

Abbildung 22: Blick auf die HERMES Eisen/Szintillator-Wand zur Identifikation von hoch-energetischen Myonen. Im Zentrum erkennt man einen der beiden HERA-Quadrupole, in die die Driftkammern des FQS-Detektors installiert sind. Zur Vereinfachung der Darstellung sind nur die Rahmen und nicht die einzelnen Szintillator-Paddel gezeigt.

# HERMES-Experiment

**Beteiligte Institute:** NIKHEF/Vrije Universiteit Amsterdam, Univ. of Michigan Ann Arbor, ANL Argonne, INFN Bari, Univ. of Colorado Boulder, MIT Cambridge, JINR Dubna, Univ. of Alberta Edmonton, Univ. Erlangen-Nürnberg, INFN Ferrara, INFN Frascati, Univ. Freiburg, Univ. of Gent, DESY Hamburg, MPI Kernphys. Heidelberg, New Mexico State Univ. Las Cruces, Univ. Liverpool, Univ. of Wisconsin Madison, P.N. Lebedev Inst. Moscow, Univ. München, Caltech Pasadena, INFN Rome, St. Petersburg Nucl. Phys. Inst., Tokyo Tech. Univ., Univ. of Illinois Urbana-Champaign, Simon Fraser Univ. und TRIUMF Vancouver, Yerevan Phys. Inst., DESY Zeuthen.

**Sprecher:** E. Kinney, Univ. of Colorado (bis Juni 1999); E. Steffens, Univ. Erlangen-Nürnberg (ab Juli 1999)

Im Jahr 1999 wurde der Betrieb mit dem longitudinal polarisierten Deuterium-Target fortgesetzt und etwa 2.3 Millionen Daten mit dem im HERMES Bereich longitudinal polarisierten Elektronen-Strahl (bzw. Positronen-Strahl nach der Umstellung im Sommer) aufgezeichnet. Ein Deuteriumkern enthält neben einem Proton auch ein Neutron und somit erlauben die Deuterium-Daten, zusammen mit dem entsprechenden Datensatz aus den Jahren 1996/97 an longitudinal polarisiertem Wasserstoff, einen experimentellen Zugang zur Untersuchung der longitudinalen Spin-Struktur des Nukleons.

Daneben wurden auch Daten bei höherer Dichte mit den unpolarisierten Targetgasen Deuterium, Stickstoff und Krypton genommen mit dem Ziel, kernabhängige Effekte in den Streuprozessen aufzudecken. Die Datennahme mit Krypton erfolgte in einer dreitägigen, speziell für HERMES ausgelegten Messperiode bei sehr hoher Targetdichte und damit verbundenen niedrigen Strahllebensdauern von etwa fünf Stunden und erbrachte fast eine Million Ereignisse.

Im Anschluss an den siebenwöchigen Shutdown im Frühjahr wurde ein erster Test mit dem transversal polarisierten Wasserstoff-Target durchgeführt. Mit diesem Target sollen zu einem späteren Zeitpunkt weitere Aspekte der Spin-Struktur des Nukleons, wie die transversalen Spinverteilungen der Quarks im Nukleon, untersucht werden. Bei den Testmessungen zeigte sich, dass auch bei einem auf

etwa 50% reduzierten Haltefeld noch ein guter Arbeitspunkt zwischen den depolarisierenden Resonanzen existiert und dass das Target in diesem Modus bei ausreichender Target-Polarisation betrieben werden kann.

Die vielfältigen Versuche, über eine Verkleinerung der lateralen Abmessungen der Targetzelle den „Stauereffekt“ zu erhöhen und damit die Luminosität des Experiments zu steigern, waren Ende 1999 von Erfolg gekrönt. Eine solche verkleinerte Zelle lieferte bei gleicher Polarisation eine um 50% erhöhte Dichte. Damit kann die zum Ende der 2000er Datennahme genommene Datenmenge signifikant gesteigert werden.

Die 1998 installierten Detektor-Erweiterungen, wie der Zweifach-RICH und die Myon-Wand (Abb. 22), wurden routinemäßig betrieben und in die Datennahme integriert. Damit konnte der Impulsbereich der identifizierbaren Teilchen erheblich erweitert werden und umfasst nun neben dem gestreuten Elektron (bzw. Positron) auch Myonen, geladene Pionen, Kaonen und Protonen im gesamten kinematischen Bereich des Experiments.

Auch 1999 lag der Schwerpunkt der Analyse auf den Daten der Jahre 1996 und 1997 mit dem polarisierten Wasserstoff-Target. Eine Reihe von Ergebnissen konnte im Berichtsjahr als Publikationen eingereicht werden. Hier ist besonders die Doppel-Spin-Asymmetrie in der Produktion von Hadron-Paaren

mit hohem Transversalimpuls zu nennen, welche sensitiv auf Photon-Gluon-Fusion ist und als erste Messung des Gluon-Beitrags zum Spin des Nukleons interpretiert werden kann. Von großem Interesse ist auch die experimentell erstmalig gefundene azimutale Einzel-Spin-Asymmetrie für positive Pionen bezüglich der Lepton-Streuebene. Sie gibt erste Hinweise auf die Möglichkeiten, die bisher unbekannte transversale Spin-Komponente des Nukleons experimentell zu untersuchen. Solche Messungen sind für den Betrieb nach dem langen Shutdown mit einem transversal polarisierten Target geplant.

Die Auswertung von Daten an unpolarisierten Targetgasen hoher Dichte führte ebenfalls zu unerwarteten Resultaten im Zusammenhang mit der Frage, ob elementare Reaktionen am Nukleon davon abhängen, ob das Nukleon frei oder in einem Kern der Masse  $A$  eingebaut ist. So zeigt das Verhältnis  $R$  des longitudinalen zum transversalen Absorptionsquerschnitt des virtuellen Photons bei kleinem  $x$  und  $Q^2$  einen starken Unterschied für Stickstoff im Vergleich zu Deuterium.

## Datennahme 1999

HERA wurde im Berichtsjahr ohne lange Betriebspausen betrieben. Neben kurzen Unterbrechungen zum Jahreswechsel wurde in einem siebenwöchigen Shutdown im Frühjahr von Elektronen auf Positronen umgestellt. Gute Daten mit hoher Polarisation (Abb. 23) wurden in den Perioden Februar bis April (Elektronen) und August bis Dezember (Positronen) gewonnen, die insgesamt etwa 2.3 Millionen rekonstruierte

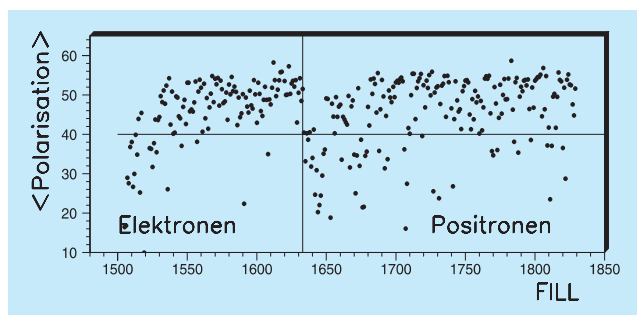


Abbildung 23: Die mittlere Strahlpolarisation pro Füllung im Jahr 1999.

Ereignisse der tiefunelastischen Streuung (DIS) ergaben. Der Targetbetrieb mit Deuterium wurde fortgesetzt. Targetstudien parallel zum Messbetrieb führten zu einer zusätzlichen Reduktion des von der Molekulpolarisation herrührenden systematischen Fehlers verglichen mit Wasserstoff. Im Anschluss an die Betriebspause im Frühjahr wurden Kammer und Magnet des transversalen Targets eingebaut und zum ersten Mal mit Strahl getestet. Wegen der starken Synchrotronstrahlung mit transversalem Feld muss das Haltefeld gegenüber dem longitudinalen Target um einen Faktor 2 auf etwa 155 mT reduziert werden. Die Tests haben ergeben, dass das Wasserstoff-Target ohne signifikante Depolarisation durch den Strahl betrieben werden kann, aber der geringe Entkopplungsgrad führt zu deutlichen Verlusten durch Spin-Austausch und Wandstöße, so dass mit einer Polarisation für Wasserstoff von nur etwa 0.7 gerechnet werden kann. Weitere Tests bezogen sich auf die Targetzelle, ein dünnwandiges elliptisches Rohr, in dem das aufgestaute Targetgas vom Elektronen-Strahl durchsetzt wird. Es wurde untersucht, ob sich der Querschnitt der Zelle gegenüber der ursprünglichen Auslegung verkleinern und damit der Stauereffekt erhöhen lässt. Beim zweiten Versuch Anfang Dezember wurde eine „mittelgroße“ Zelle im Strahl getestet. Bei unveränderter Polarisation und Untergrund ergab sich eine um 50% erhöhte Dichte. Eine weitere Verbesserung im 10–20%-Bereich zeichnet sich aufgrund der Ergebnisse des in der Weihnachtspause neuinstallierten Dissoziators ab. Zusammen mit der signifikanten Steigerung der injizierten Positronen-Ströme ist für den Messbetrieb 2000 mit um einen Faktor 2–3 höheren Ereignisraten zu rechnen. Neben polarisiertem Deuterium wurden auch unpolarisierte Targetgase verwendet. Besonders hohe Ereignisraten wurden Anfang Oktober in einem dreitägigen, dedizierten HERMES-Betrieb mit Krypton erreicht, wobei die Strahl-Lebensdauer auf etwa fünf Stunden reduziert wurde. Mit zehn Positronen-Füllungen wurden fast eine Million Krypton-Ereignisse aufgenommen, deren Messung im Parallelbetrieb eine etwa 20 mal längere Zeit erfordert hätte.

Wie in den letzten beiden Jahren wurde auch 1999 die Strahl-Polarisation simultan mit den beiden Polarimetern verfolgt. Da nach dem großen Umbau 2000/2001 auch H1 und ZEUS mit polarisierten Leptonen messen werden, wird eine enge Kooperation aller drei Experimente im Rahmen der POL2000-Initiative angestrebt.

In diesem Zusammenhang wurden bereits am transversalen Polarimeter (TPOL) Tests mit der modernisierten Ausleseelektronik durchgeführt.

Durch zahlreiche Studien mit dem longitudinalen Polarimeter (LPOL), welches direkt die longitudinale Polarisation zwischen den HERMES-Spinrotatoren nachweist, konnte der Grund für die Diskrepanz zwischen gemessenem und erwartetem Eichfaktor geklärt werden. Damit ist das ursprüngliche Ziel zweier unabhängiger Polarimeter erreicht.

Das HERMES-Spektrometer lief auch 1999 mit großer Zuverlässigkeit und hoher Effizienz (ungefähr 95%). Bis zum Shutdown im Frühjahr lag für die neuen Detektorkomponenten RICH und Myon-Wand der Schwerpunkt darauf, die noch offenen Probleme in Teilchen-Rekonstruktion, Kalibrierung und Auswertesoftware zu lösen. Nach dem Shutdown wurde dann die zweite Phase des „Charm-Upgrades“ mit dem Einbau der Weitwinkel-Hodoskope abgeschlossen. Dabei handelt es sich um zwei Szintillatorflächen jeweils in der oberen und unteren Spektrometerhälfte vor und hinter dem Spektrometer-Magneten. Diese Anordnung gibt zwei zusätzliche Raumpunkte zur Myon-Identifikation in einer vergrößerten Akzeptanz ( $140 \text{ mrad} < \Theta_y < 270 \text{ mrad}$ ).

## Physikalische Ergebnisse

Im Berichtsjahr konnte wie im Vorjahr eine Reihe von Analysen der Daten am polarisierten Wasserstoff der Jahre 1996/97 und an  $^3\text{He}$  aus dem ersten Betriebsjahr 1995 vorläufig abgeschlossen und veröffentlicht werden. Weiterhin waren die an unpolarisierten Targets genommenen Daten Gegenstand zahlreicher Analysen. Im Folgenden wird eine Auswahl dieser Ergebnisse vorgestellt.

### Messungen an polarisierten Targets

Während man sich direkt nach der Entdeckung der Quarks im einfachen Quark-Parton-Modell vorstellte, dass sich der Spin des Nukleons allein aus dem Spin der drei Valenz-Quarks zusammensetzt, wusste man spätestens nach den Messungen des EMC-Experiments am

CERN, dass zusätzliche Beiträge berücksichtigt werden müssen. In Frage kommen hierzu Beiträge der See-Quarks, der Gluonen und der Bahndrehimpulse der Quarks und Gluonen. Inklusive Messungen der Spin-Experimente am CERN, SLAC und DESY bestimmten bisher mit hoher Genauigkeit nur den integralen Beitrag der Quarks zum Nukleonen-Spin. Die Beiträge von Gluonen und Bahndrehimpulsen müssen noch mit ausreichender Genauigkeit nachgewiesen werden. Vorrangiges Ziel des HERMES-Experiments ist es, die unterschiedlichen Beiträge zum Nukleonen-Spin mit hoher Präzision separat zu extrahieren.

### Polarisierte Quark-Verteilungen

Was die Quarks betrifft, sind besonders die Beiträge der einzelnen Quark-Sorten („quark flavours“) zum Nukleonen-Spin von Interesse. Neben der Analyse inklusiver Daten hat die HERMES-Kollaboration deshalb die Auswertung semiinklusive Messungen fortgesetzt und Doppel-Spin-Asymmetrien

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma_{\leftarrow\leftarrow}^{\rightarrow} - \sigma_{\rightarrow\rightarrow}^{\rightarrow}}{\sigma_{\leftarrow\leftarrow}^{\rightarrow} + \sigma_{\rightarrow\rightarrow}^{\rightarrow}}$$

für die Erzeugung positiv und negativ geladener Hadronen bestimmt. Um die polarisierten Parton-Verteilungen von up-, down- und See-Quarks zu extrahieren und damit deren Beitrag zum Spin des Nukleons zu bestimmen, wurden polarisierte Daten an Wasserstoff – einem Protonen-Target mit hoher up-Quark-Dichte – und an  $^3\text{He}$  – einem Neutronen-Target mit erhöhter down-Quark-Dichte – im kinematischen Bereich  $0.023 < x < 0.6$  und  $1 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$  verwendet. Die Variable  $x$  ist die sogenannte Bjorkensche Skalenvariable, die den Impulsanteil des gestreuten Partons im Nukleon darstellt, und  $Q^2$  die invariante Masse des virtuellen Photons.

Das Ergebnis der Analyse zeigt Abbildung 24. Während die Polarisation der up-Quarks positiv und die der down-Quarks negativ ist, zeigen die See-Quarks keine signifikante Polarisation. Dabei wurde angenommen, dass die Polarisation der einzelnen See-Quarksorten gleich ist („flavour symmetric sea“). Im SMC-Experiment am CERN wurden ähnliche Resultate erzielt, jedoch bei einer anderen Annahme über das Verhältnis

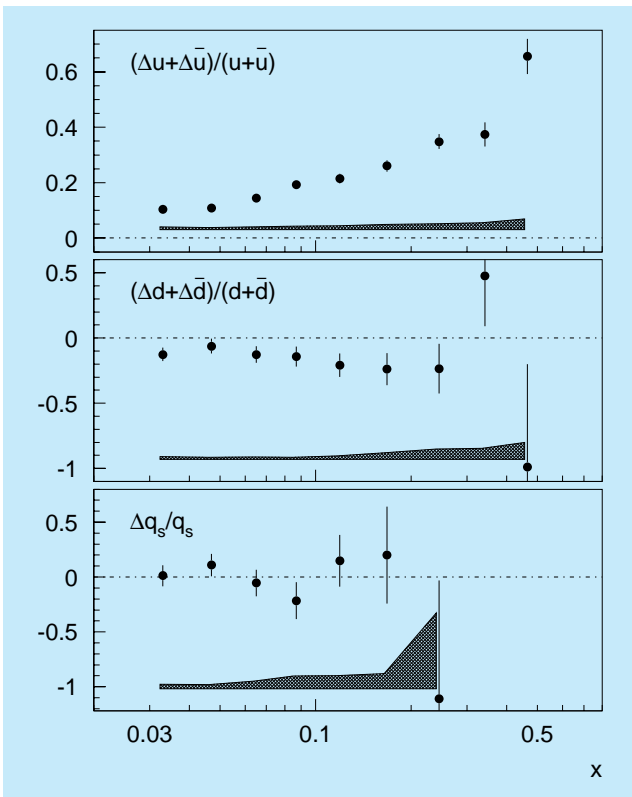


Abbildung 24: Die polarisierten Quark-Verteilungen für up-, down- und See-Quarks im Nukleon als Funktion des Parton-Impulsanteils  $x$  aus den Daten 1995–1997. Die schraffierte Fläche zeigt den Beitrag des systematischen Fehlers zum Gesamtfehler. Die Fehlerbalken zeigen allein den statistischen Fehler.

der See-Quark-Polarisationen. Eine Entscheidung über die Polarisation der strange See-Quarks, eine der offenen Fragen der Spin-Physik, kann nur eine direkte Messung herbeiführen, für die beim HERMES-Experiment durch die Inbetriebnahme des RICH („Ring Imaging Cherenkov Counter“) im Jahr 1998 die Voraussetzungen geschaffen worden sind. Die integralen Beiträge der einzelnen Quark-Sorten zum Spin des Nukleons sind im Rahmen ihrer Fehler mit den theoretischen Vorhersagen im Einklang.

## Polarisation der Gluonen

Große Anstrengungen werden gegenwärtig unternommen, die Polarisation der Gluonen und damit deren

Beitrag zum Spin des Nukleons zu messen. Alle existierenden und teilweise sehr präzisen inklusiven und semiinklusive Daten der tiefunelastischen Streuung haben einen Beitrag der Quarks zum Spin der Nukleonen von nur 20–40% ergeben. Der Rest könnte durch einen positiven Beitrag der Gluonen erklärt werden. Mit Hilfe von Prozessen, die über Photon-Gluon-Fusion (PGF) ablaufen, bei der das virtuelle Photon mit einem Quark, das von einem Gluon im Nukleon abgestrahlt wird, wechselwirkt, ist ein direkter Zugang zur Gluon-Polarisation möglich. Ein solcher Prozess ist die Erzeugung von Hadron-Paaren mit entgegengesetzter Ladung und hohen Transversalimpulsen. Diese experimentelle Signatur wurde beim HERMES-Experiment untersucht und erlaubt erstmals eine positive Aussage über die Gluon-Polarisation. Aus den polarisierten Wasserstoffdaten der Jahre 1996 und 1997 wurde die Doppel-Spin-Asymmetrie derartiger Paare in Abhängigkeit von den transversalen Impulsen der beiden Hadronen,  $p_T^{h_1}$  und  $p_T^{h_2}$ , bestimmt. Für Hadron-Paare ( $h_1 h_2$ ) mit  $p_T^{h_1} > 1.5$  GeV und  $p_T^{h_2} > 1.0$  GeV beträgt die gemessene Asymmetrie

$$A_{\parallel} = -0.28 \pm 0.12 \text{ (stat)} \pm 0.02 \text{ (syst)} .$$

Um diese Asymmetrie interpretieren zu können, müssen Beiträge von tiefunelastischer Streuung, Vektormeson-Dominanz-Prozessen und den beiden direkten QCD-Prozessen, Photon-Gluon-Fusion und QCD-Comptonstreuung, berücksichtigt werden. Die relativen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt wurden mit Hilfe des PYTHIA Monte Carlo-Programms abgeschätzt. Innerhalb dieses Modells ergibt sich nur für den PGF-Prozess bei einer positiven Gluon-Polarisation  $\Delta G/G$  ein negativer Wert für die Asymmetrie  $A_{\parallel}$ . Dagegen resultiert aus der QCD-Comptonstreuung eine positive Asymmetrie, und die Asymmetrie der anderen Subprozesse ist Null. Die so extrahierte Gluon-Polarisation

$$\Delta G/G = 0.41 \pm 0.18 \text{ (stat)} \pm 0.03 \text{ (syst)}$$

ist in Abbildung 25 mit verschiedenen phänomenologischen QCD-Voraussagen in erster Ordnung der Konstanten der starken Wechselwirkung verglichen. Das quantitative Resultat hängt kritisch vom genauen Verständnis der einzelnen Subprozesse ab. Jedoch ist die Schlussfolgerung einer positiven Gluon-Polarisation davon nicht betroffen.

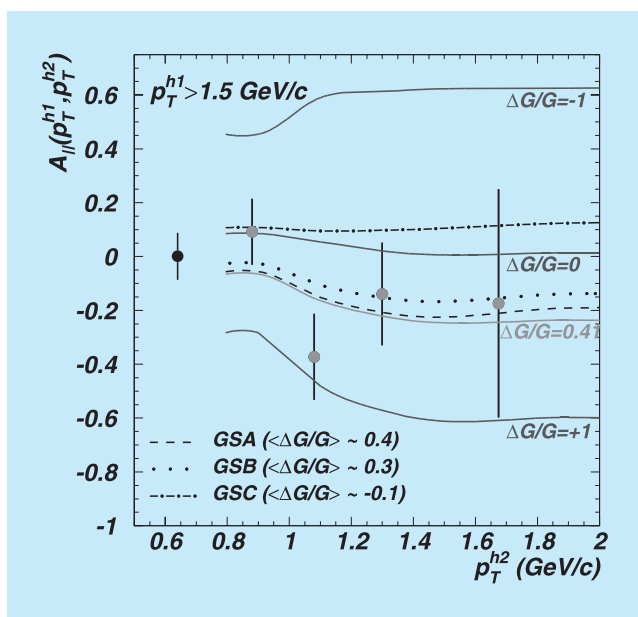


Abbildung 25: Die longitudinale Asymmetrie  $A_{||}$  (Punkte mit statistischen Fehlern) für Hadron-Paare mit hohem Transversalimpuls  $p_T^{h_i}$ , verglichen mit PYTHIA Monte Carlo-Voraussagen für  $\Delta G/G$  und phenomenologischen QCD-Fits führender Ordnung.

### Einfach-Spin-Asymmetrien

Ein nächster Schritt im Verständnis polarisierter tief-unelastischer Streuung ist die Untersuchung transversal polarisierter Nukleonen. Transversale Spin-Asymmetrien in hadronischen Reaktionen können mit „time-reversal-odd“ Verteilungsfunktionen (Sivers Mechanismus) oder „time-reversal-odd“ Fragmentationsfunktionen (Collins Mechanismus) erklärt werden. Das SMC-Experiment hat kürzlich die erste Messung von semiinklusive Hadron-Produktion in tiefunelastischer Streuung an einem transversal polarisierten Target vorgestellt. Die Hadron-Produktion wurde in Bezug auf den Collins-Winkel analysiert, und für positive Hadronen wurde eine von Null verschiedene Asymmetrie  $A_N = (11 \pm 6)\%$  gefunden. Die Asymmetrie für negative Hadronen ist  $A_N = (-2 \pm 6)\%$ .

Die HERMES-Kollaboration hat im Berichtsjahr ein Ergebnis zu einer ähnlichen Variablen zur Veröffentlichung eingereicht. Es wurde die Asymmetrie für Hadron-Produktion an einem longitudinal polarisierten Target gemessen. Für diesen Fall erwartet man

eine Asymmetrie in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel zwischen der Ebene, die vom produzierten Pion ( $\vec{P}_h$ ) und dem virtuellen Photon aufgespannt wird, und der Ebene, die vom einfallenden ( $\vec{k}$ ) und gestreuten Lepton ( $\vec{k}'$ ) aufgespannt wird und damit das virtuelle Photon (Impuls  $q$ ) enthält (Abb. 26).

Abbildung 27 zeigt die Einfach-Spin-Asymmetrie als Funktion des Azimutalwinkels  $\phi$  für positive und negative Pionen. Eine Anpassung mit einer Sinusfunktion gibt eine positive Asymmetrie von  $A_N = (2.0 \pm 0.4)\%$  für positiv und  $A_N = (-0.1 \pm 0.5)\%$  für negativ geladene Pionen.

Die Tatsache, dass eine signifikante Asymmetrie bereits mit einem longitudinal polarisierten Target gemessen werden konnte, ist sehr ermutigend für zukünftige Messungen von transversalen Spin-Effekten im Nukleon mit einem transversal polarisierten Target, wie sie von der HERMES-Kollaboration nach dem Shutdown geplant sind.

### Doppel-Spin-Asymmetrien in Vektormeson-Produktion

Zu einem überraschenden Ergebnis führte die Beobachtung von Doppel-Spin-Asymmetrien in  $J/\psi$  und exklusiver  $\phi$  und  $\rho$  Vektormeson-Produktion anhand

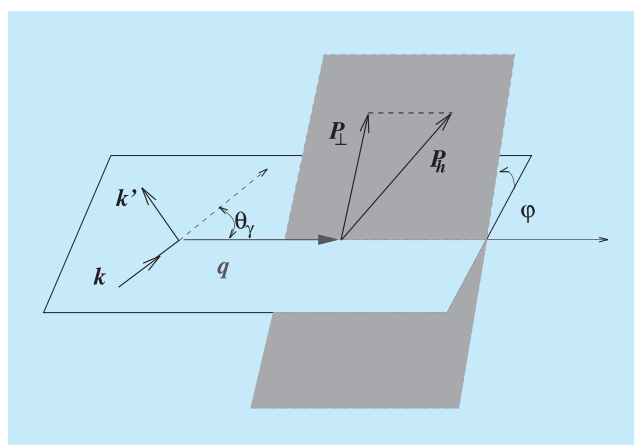


Abbildung 26: Kinematische Ebenen für Hadron-Produktion in semiinklusive tiefunelastischer Streuung.

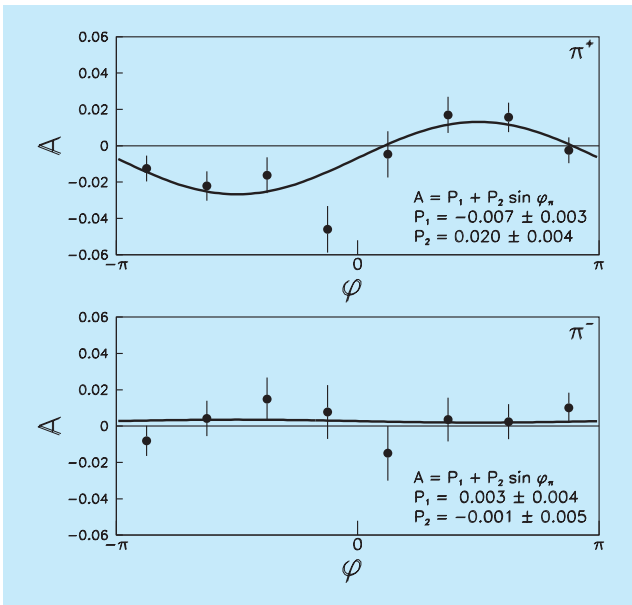


Abbildung 27: Die Einfach-Spin-Asymmetrie in Pion-Produktion an einem longitudinal polarisierten Target in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel  $\varphi$ .

der HERMES-Daten der Jahre 1996 und 1997. Bisher sind keine Daten über Doppel-Spin-Asymmetrien in Vektormeson-Produktion in polarisierter Lepton-Nukleon Streuung verfügbar gewesen. Für die Analyse wurde der Asymmetrie-Formalismus aus der tief-unelastischen Lepton-Nukleon-Streuung adaptiert.

Wegen der größeren verfügbaren Statistik konzentrierte sich die Asymmetrie-Analyse auf das  $\rho$ -Meson. Eine signifikante positive Asymmetrie in exklusiver  $\rho$ -Produktion wurde beobachtet:

$$A_1^\rho = 0.30 \pm 0.11(\text{stat}) \pm 0.02(\text{syst/exp}) \pm 0.05(\text{syst}/A_2^\rho).$$

Der experimentelle systematische Fehler wird durch die Unsicherheit der Messungen von Strahl- und Target-Polarisation bestimmt. Eine weitere systematische Unsicherheit ist durch den Beitrag der bislang unbekannt transversalen Asymmetrie  $A_2^\rho$  verursacht. Die Spin-Asymmetrie des  $\rho$ -Mesons wurde in jeweils drei Intervallen verschiedener kinematischer Variablen untersucht. Abbildung 28 zeigt die Asymmetrie in Abhängigkeit von  $Q^2$ . Eine signifikante Abhängigkeit der Asymmetrie von einer dieser Variablen konnte nicht beobachtet werden.

Das theoretische Verständnis von Spin-Asymmetrien in Prozessen exklusiver Vektormeson-Produktion ist begrenzt. In Modellen basierend auf Regge-Theorie werden keine messbaren Spin-Effekte für ein longitudinal polarisiertes Target erwartet. In QCD-Modellen der exklusiven Vektormeson-Produktion, basierend auf Quark- und Gluon-Austausch, wird der diffraktive Prozess mit der internen (Spin-)Struktur des Nukleons in Verbindung gebracht. Nicht nur in Vektormeson-Produktion, sondern auch in anderen exklusiven Prozessen wie tiefunelastischer Comptonstreuung oder Produktion von pseudoskalaren Mesonen ist die Analyse von Spineffekten geeignet, zwischen Modellen der gegenwärtig diskutierten „off-forward“ Parton-Verteilungen zu unterscheiden.

Die Schwerpunktsenergie des HERMES-Experiments liegt in Regge-Theorie gestützten Modellen im Übergangsbereich vom Reggeon- zum Pomeron-Austausch bzw. in perturbativen QCD-Modellen im Übergangsbereich vom Quark- zum Gluon-Austausch. Um zwischen den verschiedenen Erzeugungsmechanismen definitiv

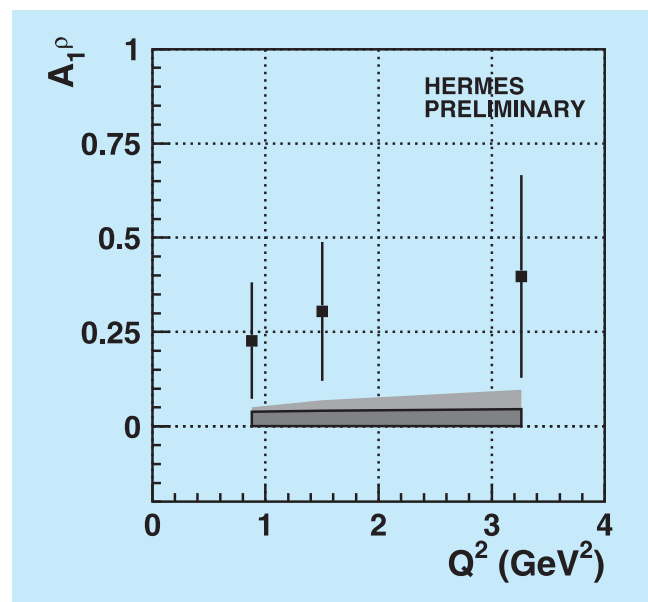


Abbildung 28: Die Doppel-Spin-Asymmetrie für  $\rho$ -Mesonen in Abhängigkeit von der kinematischen Variablen  $Q^2$ . Die dunkel schraffierte Fläche zeigt den Beitrag des experimentellen systematischen Fehlers und die hell schraffierte den zusätzlichen Beitrag aufgrund der Unkenntnis von  $A_2^\rho$ .

unterscheiden zu können, sind weitere Daten zu Spin-Asymmetrien in Vektormeson-Produktion notwendig, die einen großen kinematischen Bereich und insbesondere, wie bei HERMES, diesen Übergangsbereich überstreichen.

## Messungen an unpolarisierten Targets

### Massenabhängigkeit von R in tiefunelastischer Streuung

Die Änderung der inklusiven Strukturfunktion  $F_2(x)$  mit der Targetmasse  $A$  ist bei großen  $x$ -Bjorken als EMC-Effekt und bei kleinen  $x$  als Shadowing bekannt. Bisher wurde aber keine Massen-Abhängigkeit des Verhältnisses  $R$  des longitudinalen zum transversalen tiefunelastischen Wirkungsquerschnitt ( $\sigma_L/\sigma_T$ ) beobachtet. Allerdings waren alle bisherigen Messungen von  $R$  auf kinematische Bereiche mit relativ großem  $x$  und  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  begrenzt. In Abbildung 29 wird ersichtlich, dass die neuen HERMES-Daten an

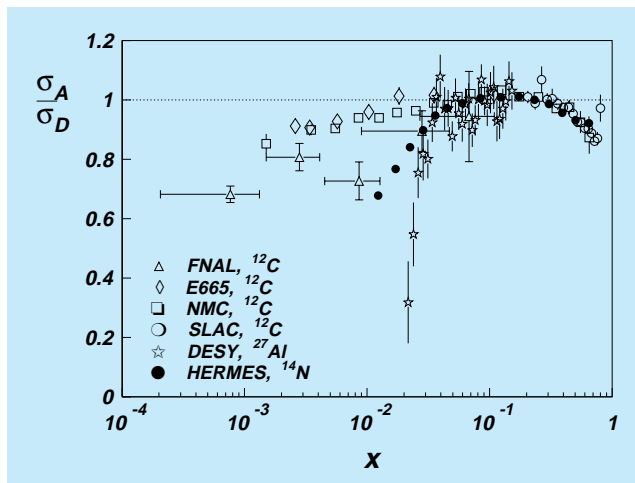


Abbildung 29: Das Verhältnis des inklusiven tiefunelastischen Streuwirkungsquerschnitts an Kernen  $A$  zu Deuterium  $D$  in Abhängigkeit von  $x$ . Die vollen Punkte zeigen die HERMES-Daten für  $^{14}\text{N}$ , die anderen Punkte zeigen die Daten von NMC, SLAC und E665 an  $^{12}\text{C}$  und von DESY an  $^{27}\text{Al}$ . Das horizontale Fehlerband zeigt den systematischen Fehler für die HERMES-Daten.

$^{14}\text{N}$  und Deuterium  $D$  signifikante Unterschiede zu den  $^{12}\text{C}$ -Daten von E665 und NMC bei kleinem  $x$  ( $< 0.06$ ) aufweisen, aber auch, dass sie in guter Übereinstimmung mit  $^{12}\text{C}$ -Daten vom SLAC bei großem  $x$  sind.

Die HERMES-Daten zeigen auch als Funktion von  $Q^2$  bei konstantem  $x$  in überlappenden  $(x, Q^2)$ -Bereiche eine Abweichung von den NMC/E665-Messungen. Diese Abweichung wird mit steigendem  $Q^2$  sogar noch größer. Der Unterschied zwischen den NMC- und E665-Daten auf der einen Seite und den HERMES-Daten auf der anderen Seite kann durch die sehr unterschiedlichen Strahlenergien der drei Experimente verstanden werden. Dies führt zu sehr unterschiedlichen Werten des Photon-Polarisationsfaktors  $\epsilon$ , der für NMC und E665 nahe 1 liegt und für HERMES zwischen 0.1 und 1.0 variiert. Der Einfluss der unterschiedlichen  $\epsilon$ -Werte ist am besten an dem Verhältnis der tiefunelastischen Wirkungsquerschnitte zu sehen:

$$\frac{\sigma_A}{\sigma_D} = \frac{F_2^A(1 + \epsilon R_A)(1 + R_D)}{F_2^D(1 + R_A)(1 + \epsilon R_D)}.$$

Für  $\epsilon \rightarrow 1$  ist  $\sigma_A/\sigma_D$  gleich dem Verhältnis der Strukturfunktionen  $F_2^A/F_2^D$ , was erklärt, warum ein Unterschied zwischen  $R_A$  und  $R_D$  bei NMC und E665 nicht gemessen werden konnte. Für Daten mit  $\epsilon < 1$  ist es möglich, einen Wert für  $R_A/R_D$  durch Fitten der  $\epsilon$ -Abhängigkeit von  $\sigma_A/\sigma_D$  für einzelne  $(x, Q^2)$ -Bereiche zu extrahieren. Abbildung 30 zeigt die so erhaltenen Werte für  $R_A/R_D$ ; die gezeigten Fehlerbalken sind durch den systematischen Fehler in den Unsicherheiten der Strahlungskorrekturen dominiert. Für niedrige Werte in  $Q^2$  und  $x$  wurde eine starke Massenabhängigkeit von  $R$  beobachtet, die von  $^3\text{He}$  zu  $^{14}\text{N}$  zunimmt. Bei höheren Werten von  $Q^2$  und  $x$  sind die Daten von NMC an  $^4\text{He}$  und  $^{12}\text{C}$ , die mit der gleichen Methode wie die HERMES-Daten analysiert wurden, in Übereinstimmung mit früheren Messungen. Dieses völlig neue Resultat hat bereits großes theoretisches Interesse stimuliert, was hoffentlich bald zur einer befriedigenden Erklärung dieses Effekts führt.

## Fragmentationsfunktionen

Die große Akzeptanz des HERMES-Spektrometers macht es möglich, gleichzeitig mit dem gestreuten Elektron bzw. Positron auch Hadronen nachzuweisen. Mit



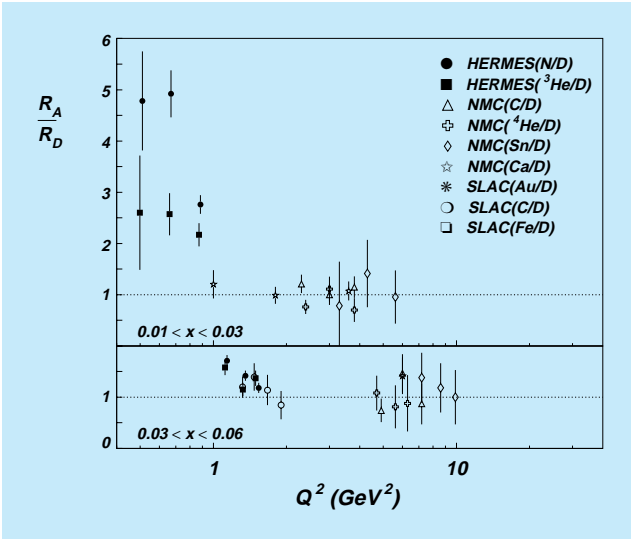


Abbildung 30: Das Verhältnis  $R_A/R_D$  (mit  $R = \sigma_L/\sigma_T$ ) für Kern  $A$  und Deuterium als Funktion von  $Q^2$  für zwei verschiedene Bereiche in  $x$ .

Hilfe des polarisierten Targets werden dadurch, wie bereits beschrieben, die einzelnen Beiträge der unterschiedlichen Quark-Sorten zum Nukleonen-Spin bestimmt. Mit unpolarisierten Targets kann dagegen der Prozess studiert werden, bei dem ein Quark, während es den Kern verlässt, in ein Hadron fragmentiert, ein elementarer Prozess der QCD. Der Fragmentationsprozess ist langreichweitig im Vergleich zur tiefunelastischen Streuung und ist damit in Störungstheorie nicht berechenbar. Jedoch kann die Fragmentation mit Modellen beschrieben werden, zum Beispiel kann die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Fragmentationsfunktion  $D_q^h$  mit den DGLAP-Gleichungen vorausgesagt werden. Die Fragmentationsfunktion  $D_q^h$  gibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Quark der Sorte  $q$  zu einem Hadron des Typs  $h$  fragmentiert. Die relativ niedrige Strahlenergie von HERMES erlaubt es, die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Fragmentationsfunktion bei niedrigen  $Q^2$  zu studieren. Weiterhin sind die Welt Daten für Hadron-Produktion bisher von  $e^+e^-$ - und  $p\bar{p}$ -Experimenten dominiert, bei denen nur mittlere Fragmentationsfunktionen wie  $D_u^{\pi^+} + D_d^{\pi^+}$  gemessen wurden. Da bisher nur wenige Daten aus der  $ep$  oder  $\mu p$ -Streuung existieren, aus denen die einzelnen  $D_q^h$  extrahiert werden können, kann das HERMES-Experiment dazu einen signifikanten Beitrag leisten.

Die HERMES-Kollaboration untersuchte die Produktion von geladenen und neutralen Pionen durch den 27 GeV Positronen-Strahl am Wasserstoff-Target. Geladene Pionen wurden mit dem Schwellen-Gas-Cherenkov-Zähler identifiziert. Neutrale Pionen wurden mit dem Bleiglas-Kalorimeter über den Zerfall  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  nachgewiesen. Die Daten werden als Verhältnis des semiinklusiven Wirkungsquerschnitts zum inklusiven tiefunelastischen Streuquerschnitt dargestellt:

$$\frac{1}{\sigma_{DIS}} \frac{d\sigma^\pi}{dz} \equiv \frac{d\sigma(ep \rightarrow e'\pi X)}{dx dQ^2 dz} \bigg/ \frac{d\sigma(ep \rightarrow e'X)}{dx dQ^2} = \frac{\sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2) D_f^\pi(z, Q^2)}{\sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2)},$$

und stellen im wesentlichen die Multiplizitätsverteilungen der erzeugten Pionen dar. Dabei steht  $z$  für das Verhältnis aus Hadron-Energie  $E_h$  und Photon-Energie  $\nu$ , und  $q_f$  für die unpolarisierten Quark-Verteilungen im Nukleon. Abbildung 31 zeigt die HERMES-Daten

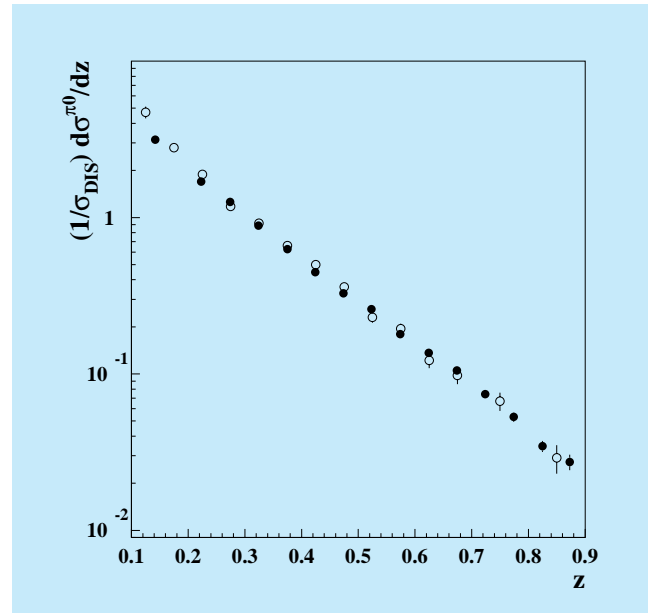


Abbildung 31: Vergleich der HERMES-Daten (volle Punkte) und der EMC-Daten (offene Punkte) zur  $\pi^0$ -Produktion. Die Daten wurden in NLO-QCD zum gleichen  $Q^2$  ( $25 \text{ GeV}^2$ ) entwickelt. Die Fehlerbalken sind rein statistisch, der systematische Fehler für HERMES ist  $\sim 9\%$  und für EMC  $< 14\%$ .

(volle Punkte) für  $\pi^0$ -Produktion im Vergleich zu den EMC-Daten (offene Punkte). Die HERMES-Daten wurden zum gleichen  $Q^2$  ( $25 \text{ GeV}^2$ ) wie die EMC-Daten mit einer „next-to-leading order“ (NLO) QCD-Evolution entwickelt. Die Übereinstimmung ist exzellent und legt nahe, dass die QCD-Modelle bis herunter zu HERMES-Energien verwendbar sind. Während dieses Resultat in sich selbst interessant ist, ist es auch wesentlich für die Interpretation der polarisierten Daten, weil es zeigt, dass QCD und die Parton-Modelle für die HERMES-Kinematik gültig sind.

Zusätzlich bestätigt die von HERMES auch gemessene, aber hier nicht gezeigte Übereinstimmung zwischen  $\pi^0$ -Produktions-Wirkungsquerschnitt ( $\frac{d\sigma^{\pi^0}}{dz}/\sigma_{\text{DIS}}$ ) und dem mittleren  $\pi^+$  und  $\pi^-$  Produktions-Wirkungsquerschnitt ( $\frac{d\sigma^{\pi^+}}{dz} + \frac{d\sigma^{\pi^-}}{dz}$ )/ $2\sigma_{\text{DIS}}$  die Erwartung von Isospin-Symmetrie im Fragmentationsprozess.

## Die Polarisation des $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Hyperons

Wegen der Paritätsverletzung im schwachen Zerfall des  $\Lambda$ -Hyperons kann die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte verwendet werden, um die Polarisation des  $\Lambda$ -Hyperons zu bestimmen. Diese Methode wurde von der HERMES-Kollaboration genutzt, um zwei interessante Größen zu extrahieren.

Die erste ist die Messung des Polarisations-Transfers in tiefunelastischer Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen auf das an unpolarisierten Targets erzeugte  $\Lambda$ -Hyperon. Dafür wurde eine  $\Lambda$ -Polarisation von  $P_\Lambda = 0.03 \pm 0.06$  (stat)  $\pm 0.03$  (syst) gemessen. Leider ist diese Messung noch nicht genau genug, um zwischen unterschiedlichen Vorhersagen zu unterscheiden. Das naive Quark-Modell, das eine Polarisation der strange-Quarks von 100% annimmt, sagt eine Polarisation von  $P_\Lambda = 0.018$  voraus, wohingegen ein Modell

von Jaffe mit  $SU(3)_f$ -Symmetrie, das auf den gemessenen Resultaten der Ellis-Jaffe-Summenregel beruht,  $P_\Lambda = -0.057$  voraussagt.

Die zweite, für die ein viel genaueres Ergebnis erzielt wurde, ist die transversale Polarisation des  $\Lambda$ -Hyperons in quasi-reeller Photoproduktion an unpolarisierten Targets ( $\gamma^*p \rightarrow \Lambda X$ ). Die Polarisation wurde bezüglich der Ebene senkrecht zur  $\Lambda$ -Produktionsebene gemessen. Abbildung 32 zeigt die Polarisation als Funktion des transversalen Impulses des  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Hyperons. Für das  $\Lambda$ -Hyperon wird eine positive Polarisation beobachtet, die die Tendenz aufweist, mit wachsendem transversalen Impuls anzusteigen. Das  $\bar{\Lambda}$ -Hyperon dagegen zeigt eine negative Polarisation. Es gibt bisher keine klare Interpretation dieses Effekts, obwohl ähnliche Polarisationen bereits in Hadron-Kollisionsexperimenten gemessen wurden.

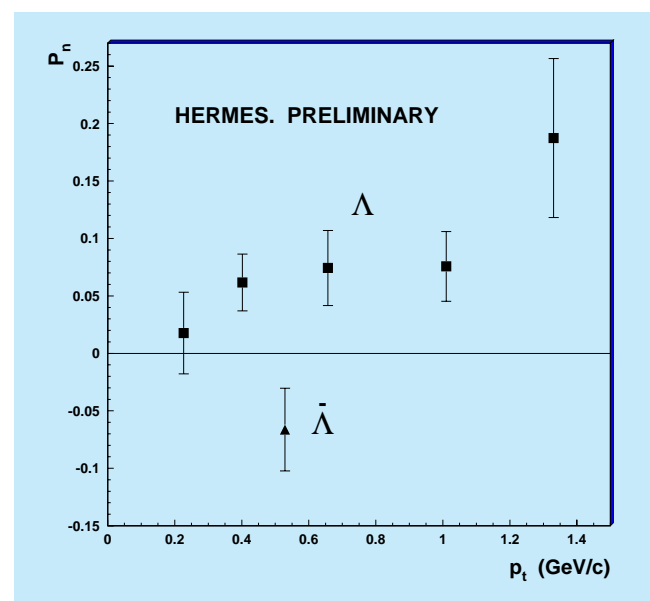


Abbildung 32: Die transversale Polarisation des  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Hyperons in Abhängigkeit vom transversalen Impuls des Hyperons.