

Abbildung 3: Längsschnitt durch das H1-Experiment mit den explizit gekennzeichneten Erweiterungsprojekten.

H1-Experiment

Beteiligte Institute: RWTH Aachen, Univ. Antwerpen, Univ. of Birmingham, Inter-Univ. ULB-VUB Brussels, Rutherford Appleton Lab. Chilton, Inst. of Nucl. Phys. Cracow, JINR Dubna, Univ. Dortmund, CEN Saclay, DESY und Univ. Hamburg, Univ. und MPI Kernphys. Heidelberg, Univ. Kiel, Slovac Acad. Sci. Košice, Univ. of Lancaster, Univ. of Liverpool, QMWC London, Univ. of Lund, Univ. of Manchester, Univ. d'Aix-Marseille II, ITEP und Lebedev Inst. Moscow, MPI Phys. München, Univ. de Paris-Sud Orsay, Ec. Polytech. Palaiseau, Univ. Paris VI und VII, Czech Acad. Sci. und Charles Univ. Prag, INFN und Univ. 3 Rom, Paul Scherrer Inst. Villigen, Univ.-GH Wuppertal, Phys. Inst. Yerevan, DESY Zeuthen, ETH und Univ. Zürich.

Sprecher: E. Elsen, DESY

Am 24. August 2000 wurde der Experimentierbetrieb mit der höchsten integrierten Luminosität beendet, die je bei HERA in einem Jahr erreicht wurde. Für das H1-Experiment bedeutete das eine nutzbare Luminosität von 56.2 pb^{-1} . Anfang September wurde der Umbau der Speicherringe und der Detektoren in Angriff genommen. Mit einer stärkeren Strahlfokussierung soll „HERA II“ ab Herbst 2001 eine drei- bis fünffach höhere Luminosität liefern.

Im Berichtsjahr hat die H1-Kollaboration 11 wissenschaftliche Arbeiten mit folgenden Schwerpunkten publiziert:

In der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung wurden Prozesse des neutralen ($e^\pm p \rightarrow e^\pm X$) und des geladenen Stromes ($e^+ p \rightarrow \bar{\nu}_e X$ und $e^- p \rightarrow \nu_e X$) untersucht. Dies führte zur Bestimmung der Quarkdichten im Proton. Mit der Proton-Strukturfunktion xF_3 wurde weiterhin im H1-Experiment erstmals bei HERA die Differenz von Quark- und Antiquarkdichten, das heißt der Valenzquarkdichten, gemessen. Diese Größe enthält die Wirkung des Z-Austausches in der Interferenz mit dem Photon-Austausch.

Präzise Messungen bei kleinen quadrierten Impulsüberträgen Q^2 führten zu detaillierten Tests der QuantenChromodynamik (QCD), einer genauen Bestimmung der Stärke der Kopplung α_s der starken Wechselwirkung sowie der Impulsverteilung der Gluonen im Proton.

Nach Anzeichen völlig „neuer Physik“ wurde in den Daten gesucht. Die gute Übereinstimmung der Vorhersagen des Standard-Modells der Physik mit den Messungen von H1 ließ sich durch untere Grenzen für Massen exotischer Teilchen oder obere Grenzen für die Stärke neuartiger Wechselwirkungen ausdrücken.

Einen tieferen Blick „hinter die Kulissen des Confinements“ in die Welt der Partonen (Quarks und Gluonen) im Proton ermöglichte die Analyse der hadronischen Endzustände. Harte Partonen bilden sich dort als Jets, als Bündel von Hadronen, ab. Dadurch konnten Gluonen direkter als in inklusiven Messungen beobachtet und perturbative QCD-Rechnungen gezielt überprüft werden.

Selbst den Photonen, mit denen das gestreute Elektron auf die Quarks der Protonen einwirkt, lassen sich partonische Eigenschaften zuordnen. Die Partonverteilung in virtuellen Photonen, insbesondere die der Gluonen, wurde aus der Erzeugung von Jets bestimmt.

Die partonische Struktur diffraktiver Austauschprozesse bei der Streuung hochvirtueller Photonen in hadronische Endzustände wurde bei Übergängen in Vektormesonen und in Zustände mit Quark- und Gluonjets studiert. Hier gibt es jetzt interessante theoretische Ansätze im Rahmen perturbativer QCD, die mit den H1-Messungen des Jahres 2000 überprüft werden konnten.

Datennahme und Detektor

Das Berichtsjahr war geprägt von der effizientesten Datennahme seit Beginn des Experimentierbetriebs bei HERA im Jahre 1992, wie der Anstieg der Luminositätskurve in Abbildung 4 zeigt. Im Tagesmittel wurden 250 nb^{-1} aufgenommen, gut 60% mehr als im Vorjahr.

Zur Steigerung der Luminosität trugen verschiedene Faktoren bei:

- die Spitzenluminosität des Speicherrings;
- ein verminderter Untergrund mit der Folge, dass auch die empfindlichen Spurkammern nach einer Neufüllung früh eingeschaltet werden konnten;
- verminderte störende Auswirkungen anderer Experimente auf die Strahlqualität in der H1-Wechselwirkungszone;
- als Ergebnis verbesserter Bedienungsprozeduren ein schnelleres Wiederanfahren des Detektors zur Datennahme nach Unterbrechungen.

Die Schichtbesetzung konnte von vier auf drei Personen vermindert werden. Wegen der guten Einsatzbereitschaft des Detektors sind die Daten von besonders guter Qualität.

Aufgrund des hervorragenden Betriebs konnten zum Abschluss der Messzeit bei HERA I in nur vier Tagen noch 762 nb^{-1} an Daten von einem um 70 cm strahlwärts in Proton-Flugrichtung verschobenen Wechselwirkungspunkt aufgenommen werden. Damit sind noch kleinere Elektron-Streuwinkel, das heißt noch kleinere Q^2 -Werte, der Strukturfunktionsmessung zugänglich.

Mit wachsender Statistik wird für die optimale Nutzung der Daten ein genaueres Verständnis des Ansprechverhaltens der Detektoren auf Spuren und Energieeinträge erforderlich. Dieses Verständnis kann durch systematische Studien der Daten verbessert werden. Im Berichtsjahr wurden Anstrengungen zur Präzisierung des Detektorverständnisses eingeleitet mit dem Ziel, die effektive Messauflösung des Detektors zu steigern. Die ersten Resultate sind sehr vielversprechend.

Um längerfristig effizient und übersichtlich mit der wachsenden Datenmenge und den immer weiter entwickelten Analyseprogrammen umgehen zu können, wurden Voruntersuchungen zur Benutzung von objekt-

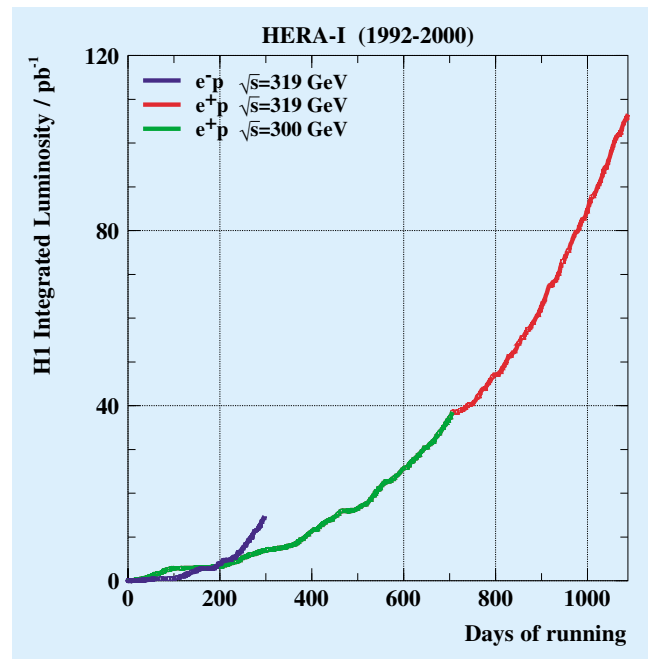


Abbildung 4: Übersicht über die seit 1993 akkumulierte Luminosität von HERA I. Dargestellt ist die vom H1-Experiment für Physikanalysen genutzte Luminosität.

orientierten (OO) Programmen und Datenstrukturen begonnen. Im September 2000 hat die H1-Kollaboration die Einführung der OO-Analysetechnik beschlossen.

Detektorausbau für HERA II

Der Ausbau des H1-Experiments im Zuge der Luminositätserhöhung von HERA hat im September 2000 begonnen und soll bis Juni 2001 abgeschlossen werden. Neben notwendigen Anpassungen an die neue Strahlführung sollen der Teilchennachweis in Vorwärtsrichtung (Richtung des auslaufenden Protons) und die Selektivität des Triggers verbessert werden. Einen Überblick über die verschiedenen Projekte gibt Abbildung 3. Zwei strahlführende, supraleitende Magnete, GO und GG, werden innerhalb des Detektors installiert, um den Elektronenstrahl möglichst früh zu fokussieren und vom Protonenstrahl zu trennen. Nachdem bereits während des Baus der Magnetspulen und der Kryostaten am BNL (Brookhaven, USA) wertvolle Erfahrungen gewonnen werden konnten, sind eingehende Tests und Messungen bei DESY durchgeführt worden. Der erste Magnet war bereits zum Jahreswechsel einbaubereit.

Für die Halterung im Detektor ist eine aufwändige Kohlefaserstruktur konstruiert worden, die eine geregelte Verschiebung um mehrere Millimeter ermöglicht, wie sie beim Wechsel von Positronen- zu Elektronenbetrieb erforderlich ist.

Für das zentrale Strahlrohr (BP) wurde bei der Firma Brush-Wellman-Electrofusion ein 1 m langes, elliptisches Rohr aus einer 2 mm starken Beryllium-Aluminium Legierung hergestellt und vakuumdicht verschweißt. In die anschließenden Rohrteile wurden Absorber aus Wolfram mit einer optimalen Beschichtung aus Silber und Kupfer zur Absorption rückgestreuter harter Synchrotronstrahlung eingesetzt. Sie schützen die Siliziumdetektoren direkt am Strahlrohr und die zentralen Driftkammern.

Der zentrale Vertexdetektor (CST) wurde unter Wiederverwendung aller Siliziumsensoren mit einer neuen Kohlefasermechanik an die elliptische Strahlrohrgeometrie angepasst. Für die Ausleseelektronik wurde die bewährte integrierte Schaltung in einen strahlenharten CMOS Prozess übertragen, erfolgreich getestet und die Serie in Auftrag gegeben.

Für den neuen Siliziumdetektor in Vorwärtsrichtung (FST) haben umfangreiche Simulationen und Rekonstruktionsstudien ergeben, dass zwei weitere Ebenen zur Messung der radialen Spurkoordinate r neben den fünf Doppelebenen für die azimutale Koordinate φ bei der Mustererkennung in engen Teilchenbündeln zu einer wesentlichen Verbesserung führen. Die Mechanik und Elektronik wurden entsprechend erweitert. Der modifizierte rückwärtige Siliziumdetektor (BST) wird aus sechs Doppelebenen zur Bestimmung der r - und φ -Koordinaten bestehen und erlaubt damit die Messung von Richtung und Impuls des gestreuten Elektrons unter kleinen Winkeln. Weiterhin werden dort vier Ebenen mit grob segmentierten Siliziumsensoren und schneller Elektronik für die Erkennung von Elektronen in der ersten Triggerstufe installiert. Diese Komponenten wurden im DESY Teststrahl erfolgreich geprüft. Aufgrund des elliptischen und exzentrischen Strahlrohrs überdecken der rückwärtige und der vordere Siliziumdetektor nur etwa 82% des Azimutalwinkels.

Der Bau der neuen, fünfflagigen zentralen Vieldrahtproportionalalkammer (CIP) wurde erfolgreich abgeschlossen (Abb. 5). Die Signale von etwa 8500 Kathodensegmenten werden über eingelegte Mikrokoaxialkabel zu

speziell entwickelten, integrierten Vorverstärkern mit Schwellenschaltung geführt und über 160 optische Fasern mit einer Datenrate von jeweils 832 Mbit/s zur Entscheidungselektronik der ersten Triggerstufe gesendet.

Die Signale von 12 Lagen der zentralen Driftkammer (CJC) werden in dem neuen schnellen Spurtrigger (FTT) verwendet. Intensive Simulationen der großen, programmierbaren Logikbausteine für den Trigger-Algorithmus haben ergeben, dass die Digitalisierung und Pulserkennung sowie die Mustererkennung mit einer groben Bestimmung der Spurparameter bereits innerhalb von $2.2 \mu\text{s}$ und damit auf der ersten Triggerstufe möglich ist. In der zweiten Stufe findet eine verfeinerte Mustererkennung und eine genaue Berechnung der Spurparameter statt, so dass auf der dritten Stufe die invariante Masse für frei programmierbare Spurkombinationen berechnet und so zum Beispiel Ereignisse mit Zerfällen von Charm-Mesonen ausgewählt werden können.

Für den Vorwärts-Spurdetektor (FTD) wurden fünf neue planare Driftkammern mit jeweils acht Drahtlagen gebaut. Die radialen Driftkammern, die Vorwärts-Proportionalkammern und die Übergangsstrahlungsdetektoren wurden entfernt. Die neuen Kammern ergänzen die vorhandenen neun planaren Kammern mit zwei neuen Projektionen und ermöglichen eine verbesserte Mustererkennung für die Spuren geladener Teilchen, insbesondere in Verbindung mit dem neuen vorderen Siliziumdetektor. Für den Spurtrigger in Vorwärtsrichtung werden zwei Ebenen segmentierter Szintillatoren (FTI) als Flugzeitähler eingebaut.

In Rückwärtsrichtung musste die innere Öffnung des hochauflösenden Blei-Faserkalorimeters (SPACAL) an den supraleitenden Magneten (GG) angepasst und neue bewegliche Türme für die Einbauprozedur hergestellt werden. Davor wird die neue, sechslagige rückwärtige Vieldrahtproportionalalkammer (BPC) zur Messung des Durchgangsortes von Elektronen installiert. Die Auslese der 5200 Drähte erfolgt seriell über nur sechs Kabel unter Verwendung der bewährten Verstärker- und Speicherchips, die für die Siliziumdetektoren von H1 entwickelt worden sind. Dabei musste der Abstand der Signalleitungen in drei Stufen von 2.5 mm an der Kammer auf $50 \mu\text{m}$ am CMOS Chip reduziert werden.

Um eine höhere Selektivität für spezifische physikalische Prozesse mit lokalisierten Energiedepositionen

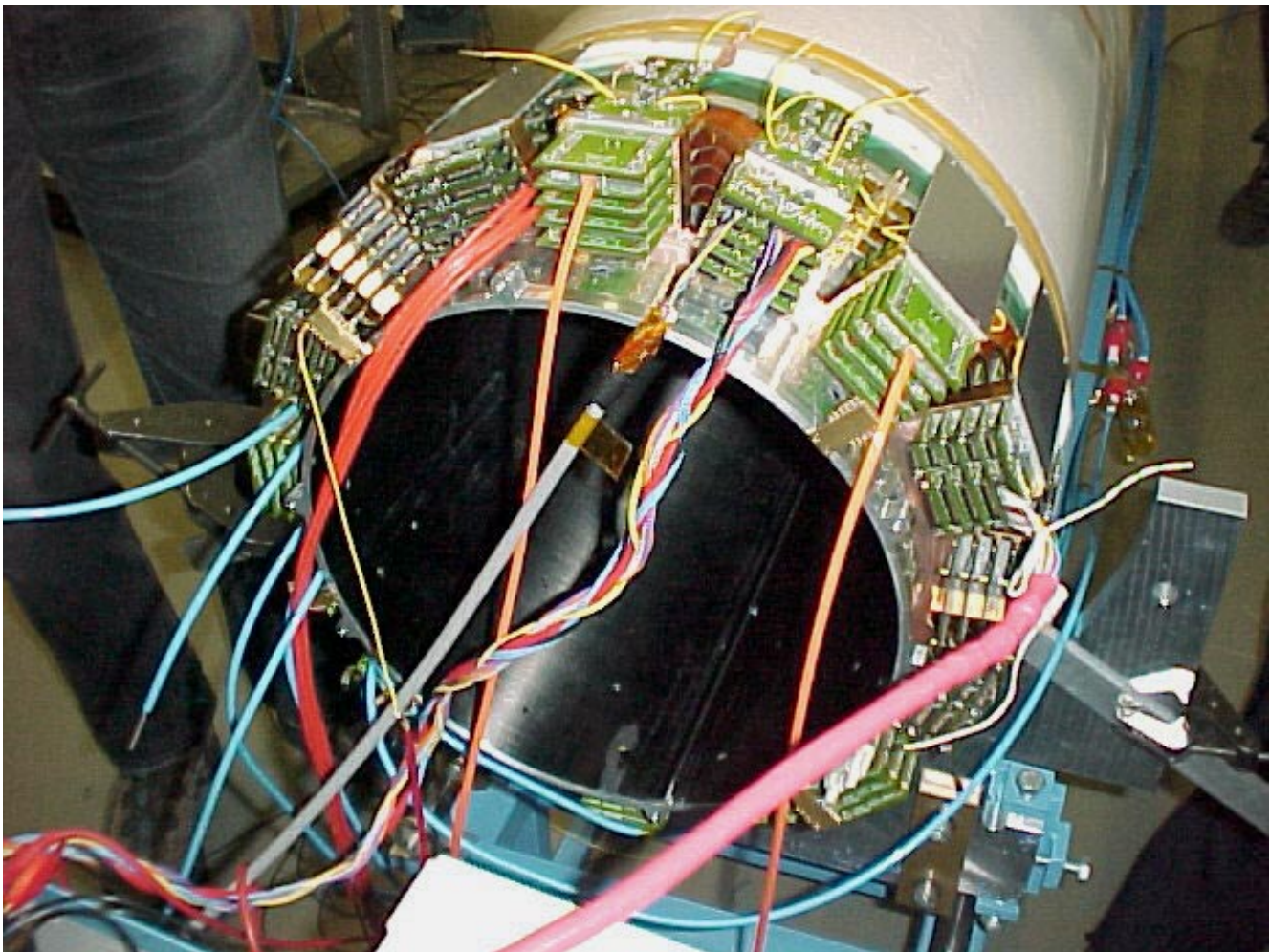


Abbildung 5: Die neue fünflagige Vieldrahtproportionalkammer (CIP) auf dem Teststand mit der montierten Ausleseelektronik und zwei Leitungen für die optische Auslese. Jedes dieser Kabel überträgt die Signale von 240 Kathodensegmenten.

(Jets) im Flüssig-Argon (LAr) Kalorimeter zu erzielen, wird der neue Jet-Trigger parallel zu dem existierenden globalen LAr-Trigger implementiert. Die verbesserte Granularität der damit zur Verfügung stehenden Information ermöglicht es, topologische Informationen bereits in der ersten Triggerstufe auszuwerten. Der Fortschritt in der elektronischen Integration gestattet hier mittlerweile ein gegenüber dem ursprünglichen Konzept mechanisch einfacheres Design.

Die Kalibration des neuen Photon-Kalorimeters für die schnelle und genaue Messung der Luminosität (Lumi) wurde in einem zweiten Testlauf am CERN weiter verbessert. Für die Absorption der Synchrotron-

strahlung ist ein Berylliumfilter vorgesehen, der die kleinstmögliche Auswirkung auf die Energie- und Ortsauflösung hat. Die schnelle Elektronik und Programmierung zur Auswertung der Zählrate und des Energiespektrums von hochenergetischen Bremsstrahlungs-Photonen wird zum ersten Strahlbetrieb von HERA zur Verfügung stehen.

Zur Messung von Neutronen in Vorwärtsrichtung wurde ein neues, segmentiertes Blei-Szintillatorkalorimeter (FNC) gebaut, welches das bisherige strahlengeschädigte Spaghetti-Kalorimeter ersetzt. Die Extrapolation der Testkalibration am CERN lässt eine Energieauflösung von 3% bei 900 GeV erwarten.

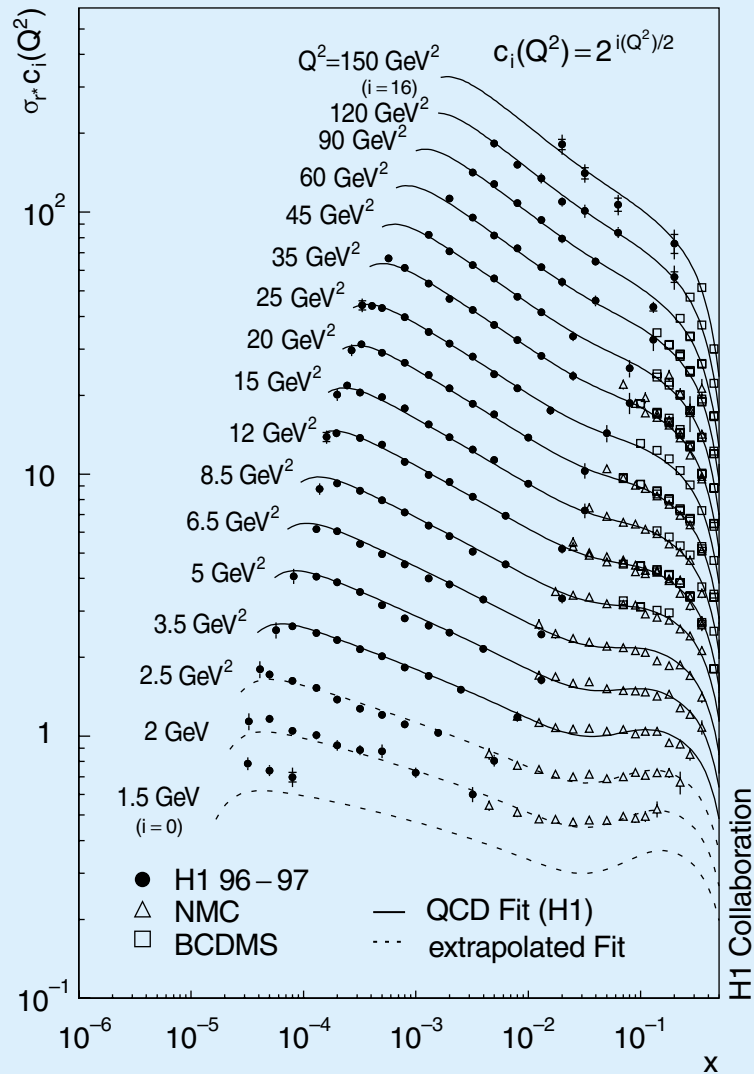


Abbildung 6: Reduzierter Wirkungsquerschnitt für den inklusiven NC-Streuprozess ($e^+ p \rightarrow e^+ X$) als Funktion des Impulsanteils x des gestreuten Quarks für verschiedene Werte Q^2 der Virtualität des ausgetauschten Bosons. Die H1-Daten erweitern beträchtlich den x -Bereich der Experimente mit stationärem Proton-Target (offene Symbole) und erschließen den Bereich zu kleineren x . Der Datensatz wird erfolgreich mit einer auf QCD-Rechnungen beruhenden Anpassung (durchgezogene Linie) beschrieben.

Die bestehenden vier Stationen des Vorwärts-Proton-Spektrometers (FPS) erhalten neue strahlenharte Faserdetektoren und positionsempfindliche Elektronenvervielfacher. Im Teststrahl wurde auch eine deutlich erhöhte Ansprechwahrscheinlichkeit aufgrund der geänderten Anordnung der Fasern bestätigt.

Für das Jahr 2002 ist schließlich der Einbau von zwei Stationen des neuen Vorwärts-Proton-Spektrometers (VFPS) in einer Driftstrecke zwischen zwei supraleitenden HERA-Magneten mehr als 200 m vom H1-Experiment vorgesehen. Dazu müssen die heliumgekühlten Stromleitungen umgelenkt und ein neues,

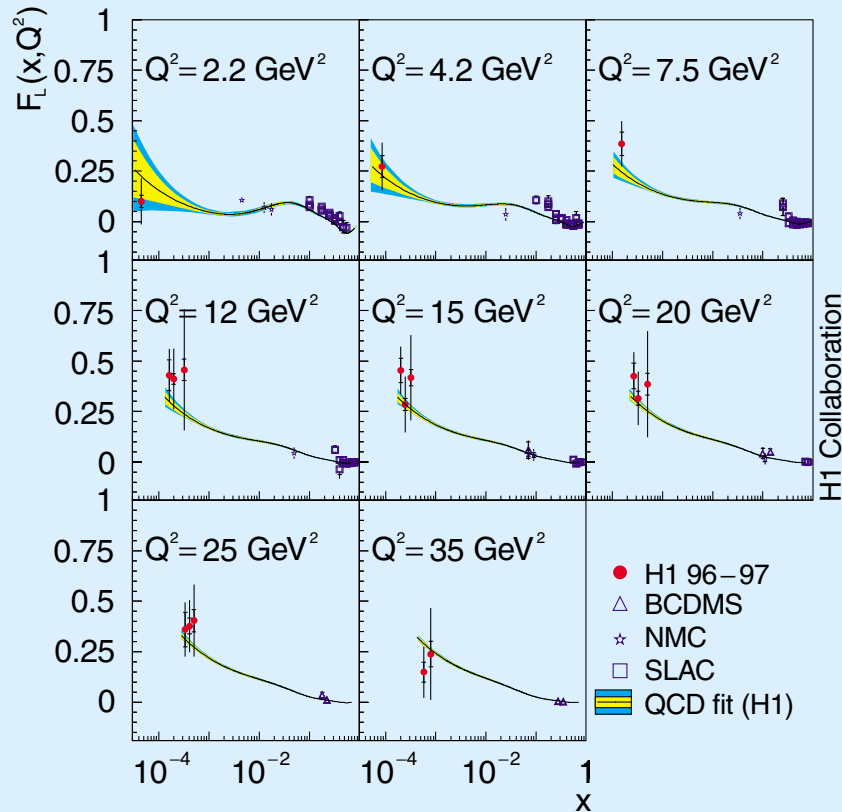


Abbildung 7: H1-Messung der von der Gluondichte abhängigen longitudinalen Strukturfunktion F_L in einem völlig neuen kinematischen Bereich gegenüber den Messungen an einem stationären Proton-Target. Der Anstieg von F_L zu kleinen Werten von x wird sehr gut im Rahmen der QCD-Anpassung (durchgezogene Linie) verstanden.

warmes Strahlrohrteil eingebaut werden. Die Konstruktion dieser Komponenten hat begonnen.

Physikalische Ergebnisse

Struktur des Protons und α_s

Im Berichtsjahr wurden zwei Publikationen veröffentlicht, die aufgrund neuer Präzisionsdaten Rückschlüsse auf die Struktur des Protons und auf α_s , die fundamentale Naturkonstante der starken Wechselwirkung, ermöglichen. In einer Arbeit wurde die inklusive Streuung untersucht, in der anderen die Produktion von Jets.

In tiefunelastischer e^+p Streuung bei hohen quadrierten Impulsüberträgen Q^2 reagiert das Positron mit einem geladenen Konstituenten (Quark) des Protons unter Austausch eines Eichbosons der elektroschwachen Wechselwirkung. Die neutralen Eichbosonen γ und Z koppeln an alle Quarks und Antiquarks (NC-Prozesse), das geladene W^+ jedoch nur an negativ geladene Quarks oder Antiquarks (CC-Prozesse). Die Gluonen haben keine elektroschwache Ladung und wechselwirken nicht direkt mit γ , Z oder W^+ .

Der totale (inklusive) Wirkungsquerschnitt für $e^\pm p \rightarrow e^\pm X$ ist proportional zur Dichteverteilung $q(x, Q^2)$ der Quarks. In der inklusiven Streuung lassen sich aus der Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Inelastizität y die beiden Strukturfunktionen F_2 und F_L

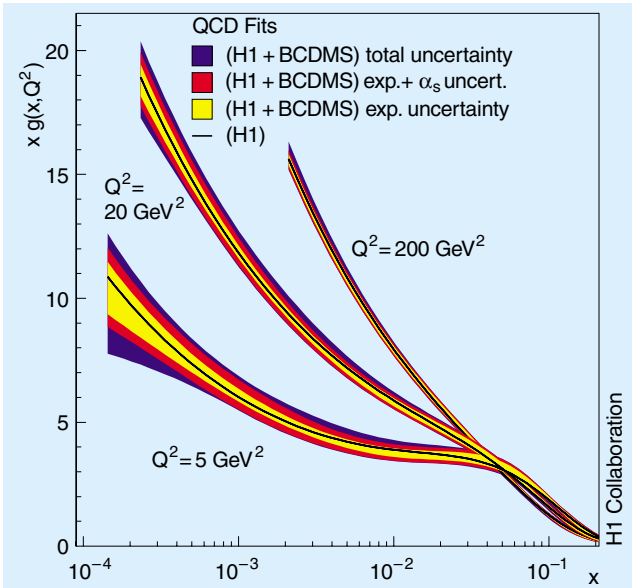


Abbildung 8: Gluonverteilung im Proton für drei verschiedene Werte von Q^2 aus einer Interpretation der inklusiven Lepton-Proton Daten von H1 und BCDMS im Rahmen der perturbativen QCD. Die zentralen schwarzen Linien in den Fehlerbändern zeigen die Gluonverteilung, die aus den H1-Daten allein folgt. Die Fehlerbänder geben die Unsicherheiten des Resultats unter verschiedenen Nebenbedingungen an. Das Anwachsen der Gluondichte zu kleinem x verstärkt sich mit wachsendem Q^2 .

ableiten. Sie sind mit dem so genannten reduzierten Wirkungsquerschnitt verknüpft:

$$\sigma_r = F_2(x, Q^2) - y^2 / (1 + (1 - y)^2) \times F_L(x, Q^2).$$

Die neue H1-Messung im Bereich $Q^2 < 150 \text{ GeV}^2$ ist in Abbildung 6 gezeigt. Die Daten haben einen statistischen Fehler von typisch 1% und, dank verbesserter Instrumentierung, einen systematischen Fehler von nur 3%. Sie sind somit von einzigartiger Präzision im Bereich kleiner x und ermöglichen detaillierte Untersuchungen zum Anwendungsbereich perturbativer Methoden der QCD, zur Bestimmung von $\alpha_s(Q^2)$ und der Struktur des Protons.

Aus der Variation von F_2 mit x und Q^2 , der so genannten Skalenverletzung, lassen sich die Gluondichteverteilung $x g(x, Q^2)$ sowie die Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ bestimmen. Die longitudinale Strukturfunktion

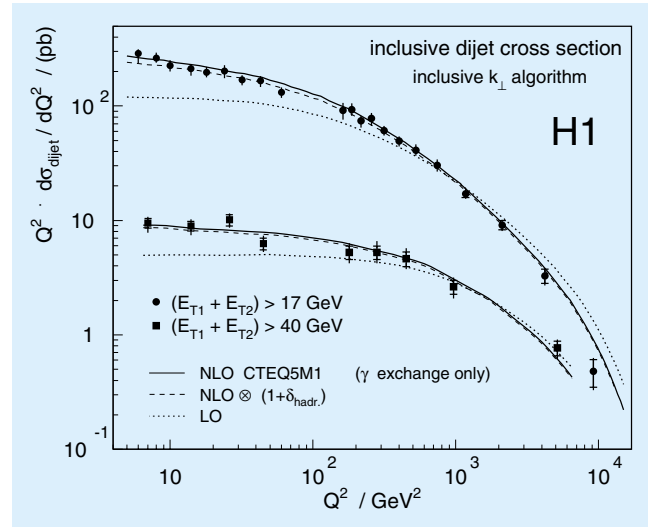


Abbildung 9: 2-Jet Wirkungsquerschnitt für den NC-Streuprozess ($e^+ p \rightarrow e^+ X$) als Funktion der Photon-Virtualität Q^2 für zwei untere Grenzen der Transversalenergien der Jets. Die Kurven zeigen, wie wichtig und wie erfolgreich es ist, perturbative QCD-Rechnungen in nächstführender Ordnung (NLO) für die Analyse zu verwenden.

F_L verschwindet in einfachster Näherung für Quarks mit Spin 1/2. Durch die Abstrahlung von Gluonen können jedoch endliche Werte für F_L zustande kommen. Insofern ist eine Bestimmung von F_L (Abb. 7) ein direktes Maß für die Gluondichteverteilung $x g(x, Q^2)$ im Proton. In einer umfassenden Analyse der neuen H1-Daten in Kombination mit früheren Messungen bei größeren x konnte unter Zuhilfenahme von perturbativen QCD-Strahlungsrechnungen die x -Abhängigkeit der Gluondichte $x g(x, Q^2)$ (Abb. 8) und gleichzeitig zum ersten Mal α_s bestimmt werden. Das Ergebnis für $\alpha_s(M_Z^2)$ ist

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1150 \pm 0.0017(\text{Expt.})_{-0.0005}^{+0.0009}(\text{Modell}),$$

mit einer zusätzlichen theoretischen Skalenunsicherheit von ± 0.005 . Die Messung von α_s aus der tiefinelastischen Streuung ist damit konsistent mit dem Weltmittelwert aller anderen Messungen und von vergleichbarer Präzision. Die in Abbildung 8 gezeigte Gluonverteilung ist im theoretisch besonders interessanten Bereich kleiner x von den H1-Daten dominiert und dort bei großen Q^2 experimentell auf wenige Prozent genau bestimmt. Die Daten, sowohl für

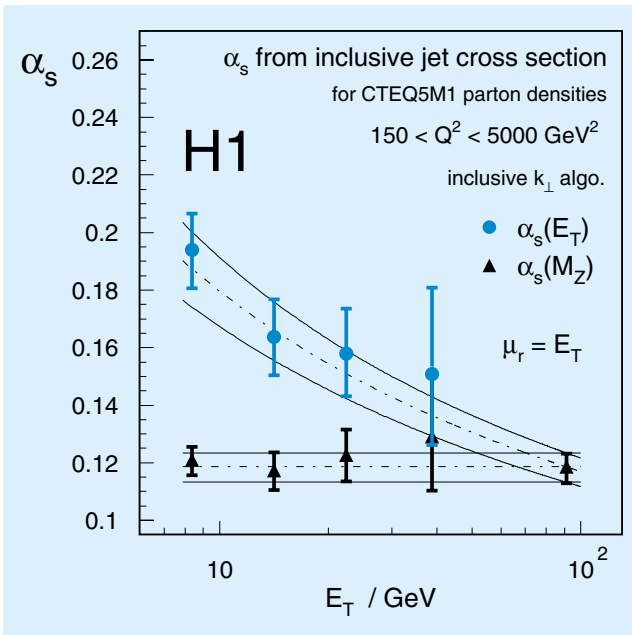


Abbildung 10: Die QCD-Kopplungsstärke α_s als Funktion der Energieskala E_T (transversale Jet-Energie), bestimmt aus Wirkungsquerschnitten für Jet-Produktion. Die aus den Messungen bei verschiedenen E_T extrapolierten Werte (Dreiecksymbole) für $\alpha_s(M_Z)$ stimmen sehr gut überein.

F_2 als auch für F_L , werden auch bei kleinen x gut durch die verwendete Störungsrechnung in der QCD beschrieben.

Während in den inklusiven Messungen Gluonen nur durch Prozesse höherer Ordnung beitragen, kann man in exklusiven Messungen Endzustände auswählen, die ohne Gluon-Strahlung gar nicht auftreten könnten. Das getroffene Quark wird als Jet von Hadronen aus dem Proton herausgestoßen. Ereignisse mit mehr als einem Jet werden erst möglich durch die Abstrahlung von Gluonen seitens des getroffenen Quarks, oder durch die Fluktuation eines im Proton enthaltenen Gluons in ein Quark-Paar. Gluonen machen sich im Proton in Mehr-Jet Ereignissen topologisch bemerkbar. Durch die Auswahl verliert man zwar an statistischer Signifikanz, gewinnt aber eine direktere Empfindlichkeit auf die Gluonverteilung im Proton und auf α_s .

Abbildung 9 zeigt den inklusiven 2-Jet Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photon-Virtualität Q^2 . Der Ver-

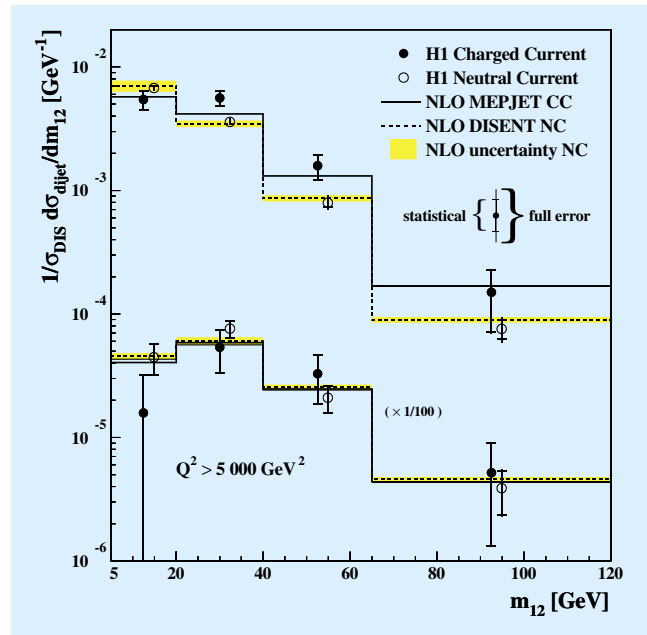


Abbildung 11: Verhältnis von 2-Jet und inklusivem Wirkungsquerschnitt als Funktion der invarianten Masse des 2-Jet Systems von CC und NC e^+p Prozessen für $Q^2 > 640 \text{ GeV}^2$ (oben) und für $Q^2 > 5000 \text{ GeV}^2$ (unten). Die Daten werden sehr gut durch perturbative QCD-Rechnungen in nächstführender Ordnung beschrieben.

gleich mit perturbativen QCD-Rechnungen demonstriert, dass die Daten durch Rechnungen in nächstführender Ordnung („Next-to-Leading Order“ NLO, also mit einem Parton mehr als für die Jet-Multiplizität mindestens erforderlich) sehr gut beschrieben werden. Dies ist nicht der Fall für Rechnungen in niedrigster Ordnung (LO). Die Sensitivität der Jet-Produktion auf die Kopplungsstärke α_s erlaubt es, diesen fundamentalen Parameter und seine Q^2 -Abhängigkeit experimentell zu bestimmen. Abbildung 10 zeigt α_s als Funktion der Energieskala, hier durch die transversale Jet-Energie ausgedrückt.

In einer weiteren Analyse wurden harte CC- und NC-Prozesse, die zwei Jets aufweisen, miteinander verglichen. Es erweist sich, dass sich die Wirkungsquerschnitte im interessanten Q^2 -Bereich von 640 bis 35000 GeV^2 nur um die verschiedenen starken Kopplungen der geladenen und der neutralen Ströme an die Quarks im Proton unterscheiden, aber offensichtlich nicht in der Wechselwirkungsdynamik. Solche

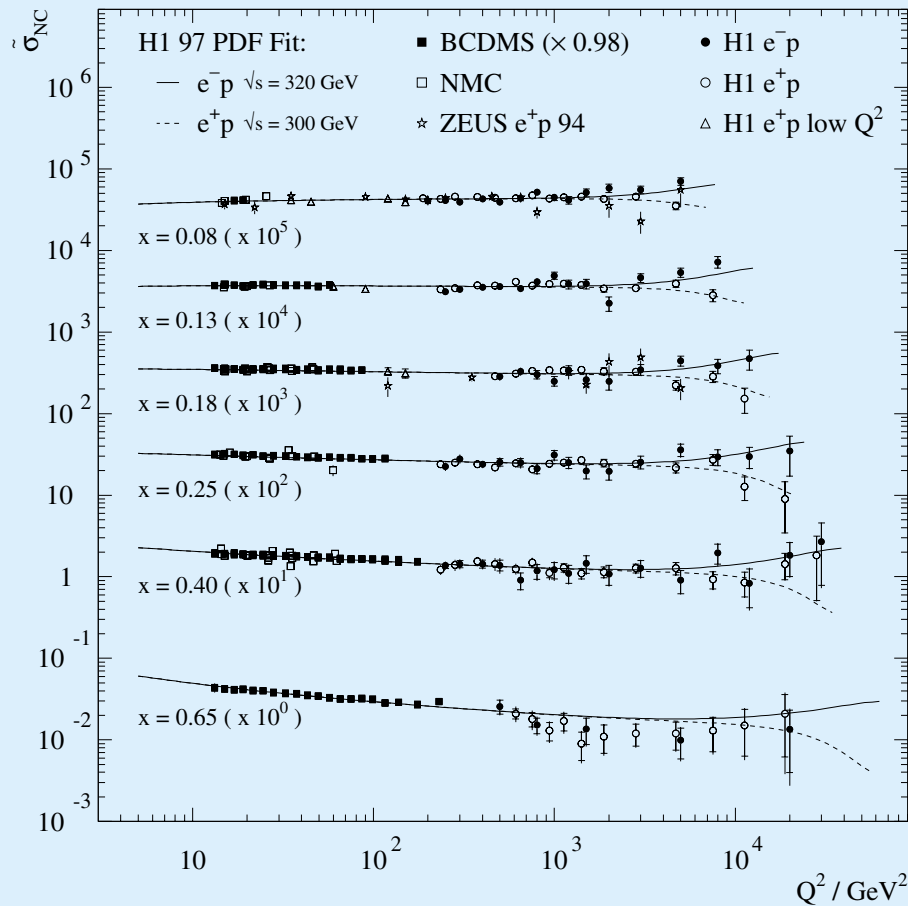


Abbildung 12: Reduzierte NC-Wirkungsquerschnitte für e^-p und e^+p Streuung als Funktion der Photon-Virtualität Q^2 für verschiedene Werte der Skalenvariablen x . Die für e^-p und e^+p sichtbaren Unterschiede bei hohen Q^2 resultieren aus dem Beitrag der γZ Interferenz zum Streuprozess.

Studien erlauben über einen großen Q^2 -Bereich eine Überprüfung der für harte Endzustände mit zwei Partonen gültigen perturbativen QCD-Rechnungen in nächstführender Ordnung. Abbildung 11 zeigt die für diese Rechnung besonders signifikante Massenverteilung der 2-Jet Systeme, einmal für den gesamten untersuchten Q^2 -Bereich, und einmal für $Q^2 > 5000 \text{ GeV}^2$. Die NLO Rechnung wird sowohl für den Fall der geladenen wie auch der neutralen Ströme in beiden Q^2 -Bereichen von den Daten bestätigt. Insbesondere lässt sich auch im Bereich des Z-Austausches bei den höchsten Impulsüberträgen und den größten 2-Jet Massen keine Abweichung von der im Standard-Modell vorhergesagten Dynamik der Jet-Produktion beobachten.

Elektroschwache Wechselwirkung

Die neutralen Ströme beinhalten Beiträge der elektromagnetischen (γ) und der schwachen (Z) Wechselwirkung. Der γ -Austausch dominiert für $Q^2 < M_Z^2$, während im Energiebereich der elektroschwachen Vereinheitlichung $Q^2 > M_Z^2$ die Beiträge von γ - und Z-Austausch vergleichbar stark werden. Aufgrund der Interferenz zwischen beiden Anteilen erwartet man einen größeren Wirkungsquerschnitt für e^-p als für e^+p Streuung bei großen Q^2 .

Die veröffentlichten Daten mit e^- Strahl sind in Abbildung 12 zusammen mit den bereits vorhandenen e^+ Da-

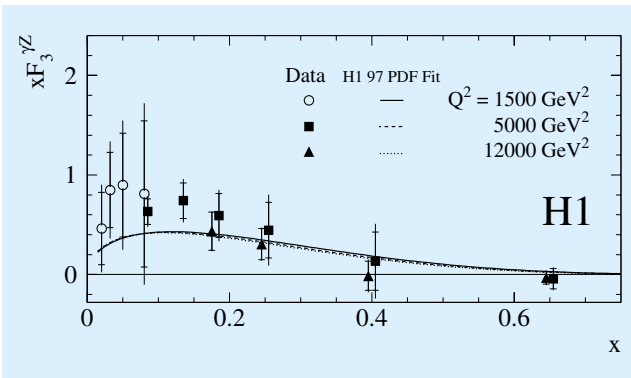


Abbildung 13: Die Strukturfunktion $x F_3^{\gamma Z}$ als Funktion der Skalenvariablen x für große Werte von Q^2 . Diese Strukturfunktion, die auf dem γZ -Interferenzbeitrag beruht, misst die x -Verteilung der Valenzquarks im Proton.

ten gezeigt. Der erwartete Unterschied zwischen den Wirkungsquerschnitten ist klar sichtbar und in Form der erstmalig bei hohen Q^2 veröffentlichten Strukturfunktion $x F_3^{\gamma Z}$ (für den dominierenden γZ Interferenzterm) in Abbildung 13 dargestellt.

Während die Strukturfunktion F_2 ein Maß für die Summe von Quark- und Antiquarkdichten im Proton darstellt, ist $x F_3^{\gamma Z}$ empfindlich auf deren Unterschiede, und damit auf die für die Ladungsquantenzahlen des Protons verantwortlichen Valenzquarks. Im Rahmen der bislang noch großen statistischen Fehler sind die hier gezeigten Daten mit einer Vorhersage verträglich, die auf einer Anpassung von Quarkdichten an e^+p Daten von H1 sowie an Daten anderer Experimente bei sehr viel kleineren Q^2 beruht. Diese erste $x F_3^{\gamma Z}$ Bestimmung demonstriert daher den Beitrag des Z -Austausches und bestätigt die in der QCD-Interpretation der Daten erhaltene Aufteilung der Quarkdichten in die einzelnen Quarkspezies.

Parton-Struktur des Photons

Photonen können in Formationen von Quarks und Gluonen fluktuieren. Die Parton-Struktur quasi-reeller Photonen, also von Photonen mit $Q^2 \sim 0 \text{ GeV}^2$, wurde hier mit folgender Methode beobachtet: Wenn ein Photon vor der Kollision mit dem Proton in einen Schwarm

von Partonen fluktuiert, so kann es zur Streuung eines Partons vom Photon an einem Parton des Protons kommen. Das Photon wird dann nicht als Ganzes absorbiert, sondern aufgelöst in ein Parton für die Kollision und in einen Rest, der in Richtung des Photons weiterfliegt. Aus der Kinematik der Jets, die bei der Kollision entstehen, kann man die Impulse der kollidierenden Partonen ermitteln, ausgedrückt als Bruchteile x_γ und x_p der Impulse des kollidierenden Photons und Protons. In der Analyse muss man jedoch berücksichtigen, dass es zwischen den beiden Resten zu weiteren Wechselwirkungen und, damit verbunden, zur Emission weiterer transversaler Energie kommen kann, die sich mit der der Jets überlagert. Es ist aber in der Analyse gelungen, diesen Einfluss aus den Daten selber abzuschätzen und so die Impulsverteilung der Partonen des Photons aus dem gemessenen differentiellen 2-Jet Wirkungsquerschnitt zu ermitteln. Da die x -Verteilung der Quarkdichte in Photonen schon aus der tiefunelastischen $e\gamma$ Streuung bekannt ist, konnte man deren Beitrag subtrahieren. Es bleibt ein Überschuss, der in Abbildung 14 zu sehen ist, und den man als Dichte der Gluonen interpretieren kann.

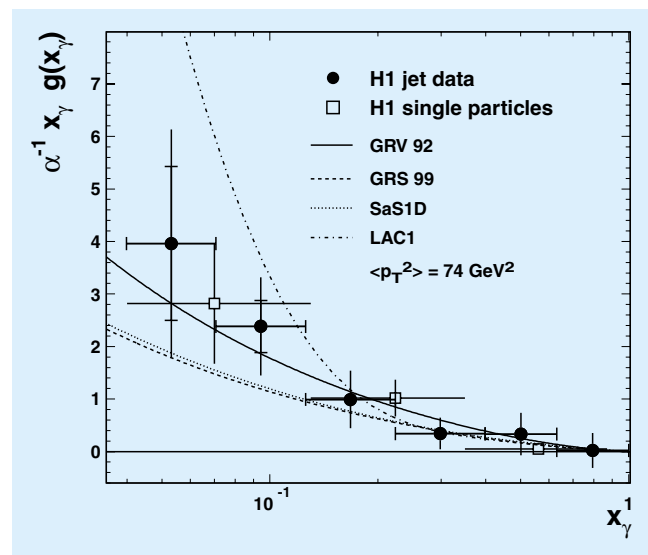


Abbildung 14: Impulsverteilung der Gluonen im Photon im Vergleich mit Vorhersagen aus verschiedenen perturbativen QCD-Rechnungen. Die Gluondichte im Photon steigt zu kleinen Werten von x stark an, eine Beobachtung, die auch für die Gluondichte im Proton gemacht wurde.

Es zeigt sich hier zum ersten Mal signifikant, dass die Dichte der Gluonen im Photon zu kleinen Werten von x_γ hin ansteigt, qualitativ ähnlich wie bei den Quarks und den Gluonen im Proton, während die aus der $e\gamma$ Streuung bekannte Quarkdichteverteilung im Photon dieses Verhalten in diesem x Bereich nicht zeigt. Dies lässt sich damit erklären, dass Quarks direkt an das Photon koppeln, während die Gluonen im Photon erst als Abstrahlungen von Quarks zustande kommen. Die H1-Daten erlauben es, zwischen den aufgrund unterschiedlicher physikalischer Ansätze weit voneinander abweichenden Annahmen über die Gluon-Struktur des Photons zu unterscheiden.

Diffraction virtueller Photonen

Wie schon erwähnt, können Photonen in partonische Zustände fluktuieren, zum Beispiel in eine Quark-Antiquark oder eine Quark-Antiquark-Gluon Formation, oder in ein richtiges Hadron wie ein Vektormeson. In Diffraktionsprozessen, bei denen das Proton intakt bleibt oder nur leicht angeregt wird und somit kein Farbaustausch zwischen Proton und Photon-Fluktuation stattfindet, können diese Zustände als auslaufende hadronische Vielteilchensysteme beobachtet werden. Der diffraktive Übergang des virtuellen Photons in einen reellen Zustand gibt deshalb einen Einblick, in welche Parton-Formationen das Photon fluktuiert. Außerdem erlauben Prozesse der „harten“ Diffraction mit hoher Photon-Virtualität Q^2 oder mit Jets eine partonische Interpretation des farblosen Austausches im Rahmen der perturbativen QCD.

Deshalb wurden in einer Arbeit diffraktive Ereignisse analysiert, bei denen ein hochvirtuelles Photon in einen relativ massiven Vielteilchen-Endzustand transformiert wird. Ein Teil dieser diffraktiven tiefunelastischen Ereignisse weist zwei oder drei Jets mit jeweils großem Transversalimpuls auf.

In einem Modell wird die Diffraction in tiefunelastischer $e p$ Streuung behandelt als Streuung an einem diffraktiven Austauschteilchen, dem Pomeron, welches vom Proton emittiert wird. Dadurch wird der Diffraktionsprozess von der Parton-Struktur des Protons entkoppelt und über die Partondichte dieses hypothetischen Austauschteilchens beschrieben. Aus früheren

Messungen der inklusiven tiefunelastischen Diffraction bei HERA gibt es bereits Ergebnisse für die Gluondichteverteilungen in diesem hypothetischen Austauschteilchen (Abb. 15a) und zugleich das Resultat, dass es nicht mit dem Pomeron aus der Hadron-Hadron Streuung bei kleinen Impulsüberträgen identifiziert werden kann. Der die Energieabhängigkeit kontrollierende Parameter $\alpha_P(0)$ ist mit 1.17 größer als 1.08, dem Wert aus der weichen Hadron-Hadron Diffraction. In Bezug auf die Parton-Struktur ergaben Messung und QCD-Analyse der Strukturfunktion des diffraktiven Austausches $F_2^{D(3)}$ eine eindeutige Dominanz von Gluonen über Quarks. Doch diese aus inklusiven Messungen gewon-

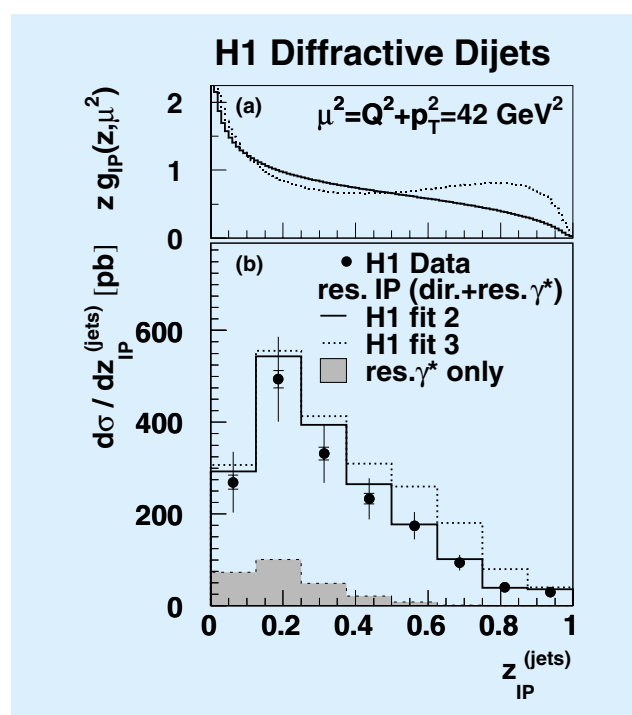


Abbildung 15: (a) Gluonverteilung im Pomeron als Funktion des Impulsanteils z im Pomeron. Die beiden Linien entsprechen zwei möglichen Anpassungen (fit 2,3) an H1-Daten der inklusiven diffraktiven Streuung in LO QCD. (b) Wirkungsquerschnitt für diffraktive Jet-Produktion als Funktion von z im Vergleich zu zwei Vorhersagen, die auf den oben gezeigten Gluonverteilungen beruhen. Die Jet-Daten sind direkt sensitiv auf diese Gluonverteilungen und liefern eine unabhängige Bestätigung der aus den inklusiven Daten gewonnen partonischen Interpretation der Diffraction.

nenen indirekten Ergebnisse zur Impulsverteilung der Gluonen hatten große Unsicherheiten. Abbildung 15b zeigt den Wirkungsquerschnitt als Funktion des Impulsanteils des Partons aus dem Pomeron, wie er aus der Kinematik von Jets rekonstruiert werden konnte, zusammen mit Vorhersagen für die beiden in Abbildung 15a gezeigten Lösungen für die Gluondichte aus der erwähnten inklusiven Analyse. Nur für eine dieser Dichteverteilungen gibt es eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Die hier aus den Jets gewonnenen Informationen erlauben eine wesentlich direktere Bestimmung der Gluonverteilung des diffraktiven Austausches als inklusive Messungen.

Theoretisch anspruchsvoll ist die Berechnung der Diffraktion als 2-Gluon-Austausch zwischen den Partonen des Protons und einer Quark-Antiquark bzw. Quark-Antiquark-Gluon Fluktuation des Photons. Hier erweist sich, dass in dem kinematischen Bereich, für den perturbative Rechnungen möglich sind, die Messungen tatsächlich beschrieben werden können. Es gibt auch Ansätze, die diffraktive Streuung mithilfe einer phänomenologischen Farbneutralisierung durch weitere sehr weiche Gluonen („Soft Colour Interaction“ SCI) zu erklären. Versucht man jedoch, die im Rahmen solcher Modelle durch Anpassung an diffraktive und totale inklusive Messungen gewonnenen Parametrisierungen auf die Jet-Daten anzuwenden, so erhält man keine befriedigende Beschreibung.

Der Vergleich von Resultaten aus der inklusiven diffraktiven Streuung mit den hier gezeigten Jet-Daten führt damit zu einer direkten experimentellen Bestätigung eines von Gluonen dominierten diffraktiven Austausches und ermöglicht Einblicke in die Dynamik der zugrunde liegenden, gleichzeitigen Wechselwirkung zwischen mehreren Partonen aus Photon und Proton.

Erzeugung schwerer Vektormesonen

Im Berichtsjahr wurden zwei Publikationen veröffentlicht, die sich auf die diffraktive Erzeugung schwerer Vektormesonen beziehen.

Zum einen wurden Resultate über die Elektroproduktion von ϕ -Mesonen gewonnen. Sie fügen sich konsistent ein in bereits vorliegende Ergebnisse zu anderen Vektormesonen V . Abbildung 16 zeigt den totalen elastischen Wirkungsquerschnitt $\gamma^*p \rightarrow Vp$. Es gibt

offensichtlich eine universelle Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Größe $(Q^2 + M_V^2)$ für alle Massen M_V der Vektormesonen und unterschiedliche Photon-Virtualität Q^2 .

Zum anderen konnten die beiden nächst schwereren Vektormesonen J/ψ und Υ , gebundene Zustände aus charm-anticharm- bzw. bottom-antibottom-Quarks, in der elastischen Photoproduktion gemessen werden. Die totalen Wirkungsquerschnitte sind ebenfalls in Abbildung 16 gezeigt. Der Υ Wirkungsquerschnitt liegt oberhalb der empirischen Kurve der $(Q^2 + M_V^2)$ -Abhängigkeit.

Ein interessantes Ergebnis lieferten die Abhängigkeiten des J/ψ Wirkungsquerschnitts vom Quadrat des Impulsübertrags t auf das Proton und von

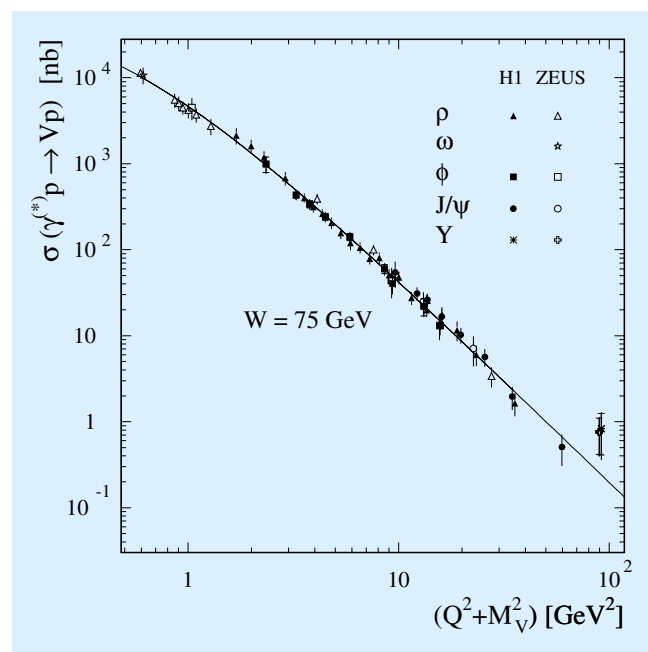


Abbildung 16: H1- und ZEUS-Messungen des totalen elastischen Wirkungsquerschnitts $\gamma^*p \rightarrow Vp$ für die Produktion von Vektormesonen (ρ , ω , ϕ , J/ψ und Υ) als Funktion der Variablen $(Q^2 + M_V^2)$. Die Daten sind auf eine Schwerpunktsenergie $W = 75$ GeV umgerechnet, mit den bekannten Energieabhängigkeiten. Unterschiede, die aufgrund der unterschiedlichen elektrischen Ladungen der Quarks erwartet werden, sind bereits berücksichtigt. Die Kurve ist eine Anpassung der Form $(A + Q^2 + M_V^2)^n$.

der γp Kollisionsenergie W . Aus dem Wert $b = 4.73 \pm 0.25 \pm 0.39 \text{ GeV}^{-2}$ für den Steigungsparameter der t -Verteilung kann man schließen, dass das Vektor-meson J/ψ deutlich kleiner ist als ein normales Hadron wie zum Beispiel das Proton oder das ρ -Meson. Die in der H1-Analyse beobachteten Werte stimmen mit einer Vorhersage einer perturbativen 2-Gluon-Austausch Rechnung für den harten Diffraktionsprozess überein. Diese Übereinstimmung ist eine wichtige Bestätigung dieses Ansatzes für ein mikroskopisches Verständnis der Diffraktion.

Abweichungen vom Standard-Modell

Auch wenn das Standard-Modell in der Beschreibung von Daten seit vielen Jahren sehr erfolgreich ist, ist es unbefriedigend, dass es viele unabhängige Parameter enthält, die empirisch bestimmt werden müssen. Man darf also vermuten, dass durch tieferes physikalisches Verständnis Zusammenhänge zwischen diesen Parametern hergestellt werden können. Deshalb wurden die Daten mit den höchsten Werten des Impulsübertrages eingehend untersucht, um aus möglichen Abweichungen vom Standard-Modell Hinweise auf solche Strukturen zu erhalten.

Das H1-Experiment hat die $e^+p \rightarrow e^+X$ Daten im Q^2 Bereich von 200 bis 30 000 GeV^2 mit den Vorhersagen des Standard-Modells verglichen. Der höchste

Wert von Q^2 entspricht einer Ortsauflösung von 1/1000 des Protonenradius. Es wurden keine Hinweise auf räumliche Strukturen in den Quarks gefunden. Daraus kann man schließen, dass die leichten Quarks kleiner als $1.7 \times 10^{-18} \text{ m}$ sind, und dass mögliche neue Kräfte entsprechend kurze Reichweite haben. Für deren Austauschteilchen bedeutet das, dass sie schwerer als 2–5 TeV sind, also mindestens etwa 20–50 mal so schwer wie die Austauschteilchen Z und W^\pm der schwachen Wechselwirkung.

Eine interessante Hypothese bezieht sich auf das Graviton. Während Quarks und Gluonen die gewohnten vier Dimensionen einnehmen, könnte ein masseloses Graviton in einem $4 + n$ -dimensionalen Raum existieren, wobei der Raum in diesen zusätzlichen Dimensionen auf ein sehr kleines Volumen zusammengezogen („kompaktifiziert“) ist. Das Volumen dieses Raums ist durch eine Massenskala M_S charakterisiert. Wenn die Zahl dieser zusätzlichen kompaktifizierten Dimensionen größer als zwei ist, könnten Auswirkungen der Gravitationswechselwirkungen zwischen Elektron und Quarks und auch Gluonen bei HERA sichtbar werden. Der erwartete Einfluss eines solchen Gravitons sollte sich im differentiellen Wirkungsquerschnitt bei den größten Werten von Q^2 bemerkbar machen. Aus der guten Übereinstimmung der Daten mit dem Standard-Modell ergeben sich Grenzen (95% CL) für die Massenskala M_S von mindestens 0.48 oder 0.76 TeV, je nach Vorzeichen der Interferenz des Gravitons mit dem neutralen Strom.