

Abbildung 27: Schematische Darstellung der Struktur der Generalisierten Parton Verteilungen.

# 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

**Sprecher:** E.C. Aschenauer, DESY Zeuthen

Der Schwerpunkt der HERMES Datennahme lag in der Aufzeichnung von tiefinelastischen Streueignissen an einem transversal polarisierten Wasserstofftarget. Im Jahre 2004 konnte die Statistik solcher Ereignisse im Vergleich zur Datennahme 2002/03 verdreifacht werden. Diese Daten werden die Signifikanz der weltweit ersten Publikation von semi-inklusiven azimuthalen Wirkungsquerschnitts-Asymmetrien von Pionen, produziert an einem transversal polarisierten Target, erheblich erhöhen. Bis zum Sommer 2005 werden diese Messungen weiterhin Schwerpunkt der HERMES-Datennahme sein.

Aus den bei HERMES in den Run-I aufgenommen polarisierten und unpolarisierten Wasserstoff- und Deuteriumdaten wurden weitere Ergebnisse extrahiert. So wurde unter Verwendung von Doppelspin-Asymmetrien, gemessen für inklusiv erzeugte Hadronen, erstmalig die Gluonpolarisation als Funktion des Transversalimpulses der Hadronen bestimmt.

Desweiteren wurden mit hoher Genauigkeit die Multiplizitäten von Pionen und Kaonen gemessen. Die Kombination der Hadronmultiplizitäten ermöglicht die Extraktion von Fragmentati-

onsfunktionen als Voraussetzung für die Bestimmung der polarisierten Quarkverteilungsfunktionen  $\Delta q$  in nächster Ordnung der QCD-Störungstheorie.

Ein weiterer Schwerpunkt in der Datenanalyse war die Fortführung der Untersuchungen von exklusiven Prozessen. Sie erlauben, wie bereits in vorherigen Jahresberichten beschrieben, die Bestimmung der generalisierten Partonverteilungen (GPD). Um ein vollständiges Bild zu erhalten, ist es wichtig, möglichst viele verschiedene exklusive Prozesse zu studieren. HERMES hat hierfür die Produktion von  $\pi^+$ -Mesonen sowie von  $\pi^+\pi^-$ -Mesonpaaren untersucht. Zudem wurden neue Ergebnisse für azimuthale Asymmetrien in der Produktion reeller Photonen (Tief-Virtuelle Compton Streuung) an einem Wasserstoff- und Deuteriumtarget extrahiert.

Um exklusive Prozesse noch genauer studieren zu können, wird das HERMES-Spektrometer durch einen Detektor zum Nachweis der langsamen Rückstoßprotonen erweitert. Exemplarisch für die verschiedenen Teststrahl-Studien der Einzelkomponenten des HERMES-Rückstoßdetektors werden die Ergebnisse für den Siliziumdetektor vorgestellt.

## Physikalische Ergebnisse mit polarisierten Targets

### Semi-inklusive azimuthale Einzelspin-Asymmetrien

Die Beschreibung der Nukleonstruktur erfolgt häufig durch Quarkverteilungsfunktionen. Diese Funktionen geben an, wieviele Quarks mit einem bestimmten Impulsbruchteil  $x$  und einer vorgegebenen Spinausrichtung im Nukleon vorgefunden werden. Die Theorie der starken Wechselwirkung verlangt dabei nach drei fundamentalen Quarkverteilungen, von denen zwei – die unpolarisierte Quarkverteilung und die Helizitätsverteilung – schon in verschiedenen Experimenten gemessen wurden. Die verbleibende *Transversity*-Verteilung, die Differenz der Anzahl von Quarks mit Spin in der gleichen bzw. entgegengesetzten Richtung zum Spin des Nukleons, wobei das Nukleon transversal, d. h. senkrecht, zu seiner Bewegungsachse polarisiert ist, entzog sich bisher jeglichen Messversuchen. Dies verdankt sie ihrem Verhalten unter Chiralitätstransformationen: *Transversity* ist chiral-ungerade. Chiralität ist in harten

Streuprozessen jedoch eine Erhaltungsgröße, weswegen die *Transversity*-Verteilung in solchen Prozessen zu anderen chiral-ungeraden Größen, z. B. Fragmentationsfunktionen, gekoppelt werden muss.

Verschiedene chiral-ungerade Fragmentationsfunktionen können verwendet werden, um die *Transversity*-Verteilung zu messen. Sie haben jedoch alle gemeinsam, dass sie bisher noch nicht direkt nachgewiesen wurden. Die Collins Fragmentationsfunktion ist ein Beispiel. Sie verursacht eine asymmetrische Verteilung der produzierten Hadronen, wenn sie von einem transversal polarisierten Quark stammen. Eine andere Möglichkeit bietet das Studium von Hadronpaaren. Die Interferenz von Hadronpaaren in unterschiedlichen Drehimpulszuständen wird durch Interferenzfragmentationsfunktionen beschrieben. Auch sie verursachen spinabhängige azimuthale Asymmetrien, diesmal jedoch in der Ausrichtung der Ebene, die durch die beiden produzierten Hadronen aufgespannt wird.

Ein bedeutender Unterschied zwischen den beiden genannten Fragmentationsfunktionen ist, dass die Collins Fragmentationsfunktion zur Klasse der transversalimpuls-abhängigen Funktionen gehört. Diese Funktionen hängen, im Gegensatz zu z. B. eingangs erwähnten Quarkverteilungen, explizit vom transversalen Impuls der Quarks ab. Integriert man über diesen Impuls, verschwinden die meisten der Funktionen und es

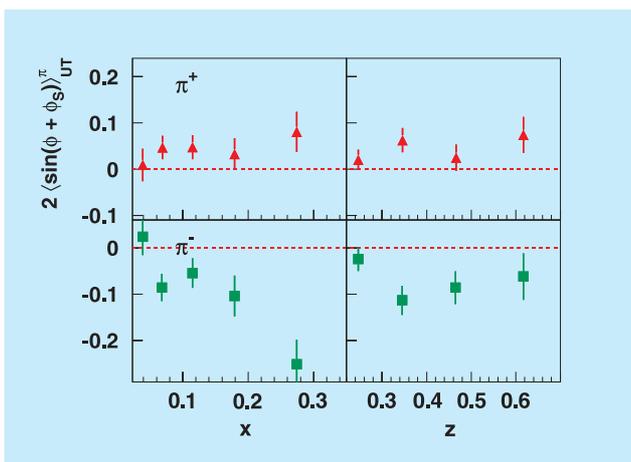


Abbildung 28: HERMES-Ergebnisse zu semi-inklusive azimuthalen Wirkungsquerschnitts-Asymmetrien von geladenen Pionen an einem transversal polarisierten Wasserstofftarget. Gezeigt sind die Asymmetrien im sogenannten Collinswinkel, welche proportional zur *Transversity*-Verteilung sind.

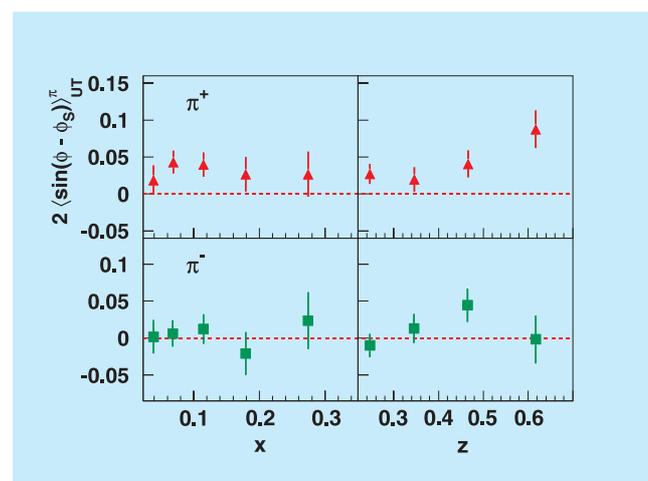


Abbildung 29: HERMES-Ergebnisse zu den Siversasymmetrien für geladene Pionen von einem transversal polarisiertem Wasserstofftarget.

bleiben, im Falle der Quarkverteilungen, nur die drei obigen Quarkverteilungen übrig. Die zusätzliche Komplexität, die man durch die explizite Abhängigkeit vom Transversalimpuls erhält, erlaubt aber auch neue, bisher unerwartete Effekte. Die Siversfunktion z. B. beschreibt die Verteilung unpolarisierter Quarks in transversal polarisierten Nukleonen. Sie ist ungerade unter Zeitumkehr, was bisher als verboten angesehen war. In semi-inklusiven tiefunelastischen Streuprozessen führt sie, ähnlich der Collins Fragmentationsfunktion, zu einer asymmetrischen Verteilung der produzierten Hadronen – diesmal aber bzgl. des transversalen Spins des Nukleons.

Im ersten Datennahmejahr mit einem transversal polarisierten Wasserstofftarget wurden genügend Streueignisse registriert, um einen ersten Blick auf die Collins- und Siversasymmetrien zu werfen. Diese semi-inklusiven Wirkungsquerschnitt-Asymmetrien in der azimuthalen Verteilung von geladenen Pionen sind in den Abbildungen 28 und 29 als Funktionen des Impulsbruchteils  $x$  und des Energiebruchteils  $z$  vom virtuellen Photon, welchen das produziert Pion besitzt, zu sehen. Sie sind die weltweit ersten Ergebnisse dieser Art. Die nicht verschwindenden Collinsasymmetrien geben Hoffnung, dass man mit mehr Daten auf diesem Weg Zugang zur *Transversity*-Verteilung erlangt.

Ebenso bedeutend ist die erste Messung der Siversasymmetrie. Sie zeigt, dass zeitumkehr-ungerade Quarkverteilungsfunktionen tatsächlich existieren. Jedoch ist bei dieser Interpretation zu beachten, dass bei solch kleinen Asymmetrien wie den Siversasymmetrien Beiträge von anderen Prozessen auch eine Rolle spielen können. Ein Bruchteil der detektierten Pionen stammt in der Tat vom Zerfall exklusiv produzierter Vektormesonen, deren azimuthale Asymmetrie nicht bekannt ist. Für deren Bestimmung sind zusätzliche Daten nötig, wie sie z. Zt. bei HERMES genommen werden.

Ein anderer Zugang zur *Transversity*-Verteilung ist über die Interferenzfragmentation. Obwohl die Daten an einem transversal polarisierten Target dafür noch nicht ausreichend waren, hat HERMES erste vorläufige Ergebnisse zur Interferenzfragmentation vorgelegt, diese jedoch von longitudinal polarisiertem Deuterium. Die azimuthale Einzelspin-Asymmetrie, die durch Interferenzfragmentation hervorgerufen wird, ist in Abbildung 30 zu sehen. Sie ist verträglich mit Null, was jedoch kein schlechtes Zeichen für deren Verwendung

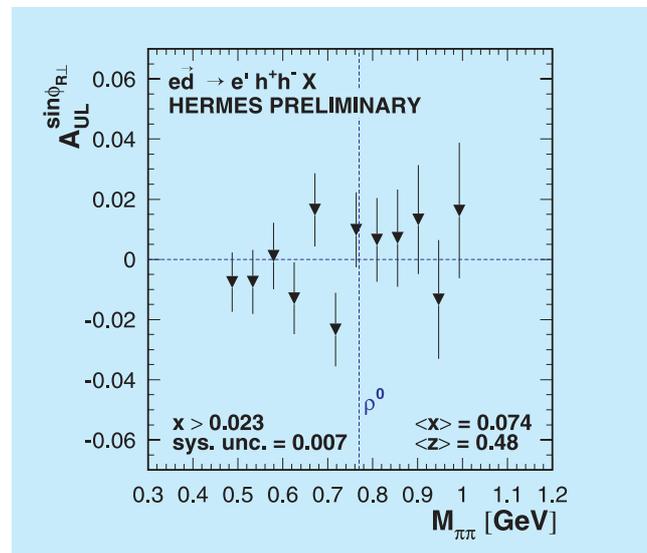


Abbildung 30: Vorläufige HERMES-Ergebnisse zu den semi-inklusiven azimuthalen Wirkungsquerschnitt-Asymmetrien der 2-Hadron-Ebene mit einem longitudinal polarisiertem Deuteriumtarget als Funktion der invarianten Masse des Hadronenpaares.

im Fall eines transversal polarisierten Target sein muss, da sie im longitudinalen Fall stark unterdrückt ist.

Wann immer man Messungen an einem Target vornimmt, welches bzgl. der Strahlrichtung polarisiert ist, muss man die verschiedenen Polarisationskomponenten entlang der Impulsachse des virtuellen Photons beachten. So hat man bei einem longitudinal polarisierten Target eine Polarisationskomponente, die transversal zum virtuellen Photon ist. Gemessene Asymmetrien enthalten daher Beiträge von beiden Polarisationskomponenten, den Komponenten longitudinal und transversal zum virtuellen Photon. Eine Entflechtung beider Beiträge ist durch Daten von longitudinal und transversal zur Strahlrichtung polarisierten Targets möglich. HERMES Daten von longitudinal und transversal polarisiertem Wasserstoff wurden vereint, um die rein longitudinalen Einzelspin-Asymmetrien in der Verteilung von semi-inklusiven Pionen zu bestimmen. Vorläufige Ergebnisse (siehe Abb. 31) zeigen, dass die Asymmetrien an longitudinal zur Strahlrichtung polarisiertem Wasserstoff vom Beitrag der longitudinalen Komponente bzgl. der Photonrichtung dominiert wird. Dies war nicht unbedingt erwartet worden, da dieser Beitrag im Wirkungsquerschnitt unterdrückt ist.

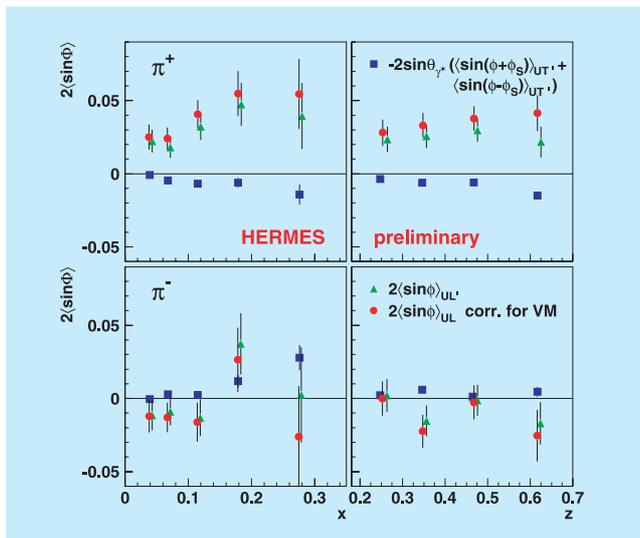


Abbildung 31: Vorläufige HERMES-Ergebnisse zu den einzelnen Beiträgen (Kreise und Quadrate) zu den azimuthalen Wirkungsquerschnitt-Asymmetrien (Dreiecke) von der zum Photon transversalen und longitudinalen Polarisationskomponenten eines zur Strahlrichtung longitudinal polarisiertem Wasserstofftarget. Die Ergebnisse für geladene Teilchen sind als Funktion von  $x$  und  $z$  dargestellt. Der im Wirkungsquerschnitt unterdrückte Beitrag von der longitudinalen Komponente (Kreise) dominiert in den gemessenen Asymmetrien.

### Bestimmung der Gluon-Polarisation

Ein wesentliches ungelöstes Problem der heutigen Hadronphysik besteht darin, dass die Zusammensetzung des Gesamt-Drehimpulses von Nukleonen aus denjenigen seiner partonischen Bestandteile bisher nur zu einem kleinem Teil bekannt ist. Im HERMES-Experiment wurden Doppelspin-Asymmetrien gemessen im Wirkungsquerschnitt inklusiver Hadronen, z. B.  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ . Ein Bruchteil dieser Teilchen wird erzeugt durch Wechselwirkung des vom Strahlteilchen ( $e^\pm$ ) abgestrahlten virtuellen Photons ( $\gamma^*$ ) mit einem Gluon ( $g$ ) im Nukleon und nicht, wie in den meisten Fällen, einem Quark ( $q$ ). Im Rahmen eines QCD-basierten Quark-Parton-Modells bietet diese Reaktion die Möglichkeit, den Anteil der Gluonen am Gesamt-Spin des Nukleons ( $\Delta G/G$ ) zu ermitteln. Insbesondere werden Hadronen gebraucht, die mit möglichst hohem Transversalimpuls

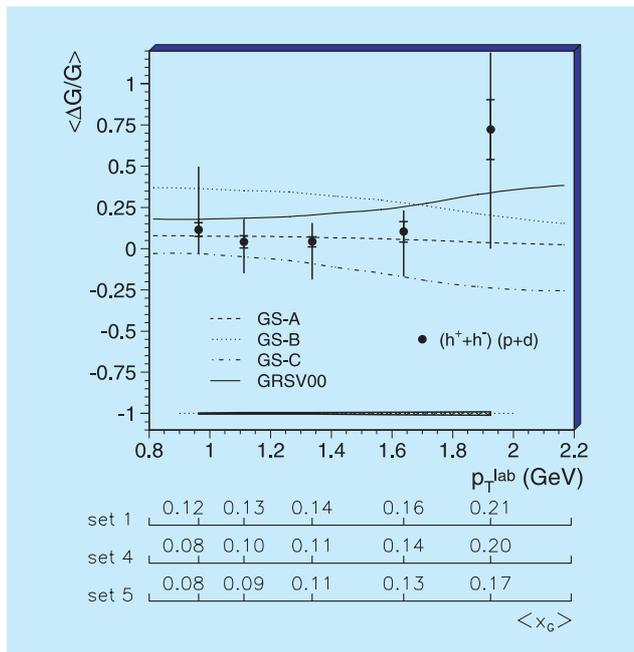


Abbildung 32: Vorläufige HERMES-Ergebnisse der polarisierten Gluonverteilung als Funktion des Transversalimpulses. Die Kurven zeigen Vorhersagen aus verschiedene QCD Analysen der polarisierten Strukturfunktion  $g_1$ . Die unteren Skalen zeigen die Entsprechung des gemessenen Transversalimpulses zum  $x$ -Wert des Gluons für unterschiedliche Modellannahmen.

( $p_T^{\text{lab}}$ ) erzeugt worden sind, weil dieser bevorzugt bei der harten  $\gamma^*$   $g$ -Streuung entsteht. Der o. g. Bruchteil ist a priori unbekannt und muss in einer Monte Carlo Simulation ermittelt werden. Bei der relativ niedrigen Energie, die im HERMES-Experiment zur Verfügung steht, sind die verschiedenen, dabei zu modellierenden Prozesse nicht genügend genau bekannt. Diese Ungenauigkeit stellt den Hauptanteil des systematischen Fehlers der Messung dar, welcher erstmalig überhaupt im Rahmen einer Doktorarbeit ermittelt werden konnte. Die in Abbildung 32 gezeigten Messpunkte zeigen weltweit erstmalig, wie  $(\Delta G/G)$  von  $p_T^{\text{lab}}$  abhängt. Der innere Bereich des Fehlerbalkens zeigt die statistische Ungenauigkeit, der gesamte Balken die kombinierte statistische und systematische Ungenauigkeit. Die unteren Skalen zeigen, wie die  $p_T^{\text{lab}}$ -Abhängigkeit übersetzt werden kann, wenn auch nur im Sinne von Mittelwerten von jeweils breiten Verteilungen, in eine Abhängigkeit vom Anteil  $x_G$  des Gluons am Gesamtimpuls des Nukleons. Diese Skalen variieren leicht für verschiedene

Modellversionen und demonstrieren einen Teil der Modellabhängigkeit der Analyse. Die Kurven in der Abbildung zeigen die Ergebnisse von QCD-Analysen inklusiver Daten. Deren relative Variation repräsentiert den Stand der Unkenntnis der jetzt gemessenen Observablen  $\Delta G/G$ . Die HERMES-Ergebnisse sind mit den bisherigen Vorhersagen verträglich.

## Physikalische Ergebnisse mit unpolarisierten Targets

### Ladungsseparierte Hadronmultiplizitäten

Die Fragmentation eines Quarks, das das Nukleon verlässt, in ein oder mehrere Hadronen ist ein langreichweitiger Prozess und lässt sich damit nicht störungstheoretisch berechnen. Stattdessen wird der Vorgang durch sogenannte Fragmentationsfunktionen parametrisiert. Die Funktion  $D_q^h$  beschreibt die mittlere Anzahl der Hadronen des Typs  $h$ , die bei Streuung an einem Quark der Sorte  $q$  erzeugt werden. Die experimentelle Grundlage zur Analyse der Fragmentationsfunktionen bildet die Extraktion von Hadronmultiplizitäten

$$\frac{1}{N^{\text{DIS}}} \frac{dN^h}{dz} = \frac{\sum_f e_f^2 \int_0^1 dx q_f(x, Q^2) D_f^h(z, Q^2)}{\sum_f e_f^2 \int_0^1 dx q_f(x, Q^2)},$$

die die Verbindung der Fragmentationsfunktionen, der Quarkverteilungsfunktionen  $q_f(x, Q^2)$  sowie der Lepton-Quark-Wechselwirkung darstellen. Die Observable  $z$  steht dabei für den Anteil der Hadronenergie  $E_h$  an der insgesamt verfügbaren (Photonen-)Energie  $\nu$ .

Bereits im Jahre 1999 wurden von HERMES Ergebnisse über die Fragmentation von geladenen und neutralen Pionen aus der Positronstreuung am Wasserstofftarget vorgestellt. Die jetzt vorliegenden neuen Ergebnisse stellen in verschiedenen Bereichen einen signifikanten Fortschritt da. Zum einen stand mit den HERMES-Daten des Jahres 2000 ein Datensatz hoher Statistik zur Verfügung, der durch die Verwendung des RICH-Detektors (Ring-Imaging Čerenkov Detektor) erstmals die Separation der Hadronen in Pionen, Kaonen und Protonen ermöglichte.

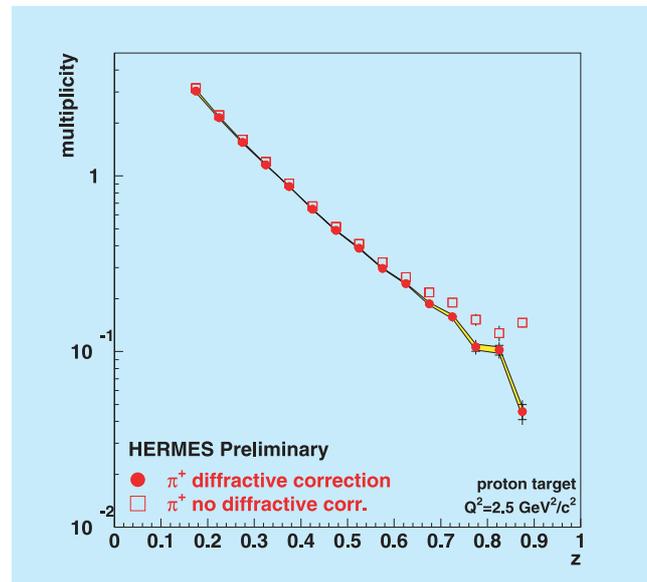


Abbildung 33: Vorläufige HERMES-Ergebnisse der Multiplizitäten von positiven Pionen als Funktion von  $z$ . Dargestellt sind die Ergebnisse mit und ohne Korrektur für diffraktive Prozesse.

Zum Anderen konnte die Analysemethode verbessert werden. So kam zur Korrektur von Akzeptanzeffekten und von Einflüssen durch Strahlungsprozesse eine verbesserte Methode zur Anwendung. Berücksichtigt wurden auch erstmals Korrekturen für Hadronen, die durch diffraktive Prozesse erzeugt wurden. Ein Beispiel hierfür sind Pionen, die durch den Zerfall des  $\rho^0$ -Vektormesons entstehen. In beiden Fällen profitierte die Analyse von Verbesserungen der Monte Carlo-Simulationen in den letzten Jahren.

Abbildung 33 zeigt die Multiplizität positiver Pionen als Funktion von  $z$ . Deutlich ist der Einfluss diffraktiver Prozesse bei hohem  $z$  zu beobachten. Grund hierfür ist der nicht symmetrische Zerfall  $\rho^0 \rightarrow 2\pi$ , der zur Konzentration der entstehenden Pionen bei kleinem und hohem  $z$  führt, wobei sie bei letzterem einen hohen Anteil an der Gesamtstatistik bilden. Für Kaonen (Abb. 34) trägt der Zerfall des  $\phi$ -Vektormesons nur unwesentlich zur Gesamtstatistik bei.

Das Band markiert den systematischen Fehlerbereich, der durch die Korrektur für Fehlidentifikationen des RICH-Detektors zustande kommt. Der insbesondere für Kaonen (Abb. 34) signifikante Fehlerbereich wird sich

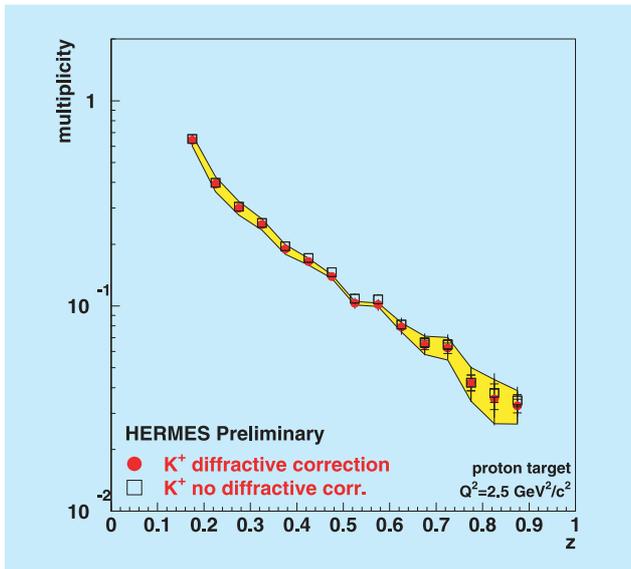


Abbildung 34: Vorläufige HERMES-Ergebnisse der Multiplizitäten von positive Kaonen als Funktion von  $z$ .

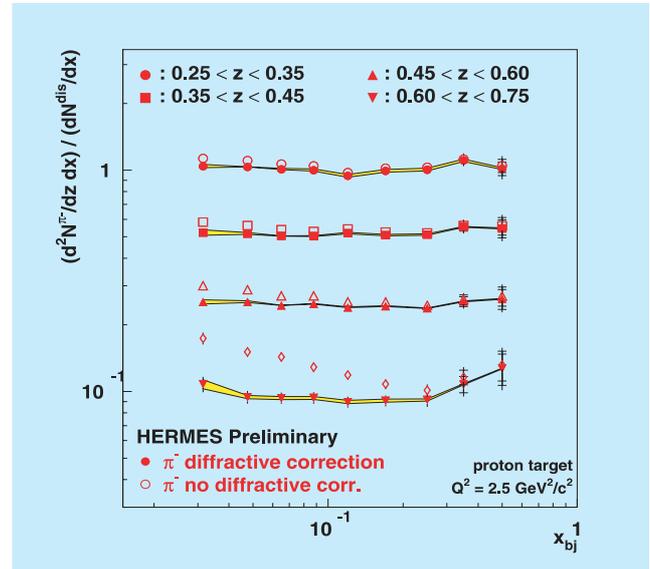


Abbildung 35: Vorläufige HERMES-Ergebnisse der Multiplizitäten von negativen Pionen als Funktion von  $x_{Bj}$  in 4 verschiedenen  $z$  Bins.

durch ein besseres Verständnis der Systematik noch verringern lassen.

Neben der  $z$ -Abhängigkeit der Multiplizitäten wurde auch ihr Verlauf als Funktion der Variablen  $x_{Bj}$  und  $Q^2$  untersucht. Abbildung 35 zeigt die weitgehende Unabhängigkeit der Multiplizität geladener Pionen von  $x_{Bj}$ . Dies ist in Einklang mit der Theorie, dass der Fragmentationsprozess und der vorausgehende Streuprozess faktorisieren. Die gezeigten HERMES-Daten wurden zu  $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$  entwickelt.

Die gewonnenen Informationen werden derzeit durch eine Analyse der Streudaten an einem Deuteriumtarget vervollständigt. Durch die Kombination der Ergebnisse sollen Fragmentationsfunktionen extrahiert werden. Diese sind Voraussetzung für die Bestimmung der polarisierten Quarkverteilungsfunktionen  $\Delta q$  in nächster Ordnung der QCD-Störungstheorie.

## Exklusive Prozesse

Seit einigen Jahren existiert ein neuer vereinheitlichter Formalismus zur kohärenten Beschreibung der Struktur der Hadronen im Rahmen der Quantenfeld-

theorie. Dieser Formalismus führt die so genannten Generalisierten Partonverteilungen (Generalised Parton Distribution – GPD) ein. Die herkömmlichen Partonverteilungen und die Formfaktoren ergeben sich aus den kinematischen Limits bzw. aus den Momenten der GPDs. Eine der interessantesten Perspektiven des GPD Formalismus ist die bisher einzige Beschreibung zur Messung des Bahndrehimpulses der Quarks im Nukleon. Jüngste theoretische Entwicklungen betonen das Potential der GPDs, die dreidimensionale Struktur von Hadronen durch die Bestimmung der Korrelation von transversaler Position und longitudinalem Impuls zu untersuchen. GPDs können in harten Streuprozessen gemessen werden in denen Mesonen oder reale Photonen (Tiefvirtuelle Compton-Streuung – DVCS) ohne Fragmentation des rückwärts gestreuten Nukleons erzeugt werden.

Die verschiedenen Prozesse erlauben den Zugang zu unterschiedlichen GPDs. Exklusive Vektormesonproduktion ist sensitiv auf die unpolarisierten GPDs, die exklusive Produktion pseudoskalarer Mesonen dagegen auf die polarisierten GPDs. Der direkte Zugang zu den neuen Funktionen ergibt sich aus der Messung der Tiefvirtuellen Compton-Streuung. Die multidimensionale Struktur der GPDs (sie sind Funktionen von drei

kinematischen Variablen und zusätzlich von der Photonvirtualität  $Q^2$ ) kompliziert ihre Entfaltung aus den gemessenen Observablen. Das Studium unterschiedlicher Prozesse und eine globale Analyse aller verfügbaren Daten ist daher notwendig, um die Generalisierten Partonverteilungen zu bestimmen.

Die Messung exklusiver Prozesse ist experimentell äußerst anspruchsvoll aufgrund der gleichzeitigen Anforderungen von hoher Luminosität (aufgrund der niedrigen Wirkungsquerschnitte), hoher Auflösung (zur Trennung der exklusiven Prozesse von den semi-inklusiven mit Fragmentation) und hoher Strahlenergie (zur Sicherstellung der Faktorisierung).

HERMES hat bereits erste Ergebnisse der Messung exklusiver Mesonproduktion und von DVCS Prozessen vorgestellt. Bisher konnte das rückwärts gestreute Nukleon nicht nachgewiesen werden und die Exklusivität des Ereignisses wird durch die Forderung einer Entsprechung der rekonstruierten fehlenden Masse und der Nukleonmasse (*missing mass technique*) sichergestellt.

Nachfolgend werden einige neue HERMES Ergebnisse der exklusiven Produktion von Pionen sowie von DVCS Prozessen vorgestellt.

## Exklusive Meson Produktion

### Wirkungsquerschnitt der exklusiven $\pi^+$ -Produktion

Die Faktorisierung exklusiver Prozesse mit Mesonen im Endzustand konnte bisher nur für longitudinale virtuelle Photonen formell bewiesen werden. Um solche Messungen mit Modellrechnungen vergleichen zu können, sollten daher die Beiträge longitudinaler ( $\sigma_L$ ) und transversaler ( $\sigma_T$ ) virtueller Photonen zum Wirkungsquerschnitt ( $\sigma_{\text{tot}}$ )

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_T + \epsilon \sigma_L$$

getrennt werden ( $\epsilon$  ist der Parameter der virtuellen Photonpolarisation, der maximal 1 sein kann). Während in Prozessen mit Vektormesonen im Endzustand die Winkelverteilung ihrer Zerfallsprodukte die Separation dieser beiden Beiträge erlaubt, müssen im Falle

der Produktion pseudoskalarer Mesonen die Wirkungsquerschnitte bei unterschiedlichen Strahlenergien gemessen werden (Rosenbluth-Separation). Letzteres ist bei HERMES nicht möglich. Im Rahmen des Beweises der Faktorisierung konnte allerdings gezeigt werden, dass  $\sigma_T$  um die Größenordnung  $1/Q^2$  gegenüber  $\sigma_L$  unterdrückt ist und letzterer folglich bei hohen Photonvirtualitäten  $Q^2$  den Wirkungsquerschnitt dominiert. Die Überprüfung der  $Q^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ist daher essentiell für die Interpretation der Ergebnisse und gibt Aufschluss über die Dominanz des longitudinalen Beitrages.

Eines der jüngsten Ergebnisse des HERMES Experimentes ist die Messung des Wirkungsquerschnitts der exklusiven  $\pi^+$ -Produktion an einem Wasserstofftarget bei hohen Photonvirtualitäten  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ . Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist durch den sogenannten Pion-Pol dominiert der durch den Pion-Formfaktor parametrisiert wird. Die Messung der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Energie-Impulsübertrag auf das Nukleon  $t$  und die Extrapolation  $t \rightarrow 0$  ermöglicht die Bestimmung des Pion-Formfaktors bei bisher ungemessenen hohen Werten von  $Q^2$ .

Der exklusive Kanal der  $\pi^+$ -Produktion wird durch den Nachweis des gestreuten Leptons und des erzeugten  $\pi^+$ -Mesons sowie die Forderung nach einer Entsprechung der rekonstruierten fehlenden Masse und der Masse des Targetnukleons ausgewählt. Als Abschätzung für den nicht-exklusiven Untergrund wurde die Verteilung der  $\pi^-$ -Mesonen, normiert auf die  $\pi^+$ -Mesonverteilung, im Bereich der fehlenden Masse die der Nukleonmasse entspricht verwendet. Die kinematischen Verteilungen der exklusiven Ereignisse (in  $Q^2$ ,  $x$ ,  $t$ ) stimmen mit Monte-Carlo Simulationen überein, die auf einem Modell für die Generalisierten Parton Verteilungen basieren. Abbildung 36 zeigt einen Vergleich der Verteilung des Energie-Impulsübertrages zum Nukleon  $t$  aus Monte-Carlo Simulationen mit den Daten. Die Simulationen ermöglichen die Bestimmung der Effizienzen und der Akzeptanzkorrektur des exklusiven Prozesses.

Der extrahierte Wirkungsquerschnitt der exklusiven  $\pi^+$ -Produktion an einem Wasserstofftarget  $ep \rightarrow e\pi^+$  ist in Abbildung 37 als Funktion der Photonvirtualität  $Q^2$  für drei verschiedene  $x$ -Bereiche dargestellt.

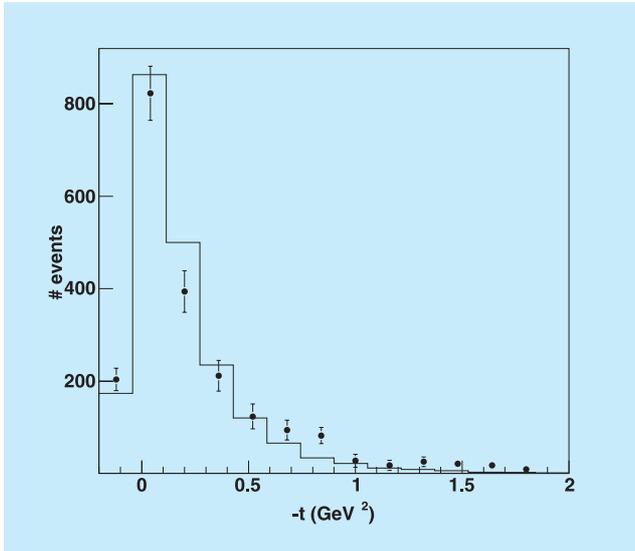


Abbildung 36: Verteilung des Energie-Impulsübertrages auf das Nukleon  $t$  aus Monte-Carlo Simulationen (Histogramm) mit den Daten (Punkte) für die exklusive  $\pi^+$ -Produktion an einem Wasserstofftarget.

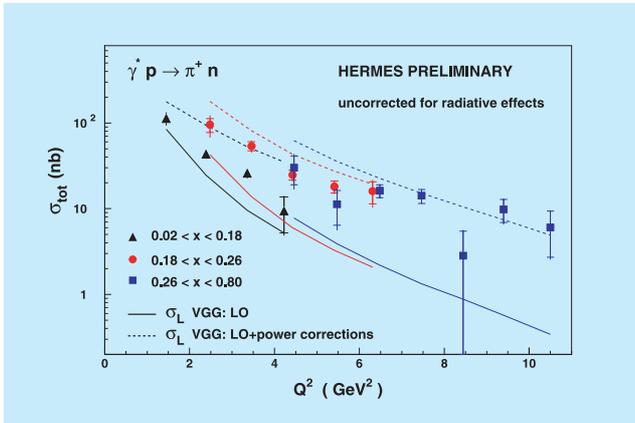


Abbildung 37: Vorläufige HERMES-Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt des Prozesses  $ep \rightarrow e\pi^+n$  als Funktion von  $Q^2$  für drei verschiedene  $x$ -Bereiche. Die Kurven zeigen Rechnungen basierend auf einem Modell für die GPDs.

Die Ergebnisse werden verglichen mit Rechnungen für den Beitrag longitudinaler virtueller Photonen zum Wirkungsquerschnitt, basierend auf einem Modell für die Generalisierten Partonverteilungen. Die durchgezogenen Kurven zeigen die Berechnungen in führender Ordnung QCD (Leading Order – LO) während die gestrichelten Kurven zeigen die Berechnungen unter zusätzlicher Berücksichtigung von Korrekturen höherer Ordnung (*power corrections*) aufgrund der intrinsischen transversalen Impulse der Partonen im Nukleon und der Beiträge zur Pionproduktion durch den Überlagerungsbereich von Meson und Nukleon (*soft overlap*) darstellen. Während die Rechnungen in führender Ordnung den gemessenen Wirkungsquerschnitt unterschätzen, erscheinen die unter Berücksichtigung der *power corrections* erhaltenen Kurven deutlich zu hoch. Ein sehr wichtiges Ergebnis ist allerdings dass die  $Q^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts mit der für  $\sigma_L$  erwarteten generell übereinstimmt. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass der Beitrag longitudinaler virtueller Photonen dominiert, was Rückschlüsse auf die Modellierung der GPDs erlaubt.

Die gegenwärtig laufende Analyse der Daten berücksichtigt Strahlungskorrekturen zum gemessenen Wirkungsquerschnitt, welche einen Effekt von etwa 20–25% darstellen, und legt Augenmerk auf die Bestimmung seiner Abhängigkeit vom Energie-Impuls-Übertrag  $t$  auf das Proton. Die gemessene  $t$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes erlaubt die Bestimmung des Pion-Formfaktors welcher für höhere Werte von  $Q^2$  noch völlig unbekannt ist.

### Exklusive $\pi^+\pi^-$ -Paarproduktion

HERMES hat mit der Messung exklusiver  $\pi^+\pi^-$ -Paarproduktion eine weitere interessante Observable untersucht, die Informationen über die Generalisierten Parton Verteilungen enthält. Die Wechselwirkung des virtuellen Photons mit dem Targetnukleon erfolgt hierbei über die Abstrahlung und nachfolgende Absorption eines Quarks (Quark-Austauschmechanismus) oder Gluons (2-Gluon-Austauschmechanismus). Aus der Wechselwirkung der erzeugten Partonen entsteht entweder direkt das  $\pi^+\pi^-$ -Paar oder ein instabiles Teilchen (Resonanz), welches anschließend in zwei Pionen zerfällt. Die unterschiedlichen Produktionsmechanismen sind durch verschiedene mögliche Werte des Gesamtdrehimpulses  $J$  des Pionpaares charakterisiert. Während der Quark-Austauschmechanismus Pionpaare mit geraden ( $J = 0, 2, \dots$ ) und ungeraden ( $J = 1, 3, \dots$ ) Werten des Gesamtdrehimpulses erzeugt, führt der Gluon-Austauschmechanismus ausschließlich zu Pionpaaren mit ungeraden Werten  $J$ .

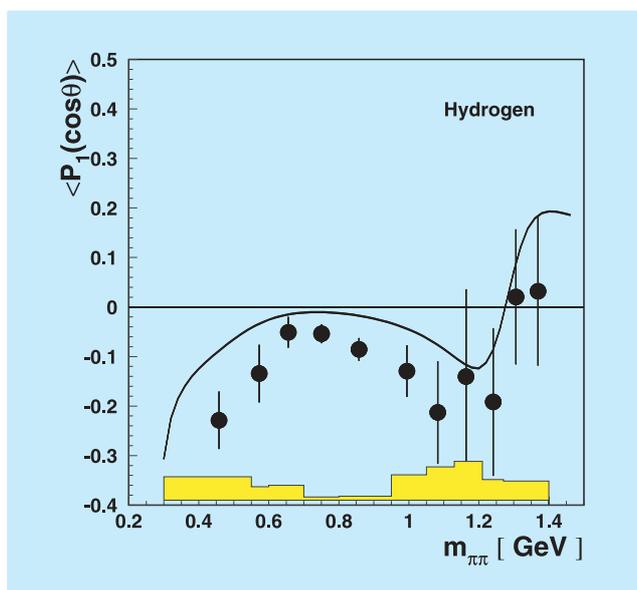


Abbildung 38: HERMES-Ergebnisse für das erste Legendre-Moment als Funktion der invarianten Masse des Pionpaares für die exklusive  $\pi^+\pi^-$ -Paarproduktion an einem Wasserstofftarget. Die Kurve zeigt Berechnungen basierend auf einem Modell für GPDs.

Der dominante Produktionsmechanismus ist dabei der P-Wellen-Zustand des Pionpaares mit  $J = 1$ . Um trotz des dominanten Prozesses die unterschiedlichen Produktionsmechanismen studieren zu können, wurde eine Observable identifiziert, die auf die Interferenz der beiden Prozesse sensitiv ist. Zu diesem Zweck wurden die Legendre-Momente  $\langle P_n(\cos\theta) \rangle$  gemessen, welche das Integral n-ter Ordnung der Legendre-Polynome  $P_n(\cos\theta)$ , gewichtet mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma^{\pi^+\pi^-}/d\cos\theta$  darstellen. Hierbei ist  $\theta$  ein bestimmter Streuwinkel des  $\pi^+$ -Mesons. Abbildung 38 zeigt das erste Moment  $\langle P_1 \rangle$ , welches auf die Interferenz zwischen P-Wellen und S- bzw. D-Wellen ( $J = 0$  bzw.  $J = 2$ ) sensitiv ist, als Funktion der invarianten Masse des exklusiv erzeugten Pionpaares  $m_{\pi\pi}$ .

Die starke Variation von  $\langle P_1 \rangle$  für verschiedene Werte  $m_{\pi\pi}$  kann als Signal der Interferenz zwischen den verschiedenen Zuständen interpretiert werden: die  $\rho$ -Resonanz mit  $J = 1$  zerfällt in Pionen über das gesamte  $m_{\pi\pi}$  Intervall mit einem Maximum bei  $m_{\pi\pi} \approx 0.77$  GeV; die  $f_2$ -Resonanz mit  $J = 2$  dagegen

zerfällt nur für Werte  $m_{\pi\pi} \approx 1.1$  GeV mit einem Maximum bei  $m_{\pi\pi} \approx 1.27$  GeV; nicht-resonante  $\pi^+\pi^-$  Produktion mit  $J = 0$  zeigt ein Maximum bei niedrigen  $m_{\pi\pi}$  Werten. Die signifikanten Werte von  $\langle P_1 \rangle$  bei niedrigen  $m_{\pi\pi}$ -Werten deuten auf eine Interferenz zwischen dem unteren Ausläufer des  $\rho$ -Mesons mit der nicht-resonanten  $\pi^+\pi^-$  Produktion. Im Dominanzbereich des  $\rho$ -Mesons ( $m_{\pi\pi} \approx 0.77$  GeV) zeigt der Absolutwert von  $\langle P_1 \rangle$  ein Minimum. Bei hohen Werten  $m_{\pi\pi}$  im Bereich der  $f_2$ -Resonanz, deuten die Daten auf einen Vorzeichenwechsel von  $\langle P_1 \rangle$  aufgrund der Interferenz des oberen Ausläufers der  $\rho$ -Resonanz mit der  $f_2$ -Resonanz hin. Die dargestellten Kurven zeigen Berechnungen von  $\langle P_1 \rangle$  in einem GPD-Modell, welches Beiträge des Quark- und des 2-Gluonaustausches berücksichtigt, die den qualitativen Verlauf der Daten gut beschreiben.

## Tiefvirtuelle Compton-Streuung an Wasserstoff und Deuterium

Der Prozess der Tiefvirtuellen Compton-Streuung (DVCS) bietet die Möglichkeit, sowohl die Amplitude als auch die Phase der Streuamplitude zu messen, da ein Prozess mit gleichem Endzustand existiert, mit dem die exklusive Reaktion interferiert. Dieser Prozess ist als Bremsstrahlung bekannt und wird im Wesentlichen durch die Abbremsung der Elektronen im elektromagnetischen Feld der Atomkerne erzeugt (Bethe-Heitler Prozess). Der Interferenzterm zwischen beiden Prozessen erlaubt einen direkten Zugang zu beiden Teilen der DVCS Streuamplitude, dem Imaginär- und dem Realteil.

Der Imaginärteil ist zugänglich durch die Messung der Asymmetrie bezüglich des Winkels  $\phi$  zwischen Leptonstreuungsebene und Photonproduktionsebene, die ihr Vorzeichen wechselt, wenn die longitudinale Strahlpolarisation  $P$  das Vorzeichen wechselt. Die Asymmetrie  $A_{LU}$  wird dann aus den Raten  $\vec{N}$  und  $\overleftarrow{N}$  für Ereignisse mit positiver bzw. negativer Strahlhelizität ( $L$ ) berechnet, wobei das Targetgas unpolarisiert ( $U$ ) ist:

$$A_{LU}(\phi) = \frac{1}{\langle P \rangle} \frac{\vec{N}(\phi) - \overleftarrow{N}(\phi)}{\vec{N}(\phi) + \overleftarrow{N}(\phi)}$$

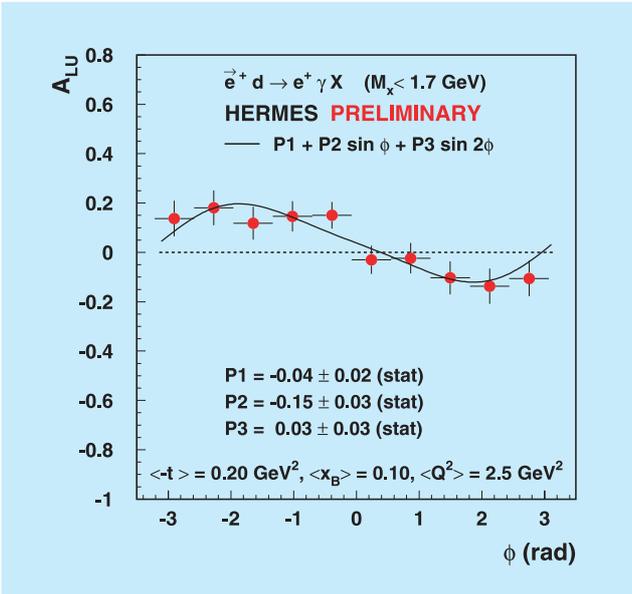


Abbildung 39: Vorläufige HERMES-Ergebnisse der Leptonen-Spin-Asymmetrie für unpolarisiertes Deuterium als Funktion von  $\phi$ .

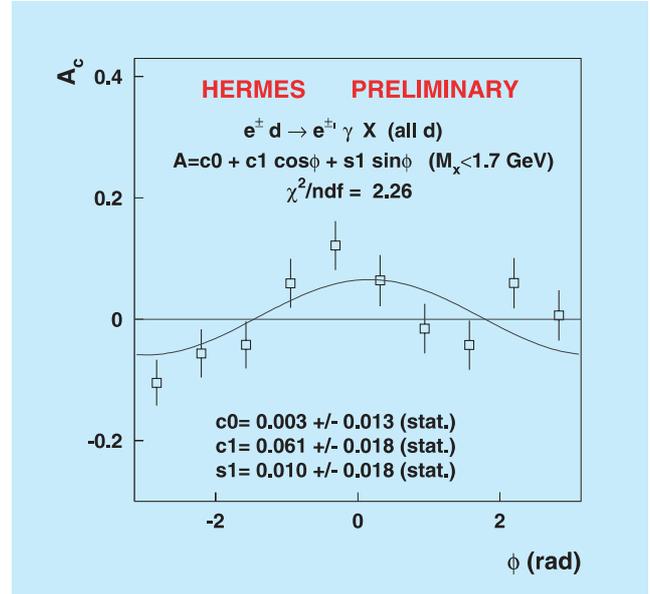


Abbildung 40: Vorläufige HERMES-Ergebnisse der Leptonen-Ladungs-Asymmetrie für unpolarisiertes Deuterium als Funktion von  $\phi$ .

Der Realteil ist durch eine ähnliche Asymmetrie extrahierbar, doch statt der Strahlpolarisation wird in diesem Fall die unterschiedliche Ladung  $N^+$  und  $N^-$  des Leptonenstrahls (Elektronen und Positronen) genutzt:

$$A_C(\phi) = \frac{N^+(\phi) - N^-(\phi)}{N^+(\phi) + N^-(\phi)}$$

Die Leptonen-Spin- und Leptonen-Ladungs-Asymmetrie sind für ein unpolarisiertes Deuterium-Target in den Abbildungen 39 und 40 gegen den Winkel  $\phi$  aufgetragen.

In führender Ordnung wird für die Leptonen-Spin-Asymmetrie ein Sinus-Verhalten und für die Leptonen-Ladungs-Asymmetrie ein Cosinus-Verhalten vorhergesagt, was experimentell gut bestätigt werden konnte.

Um Schlussfolgerungen über die Dynamik der einzelnen Teile des Nukleons zu bekommen, ist es nötig, das Verhalten der Asymmetrien in Abhängigkeit vom Energie-Impuls Übertrag  $t$  auf das Nukleon zu studieren.

Abbildung 41 zeigt die  $\cos \phi$  Amplitude von Wasserstoff und Deuterium als Funktion von  $t$ . Ebenfalls

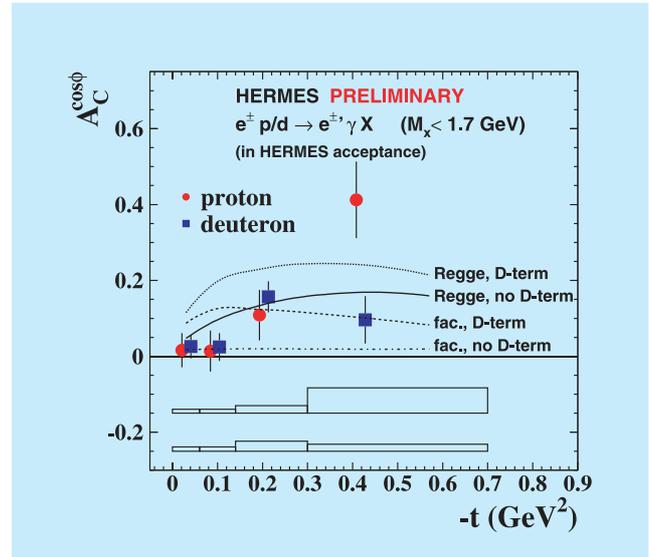


Abbildung 41: Vorläufige HERMES-Ergebnisse für die  $\cos \phi$  Amplitude der Ladungs-Asymmetrie für Wasserstoff und Deuterium als Funktion von  $t$ . Die GPD Modell Berechnungen benutzen eine Faktorisierung oder eine Art Regge  $t$ -Abhängigkeit mit oder ohne D-Term.

sind verschiedene theoretische Berechnungen abgebildet, die auf unterschiedlichen GPD Modellen beruhen. Obwohl nur eine kleine Datenmenge analysiert wurde, ist es offensichtlich, dass die Messung der Leptonen-Ladungs-Asymmetrie sehr geeignet ist, um zwischen verschiedenen GPD Modellen zu unterscheiden.

Um die  $t$ -Abhängigkeit der beiden oben genannten Asymmetrien genauer zu untersuchen, wird im Spätsommer 2005 der Rückstoßdetektor installiert. Dieser Detektor ermöglicht den direkten Nachweis langsamer Rückstoßprotonen, die bisher nur durch indirekte Methoden bestimmt werden konnten.

## Der HERMES Rückstoßdetektor

Zur Messung exklusiver Reaktionen plant die HERMES Kollaboration den Einbau eines neuen Detektors. Dieser umgibt das Target und soll Reaktionsprodukte moderaten Impulses unter großen Winkeln messen. Diese Reaktionsprodukte liegen außerhalb des Nachweisbereichs des existierenden HERMES Spektrometers; ihr Nachweis ist allerdings für die Identifikation mit geringem Untergrund dieser Klasse von Reaktionen unabdingbar. Der Rückstoßdetektor besteht

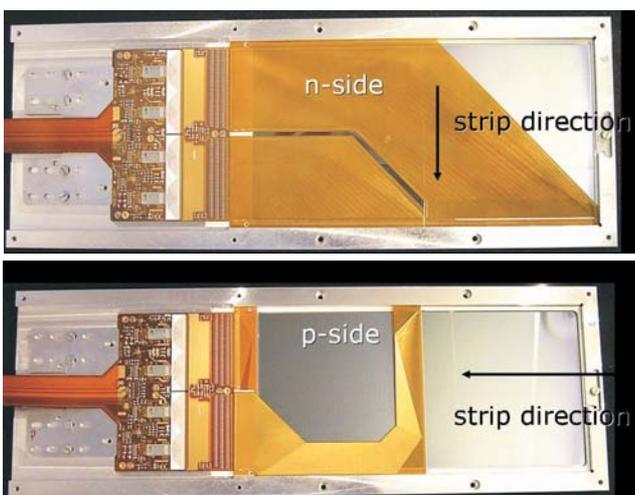


Abbildung 42: Bilder von der Vorder- und Rückseite eines Siliziummoduls des HERMES Rückstoßdetektors.



Abbildung 43: Bild vom fertiggestellten Detektor aus szintillierenden Fasern des HERMES Rückstoßdetektors.

aus einem supraleitenden Magneten, einem Wolfram-Szintillator Kalorimeter, einem Detektor aus szintillierenden Fasern und einem doppelseitigem Silizium-Streifendetektor.

Das Jahr 2004 war dem Bau und der ersten Vermessung dieser Einzelkomponenten gewidmet. Abbildung 42 zeigt Bilder von der Vorder- und Rückseite des Siliziummoduls und Abbildung 43 den fertiggestellten Detektor aus szintillierenden Fasern. Als Beispiel aus den verschiedenen durchgeführten Studien werden die Ergebnisse der Teststrahlstudien des Siliziumdetektors zusammengefasst.

Die Siliziummodule für den Rückstoßdetektor wurden im T22 Teststrahl bei DESY mit 3 GeV Elektronen getestet. Mit diesem Teststrahl sollten Informationen über das Verhalten der Sensoren auf minimal ionisierende Teilchen überprüft werden. Weitere Informationen bezüglich der Auflösung und der Effizienz konnten aus diesen Daten gewonnen werden.

Der Siliziumdetektor des Rückstoßdetektors ist darauf ausgelegt, auch große Signale zu messen, die durch langsame Protonen erzeugt werden. Dementsprechend ist das Signal eines minimal ionisierenden Teilchens

an der unteren Grenze des sensitiven Bereichs und eine besondere Herausforderung an die Analysetechnik.

In Abbildung 44 ist die Pulshöhenverteilung (in ADC Kanälen) für einen Beispielstreifen aufgetragen. Die Spitze in der linken Bildhälfte stellt das Pedestal mit Rauschen (den Nullwert) dar, während die Pulshöhenverteilung oberhalb von 25 ADC Kanälen der theoretisch erwarteten Verteilung für minimal ionisierende Teilchen gut folgt. Eine Extrahierung der Signale von Teilchen wurde erreicht indem die Pedestalverteilung mit der Gaußverteilung gefittet und anschließend von der gesamten Verteilung subtrahiert wurde. Dies ist möglich weil die Signalverteilung gut von der Untergrundverteilung getrennt ist.

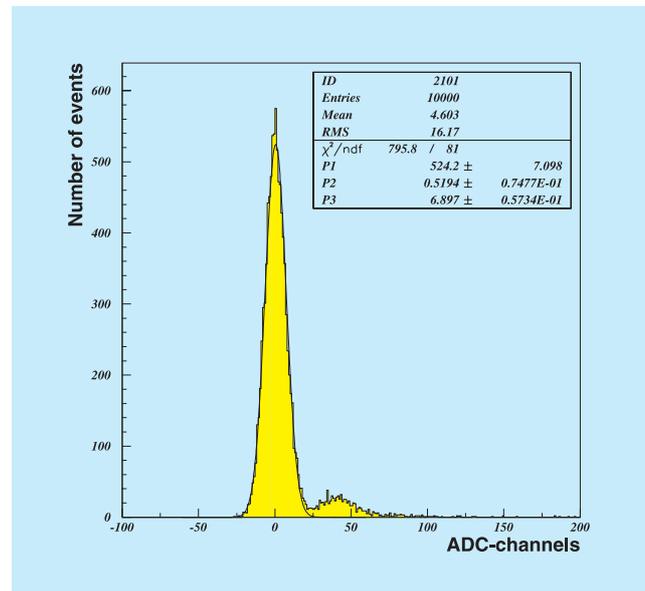


Abbildung 44: Die Pulshöhenverteilung (in ADC Kanälen) für einen Beispielstreifen des Siliziumdetektors des HERMES Rückstoßdetektors.