

Abbildung 27: Blick auf das HERMES-Experiment mit dem Elektronikwagen im Hintergrund. In der linken Bildhälfte sind das Positronen-Strahlrohr und das polarisierte Target zu sehen. Neben dem Magneten in der Mitte des Experiments erkennt man in der rechten Bildhälfte den RICH und das Kalorimeter.

# HERMES-Experiment

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

**Sprecher:** D. Ryckbosch, Univ. Gent

Die HERMES-Kollaboration nutzte die betriebsbedingte Umbauphase des HERA-Speicherringes im Jahr 2001, um ein tieferes Verständnis der polarisierten Protodaten zu erreichen und erste Analysen der neuen Daten am polarisierten Deuteriumtarget sowie an schweren unpolarisierten Gastargets durchzuführen. Des Weiteren konzentrierte sich die Kollaboration auf die notwendigen technischen Vorbereitungen des Physikprogramms der zweiten Betriebsphase von HERA (HERA II). Im Vergleich zum HERMES Physikprogramm der ersten Betriebsphase von HERA, das im Wesentlichen der Messung der Verteilungsfunktionen longitudinal polarisierter Up-, Down- und Sea-Quarks im longitudinal polarisierten Nukleon (Neutron, Proton, Deuteron) gewidmet war, ist in den nächsten Jahren der Schwerpunkt des HERMES-Experimentes die Messung der Verteilungsfunktion transversal polarisierter Up-Quarks. Dazu wurde ein transversal polarisiertes Wasserstofftarget gebaut.

Im Jahr 2001 wurde das HERMES-Spektrometer weiter verbessert, unter anderem wurde das System der Datenerfassung modernisiert. Im nächsten Jahr soll ein bereits fertig gestellter, radförmiger Siliziumdetektor, das so genannte „Lambda-Wheel“, in der Targetregion eingebaut werden. Um Detektorkomponenten zu schützen, wurde ein Strahlverlustmonitor neu konstruiert, eingebaut und erfolgreich getestet. Die absolute Kalibration wird ein ge-

naues Monitoren drohender Strahlverluste und eine kontrollierte, präventive Ablenkung des Positronenstrahls ermöglichen. Damit ist HERMES bereit zur Datennahme (Abb. 27).

Ein wesentliches neues Forschungsfeld für das HERMES-Experiment hat sich mit dem Studium exklusiver Prozesse aufgetan, die für den Fall der Produktion eines reellen Photons oder eines Pions im Rahmen verallgemeinerter Parton-Verteilungsfunktionen (GPDs) theoretisch modelliert werden können. Erste Resultate, basierend auf der überragenden Statistik des Jahres 2000 für das longitudinal polarisierte Deuteriumtarget, wurden unter anderem für das verallgemeinerte Gerasimov-Drell-Hearn (GDH) Integral erhalten. Diese Untersuchungen stellen einen der vielseitigen Beiträge der HERMES-Kollaboration zum besseren Verständnis der Spinstruktur des Nukleons dar.

## Neue Detektorkomponenten

### Das transversal polarisierte Wasserstofftarget

Kernstück des HERMES-Targets ist eine Speicherzelle (21 mm × 9.8 mm × 400 mm) innerhalb des HERA-Positron-Speicherringes, die die Dichte polarisierter

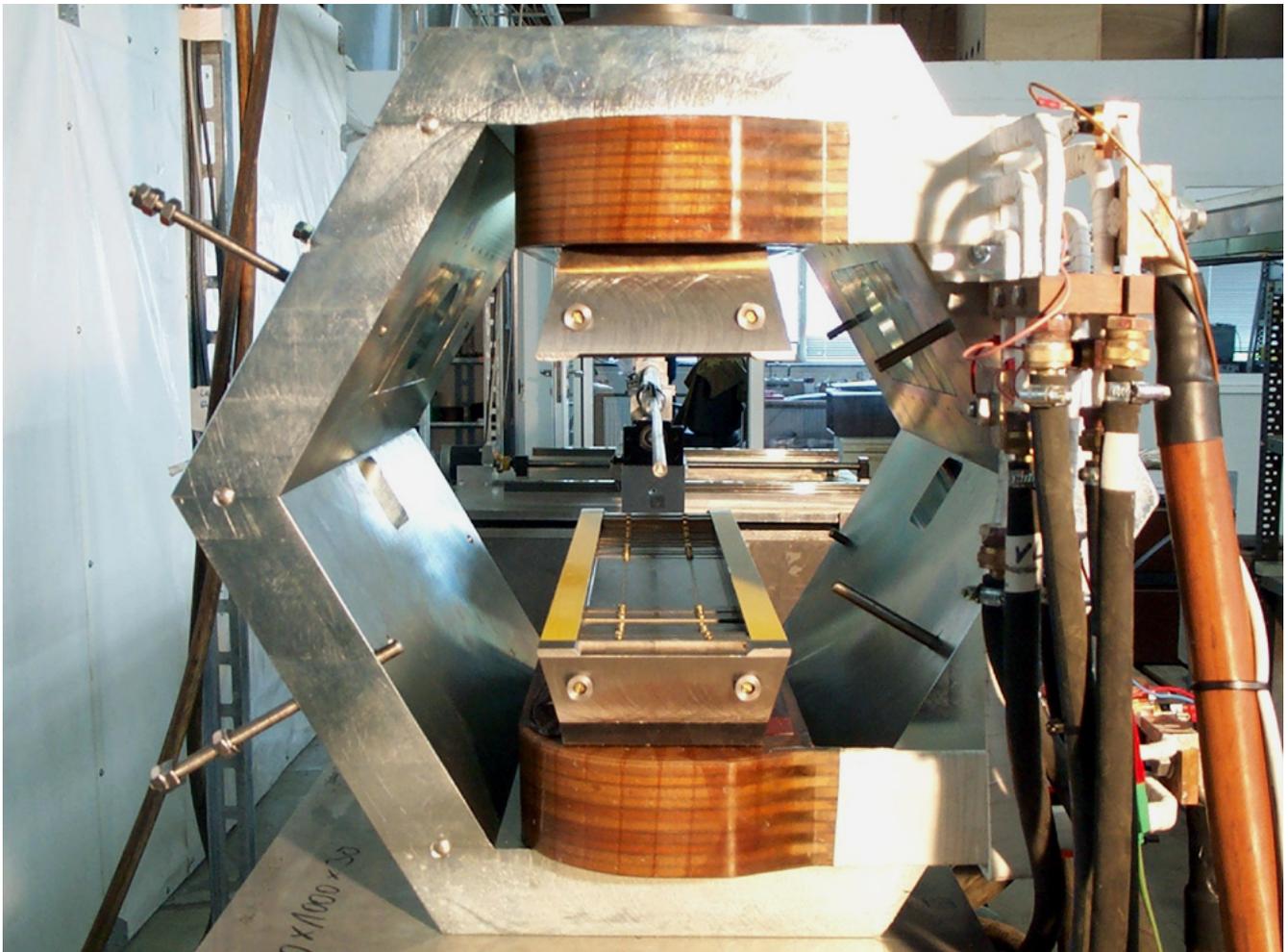


Abbildung 28: Der neue transversale Magnet für das HERMES-Target.

Wasserstoff- und Deuteriumatome bis zu 15-fach erhöht im Vergleich zu einem freien Atomstrahl. Eine auf dem Stern-Gerlach Prinzip basierende Atomstrahlquelle (ABS) injiziert die polarisierten Atome seitlich in die Speicherzelle. Der Anteil von Atomen im Vergleich zu Molekülen in der Speicherzelle wird mit Hilfe eines Massenspektrometers (TGA) aus einem Probestrahl aus dem Zentrum der Zelle bestimmt. Aus dem gleichen Probestrahl wird auch die Polarisation der Atome mit einem Breit-Rabi Polarimeter (BRP) bestimmt.

Das Target wurde in den Datennahmeperioden 1996 bis 1997 mit longitudinal polarisiertem Wasserstoff und 1998 bis 2000 mit longitudinal polarisiertem Deuterium betrieben. Während der Betriebsunterbrechung

im Jahr 2001 wurde das Target so umgebaut, dass es nun mit transversal zur Impulsrichtung des einfallenden Positronenstrahls polarisiertem Wasserstoff betrieben werden kann. Dafür musste ein konventioneller Dipolmagnet mit einem Feld von 300 mT konstruiert werden, dessen Magnetfeld über den Bereich der Speicherzelle eine gute Homogenität aufweist (Abb. 28). Die Bedingungen an die Feldstärke wurden einerseits gegeben durch die maximal tolerierbare Rate an Synchrotronstrahlung ( $B < 400$  mT) und andererseits durch die Notwendigkeit, den Elektronen- und Nukleonenspin so weit zu entkoppeln, dass Depolarisationseffekte, wie Rekombination an der Zellenwand und Spinaustauschstöße, möglichst unterdrückt werden ( $B > 250$  mT).

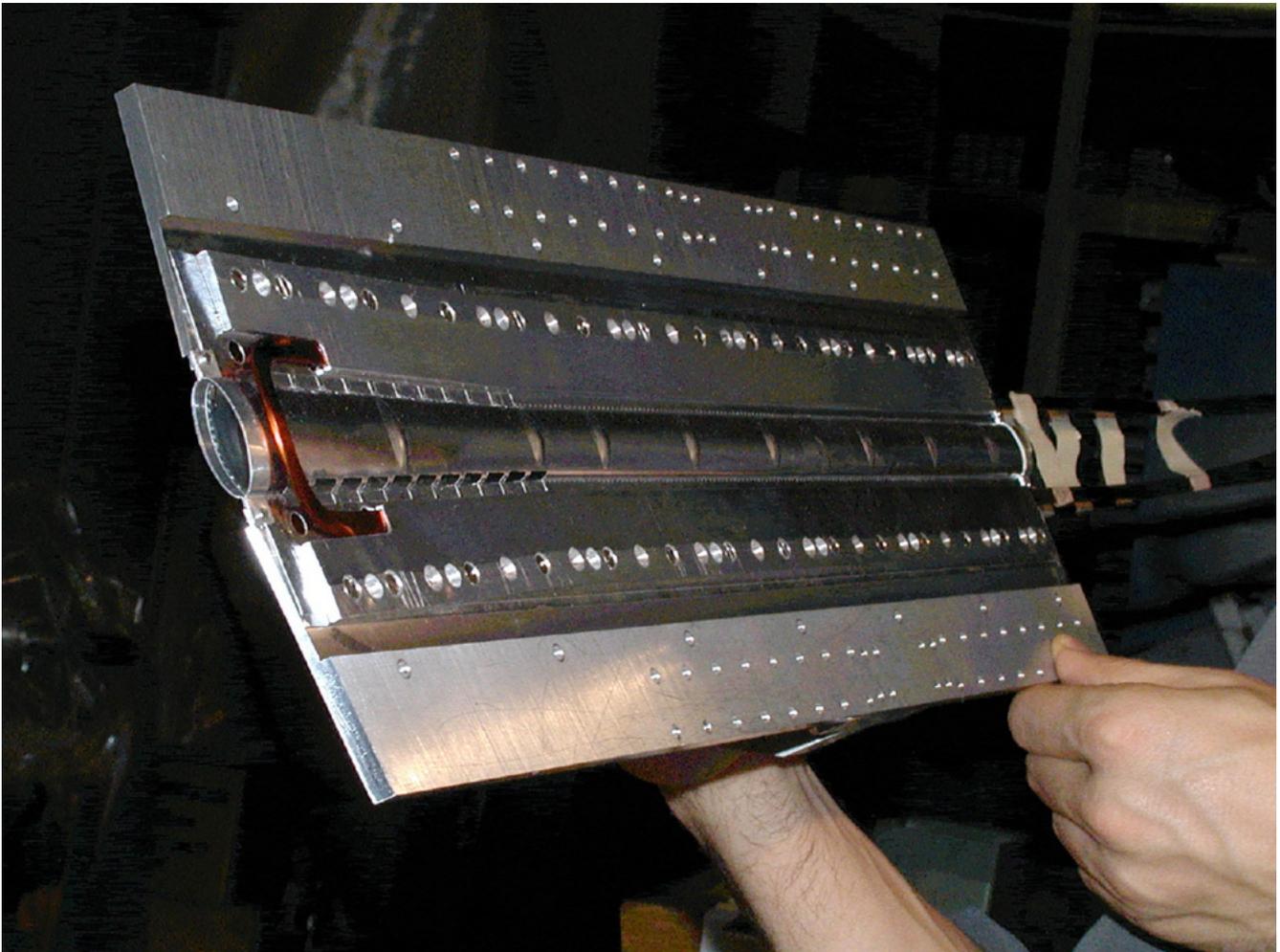


Abbildung 29: Die HERMES-Targetzelle mit den zusätzlichen Korrekturspulen.

Nach sorgfältiger Abstimmung der Hochfrequenzübergänge der ABS und des BRP konnte eine Polarisation in den beiden Spinzuständen  $P_{z+}^{\text{BRP}}$  und  $P_{z-}^{\text{BRP}}$  für Wasserstoffatome von 86% gemessen werden. Diese Werte stimmen mit Berechnungen, welche auf Messungen von  $P_{z+/-}^{\text{BRP}} = 92\%$  von 1997 basieren, gut überein. Dabei wurde zum Beispiel berücksichtigt, dass während der Datennahme in 1997 eine größere Targetzelle ( $29\text{ mm} \times 9.8\text{ mm}$ ) verwendet wurde, wodurch Rekombination an der Zellenwand und Spinaustauschstöße unterdrückt waren.

Spinaustauschstöße und Rekombination an der Zellenwand sind nicht die einzigen Möglichkeiten, Atome

in der Targetzelle zu depolarisieren. Das RF-Feld des HERA-Positronenstrahls kann ebenfalls Übergänge zwischen einzelnen Hyperfeinzuständen anregen. Dabei erzeugt der Elektronenstrahl beim Durchqueren der Targetzelle für die Atome ein RF-Feld, dessen Frequenzspektrum der Fourier-Transformierten der Bunch-Struktur des Strahls entspricht. Diese strahlinduzierten Kern-Depolarisationen wurden während der Datennahme 1996/1997 mit dem longitudinal polarisierten Wasserstofftarget im Detail studiert.

Um diese Effekte zu unterdrücken, wurde der Magnet für das longitudinal polarisierte Target bezüglich Feldstärke und Homogenität so konstruiert, dass

keine Kernresonanzen innerhalb der Targetzelle auftreten können. Dafür war eine relative Feldhomogenität von  $\Delta B/B < 1.5\%$  ausreichend. Für das transversal polarisierte Target gibt es zusätzliche Kernübergänge, was zur Folge hat, dass bei der geplanten Feldstärke von 300 mT alle 0.39 mT eine Resonanz auftreten kann.

Um das Auftreten von Resonanzen zu unterdrücken, muss eine Feldhomogenität von 0.14 mT erreicht werden. Die Verwendung von präzise gefertigten Beilageblechen an den Magnetpolenden ermöglichte es, eine Feldhomogenität von 0.6 mT zu erreichen. Um die Homogenität des Feldes weiter zu verbessern, wurden Korrekturspulen entworfen, die direkt auf der Speicherzelle montiert sind (Abb. 29). Messungen in einem Testaufbau ergaben, dass weder mechanische noch thermische Belastung der Speicherzelle ein Problem darstellen und das System fertig für den Einbau in den HERMES-Detektor ist.

## Der Strahlverlustmonitor

Während der letzten Jahre wurde von der HERMES-Kollaboration ein radförmiger, aus 12 Modulen bestehender Siliziumdetektor, das so genannte „Lambda Wheel“, entwickelt, welcher unmittelbar an die Speicherzelle anschließend im Vakuum des HERA-Positronstrahlrohres installiert ist.

Die Konstruktion dieses Detektors – zu großen Teilen durch NIKHEF in Amsterdam – ist seit Beginn des Jahres 2001 abgeschlossen. Im Frühjahr 2001 konnte eine Testinstallation des kompletten Detektors im HERMES-Experiment erfolgreich durchgeführt werden (Abb. 30).

Während der Testphase eines Modul-Prototyps im Jahr 2000 zeigte sich, dass nicht unerhebliche Schädigungen des Siliziumdetektors durch erhöhte Strahlungsbelastungen bei unkontrollierten Strahlverlusten verursacht werden können. Um solche Schäden an den strahlungsempfindlichen Komponenten des HERMES-Experiments in Zukunft zu minimieren, wurde ein Strahlverlustmonitor („Beam Loss Monitor“ BLM) neu konstruiert. Ein solcher Monitor soll die bei instabilen Strahlbedingungen in der Nähe des Experiments auftretende erhöhte Strahlung messen, welche

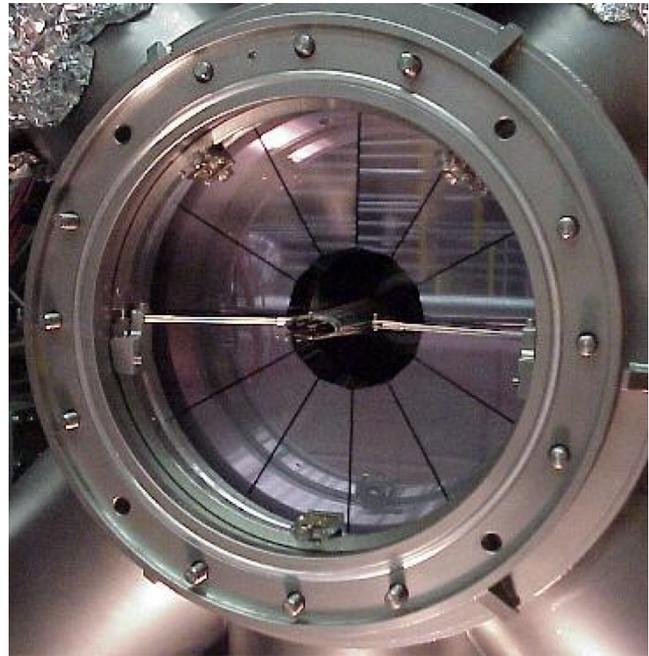


Abbildung 30: Der neue radförmige Siliziumdetektor.

auf einen drohenden unkontrollierten Strahlverlust hinweisen kann.

Das Auslösen eines schnellen HERA-Ablenkmagneten durch den BLM ermöglicht dann die kontrollierte, präventive Ablenkung des Positronenstrahls aus seiner Umlaufbahn. Die Anforderungen an ein solches Frühwarnsystem sind ein einfacher, stabiler und zuverlässiger Betrieb sowie eine kurze Reaktionszeit. Aus diesem Grund wurden Ionisationskammern als Monitore gewählt.

Der entsprechend diesen Anforderungen am NIKHEF entwickelte BLM (Abb. 31) besteht aus zwei baugleichen, links und rechts vom Strahlrohr montierten Sätzen von je drei aktiven Ionisationskammern und einem Referenzdetektor. Letzterer ist elektronisch zwar identisch geschaltet, jedoch nicht mit aktivem Gasvolumen ausgestattet, und dient zur Unterdrückung elektronischer Störungen. Detektieren mindestens zwei der drei Ionisationskammern eine Strahlungsdosis, die eine festgelegte Schwelle für eine gewisse Zeitspanne überschreitet, und misst gleichzeitig der Referenzdetektor kein Signal, wird ein Trigger erzeugt.

Der BLM wurde im Frühjahr 2001 an einer Röntgenstrahlungsquelle der Universität Mons-Hainaut in

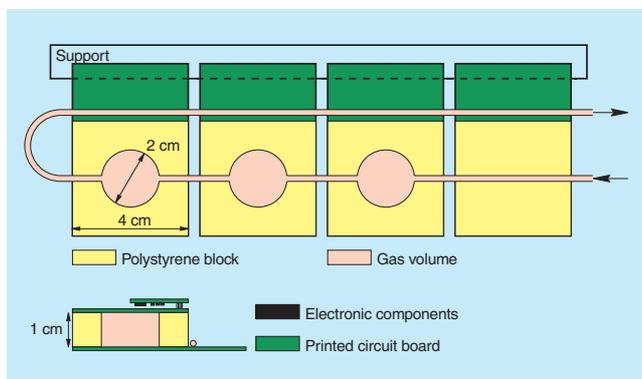


Abbildung 31: Schematische Darstellung einer Hälfte des BLM.

Belgien kalibriert und ermöglicht so, dem gemessenen elektronischen Signal die entsprechende im Monitor akkumulierte absolute Strahlungsdosis zuzuordnen. Die Installation im Experiment erfolgte im Sommer 2001. Seit Oktober wird der BLM testweise betrieben. Während dieser Testphase wurden verschiedene Signalcharakteristika beobachtet, welche eine Einteilung der gemessenen Strahlverluste gemäß ihrer Zeitstruktur gestatten:

- Sehr schnelle Strahlverluste ereignen sich innerhalb so kurzer Zeitspannen – ungefähr innerhalb eines Strahlumlaufs, dass sie vom System nicht vermieden werden können. Die deponierten Strahlungsdosen sind jedoch im allgemeinen gering, außer direkt an der Stelle, an welcher der tatsächliche Strahlverlust auftritt.
- Schnelle Strahlverluste ereignen sich innerhalb einiger Umläufe. Sie können von einem schnellen BLM-Trigger früh genug erkannt werden, so dass ein kontrolliertes Ablenken des Strahls die Deposition einer größeren Strahlungsmenge im Detektor vermeidet.
- Langsame Strahlverluste dauern von wenigen Sekunden bis zu einigen Minuten. In diesem Fall kann bereits ein langsamer BLM-Trigger die Strahlungsbelastung deutlich reduzieren (Abb. 32).

Nach Beendigung der Testphase wird dieser Trigger über ein etwa 4 km langes Lichtleiterkabel mit der Steuerelektronik des Ablenkmagneten, welcher sich in der Nähe der HERA-Halle West befindet, verbunden werden.

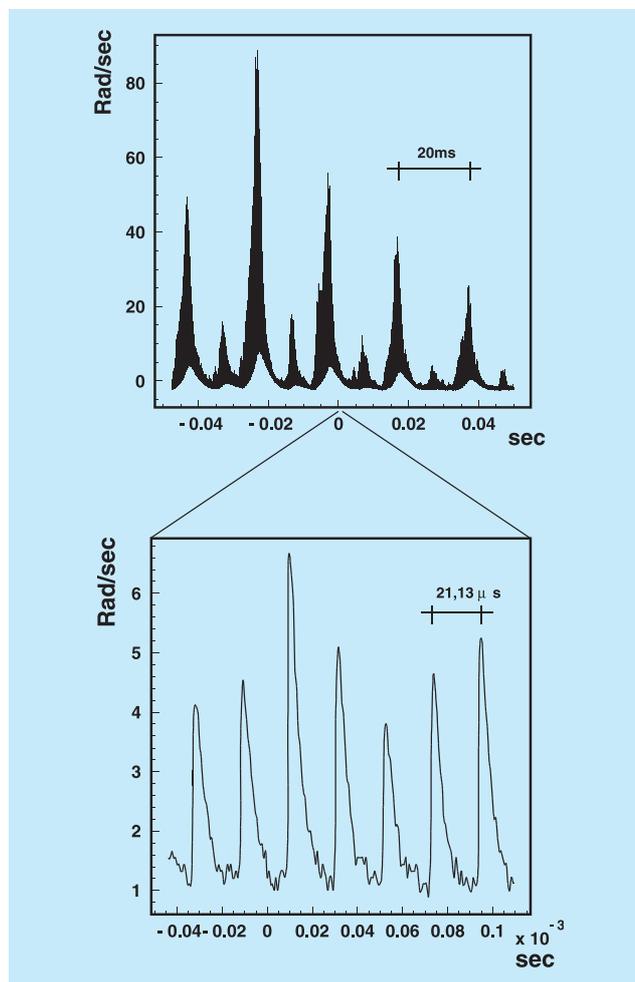


Abbildung 32: Das obere Bild zeigt die gemessene Strahlungsdosis über die maximale Auslesezeit von 100 ms. Das zu sehende periodische (50 Hz) Signal hielt über Minuten an. Im unteren Bild ist eine Ausschnittsvergrößerung um einen Faktor 1000 zu sehen. Da in diesem Fall nur die ersten Bunche gefüllt sind, kann man sehr gut die 47.317 kHz Umlauffrequenz von HERA sehen.

## Physikalische Ergebnisse

### Die Verteilungsfunktionen transversal polarisierter Quarks

Die innere Struktur von Proton und Neutron wird in führender Ordnung durch zwei Gluonverteilungsfunktionen,  $G$  und  $\Delta G$ , und durch drei Quarkverteilungs-

funktionen,  $q$ ,  $\Delta q$  und  $\delta q$ , beschrieben. Die Impulsdichteverteilung der Quarks  $q$  wurde mit hoher Präzision über Jahrzehnte experimentell bestimmt. Ebenso wurden die Impulsdichteverteilung der Gluonen  $G$  sowie die Verteilungsfunktionen longitudinal polarisierter Quarks  $\Delta q$  während der vergangenen 10 Jahre mit guter Genauigkeit gemessen. Im Gegensatz dazu ist von der Gluon-Spindichteverteilung  $\Delta G$  bisher ausschließlich das Vorzeichen bekannt. Die Verteilungsfunktion  $\delta q$  die so genannte „transversity distribution“ oder Verteilungsfunktion transversal polarisierter Quarks, ist bis heute experimentell vollständig unbekannt.

Alle Quarks besitzen eine Quanteneigenschaft, die als Chiralität bezeichnet wird. Chiralität leitet sich vom griechischen Wort „chir“ für „Hand“ ab und bezeichnet die Händigkeit der Quarks. Quarks können links- oder rechtshändig ausgerichtet sein, wobei in allen Prozessen, welche durch die elektroschwache oder die starke Wechselwirkung vermittelt werden, die Chiralität erhalten bleibt. Die besondere Eigenschaft der  $\delta q$ -Verteilung besteht in ihrer ungeraden chiralen Struktur. Dagegen besitzen alle anderen zuvor beschriebenen Verteilungsfunktionen (Abb. 33) eine gerade chirale Struktur. So wird bei der Bestimmung der Impulsdichteverteilung  $q$  über alle rechts- und linkshändigen Quarks summiert, während die Helizitätsverteilung  $\Delta q$  gerade die Differenz zwischen der Anzahl links- und rechtshändiger Quarks im longitudinal polarisierten Proton misst. Die

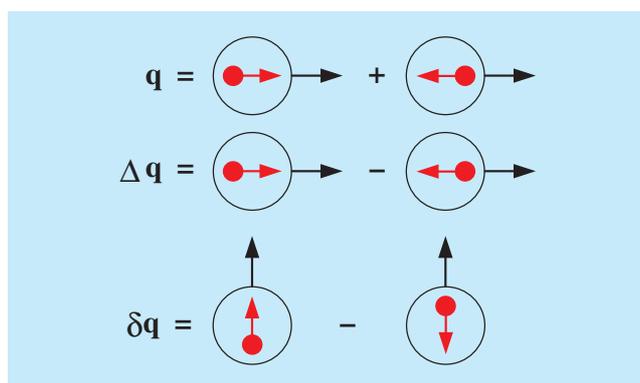


Abbildung 33: Schematische Illustration der Quark-Verteilungsfunktionen, die die Struktur des Protons beschreiben. Die großen schwarzen Kreise und Pfeile repräsentieren das Nukleon und dessen Spin. Die kleinen roten Kreise mit ihren Pfeilen stehen für ein Quark und dessen Spinrichtung.

„transversity distribution“  $\delta q$  dagegen koppelt links- und rechtshändige Quarks in einem Streuprozess, das heißt die Chiralität des Quarks wird im Streuprozess geändert: es findet eine Helizitätsumkehr statt.

Die großen Schwierigkeiten in der Messung der „transversity distribution“  $\delta q$  sind gerade durch den Prozess der Helizitätsumkehr während der Streuung am Quark bedingt.

### Die Collins-Fragmentationsfunktion

Um die Gesamtchiralität des Streuprozesses zu bewahren, muss eine weitere, chiral-ungerade Funktion am Streuprozess beteiligt sein. Eine solche chiral-ungerade Funktion wurde erstmals 1993 von Collins vorgeschlagen. Die Collins-Fragmentationsfunktion beschreibt die Fragmentation von transversal polarisierten Quarks in unpolarisierte Hadronen. Sie koppelt im Streuprozess Quarks entgegengesetzter Chiralität derart, dass die Chiralität des Gesamtprozesses erhalten bleibt. Die Signatur eines Streuprozesses mit Beteiligung der Collins-Fragmentationsfunktion besteht in einer experimentell beobachtbaren Targetspin-Asymmetrie, die vom azimuthalen Winkel  $\phi$  des erzeugten Hadrons abhängt. Hierbei ist  $\phi$  der Winkel zwischen dem Transversalvektor der Targetpolarisation und dem Transversalimpuls des Hadrons bezüglich der Richtung des ausgetauschten virtuellen Photons.

Der Streuprozess zur direkten Messung der „transversity distribution“  $\delta q$  ist die semi-inklusive Streuung von Elektronen (oder Positronen) an einem transversal polarisierten Nukleontarget, wobei die chiral-ungerade Collins-Fragmentationsfunktion mit der chiral-ungeraden Helizitätsverteilung koppelt.

### Erste Messung am longitudinal polarisierten Target

Das HERMES-Experiment hat die azimuthale Verteilung von Pionen aus der Streuung von unpolarisierten Positronen an longitudinal polarisierten Protonen gemessen. Der azimuthale Winkel  $\phi$  ist, wie in Abbildung 34 veranschaulicht, der Winkel zwischen der Streuebene und der Ebene der Hadronerzeugung, bezogen auf die Richtung des virtuellen Photons.

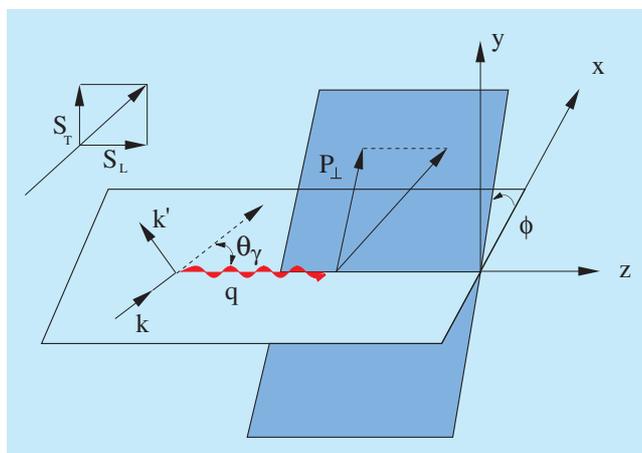


Abbildung 34: Schematische Darstellung des Streuprozesses: Das einlaufende Positron (gekennzeichnet durch den Vektor  $k$ ), das gestreute Positron ( $k'$ ) und das virtuelle Photon ( $q$ ) liegen in einer Ebene, der Streuebene. Das Pion wird in einer weiteren Ebene erzeugt, die den Winkel  $\phi$  mit der Streuebene um den  $q$ -Vektor bildet. Das Vektordiagramm links oben zeigt die Zerlegung des Target-Polarisationsvektors in eine Transversal- und eine Longitudinalkomponente bezüglich der Richtung des virtuellen Photons.

Das Protontarget ist bezüglich der Richtung des einlaufenden Positrons longitudinal polarisiert. Da das virtuelle Photon um den Winkel  $\theta_\gamma$  von der Richtung des einlaufenden Positrons abweicht, gibt es aus Sicht des virtuellen Photons neben der vorherrschenden longitudinalen Targetkomponente  $S_L$  auch eine transversale Targetkomponente  $S_T$ , bezüglich derer der so genannte Collins-Winkel definiert werden kann.

Eine chiral-ungerade Fragmentationsfunktion, die an die gesuchte chiral-ungerade „transversity distribution“  $\delta q$  koppelt, führt in Abhängigkeit von der Polarisation des Targets zu einer Abhängigkeit der azimuthalen Verteilung der Pionen im Winkel  $\phi$ . Für diese Messung wird die folgende „Einfach-Spin Asymmetrie“ für einen unpolarisierten Strahl und ein longitudinal polarisiertes Target gebildet:

$$A(\phi) = \frac{1}{\langle P \rangle} \frac{N^+(\phi) - N^-(\phi)}{N^+(\phi) + N^-(\phi)}.$$

$N^+$  und  $N^-$  bezeichnen die Anzahl der Pionen für die jeweils entgegengesetzte Ausrichtung des Targetspins und  $\langle P \rangle$  ist der mittlere Wert der Targetpolarisation.

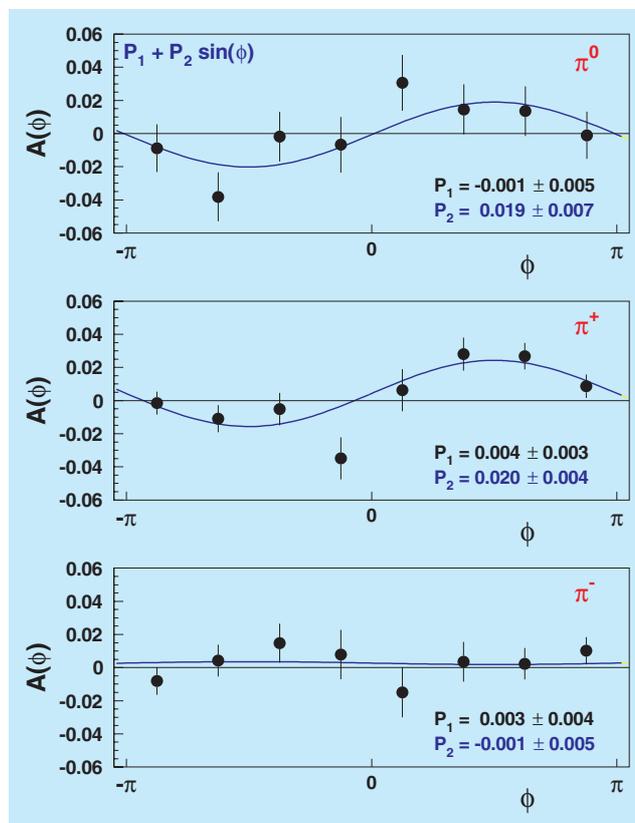


Abbildung 35: HERMES Messungen der azimuthalen Asymmetrie  $A(\phi)$  für neutrale und geladene Pionen. Die Kurven zeigen die Beschreibung der Messungen durch eine einfache Sinusfunktion.

Ist die Verteilung der Pionen bezüglich des azimuthalen Winkels  $\phi$  unabhängig von der Orientierung des Targetspins, so ist auch die Asymmetrie  $A(\phi)$  gleich Null. Die in Abbildung 35 gezeigten azimuthalen Asymmetrien zeigen dagegen für neutrale ( $\pi^0$ ) und für positiv geladene Pionen ( $\pi^+$ ) eine deutliche Abhängigkeit der Verteilung in  $\phi$  von der Richtung der Targetpolarisation. Diese Abhängigkeit kann durch eine einfache Sinusfunktion beschrieben werden. Die Beobachtung einer mit Null übereinstimmenden Asymmetrie für negativ geladene Pionen ( $\pi^-$ ) entspricht den Erwartungen aufgrund der unterschiedlichen Quarkzusammensetzung von  $\pi^-$  und  $\pi^+$  bzw.  $\pi^0$ .

Das besondere Interesse an dieser Messung besteht allerdings gerade in der Beobachtung einer von Null verschiedenen Asymmetrie für  $\pi^+$  und  $\pi^0$ . Diese

gibt den ersten experimentellen Nachweis dafür, dass die Collins-Fragmentationsfunktion existiert und die „transversity distribution“  $\delta q$  von Null verschieden ist.

### Zukünftige Messung am transversal polarisierten Target

Im kommenden Jahr wird HERMES mit einem transversal polarisierten Wasserstofftarget Daten nehmen. Die oben genannten Ergebnisse für ein longitudinal polarisiertes Target haben gezeigt, dass die chiral-ungerade Collins-Fragmentationsfunktion groß genug ist, um die bisher unbekannte Quarkverteilung  $\delta q$  messen zu können. Die Collins-Fragmentationsfunktion wirkt hier durch ihre chiral-ungerade Natur wie ein „Filter“ für die Verteilung  $\delta q$ . Das Charakteristische an dieser Fragmentationsfunktion ist, dass sie eine Targetspin-Asymmetrie erzeugt, die vom azimutalen Winkel abhängt.

Es gibt aber auch noch andere „Filter“, das heißt chiral-ungerade Prozesse, mit denen man die Quarkverteilung  $\delta q$  messen kann. Die Fragmentation eines transversal polarisierten Quarks in ein polarisiertes  $\Lambda$ -Hyperon oder in ein polarisiertes  $\rho$ -Meson sind Beispiele, wie man durch Messung der Polarisation von Hadronen aus der Streuung an einem transversal polarisierten Target Aufschluss über die Quarkverteilung  $\delta q$  erhält. Untersucht man im Fall der Collins-Fragmentation die Winkelverteilung eines Hadrons, so kann man weiterhin die Produktion zweier Hadronen (Pionen) studieren und hier insbesondere die Korrelation beider Winkelverteilungen, und dadurch Aufschluss über die Quarkverteilung  $\delta q$ , erhalten.

Alle diese Beispiele zeigen, dass es verschiedene und voneinander unabhängige Methoden gibt,  $\delta q$  zu messen.

Inzwischen existiert eine Vielzahl theoretischer Modelle und Vorhersagen, die nun experimentell überprüft werden können. Hier wird das HERMES-Experiment eine Vorreiterrolle übernehmen, indem es in den nächsten Jahren Daten an einem transversal polarisierten Target nimmt. Nur so sind die erwarteten Effekte groß genug, um eine signifikante Bestimmung der eingehenden Größen und deren Interpretation zu gewährleisten. So ist nicht nur  $\delta q$  bisher experimentell unbekannt, auch für die verschiedenen Fragmentationsfunktionen gibt es zur Zeit, wenn überhaupt, nur Abschätzungen.

Da HERMES zuerst ein transversal polarisiertes Wasserstofftarget (also Protonen) verwendet wird, welches, vereinfacht gesehen, aus zwei u-Quarks und einem d-Quark besteht, werden die Messungen vorrangig die Größe  $\delta u$  und die Collins-Fragmentationsfunktion  $H_1^\perp$  bestimmen. Später können auch Daten an einem transversal polarisierten Deuteriumtarget genommen werden. In Verbindung mit der Messung an Wasserstoff wird dies die Bestimmung von  $\delta d$  ermöglichen.

### Tief virtuelle Compton-Streuung

Beim HERMES-Experiment wurden Messungen der exklusiven Produktion reeller Photonen durch die so genannte tief virtuelle Compton-Streuung („Deeply Virtual Compton Scattering“ DVCS) durchgeführt. Zusammen mit der Messung der exklusiven Produktion von Mesonen eröffnet diese Studie einen tieferen Blick in die Struktur des Protons. Die Beschreibung derartiger Prozesse beruht auf so genannten „generalisierten Partonverteilungen“ (GPD), welche Verallgemeinerungen der Partonverteilungen sind, die in inklusiven tiefinelastischen Streuexperimenten gemessen werden. Die GPDs enthalten zusätzlich zur Beschreibung der Quarkstruktur des Nukleons auch noch Informationen über Wechselwirkungen und Korrelationen der Quarks und Gluonen untereinander, sowie über ihre Bahndrehimpulse.

Für jede Quarksorte wie für die Gluonen gibt es mehrere polarisierte und unpolarisierte GPDs. Bei DVCS-Ereignissen spielen beide Sorten eine Rolle, während bei der exklusiven Produktion von pseudoskalaren und Vektor Mesonen nur die polarisierten bzw. die unpolarisierten GPDs beitragen. Diese Besonderheit ermöglicht es, zumindest teilweise die verschiedenen Arten von GPDs für verschiedene Quarksorten zu unterscheiden. Dabei hat die Messung des DVCS-Prozesses den Vorteil, dass die Erzeugung eines Photons in der Streuung eines Positrons an einem Parton in nur einem Schritt vor sich geht, wohingegen die Erzeugung eines Mesons einen zweiten Schritt, nämlich die Formierung eines Quark-Antiquark-Paares erfordert. Zur Interpretation der Daten wird in diesem Fall eine zusätzliche Annahme über die Verteilung der Quarks im Meson benötigt.

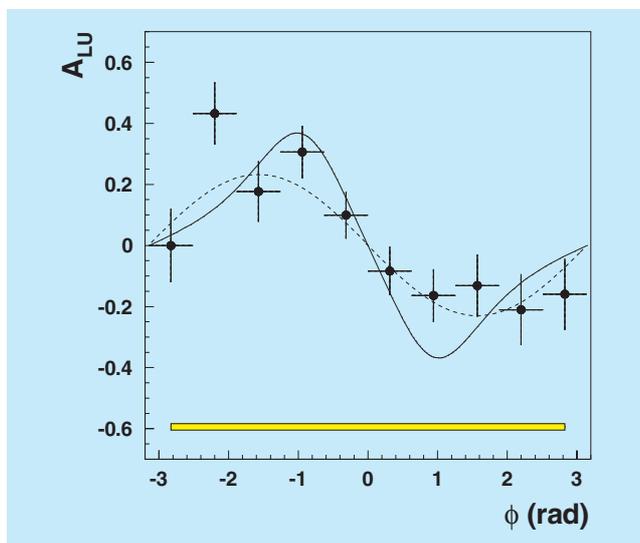


Abbildung 36: Die Positronen-Spin-Asymmetrie  $A_{LU}$  für die exklusive Elektroproduktion reeller Photonen als Funktion des azimuthalen Winkels  $\phi$  (Daten von 1996 und 1997). Die gestrichelte Kurve ist eine an die Daten genäherte Sinus-Funktion mit einer Amplitude von 0.23, die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis einer Modellrechnung, die auf GPDs basiert. Das gelbe Band repräsentiert den systematischen Fehler der Messergebnisse.

Experimentell ist jedoch die Bestimmung der Flugrichtung und der Energie des erzeugten Photons im DVCS-Prozess weniger genau möglich als die der erzeugten Mesonen. Dadurch wird es schwieriger, zu bestimmen, ob ein gemessenes Photoproduktionsereignis tatsächlich einem exklusiven DVCS-Ereignis entspricht, oder ob noch weitere, nicht nachgewiesene Teilchen entstanden sind. Aus diesem Grund werden in der Datenanalyse mittels des Energie-Impulserhaltungssatzes Gesamtenergie und -impuls der nicht gemessenen Teilchen rekonstruiert, und es wird verlangt, dass die so rekonstruierte fehlende Masse der des Targetprotons entspricht

Eine weitere Besonderheit des DVCS-Prozesses ist die Ununterscheidbarkeit der in ihm produzierten Photonen von Bremsstrahlungs-Photonen, welche von den Strahlpositronen bei der Wechselwirkung abgestrahlt werden (Bethe-Heitler-Prozess). Dieser Prozess dominiert unter den experimentellen Bedingungen im HERMES-Experiment deutlich gegenüber dem DVCS-Prozess.

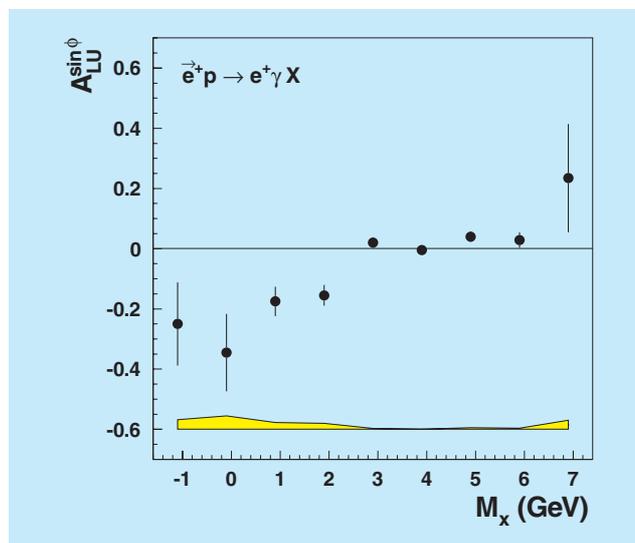


Abbildung 37: Die Strahlspin Analysierstärke  $A_{LU}^{\sin\phi}$  als Funktion der fehlenden Masse (Daten von 1996 und 1997). Systematische Unsicherheiten sind in dem Fehlerband dargestellt.

Die Datenanalyse profitiert jedoch davon, dass die beiden Prozesse zum selben ununterscheidbaren Endzustand führen und damit quantenmechanisch interferieren.

Im Falle eines polarisierten Positronenstrahls bedingt dies eine Asymmetrie in der Verteilung im azimuthalen Winkel  $\phi$  zwischen der Richtung des bei dem Streuprozess ausgetauschten virtuellen Photons und der des beobachteten reellen Photons, relativ zur Streuebene des Positrons. Die  $\phi$ -Verteilung einer solchen Asymmetrie ist in Abbildung 36 dargestellt. Im Vergleich sind die Anpassung einer Sinusfunktion sowie eine auf GPDs beruhende Modellrechnung dargestellt, die Vorzeichen und Größe der gemessenen Asymmetrie gut beschreiben.

Für die gemessenen Ereignisse wurde das Sinus-Moment (analog der Amplitude der Sinus-Kurve) der Strahlspin-Asymmetrie als Funktion der fehlenden Masse untersucht. In Abbildung 37 ist zu sehen, dass im Bereich bis etwa 2 GeV die Asymmetrie mit einem Wert von etwa  $-0.25$  maximal ist, und im Fragmentationsbereich ( $M_x > 3$  GeV) mit Null übereinstimmt.

Inzwischen wurde die Analyse der Strahlspin-Asymmetrie auf die Protondaten ausgedehnt, die im Jahr 2000 genommen worden sind. In einem weiteren Schritt werden sie mit den Daten aus dem Jahre 1998 kombiniert, welche mit einem polarisierten Elektronenstrahl gemessen wurden. Die erwarteten Asymmetrien zwischen den Ergebnissen mit verschiedenen Vorzeichen der Strahlladung erlauben den Zugriff auf weitere GPDs. Die Analyse wird des Weiteren auf Daten mit einem Deuteriumtarget ausgedehnt, um Unterschiede zwischen DVCS am Proton und am Deuteron zu untersuchen, die den Zugang zu den GPDs vom Deuteron erlauben.

## Die verallgemeinerte Gerasimov-Drell-Hearn Summenregel

Im Jahr 2000 konnte die HERMES-Kollaboration erfolgreich ihre Datennahme mit einem polarisierten Deuteriumtarget beenden. Damit steht ein großer Datensatz spinpolarisierter Daten für die spinabhängige tief-unelastische Streuung sowohl am Proton als auch am Deuteron zur Verfügung. Durch Vergleich der am Deuteron und Wasserstoff gewonnenen Daten lassen sich die Beiträge des Neutrons extrahieren.

Der Schwerpunkt der Analyse inklusiver Streueignisse wird am HERMES-Experiment durch die Bestimmung der Spinstrukturfunktionen  $g_1$  für das Proton, das Deuteron und das Neutron gebildet. Einen anderen Blickwinkel auf die durch diese Spinstrukturfunktionen beschriebene Physik bietet das Studium des verallgemeinerten Gerasimov-Drell-Hearn (GDH) Integrals an Proton und Neutron.

Dieses Integral geht für große Photon-Virtualitäten in die ersten Momente der Spinstrukturfunktionen über. Diese stehen daher in enger Verbindung zum „Spinrätsel“ des Nukleons. In Erweiterung dieser ersten Momente hin zu kleineren Photon-Virtualitäten gewinnt man im Grenzwert reeller Photonen die so genannte GDH-Summenregel, die aus wenigen theoretischen Prinzipien ableitbar ist und eine Relation zum anomalen magnetischen Moment des Nukleons herstellt.

Diese wurde schon im Jahre 1965 unter Verwendung grundlegender physikalischer Prinzipien für die

Absorption reeller, zirkular polarisierter Photonen an longitudinal polarisierten Nukleonen abgeleitet. Ihre experimentelle Überprüfung erforderte dagegen technologische Entwicklungen, die erst in den letzten Jahren gelangen. Erste Experimente haben kürzlich ihre Ergebnisse veröffentlicht und scheinen die Gültigkeit der GDH-Summenregel für reelle Photonen zu bestätigen.

Wie bereits erwähnt, wurde im Kontext des Spinrätsels erkannt, dass die GDH-Summenregel den Grenzfall für reelle Photonen eines Integrals über die Spinstrukturfunktion für virtuelle Photonen darstellt. Die Verallgemeinerung der GDH-Summenregel vom Falle reeller Photonen zu einem Integral über den Photoabsorptions-Wirkungsquerschnitt polarisierter virtueller Photonen an longitudinal polarisierten Nukleonen stellt somit eine Messgröße dar, die geeignet ist, den Übergang von der spinabhängigen tiefunelastischen Streuung zur spinabhängigen Photoabsorption reeller Photonen zu studieren.

## Messung der $Q^2$ -Abhängigkeit

Das HERMES-Experiment ist in der Lage, diese Größe über einen großen Energiebereich und einen weiten Bereich von Photon-Virtualitäten zu vermessen. Dabei werden zugleich der Übergang zwischen verschiedenen Beschreibungsweisen des Nukleons und ein weiterer Bereich physikalischer Phänomene untersucht, die zur spinabhängigen Photoabsorption beitragen. So ist zum Beispiel für kleine Photon-Virtualitäten und Anregungsenergien eine Beschreibung in Form von Anregungen des Nukleons erfolgreich, während bei hohen Energien und Photon-Virtualitäten das Quark-Parton Modell die geeignete Beschreibungsform darstellt. Die Vermessung des verallgemeinerten GDH-Integrals über einen weiten Bereich von Photon-Virtualitäten ermöglicht somit das Studium des Übergangs zwischen verschiedenen Beschreibungsformen, und möglicherweise auch einen Blick auf Korrelationen („higher twist“) zwischen den Partonen der Nukleonen, welche beim Übergang zwischen der Streuung an einzelnen Partonen bei hoher Photon-Virtualität zu kollektiven Phänomenen, wie der Anregung von Nukleon-Resonanzen, zu Tage treten sollten.

Die von HERMES gewonnenen Daten zeigen jedoch, dass der Beitrag von Nukleon-Resonanzen zum ver-

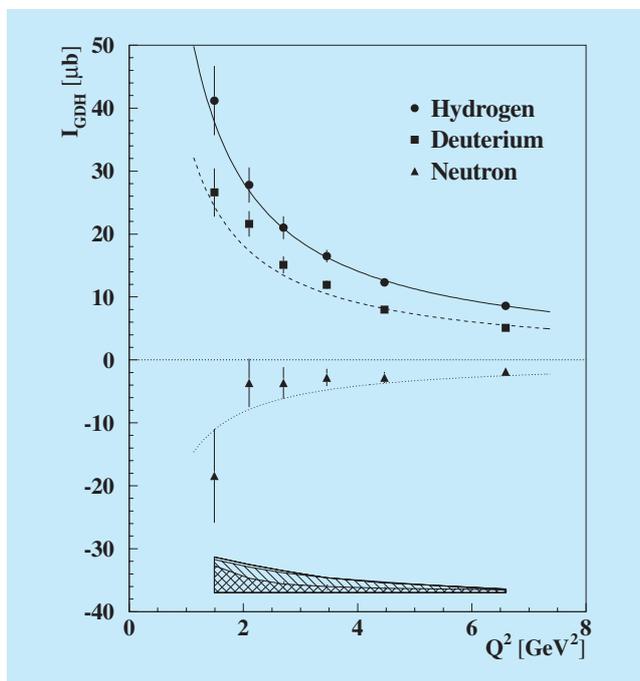


Abbildung 38: Die HERMES Resultate für das verallgemeinerte GDH-Integral an Proton, Deuterium und Neutron als Funktion der Photon-Virtualität  $Q^2$ . Die Kurven stellen die Beschreibung der Messung im Modell von Soffer und Teryaev dar.

allgemeinerten GDH-Integral rasch mit zunehmender Photon-Virtualität abnimmt, der Beitrag der tiefunelastischen Streuung jedoch selbst bei den kleinsten gemessenen Photon-Virtualitäten relevant bleibt (Abb. 38). „Higher twist“ Beiträge konnten bisher im Rahmen der erzielten Messgenauigkeit nicht nachgewiesen werden.

Die Differenz der verallgemeinerten GDH-Integrale von Proton und Neutron stellt eine weitere wichtige und fundamentale Größe dar. Bei hohen Photon-Virtualitäten sollte diese Differenz der Björken-Summenregel entsprechen. Diese ist eine fundamentale Vorhersage der Quantenchromodynamik und ihr Test ist von großer Wichtigkeit. Experimentell wurde die Björken-Summenregel vielfach getestet: Im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten befinden sich die Messergebnisse im Einklang mit den theoretischen Erwartungen. Neben direkten Tests stellt auch die Entwicklung der Differenz des verallgemeinerten GDH-Integrals für Proton und Neutron mit zunehmender Photon-Virtualität einen solchen Test dar. Die von HERMES im Rahmen dieser Analyse gewonnenen Daten bestätigen ebenfalls die Björken-Summenregel bei Berücksichtigung der experimentellen Unsicherheiten.