiertes Laserlicht kann die Elektronenpolarisation nach Formel 3.14 berechnet werden:

$$\frac{I_{\frac{3}{2}} - I_{\frac{1}{2}}}{I_{\frac{3}{2}} + I_{\frac{1}{2}}} = P_e \cdot P_\gamma \cdot A_p \,. \tag{3.14}$$

$I_{\frac{3}{2}}$ und $I_{\frac{1}{2}}$ sind die Energiesummen für die parallele Stellung von Elektron- und Laserphoton-Spin (Spin-$\frac{3}{2}$) bzw. die antiparallele Stellung (Spin-$\frac{1}{2}$), P_γ ist der Polarisationsgrad des Laserlichtes. Die Analysierstärke A_p dieser Reaktion kann als Integral über den energiegewichteten Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung berechnet werden:

$$A_p = \frac{\Sigma_{\frac{3}{2}} - \Sigma_{\frac{1}{2}}}{\Sigma_{\frac{3}{2}} + \Sigma_{\frac{1}{2}}} \,, \tag{3.15}$$

$$\text{mit } \Sigma_i = \int_0^{E_{\gamma,max}} (d\sigma/dE_\gamma)_i E_\gamma dE_\gamma \,,\ i = \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \,. \tag{3.16}$$

Der energiegewichtete Compton-Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/dE_\gamma) \cdot E_\gamma$ ist in Abbildung 15 dargestellt.

Die vielfach Compton-Streuung an mehreren Elektronen hat gegenüber der Einzelphoton-Messung, wie sie beim Transversalen Polarimeter verwendet wird, zwei entscheidende Vorteile: Sie ist unempfindlich gegenüber Untergrund-Prozessen, wie etwa Bremsstrahlungs-Photonen aus der Streuung am Restgas im HERA-Strahlrohr, da die im Kalorimeter deponierte Energie sehr groß ist (mehrere TeV). Zugleich ist es möglich, den Laser auf ein einzelnes Elektronen-Paket zu richten und innerhalb einer kurzen Meßzeit (wenige Minuten) ausreichend viele Streuereignisse zur Bestimmung der Polarisation dieses Elektronenpakets zu erhalten. Damit ist die Bestimmung der Polarisation individueller Elektronenpakete im HERA-Beschleuniger möglich [Bec02].

Das Longitudinale Polarimeter mißt innerhalb einer Minute die Polarisation des Elektronenstrahls in HERA mit einer statistischen Genauigkeit von 1% und einem systematischen Fehler von 1.6%. Für die systematische Genauigkeit der Messung mit dem Longitudinalen Polarimeter ist die Linearität und Stabilität der Energiemessung der Compton-Photonen im elektromagnetischen Kalorimeter ausschlaggebend. Die Linearität des Kalorimeters kann durch den Vergleich der Messungen mit einem unabhängigen, zweiten Kalorimeter, das nach dem Sandwich-Prinzip aus Wolfram-Szintillator-Platten aufgebaut ist, überprüft werden.

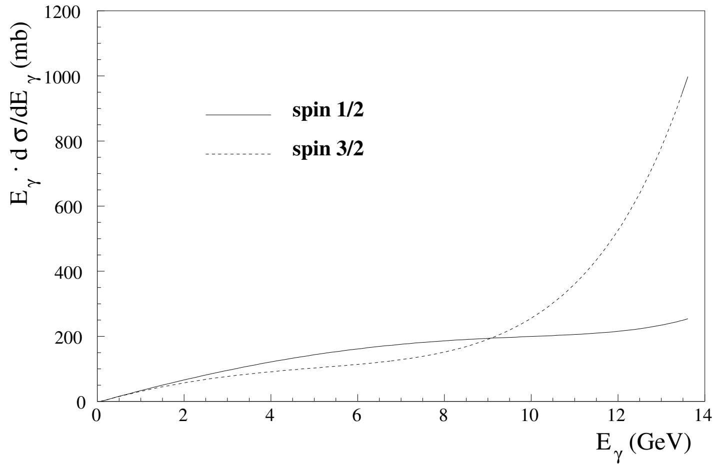


Abbildung 15: Energiegewichteter Compton-Wirkungsquerschnitt für die Spin-$\frac{1}{2}$ und Spin-$\frac{3}{2}$-Konfiguration in Abhängigkeit von der Photon-Energie E_γ.

Während des Betriebes des Speicherringes kann sich die Position und der Winkel des Elektronenstrahls im Beschleunigerring ändern. Damit verschiebt sich auch der Auftreffpunkt der rückgestreuten Compton-Photonen auf dem Kalorimeter. Um einen systematischen Einfluß auf die Energiemessung auszuschließen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Detektor aus szintillierenden Fasern entwickelt, der unmittelbar vor dem Kalorimeter angebracht ist und die Position der auftreffenden Compton-Photonen kontinuierlich überwacht [Sch00c, Sch00b]. Mit der so gewonnenen Positionsinformation kann das Kalorimeter, das auf einem fahrbaren ferngesteuerten Tisch angebracht ist, stets auf den Compton-γ-Strahl zentriert werden. Der Entwurf, Bau und der Test dieses Detektors ist im Anhang B beschrieben.

3.2 Das polarisierte Deuterium-Target

Das HERMES Target besteht aus einer röhrenförmigen Speicherzelle, die im Strahlrohr koaxial zur Elektronenstrahlrichtung angebracht ist. Polarisiertes, atomares Deuterium-Gas aus einer Atomstrahlquelle (engl. *Atomic Beam Source - ABS*) wird über eine seitliche Öffnung in die Mitte der Speicherzelle injiziert (Abbildung 16). Das Gas wird durch die Speicherzelle in ein kleines Volumen unmittelbar um den Elektronenstrahl eingeschlossen, wodurch die Targetdichte erhöht wird.

3.2.1 Die Atomstrahlquelle (ABS)

Die Atomstrahlquelle arbeitet nach dem Prinzip der Stern-Gerlach-Trennung der Hyperfeinzustände von Deuterium in Abhängigkeit von einem äußeren Magnetfeld. Das Termschema der Aufspaltung ist in Abbildung 17 dargestellt.

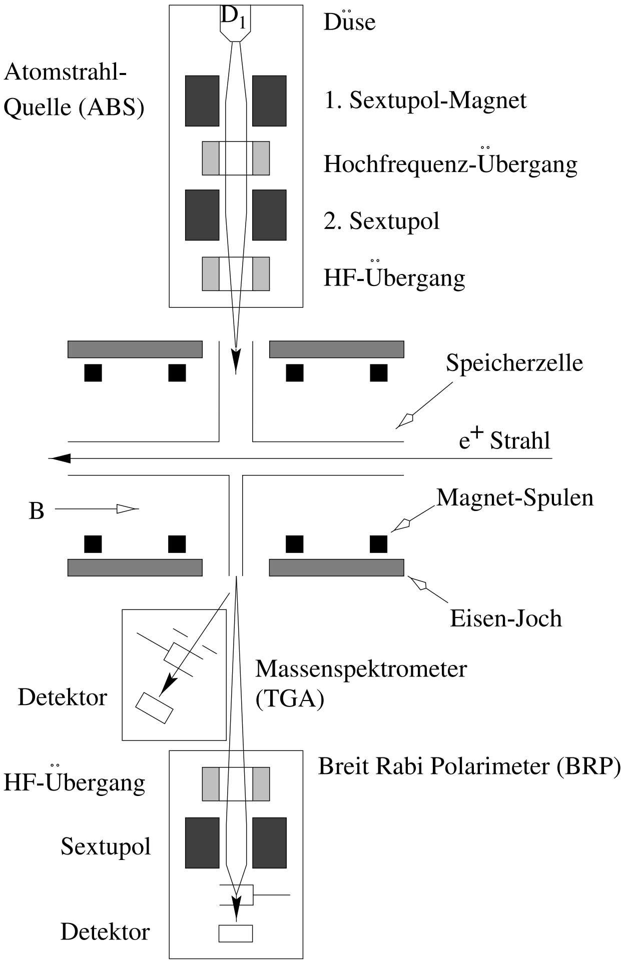


Abbildung 16: Schematische Darstellung des HERMES-Deuterium-Targets. Von oben nach unten: Atomstrahlquelle (ABS), Speicherzelle, Massenspektrometer (TGA), Breit-Rabi-Polarimeter (BRP).

Zunächst wird molekulares Deuterium-Gas in einer Mikrowellen-angeregten Gasentladung in atomares Deuterium dissoziiert. Die Deuterium-Atome treten durch eine schmale Düse aus dem Dissoziator aus und bilden einen dünnen Atomstrahl (Abbildung 16). In einem ersten Sextupol-Magneten werden im inhomogenen Magnetfeld die Zustände mit den Elektronenspins $m_S = +1/2$ und $m_S = -1/2$ voneinander getrennt. Ein adiabatischer Hochfrequenz-Übergang überträgt die Elektronenpolarisation durch Umbesetzung der Hyperfeinstruktur auf den Kernspin. Nach Durchqueren eines weiteren Sextupol-Magneten und eines Hochfrequenzübergangs gelangen die Kernspin-polarisierten Deuterium-Atome in die Speicherzelle (Abbildung 16).

Während des Betriebs der Atomstrahlquelle wird die Richtung der Kernspinpolarisation durch Änderung der Frequenz des adiabatischen Hochfrequenzübergangs (Abbildung 17)

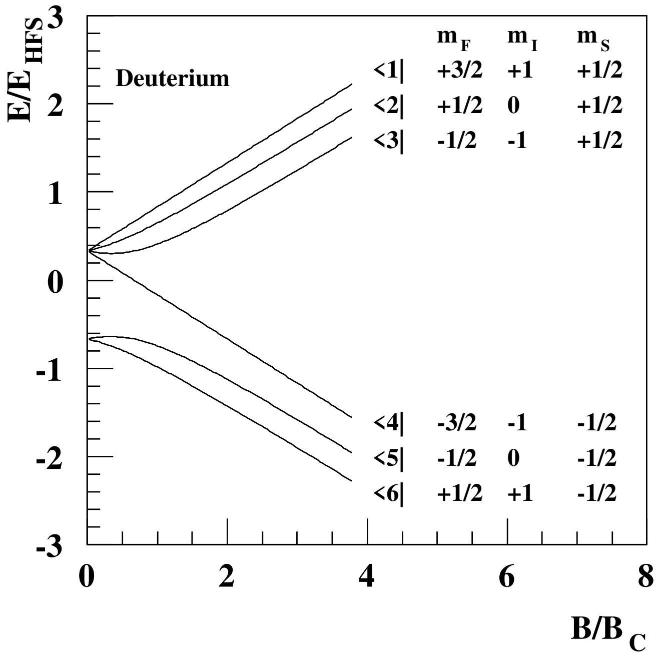


Abbildung 17: Hyperfeinstrukturaufspaltung E für Deuterium-Atome in einem äußeren Magnetfeld der Stärke B, bezogen auf die Hyperfeinstrukturaufspaltung ohne äußeres Magnetfeld E_{HFS}, gemessen in Einheiten des kritischen Magnetfeldes $B_C = 11.7$ mT. Die magnetischen Quantenzahlen von Kern- und Elektronenspin sind m_I und m_S, der Gesamtdrehimpuls hat den Wert m_F.

nach einer von einem Zufallsgenerator vorgegebenen Reihenfolge alle 90 Sekunden gewechselt. So können zeitabhängige periodische Effekte keinen systematischen Einfluß auf die Messung haben.

3.2.2 Die Speicherzelle

Die Speicherzelle hat einen elliptischen Querschnitt von 21 x 9 mm^2 und eine Länge von 40 cm. Sie ist an beiden Enden offen und besteht aus einer 100 Mikrometer dünnen Aluminiumfolie, um Vielfachstreuungen beim Durchtritt von Teilchen zu reduzieren und möglichst wenig Material in den Akzeptanzbereich des Spektrometers zu bringen. Die Deuterium-Atome werden in die Mitte der Speicherzelle eingeleitet. Die Zelle ist auf eine Temperatur von 80 K gekühlt. Damit wird einerseits die Aufenthaltsdauer der Atome in der Targetzelle und damit die Targetdichte erhöht, andererseits auch die Zahl der depolarisierenden Stöße der Atome untereinander und mit der Targetzellwand klein gehalten.

Ein statisches Magnetfeld eines supraleitenden Solenoid-Magneten von 300 mT legt die Quantisierungsachse parallel zur Elektronen-Strahl-Richtung fest. Gleichzeitig ist die Feldstärke so gewählt, daß keine depolarisierenden resonanten Übergänge — hervorgerufen durch das elektromagnetische Feld der Elektronen-Pakete — in den Targetatomen auftreten können [HER98a].

3.2.3 Der Target-Gas Analysator (TGA)

Ein kleiner Teil des Targetgases aus der Targetzelle gelangt über ein Probenrohr in den Target-Gas Analysator. Das Probenrohr ist in der Mitte der Targetzelle, jedoch unter einem Winkel zur Eintrittsöffnung aus der ABS angeordnet, so daß die Atome nicht direkt von der ABS in den Target-Gas Analysator gelangen können.

Der Target-Gas Analysator ist ein Quadrupol-Massenspektrometer. Er bestimmt die relativen Anteile von atomarem und molekularem Deuterium im Gas in der Speicherzelle. Zusätzlich wird auch eventuell vorhandenes Restgas mit anderem Molekulargewicht nachgewiesen. Molekulares Deuterium ist innerhalb der Targetzelle durch Rekombination von Deuterium-Atomen an der Zellenwand entstanden. Sein Anteil am Targetgas ist normalerweise gering (kleiner als 5%).

3.2.4 Das Breit-Rabi Polarimeter (BRP)

Mit dem Breit-Rabi-Polarimeter wird die Kern-Polarisation der Atome in der Targetzelle bestimmt. Durch Wandstöße der Atome in der Zelle und damit verbundener Spinumkehr kann diese niedriger als die von der Atomstrahlquelle in die Zelle injizierte Polarisation sein. Für das Breit-Rabi-Polarimeter wird ebenso wie für den Target-Gas Analysator eine kleine Menge des Targetgases aus der Mitte der Targetzelle abgezweigt. In einem Hochfrequenzübergang und anschließendem Sextupol-Magnetfeld ähnlich der Anordnung in der Atomstrahl-Quelle (Abbildung 16) werden die Hyperfeinstruktur-Zustände aufgespalten und die Besetzungszahlen der einzelnen Niveaus bestimmt.

3.3 Das HERMES-Spektrometer

Das HERMES-Spektrometer ist ein in Vorwärts-Richtung angeordnetes Spektrometer, wie es für die Kinematik eines Experiments mit feststehendem Target erforderlich ist (Abbildung 18). Es besteht aus zahlreichen Ebenen von Spurkammern, Detektoren zur Teilchenidentifikation, einem Magneten mit der Feldstärke 1.3 Tm zur Impulsbestimmung geladener Teilchen und einem elektromagnetischen Kalorimeter [HER98b].

Das HERMES-Spektrometer wird durch das HERA-Elektronen-Strahlrohr, das durch ein horizontales Stahlseptum vom Magneten abgeschirmt, durch den Detektor läuft, in zwei symmetrische Hälften geteilt. Das Septum begrenzt die vertikale Akzeptanz des Spektrometers auf Streuwinkel größer als 40 mrad. Die äußere Akzeptanz des Spektrometers wird durch den Magneten in horizontaler Richtung auf $\pm$ 170 mrad und in vertikaler Richtung auf $\pm$ 140 mrad begrenzt.

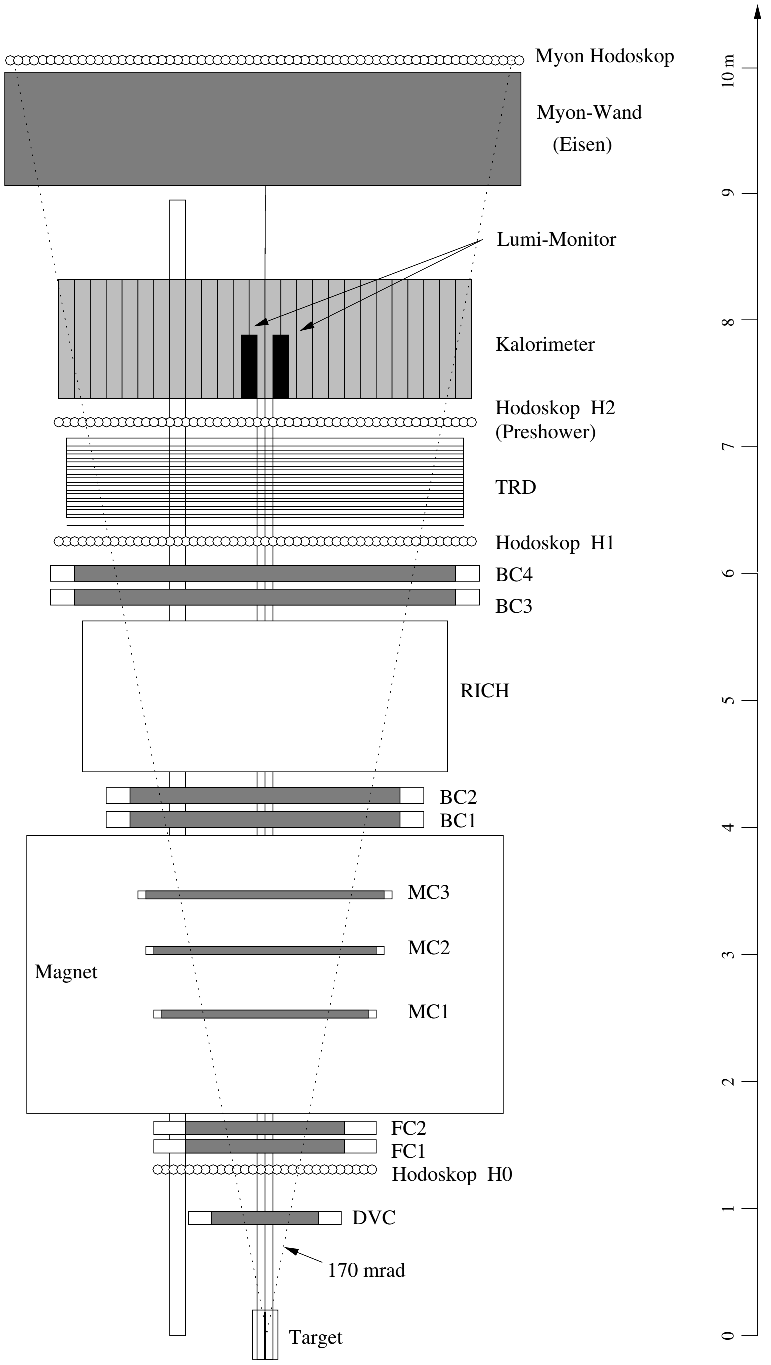


Abbildung 18: Schematische Darstellung des HERMES-Spektrometers in Aufsicht. Die Teilchenspuren werden vor dem Magneten von den Spurkammern DVC, FC1/2 und dahinter durch die Spurkammern BC1-4 bestimmt. Der Teilchenidentifizierung dienen ein Ring-Imaging Čerenkov-Detektor (RICH) , ein Übergangsstrahlungsdetektor (TRD), ein Preshower-Detektor, das Kalorimeter und das Myon-Hodoskop. Der Trigger wird durch Signale der Hodoskope H0-2, des Preshowers und des Kalorimeters ausgelöst.

3.3.1 Spurkammern

Die Spuren geladener Teilchen werden in mehreren Ebenen von Driftkammern vor und hinter dem Spektrometermagneten nachgewiesen. Die vorderen Spurkammern (DVC und FC1/2) dienen dazu, den Wechselwirkungspunkt und den Streuwinkel geladener Teilchen festzustellen. Im Spektrometermagneten werden die Teilchen je nach Impuls um unterschiedliche Winkel abgelenkt. Die Spuren in den Kammern (BC1-4) hinter dem Magneten geben Aufschluß über den Ablenkwinkel im Magneten. Aus der Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld kann ihr Impuls berechnet werden. Drei zusätzliche Proportionalkammern (MC1-3), die im Magneten angebracht sind, helfen, Spuren vor und hinter dem Spektrometermagneten einander zuzuordnen (Abbildung 18).

Alle Spurkammern enthalten Signaldrähte, die in drei Ebenen angeordnet sind. Die horizontale Teilchenposition wird durch vertikal angeordnete Drähte gemessen, die vertikale Teilchenposition durch zwei um $\pm$ 30^o gegen die Vertikale geneigte Drahtebenen.

Alle Kammern werden von TDCs (Time to Digital Convertern) mit einer Zeitauflösung von 0.5 nsec ausgelesen. Die Ortsauflösung der Driftkammern beträgt 220-225 μm für die vorderen Kammern (DVC und FC) und 275-300 μm für die hinteren Kammern (BC1-4) [Has95].

3.3.2 Teilchenidentifikation

Die Teichenidentifikation im HERMES-Experiment basiert auf dem Zusammenspiel mehrerer Detektoren. Zunächst werden Hadronen und Elektronen/Positronen anhand der Detektorantworten des Übergangsstrahlungsdetektors (Transition Radiation Detektor), des Preshower-Detektors und des Kalorimeters voneinander unterschieden. Die Information, die aus den drei Hadronenidentifikations-Detektoren Kalorimeter, Preshower und Übergangsstrahlungsdetektor gewonnen wird, erlaubt es, mit Hilfe einer Wahrscheinlichkeitsanalyse der Detektorsignale Elektronen/Positronen mit einer Effektivität von 99% und einer Hadronenkontamination < 1% nachzuweisen [HER98b].

Ein im Jahre 1998 neu installierter Ring-abbildender Čerenkov-Detektor *(RICH)* ermöglicht auch die Trennung verschiedener Hadron-Typen [Asc00]. Damit ist es möglich, bei der semi-inklusiven tiefinelastischen Streuung Pionen, Kaonen und Protonen im gesamten kinematischen Bereich des Experimentes voneinander zu trennen [Asc98, Kai99, Asc00, Ako01].

3.3.3 Kalorimeter und Preshower-Detektor

Das Kalorimeter besteht aus 20 übereinander angeordneten Lagen von jeweils 42 Blöcken aus strahlenhartem Bleiglas F101 in der Größe 9 x 9 x 50 cm^3. Die Blocklänge von 50 cm entspricht dabei 18 Strahlungslängen für Elektronen/Positronen. Das Szintillationslicht aus dem Bleiglas wird mit Photomultipliern nachgewiesen. Die Energieauflösung des Kalorimeters für Elektronen/Positronen kann durch Formel 3.17 in Abhängigkeit von der Teilchenenergie

E angegeben werden:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{5.1\%}{\sqrt{E[GeV]}} + 2\% + \frac{10\%}{E[GeV]} \,. \tag{3.17}$$

Die Ortsauflösung des Kalorimeters in horizontaler und vertikaler Richtung beträgt $\sigma_{x/y}$ = 0.7 cm [Ava98b].

Der Preshower-Detektor besteht aus einer Bleischicht von 11 mm Dicke (2 Strahlungslängen), hinter der 42 vertikale Plastik-Szintillator Streifen angebracht sind.

Der Nachweis von Elektronen/Positronen und Hadronen im Kalorimeter basiert auf der unterschiedlichen Topologie eines elektromagnetischen und hadronischen Schauers. Elektromagnetische Schauer beginnen früh, und die Elektronen/Positronen deponieren ihre gesamte Energie im 20 Strahlungslängen tiefen Detektorsystem. Das beobachtete Lichtsignal ist proportional zur Teilchenenergie. Hadronische Schauer beginnen dagegen später und werden von den Kristallen nicht vollständig eingeschlossen. Die im Kalorimeter deponierte Energie ist daher kleiner als die Teilchenenergie.

Photonen können durch eine Energiedeposition im Kalorimeter ohne dazugehörige Spur in den davorliegenden Kammern eindeutig identifiziert werden.

3.3.4 Übergangsstrahlungsdetektor (TRD)

Der Übergangsstrahlungsdetektor (engl. *Transition Radiation Detektor - TRD*) weist die Strahlung nach, die hochrelativistische Teilchen beim Durchqueren einer Grenze zwischen Materialien mit verschiedenem Brechungsindex aussenden. Er besteht aus 6 aufeinanderfolgenden Modulen, die jeweils aus einem mit Polyäthylen/Polypropylenfasern gefüllten Radiatorvolumen und einer 2.5 cm dünnen Vieldrahtproportionalkammer bestehen. Die Drahtkammer ist mit Xenon gefüllt, einem Gas mit hoher Kernladungszahl, in dem die Übergangsstrahlungs-Photonen im Röntgenbereich nachgewiesen werden können. Nur Elektronen/Positronen erzeugen im Radiatormaterial Übergangsstrahlung, da ihr γ=E/m >1000 ist. Hadronen produzieren lediglich ein Signal durch Ionisation, das deutlich kleiner ist [Kai97].

3.3.5 Ring-abbildender Čerenkov-Detektor (RICH)

Der Ring-abbildende Čerenkov-Detektor wurde im Rahmen einer Erweiterung des Spektrometers im Jahre 1998 in das HERMES-Experiment eingebaut. Er dient dazu, die bei der semi-inklusiven tiefinelastischen Streuung entstehenden Hadronen zu identifizieren. Der Typ des gebildeten Hadrons läßt Rückschlüsse auf den Flavour des Quarks, an dem im Proton gestreut wurde, zu. Dadurch ist es möglich, die Beiträge der einzelnen Quarks zum Gesamtspin des Protons zu bestimmen [HER99]. Auch für die in dieser Arbeit untersuchten Single-Spin-Asymmetrien ist es wichtig, semi-inklusiv produzierte Pionen und Kaonen voneinander zu unterscheiden, um Aussagen über die Flavour-Abhängigkeit der transversalen Quarkverteilungen zu treffen.

Die Arbeitsweise eines Čerenkov-Detektors beruht auf dem folgenden elektrodynamischen Effekt: Fliegen geladene Teilchen durch ein Material mit Brechungsindex n mit einer Geschwindigkeit v, die größer als die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts $c' = c/n$ in diesem Medium ist, werden von ihnen Čerenkov-Photonen abgestrahlt. Die minimale Geschwindigkeit eines Teilchens, bei der noch Čerenkov-Strahlung emittiert wird, die sogenannte Čerenkov-Schwelle v_s, hängt damit nur vom Brechungsindex des Materials n, das es durchquert, ab:

$$v_s = \frac{c}{n} \; . \tag{3.18}$$

Die entstehenden Čerenkov-Photonen liegen auf einem Kegel mit dem Öffnungswinkel θ (Čerenkov-Kegel). Er hängt mit der Geschwindigkeit der Teilchen über Gleichung 3.19 zusammen:

$$cos(\theta) = \frac{c}{n \cdot v} = \frac{1}{\beta \cdot n}, \text{ wobei } \beta = \frac{v}{c} \; . \tag{3.19}$$

Ein Ring-Imaging-Čerenkov-Detektor weist diese Čerenkov-Photonen mit Hilfe von Photomultipliern nach und mißt zugleich den Öffnungswinkel des Čerenkov-Kegels. Aus der Kenntnis der Teilchengeschwindigkeit gemäß Gleichung 3.19 und dem aus der Ablenkung im Spektrometermagneten bekannten Teilchenimpuls kann dann auf die Teichenmasse und damit auf den Hadrontyp (Pion, Kaon oder Proton) geschlossen werden.

Der RICH-Detektor des HERMES-Experimentes verwendet zwei Čerenkov-Radiatoren aus unterschiedlichen Materialien, um den gesamten im Experiment auftretenden Impulsbereich zu überdecken (Abbildung 19). Der erste Radiator besteht aus durchsichtigem Aerogel, einem kolloidalen SiO_2-Granulat mit einem Brechungsindex von 1.0306. Der zweite Radiator besteht aus C_4F_{10} -Gas, das einen Brechungsindex von 1.00137 aufweist. Damit gelten für die von Pionen, Kaonen und Protonen abgestrahlten Photonen die in Tabelle 3 dargestellen Čerenkov-Schwellen und die in Abbildung 19 dargestellten Čerenkov-Winkel.

	SiO_2-Aerogel	C_4F_{10}
π	0.6 GeV	2.7 GeV
K	2.0 GeV	9.4 GeV
p	3.8 GeV	17.9 GeV

Tabelle 3: Aufstellung der Čerenkov-Schwellen der beiden Radiator-Materialien des RICH-Detektors für Pionen, Kaonen und Protonen

Die Čerenkov-Photonen werden über eine Anordnung von Spiegeln auf eine Photomultiplier-Matrix abgelenkt, die Teilchen fliegen durch den Spiegel geradeaus weiter in Richtung des Kalorimeters (Abbildung 20). Die Photomultiplier-Matrix besteht aus 1934 Photomultipliern mit einem Durchmesser von 18.6 mm, die in einer hexagonalen Wabenstruktur in 73 Reihen angeordnet sind. Die aktive, von lichtempfindlichen Photokathoden überdeckte Fläche der Photomultiplier-Anordnung beträgt etwa 40% ihrer Gesamtoberfläche.

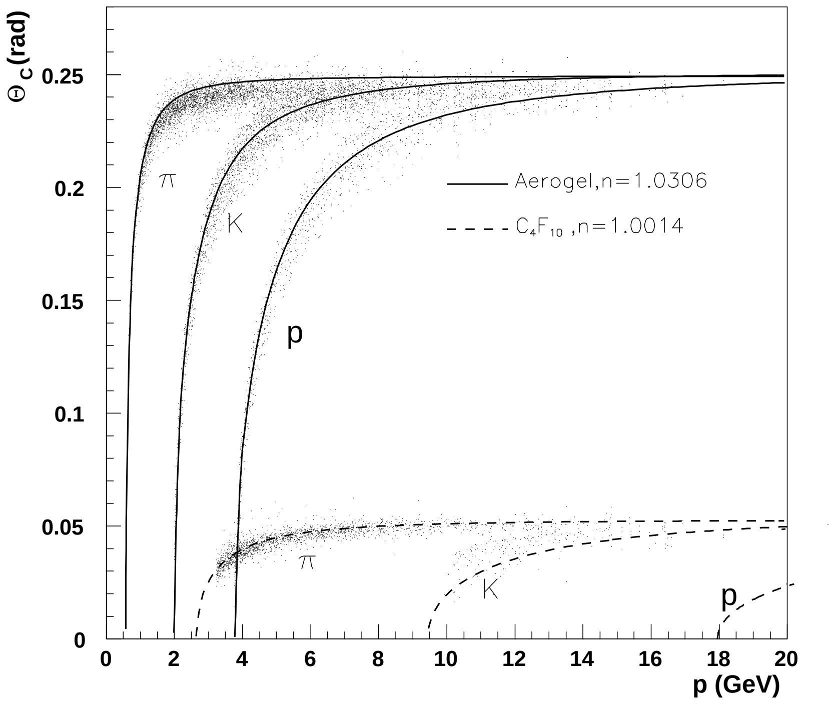


Abbildung 19: Čerenkov-Winkel θ_C für Pionen (π), Kaonen (K) und Protonen (p) in den beiden Radiator-Materialien des RICH-Detektors. Die Linien stellen die theoretisch erwarteten Kurven dar, Punkte sind Meßdaten.

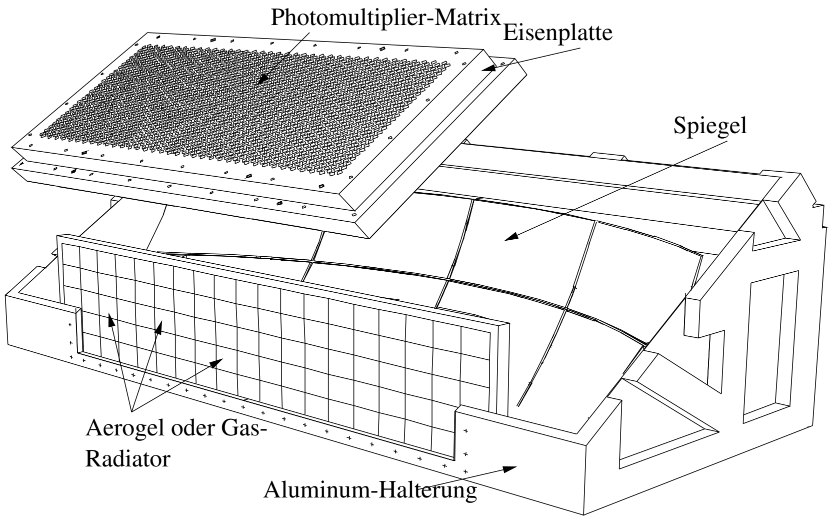


Abbildung 20: Schematische Ansicht des RICH-Detektors.

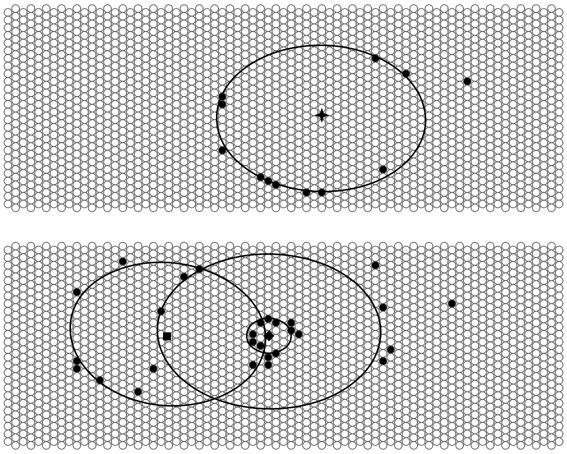


Abbildung 21: Darstellung eines Streuereignisses auf der Photomultiplier-Matrix des RICH-Detektors. In der oberen Detektorhälfte erkennt man den Aerogel-Ring eines 5.5 GeV Kaons (dessen Geschwindigkeit unterhalb der Čerenkov-Schwelle für den C_4F_{10}-Radiator liegt). Im unteren Teil erkennt man die Aerogel-Ringe eines 14.6 GeV Elektrons (rechts) und eines 1.5 GeV Pions (links). Das Elektron erzeugt einen zusätzlichen kleinen C_4F_{10}-Ring.

Das Čerenkov-Licht, das im Radiator kegelförmig ausgesandt wird, bildet beim Auftreffen auf die Ebene der Photomultiplier-Matrix eine Ellipse. Teilchen, deren Geschwindigkeit in beiden Radiatoren über der Čerenkov-Schwelle liegt, erzeugen zwei Čerenkov-Kegel mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln, die als konzentrische Ellipsen auf der Photomultiplier-Ebene abgebildet werden. Die Position der Photomultiplier, auf die ein Čerenkov-Photon gefallen ist, wird vom Datenaufnahmesystem (Abschnitt 3.6) gespeichert. Aus den Positionen der Photomultiplier, auf die Čerenkov-Photonen gefallen sind, kann die Position und Größe der Čerenkov-Ellipsen bestimmt werden (Abbildung 21). Beim Auftreten von Doppel-Ellipsen aus beiden Radiatoren kann die innere Ellipse stets dem C_4F_{10}-Radiator zugeordnet werden, da C_4F_{10} einen höheren Brechungsindex als Aerogel besitzt und nach Gleichung 3.19 die Photonen unter einem kleineren Čerenkov-Winkel aussendet.

Die rekonstruierten Čerenkov-Ringe werden den in den Drahtkammern des Spektrometers registrierten Teilchenspuren zugeordnet und der jeweilige Čerenkov-Winkel rekonstruiert. Der so gemessene Čerenkov-Winkel θ wird mit dem theoretisch nach Gleichung 3.19 erwarteten Winkel θ_{theo} für die drei unterschiedlichen Hadron-Typen Pion, Kaon oder Proton verglichen. Dann wird nach Gleichung 3.20 die Nachweiswahrscheinlichkeit für jeden Hadrontyp i berechnet:

$$L_i(\theta) = exp\left[-\frac{(\theta_{theo}-\theta)^2}{2\sigma_\theta^2}\right] . \tag{3.20}$$

σ_θ ist die Winkelauflösung des Detektors für Einzelphotonen σ_{EP}, dividiert durch die Wurzel der Zahl der detektierten Photonen im jeweiligen Čerenkov-Ring

$$\sigma_\theta = \frac{\sigma_{EP}}{\sqrt{N}} . \tag{3.21}$$

Die mit den beiden einzelnen Radiatoren Aerogel und Gas bestimmten Wahrscheinlichkeiten für den Nachweis eines Hadrontyps werden durch Multiplikation zu einer Gesamtwahrscheinlichkeit zusammengefaßt. Dem Teilchen wird dann der Hadrontyp mit der höchsten Gesamtwahrscheinlichkeit zugewiesen [Kai99].

3.4 Luminositätsmonitor

Die Luminositätsmessung im HERMES-Experiment beruht auf dem Nachweis der Bhabha-Streuung der Strahlpositronen bzw. Möller-Streuung von Strahlelektronen an den Hüllelektronen des Targetgases. Bei der HERA-Strahlenergie erfolgt die symmetrische Streuung unter einem Winkel von 6 mrad. Das Elektron-Positron-Paar wird in zwei kleinen Kalorimetern aus 3 x 4 Blöcken aus strahlenharten $NaBi(WO_4)_2$-Kristallen der Größe 2.2 x 2.2 x 20 cm^3 nachgewiesen.

Die relative Luminosität für die beiden Spinzustände des Targets kann mit einem relativen Fehler von etwa 1% bestimmt werden [Ben01]. Zur absoluten Luminositätsbestimmung dagegen muß die Akzeptanz des Luminositäts-Detektors berücksichtigt werden. Sie wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt, der systematische Fehler beträgt dann 6-7% [Els01].

3.5 Gain-Monitoring System

Das Gain-Monitoring System dient dazu, die zeitliche Stabilität derjenigen Detektoren zu überwachen, die mit Photomultipliern ausgelesen werden. Dazu zählen das Kalorimeter, die Hodoskope, der Luminositätsmonitor und das Longitudinale Polarimeter. Ein gepulster Farbstofflaser sendet dreimal pro Sekunde Licht der Wellenlänge 500 nm aus. Es wird über ein System von verzweigten Glasfaser-Kabeln zu den einzelnen Detektoren geleitet. Eine an einer Glasfaser angeschlossene Photodiode dient als Referenzmessung für die Laserintensität. Durch Vergleich der Signale der Photomultiplier und der Photodiode kann die Funktion der Detektoren kontinuierlich überwacht werden.

3.6 Datennahme-System

Das Datennahme-System sammelt die Signale der einzelnen Detektoren, digitalisiert sie und faßt sie zu Streuereignissen zusammen. Das HERMES-Datennahme-System besteht aus Fastbus-Crates, in die für die Driftkammern Zeit-zu-Digital-Wandler, für die Photomultiplier und den Übergangsstrahlungsdetektor Analog-zu-Digital-Wandler eingesetzt sind. Die Magnetkammern und der RICH-Detektor werden über ein VME PCOS2-System digital ausgelesen. Die maximal mögliche Triggerrate des Datennahmesystems beträgt etwa 400 Hz.

Die Daten werden über Glasfaserkabel auf Rechner im Kontrollraum weitergeleitet und dort auf Festplatten gespeichert. Die Daten sind dabei in verschiedene Zeitabschnitte gegliedert:

- Ist ein Triggersignal (Abschnitt 3.7) gegeben, werden sämtliche Detektoren ausgelesen und die Daten in einem *Event* zusammengefaßt.

- Ein *Burst* ist ein Zeitabschnitt von 10 Sekunden und kann je nach Triggerrate eine unterschiedliche Zahl von Events umfassen. Informationen über die Targetpolarisation, die Strahlpolarisation und über experimentelle Rahmenbedingungen wie Temperaturen, Drücke etc. werden einmal in jedem Burst gemessen.

- Ein *Run* ist ein Datennahmezeitraum von etwa 10 Minuten. Die Events eines Runs werden in einer gemeinsamen Datei gespeichert und zusammen analysiert. Bei einer Änderung der experimentellen Bedingungen, wie etwa einem Wechsel des Targetgases, wird von der Schicht-Crew ein neuer Run gestartet. Die Schicht-Crew führt Buch über jeden einzelnen Run.

- Ein *Fill* ist der Zeitraum einer Füllung des HERA-Speicherringes mit Elektronen/Positronen (Abschnitt 3.1). Seine Dauer beträgt etwa 8-12 Stunden.

Am Ende eines Fills werden die gewonnenen Meßdaten aus dem HERMES-Kontrollraum über ein Glasfaserkabel an das DESY-Rechenzentrum überspielt. Eine Sicherheitskopie auf Magnetbändern wird im Kontrollraum aufbewahrt.

3.7 Trigger

Das Triggersystem hat die Aufgabe, die gewünschten Ereignisse, also insbesondere die tiefinelastischen Streuereignisse, aus der Vielzahl der anderen Untergrund- und elastischen Streuprozesse herauszufiltern. Der Triggeraufbau, der für diese Analyse Geltung hat, erlaubt es, tiefinelastische Streuereignisse aufzuzeichnen, indem das hochenergetische rückgestreute Elektron oder Positron nachgewiesen wird. Ein Triggersignal wird nur dann erzeugt, wenn folgende vier Ereignisse zum selben Zeitpunkt eintreten:

1) Es treten zeitlich korrelierte Signale in den Hodoskopen H0 und H1 auf. Diese Bedingung registriert geladene Teilchen, die vom vorderen Spektrometerteil (H0) durch den Magneten zum hinteren Spektrometer (H1) fliegen.

2) Es tritt ein Signal im Preshower-Detektor (H2) auf, dessen Größe einem minimal ionisierenden Teilchen entspricht. Diese Schwelle schließt Triggersignale aus, die durch niederenergetische Elektronen oder Hadronen hervorgerufen werden.

3) Es wird im Kalorimeter in zwei benachbarten Reihen eine Gesamtenergie von mehr als 1.4 GeV deponiert. Diese Triggerbedingung filtert das gestreute Elektron/Positron bei tiefinelastischen Ereignissen aus anderen niederenergetischen Untergrundereignissen heraus.

4) Ein Elektron/Positronpaket im HERA-Beschleuniger durchquert das HERMES-Target. Da die Proton-Pakete des HERA-Protonrings das HERMES-Experiment zu einem anderen Zeitpunkt durchqueren, wird mit dieser Bedingung der Protonen-Untergrund unterdrückt.

3.8 Totzeit

Wird ein erneutes Triggersignal ausgelöst, während das Datennahmesystem noch mit der Auslese des letzten Ereignisses beschäftigt ist, kann dieser Trigger nicht berücksichtigt werden. Der Anteil an der gesamten Meßzeit, in dem keine neuen Ereignisse aufgenommen werden können, wird als Totzeit bezeichnet. Für das HERMES-Experiment beträgt sie üblicherweise weniger als 10%. Zeiträume, in denen die Totzeit — etwa durch zu hohe Untergrundraten — über 50% beträgt, wurden in der Analyse nicht berücksichtigt (Kapitel 4.1).

3.9 Spurrekonstruktion

Nach der Aufzeichnung der Meßdaten der einzelnen Detektoren werden die Teilchenspuren rekonstruiert. Dazu werden die in den verschiedenen Spurdetektoren (Driftkammern und Proportionalkammern) nachgewiesenen Auftreffpunkte der Teilchen einander zugeordnet und zu Teilchenspuren verbunden. Zunächst werden die Spuren in den Detektoren hinter den Ablenkmagneten (engl. *back chambers*) rekonstruiert, anschließend die Spuren in den Kammern vor dem Magneten. Dabei werden die in der Spurrekonstruktion berechneten Anfangspunkte der Spuren hinter dem Magneten immer zugleich als Endpunkt einer Spur vor dem Magneten verwendet (engl. *forced bridge reconstruction*). Aus dem Ablenkwinkel im Magneten wird dann der Teilchenimpuls bestimmt. Schließlich werden jeder Spur die zugehörigen Signale der einzelnen Teilchenidentifikations-Detektoren zugeordnet. Alle Spuren, die gleichzeitig mit einem Triggersignal auftreten, werden zu einem *Event* zusammengefaßt.

Nach der Spurrekonstruktion werden die Daten der Streuereignisse zusammen mit den Meßwerten der Target- und Strahlpolarisation in Form von sogenannten *Micro-Data Summary-Tapes (μDST)* auf einem Computer abgespeichert. Die so einheitlich rekonstruierten Meßdaten können von verschiedenen Arbeitsgruppen zu unterschiedlichen physikalischen Untersuchungen verwendet werden.

Insgesamt wurden in den Jahren 1998-2000 10.9 Millionen tiefinelastische Streuereignisse an einem polarisierten Deuterium-Target aufgezeichnet, die in Form von 59 GigaByte *μDST* abgespeichert sind. Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, diese Meßdaten auszuwerten und Target Single-Spin-Asymmetrien für Pionen und Kaonen zu bestimmen. Im folgenden Kapitel werden die einzelnen Schritte zur Auswertung der aufgezeichneten Meßdaten im Detail beschrieben.

4 Bestimmung der azimutalen Single-Spin-Asymmetrien

Die Auswertung der aufgezeichneten experimentellen Daten zur Bestimmung der azimutalen Asymmetrien erfolgt in mehreren Schritten, deren Abfolge in Abbildung 23 schematisch dargestellt ist. Es wird zunächst eine kurze Übersicht über die einzelnen Schritte gegeben, bevor sie dann in den Kapiteln 4.1 bis 4.15 eingehender erläutert werden.

Nach der Spurrekonstruktion liegen die Meßdaten des Streuexperimentes in Form einer Auflistung von Streuereignissen zu jedem Triggersignal auf den sogenannten *Micro Data Summary Tapes (μDST)* vor. Diese enthalten eine Tabelle der rekonstruierten Teilchenspuren, beschrieben durch den Ausgangspunkt der Spur (engl. *Vertex*), den Streuwinkel und den mit dem Magneten bestimmten Teilchenimpuls. Zudem sind in den *μDST*-Tabellen die Signale aller Teilchenidentifikations-Detektoren zu den einzelnen Spuren und Informationen über die Target- und Strahlpolarisation enthalten.

Bevor die Meßdaten zur Auswertung verwendet werden können, muß deren Qualität überprüft werden. Dazu wird anhand festgelegter Kriterien entschieden, ob alle Detektor-Systeme während der Messung fehlerfrei gearbeitet haben und damit die aufgezeichneten Meßdaten verwendet werden können.

Der erste Schritt zur Auswertung der Meßdaten ist die Identifikation von Lepton- und Hadron-Spuren. Anhand der Signale der Teilchen-Identifikations-Detektoren — Übergangsstrahlungs-Detektor, Preshower und Kalorimeter — kann entschieden werden, welche Spur von einem Lepton und welche von einem Hadron stammt. Aus der Teilchenspur des gestreuten Leptons und der bekannten Richtung des einlaufenden Leptons kann der Streuwinkel des Leptons θ_l bestimmt werden. Für die in dieser Arbeit untersuchten *semi-inklusiven* Streuprozesse muß zusätzlich zum gestreuten Lepton noch mindestens ein bei der Streuung gebildetes Hadron im Detektor nachgewiesen werden (Abbildung 22).

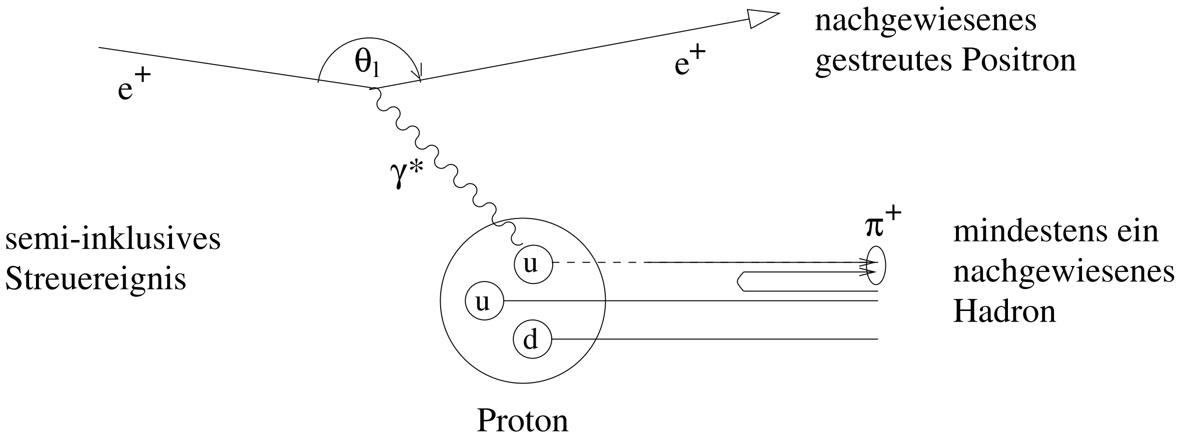


Abbildung 22: Schematische Darstellung eines semi-inklusiven Streuereignisses.

Anschließend werden mit Hilfe der Meßdaten des RICH-Detektors die bei dem Streuereignis gebildeten Hadronen als Pionen, Kaonen oder Protonen identifiziert. Zugleich werden die Masse und der Impuls neutraler Pionen aus den zwei Photonen, die bei ihrem Zerfall entstanden sind und im Kalorimeter nachgewiesen wurden, rekonstruiert.

Mit Hilfe der gemessenen Impulse und Streuwinkel der identifizierten Hadronen sowie dem Impuls und Streuwinkel des Leptons kann die Kinematik des semi-inklusiven Streuereignisses rekonstruiert werden. Es werden dann die kinematischen Variablen zur Beschreibung des Streuereignisses — negativer Viererimpulsübertrag Q^2, Impulsbruchteil des Quarks x, Energieanteil des Hadrons z, Transversalimpuls des Hadrons P_t und Azimut-Winkel ϕ — berechnet. Anschließend werden bestimmte semi-inklusive Streuereignisse anhand ihrer Kinematik ausgewählt. Dazu werden Auswahlkriterien (engl. *cuts*) für die Werte einzelner kinematischer Variablen festgelegt. Die Ereignisse werden anschließend nach der Größe einer bestimmten kinematischen Variable (x, P_t, z) in Gruppen (engl. *bins*) eingeteilt.

Zum Schluß wird anhand der Meßwerte des Targetgas-Polarimeters und des Target-Massenspektrometers zu jedem Ereignis die zugehörige Targetpolarisation bestimmt. Ereignisse mit positiver und negativer Target-Spineinstellung werden dabei voneinander getrennt. Aus der Zahl der Streuereignisse für die beiden Target-Spineinstellungen wird die Asymmetrie A_{UL} gebildet:

$$A_{UL}(\phi) = \frac{1}{|P_T|} \cdot \frac{N^{\rightarrow} - N^{\leftarrow}}{N^{\rightarrow} + N^{\leftarrow}} \,. \tag{4.1}$$

Sie wird in Abhängigkeit von dem Azimut-Winkel ϕ dargestellt. Eine Gewichtung mit der Luminosität $\mathcal{L}$ ist nicht erforderlich, da die Luminositäten für beide Targetspin-Einstellungen im Rahmen der Meßgenauigkeit des Luminositäts-Detektors gleich groß sind. Die winkelgewichteten Asymmetrien werden berechnet, indem zusätzlich jedes Ereignis mit dem bei seiner Rekonstruktion berechneten Azimut-Winkel ϕ gewichtet wird:

$$A_{UL}^{\sin\phi} = \frac{1}{|P_T|} \cdot \frac{\sum_{n=1}^{N^{\rightarrow}} \sin\phi - \sum_{n=1}^{N^{\leftarrow}} \sin\phi}{\sum_{n=1}^{N^{\rightarrow}} \sin\phi + \sum_{n=1}^{N^{\leftarrow}} \sin\phi} \,. \tag{4.2}$$

Im letzten Teil der Datenauswertung erfolgen verschiedene Monte-Carlo-Korrekturen, und der systematische Meßfehler der Asymmetrien wird bestimmt. Die Single-Spin-Asymmetrien $A_{UL}^{\sin\phi}(x, P_t, z)$ werden in Abhängigkeit des Impulsbruchteils des gestreuten Quarks x, des Transversalimpulses des Hadrons P_t und dessen Energieanteil am virtuellen Photon z dargestellt. In Abbildung 23 sind die einzelnen Schritte der durchgeführten Auswertung schematisch dargestellt.

Aufgezeichnete und gespeicherte Meßdaten (μDST):
Teilchenspuren, Meßwerte der Teilchenidentifikations-Detektoren, Target- und Strahlpolarisation

↓

Untersuchung der Datenqualität
Akzeptanz- und Vertex-Schnitte

↓

Teilchenidentifikation: Trennung von Leptonen und Hadronen
mit Hilfe der Meßwerte der Teilchen-Identifikations-Detektoren

↓

Hadron-Identifikation mit dem RICH:
Trennung von Pionen und Kaonen

π^0-Rekonstruktion aus
zwei Photonen im Kalorimeter

↓

Auswahl von Streuereignissen mit bestimmter Kinematik,
Einteilung der Ereignisse in Gruppen nach der Größe von x, P_t oder z

↓

Berechnung der Single-Spin-Asymmetrie $A_{UL}(\phi)$

Berechnung der winkelgewichteten Single-Spin-Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$

↓

Akzeptanzkorrektur mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation,
Bestimmung des systematischen Fehlers

Abbildung 23: Datenauswertung zur Bestimmung der Single-Spin-Asymmetrien.

4.1 Datenqualität

Das beim HERMES-Experiment verwendete Detektorsystem ist aus zahlreichen einzelnen Komponenten aufgebaut und wird auch kurz als *HERMES-Spektrometer* bezeichnet. Nur wenn alle Einzelsysteme fehlerfrei arbeiten, können mit dem Gesamtaufbau physikalische Messungen durchgeführt werden. Aufgabe der Datenqualitäts-Untersuchung ist es daher, die Zeiträume während der Datennahme festzulegen, in dem alle Detektorteile zuverlässig gearbeitet haben. Um die Datenqualitäts-Bestimmung für unterschiedliche physikalische Auswertungen zu vereinheitlichen, wird der gesamte Meßzeitraum in Zeitabschnitte von 10 Sekunden, sogenannte *bursts* (vgl. Kapitel 3.6) unterteilt. Anschließend wird anhand von Qualitätskriterien, die von der Analysegruppe der HERMES-Kollaboration festgelegt wurden, eine Liste der Bursts aufgestellt, die zur Auswertung verwendet werden können. Es wurden insgesamt 32 Datenqualitäts-Kriterien definiert. In Tabelle 4 sind 30 dieser Kriterien nach Sachgruppen geordnet zusammengestellt. Zwei Kriterien, der Minimalwert der Elektronenstrahl-Polarisation (Kriterium Nr. 1) und die zeitliche Lücke zwischen den einzelnen Polarisationsmessungen (Kriterium Nr. 28), wurden bei der Bestimmung der Target-Spin-Asymmetrie nicht berücksichtigt, da sie sich auf die Messung der Elektronenstrahl-Polarisation beziehen und für die vorliegende Untersuchung nicht relevant sind.

Zu jedem Kriterium ist in Tabelle 4 der Anteil der aufgezeichneten Meßdaten angegeben, der das Kriterium nicht erfüllt und nicht ausgewertet werden kann. Die Kriterien lassen sich in die folgenden Gruppen unterteilen:

- Logbuch-Einträge: Zunächst werden anhand von Logbucheinträgen die Zeiträume, in denen Studien an einzelnen Detektorkomponenten durchgeführt wurden oder in denen mit einem unpolarisierten Target oder anderen Targetgasen als Deuterium gearbeitet wurde, ausgeschlossen.

- Target-Datenqualität: Als Qualitätskriterium für das polarisierte Deuterium-Target wurde ein fehlerfreies Arbeiten der Atomstrahlquelle, des Breit-Rabi-Polarimeters und des Targetgas-Massenspektrometers vorausgesetzt. Während der Messungen wird die Polarisationsrichtung der Targetatome in der Atomstrahlquelle alle 90 Sekunden einmal umgekehrt. Der Zeitraum von einigen Sekunden, in dem gerade ein Wechsel der Polarisationsrichtung stattfindet, wurde daher ebenfalls ausgeschlossen. Weiterhin wurden die Daten nur dann analysiert, wenn im Target-Massenspektrometer ein Dissoziationsgrad größer als 70% gemessen wurde.

- Qualität des Elektron/Positron-Strahls: Im Normalbetrieb des Speicherringes beträgt der Strahlstrom zu Beginn einer Füllung mit Elektronen etwa 50 mA und fällt dann im Laufe von 8-12 Stunden auf etwa 10 mA ab. Dann wird der Strahl aus dem Speicherring geleitet und mit einer neuen Füllung mit Elektronen begonnen. Ein Strahlstrom von weniger als 5 mA tritt nur dann auf, wenn während des Betriebs des Speicherringes ein

Nr.	Datenqualitäts-Kriterium	Anteil der ausgeschlossenen Bursts in % 1998	1999	2000
	Logbuch-Einträge:			
9	Nicht analysierbar	5.4	6.2	1.9
10	Kein vektor-polarisiertes Target	17.8	9.8	9.5
11	Unpolarisiertes Targetgas	14.8	8.0	1.4
12	Es fehlen Logbucheinträge	0.0	0.1	0.0
13	Targetstudie: Bhabha-Streuung	0.1	1.0	0.0
14	Andere Targetstudien	0.0	0.0	0.0
	Target:			
0	Das Target ist nicht polarisiert	9.6	7.9	14.7
15	Ein anders Targetgas als Deuterium	13.8	5.1	9.3
16	Das Target arbeitet nicht zuverlässig	22.7	28.8	13.1
23	Keine Messung des Dissoziationsgrades	15.6	17.6	10.8
24	Keine Bestimmung des Rekombinationgrades	9.4	18.0	9.2
26	Tensor- statt vektorpolarisiertes Deuterium-Gas	0.0	0.0	11.1
27	Die Targetpolarisation wurde nicht gemessen	11.6	21.1	10.7
29	Der Targetmagnet ist nicht eingeschaltet	0.0	1.2	0.0
31	Mehr als 30% rekombiniertes Deuteriumgas	0.0	1.1	0.0
	Elektron/Positronstrahl:			
4	Der Strahlstrom ist kleiner als 5 mA	0.1	0.3	0.5
5	Die Zählrate des Luminositätsmonitors ist kleiner als 5 Hz oder größer als 50 Hz	16.0	8.3	11.8
	Spektrometer:			
17	Ausgefallene PMTs imKalorimeter	1.6	0.4	2.6
18	Ausgefallene PMTs in den Hodoskopen	0.5	0.2	2.4
19	Der Übergangsstrahlungsdetektor ist ausgefallen	2.9	0.6	0.4
20	Ausgefallene Hochspannung in einer Drift- oder Proportionalkammer	0.9	0.5	0.3
21	Das Kalorimeter arbeitet nicht zuverlässig	0.0	0.0	2.1
22	Ausgefallene Hochspannung für den RICH	0.1	0.0	0.1
25	Der RICH arbeitet nicht zuverlässig	4.9	0.6	0.8
	Datenaufzeichnung:			
2	Die Totzeit ist größer als 50%	1.8	1.2	0.3
3	Die Länge eines Bursts ist größer als 11 sec	0.0	0.0	0.2
6	Der erste Burst eines Runs wird verworfen	1.9	2.8	3.5
7	Der letzte Burst eines Runs wird verworfen	0.8	0.6	0.7
8	Fehler bei der Datenspeicherung	0.0	0.0	0.1
30	< 50% der Triggersignale werden aufgezeichnet	0.3	0.2	0.1
$\cup$	**Alle Kriterien zusammen schließen aus :**	35.6	35.5	32.5

Tabelle 4: Aufstellung der Kriterien, die zur Kontrolle der Datenqualität verwendet wurden. Zu jedem Kriterium ist in der rechten Spalte der prozentuale Anteil der ausgeschlossenen Bursts angegeben. Dazu zählen auch die Messungen an unpolarisierten Targetgasen. Da manche Bursts mehrere Kriterien zugleich nicht erfüllen, ist die Zahl der von allen Kriterien zusammen ausgeschlossenen Bursts niedriger als die Summe der Einzelanteile. Die Kriterien wurden in der Tabelle nach Sachgruppen zusammengefaßt. Die Numerierung in der linken Spalte entspricht der von der HERMES-Analysegruppe verwendeten Kriterien-Nummer.

Teil des Elektronenstrahls im Speicherring durch den Ausfall einer Beschleunigungs-Kavität oder eines Magneten verloren geht. Daher wurden Daten, die bei einem Strahlstrom von weniger als 5 mA aufgezeichnet wurden, für die Auswertung nicht verwendet.

- Qualität der Datenaufzeichnung: Ein wesentliches Qualitätskriterium für das Datennahmesystem ist die *Totzeit* des Datennahme-Systems (Kapitel 3.6) während der Aufzeichnung der Daten. Zeiträume, in denen die Totzeit einen Anteil von über 50% an der Meßzeit hatte, werden nicht analysiert. Die ersten 10 Sekunden (der erste Burst) jedes Runs werden ebenfalls verworfen, da die Auslese-Elektronik für einige Detektoren innerhalb dieses Zeitraums noch nicht zur Datenaufzeichnung bereit ist.

- Qualität der Spurrekonstruktion: Überschreitet die Stromaufnahme einer Driftkammer einen durch ihren Aufbau vorgegebenen Grenzwert, wird die Spannungsversorgung für diese Kammer kurzzeitig unterbrochen, um eine Beschädigung der dünnen Anodendrähte der Kammer zu verhindern. Der Zeitpunkt eines solchen Hochspannungsausfalls wird vom Datennahme-System automatisch aufgezeichnet. Da die Effektivität der Spurrekonstruktion sinkt, wenn ein oder mehrere Spurdetektoren nicht arbeiten, werden die Daten unmittelbar nach einem Hochspannungsausfall in der Analyse nicht verwendet. Ein Zeitraum von 10 Sekunden (ein Burst) nach jedem Hochspannungs-Ausfall wird verworfen.

- Qualität der Teilchenidentifikation: Eine zuverlässige Identifikation der Teilchen, die eine Spur im Detektor gebildet haben, ist nur dann möglich, wenn alle vier Teilchenidentifikations-Detektoren — Kalorimeter, Preshower, Übergangsstrahlungs-Detektor und RICH — Meßwerte liefern. Daher muß ihre Funktion kontinuierlich überwacht werden. Die Funktion der Photomultiplier des Kalorimeters, des Preshowers und des RICH-Detektors wird mit Hilfe des Gain-Monitoring-Systems (Abschnitt 3.5) überprüft. Beim Ausfall eines Blocks im Kalorimeter, eines Moduls im Preshower oder eines Photomultipliers im RICH können die während dieser Zeit aufgezeichneten Daten nicht ausgewertet werden.

Im HERMES-Experiment wurde in den Jahren 1998-2000 ein polarisiertes Deuterium-Target verwendet. Insgesamt wurden in diesem Zeitraum 1.79 Millionen Bursts aufgezeichnet. Davon wurden 34.0% aufgrund der Datenqualitäts-Kriterien ausgeschlossen. Die Meßdaten, die mit unpolarisiertem Targetgasen aufgenommen wurden, gehören auch zu diesem Anteil. Es verblieben 1.18 Millionen Bursts zur weiteren Auswertung, die zusammen etwa 1.4 Millionen semi-inklusive tiefinelastische Streuereignisse repräsentieren.

4.2 Akzeptanz-Bedingungen und Vertex-Schnitte

Akzeptanz- und Vertexkriterien haben die Aufgabe, die Teilchen, deren Spuren nicht in der Targetzelle beginnen oder nicht vollständig im Detektor verlaufen, auszusortieren. Solche

Spuren können von Teilchen stammen, die bei Sekundärstreuungen an der Targetzellenwand oder im Detektormaterial gebildet werden. Die Speicherzelle des HERMES-Targets hat eine Länge von 40 cm und einen elliptischen Querschnitt von 21 x 9 mm^2. Es wurden alle Streuereignisse aussortiert, die nicht innerhalb des Volumens des Targetgases stattgefunden haben. Als Grenzen dieses Volumens wurde ein Zylinder von der Länge z = 36 cm und dem Radius $r = 7.5$ mm gewählt, dessen Rand vollständig innerhalb der Targetzelle liegt, aber einen Abstand zur Zellenwand hat. Teilchen aus Untergrund-Streuungen innerhalb der Targetzellenwand und Sekundärstreuungen außerhalb der Zelle wurden dadurch nicht berücksichtigt. In Abbildung 24 ist die Verteilung der Vertex-Punkte der Meßdaten in radialer Richtung r und in Strahlrichtung z dargestellt. In z-Richtung erkennt man einen linearen Abfall der Ereigniszahlen von der Mitte zu den Enden der Speicherzelle, der durch den Abfall der Targetgasdichte zu den Enden der Speicherzelle hin hervorgerufen wird. In radialer Richtung erkennt man eine gaußförmige Verteilung, die der radialen Verteilung der Gasdichte in einer Speicherzelle entspricht. Die Schnitte bei $r = 7.5$ mm und $z = 18$ cm sind in Abbildung 24 eingezeichnet.

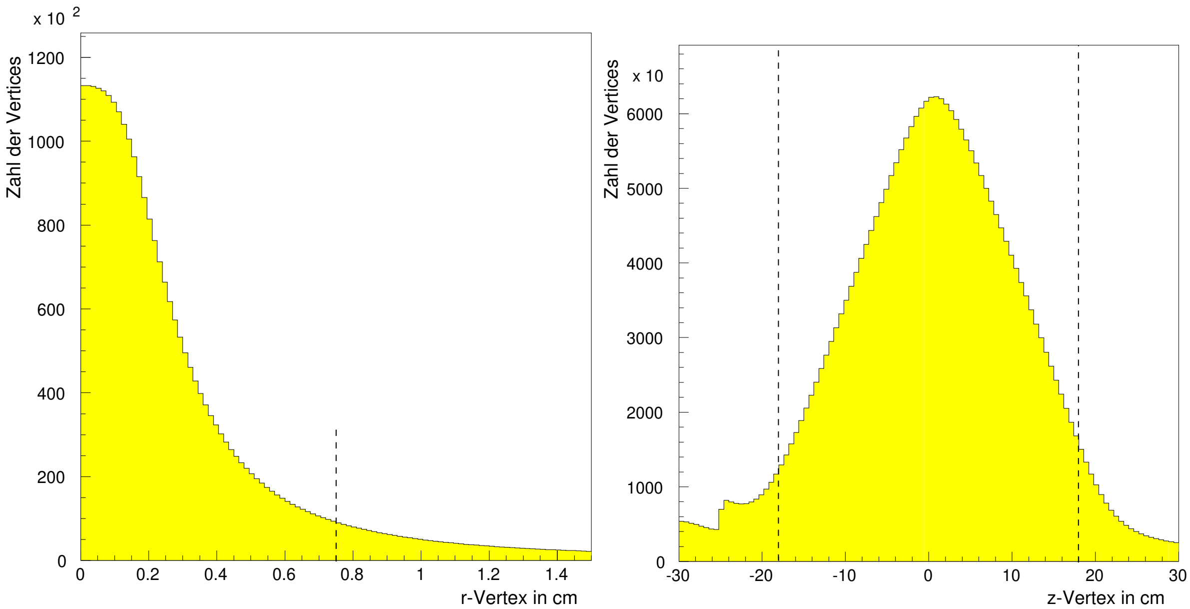


Abbildung 24: Radiale Verteilung r der Vertex-Punkte der Streuereignisse *(linke Abbildung)* und ihrer Verteilung in Strahlrichtung *(rechte Abbildung)*. Eingetragen sind die verwendeten Vertex-Schnitte $r < 7.5$ mm und $z < 18$ cm. Die Erhöhung bei $z = -24$ cm wird durch Streuung der Elektronen an einem Kollimator im Strahlrohr vor der Targetzelle hervorgerufen.

Die Winkelakzeptanz des HERMES-Detektors ist durch die Größe des Spektrometermagneten, der Driftkammern und des elektromagnetischen Kalorimeters festgelegt (Abbildung 18). Sie beträgt $\theta_x = \pm$ 170 mrad in horizontaler Richtung und $\theta_y = \pm$ 140 mrad in vertikaler Richtung. Zusätzlich wird die Akzeptanz in vertikaler Richtung durch die horizontale Stahl-Septumplatte in der Mittelebene des Detektors auf Winkel θ_y, die größer als 40 mrad sind, reduziert. Eine zuverlässige Teilchen-Identifikation ist nur dann möglich, wenn eine Teilchenspur alle Detektorsysteme des HERMES-Spektrometers durchquert hat. Daher werden die folgenden Akzeptanzkriterien auf alle Teilchenspuren angewandt:

$$|\theta_x| < 170 \text{ mrad} , \tag{4.3}$$

$$40 \text{ mrad} < |\theta_y| < 140 \text{ mrad} . \tag{4.4}$$

Abbildung 25 zeigt die Verteilung der Winkel der Teilchenspuren im HERMES-Spektrometer in horizontaler θ_x und vertikaler θ_y Richtung. Die verwendeten Akzeptanzschnitte sind in der Abbildung eingetragen.

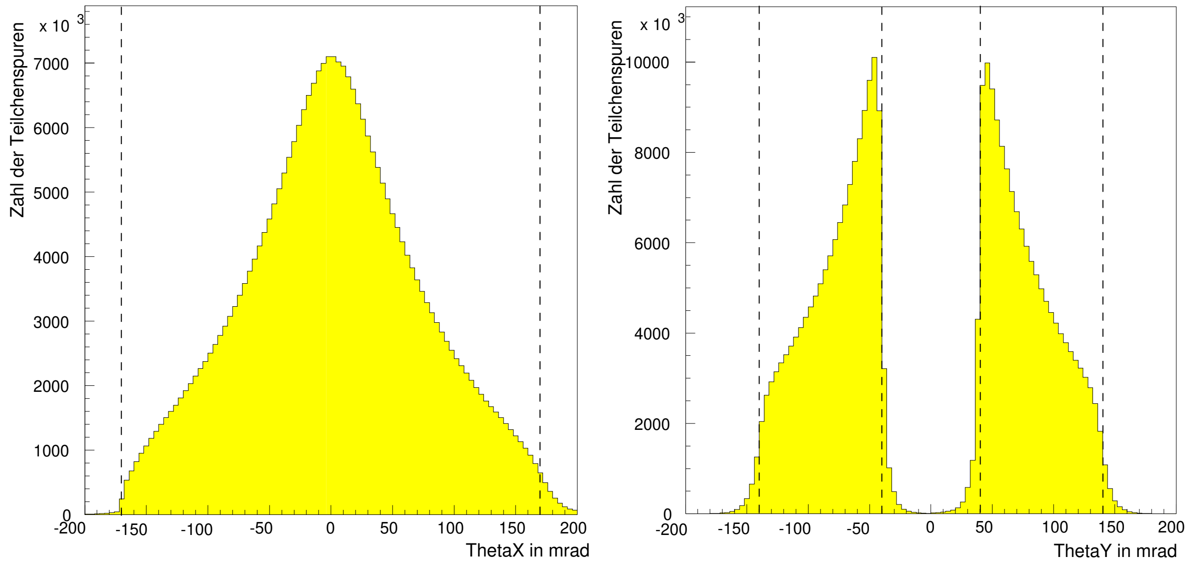


Abbildung 25: Winkelverteilung der Teilchenspuren im Detektor in horizontaler Richtung θ_x *(linke Abbildung)* und vertikaler Richtung θ_y *(rechte Abbildung)*. Eingetragen sind die verwendeten Akzeptanz-Schnitte $|\theta_x| < 170$ mrad und $40 < |\theta_y| < 140$ mrad.

4.3 Teilchenidentifikation

Um ein semi-inklusives Streuereignis zu rekonstruieren, müssen sowohl das gestreute Elektron oder Positron als auch ein oder mehrere Hadronen im Detektor nachgewiesen werden. Die Teilchenidentifikation im HERMES-Experiment beruht auf der Auswertung der Signale mehrerer unabhängiger Teilchenidentifikations-Detektoren [HER98b]. Sie erfolgt in zwei aufeinanderfolgenden Schritten: zunächst wird anhand der Meßwerte des Übergangsstrahlungsdetektors, des Preshower-Detektors und des Kalorimeters entschieden, ob es sich bei einem Teilchen um ein Elektron/Positron oder ein Hadron handelt. In einem zweiten Schritt werden dann die identifizierten Hadronen mit Hilfe des RICH-Detektors in Pionen, Kaonen und Protonen unterteilt.

4.3.1 Elektron/Hadron-Trennung

Zum Nachweis von Elektronen und Hadronen werden die Meßdaten der drei Teilchenidentifikationsdetektoren — Übergangsstrahlungsdetektor, Preshower und Kalorimeter — in einer Wahrscheinlichkeitsanalyse untersucht. Ziel dieser Untersuchung ist es, für jede Teilchenspur die Wahrscheinlichkeit dafür anzugeben, ob sie von einem Hadron oder einem Lepton stammt. Zunächst werden dafür die Häufigkeitsverteilungen der Signalantworten dieser Detektoren für ein Hadron oder ein Lepton bestimmt. Diese Häufigkeitsverteilungen werden auch als *Mutterverteilungen* (engl. *parent distributions*) des jeweiligen Detektors bezeichnet. Sie hängen vom Impuls der Teilchen ab und sind in Abbildung 26 für die drei Detektoren für Teilchen mit einem Impuls größer als 5 GeV dargestellt. Die Mutterverteilungen für einen Detektor werden aus den experimentellen Daten gewonnen, in dem man durch strikte Schnitte (engl. *hard cuts*) an die Verteilung der Signalantworten der zwei anderen Detektoren einen Datensatz von reinen Hadronspuren und Leptonenspuren erzeugt [Wen01].

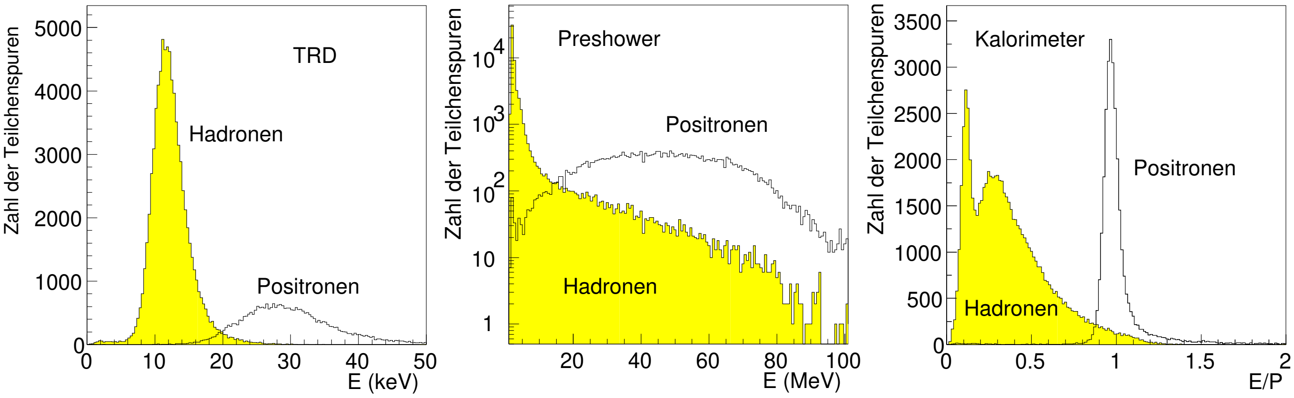


Abbildung 26: Häufigkeitsverteilung der Signale der Teilchenidentifikationsdetektoren für Hadron- und Leptonspuren mit einem Impuls größer als 5 GeV. In der *linken Abbildung* ist die Energie der Photonen der Übergangsstrahlung in keV, in der *mittleren Abbildung* die im Preshower deponierte Energie in MeV und in der *rechten Abbildung* das Verhältnis der im Kalorimeter gemessenen Energie der Teilchen und dem aus der Ablenkung im Magneten bestimmten Impuls dargestellt.

Mit dem für eine Teilchenspur gemessenen Detektorsignal E wird dann nach der Häufigkeitsverteilung in Abbildung 26 die Leptonhäufigkeit $\mathcal{L}_L(E)$ und die Hadronhäufigkeit $\mathcal{L}_H(E)$ bei dieser Signalamplitude E bestimmt. Die Kenngröße $PID(E)$ (engl. *particle identification*) ist als Logarithmus des Quotienten der beiden Häufigkeiten $\mathcal{L}_L(E)$ und $\mathcal{L}_H(E)$ definiert:

$$PID(E) = log_{10} \frac{\mathcal{L}_L(E)}{\mathcal{L}_H(E)} \,. \tag{4.5}$$

Diese Kenngröße PID wird für jeden der Teilchenidentifikationsdetektoren berechnet. Sie ermöglicht es, aus einer gegebenen Detektorantwort E auf den Teilchentyp zu schließen. Ist die Kenngröße $PID(E)$ kleiner als 0, so handelt es sich bei einer Teilchenspur mit größerer Wahrscheinlichkeit um ein Hadron, ist sie größer als 0, so handelt es sich eher um ein Lepton. Aus den Kenngrößen PID der drei Teilchenidentifikationsdetektoren wird anschließend die Kenngröße PID für das gesamte Detektorsystem berechnet:

$$PID_{Gesamt} = PID_{TRD} + PID_{Preshower} + PID_{Kalorimeter} \ . \tag{4.6}$$

Bei der Entscheidung, ob eine Teilchenspur im Detektor von einem Hadron oder einem Lepton stammt, muß neben den Detektorsignalen auch berücksichtigt werden, wie häufig die beiden Teilchenarten vorkommen. Die Zahl der Leptonen- und Hadronenspuren im Detektor hängt vom Impuls p und vom Streuwinkel θ der Teilchen ab. Sie wird durch den Teilchenfluß $\phi^{L/H}(p,\theta)$ für Leptonen und Hadronen (L/H) beschrieben. Nach dem Satz von Bayes aus der Wahrscheinlichkeitstheorie ist die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}^{L/H}$ dafür, daß ein unbekanntes Teilchen ein Lepton oder Hadron ist, das Produkt aus der experimentellen Nachweiswahrscheinlichkeit $\mathcal{L}^{L/H}$ und der Häufigkeit seines Vorkommens, dem relativen Teilchenfluß $\phi^{L/H}(p,\theta)$ [Beh66]:

$$\mathcal{P}^{L/H} = \mathcal{L}^{L/H} \cdot \phi^{L/H}(p,\theta) \ . \tag{4.7}$$

Um den relativen Teilchenfluß von Leptonen und Hadronen $\phi^{L/H}$ aus den aufgezeichneten experimentellen Daten zu bestimmen, ist jedoch eine Unterscheidung von Leptonen und Hadronen, d.h. eine Teilchenidentifikation erforderlich. Daher müssen die Flußfaktoren in einem iterativen Verfahren bestimmt werden. Für die vorliegende Arbeit wurden die in einer Untersuchung von Weiskopf [Wei01] berechneten Flußfaktoren verwendet.

Faßt man Gleichung 4.7 und Gleichung 4.5 zusammen, so kann man eine neue Kenngröße $PID_{Flu\ss}(p,\theta)$ angeben, die ein Maß dafür ist, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine Teilchenspur zu einem Hadron oder ein Lepton gehört. Sie ist definiert als der Logarithmus des Quotienten aus den Wahrscheinlichkeiten, daß ein Teilchen mit Impuls p und Streuwinkel θ ein Lepton oder ein Hadron ist:

$$PID_{Flu\ss}(p,\theta) = log_{10} \frac{\mathcal{L}^L \cdot \phi^L(p,\theta)}{\mathcal{L}^H \cdot \phi^H(p,\theta)} \tag{4.8}$$

$$= PID_{Gesamt} + log_{10} \frac{\phi^L(p,\theta)}{\phi^H(p,\theta)} \ . \tag{4.9}$$

Ist ein Teilchen mit größerer Wahrscheinlichkeit ein Lepton als ein Hadron, so ist die Kenngröße $PID_{Flu\ss}$ größer als 0, für Hadronen dagegen ist sie kleiner als 0. In Abbildung 27 ist ihre gemessene Verteilung für alle untersuchten Teilchenspuren aufgetragen.

Für die Auswertung der Daten wurden die Grenzen für den Hadron- und Leptonnachweis wie folgt festgelegt: Teilchen, deren Spuren eine Kenngröße $PID_{Flu\ss}$ größer als 2 aufweisen, werden als Leptonen identifiziert, Teilchen mit einer $PID_{Flu\ss}$ kleiner als 0 werden als Hadronen angesehen (Abbildung 27). In einer früheren Untersuchung ist gezeigt worden, daß sich mit diesen Auswahlkriterien Leptonen und Hadronen mit einer Effizienz von mehr als 97% und einer Kontamination von unter 1% im gesamten Impulsbereich der Teilchen nachweisen lassen [HER98b].

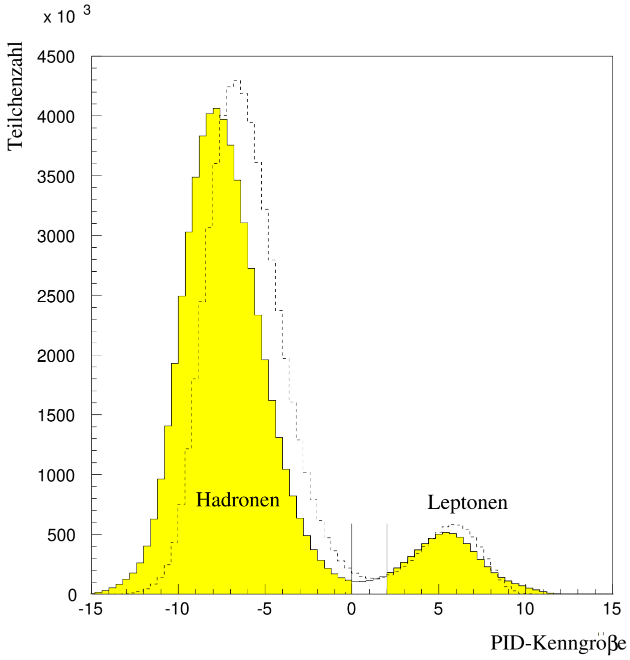


Abbildung 27: Häufigkeitsverteilung der Teilchenidentifikations-Kenngrößen *PID (gestrichelte Verteilung)* und $PID_{Fluß}$ *(durchgezogene Kurve)* für Lepton- und Hadronspuren im HERMES-Detektor. Die beiden senkrechten Linien geben die Grenzen zum Nachweis von Hadronen, $PID_{Fluß} < 0$, und Leptonen, $PID_{Fluß} > 2$, an. Teilchen mit einem $PID_{Fluß}$-Wert zwischen 0 und 2 können nicht eindeutig identifiziert werden. Sie wurden deshalb bei der Analyse nicht berücksichtigt.

4.3.2 Hadronen-Identifikation mit dem RICH

Mit dem RICH-Detektor des HERMES-Experimentes werden Pionen, Kaonen und Protonen identifiziert, indem der Öffnungswinkel des Čerenkov-Kegels gemessen wird, unter dem von ihnen Čerenkov-Photonen in den zwei Radiator-Materialien abgestrahlt werden (Kapitel 3.3.5). Pionen, Kaonen und Protonen werden im gesamten Impulsbereich des Experiments von 2 bis 15 GeV nachgewiesen. Der Nachweis des jeweiligen Hadron-Typs erfolgt jedoch nicht mit völliger Sicherheit. Ein Überschneiden der Čerenkov-Ringe verschiedener Teilchen und die begrenzte Ortsauflösung der Photomultiplier-Matrix bewirken, daß jedes Hadron nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit richtig identifiziert werden kann. Eine Asymmetrie, die für einen Hadron-Typ gemessen wird, enthält also immer auch Beiträge der beiden anderen Hadronenarten. Der Beitrag von fehlidentifizierten Hadronen zu den berechneten Asymmetrien muß quantitativ bestimmt werden und als Korrektur bei der Auswertung der Meßdaten berücksichtigt werden.

Eine Voraussetzung zur Korrektur der gemessenen Hadron-Asymmetrien um den Beitrag der fehlidentifizierten Hadronen ist eine genaue Kenntnis der Zahl der richtig und falsch identifizierten Hadronen. Man kann sie angeben, wenn die Nachweiswahrscheinlichkeit für jedes Hadron im RICH-Detektor bekannt ist. Hierzu wird eine Wahrscheinlichkeits-Analyse des Hadron-Nachweises, die auch als Hadronen-Entfaltung (engl. *hadron unfolding*) bezeichnet wird, verwendet. Sie beruht auf der Beschreibung der Nachweis-Wahrscheinlichkeiten für die drei Hadronen Pion, Kaon und Proton in Form von zwei Matrizen, der sogenannten P- und Q-Matrix.

4.3.3 Bestimmung der P- und Q-Matrix Elemente

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Hadron hängt beim RICH-Detektor des HERMES-Experiments sowohl vom Impuls des betrachteten Teilchens als auch von der Anzahl der Teilchenspuren beim jeweiligen Streuereignis ab. Der Teilchenimpuls bestimmt, ob und unter welchem Winkel Čerenkov-Strahlung von dem Teilchen beim Durchqueren der beiden RICH-Radiatoren ausgesandt wird. Die Zahl der Teilchenspuren legt die Zahl der im Detektor nachgewiesenen Čerenkov-Ringe fest. Je mehr Ringe dort auftreten, desto häufiger kommt es zum Überschneiden einzelner Ringe und desto schwieriger wird auf der Photomultiplier-Matrix die Rekonstruktion der Ringe aus dem beobachteten Treffer-Muster (Abbildung 21 auf Seite 44).

Mit Hilfe einer GEANT Monte-Carlo-Simulation des RICH-Detektors wurden von der RICH-Arbeitsgruppe die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Hadronen im RICH bestimmt [Hom01]. Dazu wurden mit dem LEPTO Monte-Carlo-Generator Teilchenspuren tiefinelastischer Streuereignisse erzeugt, durch den Detektor verfolgt und anschließend aus den simulierten Signalantworten der einzelnen Detektoren wieder rekonstruiert. Die Rekonstruktion der Čerenkov-Ringe und die Bestimmung des wahrscheinlichsten Teilchentyps erfolgt dabei nach demselben Verfahren wie bei den experimentellen Meßdaten (Kapitel 3.3.5). Da im Gegensatz zu den experimentellen Daten für eine in der Monte-Carlo-Simulation erzeugte Spur jedoch bekannt ist, welches Hadron sie gebildet hat, kann in der Simulation der vom RICH-Detektor nachgewiesene Hadron-Typ mit dem tatsächlichen Hadrontyp verglichen werden und so aus einer großen Anzahl von Spuren die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Hadron bestimmt werden.

Eine andere Möglichkeit, die Nachweiseffektivität des RICH-Detektors mit Hilfe von experimentellen Meßdaten zu bestimmen, stellen Zerfälle von kurzlebigen Teilchen dar, deren bekannte Zerfallsprodukte im RICH-Detektor nachgewiesen werden können. Hierzu zählen der Zerfall des Rhos in zwei Pionen ($\rho \longrightarrow \pi^+\pi^-$), des Phis in zwei Kaonen ($\phi \longrightarrow K^+K^-$), des Lambdas in ein Proton und ein Pion ($\Lambda \longrightarrow p^+\pi^-$) und des kurzlebigen neutralen Kaons in zwei Pionen ($K_s^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$). Die Ausgangsteilchen können anhand ihrer aus den Impulsen und Massen der zwei Zerfallsteilchen rekonstruierten invarianten Masse identifiziert werden. Anschließend wird der vom RICH-Detektor bestimmte Typ der Zerfallsteilchen mit dem bekannten Zerfallsprodukt verglichen und daraus die Teilchen-Identifikations-Wahrscheinlichkeit berechnet [Neg00]. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, daß es nur experimentelle Daten benötigt und nicht von einem Monte-Carlo-Modell abhängt; ein Nachteil stellt der eingeschränkte Impulsbereich dar, in dem Teilchen aus den oben beschriebenen Zerfällen auftreten können [Neg00].

Die aus den Zerfällen bestimmten Nachweis-Effizienzen wurden von der RICH-Arbeitsgruppe dazu verwendet, die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation des RICH-Detektors zu überprüfen und die Eigenschaften der Monte-Carlo-Simulation möglichst gut an die experimentellen Daten anzupassen (engl. *RICH Monte-Carlo tuning*) [Hom01]. Nach der Anpassung der Monte-Carlo-Simulation stimmen die mit ihr bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeiten für Pionen, Kaonen und Protonen bis auf 5% mit den aus den Zerfällen berechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten überein. Die Differenz von 5% wurde bei der Bestimmung des systematischen Fehlers berücksichtigt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Hadron-Typen lassen sich in Form einer Matrix P_t^i (Gleichung 4.10) darstellen. Jeder ihrer Einträge gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein Hadron vom Typ t (engl. *true type*) als Teilchen des Typs i (engl. *identified type*) im RICH-Detektor identifiziert wird. Die Diagonalelemente dieser Matrix sind die Nachweis-Effizienzen des RICH-Detektors für Pionen, Kaonen und Protonen. Die Einträge außerhalb der Diagonalen geben den Anteil der Hadronen an, die als ein anderer Typ fehlidentifiziert werden. Die Hadronen, denen der RICH-Detektor keinen Teilchentyp zuordnen kann, werden als nicht identifizierte Hadronen (Typ X) in die Matrix eingetragen. Sie werden in dieser Analyse nicht weiter berücksichtigt. Die in dieser Arbeit verwendete P-Matrix ist in Abbildung 28 in Abhängigkeit des Hadron-Impulsbetrages $|\mathbf{P}_{Hadron}|$ für Streuereignisse mit einer Teilchenspur in jeder Detektorhälfte dargestellt:

$$P(|\mathbf{P}_{Hadron}|) = \begin{bmatrix} P_\pi^\pi & P_K^\pi & P_p^\pi \\ P_\pi^K & P_K^K & P_p^K \\ P_\pi^p & P_K^p & P_p^p \\ P_\pi^X & P_K^X & P_p^X \end{bmatrix} . \tag{4.10}$$

Die Summe der Nachweiswahrscheinlichkeit aller Hadron-Typen einschließlich der nicht identifizierten Hadronen ist 1:

$$\sum_i P_t^i = 1 . \tag{4.11}$$

Um nun für ein Hadron, das im RICH-Detektor als Pion, Kaon oder Proton identifiziert worden ist, angeben zu können, mit welcher Wahrscheinlichkeit es tatsächlich diesen oder aber einen anderen Typ besitzt, muß man neben der Nachweiswahrscheinlichkeit P_t^i für dieses Hadron im Detektor auch berücksichtigen, wie häufig es im Vergleich zu den anderen Hadronen vorkommt. Dies wird durch den Teilchenfluß ϕ_t beschrieben. Der Teilchenfluß für ein Hadron t gibt bei den untersuchten Streuereignissen an, mit welcher Häufigkeit es unter allen nachgewiesenen Hadronen auftritt. Er hängt vom Impulsbetrag $|\mathbf{P}_{Hadron}|$ des betrachteten Hadrons ab (vgl. Abschnitt 4.3.1).

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein nachgewiesenes Hadron i ein Pion, Kaon oder Proton ist, ergibt sich nach dem wahrscheinlichkeitstheoretischen Satz von Bayes als Produkt

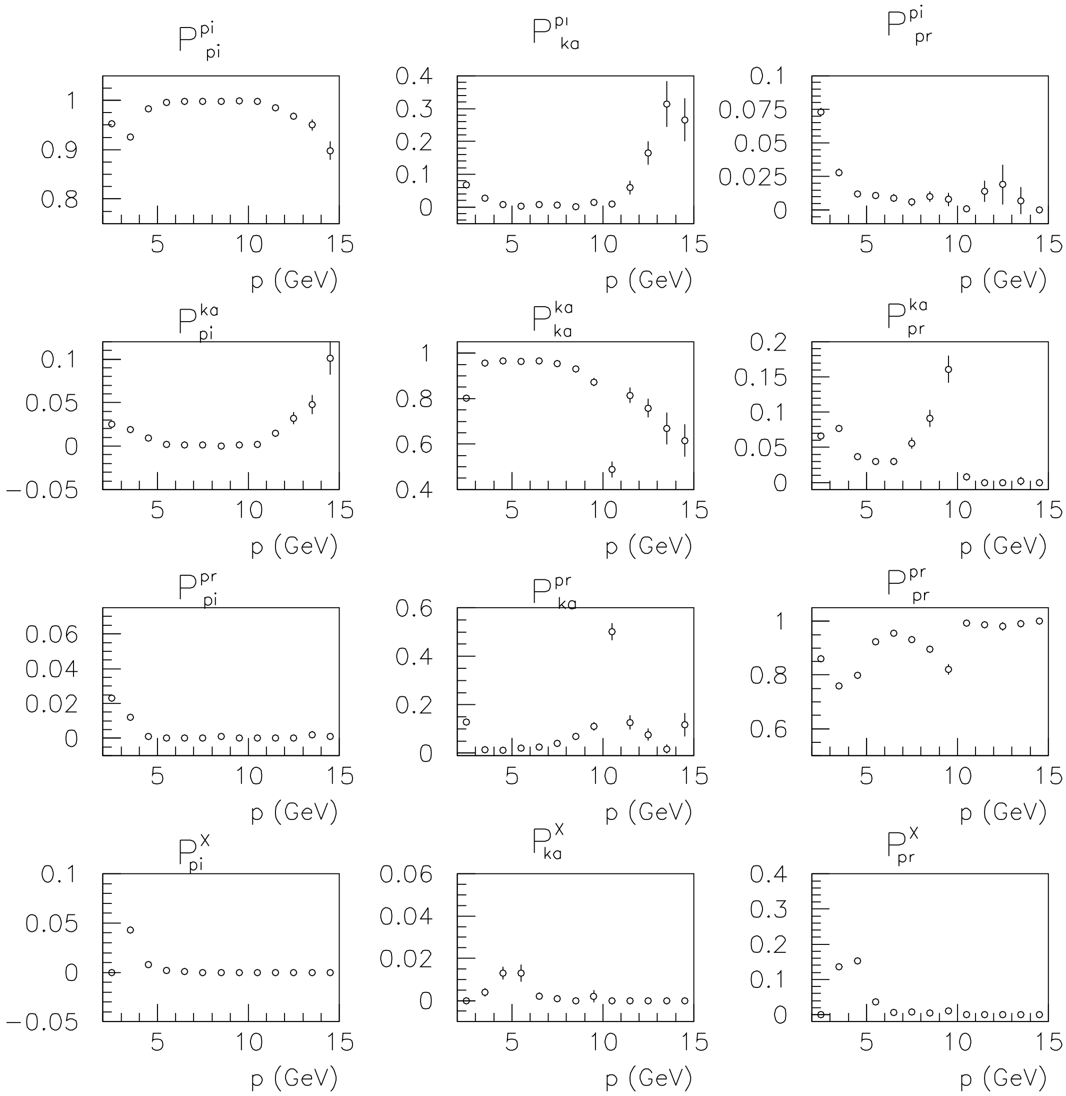


Abbildung 28: Darstellung der in einer Monte-Carlo-Simulation von der RICH-Arbeitsgruppe bestimmten P-Matrix-Elemente in Abhängigkeit des Teilchenimpulses für Ereignisse mit einer Teilchenspur pro Detektorhälfte [Hom01]. Die Diagonalelemente P_{pi}^{pi} P_{ka}^{ka} und P_{pr}^{pr} geben die Effizienz des Pionen-, Kaonen und Protonen-Nachweises an, die Elemente außerhalb der Diagonalen beschreiben die Fehlidentifikations-Rate.

der Nachweiseffizienz im Detektor P_t^i und des Teilchenflusses ϕ_t für dieses Hadron, normiert auf den Gesamtfluß aller nachgewiesenen Hadronen $\sum_a P_a^i \phi_a$ [Beh66]. Sie kann in Form einer Matrix Q_i^t angegeben werden:

$$Q_i^t(|\mathbf{P}_{Hadron}|) = \frac{P_t^i \cdot \phi_t}{\sum_a P_a^i \cdot \phi_a} \ . \tag{4.12}$$

Die Q-Matrix hat folgende Darstellung:

$$Q(|\mathbf{P}_{Hadron}|) = \begin{bmatrix} Q^{\pi}_{\pi} & Q^{\pi}_{K} & Q^{\pi}_{p} & Q^{\pi}_{X} \\ Q^{\pi}_{K} & Q^{K}_{K} & Q^{K}_{p} & Q^{K}_{X} \\ Q^{K}_{\pi} & Q^{K}_{K} & Q^{p}_{p} & Q^{p}_{X} \end{bmatrix} . \tag{4.13}$$

Die Wahrscheinlichkeiten $Q^t_i(|\mathbf{P}_{Hadron}|)$ wurden in dieser Analyse aus der in Abbildung 28 gegebenen P-Matrix nach Gleichung 4.12 berechnet. Sie sind in Abbildung 29 für Streuereignisse mit einer Teilchenspur in jeder Detektorhälfte dargestellt.

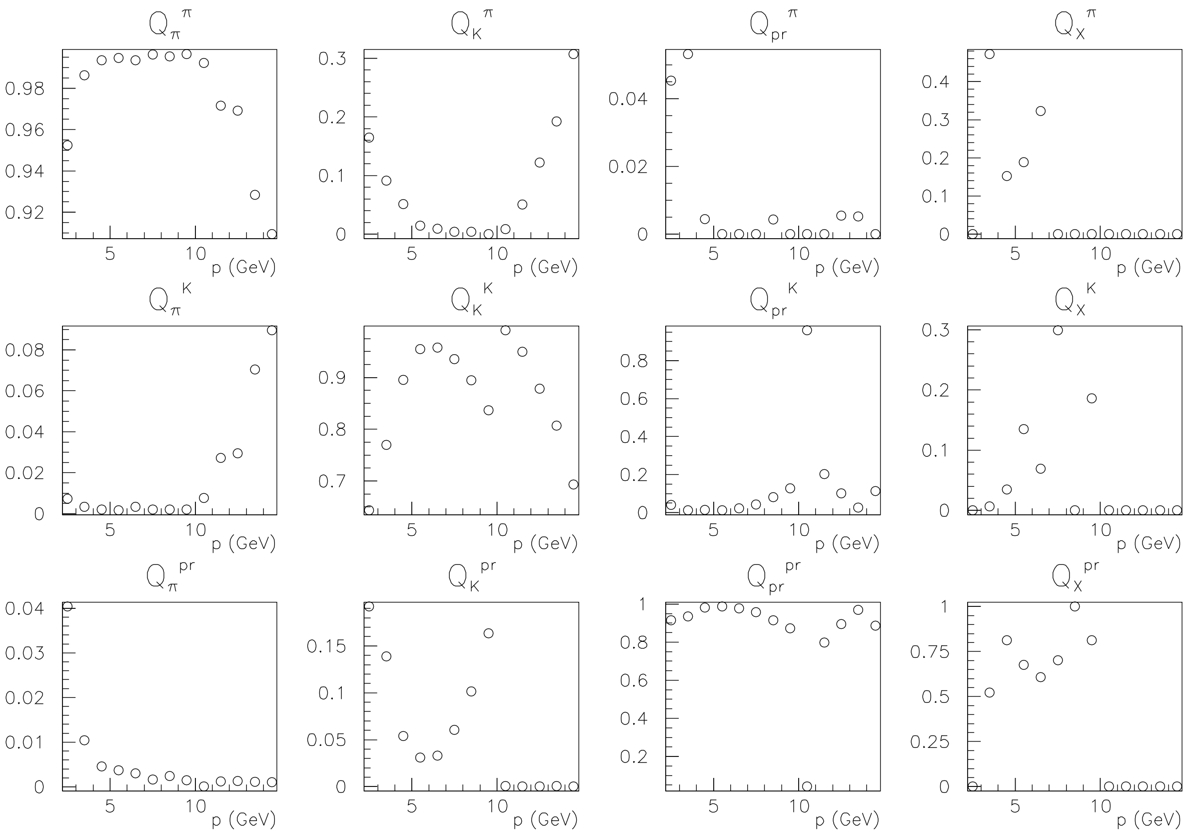


Abbildung 29: Darstellung der Q-Matrix-Elemente, die nach Gleichung 4.12 aus der P-Matrix in Abbildung 28 berechnet wurden. Jedes Q-Matrix Element Q^t_i gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein Teilchen, das im RICH-Detektor als Hadron vom Typ i identifiziert wurde, in Wirklichkeit den Typ t besitzt. Die Diagonalelemente Q^{π}_{π} Q^{K}_{K} und Q^{pr}_{pr} beschreiben die "Reinheit" (engl. *purity*) des identifizierten Pionen-, Kaonen und Protonen-Datensatzes, die Elemente außerhalb der Diagonalen beschreiben die Verunreinigung (engl. *contamination*) durch andere Hadronen.

4.3.4 Entfaltung der Hadron-Verteilungen

Zu einer Spin-Asymmetrie, die für ein bestimmtes Hadron gemessen wird, tragen immer auch fehlidentifizierte Hadronen der anderen Typen bei. Eine Analysemethode, die diesen Beitrag quantitativ bestimmt und die gemessenen Asymmetrien korrigiert, wird als Hadronen-Entfaltung (engl. *hadron unfolding*) bezeichnet. In der vorliegenden Arbeit wurde zur Entfaltung eine Methode verwendet, bei der die einzelnen Ereignisse mit der jeweiligen Hadron-Nachweiswahrscheinlichkeit gewichtet werden (engl. *eventwise unfolding*) [Kai01].

Bei der Entfaltung wird jedes der beobachteten semi-inklusiven Streuereignisse mit der Wahrscheinlichkeit für den Hadronen-Nachweis gewichtet. Zu jedem Streuereignis wird in Abhängigkeit vom Hadronen-Impuls $|\mathbf{P}_{Hadron}|$ und der Hadronen-Multiplizität im RICH-Detektor die Wahrscheinlichkeit für die Identifikation dieses Hadrons als Pion, Kaon oder Proton aus einer Zuordungs-Tabelle der Q-Matrix-Elemente bestimmt. Das Ereignis n trägt dann mit einem Gewicht $0 < Q_t^{i(n)} < 1$ zur Gesamtzahl N der Hadronen eines jeden Typs bei:

$$N_\pi = \sum_{n=1}^{N} Q^{\pi}_{i(n)}\,, \tag{4.14}$$

$$N_K = \sum_{n=1}^{N} Q^{K}_{i(n)}\,, \tag{4.15}$$

$$N_p = \sum_{n=1}^{N} Q^{p}_{i(n)}\,. \tag{4.16}$$

Da die Summe der Nachweiswahrscheinlichkeiten für Pionen, Kaonen und Protonen in der Q-Matrix auf 1 normiert ist, bleibt die Gesamtzahl der Streuereignisse $N_\pi + N_K + N_p$ auch nach Einführung der Gewichtung erhalten:

$$\sum_i Q_i^t = 1\,. \tag{4.17}$$

Aus der Gesamtzahl der gewichteten Ereignisse wird dann die Target-Spin-Asymmetrie für Pionen und Kaonen nach den Formeln 4.18 und 4.19 berechnet:

$$A_\pi = \frac{N_\pi^{\rightarrow} - N_\pi^{\leftarrow}}{N_\pi^{\rightarrow} + N_\pi^{\leftarrow}} = \frac{\sum\limits_{n=1}^{N^{\rightarrow}} Q^{\pi}_{i(n)} - \sum\limits_{n=1}^{N^{\leftarrow}} Q^{\pi}_{i(n)}}{\sum\limits_{n=1}^{N^{\rightarrow}} Q^{\pi}_{i(n)} + \sum\limits_{n=1}^{N^{\leftarrow}} Q^{\pi}_{i(n)}}\,, \tag{4.18}$$

$$A_K = \frac{N_K^{\rightarrow} - N_K^{\leftarrow}}{N_K^{\rightarrow} + N_K^{\leftarrow}} = \frac{\sum\limits_{n=1}^{N^{\rightarrow}} Q^{K}_{i(n)} - \sum\limits_{n=1}^{N^{\leftarrow}} Q^{K}_{i(n)}}{\sum\limits_{n=1}^{N^{\rightarrow}} Q^{K}_{i(n)} + \sum\limits_{n=1}^{N^{\leftarrow}} Q^{K}_{i(n)}}\,. \tag{4.19}$$

Für die mit $\sin\phi$ winkelgewichteten Asymmetrien (Kap. 4.12) wurden nach der folgenden Gleichung die Gewichtsfaktoren Q_i^t der Hadronen-Entfaltung berücksichtigt:

$$A_\pi^{\sin\phi} == \frac{\sum_{n=1}^{N^{\rightarrow}} Q_{i(n)}^{\pi} \sin\phi - \sum_{n=1}^{N^{\leftarrow}} Q_{i(n)}^{\pi} \sin\phi}{\sum_{n=1}^{N^{\rightarrow}} Q_{i(n)}^{\pi} \sin\phi + \sum_{n=1}^{N^{\leftarrow}} Q_{i(n)}^{\pi} \sin\phi} . \tag{4.20}$$

Ereignisse, bei denen das Hadron nur mit einer geringen Wahrscheinlichkeit dem untersuchten Hadrontyp zugeordnet werden kann, tragen nicht wesentlich zur berechneten Asymmetrie bei. Daher werden Ereignisse mit einem Gewicht $Q_{i(n)}^{\pi/K}$ kleiner als 0.7 nicht bei der Berechnung der Asymmetrien berücksichtigt. Eine Änderung dieses Grenzwertes und der daraus resultierende Einfluß auf die Asymmetrien wird in Kapitel 4.14.5 untersucht.

4.4 Auswahl der semi-inklusiven Streuereignisse

Zur Bestimmung von azimutalen Asymmetrien müssen die semi-inklusiven tiefinelastischen Streuereignisse aus dem Gesamt-Datensatz aller aufgezeichneten Streuprozesse isoliert werden. Ein semi-inklusives Streuereignis ist dadurch charakterisiert, daß neben einem gestreuten Elektron/Positron noch mindestens ein weiteres Hadron nachgewiesen wird, das aus einem Quark des Protons durch Fragmentation entstanden ist.

Es wurden daher aus den Daten die Streuereignisse herausgesucht, bei denen neben einem Lepton mit derselben Ladung wie das Strahlteilchen (1998: Elektronen, 1999 und 2000: Positronen) noch mindestens ein Hadron im Akzeptanzbereich des Spektrometers nachgewiesen wird. Die Zahl der im Spektrometer bei einem Streuprozeß nachgewiesenen Hadronen wird auch als Hadronen-Multiplizität bezeichnet. Ihre Häufigkeitsverteilung ist in Abbildung 30 dargestellt. Wenn mehr als eine Hadronenspur gefunden wird, wird das Hadron mit dem größten Impulsbetrag, das sogenannte *führende Hadron* (engl. *leading hadron*), herausgesucht. Nur die führenden Hadronen werden bei der Berechnung der Asymmetrien berücksichtigt.

4.5 π^0-Rekonstruktion

Um auch für ungeladene Pionen eine Single-Spin-Asymmetrie bestimmen zu können, muß ihr besonderes Verhalten berücksichtigt werden: Neutrale Pionen sind so kurzlebig ($\tau = 8.4 \cdot 10^{-17}$ sec), daß sie bereits innerhalb der Targetzelle in zwei Photonen zerfallen (Verzweigungsverhältnis 98.8%) [PDG00]. Ihre Masse und ihr Impulsvektor können jedoch aus den beiden Zerfalls-Photonen rekonstruiert werden. Die beim Zerfall des neutralen Pions entstehenden zwei Photonen werden im elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen. Um eine vollständige Energiebestimmung dieser beiden Photonen zu ermöglichen, werden die Photonen, die in den äußersten Kristallreihen des Kalorimeters auftreffen, nicht berücksichtigt,

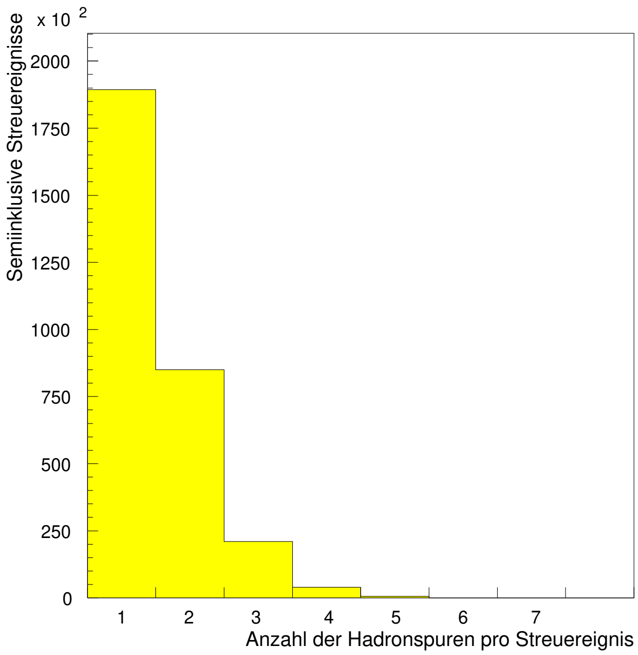


Abbildung 30: Anzahl der bei den tiefinelastischen Streuereignissen nachgewiesenen geladenen Hadronen mit $P_{Hadron} > 2$ GeV. Sie wird auch als Hadronen-Multiplizität bezeichnet.

da am Rande des Kalorimeters nicht mehr der gesamte elektromagnetische Schauer nachgewiesen werden kann. Der erlaubte Auftreffbereich von Photonen auf die Kalorimeterebene ist durch die Größe des Kalorimeters in horizontaler Richtung auf $|X_{Photon}| < 175$ cm und in vertikaler Richtung auf 33 cm $< |Y_{Photon}| < 105$ cm begrenzt.

Für niederenergetische Photonen ist eine genaue Energiemessung im HERMES-Kalorimeter nicht möglich, da dessen Auflösungsvermögen bei kleinen Photonenenergien abnimmt (Formel 3.17). Photonen mit einer gemessenen Energie unter einem GeV wurden daher bei der Auswertung nicht verwendet. Die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter ist für Photonen und Elektronen/Positronen verschieden. Der Schauer für Photonen beginnt im Mittel erst eine Strahlungslänge später im Kristall, wenn sich das Photon in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt hat. Sie deponieren daher ihre Energie tiefer in den Kristall-Blöcken des Kalorimeters und damit näher an den Photomultipliern. Daraus resultiert ein größeres Kalorimeter-Signal, das durch einen Eichfaktor von 0.97 bei der Energiemessung E_{Photon} von Photonen berücksichtigt wird [Asc01]:

$$E_{Photon} = 0.97 \cdot E_{Kalorimeter} \ . \tag{4.21}$$

In Abbildung 31 ist die Anzahl und die Energieverteilung der bei einem Streuereignis im Kalorimeter nachgewiesenen Photonen dargestellt.

Um neutrale Pionen zu rekonstruieren, wird aus jeweils zwei Photonen die invariante Masse des neutralen Pions bestimmt. Dazu werden aus den im Kalorimeter gemessenen

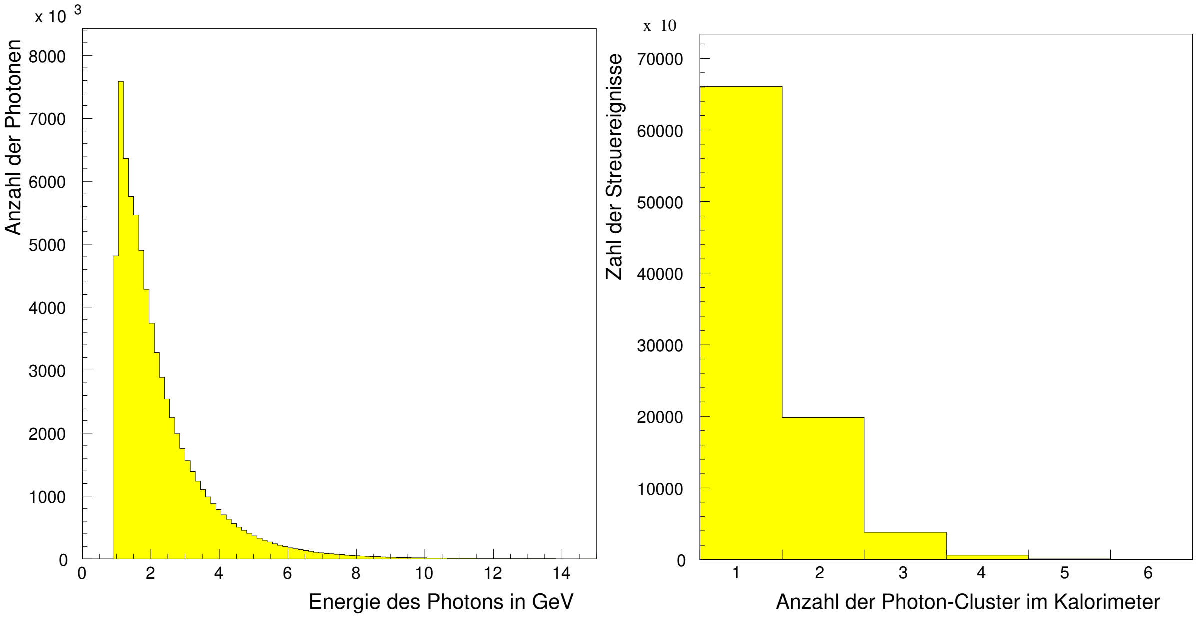


Abbildung 31: Energieverteilung (*linkes Diagramm*) und Anzahl (*rechtes Diagramm*) der bei einem semi-inklusiven Streuereignis im Kalorimeter nachgewiesenen Photonen.

Photon-Energien und aus der Positionen ihrer Auftrefforte auf dem Kalorimeter die Vierer-Impulsvektoren der beiden Photonen P_γ berechnet, als Vertex wird die Mitte der Targetzelle angenommen:

$$P_\gamma = \begin{bmatrix} E_\gamma \\ P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_\gamma \\ P_\gamma \cdot \sin\theta\cos\phi \\ P_\gamma \cdot \sin\theta\sin\phi \\ P_\gamma \cdot \cos\theta \end{bmatrix} . \tag{4.22}$$

Die Winkel θ und ϕ sind der polare und der azimutale Streuwinkel des Photons. Sie werden aus dem Auftreffort des Photons auf dem Kalorimeter bestimmt. Er wird als Cluster-Schwerpunkt in 3×3 benachbarten Kalorimeter-Blöcken berechnet. Da beim Zerfall des π^0 Energie und Impuls erhalten bleiben, ist der Vierer-Vektor P_{π^0} des π^0 die Summe der Vierer-Vektoren seiner beiden Zerfallsprodukte:

$$P_{\pi^0} = P_{\gamma_1} + P_{\gamma_2} . \tag{4.23}$$

Die invariante Masse des π^0 ist als der Betrag des Vierer-Impulsvektors des π^0 definiert und wird daher nach folgender Gleichung berechnet:

$$m_{\pi^0} = \sqrt{E^2_{\pi^0} - P^2_x - P^2_y - P^2_z} . \tag{4.24}$$

Werden mehr als zwei Photonen in einem Streuereignis nachgewiesen, so wird die invariante Masse aus allen möglichen Permutationen von Photonenpaaren berechnet. Man erhält das in Abbildung 32 dargestelle Spektrum.

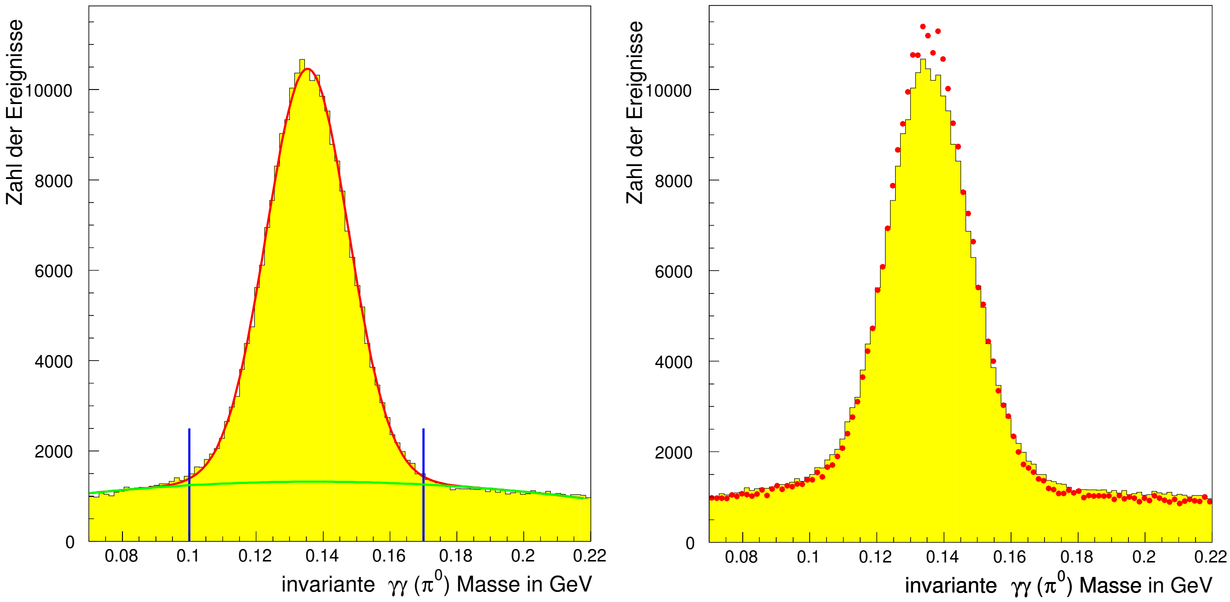


Abbildung 32: *Linke Abbildung:* Invariantes Massenspektrum von Photonenpaaren. Man erkennt die aus dem π^0 stammenden Photonen als Resonanz über einem Untergrund aus unkorrelierten Photonenpaaren. Angepaßt an die Verteilung ist eine Gaußfunktion, der Untergrund ist durch ein Polynom 2. Grades beschrieben. Der Mittelwert der Gauß-Verteilung liegt bei 135.2 $\pm$ 0.2 MeV (Literaturwert der π^0-Masse 134.98 MeV [PDG00]). *Rechte Abbildung:* Vergleich der Breite der Resonanz (durchgezogenes Histogramm) mit einer Monte-Carlo-Simulation des Detektors (Punkte). Die Breite ist durch das Auflösungsvermögen des Detektors bestimmt.

Neben den Photonen aus dem π^0-Zerfall ist ein Untergrund von nicht-resonanten Photonenpaaren zu erkennen. Da die natürliche Zerfallsbreite des Pions bei seiner Halbwertszeit von $8.4 \cdot 10^{-17}$s sehr gering ist (7.8 eV) [PDG00], wird die Breite der beobachteten Massenverteilung allein durch die Auflösung des Spektrometers und die Genauigkeit der Energiemessung im Kalorimeter bestimmt. Daher entspricht die Form der Massenverteilung auch nicht einer Breit-Wigner-Kurve, wie man sie für eine natürliche Zerfallsbreite erwartet, sondern einer Gaußkurve, die eine experimentelle Auflösung charakterisiert. Ihre mittlere Breite σ ist 12.3 MeV. Der Mittelwert der rekonstruierten π^0-Masse (135.2 $\pm$ 0.2 MeV) stimmt innerhalb des statistischen Fehlers mit dem Literaturwert der π^0-Masse (134.98 MeV) überein [PDG00].

Mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation des Detektors (vgl. Kapitel 4.13) wurde überprüft, ob diese Breite der erwarteten Größe aufgrund des Detektorauflösungsvermögens entspricht. In Abbildung 32 ist die Massenverteilung der bei den experimentellen Ereignissen registrierten Photonen aufgetragen. Die mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation gewonnene Verteilung ist zum Vergleich eingezeichnet. Man erkennt eine gute Übereinstimmung.

Für die Auswertung wurden Ereignisse mit einer invarianten Masse zwischen 100 und 170 MeV ausgewählt. Der nichtresonante Photon-Untergrund wurde durch Anpassung eines Polynoms zweiten Grades modelliert. Es ergeben sich 250.000 π^0-Ereignisse bei einem Untergrund von 60.000 Ereignissen im gesamten Datensatz der Jahre 1998-2000. Da die Höhe des Untergrunds von der Kinematik der Streuereignisse abhängt und der Untergrund für große Werte des Energieanteils z des Hadrons abnimmt (Abbildung 33), wurde die Untergrundkorrektur in Abhängigkeit von z durchgeführt. Um eine mögliche Asymmetrie des $\gamma\gamma$-Untergrunds zu untersuchen, wurden auch Ereignisse mit einer invarianten $\gamma\gamma$-Masse zwischen 250 MeV und 500 MeV analysiert (Die Obergrenze von 500 MeV trennt mögliche Ereignisse aus dem Zerfall des η-Mesons (m_η=547.3 MeV) vom unkorrellierten Untergrund). Ihre Target-Spin Asymmetrie $A_{\gamma\gamma}$ unterscheidet sich nicht signifikant von 0:

$$A_{\gamma\gamma}(250-500\text{ MeV}) = 0.002 \pm 0.003\ . \tag{4.25}$$

Die experimentell bestimmte π^0-Asymmetrie wurde nach Gleichung 4.26 um den Beitrag des $\gamma\gamma$-Untergrundes in jedem z-Bin korrigiert:

$$A_{\pi^0} = A_{gemessen,\pi^0}\left(\frac{N_{ges}}{N_{\pi^0}}\right) - A_{\gamma\gamma,Untergrund}\left(\frac{N_{\gamma\gamma-Untergrund}}{N_{\pi^0}}\right)\ . \tag{4.26}$$

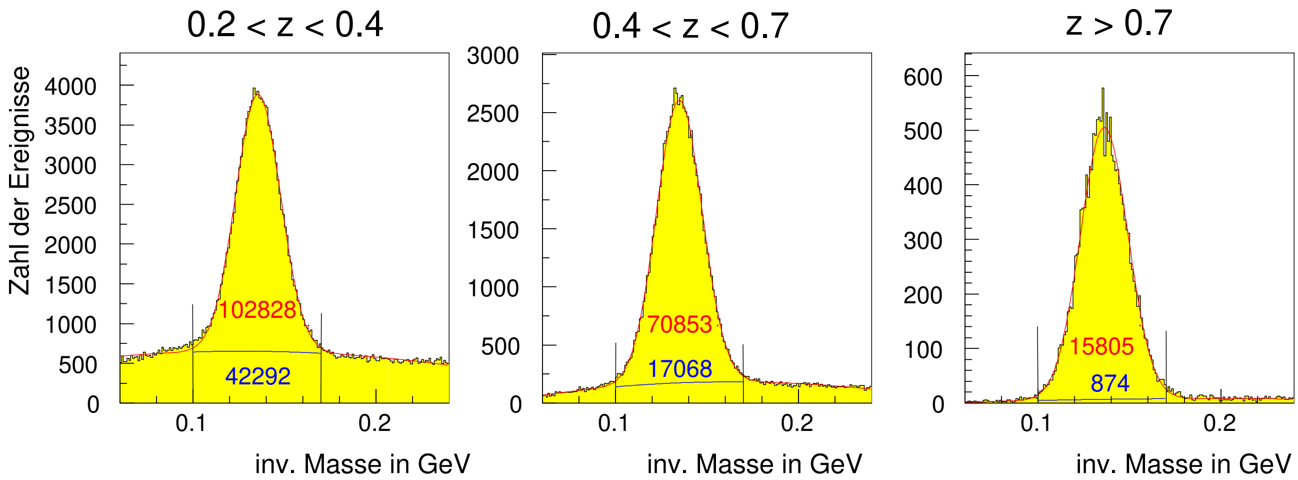


Abbildung 33: Abhängigkeit der Höhe des Untergrundes nichtresonanter Photonenpaare von z. Als Zahlenwerte angegeben sind die Zahl der rekonstruierten π^0 im jeweiligen z-Bereich und die Zahl der nichtresonanten Photonenpaare im Untergrund.

4.6 Berechnung der kinematischen Variablen

Zur Berechnung der kinematischen Variablen eines Streuereignisses müssen die Vierer-Impulsvektoren P aller im Detektor nachgewiesenen Teilchen bestimmt werden:

$$P = \begin{bmatrix} E \\ P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} . \tag{4.27}$$

Die Streuwinkel der Teilchen werden bei der Spurrekonstruktion aus den Durchstoßpunkten der Teilchenbahnen durch die verschiedenen Spurkammerebenen berechnet. Sie stehen bereits als Eintrag in den *μDST*-Tabellen, die für die vorliegende Auswertung verwendet wurden, zur Verfügung. Für die Photonen wird der Streuwinkel aus ihrem Auftreffpunkt x_{Kalo} und y_{Kalo} auf dem Kalorimeter berechnet. Der Abstand d zwischen Target-Mitte und dem Kalorimeter beträgt 747.5 cm. Es gilt dann für den horizontalen und vertikalen Streuwinkel θ_x und θ_y eines Photons:

$$\theta_x(Photon) = \arctan\frac{x_{Kalo}}{d_{Kalo}} , \tag{4.28}$$

$$\theta_y(Photon) = \arctan\frac{y_{Kalo}}{d_{Kalo}} . \tag{4.29}$$

Der Impuls der geladenen Teilchen wird aus ihrer Ablenkung im Magnetfeld bestimmt, er ist bereits in den *μDST*-Tabellen enthalten. Die Teilchenenergie geladener Hadronen kann nicht im elektromagnetischen Kalorimeter bestimmt werden. Da Hadronen nur einen Teil ihrer Energie im Kalorimeter deponieren, ist es nicht zur Bestimmung ihrer Energie, sondern nur zur Teilchenidentifikation von Leptonen und Hadronen geeignet. Die Energie der Hadronen wird stattdessen aus ihrem Impuls unter Verwendung ihrer bekannten Masse berechnet. Da das Quadrat des Viererimpulses eines Teilchens seiner Masse entspricht, gilt folgende Beziehung:

$$m^2 = \begin{bmatrix} E \\ P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix}^2 \Rightarrow E^2 = m^2 + P_x^2 + P_y^2 + P_z^2 . \tag{4.30}$$

Als Masse wird dabei der Literaturwert (Tabelle 5) der Masse der mit dem RICH-Detektor identifizierten Hadronen (Kapitel 4.3.2) bzw. die Elektron-Masse eingesetzt.

Teilchen	Literaturwert seiner Masse
π^+, π^-	139.570 MeV
K^+, K^-	493.677 MeV
Proton, Antiproton	938.272 MeV
e^+, e^-	0.512 MeV

Tabelle 5: Literaturwerte für die Masse der bei der semi-inklusiven Streuung nachgewiesenen Hadronen $\pi^\pm$ und $K^\pm$, des Protons und des Elektrons [PDG00].

Aus der Differenz der Vierervektoren des einlaufenden k_e und des gestreuten Elektrons k'_e wird der Impulsvektor q des ausgetauschten virtuellen Photons berechnet:

$$q = k_e - k'_e = \begin{bmatrix} E - E' \\ P_x - P'_x \\ P_y - P'_y \\ P_z - P'_z \end{bmatrix} . \tag{4.31}$$

Anschließend werden die übrigen kinematischen Variablen nach den Formeln aus Tabelle 6 berechnet.

Kinematische Variable	Zur Berechnung im Laborsystem verwendete Formel
negatives Viererimpulsübertrags-Quadrat	$Q^2 = -q^2 = -(k_e - k'_e)^2$
Energieübertrag	$\nu = E - E'$
Viererimpuls des Nukleons	$P_{\text{Nukleon}} = (M_{\text{Nukleon}}, \mathbf{0})$
Invariante Photon-Nukleon-Masse	$W = \sqrt{(q + P_{\text{Nukleon}})^2}$
Impulsbruchteil des Nukleons	$x = \dfrac{Q^2}{2M_{\text{Nukleon}} \cdot \nu}$
Relativer Energieübertrag	$y = \dfrac{\nu}{E_{\text{Elektron}}}$
Energieanteil des produzierten Hadrons	$z = \dfrac{E_{\text{Hadron}}}{\nu}$
Invariante Masse des Target-Fragments	$M_Y = \sqrt{(P_{\text{Nukleon}} + q - P_{\text{Hadron}})^2}$
Fehlende Masse	$M_X = \dfrac{M_Y^2 - M_{\text{Nukleon}}^2}{2M_{\text{Nukleon}}}$
Transversalimpuls des Hadrons	$P_t = \lvert\mathbf{P}_{\text{Hadron}}\rvert \cdot \sin(\arccos\left[\dfrac{\mathbf{P}_{\text{Hadron}} \cdot \mathbf{q}}{\lvert\mathbf{P}_{\text{Hadron}}\rvert\lvert\mathbf{q}\rvert}\right])$

Tabelle 6: Zur Berechnung der Kinematik eines Streuereignisses im Laborsystem verwendete Formeln.

4.7 Auswahlkriterien zur Kinematik

Tiefinelastische Streuung ist durch den Austausch eines virtuellen Photons zwischen dem Elektron/Positron und dem Nukleon charakterisiert. Ein Maß für das Massenquadrat dieses *virtuellen* Photons ist das negative Viererimpuls-Übertragsquadrat Q^2 in der Reaktion. Die tiefinelastischen Streuprozesse, die in dieser Arbeit untersucht wurden, müssen von der Streuung *reeller* Photonen (mit $Q^2 = 0$) am Nukleon (*Photoproduktion*) abgegrenzt werden. Daher wurde eine untere Grenze für das negative Massenquadrat des virtuellen Photons von $Q^2 > 1$

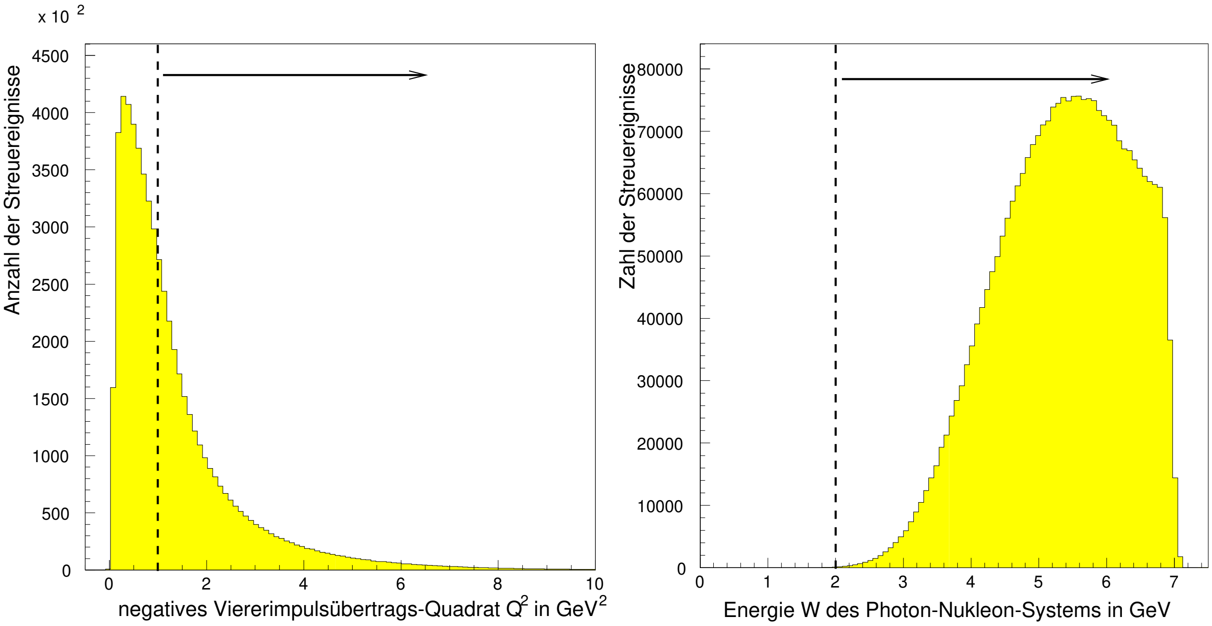


Abbildung 34: Verteilung des negativen Viererimpuls-Quadrates Q^2 (*linkes Diagramm*) und der invarianten Photon-Nukleon-Masse W (*rechtes Diagramm*) der untersuchten Streuereignisse. Als senkrechte Linien eingezeichnet sind die angewandten Auswahlkriterien $Q^2 > 1$ GeV^2 und $W > 2$ GeV.

GeV^2 festgelegt. Die Verteilung der Q^2 aller in dieser Arbeit untersuchten Streuereignisse und die verwendeten Schnittbedingungen sind in Abbildung 34 dargestellt.

Ein negatives Viererimpulsübertrags-Quadrat Q^2 auf das Nukleon $\mathrm{Q}^2 > 1$ GeV^2 schließt die Streuung eines reellen Photons am Kern aus. Die invariante Masse W des Photon-Nukleon-Systems während der Streuung ist ein Maß für die vom Nukleon absorbierte Energie. Für invariante Massen W größer als 2 GeV ist diese so groß, daß eine Anregung von Resonanzzuständen des Kernes anstelle einer Streuung am Quark nicht mehr möglich ist.

Das Elektron kann vor oder nach der eigentlichen tiefinelastischen Streuung ein Photon abstrahlen, da es bei der Annäherung an den Kern in seinem elektrischen Feld stark beschleunigt wird. Die Energie eines Elektrons nach der Abstrahlung eines solchen Bremsstrahlungs-Photons ist dann niedriger. Die Energiedifferenz ν kann als Maß dafür dienen, wie groß die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines zusätzlichen Photons ist. Für einen (relativen) Energieübertrag $y = \dfrac{\nu}{E} < 0.85$ (Abbildung 35) ist diese Wahrscheinlichkeit gering [Ava98a]. Der für den HERMES-Detektor zugängliche kinematische Bereich kann als Fläche in der $x - Q^2$-Ebene dargestellt werden. Um Ereignisse am Rande dieses Akzeptanzbereichs auszuschließen, wurden Ereignisse mit einem x-Wert zwischen 0.023 und 0.4 ausgewählt (Abbildung 36).

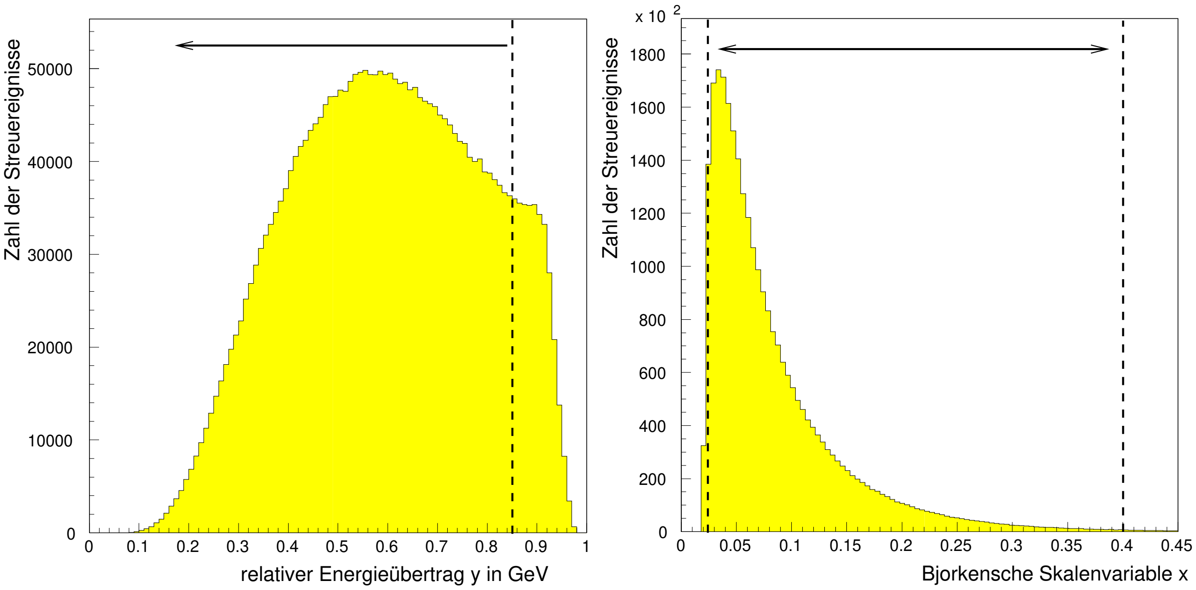


Abbildung 35: Verteilung der Streuereignisse im relativen Energieübertrag des virtuellen Photons y (*linkes Diagramm* und in der Bjorkenschen Skalenvariablen x (*rechtes Diagramm*). Als senkrechte Linien eingezeichnet sind die angewandten Auswahlkriterien $y < 0.85$ und $0.023 < x < 0.4$.

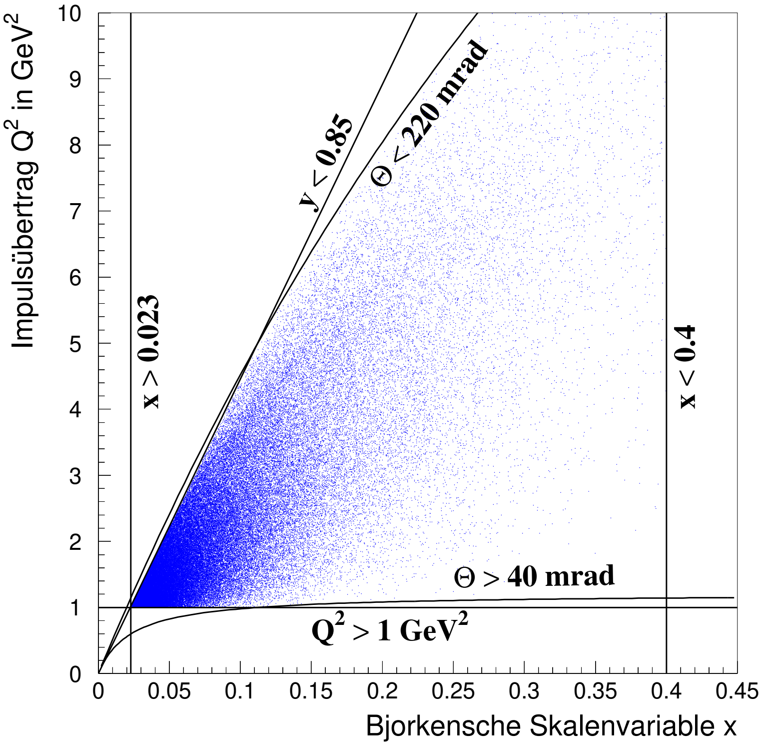


Abbildung 36: Kinematischer Bereich in der $x - Q^2$-Ebene der im HERMES-Detektor nachgewiesenen Streuereignisse. Zur Veranschaulichung der Häufigkeitsverteilung sind $2 \cdot 10^5$ Streuereignisse als Punkte eingetragen.

4.7.1 Kinematik des semi-inklusiven Hadrons

Die untersuchte semi-inklusive tiefinelastische Streuung soll von exklusiven Streuprozessen abgegrenzt werden. Exklusive Ereignisse unterscheiden sich von den hier untersuchten semi-inklusiven Streuereignissen dadurch, daß alle bei der Reaktion gebildeten Teilchen im Detektor nachgewiesen werden. Die gesamte Energie des einlaufenden Teilchens geht dann in die Energie und Masse der nachgewiesenen Teilchen im Endzustand über. Zur Unterscheidung zwischen semi-inklusiven und exklusiven Ereignissen kann der Massenunterschied zwischen den Eingangsprodukten (Deuteron und Elektron/Positron) und den nachgewiesenen Reaktionsprodukten (gestreutes Elektron/Positron, Hadron und Target-Rest) herangezogen werden. Eine exklusive Reaktion ist durch eine Gesamt-Massendifferenz M_x zwischen Eingangs- und nachgewiesenen Ausgangsprodukten $M_x \approx 0$ charakterisiert. Im HERMES-Detektor wird das aus dem Target-Nukleon entstehende Target-Fragment jedoch in der Regel nicht nachgewiesen, da es unter einem sehr kleinen Winkel zum Strahlrohr gestreut wird und nicht in den Akzeptanzbereich des Detektors gelangt.

Eine Möglichkeit, exklusive Ereignisse dennoch von semi-inklusiven Streuprozessen zu unterscheiden, bietet der Energieübertrag z des virtuellen Photons auf das produzierte Hadron

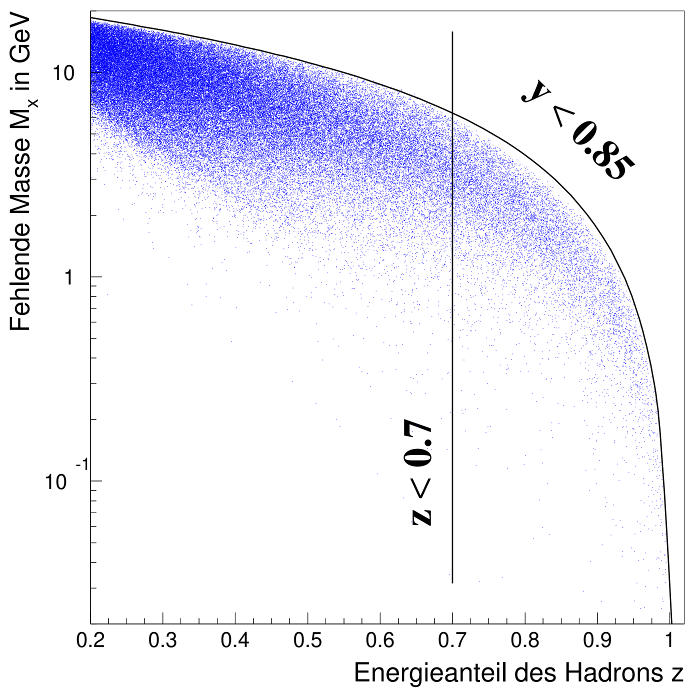


Abbildung 37: Kinematischer Bereich in der z-M_x-Ebene der im HERMES-Detektor nachgewiesenen Streuereignisse mit positiv geladenen Pionen im Endzustand. Dem (nicht nachgewiesenen) Targetfragment wurde die Nukleon-Masse zugewiesen. Exklusive Ereignisse ($M_x \approx 0$) können durch das Kriterium z kleiner als 0.7 von den semi-inklusiven Streuereignissen abgegrenzt werden.

(Kapitel 2.3). Er kann aus der Energie des virtuellen Photons und der Energie des produzierten Hadrons bestimmt werden. Überträgt das virtuelle Photon seine gesamte Energie auf ein einzelnes Hadron (z $\rightarrow$ 1), so steht keine Energie für die Bildung weiterer Teilchen zur Verfügung. Wenn dieses eine Hadron im Detektor nachgewiesen wird, handelt es sich sich also um eine exklusive Messung. Semi-inklusive Streuereignisse treten dagegen bei kleineren Werten von z auf. Ein Auswahlkriterium von $z < 0.7$ trennt deshalb exklusive Ereignisse von den hier untersuchten semi-inklusiven Streuprozessen ab (Abbildung 37).

Ein weiteres Kriterium z > 0.2 schließt Streuereignisse mit geringem Energieübertrag auf das gebildete Hadron aus. Dies sind vor allem Hadronen, die nicht aus der Fragmentation des gestreuten Quarks, sondern aus der Fragmentation des Target-Restes (*Target-Fragmentation*) stammen. In Abbildung 38 ist die verwendete Auswahlbedingung dargestellt.

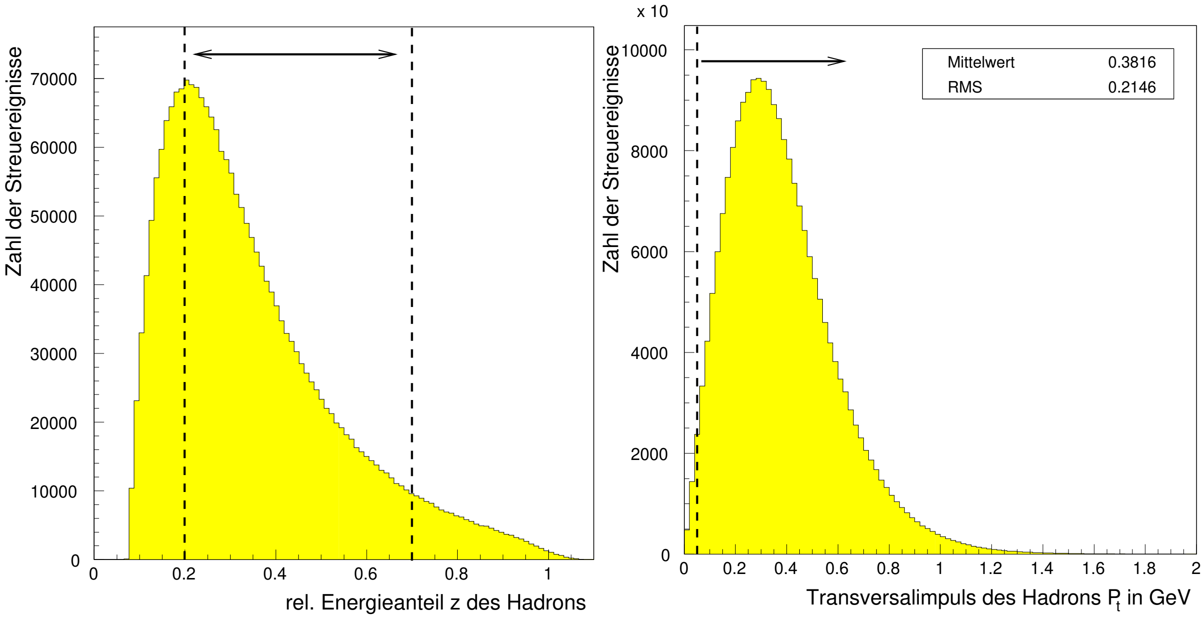


Abbildung 38: Relativer Energieanteil des semi-inklusiven Hadrons an der Energie des virtuellen Photons z (*linkes Diagramm*) und Transversalimpuls des gestreuten Hadrons P_t (*rechtes Diagramm*).

Schließlich wird ein Auswahlkriterium auf den Transversalimpuls des semi-inklusiven Hadrons bezüglich der Lepton-Nukleon Streuebene angewandt. Nur Hadronen, deren Transversalimpuls größer als 50 MeV ist, werden analysiert (Abbildung 38). Dieser Schnitt stellt sicher, daß der azimutale Streuwinkel mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden kann. Teilchenspuren von Hadronen mit sehr niedrigem Transversalimpuls verlaufen nahezu kollinear zum virtuellen Photon (Abbildung 7). Eine genaue Bestimmung des Azimutwinkels ist daher für diese Spuren nicht möglich.

In Tabelle 7 sind alle Kriterien, die zur Auswahl der Ereignisse für diese Analyse verwendet wurden, zusammengestellt.

Detektorakzeptanz			
horizontaler Streuwinkel	$\|\theta_x\|$	< 170 mrad	
vertikaler Streuwinkel	40 mrad	< $\|\theta_y\|$	< 140 mrad
horizontale Photon-Position im Kalorimeter	$\|X_{Cluster}\|$	< 175 cm	
vertikale Photon-Position im Kalorimeter	33 cm	< $\|Y_{Cluster}\|$	< 105 cm
Photon-Energie im Kalorimeter	E_γ	> 1 GeV	
Vertex-Position			
longitudinale Vertex-Position	$\|z_{Vertex}\|$	< 18 cm	
radiale Vertex-Position	$\|r_{Vertex}\|$	< 0.75 cm	
Lepton-Kinematik			
neg. Viererimpulsübertrags-Quadrat	Q^2	> 1 GeV^2	
invariante Photon-Nukleon-Masse	W	> 2 GeV	
relativer Energieübertrag des virtuellen Photons	y	< 0.85	
Hadron-Kinematik			
Energieanteil des gebildeten Hadrons an der Energie des virtuellen Photons	0.2	< z	< 0.7
Transversalimpuls des gebildeten Hadrons	P_t	> 50 MeV	

Tabelle 7: Kriterien zur Auswahl der semi-inklusiven Streuereignisse für die vorliegende Auswertung. Zur Untersuchung der z-Abhängigkeit entfällt der Schnitt $z < 0.7$.

4.8 Zahl der untersuchten Streuereignisse

Das HERMES-Experiment wurde in den Jahren 1998-2000 mit einem polarisierten Deuterium-Target ausgeführt. In diesem Zeitraum wurden etwa 10 Millionen tiefinelastische inklusive Streuereignisse mit dem HERMES-Detektor erfaßt. Bei etwa 1.4 Millionen dieser Ereignisse wurde neben dem gestreuten Elektron noch zusätzlich ein semi-inklusives Hadron im Detektor nachgewiesen. In der vorliegenden Arbeit wurden die gesamten Streuereignisse in die Untersuchung einbezogen. Nach Berücksichtigung aller Datenqualitätskriterien und

Jahr	1998	1999	2000
Lepton-Strahl	e^-	e^+	e^+
Zahl der semi-inklusiven Ereignisse nach Anwendung aller Auswahlkriterien:			
π^+	83.400	88.200	435.500
π^-	64.700	70.100	341.100
π^0	30.600	33.300	165.800
K^+	13.600	14.800	71.300

Tabelle 8: Zahl der in dieser Arbeit untersuchten semi-inklusiven Streuereignisse.

der kinematischen Schnitte verblieben 607.100 Streuereignisse mit einem π^+ im Endzustand, 475.900 Streuereignisse mit einem π^-, 229.700 Streuereignisse mit einem π^0 und 99.700 Streuereignisse mit einem K^+. In Tabelle 8 ist die Zahl der beobachteten Streuereignisse für die einzelnen Jahre der Datennahme und die unterschiedlichen Hadron-Typen π^+, π^-, π^0, K^+ zusammengestellt.

4.9 Bestimmung der Targetpolarisation

Die Polarisation der Atome in der Targetzelle P_T kann aus den Meßwerten des Breit-Rabi-Polarimeters (Polarisationsgrad der Atome in der Quelle P_0) und des Target-Gas-Analysators (Dissoziationsgrad der Atome in der Quelle α_0) nach Gleichung 4.32 berechnet werden [Kol98]:

$$P_T = P_0 \cdot \alpha_0 \cdot \left(\alpha_r + (1 - \alpha_r) \cdot \beta \right) . \tag{4.32}$$

α_r und β sind Parameter, welche die Rekombination in der Targetzelle beschreiben. Die Polarisation der Atome in der Targetzelle ist zunächst von der in der Atomstrahlquelle erzeugten Polarisation P_0 abhängig. Da nur die in Deuterium-Atome dissoziierten D_2-Moleküle in ihr polarisiert werden können, ist die Targetpolarisation proportional zum Anteil α_0 dieser Atome.

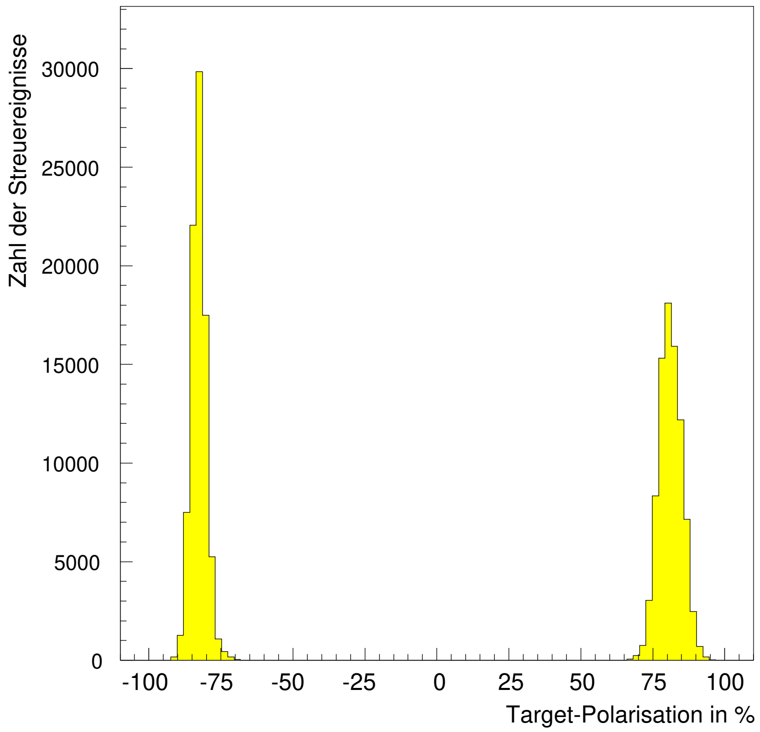


Abbildung 39: Verteilung der Targetpolarisation des polarisierten Deuterium-Targets. Die Targetpolarisation wurde nach Formel 4.32 berechnet.

D-Atome innerhalb der Targetzelle können bei Stößen mit der Targetzellenwand zu molekularem D_2 rekombinieren. Die Häufigkeit dieser Rekombination hängt einerseits von der Temperatur und der Dichte der Atome in der Targetzelle, andererseits auch von deren Oberflächenbeschaffenheit ab. Der Faktor α_r gibt den Anteil der nicht rekombinierten Atome an der Gesamtzahl aller Atome in der Targetzelle an. Er wird aus dem vom Target-Massenspektrometer gemessenen Rekombinationsgrad und einem Korrekturfaktor aus einer Monte-Carlo-Simulation der Targetzelle bestimmt [Ser01].

Auch nach einer Rekombination der Deuterium-Atome zu molekularem Deuterium bleibt noch ein Teil der Kernspin-Polarisation dieser Atome erhalten. Der verbliebene Polarisationsgrad von rekombinierten Molekülen wird durch den Faktor β beschrieben. Für das Deuterium-Target wurde als Wert dieses Faktors $\beta = 0.5 \pm 0.5$ angenommen [Ser01]. Er trägt, gewichtet mit der Zahl der rekombinierten Atome $(1-\alpha_r)$, ebenfalls zur Targetpolarisation P_T in Gleichung 4.32 bei. In Abbildung 39 ist die Verteilung der gemessenen Targetpolarisation dargestellt. Die mittlere Targetpolarisation in den Jahren 1998, 1999 und 2000, in denen an einem Deuterium-Target gemessen wurde, ist in Tabelle 9 aufgelistet.

Jahr der Datennahme	mittlere Targetpolarisation
1998	81.9 %
1999	81.0 %
2000	85.3 %
über alle Jahre gemittelt	84.4 %

Tabelle 9: Mittlere Targetpolarisation des Deuterium-Targets.

4.10 Mittelung über die Elektronen-Strahlpolarisation

Zur Bestimmung einer Target Single-Spin-Asymmetrie muß der Elektronenstrahl unpolarisiert sein. Bei den Messungen im HERMES-Experiment wurde die Polarisationsrichtung der Elektronen im Speicherring durch Verschieben und Umpolen des Magnetfeldes der Spinrotatoren (Kapitel 3.1.1) im monatlichen Wechsel umgedreht. Mittelt man über die Meßdaten mit beiden Strahlpolarisations-Einstellungen, so heben sich die Strahlpolarisationen gegenseitig auf. In Abbildung 40 ist die Verteilung der gemessenen Strahlpolarisation für alle in dieser Arbeit untersuchten semi-inklusiven Streuereignisse (die in den Jahren 1998-2000 aufgezeichnet wurden) dargestellt.

Da die Anzahl der Streuereignisse für die beiden Strahlpolarisation-Einstellungen nicht ganz gleich ist, ergibt sich eine mittlere Strahlpolarisation von +2.5%. Um Meßdaten mit einem im Mittel unpolarisierten Strahl zu erhalten, wurden am Ende des Zeitraums der Datennahme Meßdaten (Runs) mit positiver Strahlpolarisation ausgeschlossen. Nach Ausschluß von 67000 semi-inklusiven Streuereignissen (5.0% der Meßdaten) mit positiver Strahlpolarisation (Run 22150 bis 22580 und alle Runs > 26700) erhält man die in Abbildung 40

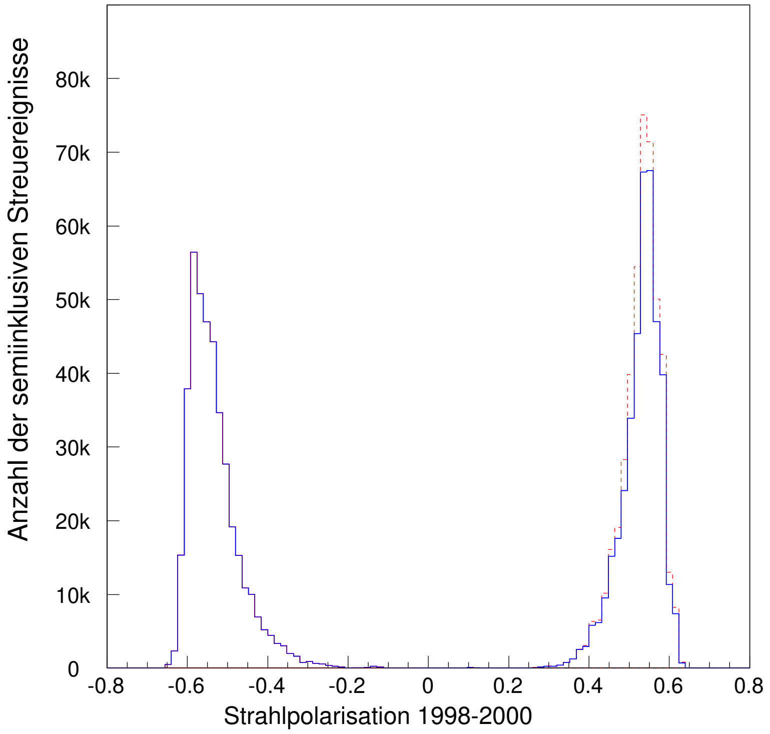


Abbildung 40: Verteilung der Elektronenstrahl-Polarisation für die untersuchten semi-inklusiven Streuereignisse. Die gestrichelte Kurve gibt die Verteilung aller Ereignisse mit einer mittleren Strahlpolarisation von +2.5% an. Die durchgezogene Kurve wurde nach Ausschluß von Streuereignissen mit positiver Strahlpolarisation erhalten und entspricht einem im Mittel unpolarisierten Elektronenstrahl.

dargestellte Verteilung der Strahlpolarisation. Ihr Mittelwert ist $(0.0 \pm 0.1)\%$ und entspricht damit einem unpolarisierten Elektronenstrahl.

4.11 Berechnung des Azimut-Winkels

Der *Azimutwinkel* des gestreuten Hadrons ist definiert als der Winkel zwischen dem gestreuten Hadron und der Elektron-Nukleon-Streuebene. Er ist in Abbildung 41 dargestellt. Der Winkel zwischen der Hadron-Streuebene H und der Lepton-Streuebene L wurde als Skalarprodukt zwischen den Normalenvektoren $\mathbf{n}_{L/H}$ auf den beiden Ebenen berechnet:

$$\cos\phi = \mathbf{n}_L \cdot \mathbf{n}_H \ . \tag{4.33}$$

Der Normalenvektor auf der Lepton-Ebene wurde durch das (normierte) Kreuzprodukt zweier Vektoren in der Ebene, dem Dreier-Impulsvektor des Photons $\mathbf{q}$ und dem Dreier-

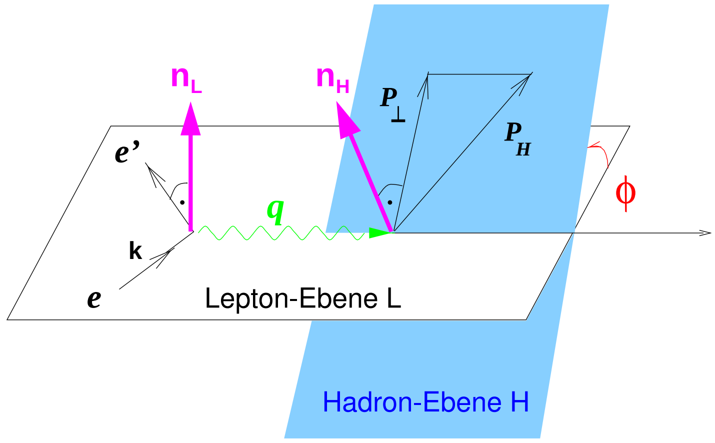


Abbildung 41: Schematische Darstellung des Azimut-Winkels ϕ. Eingezeichnet ist die Streuebene des Leptons L und die Ebene des gestreuten Hadrons H. Die Normalenvektoren auf der Lepton- und der Hadron-Ebene sind als n_L und n_H bezeichnet.

Impulsvektor des einlaufenden Elektrons $\mathbf{k}$ berechnet:

$$\mathbf{n}_L = \frac{\mathbf{q} \times \mathbf{k}}{|\mathbf{q} \times \mathbf{k}|} \, . \tag{4.34}$$

Ebenso wurde der Normalenvektor der Hadron-Streuebene als Kreuzprodukt von $\mathbf{q}$ und $\mathbf{P}_H$ bestimmt:

$$\mathbf{n}_H = \frac{\mathbf{q} \times \mathbf{P}_H}{|\mathbf{q} \times \mathbf{P}_H|} \, . \tag{4.35}$$

Das Skalarprodukt $\mathbf{n}_L \cdot \mathbf{n}_H$ gibt nur den Winkel zwischen der Lepton- und der Hadron-Ebene an. Es kann nicht unterscheiden, ob das Hadron nach oben oder nach unten bezüglich der Lepton-Ebene gestreut wird. Daher muß das Vorzeichen V des Azimut-Winkels ϕ zusätzlich bestimmt werden: Es ergibt sich aus dem Skalarprodukt des Normalenvektors der Leptonebene $\mathbf{n}_L$ und dem Impulsvektor des Hadrons $\mathbf{P}_H$:

$$V = \frac{\mathbf{n}_L \cdot \mathbf{P}_H}{|\mathbf{n}_L \cdot \mathbf{P}_H|} \, . \tag{4.36}$$

Faßt man die Gleichungen 4.33 bis 4.36 zusammen, so erhält man die Formel, die zur Berechnung des Azimut-Winkels in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde:

$$\phi = \frac{(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{P}_H}{|(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{P}_H|} \quad \cdot \quad \arccos\left(\frac{(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{P}_H)}{|\mathbf{q} \times \mathbf{k}| \cdot |\mathbf{q} \times \mathbf{P}_H|} \right) \, . \tag{4.37}$$

4.12 Berechnung der Azimutalen Asymmetrien

Um die transversale Quarkpolarisation im Nukleon durch eine tiefinelastische Streuung nachzuweisen, genügt es nicht, nur das gestreute Elektron, d.h. den inklusiven Wirkungsquerschnitt zu betrachten. Vielmehr muß man in einer semi-inklusiven Messung auch das gestreute Hadron nachweisen (Kapitel 2.7). Beobachtet man bei der semi-inklusiven Streuung an einem polarisierten Target den Azimutwinkel des gestreuten Hadrons (Abbildung 41), so erwartet man aus der theoretischen Ableitung des Wirkungsquerschnitts (Kapitel 2.7) eine $\sin\phi$-Abhängigkeit. Sie ist proportional zum Produkt aus der Transversalität δq und der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}$:

$$\sigma_{UL} \propto \sin\phi\, S_L \sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2 \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi^2}\, \delta q_i(\xi)\, H_1^{\perp i}(z)\ . \tag{4.38}$$

Um das $\sin\phi$-Moment des Wirkungsquerschnitts aus den experimentellen Daten zu bestimmen, gibt es verschiedene Methoden: Zum einen kann man die Targetspin-Asymmetrie $A_{UL}(\phi)$ in Abhängigkeit des Azimutwinkels ϕ bestimmen und an die Meßdaten eine Sinus-Funktion anpassen (Abbildung 42). Ihre Amplitude entspricht dann dem $\sin\phi$-Moment des Wirkungsquerschnitts. Diese Berechnungverfahren wird oft als Wirkungs-Querschnitts-Asymmetrie (engl. *cross section asymmetry*) bezeichnet.

Eine andere Möglichkeit zur Bestimmung des $\sin\phi$-Momentes des Wirkungsquerschnitts stellen sogenannte winkelgewichtete Asymmetrien (engl. *weighted asymmetry*) dar. Bei ihrer Berechnung wird jedes einzelne Streuereignis mit dem Sinus des Azimutwinkels seines Hadrons gewichtet.

4.12.1 Anpassung einer $\sin\phi$-Funktion an die Target-Spin Asymmetrie A_{UL}

Zum Nachweis der $\sin\phi$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bildet man zunächst eine Target-Spin-Asymmetrie A_{UL} für die beiden Spineinstellungen des longitudinal polarisierten Targets:

$$A_{UL} = \frac{1}{|P_T|} \cdot \frac{N^{\rightarrow} - N^{\leftarrow}}{N^{\rightarrow} + N^{\leftarrow}}\ . \tag{4.39}$$

Die Pfeile $\rightleftarrows$ bezeichnen die Richtung des Targetspins, N bezeichnet die Anzahl der beobachteten Streuereignisse bei der jeweiligen Targetspin-Einstellung, P_T den Betrag der Targetpolarisation. In den Meßdaten des HERMES-Experiments ist die Luminosität für beide Targetspin-Einstellungen innerhalb der Genauigkeit der Luminositätsmessung ($< 1\%$) gleich groß, da die Spinrichtung des Targets in regelmäßigem Wechsel einmal alle 90 Sekunden umgekehrt wurde (Abschnitt 3.2.1). Es ist daher nicht erforderlich, die Ereigniszahlen für beide Spineinstellungen mit der jeweiligen Luminosität zu gewichten.

Die Target-Spin-Asymmetrie wird in Abhängigkeit des Azimut-Winkels ϕ aufgetragen. Anschließend wird eine Sinusfunktion an die Meßdaten angepaßt (Abbildung 42). Die Amplitude der an die Asymmetrie angepaßten Sinusfunktion entspricht dem $\sin\phi$-Moment des Wirkungsquerschnitts.

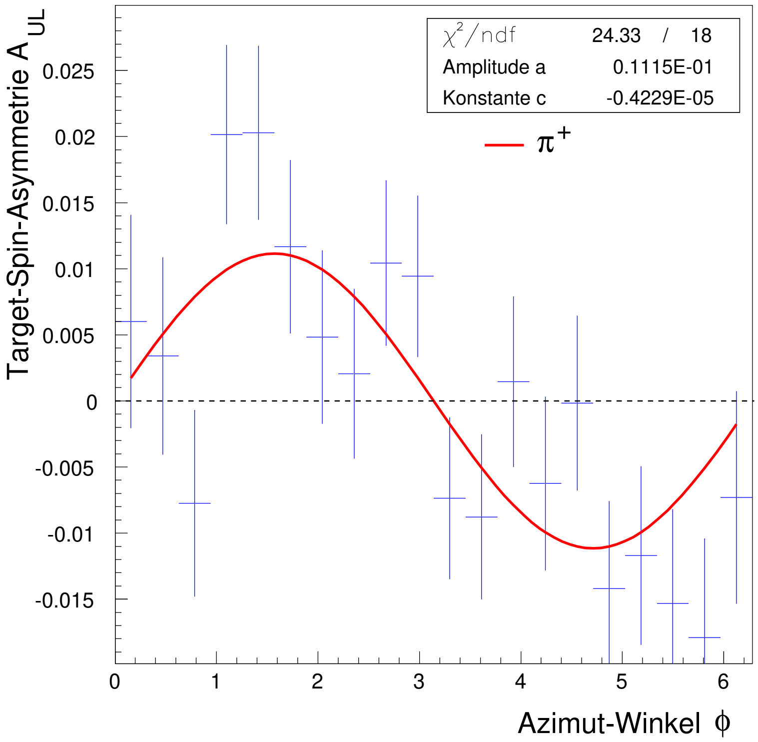


Abbildung 42: Target-Single-Spin-Asymmetrie A_{UL} für π^+ in Abhängigkeit des Azimutwinkels ϕ des Hadrons. An die Meßdaten angepaßt ist eine Sinusfunktion der Form c+$a\sin\phi$. Die Amplitude a dieser Funktion ist die Analysierstärke $A_{UL}^{\sin\phi}$.

4.12.2 Winkelgewichtete Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$

Eine andere Möglichkeit, die $\sin(\phi)$-Momente des Wirkungsquerschnitts zu untersuchen, besteht darin, jedes Ereignis bei der Bildung der Target-Spin-Asymmetrie mit dem Sinus seines gemessenen Azimutwinkels zu gewichten [HER00]:

$$A_{UL}^{\sin\phi} = \frac{1}{|P_T|} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{N^{\rightarrow}} \sin\phi_i^{\rightarrow} - \sum_{i=1}^{N^{\leftarrow}} \sin\phi_i^{\leftarrow}}{\frac{1}{2}(N^{\rightarrow} + N^{\leftarrow})} \,. \tag{4.40}$$

Diese winkelgewichtete Asymmetrie wird auch als Analysierstärke der Reaktion bezeichnet. Sie entspricht der Amplitude der an die Asymmetrie A_{UL} angepaßten $\sin\phi$ -Funktion. Bei der Gewichtung aller Ereignisse mit dem $\sin\phi$ ihres Azimutwinkels heben sich die Anteile des Wirkungsquerschnitts σ_{const}, die nicht $\sin\phi$-abhängig sind, auf:

$$\sum_i \sigma_{const} \cdot \sin\phi_i \approx \int_0^{2\pi} \sigma_{const} \cdot \sin(\phi) d\phi \tag{4.41}$$

$$= \sigma_{const} \int_0^{2\pi} \sin(\phi) d\phi = 0\ . \tag{4.42}$$

Der $\sin\phi$-abhängige Anteil des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\sin\phi}$ bleibt bei der Gewichtung dagegen erhalten:

$$\sum_i \sigma_{\sin\phi} \cdot \sin\phi_i \approx \int_0^{2\pi} \sigma_{\sin\phi} \cdot \sin\phi\, d\phi \tag{4.43}$$

$$= \int_0^{2\pi} (a \cdot \sin\phi) \cdot \sin\phi d\phi \tag{4.44}$$

$$= a \cdot \int_0^{2\pi} \sin^2\phi d\phi \tag{4.45}$$

$$= \frac{1}{2} \cdot a\ , \tag{4.46}$$

wobei a die Amplitude des $\sin\phi$-Moments des Wirkungsquerschnitts darstellt. Der Faktor $\frac{1}{2}$, der sich aus dem Integral über $\sin^2(\phi)$ ergibt, wird als Normierungsfaktor im Nenner der Analysierstärke (Formel 4.40) berücksichtigt.

4.12.3 Vergleich beider Methoden

In Abbildung 43 sind die mit Hilfe der Anpassung einer Sinus-Funktion und die mit Hilfe der Winkelgewichtung bestimmte Asymmetrien dargestellt. Man erkennt, das beide Berechnungsmethoden nahezu übereinstimmende Ergebnisse liefern.

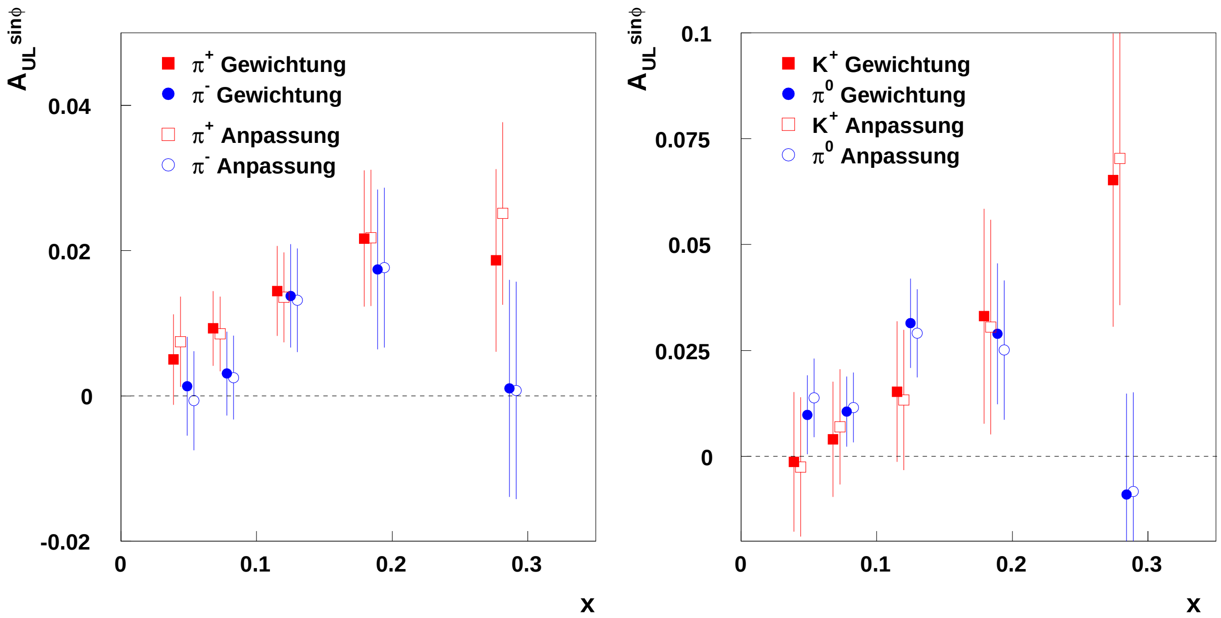


Abbildung 43: Vergleich der mit einer Anpassung einer Sinus-Funktion an $A_{UL}(\phi)$ und mit der winkelgewichteten Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ bestimmten $\sin\phi$-Momente des Wirkungsquerschnitts für $\pi^{\pm}$, π^0 und K^+, aufgetragen gegen die Bjorkensche Skalenvariable x.

4.13 Monte-Carlo Korrekturen

Bei der Beobachtung von Streuereignissen in einem teilchenphysikalischen Experiment werden nicht alle Teilchenspuren, die tatsächlich entstehen, auch im Detektor nachgewiesen. Durch die Größe des Detektorsystems ist ein Winkelbereich festgelegt, innerhalb dessen Teilchenspuren von Streuereignissen beobachtet werden können. Er wird als geometrische Akzeptanz des Detektors bezeichnet. Die Spuren, die innerhalb des Akzeptanzbereichs liegen, werden aus einzelnen Meßpunkten in den verschiedenen Spurkammer-Systemen rekonstruiert.

Wegen der begrenzten Auflösung dieser Spurkammern entspricht die rekonstruierte Spur nicht exakt der tatsächlichen Teilchenbahn. Die mittlere Abweichung zwischen einer rekonstruierten und der dazugehörigen tatsächlichen Teilchenspur wird als Winkelauflösung des Detektors bezeichnet. Der Einfluß der Detektorakzeptanz und der Winkelauflösung des Detektors muß bei der Messung einer physikalischen Größe im Experiment als Korrektur berücksichtigt werden.

4.13.1 Die HERMES Monte-Carlo-Simulation

Um die geometrische Akzeptanz und Winkelauflösung eines Detektors in einem teilchenphysikalischen Experiment zu bestimmen, verwendet man häufig eine sogenannte *Monte-Carlo-*

Simulation des Meßaufbaus: Ein detailgenaues Modell des Targets, Elektronenstrahlrohrs und des Detektors, das alle verwendeten Detektormaterialien enthält, wird im Computer als Simulationsmodell abgebildet.

Der physikalische Prozeß, der zur Entstehung von Teilchen führt und deren Impuls- und Winkelverteilung festlegt, wird von einem sogenannten *Ereignis-Generator* (engl. *event generator*) simuliert. Für die tiefinelastischen Positron-Deuteron-Streuereignisse, die in der vorliegenden Arbeit im HERMES-Experiment untersucht wurden, wird der sogenannte PEPSI4 (engl. *polarized elektron proton scattering*) Generator verwendet, eine Erweiterung des sogenannten LEPTO (engl. *lepton nucleon scattering*) Generator-Modells [Ing97]. Er beruht auf dem Quark-Parton Modell der tiefinelastischen Streuung. Der leptonische Teil der tiefinelastischen Streuung wird durch elektroschwache Wirkungsquerschnitte in führender Ordnung beschrieben. Für den hadronischen Teil des Streuereignisses werden auch QCD-Korrekturen höherer Ordnung verwendet [And83b, And86]. Die Fragmentation der gestreuten Quarks in Hadronen wird im LUND-String-Fragmentationsmodell beschrieben [And83a]. Es wurde an die Kinematik des HERMES-Experimentes angepaßt [And01, Men01].

Der Generator erzeugt durch Würfeln mit Hilfe eines Zufallszahlen-Generators (daher stammt die Bezeichnung *Monte-Carlo*-Technik) Streuereignisse, deren Häufigkeitsverteilung und Kinematik dem tatsächlichen Streuprozeß entspricht. Die Winkel, Impulse und Spurrichtungen der entstehenden Teilchen werden vom Generator ausgegeben und an die Simulation des Detektormodells weitergereicht. Die einzelnen Teilchenspuren werden nun schrittweise durch das Modell des Detektors weiterverfolgt. Die Wechselwirkung der ein-

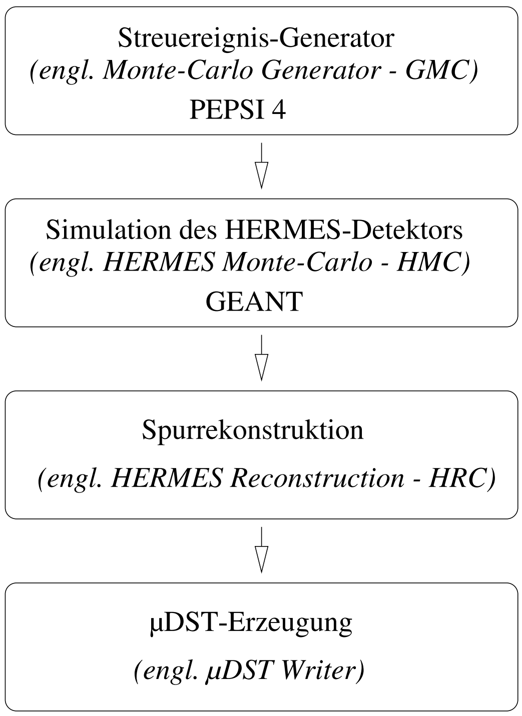


Abbildung 44: Ablauf der Monte-Carlo-Simulation des HERMES-Experimentes.

zelnen Teilchen mit den Detektormaterialien wird dabei berücksichtigt, indem die bekannten Wechselwirkungs-Querschnitte mit den Materialien eingesetzt werden. Es wird auch berechnet, welche Energie von dem Teilchen in den einzelnen Detektoren abgegeben wird und welche Signalantwort des Detektors daraus resultiert. Für die Monte-Carlo-Simulation des HERMES-Detektors wurde dabei das GEANT-Monte-Carlo-Programm verwendet [Bru82]. Aus den simulierten Signalantworten aller Detektoren werden anschließend die Spuren und die Impulse aller Teilchen nach derselben Methode, die auch bei den realen Meßdaten verwendet wurde, rekonstruiert (Kapitel 3.3.1). Die einzelnen Schritte der Monte-Carlo-Simulation sind in Abbildung 44 schematisch dargestellt. Mit der HERMES-Montecarlo-Simulation wurden 10 Millionen tiefinelastische Streuereignisse erzeugt.

4.13.2 Vergleich der Monte-Carlo-Ereignisse mit den experimentellen Daten

Die erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse sollen dazu verwendet werden, die Akzeptanzfunktion des HERMES-Detektors und seine Winkelauflösung zu bestimmen. Dabei sollen die Monte-Carlo-Ereignisse ein realistisches Bild der tatsächlichen Ereigniskinematik liefern. Ihre kinematische Verteilung soll daher möglichst gut mit derjenigen der experimentellen Daten übereinstimmen. Daher wurden die Häufigkeitsverteilungen verschiedener kinematischer Variablen im Experiment und in der Monte-Carlo-Simulation verglichen. Die Abbildungen 45 und 46 zeigen einen Vergleich der x, W, P_t und ϕ-Verteilungen der rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignisse mit den HERMES-Meßdaten. Die kinematischen Verteilungen der Monte-Carlo-Ereignisse stimmen gut mit denen der experimentellen Daten überein.

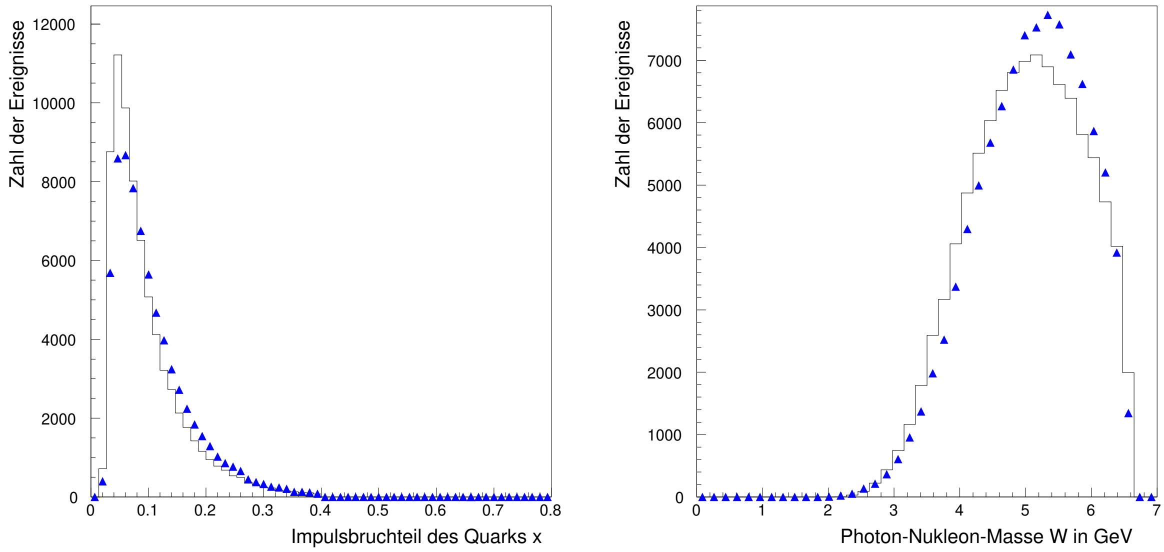


Abbildung 45: Häufigkeitsverteilung der Monte-Carlo-Ereignisse (*Dreiecke*) im Vergleich zu den experimentellen Daten (*Histogramme*) in Abhängigkeit von der Bjorkenschen Skalenvariablen x und der invarianten Photon-Nukleon-Masse W.

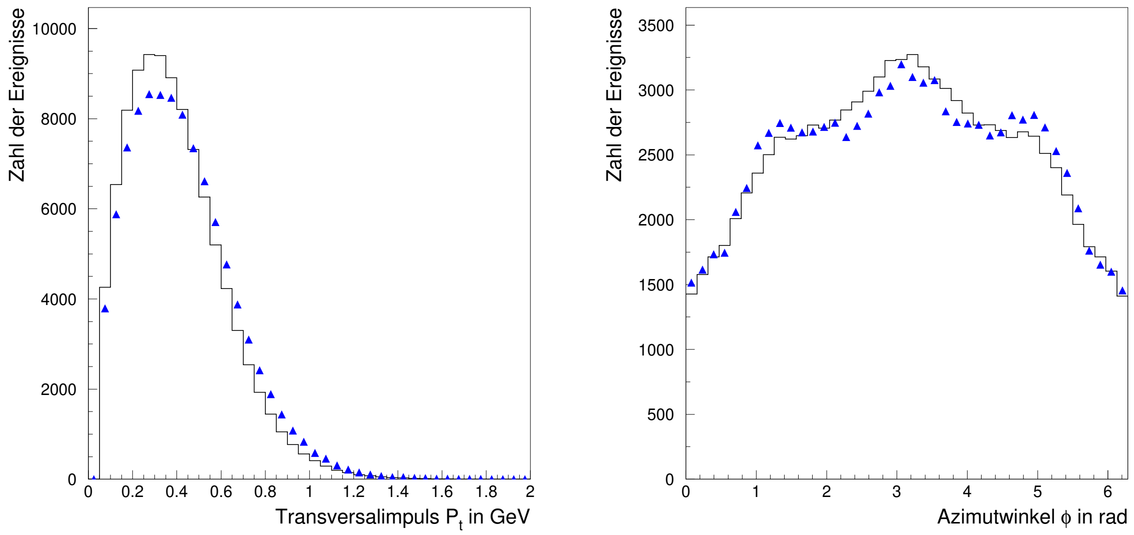


Abbildung 46: Häufigkeitsverteilung der Monte-Carlo-Ereignisse (*Dreiecke*) im Vergleich zu den experimentellen Daten (*Histogramme*) in Abhängigkeit vom Transversalimpuls P_t und dem Azimutwinkel ϕ des Hadrons.

4.13.3 Akzeptanzkorrektur

Die Akzeptanzfunktion $\mathcal{A}(\phi, x, P_t)$ beschreibt den Anteil der im Detektor nachgewiesenen Streuereignisse mit bestimmter Kinematik an der Gesamtzahl aller Streuereignisse. Die Akzeptanzfunktion ist daher immer kleiner als Eins:

$$\mathcal{A}(\phi, x, P_t) \leq 1 . \tag{4.47}$$

Zur Akzeptanzkorrektur wird die Akzeptanzfunktion in der Monte-Carlo-Simulation des HERMES-Detektors bestimmt. Die Akzeptanzfunktion wird aus der Zahl der in der Monte-Carlo-Simulation generierten und rekonstruierten Streuereignisse berechnet. Sie ist als Quotient der Anzahl der rekonstruierten N_{rek} semi-inklusiven Streuereignisse und der Zahl der ursprünglich erzeugten Ereignisse N_{gen} definiert:

$$\mathcal{A}(\phi, x, P_t) = \frac{N_{rek}(\phi, x, P_t)}{N_{gen}(\phi, x, P_t)} . \tag{4.48}$$

Die Akzeptanzfunktion ist abhängig vom Impulsbruchteil des Quarks x, dem Azimutwinkel des gestreuten Hadrons ϕ und seinem Transversalimpuls P_t. Sie ist in Abbildung 47 in Abhängigkeit vom Azimutwinkel ϕ für verschiedene Transversalimpulse P_t der Hadronen und in Abbildung 48 für verschiedene Impulsbruchteile x dargestellt.

Um eine Akzeptanzkorrektur der gemessenen Asymmetrien vorzunehmen, wurde die Ak-

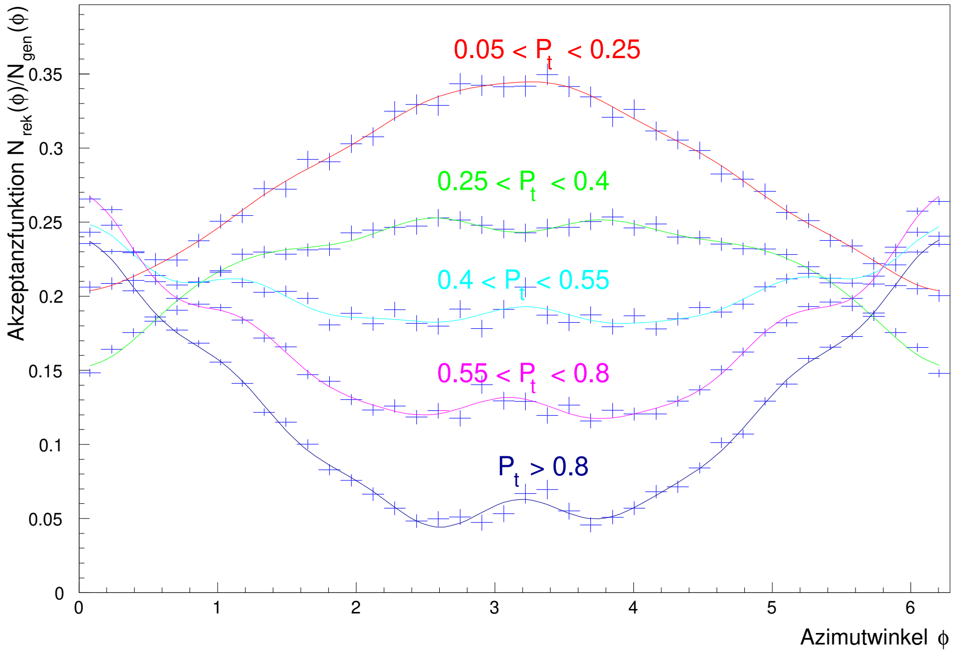


Abbildung 47: Monte-Carlo-Akzeptanzfunktion des HERMES-Detektors in Abhängigkeit von ϕ für verschiedene Transversalimpulse P_t. Als Kurven eingezeichnet sind an die Monte-Carlo-Daten angepaßte Fourier-Reihen in ϕ der Form $\mathcal{A}(\phi)/A_0 = 1 + \sum_n A_n \sin(n\phi) + B_n \cos(n\phi)$.

zeptanzfunktion in Abhängigkeit des Azimutwinkels ϕ als Fourier-Reihe parametrisiert:

$$\mathcal{A}(\phi)/A_0 = 1 + \sum_{n=1}^{N} A_n \cos(n\phi) + \sum_{n=1}^{N} B_n \sin(n\phi) \; . \tag{4.49}$$

Die Koeffizienten dieser Reihe, A_i und B_i, wurden durch Anpassen der Funktion 4.49 bis zur 4. Ordnung in n an das Histogramm der Akzeptanzfunktion bestimmt. Die so parametrisierte Fourier-Reihen sind in die Abbildungen 47 und 48 als Kurven eingezeichnet. Die Fourier-Koeffizienten A_i und B_i sind in Tabelle 10 in Abhängigkeit von P_t und in Tabelle 11 in Abhängigkeit von x aufgeführt. Eine Besonderheit der ermittelten Akzeptanzfunktion ist, daß sie nur $\cos(n\phi)$-Momente enthält. Die $\sin(n\phi)$-Momente sind alle innerhalb des statistischen Fehlers der Monte-Carlo-Simulation mit 0 verträglich. Dies bedeutet, daß der HERMES-Detektor keine Links-Rechts-Asymmetrie bezüglich der Richtung des virtuellen Photons besitzt. Die erwarteten Akzeptanzkorrekturen zu den im Experiment bestimmten $\sin\phi$-Single-Spin-Asymmetrien sind daher klein und werden in Gleichung 4.49 nur durch Terme der Fourier-Reihe in höherer Ordnung n hervorgerufen.

Um eine Korrektur der Akzeptanzeffekte vorzunehmen, wird auch der Wirkungsquer-

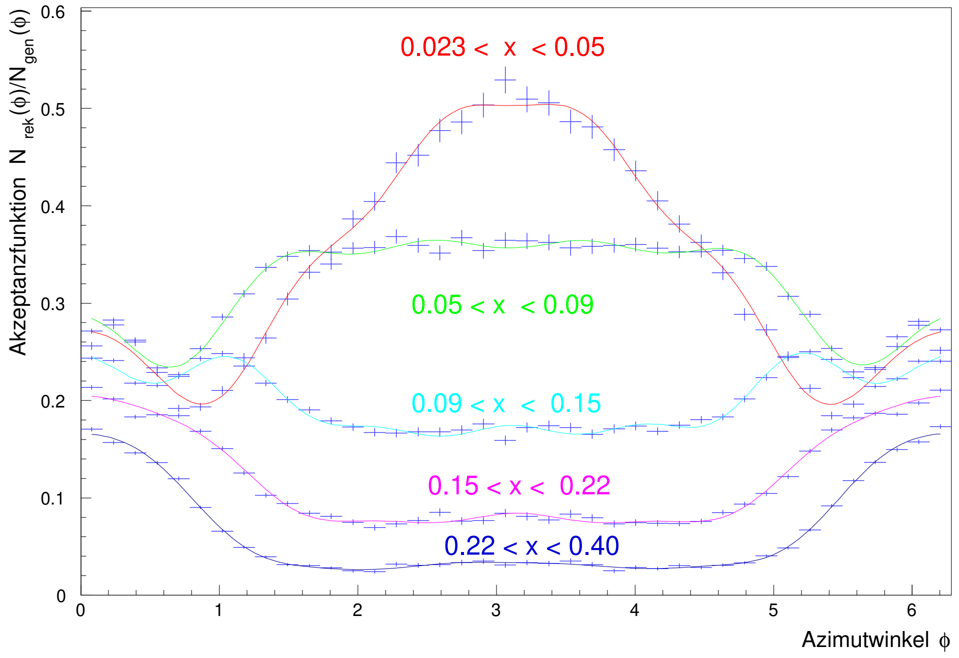


Abbildung 48: Monte-Carlo-Akzeptanzfunktion des HERMES-Detektors in Abhängigkeit von ϕ für verschiedene x. Als Kurven eingezeichnet sind an die Monte-Carlo-Daten angepaßte Fourier-Reihen in ϕ der Form $\mathcal{A}(\phi)/A_0 = 1 + \sum_n A_n \sin(n\phi) + B_n \cos(n\phi)$.

Pion	P_t [Gev]	A_1	A_2	A_3	A_4	B_1,B_2,B_3,B_4
$\pi^\pm$	0.05-0.25	-0.240±0.004	-0.012±0.004	-0.012±0.004	-0.002±0.004	
	0.25-0.4	-0.177±0.005	-0.075±0.005	-0.033±0.005	-0.025±0.005	<0.002
	0.4-0.55	0.118±0.005	0.046±0.005	0.000±0.005	0.028±0.005	
	0.55-0.8	0.360±0.006	0.108±0.005	0.001±0.005	0.060±0.005	
	>0.8	0.716±0.007	0.158±0.007	0.008±0.007	0.064±0.007	

Tabelle 10: Koeffizienten der Akzeptanzfunktion des HERMES-Spektrometers für $\pi^\pm$, entwickelt als Fourier-Reihe der Form $\mathcal{A}(\phi)/A_0 = 1 + \sum_n A_n \cos(n\phi) + B_n \sin(n\phi)$ für verschiedene Transversalimpulse P_t des Hadrons.

Pion	x	A_1	A_2	A_3	A_4	B_1,B_2,B_3,B_4
$\pi^\pm$	0.023-0.05	0.428±0.005	0.120±0.005	0.071±0.005	0.048±0.005	
	0.05-0.09	-0.185±0.004	-0.050±0.004	0.034±0.004	0.057±0.004	<0.002
	0.09-0.15	0.196±0.004	-0.002±0.004	-0.061±0.004	0.001±0.004	
	0.15-0.22	0.540±0.006	0.226±0.006	-0.025±0.006	-0.035±0.006	
	>0.22	0.907±0.007	0.551±0.007	0.148±0.007	-0.002±0.007	

Tabelle 11: Koeffizienten der Akzeptanzfunktion des HERMES-Spektrometers für $\pi^\pm$, entwickelt als Fourier-Reihe der Form $\mathcal{A}(\phi)/A_0 = 1 + \sum_n A_n \cos(n\phi) + B_n \sin(n\phi)$ für die verschiedenen x-Bins.

schnitt $\frac{d\sigma(\phi)}{d\phi}$ der tiefinelastischen Streuung als Fourierreihe in ϕ dargestellt:

$$\frac{d\sigma(\phi)}{d\phi} = a_0 + \sum_{n=1}^{N} a_n \cos(n\phi) + \sum_{n=1}^{N} b_n \sin(n\phi) \ . \tag{4.50}$$

Die Fourier-Koeffizienten a_1 und b_1 entsprechen den $\cos\phi$ und $\sin\phi$-Momenten des physikalischen Wirkungsquerschnitts. Insbesondere entspricht der Koeffizient b_1 der $\sin\phi$-Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$, die auch als Analysierstärke der Single-Spin-Asymmetrie bezeichnet wird. Der Koeffizient b_2 ist die $\sin 2\phi$-Asymmetrie $A_{UL}^{\sin 2\phi}$. Der experimentell gemessene Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_{gem}(\phi)}{d\phi}$ unterscheidet sich vom physikalischen Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 4.50. Er ist nämlich das Produkt aus dem tatsächlichen physikalischen Wirkungsquerschnitt des tiefinelastischen Streuprozesses $\frac{d\sigma(\phi)}{d\phi}$ und der Akzeptanzfunktion $\mathcal{A}(\phi, x, P_t)$ des Detektors:

$$\frac{d\sigma_{gem}(\phi)}{d\phi} = \frac{d\sigma(\phi)}{d\phi} \cdot \mathcal{A}(\phi, x, P_t) \ . \tag{4.51}$$

In diese Gleichung kann man die beiden Fourier-Reihen des physikalischen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma(\phi)}{d\phi}$ (Gleichung 4.50) und der Akzeptanzfunktion $\mathcal{A}(\phi, x, P_t)$ (Gleichung 4.49) einsetzen. Die Multiplikation der beiden Fourier-Reihen ergibt dann:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{gem}(\phi)}{d\phi} = {} & a_0 + \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}(A_n a_n + B_n b_n) + \\ cos(\phi) & \left[a_1 + A_1 + \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}(A_n a_{n+1} + a_n A_{n+1} + B_n b_{n+1} + b_n B_{n+1})\right] + \\ sin(\phi) & \left[b_1 + B_1 + \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}(B_n a_{n+1} - a_n B_{n+1} + A_n b_{n+1} - b_n A_{n+1})\right] + \dots \ . \end{aligned} \tag{4.52}$$

Experimentell beobachtet wurde ein $\sin\phi$-Moment $\sigma_{gem}^{\sin\phi}$ des Wirkungsquerschnitts. Dieses gemessene $\sin\phi$-Moment setzt sich nach Gleichung 4.52 zusammen aus einem $\sin\phi$-Moment des physikalischen Wirkungsquerschnitts (b_1), dem $\sin\phi$-Moment der Akzeptanzfunktion (B_1) und weiteren Termen, die sich aus höheren Momenten des Wirkungsquerschnitts und der Akzeptanzfunktion zusammensetzen:

$$\sigma_{gem}^{sin(\phi)} = b_1 + B_1 + \frac{1}{2}A_1 b_2 - \frac{1}{2}b_1 A_2 + \dots \ . \tag{4.53}$$

Diese Gleichung kann nach dem gesuchten $\sin\phi$-Moment des physikalischen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{UL}^{sin(\phi)} = b_1$, aufgelöst werden. Man erhält dann Gleichung 4.54.

$$\sigma_{UL}^{sin(\phi)} = \sigma_{gem}^{sin(\phi)} - B_1 - \frac{1}{2}A_1 b_2 + \frac{1}{2}b_1 A_2 + \dots \ . \tag{4.54}$$

Berechnet man eine Target-Spin-Asymmetrie A_{UL}, so tragen nur die Terme aus Gleichung 4.54 zur Akzeptanzkorrektur der Asymmetrie bei, die beim Umkehren der Targetpolarisation auch ihr Vorzeichen wechseln. Dies sind die gemischten Terme $A_1 b_2$ und $b_1 A_2$, da b_1 und b_2 ihr Vorzeichen bei der Umkehr der Targetpolarisation wechseln. Der Term B_1 hingegen, das $\sin\phi$-Moment der Akzeptanzfunktion, ist unahängig von der Targetspin-Einstellung und hebt sich bei der Bildung einer Target-Spin-Asymmetrie auf. B_1 trägt also trägt nicht zur Akzeptanzkorrektur der gemessenen Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ bei:

$$A_{UL}^{sin(\phi)} = A_{gem}^{sin(\phi)} - \frac{1}{2} A_1 b_2 + \frac{1}{2} b_1 A_2 + \dots \,. \tag{4.55}$$

Nach Gleichung 4.55 kann die gemessene Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ um die Beiträge, welche durch die Detektorakzeptanz zustande kommen, korrigiert werden. Zur Akzeptanzkorrektur müssen von der gemessenen Asymmetrie mehrere Beiträge, die sich aus der Asymmetrie des Detektors und höheren $\sin(2\phi)$-Momenten des Wirkungsquerschnitts zusammensetzen, subtrahiert werden. Der größte Beitrag zur Akzeptanzkorrektur kommt durch die Kombination $A_1 b_2$, dem $\cos\phi$-Moment der Akzeptanzfunktion und dem $\sin 2\phi$-Moment des Wirkungsquerschnitts zustande. Die Terme höherer Ordnung der Fourierreihe in ϕ sind alle klein, da sowohl die höheren Momente der Akzeptanzfunktion (Tabelle 10) als auch die Momente des Wirkungsquerschnitts ($i > 2$) klein sind. Insgesamt ist der Einfluß der Akzeptanzkorrektur gering; als Beispiel ist in Abbildung 49 die gemessene Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}(\pi^+)$ mit und ohne Akzeptanzkorrekturen dargestellt.

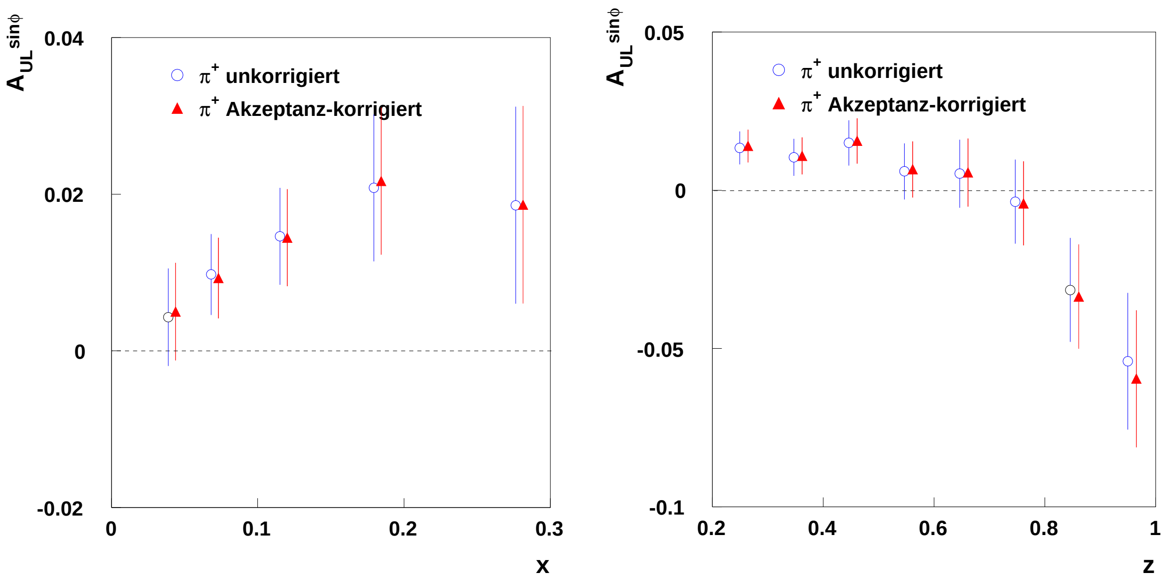


Abbildung 49: Einfluß der Akzeptanzkorrektur auf die in dieser Arbeit bestimmten Asymmetrien $A_{UL}^{\sin\phi}$ (Kapitel 5). Die Punkte geben die Asymmetrie ohne Akzeptanzkorrektur, die Dreiecke die akzeptanzkorrigierten Werte an.

4.13.4 Akzeptanzkorrektur für π^0

Auch für neutrale Pionen wurde die Akzeptanzfunktion des HERMES-Detektors in der Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Da neutrale Pionen in zwei Photonen zerfallen, die beide im Detektor nachgewiesen werden müssen, unterscheidet sich ihre Akzeptanzfunktion von derjenigen der geladenen Hadronen. Die Akzeptanzfunktion für neutrale Pionen, die mit Hilfe der HERMES Monte-Carlo-Simulation bestimmt wurde, ist in Abbildung 50 dargestellt. Sie ist im Mittel nur etwa 1/4 so groß wie die für geladene Hadronen (Abbildung 47). Auch für neutrale Pionen wurde die Akzeptanzkorrektur mit Hilfe einer Fourier-Zerlegung der Akzeptanzfunktion und des Wirkungsquerschnitts nach Gleichung 4.55 durchgeführt. Die Fourierkoeffizienten der eingezeichneten Ausgleichsfunktionen sind in Tabelle 12 zusammengestellt.

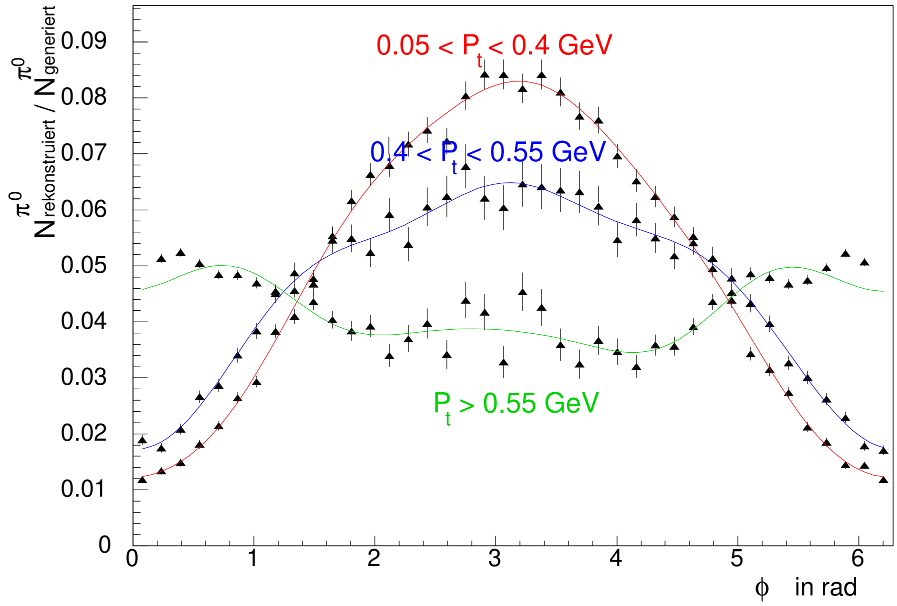


Abbildung 50: Akzeptanzfunktion des HERMES-Detektors für π^0 in Abhängigkeit des Azimutwinkels ϕ und des Transversalimpulses P_t des Hadrons. Als Kurven eingezeichnet sind an die Monte-Carlo-Daten angepaßte Fourier-Reihen der Form $\mathcal{A}(\phi)/A_0 = 1 + \sum A_n \sin(n\phi) + B_n \cos(n\phi)$ mit Koeffizienten A_n, B_n bis zur 4. Ordnung in n.

Pion	P_t [Gev]	A_1	A_2	A_3	A_4	B_1,B_2,B_3,B_4
π^0	0.05-0.25	-0.659±0.010	0.018±0.010	-0.004±0.010	-0.001±0.01	
	0.25-0.4	-0.754±0.011	-0.083±0.011	0.001±0.011	0.020±0.011	< 0.002
	0.4-0.55	-0.465±0.012	-0.113±0.012	-0.055±0.012	0.011±0.012	
	0.55-0.8	-0.050±0.013	-0.054±0.013	-0.082±0.013	-0.001±0.013	
	>0.8	0.524±0.017	0.051±0.017	-0.120±0.017	-0.054±0.017	

Tabelle 12: Koeffizienten der Akzeptanzfunktion des HERMES-Spektrometers für π^0, entwickelt als Fourier-Reihe der Form $\mathcal{A}(\phi)/A_0 = 1 + \sum_n A_n \cos(n\phi) + B_n \sin(n\phi)$ für verschiedene Transversalimpulse P_t des Hadrons.

Auch für neutrale Pionen ist der Einfluß der Akzeptanzkorrektur insgesamt klein, wie man in Abbildung 51 erkennen kann.

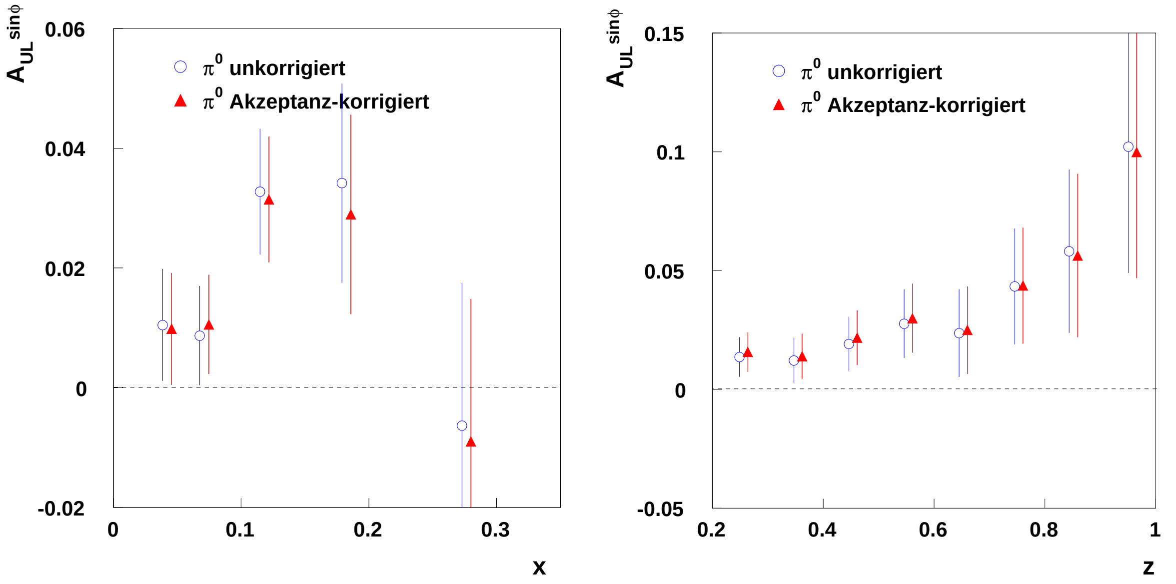


Abbildung 51: Einfluß der Akzeptanzkorrektur auf die Asymmetrien $A_{UL}^{\sin\phi}$. Die Punkte geben die Asymmetrie ohne Akzeptanzkorrektur, die Dreiecke die akzeptanzkorrigierten Werte an.

4.14 Bestimmung des Systematischen Fehlers

Der systematische Fehler bei der Messung der Single-Spin-Asymmetrien kommt durch mehrere unabhängige Fehlerquellen zustande. Ihr Einfluß auf das Meßergebnis wurde unabhängig voneinander bestimmt. Die einzelnen Beiträge werden dann nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungs-Gesetz quadratisch addiert und zu einem Gesamtfehler zusammengefaßt.

Der Fehler setzt sich zusammen aus Beiträgen des Spurdetektor-Systems (geometrische Akzeptanz und Winkelauflösung), der Teilchenidentifikationsdetektoren (Hadron-Entfaltung mit dem RICH-Detektor), der Unsicherheit bei der Bestimmung des nichtresonanten Untergrundes bei der π^0-Rekonstruktion und dem Fehler bei der Messung der Targetpolarisation.

4.14.1 Systematische Unsicherheit der Akzeptanzkorrektur

Die Detektorakzeptanz wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation, wie im Abschnitt 4.13 beschrieben, bestimmt. Die $\sin(n\phi)$- und $\cos(n\phi)$-Momente der Akzeptanzfunktion führen in Verbindung mit $sin(2\phi)$-Momenten des Wirkungsquerschnitts zu einem Beitrag zur gemessenen Asymmetrie A_{gem}, der zur Akzeptanzkorrektur bei der Anwendung von Gleichung 4.55 subtrahiert wurde:

$$A^{\sin\phi} = A^{\sin\phi}_{gem} + \frac{1}{2} b_1 A_2 - \frac{1}{2} b_2 A_1 + \dots \tag{4.56}$$

Insgesamt ist die absolute Größe der vorgenommenen Akzeptanzkorrektur in allen kinematischen Bins kleiner als 0.002. Die Unsicherheit in der Bestimmung der $\sin n\phi$- und $\cos n\phi$-Momente der Akzeptanzfunktion und der Fehler der zur Korrektur verwendeten $\sin 2\phi$-Asymmetrien wird im systematischen Fehler berücksichtigt.

Ein von der Monte-Carlo-Simulation unabhängige Bestimmung der $\sin\phi$-Terme der Akzeptanz ist anhand der Meßdaten an unpolarisierten Targetgasen (Abschnitt 4.14.2) möglich. Sie liefern eine von der Monte-Carlo-Simulation unabhängige Obergrenze für falsche $\sin\phi$-Asymmetrien des Detektors (Abbildung 52).

4.14.2 Messungen mit unpolarisiertem Target

Eine Möglichkeit, den Einfluß des Detektors auf die gemessenen Asymmetrien zu untersuchen, stellt eine Messung mit einem unpolarisierten Target dar. Im HERMES-Experiment wurden zum Ende der Füllungen des Speicherringes mit Elektronen, wenn der Strahlstrom schon auf 10-15 mA abgesunken war (Kapitel 3.1), oftmals unpolarisierte Targetgase mit höherer Targetdichte anstelle des polarisierten Deuteriums in die Targetzelle geleitet. Mit diesen Gasen wurden noch für etwa eine Stunde Daten zur unpolarisierten tiefinelastischen Streuung aufgezeichnet. In den Jahren 1999 und 2000 wurden Streuexperimente sowohl an unpolarisiertem Wasserstoff- als auch an unpolarisiertem Deuterium-Gas durchgeführt. Die so erhaltenen Meßdaten konnten in der vorliegenden Arbeit dazu verwendet werden, den Einfluß der Detektorakzeptanz auf die gemessenen azimutalen Asymmetrien zu untersuchen. Da der Streuquerschnitt für die tiefinelastische Streuung an unpolarisierten Nukleonen (Kapitel 2.7) σ_{UU} keine $\sin\phi$- oder $\sin 2\phi$-Momente enthält, gibt eine experimentelle Messung des $\sin\phi$- oder $\sin 2\phi$-Momentes bei unpolarisiertem Target Aufschluß über mögliche falsche, nur durch den Detektoraufbau oder die Analyse hervorgerufene Asymmetrien.

Insgesamt wurden 1.84 Millionen semi-inklusive tiefinelastische Streuereignisse an unpolarisiertem Wasserstoff (H_2) und Deuterium (D_2)-Gas aufgezeichnet. Auch in diesen Daten wurde nach einer azimutalen Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt gesucht. Die Ergebnisse für die Asymmetrien $A^{\sin\phi}_{UU}(\pi^+)$ und $A^{\sin\phi}_{UU}(\pi^0)$ sind in der Abbildung 52 dargestellt.

Man erkennt in Abbildung 52, daß bei der Streuung an unpolarisierten Targetgasen im Rahmen des statistischen Fehlers keine $\sin\phi$- und $\sin 2\phi$-Momente beobachtet wurden. Dies gilt auch für die anderen untersuchten Hadronen [Sch02a]. Aus den experimentellen Daten der Streuung an unpolarisierten Targetgasen kann daher eine Obergrenze für das $\sin\phi$- und $\sin 2\phi$-Moment der Akzeptanzfunktion des HERMES-Detektors bestimmt werden. Aus Abbildung 52 konnten obere Grenzen für das $\sin\phi$-Moment der Akzeptanzfunktion von

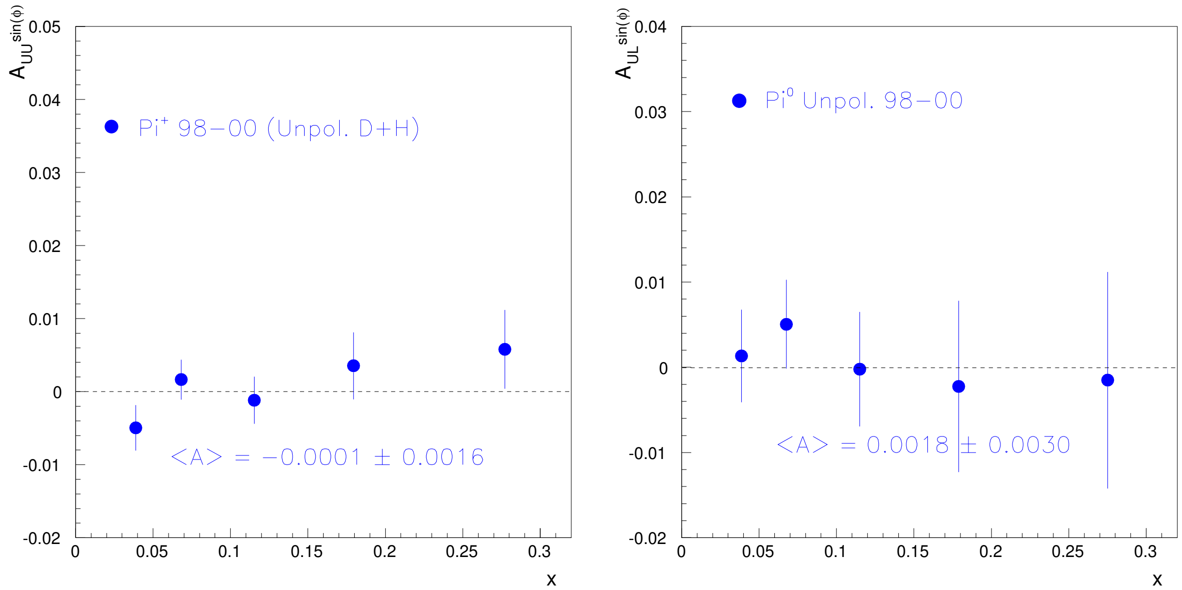


Abbildung 52: Asymmetrie $A_{UU}^{\sin\phi}$ für die Streuung von Elektronen an einem unpolarisierten Wasserstoff (H_2) und Deuterium-Target (D_2) für geladene Pionen *(links)* und neutrale Pionen *(rechts)*. Die gemessenen Daten sind mit 0 verträglich und erlauben, eine Obergrenze für das $\sin\phi$-Moment der Detektorakzeptanz von $B_1 < 0.002$ festzulegen.

B_1<0.002 und für das $\sin 2\phi$-Moment der Akzeptanzfunktion von B_2<0.002 bestimmt werden. Diese Grenzen stimmen mit den in der Monte-Carlo-Simulation bestimmten Ergebnissen (Tabelle 10) überein.

4.14.3 Winkelauflösung des Detektors

Neben der Akzeptanz eines Detektors kann auch seine Winkelauflösung Einfluß auf die gemessenen Asymmetrien haben. Die Winkelauflösung des HERMES-Detektors für die Messung des azimutalen Streuwinkels ϕ ist in Abbildung 53 dargestellt. Sie wird aus der Monte-Carlo-Simulation des HERMES-Experimentes (Abbildung 44) bestimmt, indem die Differenz zwischen dem Azimutwinkel der erzeugten Teilchenspuren und der im Detektor rekonstruierten Spuren berechnet wird.

Die Verteilung der gemessenen Abweichungen ist symmetrisch um den Nullpunkt angeordnet und hat eine Breite σ_ϕ = 0.02 rad. Um den Einfluß der Winkelauflösung auf die Messung der Asymmetrien zu bestimmen, wurde im Monte-Carlo-Generator ein $\sin\phi$-Moment des Wirkungsquerschnitts simuliert. Dazu wurden die Monte-Carlo-Ereignisse im Monte-Carlo-Generator (Abbildung 44) mit einem Faktor

$$w = 1 + \alpha \cdot \sin\phi \tag{4.57}$$

gewichtet. Die Teilchenspuren der Monte-Carlo-Ereignisse wurden anschließend in der De-

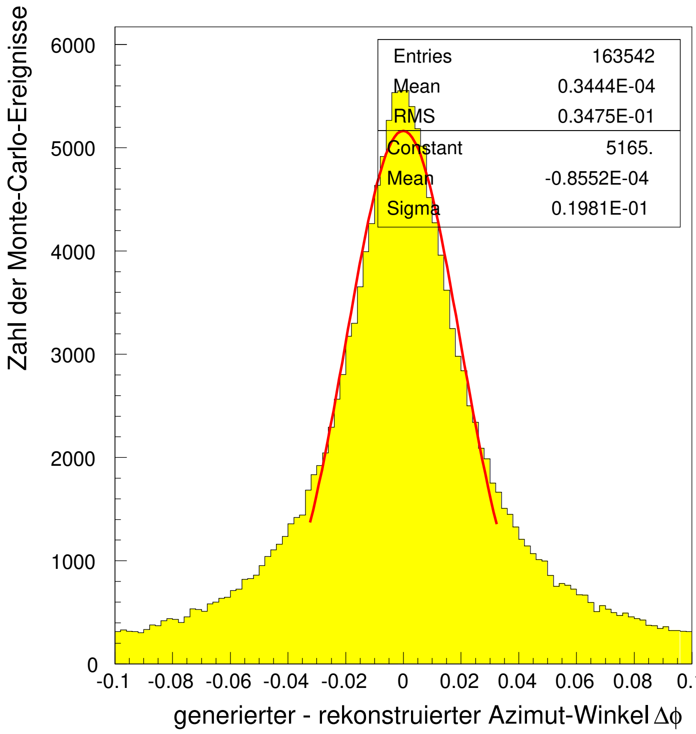


Abbildung 53: Winkelauflösung des HERMES-Detektors für den azimutalen Streuwinkel eines geladenen Pions, bestimmt in einer Monte-Carlo-Simulation. Aufgetragen ist die Differenz zwischen dem in der Simulation erzeugten und dem rekonstruierten Azimutwinkel. Die nicht-gaußförmigen Ausläufer der Verteilung kommen durch Monte-Carlo-Ereignisse zustande, bei denen das Elektron ein zusätzliches Bremsstrahlungs-Photon abstrahlt. Zur Abschätzung der Breite der Verteilung ist daher nur an ihre Mitte eine abgeschnittene Gaußfunktion angepaßt.

tektorsimulation wieder rekonstruiert. In Abbildung 54 sind die generierte und die rekonstruierte ϕ-Verteilung der Monte-Carlo-Daten dargestellt.

An die Verteilungen wurden Kurven der Form $N = c \cdot (1 + a \sin\phi + b \cos\phi)$ angepaßt. Der Koeffizient a entspricht dann der Amplitude des $\sin\phi$-Momentes der Verteilung. Man erkennt, daß für ein generiertes $\sin\phi$-Moment $\alpha = 0.20$ das rekonstruierte Moment a im Rahmen des statistischen Fehlers der Monte-Carlo-Simulation mit dem generierten Moment übereinstimmt. Das gleiche trifft auch für generierte Momente $\alpha = 0.02, 0.05$ und 0.50 zu.

Der Einfluß der Winkelauflösung des Spektrometers auf die gemessenen Asymmetrien kann daher als kleiner als der statistische Fehler der Monte-Carlo-Simulation d.h. kleiner als 0.0014 abgeschätzt werden. Ein Beitrag in dieser Höhe wurde zum systematischen Gesamtfehler quadratisch hinzuaddiert.

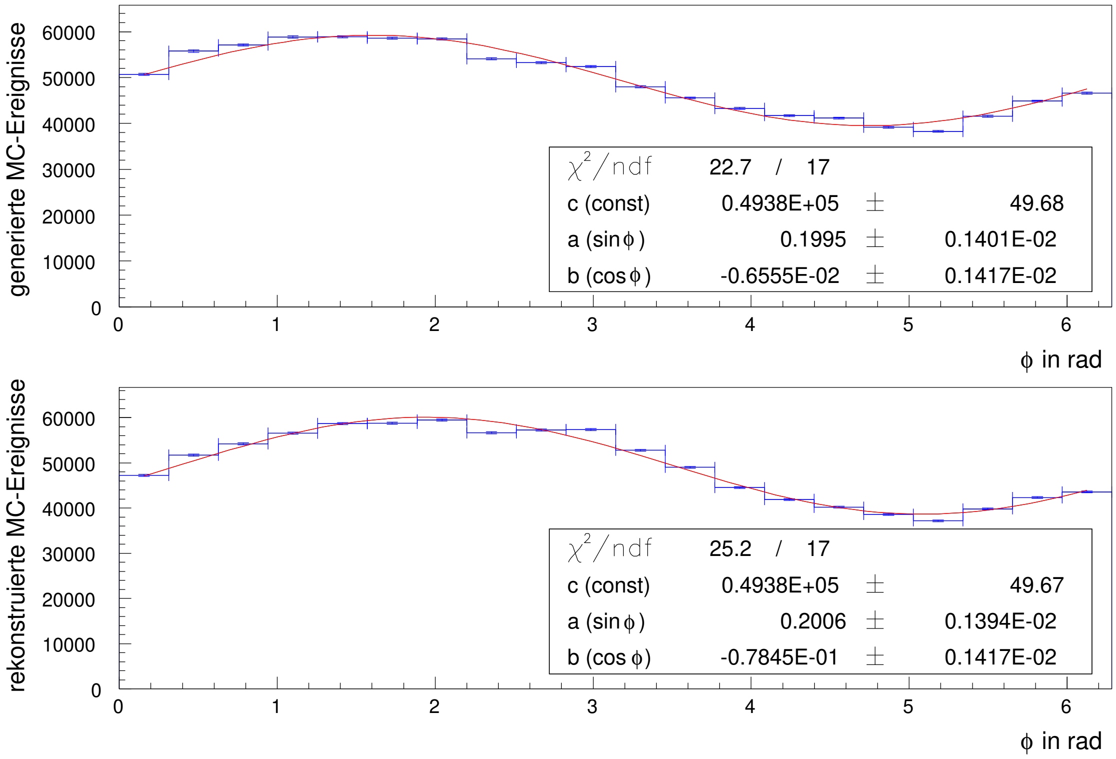


Abbildung 54: Einfluß der Winkelauflösung des HERMES-Detektors auf ein $\sin\phi$-Moment in der Winkelverteilung der generierten Ereignisse. In der oberen Abbildung ist die Verteilung der generierten Ereignisse dargestellt, in der unteren Abbildung die rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignisse. An die Verteilungen sind Funktionen der Form $N = c \cdot (1 + a\sin\phi + b\cos\phi)$ angepaßt.

4.14.4 Auflösung des Detektors in den kinematischen Variablen x, P, P_t und z

Mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation wurde die Auflösung des HERMES-Spektrometers in den verschiedenen in dieser Auswertung verwendeten kinematischen Variablen untersucht. In Abbildung 55 ist die relative Impulsauflösung $\Delta P/P$ des Detektors dargestellt. An die Monte-Carlo-Daten ist eine Gaußfunktion angepaßt. Ihre Breite entspricht der mittleren Impulsauflösung, sie beträgt 0.015 für Hadronen und 0.019 für Leptonen. Die in der Monte-Carlo-Simulation bestimmte Auflösung des Spektrometers in P_t und in x ist in Abbildung 56 aufgetragen. Man erkennt eine Breite (σ) der Verteilung in P_t von 0.007 GeV und eine Breite in x von 0.0016. Die Auflösung ist damit weit höher als die gewählten Bin-Breiten in x und P_t. In Abbildung 57 ist die Auflösung des Spektrometers in Δz in Abhängigkeit von z dargestellt. Man erkennt, daß die Auflösung mit höheren z-Werten geringer wird. Das gewählte Auswahlkriterium $z < 0.7$ für semi-inklusive Ereignisse ist jedoch bei der gegebenen Auflösung wirksam. Die Auflösung in z ist auch ausreichend groß im Vergleich zur gewählten Bin-Breite.

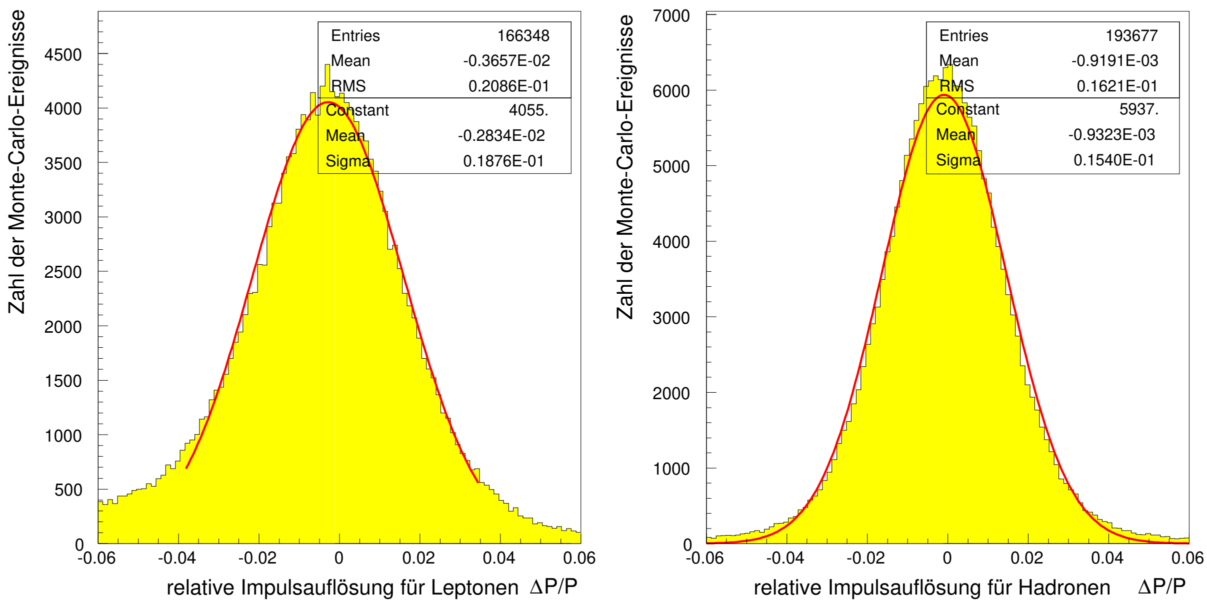


Abbildung 55: Impulsauflösung des HERMES-Detektors für Leptonen (*linke Abbildung*) und Hadronen (*rechte Abbildung*) aus der Monte-Carlo-Simulation. Angepaßt an die Monte-Carlo-Daten sind Gaußfunktionen.

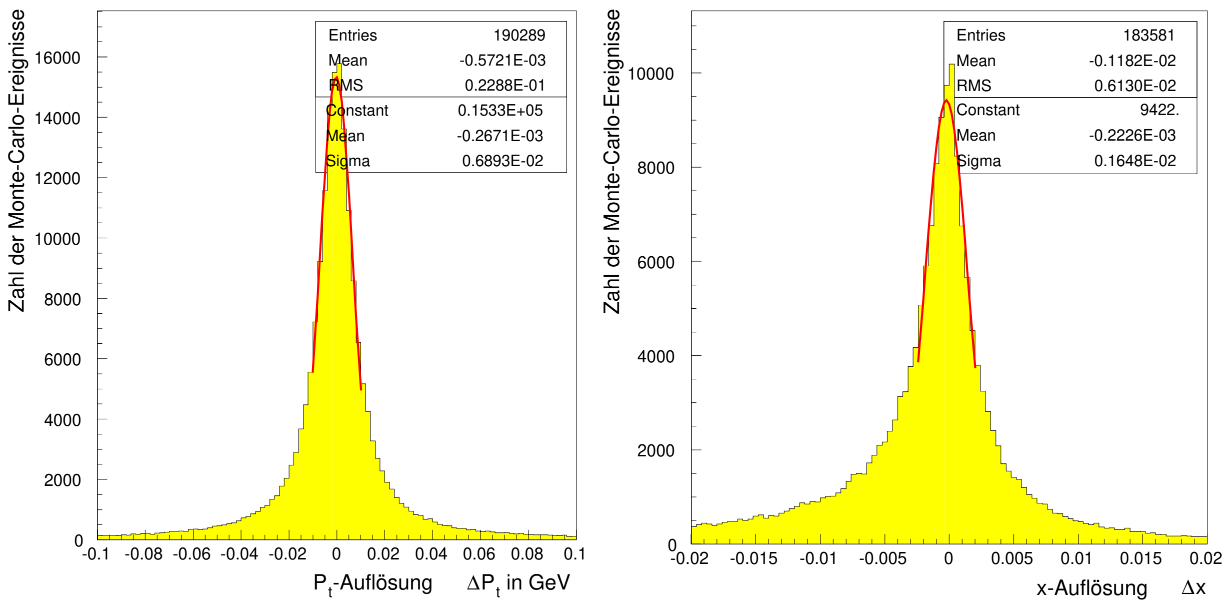


Abbildung 56: Auflösung des HERMES-Detektors in P_t (*linke Abbildung*) und x (*rechte Abbildung*) aus der Monte-Carlo-Simulation. Angepaßt an die Monte-Carlo-Daten sind Gaußfunktionen.

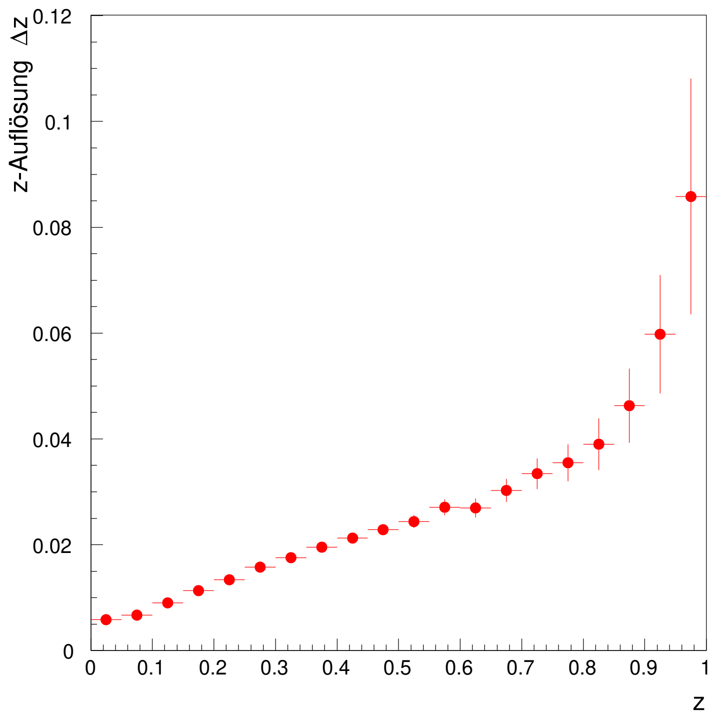


Abbildung 57: Auflösung des HERMES-Detektors Δz in Abhängigkeit von z aus der Monte-Carlo-Simulation.

4.14.5 Systematische Unsicherheit bei der Hadronen-Identifikation mit dem RICH-Detektor

Die Identifikation von Hadronen erfolgte mit Hilfe des RICH-Detektors. Zur Entfaltung der Hadronen-Verteilung werden die einzelnen Streuereignisse mit der jeweiligen Nachweis-Effizienz für das beteiligte Hadron gewichtet. Dabei werden nur Hadronen untersucht, die mit mehr als 70% Wahrscheinlichkeit richtig identifiziert werden konnten (Q-Matrix-Element > 0.7). Die zur Entfaltung der Hadronen-Verteilungen verwendeten P-Matrix-Elemente wurden in einer Monte-Carlo-Simulation des RICH-Detektors erzeugt. Sie stimmen innerhalb einer systematischen Genauigkeit von 5% mit den aus dem Zerfall von kurzlebigen Teilchen bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeiten für Pionen und Kaonen überein.

Zur Abschätzung des systematischen Fehlers bei der Teilchenidentifikation mit dem RICH-Detektor wurden daher die RICH-Nachweiseffizienzen (diagonale P-Matrix-Elemente) um 5% verringert und dabei die Elemente außerhalb der Diagonalen (Kontaminationen) entsprechend erhöht, um die Normierung der Gesamtmatrix zu erhalten:

$$\sum_i P_t^i = 1 \; . \tag{4.58}$$

Anschließend wurde erneut die Q-Matrix bestimmt und die gesamte Analyse mit den veränderten Matrizen wiederholt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 58 dargestellt.

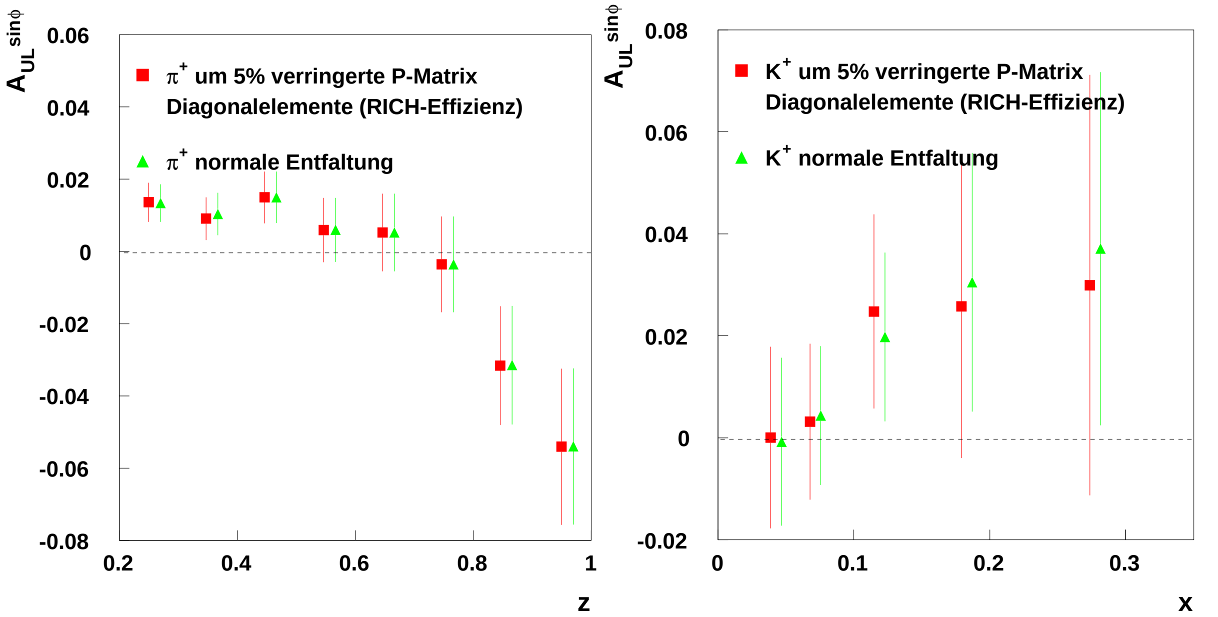


Abbildung 58: Single-Spin-Asymmetrie für π^+ und K^+ für eine um 5% verringerte Hadronen-Nachweiswahrscheinlichkeit (Diagonalelemente der P-Matrix) im Vergleich zur normalen Hadronen-Entfaltung. Der Unterschied wurde im systematischen Fehler berücksichtigt.

Die Differenz zwischen den beiden Ergebnissen wird der systematischen Unsicherheit der Hadronen-Identifikation zugeschrieben. Dieser Fehler ist für Pionen 0.001 bis 0.003, für Kaonen liegt er zwischen 0.003 und 0.011. Der höhere Fehler für Kaonen kommt dadurch zustande, daß bei einer Verringerung ihrer Nachweis-Effizienz eine hohe Kontamination mit Pionen auftritt, da weitaus mehr Pionen als Kaonen bei der tiefinelastischen Streuung entstehen.

4.14.6 Systematische Unsicherheit bei der Untergrundsubtraktion für π^0

Ungeladene Pionen werden durch die invariante Masse der beiden Photonen aus ihrem Zerfall identifiziert. Der Untergrund von nichtresonanten Photonenpaaren (Abbildung 32) innerhalb des verwendeten Massenbereichs von 100 bis 170 MeV wurde in Abschnitt 4.5 bestimmt. Die gemessene Asymmetrie wird nach Gleichung 4.59 um diesen Untergrund für jedes z-Bin getrennt korrigiert:

$$A_{\pi^0} = A_{gemessen,\pi^0}\left(\frac{N_{ges}}{N_{\pi^0}}\right) - A_{\gamma\gamma}\left(\frac{N_{\gamma\gamma}}{N_{\pi^0}}\right) . \qquad (4.59)$$

Als systematischer Fehler der Untergrund-Korrektur wird der Fehler bei der Messung der Untergrund-Polarisation $A_{\gamma\gamma}$ berücksichtigt. Der statistische Fehler in der Zahl der Untergrundereignisse $\sqrt{N_{\gamma\gamma}}$ dagegen wird bei der Berechnung des statistischen Fehlers von A_{π^0} berücksichtigt.

4.14.7 Systematischer Fehler bei der Targetpolarisationsmessung

Die Targetpolarisation P_T wird nach Formel 4.60 aus den Meßdaten des Target-Gas-Analysators (Dissoziationsgrad α_0), des Breit-Rabi-Polarimeters (atomare Polarisation P_0) sowie einem Rekombinationsfaktor α_r berechnet [Ser01]. Er berücksichtigt Rekombination von Deuterium-Atomen durch Stöße an die Targetzellen-Wand und wurde durch eine Monte-Carlo-Simulation der Targetzelle ermittelt [Ser01]:

$$P_T = P_0 \cdot \alpha_0 \cdot \Big(\alpha_r + (1 - \alpha_r) \cdot \beta \Big) \ . \tag{4.60}$$

Die größte Fehlerbeitrag liegt in der Bestimmung dieses Rekombinationsfaktors. Insgesamt ergibt sich für die Meßdaten aus dem Jahr 2000 eine relative systematische Unsicherheit von 4% in der Targetpolarisationsmessung [Ser01]. Die Meßwerte aus den Jahren 1998 und 1999 weisen einen Fehler von 8% auf.

4.14.8 Zusammenfassung aller Beiträge zum systematischen Fehler

Die einzelnen Beiträge zum Gesamtfehler sind nochmals in Tabelle 13 zusammengestellt. Den größten Anteil am Gesamtfehler haben die Unsicherheiten bei der Akzeptanzbestimmung des Detektors, bei der Messung der Targetpolarisation und bei der Hadronen-Identifikation.

Fehlerquelle	Beitrag zum systematischen Fehler der Analysierstärke $A_{UL}^{\sin\phi}$
Akzeptanzkorrektur (Monte-Carlo)	$0.001 \ldots 0.002$
Targetpolarisations-Messung	< 0.001
Hadronen-Identifikation (RICH)	$0.001 \ldots 0.003$ (Pionen)
	$0.003 \ldots 0.011$ (Kaonen)
Untergrundsubtraktion für π^0	0.002
Winkelauflösung des Detektors	0.001
Gesamtfehler	$0.0016 \ldots 0.0024$ (Pionen)
	$0.002 \ldots 0.011$ (Kaonen)

Tabelle 13: Beiträge zum systematischen Fehler bei der Messung der Target Single-Spin-Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$.

4.15 Vergleich verschiedener Datennahme-Zeiträume

Die in dieser Arbeit ausgewerteten Meßdaten des HERMES-Experimentes wurden in drei Jahren der Datennahme (1998-00) aufgezeichnet. Im Jahr 1998 wurden Elektronen als Strahlteilchen verwendet, in den Jahren 1999-2000 wurde der HERA-Speicherring mit Positronen

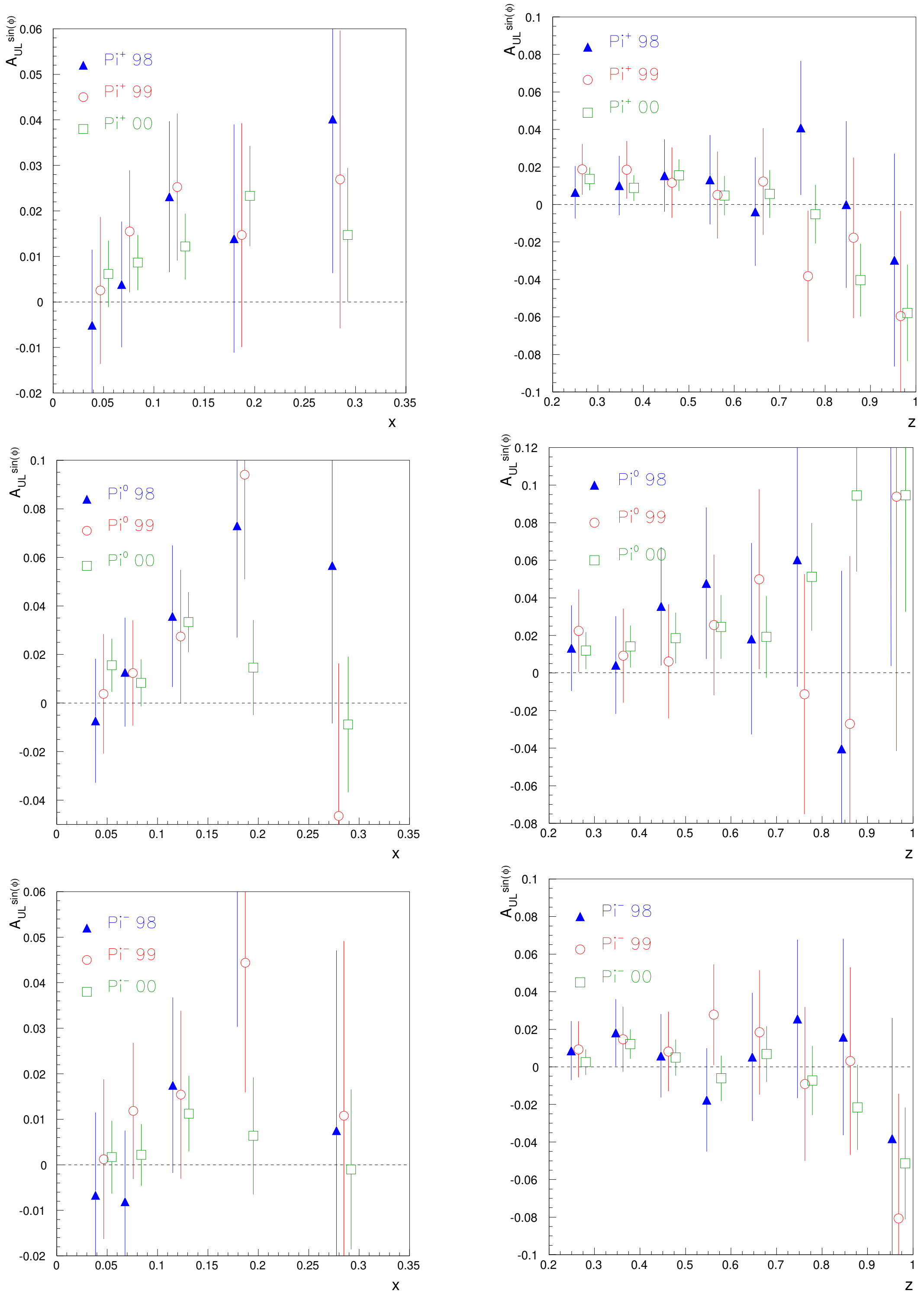


Abbildung 59: Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten Single-Spin-Asymmetrien für die beiden Strahlteilchen Elektron (1998) und Positron (1999-2000) in den drei Jahren der Datennahme. In der linken Spalte ist die Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^+, π^0 und π^- in Abhängigkeit von x, in der rechten Spalte in Abhängigkeit von z dargestellt. Die dreieckigen Symbole zeigen die Ergebnisse für 1998, die offenen Kreise die für 1999 und die offenen Quadrate die Resultate für 2000. Die Ergebnisse stimmen innerhalb ihrer statistischen Fehler überein.

betrieben. Der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung, bei der ein Photon zwischen dem Lepton und dem Nukleon ausgetauscht wird, ist in führender Ordnung unabhängig von der Ladung des Leptons [Har76]. Die Streuung von Elektronen und Positronen sollte daher identische Ergebnisse liefern. Daher wurden die Daten der Streuung von Elektronen aus dem Jahr 1998 mit denen der Positron-Streuung aus den Jahren 1999-2000 zusammengefaßt. Zur Überprüfung dieses Vorgehens und um mögliche systematische Unterschiede zwischen den einzelnen Jahren der Messung zu untersuchen, wurde die Datenanalyse für die drei Jahre der Datennahme getrennt durchgeführt. Die Single-Spin-Asymmetrien, die für π^+, π^- und π^0 für die drei Jahre erhalten wurden, sind in Abbildung 59 dargestellt.

Die Ergebnisse aus dem Jahr 2000 haben den kleinsten statistischen Fehler, da in diesem Jahr die meisten Meßdaten gewonnen wurden. Man erkennt in Abbildung 59, daß die Ergebnisse der drei Jahre innerhalb ihres statistischen Fehlers miteinander übereinstimmen. Für K^+ wurde ebenfalls eine Übereinstimmung gefunden [Sch02a]. Daher wurden für die im folgenden Kapitel beschriebenen Ergebnisse die Daten der Jahre 1998-2000 und der beiden Strahlteilchen Elektron und Positron zu einem Gesamt-Datensatz zusammengefaßt.

5 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die bei der Auswertung bestimmten Single-Spin-Asymmetrien dargestellt und zunächst qualitativ diskutiert. Eine ausführliche Diskussion und ein Vergleich der Ergebnisse mit Vorhersagen theoretischer Modelle erfolgt im nächsten Kapitel. Die Single-Spin-Asymmetrien wurden für unterschiedliche semi-inklusiv gebildete Hadronen analysiert: Für geladene (π^+, π^-) und neutrale (π^0) Pionen und für geladene Kaonen (K^+). Wie in Kapitel 2.8 hergeleitet wurde, sind die gemessenen Asymmetrien proportional zum Produkt von zwei bisher unbekannten Größen, der transversalen Quarkpolarisation $\delta q(x)$ und der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp a}(z, P_t)$ (Kapitel 2.8):

$$A_{UL}^{\sin\phi}(x,z,P_t) \propto S_T \frac{\sum\limits_{i=a,\bar{a}} e_i^2\, \delta q_i(x)\, H_1^{\perp i}(z,P_t)}{\sum\limits_{i=a,\bar{a}} e_i^2\, q_i(x)\, D_1^i(z)} + S_L \frac{\sum\limits_{i=a,\bar{a}} e_i^2 \int\limits_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi^2}\, \delta q_i(\xi)\, H_1^{\perp i}(z,P_t)}{\sum\limits_{i=a,\bar{a}} e_i^2\, q_i(x)\, D_1^i(z)} \ . \qquad (5.1)$$

S_T und S_L stellen die transversale und die longitudinale Komponente des Targetspins im Bezugssystem des virtuellen Photons dar (Abb. 10, Seite 23), die Summation erfolgt über alle Quarkflavours a und Antiquark-Flavours $\bar{a}$.

Die Transversalität $\delta q(x)$ ist dabei eine Funktion der Bjorkenschen Skalenvariablen x, die zugehörige Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z, P_t)$ dagegen hängt von der relativen Energie z des Hadrons und seinem Transversalimpuls P_t ab. Daher werden die gemessenen Asymmetrien $A_{UL}^{\sin\phi}$ in den folgenden Abbildungen in Abhängigkeit von jeweils einer der kinematischen Variablen x, P_t und z aufgetragen, während über die beiden anderen Variablen integriert wird. Eine mehrdimensionale Auftragung in Abhängigkeit zweier Variablen ist bei der begrenzten Statistik der Meßdaten nicht sinnvoll.

5.1 Asymmetrien $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^+, π^-, π^0 und K^+ in Abhängigkeit von x

In Abbildung 60 sind die gemessenen Single-Spin-Asymmetrien für Pionen in Abhängigkeit der Bjorkenschen Skalenvariablen x dargestellt. In einem schnell bewegten Bezugssystem, in dem die Transversalimpulse der Quarks vernachlässigt werden können, entspricht sie dem Impulsbruchteil des Quarks im Nukleon (Kapitel 2.3). Die Ergebnisse sind auch in Tabellenform im Anhang A zusammengestellt.

Die Fehlerbalken in den Abbildungen stellen den statistischen Fehler der Messung dar, das graue Band im unteren Teil der Diagramme gibt den systematischen Fehler an. Man erkennt, daß die gemessenen Asymmetrien für π^+ und π^- ein positives Vorzeichen besitzen und mit zunehmendem x ansteigen. Dies kann qualitativ wie folgt interpretiert werden: Kleine Impulsbruchteile x im Nukleon besitzen die Seequarks, größere x-Werte dagegen korrespondieren zu den Valenzquarks. Der Anstieg der Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ mit zunehmendem x bedeutet

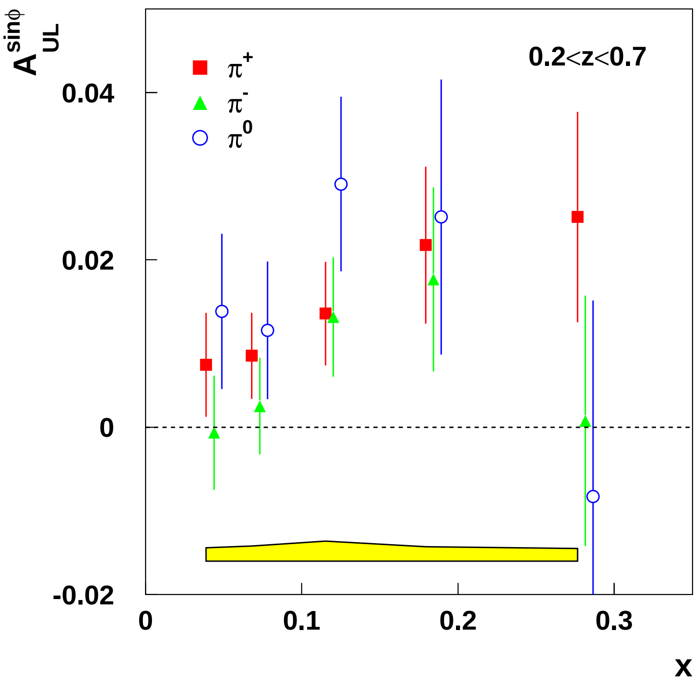


Abbildung 60: Azimutale Target-Spin-Asymmetrie für π^+, π^- und π^0 an einem longitudinal polarisierten Deuterium-Target in Abhängigkeit von der Bjorkenschen Skalenvariablen x. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler, das graue Band den systematischen Fehler der Meßwerte an.

daher, daß der überwiegende Beitrag zur Transversalität $\delta q(x)$ von den Valenzquarks stammt, die transversale Polarisation der Seequarks ist dagegen gering. Ein solches Verhalten wurde auch experimentell für die longitudinale Quarkpolarisation im Nukleon beobachtet [HER99]. Eine Anstieg der Transversalität mit zunehmenden x wird auch in theoretischen Modellen des Nukleons (Kapitel 6.3) vorhergesagt [BQ02, Efr01b].

Die Asymmetrien für π^+, π^- sind einander sehr ähnlich. Die Meßwerte für π^0 besitzen aufgrund der geringeren Zahl der nachgewiesenen π^0 (Tabelle 8, Seite 76) einen größeren statistischen Fehler. Auch die Asymmetrie für π^0 steigt mit zunehmenden x an und stimmt im Rahmen ihres statistischen Fehlers mit der Asymmetrie für π^+ und π^- überein. Dies entspricht der Erwartung für die Streuung an einem Isospin-symmetrischen Target: Die Streuung am Deuteron stellt eine *inkohärente* Überlagerung der Streuung am Proton und am Neutron dar. Eine kohärente Streuung am gesamten Deuteron-Kern trägt im ausgewählten kinematischen Bereich der Streuereignisse (Photon-Nukleon-Masse $W > 2$ GeV, $Q^2 > 1$ GeV^2) nicht wesentlich zu den Meßergebnissen bei.

Zwischen Proton und Neutron im Deuteron-Kern besteht in sehr guter Näherung sogenannte Isospin-Symmetrie. Dies bedeutet, daß das Verhalten der u-Quarks im Proton dem der d-Quarks in Neutron entspricht und umgekehrt. Insbesondere gilt für die unpolarisierten und polarisierten Quarkverteilungen:

$$d^n = u^p\,, \tag{5.2}$$
$$u^n = d^p\,, \tag{5.3}$$
$$\delta u^n = \delta d^p\,, \tag{5.4}$$
$$\delta d^n = \delta u^p\,. \tag{5.5}$$

Nimmt man weiterhin an, daß auch die Fragmentation von u-Quarks in π^+ und von d-Quarks in π^- Isospin-symmetrisch verläuft, so erwartet man für π^+ und π^- gleich große Single-Spin-Asymmetrien. Auch für $\pi^0 = 1/\sqrt{2}(d\bar{d} - u\bar{u})$ erwartet man eine Asymmetrie, die dem Mittelwert der Asymmetrie von π^+ und π^- entspricht. Die mittlere Asymmetrie beträgt für

$$\pi^+ : \langle A_{UL}^{\sin\phi} \rangle = 0.011 \pm 0.003 \text{ (stat.) } \pm 0.002 \text{ (syst.), für}$$
$$\pi^0 : \langle A_{UL}^{\sin\phi} \rangle = 0.018 \pm 0.005 \text{ (stat.) } \pm 0.002 \text{ (syst.) und für}$$
$$\pi^- : \langle A_{UL}^{\sin\phi} \rangle = 0.006 \pm 0.003 \text{ (stat.) } \pm 0.002 \text{ (syst.)}.$$

In Abbildung 61 ist die Single-Spin-Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für positiv geladene Kaonen in Abhängigkeit von x dargestellt. Die Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ zeigt eine ähnliche Größe und einen ähnlichen Verlauf in Abhängigkeit von x wie die Asymmetrien für Pionen. Die Asymmetrie ist für kleine x mit 0 verträglich und steigt bei steigenden x zu größeren Werten an.

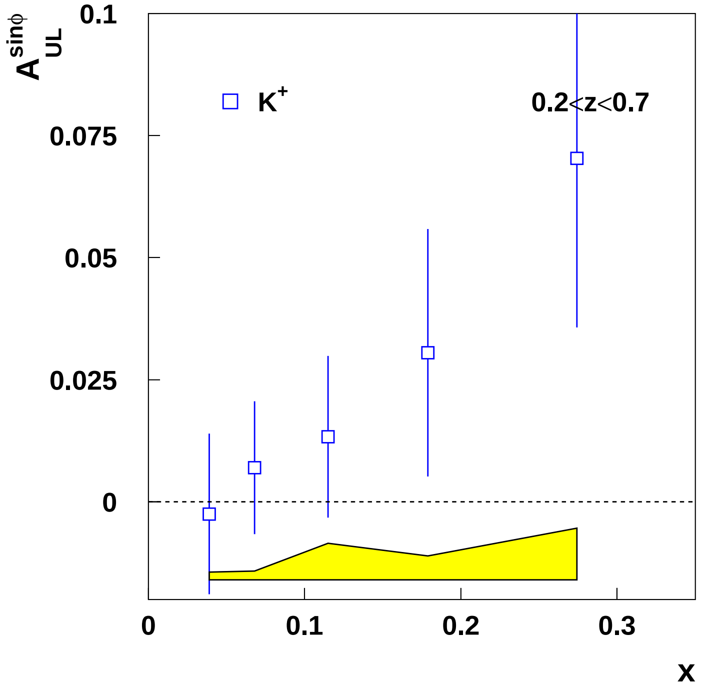


Abbildung 61: Azimutale Target-Spin-Asymmetrie für K^+ an einem longitudinal polarisierten Deuterium-Target in Abhängigkeit von der Bjorkenschen Skalenvariablen x.

Die statistischen Fehler sind größer als bei der Messung bei Pionen, da etwa 5 mal weniger Kaonen als Pionen bei der tiefinelastischen Streuung gebildet wurden (Tabelle 8, Seite 76). Auch der systematische Fehler der Messung ist größer als der systematische Fehler bei der Asymmetrie für Pionen. Ursache hierfür ist die größere Unsicherheit bei der Teilchen-Identifizierung von Kaonen mit dem RICH-Detektor (vgl. Diskussion des systematischen Fehlers in Kapitel 4.14.5). Die über x gemittelte Asymmetrie beträgt für

$$K^+ : \ \langle A_{UL}^{\sin\phi} \rangle = 0.009 \pm 0.008 \text{ (stat.) } \pm 0.004 \text{ (syst.) } .$$

Die Ähnlichkeit der Asymmetrien $A_{UL}^{\sin\phi}$ für K^+ und für π^+ kann als dominanter Beitrag der u-Quarks zur Transversalität (engl. *u-Quark dominance*) interpretiert werden: u-Quarks können sowohl in π^+:

$$u \longrightarrow \pi^+ = |u\overline{d}\rangle \,, \tag{5.6}$$

als auch mit geringerer Wahrscheinlichkeit in K^+ fragmentieren:

$$u \longrightarrow K^+ = |u\overline{s}\rangle \,. \tag{5.7}$$

Sie tragen wegen ihres Ladungs-Faktors $e^2 = 4/9$ und der großen Polarisation der u-Quark-Verteilung (vgl. Modellvorhersagen in Abb. 66, Seite 118) weitaus stärker zur Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ bei als d- und s-Quarks. Nimmt man diese u-Quark Dominanz an, so erwartet man gleich große Asymmetrien für π^+ und K^+. Dies wird durch die Meßdaten in den Abbildungen 60 und 61 bestätigt.

5.2 Asymmetrien $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^+, π^0, π^- und K^+ in Abhängigkeit von z

Im Gegensatz zur x-Abhängigkeit der Asymmetrien $A_{UL}^{\sin\phi}$, die Aussagen über das Verhalten der Transversalität $\delta q(x)$ ermöglicht, kann man durch ihre z-Abhängigkeit das Verhalten der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z)$ untersuchen. In Abbildung 62 sind die azimutalen Asymmetrien für Pionen in Abhängigkeit von z, dem Energieanteil des gestreuten Hadrons, dargestellt. Die in der semi-inklusiven Analyse verwendete Obergrenze für z (Schnitt $z < 0.7$) wurde zur Darstellung der z-Abhängigkeit in dieser Abbildung nicht verwendet. Es werden daher auch Ereignisse mit einem Energieübertrag auf das Hadron von $z > 0.7$ berücksichtigt.

Für große z-Werte $z \longrightarrow 1$ wird die gesamte Energie des virtuellen Photons auf ein einzelnes Hadron übertragen. In diesem Fall können keine weiteren Hadronen gebildet werden. Die *semi-inklusive* Kinematik geht daher für $z \longrightarrow 1$ in eine *exklusive* Messung über (Kapitel 4.7.1).

Man erkennt für π^+, π^- und π^0 einen flachen Verlauf und eine positive Asymmetrie im semi-inklusiven kinematischen Bereich, beim Übergang zu großen z wechselt die Asymmetrie für π^+ und π^- ihr Vorzeichen und wird negativ. Bei π^0 dagegen beobachtet man einen Anstieg der Asymmetrie zu positiven Werten für großes z.

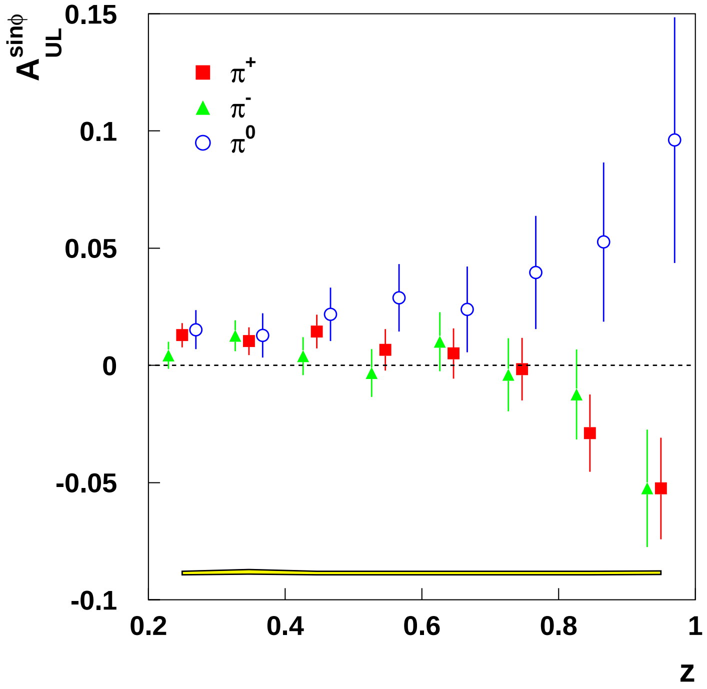


Abbildung 62: Target-Spin-Asymmetrien A_{UL} für π^+, π^- und π^0 bei der Streuung an einem Deuterium-Target in Abhängigkeit von z. Zur Darstellung der z-Abhängigkeit wurde der Schnitt $z < 0.7$ nicht angewandt. Das graue Band gibt den systematischen Fehler an.

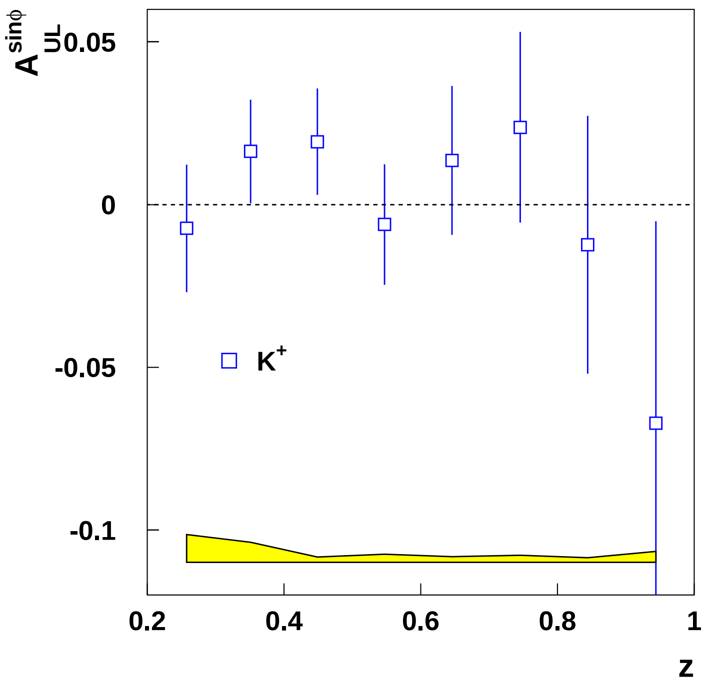


Abbildung 63: Target-Spin-Asymmetrie A_{UL} für K^+ bei der Streuung an einem Deuterium-Target in Abhängigkeit von z. Zur Darstellung der z-Abhängigkeit wurde der Schnitt $z < 0.7$ nicht angewandt. Das graue Band gibt den systematischen Fehler an.

Im semi-inklusiven kinematischen Bereich ist die Collins-Fragmentationsfunktion also nicht oder nicht stark von z abhängig. Ganz anders ist ihr Verhalten jedoch für große $z \to 1$: Für $z > 0.7$ wechselt die Fragmentationsfunktion für π^+ und π^- ihr Vorzeichen und wird negativ und groß. Für π^0 dagegen bleibt die Fragmentationsfunktion positiv und steigt mit größerem z an. Bisher gibt es keine theoretischen Modelle, die das Verhalten der Collins-Fragmentationsfunktion für große z vorhersagen. Die neu gewonnen experimentellen Daten, insbesondere der Anstieg der Fragmentationsfunktion für große z und die unterschiedlichen Vorzeichen für π^+ und π^- einerseits und π^0 andererseits müssen also in neuen theoretischen Modellen noch erklärt werden.

In Abbildung 63 sind die Asymmetrien für Kaonen in Abhängigkeit von z dargestellt. Die Fehlerbalken und die statistische Schwankung der Meßwerte sind wegen der geringen Ereigniszahl höher als bei Pionen. Die Asymmetrie nimmt für hohe z-Werte wie die Asymmetrie für geladene Pionen negative Werte an.

5.3 Asymmetrien in Abhängigkeit vom Transversalimpuls P_t

Mit einer Darstellung der Single-Spin-Asymmetrien in Abhängigkeit vom Transversalimpuls P_t des Hadrons kann die kinematische Abhängigkeit der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^\perp(z, P_t)$ von P_t untersucht werden. Die sogenannte Collins-Parametrisierung der Fragmentationsfunktion in Abhängigkeit des Transversalimpulses $\mathbf{k}_T$ des Quarks im Nukleon hat folgende Form (vgl. Gleichung 2.37, S. 18):

$$H_1^\perp(\mathbf{k}_T) \propto \frac{|\mathbf{k}_T| \cdot M_C}{\mathbf{k}_T^2 + M_C^2} \,. \tag{5.8}$$

Die Fragmentationsfunktion steigt zunächst an bis zu $\mathbf{k}_T \approx M_C \approx 1$ GeV und fällt dann für höhere $\mathbf{k}_T$ wieder ab. Nimmt man an, daß sich der Transversalimpuls des Quarks im Nukleon bei der Fragmentation auf den Transversalimpuls P_t des Mesons überträgt, erwartet man für die Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ einen ähnlichen Verlauf in Abhängigkeit von P_t: Zunächst steigt sie an bis zu $P_t \approx 1$ GeV und fällt dann für höhere P_t wieder ab.

In Abbildung 64 sind die $\sin\phi$-Asymmetrien in Abhängigkeit vom Transversalimpuls P_t des Hadrons für π^+, π^0 und π^- dargestellt. Hierbei wurde der kinematische Bereich wie bei der Darstellung der x-Abhängigkeit auf einen relativen Energieübertrag $0.2 < z < 0.7$ eingeschränkt. Die Asymmetrien für π^+ und π^- steigen mit zunehmendem Transversalimpuls bis zu $P_t \approx 1$ GeV an. Dieses Verhalten entspricht der erwarteten Abhängigkeit der Collins-Fragmentationsfunktion vom Transversalimpuls des Hadrons P_t (Gleichung 5.8). Die Asymmetrie für π^0 weist wegen der geringeren Statistik größere Fehlerbalken auf, in ihrer Abhängigkeit von P_t ist kein Anstieg zu erkennen.

In Abbildung 65 ist die Single-Spin Asymmetrie für K^+ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Kaons P_t aufgetragen. Aufgrund der großen statistischen Fehler ist hier keine eindeutige Aussage über den Verlauf in Abhängigkeit von P_t möglich. Die Daten sind sowohl mit einem Anstieg mit P_t als auch mit einem flachen Verlauf verträglich.

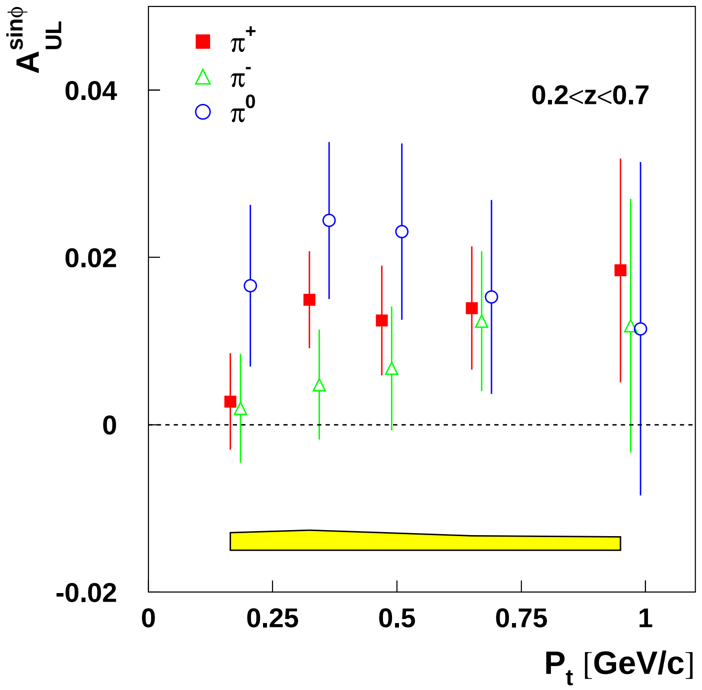


Abbildung 64: Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^+, π^- und π^0 in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Hadrons P_t. Das graue Band gibt den systematischen Fehler an.

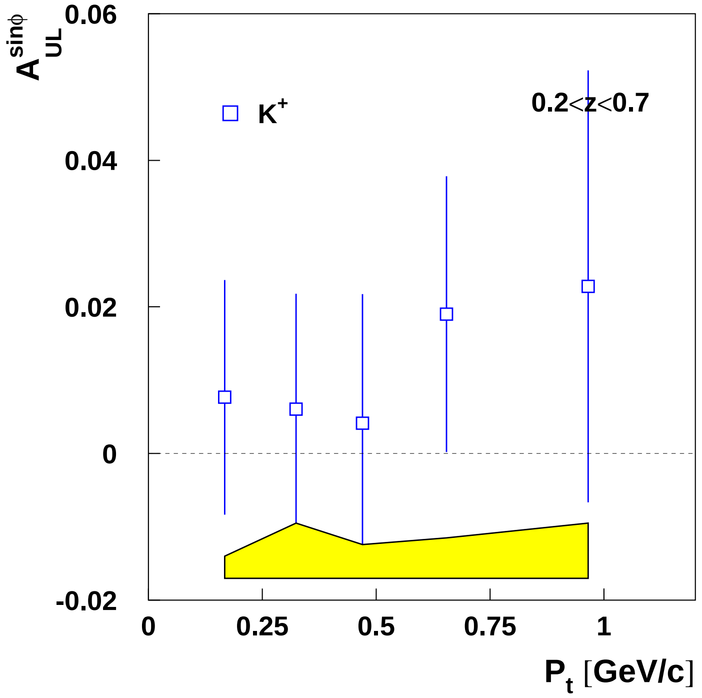


Abbildung 65: Single-Spin-Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für K^+ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Hadrons P_t. Das graue Band gibt den systematischen Fehler an.

5.4 $\sin 2\phi$-Asymmetrien

Die $\sin 2\phi$-Momente der Single-Spin-Asymmetrien sind in Tabelle 14 angegeben. Sie sind alle im Rahmen des statistischen Fehlers mit 0 verträglich. Die $\sin 2\phi$-Momente sind proportional zu Strukturfunktionen höherer Ordnung in Q^2 *(twist-3)*. Diese Strukturfunktionen beschreiben die Korrelation mehrerer Quarks im Nukleon [Mul96]. Sie sind jedoch mit $1/Q$ gegenüber den *(twist-2)*-Strukturfunktionen unterdrückt [Efr01b]. Daher sind sie weitaus kleiner als die Strukturfunktionen führender Ordnung, ihre Messung ist mit der vorhandenen Statistik der Messung am HERMES-Experiment noch nicht möglich. Die experimentellen Ergebnisse in Tabelle 14 sind im Rahmen des statischen Fehlers sowohl mit 0 als auch mit den Vorhersagen theoretischer Modelle (vgl. Tab. 16, Seite 132) verträglich.

Hadron	gemessenes $A_{UL}^{\sin 2\phi}$
π^+	0.001 ± 0.003
π^0	0.007 ± 0.005
π^-	0.002 ± 0.003
K^+	-0.005 ± 0.008

Tabelle 14: Bestimmung der $\sin 2\phi$-Momente $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ für die verschiedenen Hadronen.

6 Diskussion der Ergebnisse und Vergleich mit den Vorhersagen theoretischer Modelle

Bei der Auswertung der Meßdaten des HERMES-Experimentes wurden azimutale Target-Spin-Asymmetrien beobachtet, die bei der tiefinelastischen Streuung von Elektronen an einem polarisierten Deuterium-Target auftreten. In der azimutalen Winkelverteilung der semi-inklusiv produzierten Pionen und Kaonen wurde ein $\sin\phi$-Moment $A_{UL}^{\sin\phi}$ nachgewiesen (Kapitel 5). Dieses $\sin\phi$-Moment kommt zustande durch die transversale Polarisation der Quarks im Nukleon in Zusammenwirken mit der chiral ungeraden Collins-Fragmentationsfunktion. Die experimentell bestimmte Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ ist proportional zum Produkt zweier bisher unbekannter Funktionen, der Transversalitäts-Verteilung $\delta q(x)$ der Quarks im Nukleon und der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z)$ (Kapitel 2.8):

$$A_{UL}^{\sin\phi}(x,z,P_t) \propto S_T \frac{\sum\limits_{i=a,\bar{a}} e_i^2\, \delta q_i(x)\, H_1^{\perp i}(z,P_t)}{\sum\limits_{i=a,\bar{a}} e_i^2\, q_i(x)\, D_1^i(z)} + S_L \frac{\sum\limits_{i=a,\bar{a}} e_i^2 \int\limits_x^1 \frac{d\xi}{\xi^2}\, \delta q_i(\xi)\, H_1^{\perp i}(z,P_t)}{\sum\limits_{i=a,\bar{a}} e_i^2\, q_i(x)\, D_1^i(z)} \,. \qquad (6.1)$$

Ein direktes Auflösen von Gleichung 6.1 nach $\delta q(x)$ zur Bestimmung der Transversalität $\delta q(x)$ ist daher nicht möglich. Man benötigt vielmehr theoretische Modelle für mindestens eine der beiden unbekannten Funktionen $\delta q(x)$ oder $H_1^{\perp}(z)$, um die gemessene Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ quantitativ zu interpretieren. Man kann die experimentellen Ergebnisse dazu verwenden, Aussagen über die Transversalität $\delta q(x)$ zu machen, wenn man Modellannahmen zur Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(x)$ macht. Setzt man umgekehrt eine in theoretischen Modellen berechnete Transversalität voraus, so kann man die Eigenschaften der Collins-Fragmentationsfunktion untersuchen.

Während es in den letzten Jahren bereits erste experimentelle Hinweise auf die Größe der über z gemittelten Fragmentationsfunktion $\langle H_1^{\perp}(z)\rangle$ aus der e^+e^--Annihilation gab [Efr99a], ist die Funktion $\delta q(x)$ experimentell noch nicht bestimmt worden. Daher eröffnet die Messung der azimutalen Asymmetrien am HERMES-Experiment die erste Möglichkeit, theoretische Vorhersagen für die bisher unbekannte Transversalität $\delta q(x)$ experimentell zu überprüfen.

Es gibt mehrere theoretische Arbeiten, welche die bei HERMES bereits zuvor am Wasserstoff-Target gemessenen azimutalen Asymmetrien mit berechneten Asymmetrien aus Modellen für die transversale Quarkverteilung im Nukleon vergleichen und auch theoretische Vorhersagen für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen am Deuterium-Target machen. [Ans00, Bog00b, BQ01b, DeS00, Efr01a, Efr00, Kor01, Kot00, Oga01, Sch00a]. Die Modelle unterscheiden sich unter anderem in ihren theoretischen Annahmen für die Flavour-Abhängigkeit der Transversalitäts-Verteilungen [Bar02]. Die theoretischen Arbeiten enthalten sowohl Aussagen über die Transversalität $\delta q(x)$ als auch über die Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z)$. Daher konnten in ihnen auch Vorhersagen für die erwartete azimutale Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ gemacht werden. Aus dem Vergleich der experimentellen Ergebnisse für $A_{UL}^{\sin\phi}$ mit den theoretischen Vorhersagen kann entschieden werden, welches Modell den Aufbau des Nukleons am besten beschreibt.

6.1 Asymmetrien am Deuterium-Target

In dieser Arbeit wurde der Wirkungsquerschnitt der Elektron/Positron-Streuung $l\overrightarrow{D} \rightarrow l'\pi/K\,X$ an einem polarisierten Deuterium-Target $\overrightarrow{D}$ in Abhängigkeit vom azimutalen Streuwinkel ϕ untersucht. Um Vorhersagen für die experimentell gemessenen Asymmetrien zu machen, muß der Wirkungsquerschnitt für die Streuung an einem Deuterium-Target in verschiedenen theoretischen Modellen berechnet werden. Der Wirkungsquerschnitt für eine Streuung an einem Deuterium-Target kann in die inkohärente Summe der Wirkungsquerschnitte für die Streuung an Proton und Neutron zerlegt werden:

$$\sigma_D^{\leftrightarrows} = \sigma_p^{\leftrightarrows} + \sigma_n^{\leftrightarrows}\,. \tag{6.2}$$

Der überwiegende Teil der Deuterium-Kerne befindet sich im ${}^3S_1$-Zustand, d.h. die Spins von Proton und Neutron sind zu einem Gesamtspin 1 gekoppelt, der Drehimpuls L ist 0. Ein geringer Anteil der Kerne ω_D befindet sich aber auch im ${}^3D_1$-Zustand mit Bahndrehimpuls $L = 2$. Der Anteil dieser Kerne ist [BQ02]

$$\omega_D = 0.05 \pm 0.01\,. \tag{6.3}$$

Die Atomstrahlquelle richtet durch Stern-Gerlach-Trennung den Gesamtdrehimpuls der Kerne J_z aus. Für die Deuterium-Kerne im Grundzustand ${}^3S_1$ mit $L = 0$ ist dies gleichbedeutend mit einer Ausrichtung des Kernspins S_z. Für die Atome im Zustand ${}^3D_1$ mit $L = 2$ gibt es dagegen mehrere Kombinationen von S_z und L_z, die zusammen zu $J_z = 1$ koppeln. Daher muß die gemessene Targetpolarisation P_T um den Anteil der Deuterium-Atome, die sich im ${}^3D_1$-Zustand befinden, korrigiert werden. Aus den Klebsch-Gordon-Koeffizienten für die Kopplung von S_z und L_z zu $J_z = 1$ kann ein Korrekturfaktor für die Targetpolarisation von

$$(1 - \frac{3}{2}\omega_D) \tag{6.4}$$

hergeleitet werden [BQ02].

6.2 Longitudinale und transversale Targetpolarisation

Das HERMES-Experiment verwendet ein longitudinal polarisiertes Deuterium-Target. Der Targetspin der Deuterium-Atome ist parallel zur Strahlrichtung des einlaufenden Elektronenstrahls ausgerichtet (Abbildung 10, Seite 23). Bei der tiefinelastischen Streuung emittiert das einlaufende Elektron ein virtuelles Photon mit Impuls $\mathbf{q}$, das dann am Nukleon gestreut wird. Das virtuelle Photon wird vom Elektron unter einem Winkel θ_γ emittiert.

Betrachtet man die Streuung im Bezugssystem des virtuellen Photons oder im Photon-Nukleon-Schwerpunktsystem, so ist der Vektor der Targetpolarisation nicht mehr longitudinal ausgerichtet. Er ist vielmehr um den Winkel θ_γ aus der Richtung des virtuellen Photons gekippt. Man kann im Photon-Nukleon-Schwerpunktsystem, das in den theoretischen Modellen für die Beschreibung der tiefinelastischen Streuung verwendet wird, den Vektor der Targetpolarisation in eine longitudinale S_L und eine transversale S_T Komponente zerlegen. Sie sind in Abbildung 10 dargestellt. Die longitudinale S_L und transversale S_T Polarisationskomponente können wie folgt berechnet werden:

$$S_L = P_T \cdot \cos\theta_\gamma \,, \tag{6.5}$$

$$S_T = P_T \cdot \sin\theta_\gamma \,. \tag{6.6}$$

θ_γ ist der Winkel des virtuellen Photons in Bezug zum einlaufenden Strahl. Er kann in Abhängigkeit von den kinematischen Variablen x-Bjorken, von y und vom Quadrat s der Schwerpunktsenergie dargestellt werden [Efr01b]:

$$\sin\theta_\gamma \simeq \sqrt{\frac{4M_N^2 x(1-y)}{sy}} \,, \tag{6.7}$$

$$\cos\theta_\gamma \simeq 1 - \frac{2M_N^2 x(1-y)}{sy} \,. \tag{6.8}$$

Im Mittel beträgt die transversale Target-Spinkomponente S_T bei den untersuchten Streuereignissen $\langle \sin\theta_\gamma \rangle = 8.5\%$ der Targetpolarisation P_T.

In einer theoretischen Vorhersage für die Asymmetrie A_{UL} nach Gleichung 5.1 muß auch diese Komponente des Targetspins berücksichtigt werden. Der Wirkungsquerschnitt σ kann dazu in den Wirkungsquerschnitt für die Streuung an einem longitudinal polarisierten Nukleon σ_{UL} und in den für die Streuung an einem transversal polarisierten Nukleon σ_{UT} zerlegt werden. Es gilt dann:

$$\frac{1}{P_T} \cdot \frac{\mathrm{d}\sigma^4}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi} = \frac{1}{S_L} \cdot \frac{\mathrm{d}^4\sigma_{UL}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi} + \frac{1}{S_T} \cdot \frac{\mathrm{d}^4\sigma_{UT}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi} \,. \tag{6.9}$$

Man kann nun die beiden Anteile des Wirkungsquerschnitts σ_{UU}, σ_{UL} in Abhängigkeit der Verteilungs- und Fragmentationsfunktionen $q(x)$, $\delta q(x)$, $D_1(z)$ und $H_1^\perp(z)$ ausdrücken (vgl.

Gleichungen 2.48 bis 2.50, Seite 22):

$$\frac{d^4\sigma_{UU}}{dx\,dy\,dz\,d\phi} = \frac{\alpha^2 s}{Q^4}\, x\left(1+(1-y)^2\right)\sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2\, q_i(x)\, D_1^i(z)\,, \tag{6.10}$$

$$\frac{d^4\sigma_{UT}}{dx\,dy\,dz\,d\phi} = \sin\phi\, S_T\frac{\alpha^2 s}{Q^4}\,\frac{2x\,(1-y)}{\langle z\rangle\sqrt{1+\langle \mathbf{P}_{\perp\mathbf{N}}{}^2\rangle/\langle \mathbf{k}_\perp{}^2\rangle}}\sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2\,\delta q_i(x)\, H_1^{\perp i}(z)\,, \tag{6.11}$$

$$\frac{d^4\sigma_{UL}}{dx\,dy\,dz\,d\phi} = \sin\phi\, S_L\frac{\alpha^2 s}{Q^4}\,\frac{M_n}{Q}\,\frac{8x^3\,(2-y)\sqrt{1-y}}{\langle z\rangle\sqrt{1+\langle \mathbf{P}_{\perp\mathbf{N}}{}^2\rangle/\langle \mathbf{k}_\perp{}^2\rangle}}\sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2\int_x^1\frac{d\xi}{\xi^2}\,\delta q_i(\xi)\, H_1^{\perp i}(z)\,. \tag{6.12}$$

Mit Hilfe dieser Ausdrücke kann man die gemessenen Asymmetrien in Abhängigkeit von den unpolarisierten $q(x)$ und transversal polarisierten $\delta q(x)$ Verteilungsfunktionen und den korrespondierenden Fragmentationsfunktionen darstellen:

$$\begin{aligned} A_{UL}^{\sin\phi}(x,z) ={}& \frac{1}{\langle z\rangle\sqrt{1+\langle \mathbf{P}_{\perp\mathrm{N}}^2\rangle/\langle \mathbf{k}_\perp^2\rangle}} \\ &\times\left(B_L(x)\,\frac{\sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2\int_x^1\frac{d\xi}{\xi^2}\delta q_i(\xi)\, H_1^{\perp i}(z)}{\sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2\, q_i(x)\, D_1^i(z)} + B_T(x)\,\frac{\sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2\,\delta q_i(x)\, H_1^{\perp i}(z)}{\sum_{i=a,\bar{a}} e_i^2\, q_i(x)\, D_1^i(z)}\right). \end{aligned} \tag{6.13}$$

Die kinematischen Abhängigkeiten wurden dabei in zwei Faktoren $B_L(x)$ und $B_T(x)$ zusammengefaßt [Efr01b]. Sie sind durch

$$B_L(x) = \frac{\int dy\, 8x^3\,(2-y)\,\sqrt{1-y}\,\cos\theta_\gamma M_{\mathrm{N}}/Q^5}{\int dy\, x\,(1+(1-y)^2)\,/\,Q^4} \quad \text{und} \quad B_T(x) = \frac{\int dy\, 2x\,(1-y)\,\sin\theta_\gamma/Q^4}{\int dy\, x\,(1+(1-y)^2)\,/Q^4}\,. \tag{6.14}$$

gegeben.

In Gleichung 6.13 können nun die in den theoretischen Modellen berechnete Transversalität $\delta q(x)$ und die Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^\perp(z)$ eingesetzt werden. Man erhält dann eine theoretische Vorhersage für die Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$, die mit den experimentellen Daten aus dieser Arbeit verglichen werden kann. Es gibt mehrere Veröffentlichungen, in denen sowohl Vorhersagen für die Transversalität gemacht als auch die Single-Spin-Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ berechnet werden [Efr01a, Efr01b, BQ02].

6.3 Modelle für die Transversale Spinverteilung der Quarks im Nukleon

Um theoretische Vorhersagen für die Größe der Asymmetrien $A_{UL}^{\sin\phi}$ machen zu können, benötigt man Informationen über die Quark-Verteilungsfunktionen $q(x)$ und $\delta q(x)$. Die x-Abhängigkeit der Spin-Asymmetrien wird dann von der x-Abhängigkeit dieser beiden Verteilungsfunktionen bestimmt. Während die unpolarisierten Quarkverteilungen $q(x)$ aus anderen Experimenten bekannt sind, gibt es für $\delta q(x)$ verschiedene theoretische Vorhersagen, die mit den experimentellen Daten verglichen werden können.

6.3.1 Das chirale Quark-Soliton-Modell (χQSM)

Das chirale Quark-Soliton-Modell (χQSM) ist ein Quanten-feldtheoretisches, relativistisches Modell des Nukleons. Es beschreibt das Nukleon als Quarks und Antiquarks, die sich in einem Pion-Feld (Soliton) bewegen können. Charakteristisch für das Modell ist die Annahme einer großen Zahl verschiedener Quark-Colours (*large N_C-limit*) und einer spontanen Brechung der chiralen Symmetrie in der Quantenchromodynamik. Die Bindung der Quarks im Nukleon wird in diesem Modell nicht durch Gluonen, sondern durch ein globales Soliton-Feld beschrieben. Das Modell wurde aus dem Instanton-Modell in der Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) abgeleitet [Dia00].

Die Beschreibung des Nukleons im χQSM erfüllt alle bekannten Eigenschaften der Quark- und Antiquark-Verteilungen wie Positivitäts-Grenzen, Summenregeln und Ungleichungs-Relationen [Dia96]. Die unpolarisierten Quarkverteilungen, die in diesem Modell berechnet wurden, stehen in guter Übereinstimmung mit Parametrisierungen der experimentellen Meßergebnisse [Dia97]. Auch die longitudinal polarisierten Quark-Spinverteilungen $\Delta q(x)$ stimmen innerhalb eines Fehlers von 10-20% mit experimentellen Daten überein [Pob99, Goe01]. Daher werden auch für die Transversalität realistische Modellvorhersagen erwartet. In Abbildung 66 sind die Modell-Ergebnisse für die Transversalität $\delta q(x)$ für $u, \overline{u}, d, \overline{d}$-Quarks bei $Q^2 = 4$ GeV^2 dargestellt.

Eine Berechnung der experimentell unbekannten Tensorladung des Nukleons $\delta\Sigma = \delta U + \delta D + \delta S$ (Kapitel 2.6) für u, d und s-Quarks im χQSM ergibt [Kim96]:

$$\delta Q = \int_0^1 \mathrm{d}x \, [\, \delta q(x) - \delta\overline{q}(x) \,] \,, \tag{6.15}$$

$$\delta U = \;\; 1.12 \,, \tag{6.16}$$

$$\delta D = -\,0.42 \,, \tag{6.17}$$

$$\delta S = -\,0.008 \,. \tag{6.18}$$

Daher ist es plausibel, die Transversalitäts-Verteilung der s-Quarks in erster Näherung gegenüber der u- und d-Quark-Verteilung zu vernachlässigen und $\delta s \approx 0$ und $\delta\overline{s} \approx 0$ anzunehmen, auch wenn Gleichung 6.18 nicht notwendigerweise fordert, daß δs und $\delta\overline{s}$ beide für sich klein sind.

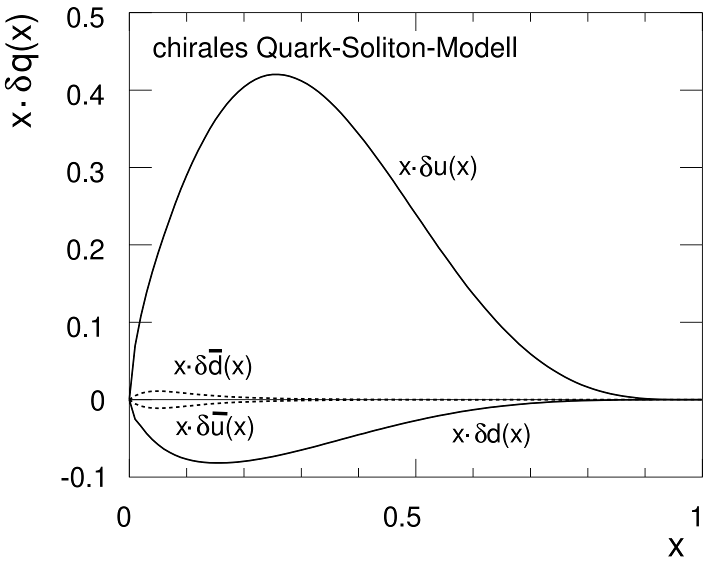


Abbildung 66: Ergebnisse des chiralen Quark-Soliton-Modells für die Transversalität $\delta q(x)$ für verschiedene Quark-Flavours $u, \overline{u}, d, \overline{d}$ [Efr00]. Zur besseren graphischen Darstellung wurde die Transversalität $\delta q(x)$ mit der Bjorkenschen Skalenvariablen x multipliziert.

6.3.2 Quark-Transversalität aus dem SU(6) Quark Zuschauer-Diquark-Modell

Das SU(6)-Quark Zuschauer-Diquark-Modell (engl. *Spectator-Diquark-Model*) geht von einer in der speziellen 6-dimensionalen unitären Gruppe (SU(6)) symmetrischen Wellenfunktion eines Quarks im Nukleon aus. Wenn eines der Valenzquarks im Nukleon untersucht wird, werden die anderen beiden Quarks zu einem effektiven Teilchen zusammengefaßt [Clo73, Isg99, BQ96, Sch88]. Es kann ein Spin-0 oder Spin-1 Teilchen sein und wird als skalares oder vektorielles Di-Quark oder auch als Zuschauer-Diquark (engl. *Spectator-Di-Quark*) bezeichnet [BQ01b, BQ01a].

Die störungstheoretisch nicht behandelbaren (*nicht-perturbativen*) Effekte im Nukleon, wie etwa der Gluon-Austausch zwischen den beiden Zuschauer-Quarks, werden in der effektiven Masse des Diquarks berücksichtigt. Um Vorhersagen für die transversale Quarkpolarisation in diesem Modell machen zu können, verwendet man als Ausgangspunkt eine Parametrisierung der experimentell gemessenen unpolarisierten Partonverteilungen. Man benutzt dann theoretische Beziehungen des Modells, um die transversale Quarkverteilung mit der unpolarisierten Verteilung in Verbindung zu bringen [BQ02].
Im Zuschauer-Quark-Modell gilt:

$$\delta u_v(x) = [u_v(x) - \frac{1}{2}d_v(x)]\widehat{W}_s(x) - \frac{1}{6}d_v(x)\widehat{W}_v(x) \; , \tag{6.19}$$

$$\delta d_v(x) = -\frac{1}{3}d_v(x)\widehat{W}_v(x) \; . \tag{6.20}$$

$u_v(x)$ und $d_v(x)$ sind die experimentell bestimmten unpolarisierten Valenzquark-Verteilungen. $\widehat{W}_v(x)$ und $\widehat{W}_s(x)$ sind die sogenannten Melosh-Wigner Rotations-Faktoren für vektorielle und skalare Zuschauer-Diquarks [Sch97, BQ98]. Sie kommen durch relativistische Effekte bei der Bewegung der Quarks im Nukleon zustande [BQ93] und können im Zuschauer-Diquark-Modell berechnet werden. Als Ergebnis erhält man die in Abbildung 67 dargestellten Transversalitäts-Verteilungen.

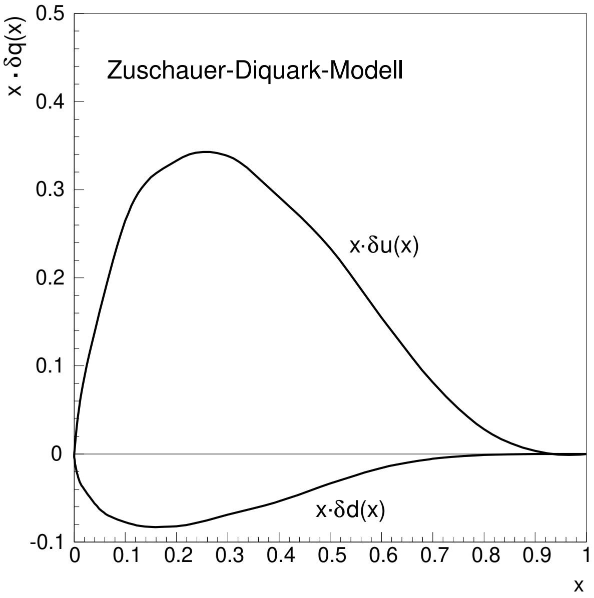


Abbildung 67: Transversalität für u- und d-Quarks, wie sie im SU(6) Zuschauer-Diquark-Modell bestimmt wurde. Von Ma et al. in [BQ02] wurden die transversalen Quark-Polarisationen $\delta q(x)/q(x)$ berechnet. Um einen Vergleich mit Abbildung 66 zu ermöglichen, wurden sie zur Darstellung in dieser Abbildung mit Hilfe der unpolarisierten Quark-Verteilungsfunktionen aus [Lai00] in $x \cdot \delta q(x)$ umgerechnet.

Für alle x-Werte hat das d-Quark im Zuschauer-Quark-Modell eine negative Helizität, was dieses Modell von dem im folgenden Abschnitt beschriebenen pQCD-Modell unterscheidet, das $\delta d > 0$ für $x > 0.4$ vorhersagt.

6.3.3 Transversalität aus einem störungstheoretischen Quanten-Chromo-Dynamischen Modell

Dieses Modell basiert auf einer aus Summenregeln abgeleiteten sogenannten Helizitäts-"Übertragung". Dies bedeutet, daß für große x die Helizität eines einzelnen Valenzquark der Helizität des gesamten Hadrons entspricht. Das Quark "überträgt" also seine gesamte Helizität auf das Nukleon [Far75, Bro95, Gun74]. Die Verteilung der Quarks $q^{\rightarrow}$, deren Spin in Richtung des Nukleonspins ausgerichtet ist, und diejenige der Quarks mit entgegengesetzter

Spinstellung $q^{\leftarrow}$ können in diesem Modell wie folgt berechnet werden:

$$q^{\rightleftarrows}(x) \propto (1-x)^p \;, \tag{6.21}$$

wobei $p = 2n - 1 + 2\Delta S_z$. Hier ist n die Zahl der Zuschauer-Quarks (Abschnitt 6.3.2) und $\Delta S_z = |S_z^q - S_z^N|$ die Helizitätsdifferenz zwischen Quark und Nukleon. ΔS_z kann die Werte 0 und 1 annehmen: Für Quarks mit Spineinstellung parallel zum Nukleon gilt $\Delta S_z = 0$, für antiparallele Quarkspins gilt $\Delta S_z = 1$. Die antiparallele Quarkspin-Einstellung ist daher in diesem Modell um den relativen Faktor $(1-x)^2$ unterdrückt. Die Transversalität der u- und $d-$Quarks ist deshalb positiv für große x. Für die transversale Quarkverteilung δq gilt in diesem Modell [BQ01b]:

$$\delta q(x) = \frac{35}{32}\tilde{A}_q x^{-1/2}(1-x)^3 - \frac{693}{512}\tilde{C}_q x^{-1/2}(1-x)^5 \;, \tag{6.22}$$

wobei $\tilde{A}_q + \tilde{C}_q = N_q$ die Zahl der Valenzquarks vom Typ q darstellt. Die theoretischen Vorhersagen δd^{theo} und δu^{theo} des pQCD-Modells werden mit Hilfe der bekannten experimentell gemessenen Valenzquarkverteilungen $u^{exp}(x)$ und $d^{exp}(x)$ normiert [Lai00]:

$$u^{pQCD}(x) = u^{exp}(x)\,, \tag{6.23}$$

$$d^{pQCD}(x) = \frac{d^{theor}(x)}{u^{theor}(x)}u^{exp}(x)\,, \tag{6.24}$$

$$\delta u^{pQCD}(x) = \frac{\delta u^{theor}(x)}{u^{theor}(x)}u^{exp}(x)\,, \tag{6.25}$$

$$\delta d^{pQCD}(x) = \frac{\delta d^{theor}(x)}{u^{theor}(x)}u^{exp}(x)\,. \tag{6.26}$$

Die Quarkverteilungen, die man dann im pQCD-Modell erhält, sind in Abbildung 68 dargestellt. Für das Integral über die Transversalität $\int \delta q(x)\,\mathrm{d}x$ und über die Helizität $\int \Delta q(x)\,\mathrm{d}x$ ergibt sich im pQCD-Modell:

$$\int_0^1 \mathrm{d}x\,\Delta u(x) = 0.75, \qquad \int_0^1 \mathrm{d}x\,\delta u(x) = 1.04, \tag{6.27}$$

$$\int_0^1 \mathrm{d}x\,\Delta d(x) = -0.45, \qquad \int_0^1 \mathrm{d}x\,\delta d(x) = -0.39\,. \tag{6.28}$$

Der Betrag der transversalen u-Quark-Polarisation ist also größer als der Betrag der longitudinalen, der Betrag der d-Quark-Polarisation hingegen kleiner. Die Vorhersagen des *pQCD*-Modells erfüllen für beide Flavours die Soffer-Ungleichung $|\delta q(x)| \leq \frac{1}{2}|q(x) + \Delta q(x)|$.

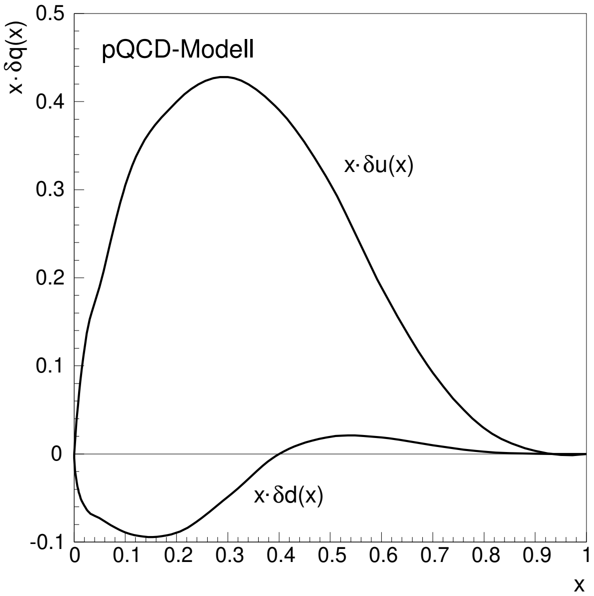


Abbildung 68: Transversalität für u- und d-Quarks, wie sie im pQCD-Modell des Nukleons bestimmt wurde. Von Ma et al. in [BQ02] wurden die transversalen Quark-Polarisationen $\delta q(x)/q(x)$ berechnet. Sie wurden zur Darstellung in dieser Abbildung mit Hilfe der unpolarisierten Quark-Verteilungsfunktionen aus [Lai00] in $x \cdot \delta q(x)$ umgerechnet.

6.4 Beschreibung der Fragmentationsfunktionen $D_1^{q\to h}(z)$

Die Fragmentationsfunktionen $D_1^{q\to h}(z)$ beschreiben die Fragmentation eines gestreuten Quarks q in ein Hadron vom Typ h. Man kann die Fragmentationsfunktionen in bevorzugte (engl. *favoured*) und nicht bevorzugte (engl. *unfavoured*) Fragmentationsprozesse unterteilen. Als bevorzugt werden diejenigen Fragmentationsprozesse bezeichnet, bei denen das ursprünglich gestreute Quark auch im produzierten Hadron enthalten ist, also eine durchgehende Quarklinie in Abbildung 69 auftritt. Nicht bevorzugt ist dagegen die Fragmentation in Hadronen, die das gestreute Quark nicht enthalten.

Die bevorzugten Fragmentationsfunktionen $D(z)$ beschreiben den Übergang eines u- oder d-Quarks in ein Pion und gelten unter der Annahme von Isospin-Symmetrie für π^+ und π^-:

$$D(z) := D_1^{u\to\pi^+}(z) = D_1^{\overline{d}\to\pi^+}(z) = D_1^{d\to\pi^-}(z) = D_1^{\overline{u}\to\pi^-}(z)\ . \qquad (6.29)$$

Die nicht bevorzugten Fragmentationsfunktionen $\widehat{D}(z)$ dagegen beschreiben den Übergang eines leichten $\overline{u}$ oder $\overline{d}$-Seequarks in Pionen, d.h.

$$\widehat{D}(z) := D_1^{\overline{u}\to\pi^+}(z) = D_1^{\overline{d}\to\pi^-}(z) = D_1^{d\to\pi^+} = D_1^{u\to\pi^-}(z)\ . \qquad (6.30)$$

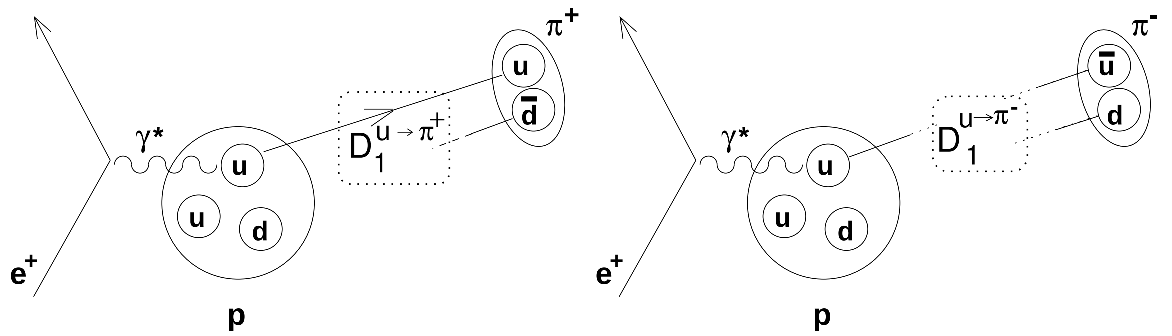


Abbildung 69: Schematische Darstellung von bevorzugten (*favoured*) Fragmentationsprozessen *(linkes Diagramm)* und nicht bevorzugten (*unfavoured*) Fragmentationen *(rechtes Diagramm)*. Bevorzugte Fragmentation ist dadurch charakterisiert, daß das gestreute Quark im gebildeten Hadron enthalten ist.

Aus der Quarkzusammensetzung der Mesonen

$$\pi^+ = |u\overline{d}\rangle\,, \tag{6.31}$$

$$\pi^- = |d\overline{u}\rangle\,, \tag{6.32}$$

$$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|d\overline{d}\rangle - |u\overline{u}\rangle) \tag{6.33}$$

kann man einen Zusammenhang zwischen der Fragmentationsfunktion eines Quarks in neutrale Pionen und der in geladene Pionen herleiten [Efr01b]. Für neutrale Pionen, die u, $\overline{u}$, d und $\overline{d}$ -Quarks enthalten, gilt dann:

$$D_1^{q\to\pi^0} = \frac{1}{2}[D_1^{q\to\pi^+}(z) + D_1^{q\to\pi^-}(z)]\,. \tag{6.34}$$

Daraus ergibt sich:

$$D_1^{\pi^0}(z) = D_1^{u\to\pi^0}(z) = D_1^{\overline{u}\to\pi^0} = D_1^{d\to\pi^0} = D_1^{\overline{d}\to\pi^0} = \frac{1}{2}[D(z) + \widehat{D}(z)]\,. \tag{6.35}$$

Die gleichen Beziehungen können auch für die Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z)$ aufgestellt werden.

Eine einfache Modellannahme vernachlässigt die nicht bevorzugten Fragmentationsfunktionen [Efr01b], andere theoretische Arbeiten verwenden Parametrisierungen für die begünstigten und die nicht begünstigten Fragmentationsfunktionen D_1, die aus experimentellen Daten der unpolarisierten tiefinelastischen Streuung gewonnen wurden [Kre01]:

$$D(z) = 0.689 \cdot z^{-1.039} \cdot (1-z)^{1.241}\,, \tag{6.36}$$

$$\widehat{D}(z) = 0.217 \cdot z^{-1.805} \cdot (1-z)^{2.037}\,. \tag{6.37}$$

Vernachlässigt man die nicht bevorzugten Fragmentationsfunktionen, so faktorisieren Fragmentations- und Verteilungsfunktionen in Gleichung 6.13, und sie vereinfacht sich zu:

$$\begin{aligned} A_{UL}^{\sin\phi}(x,z) &= \frac{1}{\langle z\rangle\sqrt{1+\langle \mathbf{P}_{\perp N}^2\rangle/\langle \mathbf{k}_\perp^2\rangle}}\,\frac{\langle H_1^\perp(z)\rangle}{\langle D_1(z)\rangle} \\ &\times \left(B_L(x)\,\frac{\sum\limits_{i=a,\bar{a}} e_i^2 \int\limits_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi^2}\,\delta q_i(\xi)}{\sum\limits_{i=a,\bar{a}} e_i^2\, q_i(x)} + B_T(x)\,\frac{\sum\limits_{i=a,\bar{a}} e_i^2\,\delta q_i(x)}{\sum\limits_{i=a,\bar{a}} e_i^2\, q_(x)} \right). \end{aligned} \tag{6.38}$$

Die Summation läuft jetzt nur noch über die Quark-Flavours, die zur bevorzugten Fragmentation zu dem Hadron h beitragen:

$$A_{UL}^{\sin\phi}(\pi^+) \propto \frac{4(\delta u+\delta d)+(\delta\bar{u}+\delta\bar{d})}{4(u+d)+(\bar{u}+\bar{d})}\,, \tag{6.39}$$

$$A_{UL}^{\sin\phi}(\pi^0) \propto \frac{(\delta u+\delta d)+(\delta\bar{u}+\delta\bar{d})}{(u+d)+(\bar{u}+\bar{d})}\,, \tag{6.40}$$

wobei hier $\delta u+\delta d$ als Abkürzung für:

$$\delta u+\delta d = B_T(\delta u(x)+\delta d(x)) + B_L\left(\int\limits_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi^2}\delta u(\xi) + \int\limits_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi^2}\delta d(\xi)\right) \tag{6.41}$$

steht. In anderen theoretischen Modellen wird auch die nicht bevorzugte Fragmentation, z.B. von d oder $\bar{u}$-Quarks zu π^+, berücksichtigt [BQ02].

6.5 Die Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^\perp$(z)

Zur theoretischen Berechnung einer Single-Spin-Asymmetrie wird neben einem Modell für die Transversalität $\delta q(x)$ auch eine Annahme über die Collins-Fragmentationsfunktion benötigt. Die Collins-Fragmentationsfunktion beschreibt die links-rechts-Asymmetrie bei der Fragmentation eines transversal polarisierten Quarks mit Spin σ und Quarkimpuls $\mathbf{k}$ in ein Hadron mit Impuls $P_h = z\cdot\mathbf{k}$ (Kapitel 2.5).

6.5.1 Experimentelle Bestimmung von $\langle H_1^\perp(z)\rangle$ bei der e^+e^--Streuung

Durch die Collins-Fragmentationsfunktion ergibt sich auch eine spezielle azimutale Asymmetrie in der Reaktion $e^+e^- \longrightarrow$ *Hadron-Jets*. Diese Asymmetrie wurde beim DELPHI-Experiment am LEP-Speicherring am CERN gemessen. Die Messung der Collins-Fragmentationsfunktion geschieht in der folgenden Reaktion (Abbildung 70):

$$e^+e^- \to Z^0 \to q\bar{q} \to Jets.$$

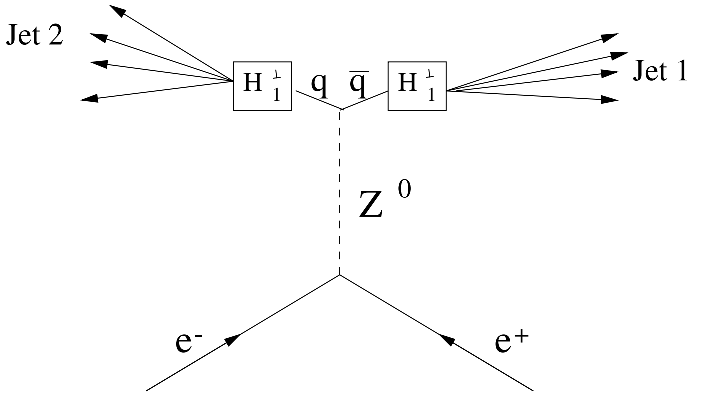


Abbildung 70: Feynman-Diagramm für den Zerfall des Z^0 in 2 Quarks, die in zwei Jets fragmentieren. Die Winkelverteilung der führenden Hadronen in den beiden Jets ermöglicht eine Bestimmung der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z)$.

Das Standardmodell sagt eine Korrelation zwischen der transversalen Polarisation des Quarks q, das aus dem Z^0-Zerfall entsteht, und des dazugehörigen Antiquarks $\overline{q}$ voraus. Sie beträgt

$$C_{TT}^{q\overline{q}} = (g_V^2 - g_A^2)(g_V^2 + g_A^2), \tag{6.42}$$

wobei g_V und g_A Vektor- und Axialvektor-Kopplung des Z^0-Bosons an ein Quark q darstellen [Efr99a, Efr99b]. Sie hängen von der Ladung Q^q und dem schwachen Isospin T_3^q des Quarks ab [Boe98]:

$$g_V = T_3^q - 2Q^q \sin^2\theta_w \,, \tag{6.43}$$

$$g_A = T_3^q \,. \tag{6.44}$$

θ_w ist der elektroschwache Mischungswinkel (Weinberg-Winkel). Gemittelt über alle Quark-Flavours erhält man eine Korrelation der transversalen Polarisation von Quark und Antiquark von $C_{TT}^{q\overline{q}} = -0.50$. Die Spin-Korrelation der beiden Quarks führt bei ihrer Fragmentation durch den Collins-Mechanismus zu einer Korrelation zwischen der Richtung der Hadronen in den beiden Jets (Abbildung 71).

Aus der Größe dieser Korrelation kann dann das Verhältnis zwischen transversaler und unpolarisierter Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z)/D_1(z)$ berechnet werden. Der winkelabhängige differentielle Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion enthält das Quadrat der Collins-Fragmentationsfunktion (Abbildung 70) [Efr99b]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\cos\theta_2 d\phi_1} \propto (1+\cos^2\theta_2)\cdot \left(1 + \frac{6}{\pi}\left[\frac{H_1^{\perp q}}{D_1^q}\right]^2 C_{TT}^{q\overline{q}} \frac{\sin^2\theta_2}{1+\cos^2\theta_2}\cos(2\phi_1)\right) \,. \tag{6.45}$$

Dabei ist ϕ_1 der Azimutwinkel des ersten Hadrons bezüglich der (P_2, e^-)-Ebene und θ_2 der Winkel zwischen dem zweiten Hadron und dem einlaufenden Elektron (Abbildung 71).

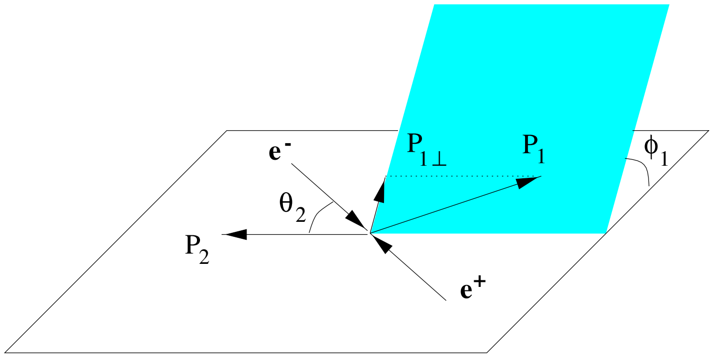


Abbildung 71: Schematische Darstellung der Kinematik der e^+e^--Annihilation im Schwerpunktsystem für ein 2-Jet Ereignis. P_1 und P_2 sind die Impulsvektoren der führenden Hadronen in den beiden Jets, e^+ und e^- die einlaufenden Leptonen. ϕ_1 ist der Azimutwinkel des ersten Hadrons, θ_2 der Winkel zwischen dem zweiten Hadron und dem einlaufenden Lepton.

Dieser differentielle Wirkungsquerschnitt wurde beim DELPHI-Experiment am LEP-Speicherring am CERN gemessen. Für die führenden Hadronen jedes Jets in 2-Jet-Ereignissen, gemittelt über alle Quark-Flavours und über z, ergab sich aus den Meßdaten der Jahre 1991-95 das Verhältnis:

$$\left| \frac{\langle H_1^{\perp}(z)\rangle}{\langle D_1(z)\rangle} \right| = (6.3 \pm 1.7)\% \,. \tag{6.46}$$

Das Ergebnis bezieht sich auf eine Energieskala $E \approx M_Z^2$ und ein mittleres z von $z \approx 0.4$ [Efr99a].

6.5.2 Parametrisierung der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z,P_t)$

Die Abhängigkeit der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z,P_t)$ von den kinematischen Variablen z und P_t konnte experimentell noch nicht bestimmt werden. Es gibt jedoch eine ursprünglich von Collins vorgeschlagene Parametrisierung dieser Funktion, die folgende Abhängigkeit vorhersagt (Gleichung 2.37, Seite 18):

$$H_1^{\perp}(z,\mathbf{k}_T) = M_N D_1(z,\mathbf{k}_T) \cdot \frac{|\mathbf{k}_T| \cdot M_C}{M_C^2 + \mathbf{k}_T^2} \,, \tag{6.47}$$

wobei M_C eine Masse (die sogenannte Collins-Massenskala) im Bereich der Nukleon-Masse ($0.3 \ldots 1$ GeV) ist; $\mathbf{k}_T$ ist der innere Transversalimpuls eines Quarks im Nukleon, M_N die Nukleonmasse und D_1 die unpolarisierte Fragmentationsfunktion. In der Literatur nimmt man für die unpolarisierte Fragmentationfunktion meist eine gaußförmige Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Quarks an [BQ02]:

$$D_1(z,\mathbf{k}_T) = D_1(z)\,\frac{R^2}{\pi z^2}\,e^{-R^2\mathbf{k}_T^2}\ . \tag{6.48}$$

Die Größe R^2 ist als Quotient aus dem Quadrat des Energieanteils des Hadrons z^2 und dem mittleren quadratischen Transversalimpuls P_t des gebildeten Hadrons definiert:

$$R^2 = \frac{z^2}{\langle P_t^2\rangle} = \frac{1}{\langle \mathbf{k}_T^2\rangle}\ . \tag{6.49}$$

Beim HERMES-Experiment ist $\langle P_t^2\rangle$ = 0.19 GeV^2.

Während die Fragmentationsfunktion die z- und P_t-Abhängigkeit der azimutalen Asymmetrien bestimmt, ist die Transversalität der Quarks im Nukleon eine Funktion von x-Bjorken. Daher kann die P_t-Abhängigkeit der experimentellen Daten auch dazu verwendet werden, die theoretisch vorhergesagte P_t-Abhängigkeit der Collins-Fragmentationsfunktion zu überprüfen (vgl. Kapitel 5.3, Seite 110).

6.6 Vergleich der experimentellen Daten mit den Vorhersagen theoretischer Modelle

Der Vergleich von Modell-Ergebnissen mit den in dieser Arbeit bestimmten Asymmetrien für unterschiedliche Hadronen kann darüber Aufschluß geben, welche Modellvorhersagen der realen Struktur des Nukleons am nächsten kommen.

6.6.1 Quark-Diquark-Modell

Zunächst sollen die Ergebnisse des Quark-Diquark-Modells des Nukleons mit den gemessenen Asymmetrien verglichen werden. *Ma et al.* haben aus den Vorhersagen dieses Modells für $\delta q(x)$ unter Verwendung einer Parametrisierung der experimentell gemessenen bevorzugten und der nicht bevorzugten Fragmentationsfunktionen die Asymmetrie A_{UL} berechnet. Dabei haben sie die kinematischen Schnitte, die in dieser Arbeit verwendet wurden, berücksichtigt [BQ02]. Ihr Ergebnis für ein Deuterium-Target ist in Abbildung 72 dargestellt.

Die beiden in Abbildung 72 gezeichneten Kurven unterscheiden sich in der Modell-Annahme für die *twist-3*-Strukturfunktion $h_L(x)$, welche die transversale Quarkverteilung in einem longitudinal polarisierten Nukleon beschreibt. Die gestrichelte Kurve geht von $h_L(x) = 0$ aus, d.h. nur die transversale Polarisationskomponente des Nukleons trägt zur Asymmetrie bei. Die durchgezogene Kurve hingegen verwendet die Wandzura-Wildczek-Beziehung

$$h_L(x) = 2x\int_x^1 \mathrm{d}\xi\,\frac{\delta q(\xi)}{\xi^2}, \tag{6.50}$$

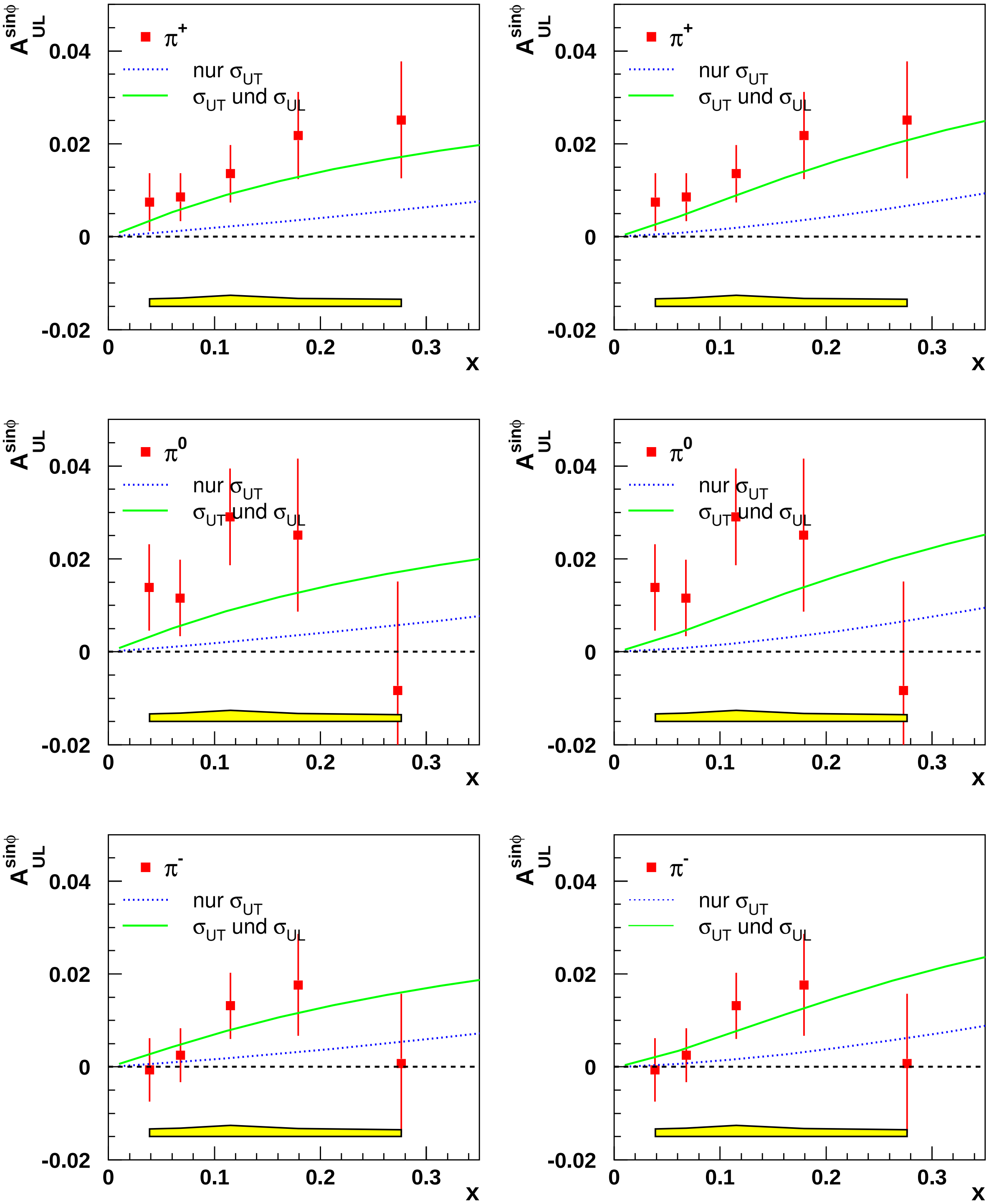


Abbildung 72: Vorhersage des Quark-Diquark-Modells *(linke Spalte)* und des pQCD-Modells des Nukleons *(rechte Spalte)* für die azimutalen Asymmetrien von Pionen [BQ02] im Vergleich zu den experimentellen Daten dieser Arbeit. Die gestrichelten Theorie-Kurven verwenden nur den Wirkungsquerschnitt σ_{UT}, machen also die Annahme $h_L = 0$, die durchgezogen Kurven berücksichtigen auch σ_{UL} und verwenden zu seiner Berechnung die Wandzura-Wildczek-Beziehung $h_L = 2x\int_x^1 \mathrm{d}\xi \frac{\delta q(\xi)}{\xi^2}$ [Jaf92, Tan94].

um $h_L(x)$ mit $\delta q(x)$ in Beziehung zu setzen.

Man erkennt, daß unter beiden Annahmen sowohl für positive und neutrale als auch für negative Pionen eine positive Asymmetrie vorhergesagt wird. Die Asymmetrie steigt mit zunehmendem Impulsbruchteil x des Quarks an und erreicht etwa 0.02 bis 0.03 für große x. Man erkennt, daß das theoretische Modell mit der Wandzura-Wildczek-Annahme für h_L besser mit den experimentellen Daten übereinstimmt als das mit der Annahme $h_L = 0$.

6.6.2 Das pQCD-Modell des Nukleons

Die Vorhersage der pQCD-Analyse für die Transversalität des Nukleons soll nun mit den experimentellen Daten verglichen werden [BQ02]. Auch hier wurden wiederum die bevorzugten und die nicht bevorzugten Fragmentationsfunktionen eines Quarks in Pionen berücksichtigt. Die azimutale Asymmetrien, die man dann erhält, sind ebenfalls in Abbildung 72 dargestellt.

Man erkennt eine große Ähnlichkeit zu den Vorhersagen des Quark-Diquark-Modells. Auch hier sind zwei Kurven für die beiden Annahmen für $h_L(x)$ eingetragen. Die Wandzura-Wildczek-Annahme für $h_L(x)$ zeigt wiederum die bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Sowohl für π^+ und π^0 als auch für π^- steht das Modell-Ergebnis in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

6.6.3 Das chirale Quark-Soliton-Modell

Efremov et al. verwenden das chirale Quark-Soliton-Modell (χQSM) des Nukleons, um eine Vorhersage für die azimutalen Asymmetrien im HERMES-Experiment zu machen. Im Unterschied zu den zuvor behandelten beiden Modellen werden hier jedoch nur bevorzugte Fragmentationsfunktionen berücksichtigt, dafür jedoch das experimentelle DELPHI-Ergebnis für den Quotienten $\frac{\langle H_1^\perp(z)\rangle}{\langle D_1(z)\rangle}$ zur Normierung der Collins-Fragmentationsfunktion verwendet. Für $h_L(x)$ wird wiederum die Wandzura-Wildczek-Annahme,

$$h_L(x) = 2x \int_x^1 d\xi \frac{\delta q(\xi)}{\xi^2}, \tag{6.51}$$

gemacht. Man erhält die in Abbildung 73 dargestellte Vorhersage für $A_{UL}^{\sin\phi}$.

Die Asymmetrie steigt mit zunehmendem Impulsbruchteil x an. Die theoretisch berechneten Asymmetrien für π^+, π^0 und π^- sind ähnlich, die Asymmetrie für π^- wird etwas kleiner als die für π^+ und π^0 erwartet. Auch hier zeigt der Vergleich mit den experimentellen Daten eine sehr gute Übereinstimmung.

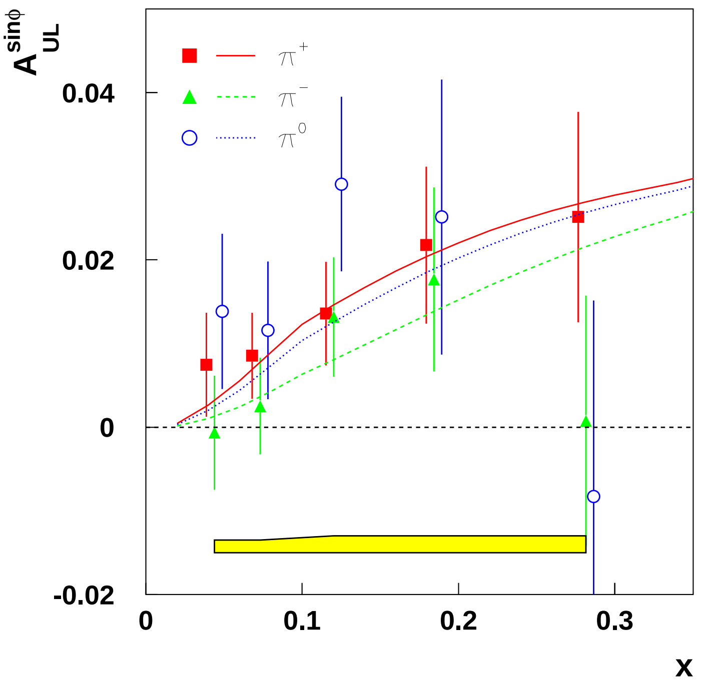


Abbildung 73: Vorhersage des χQSM-Modells des Nukleons für die Single-Spin-Asymmetrien für π^+, π^0 und π^- [Efr01b] im Vergleich mit den experimentellen Daten dieser Arbeit.

Im Unterschied zu den beiden anderen Modellen, die keine Fragmentation in Kaonen berücksichtigen, haben *Efremov et al.* auch Single-Spin-Asymmetrien für Kaonen im *χQSM* berechnet. Für ihre Fragmentation wurde die folgende Annahme gemacht:

$$D_1^K := D_1^{u\to K^+} \simeq D_1^{\bar{s}\to K^+}, \tag{6.52}$$

nicht bevorzugte Fragmentationsfunktionen wurden vernachlässigt. Aus experimentellen Messungen ist bekannt, daß $\langle D_1^K(z)\rangle$ im Mittel über z etwa 5 mal kleiner als $\langle D_1^\pi(z)\rangle$ ist [Bin95]. Da die Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^\perp(z)$ für s-Quarks noch gänzlich unbekannt ist, wurde als erste Vermutung für die über z gemittelte Fragmentationsfunktion

$$\frac{\langle H_1^{\perp K}(z)\rangle}{\langle D_1^K(z)\rangle} = \frac{\langle H_1^{\perp \pi}(z)\rangle}{\langle D_1^\pi(z)\rangle} \tag{6.53}$$

gewählt. Unter dieser Annahme erhält man die in Abbildung 74 dargestellte Vorhersage für die Kaon-Asymmetrie. Ebenfalls in das Diagramm eingetragen sind die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit für Kaonen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Die Annahme $\frac{\langle H_1^{\perp K}(z)\rangle}{\langle D_1^K(z)\rangle} = \frac{\langle H_1^{\perp \pi}(z)\rangle}{\langle D_1^\pi(z)\rangle}$ wird damit von den experimentellen Daten unterstützt.

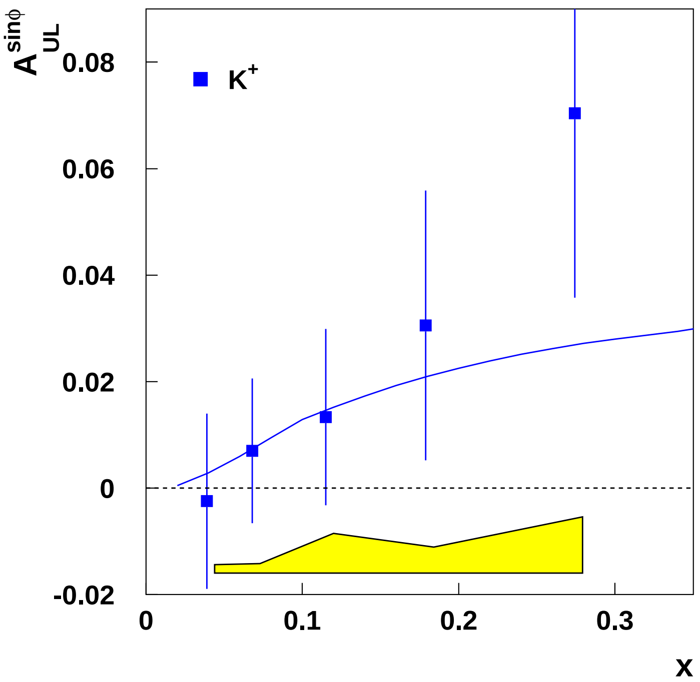


Abbildung 74: Vorhersage des χQSM des Nukleons für Single-Spin-Asymmetrien für Kaonen (K^+) [Efr01b] im Vergleich zu den experimentellen Daten dieser Arbeit.

6.7 Vergleich mit der Messung an einem Wasserstoff-Target

Die Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ wurde in den Jahren 1996 und 1997 für Pionen an einem Wasserstoff-Target beim HERMES-Experiment gemessen [HER00, HER01].

Vergleicht man die am Wasserstoff- und Deuterium-Target gemessenen Asymmetrien, so fällt das unterschiedliche Verhalten der Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^- am Proton und Deuteron auf (Abb. 75). Während der Mittelwert der Asymmetrie für π^- am Wasserstoff-Target negativ ist, wird am Deuterium-Target eine positive Asymmetrie gemessen. Am Wasserstoff-Target wird die Asymmetrie für π^- vor allem von der Transversalität der d-Quarks $\delta d(x)$ im Proton bestimmt, da d-Quarks bevorzugt in π^- fragmentieren. Da die Transversalität der d-Quarks negativ ist (Abbildung 66), erwartet man auch eine negative Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}(\pi^-)$.

An einem Deuterium-Target dagegen entstehen negative Pionen sowohl aus der Fragmentation des d-Quarks des Protons als auch der zwei d-Quarks des Neutrons. Aus Isospin-Symmetrie-Gründen entspricht die Polarisation der d-Quarks im Neutron jedoch der von u-Quarks im Proton:

$$\delta d^n = \delta u^p \; . \tag{6.54}$$

Daher besitzen die d-Quarks im Neutron eine positive Transversalität $\delta d^n > 0$ [Sch00d, Efr01b]. Sie überwiegt gegenüber der negativen Transversalität des d-Quarks im Proton, daher ergibt sich insgesamt eine positive Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}(\pi^-)$ für π^- am Deuteron.

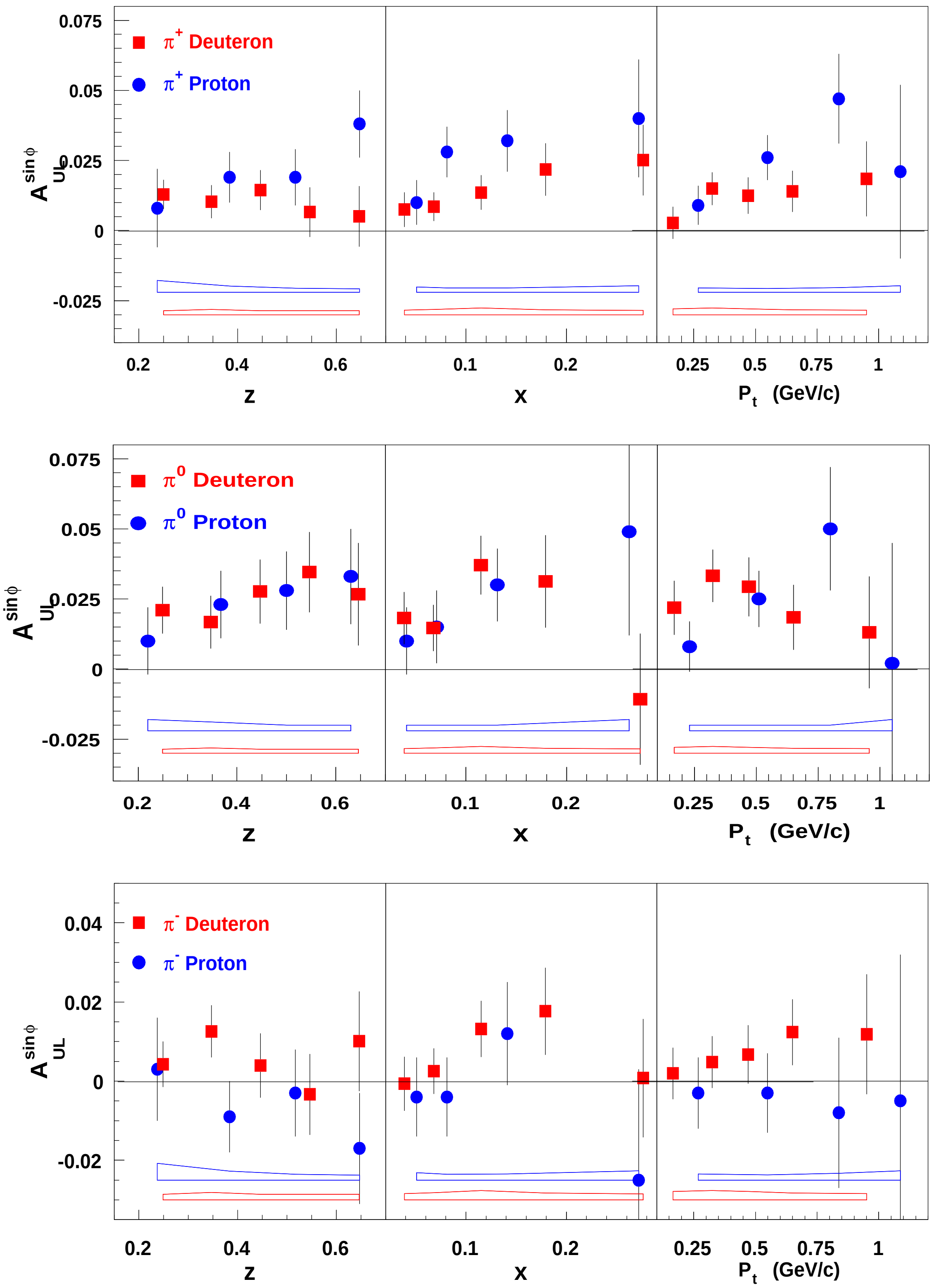


Abbildung 75: Darstellung von Single-Spin-Asymmetrien $A_{UL}^{\sin\phi}$ gemessen an einem Wasserstoff- [HER00, HER01] und einem Deuterium-Target (diese Arbeit).

Die Single-Spin-Asymmetrie für π^+ und π^0 am Deuterium-Target ist ebenso positiv wie die am Wasserstoff-Target und zeigt eine ähnlichen Verlauf in Abhängigkeit von x. Die Asymmetrie am Deuteron ist insgesamt kleiner als $A_{UL}^{\sin\phi}$ am Proton (Abbildung 75). Durch eine 4 mal so große Zahl von aufgezeichneten Streuereignissen am Deuterium-Target im Vergleich zum Wasserstoff sind die Ergebnisse am Deuteron dennoch signifikant von 0 verschieden. Der Unterschied in der Größe der Asymmetrien für π^+ zwischen Wasserstoff- und Deuterium-Target entspricht der theoretischen Erwartung der Modelle, wie sie am Beispiel des χQSM in Tabelle 15 dargestellt ist [BQ02, Efr01b].

Target	Hadron	χQSM-Vorhersage für $A_{UL}^{\sin\phi}$ in %	Experimentelle Messung $A_{UL}^{\sin\phi}$ in %
Proton	π^+	2.5 ± 0.8	2.2 ± 0.5 (stat.) ± 0.3 (sys.)
	π^0	1.8 ± 0.5	$1.9 \pm 0.7 \pm 0.3$
	π^-	-0.5 ± 0.2	$-0.2 \pm 0.6 \pm 0.4$
Deuteron	π^+	1.2 ± 0.4	$1.1 \pm 0.4 \pm 0.2$
	π^0	1.0 ± 0.3	$1.8 \pm 0.5 \pm 0.2$
	π^-	0.6 ± 0.2	$0.6 \pm 0.3 \pm 0.2$
	K^+	1.3 ± 0.4	$0.9 \pm 0.8 \pm 0.4$

Tabelle 15: Vorhersagen des χQSM [Efr01b] und Messung der Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ an einem Wasserstoff- [HER00] und einem Deuterium-Target (diese Arbeit).

6.8 $\sin 2\phi$ -Asymmetrien

Die experimentellen $\sin 2\phi$-Asymmetrien sind alle innerhalb des statistischen Fehlers mit 0 verträglich (Kapitel 5). In Tabelle 16 sind die Vorhersagen des χQSM-Modells für $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ im Vergleich zu den Meßdaten für π^-, π^0 und π^+ dargestellt.

Modell	Hadron	Vorhersage $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ in %	Experiment (diese Arbeit) $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ in %
χQSM	π^+	0.31 ± 0.10	0.1 ± 0.3
	π^0	0.16 ± 0.05	0.7 ± 0.5
	π^-	0.25 ± 0.08	0.2 ± 0.3
	K^+	0.32 ± 0.10	-0.5 ± 0.8

Tabelle 16: Theoretische Vorhersagen und Messung der $\sin 2\phi$-Momente $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ am Deuterium-Target [Sch02b].

Eine signifikante Messung der Größe der $\sin 2\phi$-Momente ist bei der vorhandenen Meßstatistik noch nicht möglich, innerhalb der Fehler stimmen die bisherigen Ergebnisse jedoch mit den Modellvorhersagen überein.

6.9 Ausblick und zukünftige Experimente

In der vorliegenden Arbeit konnten signifikante Target-Single-Spin-Asymmetrien für die tiefinelastische Streuung an einem longitudinal polarisierten Deuterium-Target nachgewiesen werden. Sie kommen durch die Kombination einer chiral ungeraden transversalen Quarkverteilung $\delta q(x)$ im Nukleon mit der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z)$ zustande. Ihr kinematischer Verlauf und ihre absolute Größe stimmen mit den Modellvorhersagen des chiralen Quark-Soliton-Modells und des Quark-Diquark-Modells sowie der von Collins vorgeschlagenen Parametrisierung der Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z)$ überein. Für ein longitudinal polarisiertes Target sind die Asymmetrien jedoch klein, da sie von der transversalen Targetpolarisations-Komponente im Photon-Nukleon-System abhängen. Sie ist bei einem longitudinal polarisierten Target kinematisch (Abschnitt 6.2) um den Faktor $\langle \sin\theta_\gamma \rangle \simeq 8.5\%$ unterdrückt, wobei θ_γ der Emissionswinkel des virtuellen Photons ist (Abbildung 10, Seite 23).

Bei der Streuung an einem transversal polarisierten Target-Nukleon erwartet man daher weitaus größere Asymmetrien [BQ02, Bog99]. Dies ist auch die Motivation für die Fortführung des HERMES-Experimentes im Jahr 2002, bei dem mit einem transversal polarisierten Wasserstoff-Target Single-Spin-Asymmetrien gemessen werden sollen. Die erwartete 10fach größere Asymmetrie in Verbindung mit etwa gleich großem statistischen Fehler läßt es möglich erscheinen, die kinematische Abhängigkeit der Transversalität erstmals mit großer Genauigkeit zu vermessen und verschiedene Modell-Vorhersagen zu prüfen.

Eine weitere Messung der Transversalität ist mit dem COMPASS-Experiment am SPS-Beschleuniger am CERN geplant. Dabei wird ein polarisierter Myonen-Strahl verwendet, der an einem polarisierten Festkörper-Target gestreut wird. Die Spinrichtung des Targets kann dabei sowohl longitudinal als auch transversal zum Myonenstrahl ausgerichtet werden. Auch wenn das Hauptziel des COMPASS-Experimentes die Messung der Gluon-Polarisation im Nukleon ist, werden dennoch auch interessante Meßdaten zur Transversalität sowohl aus der Streuung an longitudinal als auch transversal polarisierten Target-Nukleonen zu erwarten sein. Der kinematische Bereich der Messung unterscheidet sich von dem des HERMES-Experimentes, da die Myon-Energie fast eine Größenordnung höher als die Elektron-Energie beim HERMES-Experiment ist. Es werden also auch Daten bei hohen Q^2 und kleinem x zur Verfügung stehen.

Ein dritte Gruppe von Experimenten, die unter anderem die Messung der Transversalität des Nukleons zum Ziel haben, sind das PHENIX- und das STAR-Experiment am Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) am Brookhaven National Laboratory (BNL). Hier werden polarisierte Protonen im RHIC-Speicherring zur Kollision gebracht. Die Bestimmung der Quark-Transversalität bei Proton-Proton-Kollisionen stellt eine im Vergleich zur tiefinelastischen Elektron-Nukleon Streuung grundlegend andere Meßmethode dar. Sie mißt das Produkt der Transversalität zweier Quarks in den beiden Protonen $\delta q(x_1) \otimes \delta q(x_2)$. Die größte experimentelle Schwierigkeit bei der Untersuchung dieser Reaktion stellt die Bereitstellung polarisierter Protonen dar. Da eine Selbst-Polarisation der Protonen analog zum Sokolov-

Ternov-Effekt bei Elektronen nicht auftritt, müssen die Protonen in einer Quelle polarisiert erzeugt werden, und die Polarisation muß bei dem gesamten Beschleunigungsvorgang, von der Injektion in den Beschleuniger bis zur Kollision im Speicherring, erhalten bleiben. Falls diese experimentelle Schwierigkeit gelöst wird, ist auch bei RHIC eine präzise Vermessung der Transversalität über einen großen x-Bereich zu erwarten.

7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Target-Single-Spin-Asymmetrien bei der tiefinelastischen Streuung von Elektronen und Positronen an polarisierten Deuterium-Atomen bestimmt. Ihre Untersuchung bei einer semi-inklusiven Messung eröffnet die Möglichkeit, einen experimentellen Zugang zur transversalen Polarisation der Quarks im Nukleon zu erhalten. Die Target-Spin-Asymmetrien sind proportional zum Produkt aus der Transversalität $\delta q(x)$ der Quarks im Nukleon und der Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z)$. Die Transversalität $\delta q(x)$ ist eine bis heute noch nicht bestimmte Quark-Verteilungsfunktion, welche in einem transversal polarisierten Nukleon die Zahl der transversal in Richtung des Nukleonspins ausgerichteten Quarkspins angibt. Die Collins-Fragmentationfunktion beschreibt die Wahrscheinlichkeit für die Fragmentation eines transversal polarisierten Quarks in ein bestimmtes Hadron bei der tiefinelastischen Streuung.

Die Messungen zur vorliegenden Arbeit wurden im Rahmen des HERMES-Experimentes am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg in den Jahren 1998-2000 durchgeführt. Im HERMES-Experiment wurden Elektronen und Positronen mit einer Energie von 27.5 GeV tiefinelastisch an einem polarisierten Deuterium-Target gestreut. Zur Auswertung wurden alle in dem genannten Zeitraum erhaltenen Daten in der vorliegenden Arbeit verwendet. Anhand der Meßwerte eines im Jahre 1998 installierten Ring-abbildenden Čerenkov-Detektors konnte zwischen den bei der tiefinelastischen Streuung produzierten Hadronen $\pi^{\pm}$ und K^{+} unterschieden werden. Nach einer Überprüfung der Datenqualität und der Durchführung verschiedener kinematischer Schnitte zur Auswahl der semi-inklusiven Streuereignisse wurde aus den Meßdaten der parallelen und antiparallelen Target-Spin-Einstellung zur Elektronenrichtung die azimutale Target-Spin-Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ berechnet. Mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation des Experimentes wurde der Einfluß der Detektorauflösung und -akzeptanz auf die experimentellen Ergebnisse bestimmt und als Korrektur berücksichtigt.

Als Ergebnis der Datenauswertung wurden signifikante positive Single-Spin-Asymmetrien für semi-inklusiv erzeugte π^{+}, π^{0}, π^{-} und K^{+} nachgewiesen. Die Asymmetrien steigen mit zunehmendem Impulsbruchteil x des gestreuten Quarks am Nukleon an. Der überwiegende Beitrag zur Single-Spin-Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ wird von der Transversalität der Valenzquarks hervorgerufen. Die kinematische Abhängigkeit der bestimmten Asymmetrien vom Impulsbruchteil x des Quarks und ihre absolute Größe stimmen im Rahmen des statistischen Fehlers mit theoretischen Vorhersagen des chiralen Quark-Soliton-Modells, des Quark-Diquark-Modells und einer pQCD-Berechnung für die Transversalität $\delta q(x)$ überein. Damit konnte ein experimenteller Zugang zur Transversalität über den Collins-Mechanismus nachgewiesen werden und theoretische Modellvorstellungen über ihre Größe erstmals experimentell überprüft und bestätigt werden.

Die beobachteten Single-Spin-Asymmetrien steigen mit zunehmendem Transversalimpuls P_t des gestreuten Hadrons ebenfalls an. Diese Abhängigkeit kann durch die bereits von Collins vorhergesagte kinematische Abhängigkeit der Fragmentationsfunktion $H_1^{\perp}(z,P_t)$ vom

Transversalimpuls des Hadrons erklärt werden. Beim Übergang von semi-inklusiven Asymmetrien zum exklusiven kinematischen Bereich ($z \rightarrow 1$) zeigte sich ein unerwartetes Verhalten der gemessenen Asymmetrien: Sie steigen in ihrem Betrag an und wechseln für π^+, π^- und K^+ ihr Vorzeichen von plus nach minus. Die Asymmetrie für π^0 dagegen bleibt positiv. Dieses Verhalten der Single-Spin-Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ im Grenzfall $z \rightarrow 1$ wird in den bisherigen theoretischen Modellen nicht erwartet. Die in dieser Arbeit bestimmten experimentellen Daten können daher Auslöser und Ausgangspunkt für neue theoretische Modellansätze und Interpretationen zur Beschreibung der Fragmentation transversal polarisierter Quarks sein.

Neben der Analyse und physikalischen Interpretation der HERMES-Meßdaten wurde zusätzlich als experimentelle Aufgabe ein Detektor aus szintillierenden Fasern für das Longitudinale Polarimeter am HERA-Speicherring entworfen, gebaut und in Betrieb genommen. Das Longitudinale Polarimeter mißt die Polarisation der Elektronen im Speicherring durch Compton-Streuung zirkular polarisierten Laserlichts an den freien Elektronenpaketen im Speicherring. Die rückgestreuten, hochenergetischen Compton-Photonen werden in einem elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen. Da sich die Position und der Winkel des Elektronenstrahls während des Betriebs des Speicherrings verändern können, muß das Kalorimeter stets neu auf die Compton-Photonen ausgerichtet werden. Der neuentwickelte Detektor ist unmittelbar vor dem Kalorimeter hinter einem Blei-Preshower angebracht und bestimmt kontinuierlich die Position der rückgestreuten Compton-Photonen. Er ermöglicht es damit, das Kalorimeter durch eine automatisierte Steuerung stets auf das Zentrum des Compton-Kegels auszurichten.

A Tabellen der Ergebnisse

In den folgenden Tabellen sind die in dieser Arbeit bestimmten azimutalen Target-Single-Spin-Asymmetrien $A_{UL}^{\sin\phi}$ für die semi-inklusive tiefinelastische Streuung an einem longitudinal polarisierten Deuterium-Target angegeben.

A.1 Azimutale Target-Single-Spin Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}(x,z,P_t)$ für π^+

x-bin	$\langle x\rangle$	$A_{UL}^{\sin\phi}(x)\cdot 10^2$
0.023...0.05	0.039	0.75 ± 0.62 (stat.) ± 0.16 (sys.)
0.05...0.09	0.068	0.85 ± 0.52 (stat.) ± 0.18 (sys.)
0.09...0.15	0.115	1.36 ± 0.62 (stat.) ± 0.24 (sys.)
0.15...0.22	0.179	2.18 ± 0.94 (stat.) ± 0.17 (sys.)
0.22...0.40	0.276	2.51 ± 1.26 (stat.) ± 0.15 (sys.)

Tabelle 17: Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^+ in Abhängigkeit von der Bjorkenschen Skalenvariablen x.

z-bin	$\langle z\rangle$	$A_{UL}^{\sin\phi}(z)\cdot 10^2$
0.2...0.3	0.25	1.29 ± 0.52 (stat.) ± 0.16 (sys.)
0.3...0.4	0.35	1.03 ± 0.59 (stat.) ± 0.19 (sys.)
0.4...0.5	0.45	1.44 ± 0.71 (stat.) ± 0.20 (sys.)
0.5...0.6	0.55	0.66 ± 0.89 (stat.) ± 0.19 (sys.)
0.6...0.7	0.65	0.51 ± 1.08 (stat.) ± 0.18 (sys.)
0.7...0.8	0.75	-0.16 ± 1.33 (stat.) ± 0.16 (sys.)
0.8...0.9	0.85	-2.89 ± 1.64 (stat.) ± 0.16 (sys.)
>0.9	0.95	-5.25 ± 2.16 (stat.) ± 0.17 (sys.)

Tabelle 18: Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^+ in Abhängigkeit vom relativen Energieanteil des Hadrons z.

P_t-bin [GeV]	$\langle P_t\rangle$ [GeV]	$A_{UL}^{\sin\phi}(P_t)\cdot 10^2$
0.05...0.25	0.17	0.28 ± 0.58 (stat.) ± 0.21 (sys.)
0.25...0.40	0.32	1.49 ± 0.58 (stat.) ± 0.24 (sys.)
0.40...0.55	0.47	1.24 ± 0.65 (stat.) ± 0.21 (sys.)
0.55...0.80	0.65	1.39 ± 0.74 (stat.) ± 0.17 (sys.)
> 0.80	0.95	1.85 ± 1.34 (stat.) ± 0.16 (sys.)

Tabelle 19: Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^+ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Hadrons P_t.

A.2 Azimutale Target-Single-Spin Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}(x,z,P_t)$ für π^0

x-bin	$\langle x \rangle$	$A_{UL}^{\sin\phi}(x) \cdot 10^2$
0.023...0.05	0.039	1.39 ± 0.93 (stat.) ± 0.20 (sys.)
0.05...0.09	0.068	1.16 ± 0.82 (stat.) ± 0.21 (sys.)
0.09...0.15	0.115	2.91 ± 1.04 (stat.) ± 0.25 (sys.)
0.15...0.22	0.179	2.51 ± 1.64 (stat.) ± 0.20 (sys.)
0.22...0.40	0.273	-0.83 ± 2.34 (stat.) ± 0.20 (sys.)

Tabelle 20: Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^0 in Abhängigkeit von der Bjorkenschen Skalenvariablen x.

z-bin	$\langle z \rangle$	$A_{UL}^{\sin\phi}(z) \cdot 10^2$
0.2...0.3	0.25	1.52 ± 0.83 (stat.) ± 0.20 (sys.)
0.3...0.4	0.35	1.27 ± 0.94 (stat.) ± 0.22 (sys.)
0.4...0.5	0.45	2.18 ± 1.14 (stat.) ± 0.23 (sys.)
0.5...0.6	0.55	2.88 ± 1.43 (stat.) ± 0.21 (sys.)
0.6...0.7	0.65	2.38 ± 1.83 (stat.) ± 0.21 (sys.)
0.7...0.8	0.75	3.96 ± 2.42 (stat.) ± 0.20 (sys.)
0.8...0.9	0.85	5.26 ± 3.40 (stat.) ± 0.20 (sys.)
>0.9	0.95	9.61 ± 5.24 (stat.) ± 0.20 (sys.)

Tabelle 21: Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^0 in Abhängigkeit vom relativen Energieanteil des Hadrons z.

P_t-bin [GeV]	$\langle P_t \rangle$ [GeV]	$A_{UL}^{\sin\phi}(P_t) \cdot 10^2$
0.05...0.25	0.17	1.66 ± 0.96 (stat.) ± 0.23 (sys.)
0.25...0.40	0.32	2.44 ± 0.94 (stat.) ± 0.25 (sys.)
0.40...0.55	0.47	2.31 ± 1.05 (stat.) ± 0.24 (sys.)
0.55...0.80	0.65	1.53 ± 1.16 (stat.) ± 0.20 (sys.)
> 0.80	0.96	1.15 ± 1.99 (stat.) ± 0.20 (sys.)

Tabelle 22: Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^0 in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Hadrons P_t.

A.3 Azimutale Target-Single-Spin Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}(x,z,P_t)$ für π^-

x-bin	$\langle x\rangle$	$A_{UL}^{\sin\phi}\cdot 10^2$
0.023...0.05	0.039	-0.07 ± 0.68 (stat.)
0.05...0.09	0.068	0.25 ± 0.58 (stat.)
0.09...0.15	0.115	1.32 ± 0.71 (stat.)
0.15...0.22	0.179	1.77 ± 1.10 (stat.)
0.22...0.40	0.276	0.08 ± 1.50 (stat.)

Tabelle 23: Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^- in Abhängigkeit von der Bjorkenschen Skalenvariablen x. Der systematische Fehler ist identisch mit dem systematischen Fehler der Asymmetrie für π^+ (Tabelle 17).

z-bin	$\langle z\rangle$	$A_{UL}^{\sin\phi}(z)\cdot 10^2$
0.2...0.3	0.25	0.42 ± 0.58 (stat.)
0.3...0.4	0.35	1.26 ± 0.66 (stat.)
0.4...0.5	0.45	0.39 ± 0.82 (stat.)
0.5...0.6	0.55	-0.33 ± 1.02 (stat.)
0.6...0.7	0.65	1.01 ± 1.26 (stat.)
0.7...0.8	0.75	-0.40 ± 1.56 (stat.)
0.8...0.9	0.85	-1.24 ± 1.92 (stat.)
>0.9	0.95	-5.25 ± 2.51 (stat.)

Tabelle 24: Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^- in Abhängigkeit vom relativen Energieanteil des Hadrons z. Der systematische Fehler ist identisch mit dem systematischen Fehler der Asymmetrie für π^+ (Tabelle 18).

P_t-bin [GeV]	$\langle P_t\rangle$ [GeV]	$A_{UL}^{\sin\phi}(P_t)\cdot 10^2$
0.05...0.25	0.17	0.20 ± 0.65 (stat.)
0.25...0.40	0.32	0.48 ± 0.66 (stat.)
0.40...0.55	0.47	0.67 ± 0.74 (stat.)
0.55...0.80	0.65	1.24 ± 0.83 (stat.)
> 0.80	0.95	1.18 ± 1.52 (stat.)

Tabelle 25: Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für π^- in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Hadrons P_t. Der systematische Fehler ist identisch mit dem systematischen Fehler der Asymmetrie für π^+ (Tabelle 19).

A.4 Azimutale Target-Single-Spin Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}(x,z,P_t)$ für K^+

x-bin	$\langle x\rangle$	$A_{UL}^{\sin\phi}(x)\cdot 10^2$
0.023...0.05	0.039	-0.25 ± 1.65 (stat.) ± 0.16 (sys.)
0.05...0.09	0.068	0.70 ± 1.36 (stat.) ± 0.18 (sys.)
0.09...0.15	0.115	1.33 ± 1.66 (stat.) ± 0.75 (sys.)
0.15...0.22	0.179	3.05 ± 2.53 (stat.) ± 0.49 (sys.)
0.22...0.40	0.274	7.04 ± 3.46 (stat.) ± 1.06 (sys.)

Tabelle 26: Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für K^+ in Abhängigkeit von der Bjorkenschen Skalenvariablen x.

z-bin	$\langle z\rangle$	$A_{UL}^{\sin\phi}(z)\cdot 10^2$
0.2...0.3	0.25	-0.73 ± 1.96 (stat.) ± 0.86 (sys.)
0.3...0.4	0.35	1.63 ± 1.59 (stat.) ± 0.62 (sys.)
0.4...0.5	0.45	1.93 ± 1.64 (stat.) ± 0.17 (sys.)
0.5...0.6	0.55	-0.61 ± 1.85 (stat.) ± 0.25 (sys.)
0.6...0.7	0.65	1.35 ± 2.29 (stat.) ± 0.18 (sys.)
0.7...0.8	0.75	2.38 ± 2.93 (stat.) ± 0.22 (sys.)
0.8...0.9	0.84	-1.24 ± 3.96 (stat.) ± 0.14 (sys.)
>0.9	0.94	-6.72 ± 6.21 (stat.) ± 0.34 (sys.)

Tabelle 27: Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für K^+ in Abhängigkeit vom relativen Energieanteil des Hadrons z.

P_t-bin [GeV]	$\langle P_t\rangle[GeV]$	$A_{UL}^{\sin\phi}(P_t)\cdot 10^2$
0.05...0.25	0.17	0.77 ± 1.60 (stat.) ± 0.30 (sys.)
0.25...0.40	0.32	0.60 ± 1.58 (stat.) ± 0.75 (sys.)
0.40...0.55	0.47	0.41 ± 1.76 (stat.) ± 0.46 (sys.)
0.55...0.80	0.65	1.90 ± 1.88 (stat.) ± 0.55 (sys.)
> 0.80	0.95	2.28 ± 2.95 (stat.) ± 0.75 (sys.)

Tabelle 28: Asymmetrie $A_{UL}^{\sin\phi}$ für K^+ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Hadrons P_t.

B Entwicklung und Bau eines Detektors aus szintillierenden Fasern als Strahlpositionsmonitor für das longitudinale Polarimeter

B.1 Einleitung

Mit dem Longitudinalen Polarimeter des HERMES-Experimentes wird die Polarisation der Elektronen im HERA-Speicherring durch Compton-Streuung von zirkular polarisiertem Laserlicht an den freien Elektronen gemessen. Die zurückgestreuten Photonen werden in einem elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen (Kapitel 3.1.4). Während des Betriebes des Speicherringes kann sich der Winkel und die Position des Elektronenstrahls und damit auch die Position der rückgestreuten Compton-Photonen am Ort des Kalorimeters verändern. Um einen Einfluß dieser Positionsänderung auf die Energiemessung im Kalorimeter auszuschließen, muß das Kalorimeter stets auf den Compton-Strahl zentriert werden.

Es war daher eine experimentelle Aufgabe in der vorliegenden Arbeit, einen Detektor aus szintillierenden Fasern, der die Position der Compton-Photonen relativ zur Kalorimeterposition bestimmt, zu entwickeln und zu bauen. Zur Positionsmessung werden die Compton-Photonen zunächst in einem Blei-Preshower in Elektron-Positron-Paare konvertiert und anschließend in zwei Fächern aus 1 mm dicken szintillierenden Fasern (Abbildung 76) nachgewiesen.

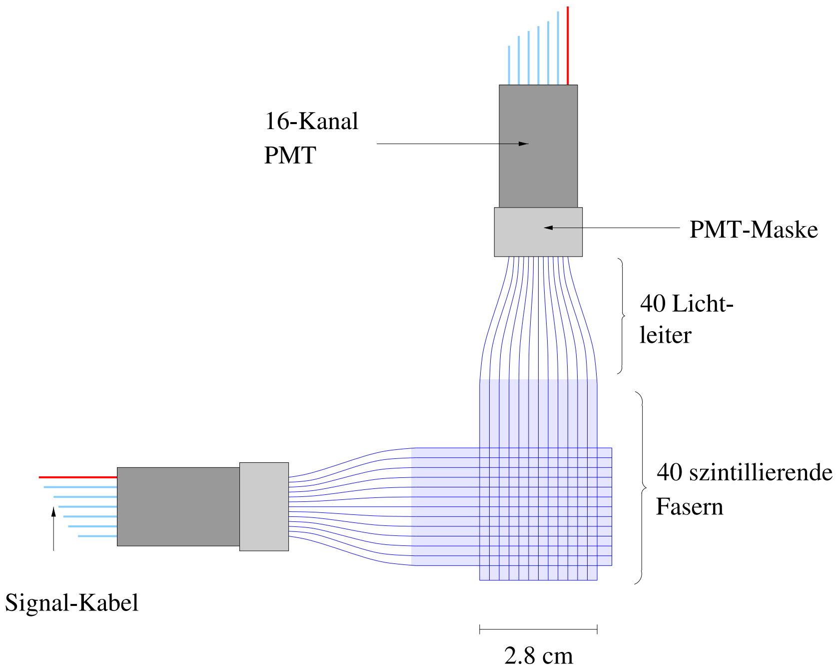


Abbildung 76: Schematischer Aufbau der zwei Szintillator-Fächer.

Der neu entwickelte Detektor wurde vor dem Kalorimeter des longitudinalen Polarimeters installiert. Er kann die Position des Mittelpunktes der Compton-Verteilung auf der Vorderfläche des Kalorimeters mit einer Präzision von etwa einem halben Millimeter in horizontaler und vertikaler Richtung bestimmen. Da das Kalorimeter auf einem ferngesteuert fahrbaren Tisch angebracht ist, kann die Positionsinformation des szintillierenden Faser-Detektors dazu benutzt werden, das Kalorimeter durch ein automatisches Rückkopplungs-System stets auf das Zentrum des Compton-Strahls auszurichten.

B.2 Aufbau

Die Compton-Photonen werden in einem 4 mm dicken Blei-Preshower (etwa 3/4 Strahlungslängen dick) in Elektron-Positron-Paare umgewandelt. Die Elektronen/Positronen werden dann in zwei Fächern aus szintillierenden Fasern mit 1 mm Durchmesser nachgewiesen (Abbildung 76). Das blaue Szintillationslicht wird über Lichtleiter zu zwei 16-Kanal-Photomultipliern geführt. Ihre Ausgangs-Signale gelangen dann durch Koaxial-Kabel aus dem HERA-Tunnel in den HERMES-Elektronik-Wagen, wo sie von ladungsempfindlichen Analog-zu- Digital-Wandlern in digitale Meßdaten umgewandelt werden.

B.2.1 Die szintillierenden Fasern

Die Szintillatoren setzen sich aus zwei Lagen von runden szintillierenden Kunststoff-Fasern mit einem Millimeter Durchmesser zusammen. Die Fasern haben eine dünne Ummantelung aus einem zweiten Kunststoff mit niedrigerem Brechungsindex, um eine Totalreflexion des Lichts an der Oberfläche der Fasern zu erreichen. Sie sind jeweils etwa 6 cm lang und an einem Ende mit den Lichtleitern durch kurzzeitiges Erhitzen zusammengeschmolzen. Ein Szintillator-Fächer besteht aus 40 szintillierenden Fasern, die in zwei Lagen wie in Abbildung 77 dargestellt, übereinander angeordnet sind.

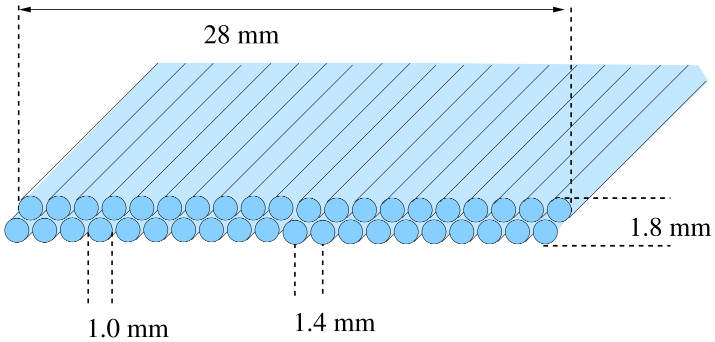


Abbildung 77: Schematische Darstellung des Aufbaus eines Szintillatorfächers.

Die einzelnen Fasern haben einen Abstand von 1.4 mm. Der ganze Fächer ist mit weißer

Acrylat-Farbe bedeckt, welche die Fasern miteinander verklebt und gleichzeitig den Lichtübergang in benachbarte Fasern verhindert.

B.2.2 Kanalbündelung und Photomultiplier-Maske

Die acht Fasern in der Mitte jedes Szintillator-Fächers werden einzeln von je einem Photomultiplier-Kanal ausgelesen; die äußeren Fasern auf der linken und rechten Seite jedes Fächers werden, in Gruppen von 4 Fasern gebündelt, zusammen ausgelesen. Mit diesem Ausleseschema (Tabelle 29) können die 40 Fasern eines Fächers mit einem einzelnen 16-Kanal Photomultiplier ausgelesen werden. Die Bündelung wird auf der Ebene der Lichtleiter durchgeführt, indem 4 Lichtleiter zusammen auf das Eingangsfenster eines Photomultipliers gesetzt werden.

	linke Seite	Mitte	rechte Seite	zusammen
Anzahl der szintillierenden Fasern	16	8	16	40
Breite des Faserbündels	11.2 mm	5.6 mm	11.2 mm	28 mm
Anzahl der Lichtleiter pro PMT-Kanal	4	1	4	
Zahl der PMT-Kanäle	4	8	4	16

Tabelle 29: Schema zur Bündelung der Lichtleiter bei der Auslese des Detektors mit einem 16-Kanal Photomultiplier.

Die Enden der Lichtleiter sind durch eine Photomultiplier-Maske auf dem Photomultiplier-Eintrittsfenster befestigt (Abbildung 76). Sie ist aus schwarzem Plastik angefertigt, um Reflexionen und damit eine Kopplung zwischen benachbarten Kanälen zu verhindern. Die Lichtleiter werden in runden Bohrungen der Photomultiplier-Maske durch Kleben befestigt. Die Oberfläche der Lichtleiter-Enden ist poliert, um die Lichtübertragung auf den Photomultiplier zu verbessern. Die Maske wird von zwei Gummibändern auf das Eintrittsfenster des Photomultipliers gepreßt. Der vertikale Szintillator-Fächer hat zusammen mit Lichtleitern und Photomultiplier-Maske eine Länge von 28 cm, der horizontale ist aus Platzgründen nur 17 cm lang.

B.3 Photomultiplier

Als Photomultiplier wird ein Multi-Anoden-Photomultiplier mit 16 voneinander unabhängigen Kanälen verwendet, das Übersprechen benachbarter Kanäle ist kleiner als 1%. Er ist nur 2.8 x 2.8 x 4.5 cm groß. Der Photomultiplier enthält einen in seinem Sockel eingebauten Spannungsteiler [Pho99]. Um die Linearität und Stabilität der Verstärkung bei hohen Signalraten zu verbessern, wurde ein zweiter, niederohmiger Spannungsteiler für die letzten 4 Dynoden hinzugefügt. Er wird mit einer unabhängigen zweiten Spannungsquelle betrieben. Im Betrieb im Viel-Photon-Modus (Kapitel 3.1.4) wird der Photomultiplier mit einer

Spannung von 600-700 Volt für den eingebauten Spannungsteiler und von 300 Volt für den äußeren Spannungsteiler betrieben. Für Einzel-Photon-Messungen im Teststrahl (Abschnitt B.4) sind die Spannungen auf 900 und 300 Volt eingestellt.

B.3.1 Überwachung der Verstärkung (Gain Monitoring System)

Das HERMES Gain-Monitoring System (Abschnitt 3.5) dient dazu, die Funktion und Verstärkung des Detektors aus szintillierenden Fasern kontinuierlich zu überwachen. Dazu wird gepulstes Laser-Licht des HERMES Gain-Monitoring Lasers über ein Glasfaserkabel zum longitudinalen Polarimeter geleitet. Über einen speziellen GMS-Verbindungsstecker wird es in das lichtdichte Gehäuse des Detektors geleitet. Ein Kunststoff-Lichtleiter, dessen Oberfläche durch Entfernen der Ummantelung und anschließendes Polieren lichtdurchlässig gemacht wurde, verteilt das Laserlicht auf die einzelnen Szintillatoren eines Fächers (Abbildung 78).

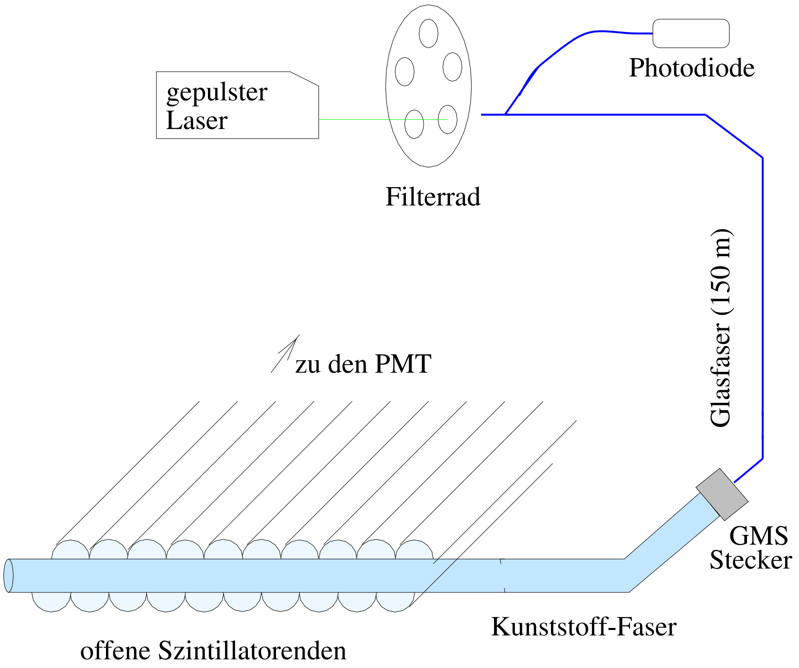


Abbildung 78: Schematische Darstellung der Überwachung des szintillierenden Faser-Detektors durch das Gain Monitoring System des HERMES-Experiments.

Die Plastikfaser ist, wie in Abbildung 78 dargestellt, senkrecht vor den offenen Enden der Szintillatoren angeordnet. Das Laser-Licht, das die Faser verläßt, verteilt sich auf die einzelnen Szintillatoren und wird dann über die Lichtleiter zu den Photomultipliern geleitet. Mit dieser Anordnung kann die Funktion des gesamten Detektoraufbaus von den szintillierenden Fasern über die Lichtleiter bis zu den Photomultipliern überwacht werden.

B.3.2 Mechanischer Aufbau und Lichtabschirmung

Der gesamte Detektor-Aufbau ist in einem Gehäuse aus 2 mm dickem Aluminium-Blech lichtdicht eingeschlossen. Seine Innenseite ist schwarz gestrichen, um Reflexionen zu vermeiden. Die elektrischen Anschlüsse der Photomultiplier und die Signalleitungen sind durch lichtdichte Kabeldurchführungen aus dem Gehäuse geführt. Der gesamte Detektoraufbau hat eine Dicke von 4 cm und ist 24 x 35 cm^2 groß.

B.4 Teststrahl-Messungen

Zur Überprüfung von Funktion und Eigenschaften des Detektors aus szintillierenden Fasern wurden verschiedene Messungen mit dem T21-Teststrahl am DESY, der Elektronen mit einer Energie zwischen 1 und 6 GeV liefert, durchgeführt. Um einen schmalen, wohldefinierten Elektronenstrahl zu erzeugen, wurden zwei 1 mm dünne, senkrecht zueinander stehende Szintillator-Streifen als Trigger verwendet. Ein zusätzlicher großer Veto-Zähler mit einer 7 mm großen, runden Öffnung diente dazu, zufällige Koinzidenzen zu unterdrücken (Abbildung 79).

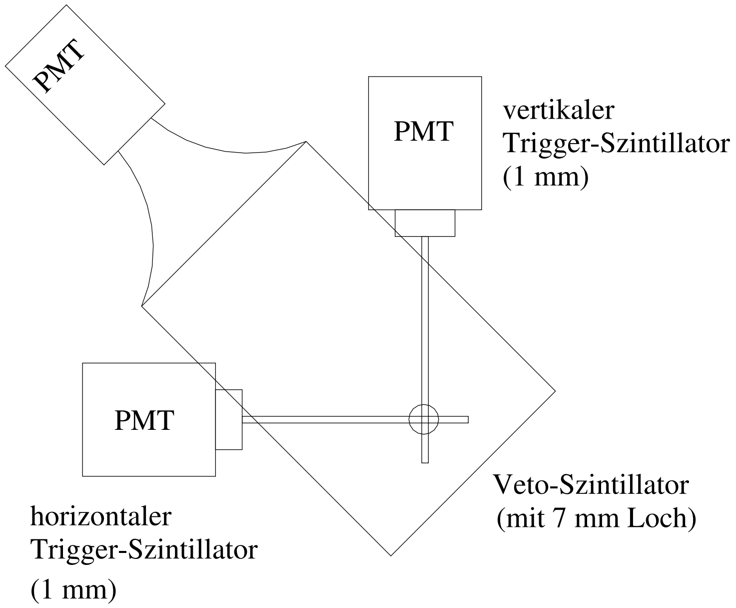


Abbildung 79: Schematische Darstellung des Triggersystems für die Teststrahlmessungen. Der Elektronenstrahl tritt senkrecht durch die Abbildungsebene.

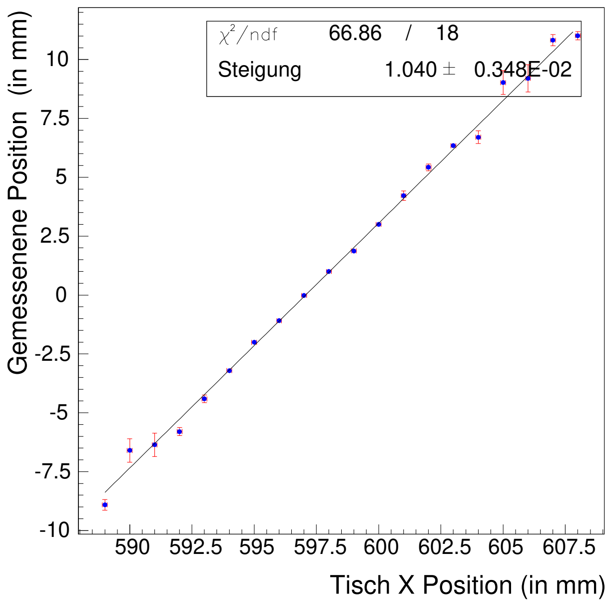
Die Trigger-Szintillatoren wurden vor dem Detektor angeordnet, ein zusätzlicher Szintillator-Streifen wurde hinter dem Detektor angebracht. Mit dieser Anordnung konnte ein 1×1 mm^2 schmaler Elektronenstrahl, der den Detektor durchquert, ausgeblendet werden. Der Detektor selbst wurde auf einem ferngesteuerten Tisch angebracht und konnte in

Schritten von 0.1 mm Länge in horizontaler und vertikaler Richtung gegenüber dem feststehenden Elektronenstrahl bewegt werden.

B.4.1 Genauigkeit der Positionsmessung

Da der Detektor aus szintillierenden Fasern im HERA-Tunnel zur Messung des Schwerpunktes von 1000 gleichzeitig gestreuten Compton-Photonen verwendet wird, sollte auch im Teststrahl die Genauigkeit für die Positionsbestimmung einer Photon-Verteilung ermittelt werden. Um diese Größe in einem Teststrahl, der nur einzelne Elektronen erzeugt, zu messen, werden 1000 einzelne Elektronen-Signale nacheinander aufgezeichnet. Die Zahl der Einzelereignisse in den verschiedenen Detektor-Fasern wird anschließend aufsummiert. An die gemessene Ortsverteilung der Ereignisse wird eine Gaußfunktion angepaßt, deren Mittelwert dann den gemessenen Positionswert ergibt.

Um die Genauigkeit der Positionsmessung zu bestimmen, wurde der Detektor in Schritten von 1/2 mm in horizontaler und vertikaler Richtung verschoben und die Messung in jeder neuen Position wiederholt. Trägt man die aus der Stellung des Schrittmotors ermittelte Position gegen die vom Detektor gemessene Position auf, so erhält man die in Abbildung 80 dargestellte lineare Abhängigkeit.



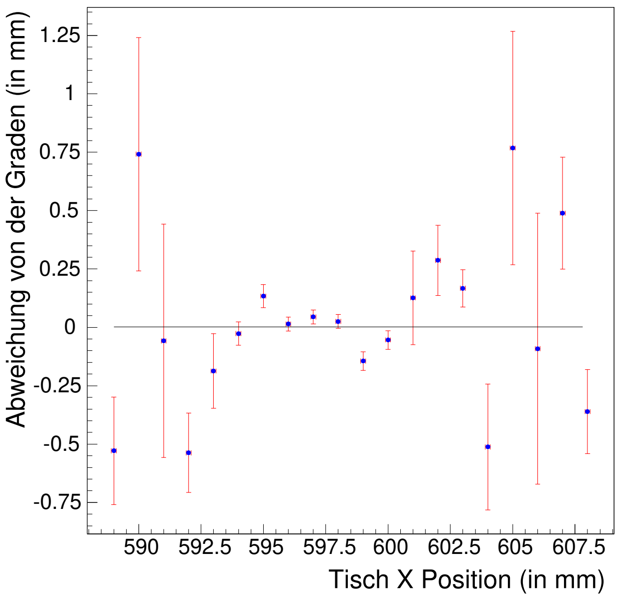


Abbildung 80: *linkes Diagramm:* Im Teststrahl gemessene Position des Elektronenstrahls in Abhängigkeit von der Position des fahrbaren Detektor-Tisches. *rechtes Diagramm:* Abweichung der gemessenen Positionen von einer Geraden.

Die Abweichung der gemessenen Position von der tatsächlichen Detektorposition gibt ein Maß für die systematische Unsicherheit bei der Positionsbestimmung. Die Ergebnisse sind in Abbildung 80 dargestellt. Die mittlere Abweichung der Meßwerte ist etwa 200 μm. Aus Abbildung 80 kann geschlossen werden, daß sich mit dem Detektor die Position einer Verteilung von 1000 Elektronen mit einer Genauigkeit von 200 μm bestimmen läßt.

B.4.2 Einfluß der Dicke des Preshowers

Um den Einfluß der Dicke des Preshowers auf die gemessene Breite einer Compton-Photon- oder Elektron-Verteilung zu bestimmen, wurden Blei-Preshower unterschiedlicher Dicke vor dem Detektor aus szintillierenden Fasern angebracht. Die gemessene Breite des elektromagnetischen Schauers im Detektor ist in Abbildung 81 in Abhängigkeit von der Preshower-Dicke dargestellt. Während im Teststrahl Elektronen zur Messung verwendet wurden, müssen die Compton-Photonen bei der Messung im HERA-Speicherring zunächst im Preshower in Elektron-/Positron Paare umgewandelt werden. Eine Messung ohne Preshower im Teststrahl entspricht daher bereits einer Messung mit einem Preshower von der Dicke einer Strahlungslänge im HERA-Tunnel.

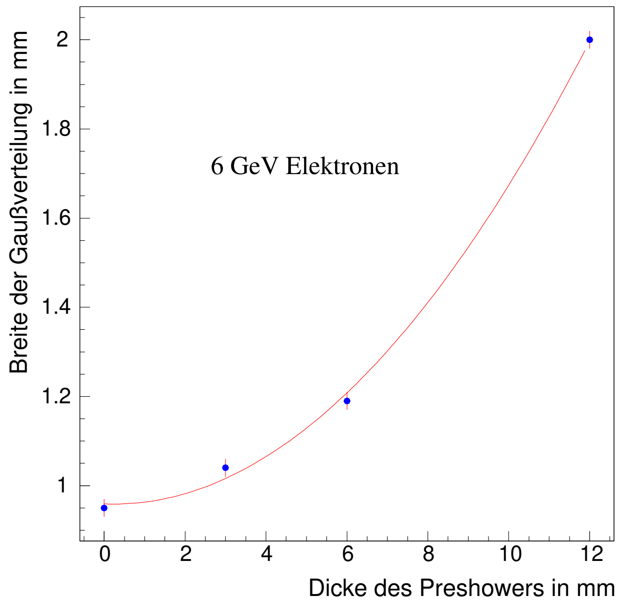


Abbildung 81: Breite der Elektronen-Verteilung im Teststrahl in Abhängigkeit von der Preshower-Dicke.

In Abbildung 81 kann man erkennen, daß das Hinzufügen von 12 mm Blei als Preshower (2 Strahlungslängen) vor dem Detektor die Breite der gemessenen Verteilung von einem auf zwei Millimeter erhöht. Dies hat jedoch keinen Einfluß auf die Bestimmung ihres Mittelpunktes.

B.4.3 Einzel-Szintillator Spektren und Verstärkung

Das Intensitätsspektrum des Szintillationslichts einer einzelnen szintillierenden Faser wurde im Teststrahl aufgenommen und ist in Abbildung 82 dargestellt.

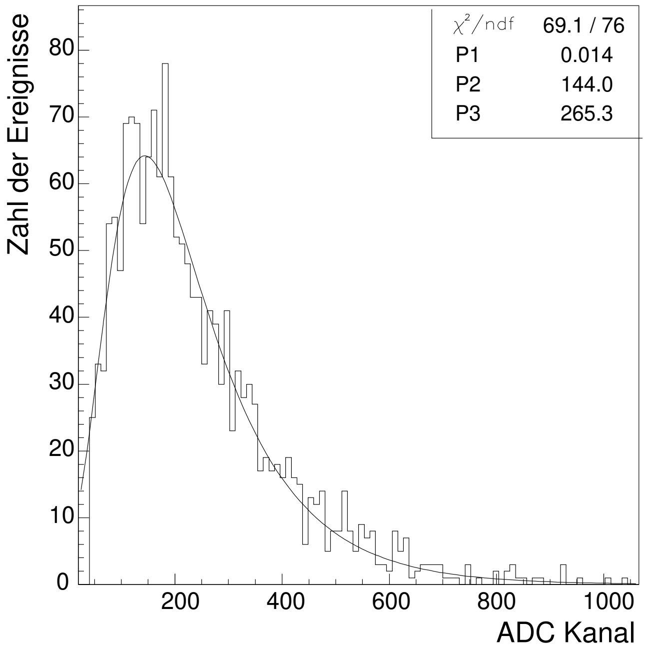


Abbildung 82: Intensitäts-Spektrum einer szintillierenden Faser. An die Meßwerte angepaßt ist eine Landau-Verteilung.

Das Spektrum kann durch eine Landau-Verteilung beschrieben werden, die in Abbildung 82 an die Meßwerte angepaßt wurde. Es entspricht damit der theoretischen Erwartung für die Verteilung der Energie-Deposition in einem Szintillator. Aus der Lage des Maximums kann die Verstärkung jedes einzelnen Photomultiplier-Kanals bestimmt werden. Die Verstärkung der einzelnen Kanäle des 16-Kanal Photomultipliers kann nach Angaben des Herstellers verschieden sein, Unterschiede bis zu einen Faktor von 5 sind möglich [Pho99]. In Abbildung 83 ist die im Teststrahl gemessene Verstärkung der Kanäle eines Photomultipliers aufgetragen. Man erkennt relative Unterschiede in der Verstärkung zwischen 0.3 und 1.0. Diese Werte entsprechen der technischen Spezifikation des Photomultipliers. Während des Betriebs des Detektors im HERA-Tunnel wird die Verstärkung der einzelnen Kanäle mit dem Gain-Monitoring System (Abbildung 78) kontinuierlich überwacht.

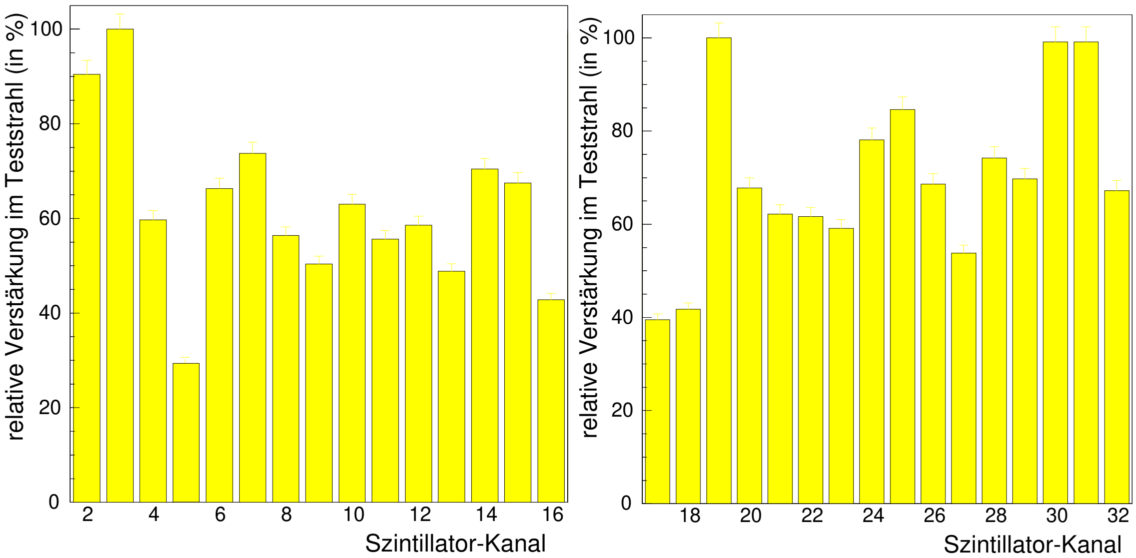


Abbildung 83: Graphische Darstellung der Verstärkungen der einzelnen Kanäle des horizontalen *(links)* und des vertikalen *(rechts)* Szintillator-Fächers, wie sie im Teststrahl gemessen wurden.

B.5 Messungen im HERA-Tunnel

In Frühjahr 2000 wurde der Detektor im HERA-Tunnel vor dem Kalorimeter des longitudinalen Polarimeters installiert, und es konnten die folgenden Messungen vorgenommen werden:

B.5.1 Einzel-Szintillator-Spektren

In Abbildung 84 ist des Spektrum einer einzelnen szintillierenden Faser im Viel-Photon Modus des longitudinalen Polarimeters dargestellt (Kapitel 3.1.4). Das Spektrum zeigt das Compton-Signal, das verschiedene Amplituden für links- und rechts-zirkular polarisiertes Laserlicht hat. Dies entspricht der Erwartung, da der totale integrierte Wirkungsquerschnitt für die polarisierte Compton-Streuung unterschiedlich für links- und rechts-zirkular polarisiertes Laserlicht ist. Das Signal zeigt eine gute Trennung zwischen dem Pedestal und den Vielphoton-Peaks. Für die Vielphoton-Messung wurde die Verstärkung gegenüber der Einzel-Elektron-Messung um einen Faktor von etwa 100 verringert, indem die Hochspannung des Photomultipliers von 900 auf 600 Volt reduziert wurde.

B.5.2 Räumliche Verteilung der Compton-Photonen

Die räumliche Verteilung der Compton-Photonen in horizontaler und vertikaler Richtung ist in Abbildung 85 dargestellt. Der Compton-Kegel hat eine Breite von etwa 5 mm in horizontaler und 2.5 mm in vertikaler Richtung.

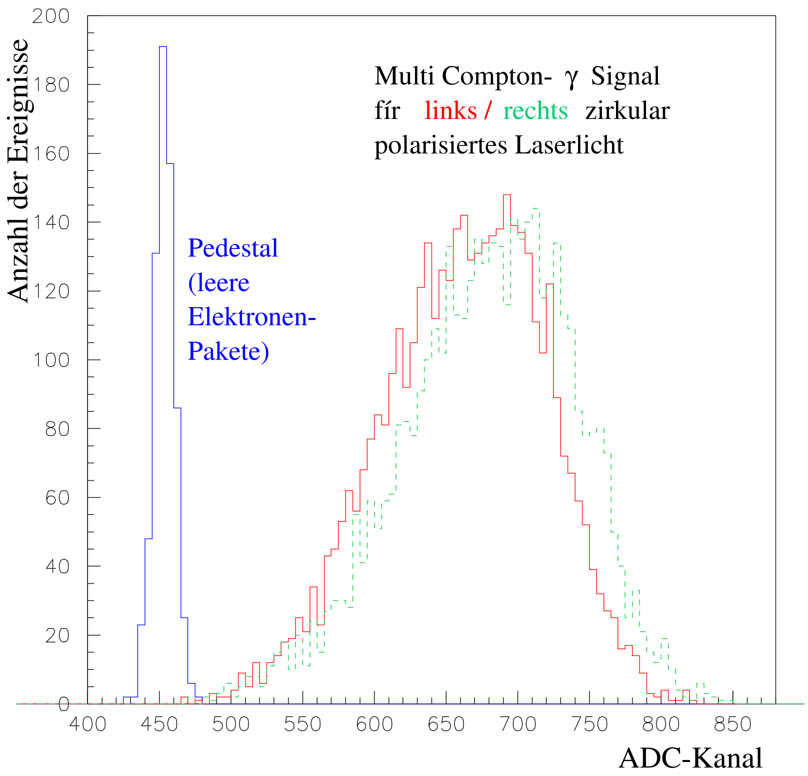


Abbildung 84: Intensitäts-Spektrum einer Szintillator-Faser, gemessen im Vielphoton-Modus des longitudinalen Polarimeters.

Zur Breite der Compton-Verteilung tragen der Öffnungswinkel des Compton-Kegels bei der Compton-Streuung, die Divergenz des Elektronenstrahls am Wechselwirkungspunkt mit dem Laserlicht im HERA-Tunnel und die Verbreiterung des Elektron-/Positron-Verteilung im Blei-Preshower bei. Der Radius des Compton-Kegels an der Position des Detektors kann aus dem Öffnungswinkel des Compton-Kegels berechnet werden. Er hängt von der Energie der rückgestreuten Compton-Photonen ab. Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Tabelle 30 dargestellt. Die Elektronen im HERA-Speicherring bewegen sich am Wechselwirkungspunkt des longitudinalen Polarimeters aufgrund der Strahloptik des Speicherringes divergent auseinander. Dadurch wird die Compton-Verteilung mit dieser Elektronenstrahl-Divergenz gefaltet. Sie ist am Wechselwirkungspunkt des longitudinalen Polarimeters in der horizontalen Richtung größer als in der vertikalen. Dies erklärt die größere Breite der gemessenen Verteilung in x-Richtung, wie sie in Abbildung 85 dargestellt ist. Zusätzlich verbreitert der Preshower die Verteilung durch Vielfachstreuungen im Blei. Der Beitrag dieses Effektes zur gesamten Breite ist für den verwendeten 5 mm dicken Blei-Preshower gering, wie man an den Teststrahlmessungen in Abbildung 81 erkennt.

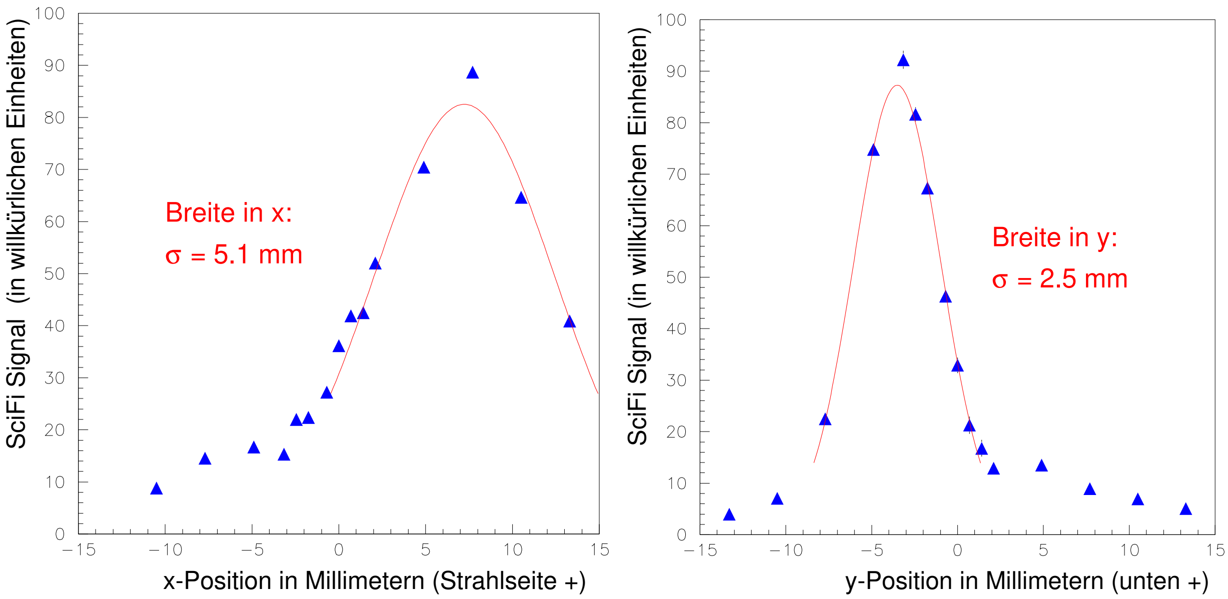


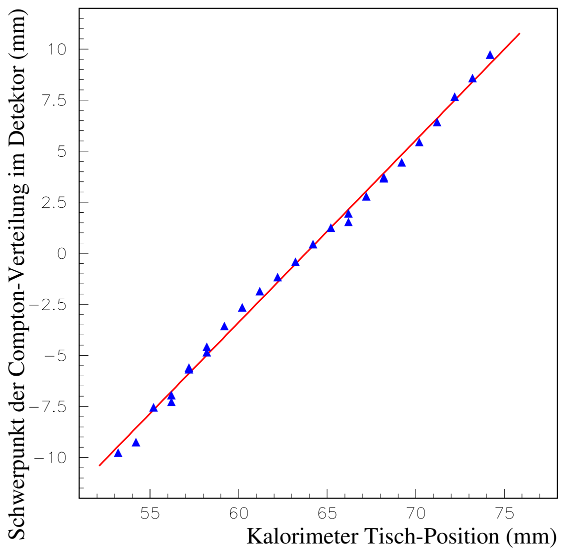
Abbildung 85: Räumliche Verteilung der Compton-Photonen in horizontaler *(linkes Diagramm)* und vertikaler Richtung *(rechtes Diagramm)*.

Energie des Compton-Photons in GeV	Radius des Compton-Kegels in mm
1.0	5.0
3.0	2.7
6.0	1.6
9.0	1.0
11.0	0.7

Tabelle 30: Radius des Compton-Kegels am LPOL-Kalorimeter in Abhängigkeit von der Photon-Energie, berechnet aus der Compton-Kinematik [Sch00c].

B.5.3 Genauigkeit der Positionsmessung im HERA-Speicherring

Die Genauigkeit bei der Bestimmung des Mittelpunktes des Compton-Kegels wurde nochmals im Compton-Photon Strahl des longitudinalen Polarimeters überprüft, indem der Kalorimeter-Tisch schrittweise wie in Abschnitt B.4.1 beschrieben, verschoben wurde. Der geeichte Schrittmotor der Kalorimeter-Tischs wurde dazu als Referenz verwendet. Die Ergebnisse der Meßreihen sind in Abbildung 86 dargestellt. Sie zeigen das erwartete lineare Verhalten. In Abbildung 86 sind die Abweichungen der gemessenen Position von der tatsächlichen Tischposition (Schrittmotor-Stellung) aufgetragen. Die Abweichungen sind kleiner als 0.5 mm. Die Abweichungen innerhalb des systematischen Fehlerbandes von 0.5 mm werden



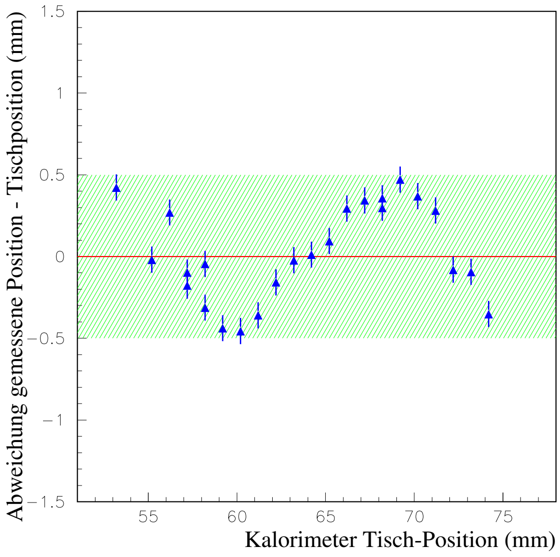


Abbildung 86: *linkes Diagramm:* Position des Kalorimeters, gemessen mit dem szintillierenden Faser-Detektor in Abhängigkeit von der geeichten Tisch-Position. *rechtes Diagramm:* Abweichung der Meßwerte von einer Geraden.

durch ein Untergrundsignal, das der Compton-Verteilung überlagert ist (Abbildung 85), hervorgerufen. Es wird durch Bremsstrahlung bei der Streuung von Elektronen am Restgas im Elektronen-Strahlrohr und durch Photonen aus der Synchrotron-Strahlung des Speicherringes erzeugt [Sch00c]. Da eine Genauigkeit von 0.5 mm bei der Positionsmessung jedoch für die Ausrichtung des Kalorimeters auf den Comptonstrahl ausreicht, wurde auf eine nachträgliche Korrektur der Meßwerte um diesen Untergrund verzichtet.

B.6 Strahlungs-Dosismessungen

Der Detektor aus szintillierenden Fasern war während zwei Monaten im HERA-Tunnel vor dem Kristallkalorimeter installiert. Die Strahlungs-Dosis, die während dieser Zeit auf die Szintillatoren einwirkte, wurde mit 6 Photolumineszens-Dosimetern (RPL - engl. *radiation photo-luminescence dosimeter*) gemessen. Sie waren unmittelbar auf den Szintillator-Fächern befestigt (Abbildung 87). Die Gesamt-Strahlungsdosis innerhalb eines Zeitraums von 2 Monaten betrug zwischen 10 und 85 Mrad im Zentrum des Detektors mit einer Meßunsicherheit von etwa 30% [Tes00].

Die Strahlenhärte der szintillierenden Fasern beträgt etwa 10 Mrad [Zie99]. Die gemessene Strahlendosis liegt also signifikant über dieser Grenze. Als Wirkung dieser hohen Strahlendosis nahm die Verstärkung der Einzelfasern, die mit dem GMS bestimmt wurde (Abschnitt 3.5), während des Betriebes um etwa 30% pro Monat ab.

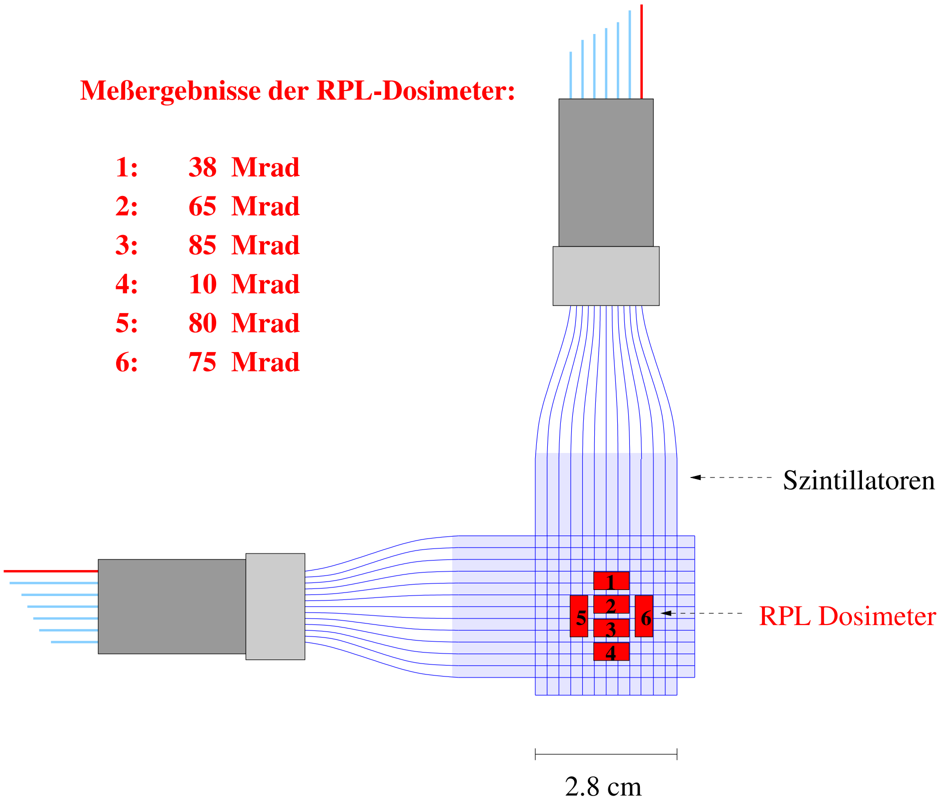


Abbildung 87: Darstellung der Position und der Meßwerte der Photolumineszens-Dosimeter auf dem Detektor aus szintillierenden Fasern.

B.7 Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

Um die Strahlendosis, die auf die szintillierenden Fasern trifft, zu reduzieren und einen stabilen Betrieb des Detektors über längere Zeit sicherzustellen, wurde der Aufbau des Detektors im Sommer 2000 verändert. Die Strahlendosis, der die Fasern ausgesetzt sind, besteht hauptsächlich aus Photonen bzw. den nach deren Konvertierung entstehenden Elektron/Positron-Paaren aus unterschiedlichen Quellen. Die Hauptkomponenten, die zur Strahlung beitragen, sind Compton-Photonen, Bremsstrahlungs-Photonen aus der Streuung von Elektronen an Restgas-Atomen im Strahlrohr und die Synchrotronstrahlung des Speicherringes. In einer rechnerischen Abschätzung der einzelnen Beiträge [Sch00c] konnte gezeigt werden, daß der überwiegende Beitrag zur Gesamtstrahlung durch Synchrotron-Photonen hervorgerufen wird. Diese Strahlung ist niederenergetisch (mittlere Photon-Energie $\approx$ 30 keV) und kann schon durch eine Bleiabschirmung geringer Dicke (wenige mm) um mehr als eine Größenordung verringert werden [Din95].

Daher wurden im Sommer 2000 zusätzliche Blei-Abschirmungen von 4 mm Dicke an den Seitenflächen des Detektorgehäuses angebracht und zugleich die Dicke des Preshowers von

4 auf 8 mm Blei erhöht. Mit der Wiederaufnahme des Strahlbetriebs und der Experimente am HERA-Speicherring im Jahr 2002 soll dieser abgeänderte Detektor aus szintillierenden Fasern in Betrieb genommen werden, zusammen mit einem neuen elektromagnetischen Kalorimeter mit verbesserter Energieauflösung [Sca00].

Literatur

[Ako01] N. Akopov et al., The HERMES Dual-Radiator Ring Imaging Čerenkov Detector, *Vorgesehen zur Veröffentlichung in NIM* **A** (2001).

[And83a] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, *Phys.Rep.* **97**, 31 (1983).

[And83b] B. Andersson, G. Gustafson und B. Söderberg, *Z.Phys.* **C 20**, 317 (1983).

[And86] B. Andersson, G. Gustafson und B. Söderberg, *Nucl.Phys.* **B 264**, 29 (1986).

[And01] B. Andersson, S. Mohanty, F. Soderberg, The Lund Fragmentation Process for a Multi-gluon String According to the Area Law, *Eur.Phys.J.* **C 21**, 631–647 (2001).

[Ans00] M. Anselmino und F. Murgia, *Phys.Lett.* **B 483**, 74 (2000).

[Aok97] S. Aoki, M. Doui, T. Hatsuda, Y. Kuramashi, *Phys.Rev.* **D 56**, 433 (1997).

[Asc98] E. Aschenauer, K.v.d. Kerckhove, The Photon Detector of the HERMES Dual Radiator RICH, *Proc.of RICH98, Israel* (1998).

[Asc00] E. Aschenauer et al., Optical Characterization of n=1.03 Silica Aerogel Used as Radiator in the RICH of HERMES, *NIM* **A 440**, 338 (2000).

[Asc01] E. Aschenauer, HERMES μDST Dokumentation 2000, *HERMES Internal Report* (2001).

[Ava98a] H. Avakian, E. Avetisyan, N. Bianchi, P. Dinezza, K. Oganessyan, Spin Azimuthal Asymmetries in Semi-Inclusive Pion Electro-Production, *HERMES Internal Report* **98-048** (1998).

[Ava98b] H. Avakian et al., Performance of the electromagnetic calorimeter of the HERMES experiment, *NIM* **A 417**, 69–78 (1998).

[Bar93] D.P. Barber et al., The HERA polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA, *NIM* **A 329**, 79–111 (1993).

[Bar94] D.P. Barber et al., High spin polarization at the HERA electrron storage ring, *NIM* **A 338**, 166–184 (1994).

[Bar02] V. Barone, A. Drago, P.G. Ratcliffe, Transverse Polarisation of Quarks in Hadrons, *Phys.Rept.* **359**, 1–168 (2002).

[Bec02] M. Beckmann, A. Borissov, S. Brauksiepe, F. Burkart, H. Fischer, J. Franz, F.H. Heinsius, K. Königsmann, W. Lorenzon, F.M. Menden, A. Most, S. Rudnitsky, C. Schill, J. Seibert, A. Simon, The Longitudinal Polarimeter at HERA, *NIM* **A 479/2-3**, 334–348 (2002).

[Beh66] H. Behnke, H. Tietz, Die Bayessche Formel, *Fischer Lexikon der Mathematik* Seite 352 (1966).

[Ben01] Th. Benisch et al., The luminosity monitor of the HERMES experiment at DESY, *NIM* **A 471**, 314–324 (2001).

[Bin95] J. Binnewies, B.A. Kniehl und G. Kramer, *Z.Phys.* **C 65**, 471 (1995).

[Bjo66] J.D. Bjorken, *Phys.Rev.* **148**, 1467 (1966).

[Blo69] E.D. Bloom et al., *Phys.Rev.Lett.* **23**, 930 (1969).

[Boe98] D. Boer, R. Jakob und P.J. Mulders, Leading asymmetries in two-hadron production in e^+e^--annihilation at the Z pole, *Phys.Lett.* **B 424**, 143–151 (1998).

[Bog99] M. Boglione und P.J. Mulders, Time-reversal odd fragmentation and distribution functions in pp and ep single spin asymmetries, *Phys.Rev.* **D 60**, 054007 (1999).

[Bog00a] M. Boglione, P.J. Mulders, Azimuthal and Single Spin Asymmetries in Deep Inelastic Scattering, International Workshop ”Symmetries and Spin”, Praha, *hep-ph/0010189* (2000).

[Bog00b] M. Boglione und P.J. Mulders, *Phys.Lett.* **B 478**, 114 (2000).

[BQ93] Bo-Quiang Ma und Q.-R. Zhang, *Z.Phys.* **C 58**, 479 (1993).

[BQ96] Bo-Quiang Ma, *Phys.Lett.* **B 375**, 320 (1996).

[BQ98] Bo-Quiang Ma, I. Schmidt und J. Soffer, *Phys.Lett.* **B 441**, 461 (1998).

[BQ01a] Bo-Quiang Ma, Ivan Schmidt, Jaques Soffer und Jian-Jun Yang, Helicity and transversity distributions of the nucleon and λ hyperon from λ fragmentation, *Phys.Rev.* **D 64**, 014017 (2001).

[BQ01b] Bo-Quiang Ma, Ivan Schmidt und Jian-Jun Yang, Nucleon transversity distribution from azimuthal spin asymmetry in pion electroproduction, *Phys.Rev.* **D 63**, 037501 (2001).

[BQ02] Bo-Quiang Ma, Ivan Schmidt und Jian-Jun Yang, Azimuthal Spin Asymmetries of Pion Electroproduction, *Phys.Rev.* **D 65**, 034010 (2002).

[Bro95] S.J. Brodsky, M. Burkhardt und I. Schmidt, *Nucl.Phys.* **B 441**, 197 (1995).

[Bru82] R. Brun, M.Hansroul und J.C.Lassalle, GEANT User's Guide, *CERN DD/EE* **82** (1982).

[Cha81] A.W. Chao, *NIM* **180**, 29 (1981).

[Clo73] F.E. Close, *Phys.Lett.* **B 43**, 422 (1973).

[Col93] J. Collins, Fragmentation of Transversely Polarized Quarks Probed in Transverse Momentum Distribution, *Nucl.Phys.* **B 396**, 161–182 (1993).

[DeS00] E. De Sanctis, W.-D. Nowak und K.A. Oganessyan, *Phys.Lett.* **B 483**, 69 (2000).

[Dia96] D.I. Diakonov et al., *Nucl.Phys.* **B 480**, 341 (1996).

[Dia97] D.I. Diakonov et al., *Phys.Rev.* **D 56**, 4069 (1997).

[Dia00] D.I. Diakonov und V.Yu. Petrov, Beitrag zur Festschrift zu Ehren von B.L. Ioffe, herausgegeben von M. Shifman, *hep-ph/0009006* (2000).

[Din95] H. Dinter, Synchrotronstrahlung im HERA-Tunnel, *DESY interner Bericht* **DESY D3-56** (Sept. 1995).

[Efr99a] A.V. Efremov, O.G. Smirnova und L.G. Tkatchev, Study of T-odd Quark Fragmentation Function in $Z^0 \rightarrow$ 2-jet Decay, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **74**, 49–52 (1999).

[Efr99b] A.V. Efremov, Yu.I. Ivashin, O.G. Smirnova, L.G. Tkatchev, R. Ya. Zulkarneev, On the T-odd Quark Fragmentation Function and on transversal Handedness, *Czech.J.Phys.* **49**, 75 (1999).

[Efr00] A.V. Efremov, K. Goeke, M.V. Polyakov und D. Urbano, Azimuthal asymmetries in deep inelastic scattering, *Phys.Lett.* **B 478**, 94 (2000).

[Efr01a] A.V. Efremov, K. Goeke, P. Schweitzer, Azimuthal asymmetry in electroproduction of neutral pions in semi-inclusive DIS, *Phys.Lett.* **B 522**, 37 (2001).

[Efr01b] A.V. Efremov, K. Goeke, P. Schweitzer, Predictions for azimuthal asymmetries in pion and kaon production in SIDIS off a longitudinally polarized deuterium target at HERMES, *hep-ph/0112166* (2001).

[Ell74] J. Ellis und R.L. Jaffe, *Phys.Rev.* **D 9**, 1444 (1974).

[Els01] U. Elschenbroich, Bhabha-Streuung und Luminositätsmessung im HERMES-Experiment, *Diplomarbeit* **Univ. Freiburg** (2001).

[Far75] G.R. Farrar und D.R. Jackson, *Phys.Rev.Lett.* **35**, 1416 (1975).

[Fil01] B.W. Filippone und Xiangdong Ji, The Spin Structure of the Nucleon, *hep-ph/0101224* (2001).

[Gel55] M. Gell-Mann und A. Pais, *Phys.Rev.* **97**, 1387 (1955).

[Goe01] K. Goeke et al., *Acta Phys.Polon.* **B 32**, 1201 (2001).

[Gou72] M. Gourdin, *Nucl.Phys.* **B 38**, 418 (1972).

[Gun74] J.F. Gunion, *Phys.Rev.* **D 10**, 242 (1974).

[Har76] S. Hartwig et al., Validity of the One-Photon Exchange Approximation in Inelastic Scattering of Positrons on Protons, *Lettre al Nuovo Cimento* **15 (12)**, 429 (1976).

[Has95] D. Hasch, Bestimmung der Parameter einer 6-Ebenen Driftkammer für das HERMES-Experiment, *Diplomarbeit* **Humboldt-Univ. Berlin** (1995).

[HER98a] HERMES-Collaboration: K. Ackerstaff et al., Beam-Induced Nuclear Depolarisation in a Gaseous Polarised Hydrogen Target, *Phys.Rev.Lett.* **82**, 1164 (1998).

[HER98b] HERMES-Collaboration: K. Ackerstaff et al., The HERMES-Spektrometer, *NIM* **A 417**, 230 (1998).

[HER99] HERMES-Collaboration: K. Ackerstaff et al., Flavor Decomposition of the Polarized Quark Distributions in the Nucleon from Inclusive and Semi-Inclusive Deep-inelastic Scattering K. Ackerstaff et al, *Phys.Lett.* **B 464**, 123–134 (1999).

[HER00] HERMES-Collaboration: A. Airapetian et al., Evidence for a Single-Spin Azimuthal Asymmetry in Semi-Inclusive Pion Electro-Production, *Phys.Rev.Lett.* **84**, 4047–4051 (2000).

[HER01] HERMES-Collaboration: A. Airapetian et al., Single Spin Azimuthal Asymmetry in Electroproduction of neutral Pions in Semi-inclusive Deep Inelastic Scattering, *Phys.Rev.* **D 64**, 097101 (2001).

[Hom01] B. Hommez, Tuning the RICH parameters in the montecarlo, *HERMES Internal RICH Note* **01-002** (2001).

[Ing97] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman, LEPTO 6.5 - A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering, *Comput.Phys.Commun.* **101**, 108–134 (1997).

[Isg99] N. Isgur, *Phys.Rev.* **D 59**, 034013 (1999).

[Jaf92] R. Jaffe und X. Ji, *Nucl.Phys.* **B 375**, 527 (1992).

[Jaf96] R.L. Jaffe, Spin, Twist and Hadron Structure in Deep Inelastic Processes, *hep-ph/9602236* (1996).

[Jaf97] R. L. Jaffe, Can Transversity Be Measured?, *hep-ph/9710465* (1997).

[Jaf00] R.L. Jaffe, SPIN Progress and Prospects, *SPIN2000 Konferenz, Osaka* (2000).

[Jaf01a] R.L. Jaffe, The Spin Structure of the Nucleon: Theoretical Overview, *hep-ph/0102281* (2001).

[Jaf01b] R.L. Jaffe, The Theory of the Nucleon Spin, *Phil.Trans.Roy.Soc.Lond.* **A 359**, 391–404 (2001).

[Kai97] R. Kaiser, F. Menden, M.C. Vetterli, Probability analysis of the TRD response, *HERMES Internal Report* **97-036** (1997).

[Kai99] R. Kaiser, Particle Identification with the HERMES RICH Detector, *Proc.of Spin99, Praha* (1999).

[Kai01] R. Kaiser , B. Hommez, Using the RICH Detector for Physics Analysis, *HERMES Internal RICH Note* **01-001** (2001).

[Kim96] H. Kim, M.V. Polyakov und K. Goeke, *Phys.Lett.* **B 387**, 577 (1996).

[Kol98] H. Kolster, The HERMES gaseous internal polarized proton target and its use in the HERA positron storage ring, *Dissertation* **Universität München** (1998).

[Kor01] V.A. Korotkov, W.-D. Nowak und K.A. Oganessyan, *Eur.Phys. J.* **C 18**, 639 (2001).

[Kot00] A.M. Kotzinian et al., *Nucl.Phys.* **A 466/467**, 290c (2000).

[Kre01] S. Kretzer, E. Leader und E. Christova, *Eur.Phys.J.* **C 22**, 269–276 (2001).

[Lai00] H.L. Lai et al., Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions, *Eur.Phys.J.* **C 12**, 375–392 (2000).

[Lam00] B. Lampe, E. Reya, Spin Physics and Polarized Structure Functions, *Phys.Rept.* **332**, 1–163 (2000).

[Men01] F. Menden, Double Spin Asymmetries of Hadron Pairs at Large Transverse Momentum at HERMES, *Dissertation* **Universität Freiburg** (2001).

[Mul96] P.J. Mulders und R.D. Tangerman, The complete tree-level result up to order $1/Q$ for polarized deep-inelastic leptoproduction, *Nucl.Phys.* **B 461**, 197 [Erratum–ibid. **B 484** (1996)] (1996).

[Neg00] K. Negodaeva, DESY Zeuthen, The PID efficiency of the HERMES RICH detector for the IRT method, *HERMES Internal Report* **00-028** (2000).

[Oga01] K.A. Oganessyan, N. Bianchi, E. De Sanctis, W.-D. Nowak, *Nucl.Phys.* **A 689**, 784–792 (2001).

[PDG00] PDG - Particle Data Group, Reviev of Particle Physics, *EPJ* **C 15**, 399 (2000).

[Pho99] Photomultiplier mit 16-Kanälen von Hamamatsu Photonics K.K. Typ H6568MOD, Datenblatt, *Hamamatsu Photonics K.K.* (1999).

[Pob99] P.V. Pobylitsa et al., *Phys.Rev.* **D 59**, 034024 (1999).

[Ral79] J.P. Ralston und D.E. Soper, *Nucl.Phys.* **B 152**, 209 (1979).

[Sca00] C. Scarlett, W. Lorenzon, A New Sampling Calorimeter for the Longitudinal Polarimeter, *Internal Polarimeter Note* **IPR-00-03** (2000).

[Sch88] A. Schaefer, *Phys.Lett.* **B 208**, 175 (1988).

[Sch97] I. Schmidt und J. Soffer, *Phys.Lett.* **B 407**, 331 (1997).

[Sch00a] A. Schaefer, O.V. Teryaev, *Phys.Rev.* **D 61**, 077903 (2000).

[Sch00b] C. Schill, Aufbau eines Scintillating Fiber Detektors zur Strahlüberwachung am HERMES Comptonpolarimeter, *Verhandl.DPG(IV)* **35**, 281 (2000).

[Sch00c] C. Schill, The Scintillating Fibre Detector for the Longitudinal Polarimeter, *Internal Polarimeter Note* **IPR-00-04** (2000).

[Sch00d] P. Schweitzer, Polarized quark and antiquark distribution functions of the nucleon in the chiral quark-soliton model, *Dissertation* **Universität Bochum** (2000).

[Sch02a] D. Hasch, C. Schill, R. Seidl. Measurement of Single-Spin Azimuthal Asymmetries in SDIS off a longitudinally polarized deuteron target, *HERMES Release Report* (2002).

[Sch02b] P. Schweitzer, *Persönliche Mitteilung* (2002).

[Ser01] P. Sereni, Target Polarisation Measurement in 1998-2000, *HERMES Internal Report* (2001).

[SMC97] SMC-Collaboration, D. Adams et al., *Phys.Lett.* **B 396**, 338 (1997).

[SMC98] SMC-Collaboration, B. Adeva et al., *Phys.Rev.* **D 58**, 112001 (1998).

[Sof95] J. Soffer, *Phys.Rev.Lett.* **74**, 1292 (1995).

[Sok64] A.A. Sokolov und I.M. Ternov, *Sov.Phys.Doklady* **8**, 1203 (1964).

[Tan94] R.D. Tangerman und P.J. Mulders, *hep-ph/9408305* (1994).

[Ter62] AI.M. Ternov, Yu.M. Loskutov und L.I. Korovina, *Sov.Phys.JETP* **14**, 921 (1962).

[Tes00] N. Tesch, DESY Strahlenschutz-Gruppe D3, *Persönliche Mitteilung* (2000).

[Urb01] D.M. Urbano, Parton Distributions in the Chiral Quark-Soliton Model, *Dissertation* **University of Coimbra** (2001).

[Wei01] C. Weiskopf, PID Fluß-Faktoren für ein Deuterium-Target für das Jahr 1998, *Persönliche Mitteilung* (2001).

[Wen01] J. Wendland, Particle Identifikation for HERMES Run I, *HERMES Internal Report* **01-067** (2001).

[Zie99] R. Ziegler, Univ. Bonn, *Persönliche Mitteilung* (1999).

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Professor Kay Königsmann für die Vergabe des Themas dieser Arbeit, für stete Hilfe und großzügige Unterstützung während der Zeit in Freiburg und am DESY in Hamburg.

Der Hamburger Gruppe danke ich für die freundliche Aufnahme am DESY und die kollegiale Zusammenarbeit am Longitudinalen Polarimeter, insbesondere Dr. Armand Simon, Stephan Brauksiepe, Marc Beckmann, Joachim Seibert, Felix Menden, Ulrike Elschenbroich, Alexander Borissov und Avetik Airapetian.

Dr. Ralf Ziegler aus Bonn, Dr. Friedrich Stinzing aus Erlangen und Rainer Fastner danke ich für ihre Unterstützung bei Bau des Detektors aus szintillierenden Fasern.

Larry Felawka und Thore Lindemann möchte ich für wertvolle Diskussionen und stete Hilfsbereitschaft bei computertechnischen Problemen danken.

Delia Hasch in Frascati und Ralf Seidl in Erlangen gilt mein Dank für gemeinsame Anstrengungen beim Release der Hamburger Meßergebnisse.

Dr. Jürgen Franz, Dr. Fritz-Herbert Heinsius und Dr. Horst Fischer bin ich für hilfreiche Ratschläge bei der Abfassung der Arbeit und für die Durchsicht des Manuskriptes sehr dankbar.