

Abbildung 2: Die neuen Vorwärtsspurkammern vor dem Einbau in den H1-Detektor.

# 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, Univ. Dortmund, JINR Dubna, CEA Saclay, DESY und Univ. Hamburg, Univ. und MPI Kernphys. Heidelberg, Univ. Kiel, Slovak Acad. Sci. Košice, Univ. of Lancaster, Univ. of Liverpool, QMWC London, Univ. of Lund, Univ. of Manchester, Univ. Marseille, ITEP und Lebedev Inst. Moscow, MPI Phys. München, Univ. Paris-Sud Orsay, Ec. Polytech. Palaiseau, Univ. Paris VI und VII, Czech Acad. Sci. und Charles Univ. Prague, INFN und Univ. 3 Rome, Paul Scherrer Inst. Villigen, Univ.-GH Wuppertal, Phys. Inst. Yerevan, DESY Zeuthen, ETH und Univ. Zürich.

**Sprecher:** E. Elsen, DESY

Nach dem Ende der erfolgreichen Datennahme der HERA I Phase im Jahr 2000 konzentrierten sich die Aktivitäten der H1-Kollaboration auf die Analyse dieser Daten und den Abschluss der umfangreichen Erweiterungsarbeiten am Detektor (Abb. 2).

Im Berichtsjahr 2001 hat die H1-Kollaboration 11 wissenschaftliche Arbeiten mit folgenden Schwerpunkten publiziert:

Die Beobachtung, dass die in inklusiver tiefunelastischer Elektron-Proton Streuung (DIS) gemessene Strukturfunktion des Protons zu kleinen relativen Impulsanteilen  $x$  der Quarks im Proton stark anwächst, stellt ein Hauptresultat der HERA I Phase dar. Eine detaillierte Analyse der jetzt hochpräzisen Daten ergibt, dass sich dieser Anstieg selbst zu den kleinsten Werten von  $x$  fortsetzt.

Ein Schwerpunkt der Physikanalysen lag im Vergleich der Messungen mit Vorhersagen der Quantenchromodynamik (QCD), der Theorie der starken Wechselwirkung. Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Teilchenjets können sehr zufriedenstellend durch QCD-Rechnungen beschrieben werden, falls diese in nächstführender Ordnung der starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$  durchgeführt werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Charm-Quarks ist direkt empfindlich auf die Gluonen im Proton. Es zeigt sich, dass die aus inklusiven DIS-Messungen gewonnene Informa-

tion über die Gluondichte im Rahmen der QCD-Rechnungen einen Charm-Anteil an der Proton-Strukturfunktion vorhersagt, der sehr gut mit den direkten Messungen übereinstimmt.

Eine Klasse von Ereignissen, bei denen das Proton bei der Streuung unversehrt bleibt, findet besonderes Interesse bei HERA. Neue Daten, die einen großen Bereich in der Energie des gestreuten Protons überstreichen, ergaben genauere Aufschlüsse über die Mechanismen dieser Streuprozesse. Ereignisse, bei denen neben gestreutem Proton und Elektron nur ein Photon erzeugt wird, erlauben es, Unsicherheiten in der Modellierung des erzeugten Endzustandes auszuschließen.

In mehreren Veröffentlichungen wurde über die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells berichtet. Die Suche konzentrierte sich primär auf neue Elementarteilchen wie angeregte Leptonen und Quarks, Leptoquarks und supersymmetrische Teilchen. Die große akkumulierte Luminosität ergab bei Verfügbarkeit von sowohl  $e^-p$  als auch  $e^+p$  Streudaten wesentlich höhere Sensitivitäten als vorhergehende Messungen bei HERA. Es wurden keine Anzeichen für die Existenz solcher Teilchen in dem bei HERA zugänglichen Massenbereich gefunden. Es konnten Obergrenzen für Produktionsraten abgeleitet werden, die, verglichen mit den an anderen Beschleunigern wie LEP und TEVATRON gewonnenen Grenzen, oft einschränkender sind.

## Der H1-Detektor für HERA II

Die geplanten Ausbauarbeiten am H1-Detektor sind in der ersten Jahreshälfte durchgeführt worden, so dass die Eisenschalen des Magneten Mitte Juli 2001 nach ausführlichen Tests der beiden neuen supraleitenden Strahlführungsmagnete innerhalb des Detektors geschlossen werden konnten.

Alle zentralen Detektorkomponenten sind anschließend mit Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung erfolgreich getestet worden. Dabei lieferte auch die neue zentrale innere Vieldrahtproportionalkammer CIP erste Triggersignale.

Anfang Oktober konnten mit dem neuen Luminositätsmonitor die Bremsstrahlungs-Photonen der ersten Kollisionen bei HERA II beobachtet werden. Die Kalibrierung des Detektors und die Echtzeitprogrammierung sind seitdem weit fortgeschritten, so dass ab Anfang 2002 die Luminosität von HERA mit Präzision gemessen werden kann.

Bei den ersten Versuchen, den zentralen Detektor im Strahlbetrieb einzuschalten, wurde selbst bei relativ kleinen Strahlströmen ein hoher Strahlungsuntergrund beobachtet. Es wurden intensive Studien zur Optimierung der Strahlage durchgeführt, die noch nicht abgeschlossen sind. Für höhere Strahlströme muss der Untergrund noch reduziert werden. Dazu werden Anfang 2002 zusätzliche Kollimatoren gegen Synchrotronstrahlung installiert. Der protoninduzierte Untergrund wird sich im Laufe der Zeit durch Verringerung der Restgaskonzentration reduzieren.

Als weitere neue Detektorkomponente hat der schnelle Spurtrigger FTT im Herbst 2001 mit dem erfolgreichen Test eines Prototyps auch den dritten Meilenstein passiert und befindet sich jetzt in der Serienproduktion. Er soll im Sommer 2002 in Betrieb genommen werden.

Für die in den Jahren 1996 bis 2000 aufgenommenen Daten wurde die Kalibrierung und relative Orientierung der zentralen Spurdetektoren (Driftkammern in  $r\phi$  und  $z$  und ab 1997 ein Siliziumstreifendetektor) neu bestimmt. Dabei kam ein neuartiges Verfahren der linearen Ausgleichsrechnung zur Anwendung, das die Berechnung von mehreren hundert Kalibrationsparametern aus Anpassungen an einige zehntausend Spuren ermöglicht. Anschließend wurden alle Daten innerhalb

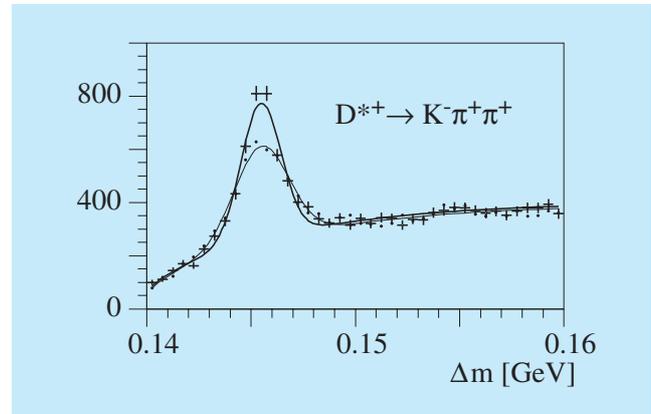


Abbildung 3: Massendifferenz  $\Delta m = m(K^- \pi^+ \pi^+_{\text{slow}}) - m(K^- \pi^+)$  bei der Suche nach  $D^*$ -Kandidaten. Die neue Kalibration der zentralen Spurdetektoren (Kreuze und dicke Linie) verbessert die Massenauflösung um 25% relativ zur früheren Kalibration (Punkte und dünne Linie).

weniger Wochen mit diesen Konstanten auf einer Multi-processorfarm von Linux PCs analysiert. Als Beispiel für die verbesserte Messgenauigkeit ist die Massendifferenz  $\Delta m = m_{K^- \pi^+ \pi^+_{\text{slow}}} - m_{K^- \pi^+}$  in der Zerfallskette  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+_{\text{slow}}$  und  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  in Abbildung 3 dargestellt.

HERA II wird erstmals auch für die Experimente H1 und ZEUS longitudinal polarisierte Elektronenstrahlen zur Verfügung stellen. Da einige  $e p$  Wirkungsquerschnitte ganz empfindlich von der Polarisation abhängen, muss deren Wert für jedes einzelne Strahlpaket und zu jedem Zeitpunkt mit großer Präzision gemessen werden. Dazu soll im Jahr 2002 das jetzt im Bereich des HERMES Experiments aufgebaute Polarimeter um ein neues Instrument ergänzt werden. Dabei nutzt man aus, dass die Energie eines am Elektronenstrahl gestreuten, zirkular polarisierten Photons von der longitudinalen Polarisation des Strahls abhängt. Dieses Gerät erzielt die nötige Intensität des Photonenstrahls mit einem Trick: der Laserstrahl wird einfach zwischen den Spiegeln einer Kavität (Abb. 4) mehrere zehntausendmal hin- und hergeworfen. Die Arbeiten an der Vorbereitung dieses Interferometers, das hohe Anforderungen an die mechanische Stabilität stellt, sind im Labor in Orsay intensiv vorangetrieben worden: der Testaufbau des Interferometers konnte erfolgreich betrieben werden.

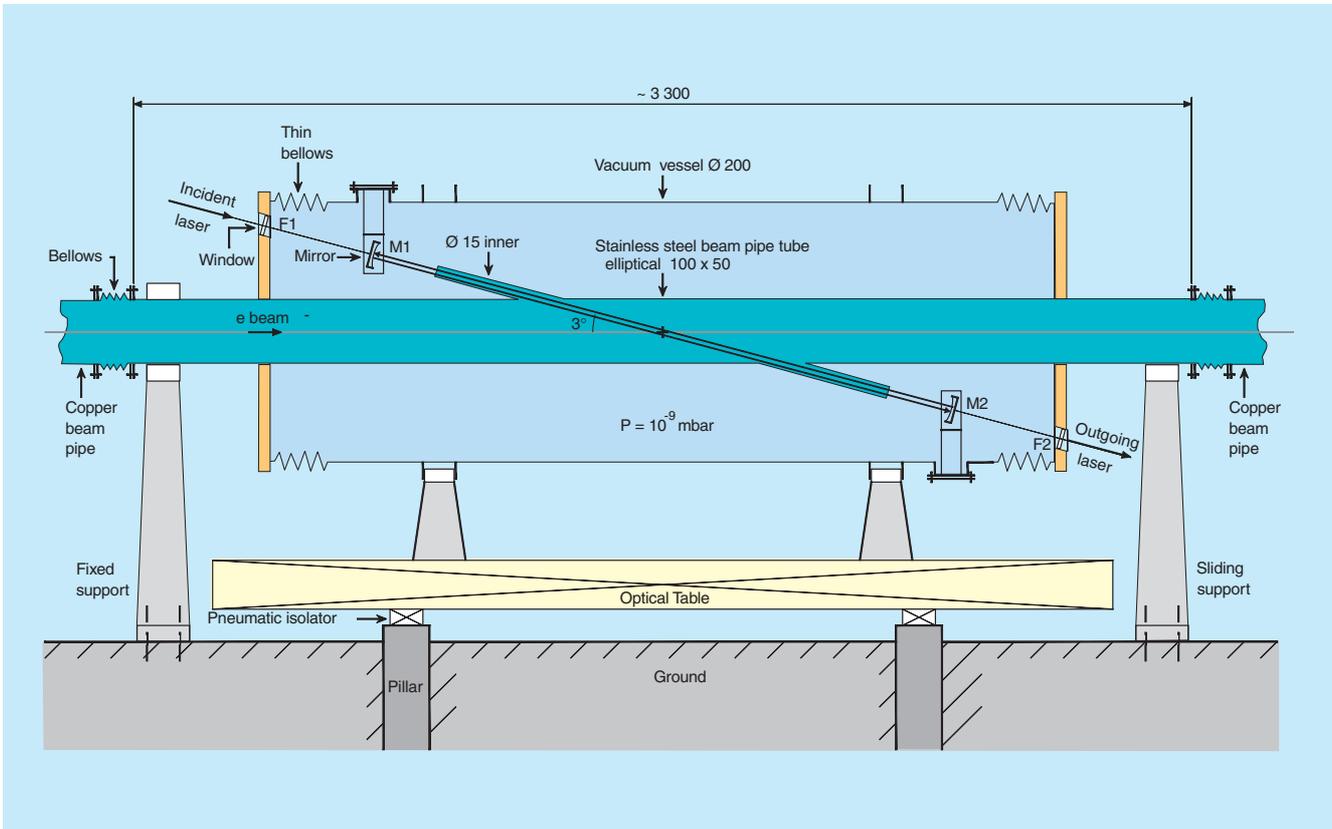


Abbildung 4: Der Aufbau des geplanten Polarimeters zum Nachweis der longitudinalen Polarisation. Ein zirkular polarisierter Laserstrahl wird quasi zwischen den Spiegeln des Interferometers gespeichert und so die Intensität des Strahls um mehrere Größenordnungen erhöht. Im Mittel streuen mehrere Photonen an jedem einzelnen Paket des Elektronenstrahls, so dass aus der Energie-Asymmetrie der gestreuten Photonen im entfernten Kalorimeter die longitudinale Polarisation mit einer Präzision von besser als 1% pro Paket bestimmt werden kann. Die Spiegel sind in einem Vakuumtank untergebracht, der über eine optische Bank aktiv von den Bodenbewegungen im HERA-Tunnel entkoppelt wird.

## Physikalische Ergebnisse

### Der Anstieg der Strukturfunktion $F_2$

Das Verhalten der Proton-Strukturfunktion  $F_2$  bei höchsten Energien ist eine der wichtigen offenen Fragen der Quantenchromodynamik (QCD). Die H1-Kollaboration hatte im Jahr 2000 über Messungen der Strukturfunktion  $F_2$  berichtet. Dabei wurden in der tiefunelastischen inklusiven Elektron-Proton-Streuung Ereignisse bei großen Photon-Virtualitäten  $Q^2$  registriert. Es gelang, den bei HERA schon in früheren Jah-

ren entdeckten Anstieg der Proton-Strukturfunktion  $F_2$  mit zuvor unerreichter Genauigkeit zu vermessen. Dieser Anstieg zu kleinen Werten der Bjorken-Variablen  $x$  (relativer Quarkimpuls im Proton) wird in der QCD als Zunahme der Dichte der bei diesen Stößen wirksamen Quarks und Gluonen im Proton interpretiert.

In den letzten Jahren wurde die Frage stark diskutiert, ob sich dieser zu kleinen  $x$  hin beobachtete Anstieg unvermindert fortsetzt, oder ob schon bei den gegenwärtigen Energien Sättigungseffekte beobachtet werden, wie sie für hohe Gluondichten theoretisch vorausgesagt wurden.

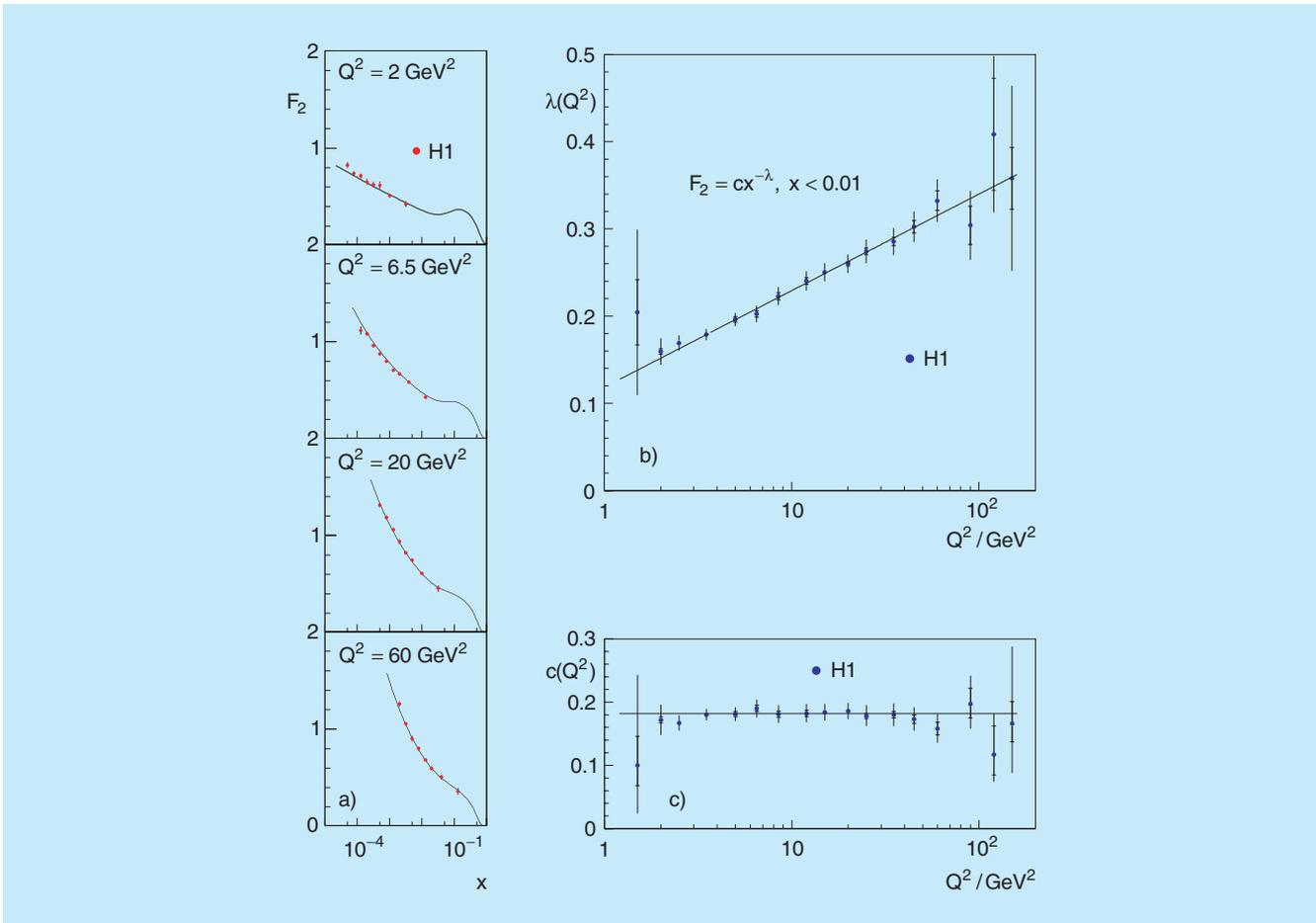


Abbildung 5: Anstieg der Proton-Strukturfunktion  $F_2$  zu kleinen  $x$ . a) Beispiele für  $F_2(x)$  bei verschiedenen  $Q^2$  im Vergleich mit den Ergebnissen einer QCD-Analyse. b) und c) Resultierende  $\lambda$  und  $c$  aus Anpassungen der Form  $F_2 = c x^{-\lambda}$  an die  $F_2$ -Daten mit  $x < 0.01$  für verschiedene  $Q^2$ . Die Geraden stellen das Ergebnis einer linearen Anpassung an die  $\lambda$ -Resultate und das mittlere  $c$  dar.

Die H1-Kollaboration hat deshalb die im Jahre 2000 vorgelegten Daten einer Prüfung speziell unter diesem Aspekt unterzogen. Es zeigte sich, dass die logarithmische Steigung von  $F_2$  bei festem  $Q^2$

$$\lambda = -(\partial \ln F_2 / \partial \ln x)_{Q^2}$$

im untersuchten  $Q^2$  Bereich von etwa 2 bis 150  $\text{GeV}^2$  bei kleinen Werten von  $x$  ( $x < 0.01$ ) im Rahmen der Messgenauigkeit unabhängig von  $x$  ist. Dies bedeutet, dass die Messungen mit dem einfachen Verhalten

$$F_2 = c(Q^2) x^{-\lambda(Q^2)}$$

verträglich sind.

Der Anstieg der Strukturfunktion zu kleinen  $x$  nimmt mit  $Q^2$  zu, wie die Beispiele für verschiedene  $Q^2$  in Abbildung 5a) zeigen. Anpassungen von  $c(Q^2)$  und  $\lambda(Q^2)$  an die  $F_2$ -Ergebnisse für  $x < 0.01$  ergeben, dass die Strukturfunktion durch  $\lambda(Q^2) = a \cdot \ln[Q^2/\Lambda^2]$  ( $a = 0.0481$ ,  $\Lambda = 292 \text{ MeV}$ ) und mit konstantem  $c = 0.18$  beschrieben werden kann (Abb. 5b) und c)).

Die Strukturfunktion lässt sich also im untersuchten tiefunelastischen Bereich durch ein Potenzverhalten sehr einfach darstellen. Eine Änderung des fraktalen Verhaltens im Bereich der höchsten Quark-Gluondichten wird nicht beobachtet.

## Produktion von Teilchenjets

Während die Quantenchromodynamik inklusive tief-unelastische Streuprozesse ( $ep \rightarrow eX$ ) mit einiger Präzision beschreibt, sind Berechnungen für detailliertere Studien des hadronischen Endzustandes mit größeren Unsicherheiten behaftet. Theoretische Wirkungsquerschnitte werden über Störungsrechnungen, das heißt Entwicklungen in Potenzen der starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$ , berechnet. Das notwendige Abbrechen der Störungsreihe kann zu beträchtlichen Unsicherheiten (Skalenunsicherheit) in der Vorhersage führen. Zum Beispiel sind für die 2-Jet Produktion in DIS Berechnungen nur in nächstführender Ordnung (NLO) verfügbar, das heißt in der zweiten Ordnung von  $\alpha_s$  ( $O(\alpha_s^2)$ ). Diese Rechnungen waren benutzt worden, um die Gluondichte im Proton und den Wert von  $\alpha_s$  zu ermitteln. Die Präzision, mit der insbesondere  $\alpha_s$  bestimmt werden konnte, war begrenzt durch die Kenntnis der Protonstruktur und durch die Skalenunsicherheit.

Im Berichtsjahr waren jedoch zum ersten Mal QCD-Rechnungen für die 3-Jetproduktion in nächstführender Ordnung ( $O(\alpha_s^3)$ ) verfügbar. In Abbildung 6 sind diese Rechnungen mit der ersten Messung des 3-Jet Wirkungsquerschnittes in DIS verglichen. Die H1 Daten, gezeigt als Verhältnis der 3-Jet zur 2-Jet Rate, sind sehr gut durch die  $O(\alpha_s^3)$ -Rechnung beschrieben, während Rechnungen in führender Ordnung  $O(\alpha_s^2)$  sehr deutliche Abweichungen zeigen. Dies ist der erste – und erfolgreiche – quantitative Test von QCD-Rechnungen der Ordnung  $O(\alpha_s^3)$  in hadronischen Kollisionen. Die Fehler der H1 Datenpunkte sind vorwiegend statistischer Natur und können deshalb verkleinert werden, wenn mehr Daten zur Verfügung stehen. Dies eröffnet die Möglichkeit einer sehr präzisen Messung der fundamentalen Naturkonstante  $\alpha_s$ , wie man in Abbildung 6 am Vergleich der jetzigen Messfehler mit dem dunklen Band, das eine Variation von  $\alpha_s$  um etwa 5% darstellt, sieht.

In einer weiteren Analyse wurde die Produktion von Jets bei sehr kleinen Virtualitäten  $Q^2$  des ausgetauschten Photons (Photoproduktion) untersucht. In diesem Bereich erwartet man, dass das Photon erst in ein partonisches System aus Quarks und Gluonen fluktuieren kann, bevor der harte Streuprozess der Jet-Produktion stattfindet. Diese Fluktuation kann im Gegensatz zum

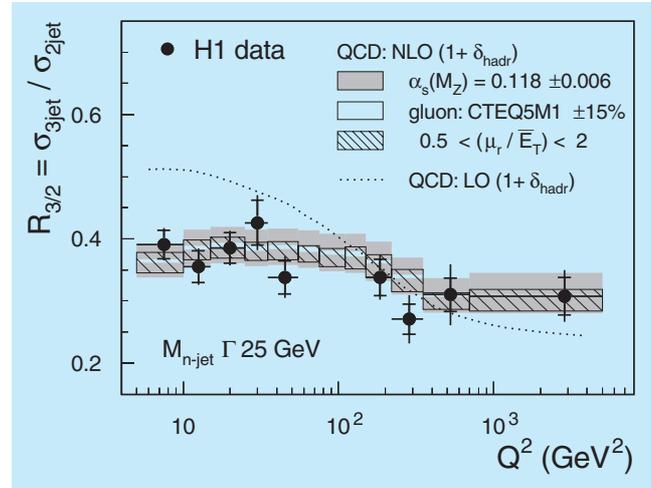


Abbildung 6: Verhältnis  $R_{3/2}$  des 3-Jet zu 2-Jet Wirkungsquerschnittes in tiefunelastischer  $ep$ -Streuung als Funktion der Virtualität  $Q^2$  im Vergleich zu QCD-Rechnungen in führender (LO) und nächstführender (NLO) Ordnung. Die Bänder beschreiben theoretische Unsicherheiten der Berechnungen.

harten Streuprozess nicht störungstheoretisch berechnet werden, sondern muss durch die Einführung von Partondichten im Photon parametrisiert werden. Abbildung 7 zeigt den 2-Jet Wirkungsquerschnitt bei  $Q^2 \approx 0$  für verschiedene Regionen der relativen Impulsbruchteile  $x_p$  ( $x_\gamma$ ) der Partonen aus dem Proton (Photon), die die harte Produktion der zwei Jets bewirken. Auch in diesem schwierigen Fall ist die QCD-Rechnung in der Lage, die Messungen zu beschreiben, obwohl die Partondichte im Photon aus einem ganz anderen Prozess, nämlich der Reaktion  $\gamma^*\gamma \rightarrow X$  bei LEP bestimmt wurde. Wie Abbildung 7 zeigt, erstreckt sich die Messung auch auf hohe Werte von  $x_p$  und eignet sich somit für eine Bestimmung der Protonstruktur in diesem  $x_p$ -Bereich, der sonst nur durch inklusive DIS-Messungen oder durch Messungen der Jet-Wirkungsquerschnitte am Tevatron  $p\bar{p}$ -Collider zugänglich ist.

## Prozesse mit unversehrten Protonen

Von besonderem Interesse unter den  $e p$ -Streuprozessen sind solche, aus denen das Proton unversehrt hervorgeht. Diese Reaktionen stellen einen beträchtlichen

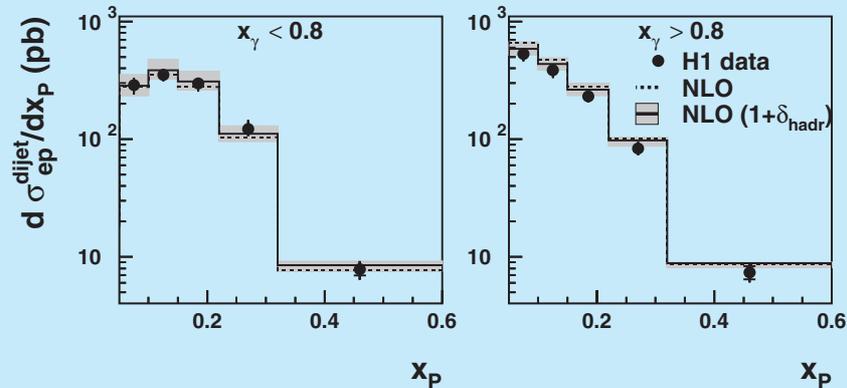


Abbildung 7: Wirkungsquerschnitte für 2-Jet Photoproduktion als Funktion des relativen Partonimpulses  $x_p$  im Proton für zwei Bereiche des relativen Partonimpulses  $x_\gamma$  im Photon. Die Daten sind mit QCD-Rechnungen in nächstführender Ordnung (NLO) verglichen.

Anteil des totalen Wirkungsquerschnitts dar. Wenn der Energieverlust des Protons gering ist, spricht man in Analogie zur Optik von „diffraktiven“ Ereignissen („Pomeron-Austausch“, P). Werden jedoch Quanten-

zahlen, Impuls und Drehimpuls übertragen, so spricht man im Rahmen der Regge-Phänomenologie vom Austausch von „Reggeonen“, die Pionen ( $\pi$ ) und weitere Mesonen (R) umfassen.

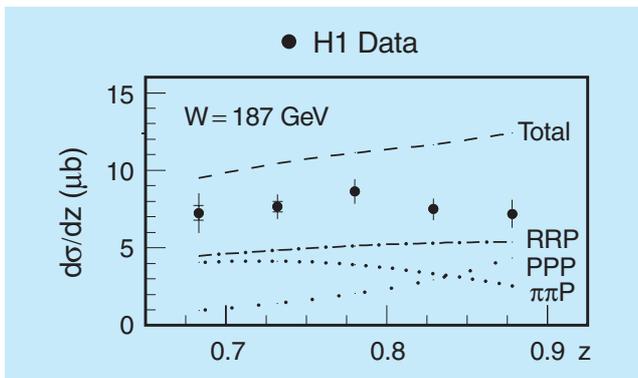


Abbildung 8: Der Wirkungsquerschnitt für den Prozess  $\gamma p \rightarrow pX$ , in dem das unversehrte Proton mit Energie  $E'_p = zE_p$  explizit nachgewiesen wird. Bei einer festen Schwerpunktsenergie  $W = 187\text{GeV}$  ist der Querschnitt verglichen mit der Erwartung (Total), die man mit weitergehenden Annahmen aus Hadron-Hadron-Stößen ableiten kann. Zum Tragen kommen dabei Einzelbeiträge von Austauscheteilchen (R,P und  $\pi$ ), die getrennt angegeben sind. Angesichts der Normierungsunsicherheiten eines solchen Vergleichs ist die Beschreibung befriedigend.

Nach früheren Messungen im Bereich geringen Energieverlustes des Protons wurde beim H1-Experiment jetzt der Photoproduktionsprozess für großen Energieverlust untersucht. Es zeigt sich, dass der Wirkungsquerschnitt dabei unabhängig von der Energie des ausgehenden Protons ist (Abb. 8). Dies ist überraschend, denn aus ähnlichen Untersuchungen in pp-Stößen weiß man, dass der Wirkungsquerschnitt sich aus einer komplexen Mischung von Reggeonen und Pomeronen zusammensetzt (Linien in Abb. 8). Offenbar ist in diesem Bild die Variation dieser Zusammensetzung bei HERA gerade so, dass sich insgesamt ein nahezu energieunabhängiger Streuquerschnitt ergibt.

Für hohe Photon-Virtualitäten  $Q^2$  ist die laterale Ausdehnung des Photons  $\gamma^*$  begrenzt und in der Regel kleiner als die des Protons. In diesen Fällen sollte das anschauliche Bild der Diffraktion, in dem Photon und Proton als Ganzes beitragen, nicht mehr gültig sein, da die relevanten Abmessungen zu unterschiedlich sind. Trotzdem beobachtet man auch in diesem Fall unversehrte Protonen im Vorwärtsdetektor. Der Anteil dieser Prozesse scheint sogar zu steigen, wenn die transversale

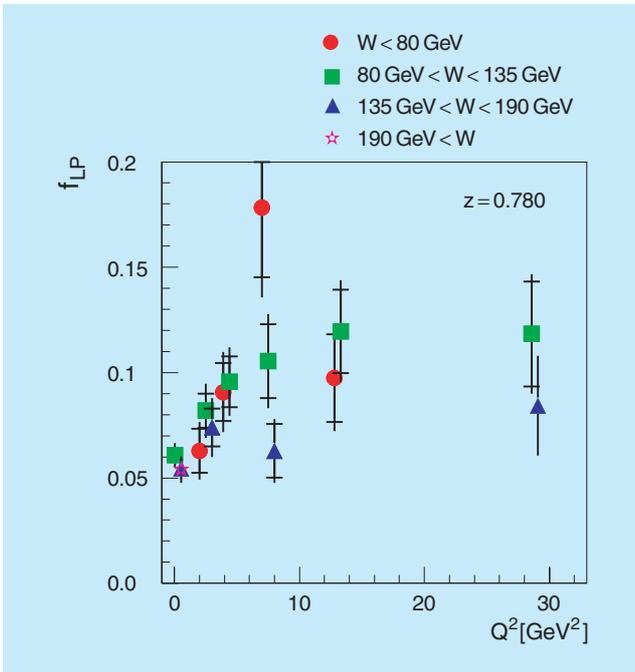


Abbildung 9: Der Anteil der Prozesse mit unversehrten Protonen  $f_{LP}$  am Gesamtwirkungsquerschnitt als Funktion der Virtualität des Photons  $Q^2$  für einen festen Wert der relativen Energie des auslaufenden Protons  $z$ . Die Datenpunkte beziehen sich auf die angegebenen Schwerpunktsenergien  $W$ .

Dimension des virtuellen Photons abnimmt (je größer  $Q^2$  umso kleiner die Abmessungen) (Abb. 9). Das Bild, in dem Reggeonen und Pomeronen aus dem Proton an das Photon koppeln, hätte ein konstantes Verhältnis erwarten lassen.

Ein besonders einfacher Prozess mit unversehrten Protonen ist die Erzeugung eines Photons ( $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ ). Wenn das Photon vom Positron im Ladungsfeld des Protons abgestrahlt wird, spricht man von „Bethe-Heitler“-Prozessen, die im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) wohlverstanden sind. Darüber hinaus kann ein Photon auch durch Wechselwirkung mit den Quarks des Protons erzeugt werden. Man spricht in diesem Fall von „tiefinelastischer Compton Streuung“ (DVCS). Dieser Anteil am gesamten Wirkungsquerschnitt wurde erstmalig experimentell bestimmt (Abb. 10). Man macht sich dabei zunutze, dass die Polarwinkelverteilung von auslaufendem Elektron und Photon in beiden Prozessen unterschiedlich ist und

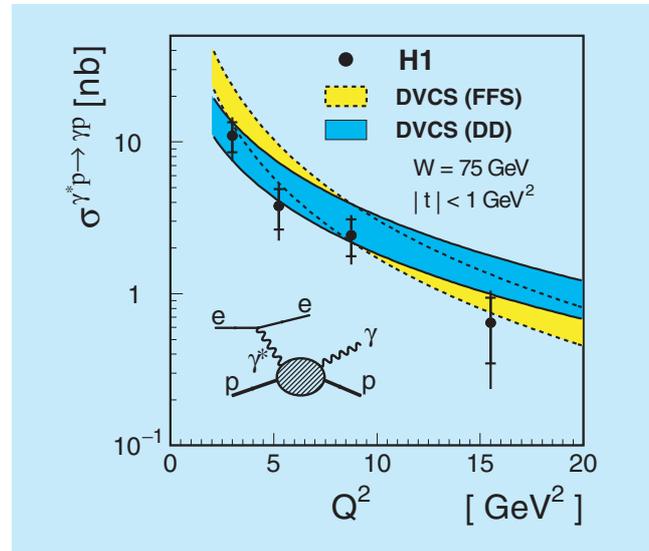


Abbildung 10: Der DVCS-Beitrag zum Wirkungsquerschnitt  $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$  als Funktion von  $Q^2$ . Der Impulsübertrag auf das Proton ist in der Messung auf Werte  $|t| < 1 \text{ GeV}^2$  beschränkt. Die Daten sind mit QCD inspirierten Modellrechnungen (FFS und DD) verglichen.

der Überschuss aus der Differenzmessung abgeleitet werden kann. Es gibt erste Ansätze, dieses Verhalten im Rahmen der QCD-Störungsrechnung zu verstehen: wenn das auslaufende Proton unversehrt bleibt, müssen mindestens zwei Gluonen mit unterschiedlichen Impulsanteilen an der Reaktion beteiligt sein. Die Häufigkeitsverteilung der Gluonen, oder genauer die korrelierten Impulsanteile, sind von größtem Interesse. Eine genaue Kenntnis dieser Anteile wird als Schlüssel zum Verständnis für eine Vielzahl weiterer Streuprozesse angesehen, zum Beispiel dann, wenn im Ausgangszustand andere Teilchen exklusiv erzeugt werden. Anders als bei diesen, wo immer ein gebundenes System von Quarks, und deren theoretische Unsicherheit, betrachtet werden muss, gibt es im Fall des Photons solche Komplikationen nicht. Der DVCS Prozess verspricht, weiterhin ein lohnendes Studienobjekt zu bleiben.

## Produktion von Charm-Quarks in DIS

Aus den inklusiven Lepton-Proton Daten von H1 wurde bereits im Vorjahr die Gluonverteilung im

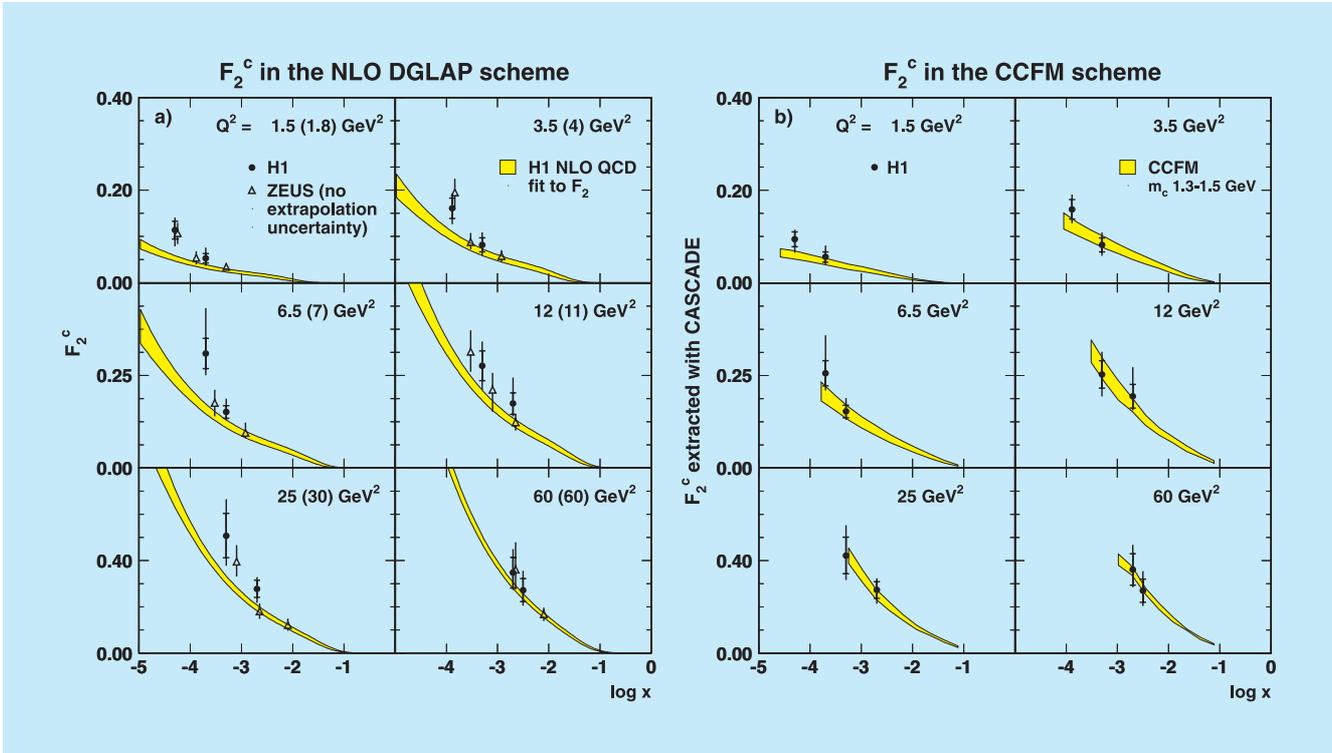


Abbildung 11: Charm-Erzeugung zur Proton-Strukturfunktion: a) H1 und ZEUS Daten, evaluiert im DGLAP-Schema, im Vergleich mit der Vorhersage einer DGLAP Anpassung an die inklusiven  $F_2$  Daten (H1 NLO QCD). b) H1 Daten, evaluiert im CCFM-Schema, im Vergleich mit einer Vorhersage, die auf einer CCFM Anpassung an die inklusiven  $F_2$  Daten basiert.

Proton mit großer Präzision bestimmt. Die Gluonen wirken nur über die starke Wechselwirkung. Die Interpretation der Messergebnisse im Rahmen der QCD-Störungsrechnung basiert auf der Vorstellung, dass sich die Gluonen und der See aus virtuellen Quark-Antiquark-Paaren in einem Gleichgewicht befinden. Wenn dieses Bild richtig ist, so muss neben der Umwandlung der Gluonen in leichte Quark-Antiquark-Paare auch die Umwandlung in schwerere Quark-Antiquark-Paare (hauptsächlich Charm) eine Rolle spielen. Eine sehr direkte Signatur für die Streuung an einem Charm-Quark im Proton ist die Anwesenheit eines Mesons im Endzustand, das ein Charm-Quark enthält.

Es wurden Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von  $D^*$ -Mesonen in einem gegenüber früheren H1-Messungen erweiterten kinematischen Bereich in

$x$  und  $Q^2$  mit erhöhter Statistik gemessen. Daraus wurde der Beitrag  $F_2^c$  zur Strukturfunktion, der aufgrund von Charm-Anticharm-Quarks im Proton zustande kommt, direkt bestimmt. Abbildung 11a) zeigt einen Vergleich der gemessenen Werte mit einer Vorhersage, welche auf einer Gluondichte basiert, die aus einer NLO QCD-Anpassung an die präzisen inklusiven H1-Daten gewonnen wurde. Der hierbei zur Erzeugung der Charm-Quarks angenommene Mechanismus ist die Photon-Gluon-Fusion ( $\gamma^*g \rightarrow c\bar{c}$ ). Die QCD macht keine explizite Vorhersage der  $x$ -Abhängigkeit von Partonverteilungen. Diese müssen daher experimentell aus den inklusiven Daten bestimmt werden. Dagegen erlaubt sie, die  $Q^2$ -Entwicklung einer gegebenen Parton-Startverteilung beim Übergang in einen anderen kinematischen Bereich zu berechnen. Abhängig von den gemachten Vereinfachungen und Annahmen sind aller-

dings verschiedene Entwicklungsschemata entworfen worden.

Ein außerordentlich erfolgreiches Konzept ist die so genannte DGLAP-Entwicklung, mit der alle bisherigen H1-Daten über fast den gesamten kinematisch zugänglichen Bereich sehr gut beschrieben werden können. Sie liegt dem Vergleich in Abbildung 11a) zugrunde. Diese Überprüfung der verschiedenen Reaktionen auf ihre innere Konsistenz im Rahmen der QCD erweist sich als sehr erfolgreich, mit Ausnahme der Messpunkte bei kleinen  $x$ -Werten, wo die Daten deutlich oberhalb der Vorhersage liegen. Das DGLAP-Schema beschreibt zwar, wie sich die Partonverteilung bei einer Variation des räumlichen Auflösungsvermögens  $Q^2$  ändert; es gibt jedoch starke theoretische Gründe für die Annahme, dass im Grenzfall kleiner  $x$ -Werte andere Näherungen besser sind.

Ein vielversprechender Ansatz ist das so genannte CCFM-Schema, da es die Vorteile einer Entwicklung in  $Q^2$  (DGLAP) mit denen einer alternativen Entwicklung in  $1/x$  kombiniert, indem es Interferenzeffekte bei der Abstrahlung von Multigluonen berücksichtigt. Abbildung 11b) zeigt, dass in der Tat die Beschreibung im Rahmen der gegenwärtigen experimentellen Unsicherheiten bei kleinen  $x$ -Werten im CCFM-Schema deutlich besser ist als im DGLAP-Schema.

## Suche nach Physik jenseits des Standardmodells

Die bei HERA erreichbare hohe Energie im Schwerpunktsystem der kollidierenden Teilchen und die große akkumulierte Luminosität erlauben es, mit hoher Sensitivität nach Anzeichen völlig neuer Physik zu suchen. Hierbei ist wichtig, dass neben der Streuung von Positronen an Protonen auch Daten mit Elektronen in den Jahren 1998 und 1999 aufgenommen wurden. Die Kombination beider Datensätze ermöglicht noch detailliertere Suchen nach Physik jenseits des so genannten Standardmodells.

Zwei Publikationen berichten über die Suche nach Teilchen, die angeregte Zustände der uns bekannten Elementarteilchen, der Leptonen und Quarks, sind. Nach solchen Teilchen wird gesucht, weil die jetzt bekannten

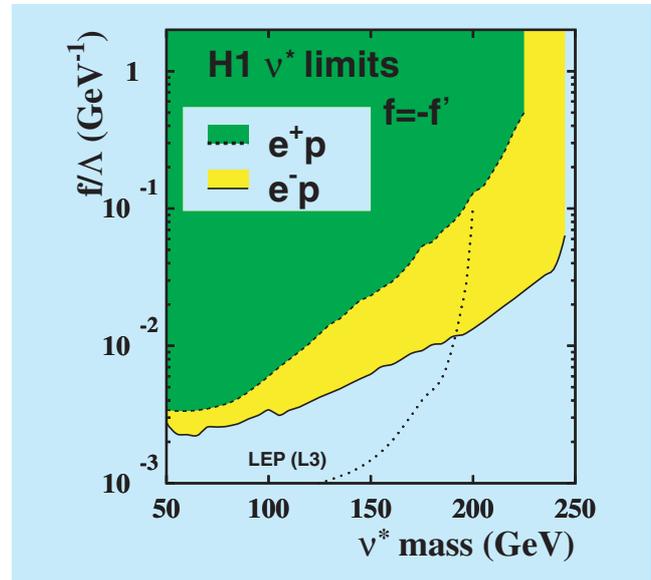


Abbildung 12: Massenabhängige obere Grenzen (95% CL) für die Kopplungsstärke  $f/\Lambda$  angeregter Neutrinos  $\nu^*$ . Gezeigt sind Resultate aus der  $e^+ p$ - und  $e^- p$ -Streuung bei HERA und aus der  $e^+ e^-$ -Streuung bei LEP.

Teilchen nicht elementar, sondern aus Subkonstituenten aufgebaut sein könnten. In der Streuung hochenergetischer Leptonen an Protonen ließen sich dann angeregte Elektronen ( $e^*$ ), Neutrinos ( $\nu^*$ ) und Quarks ( $q^*$ ) erzeugen, vorausgesetzt, dass ihre Masse  $M_{f^*}$  im kinematisch zugänglichen Bereich liegt und die Kopplungsstärke dieser neuen Teilchen an bekannte Teilchen hinreichend groß ist. In den Datensätzen hoher Luminosität, die mit Positronen aufgenommen wurden, zeigen sich jedoch keine Anzeichen der Produktion angeregter Teilchen. Dies erlaubt Grenzen für das Produkt aus Produktionsrate und Zerfallswahrscheinlichkeit als Funktion der Masse  $M_{f^*}$  zu gewinnen. Unter der Annahme, dass die Kopplungsstärke  $f/\Lambda = 1/M_{f^*}$  ist, kann die Existenz von  $e^*$ ,  $\nu^*$  und  $q^*$  unterhalb der Massenwerte 223, 114 und 188 GeV ausgeschlossen werden. Diese Grenzen sind wesentlich besser als die bisher bei HERA und auch bei LEP erreichten.

In der Elektron-Proton Streuung kann die Suche nach angeregten Neutrinos noch effektiver als in der Positron-Proton Streuung durchgeführt werden. Es wurde jedoch auch hier kein Anzeichen einer Erzeu-

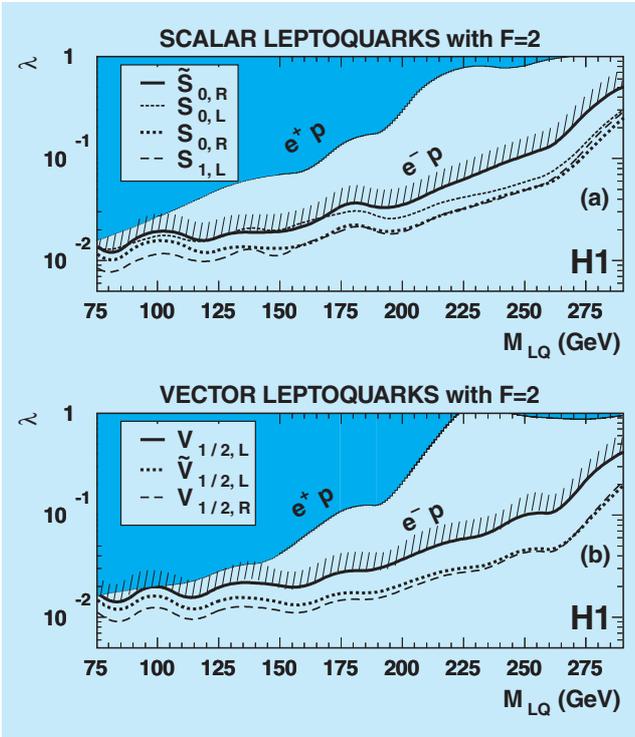


Abbildung 13: Massenabhängige obere Grenzen (95% CL) für die Kopplung  $\lambda$  verschiedener Arten von Leptoquarks mit Fermionenzahl 2 aus der  $e^-p$ -Streuung bei HERA für a) skalare und b) vektorielle Leptoquarks. Zum Vergleich sind Grenzen gezeigt, die in der  $e^+p$ -Streuung gewonnen wurden.

gung von  $v^*$  gefunden. Abbildung 12 zeigt die Grenzen für die Kopplungsstärke  $f/\Lambda$  als Funktion der Masse des  $v^*$ . Gegenüber den in  $e^+p$ -Streuung gewonnenen Grenzen zeigt sich hier besonders im Bereich hoher Werte von  $M_{v^*}$  eine um einen Faktor 10 erhöhte Sensitivität.

Eine bei HERA klassische Suche nach Physik jenseits des Standardmodells ist die Suche nach Leptoquarks. Auch hier erweitern  $e^-p$ -Streudaten frühere Untersuchungen in der  $e^+p$ -Streuung, da sie die Erzeugung von Leptoquarks mit der Fermionenzahl 2, aufgebaut aus einem Elektron und einem Valenzquark, ermöglichen. Ein solches Leptoquark würde sich in einer Resonanzüberhöhung in der invarianten Masse des Endzustandes aus Lepton und Hadronen zeigen. Die Nichtbeobachtung solch einer Resonanz erlaubt es, Grenzen

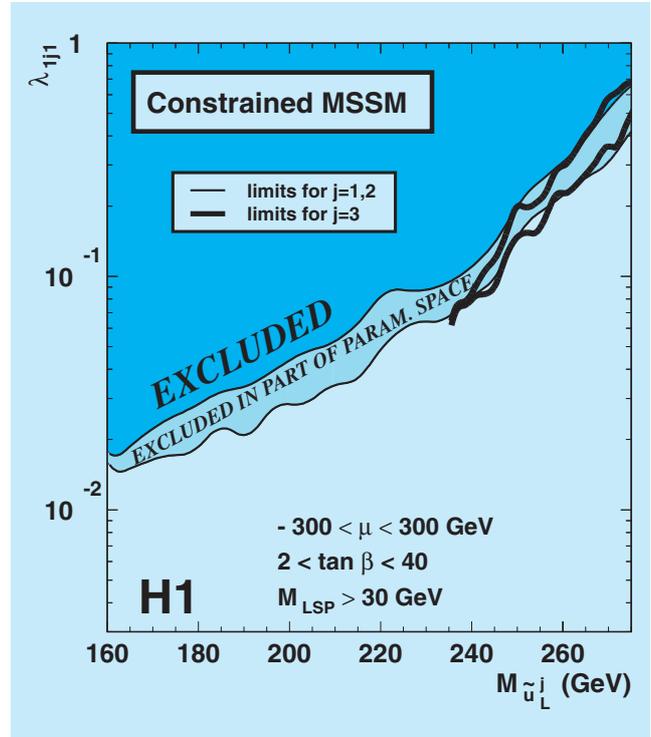


Abbildung 14: Massenabhängige obere Grenzen (95% CL) für die R-Parität verletzende Kopplung  $\lambda$  von Squarks (Ladung  $2/3$ , erste bis dritte Generation  $j$ ) unter Variation der SUSY-Modellparameter im angegebenen Parameterraum. Gezeigt sind die im Gesamtbereich und in Teilbereichen des Parameterraumes ausgeschlossenen Werte für  $\lambda$ .

für die Kopplungsstärke  $\lambda$  des Leptoquarks an Elektron und Quark als Funktion der Leptoquark-Masse zu bestimmen. In Abbildung 13 sind diese für verschiedene Arten von skalaren und vektoriellen Leptoquarks gezeigt. Für eine Kopplung von elektromagnetischer Stärke ( $\lambda = 0.3$ ) lässt sich die Existenz von Leptoquarks unterhalb einer Masse von 275 bis 290 GeV ausschließen. Die Abbildung zeigt auch die trotz der geringeren Luminosität sehr viel größere Sensitivität der  $e^-p$  Daten für Leptoquarks mit Fermionenzahl 2.

Eine weitere Veröffentlichung beinhaltet die Suche nach supersymmetrischen (SUSY) Teilchen, Partner der bekannten Bosonen und Fermionen, in resonanter Produktion durch Lepton-Quark Fusion. Hierbei wird zwangsläufig die Verletzung der SUSY-Quantenzahl

R-Parität im Produktionsprozess verlangt. Es wurde nach supersymmetrischen Quarks (Squarks) in nahezu allen möglichen Zerfallskanälen gesucht. In keinem zeigte sich jedoch ein Überschuss relativ zur Erwartung des Standardmodells. Die Vielfalt der untersuchten Kanäle erlaubt es, den Raum möglicher Werte der die SUSY-Modelle charakterisierenden Parameter einzuschränken. Als Beispiel zeigt Abbildung 14 die Grenzen der Kopplungsstärke  $\lambda$  der Squarks der ersten bis dritten Generation als Funktion der Squarkmasse, berechnet im so genannten „Constrained MSS-Modell“. Die Grenzen sind wenig abhängig von den speziellen Werten anderer freier Parameter des Modells. Bei breiten Variationen dieser Parameter können für eine Kopplung elektromagnetischer Stärke Massen der Squarks bis zu Werten von 270 GeV ausgeschlossen werden. Im Rahmen von Modellen (mSUGRA), die annehmen, dass die Massen von supersymmetrischen Teilchen mit ganz(halb)zahligem Spin bei höchsten Energien durch zwei fundamentale Massenparameter  $m_0$  ( $m_{1/2}$ ) bestimmt sind, ergeben die Messungen Grenzen der möglichen Werte dieser Parameter, wie in Abbildung 15 gezeigt ist. Diese Grenzen gehen über die am Tevatron in der  $p\bar{p}$ -Streuung erhaltenen hinaus.

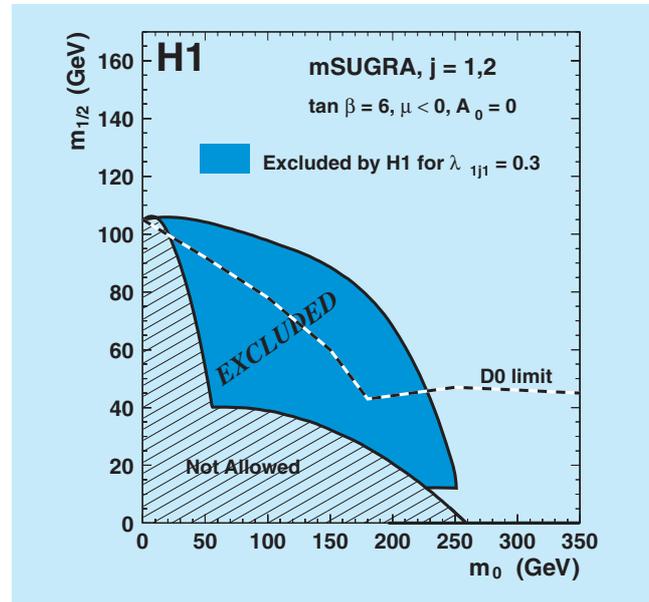


Abbildung 15: Ausschlussbereiche für die Massenparameter  $m_{1/2}$  und  $m_0$  im Rahmen des mSUGRA-Modells. Gezeigt ist der vom H1-Experiment für eine Kopplung  $\lambda$  elektromagnetischer Stärke ausgeschlossene Bereich (dunkle Fläche) verglichen mit der vom D0-Experiment am Tevatron erreichten Grenze.