

Abbildung 36: Vorbereitungen für den Ausbau des polarisierten HERMES-Targets im November 2005. Das Foto verdeutlicht den komplexen Aufbau des polarisierten Targets, positioniert links und rechts der Strahlröhren die am unteren linken Bildrand erkennbar sind.

HERMES-Experiment

Beteiligte Institute: NIKHEF und Vrije Universiteit Amsterdam, Univ. of Michigan Ann Arbor, ANL Argonne, Univ. und INFN Bari, Beijing Univ., Univ. of Colorado Boulder, JINR Dubna, Univ. Erlangen-Nürnberg, Univ. und INFN Ferrara, INFN Frascati, Univ. Gent, Univ. Gießen, Univ. Glasgow, DESY Hamburg, Univ. Sci. Technol. Hefei, P.N. Lebedev Inst. Moscow, IHEP Protvino, Univ. Regensburg, INFN und Ist. Sup. Sanità Rome, St. Petersburg Nucl. Phys. Inst., Tokyo Inst. Technol., Univ. of Illinois Urbana-Champaign, TRIUMF Vancouver, Andrzej Soltan Inst. Warsaw, Yerevan Phys. Inst., DESY Zeuthen

Sprecherin: E.C. Aschenauer, DESY Zeuthen

Nach 10 Jahren erfolgreicher Laufzeit wurde im November 2005 das polarisierte HERMES-Target abgeschaltet und ausgebaut.

Damit schließt die in der Spinphysik bisher erfolgreichste Periode der Aufzeichnung von tiefinelastischen Streueignissen an longitudinal polarisierten Wasserstoff- und Deuteriumtargets sowie an einem transversal polarisierten Wasserstofftarget ab.

Die Analyse dieser Daten führte zu einer Reihe einzigartiger Ergebnisse, die das bisher umfassendste Bild einer Beschreibung der Spinstruktur des Nukleons ergeben. Wie in vorangegangenen Beiträgen dargelegt, ermöglichten diese Daten erstmalig die direkte Bestimmung der Helizitätsverteilungen für fünf Quarksorten (Up, Down, Anti-Up, Anti-Down und Strange) sowie die Extraktion der Gluonpolarisation als Funktion des Transversalimpulses inklusiv erzeugter Hadronen.

In diesem Beitrag werden die finalen HERMES-Resultate der Messung der spinabhängigen Strukturfunktion g_1 des Protons, Deuterons und Neutrons vorgestellt. Die Deuteron-Daten stellen die derzeit weltweit genaueste Messung der Strukturfunktion g_1^d dar. Zudem wird der Einfluss dieser neuen HERMES-Daten auf die Ergebnisse von

QCD-Analysen auf Grundlage der Weltdaten für g_1 erörtert.

Mit dem Umbau des HERMES-Targets zur Erzeugung transversal polarisierten Wasserstoffs im Jahre 2001 begann ein neuer Abschnitt im Studium der Struktur des Nukleons. Erstmals wurden Größen gemessen die in direkter und eindeutiger Weise Informationen über die *Transversity*-Verteilung, die dritte – bislang unbekannte – der drei fundamentalen Quarkverteilungen, enthalten. Diese azimuthalen Wirkungsquerschnitts-Asymmetrien für Pionen wurden bereits in vorangegangenen Beiträgen vorgestellt. Die hier gezeigten vorläufigen Ergebnisse wurden aus den bis einschließlich 2004 aufgenommenen Daten extrahiert und bestätigen die bereits publizierten Asymmetrien mit höherer Genauigkeit. Ein bedeutendes Resultat ist zudem die erstmalige Messung der Asymmetry in der Ausrichtung von zwei produzierten Pionen. Diese ermöglicht eine komplementäre Bestimmung der *Transversity*-Verteilung. Im Jahr 2005 konnte der Datensatz tiefinelastischer Streueignisse an transversal polarisiertem Wasserstoff im Vergleich zum Zeitraum 2002–2004 mehr als verdoppelt werden.

Weitere Untersuchungen wurden an Daten von unpolarisierten schwereren Kernen durchgeführt.

Es wurde eine neue Observable gemessen, die die Untersuchung der Korrelation nuklearer Effekte zwischen Hadronen, die in derselben Wechselwirkung aber zu verschiedenen Zeiten an verschiedenen Orten innerhalb des Kerns erzeugt wurden, ermöglicht.

Das polarisierte Target

Einführung

Nach 10 Jahren ununterbrochener Laufzeit wurde das HERMES-Target für kernspinpolarisierten Wasserstoff bzw. Deuterium im November 2005 abgeschaltet.

Das HERMES-Experiment wurde 1990 vorgeschlagen und dahingehend entwickelt, dass es parallel mit den Kollisionsexperimenten H1 und ZEUS laufen kann, ohne die Lebenszeit des Elektronenstrahls (ungefähr 10 Stunden) signifikant zu reduzieren. Daher sind Festkörpertargets von vornherein ausgeschlossen und die Targetflächendichte auf ca. 10^{15} Wasserstoffatome pro cm^2 begrenzt. Eine Speicherzelle, welche von einer polarisierenden Atomstrahlquelle gespeist wird, wurde vorgeschlagen und realisiert. In der Speicherzelle, die sich im Vakuum des HERA-Elektronenstrahls befindet (internes Target), durchlaufen die Gasatome mehrere hundert Stöße mit der Zellwand bevor sie das Ende der Zelle erreichen und an den offenen Enden abgepumpt werden. Dadurch wird eine Targetdichte erreicht, die um ca. einen Faktor 100 höher ist als für freie Gastargets. Die Speicherzellentechnologie erlaubt somit das Erreichen hoher Targetdichten ohne Verwendung von starken Austrittsfenstern wie sie bei freien Gastargets, die unter hohem Druck stehen, nötig sind.

Die statistische Präzision eines Spin-Experiments ist gegeben durch *figure of merit* (F):

$$F = nIt(P_B P_T f)^2,$$

mit der Targetdichte n , dem Strahlstrom I und der Gesamtlaufzeit t . Der quadratische Faktor aus Beampolarisation P_B , Targetpolarisation P_T und Verdünnungsfaktor f ist die entscheidende Komponente für präzise

Messungen. Der Verdünnungsfaktor f , welcher die Anzahl nichtpolarisierbarer Nukleonen bezüglich der Gesamtzahl der Nukleonen im Target angibt, beschreibt den grundlegenden Unterschied zwischen Experimenten die Gastargets bzw. Festkörpertargets verwenden. Polarisierte Gastargets zeigen Verdünnungsfaktoren nahe $f^2 = 1$ (für Wasserstoff) während Festkörpertargets typische Werte von $f^2 = 0.02$ (z. B. für Butanol) aufweisen.

Die Vorteile der von HERMES verwendeten Technologie einer Speicherzelle bestehen darin, dass eine hohe Targetpolarisation und -dichte erreicht wird bei Verdünnungsfaktoren nahe 1. Eine Umpolung der Polarisation ist sehr schnell durchzuführen, was zu einer Minimierung systematischer Fehler aufgrund zeitabhängiger Detektoreffekte führt. Desweiteren ist nur mit dieser Technologie eine Tensorpolarisation P_{zz} für Deuterium möglich.

Während der Jahre 1996–1997 wurde longitudinal polarisierter Wasserstoff ($H_{||}$) erzeugt, gefolgt von longitudinal polarisiertem Deuterium 1998–2000 ($D_{||}$). In den Jahren 2002–2005 wurde erneut Wasserstoff, diesmal jedoch transversal polarisiert, als Target benutzt (H_{\perp}).

Neben der hohen Flächendichte und der Zuverlässigkeit über viele Betriebsjahre war die Bestimmung der effektiven Targetpolarisation, mit welcher der Elektronenstrahl wechselwirkte, die schwierigste Anforderung an das interne Target. Es sollten die Kernspinpolarisation P_z , sowie im Falle von Deuterium die Tensorpolarisation P_{zz} , bestimmt werden. Die erforderliche Genauigkeit der absoluten gemittelten Polarisation über lange Messzeiten war $\delta P = 0.03$, während die statistische Genauigkeit nach ein paar Minuten 1% sein sollte, um mögliche zeitliche Schwankungen festzustellen. Dieses Ziel wurde durch den Einsatz einer *Sampling*-Technik in Verbindung mit eingehenden Simulationen und regelmäßigen Kalibrationen erfüllt.

Aufbau des Targets

Der Aufbau des Targets ist in Abbildung 37 zu sehen. Ein Strahl von H/D-Atomen wird von einem

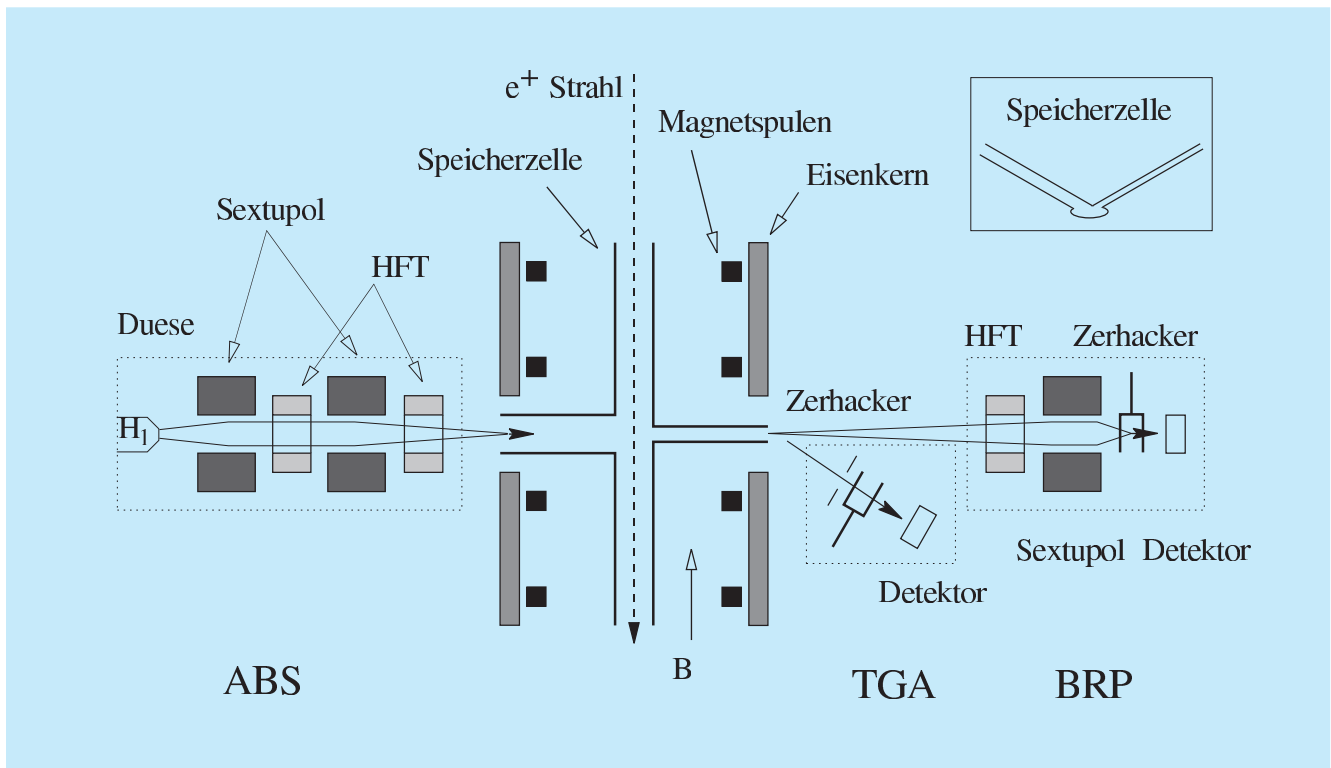


Abbildung 37: Schematische Ansicht des polarisierten HERMES-Targets. Von links nach rechts: Atomstrahlquelle (ABS), Targetkammer mit Speicherzelle und Magnet, und Analysesystem aus Targetgasanalysator (TGA) und Breit-Rabi-Polarimeter (BRP).

Mikrowellendissoziator und Strahlformungskomponenten erzeugt, welche Bestandteile der Atomstrahlquelle (ABS) sind. Dieser Atomstrahl wird mittels Stern-Gerlach-Separation durch Sextupol-Magneten aufgespalten bezüglich des Spins der Elektronen, d. h. Atome mit Spin $+\frac{1}{2}$ werden fokussiert, und Atome mit Spin $-\frac{1}{2}$ werden defokussiert. Diese Ausrichtung der Elektronenspins wird mittels adiabatischer Hochfrequenzübergänge auf den Kern übertragen, d. h. Besetzungen von Hyperfeinzuständen werden durch Hochfrequenzfelder in Verbindung mit Magnetfeldern ausgetauscht.

Der kernspinpolarisierte Atomstrahl wird nun in das Zentrum der dünnwandigen Speicherzelle über ein Eintrittsröhrchen injiziert, die Atome diffundieren zu den offenen Enden der Zelle und werden dort durch ein Hochvakuumssystem abgepumpt. Aufgrund der häufigen

Stöße an der Zellwand verbleiben die Atome länger in der Zelle wodurch viel höhere Dichten als in üblichen Gastargets erreicht werden. Die Speicherzelle besteht aus einer 40 cm langen Aluminiumröhre mit einem elliptischen Querschnitt ($21 \text{ mm} \times 8.9 \text{ mm}$), welche mit so genanntem Drifilm beschichtet ist, um Wandstoßeffekte zu minimieren. Das magnetische Haltefeld, in welchem sich die Zelle befindet, war in den Jahren 1996–2000 longitudinal zum Elektronenstrahl ausgerichtet und hatte eine Feldstärke von 330 mT. Es wurde von einem supraleitenden Magneten erzeugt. Das transversale Feld in den Jahren 2002–2005 wurde von einem herkömmlichen Dipolmagneten generiert.

Durch eine dünne *Sampling*-Röhre wurden der Speicherzelle Stichproben des Gases entnommen. Diese wurden mit einem Targetgasanalysator (TGA) untersucht, um den atomaren Anteil im Gas zu bestimmen.

Ein so genanntes Breit-Rabi-Polarimeter (BRP) maß die Besetzung der Hyperfeinzustände, um die Polarisierung der Atome zu bestimmen.

Targetpolarisation

Die mittlere Polarisierung P_T der Nukleonen des Targets ist ein fundamentaler Parameter des HERMES-Experimentes. Das Problem ist, die gemessene Polarisierung der Atome in der Stichprobe mit der dichtegegewichteten mittleren Polarisierung der Nukleonen in der Speicherzelle zu verbinden.

In der Speicherzelle können die Atome des Targets verschiedene Wechselwirkungen erfahren, welche einen Einfluss auf die mittlere Targetpolarisation P_T haben. Das vollständige Verständnis dieser Wechselwirkungen ist daher Voraussetzung, um die systematische Unsicherheit der Targetpolarisation zu reduzieren. Die Wechselwirkungsprozesse teilen sich in zwei Kategorien: Rekombination und Spin-Relaxation. Beide finden als Oberflächeneffekte an den Speicherzellwänden statt. Spinaustauschstöße und resonante Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl sind Volumeneffekte. Die Operationsbedingungen des Targets müssen so gewählt werden, dass diese ungewollten Effekte so weit wie möglich unterdrückt werden.

Die mittlere Targetpolarisation P_T , die bei der Wechselwirkung mit dem polarisierten Elektronenstrahl zum Tragen kommt, ist durch die folgende Gleichung gegeben:

$$P_T = \alpha_0 \alpha_r P_a + \alpha_0 (1 - \alpha_r) \beta P_a,$$

wobei α_0 der von der ABS injizierte atomare Anteil an den Nukleonen bzw. der atomare Anteil ohne Rekombination ist. Die Größe α_r bezeichnet den Anteil der Nukleonen in Atomen, der nicht rekombiniert ist und $\beta = P_m/P_a$ repräsentiert das Verhältnis der Kernspinpolarisation P_m der Moleküle, welche durch Rekombination entstanden sind, relativ zur Kernspinpolarisation der Atome P_a . Der Wert von $\beta = 0.68$ wurde für die experimentellen Bedingungen bei HERMES gemessen.

Die Werte für α_0 , α_r und P_a wurden aus den Messungen des TGA und BRP unter Verwendung verschiedener

Kalibrationen berechnet. Da beide Detektoren Stichproben aus dem Zentrum der Speicherzelle auswerten, ist es notwendig, diese Ergebnisse dem dazugehörigen Wert entlang der Speicherzellenachse zuzuordnen. Dies wird mit Hilfe so genannter *Sampling*-Korrekturen erreicht:

$$c_\alpha = c_\alpha(\alpha_r^{\text{TGA}}), \quad c_P = c_P(P_a^{\text{BRP}}).$$

Funktion des Targets

In Tabelle 3 werden die Kenndaten des HERMES-Targets aus den verschiedenen Operationsperioden verglichen. Neben der mittleren Polarisierung zeigt die Tabelle Abweichungen von den optimalen Werten, wie der Rekombination ($\Delta\alpha_r$) sowie der Depolarisation aufgrund verschiedener Phänomene: Spinaustauschstöße (ΔP_{SE}), Wandstoßdepolarisation (ΔP_{WD}) und strahlinduzierter Depolarisation (ΔP_{BI}). Desweiteren sind die über die Speicherzellenlänge integrierte Targetdichte oder Flächendichte t sowie ein relativer so genannter *factor of merit* (FOM), welcher Polarisierung und Targetdichte beinhaltet, angegeben. In den Jahren 1996/97 wurde eine größere Speicherzelle mit einem elliptischen Querschnitt (29 mm \times 9.8 mm) verwendet, womit ein höherer Leitwert einhergeht, der in eine um 40% niedrigere Dichte resultiert. Die Tabelle zeigt für das Jahr 2000 eine optimale Funktionweise des Targets für $D_{||}$. Hier wurde keine Rekombination ($\Delta\alpha_r = 0$) und keine Depolarisation ($\Delta P_{WD} = \Delta P_{SE} = \Delta P_{BI} = 0$) nachgewiesen. Dieses exzellente Verhalten wurde sowohl durch das niedrigere kritische Magnetfeld für Deuterium (11.7 mT verglichen mit 50.7 mT für Wasserstoff) als auch durch ein verbessertes Verständnis und eine bessere Ausführung der Speicherzellenbeschichtung erreicht. Letzteres ist auch für ein verbessertes Verhalten bezüglich der Rekombination ($\Delta\alpha_r$) des 2002 H_{\perp} Targets verglichen mit dem 1997 $H_{||}$ Target verantwortlich. Die Gesamtzahl tiefinelastischer Streueignisse (nach Datenqualitätsauswahl) mit den drei polarisierten Targets ist in Tabelle 4 angegeben.

Nach 10 Jahren erfolgreichen Betriebes wurde das interne polarisierte Target des HERMES-Experimentes

Target/Jahr	P^T	$\Delta\alpha_r$	ΔP_{SE}	ΔP_{WD}	ΔP_{BI}	t (10^{14} nucl/cm ²)	FOM (P^2t)
$H_{ }$ (1997)	0.851 ± 0.033	0.055	0.035	0.02	-	0.7	0.5
$D_{ }$ (2000)	0.845 ± 0.028	0.003	≤ 0.001	≤ 0.01	-	2.1	1.5
H_{\perp} (2002)	0.78 ± 0.05	0.022	0.055	0.055	0.01	1.1	0.67

Tabelle 3: Überblick über die Kenndaten des HERMES-Targets für verschiedene Zeitabschnitte. Erläuterung der Abkürzungen im Text.

Target (Jahr)	DIS/Millionen
$H_{ }$ (1996 – –97)	2.4
$D_{ }$ (1998 – –2000)	9.1
H_{\perp} (2002 – –05)	6.0

Tabelle 4: Gesamtzahl der aufgezeichneten tiefinelastischen Streueignisse mit den drei polarisierten Targets. Die Anzahl ist in Millionen angegeben.

im November 2005 außer Betrieb genommen. Es erzeugte eine hohe Polarisation mit einer absoluten systematischen Ungenauigkeit von nur 3–4%. Die Analyse dieser Daten führte zu einer Reihe einzigartiger Ergebnisse, die das bisher umfassendste Bild einer Beschreibung der Spinstruktur des Nukleons ergeben.

Physikalische Ergebnisse mit polarisierten Targets

Die Spinabhängige Strukturfunktion g_1

Eines der bedeutenden Ziele experimenteller Studien der vergangenen Jahre in Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) ist die Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons und die Bestimmung der spezifischen Beiträge der Partonen im Nukleon zum Gesamtspin. Die Projektion des Nukleonspins auf eine vorgegebene Bezugsrichtung kann folgendermaßen aufgeschlüsselt

werden:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_z^q + L_z^g,$$

wobei $\Delta\Sigma$ der Anteil der Valenz- und Seequarkspins und ΔG der Anteil des Gluonspins am Nukleonspin ist. Über ihren intrinsischen Spin hinaus können Quarks und Gluonen auch noch Bahndrehimpulse L_z^q und L_z^g haben und damit zusätzliche Beiträge zum Spin des Gesamtsystems leisten.

Für die detaillierte Untersuchung des Anteils der Valenz- und Seequarks zum Nukleonspin wurden bei HERMES Doppelspin-Asymmetrien in der tiefinelastischen Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen oder Positronen an longitudinal polarisierten Nukleonen gemessen. Inklusiv Messungen, bei denen ausschließlich das gestreute Lepton nachgewiesen wird, sind nur auf das Quadrat der Quarkladungen sensitiv und erlauben daher nicht die Unterscheidung zwischen Quark und Antiquark. Diese wird durch die Analyse semi-inklusive Streueignisse erreicht, bei der zusätzlich zum gestreuten Lepton ein Hadron nachgewiesen wird. HERMES hat auf diese Weise erstmalig die Helizitätsverteilungen für fünf Quarksorten direkt bestimmt, welche in vorangegangenen Beiträgen vorgestellt wurden.

In diesem Beitrag werden die finalen HERMES Ergebnisse der mit hoher Genauigkeit gemessenen spinabhängigen Strukturfunktion g_1 des Protons, Deuterons und Neutrons vorgestellt.

Für die typischen Schwerpunktsenergien bei HERMES der $\mathcal{O}(10\text{ GeV})$ wird die tiefinelastische Streuung an

Nukleonen, in leading order (LO) QCD, durch die inkohärente Überlagerung der Wechselwirkungen eines virtuellen Photons mit den Quarks im Nukleon beschrieben. Aufgrund der Drehimpulserhaltung kann ein virtuelles Photon mit Spin 1 nur von einem Quark (Spin 1/2) gleicher Helizität, d. h. entgegengesetzter Spinorientierung, absorbiert werden. Da die Helizität des Targetnukleons bekannt ist, erhält man aus der Messung dieser spinabhängigen Streueignisse Rückschlüsse auf die Helizitätsverteilungen der Quarks im Nukleon. Die spinabhängige Strukturfunktion g_1 misst dabei die Differenz in der Anzahl von Quarks mit, bezüglich der Helizität des Targetnukleons, gleicher bzw. entgegengesetzter Helizität, summiert über alle Quarks und Antiquarks.

Die hier vorgestellten entgültigen Ergebnisse basieren auf der Analyse der im Jahre 1996 aufgezeichneten Proton-Daten, einer neuen Analyse der bereits publizierten Proton-Daten des Jahres 1997 sowie der Analyse der im Jahre 2000 aufgezeichneten Deuterium-Daten. Basierend auf über 9 Millionen Streueignissen ist die Deuterium-Messung die zurzeit weltweit präziseste im untersuchten kinematischen Bereich.

Mit Hilfe eines neuartigen Entfaltungsalgorithmus wurden die Einflüsse der Detektorauflösung und der QED-Strahlungsprozesse auf die gemessenen Asymmetrien korrigiert. Im Ergebnis dieser Korrektur sind die erhaltenen Datenpunkte nicht länger systematisch korreliert sondern nur noch statistisch. Diese statistische Korrelation kann vollständig bei der Berechnung von Momenten der Strukturfunktionen berücksichtigt werden.

Der Verlauf der spinabhängigen Strukturfunktionen ist in Abbildung 38 als Funktion der Skalenvariable x dargestellt. Die polarisierte Strukturfunktion g_1^n des Neutrons wurde auf zwei verschiedene Arten ermittelt: 1995, im ersten Jahr der Datennahme, wurde bei HERMES ein polarisiertes Helium-3 Target eingesetzt, das in guter Näherung als reines Neutrontarget angesehen werden kann, wodurch, wie in einer früheren Veröffentlichung beschrieben, g_1^n auf direktem Wege gemessen werden konnte. Alternativ dazu wurde aus der Kombination der Strukturfunktionen des Protons und des Deuterons das weltweit präziseste Ergebnis

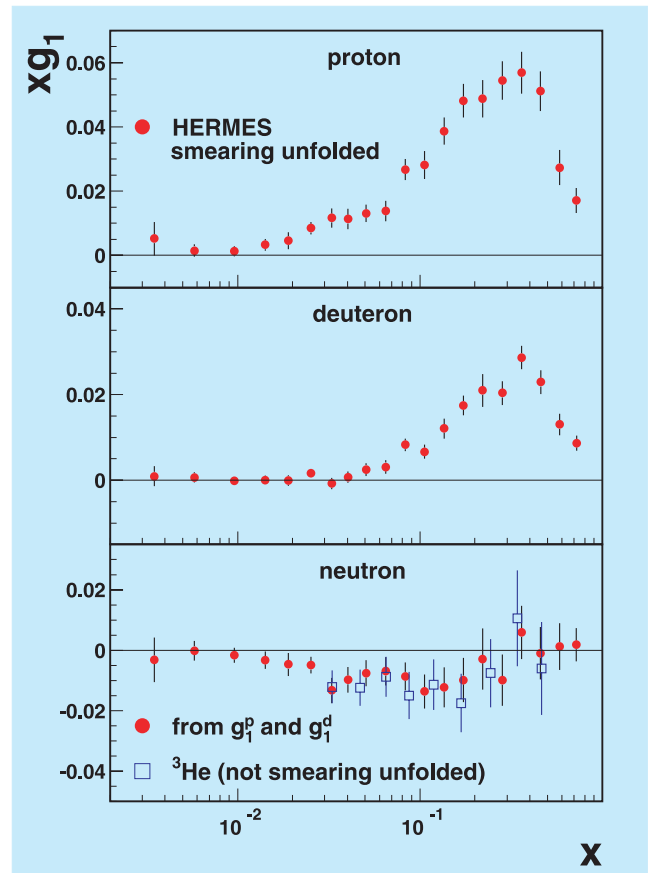


Abbildung 38: Verlauf der von HERMES gemessenen polarisierten Strukturfunktionen xg_1 des Protons, Deuterons und Neutrons als Funktion der Skalenvariable x .

zur Messung der polarisierten Neutronstrukturfunktion ermittelt. Diese neue Messung grenzt die möglichen Werte für g_1^n sehr gut ein und widerlegt insbesondere frühere Beobachtungen eines starken Anstiegs der Strukturfunktion zu negativen Werten bei niedrigen x .

In den vorliegenden Analysen wurde der kinematische Bereich der Messung im Vergleich zu den bereits veröffentlichten Proton-Daten zu niedrigeren Werten von x und damit zu niedrigeren Werten der Photonvirtualität Q^2 erweitert. Da in diesem kinematischen Bereich bisher nur sehr wenige Messungen existieren, reduzieren die neuen HERMES-Daten die Unsicherheiten in der Extrapolation in den bisher nicht vermessenen kinematischen Bereich $x \rightarrow 0$ bei der Bestimmung von Momenten der Strukturfunktionen. Wie in Abbil-

dung 38 gezeigt, erreichen im niedrigen x -Bereich die HERMES Deuteron-Daten wesentlich schneller einen Wert von Null als die Proton-Daten. Dies bedeutet, dass das Integral von g_1^d über x bereits für Werte $x < 0.4$ gesättigt ist. Dies ermöglicht die Bestimmung des ersten Momentes von g_1^d über den gesamten x -Bereich und damit des Beitrages der Quarkspins zum Spin des Nukleons, $\Delta\Sigma$, mit deutlich geringeren Unsicherheiten aufgrund der Extrapolation $x \rightarrow 0$. Die HERMES-Daten legen einen Wert von $\Delta\Sigma \approx 0.35 \pm 0.04$ bei einer Photonvirtualität von $Q^2 = 5.0 \text{ GeV}^2$ nahe.

QCD-Analyse der spinabhängigen Strukturfunktionen

Die Beschreibung der spinabhängigen Strukturfunktionen g_1^p , g_1^n und g_1^d im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) ist Inhalt einer QCD-Analyse der Daten. Das theoretische Rüstzeug dazu, wie Aufspaltungsfunktionen und Wilsonkoeffizienten für den polarisierten Fall, stehen bis zu next-to-leading order (NLO) zur Verfügung. Ein QCD-Analyseprogramm ist entweder im so genannten MELLIN- oder im x -Raum konzipiert. Die HERMES-Kollaboration verfügt über QCD-Analyseprogramme sowohl im MELLIN- als auch im x -Raum. In einem solchen Programm werden die spinabhängigen Strukturfunktionen aus Partonverteilungen und entsprechenden Wilsonkoeffizienten zusammengesetzt. Das grundlegende Ziel einer QCD-Analyse ist, eine geeignete Parametrisierung der benötigten Partonverteilungen zu finden.

Innerhalb der HERMES-Kollaboration wurde eine NLO QCD-Analyse der aktuellen Weltdaten an polarisierter inklusiver tiefinelastischer Lepton-Nukleonstreuung durchgeführt. Die Weltdaten waren kürzlich ergänzt worden durch reanalysierte Proton- und sehr präzise Deuteron-Daten der HERMES-Kollaboration (wie im vorangegangenen Abschnitt vorgestellt), durch neue Neutron-Daten bei hohem Bjorken- x seitens der JLAB-Hall-A-Kollaboration und durch neue Deuteron-Daten der COMPASS-Kollaboration. Im Ergebnis dieser QCD-Analyse wurden neue Parametrisierungen der polarisierten Partonverteilungen und ihrer korrelierten statistischen 1σ Fehler erhalten. Dabei zeigte es

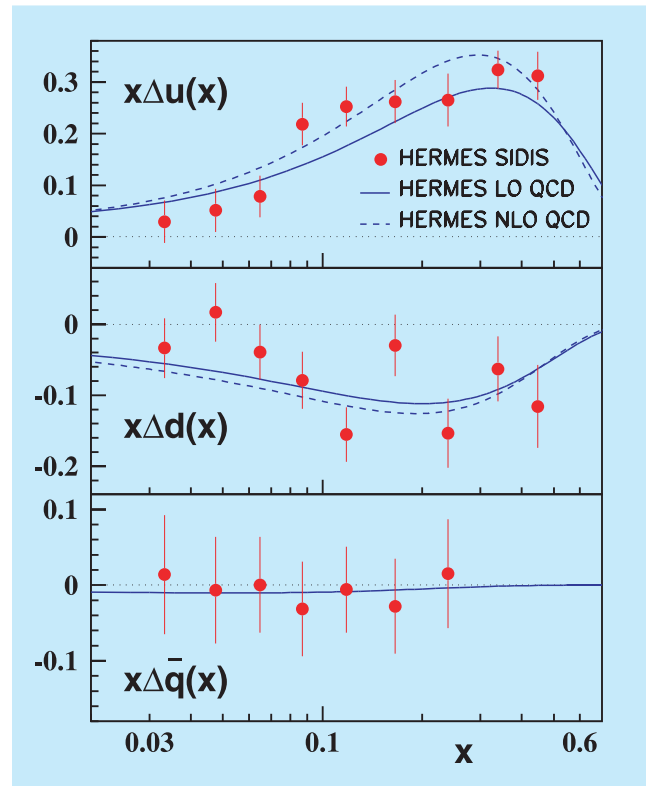


Abbildung 39: Die Helizitätsverteilungen $x\Delta u(x)$, $x\Delta d(x)$ und $x\Delta \bar{q}(x)$ bei $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$ als Funktion von x in leading (LO, volle Linie) und next-to-leading (NLO, gestrichelte Linie) order QCD verglichen mit den HERMES Resultaten für die flavour-separierten Helizitätsverteilungen der Analyse semiinklusive Daten. Die Fehlerbalken zeigen nur die statistische Unsicherheit.

sich, dass die so erhaltenen Helizitätsverteilungen vergleichbar sind mit denen einer HERMES leading order (LO) QCD-Analyse, die eine Separation der Helizitätsverteilungen für Up-, Down- und Sea-Quarks unter Einbeziehung auch semiinklusive Daten zum Ziel hatte (SIDIS-Analyse). Der Vergleich der Ergebnisse ist in Abbildung 39 zu sehen. Die Kurven stammen aus der hier beschriebenen QCD-Analyse inklusiver Daten, während die Datenpunkte das Ergebnis der LO SIDIS-Analyse sind. Sowohl die LO- als auch die NLO-Kurve stimmt mit den Datenpunkten im Mittel überein. Dabei ist die LO-Kurve, die der LO SIDIS-Analyse besser entsprechen sollte, in keiner Weise favorisiert.

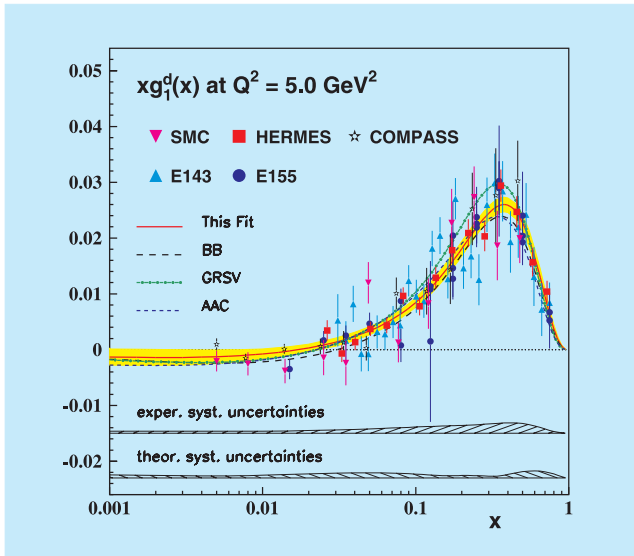


Abbildung 40: Die spinabhängige Strukturfunktion $xg_1^d(x)$ in Abhängigkeit von x . Die experimentellen Daten sind für einen $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ berechnet. Die Fehlerbalken zeigen die quadratisch addierten statistischen und systematischen Unsicherheiten. Die experimentellen Daten werden sehr gut durch die verschiedenen QCD-Analysen, dargestellt durch unterschiedliche Linien, beschrieben.

Die Welt Daten der spinabhängigen Strukturfunktionen $xg_1^p(x)$, $xg_1^n(x)$ und $xg_1^d(x)$ werden durch die HERMES QCD-Analyse sehr gut beschrieben. Als Beispiel ist in Abbildung 40 die Strukturfunktion $xg_1^d(x)$ gezeigt. Neben dem Ergebnis der vorliegenden QCD-Analyse sind in Abbildung 40 auch Resultate anderer QCD-Analysen zu sehen. Alle Ergebnisse sind für einen Q^2 -Wert von 5 GeV^2 berechnet, der einen geeigneten Weltmittelwert für diese Variable (negatives Quadrat des 4er-Impulsübertrags) darstellt.

Der Einfluss der neuen HERMES-Daten auf die Ergebnisse der NLO QCD-Analyse läßt sich am besten am Verhalten der Helizitätsverteilung des Gluons, $\Delta G(x)$, verdeutlichen. Die neuen HERMES-Daten schränken den Beitrag des Gluons zum Spin des Nukleons weiter ein, wie aus Abbildung 41 zu ersehen ist. Als Beitrag der Quarks zum Nukleonspin wurde im Rahmen dieser QCD-Analyse bei $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ ein Wert von

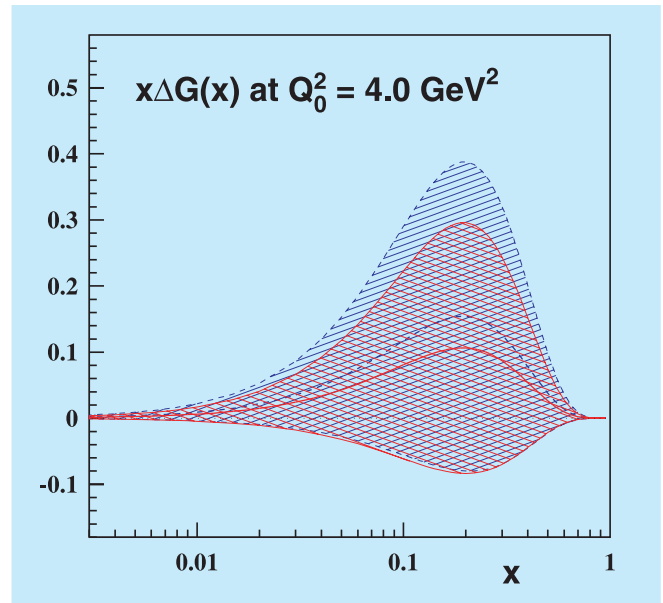


Abbildung 41: Die aus den Welt Daten einschließlich der neuen HERMES-Daten (geschlossene Kurve) bzw. ohne diese (gestrichelte Kurve) extrahierte Helizitätsverteilung $x\Delta G(x)$ für $Q_0^2 = 4.0 \text{ GeV}^2$ als Funktion von x . Der Bereich gekreuzter Linien repräsentiert die Unsicherheit in der Bestimmung von $x\Delta G(x)$ aus dem gesamten Welt Datensatz, einschließlich der HERMES-Daten.

$\Delta\Sigma = 0.216 \pm 0.108(\text{stat}) \pm 0.051(\text{exp}) \pm 0.056(\text{theo})$ bestimmt.

Ein weiteres Ergebnis der QCD-Analyse ist ein Wert für die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, gemessen an der Masse des Z^0 -Bosons, von

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1135 \begin{matrix} +0.0092 \\ -0.0117 \end{matrix} \text{ (total)}.$$

Semiinklusive azimutale Einzelspin-Asymmetrien

In der Feynmanschen Beschreibung der Nukleonstruktur, dem Partonmodell, bestehen Nukleonen (Protonen und Neutronen) aus sich annähernd kollinear bewegenden Partonen (Quarks und Gluonen). Deren Spinausrichtung führt zu drei Verteilungsfunktionen für Quarks

und zwei für Gluonen. Von den drei Quarkverteilungen wurden bisher, mit unterschiedlicher Präzision, die unpolarisierte Quarkverteilung und die Helizitätsverteilung gemessen. Erstere gibt an, wieviele Quarks mit einem bestimmten Impulsbruchteil¹ x im Nukleon zu finden sind. Bei der Helizitätsverteilung betrachtet man zusätzlich die Spinausrichtung der Quarks: ist sie parallel oder antiparallel zum Nukleonspin, wenn dieser entlang der Bewegungsrichtung zeigt. Die dritte Verteilung, *Transversity*, entzog sich der Aufmerksamkeit für lange Zeit, da transversale Spineffekte als unterdrückt angesehen wurden. Erst in den letzten 15 Jahren bekam die *Transversity*-Verteilung, welche die Differenz in der Anzahl von Quarks mit Spin parallel bzw. antiparallel zum Spin von transversal polarisierten Nukleonen angibt, die verdiente Aufmerksamkeit.

Die Messung der *Transversity*-Verteilung wird dadurch erschwert, dass die Verteilung ungerade unter Chiralitätsumkehr ist. Da in harten Streuprozessen die Chiralität eine Erhaltungsgröße ist, muss die *Transversity*-Verteilung mit einer weiteren chiral-ungeraden Größe kombiniert werden. In der semiinklusiven tiefinelastischen Streuung von Positronen (Elektronen) an einem transversal polarisierten Wasserstofftarget, wie z. B. am HERMES-Experiment realisiert, können chiral-ungerade Fragmentationsfunktionen diese Aufgabe übernehmen. Fragmentationsfunktionen beschreiben die Entwicklung vom getroffenen Quark zu den verschiedenen produzierten Hadronen. Diese hängt in der Regel nicht nur von der Energie der produzierten Hadronen ab, sondern auch von deren Bewegungsrichtung. Für die Messung der *Transversity*-Verteilung benötigt man Fragmentationsfunktionen, die von der Quarkpolarisation abhängen. Diese Abhängigkeit kann z. B. eine Korrelation der Bewegungsrichtung der produzierten Hadronen mit der Richtung des Quarkspins sein. Die Kombination aus *Transversity* und solch einer Fragmentationsfunktion führt zu Einzelspin-Asymmetrien

¹Die Variable x entspricht der Skalenvariable bzw. Bjorken-Variable x in den vorangegangenen Abschnitten.

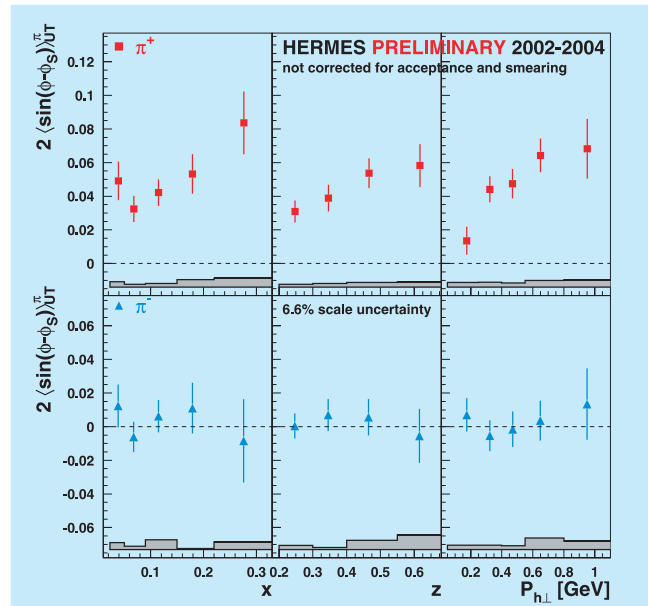


Abbildung 42: Vorläufige HERMES-Ergebnisse zu semiinklusiven azimuthalen Asymmetrien von geladenen Pionen an einem transversal polarisierten Wasserstofftarget. Gezeigt sind die Asymmetrien im so genannten Sivers-Winkel, welche proportional zur Sivers Quarkverteilung sind, in Abhängigkeit von x , z und $P_{h\perp}$.

in der azimuthalen Verteilung der produzierten Hadronen. Beispiele dafür sind die so genannten Collins-Asymmetrie (mindestens ein Hadron nachgewiesen) und verschiedene Asymmetrien in der Hadronpaar-Produktion.

Zur Überraschung vieler fand man vor wenigen Jahren heraus, dass nicht nur Fragmentationsfunktionen zu Einzelspin-Asymmetrien führen können, sondern auch eine bestimmte Klasse von Quarkverteilungsfunktionen. Diese Quarkverteilungen berücksichtigen die geringe Abweichung der Bewegungsrichtung der Quarks im Nukleon von der Bewegungsrichtung des Nukleons. Da ein nicht verschwindender Bahndrehimpuls der Quarks innerhalb des Nukleons solch eine transversale Komponente verursachen kann, ist die Hoffnung groß, dass man mit Hilfe dieser Quarkverteilungsfunktionen einen experimentellen Zugang zum Bahndrehimpuls erhält. Dies ist besonders interessant, da es nur wenige bekannte Alternativen gibt, die eine Messung des Bahndrehimpulses der Quarks ermögli-

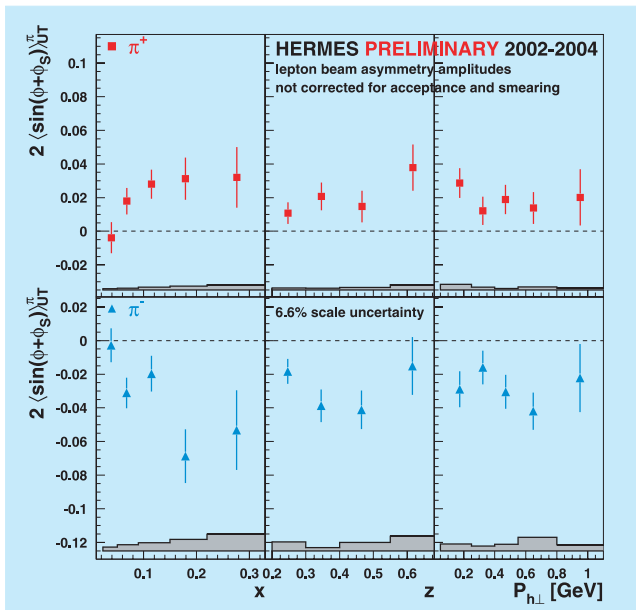


Abbildung 43: Vorläufige HERMES-Ergebnisse zu semiinklusiven azimuthalen Asymmetrien von geladenen Pionen an einem transversal polarisierten Wasserstofftarget. Gezeigt sind die Asymmetrien im so genannten Collins-Winkel, welche proportional zur Transversity-Verteilung sind, in Abhängigkeit von x , z und $P_{h\perp}$.

chen. Folglich wird der Messung z. B. der so genannten *Sivers*-Asymmetrie in semiinklusive tiefinelastischer Streuung große Aufmerksamkeit gewidmet. Namengebend für diese Asymmetrie ist die sie verursachende *Sivers*-Quarkverteilung.

Ein Meilenstein im HERMES-Physikprogramm im Jahr 2005 war die Bestätigung mit erheblich höherer Präzision der weltweit ersten Ergebnisse für die *Collins*- und *Sivers*-Asymmetrien, die Anfang des Jahres veröffentlicht wurden. In Abbildung 42 sieht man die vorläufigen Ergebnisse für die *Sivers*-Asymmetrien, welche aus den in den Jahren 2002–2004 aufgenommenen Daten extrahiert wurden. Für positive Pionen (π^+) ist die Asymmetrie signifikant von Null verschieden. Da π^+ Mesonen vorrangig durch Streuung an Up-Quarks entstehen, kann man daraus ableiten, dass auch die *Sivers*-Quarkverteilung für Up-Quarks von Null verschieden sein muss. Die Asymmetrien für ne-

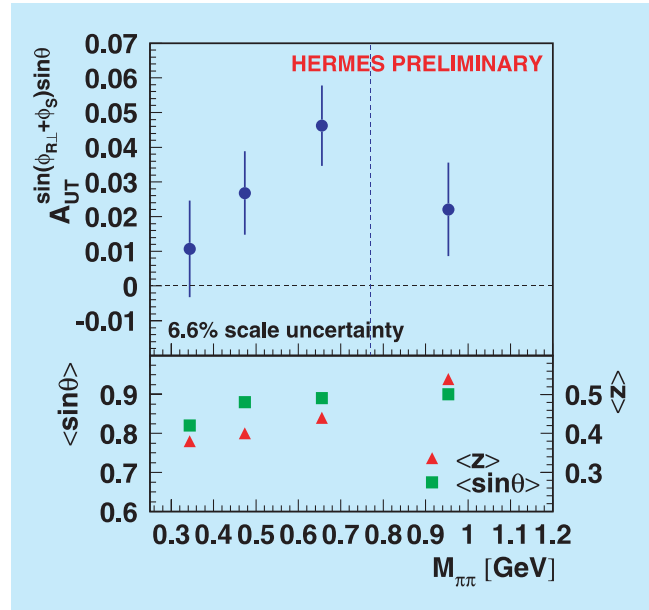


Abbildung 44: Vorläufige HERMES-Ergebnisse zu semiinklusiven azimuthalen Asymmetrien von geladenen Pionenpaaren an einem transversal polarisierten Wasserstofftarget. Gezeigt sind die Asymmetrien in Abhängigkeit von der invarianten Masse des Pionenpaares. Die ρ^0 Masse ist durch eine gestrichelte vertikale Linie gekennzeichnet.

gative Pionen π^- ist verträglich mit Null. Zusätzlich zur Abhängigkeit der Asymmetrie von x und z , dem Energiebruchteil des während der Streuung ausgetauschten virtuellen Photons, der auf das Hadron übertragen wurde, wurde dieses Mal auch die Abhängigkeit vom transversalen Impuls $P_{h\perp}$ des Hadrons untersucht. Wie erwartet, steigt die Asymmetrie für größer werdendes $P_{h\perp}$ an. Die vorläufigen Ergebnisse für die *Collins*-Asymmetrie sind in Abbildung 43 gezeigt. Auch hier wurden die ursprünglichen Ergebnisse bestätigt, die nur auf der Analyse der Daten des ersten Jahres mit transversal polarisiertem Target beruhen. Insbesondere die großen Asymmetrien für negative Pionen überraschten damals und können nur damit erklärt werden, dass Pionen mit unterschiedlicher Ladung vorzugsweise in entgegengesetzte Richtungen fliegen, wenn sie in der Fragmentation von Quarks der gleichen Sorte entstehen. Auch für die *Collins*-Asymmetrie wurde zusätzlich die $P_{h\perp}$ -Abhängigkeit untersucht, was zusätzliche Ein-

blicke in den Fragmentationsprozess liefert. Ein weiteres bedeutendes Resultat des HERMES-Experiments ist die gemessene Asymmetrie in der Ausrichtung von zwei produzierten Pionen in Abhängigkeit vom Nukleonspin. Diese weltweit ersten Ergebnisse sind sehr vielversprechend, da sie ebenso wie die *Collins*-Asymmetrien zur Messung der *Transversity*-Verteilung verwendet werden können. Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Einzelspin-Asymmetrien, wurde hier nicht die Richtung eines produzierten Pions untersucht, sondern die Ausrichtung der Ebene, die von den Impulsen zweier Pionen aufgespannt wird. Der wesentliche Vorteil dieser Art von Einzelspin-Asymmetrien gegenüber der *Collins*-Asymmetrie liegt in ihrer einfacheren Interpretation bezüglich Quarkverteilungs- und Fragmentationsfunktionen. Die Kehrseite ist jedoch, dass man für diese Messung erheblich mehr Streuergebnisse benötigt. Für die Pionenpaar-Asymmetrie gibt es zwei grundlegend gegensätzliche Vorhersagen. Eine davon erwartet einen Vorzeichenwechsel der Asymmetrie als Funktion von der invarianten Masse der beiden Pionen, welcher in der Umgebung der Masse des ρ^0 Mesons stattfinden soll, also ungefähr bei 770 MeV. In Abbildung 44 sieht man, dass die HERMES Ergebnisse diese Vorhersage mit hoher Wahrscheinlichkeit ausschließen (die ρ^0 Masse ist als gestrichelte vertikale Linie eingezeichnet). Die Asymmetrie bleibt im gesamten gemessenen Bereich positiv und hat ihr Maximum wahrscheinlich in der Nähe der ρ^0 Masse. Die zweite Vorhersage kann die präsentierten Daten erheblich besser beschreiben.

Die weiteren Aussichten des HERMES Spinprogramms mit transversal polarisiertem Target sind sehr gut, da der Datensatz 2005 mehr als verdoppelt wurde. Dies ermöglicht das vertiefende Studium der *Transversity*- wie auch der *Sivers*-Verteilung.

Physikalische Ergebnisse mit unpolarisierten Targets

Produktion von zwei Hadronen im nuklearen Medium

Der Kenntnisstand über die Zeit, die zur Erzeugung eines Hadrons in physikalischen Reaktionen bei hohen Energien nötig ist, ist sehr beschränkt. Die Bildungsdauer (*formation time*) der Hadronen offenbart grundlegend neues Wissen über zusammengesetzte Systeme aus Quarks und Gluonen. Darüberhinaus sind quantitative Ergebnisse über die Hadronbildungsdauer zur Interpretation von Schwerionenkollisionen notwendig, die die Suche nach einem neuen Materiezustand, dem Quark-Gluon Plasma, zum Ziel haben.

Experimentellen Aufschluss über den Bildungsprozess von Hadronen und seine räumliche und zeitliche Entwicklung erhält man durch Einbettung des Prozesses in einen Atomkern. Das gestreute Quark bzw. das erzeugte Hadron kann mit der umgebenden Materie wechselwirken. Daher wird die Anzahl der im Experiment beobachteten Hadronen bei Streuung an einem Quark in einem schweren Kern kleiner sein als in einem Proton.

Trotz neuester, präziser experimenteller Ergebnisse von HERMES über die Fragmentation von Quarks in π^\pm , π^0 , K^\pm , p und \bar{p} in verschiedenen Targets von Deuterium bis hin zu Krypton sind theoretische Modelle, die die Hadronisierung im nuklearen Medium zu beschreiben versuchen, uneinig über die relativen Beiträge der verschiedenen grundlegenden Mechanismen. Daher wurde in dieser Analyse eine neue Observable (R_{2h}) gemessen. Anhand des Verhältnisses zwischen Ereignissen mit mindestens zwei Hadronen zu Ereignissen mit mindestens einem Hadron ist es möglich, die Korrelation nuklearer Effekte zwischen Hadronen, die in der selben Wechselwirkung aber zu verschiedenen Zeiten und an verschiedenen Orten innerhalb des Kerns erzeugt wurden, zu untersuchen. Dies ist schematisch in Abbildung 45 dargestellt.

Angenommen Hadronabsorption im Endzustand (z. B. Hadron-Nukleon-Wechselwirkung) ist der primär verantwortliche Mechanismus, so wird eine Verringerung

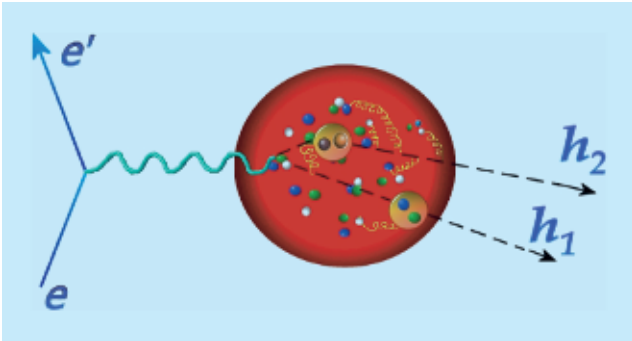


Abbildung 45: Bildhafte Darstellung der Erzeugung zweier Hadronen durch Elektronenstreuung in einem Kern.

von R_{2h} bei höheren Massenzahlen erwartet, da der Effekt auf die zwei Hadronen unkorreliert ist. Mit anderen Worten, aufgrund der Tatsache, dass das zweite (zweitführende) Hadron tiefer innerhalb der nuklearen Materie erzeugt wurde, ist die Wahrscheinlichkeit für hadronische Wechselwirkungen mit der nuklearen Materie höher als für das erste (führende) Hadron. Im Gegensatz dazu sollte R_{2h} nur sehr wenig von der Massenzahl abhängen, falls der Energieverlust des gestreuten Quarks der einzig verantwortliche Mechanismus ist. Die in Abbildung 46 dargestellten Ergebnisse der Analyse zeigen, dass der nukleare Effekt bei der Erzeugung von zwei Hadronen viel kleiner ist als bei den bereits veröffentlichten Ergebnissen der einfachen Hadronunterdrückung. Darüber hinaus gibt es keinen signifikanten Unterschied im Verhalten von R_{2h} bei Verwendung der Targets aus Stickstoff, Krypton und Xenon, was eine nur sehr schwache Abhängigkeit oder sogar Unabhängigkeit von der atomaren Massenzahl des nuklearen Mediums, in dem die Hadronisierung stattfindet, nahe legt.

In Abbildung 46 sind außerdem Kurven von Modellrechnungen wiedergegeben. Das obere Diagramm zeigt das Ergebnis von Berechnungen, die sowohl Energieverlust als auch Absorption im Medium berücksichtigen. Obwohl der allgemeine Trend der Daten reproduziert wird, sagt das Modell einen Effekt voraus, der für Xenon und Krypton doppelt so groß ist wie für Stickstoff. Diese Berechnungen werden nicht vollständig durch die Daten bestätigt. Im unteren Dia-

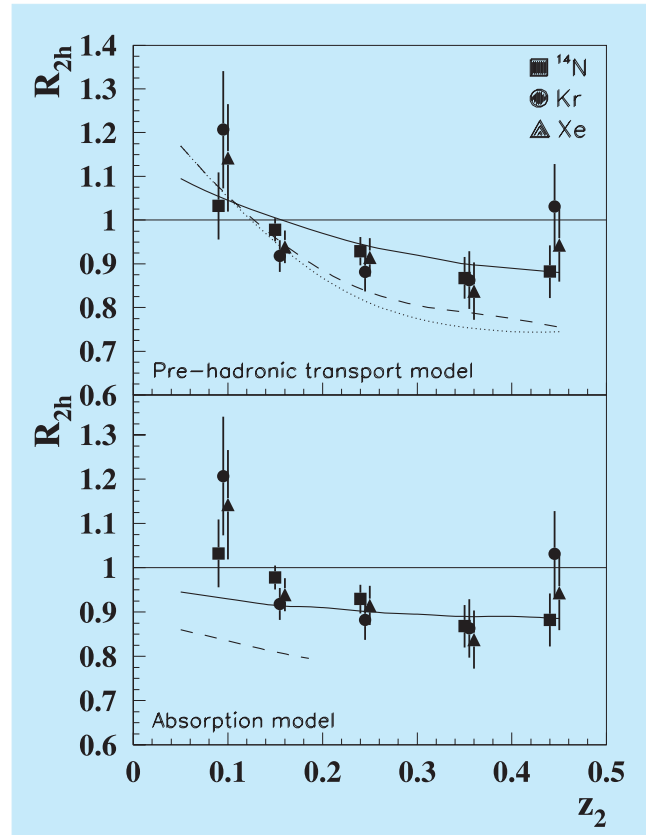


Abbildung 46: Das Verhältnis R_{2h} als Funktion des Energiebruchteils des zweitführenden Hadrons in Bezug auf die Energie des virtuellen Photons, z_2 , für Stickstoff, Krypton und Xenon. Die Kurven (^{14}N : durchgehend; Kr: gestrichelt; Xe: gepunktet) basieren auf einem pre-hadronischen Transportmodell (oberes Diagramm) sowie einem Absorptionsmodell (unteres Diagramm).

gramm werden dieselben Daten mit einer Modellrechnung verglichen, die sich auf die Berücksichtigung von Hadronwechselwirkungen im Medium beschränkt. Die Daten scheinen die zugrundeliegende Vermutung auszuschließen.

Ähnlich wie Messungen von Jet-Korrelationen in Kollisionen von Schwerionen, liefern die Observablen für die Produktion von zwei Hadronen in semiinklusive tiefinelastischer Streuung neue Informationen für die Bewertung von Hadronisierungsmodellen in Kernen, die ununterscheidbar in einfacher Hadronproduktion sind.