RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

Claus Christian Beier

Das Z^0-Boson und die Strukturfunktion xF_3 in tiefinelastischer ep-Streuung

Dissertation

HD-KIP-00-18

KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

INAUGURAL – DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich–Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht–Karls–Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.–Phys. Claus Christian Beier
aus Mannheim

Tag der mündlichen Prüfung: 12. 7. 2000

HD-KIP 2000-00-18

Das Z^0-Boson und die Strukturfunktion xF_3 in tiefinelastischer ep-Streuung

Claus Christian Beier

Gutachter: Prof. Dr. K. Meier
Prof. Dr. H.-G. Dosch

Oh, think twice,
'cause it's another day
for you and me
in paradise.
Phil Collins

Abstract

Measurement and interpretation of the cross section of deep inelastic electron-proton scattering reactions at high values of the squared momentum transfer Q^2 are subject of this thesis. It is based on data collected in the years 1998 and 1999 by the experiment H1 at the storage ring HERA. Beside the single-differential cross sections $(d\sigma/dQ^2)$ and $(d\sigma/dx)$ (for $Q^2 > 141$ GeV^2, $Q^2 > 10^3$ GeV^2, and $Q^2 > 10^4$ GeV^2 respectively), the double-differential reduced cross section $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ is presented for values of $Q^2 \in (141\text{GeV}^2; 46.000\text{GeV}^2)$ and values for the Bjorken variable $x \in [1.6 \cdot 10^{-3}; 1.0]$. Compared to previous analyses, the kinematic range is limited to values of y greater than 0.05 and extended to values of y up to 0.95. The results of the measurement are confronted with the expectation of the standard model and found to be in good agreement within the experimental uncertainties. The results of this measurement and published cross section data for the double-differential reduced cross section of deep-inelastic positron-proton scattering reactions are combined to study the effects of the weak interaction and the proton structure. Applying a χ^2 fit, the propagator mass of the Z^0 boson can be determined to be $99^{+23+7.5+8.9}_{-16-29.7-8.9}$ GeV, and the weak mixing angle to be $\sin^2\theta_W = 0.25^{+0.03+0.026+0.044}_{-0.025-0.018-0.044}$. The combination of electron and positron data further allows for the measurement of the proton structure function xF_3 in deep inelastic ep-scattering for different values of x at values of several thousand GeV^2 for Q^2.

Zusammenfassung

Messung und Interpretation des Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung bei hohen quadrierten Impulsüberträgen Q^2 sind Gegenstand dieser Arbeit. Sie beruht auf Daten, die in den Jahren 1998 und 1999 am Speicherring HERA vom Experiment H1 aufgezeichnet wurden. Neben den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/dQ^2$ und $d\sigma/dx$ (für $Q^2 > 141$ GeV^2, $Q^2 > 10^3$ GeV^2 und $Q^2 > 10^4$ GeV^2) wird die Messung des doppelt-differentiellen reduzierten Wirkungsquerschnitts $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ für Werte des Impulsübertrags $Q^2 \in [141\text{GeV}^2; 46.000\text{GeV}^2]$ und der Bjorkenschen Variable $x \in [1.6 \cdot 10^{-3}; 1.0]$ vorgestellt. Der kinematische Meßbereich wird hierbei gegenüber bisherigen Messungen auf Werte von y größer als 0.05 eingeschränkt und zu Werten für y bis zu 0.95 erweitert. Die Ergebnisse werden mit den Erwartungen des Standardmodells verglichen, wobei gute Übereinstimmung im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten festgestellt werden kann. Die Meßergebnisse sowie bereits veröffentlichte Messungen des reduzierten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts aus Positron-Proton-Streureaktionen werden in Hinblick auf die Effekte der schwachen Wechselwirkung und der Protonstruktur untersucht. Aus einer χ^2-Anpassung kann die Propagatormasse des Z^0-Bosons zu $99^{+23+7.5+8.9}_{-16-29.7-8.9}$ GeV und der schwache Mischungswinkel zu $\sin^2\theta_W = 0.25^{+0.03+0.026+0.044}_{-0.025-0.018-0.044}$ bestimmt werden. Der Vergleich von Elektron- und Positron-Daten gestattet die Messung der Protonstrukturfunktion $xF_3(x,Q^2)$ in tiefinelastischer ep-Streuung für verschiedene Werte von x bei Werten des Impulsübertrags Q^2 von einigen tausend GeV^2.

Inhaltsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Einleitung

Unter einer Analyse versteht man die „Zerlegung eines Ganzen in seine Teile“ [Mey99]. Diesen Begriff haben die Teilchenphysiker des vergangenen Jahrhunderts in besonderem Maße wörtlich genommen: Ausgehend vom Rutherfordschen Streuexperiment [Rut11] und der Entdeckung des Atomkerns drangen sie unter Verwendung immer ausgeklügelterer Werkzeuge - den Teilchenbeschleunigern - immer tiefer in die Struktur der Materie ein, indem sie deren Bausteine aufeinanderschossen und sie somit in ihre Bestandteile zerlegten. Als die elementarsten Bausteine erwiesen sich die Quarks, die zunächst zur Erklärung der Vielzahl „elementarer“ Teilchen eingeführt wurden [Gel64] und deren Existenz experimentell durch die Ergebnisse tiefinelastischer Elektron-Proton-Streureaktionen am Stanford Linear Accelerator 1969 [Blo69] [Brei69] nachgewiesen wurde. Als elementar erwies sich ebenfalls die in diesen Experimenten verwendete Sonde - das Elektron und die mit ihm verknüpfte Familie an Leptonen: Myon, Tauon und die Neutrinos [Zer95].

Letztere spielten eine entscheidende Rolle bei der Aufklärung der Wechselwirkungsprozesse der elementaren Bausteine der Materie untereinander: 1971 wurden im Gargamelle-Experiment [Gar73] die neutralen Ströme in der Neutrino-Nukleon-Streuung beobachtet, die in der Folge durch die von Glashow, Salam und Weinberg [GSW] entwickelte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung durch Austausch eines Z^0-Bosons verstanden werden konnten.

Die neutralen Ströme in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung spielen in der vorliegenden Arbeit die zentrale Rolle. Die seit 1992 am Speicherring HERA durchgeführten Streureaktionen finden bei einer Schwerpunktsenergie statt, in der die schwache Wechselwirkung zwischen den beteiligten Streupartnern direkt beobachtet werden kann: Neben dem Austausch eines Photons tritt bei sehr großen Werten für den Impulsübertrag vom Elektron auf das Proton auch der Austausch eines Z^0-Bosons. Während zwischen den verschiedenen Wechselwirkungsmöglichkeiten in einer Einzelreaktion nicht unterschieden werden kann, führen sie zu einem charakteristischen Verhalten der Wirkungsquerschnitte dieser Reaktion. Man beobachtet konstruktive Interferenz zwischen Photon- und Z^0-Austausch in Elektron-Proton- und destruktive Interferenz in Positron-Proton-Streuung.

In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluß der schwachen Wechselwirkung in den neutralen Strömen der tiefinelastischen *ep*-Streuung unter Verwendung von Daten untersucht, die am Speicherring HERA vom Experiment H1 während der vergangenen Jahre aufgezeichnet wurden.

Im ersten Kapitel wird der Detektor H1 kurz vorgestellt und seine für die vorliegende Arbeit wichtigen Komponenten ausgeführt. Das zweite Kapitel führt die theoretischen Grundlagen aus: Neben der Kinematik der tiefinelastischen *ep*-Streureaktion wird der zugrundeliegende Bornsche Wirkungsquerschnitt ausführlich diskutiert, wobei der Schwerpunkt auf der Betrachtung der Beiträge der schwachen Wechselwirkung liegt. Die Mes-

sung einer Einzelreaktion steht im Mittelpunkt des dritten Kapitels; hier werden die zur lorentzinvarianten Formulierung der Kinematik notwendigen Meßgrößen definiert und ihre Ermittlung im Experiment unter Diskussion aller berücksichtigter Effekte ausgeführt. Die Selektion der Ereignisse wird im vierten Kapitel ausgeführt; der gewonnene Datensatz gestattet die Messung der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$, $d\sigma/dx$ (für verschiedene Mindestwerte von Q^2) und des doppelt-differentiellen reduzierten Wirkungsquerschnitts $d^2\sigma/dxdQ^2$. Die gewonnenen Meßwerte für die Wirkungsquerschnitte in Elektron-Proton-Streuung werden im letzten Kapitel in Hinblick auf die Effekte des Z^0-Austauschs interpretiert, wobei die Diskussion durch Hinzunahme der Wirkungsquerschnitte aus Positron-Proton-Streuung ergänzt wird. Aus der Kombination der betrachteten Datensätze kann der alleinige Austausch eines Photons mit hoher Signifikanz ausgeschlossen und somit der Nachweis des Z^0-Austauschs geführt werden.
Die Kombination der Wirkungsquerschnitte für Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuung gestattet darüber hinaus zum ersten Mal die Messung der Protonstrukturfunktion xF_3 in tiefinelastischen Elektron-Proton-Streureaktionen und bei hohen Impulsüberträgen $Q^2 = \mathcal{O}(10^3)$ GeV^2. Sie ist ein Maß für die Verteilung der Valenzquarkdichten im Proton und ergänzt die entsprechenden Messungen, die aus Neutrino-Nukleon-Reaktionen bei Werten für $Q^2 = \mathcal{O}(10)$ GeV^2 gewonnen werden können [Sel97].

Kapitel 1

Der Speicherring HERA und der Detektor H1

1.1 HERA

HERA[1] ist der seit 1992 betriebene Elektron-Proton-Speicherring am DESY[2] in Hamburg. Er ist der weltweit erste Beschleuniger, bei dem sowohl Elektronen als auch Protonen beschleunigt und anschließend zur Kollision gebracht werden. Das Speicherringkonzept ermöglicht es HERA, Schwerpunktsenergien zu erreichen, die Größenordnungen über denen bisher durchgeführter Experimente zur Elektron-Proton-Streuung mit ruhenden Nukleon-Targets liegen [Ken91], [Ben87], [EMC81].

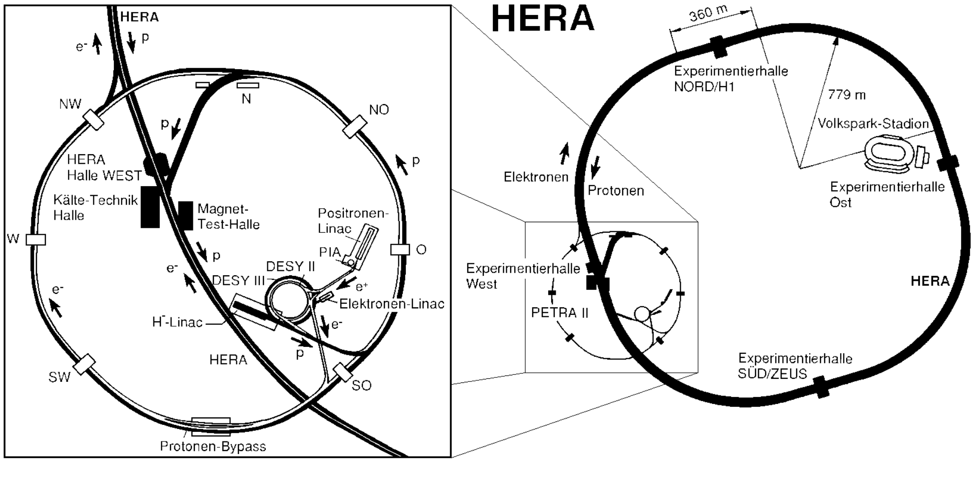


Abbildung 1.1: *Die Speicherringanlage HERA.*

Einen Überblick über die Anlage gibt Abbildung 1.1. Der HERA-Tunnel enthält zwei separate, übereinander angeordnete Beschleunigerringe von ca. 6.3 km Länge, in denen jeweils Elektronen und Protonen auf einander entgegengesetzten Bahnen umlaufen.
Die Füllung der Ringanlage mit den Strahlteilchen erfolgt in mehreren Schritten. Nach der Erzeugung von Elektronen und Protonen werden die Teilchen über ein System von

---

[1] **H**adron-**E**lektron-**R**ing**a**nlage

[2] **D**eutsches **E**lektron-**Sy**nchrotron

Vorbeschleunigern für die Injektion in HERA vorbereitet und dort auf ihre endgültige Energie beschleunigt.

Die Protonen werden aus negativ ionisiertem Wasserstoff (H^-) gewonnen, der nach Durchgang durch den Linearbeschleuniger LINAC III bei der Injektion in das Synchrotron DESY III an einer Abstreiffolie seine Elektronen abgibt. Nach schrittweiser Akkumulation und Beschleunigung auf 7.5 GeV werden die Protonpakete mit bis zu 10^{11} Teilchen in die Ringanlage PETRA überführt, ihre Energie dort auf 40 GeV erhöht und anschließend in HERA eingeschossen.

In den Jahren 1994-1997 wurden als Leptonstrahlen Positronen, in den Jahren 1998-1999[3] Elektronen verwendet. Elektronen erhält man durch Glühemission aus einer Wolframquelle, Positronen werden mit Hilfe eines zuvor erzeugten Elektronenstrahls gewonnen, der nach Durchgang durch einen Linearbeschleuniger auf ein Wolframtarget geschossen wird. Aufgrund von Bremsstrahlung und anschließender Paarbildung entstehen Positronen, die im Speicherring PIA zwischengespeichert werden. Nach ihrer Erzeugung werden die Leptonpakete (mit bis zu $3.6{\cdot}10^{10}$ Teilchen) in den Speicherring DESY II überführt, von dem sie zunächst auf 7 GeV und anschließend in PETRA II auf 12 GeV beschleunigt werden, bevor sie dem Speicherring HERA zugeführt werden.

Nach der Füllung HERAs mit Elektronen und Protonen werden beide Teilchensorten auf ihre endgültigen Energien beschleunigt: die Leptonen auf $E_e = 27.5$ GeV, die Protonen in der Datennahmeperiode 1994-1997 auf $E_p = 820$ GeV bzw. $E_p = 920$ GeV in der Datennahmeperiode 1998-1999. Für die Schwerpunktsenergie gilt unter Vernachlässigung der Ruhemassen von Leptonen und Protonen:

$$s = 4 \cdot E_e \cdot E_p. \tag{1.1}$$

Sie beträgt $\sqrt{s} \approx 300$ GeV (1994-1997) bzw. $\sqrt{s} \approx 319$ GeV (1998-1999)[4].

Die Strahlführung wird in HERA im Fall des Protonstrahls mit Hilfe von supraleitenden, im Fall des Elektronstrahls mit Hilfe von normalleitenden Magneten erreicht. Die Beschleunigung der Strahlteilchen findet entlang der geraden Teilstücke der Ringanlage statt und wird durch Hochfrequenzresonatoren bewerkstelligt. Die 175 Teilchenpakete pro Strahl werden alle 96 ns an den Wechselwirkungspunkten der Detektoren H1 und ZEUS zur Kollision gebracht. Da die Teilchenpakete sich hierbei durchdringen, spricht man von *„Bunch-Crossings“* (Strahldurchgang) [5].

Ein Maß für die Häufigkeit, mit der beim „Bunch-Crossing“ physikalisch interessante Prozesse auftreten, ist die Luminosität, die vom Beschleuniger abhängt. Für Speicherringe gilt:

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot f}{A} \tag{1.2}$$

Dabei ist N_1 bzw. N_2 die Anzahl der Teilchen pro Paket, A die Fläche senkrecht zur Bewegungsrichtung der Strahlen, in der sich die Strahlen der beiden Teilchensorten überlappen,

---

[3] Unter der Datennahmeperiode 1998-1999 wird im folgenden nur der Zeitraum verstanden, während dessen HERA mit Elektronen betrieben wurde (August 1998- April 1999); in der zweiten Jahreshälfte 1999 wurden Positronen eingesetzt.

[4] Um die gleiche Schwerpunktsenergie in einer Beschleunigeranlage mit ruhendem Protontarget zu erreichen, wäre eine Elektronstrahlenergie von 45 (51) TeV notwendig, da hier $s = 2m_T(E_e + m_T)$ gilt, wobei m_T die Ruhemasse des Targets ist.

[5] Bunch, engl.: Paket, crossing, engl., hier: Durchgang.

und f die Umlauffrequenz der Teilchenpakete. Die Ereignisrate $\dot{N}$, mit der ein physikalisch relevanter Prozeß mit Wirkungsquerschnitt σ auftritt, hängt mit der Luminosität gemäß

$$\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma \tag{1.3}$$

zusammen. Abbildung 1.2 zeigt die über verschiedene Datennahmeperioden integrierte Luminosität $\int \mathcal{L} dt$. Nach Gleichung (1.3) ist sie ein Maß für die Gesamtzahl an Ereignissen eines physikalisch relevanten Prozesses mit Wirkungsquerschnitt σ, die in dieser Zeit beobachtet werden konnten.
Die Datennahmeperioden werden durch die Injektion des Speicherrings mit den Strahlteilchen in Zeitabschnitte unterteilt, die sogenannten *Luminositätsfüllungen*, während derer *ep*-Streureaktionen stattfinden können.

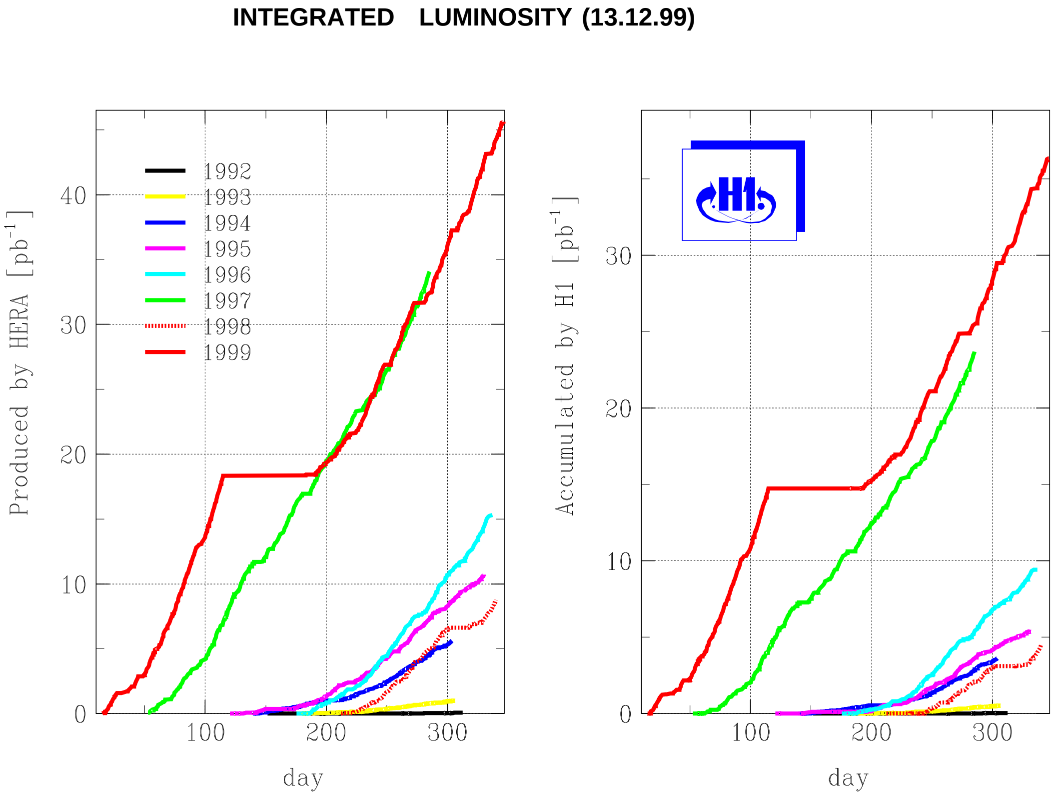

INTEGRATED LUMINOSITY (13.12.99)

Abbildung 1.2: *Integrierte Luminosität bei HERA und H1(1992-1999) [Lev99].*

Neben den Teilchenpaketen, die im Wechselwirkungspunkt aufeinanderstoßen, existieren sowohl im Elektron- als auch im Protonstrahl Pakete ohne Kollisionspartner. Diese sogenannten *„Pilot-Pakete“* („Pilot-Bunche“) werden bewußt erzeugt, um eine Abschätzung von Untergrundreaktionen der Strahlteilchen mit der Strahlröhre oder Gasteilchen, die auf eine unvollkommene Evakuierung der Strahlröhren zurückzuführen sind, treffen zu können.
Daneben existieren sogenannte Satelittenpakete (*„Satellite-Bunches“*) im Protonstrahl, die sich bei der Injektion nicht vermeiden lassen und den eigentlichen Protonpaketen voraus- bzw. hinterherlaufen.

	1994-1997	1998-1999
Energie der Protonen [GeV]	820	920
Energie der Leptonen [GeV]	27.5	27.5
Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ [GeV]	301	320
Anzahl der Teilchenpakete	153 (1994) 174 (1995-1996) 175 (1997)	175

Tabelle 1.1: *Einige HERA kennzeichnende Größen für die Datennahmeperioden 1994-1997 und 1998-1999.*

Während die Protonstrahlen in allen hier betrachteten Datennahmeperioden longitudinal und transversal unpolarisiert waren, wiesen die Elektronen eine transversale, nicht jedoch eine longitudinale Polarisierung auf. Es ist vorgesehen, HERA mittels Spinrotatoren zukünftig auch mit logitudinal polarisierten Leptonen zu betreiben. Das Experiment HERMES, das die Spinverteilung in Proton und Neutron mit Hilfe des Elektronstrahls an ruhenden Nukleontargets mißt, macht von dieser Möglichkeit bereits Gebrauch.
Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über die wichtigsten Parameter des Speicherrings HERA in den in dieser Arbeit betrachteten Datennahmeperioden 1994-1997 und 1998-1999.

1.2 Der Detektor H1

Die in HERA gespeicherten Elektron- und Protonstrahlen werden in den jeweiligen Wechselwirkungszonen der Detektoren H1 und ZEUS zur Kollision gebracht. Dieser Arbeit liegen Daten zu Grunde, die vom Detektor H1 aufgezeichnet wurden. Nach einem kurzen Überblick über den Detektor werden die für diese Arbeit relevanten Komponenten genauer vorgestellt. Eine detaillierte Beschreibung des Detektors kann in [H1D96] gefunden werden.

1.2.1 Aufbau des Detektors - ein Überblick

Abbildung 1.3 zeigt den H1-Detektor im Schnitt. Er ist ungefähr 15 m lang, 10 m breit, 12 m hoch und wiegt 2800 Tonnen. Fast der gesamte Raumwinkel von 4π um die Wechselwirkungszone wird durch Detektormaterial abgedeckt; nur ein kleiner Winkelbereich um die Strahlröhre, die den Detektor längs durchläuft, bleibt ausgespart.
In der Darstellung der Abbildung 1.3 laufen die Protonen von rechts, die Leptonen von links in den Detektor ein. Das Koordinatensystem des Detektors H1 besitzt seinen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt, der in Abbildung 1.3 direkt neben der rechten unteren Ecke der Markierung $\boxed{2}$ liegt. Die Orientierung des Koordinatensystems wird durch den Speicherring HERA vorgegeben: Während die Flugrichtung der Protonen die positive z-Achse definiert, weist die positive x-Achse vom nominellen Wechselwirkungspunkt zum geometrischen Mittelpunkt HERAs; die positive y-Achse entspricht der nach oben gerichteten Vertikalen.
Bei der Beschreibung von Ereignissen ist die Verwendung von Zylinderkoordinaten vorteilhaft: Der Polarwinkel θ_{H1} wird relativ zur positiven z-, der Azimutalwinkel ϕ gemäß $\phi = \arctan(y/x)$ bezüglich der positiven x-Achse angegeben. Bezogen auf die Flugrichtung

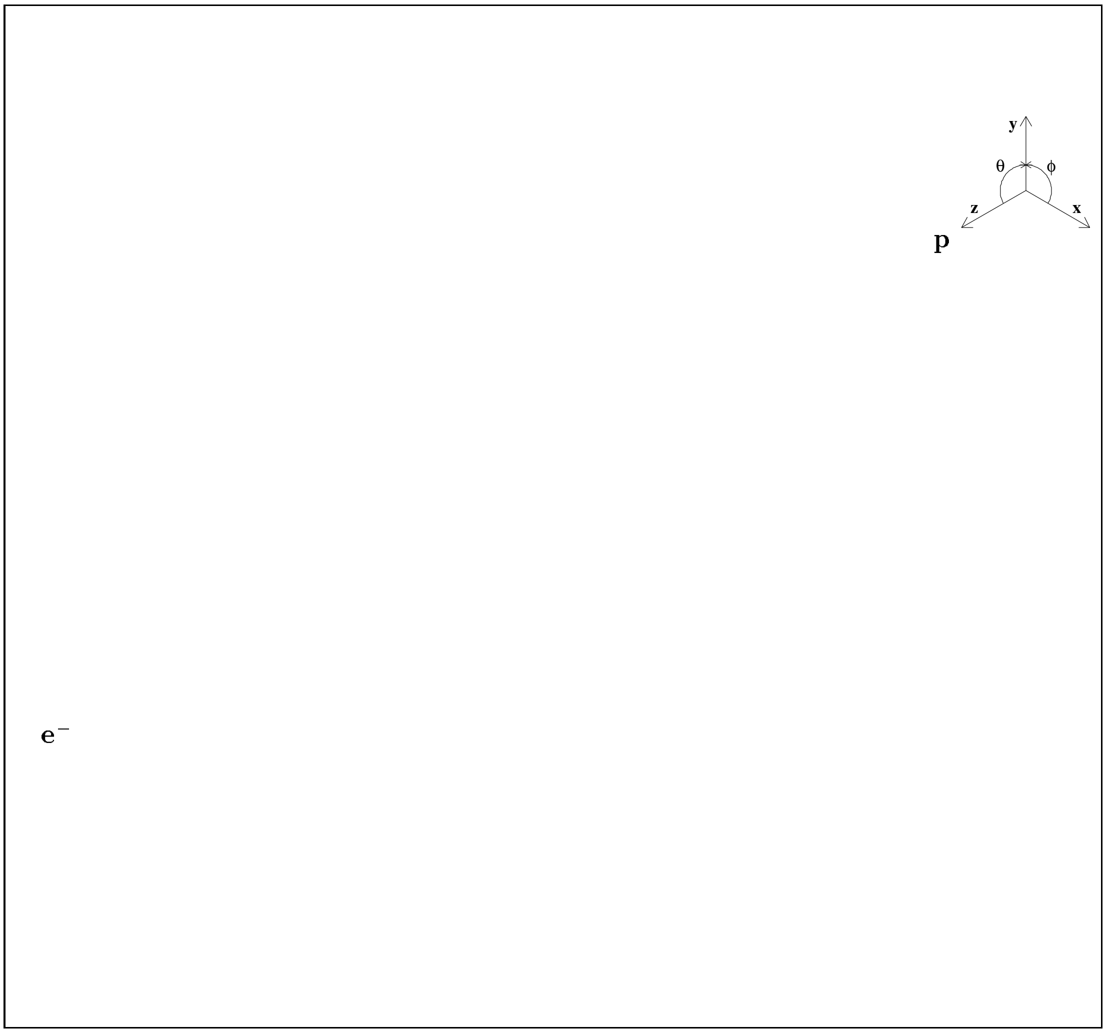
des Leptons folgt daraus, daß dieses umso stärker am Proton gestreut wird, je kleiner der im H1-Koordinatensystem gemessene Polarwinkel ist. Für den Polarwinkel θ_e eines am nominellen Wechselwirkungspunkt gestreuten Elektrons folgt:

$$\hat{\theta}_e = 180^\circ - \theta_{H1} \tag{1.4}$$

Aufgrund der deutlich höheren Protonenergie (820 bzw. 920 GeV) im Vergleich zur Elektronenergie (27.5 GeV) entspricht das Schwerpunktssystem im Fall einer *ep*-Wechselwirkung nicht dem Laborsystem, sondern bewegt sich relativ zum Laborsystem in Richtung der einfliegenden Protonen. Es ist daher sinnvoll, diese als *Vorwärts*- und die ihr entgegengesetzte als *Rückwärtsrichtung* zu bezeichnen.

Wie Abbildung 1.3 zeigt, besteht der Detektor H1 aus einer Reihe einzelner Komponenten, die der Messung der Produkte der *ep*-Streureaktion dienen. Ausgehend vom Wechselwirkungspunkt - dieser wird auch als *Vertex* der Reaktion bezeichnet und muß aufgrund der räumlichen Ausdehnung der Teilchenpakete nicht mit dem nominellen Wechselwirkungspunkt übereinstimmen - trifft ein gestreutes Teilchen auf seinem Weg durch den Detektor zunächst auf das Spurmeßsystem, das die Strahlröhre im Innenraum des Detektors zylinderförmig umgibt. Es umfaßt die in unmittelbarer Nähe zur Strahlröhre installierten (nicht in Abbildung 1.3 dargestellten) Siliziumdetektoren, die eine genaue Messung der Position des Vertex ermöglichen, sowie das Spurkammersystem, zu dem die *zentralen Spurkammern* $\boxed{2}$, das *Vorwärtsspurkammersystem* $\boxed{3}$ und die *Rückwärtsspurkammern* gehören. Es gestattet die Impuls- und Richtungsmessung gestreuter, geladener Teilchen. Die Spurkammern werden vom *Flüssig-Argon-Kalorimeter* umschlossen, das aus einer elektromagnetischen $\boxed{4}$ und einer hadronischen $\boxed{5}$ Komponente besteht und der Messung der Energien der entsprechend wechselwirkenden Teilchen dient. Der Kryostat $\boxed{15}$ sorgt für eine konstante Temperatur des flüssigen Argons. Die supraleitende Spule $\boxed{6}$ erzeugt ein homogenes Magnetfeld der Stärke 1.15 T, das parallel zur z-Achse ausgerichtet ist. Die *Myonkammern* $\boxed{9}$ zum Nachweis von Myonen und das mit Streamerkammern instrumentierte Eisenjoch $\boxed{10}$, das neben der Rückführung des magnetischen Flusses als zusätzliches Kalorimeter dient, schließen den Detektor H1 im Zentralbereich ab. Das rückwärtige Kalorimeter $\boxed{12}$ bildet den Abschluß des Detektors in Richtung der negativen z-Achse. In Abbildung 1.3 ist noch das *Backward Electromagnetic Calorimeter* (BEMC) eingezeichnet. Es wurde 1995 gegen das *Spaghetti-Kalorimeter* (SPACAL) ausgetauscht, das über eine bessere Orts- und Energieauflösung verfügt. Zwischen SPACAL und Kompensationsmagnet $\boxed{7}$ wurde 1998 zusätzlich das *VLQ-Kalorimeter* eingebaut, welches u.a. die Messung unter sehr kleinen Winkeln gestreuter Elektronen gestattet. Die Vorwärtsrichtung deckt im wesentlichen das Flüssig-Argon-Kalorimeter ab, lediglich der unmittelbar an das Strahlrohr angrenzende Winkelbereich wird durch das *Plug-Kalorimeter* ausgefüllt. Das *Myonspektrometer* mit *Myonkammern* $\boxed{9}$ und *Myon-Toroidmagnet* $\boxed{11}$ schließen sich in Vorwärtsrichtung an das Kalorimeter an.

Nicht abgebildet sind das *Forward Neutron Calorimeter* (FNC) und das *Forward Proton Spectrometer* (FPS) sowie das Luminositätsmeßsystem. Das FNC befindet sich in Vorwärtsrichtung bei $z = 107.0$m direkt an der Strahlröhre; es dient dem Nachweis von Neutronen, die aus der Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton hervorgehen und in Richtung der ungestreuten Protonen den zentralen Bereich des Detektors H1 verlassen. Das FPS besteht aus vier Komponenten, die ebenfalls in Vorwärtsrichtung entlang der Strahlröhre bei $z = 63\ \mathrm{m}, 80\ \mathrm{m}, 81\ \mathrm{m}, 90\ \mathrm{m}$ installiert sind. Mit ihrer Hilfe können Protonen nachgewiesen werden, die unter Polarwinkeln im Millirad-Bereich gestreut werden.



$\boxed{1}$ Strahlrohr und Strahlmagnete $\boxed{2}$ Zentrale Spurenkammern
$\boxed{3}$ Vorwärtsspurkammern mit Übergansstrahlungsmodulen
$\boxed{4}$ Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei/Flüssig–Argon)
$\boxed{5}$ Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl/Flüssig–Argon)
$\boxed{6}$ Supraleitende Spule ($B = 1.15$ T) $\boxed{7}$ Kompensationsmagnet ($B = 4.83$ T)
$\boxed{8}$ Helium–Kälteanlage $\boxed{9}$ Myon–Kammern
$\boxed{10}$ Instrumentiertes Eisenjoch (Eisenplatten und Streamerrohrkammern)
$\boxed{11}$ Myon–Toroidmagnet ($B = 1.6$ T)
$\boxed{12}$ rückwärtige Spurenkammer und warmes elektromagnetisches Kalorimeter
$\boxed{13}$ Vorwärtskalorimeter (*Plug*) $\boxed{14}$ Betonabschirmung
$\boxed{15}$ Flüssig–Argon–Kryostat

Abbildung 1.3: *Der Detektor H1.*

Das Luminositätsmeßsystem besteht aus einem Photon-Detektor bei $z = -102.9$ m und einem „Elektron-Tagger“ genannten Kalorimeter bei $z = -33.4$ m in Rückwärtsrichtung. Die Luminositätsmessung beruht auf dem Bethe-Heitler-Prozess $ep \rightarrow ep\gamma$ (Abschn.

1.2.4).
Die für die vorliegende Arbeit relevanten Detektorkomponenten werden im folgenden ausführlicher beschrieben.

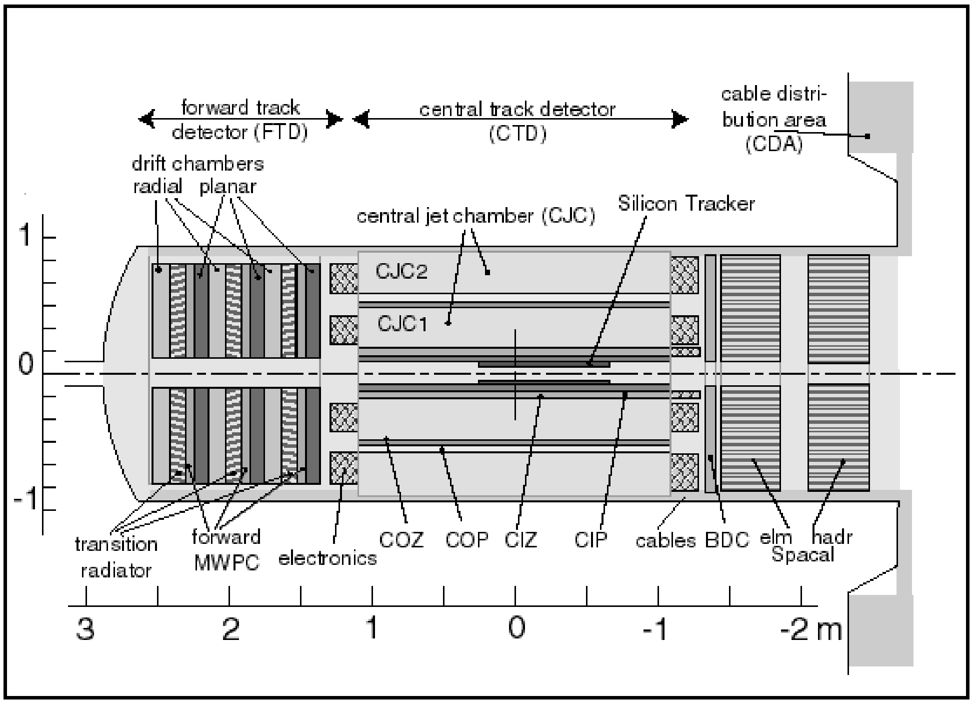


Abbildung 1.4: *Längsschnitt durch das Spurkammersystem des Detektors H1. Es besteht aus dem vorwärtigen (FTD), dem zentralen (CTD) und dem rückwärtigen Spurkammersystem (BDC).*

1.2.2 Das Spurkammersystem

Das im Detektor H1 integrierte Spurkammersystem ist im Längsschnitt in Abbildung 1.4 dargestellt. Es besteht aus

- dem vorwärtigen Spurkammersystem (*„Forward Tracking Device“ - FTD)*,
- dem zentralen Spurkammersystem (*„Central Tracking Device“ - CTD)* und
- dem rückwärtigen Spurkammersystem *„Backward Drift Chamber“ (BDC)*.

Für die vorliegende Arbeit spielt nur das zentrale Spurkammersystem eine wichtige Rolle.

Das zentrale Spurkammersystem (CTD)
Das zentrale Spurkammersystem ermöglicht die Messung der Spuren geladener Teilchen im Polarwinkelbereich zwischen 25° und 155°. Es setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen, die auf einer Länge von ca. 2.2m zylinderförmig um das Strahlrohr angeordnet sind, wobei der nominelle Wechselwirkungspunkt in etwa mittig liegt, vgl. Abbildung 1.4. Abbildung 1.5 zeigt einen Querschnitt durch das CTD. Die **zentralen Jetkammern** sind die größten Komponenten des CTD. Es handelt sich dabei um die innere *CJC1* (*„Central Jet Chamber“)* und die äußere *CJC2*. Ihr Volumen ist mit einer Mischung aus

Argon (89.5%), Kohlendioxid (9.5%) und Methan (1.0%) gefüllt. Die CJC1 besteht aus 30 Zellen mit je 24 Anoden-Signaldrähten, die CJC2 aus 60 Zellen mit je 32 Anoden-Signaldrähten, die jeweils parallel zur Strahlröhre verlaufen. In azimutaler Richtung wird jede Zelle durch zwei aus Kathodendrähten aufgespannte Ebenen begrenzt. Jede Zelle der CJC1 ist gegenüber dem Radiusvektor um 30° , jede Zelle der CJC um 60° gedreht, um die Spurauflösung zu optimieren. Die Spurauflösung beträgt in azimutaler Richtung $\sigma_{r\phi} \approx 0.170$mm und in z-Richtung $\sigma_z \approx 22$ mm. Die Durchlaufzeit eines Teilchens kann mit einer Genauigkeit von 0.5 nsec gemessen werden, so daß eine Zuordnung zu den im Abstand von 96 nsec auftretenden Strahldurchgänge leicht bewerkstelligt werden kann.

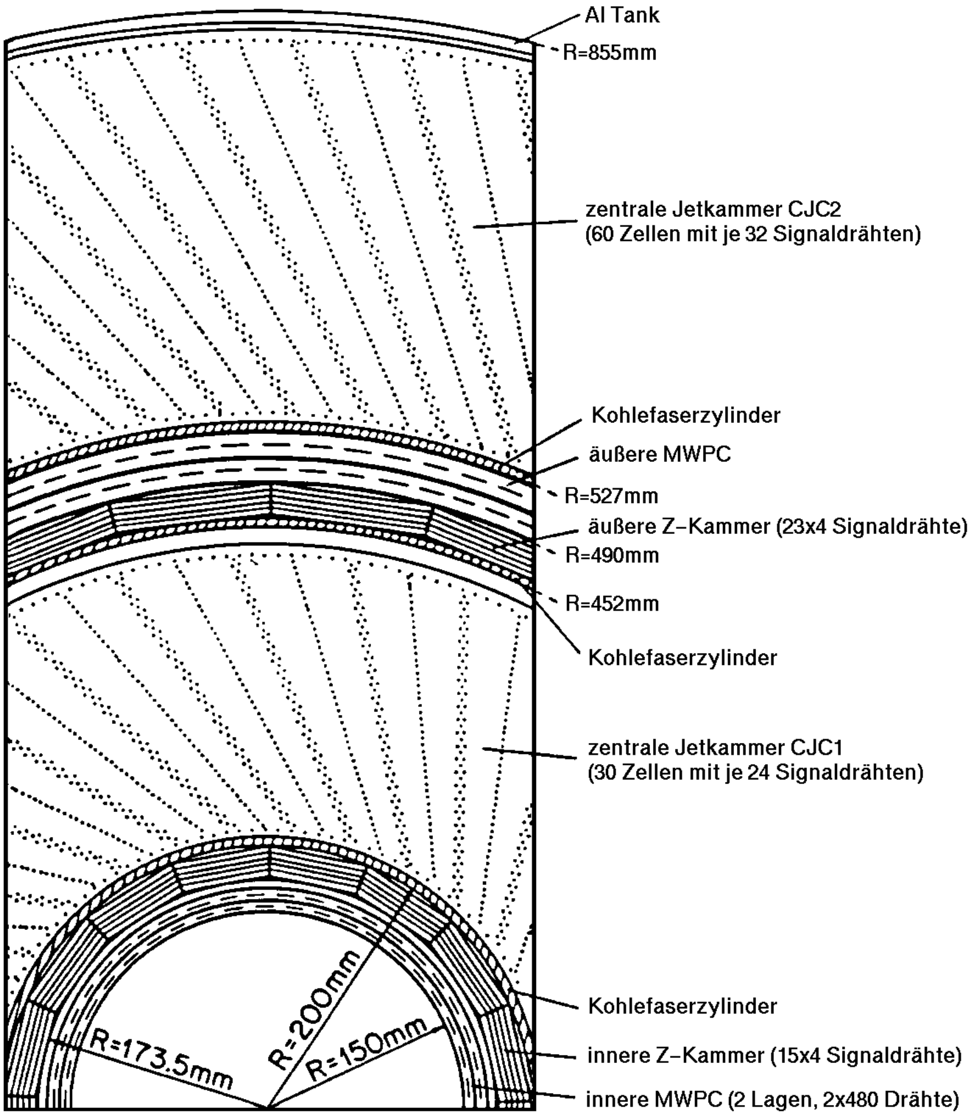


Abbildung 1.5: *Querschnitt durch das zentrale Spurkammersystem des Detektors H1.*

Eine bessere Spurauflösung in z-Richtung gewährleisten die *zentralen Z-Drift-Kammern* CIZ („Central Inner Z-Drift Chamber“) und COZ („Central Outer Z-Drift Chamber“). Sie befinden sich radial direkt im Anschluß an die CJC1 bzw. CJC2 und werden von diesen jeweils umschlossen. Die CIZ (COZ) besteht aus 15 (24) konzentrischen Ringen,

CJC1/CJC2	CIZ	COZ	FTD	BDC
$\sigma_{r\varphi} = 170\mu$m	$\sigma_{r\varphi} =$ 25 mm	$\sigma_{r\varphi} =$ 58 mm	$\sigma_{r\varphi} = 170\mu$m	$\sigma_{r\varphi} =$ 0.5 cm
$\sigma_z =$ 2.2 cm	$\sigma_z = 260\mu$m	$\sigma_z = 200\mu$m	$\sigma_{x,y} = 210\mu$m	$\sigma_{\theta_{H1}} =$ 0.5 mrad

Tabelle 1.2: *Räumliches Auflösungsvermögen der Spurkammern in z-Richtung, in der xy-Ebene und dem Polarwinkel θ_{H1} (BDC).*

die entlang der z-Achse angeordnet sind. Jeder Ring weist 16 Zellen auf, in denen vier Schichten an Signaldrähten übereinander angeordnet sind. Die Signaldrähte sind senkrecht zur Strahlröhre orientiert, ihre Spurauflösung beträgt $\sigma_z = 0.260$ mm (CIZ) bzw. $\sigma_z = 0.200 - 0.500$ mm (COZ).

Die Z-Drift-Kammern umschließen jeweils die innere und die äußere *zentrale Proportionalkammer*, CIP („Central Inner Proportional Chamber“) bzw. COP („Central Outer Proportional Chamber“).

Tabelle 1.2 faßt die Auflösungen der verschiedenen Spurkammern zusammen.

Vorwärtsspurkammern (FTD)

Die Vorwärtsspurkammern decken den Bereich zwischen ca. 7° und 25° im Polarwinkel θ_{H1} ab. Wie Abbildung 1.4 zeigt, sind die Vorwärtsspurkammern aus drei sogenannten Supermodulen aufgebaut. Jedes Supermodul ist aus

- einer planaren Driftkammer (PDC - *„Planar Drift Chamber“*),
- einer Proportionalkammer (FWPC - *„Forward Proportional Chamber“*),
- einem Übergangsstrahlungsmodul (TR - *„Transition Radiator“*) und
- einer radialen Driftkammer (RDC - *„Radial Drift Chamber“*)

zusammengesetzt. Die Spurauflösungen der Vorwärtsspurkammern sind in Tabelle 1.2 aufgeführt.

Rückwärtsspurkammern

Mit Hilfe der Rückwärtsspurkammern können die Spuren geladener Teilchen im Polarwinkelbereich zwischen 153.5° bis 177.5° gemessen werden. Ihre Auflösungen sind in Tabelle 1.2 gegeben, eine detaillierte Darstellung findet man in [Schw96].

1.2.3 Die Kalorimeter

Der Detektor H1 verfügt über fünf Kalorimeter, von denen das Flüssig-Argon-Kalorimeter die wesentliche Komponente für die vorliegende Arbeit darstellt, während die weiteren Kalorimeter - das SPACAL und das VLQ-Kalorimeter im Rückwärtsbereich, das Plug-Kalorimeter im äußersten Vorwärtsbereich, sowie das instrumentierte Eisen - nur von untergeordneter Bedeutung sind und daher nur in aller Kürze vorgestellt werden.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Aus Sicht eines am nominellen Wechselwirkungspunkt gestreuten Teilchens deckt das Flüssig-Argon-Kalorimeter, im folgenden auch LAr-Kalorimeter[6] genannt, den Polarwinkelbereich zwischen θ_{H1} ca. 4° und 154° ab.

---

[6] LAr: **L**iquid **Ar**gon, (engl. flüssiges Argon)

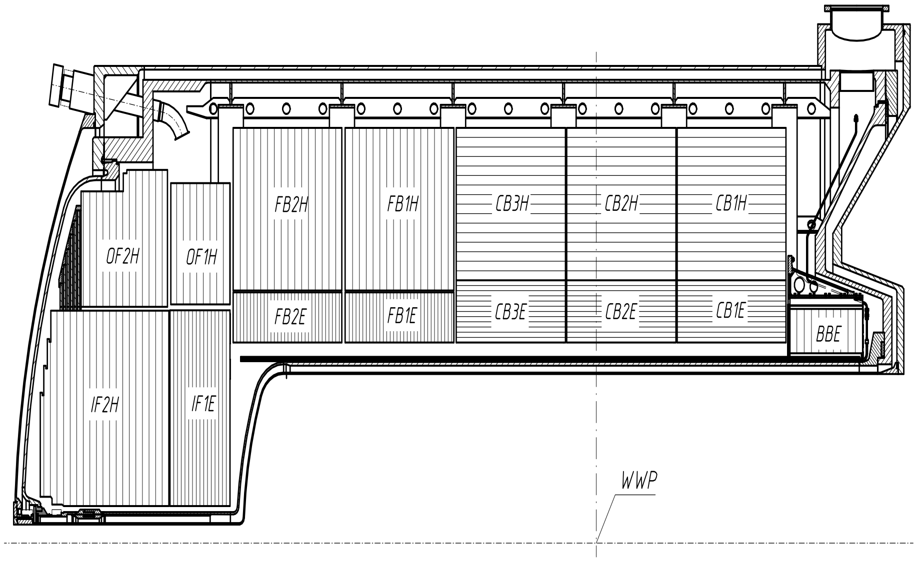


Abbildung 1.6: *Längsschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter des Detektors H1. Der schichtweise Aufbau der einzelnen Radsegmente aus Absorber- und aktivem Material ist dargestellt. Im Zentralbereich weisen die Schichten eine horizontale, im Vorwärts- und Rückwärtsbereich eine vertikale Orientierung auf. Die elektromagnetischen Komponenten sind mit „E“, die hadronischen mit „H“ gekennzeichnet.*

Das LAr-Kalorimeter setzt sich aus acht ringförmigen Komponenten zusammen, die entlang der Strahlachse aneinander anschließen, s. den Längsschnitt durch das LAr-Kalorimeter in Abbildung 1.6. Der Zentralbereich wird durch die CB1 - CB3 (*„Central Barrel“*) genannten Komponenten gebildet, an den sich in Vorwärtsrichtung die mit FB1 und FB2 (*„Forward Barrel“*) bezeichneten Kalorimeter anschließen. Den äußersten Vorwärtsbereich füllen die inneren und äußeren Vorwärtskalorimeter IF1 und IF2 (*„Inner Forward“*) bzw. OF1 und OF2 (*„Outer Forward“*) aus, während das BBE (*„Backward Barrel Electromagnetic“*) den Bereich zum rückwärtigen Kalorimeter SPACAL überbrückt. Die einzelnen Komponenten werden aufgrund ihrer Form als *„Räder“* (bzw. als *„Wheels“*) bezeichnet, wie Abbildung 1.7 verdeutlicht. Mit Ausnahme des sechzehnfach unterteilten BBEs besteht jedes dieser Radsegmente aus acht azimutalen Oktanten. Zu beachten sind die Lücken zwischen den einzelnen Detektorsegmenten, die zum einen in z-Richtung zwischen den einzelnen Radsegmenten, zum anderen innerhalb eines „Wheels“ zwischen den einzelnen Oktanten zu finden sind. Die ersten werden *„Z-Lücken“ („z-cracks“)*, letztere *„ϕ-Lücken“ („ϕ-cracks“)* genannt. Sie stellen Bereiche dar, in denen Energiemessungen nur eingeschränkt möglich sind, was in einer Datenanalyse berücksichtigt werden muß. Während die ϕ-Lücken in den elektromagnetischen Sektionen radial von der Strahlachse nach außen weisen, sind die entsprechenden Lücken der hadronischen Sektion um ca. 20° gekippt, so daß von der Strahlachse kommende Teilchen zumindest im hadronischen Kalorimeter Energie deponieren.

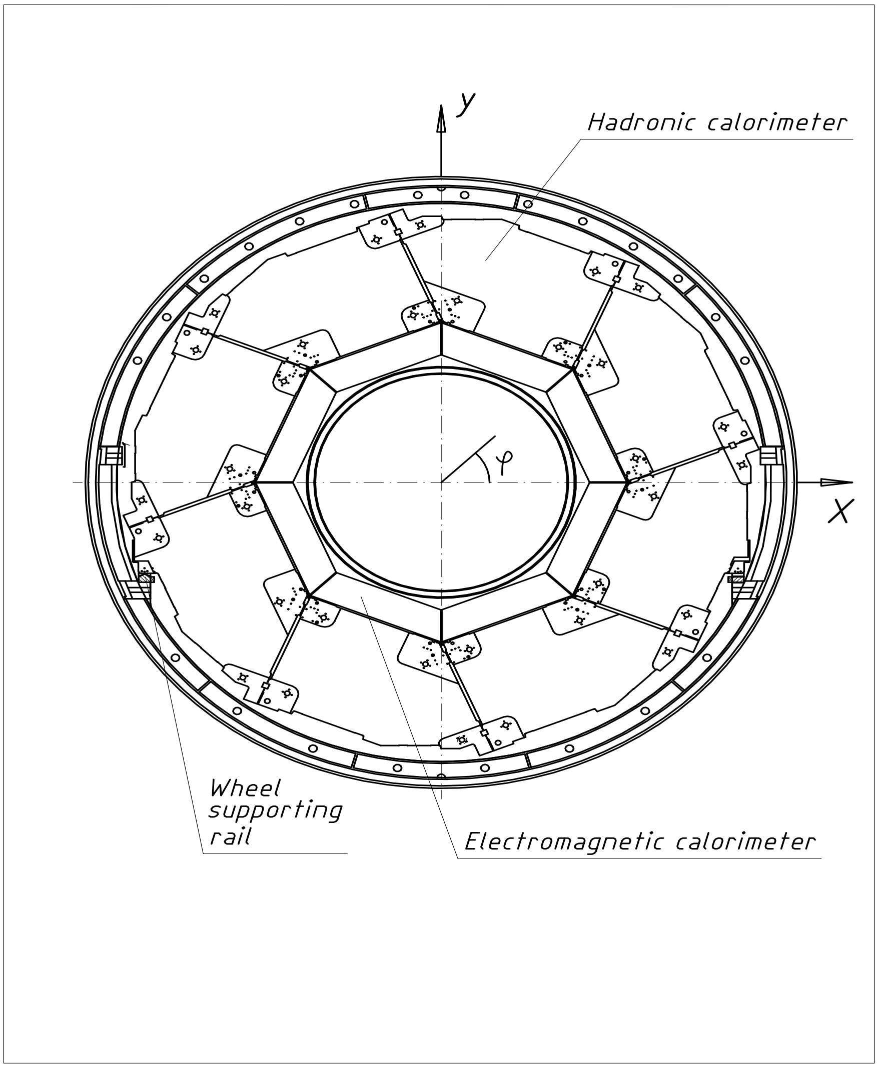


Abbildung 1.7: *Querschnitt durch ein Radsegment des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Jedes Radsegment ist aus acht Oktanten zusammengesetzt. Die elektromagnetischen Sektionen sind durch radiale Lücken voneinander getrennt, die Lücken der hadronischen Komponenten sind um ca. 20° gegenüber dieser Richtung gekippt.*

Die Radsegmente bestehen aus einer elektromagnetischen und einer hadronischen Kalorimeterkomponente, die in Abbildung 1.6 entsprechend mit der Endung „E“ bzw. „H“ bezeichnet sind. Ausnahmen hiervon sind das BBE, das nur eine elektromagnetische Sektion besitzt, und das OF, das ein rein hadronisches Kalorimeter ist. In den elektromagnetischen Komponenten wird Blei als Absorbermaterial eingesetzt, in den hadronischen Sektionen Stahl.
Abbildung 1.6 verdeutlicht auch, daß das LAr-Kalorimeter ein sogenanntes *„Sandwich“-Kalorimeter* ist: Absorbermaterial (Blei bzw. Stahl) und aktives Medium (flüssiges Argon) wechseln sich schichtweise ab. Wie aus Abbildung 1.8 hervorgeht, setzen sich die Schichten aus unterschiedlich dimensionierten Zellen zusammen, die vom Absorbermaterial gebildet

werden und neben dem flüssigen Argon auch die Auslese-Elektroden beherbergen. Zellgröße und Form sind der erwarteten longitudinalen und transversalen Schauerausbreitung auf das Absorbermaterial treffender Teilchen angepaßt. Die insgesamt ca. 44000 Zellen des LAr-Kalorimeters ermöglichen eine gute räumliche Auflösung der deponierten Energie. Abbildung 1.8 zeigt, daß mehrere Zellen zu sogenannten *„Trigger-Türmen“* gruppiert sind; in Abhängigkeit des Polarwinkels werden die Triggertürme in Zweier- bis Vierergruppen zusätzlich zu *„Trigger-Blöcken“* zusammengefaßt. Energiedepositionen in diesen Bereichen weisen auf ein physikalisch interessierendes Ereignis hin, was vom in Abschnitt 1.2.5 vorgestellten Auslösesystem[7] überprüft wird.

Während die elektromagnetische Kalorimeterkomponente eine Tiefe von 20 bis 30 Strahlungslängen aufweist, besitzt das gesamte LAr-Kalorimeter eine Tiefe von 5 bis 8 Wechselwirkungslängen für hadronisch wechselwirkende Teilchen.

Die Energieauflösung der LAr-Module wurde in Teststrahlmessungen zu $\sigma_{em}(E)/E = 0.12/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 0.01$ für Elektronen und zu $\sigma_{had}(E)/E = 0.50/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 0.02$ für geladene Pionen bestimmt [H1C93b], [H1C94]. Bei der Energiemessung muß berücksichtigt werden, daß das LAr-Kalorimeter nicht-kompensierend ist. Das unterschiedliche Antwortverhalten des Kalorimeters auf elektromagnetische und hadronische Schauer wird durch Software-Algorithmen ausgeglichen [Shek93].

Eine „In situ“-Analyse der elektromagnetischen Energieauflösung für die Datennahmeperiode 1994-1997 ergab einen etwas schlechteren Wert von ca. $\sigma_{em}(E)/E = 0.15/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ [Hei99]. Die Unsicherheit der elektromagnetischen Energieskala konnte für diesen Zeitraum in Abhängigkeit des betrachteten Radsegments mit 0.7 % bis 3.0 % ermittelt werden, die Unsicherheit der hadronischen Energieskala zu 2.0 % [Hei99]. Für die Datennahmeperiode 1998-1999 wurde etwas vorsichtiger eine Unsicherheit der elektromagnetischen Energieskala von 1.0 % bis 3.0 % und der hadronischen Energieskala von 3 % angenommen, vgl. [Ell99] und Abschnitt 5.3.1.

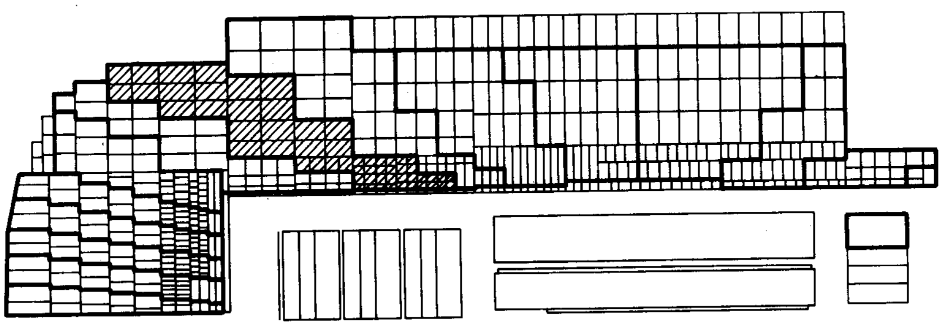


Abbildung 1.8: *Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist in ca. 44000 Zellen segmentiert, die zu sogenannten „Trigger-Türmen“ gruppiert sind (hier durch die stark durchgezogenen Linien markiert). Energiedepositionen in diesen Bereichen weisen auf ein physikalisch interessierendes Ereignis hin.*

Das instrumentierte Eisen

Das instrumentierte Eisenjoch umschließt das LAr-Kalorimeter. Seine vorrangige Aufga-

---

[7] Im folgenden wird hauptsächlich das englische Wort „Trigger“ (Auslöser) anstelle des deutschen Ausdrucks verwendet.

be besteht darin, den magnetischen Fluß zurückzuführen. Durch die Instrumentierung mit Streamerkammern vermag es darüber hinaus, einerseits Energien von (hadronischen) Teilchen zu messen, deren longitudinale Schauerausbreitung das LAr-Kalorimeter durchdringt und in das instrumentierte Eisen hineinreicht (man spricht von „Punch-Through“-Ereignissen), und andererseits durch die Kombination mehrerer Kammersignale Myonen, die z.B. aus der kosmischen Hintergrundstrahlung stammen, zu identifizieren und dadurch vor der eigentlichen Datenselektion auszusortieren. Die Energieauflösung dieses Kalorimeters wurde zu $\sigma(E)/E \approx 1.0/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ bestimmt.

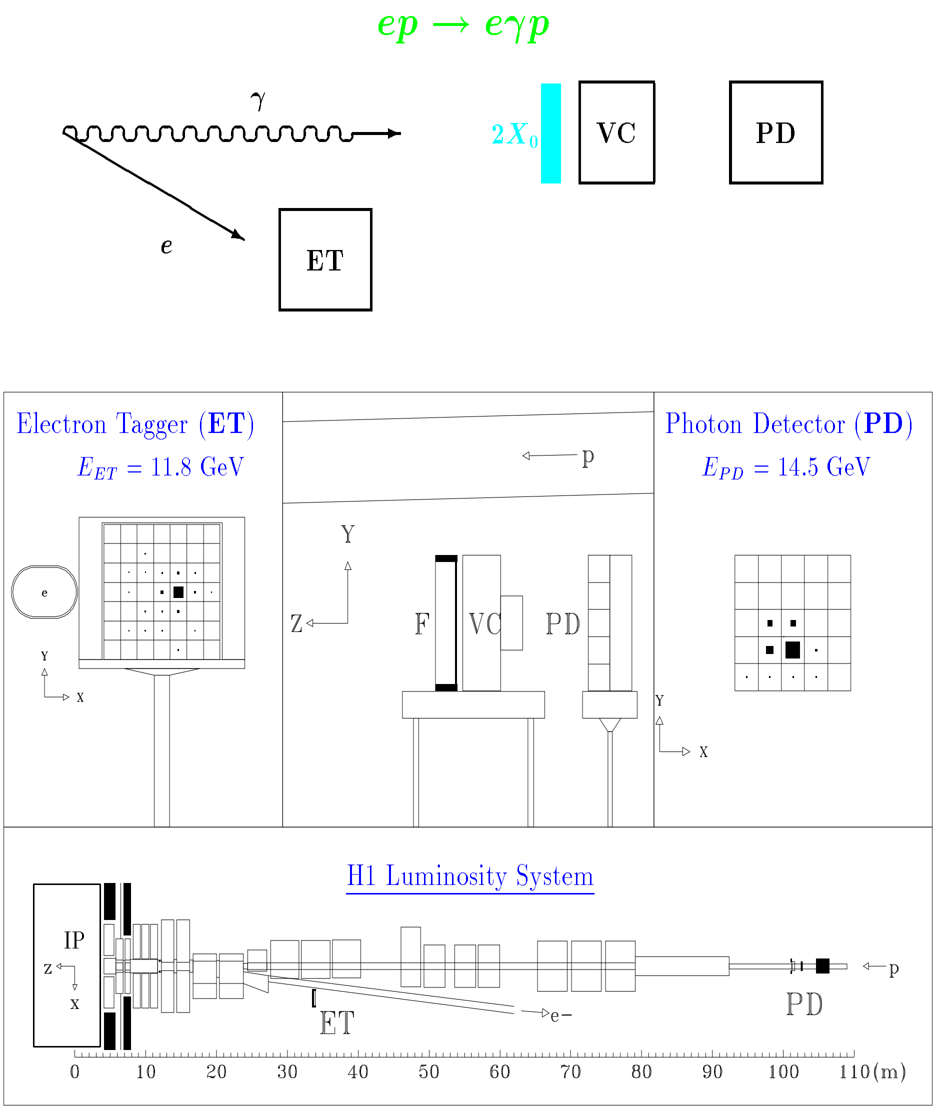


Abbildung 1.9: *Das Luminositätsmeßsystem des Detektors H1 und ein Ereignis des Bethe-Heitler-Prozesses. Das Elektron wird im Elektron-Tagger (ET), das Photon im Photondetektor (PD) nachgewiesen. Der Photondetektor wird durch einen 2 Strahlungslängen dicken Bleifilter vor Synchrotronstrahlung geschützt. Der „Veto-Counter“ (VC) trägt Sorge dafür, daß im Photondetektor nicht Ereignisse nachgewiesen werden, die aus Wechselwirkungen von Photonen mit dem Bleifiltermaterial stammen.*

Das rückwärtige Kalorimeter SPACAL
Der Polarwinkelbereich von ca. 153° bis 177.8° wird vom Kalorimeter SPACAL abgedeckt. Das SPACAL[8] ist ein Sampling-Kalorimeter, das mit szintillierenden Plastikfasern als aktivem Material und Blei als Absorbermaterial ausgestattet ist [H1S96a]. Es besitzt eine elektromagnetische und eine hadronische Sektion und zeichnet sich durch eine gute Ortsauflösung von $4.4\ \mathrm{mm}/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} + 1.0\ \mathrm{mm}$ und Energieauflösung von $\sigma_{em}/E = 7.1\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 1.0\%$ aus [H1S96].
Das SPACAL wird in der vorliegenden Analyse nicht berücksichtigt.

Das Plug-Kalorimeter
Das Plug-Kalorimeter schließt die Lücke zwischen LAr-Kalorimeter und Strahlröhre im äußersten Vorwärtsbereich für Polarwinkel zwischen 0.7° und 3.3°. Es dient in erster Linie dazu, den Verlust von Strahlteilchen in Strahlrohrnähe zu minimieren.

1.2.4 Das Luminositätsmeßsystem

Die Messung der Luminosität bei HERA beruht auf dem Bethe-Heitler-Bremsstrahlungsprozess $ep \to ep\gamma$, dessen Wirkungsquerschnitt sehr gut bekannt ist [Bet34]. Mit Hilfe des Luminositätsmeßsystems wird die Ereignisrate dieser Reaktion gemessen, so daß über Beziehung (1.3) auf die Luminosität geschlossen werden kann [H1C96a].
Das Luminositätsmeßsystem besteht aus zwei Kalorimetern, einem Elektrondetektor (*„Elektron-Tagger“*, ET) und einem Photondetektor (PD). Abbildung 1.9 zeigt den schematischen Aufbau und ein Bethe-Heitler-Ereignis. Beide Kalorimeter liegen weit entfernt vom Wechselwirkungspunkt, der Elektron-Tagger bei $z = -33.4$ m, der Photondetektor bei $z = -102.9$ m.
Die Luminosität wird fortlaufend während der Datennahme gemessen und aufgezeichnet. Die Ergebnisse werden durch eine nachträgliche Analyse überprüft und auf Strahl- und Detektorverhältnisse, wie z.B. den Anteil an Reaktionen, die aus Satellitenpaketen stammen, korrigiert [Gog95]. Die Genauigkeit der Luminositätsmessung beträgt ca. 1.5% (1994-1997) bzw. 2.5% (1998-1999) [Lev99].

1.2.5 Der Trigger

Der Trigger ist das Auslösesystem des Detektors H1. Seine Aufgabe besteht darin, physikalisch interessierende *ep*-Streureaktion zu selektieren und unerwünschte Untergrundereignisse, die z.B. aus der Wechselwirkung der Strahlteilchen mit dem in der Strahlröhre verbliebenen Restgas oder aus der kosmischen Höhenstrahlung stammen, zu verwerfen. Zur Gewährleistung eines möglichst totzeitfreien Betriebs des Detektors H1 wurde der Trigger vierstufig konzipiert.

Die Triggerstufe „L1“
Die erste Triggerstufe kombiniert in einem eigenen Datenstrom von den einzelnen Detektorkomponenten stammende Signale zu sogenannten *„Trigger-Elementen“*. Die Trigger-Elemente beruhen auf Signaturen von Ereignissen, wie z.B. der Energiedeposition in einem Kalorimeter jenseits eines durch dessen Rauschverhalten vorgegebenen Schwellenwerts. Sie stellen digitale Entscheidungen dar, die nach einer Synchronisierung in Bits kodiert

---

[8] SPACAL: Akronym für „Spaghetti-Kalorimeter“.

an den zentralen Trigger, die *„Central Trigger Logic (CTL)“*, weitergeleitet werden, von dem sie durch boolsche Operationen zu *„Subtriggern“* kombiniert werden. Wird mindestens einer der bis zu 128 verschiedenen Subtriggern gesetzt, gilt das Ereignis als von der Trigger-Stufe 1 akzeptiert, und die gesamte Detektorinformation wird ausgelesen.

Bis zur Entscheidung des Triggers auf der Stufe L1 kann die Signalverarbeitung bis zu 2.5 μsec beanspruchen, was deutlich länger als die zwischen zwei Bunch Crossings zur Verfügung stehenden 96 nsec ist. Um einen möglichst totzeitfreien Betrieb zu gewährleisten, werden die in diesem zeitlichen Abstand aufgenommenen Detektorsignale in einer Pipeline zwischengespeichert. Wird ein Ereignis von der ersten Triggerstufe akzeptiert, wird die Pipeline angehalten und das Ereignis ausgelesen. Erst in diesem Moment beginnt die Totzeit[9].

Die Triggerstufe „L2“

Der zweiten Triggerstufe stehen ca. 20 μsec zur Verfügung, um ein Ereignis zu akzeptieren oder zu verwerfen. Sie wird nur auf spezielle Klassen von Ereignissen angewendet. Die Detektorsignale werden hinsichtlich ihrer Topologie (L2TT) untersucht oder von einem neuronalen Netz (L2NN) beurteilt. Die Totzeit des Detektors kann reduziert werden, wenn ein Ereignis frühzeitig auf dieser Stufe verworfen werden kann.

Die in dieser Arbeit betrachteten tiefinelastischen Ereignisse bei hohen Impulsüberträgen wurden in den betrachteten Datennahmeperioden einer Entscheidung durch die Triggerstufe L2 nicht unterworfen.

Die Triggerstufe „L3“

Die Triggerstufe L3 ist im bisherigen Detektorbetrieb noch nicht eingesetzt worden. Es war vorgesehen, auf dieser Stufe weitere Bedingungen an ein Ereignis zu stellen und ihr für eine Entscheidung bis zu 2 msec einzuräumen.

Die Triggerstufe „L4“

Die Triggerstufe L4 ist ein schneller, im Gegensatz zu den vorhergehenden Stufen softwarebasierter Ereignisfilter, der für eine weitere Reduktion von Untergrundreaktionen sorgt. Der Triggerstufe L4 steht die gesamte vom Detektor aufgenommene Information über das Ereignis zur Verfügung. Ihre Entscheidung beruht nicht nur auf den vom Detektor stammenden Signalen, sondern auch auf davon abgeleiteten physikalischen Größen, die aus der - vorläufigen - Rekonstruktion des Ereignis stammen. Die dafür notwendige Rechenleistung wird von einem aus 32 parallel arbeitenden Prozessoren gebildeten Rechnerverbund geliefert, der *„Filter Farm“*.

Erst wenn Ereignisse von einem der auf dieser Stufe verwendeten Algorithmen, den „L4-Findern“, akzeptiert wurden, werden sie mit einer Rate von ca. 10 Hz auf Magnetbändern aufgezeichnet und stehen der weiteren Analyse zur Verfügung.

Während der Datennahmeperiode 1998-1999 wurden die Ereignisse auf dieser Triggerstufe einer Ereignisklasse zugeordnet. Ereignisse, die nicht klassifiziert werden können, werden

---

[9] Es muß angemerkt werden, daß manche Ereignistypen mit einem ganzzahligen Untersetzungsfaktor p *(„Prescale-Factor“)* versehen werden. Es handelt sich dabei um Ereignisse mit vergleichsweise hohem Wirkungsquerschnitt, z.B. Photoproduktionsereignisse. Nur jedes p-te Ereignis wird aufgezeichnet, um die Totzeit für Ereignisse mit deutlich kleinerem Wirkungsquerchnitt zu reduzieren. Da der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische ep-Streureaktionen mit großen Impulsüberträgen sehr klein ist ($\mathcal{O}$(10pb)), werden sie nicht skaliert (d.h. p=1).

verworfen[10].

Die Triggerstufe „L5“ - Rekonstruktion der Daten
Im Vergleich zur Triggerstufe L4, die parallel zum Detektorbetrieb läuft, wird die letzte Triggerstufe L5 zeitversetzt durchgeführt („Offline“-Betrieb). Hier findet eine vollständige Rekonstruktion auf der Grundlage verbesserter Kalibrationskonstanten und einer vollständigen Spurrekonstruktion statt. Neben detektororientierten Größen werden die rekonstruierten Ereignisinformationen in sogenannten POT-Dateien[11] auf Magnetbändern gespeichert. Die mittlere Ereignisgröße von ca. 120 Kilobyte führt bei den jährlich von HERA aufgezeichneten Ereignissen zu Datenmengen in der Größenordnung von Terabyte; daher werden die in den POT-Dateien enthaltenen Informationen komprimiert und in DST-Dateien[12] gespeichert, die aufgrund einer reduzierten mittleren Ereignisgröße von ca. 15 Kilobyte auf Festplatte gehalten werden können und weitergehenden Analysen leicht zugänglich sind.

Im Laufe solcher Analysen werden systematische Untersuchungen durchgeführt, die zur Verbesserung der Datenqualität führen können (z.B. verbesserte Kalibrationskonstanten, Korrekturen von Softwarefehlern usw.). Die Berücksichtigung dieser Erkenntnisse macht eine erneute Erstellung der DST-Dateien erforderlich, was durch eine Versionsnummer angezeigt wird. In dieser Arbeit wird die erste Version der DST-Dateien der Jahre 1998 und 1999 untersucht.

---

[10] Ein Prozent der zu verwerfenden Ereignisse wird jedoch beibehalten, um in detaillierteren Analysen ausschließen zu können, daß physikalisch interessierende Ereignisse fälschlicherweise von der Triggerstufe L4 verworfen wurden.

[11] POT:„Physics Output Tapes“.

[12] DST: „Data Summary Tapes“.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen der tiefinelastischen *ep*-Streuung

Wie in Abschnitt 1 ausgeführt, werden am Speicherring HERA Elektronen der Energie 27.5 GeV und Protonen der Energie 820 GeV (1994-1997) bzw. 920 GeV (1998-1999) an den Wechselwirkungspunkten der Detektoren H1 und ZEUS bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV bzw. 320 GeV zur Kollision gebracht. In den folgenden Abschnitten wird die Kinematik des *ep*-Streuprozesses dargestellt, der zugrundeliegende Wirkungsquerschnitt diskutiert und seine Korrekturen höherer Ordnung skizziert. Dabei liegt eine besondere Betonung auf den Beiträgen der schwachen Wechselwirkung in den neutralen Strömen.

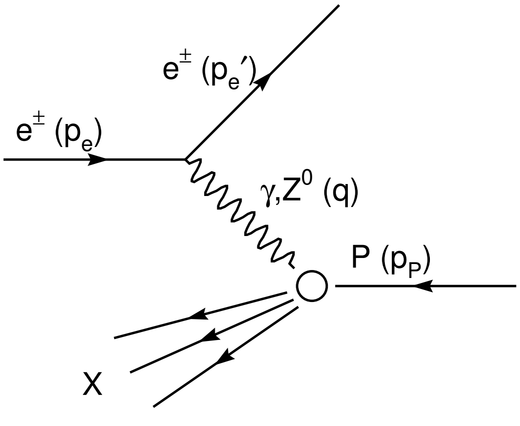


Abbildung 2.1: *Diagramm für ep-Streureaktion des neutralen Stroms. Die Wechselwirkung wird durch das elektromagnetische Photon oder das schwache Z^0-Boson vermittelt.*

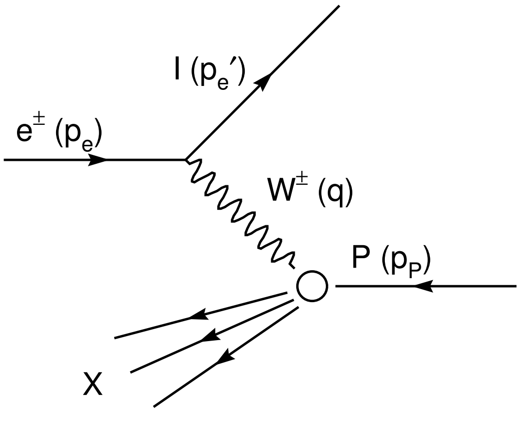


Abbildung 2.2: *Diagramm für ep-Streureaktion des geladenen Stroms. Das einlaufende Lepton wird in der Reaktion in ein (Anti-)Neutrino umgewandelt.*

2.1 Kinematik der tiefinelastischen Streuung

2.1.1 Der tiefinelastische Streuprozeß

Die Abbildungen 2.1 und 2.2 stellen den tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuprozeß in niedrigster Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung dar. Die Reaktion zwischen Elektron und Proton wird durch Austausch eines Bosons vermittelt, bei dem es sich im Fall der elektromagnetischen Wechselwirkung um ein Photon, im Fall der schwachen Wechselwirkung um ein Z^0-Boson oder ein W^-- (bei e^-p-Streuung) bzw. ein W^+-Boson (bei e^+p-Streuung) handelt. Je nach elektrischer Ladung des Austauschteilchens unterscheidet man zwischen Ereignissen des **„neutralen Stroms“** (Photon bzw. Z^0-Boson) und Ereignissen des **„geladenen Stroms“** (W^+- bzw. W^--Boson).

Während das Elektron als elementar angesehen wird[1], stellt das Proton ein ausgedehntes Objekt dar[2]. Aus tiefinelastischen *ep*-Streuprozessen, die am Stanford Linear Collider (SLAC) 1969 durchgeführt wurden [Blo69], konnte man schließen, daß das Proton aus mehreren Bausteinen zusammengesetzt ist, die als Partonen bezeichnet [Fey69] und mit den von Gell-Mann postulierten Quarks [Gel64] identifiziert wurden. Im Rahmen des *„Quark-Parton-Modells“ (QPM)* und der später entwickelten Quantenchromodynamik (QCD), wird die tiefinelastische *ep*-Streuung als elastischer Streuprozeß des Elektrons mit einem Quark verstanden. Abbildung 2.3 zeigt das zugrundeliegende Feynman-Diagramm führender Ordnung für diesen Prozeß des neutralen Stroms. Die Reaktion zwischen Elektron und Quark kann so heftig sein, daß der Partonenverbund des Protons zerstört wird und letzteres in einen Schauer verschiedener Teilchen fragmentiert, die den *„hadronischen Endzustand“* X bilden. Messungen wie die vorliegende, bei denen die Einzelheiten des hadronischen Endzustands unerheblich sind, nennt man *„inklusiv“*.

Die kinematische Beschreibung des hochrelativistischen *ep*-Streuprozesses erfolgt unter Verwendung von Viererektoren[3]: Elektron und Proton treffen mit den Impulsen p_e und p_p aufeinander. Das gestreute Lepton trägt nach der Streuung den Impuls p'_e. In den neutralen Strömen handelt es sich dabei um ein Elektron, in den geladenen Strömen um ein Elektron-Neutrino in e^-p- und ein Elektron-Antineutrino in e^+p-Streuung. Der Impulsübertrag $q = p'_e - p_e$ vom Elektron auf das Proton wird vom Austauschboson vermittelt.

Ziel dieser Arbeit ist, den Beitrag des Z^0-Bosons in Ereignissen des neutralen Stroms nachzuweisen. Da am Enduzstand der Streureaktion nicht erkennbar ist, welches Boson ausgetauscht worden ist, läßt sich der Nachweis des Z^0-Austauschs nicht anhand einer Einzelreaktion führen, sondern kann nur über eine Messung des Wirkungsquerschnitts erfolgen, der Beiträge des Photon-und des Z^0-Austauschs aufweist.

---

[1] Aus $(g-2)$-Experimenten wird ein Limit auf den Elektronenradius von $R_e < 3 \cdot 10^{-3}$ fm gesetzt [Zer95].

[2] Der beste Wert für den mittleren quadratischen Ladungsradius beträgt: $\sqrt{<r^2>_p} = 0.862$ fm [Bo75].

[3] Viererektoren werden kursiv dargestellt, Dreiervektoren sind durch einen Pfeil gekennzeichnet: $p_e = (E_e, \vec{p_e})$.

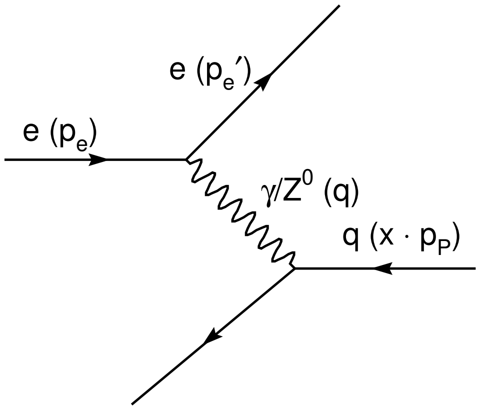


Abbildung 2.3: *Feynman-Diagramm für den der tiefinelastischen ep-Streuung zugrundeliegenden Prozeß der elastischen Streuung eines Elektrons an einem Quark für ein Ereignis des neutralen Stroms.*

2.1.2 Die kinematischen Variablen

Die Kinematik der *ep*-Streureaktion kann einerseits im Laborsystem, andererseits unter Verwendung lorentzinvarianter Größen beschrieben werden. Die Darstellung der Reaktion im Laborsystem legt eine Meßvorschrift zur Ermittlung der Kinematik aus direkt meßbaren Größen wie den Winkeln und Energien der gestreuten Teilchen nahe. Die lorentzinvariante Darstellung trägt einerseits der Lorentzinvarianz der zugrundeliegenden physikalischen Prozesse Rechnung, andererseits ermöglicht sie Vergleiche der bei HERA gewonnenen Ergebnisse der Protonstruktur mit Resultaten vorhergehender Experimente.

Größen im Laborsystem
Zur Beschreibung der Streureaktion im Laborsystem ist es vorteilhaft, das in Abschnitt 1.2.1 definierte Koordinatensystem ereignisweise so zu drehen, daß sich das gestreute Elektron in der xz-Ebene bewegt. Aufgrund der azimutalen Symmetrie ist dies für jede Streureaktion möglich, es entspricht formal einer Drehung um den Streuwinkel ϕ und der Darstellung der Kinematik im gedrehten System [Flei94].

Unter Vernachlässigung der Ruhemassen von Elektron und Proton gilt für die Viererimpulse der Reaktion[4]:

$$p_e = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix} \qquad p_p = \begin{pmatrix} E_p \\ 0 \\ 0 \\ E_p \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

---

[4] Wie in der Hochenergiephysik üblich wird auch in dieser Arbeit $\hbar = c = 1$ gesetzt.

$$p'_e = \begin{pmatrix} E'_e \\ E'_e \sin\theta_e \\ 0 \\ -E'_e \cos\theta_e \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

$$p'_{hadr} = \begin{pmatrix} \sum_i E'_{hadr,i} \\ \sum_i E'_{hadr,i} \sin\theta_{hadr,i} \cos\varphi_{hadr,i} \\ \sum_i E'_{hadr,i} \sin\theta_{hadr,i} \sin\varphi_{hadr,i} \\ \sum_i E'_{hadr,i} \cos\theta_{hadr,i} \end{pmatrix} =: \begin{pmatrix} E'_{hadr} \\ p'_{x,hadr} \\ 0 \\ p'_{z,hadr} \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

Hierbei sind:

p_e	der Viererimpuls des einlaufenden Elektrons,
p'_e	der Viererimpuls des auslaufenden Leptons,
p_p	der Viererimpuls des einlaufenden Protons,
p'_{hadr}	die Summe über alle Vierervektoren des hadronischen Endzustands,
θ_e	der Polarwinkel des gestreuten Leptons,
$\varphi_{hadr,i}$	der Azimutalwinkel des i-ten gestreuten Hadrons und
$\theta_{hadr,i}$	der Polarwinkel des i-ten gestreuten Hadrons.

Vergleicht man die Vierervektoren komponentenweise, stellt man fest, daß die gesamte Kinematik bei gegebener Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ durch die Messung zweier unabhängiger Größen vollständig festgelegt ist: Sind beispielsweise Energie und Winkel des gestreuten Leptons bekannt, sind auch die Komponenten des hadronischen Vierervektors p'_{hadr} festgelegt, wenn auch die Verteilung von Energie und Impuls auf die einzelnen Teilchen des hadronischen Endzustandes unbestimmt ist. Für inklusive Messungen ist die Kenntnis hierüber aber unerheblich. Die Messung der Energie und des Winkels des gestreuten Leptons definiert daher im Laborsystem eine vollständige Meßvorschrift, die *„Elektronmethode“*. Die in dieser Arbeit verwendeten Methoden zur Rekonstruktion der lorentzinvarianten Größen aus den im Labor gemessenen werden in Abschnitt 3.1 zusammengefaßt.

Lorentzinvariante Beschreibung

Die lorentzinvariante Darstellung der Kinematik der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung erfolgt unter Verwendung der Variablen x, y und Q^2. Sie gestatten eine anschauliche Interpretation des ep-Streuprozesses im Rahmen des Quark-Parton-Modell [Fel87], auf das kurz in Abschnitt 2.2.6 eingegangen wird. Die folgenden lorentzinvarianten Größen beschreiben den ep-Streuprozeß:

- Das Quadrat des Viererimpulsübertrags[5] Q^2:

$$Q^2 = -q^2 = -(p_e - p'_e)^2, \tag{2.4}$$

- die Bjorkensche Variable x:

$$x = \frac{Q^2}{2p_p q}. \tag{2.5}$$

Im Quark-Parton-Modell wird x als der Bruchteil des Protonimpulses interpretiert, der vom an der Streuung beteiligten Quark getragen wird. Der Wertebereich von x ist somit:

$$x \in [0; 1]. \tag{2.6}$$

---

[5] Im folgenden wird der Einfachheit wegen kurz vom „Impulsübertrag Q^2“ gesprochen.

- y, der Bruchteil der Elektronenenergie, der - gemessen im Ruhesystem des Protons- vom Elektron an das Proton übergeben wird:

  $$y = \frac{p_p q}{p_p p_e}. \tag{2.7}$$

  Die Größe y steht über

  $$\cos^2 \frac{\theta_e^*}{2} = 1 - y \tag{2.8}$$

  in Beziehung zum Elektron-Streuwinkel θ_e^* im Elektron-Quark-Schwerpunktssystem. Auch der Wertebereich von y ist:

  $$y \in [0; 1]. \tag{2.9}$$

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie

  $$s = (p_p + p_e)^2 = 4 \cdot E_e \cdot E_p. \tag{2.10}$$

- Das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Systems W^2:

  $$W^2 = (q + p_p)^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} + m_P^2. \tag{2.11}$$

  Findet die Streuung des Elektrons elastisch am Proton statt, ist $W^2 = m_P^2$. Von tiefinelastischer Streuung spricht man, wenn $W^2 > m_P^2$ ist [Pov93].

Zwischen den obigen Größen gilt (unter Vernachlässigung der Ruhemasse des Protons) die Beziehung

$$Q^2 = sxy \tag{2.12}$$

Die im Laborsystem gemessenen Größen und die lorentzinvarianten Variablen stehen in eindeutiger Beziehung zueinander, s. Abschnitt 3.1.

2.1.3 Die kinematische Ebene

Wie im vorhergehenden Abschnitt bemerkt, ist die Kinematik der tiefinelastischen Streureaktion durch zwei unabhängige Variablen vollständig festgelegt. Der kinematisch zugängliche Bereich kann als Teilebene $\mathcal{E}$, der sogenannten *„kinematischen Ebene“*, in den lorentzinvarianten Variablen x und Q^2 dargestellt werden. Formal ist $\mathcal{E}$ gegeben durch:

$$\mathcal{E} = \{(Q^2, x) : Q^2 = sxy; 0 < x \leq 1; 0 < y \leq 1\}. \tag{2.13}$$

Abbildung 2.4 stellt einen Ausschnitt von $\mathcal{E}$ mit $1 \cdot 10^{-4} \leq x \leq 1$ und 10 GeV$^2 \leq Q^2 \leq 10^5$ GeV^2 dar und gibt einen Überblick über den kinematischen Bereich hoher Impulsüberträge Q^2, der bei HERA gemessen werden kann.

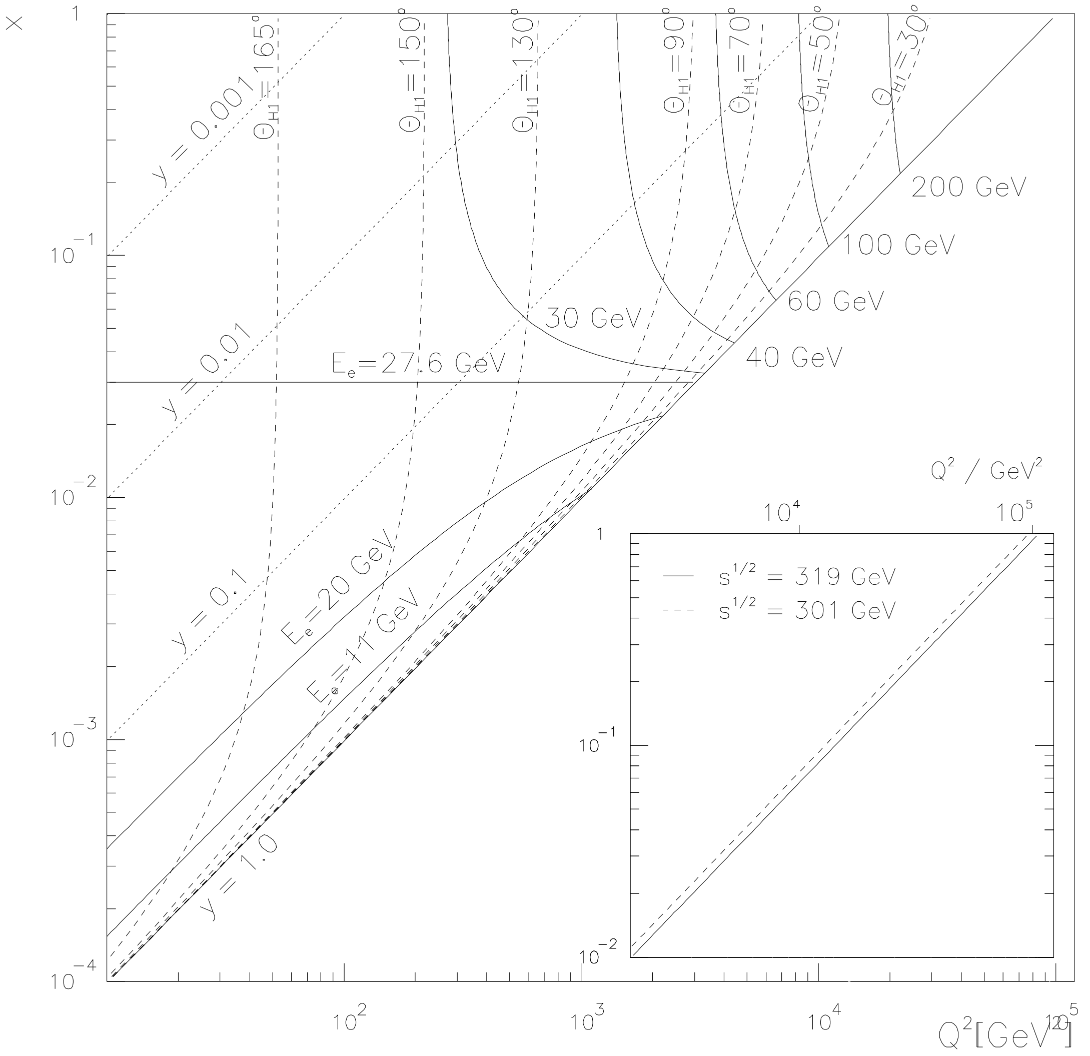


Abbildung 2.4: *Kinematisch zugänglicher Bereich für $E_e = 27.6$ GeV und $E_p = 920$ GeV. Eingezeichnet sind die Kurven konstanter Energie (durchgezogene Linie) und Winkel (gestrichelte Linie) des gestreuten Elektrons sowie die Isolinien für konstantes y (punktierte Geraden). Die erhöhte Proton-Energie von 920 GeV und die damit verbundene höhere Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ von 319 GeV der Datennahmeperiode 1998-1999 gegenüber den Vorjahren, führt zu einer Erweiterung des kinematisch zugänglichen Bereichs, wie in der Teilabbildung unten rechts dargestellt.*

Die Elemente von $\mathcal{E}$ liegen links oberhalb der Isolinie $y = 1$, die Teilebene rechts unterhalb dieser Linie ist kinematisch ausgeschlossen. Die Geraden, die parallel zur Linie $y = 1$ verlaufen, sind Isolinien der Variablen y. Zusätzlich sind die Kurven für konstante Energie (durchgezogene Linien) und Winkel (gestrichelte Linien) des gestreuten Elektrons eingezeichnet.

Abbildung 2.4 gilt für $E_p = 920$ GeV und bezieht sich auf die Datennahmeperiode 1998-1999. Der eingefügte Bildabschnitt unten rechts in Abbildung 2.4 veranschaulicht die Erweiterung des kinematisch zugänglichen Bereichs der kinematischen Ebene, die aus der um ca. 12 % erhöhten Schwerpunktsenergie hervorgeht: Bei gegebenem Impulsübertrag Q^2 und bei gegebenem Energieübertrag y kann die Protonstruktur nun bei kleineren Werten von x gemessen werden.

Ereignisse bei hohen und sehr hohen Q^2

Unter Ereignissen mit hohem Impulsübertrag werden im folgenden Reaktionen verstanden, für die $Q^2 > 141$ GeV^2 gilt. Die untere Grenze von ca. 140 GeV^2 ergibt sich aus dem Akzeptanzbereich des für die Messung verwendeten LAr-Kalorimeters des Detektors H1.

Unter Ereignissen mit sehr hohem Q^2 werden im weiteren Reaktionen verstanden, deren $Q^2 \geq 5000$ GeV^2 ist. Ab ca. 5000 GeV^2 spielen die Effekte der schwachen Wechselwirkung eine nicht mehr zu vernachlässigende Rolle, vgl. [H1C99a] und Abschnitt 2.2.2.

Abbildung 2.4 kann man entnehmen, daß die Elektronen in Reaktionen mit sehr hohen Impulsüberträgen in den Vorwärtsbereich des Detektors abgelenkt werden ($\theta_{H1} \leq 90°$). Die Energien, mit denen die Elektronen in den Detektor eindringen, können dabei mehrere hundert GeV betragen - eine Größenordnung über ihrer ursprünglichen Energie!

2.2 Wirkungsquerschnitte

Abbildung 2.1 stellt den Prozeß führender Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung in tiefinelastischer *ep*-Streuung dar. Der im folgenden Abschnitt diskutierte Bornsche Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der dieser Prozeß auftritt.

In der tatsächlich beobachtbaren Reaktion spielen aber noch weitere Prozesse eine Rolle, die in Form von Korrekturen berücksichtigt werden müssen. Dabei handelt es sich um radiative Korrekturen, auf die in Abschnitt 2.2.7 eingegangen wird:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{exp} = \left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{Born} \cdot (1 + \delta_{rad}) \qquad (2.14)$$

Im folgenden Abschnitt wird der Bornsche Wirkungsquerschnitt aus Gründen einer übersichtlichen Darstellung zunächst in führender Ordnung der QCD diskutiert. Korrekturen in der zur führenden nächsten Ordnung[6] der QCD werden in Abschnitt 2.2.6 aufgeführt und in Anhang A zusammengestellt.

---

[6] Die „zur führenden nächste Ordnung“ wird in Anlehnung an den englischen Ausdruck „Next to Leading Order“ im folgenden aus Gründen der sprachlichen Einfachheit mit NLO abgekürzt. Stellenweise wird auch für den Ausdruck „führende Ordnung“ die Abkürzung LO („Leading Order“) verwendet.

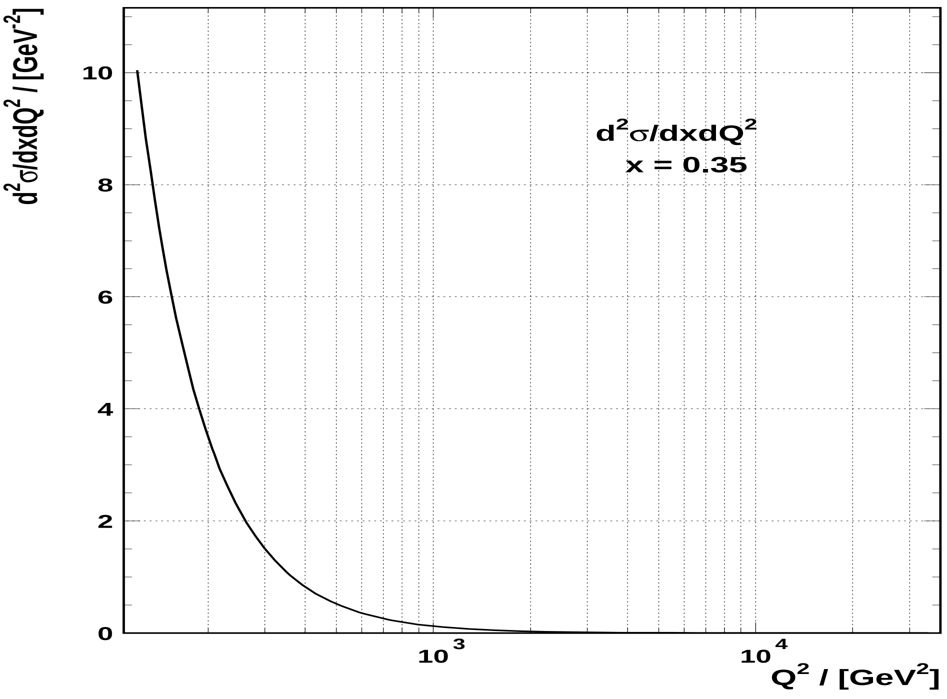


Abbildung 2.5: *Der Bornsche Wirkungsquerschnitt* $d^2\sigma/dxdQ^2$ *als Funktion von* Q^2 *bei* $x = 0.35$. *Der starke Abfall des Wirkungsquerschnitts ist auf den Vorfaktor* $2\pi\alpha^2/xQ^4$ *zurückzuführen und spiegelt den Rutherfordschen Charakter der Streureaktion wider. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts wurde die Parametrisierung MRST 99 [MRST99] der Quarkdichtefunktionen des Protons verwendet.*

2.2.1 Der Bornsche Wirkungsquerschnitt

In niedrigster Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung gilt für den nach Q^2 und x differenzierten Bornschen Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms in tiefinelastischer $e^{\pm}p$-Streuung für longitudinal unpolarisierte Elektron- bzw. Positronstrahlen:

$$\left(\frac{d^2\sigma^{\pm}(x,Q^2)}{dxdQ^2}\right)_{Born} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[Y_+F_2(x,Q^2) \mp Y_-xF_3(x,Q^2) - y^2F_L(x,Q^2)\right] \qquad (2.15)$$

Dabei sind:

α	die elektromagnetische Feinstrukturkonstante ($\alpha \equiv \alpha(Q^2 = 0\ \mathrm{GeV}^2)$),
x, y, Q^2	die in Abschnitt 2.1.2 definierten lorentzinvarianten Variablen,
$Y_\pm$	kinematische Vorfaktoren: $Y_+ := (1 + (1-y)^2), \quad Y_- := (1 - (1-y)^2)$,
F_2,xF_3	die Protonstrukturfunktionen,
F_L	die longitudinale Strukturfunktion.

Der Vorfaktor ($2\pi\alpha^2/xQ^4$) reflektiert die starke Abhängigkeit des Bornschen Wirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag Q^2. Sie ist charakteristisch für die Streuung eines punktförmigen Teilchens an einem Potential, das ein $1/r$-Verhalten aufweist und spiegelt den

Rutherfordschen Charakter der *ep*-Streuung wider. Abbildung 2.5 zeigt den starken Abfall des Wirkungsquerschnitts als Funktion des Impulsübertrags Q^2 bei $x = 0.35$.
Die kinematischen Vorfaktoren Y_+ und Y_- enthalten die Helizitätsabhängigkeit der elektroschwachen Wechselwirkung[7].

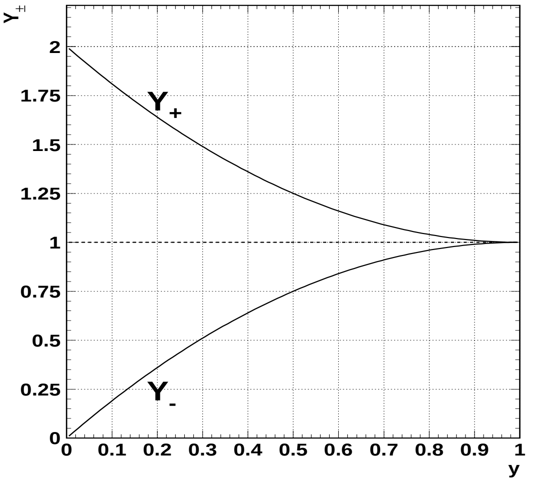


Abbildung 2.6: *Abhängigkeit der Helizitätsfaktoren $Y_\pm$ von y.*

Für sie gilt:

$$\begin{aligned} Y_+ &> Y_-, && (2.16)\\ Y_+ &\in [1;2], && (2.17)\\ Y_- &\in [0;1]. && (2.18) \end{aligned}$$

Die Protonstrukturfunktionen F_2 und xF_3 werden mit Y_+ bzw. Y_- gewichtet. Die monotone Abhängigkeit der Helizitätsfaktoren von y ist in Abbildung 2.6 dargestellt, aus der ersichtlich ist, daß der xF_3-Beitrag zum Wirkungsquerschnitt wegen der Gewichtung mit Y_- umso stärker unterdrückt wird, je kleiner y ist.

Die Protonstrukturfunktionen enthalten die gesamte Information über den Aufbau des Protons. In führender Ordnung der QCD lassen sie sich als Summe über die elektrisch geladenen Bausteine des Protons auffassen, es gilt:

$$F_2(x,Q^2) = \sum_f \left[xq_f(x,Q^2) + x\bar{q}_f(x,Q^2)\right] \cdot A_f(Q^2), \qquad (2.19)$$

$$\mp xF_3(x,Q^2) = \sum_f \left[xq_f(x,Q^2) - x\bar{q}_f(x,Q^2)\right] \cdot B_f(Q^2), \qquad (2.20)$$

$$F_L(x,Q^2) = 0. \qquad (2.21)$$

In diesen Gleichungen erfolgt die Summation über die Partondichtefunktionen[8] q_f bzw. $\bar{q}_f$ aller Quarksorten, also $f \in \{u,d,s,c,b,t\}$. Während im Ausdruck für F_2 sowohl Beiträge der Valenz- als auch der Seequarks auftreten, enthält xF_3 nur Anteile der Valenzquarks. Die Quarkdichten werden jeweils mit den Kopplungstermen $A_f(Q^2)$ und $B_f(Q^2)$ gewichtet, die die elektroschwache Wechselwirkung zwischen den Reaktionspartnern beschreiben. Dabei wird der paritätserhaltende Anteil der schwachen Wechselwirkung der Strukturfunktion F_2 und der paritätsverletzende Anteil der Strukturfunktion xF_3 zugeordnet. Es

---

[7] Wie in Abschnitt 2.1.2 bemerkt, ist die Größe y mit dem Streuwinkel θ_e^* des Elektrons im Elektron-Quark-Schwerpunktssystem über $\cos^2\theta_e^* = (1-y)$ verknüpft. Die Vorfaktoren $Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$ zeigen, daß die Wechselwirkung aus einem - im *eq*-Schwerpunktssystem betrachteten - isotropen und anisotropen Anteil bestehen. Letzterer folgt aus der Helizitätsabhängigkeit der Wechselwirkung.

[8] Die Partondichtefunktionen $q_f(x,Q^2)dxdQ^2$ geben die Wahrscheinlichkeit an, bei einer Auflösung zwischen Q^2 und $Q^2 + dQ^2$ ein Parton des Flavors f mit einem Impulsbruchteil zwischen x und $x + dx$ des Protons zu finden und stellen somit ein Maß für die Verteilung der Partonen im Proton dar.

Teilchensorte	Elektrische Ladung e_i	Schwacher Isospin $T_{3,i}$	Axialvektorkopplung a_i	Vektorkopplung v_i
Elektron	-1	-1/2	-0.5922	-0.0445
Positron	+1	1/2	0.5922	0.0445
u,c,t-Quarks	+2/3	1/2	0.5922	0.2270
d,s,b-Quarks	-1/3	-1/2	-0.5922	-0.4096

Tabelle 2.1: *Kopplungskonstanten in der Notation von Ingelman [Ing87]. Die Kopplungen für Elektronen und Positronen unterscheiden sich im Vorzeichen; dieses ist in den Ausdrücken für die Strukturfunktionen bereits enthalten.*

gilt:

$$A_f(Q^2) = e_f^2 - 2v_e e_f v_f P_Z(Q^2) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)P_Z^2(Q^2), \tag{2.22}$$

$$B_f(Q^2) = -2a_e e_f a_f P_Z(Q^2) + 4v_e a_e v_f a_f P_Z^2(Q^2). \tag{2.23}$$

Der Propagatorterm P_Z ist hierbei unter Verwendung der Masse M_Z des Z^0-Bosons ($M_Z = 91.187 \pm 0.007$ GeV, [PDG98]) durch

$$P_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \tag{2.24}$$

gegeben und für die Axialvektor- bzw. Vektorkopplungskonstanten a_i, v_i ($i \in \{e^\pm, u, d, c, s, b, t\}$ gilt:

$$a_i = \frac{T_{3,i}}{\sin(2 \cdot \theta_W)}, \tag{2.25}$$

$$v_i = \frac{T_{3,i} - 2e_i \sin^2\theta_W}{\sin(2 \cdot \theta_W)}. \tag{2.26}$$

Dabei ist e_i die elektrische Ladung des jeweiligen Teilchens, $T_{3,i}$ die schwache Isospinkomponente und θ_W der Weinbergwinkel der schwachen Wechselwirkung ($\sin^2\theta_W = 0.23124(24)$, [PDG98])[9]. Die Zahlenwerte der Kopplungskonstanten sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Die Kopplungen von Elektron und Positron sind betragsgleich, unterscheiden sich aber im Vorzeichen. In Gleichungen (2.22) und (2.23) werden die Kopplungen e_e, v_e und a_e des Elektrons verwendet; der Vorzeichenwechsel bei Betrachtung der e^+p-Streuung wird auf das Vorzeichen der Strukturfunktion xF_3 übertragen.

Die Notation unter Verwendung des Propagatorterms P_Z und der Kopplungen a_i und v_i, wie sie durch Gleichungen (2.24)-(2.26) definiert werden, geht auf Ingelman zurück [Ing87]. In dieser Notation separieren die elektroschwachen Parameter M_Z und $\sin^2\theta_W$: die Masse M_Z tritt ausschließlich im Propagatorterm P_Z in Erscheinung, der Weinbergwinkel $\sin^2\theta_W$ ausschließlich in den Kopplungstermen a_i und v_i. Diese Separation ist vorteilhaft bei der Interpretation der experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitte in Hinblick auf die Effekte der schwachen Wechselwirkung in neutralen Strömen, s. Kapitel 6. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß in der Literatur üblicherweise eine andere Notation verwendet wird, s. z.B. [Blu87]. Der Nenner $\sin(2\theta_W)$ in den Ausdrücken für a_i und v_i

---

[9] Dieser Wert bezieht sich auf Verwendung des $\overline{MS}$-Schemas [PDG98].

wird als Normalisierung des Propagatorterms verwendet. Die anstelle von Gleichungen (2.24)- (2.26) gebräuchlichen Ausdrücke sind:

$$\begin{array}{rcl c l}
\kappa_Z & = & \dfrac{1}{4\sin^2\theta_W\cos^2\theta_W}\dfrac{Q^2}{Q^2+M_Z^2} & = & \dfrac{1}{\sin^2(2\theta_W)}\cdot P_Z \\
a_i' & = & T_{3,i} & = & \sin(2\theta_W)\cdot a_i \\
v_i' & = & T_{3,i} - 2e_i\sin^2\theta_W & = & \sin(2\theta_W)\cdot v_i
\end{array}$$

Bei der Berechnung von Strukturfunktionen und Wirkungsquerschnitten liefern beide Notationen die gleichen Resultate.

2.2.2 Die elektroschwachen Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt

Die Terme des Bornschen Wirkungsquerschnitt lassen sich in verschiedene elektroschwache Beiträge aufteilen, anhand derer man ein Verständnis für den Einfluß der schwachen Wechselwirkung entwickeln kann.

Durch Ausmultiplikation der Beziehungen (2.19) - (2.20) und (2.22) - (2.23) und unter Verwendung der abkürzenden Schreibweise

$$\begin{array}{rcl}
Q_f^+(x,Q^2) & := & (xq_f(x,Q^2) + x\bar{q}_f(x,Q^2)), \qquad (2.27) \\
Q_f^-(x,Q^2) & := & (xq_f(x,Q^2) - x\bar{q}_f(x,Q^2)) \qquad (2.28)
\end{array}$$

lassen sich die Protonstrukturfunktionen F_2 und xF_3 in mehrere Terme aufspalten, die mit den elektroschwachen Beiträgen zum Bornschen Wirkungsquerschnitt identifiziert werden können[10]:

$$\begin{array}{rcl}
\left(\dfrac{d^2\sigma^\pm(x,Q^2)}{dxdQ^2}\right) & = & \dfrac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left(\,Y_+F_2(x,Q^2) \;\mp\; Y_-xF_3(x,Q^2)\,\right) \\
& = & \dfrac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left(Y_+\sum_f\left[Q_f^+e_f^2 - Q_f^+\cdot(2e_fv_fv_e)\cdot P_Z + Q_f^+\cdot(v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)P_Z^2\right]\right. \\
& & \left.\mp Y_-\sum_f\left[\qquad Q_f^-\cdot(-2e_fa_fa_e)\cdot P_Z + \qquad (4v_ea_ev_fa_f)P_Z^2\right]\right) \\
& \equiv & \left(\dfrac{d^2\sigma(e^\pm)}{dxdQ^2}\right)^\gamma + \left(\dfrac{d^2\sigma(e^\pm)}{dxdQ^2}\right)^{\gamma/Z} + \left(\dfrac{d^2\sigma(e^\pm)}{dxdQ^2}\right)^Z. \qquad (2.29)
\end{array}$$

Dabei enthalten die drei Summanden der letzten Zeile die Anteile des Photonaustauschs,

---

[10] Eine ähnliche, auf Derman zurückgehende Notation ([De73]) wird in der Literatur häufig unter Einführung der Protonstrukturfunktionen F_2,G_2,H_2,xG_3 und xH_3 verwendet, s. z.B. [Blu87]. Diese Strukturfunktionen werden mit den jeweiligen Summanden in Gleichung (2.29) identifiziert, wobei in ihnen die Kopplungen der Quarks, aber nicht die der Leptonen enthalten sind.

Teilchensorte	Kopplungsterme für $e^{\pm}$-Proton-Streuung				
	γ-Beitrag	γ-Z^0-Beitrag		Z^0-Beitrag	
		F_2-Ant.	xF_3-Ant.	F_2-Ant.	xF_3-Ant.
	e_f^2	$-2e_f v_f v_e$	$\pm 2e_f a_f a_e$	$(v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)$	$\mp 4v_f a_f v_e a_e$
u,c,t-Quarks	4/9	0.0132	$\mp$0.4676	0.1419	$\mp$ 0.0143
d,s,b-Quarks	1/9	0.0119	$\mp$0.2338	0.1829	$\mp$ 0.0256
	1	$-\dfrac{2e_f v_f v_e}{e_f^2}$	$\pm\dfrac{2e_f a_f a_e}{e_f^2}$	$\dfrac{(v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)}{e_f^2}$	$\mp\dfrac{4v_f a_f v_e a_e}{e_f^2}$
u,c,t-Quarks	1	0.0296	$\mp$1.0521	0.3192	$\mp$ 0.0322
d,s,b-Quarks	1	0.1068	$\mp$2.1043	1.6457	$\mp$ 0.2301

Tabelle 2.2: *Kopplungskonstanten in der Notation von Ingelman. Die Kopplungen v_e und a_e beziehen sich auf das Elektron, der Vorzeichenwechsel bei Betrachtung der Positron-Proton-Streuung, der in Gleichung (2.29) dem Beitrag von xF_3 vorangestellt ist, ist auf die Kopplungsterme ausmultipliziert. Die oberen Reihen geben die Werte für die Kopplungsterme in der Notation von Ingelman wieder, die unteren Reihen das Verhältnis zur elektromagnetischen Kopplung e_f^2.*

der Photon-Z^0-Interferenz und des Z^0-Austauschs. Sie sind gegeben durch:

$$\left(\frac{d^2\sigma^{\pm}}{dxdQ^2}\right)^{\gamma} := \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\cdot\sum_f Y_+\cdot Q_f^+ e_f^2 \tag{2.30}$$

$$\left(\frac{d^2\sigma^{\pm}}{dxdQ^2}\right)^{\gamma/Z} := \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\cdot\sum_f \left[Y_+\cdot Q_f^+\cdot(-2e_f v_f v_e)\cdot P_Z \pm Y_-\cdot Q_f^-\cdot(2e_f a_f a_e)\cdot P_Z\right] \tag{2.31}$$

$$\left(\frac{d^2\sigma^{\pm}}{dxdQ^2}\right)^{Z} := \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\cdot\sum_f \left[Y_+\cdot Q_f^+\cdot(v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)\cdot P_Z^2 \mp Y_-\cdot Q_f^-\cdot(4v_f a_f v_e a_e)\cdot P_Z^2\right] \tag{2.32}$$

Diese Zuordnung ist an den Termen erkennbar: Der Photon-Beitrag enthält das Quadrat der elektrischen Ladungen der Quarks[11] e_f^2, der Interferenzterm ist proportional zum Produkt $e_f P_Z$ und der Z^0-Beitrag hängt quadratisch von P_Z ab.
Der Anteil $(d^2\sigma/dxdQ^2)^{\gamma}$ des Photonaustauschs am Bornschen Wirkungsquerschnitt folgt ausschließlich aus der Strukturfunktion F_2. Er stellt den **rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt** dar und dient im folgenden als wichtige Bezugsgröße, mit deren Hilfe sich die schwachen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt vergleichen lassen. Mit „schwachen Beiträgen“ werden im weiteren der Beitrag des Z^0-Bosons und des Interferenzterms zusammenfassend bezeichnet.

Kopplungsterme und relative Stärke der schwachen Beiträge

Eine erste Abschätzung des Einfluß der schwachen Wechselwirkung auf den Bornschen Wirkungsquerschnitt kann anhand eines Vergleichs der Kopplungsterme aus Gleichungen (2.31) und (2.32) mit der elektromagnetischen Kopplungskonstante e_f^2 gewonnen werden. Das Verhältnis der Kopplungsterme zu e_f^2 kann dabei als relative Stärke des jeweiligen

---

[11] Die Ladung des Leptons ist mit $e_{e^{\pm}}^2 = 1$ ebenfalls enthalten.

schwachen Beitrags aufgefaßt werden. Da die kinematischen Faktoren P_Z und $Y_\pm$, sowie der Ausdruck Q_f^- die schwachen Beiträge relativ zum rein elektromagnetischen unterdrücken, liefern die in Tabelle 2.2 zusammengefaßten Zahlenverhältnisse nur eine obere Abschätzung für die relative Stärke der schwachen Beiträge. Dennoch sind die Zahlenverhältnisse aufschlußreich:

- Die Kopplungsterme aller elektroschwachen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt sind von vergleichbarer Größe, d.h. sie unterscheiden sich nicht um mehrere Größenordnungen.

- Der Interferenzterm $(d^2\sigma/dxdQ^2)^{\gamma/Z}$ wird vom Anteil dominiert, der aus der Strukturfunktion xF_3, also dem paritätsverletzenden Anteil der schwachen Wechselwirkung, stammt.

- Der Beitrag des Z^0-Austauschs, $(d^2\sigma/dxdQ^2)^Z$, wird durch den aus der Strukturfunktion F_2 stammenden Term und damit durch den paritätserhaltenden Anteil der schwachen Wechselwirkung dominiert.

- Alle Kopplungsterme für **Elektron-Proton-Streuung** sind positiv, so daß der Wirkungsquerschnitt durch die schwachen Beiträge gegenüber dem rein elektromagnetischen Anteil vergrößert wird.

  In **Positron-Proton-Streuung** hingegen weisen die Kopplungsterme der Strukturfunktion xF_3 ein negatives, die Kopplungsterme der Strukturfunktion F_2 ein positives Vorzeichen auf, so daß sich die schwachen Beiträge teilweise kompensieren. Unter Berücksichtigung der kinematischen Faktoren zeigt sich, daß der Interferenzterm in weiten Teilen des kinematisch zugänglichen Bereichs sogar überwiegt (s.u.).

  Da sich die schwachen Beiträge in der Elektron-Proton-Streuung nicht gegenseitig kompensieren, folgt, daß die schwachen Effekte hier ausgeprägter als in der Positron-Proton-Streuung sind.

Kinematische Abhängigkeiten der schwachen Beiträge

Aufgrund des Propagatorterms $P_Z = Q^2/(Q^2 + M_Z^2)$ weisen die schwachen Beiträge eine ausgeprägte Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q^2 auf. Der Interferenzterm hängt linear, der Z^0-Beitrag quadratisch von P_Z ab. P_Z führt zu einer starken Dämpfung der schwachen Beiträge für Impulsüberträge Q^2, die deutlich kleiner als M_Z^2 sind, wie aus Teilbild (a) in Abbildung 2.7 ersichtlich ist: Bei $Q^2 = 100$ GeV^2 beispielsweise ist $P_Z \approx 0.01$, womit der Interferenzterm um 2 und der Z^0-Beitrag um 4 Größenordnungen gegenüber dem Photon-Beitrag gedämpft wird.
Die Helizitätsfaktoren $Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2 = 1 \pm (1 - \frac{Q^2}{sx})^2$ führen zu zusätzlichen Q^2- und x-Abhängigkeiten der schwachen Beiträge. Abbildung 2.7 (b) zeigt die x-Abhängigkeit der Faktoren $Y_\pm$ für verschiedene Werte des Impulsübertrags Q^2. Je größer Q^2, desto größer wird der kleinste kinematisch noch erlaubte Wert $x_{min} = Q^2/s$, weswegen die Kurven gegeneinander verschoben sind. Der Verlauf von Y_- als Funktion von x (Teilabbildung (b)) zeigt, daß die schwachen Beiträge der Strukturfunktion xF_3 umso stärker unterdrückt werden, je größer x ist. Je kleiner x hingegen wird, desto geringer sind die Unterschiede zwischen Y_+ und Y_-. Entsprechend stellt sich die Q^2-Abhängigkeit der Faktoren $Y_\pm$ dar,

die in Teilabbildung (c) gezeigt ist: Je kleiner Q^2 bei gegebenem Wert für x, desto stärker werden die xF_3-Beiträge unterdrückt.

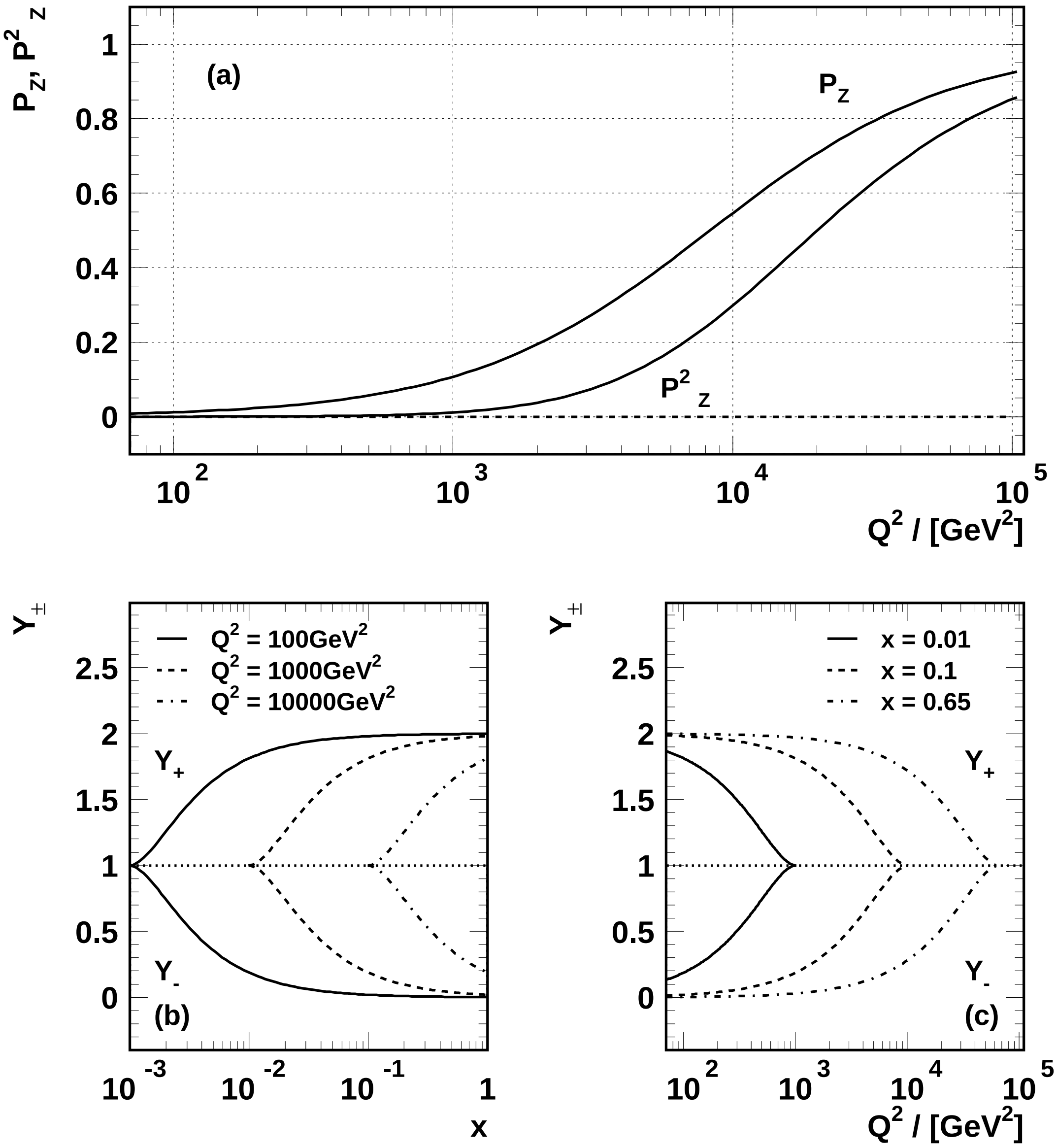


Abbildung 2.7: *Propagatorterm* P_Z *und Helizitätsfaktoren* $Y_\pm$ *als Funktionen der kinematischen Variablen* x *und* Q^2.

Hervorzuheben ist, daß die schwachen Beiträge - verglichen mit dem Photonaustausch - nicht nur eine ausgeprägte Q^2-Abhängigkeit aufweisen, wie man aufgrund des Einflusses des Propagatorterms P_Z vermuten würde, sondern daß sie sich aufgrund der Helizitätseigenschaften der ep-Streuung auch in ihrer x-Abhängigkeit deutlich vom elektromagnetischen Anteil unterscheiden.

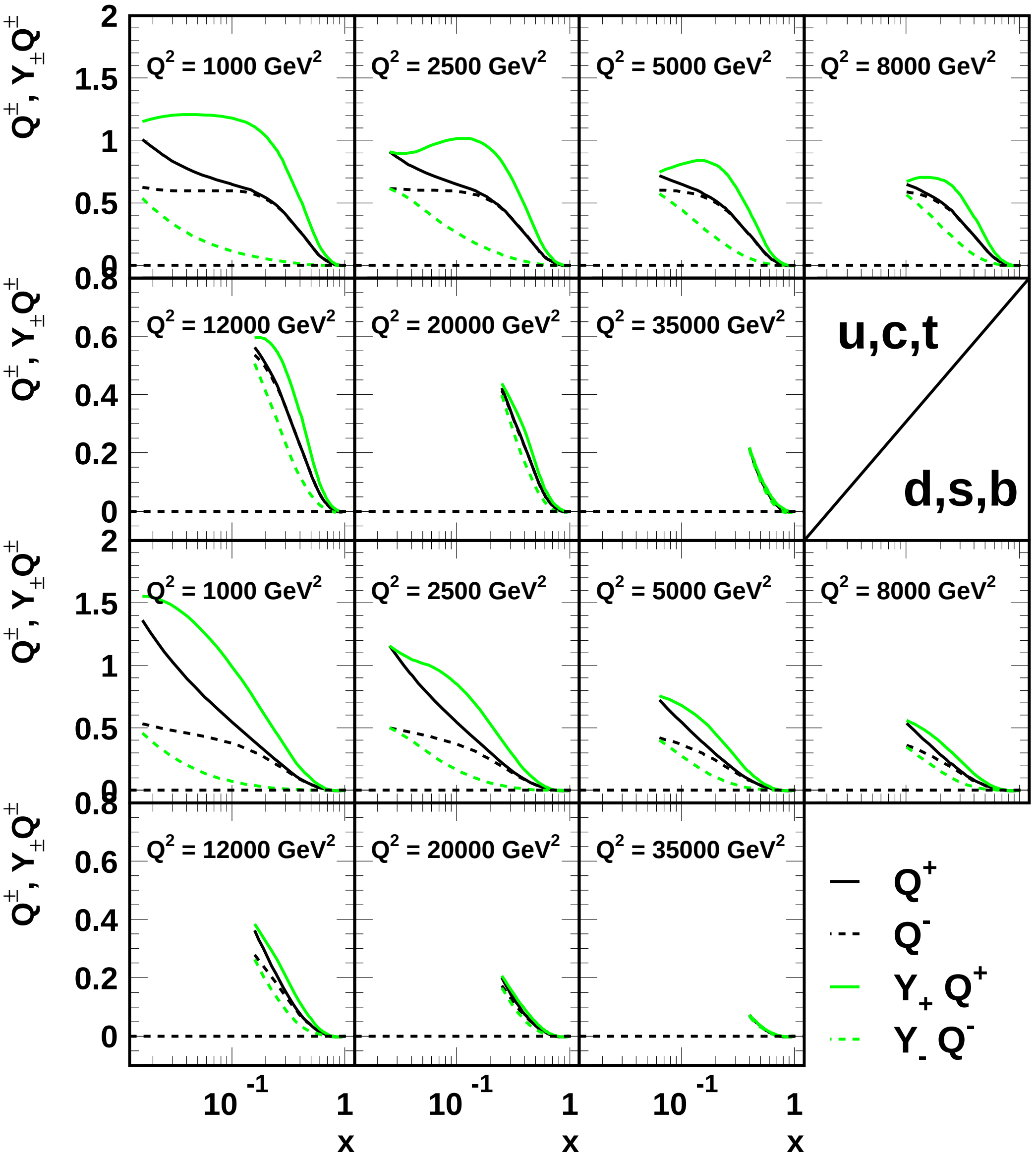


Abbildung 2.8: *Die Partondichtefunktionen $Q_f^\pm$. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden die Beiträge von u-,c-,t- und d-,s-,b-Quarks jeweils zusammengefaßt. Die Partondichten entstammen der Parametrisierung MRST 99 [MRST99].*

Einfluß der Partondichtefunktionen $Q_f^\pm$

Ein weiterer Unterschied in der x-Abhängigkeit zwischen schwachen und rein elektromagnetischen Beiträgen besteht im Einfluß der Partondichtefunktionen: Während der Photonaustausch über F_2 mit den See- und Valenzquarkdichten zusammenhängt ($\sum_f Q_f^+$), weisen die schwachen Beiträge auch einen xF_3-Anteil auf, zu dem nur die Valenzquarks beitragen ($\sum_f Q_f^-$).

Um den unterschiedlichen Kopplungen der Quarks Rechnung zu tragen, werden $Q_f^\pm$ zur

Diskussion an dieser Stelle in die Anteile

$$\sum_f Q_f^{\pm} = \sum_{f\in\{u,c,t\}} Q_f^{\pm} + \sum_{f\in\{d,s,b\}} Q_f^{\pm} =: Q_u^{\pm} + Q_d^{\pm} \tag{2.33}$$

zerlegt. Abbildung 2.8 zeigt die so definierten Funktionen $Q_u^{\pm}$ und $Q_d^{\pm}$ für verschiedene Q^2-Werte als Funktionen von x. In der oberen Hälfte von Abbildung 2.8 ist Q_u^{+} als schwarze, durchgezogene Linie, Q_u^{-} als schwarze, gestrichelte Linie dargestellt, in den beiden Reihen der unteren Hälfte entsprechend $Q_d^{\pm}$. In beiden Fällen erkennt man, daß sich die Funktionen $Q_{u,d}^{+}$ und $Q_{u,d}^{-}$ einander umso mehr annähern, je größere x- und Q^2-Werte man betrachtet, da sich das Proton in diesen Bereichen fast ausschließlich aus Valenzquarks zusammensetzt. Entsprechend passen sich die auf die Partondichtefunktionen zurückzuführenden unterschiedlichen x-Abhängigkeiten der schwachen Beiträge und des elektromagnetischen Anteils zum Bornschen Wirkungsquerschnitt einander an.

Abbildung 2.8 verdeutlicht anhand der grauen Kurven, die die jeweiligen helizitätsgewichteten Partondichtefunktionen $Y_{\pm}Q_{u,d}^{\pm}$ darstellen, daß die im Vergleich zum Photonaustausch unterschiedliche x-Abhängigkeit der schwachen Beiträge vor allem aus den Helizitätstermen $Y_{\pm}$ stammt und erst in zweiter Linie durch die unterschiedliche x-Abhängigkeit der Partondichten beeinflußt wird.

Direkter Vergleich mit elektromagnetischem Wirkungsquerschnitt

Abbildung 2.9 erlaubt einen direkten Vergleich der schwachen Beiträge mit dem Anteil des Photonaustauschs am Bornschen Wirkungsquerschnitt. Dargestellt sind die Verhältnisse der schwachen Beiträge zum elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt

$$r_i := \frac{(d^2\sigma/dxdQ^2)^i}{(d^2\sigma/dxdQ^2)^{\gamma}} \qquad i \in \{\gamma/Z, Z\} \tag{2.34}$$

als Funktionen von x für verschiedene Q^2-Werte. Die obere Hälfte von Abbildung 2.9 bezieht sich auf die Elektron-Proton-, die untere auf Positron-Proton-Streuung. Die dargestellten Verhältnisse fassen die oben diskutierten Abhängigkeiten der schwachen Beiträge von den kinematischen Größen x und Q^2 relativ zum elektromagnetischen Anteil zusammen.

Folgende Zusammenhänge sind erkennbar:

- **Propagatoreffekt**
  Die schwache Wechselwirkung spielt aufgrund der erwähnten Dämpfung durch den Propagatorterm P_Z erst für Werte von einigen tausend GeV^2 für den Impulsübertrag Q^2 eine Rolle. In Elektron-Proton-Streuung betragen die schwachen Beiträge beispielsweise bei $Q^2 = 2500$ GeV^2 und $x = 0.025$ etwa 10 % des Wirkungsquerschnitt, in Positron-Proton-Streuung tragen die schwachen Effekte bei diesem x-Wert für $Q^2 = 5000$ GeV^2 mit etwa 8% bei.

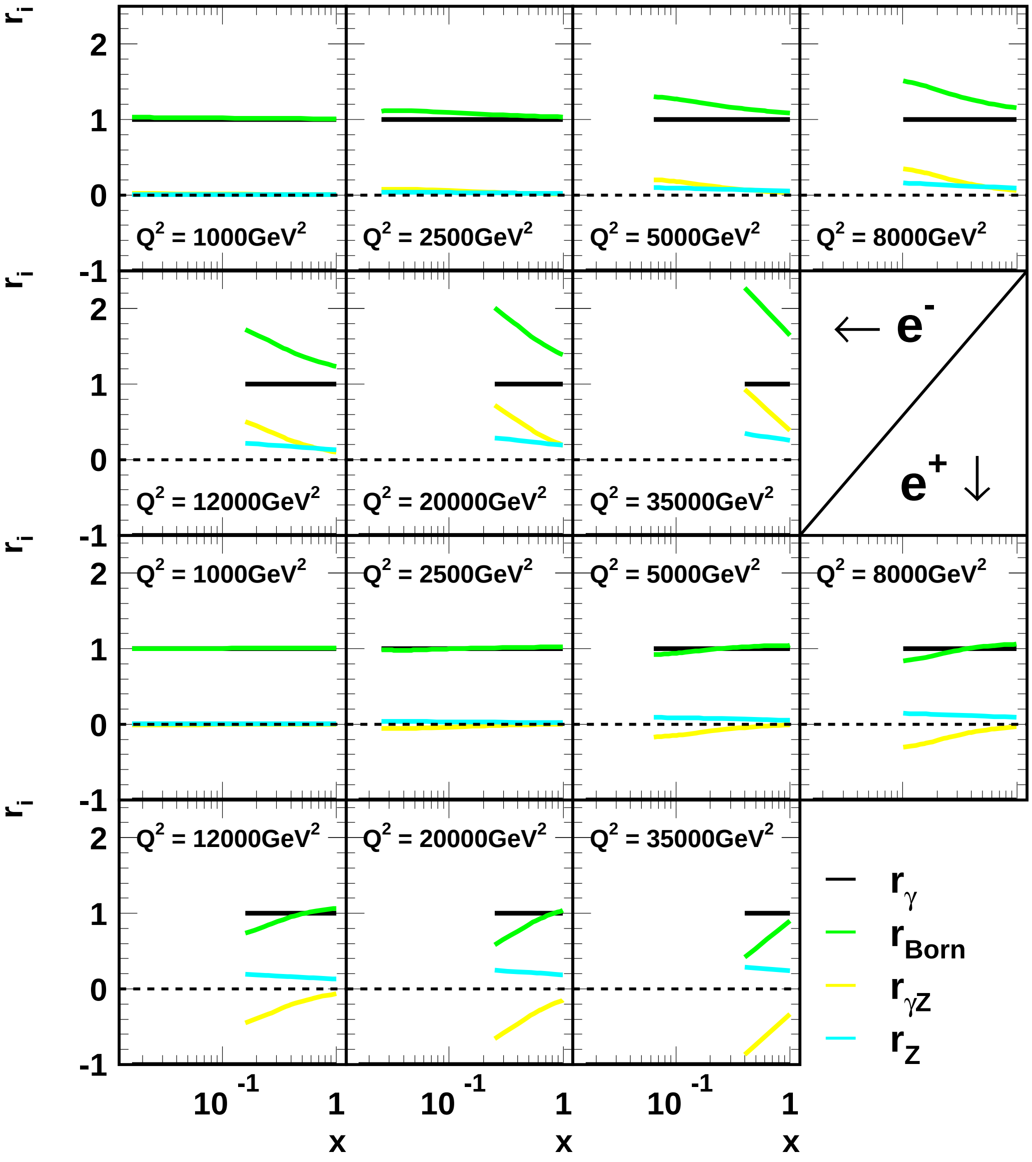


Abbildung 2.9: *Die auf den elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt normierten elektroschwachen Beiträge* $(d^2\sigma/dxdQ^2)^{\gamma/Z,Z}$ *und der Bornsche Wirkungsquerschnitt als Funktionen von* x *für verschiedene Werte von* Q^2*. Die obere Hälfte zeigt die Verhältnisse für Elektron-Proton-, die untere die für Positron-Proton-Streuung. Der Berechnung der Beiträge wurde die Parametrisierung MRST 99 [MRST99] der Partondichten zugrundegelegt.*

- **Helizitätseffekt**
  Anhand Abbildung 2.9 erkennt man, daß die Effekte der schwachen Wechselwirkung umso augeprägter sind, je kleiner x ist. Dies ist auf die oben beschriebene Unter-

drückung der xF_3-Beiträge durch den Helizitätsfaktor Y_- zurückzuführen, der die schwachen Effekte bei großen x unterdrückt. Der Einfluß der Partondichtefunktionen auf die x-Abhängigkeit der schwachen Beiträge spielt, wie Abbildung 2.8 gezeigt hat, eine untergeordnete Rolle.

- **Z^0-Beitrag**
  Der Beitrag des Z^0-Austauschs ist sowohl für die Elektronen- als auch die Positronen-Reaktionen positiv und führt zu einer Vergrößerung des Bornschen Wirkungsquerschnitts gegenüber dem rein elektromagnetischen Fall. Im Vergleich zum Interferenzterm weist der Z^0-Beitrag nur eine geringe Abhängigket von x auf. Dies ist auf die Dominanz des F_2-Anteils am Z^0-Beitrag zurückzuführen, der nicht durch Y_- unterdrückt wird.

- **Photon-Z^0-Interferenz**
  In der Elektron-Proton-Streuung ist der Interferenzterm, wie bereits bei der Diskussion der Kopplungsterme erwähnt, strikt positiv, es liegt also konstruktive Interferenz zwischen Photon- und Z^0-Austausch vor. Relativ zum Photon-Austausch weist der Interferenzterm eine ausgeprägte x-Abhängigkeit auf: Je kleiner x, desto größer ist der Interferenzterm im Vergleich zum Photon-Beitrag, was umso deutlicher wird, je größer Q^2 ist. Da der Interferenzterm durch den xF_3-Anteil dominiert wird, ist für dieses Verhalten wiederum der Helizitätsfaktor Y_- verantwortlich.

  Im Fall der Positron-Proton-Streuung ist der Interferenzterm negativ (mit Ausnahme sehr kleiner y-Werte). Er vermag, den Z^0-Beitrag bei großen x teilweise zu kompensieren und bei kleinen x sogar zu überwiegen, so daß der schwache Beitrag zum Wirkungsquerschnitt negativ ist. Es liegt destruktive Interferenz zwischen Photon und Z^0-Boson vor, der Bornsche Wirkungsquerschnitt für den kombinierten Photon- und Z^0-Austausch ist folglich kleiner als der rein elektromagnetische Wirkungsquerschnitt.

- **Größenverhältnisse der Beiträge**
  Im dargestellten kinematischen Bereich ($Q^2 = 1000$ GeV^2 bis $Q^2 = 35.000$ GeV^2) liefert der Photon-Austausch den größten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Je größer Q^2 und je kleiner x ist, desto größer sind die schwachen Beiträge, wobei der Anteil der Photon-Z^0-Interferenz den reinen Z^0-Beitrag überwiegt. Für die höchsten Q^2-Werte ist der Interferenzterm bei kleinen Werten für x in etwa gleich dem Beitrag des Photon-Austauschs, im nicht mehr dargestellten Bereich für $Q^2 > 35.000$ GeV^2 übersteigt er den Photon-Beitrag (vgl. Abbildung 2.11 in Abschnitt 2.2.4).

2.2.3 Extraktion der Strukturfunktion $xF_3(x, Q^2)$

Aus Gleichung (2.15) geht hervor, daß sich die Bornschen Wirkungsquerschnitte für Elektron- und Positron-Proton-Streuung lediglich durch das Vorzeichen des xF_3-Beitrags unterscheiden. Hieraus folgt, daß man $xF_3(x, Q^2)$ durch Differenzbildung gewinnen kann. Es gilt:

$$xF_3(x, Q^2) = \frac{1}{2} \cdot \frac{xQ^4}{2\pi\alpha^2} \cdot \frac{1}{Y_-} \left(\left(\frac{d^2\sigma^-}{dxdQ^2} \right)_{Born} - \left(\frac{d^2\sigma^+}{dxdQ^2} \right)_{Born} \right) \tag{2.35}$$

Eine Messung von xF_3 stellt den direkten Nachweis schwacher Effekte in neutralen Strömen der tiefinelastischen *ep*-Streuung dar, da xF_3 den paritätsverletzenden Anteil der schwachen Wechselwirkung umfaßt und daher keinen rein elektromagnetischen Beitrag enthalten kann. Darüber hinaus ist die Messung von xF_3 von Interesse, da sie nach Gleichung (2.20) in direktem Zusammenhang mit den Valenzquarkdichten des Protons steht.

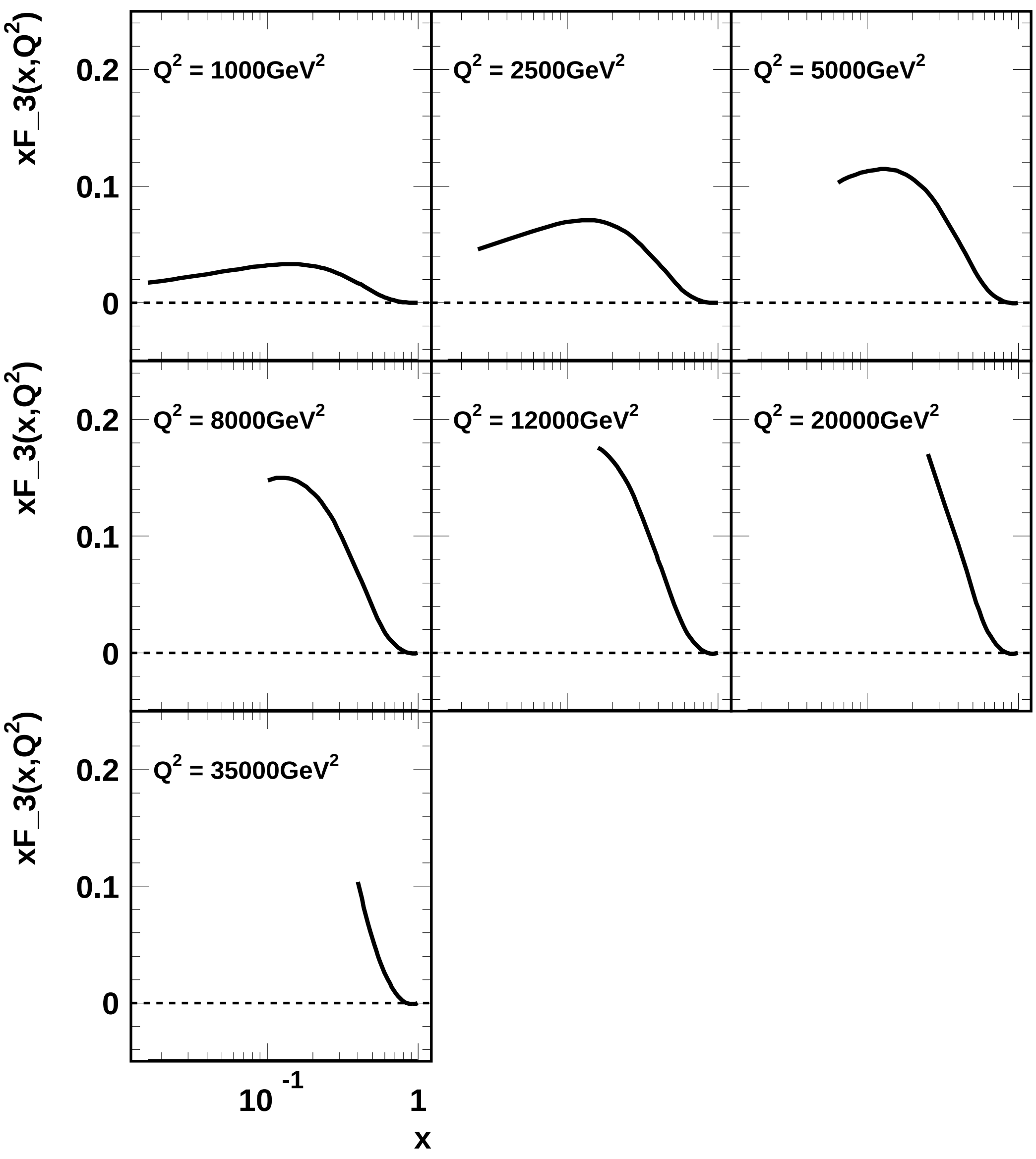


Abbildung 2.10: *Die Strukturfunktion* $xF_3(x, Q^2)$ *als Funktion von* x *für verschiedene Werte des Impulsübertrags* Q^2*. Die verwendeten Partondichten stammen aus der Parametrisierung MRST 99 [MRST99].*

In der vorliegenden Arbeit werden Elektron-Proton- und Positron-Proton-Wirkungsquerschnitte bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien ($\sqrt{s} = 319$ GeV im Elektron-, $\sqrt{s} = 301$ GeV im Positron-Fall) kombiniert. Bei der Extraktion der Strukturfunktion xF_3 müssen die unterschiedlichen Helizitätsfaktoren $Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$ berücksichtigt werden, die wegen Gleichung (2.12), $y = Q^2/sx$, von der Schwerpunktsenergie abhängen. Mit

$$Y_\pm^{301}(x,Q^2) := 1 \pm (1 - y_{301}(x,Q^2))^2 = 1 \pm \left(1 - \frac{Q^2}{x \cdot 301\mathrm{GeV}^2}\right)^2 \qquad (2.36)$$

$$Y_\pm^{319}(x,Q^2) := 1 \pm (1 - y_{319}(x,Q^2))^2 = 1 \pm \left(1 - \frac{Q^2}{x \cdot 319\mathrm{GeV}^2}\right)^2 \qquad (2.37)$$

folgt für die Extraktion der Sturkturfunktion xF_3 aus den Bornschen Wirkungsquerschnitten für Elektron- bzw. Positron-Proton-Streuung[12]:

$$xF_3(x,Q^2) = \frac{xQ^4}{2\pi\alpha^2} \cdot \frac{Y_+^{301}\sigma^- - Y_+^{319}\sigma^+}{Y_+^{301}Y_-^{319} + Y_+^{319}Y_-^{301}}, \qquad (2.38)$$

wobei hier $\sigma^\pm \equiv (d^2\sigma(e^\pm,x,Q^2)/dxdQ^2)_{Born}$.
Abbildung 2.10 zeigt die Strukturfunktion $xF_3(x,Q^2)$ als Funktion von x für verschiedene Werte des Impulsübertrags Q^2.

2.2.4 Einfach-differentielle Wirkungsquerschnitte

Der Bornsche Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dxdQ^2$ hängt von den beiden lorentzinvarianten kinematischen Variablen x und Q^2 ab. Um seine Abhängigkeit von den einzelnen Variablen darzustellen, ist es vorteilhaft, die einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$ und $d\sigma/dx$ einzuführen:

$$\frac{d\sigma^\pm(Q^2)}{dQ^2} = \int_{I_x} \frac{d^2\sigma^\pm(x,Q^2)}{dxdQ^2}dx, \qquad (2.39)$$

$$\frac{d\sigma^\pm(x)}{dx} = \int_{I_Q} \frac{d^2\sigma^\pm(x,Q^2)}{dxdQ^2}dQ^2. \qquad (2.40)$$

Sie ergeben sich aus dem doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt durch Integration über den kinematisch jeweils zugänglichen Bereich I_x und I_Q (vgl. Abbildung 2.4).
Abbildung 2.11 zeigt den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ als Funktion des Impulsübertrags Q^2. Teilabbildung (a) verdeutlicht nochmals den steilen Abfall aufgrund des Rutherfordschen Vorfaktors: Im dargestellten Bereich zwischen $Q^2 = 100$ GeV^2 und $Q^2 = 10^5$ GeV^2 fällt $d\sigma/dQ^2$ für Elektronen um 9 und für Positronen um 10 Größenordnungen ab. Die gestrichelte Kurve zeigt $d\sigma/dQ^2$ bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 301$ GeV, wie sie in der Datennahmeperiode 1994-1997 vorlag. Der Wirkungsquerschnitt ist kleiner als für $\sqrt{s} = 319$ GeV.

---

[12] Der Beitrag von F_L wird hierbei vernachlässigt.

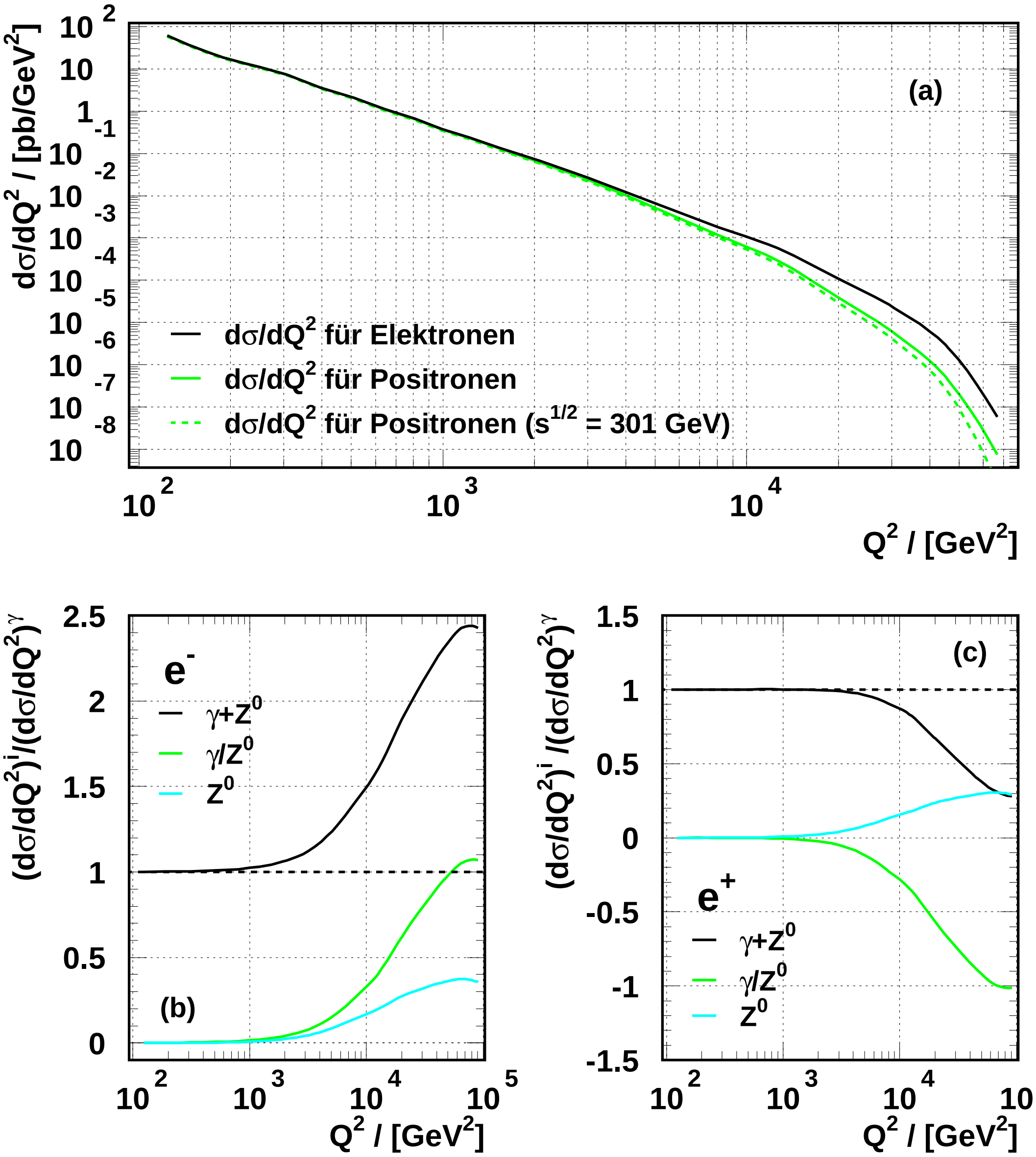


Abbildung 2.11: *Der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ als Funktion von Q^2 für $Q^2 = 100$ GeV^2 bis 10^5 GeV^2. Teilbild (a) zeigt den Wirkungsquerschnitt für Elektronen und Positronen im Vergleich bei einer Schwerpunktsenergie von 319 GeV. Die gestrichelte Linie stellt den Positron-Proton-Wirkungsquerschnitt für $\sqrt{s} = 301$ GeV (Verhältnisse der Datennahme-Periode 1994-1997) dar. Die unteren Teilbilder zeigen die auf den rein elektromagnetischen Beitrag normierten schwachen Anteile von $d\sigma/dQ^2$ als Funktion von Q^2 für Elektronen (a) und Positronen (b). Das unterschiedliche Interferenzverhalten ist deutlich zu erkennen. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts wurde die Parametrisierung MRST 99 [MRST99] verwendet.*

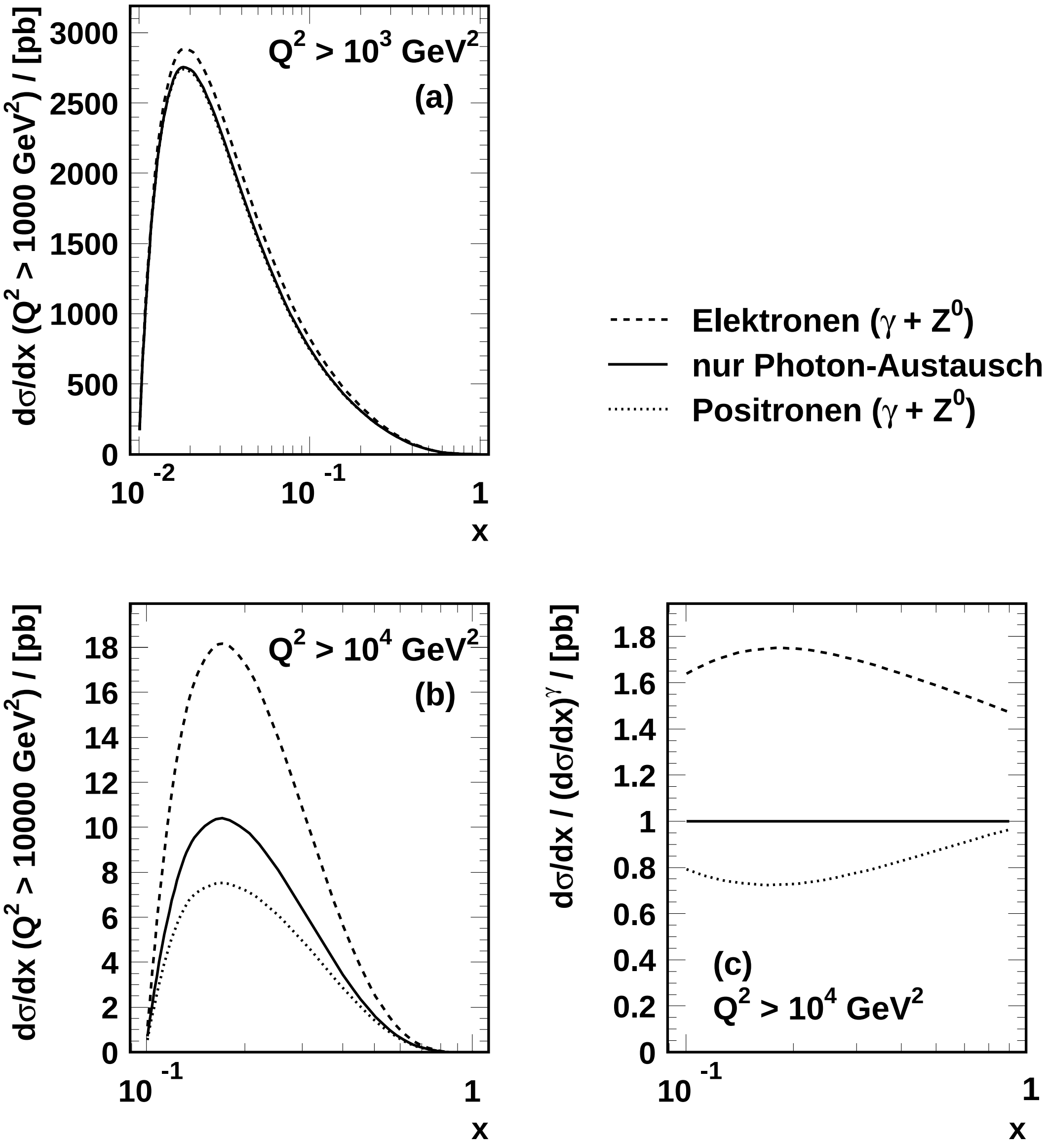


Abbildung 2.12: *Der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt* $d\sigma/dx$ *als Funktion von* x *für* $Q^2 > 1000$ GeV^2 *(a) und* $Q^2 > 10^5$ GeV^2 *(b). Neben dem Wirkungsquerschnitt für Elektron-Proton-Streuung (gestrichelte Linie) und für Positron-Proton-Streuung (punktierte Linie) ist der Fall des reinen Photon-Austauschs eingezeichnet (durchgezogene Linie). Für* $Q^2 > 10^4$ GeV^2 *zeigt Teilbild (c) das Verhältnis der beiden Wirkungsquerschnitte zum elektromagnetischen Fall. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts wurde die Parametrisierung MRST 99 verwendet.*

Teilabbildungen (b) und (c) zeigen die schwachen Beiträge von $d\sigma/dQ^2$ im Verhältnis zum rein elektromagnetischen Anteil. Die Verhältnisse bei Elektron-Proton-Streuung sind in (b), die für Positron-Proton-Streuung in (c) aufgetragen. Man erkennt in beiden Fällen die Abhängigkeit der schwachen Beiträge vom Propagatorterm, die zu ihrer fast vollständigen

Unterdrückung für $Q^2 < 1000$ GeV^2 führt. Der Propagatorterm und die Kopplungsterme haben zur Folge, daß der Photon-Z^0-Interferenzbeitrag gegenüber dem Z^0-Anteil überwiegt.

Die konstruktive Interferenz in Elektron-Proton-Streuung führt zu einem Wirkungsquerschnitt, der bei $Q^2 = 10^4$ GeV^2 - hier ist Q^2 von vergleichbarer Größe mit M_Z^2 - etwa 50% größer als der rein elektromagnetische ist. Im kinematischen Limit von $Q^2 \approx s \approx 10^5$ GeV^2 erreicht er ungefähr das zweieinhalbfache des Wirkungsquerschnitts, den man für den alleinigen Photon-Austausch erwarten würde.

In Positron-Proton-Streuung kompensieren sich die schwachen Beiträge ab $Q^2 \approx 1000$ GeV^2 teilweise, jedoch überwiegt die negative Interferenz und reduziert den Wirkungsquerschnitt gegenüber dem rein elektromagnetischen Fall. Für $Q^2 = 10^4$ GeV^2 macht diese Reduktion ca. 15 % aus, im kinematischen Limit wird der Photon-Anteil am Wirkungsquerschnitt komplett durch die negative Interferenz kompensiert, nur der schwache Anteil verbleibt.

Abbildung 2.12 zeigt den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ als Funktion von x für $Q^2 > 1000$ GeV^2 (a) und $Q^2 > 10^4$ GeV^2 (b). In der oberen Teilabbildung deuten sich die Effekte der schwachen Wechselwirkung in der Elektron-Proton-Streuung an. Im Fall $Q^2 > 10^4$ GeV^2 ist das unterschiedliche Interferenzverhalten deutlich zu erkennen. Teilabbildung (c) zeigt das Verhältnis von $d\sigma/dx$ für Elektron- bzw. Positron-Proton-Streuung im Verhältnis zum Wirkungsquerschnitt, den man bei reinem Photon-Austausch erwarten würde. Die Abweichung des Wirkungsquerschnitts für Positronen vom rein elektromagnetischen Fall ist kleiner als für Elektronen, da sich die schwachen Beiträge - wie bereits festgestellt - im Positronfall teilweise kompensieren. Teilbild (c) unterstreicht, daß die schwachen Beiträge eine andere Abhängigkeit von x aufweisen als der rein elektromagnetische Wirkungsquerschnitt. Dies verdeutlicht nochmals die oben diskutierte x-Abhängigkeit der schwachen im Vergleich zu den elektromagnetischen Beiträgen.

2.2.5 Der reduzierte Wirkungsquerschnitt

Als geeignete Meßgröße zur Untersuchung der Protonstruktur bietet sich der *reduzierte Bornsche Wirkungsquerschnitt* an, der sich aus dem Bornschen Wirkungsquerschnitt durch Ausmultiplikation des „Rutherford-Faktors“ $2\pi\alpha^2/xQ^4$ und des kinematischen Faktors Y_+ ergibt:

$$\left(\frac{d^2\sigma(e^\pm)}{dxdQ^2}\right)_{Born,red} = \frac{xQ^4}{2\pi\alpha^2}\cdot\frac{1}{Y_+}\cdot\left(\frac{d^2\sigma(e^\pm)}{dxdQ^2}\right)_{Born} \tag{2.41}$$

$$= \left[F_2(x,Q^2) \mp \frac{Y_-}{Y_+}xF_3(x,Q^2) - \frac{y^2}{Y_+}F_L(x,Q^2)\right] \tag{2.42}$$

Die Messung des reduzierten Wirkungsquerschnitts für die e^-p-Streureaktionen der betrachteten Datennahmeperiode wird in Kapitel 5 vorgestellt.

In den kinematischen Regionen, in denen die schwache Wechselwirkung eine vernachlässigbare Rolle spielt, ist die Ermittlung des reduzierten Wirkungsquerschnitts gleichbedeutend mit der Messung der Protonstrukturfunktion F_2 (unter Berücksichtigung von F_L).

Abbildung 2.13 verdeutlicht die Verhältnisse für den Bereich hoher Impulsüberträge. Unter Berücksichtigung der longitudinalen Strukturfunktion F_L ist der reduzierte Wirkungsquerschnitt $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2 zwischen

300 GeV^2 und 30000 GeV^2 dargestellt (durchgezogene Linie). F_L führt bei kleinen Werten für x zu einer Reduktion des Wirkungsquerschnitts, die strichpunktierte Linie reflektiert die Verhältnisse unter Vernachlässigung der longitudinalen Strukturfunktion. Je größere Werte in Q^2 man betrachtet, desto größer ist der Beitrag der Strukturfunktion xF_3, der bei $Q^2 = 5000$ GeV^2 ca. 10 % des reduzierten Wirkungsquerschnitts ausmacht und nicht mehr vernachlässigbar ist. Die Messung des reduzierten Wirkungsquerschnitts kann hier nicht mehr mit der Messung der Protonstrukturfunktion F_2 gleichgesetzt werden, deren Bestimmung nur unter Annahmen für xF_3 durchgeführt werden kann [H1C99a].

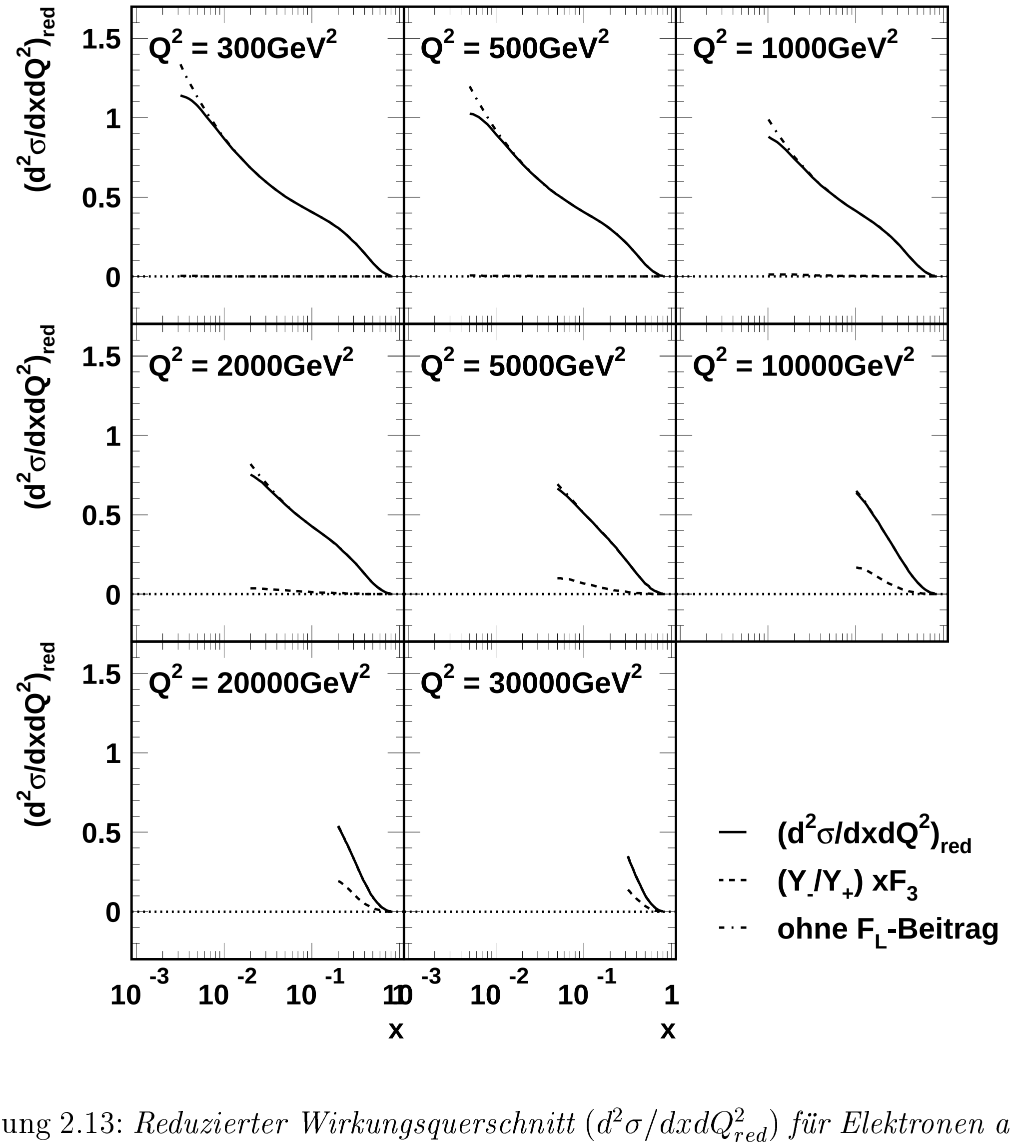


Abbildung 2.13: *Reduzierter Wirkungsquerschnitt* $(d^2\sigma/dxdQ^2_{red})$ *für Elektronen als Funktion von* x *für verschiedene Werte für* Q^2 *von 300 GeV*^{2} *bis 30000 GeV*^{2}*. Die strichpunktierte Linie gibt den Verlauf unter Nichtberücksichtigung der longitudinalen Strukturfunktion* F_L *an, die gestrichelte Linie markiert den Beitrag der Protonstrukturfunktion* xF_3 *zum reduzierten Wirkungsquerschnitt. Die Berechnung der Funktionen wurde unter Verwendung der Parametrisierung MRST 99 [MRST99] der Partondichten durchgeführt.*

2.2.6 Protonstrukturfunktionen

In diesem Abschnitt werden in knapper Form die für die vorliegende Untersuchung wichtigen Zusammenhänge zur Protonstruktur zusammengestellt. Sie sind von Bedeutung bei der Interpretation der Daten in Hinblick auf die Effekte der schwachen Wechselwirkung in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung, bei der die experimentellen Daten der Vorhersage des Standardmodells gegenübergestellt werden. Zur Berechnung der Vorhersage ist eine möglichst genaue Kenntnis der Protonstrukturfunktionen notwendig, so daß den unten aufgeführten Parametrisierungen der Partondichte eine wichtige Rolle zuteil wird. Eine ausführliche Diskussion zur Protonstruktur findet man in der Literatur, z.B. [Rob90].

Das Quark-Parton-Modell (QPM)
Das Quark-Parton-Modell (QPM) liefert eine erste Näherung der Protonstruktur. Es basiert auf den Ergebnissen tiefinelastischer *ep*-Streuexperimente, die am Stanford Linear Accelerator (SLAC) 1969 bei ruhendem Protontarget und maximaler Elektronenergie von 25 GeV durchgeführt wurden [Blo69], [Brei69]. Die Winkelverteilung tiefinelastisch gestreuter Elektronen ergab, daß die Protonstrukturfunktion im betrachteten Meßbereich nicht vom Impulsübertrag Q^2 abhängt. Dieses als Skaleninvarianz bezeichnete Verhalten legt den Schluß nahe, daß das Proton eine Unterstruktur aus punktförmigen Konstitutenten besitzt und wurde in der Folge als elastische Streuung des Elektrons an einem dieser Bausteine interpretiert, die von Feynam als Partonen bezeichnet wurden [Fey69].
Im Rahmen des hieraus entwickelten Quark-Parton-Modells wird das Proton als System gesehen, das aus punktförmigen, masselosen Konstituenten, den Quarks, zusammengesetzt ist, die den Spin 1/2 tragen[13].
Die Strukturfunktionen lassen sich in diesem Modell als Summe über die Partonen (bzw. ihre Dichtefunktionen q_f und $\bar{q}_f$) verstehen, an denen das Elektron inkohärent gestreut wird, wie es Gleichungen (2.19) und (2.20) unter Berücksichtigung der schwachen Wechselwirkung vorweggenommen haben. Hierbei wird vorausgesetzt, daß die Quarks als freie Teilchen aufzufassen sind, d.h. während der Elektron-Quark-Streuung nicht untereinander in Wechselwirkung stehen. Man kann anhand einer Abschätzung für die Wechselwirkungsdauer zeigen, daß dies bei hinreichend großem Impulsübertrag Q^2 erfüllt ist [Abr98].

Quantenchromodynamik (QCD)
Das Quark-Parton-Modell ist nur eine Näherung für die Verhältnisse im Proton. Es vermag nicht, die Wechselwirkungen der Protonbausteine untereinander zu beschreiben, die aber vorhanden sein müssen, um die Quarks im Protonverbund zu halten.
Die QCD beschreibt die starke Wechselwirkung der Quarks. Sie ist eine nichtabelsche Eichtheorie, die auf der Symmetriegruppe $SU(3)_c$ beruht und in Analogie zur QED entwickelt wurde.
Im Rahmen dieser Theorie besitzen die Quarks eine von drei möglichen Farbladungen. Die Wechselwirkung zwischen den Quarks wird durch den Austausch eines masselosen Eichbosons, einem Gluon, vermittelt, das an die Farbladung der Quarks koppelt. Eine Besonderheit der QCD ist, daß die Gluonen ihrerseits eine Farbladung tragen und daher untereinander wechselwirken können. Die Selbstkopplung der Eichbosonen hat Kon-

---

[13] Diese Interpretation ist streng genommen nur in einem Bezugssystem gültig, in dem sich das Proton sehr schnell bewegt, so daß Transversalimpulse und Ruhemassen der Partonen vernachlässigt werden können.Das *„Infinite Momentum Frame“* ist ein solches Bezugssystem. Hier gilt für den Viererimpuls des Protons $p_p \approx (p_p + M_p^2/2p_p, 0, 0, p_p)$.

sequenzen für das Laufen der Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ der starken Wechselwirkung [Per87]. In führender Ordnung („Leading Log Approximation“) gilt:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{B \cdot \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \tag{2.43}$$

wobei $B = (33-2n_f)/12\pi$, n_f die Anzahl der Quarkflavor ist und Λ_{QCD} die Skala der starken Wechselwirkung festsetzt[14]. Man erkennt an Gleichung (2.43), daß α_s gegen 0 geht für $Q^2 \to \infty$. Da für das räumliche Auflösungsvermögen in einer Reaktion $\Delta r \propto 1/\sqrt{Q^2}$ gilt, folgt, daß die starke Wechselwirkung der Quarks umso schwächer ist, je geringer ihr Abstand voneinander ist. Dies rechtfertigt im nachhinein die Annahme freier, unabhängiger Quarks, die zur Erklärung der tiefinelastischen ep-Streuung im QPM getroffen wurde. Quarks und Gluonen werden mit den Partonen im Proton identifiziert. Das Quark-Parton-Modell muß modifiziert werden, um der Wechselwirkung der Quarks durch die Gluonen Rechnung zu tragen. Für die Protonstrukturfunktionen ergeben sich hieraus zwei Konsequenzen:

1. **Verletzung der Skaleninvarianz**
   Die Protonstrukturfunktionen sind nicht mehr von Q^2 unabhängig: Bei kleinen Werten für x wächst F_2 als Funktion von Q^2, für große Werte von x fällt F_2 als Funktion von Q^2 [Am92a], [Ben90].

   Die Abhängigkeit der Strukturfunktionen von x und Q^2 überträgt sich entsprechend auf die Partondichten q_f.

2. **Longitudinale Strukturfunktion $F_L(x, Q^2)$**
   Nur transversal polarisierte Photonen vermitteln im Quark-Parton-Modell die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton. Die Abstrahlung eines Gluons führt dazu, daß auch longitudinal polarisierte Photonen zur Wechselwirkung beitragen. Durch die longitudinale Strukturfunktion wird dieser Effekt berücksichtigt.

   Für sie gilt die *Altarelli-Martinelli-Gleichung* [Rob90]:

$$F_L(x,Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \left[\frac{4}{3} \int_x^1 \left(\frac{x}{y}\right)^2 F_2(u,Q^2) \frac{du}{u} + 2 \sum_f e_f^2 \int_x^1 {\frac{x}{u}}^{2} \left(1 - \frac{x}{u}\right) u g(u,Q^2) \frac{du}{u} \right] \tag{2.44}$$

   Dabei ist α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und $g(x, Q^2)$ die Gluondichteverteilung.

   Der Einfluß der longitudinale Strukturfunktion F_L muß bei einer Berechnung des tiefinelastischen ep-Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden, s. Gleichung (2.15). In Abbildung 2.13 wurde der Einfluß von F_L illustriert; F_L spielt bei kleinen Werten von x eine Rolle und kann bei Werten für Q^2 von einigen hundert GeV^2 mehrere Prozent am Bornschen Wirkungsquerschnitt betragen. Bei sehr großen Impulsüberträgen, $Q^2 > 5000$ GeV^2, ist der Einfluß von F_L aber gering.

---

[14] Λ_{QCD} muß dem Experiment entnommen werden, Messungen von Λ_{QCD} liegen in der Größenordnung einiger hundert MeV [PDG98].

Partonevolution: die DGLAP-Gleichungen

Die den Protonstrukturfunktionen zugrundeliegenden Partondichtefunktionen $q_f(x, Q^2)$ lassen sich nicht aus ersten Prinzipien ableiten. Sie können nur aus den Strukturfunktionsmessungen extrahiert werden.

Im Rahmen der Störungsrechnung der QCD kann das Verhalten der Partondichten als Funktion von Q^2 jedoch mit Hilfe der DGLAP-Gleichungen[15] entwickelt werden [DGLAP]:

$$\frac{\partial q(x,t)}{\partial t} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q(y,t) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y,t) P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) \right] \tag{2.45}$$

$$\frac{\partial g(x,t)}{\partial t} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q(y,t) P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y,t) P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \right] \tag{2.46}$$

wobei $t = \ln(Q^2/\Lambda^2_{QCD})$. Die Splittingfunktionen $P_{ij}(x/y)$ geben die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein Parton j mit dem Impulsbruchteil y des Protonimpulses bei einer Erhöhung der Auflösung von $\ln(Q^2)$ nach $\ln(Q^2 + dQ^2)$ als Parton i mit Impulsbruchteil $x < y$ vorliegt. Die den Splittingfunktionen zugrundeliegenden Prozesse sind in Abbildung 2.14 dargestellt.

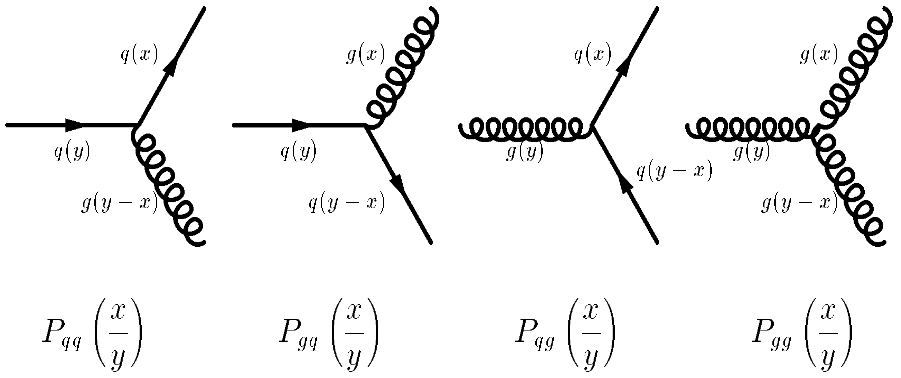


Abbildung 2.14: *QCD-Splittingprozesse.*

Die Splittingfunktionen P_{ij} werden selbst in Störungsreihen entwickelt [Abr98]. Es gilt:

$$\frac{\alpha_s}{2\pi} P_{ij}(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{ij}^{(1)}(x) + \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^2 P_{ij}^{(2)}(x) + ... \tag{2.47}$$

Wird die Reihe für P_{ij} nach dem führenden Term abgebrochen, spricht man von einer Evolution der Partondichten in führender Ordnung (*„Leading Order“ LO*), bei Abbruch nach dem zweiten Term von einer Evolution in nächsthöherer Ordnung oder gebräuchlicher in *„Next to leading Order“ (NLO)*.

---

[15] Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi.

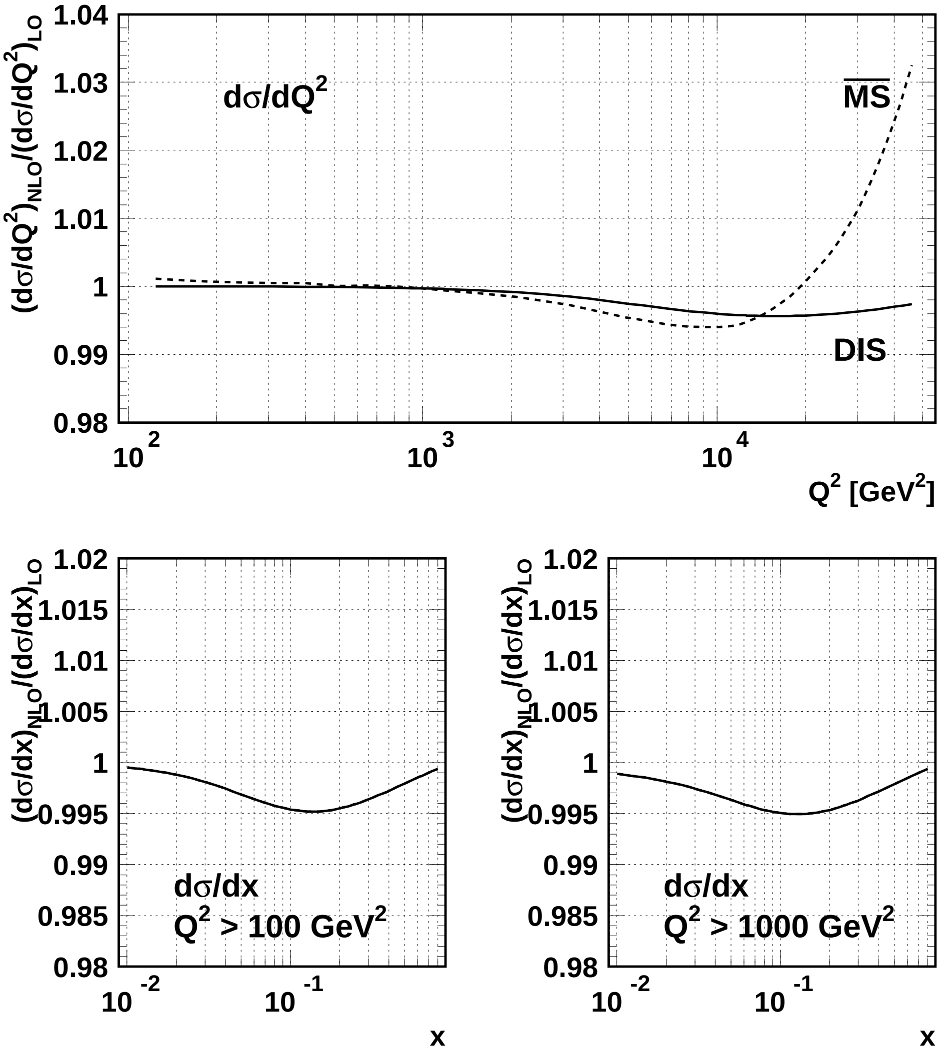


Abbildung 2.15: *Einfluß der NLO-QCD-Korrekturen der Partondichten auf die einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte* $d\sigma/dQ^2$ *und* $d\sigma/dx$ *(für* $Q^2 > 100$ *GeV*^{2} *und* $Q^2 > 1000$ *GeV*^{2}*). Dargestellt ist das Verhältnis zwischen Wirkungsquerschnitt mit und ohne Berücksichtigung der Korrekturen.*

NLO-QCD-Korrekturen

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte in Kapitel 6 werden Partondichten in NLO verwendet und Korrekturterme bei der Zusammensetzung der Strukturfunktionen berücksichtigt. Diese Korrekturen hängen vom gewählten Faktorisierungs- und Renormierungsschema ab. Die Ausdrücke für die Korrekturterme im DIS- und im $\overline{MS}$-Schema sind in Anhang A zusammengestellt und aus [Arb95] übernommen.
Abbildung 2.15 zeigt den Einfluß der NLO-QCD-Korrekturen anhand der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$ und $d\sigma/dx$ (für $Q^2 > 100$ GeV^2 und $Q^2 > 1000$

GeV^2). Dargestellt ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte mit und ohne Berücksichtigung der Korrekturen. Man erkennt, daß die Korrekturen im DIS-Schema klein sind (ungefähr ein halbes Prozent) und den Wirkungsquerschnitt reduzieren. Dies ist verständlich, da im DIS-Schema nur der Beitrag von xF_3 durch die NLO-Korrekturen betroffen ist (s. Anhang A).

Parametrisierungen der Partondichtefunktionen:
CTEQ 5, MRST 99 und der H1-Fit
Wie im vorhergehenden Absatz bemerkt, ist es bisher nicht gelungen, die Partondichten aus ersten Prinzipien herzuleiten. Die experimentellen Resultate zur Struktur des Protons bzw. der Nukleonen dienten jedoch mehrfach als Grundlage für Parametrisierungen der Partondichten im Proton. Die wichtigsten veröffentlichten Ansätze, die von verschiedenen Gruppen ausgearbeitet und in Form von Programmbibliotheken zur Verfügung gestellt wurden, werden im folgenden kurz beschrieben. Da die eingehenden experimentellen Meßgrößen aus verschiedenen Experimenten und unterschiedlichen Prozessen stammen[16], werden sie von den Autoren als *„globale Analysen“* bezeichnet.
Die hier aufgeführten Parametrisierungen der Partondichten werden in Kapitel 6 zur Interpretation der experimentell gewonnenen Wirkungsquerschnitte der tiefinelastischen *ep*-Streuung in neutralen Strömen herangezogen.

Prinzip der globalen Analysen: Allen Gruppen ist der Ansatz einer Anpassung[17] an experimentell ermittelte Daten aus unterschiedlichen Physik-Prozessen auf Grundlage der DGLAP-Gleichungen gemeinsam. Grundsätzlich wird hierbei bei einem Startwert Q_0^2 die x-Abhängigkeit der Partondichten $q_f(x, Q_0^2)$ für Quarks und $g(x, Q^2)$ für Gluonen parametrisiert. Ein allgemeiner Ansatz für die x-Abhängigkeit der Partondichten an diesem Startwert ist zum Beispiel:

$$xf_i(x, Q_0^2) = Ax^B(1-x)^C \cdot P(x) \quad \text{mit} \quad f_i = q, g \tag{2.48}$$

und einem Polynom $P(x)$. Diesem Ansatz liegt der Gedanke zugrunde, daß sowohl für $x \to 1$ als auch für $x \to 0$ die Wahrscheinlichkeit, ein Parton mit Impulsbruchteil x am Protonimpuls zu finden, verschwindet, was für positive Werte für B bzw. C gewährleistet wird.
Die Anpassung wird durchgeführt, indem die freien Parameter A, B und C variiert werden, bis die beste Übereinstimmung zwischen den nach DGLAP entwickelten Partondichten (bzw. den hieraus berechneten Strukturfunktionen oder Wirkungsquerschnitten etc.) und den experimentellen Daten an den verfügbaren Stützstellen (bzw. Meßpunkten) x_i und $Q_i^2 > Q_0^2$ der berücksichtigten experimentellen Datensätze hergestellt ist.

- **CTEQ 5**
  Die Kollaboration CTEQ („Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD“) hat im Jahr 1999 ihre jüngste Parametrisierung der Partondichten veröffentlicht

---

[16] So gingen in die Parametrisierung MRST98 unter anderem Resulate der HERA-Experimente H1 und ZEUS, die CCFR Neutrino-Daten, Ergebnisse zur prompten Photoproduktion im Prozess $pp \to \gamma X$, Messungen der Strukturfunktionen $F_2^{\mu p}$ und $F_2^{\mu p}$ durch die NMC-Kollaboration und Daten der E772-Kollaboration zur Drell-Yan-Produktion [MRST98] ein.

[17] Eine Anpassung wird in Anlehnung an das englische meist als „Fit“ bezeichnet.

[CTEQ99]. Beim Startwert $Q_0 = \sqrt{Q_0^2} = 1.6$ GeV wird der folgende Ansatz für die x-Abhängigkeit der Partondichten gemacht:

$$q_f(x, Q_0) = \Lambda_0 \cdot x^{\Lambda_1} \cdot (1-x)^{\Lambda_2} P(x; \Lambda_3, ...) \tag{2.49}$$

Der Index f läuft über u- und d-Valenzquarks, $(\bar{u}+\bar{d})$-, s-Quarks und die Gluondichte. Für die Asymmetrie zwischen $\bar{u}$- und $\bar{d}$-Quarks wird

$$\bar{d} - \bar{u} = \Lambda_0 x^{\Lambda_1} (1-x)^{\Lambda_2} (1 + \Lambda_3 \sqrt{x} + \Lambda_4 x) \tag{2.50}$$

angesetzt.

Insgesamt wurden 7 Partondichtefunktionen veröffentlicht. Sie unterscheiden sich in den Werten für α_s, Λ_4^{QCD} und Λ_5^{QCD} sowie der Anzahl an verwendeten Quarkflavors, s. [CTEQ99].

- **MRST 99**
  Die Autoren Martin, Roberts, Stirling und Thorne (MRST) machen in ihrer jüngsten Parametrisierung [MRST99] bei einem Startwert $Q_0^2 = 1$ GeV^2 den folgenden Ansatz für die x-Abhängigkeit der Valenzquarkverteilungen u_v und d_v, die Seequarkverteilung S und die Gluondichte g:

$$\begin{aligned} xu_v &= A_u x^{\eta_1} (1-x)^{\eta_2} (1 + \epsilon_u \sqrt{x} + \gamma_u x) && (2.51) \\ xu_v &= A_d x^{\eta_3} (1-x)^{\eta_4} (1 + \epsilon_d \sqrt{x} + \gamma_d x) && (2.52) \\ xS &= A_S x^{-\lambda_S} (1-x)^{\eta_S} (1 + \epsilon_S \sqrt{x} + \gamma_S x) && (2.53) \\ xg &= A_g x^{-\lambda_g} (1-x)^{\eta_g} (1 + \epsilon_g \sqrt{x} + \gamma_g x) && (2.54) \end{aligned}$$

Für die Seequarkverteilung wird dabei beim Startwert $Q_0^2 = 1$ GeV^2

$$\begin{aligned} 2\bar{u} &= 0.4S - \Delta && (2.55) \\ 2\bar{d} &= 0.4S + \Delta && (2.56) \\ 2\bar{s} &= 0.2S && (2.57) \end{aligned}$$

angenommen, wobei die Asymmetrie Δ zwischen $\bar{u}$- und $\bar{d}$-Quarks zu

$$x\Delta \equiv x(\bar{d} - \bar{u}) = A_\Delta x^{\eta_{Delta}} (1-x)^{\eta_S + 2} (1 + \gamma_\Delta x + \delta_\Delta x^2) \tag{2.58}$$

angesetzt wird.

Unter Verwendung verschiedener Werte für α_s und unterschiedlicher Randbedingungen an die Partondichten wurden 12 Datensätze im $\overline{MS}$-Schema und 11 im DIS-Schema publiziert.

- **„H1-Fit“ (1994-1997)**
  In [H1C99a] hat die H1-Kollaboration neben der Messung der Wirkungsquerschnitte für Positron-Proton-Streuung bei hohen $Q^2 > 150$ GeV^2 aus den Jahren 1994-1997 auch zwei Anpassungen der Partondichten an die experimentell gewonnenen Daten durchgeführt. Dabei wurde eine Anpassung unter Verwendung von Datensätzen der Experimente BCDMS und NMC, sowie die Messung von $F_2(x, Q^2)$ für $Q^2 < 150$ GeV^2 durch H1 aus dem Jahr 1994 durchgeführt. In einem zweiten Fit wurden

die in [H1C99a] präsentierten Messungen des Wirkungsquerschnitts bei hohen Q^2 ($150\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 40000\ \mathrm{GeV}^2$) einbezogen. Die aus diesen beiden Anpassungen gewonnenen Partondichten weisen nur geringfügige Unterschiede auf.

Beim Startwert der Evolution $Q_0^2 = 4\ \mathrm{GeV}^2$ werden vier Partondichteverteilungen parametrisiert: die u- und d-Valenzquarkverteilungen, die Seequarkdichten $S \equiv 2[\bar{u} + \bar{d} + \bar{s} + \bar{c}]$ und die Gluondichte g. Folgende Parametrisierungen werden für die x-Abhängigkeit angesetzt:

$$\begin{aligned}
xu_v(x, Q_0^2) &= A_{u_v} x^{B_{uv}} (1-x)^{C_{uv}} (1 + D_{u_v} x^{E_{uv}}) && (2.59)\\
xd_v(x, Q_0^2) &= A_{d_v} x^{B_{dv}} (1-x)^{C_{dv}} (1 + D_{d_v} x^{E_{dv}}) && (2.60)\\
xS(x, Q_0^2) &= A_S x^{B_S} (1-x)^{C}_{S} && (2.61)\\
xg(x, Q_0^2) &= A_g x^{B_g} (1-x)^{C}_{g} && (2.62)
\end{aligned}$$

Für die Asymmetrie zwischen $\bar{u}$- und $\bar{d}$-Quarks wird wie bei MRST 99 Gleichung (2.58) angenommen, beim Startwert $Q^2 = 4\ \mathrm{GeV}^2$ sind die Verteilung der s-Quarks mittels $\bar{s} = \bar{u}/2$ an die $\bar{u}$-Verteilung gekoppelt und der c-Quark-Anteil auf 2% der Seequarkdichte S gesetzt. Auch die b-Quarkdichte wird nach DGLAP entwickelt, wobei $b(x, Q^2) = 0$ für $Q^2 < 25\ \mathrm{GeV}^2$ angenommen wird.

2.2.7 Radiative Korrekturen

Der in Abschnitt 2.2.1 definierte Bornsche Wirkungsquerschnitt reflektiert den Wechselwirkungsprozess in niedrigster Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung, vgl. Abbildung 2.1. Neben dem Austausch eines Bosons sind aber gleichzeitig weitere Prozesse möglich, von denen einige in den Abbildungen 2.16 und 2.17 dargestellt sind. Die Messung des experimentell beobachtbaren Wirkungsquerschnitts enthält Beiträge aus all diesen Prozessen:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{total} &= \left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{Born} + \left(\frac{\alpha}{2\pi}\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{1.Ordnung} + \mathcal{O}(\alpha^2) + \ldots && (2.63)\\
&= \left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{Born} \cdot (1 + \delta_{rad}) && (2.64)
\end{aligned}$$

Um die Protonstrukturfunktionen aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt gewinnen zu können, muß dieser um die radiativen Korrekturen $(1 + \delta_{rad})$ bereinigt werden.

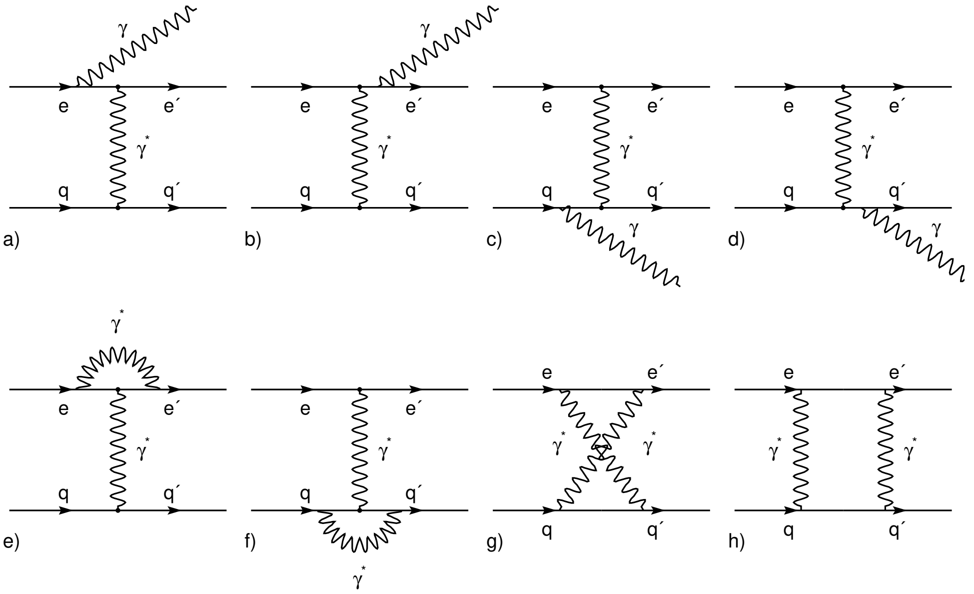


Abbildung 2.16: *Radiative Korrekturen der Ordnung* $\mathcal{O}(\alpha)$*: Abstrahlung eines Photons im Anfangs- (ISR) und Endzustand (FSR) durch das Lepton (a,b) sowie durch das Quark (c,d), Vertexkorrekturen (e,f) und Austausch zweier Photonen (g,h).*

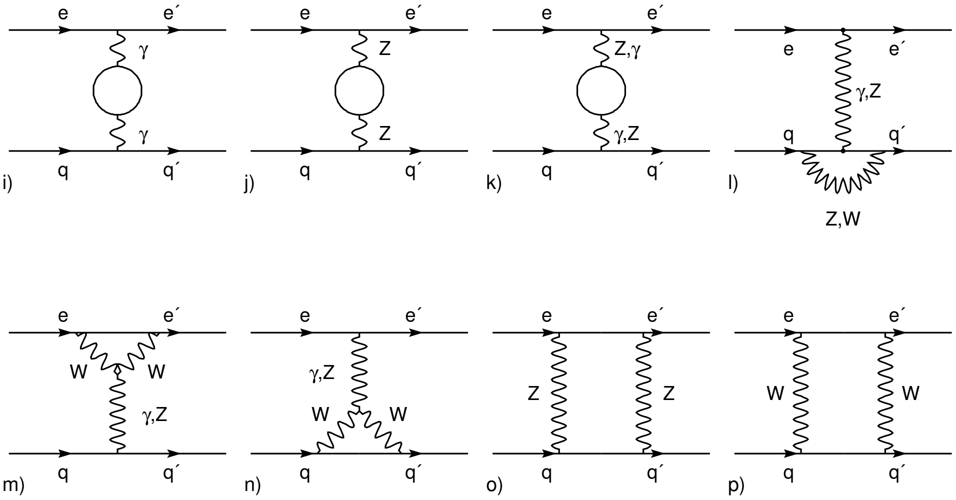


Abbildung 2.17: *Schleifen-Korrekturen und Selbstenergien: Dargestellt sind die Photon-Selbstenergie (i), die* Z^0*-Selbstenergie (j), das* γ/Z^0*-Mixing (k), die schwachen Lepton- und Quark-Vertex-Korrekturen (l,m,o) und Boxdiagramme der schwachen Eichbosonen* $W^{\pm}$ *und* Z^0 *(p,q).*

Man kann vier Typen an Prozessen unterscheiden, die zu verschiedenen Korrekturen des Wirkungsquerschnitts führen [Spi91]:

1. **Rein leptonische Diagramme**
   Die leptonischen Korrekturen sind durch ein Photon gekennzeichnet, das zusätzlich zum ausgetauschten Boson vom Lepton abgestrahlt wird, s. Abbildung 2.16 (a), (b) und (e). Man unterscheidet zwischen Korrekturen am Elektron-Vertex (e) und der Abstrahlung reeller Photonen vom ein- bzw. auslaufenden Elektron.

   Die rein leptonischen Prozesse stellen den dominanten Beitrag zu $(1 + \delta_{rad})$ dar.

   Man kann zeigen, daß sich die virtuellen Korrekturen am Elektronvertex und weiche Bremsstrahlung so kompensieren, daß beide Anteile einen endlichen, multiplikativen Faktor zum Bornschen Wirkungsquerschnitt liefern [Boe87]. Es verbleiben Ereignisse mit harter Bremsstrahlung[18]. Hier unterscheidet man zwischen Ereignissen der *„Initial State Radiation“* (Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand, kurz ISR), Ereignissen der *„Final State Radiation“* (Abstrahlung eines Photons im Endzustand, FSR) und *„QED-Compton“*-Ereignissen.

   Diese Unterscheidung beruht auf dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion $ep \to e\gamma X$, der drei Pole aufweist, die je einem der oben genannten Prozesse zugeordnet werden können [Kwi91]:

   $$\frac{d^5\sigma}{dxdydk_xdk_ydk_z} = \frac{M_1}{2p_{e,\mu}k_\mu} + \frac{M_2}{2p'_{e,\mu}k_\mu} + \frac{M_3}{Q^2} \tag{2.65}$$

   M_1, M_2 und M_3 enthalten kinematische Faktoren und Matrixelemente, k ist der Vierervektor des abgestrahlten Photons, p'_e der Vierervektor des gestreuten Elektrons. Für ISR-Ereignisse gilt $2p_{e,\mu}k_\mu \approx 0$ - das Bremsstrahlungsphoton wird nahezu kollinear zur Richtung des einlaufenden Elektrons abgestrahlt. FSR-Ereignissen entspricht der zweite Summand mit $2p'_{e,\mu}k_\mu \approx 0$: bei ihnen wird das Bremsstrahlungsphoton nahezu parallel zum gestreuten Elektron emittiert. Der dritte Term ist mit QED-Compton-Ereignissen verknüpft, bei denen das gestreute Elektron und das abgestrahlte Photon unter einem endlichen Winkel auseinander laufen.

   Die genannten Prozesse werden bei der Entfaltung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt, vgl. Kapitel 5.

2. **Quarkonische Diagramme**
   Die quarkonischen Korrekturen bestehen aus Photonen, die von der Quarklinie in den Diagrammen (c), (d) und (f) in Abbildung 2.16 abgestrahlt werden. Sie entsprechen den leptonischen Korrekturen, sind jedoch wesentlich kleiner als im leptonischen Fall, da sie proportional zum Quadrat der Ladung und antiproportional zum Quadrat der Masse des Teilchens sind, von dem das Photon abgestrahlt wird. Auch hier gibt es Vertexkorrekturen (f) und Prozesse, bei denen ein reelles Photon abgestrahlt wird (c),(d).

   Bei HERA führen sie zu einem Beitrag bis ca. 1 % bei den höchsten Werten für x und Q^2 [Spi95]. Sie führen zu einem zusätzlichen Beitrag zu den Splittingfunktionen der DGLAP-Gleichungen (vgl. Abschnitt 2.2.6) und zu einer kleinen Modifikation der Partondichtenevolution in Q^2 [HERA87].

---

[18] Die Grenze zwischen weicher und harter Bremsstrahlung wird in diesem Fall bei einer Energie ϵ gesetzt, die wesentlich kleiner als die Detektorauflösung ist, vgl. [Flei94].

Ihr Beitrag ist klein im Vergleich zu den statistischen und systematischen Fehlern in dieser Arbeit und wird im folgenden vernachlässigt.

3. **Lepton-Quark-Interferenz**
   Diese Korrekturen beruhen einerseits auf der Interferenz der leptonischen und quarkonischen Prozesse mit Abstrahlung eines rellen Photons (die Prozesse der Diagramme (a),(b) in Abbildung 2.16 interferieren mit den Prozessen (c),(d)) und andererseits auf dem in Teilbild (h) dargestellten Boxdiagramm. Anstelle des hier dargestellten Zwei-Photon-Austauschs können in neutralen Strömen auch ein Photon und ein Z^0 oder zwei Z^0-Bosonen ausgetauscht werden. Die Überlagerung dieser und ihrer gekreuzten Terme führt zu den Beiträgen der Lepton-Quark-Interferenz.

   Auch der Einfluß der **Lepton-Quark-Interferenz** ist klein; für $Q^2 < 40000$ GeV^2 trägt sie mit weniger als 1% zum Wirkungsquerschnitt [Spi91] bei und wird ebenfalls vernachlässigt.

4. **Schwache Diagramme und Selbstenergien**
   Die rein schwachen Korrekturen beschreiben alle weiteren Prozesse, bei denen kein zusätzliches Photon emittiert wird. Hierin enthalten sind die Photon- und Z^0-Selbstenergien (Diagramme (i),(j) in Abbildung 2.17), das γZ^0-Mixing (k), die schwachen Lepton- und Quark-Vertex-Korrekturen (l),(m) und (o) und die Boxdiagramme mit den schwachen Eichbosonen $W^{\pm}$ und Z^0 (p) und (q).

   Die Selbstenergie-Korrekturen des Photons werden üblicherweise durch die Abhängigkeit der Feinstrukturkonstante α von der Skala Q^2 („Laufen von α“) berücksichtigt [Spi91]:

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta(Q^2)} \tag{2.66}$$

   In Abhängigkeit des gewählten elektroschwachen Schemas ergibt sich für $Q^2 \approx M_Z^2$ ein Wert von $\Delta(Q^2) \approx 0.06$.

   Die weiteren schwachen Korrekturen spielen eine untergeordnete Rolle. Sie führen zu einer Abhängigkeit der schwachen Parameter von der Skala Q^2. Hierauf wird in Anhang B eingegangen. Dort wird gezeigt, daß die rein schwachen Korrekturen nur einen kleinen Korrekturfaktor (< ca. 1.5 %) in Abhängigkeit von Q^2 aufweisen. In guter Näherung können auch diese Beiträge vernachlässigt werden, vgl. Kapitel 6.

Kapitel 3

Messung tiefinelastischer *ep*-Streureaktionen mit dem Detektor H1

Einen wesentlichen Teil dieser Arbeit stellt die Messung des Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen e^-p-Streuung bei hohen Impulsüberträgen dar. Er ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der eine Streureaktion bei gegebenen Werten der kinematischen Variablen x und Q^2 auftritt. Zu seiner Messung muß in einem ersten Schritt die Kinematik einer Einzelreaktion aus den vom Detektor gelieferten Meßgrößen bestimmt werden. Die Messung einer solchen Einzelreaktion wird in diesem Kapitel ausgeführt.

Aus Sicht des Detektors setzt sich ein Ereignis aus Energiedepositionen in den Kalorimetern und Spuren in den Spurkammersystemen zusammen. Im ersten Abschnitt werden verschiedene Verfahren vorgestellt, unter deren Verwendung sich die lorentzinvarianten Größen x und Q^2 der ep-Streureaktion, die zur Messung des Wirkungsquerschnitts herangezogen werden, aus den mit Hilfe des Detektors gemessenen Winkeln und Energien der gestreuten Teilchen rekonstruieren lassen. Aufgrund ihres Auflösungsvermögen in den Größen x und Q^2 wird die $e\Sigma$-Methode als Rekonstruktionsverfahren ausgewählt. Sie beruht auf der Messung der Energie und des Winkels des gestreuten Elektrons sowie die noch zu definierende Größe Σ des hadronischen Endzustands. Neben der Identifikation gestreuter Elektronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter wird die Messung dieser Größen für eine Einzelreaktion detailliert beschrieben.

Obwohl die Messung der Einzelreaktion $e^-p \to e^-X$ im Zentrum dieses Kapitels steht, macht die Diskussion der Meßgrößen eine Betrachtung eines Datensatzes tiefinelastischer ep-Streureaktionen unerläßlich, da sich nur so Aussagen treffen lassen, die im Mittel auf eine Einzelreaktion zutreffen. Die Selektion des Datensatzes für die Periode 1998-1999 wird ausführlich in Kapitel 4 erläutert.

3.1 Kinematische Rekonstruktionsverfahren

Dieser Abschnitt faßt die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Rekonstruktionsmethoden zusammen, die an verschiedenen Stellen der Analyse Anwendung finden. Sie erlauben, aus den meßbaren Größen - den Energien und Winkeln der gestreuten Teilchen - die lorentzinvarianten Größen x, y und Q^2 zu bestimmen.

Sie werden im Anschluß in Abschnitt 3.1.2 anhand ihres Auflösungsvermögens beurteilt. Diese und weitere Methoden werden in [Ben91a], [Bas97] diskutiert.

3.1.1 Die Rekonstruktionsmethoden

- **Die Elektronmethode**
  Die Elektronmethode verwendet ausschließlich den Winkel[1] θ_e und die Energie E'_e des gestreuten Elektrons zur Bestimmung der kinematischen Variablen x,y und Q^2. Es gilt:

$$Q_e^2 = 4E_eE'_e\cos^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right), \quad x_e = \frac{E_eE'_e\cos^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)}{E_p\left(E_e - E'_e\sin^2(\frac{\theta_e}{2})\right)}, \quad y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right). \tag{3.2}$$

- **Die Σ-Methode**
  Die Σ-Methode kombiniert Meßgrößen des Elektrons und des hadronischen Endzustands. Ihr Name geht auf die Größe

$$\Sigma := \sum_{Hadr} E_i - p_{z,i} = \sum_{Hadr} E_i \cdot (1 - \cos\theta_i) \tag{3.3}$$

zurück, wobei das zweite Gleichheitszeichen nur unter Vernachlässigung der Ruhemassen der Teilchen des hadronischen Endzustands gilt. Σ stellt den hadronischen Anteil der Größe

$$(E - p_z) := (E - p_z)_{tot} = E'_e - p_{z,e} + \sum_{hadr} E_i - p_{z,i} = \Sigma + E'_e \cdot (1 - \cos\theta_e) \tag{3.4}$$

dar. $E-p_z$ behält in ep-Streureaktionen aufgrund von Energie- und Impulserhaltung den Wert $2 \cdot E_e$ bei.

Die kinematischen Größen x,y und Q^2 ergeben sich zu:

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{(E - p_z)}, \quad Q_\Sigma^2 = \frac{(E'_e \cdot \sin\theta_e)^2}{1 - y_\Sigma}, \quad x_\Sigma = \frac{Q_\Sigma^2}{sy_\Sigma}. \tag{3.5}$$

Eine Besonderheit der Σ-Methode ist ihre Unempfindlichkeit gegenüber Abstrahlung eines Photons vom Elektron im Anfangszustand. Dies drückt sich in den obigen Formeln dadurch aus, daß y_Σ und Q_Σ^2 nicht von der Anfangsenergie des Elektrons abhängen.

---

[1] Der Winkel θ_e ist der polare Streuwinkel des Elektrons und bezieht sich auf das in Abschnitt 1.2.1 definierte Koordinatensystem des Detektors H1. Er ist vom polaren Winkel $\hat{\theta}_e$ zu unterscheiden, der sich auf die Richtung des einlaufenden Elektrons bezieht. Zwischen θ_e und $\hat{\theta}_e$ gilt die Beziehung:

$$\hat{\theta}_e = 180° - \theta_e \tag{3.1}$$

Je kleiner θ_e ist, desto stärker wird das Elektron in der Streureaktion aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt. Beide Winkel sind vom Winkel θ_{H1} zu unterscheiden, der den Polarwinkel im H1-Koordinatensystem bezüglich des nominellen Wechselwirkungspunkts angibt. Der Streuwinkel θ_e kann hiervon abweichen, wenn der Vertex der Reaktion nicht mit dem nominellen Wechselwirkungspunkt übereinstimmt, s. Abschnitt 3.3.3.

- **Die hadronische Methode (Jacquet-Blondel-Methode)**
  Die hadronische Methode ermittelt die Kinematik ausschließlich aus dem hadronischen Endzustand. Es gilt:

$$y_{had} = \frac{\Sigma}{2E_e}, \quad Q^2_{had} = \frac{p^2_{t,had}}{1-y_{had}}, \quad x_{had} = \frac{Q^2_{had}}{s y_{had}}. \tag{3.6}$$

  Die Größe y_{had} wird in dieser Arbeit herangezogen, um kinematische Regionen auszuschließen, in denen der hadronische Endzustand aufgrund von Detektoreffekten (elektronisches Rauschen) schlecht gemessen werden kann, vgl. Abschnitt 3.3.4.

- **Die Doppelwinkel-Methode**
  Die Doppelwinkel-Methode kombiniert den Streuwinkel des Elektrons und den inklusiven Hadronwinkel γ, der durch

$$\tan\frac{\gamma}{2} := \frac{\Sigma}{p_{t,Hadr.}} = \frac{\sum_{Hadr} E_i - p_{z,i}}{\sum_{Hadr}\sqrt{p^2_{x,i}+p^2_{y,i}}} \tag{3.7}$$

  definiert ist [Bas97] und im Quark-Parton-Modell als Streuwinkel des mit dem Elektron wechselwirkenden Quarks interpretiert werden kann. Für die kinematischen Variablen gilt:

$$Q^2_{DA} = 4E_0^2 \cdot \frac{\cot\frac{\theta_e}{2}}{\tan\frac{\gamma}{2}+\tan\frac{\theta_e}{2}}, \quad x_{DA} = \frac{4E_0^2}{s}\cdot\cot\frac{\theta_e}{2}\cdot\cot\frac{\gamma}{2},$$

$$y_{DA} = \frac{\tan\frac{\gamma}{2}}{\tan\frac{\gamma}{2}} + \tan\frac{\theta_e}{2}. \tag{3.8}$$

  Da Q^2_{DA}, x_{DA} und y_{DA} nur von den Winkeln der gestreuten Teilchen und (in erster Ordnung) unabhängig von deren Energien sind, eignet sich die Doppelwinkelmethode zur Kalibration des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Die Energie des Elektrons in Abhängigkeit des Elektronenstreuwinkels und des inklusiven hadronischen Winkels ist gegeben durch:

$$E_{DA} = \frac{2E_e\sin\gamma}{\sin\gamma+\sin\theta_e-\sin(\gamma_h+\theta_e)} \tag{3.9}$$

  Der Vergleich von E_{DA} mit der kalorimetrischen Messung der Elektronenenergie erlaubt die Kalibration, vgl. Abschnitt 3.3.2.

3.1.2 Beurteilung der Rekonstruktionsmethoden - die $e\Sigma$-Methode

Das Auflösungsvermögen der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden stellt ein geeignetes Kriterium zur Auswahl des Verfahrens dar, mit dessen Hilfe die Kinematik in dieser Analyse aus den Meßgrößen ermittelt wird. Es ist definiert durch:

$$\sigma_{Auf} := \frac{1}{N-1}\sqrt{\sum_{1=1}^{N}\left(\frac{v_{rek,i}-v_{gen,i}}{v_{gen,i}}\right)^2}, \tag{3.10}$$

und gibt die mittlere quadratische Abweichung zwischen dem durch die jeweilige Methode rekonstruierten Wert $v_{rek,i}$ und dem tatsächlich in der Reaktion aufgetretenen Wert $v_{gen,i}$ der betrachteten kinematischen Variable v wieder. Der Summationsindex i läuft dabei über alle N Ereignisse des Datensatzes.

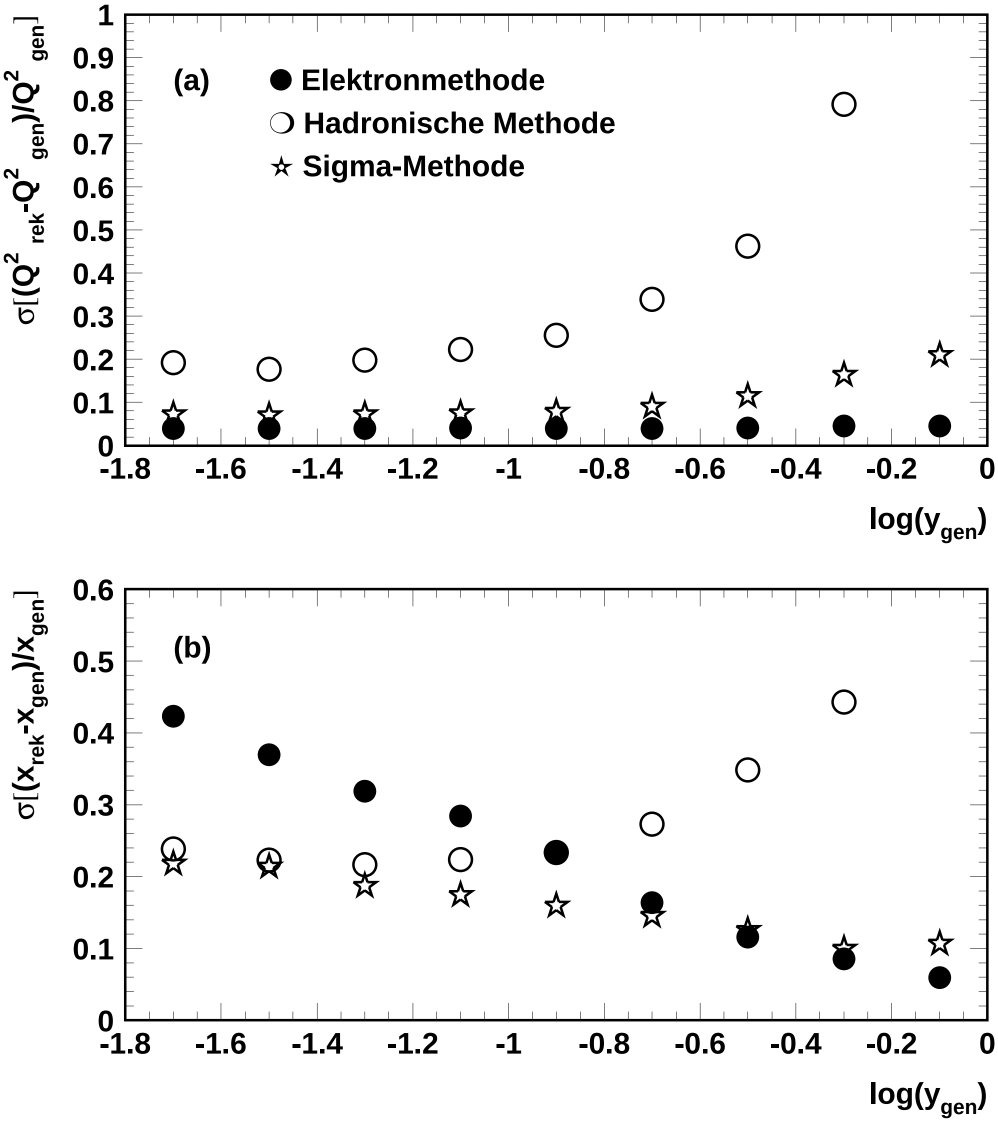


Abbildung 3.1: *Auflösungsvermögen der kinematischen Variablen Q^2 (a) und x (b) als Funktion von $\log y$ für die Elektronmethode, die hadronischen Methode und die Σ-Methode.*

Abbildung 3.1 zeigt das Auflösungsvermögen der Elektron-, Σ- und hadronischen Methode für Q^2 und x als Funktion von ($\log y_{gen}$), das unter Verwendung eines Datensatzes simulierter tiefinelastischer ep-Streureaktionen bei hohen Impulsüberträgen ($Q^2 > 100$ GeV^2)

ermittelt wurde. Die Simulation beschreibt die Kinematik der Streureaktion und berücksichtigt das Antwortverhalten des Detektors H1. Man erkennt, daß die Elektronmethode die beste Auflösung in Q^2 und die Σ-Methode die beste Auflösung in x aufweist. Eine Kombination dieser beiden Methoden führt zum optimalen Auflösungsvermögen sowohl in x als auch in Q^2 und definiert die **$e\Sigma$-Methode**:

$$Q^2_{e\Sigma} = Q^2_e = 4E_eE'_ecos^2(\frac{\theta_e}{2}), \tag{3.11}$$

$$x_{e\Sigma} = x_\Sigma = \frac{(E'_e \cdot sin\theta_e)^2}{1-\frac{\Sigma}{E-p_z}}, \tag{3.12}$$

$$y_{e\Sigma} = \frac{Q^2_e}{sx_\Sigma} = \frac{2E_e\Sigma}{(E-p_z)^2_{tot}}. \tag{3.13}$$

Sie ist daher die in dieser Analyse verwendete Rekonstruktionsmethode, aus der die in dieser Analyse zu ermittelnden Meßgrößen einer Einzelreaktion folgen. Ihre Bestimmung wird in den folgenden Abschnitten ausgeführt:

- Energie des gestreuten Elektrons E'_e,
- Winkel des gestreuten Elektrons θ_e,
- $\Sigma = \sum_{Hadr.}(E_i - p_{z,i})$.

Zuvor muß jedoch auf die Identifikation von Elektronen eingegangen werden.

3.2 Identifikation von Elektronen

Tiefinelastische ep-Streureaktionen des neutralen Stroms bei hohen Impulsüberträgen sind durch ein hochenergetisches Elektron charakterisiert, das unter einem großen Winkel aus seiner ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt wird. In dieser Arbeit werden nur Reaktionen berücksichtigt, bei denen das gestreute Elektron in den Polarwinkelbereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters ($4° < \theta < 154°$) gestreut wird.

Abbildung 3.2 zeigt ein typisches Ereignis des gesuchten Typs. Die gestreuten Teilchen treten im Detektor durch ihre Trajektorien in den Spurkammern und ihre Energiedepositionen in den Kalorimetern in Erscheinung. In diesem Abschnitt wird die Identifikation eines hochenergetischen Elektrons im Flüssig-Argon-Kalorimeter in Ereignissen das dargestellten Typs erläutert.

In dem in Abbildung 3.2 gezeigten Ereignis wurde das Elektron unter einem Polarwinkel von etwa 90° nach unten abgelenkt. Es ist gekennzeichnet durch eine gerade Spur, die auf eine Energiedeposition im CB2-Radsegment des Flüssig-Argon-Kalorimeters gerichtet ist. Die Kalorimeterzellen, in denen ein solches Ereignis Energie deponiert, werden von Softwarealgorithmen zu topologischen Einheiten, sogenannten *„Clustern"*[2], zusammengefaßt.

---

[2] Cluster (engl.) für Anhäufung.

Neben der deponierten Energiemenge geben Cluster auch Auskunft über die Geometrie des Schauers, der vom eindringenden Teilchen ausgelöst wird. Der zum gestreuten Elektron zugehörige Cluster ist kompakt, schmal und im wesentlichen auf die elektromagnetische Komponente des Flüssig-Argon-Kalorimeters beschränkt. Er ist von weiteren Energiedepositionen isoliert, die den Teilchen des hadronischen Endzustands zugeordnet werden können.

Die Cluster der hadronischen Teilchen sind breiter als die Energiedeposition des Elektrons und dringen zum Teil tief in die hadronische Kalorimeterkomponente ein. Eine Vielzahl von Spuren kann diesen Energiedepositionen zugeordnet werden, was auf einen Schauer geladener Teilchen zurückzuführen ist, der vom Wechselwirkungspunkt ausgeht und aus dem fragmentierten hadronischen Endzustand hervorgeht.

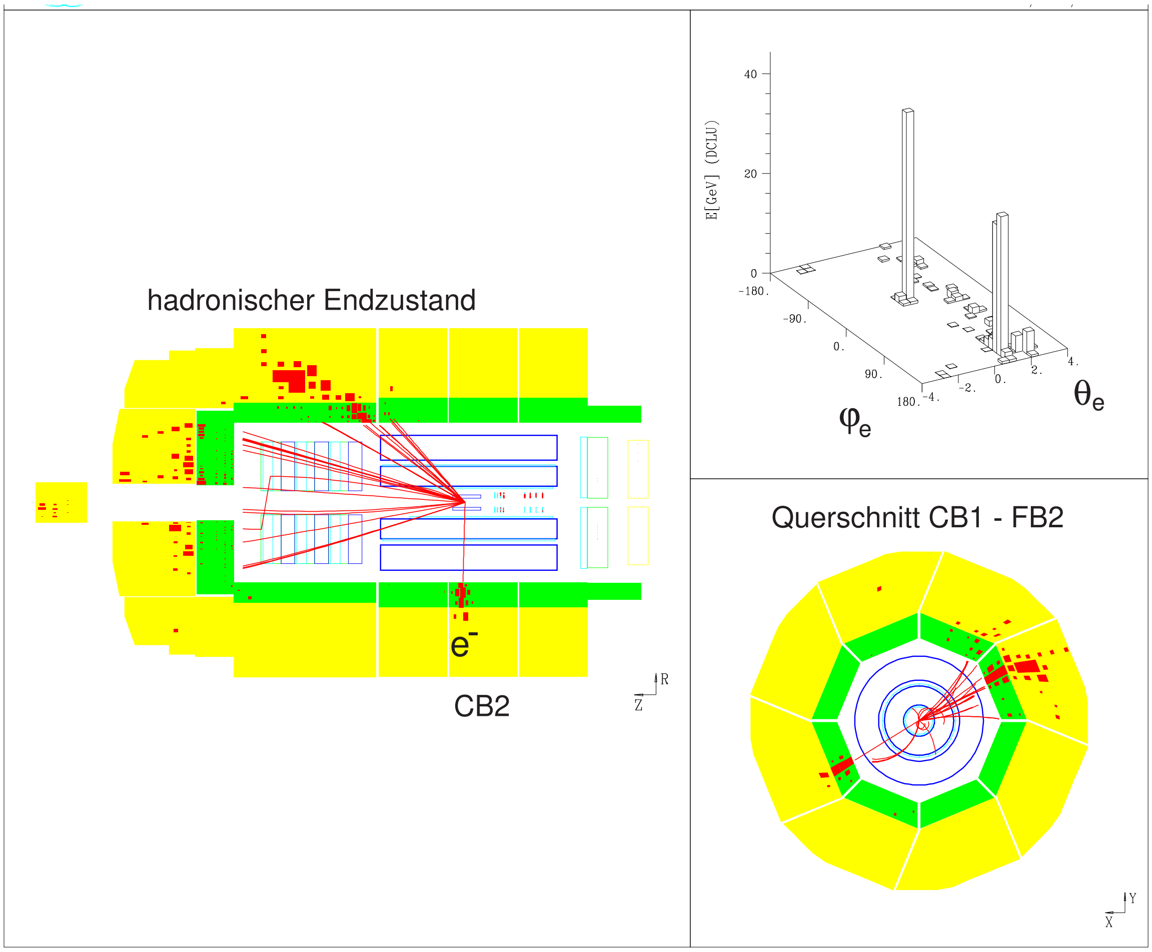


Abbildung 3.2: *Tiefinelastisches Streuereignis des neutralen Stroms bei hohem Impulsübertrag. Das linke Teilbild zeigt einen Längsschnitt des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Das Elektron wurde in dieser Reaktion unter 90° nach unten abgelenkt, der hadronische Endzustand ist in eine Vielzahl von Teilchen fragmentiert, die im Vorwärtsbereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters Energie deponieren. Im radialen Querschnitt durch die übereinander abgebildeten Radsegmente CB1-FB2 ist die transversale Impuls-Balance erkennbar. Sie wird durch das Energiehistogramm (oben rechts) bestätigt, bei dem die Energie der gestreuten Teilchen (z-Achse) gegen die Streuwinkel ϕ (in Grad) auf der y-Achse und θ_{H1} (im Bogenmaß) auf der x-Achse aufgetragen ist.*

Der radiale Querschnitt (rechts unten in Abbildung 3.2) demonstriert nochmals die Isolation des gestreuten Elektrons von den Energiedepositionen des hadronischen Endzustands. Unter Hinzunahme der Energieverteilung gegen die Streuwinkel ϕ und θ_{H1} (Abbildung 3.2 rechts oben) zeigt sich die gute Balance des Ereignisses im Transversalimpuls.
Die Identifikation des Elektrons in *ep*-Streureaktionen wird mit Hilfe von Software-Algorithmen bewerkstelligt, die im Rahmen vorhergehender Analysen entwickelt wurden [Bru98]. Da die Ergebnisse dieser Arbeit in erheblichem Maße auf der Elektronenidentifikation beruhen, werden die hierzu verwendeten Kriterien des Algorithmus[3] an dieser Stelle ausgeführt. Das Elektron wird anhand seiner Energiedeposition im Flüssig-Argon-Kalorimeter identifiziert. Die Kriterien, die der zugehörige Cluster erfüllen muß, spiegeln die Eigenschaften elektromagnetischer Schauer wider, wie sie aus Teststrahlmessungen bekannt sind [H1C92]. Die folgenden meßbaren Größen, sog. *Estimatoren*, werden überprüft:

- **Energie E_{tot} des Elektronkandidaten (ETOT)**
  Ausgehend vom Wechselwirkungspunkt der Reaktion wird ein Kegel mit einem Öffnungswinkel von 7.5° definiert[4], dessen Achse aus den Koordinaten des Vertex und des Schwerpunkts der betrachteten Energiedeposition gebildet wird. Alle Cluster, die mindestens 50 % ihrer Energie innerhalb des Kegels aufweisen, werden mit dem Ausgangscluster verschmolzen. Die Estimatoren ETOT und NCEL geben die Energie bzw. die Anzahl an Kalorimeterzellen des Gesamtclusters an. Als Elektronkandidat muß der Gesamtcluster einen Transversalimpuls von mindestens 5 GeV aufweisen und aus mindestens 4 Zellen bestehen.

- **Bruchteil der elektromagnetischen Energie (EAEM)**
  Der Anteil der elektromagnetischen Energie an der Gesamtenergie des Clusters, EAEM $:= E_{em}/E_{tot}$ muß einen vom Winkel θ_{H1} abhängigen Mindestwert überschreiten:

  $$\mathrm{EAEM} > 0.94 + 0.5 \cdot \cos(2\theta_{H1}) \tag{3.14}$$

  Die Winkelabhängigkeit berücksichtigt, daß Elektronen unter Streuwinkeln von ca. 90° bis in die erste hadronische Lage vorstoßen können.

- **Transversale Schauerausdehnung (ECRA)**
  Elektromagnetische Schauer weisen eine schmaleres transversales Profil auf als hadronische Schauer. Die transversale Schauerausdehnung kann somit als Selektionskriterium verwendet werden. Sie ist definiert als:

  $$\mathrm{ECRA} := \sigma_r := \sqrt{< r^2 > - < r >^2}. \tag{3.15}$$

  Die Momente $< r^n >= \frac{1}{w}\sum_i w_i r_i^n$ werden durch Summation über alle Kalorimeterzellen ermittelt, die zum Cluster des Elektronkandidaten gehören. Dabei ist $w_i = E_i/V_i$ die aus der Energie E_i und dem Volumen V_i der jeweiligen Zelle gebildete Energiedichte und r_i der radiale Abstand der Zelle von der Achse des oben definierten Kegels.

---

[3] Es handelt sich dabei um die Routine QECFWD, die im Rahmen der Analyse-Softwareumgebung des H1-Experiments im Paket QESCAT enthalten ist.

[4] Aus Teststrahlmessungen wurde ein Wert von 6.5° für den Öffnungswinkel eines Kegels ermittelt, der den elektromagnetischen Schauer eines hochenergetischen Elektrons einhüllt [H1C92].

Der Estimator ECRA darf einen Maximalwert ECRA$_{max}(\theta_{H1})$ nicht überschreiten, der zwischen 2 cm und 6 cm variiert und die Geometrie des Kalorimeters berücksichtigt [Bru98].

- **Kompaktheit der Energiedeposition des Elektronkandidaten**
  Elektromagnetische Schauer sind kompakt, d.h. ihre Energie konzentriert sich im wesentlichen auf eine Zelle mit der höchsten Energiedeposition und ihre Nachbarzellen. Diese Zellen werden „heiße“ Zellen genannt. Der Estimator

  $$\mathrm{EAHN} := \frac{\sum\limits_{heißeZellen} E_i}{E_{em}} \tag{3.16}$$

  faßt ihren Anteil an der gesamten elektromagnetischen Energie des Elektronkandidaten zusammen. Die Summation erstreckt sich dabei im BBE, CB1 und CB2 über 4, im CB3, FB1 und FB2 über 8 und im CB3, FB1 und FB2 über 12 Nachbarzellen. Für EAHN wird in Abhängigkeit des Winkels θ_{H1} ein Minimalwert gefordert. Dieser variiert zwischen 0.8 im rückwärtigen Kalorimeter BBE und 0.4 im Vorwärtsbereich.

- **Isolation des Elektronkandidaten**
  Zur Beurteilung der Isolation des Elektronkandidaten wird ein Isolationskegel definiert. Er besitzt die Achse des zur Definition des Elektronkandidaten verwendeten Kegels, weist jedoch einen größeren Öffnungswinkel auf, der durch die Bedingung $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi_e^2} < 0.25$ festgelegt ist[5]. Der Estimator EAIF := E_{tot}/E_{iso} vergleicht die Energie des Elektronkandidaten mit der Gesamtenergie im Isolationskegel. Mindestens eine der Bedingungen

  $$\begin{array}{llll} (1) & \mathrm{EAIF} > 0.98 & \vee & \\ (2) & \mathrm{EAIF} > 0.95 & \wedge & E_{iso}^{had} < 300\mathrm{MeV} \end{array}$$

  muß erfüllt sein. Sie hängen mit dem Einfluß des elektronischen Rauschens einzelner Kalorimeterzellen (Bedingung 1) und der Abstrahlung eines Photons im Endzustand (Bedingung 2) zusammen.

Aus den Elektronkandidaten, die die obigen Kriterien erfüllen, wird derjenige mit dem höchsten Transversalimpuls ausgewählt. Er wird im folgenden als „Elektron“ bezeichnet, was durch die Effizienz der Elektronenidentifikation gerechtfertigt ist: Abbildung 3.3 zeigt sie für einen Datensatz simulierter hochenergetischer Elektronen als Funktion der Energie, des azimutalen Streuwinkels ϕ_e und des Auftreffpunktes des Elektrons auf die Kalorimeteroberfläche $z_{Auf,e}$. Es handelt sich dabei um die tatsächlich in der Reaktion aufgetretenen Größen. Die ϕ- und z-Lücken des Detektors sind bei der Ermittlung ausgeschlossen worden, zudem sind nur Elektronen mit $y_e < 0.95$ und einer Energie $E'_e > 11$ GeV betrachtet.

Die Effizienz der Elektronenidentifikation beträgt global etwa 99 ±0.5% (s. Teilabbildung 3.3 (a)). Im Vorwärtsbereich ($z > 0$ cm) fällt sie auf unter 98 % ab, verbleibt aber insgesamt sehr hoch.

---

[5] Die hier verwendete Pseudorapidität $\eta = -\ln\ \tan\frac{\theta_e}{2}$ ist ein Maß für den Polarwinkel.

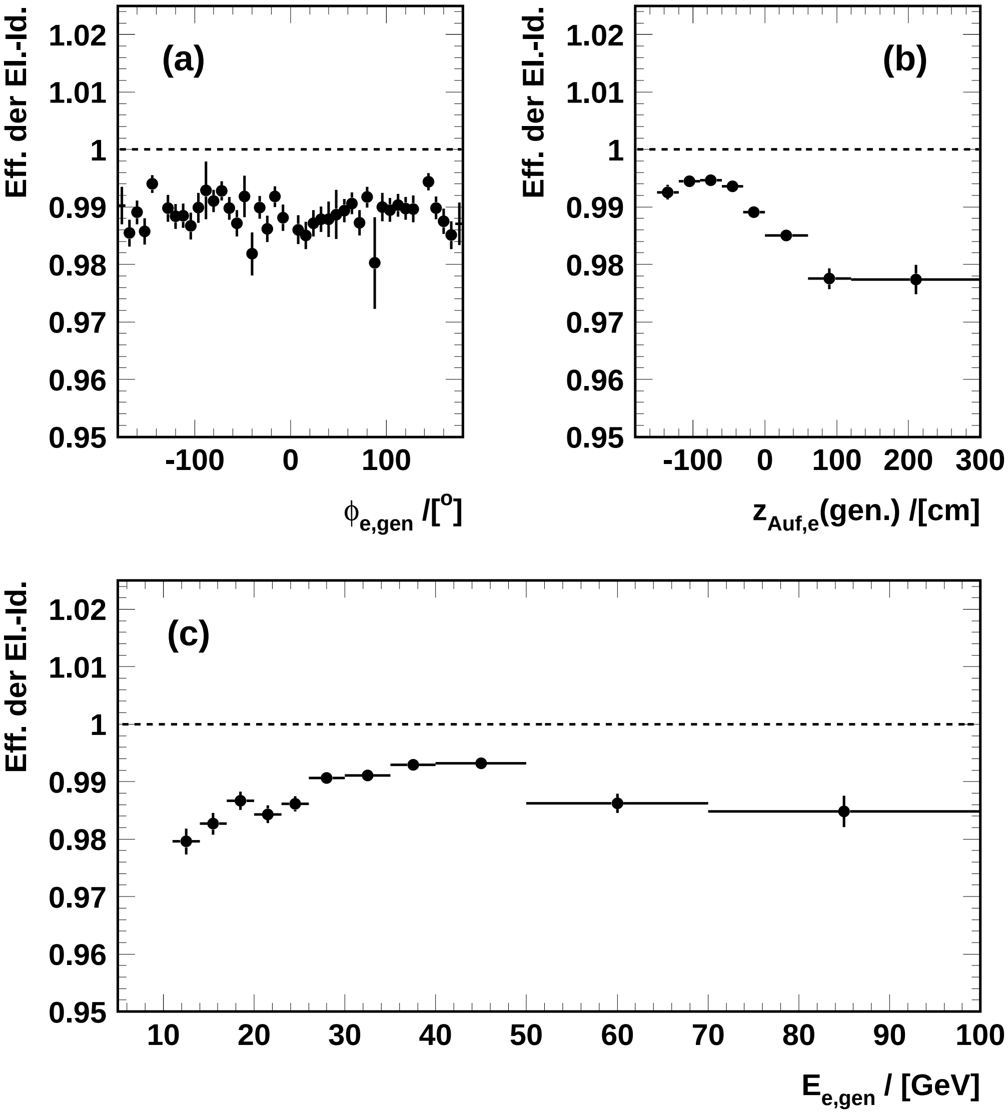


Abbildung 3.3: *Effizienz der Elektronenidentifikation als Funktion des azimutalen Streuwinkels* ϕ_e *(a), des Auftreffpunkts des Elektrons auf die Kalorimeteroberfläche* $z_{Auf,e}$ *(b) und der Energie des gestreuten Elektrons (c). Die Effizienzen stammen aus einer Monte-Carlo-Simulation. Auf den Abszissen sind die tatsächlich in der Reaktion aufgetretenen (die generierten) Größen für das gestreute Elektron aufgetragen.*

Eine weitere Untersuchung zur Effizienz der Elektronenidentifikation des vorgestellten Algorithmus bezieht sich auf einen Referenzdatensatz gestreuter Positronen der Periode 1994-1997, der anhand eines Spurkriteriums ausgewählt wurde. Die Effizienz der Elektronenidentifikationen wurde zu größer 99 % bestimmt, die Misidentifikation von hadronischen Teilchen als Elektronen zu 0.2 %. Wesentliche Unterschiede zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation wurden nicht festgestellt [Hei99].

3.3 Die Meßgrößen

Dieser Abschnitt faßt die Messung der Größen zusammen, die erforderlich sind, um die Kinematik einer tiefinelastischen ep-Streureaktion unter Verwendung der $e\Sigma$-Methode zu bestimmen. Alle in dieser Arbeit berücksichtigten Einflüsse auf die Messung dieser Größen werden aufgeführt.

Die Unsicherheiten auf die Meßgrößen werden in Kapitel 5 bei der Behandlung der systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte zusammengestellt.

3.3.1 Messung der Vertex-Position

Die Messung des Vertex[6] ist für die Bestimmung der Streuwinkel, vor allem des Polarwinkels θ_e, unerläßlich, vgl. Abschnitt 3.3.3 weiter unten. Die Messung der Vertex-Position erfolgt unter Verwendung des zentralen und des Vorwärtsspurkammersystems aus den Spuren geladener Teilchen, die die Wechselwirkungszone verlassen.

Die Position des Vertex ist eng mit der geometrischen Ausdehnung der Elektron- und Protonstrahlen verknüpft. Da die Strahlen nur eine geringe Breite von wenigen Mikrometern aufweisen, ist die Position des Vertex in der xy-Ebene des H1-Koordinatensystems auf wenige Mikrometer genau bestimmt. Sie ist während eines Abschnitts der Datennahmeperiode, einer Luminositätsfüllung (s. Abschnitt 1.1), in etwa konstant. Aus diesem Grund werden die x- und y-Koordinate des Vertex aus der Mittelung einiger hundert langer, hochenergetischer Spuren mit geringem Abstand zur Strahlröhre während eines kurzen Abschnitts der Luminositätsfüllung bestimmt.

Die z-Koordinate des Vertex hängt von der Position der Streuteilchen in ihren jeweiligen Paketen ab und schwankt daher von Ereignis zu Ereignis stark. Man gewinnt sie, indem die Spuren des Einzelereignisses, die mit der xy-Postion des Vertex verträglich sind, auf die Strahlröhre extrapoliert werden [H1D96].

Abbildung 3.4 illustriert die beschriebenen Zusammenhänge für einen Satz tiefinelastisch gestreuter Elektron-Proton-Ereignisse der Datennahmeperiode 1998-1999.

Tiefinelastische Reaktionen des neutralen Stroms bei hohen Impulsüberträgen sind durch ein hochenergetisches Elektron charakterisiert, das im Transversalimpuls durch den hadronischen Endzustand balanciert wird. Die hochenergetischen Spuren ermöglichen die Messung des Vertex mit hoher Effizienz, wie aus Abbildung 3.5 ersichtlich. Sie zeigt die Effizienz für die Vertexrekonstruktion als Funktion von $y_{had} \equiv y_h$ und wurde im Rahmen einer Analyse der e^+p-Streureaktionen der Datennahmeperiode 1994-1997 gewonnen [Hei99]. Die Ergebnisse sind auf die Verhältnisse der Periode 1998-1999 übertragbar, da die verwendeten Spurkammern in dieser Periode keine wesentlichen Änderungen erfahren haben[7] [Riz00]. Man erkennt, daß die Effizienz für die Vertexrekonstruktion mit Ausnahme kleiner y-Werte nahezu 100% beträgt.

---

[6] Im folgenden ist nur der *primäre* Vertex von Interesse, der mit dem Wechselwirkungspunkt übereinstimmt. Daneben kann es noch *sekundäre* Vertizes geben, die aus dem Zerfall in der Streureaktion erzeugter instabiler Teilchen stammen.

[7] Die zusätzlich eingebauten Siliziumdetektoren, die unmittelbar an die Strahlröhre anschließen, standen in der betrachteten Datennahmeperiode nicht für die Messung des Vertex zur Verfügung.

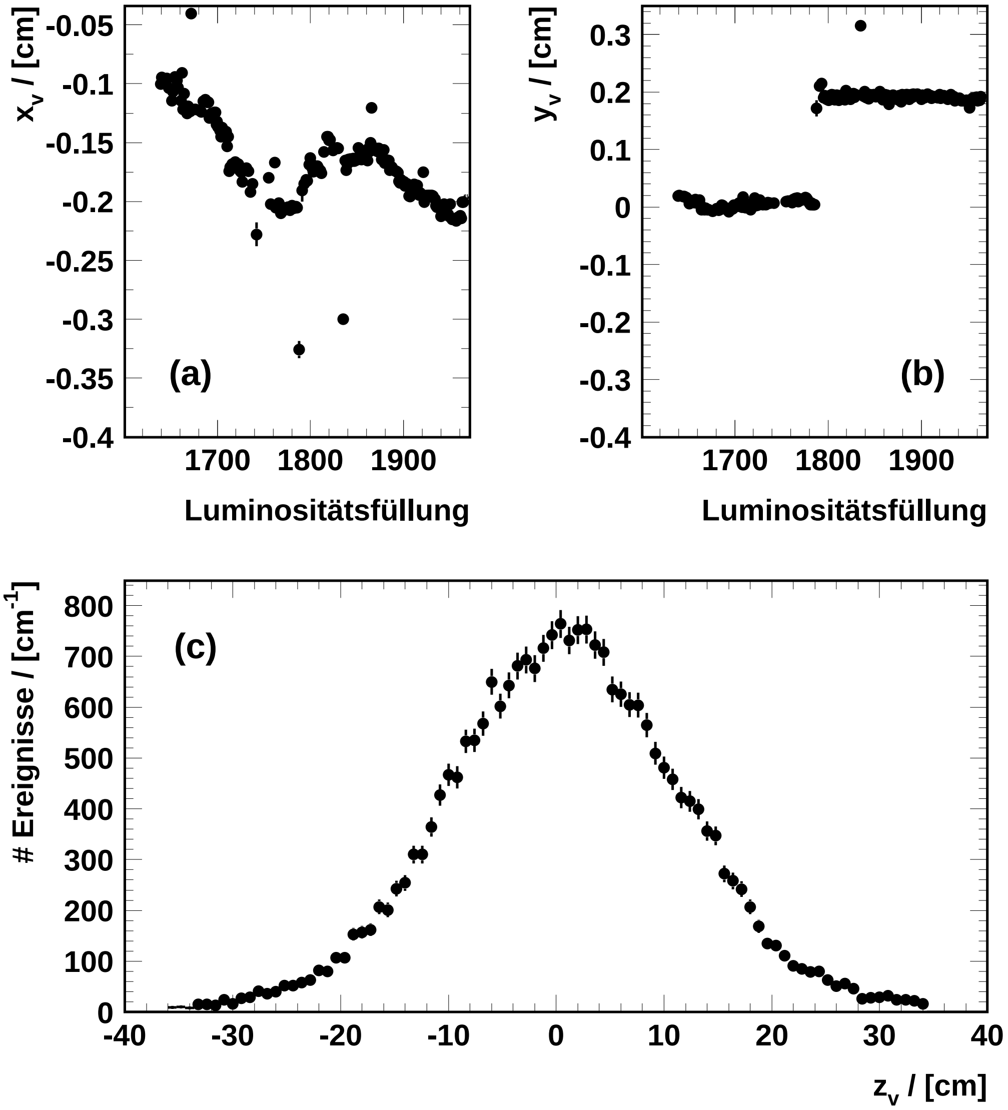


Abbildung 3.4: *Messung der Vertex-Position. In Teilbild (a) und (b) sind die x- und y-Koordinaten des Vertex als Funktion von Abschnitten der Datennahmeperiode, den sogenannten Luminositätsfüllungen, dargestellt. Während die Vertexposition im Laufe der gesamten Datennahmeperiode Schwankungen unterworfen ist, ist sie innerhalb der Luminositätsfüllungen innerhalb weniger Mikrometer stabil (erkennbar an den kleinen Fehlerbalken). Teilabbildung (c) zeigt die Verteilung der z-Koordinate für einen Satz tiefinelastisch gestreuter Elektron-Proton-Ereignisse.*

Die Ineffizienz der Vertexmessung ist auf die Topologie der tiefinelastischen Ereignisse bei kleinen Werten für y zurückzuführen: Während der hadronische Endzustand in diesen Ereignissen auf den Vorwärtsbereich konzentriert[8] ist, wird das Elektron nur unter einem

---

[8] Dies ist beispielsweise an der Beziehung $y_\Sigma = \Sigma/(E - p_z)$ erkennbar: Kleine Werte für y erfordern

vergleichsweise geringen Polarwinkel gestreut, so daß in den zentralen Spurkammern in diesen Ereignissen weniger Spuraktivität in den zentralen Spurkammern zu verzeichnen ist als in Reaktionen, die bei großen Werten für y stattfinden.
In der vorliegenden Analyse werden nur Streureaktionen mit $y_{had} > 5 \cdot 10^{-2}$ betrachtet[9], die Effizienz der Vertexrekonstruktion wird zu 100% angenommen.

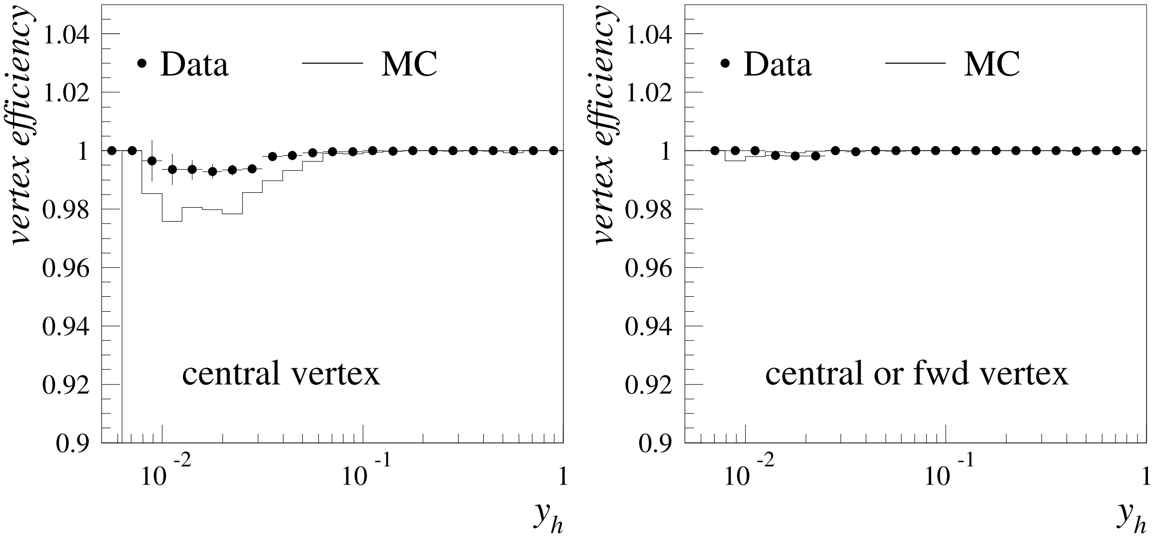


Abbildung 3.5: *Effizienz der Vertexrekonstruktion als Funktion der Größe* $y_{had} \equiv y_h$. *Die Abbildung ist [Hei99] entnommen und erlaubt einen Vergleich für die Daten der Periode 1994-1997 mit einer Simulation. In (a) wird der Vertex unter Verwendung des zentralen, in (b) unter Verwendung des zentralen und des Vorwärtsspurkammersystem rekonstruiert.*

3.3.2 Energie des gestreuten Elektrons

Die Energie des Elektrons wird - wie in Abschnitt 3.2 bei der Identifikation des Elektrons beschrieben - als Summe aller Energiedepositionen in einem Kegel definiert, der den elektromagnetischen Schauer des ins Flüssig-Argon-Kalorimeter eindringenden Elektrons einhüllt.

Kalibration der Elektronenenergie
Da die zu bestimmenden kinematischen Variablen x und Q^2 direkt von der Energie des gestreuten Elektrons abhängen (s. Abschnitt 3.1), ist die Kalibration der Elektronenergie wesentlich für eine gute Messung der Kinematik.
Die Kalibration des Flüssig-Argon-Kalorimeters beruht auf Teststrahlmessungen der einzelnen Radsegmente [H1D96], die in der Rekonstruktion der Ereignisse auf der Triggerstufe L5 angewendet wird. Über diese Eichung hinaus wurden in den Datennahmeperioden 1994-1997 und 1998-1999 Kalibrationen des Flüssig-Argon-Kalorimeters durchgeführt und verbesserte Konstanten ermittelt, die auf die Ereignisse dieser Arbeit angewendet wurden.

---

kleine Werte für $\Sigma = \sum_{Hadr}(E_i - p_{z,i})$. Teilchen, die in den Zentral- oder Rückwärtsbereich gestreut werden, führen zu großen $(E_i - p_{z,i})$-Summanden und damit zu großen y-Werten.

[9] Diese Bedingung dient dem Ausschluß der kinematische Region, in der das elektronische Rauschen des Flüssig-Argon-Kalorimeters Einfluß auf die Rekonstruktion der Variablen x,y und Q^2 nimmt, s. Abschnitt 4.3.4 und [Sta00].

Beide Kalibrationen machen Gebrauch von der **Doppelwinkelmethode**. Sie ermöglicht, die Kinematik der ep-Streureaktion aus dem Streuwinkel des Elektrons und dem inklusiven hadronischen Streuwinkel zu bestimmen und somit indirekt über Gleichung (3.9) auf die Energie des gestreuten Elektrons in einer Einzelreaktion zu schließen. Diese Methode liefert eine gute Referenzskala für eine absolute Energiemessung der Elektronenenergie [Hei99]. Kalibrationsfaktoren erhält man, indem man einen Datensatz ins Flüssig-Argon-Kalorimeter gestreuter Elektronen betrachtet und die mittlere Abweichung zwischen der kalorimetrisch gemessenen und der aus der Doppelwinkelmethode bestimmten Elektronenenergie ermittelt.

Kalibration 1994-1997

Die hohe Zahl an Ereignissen aus den Jahren 1994-1997, die für die Kalibration zur Verfügung stand, gestattete eine räumlich hochauflösende Kalibration des Flüssig-Argon-Kalorimeters [Hei99], [H1C99a]. Im rückwärtigen und zentralen Bereich des Kalorimeters wurden in Schritten von 1 cm in z-Richtung für jedes Radsegment und jeden Oktanten Kalibrationsfaktoren bestimmt. Die Kalibration wurde in diesem Bereich zweistufig durchgeführt:

1. **Oktantweise Vorkalibration**
   In einem ersten Schritt wird jedem Oktanten eines Radsegments des Flüssig-Argon-Kalorimeters ein Kalibrationsfaktor zugeordnet. Dieser ergibt sich - siehe die obige Ausführungen - aus der mittleren Abweichung der kalorimetrisch gemessenen und der nach der Doppelwinkelmethode bestimmten Elektronenenergie der in diesen Oktanten gestreuten Positronen.

2. **Feinkalibration**
   In einem zweiten Schritt werden - wiederum unter Verwendung der Doppelwinkelmethode und nach Anwendung der oktantweisen Vorkalibration - die vom Oktanten abhängigen Faktoren mit weiteren zentimeterweisen Kalibrationsfaktoren als Funktion der z-Koordinate des Positronenauftreffpunkts auf eine Referenzoberfläche des Flüssig-Argon-Kalorimeters versehen.

Im Vorwärtsbereich wurde eine weitere Methode, die ω-Methode ([Bas97]) eingesetzt und durch Analyse von QED-Compton-Ereignisse ($ep \to ep\gamma$) und elastischen Zwei-Photon-Ereignissen ($ep \to epe^+e^-$) ergänzt.

Kalibration 1998-1999

Eine Rekalibration der Elektronenenergie im Flüssig-Argon-Kalorimeter für die Datennahmeperiode 1998-1999 wurde in [Ell99] durchgeführt.
In Analogie zu [Hei99] werden die Kalibrationskonstanten in einer Vor- und einer Feinkalibration zunächst oktantweise für jedes Radsegment des rückwärtigen und zentralen Teils des Flüssig-Argon-Kalorimeters (BBE, CB1-CB2) ermittelt. Aufgrund der geringeren Anzahl an Ereignissen, die im Vergleich zu Periode 1994-1997 zur Verfügung standen, erfolgt die anschließende Kalibration in z-Richtung in Schritten von 5 cm (BBE und CB1) bzw. 10 cm (CB2) Zentimeter als Funktion des Auftreffpunkts des Elektrons auf die Oberfläche des Kalorimeters[10]. Aufgrund der zu geringen Zahl zur Verfügung stehender Ereignisse

---

[10] Der Auftreffpunkt wird hierbei aus der Position des Vertex und des Elektronencluster-Schwerpunkts ermittelt und nicht wie in [Hei99] aus der Spur des Elektrons.

werden die Kalibrationsfaktoren der Vorjahre für den Vorwärtsbereich übernommen.

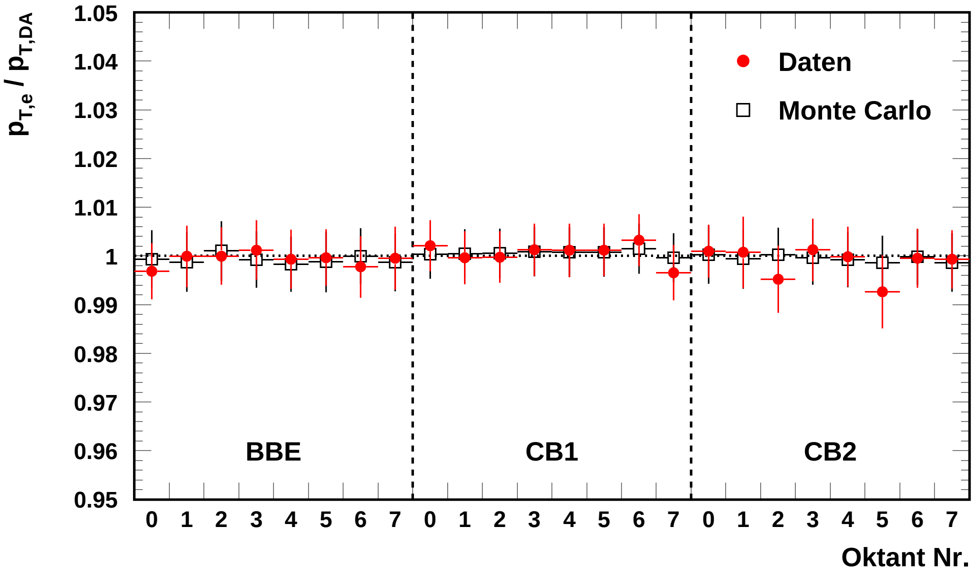


Abbildung 3.6: *Mittelwert des Verhältnis* $p_{t,e}/p_{t,DA}$ *als Funktion der Nummer des Oktanten in den Radsegmenten BBE,CB1 und CB2* **nach** *Anwendung der Kalibrationsfaktoren auf die Energie jedes einzelnen Elektrons. Die Darstellung ist [Ell99] entnommen.*

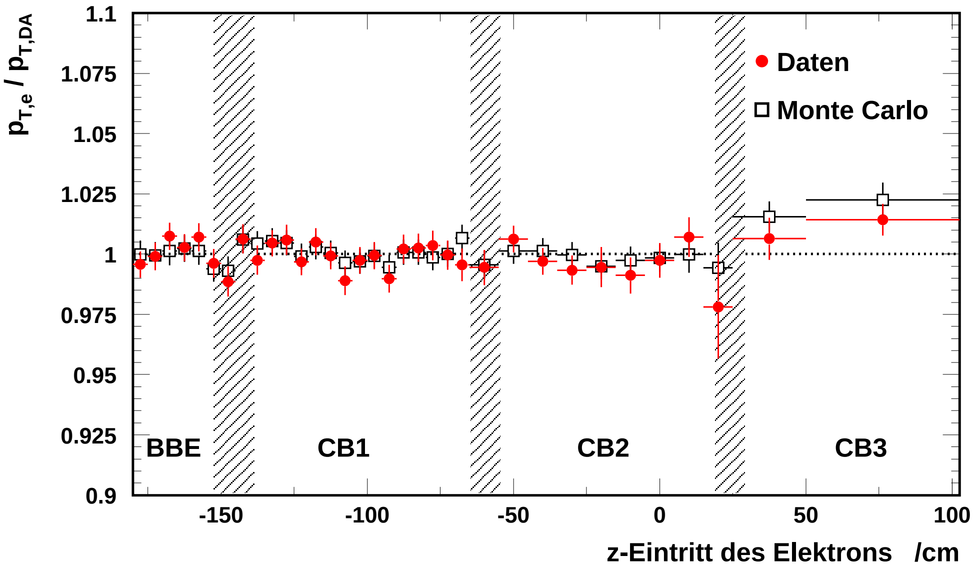


Abbildung 3.7: *Mittelwert des Verhältnis* $p_{t,e}/p_{t,DA}$ *als Funktion der z-Koordinate des Auftreffpunkts des Elektrons auf eine Referenzoberfläche des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Die Darstellung ist [Ell99] entnommen.*

Die Abbildungen 3.6 und 3.7 demonstrieren das Verhältnis der Elektron-Transversalimpulse aus der kalorimetrischen Messung und der Doppelwinkelmethode nach Anwendung der

Kalibrationsfaktoren. Die gute Übereinstimmung der kalibrierten Daten im Vergleich zur Erwartung aus einer Monte-Carlo-Simulation, die zu erkennen ist, spiegelt sich im Spektrum der kalibrierten Elektronenenergie im Vergleich zur Vorhersage durch die Simulation wider, wie in Abschnitt 4.4.3 gezeigt wird.
Die Abbildungen 3.6 - 3.7 sind [Ell99] entnommen.

3.3.3 Winkel des gestreuten Elektrons

Die Polar- und Azimutalwinkel des gestreuten Elektrons werden in dieser Analyse nicht unter Verwendung des Spurkammersystems bestimmt, sondern aus den Koordinaten $\vec{r}_{Cluster} = (x_{cl}, y_{cl}, z_{cl})$ des energiegewichteten Cluster-Schwerpunkts des gestreuten Elektrons unter Berücksichtigung der Vertexposition $\vec{r}_{Vertex} = (x_v, y_v, z_v)$ ermittelt:

$$\theta_e = \arccos\left(\frac{z_{cl} - z_v}{|\vec{r}_{Cluster} - \vec{r}_{Vertex}|}\right) \tag{3.17}$$

$$\phi_e = \arctan\left(\frac{y_{cl} - y_v}{x_{cl} - x_v}\right) \tag{3.18}$$

Die z-Position des Vertex, die von Ereignis zu Ereignis um bis zu ca. 70 cm schwanken kann, beeinflußt besonders die Bestimmung des Polarwinkels θ_e.
Die Koordinaten der Energiedeposition des gestreuten Elektrons werden aus der Position des Elektronenclusters im Flüssig-Argon-Kalorimeter bestimmt, während die Vertex-Position durch die Spurkammern gemessen wird. Vor ihrer Verknüpfung in Gleichungen (3.17) und (3.18) muß die relative Ausrichtung dieser beiden Detektorkomponenten überprüft werden. Dies erfordert die Berücksichtigung mehrerer Faktoren, die für die Datennahmeperiode 1998-1999 in [Ell99] systematisch untersucht wurden:

- **Berücksichtigung thermischer Einflüsse auf die LAr-Geometrie**
  Während das Flüssig-Argon-Kalorimeter bei Raumtemperatur vermessen wurde, wird es bei $T = (90.2 \pm 0.1)K$ betrieben. Thermische Effekte auf die Geometrie wurden in [Ell99] untersucht; auf sie wird korrigiert.

- **Relative Positionierung des Flüssig-Argon-Kalorimeters bzgl. der zentralen Spurkammern**
  Die Spurkammern können relativ zum Flüssig-Argon-Kalorimeter verschoben oder verdreht sein. Zur Untersuchung dieses Aspekts wurde für einen Datensatz tiefinelastischer Elektronen die Auftreffpunkte auf eine Referenzfläche zwischen zentralem Spurkammersystem und Flüssig-Argon-Kalorimeter betrachtet. Die Auftreffpunkte wurden zum einen mittels der Spur des gestreuten Elektrons, zum anderen unter Verwendung des Schwerpunkts der Energiedeposition des Elektrons bestimmt und miteinander verglichen. Hieraus konnte auf eine Verschiebung des Flüssig-Argon-Kalorimeters um $\Delta z = 0.45$ cm gegenüber dem zentralen Spurkammersystem geschlossen werden [Ell99].

- **Neigung der Strahlachse**
  Die Strahlachse der Elektron- und Protonstrahlen verläuft nicht exakt parallel zur z-Achse des H1-Koordinatensystems, sondern weist eine mittlere Neigung von ca. 1 mrad auf. Sie hängt von den Betriebsbedingungen des Speicherrings HERAs ab und wird während der Datennahme kontinuierlich aufgezeichnet.

Die Abbildungen 3.8 und 3.9 zeigen den Neigungswinkel α und β bzgl. der y- bzw. x-Achse des H1-Koordinatensystems [Ell99]. Auf diesen Effekt wird korrigiert.

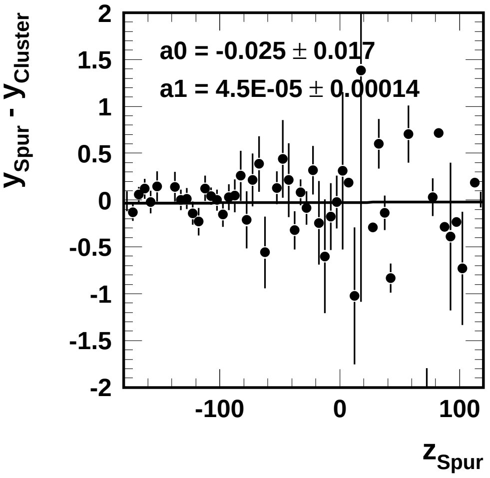


Abbildung 3.8: *Neigungswinkel α der ep-Strahlachse bzgl. der y-Achse im H1-Koordinatensystem als Funktion der Luminositätsfüllungen bei HERA [Ell99].*

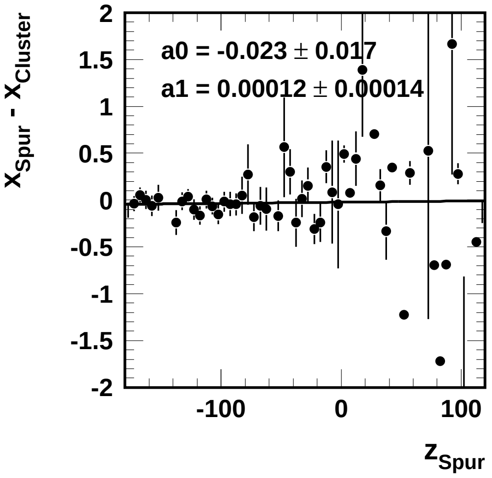


Abbildung 3.9: *Neigungswinkel α der ep-Strahlachse bzgl. der x-Achse im H1-Koordinatensystem als Funktion der Luminositätsfüllungen bei HERA [Ell99].*

3.3.4 Die Größe Σ - Energie und Winkel des hadronischen Endzustands

Die Bestimmung der lorentzinvarianten Variablen x,y und Q^2 unter Verwendung der $e\Sigma$-Methode verwendet die Größe

$$\Sigma = \sum_{Hadr} E_i - p_{z,i} = \sum_{Hadr} E_i \cdot (1 - \cos\theta_i), \tag{3.19}$$

die sich aus Summation über alle Beiträge des hadronischen Endzustands ergibt. Gleichung (3.19) entnimmt man, daß zu ihrer Bestimmung die Winkel und Energien der Bestandteile des hadronischen Endzustands beitragen.

Da die Eigenschaften des hadronischen Endzustands nicht weiter differenziert werden, wird er im folgenden vereinfachend als die Summe **aller** Kalorimeter-Zellen betrachtet[11], die **nicht** dem Elektron zugeordnet sind und die eine Energiedepostion (jenseits einer Rauschschwelle) aufweisen. Die Energie des hadronischen Endzustands ergibt sich somit als die Summe der Zellenergien, der Longitudinalimpuls p_z wird gewonnen, indem der Polarwinkel θ_i der jeweiligen Zelle berücksichtigt wird.

---

[11] Berücksichtigt werden in der vorliegenden Analyse nur Zellen des Flüssig-Argon-Kalorimeters, des Plug-Kalorimeters und des instrumentierten Eisens. Das Kalorimeter SPACAL wurde aufgrund von Kalibrationsproblemen, die während eines Teils der Datennahmeperiode 1998 auftraten, von der Analyse ausgeschlossen [Bei99], da sie zu einer starken Beeinträchtigung der Rekonstruktion der Größe Σ führten. Der Ausschluß erfolgte sowohl für die Daten als auch für die Monte-Carlo-Simulation.

Bei dieser Betrachtung des hadronischen Endzustandes sind mehrere Punkte von Bedeutung:

- **Strahlrohrverluste**
  Die $e\Sigma$-Methode ist stabil gegenüber Strahlrohrverlusten in Vorwärtsrichtung [Bas97]. Ein entlang der positiven z-Achse aus dem Detektor entweichendes Teilchen ($\theta_i \equiv 0$) trägt nicht zu Σ bei.

- **Hadronische Kalibration**
  Im Rahmen dieser Untersuchung wurde keine gesonderte Kalibration des hadronischen Endzustands für die Datennahmeperiode 1998-1999 durchgeführt. Die verwendeten Kalibrationsfaktoren beruhen auf Untersuchungen der transversalen Impulsbalance $p_{t,hadr}/p_{t,e}$ von Positronen und hadronischem Endzustand der Datennahmeperiode 1994-1997 [Hei99]. Sie wurden für jeden Oktanten und jedes Radsegment für die elektromagnetische als auch die hadronische Komponente des Flüssig-Argon-Kalorimeters bestimmt.

  Abbildung 3.10 zeigt das Verhältnis der transversalen Impulse für den hadronischen Endzustand und Elektronen, $p_{t,hadr}/p_{t,e}$, als Funktion des inklusiven hadronischen Winkels γ für Elektron-Daten der Datennahmeperiode 1998-1999 und Ereignisse aus einer Monte-Carlo-Simulation nach Anwendung der hadronischen Kalibrationsfaktoren der Periode 1994-1997.

  Die insgesamt gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Erwartung aus der Simulation rechtfertigt die Verwendung der Kalibrationsfaktoren aus den Jahren 1994-1997 (s. auch Abbildung 4.16 in Abschnitt 4.4.3). In Daten und Simulation ist das Verhältnis übereinstimmend systematisch kleiner als 1. Dies kann auf Verluste niederenergetischer Komponenten des hadronischen Endzustands im aktiven Material vor dem Flüssig-Argon-Kalorimeter zurückgeführt werden.

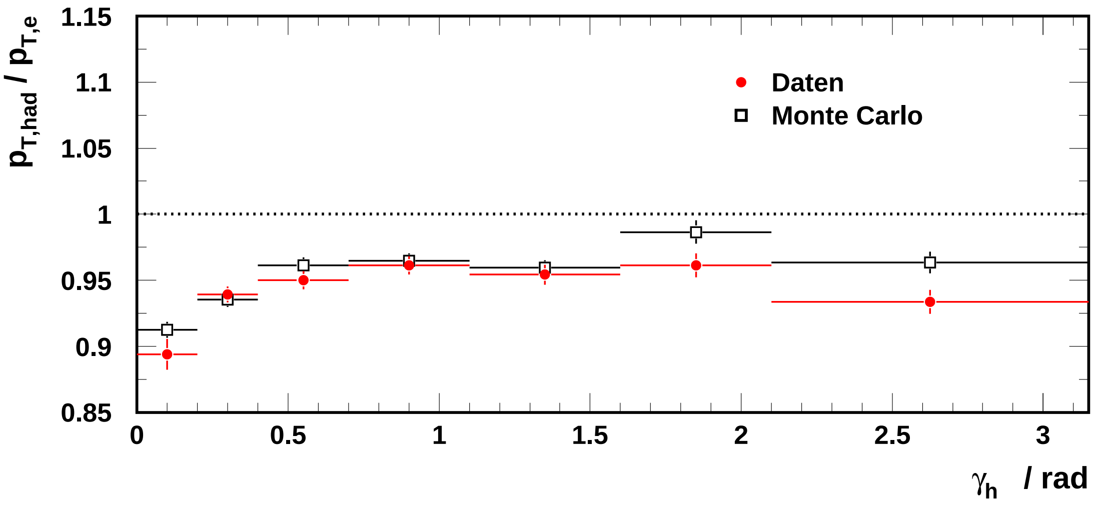


Abbildung 3.10: *Verhältnis $p_{t,had}/p_{t,e}$ als Funktion des inklusiven hadronischen Winkels γ für Daten der Periode 1998-1999. Die Abbildung ist [Ell99] entnommen.*

- **Elektronisches Rauschen im Flüssig-Argon-Kalorimeter**
  Die Signalverarbeitung des Flüssig-Argon-Kalorimeters ist elektronischem Rauschen unterworfen, das in einzelnen Zellen des Kalorimeters Energiedepositionen vortäuschen kann. Sie schwankt im Mittel zwischen 15 und 30 MeV pro Kalorimeterzelle. Bei der Rekonstruktion der Ereignisse kann das Rauschen erheblich, aber nicht vollständig reduziert werden[12] [H1D96].

  Über diese Reduktion des Rauschens hinaus werden für die in dieser Analyse betrachteten Ereignisse isolierte Energiedepositionen ausgeschlossen, wenn sie

  - im Vorwärtsbereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters ($\theta_{H1} < 14.9°$) eine Energie von weniger als 800 MeV aufweisen und innerhalb einer Kugel mit Radius 20 cm weniger als 800 MeV Energie vorhanden ist,
  - im Zentral- und Rückwärtsbereich ($\theta_{H1} > 14.9°$) eine Energie von weniger als 400 MeV besitzen und sich innerhalb einer Kugel mit Radius 40 cm weniger als 800 MeV Energie befinden.

  Während das Rauschen nur geringen Einfluß auf die Messung der Energie und des Winkels des gestreuten Elektrons hat - dieses besitzt in dem selektierten Datensatz eine Energie von mindestens 11 GeV - kann es einen deutlichen Einfluß auf die Messung der Größe

$$\Sigma = \sum_{Hadr} E_i - p_{z,i} = \sum_{Hadr} E_i(1 - cos\theta_i)$$

  des hadronischen Endzustands ausüben. In Reaktionen, die bei kleinen Werten von y stattfinden, ist der hadronische Endzustand auf den Vorwärtsbereich konzentriert und Σ ebenfalls klein. Isolierte, auf das Rauschen zurückzuführende Zellen aus dem Zentral- bzw. Rückwärtsbereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters tragen ein großes „$E - p_z$“ und verfälschen - da sie laut Definition dem hadronischen Endzustand zugeschlagen werden - damit die Messung von Σ.

  Der Einfluß des Rauschens auf die in dieser Arbeit betrachteten Ereignisse wurde in [Sta00] untersucht. Der am stärksten von Rauschen betroffene kinematische Bereich bei kleinen Werten von y wird bei der Selektion der Daten im nächsten Kapitel durch die Forderung $y_{had} < 0.05$ ausgeschlossen, s. Abschnitt 4.3.4.

---

[12] Die bloße Anwendung eines 2σ-Schnitts zur Rauschunterdrückung führt zu einer vorgetäuschten Energiedeposition im Flüssig-Argon-Kalorimeter von 48 ±3 GeV pro Ereignis. Durch das in [H1D96] beschriebene Verfahren kann das Rauschen auf 0.1 ±0.3 GeV pro Ereignis reduziert werden. Modifikationen der Elektronik des Flüssig-Argon-Kalorimeters beim Übergang zur Datennahmeperiode 1998-1999 führten zu einer weiteren Reduktion des Rauschens einzelner Kalorimeterzellen auf 60 % ihres vorhergehenden Werts [Rei00].

Kapitel 4

Die Selektion der Ereignisse

Die Messung des Wirkungsquerschnitts tiefinelastischer *ep*-Reaktionen des neutralen Stroms bei hohen Impulsüberträgen erfordert die Selektion eines möglichst vollständigen und untergrundfreien Datensatzes aus allen aufgezeichneten Ereignissen[1] der betrachteten Datennahmeperiode.

Die Auswahl dieses Datensatzes für die Elektron-Proton-Meßperiode 1998-1999 ist Gegenstand dieses Kapitels. Es vervollständigt die Diskussion der Meßgrößen einer Einzelreaktion aus dem vorhergehenden Kapitel, in dem wiederholt auf den hier vorgestellten Datensatz verwiesen wurde.

Im Anschluß an die Diskussion der Selektionskriterien wird der gewonnene Datensatz anhand verschiedener Kontrollverteilungen beurteilt und insbesondere mit der Erwartung aus einer Simulation verglichen. Den Abschluß bildet die Abschätzung des Beitrags von Ereignissen, die aus Untergrundreaktionen stammen.

Hervorzuheben ist die Erweiterung des Meßbereichs der Variable y bis zu Werten von 0.95.

4.1 Daten und Monte-Carlo-Simulation

4.1.1 Experimentelle Daten

Grundlage der Selektion tiefinelastischer *ep*-Streureaktionen des neutralen Stroms bei hohen Impulsüberträgen ist die gesamte Menge an Ereignissen, die vom Detektor H1 während der Elektron-Proton-Meßperiode der Jahre 1998 und 1999 aufgezeichnet wurden.

Luminosität des Datensatzes

Die Luminosität des selektierten Datensatzes beträgt (15.12 ± 0.38) pb^{-1}. Sie ist um die in Abschnitt 1.2.4 erwähnten Effekte korrigiert und dadurch auf die Strahl- und Detektorverhältnisse des selektierten Datensatzes angepaßt.

---

[1] Einen Überblick über die physikalischen Prozesse, die bei HERA untersucht werden, und eine Zusammenfassung aktueller Ergebnisse findet man in [Abr98].

4.1.2 Daten aus der Monte-Carlo-Simulation

Ereignisse einer Simulation stellen ein unerlässliches Hilfsmittel zum Verständnis der experimentell gemessenen Daten dar. Die Simulation berücksichtigt neben dem zugrundeliegenden physikalischen Prozeß der betrachteten Wechselwirkung auch detailliert das Antwortverhalten des Detektors und versucht, die gesamte Messung einer Einzelreaktion nachzubilden.
Stimmen experimentell ermittelte und simulierte Ereignisse in Kontrollverteilungen überein, darf der simulierte Datensatz herangezogen werden, um Akzeptanzen, Effizienzen und das Auflösungsvermögen des Detektors zu bestimmen. Dies spielt in besonderem Maße bei der Entfaltung des Wirkungsquerschnitts in Abschnitt 5.1.2 eine Rolle.
Simulierte Reaktionen werden im folgenden auch als „Monte-Carlo-“ oder kurz „MC-Ereignisse“ bezeichnet, unter „Daten“ werden experimentell gewonnene Ereignisse verstanden. Dies erleichtert die Diskussion beim Vergleich von „Daten“ mit „MC-Ereignissen“.

Erzeugung der Monte-Carlo-Ereignisse
MC-Ereignisse werden in einem ersten Schritt unter Annahme physikalischer Prozesse von einem Ereignis-Generator erzeugt, wobei die relative Häufigkeit eines Streuprozesses durch seinen Wirkungsquerschnitt bestimmt wird. Neben der Kinematik der Streuung werden die Eigenschaften der an der Streureaktion beteiligten Teilchen berücksichtigt. Alle Werte der kinematischen Größen aller an der Reaktion beteiligten Teilchen sind auf diesem Niveau bekannt, sie werden als „generierte Größen“ bezeichnet.
In einem zweiten Schritt wird das Antwortverhalten des Detektors auf die Produkte der Streureaktion simuliert. Ein umfangreiches Softwarepaket (H1SIM) [H1I89] erlaubt, ihre Wechselwirkung mit dem Detektor H1 unter Berücksichtigung seiner Geometrie und Zusammensetzung zu simulieren[2]. Es basiert auf dem Programmpaket GEANT 3 [Bru87], das den Durchgang von Elementarteilchen durch Materie detailliert beschreibt.
Nach der Simulation der Detektorantwort liegen die MC-Ereignisse im gleichen Format wie die experimentellen Daten vor und können derselben Analysekette unterzogen werden.

Verwendete MC-Datensätze für tiefinelastische ep-Streureaktionen
Die in dieser Arbeit verwendeten tiefinelastischen MC-Ereignisse des neutralen Stroms bei hohen Impulsüberträgen wurden mittels des Ereignis-Generators DJANGO 6.2 [Schu94] erzeugt. DJANGO fungiert als Schnittstelle zwischen den Programmen HERACLES 4.4 [Kwi92], das den inklusiven Streuprozeß auf Parton-Niveau beschreibt, und LEPTO [Ing92], das die Fragmentation des hadronischen Endzustands simuliert. Die Simulation enthält die rein leptonischen radiativen Korrekturen (s. Abschnitt 2.2.7) in der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$.
Für einen Vergleich mit den experimentellen Daten stehen zwei Monte-Carlo-Datensätze zur Verfügung.

- **Monte-Carlo-Datensatz für $Q^2_{gen} > 60$ GeV^2 („MC-Datensatz A“)**
  Der MC-Datensatz A entspricht einer integrierten Luminosität $L_A = 30.64$ pb^{-1}. Der polare Elektronenstreuwinkel wird durch $\theta_e < 156°$ auf das Flüssig-Argon-Kalorimeter eingeschränkt. Die Ereignisse sind mit einem Untersetzungsfaktor w^i_{MC}

---

[2] Eine schnelle Version der Detektorsimulation verwendet an Stelle einer detaillierten Simulation des Teilchendurchgangs durch die Detektoren eine Parametrisierung der Schauerausbreitung im Kalorimetermaterial.

($i \in A$: Index des Ereignis) versehen, um der starken Q^2-Abhängigkeit des zugrundeliegenden Bornschen Wirkungsquerschnitts Rechnung zu tragen: Er beträgt 8 für $Q^2 = 60$ GeV^2 und fällt auf 1 für $Q^2 = 500$ GeV^2. Dieser Faktor muß als Gewicht bei der Erstellung von Verteilungen berücksichtigt werden, s. Abschnitt 4.4.1.

- **Monte-Carlo-Datensatz für $Q^2_{gen} > 1122$ GeV^2 („MC-Datensatz B")**
  Der MC-Datensatz B entspricht einer integrierten Luminosität $L_B = 341.83$ pb^{-1}. Auch hier ist der Polarwinkel des gestreuten Elektrons auf $\theta_e < 156°$ eingeschränkt. Die Ereignisse weisen keinen Untersetzungsfaktor auf, d.h. $w^i_{MC} = 1$ ($i \in B$).

Den Wirkungsquerschnitten beider MC-Datensätze ist die Parametrisierung MRS H [MRS94] der Partondichten des Protons zugrundegelegt. Der Datensatz B erhöht die Statistik bei sehr großen Impulsüberträgen, was bei der Entfaltung des Wirkungsquerschnitts von Bedeutung ist, s. Abschnitt 5.1.2. Beide MC-Datensätze werden kombiniert, wobei den unterschiedlichen Luminositäten Rechnung getragen werden muß. Dies geschieht unter Verwendung eines Kombinationsgewichts w^i_{komb} für den MC-Datensatz A. Es gilt:

$$w^i_{komb} = \frac{L_B + L_A}{L_A} = \frac{372.47}{30.64}, \quad i \in A, \tag{4.1}$$

$$w^i_{komb} = 1, \quad i \in B \tag{4.2}$$

Weitere MC-Datensätze dienen der Abschätzung des Beitrags von Untergrundreaktionen. Sie werden in Abschnitt 4.5.1 diskutiert.
Es muß bemerkt werden, daß die in der Monte-Carlo-Simulation angenommenen Detektoreigenschaften aus dem Jahr 1997 stammen, also nicht gesondert auf die Verhältnisse der Datennahmeperiode 1998-1999 angepaßt wurden.

4.2 Selektion der Datennahmeabschnitte

Der Betrieb HERAs mit Strahlteilchen während einer Datennahmeperiode erfolgt nicht kontinuierlich, sondern ist in verschiedene Zeitabschnitte eingeteilt, die Luminositätsfüllungen. Sie sind durch die erfolgreiche Injektion HERAs mit Elektronen und Protonen definiert, s. Abschnitt 1.1. Während einer Luminositätsfüllung können *ep*-Streureaktionen gemessen werden. Der Detektorbetrieb erfordert eine Unterteilung der Luminositätsfüllungen in weitere Zeitabschnitte, die sogenannten *„Runs"*[3], in denen der Detektor in einem wohldefinierten Zustand betrieben wird.
Vor der eigentlichen Ereignisselektion ist eine Auswahl der geeigneten Zeitabschnitte der Datennahme erforderlich.

Betriebsbereitschaft des Detektors
Es werden nur Abschnitte der Datennahme betrachtet, in denen die für die Messung tiefinelastischer *ep*-Streureaktionen bei hohen Impulsüberträgen relevanten Komponenten des Detektors H1 betriebsbereit sind. Es handelt sich um:

- das Flüssig-Argon-Kalorimeter,
- mindestens eine der zentralen Spurkammern CJC1 oder CJC2,

---

[3] Run, engl.: Lauf.

- das Luminositätssystem und
- das Flugzeitsystem.

Die Information über die Betriebsbereitschaft der einzelnen Detektorkomponenten wird während der Datennahme fortlaufend aufgezeichnet und jedem Ereignis zugeordnet. Im Verlauf der Datennahme kommt es vor, daß einige Komponenten des Detektors H1 kurzzeitig ausfallen, ohne daß die Qualität des betroffenen Meßabschnitts für die vorliegende Analyse insgesamt beeinträchtigt ist. Die hiervon betroffenen Runs werden akzeptiert, wenn der Detektor mindestens für die Hälfte ihrer Dauer betriebsbereit war (s.u.).

Mindestlänge der Meßabschnitte
Nur Abschnitte, in denen ein Mindestmaß an Ereignissen aufgezeichnet werden konnte, werden zur weiteren Untersuchung zugelassen. Das Kriterium hierfür ist die über den jeweiligen Meßabschnitt integrierte Luminosität $L = \int \mathcal{L} dt$:

$$\begin{aligned} L_{F\ddot{u}llung} &> 0.5 \text{ nb}^{-1}, \\ L_{Run} &> 2.0 \text{ nb}^{-1}, \\ \frac{L_{\text{Run}}(\text{H1 betriebsbereit})}{L_{\text{Run}}(\text{gesamt})} &> 0.5. \end{aligned}$$

Hohe Untergrundraten
Einzelne Luminositätsfüllungen mußten aufgrund sehr hoher Raten von Untergrundreaktionen ausgeschlossen werden, die auf eine unfallbedingte Beeinträchtigung des Vakuums in der Strahlröhre während eines Teils der Datennahmeperiode 1998 zurückzuführen waren [Shek98].

4.3 Selektion der Ereignisse

Die Selektion der Ereignisse beruht auf der Signatur eines tiefinelastisch gestreuten Elektrons bei hohen Impulsüberträgen, die in Abschnitt 3.2 anhand eines Beispiels veranschaulicht wurde (s. Abbildung 3.2 auf Seite 58). Die darüber hinausgehenden Auswahlkriterien und die zu berücksichtigenden Effekte sind in diesem Abschnitt detailliert zusammengestellt.

4.3.1 Bedingungen auf der Triggerstufe L1

Der Subtrigger[4] $s67$ ist auf die Selektion hochenergetischer Elektronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter auf der Triggerstufe L1 ausgelegt. Seine Entscheidung basiert auf Signalen der Trigger-Türme und -Blöcke des Flüssig-Argon-Kalorimeters sowie der Spurkammern. Nur Ereignisse, bei denen der Subtrigger $s67$ gesetzt ist, werden in der Analyse berücksichtigt. Er setzt sich aus Trigger-Elementen zusammen, die die folgenden Bedingungen überprüfen:

1. **„LAr-el1“:** Die in einem Trigger-Turm deponierte Energie überschreitet einen Schwellenwert von 6 GeV.

---

[4] Vgl. Abschnitt 1.2.5.

2. **„LAr-t0“:** Aus den Signalen der Trigger-Türme wird ein Zeitsignal für das Flüssig-Argon-Kalorimeter abgeleitet und dem Ereignis zugeordnet. Das Triggerelement **„LAr-t0“** wird gesetzt, wenn ein solches Zeitsignal von mindestens einem der Trigger-Blöcke vorliegt [H1D96]. Dieses Zeitsignal kann mit dem Zeitpunkt eines Strahldurchgangs und damit dem Zeitpunkt einer Wechselwirkung in Verbindung gebracht werden.

3. **„zVTX-t0“:** Die Signale von CIP, COP und den ersten Proportionalkammern des FTD (s. Abschnitt 1.2.2) werden für eine schnelle Erkennung von Spuren verwendet. Die gefundenen Spurkandidaten werden auf die z-Achse extrapoliert. Wird mindestens ein Durchstoßpunkt innerhalb von etwa 40 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt gefunden, wird das Trigger-Element **„zVTX-t0“** gesetzt [Ei92]. Es deutet auf (minimale) Spuraktivtät im Zentralbereich des Detektors hin.

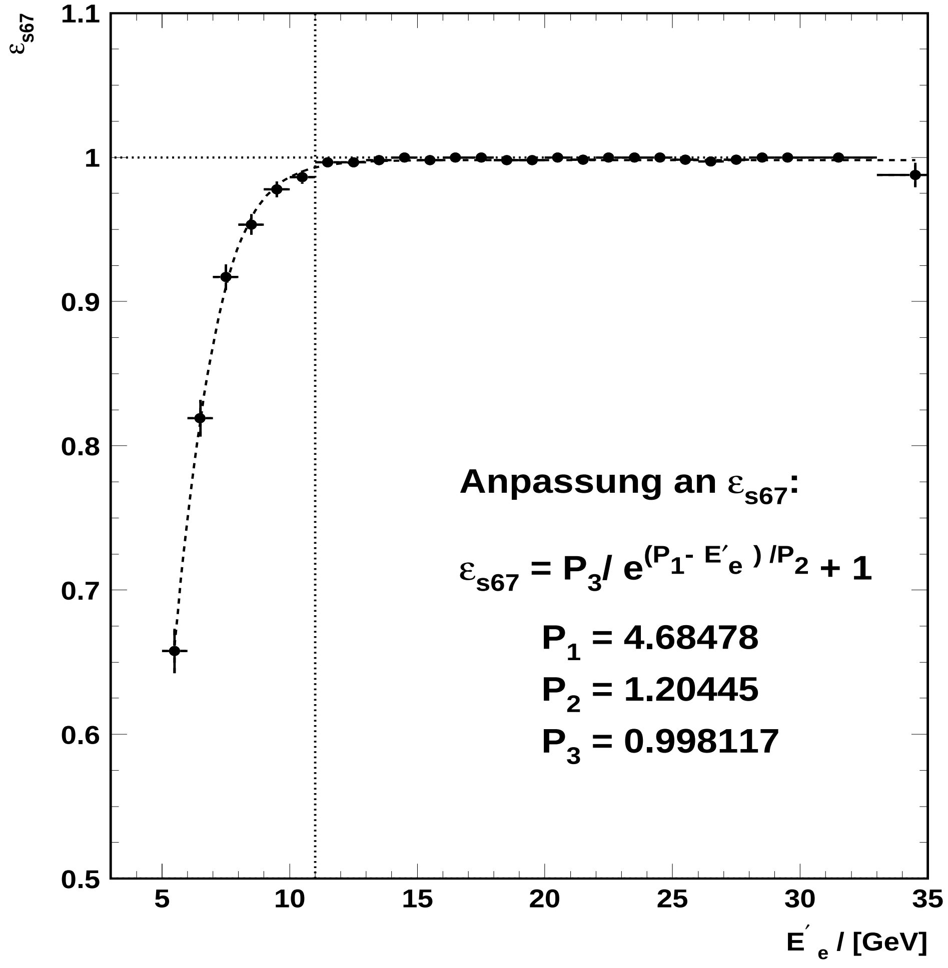


Abbildung 4.1: *Triggereffizienz des Subtriggers s67 als Funktion der Energie des gestreuten Elektrons E'_e. Die Anpassung mit der im Text wiedergegebenen Funktion liefert einen Sättigungswert von 99.8 %. Bei der Selektion der Ereignisse wird eine Mindestenergie der gestreuten Elektronen von 11 GeV gefordert (gestrichelte Linie).*

Bedingung 1 sowie mindestens eine der beiden weiteren Bedingungen müssen erfüllt sein, damit der Subtrigger $s67$ gesetzt wird[5].

Effizienz des Subtriggers $s67$
Abbildung 4.1 zeigt die Effizienz des Subtriggers $s67$ als Funktion der Energie E'_e des gestreuten Elektrons. Die Effizienz des Subtriggers gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Elektron den Trigger bei gegebener Energie auslöst. Man erkennt deutlich ein Schwellenverhalten, das durch die Funktion

$$\varepsilon_{s67} = \frac{P_3}{e^{\frac{P_1 - E'_e}{P_2}} + 1} \tag{4.3}$$

angepaßt wird. Die Sättigung der Kurve wird durch den Parameter P_3 beschrieben und bei einem Wert von 99.8 % erreicht. In der vorliegenden Arbeit wird für die gestreuten Elektronen eine Mindestenergie von 11 GeV gefordert, für die $\varepsilon_{s67}(E'_e = 11\text{ GeV}) \approx 99.7\%$. Die Effizienz des Subtriggers $s67$ für den gesamten Datensatz wird zu

$$\varepsilon = 99.8\% \pm 0.2\% \tag{4.4}$$

abgeschätzt.

Zur Bestimmung der Effizienz des Subtriggers $s67$
Die Effizienz des Subtriggers $s67$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Ereignis vom Trigger aufgrund seiner Energiedeposition im Flüssig-Argon-Kalorimeter erkannt wird. Man gewinnt sie durch den Vergleich mit einem möglichst unabhängigen Referenztrigger[6]. Zur Bestimmung der Effizienz dürfen nur Ereignisse herangezogen werden, bei denen angenommen werden muß, daß $s67$ angesprochen hat. Neben der Forderung nach dem Referenztrigger, werden daher die Selektionskriterien für hochenergetische Elektronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter, die in den folgenden Abschnitten ausgeführt werden, verlangt[7]. Man erhält damit einen Referenzdatensatz hochenergetischer Elektronen und kann die Effizienz des Subtriggers $s67$ aus der Anzahl der Ereignisse des Referenzdatensatz bestimmen, die auch die Bedingungen des Subtriggers $s67$ erfüllen:

$$\varepsilon_{s67} = \frac{N_{s67 \wedge Referenztrigger \wedge Selektionskrit.}}{N_{Referenztrigger \wedge Selektionskrit.}}. \tag{4.5}$$

Ausschluß ineffizienter Bereiche
Abbildung 4.2 zeigt die Effizienz des Subtriggers $s67$ für Elektronen mit einer Energie $E'_e > 11$ GeV als Funktion des Winkels ϕ_e und der z-Koordinate des Auftreffpunkts des Elektrons auf die Oberfläche des rückwärtigen Bereichs des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Die grau unterlegten Bereiche fallen durch eine geringe Effizienz auf. Da sie zusammenhängen, werden sie mit apparativen Problemen in Verbindung gebracht. Sie werden

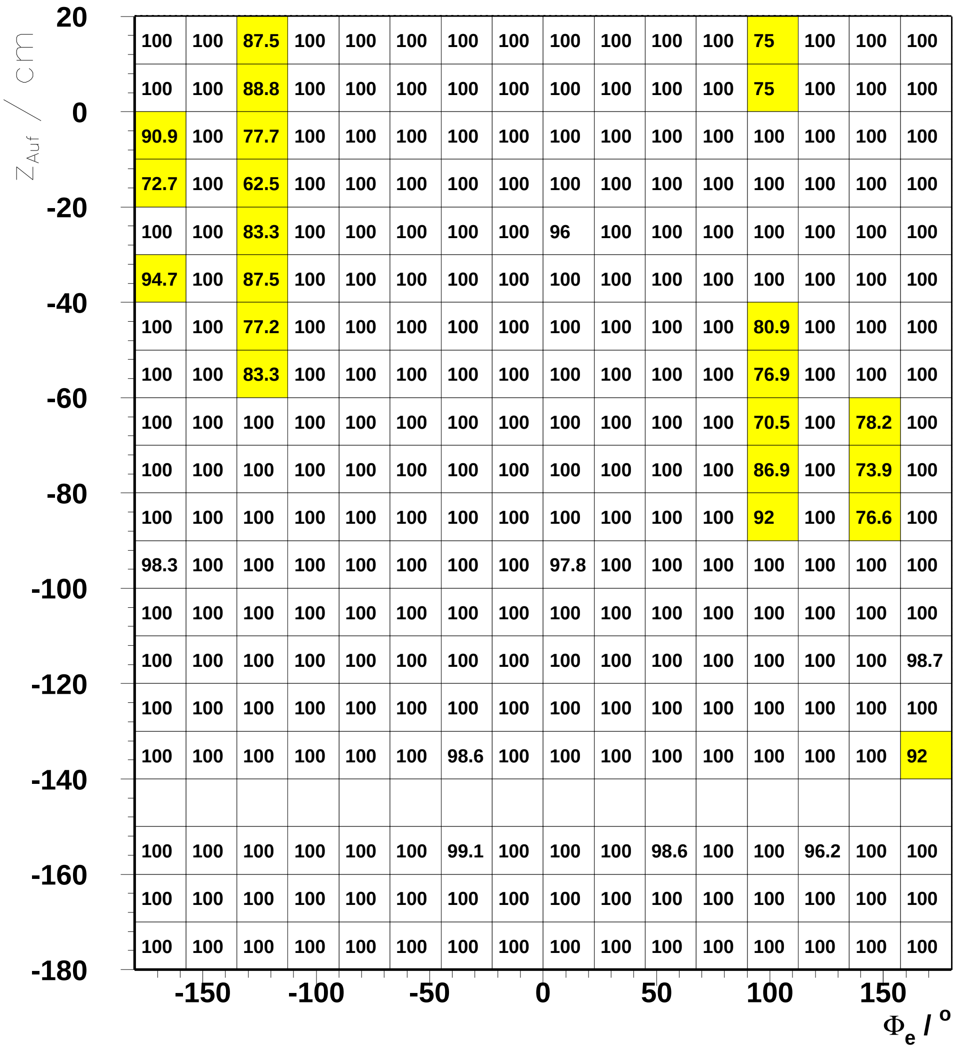
---

[5] Neben den aufgeführten Triggerbedingungen werden noch einige Veto-Bedingungen gefordert, die Untergrundereignisse ausschliessen; sie sind hier nicht aufgeführt, werden aber z.B. in [Hei99] diskutiert.

[6] Hierzu wurde der Subtrigger $s71$ herangezogen. Er basiert in erster Linie auf Spurbedingungen, wodurch die Unabhänigkeit gegenüber $s67$ gewährleistet wird.

[7] Bei der Untersuchung der Energieabhängigkeit mit Ausnahme des Schnitts $E_e > 11$ GeV.

von der Analyse ausgeschlossen, wenn die Effizienz ε_{s67} kleiner als 95% ist[8]; bei der Bestimmung der in Abbildung 4.1 gezeigten Effizienzkurve sind sie bereits ausgeschlossen.



100	100	87.5	100	100	100	100	100	100	100	100	100	75	100	100	100
100	100	88.8	100	100	100	100	100	100	100	100	100	75	100	100	100
90.9	100	77.7	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
72.7	100	62.5	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	83.3	100	100	100	100	100	96	100	100	100	100	100	100	100
94.7	100	87.5	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	77.2	100	100	100	100	100	100	100	100	100	80.9	100	100	100
100	100	83.3	100	100	100	100	100	100	100	100	100	76.9	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	70.5	100	78.2	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	86.9	100	73.9	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	92	100	76.6	100
98.3	100	100	100	100	100	100	100	97.8	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	98.7
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	98.6	100	100	100	100	100	100	100	100	92
100	100	100	100	100	100	99.1	100	100	100	98.6	100	100	96.2	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100

Abbildung 4.2: *Triggereffizienz des Subtriggers s67 als Funktion des azimutalen Elektronwinkels ϕ_e und der z-Koordinate des Auftreffpunkts auf die Oberfläche des Flüssig-Argon-Kalorimeters für den Bereich des BBE- und CB1-Radsegments. Die grau unterlegten Bereiche sind durch eine niedrige Triggereffizienz gekennzeichnet, was auf apparative Probleme hinweist. Ereignisse mit Elektronen aus diesen Detektorbereichen werden ausgeschlossen. Zwischen $z_{Auf,e} = -150cm$ und $z_{Auf,e} = -140cm$ befindet sich die Lücke zwischen den Radsegmenten BBE und CB1.*

Die Reihe leerer Kästchen mit -150 cm $< z_{Auf,e} < -140$ cm stellt die z-Lücken des Über-

---

[8] Es sei darauf hingewiesen, daß der Ausschluß nicht auf rein geometrischen Größen beruht, sondern durch Größen des gestreuten Elektrons parametrisiert wird. Zu ihrer Definition s. Abschnitt 3.3.3 und die Fußnote auf Seite 65.

gangs vom BBE- zum CB1-Radsegment des Flüssig-Argon-Kalorimeters dar (s. Abschnitt 1.2.3 und 4.3.7).

4.3.2 Bedingungen auf den Triggerstufen L2-L4

Auf den Triggerstufen L2 und L3 werden keine Bedingungen an Ereignisse gestellt, die durch den Subtrigger $s67$ auf der ersten Stufe selektiert werden.
Auf der Triggerstufe L4 findet die Klassifikation der Ereignisse auf Basis einer vorläufigen Rekonstruktion statt. In dieser Arbeit werden nur Ereignisse betrachtet, die in vordefinierte Klassen für Ereignisse mit hohem Impulsübertrag bzw. mit einem Elektronkandidaten im Flüssig-Argon-Kalorimeter einsortiert werden [Lem98].
Die Effizienz der Zuordnung zu dieser Klasse wurde im Rahmen dieser Arbeit überprüft. Dabei wurden 34 Ereignisse gefunden, die die in der Analyse geforderten Selektionskriterien erfüllen, aber nicht den hierfür vorgesehenen Klassen zugeordnet wurden. Bezogen auf den Umfang von 23326 Ereignissen des gesamten selektierten Datensatzes ergibt sich hieraus eine Effizienz der Ereignisklassifikation von über

$$\varepsilon_{L4} = 99.85\% \pm 0.15\%. \tag{4.6}$$

Der höchste Wert für den Impulsübertrag eines zu Unrecht durch die Klassifikation verworfenen Ereignis wurde bei $Q^2_{e\Sigma} = 1787.3\ \mathrm{GeV}^2$ gefunden.
Aus Gleichungen (4.4) und (4.6) ergibt sich für die Gesamteffizienz des Triggers:

$$\varepsilon_{Trigger} = 99.65\% \pm 0.35\%. \tag{4.7}$$

4.3.3 Betriebsbereitschaft des Detektors

Die Betriebsbereitschaft der für die vorliegende Analyse relevanten Detektorkomponenten wird für jedes Ereignis gefordert, s. Abschnitt 4.2.
Es sei hervorgehoben, daß die Betriebsbereitschaft mindestens einer der beiden zentralen Spurkammern (CJC1 oder CJC 2) verlangt wird. Akzeptanzstudien für die betrachtete Datennahme-Periode zeigen, daß die Spurrekonstruktion gegenüber der Forderung nach Betriebsbereitschaft beider Spurkammern nicht wesentlich beeinträchtigt wird [Rei99].

4.3.4 Rauschverhalten des Detektors

In Abschnitt 3.3.4 wurde kurz auf den Einfluß des elektronischen Rauschens im Flüssig-Argon-Kalorimeter eingegangen. Über die dort aufgeführte Methode hinaus wird keine weitere Rauschunterdrückung im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt.
Das Rauschen beeinflußt die Messung der Größe Σ. Untersuchungen zum Einfluß des Rauschens sind für die Datennahmeperiode 1994-1997 [Hei99] und 1998-1999 [Sta00] durchgeführt worden. Man kann ihnen entnehmen, daß das Rauschen vor allem den Bereich $y_{had} < 0.05$ betrifft [H1C99a]. Um diesen Einfluß zu reduzieren, werden Ereignisse bei kleinen Werten für y durch die Bedingung

$$y_{had} > 0.05 \tag{4.8}$$

ausgeschlossen. Der dadurch ausgeblendete kinematische Bereich ist für die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit nebensächlich, da die Effekte der schwachen Wechselwirkung hier aufgrund der Helizitätsabhängigkeit unterdrückt sind, vgl. Abschnitt 2.2.2.

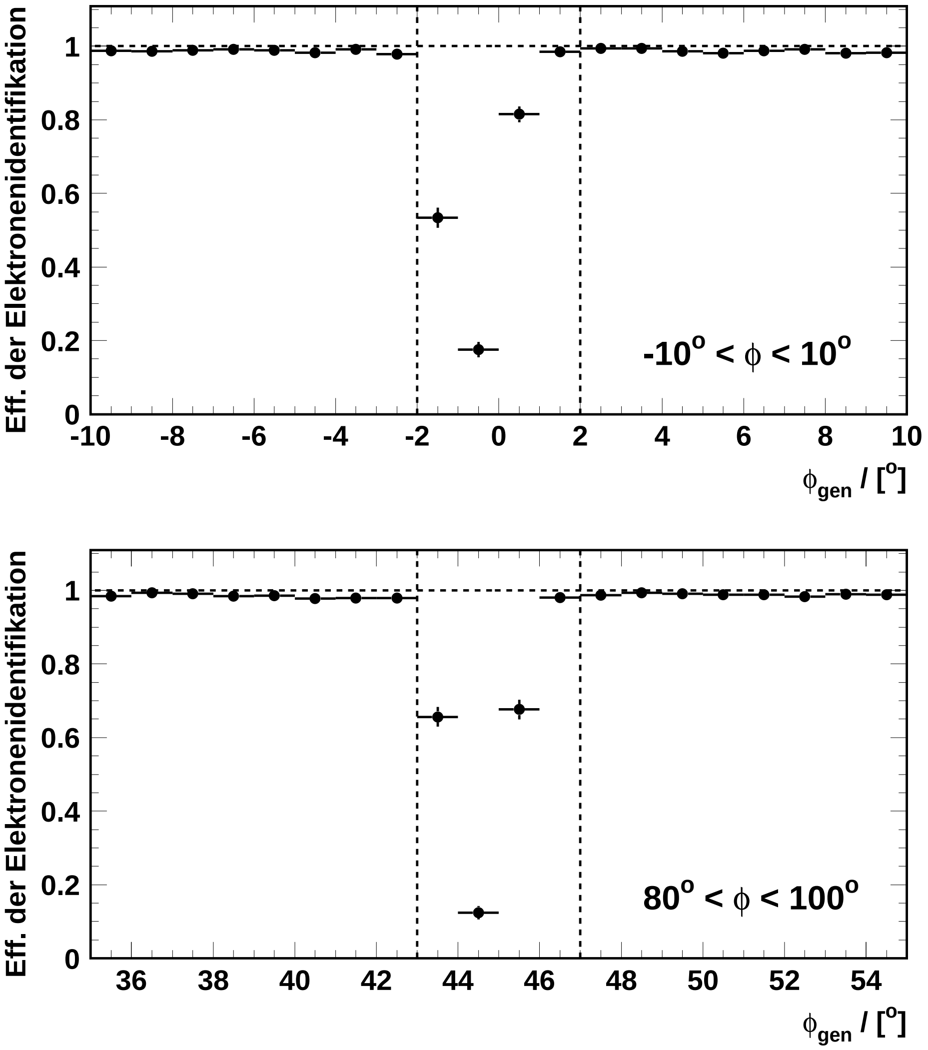


Abbildung 4.3: *Effizienz der Elektronen-Identifikation als Funktion des Streuwinkels* ϕ_{gen} *des Elektrons für zwei Winkelbereiche. In den* ϕ*-Lücken zwischen je zwei Oktanten der Radsegmente des Flüssig-Argon-Kalorimeters ist die Effizienz der Elektronen-Identifikation deutlich reduziert, es wird z.T. nur ein Bruchteil der in diese Intervalle gestreuten Elektronen gefunden.*

4.3.5 Konfidenzbereiche der Messung

Nur Bereiche des Detektors, in denen eine gute Messung des Elektrons möglich ist, werden in der Analyse berücksichtigt:

z-Lücke zwischen: $z_{Auf,e} \in$	BBE-CB1 [-138.5 cm; -152.5 cm]	CB1-CB2 [-54.5 cm; -64.5 cm]	CB2-CB3 [29.0 cm; -19.0 cm]
z-Lücke zwischen: $z_{Auf,e} \in$	CB3-FB1 [112.5 cm; 102.5 cm]	FB1-FB2 [202.0 cm; 182.0 cm]	

Tabelle 4.1: *Lücken zwischen den Radsegmenten des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Elektronen, deren Auftreffpunkt auf die Oberfläche des Kalorimeters in diesen Lücken liegt, werden nicht in der Analyse berücksichtigt.*

- $z_{Auf,e} > -180.0$ cm
  Diese Bedingung stellt sicher, daß das Elektron auf seinem Weg vom Vertex zum Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht das Kalorimeter SPACAL durchquert hat. Der Auftreffpunkt $z_{Auf,e}$ ist durch den Durchstoßpunkt der Verbindungslinie zwischen Vertex und Clusterschwerpunkt des Elektronenkandidatent durch die Kalorimeteroberfläche definiert.

- **Herausnahme der ϕ- und z-Lücken**
  Die Effizienz der Elektronenidentifikation in den ϕ- und z-Lücken des Flüssig-Argon-Kalorimeters ist deutlich herabgesetzt. Abbildung 4.3 demonstriert dies unter Verwendung des MC-Datensatzes für die ϕ-Lücken.

  Ereignisse werden ausgeschlossen, wenn gilt:

  - Der Azimutalwinkel ϕ_e liegt innerhalb von ±2° um die ϕ-Lücken zwischen je zwei Radsegmenten des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Die ϕ-Lücken befinden sich bei $\phi_{H1} = n \cdot 45°, (n = 0, 1, ..., 7)$.
  - Der Auftreffpunkt $z_{Auf,e}$ des Elektrons auf die Kalorimeteroberfläche liegt in einer z-Lücke. Tabelle 4.1 faßt die z-Intervalle zusammen, die ausgeschlossen werden.

- **Herausnahme eines defekten ϕ-Sektors der Spurkammer CJC 2**
  Ein kompletter Sektor der äußeren zentralen Spurkammer CJC2 im Winkelbereich $22.5° < \phi < 45.0°$ ist bereits vor der Datennahmeperiode 1998-1999 ausgefallen. Ereignisse mit ϕ_e aus diesem Winkelintervall werden ausgeschlossen.

Abbildung 4.4 veranschaulicht den Einfluß, den die obigen Schnitte auf das Detektorvolumen im selektierten Datensatz hinterlassen. Aufgetragen ist der Polarwinkel θ_e gegen den azimutalen Winkel ϕ_e des gestreuten Elektrons. Die Größe der Kästchen gibt die Anzahl der Ereignisse an, die im jeweiligen Winkelbereich gemessen werden. Die starke Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Polarwinkel θ_e spiegelt sich in der Ausdünnung der Kästchen zu kleinen Werten für θ_e (= große Streuwinkel aus Sicht des Elektrons) wider. Der Ausschluß des defekten CJC2-Sektors ist als Streifen deutlich erkennbar; die durch geringe Triggereffizienzen gekennzeichneten Detektorbereiche treten zusätszlich in Form von Lücken in Erscheinung.

4.3.6 Vertex-Kriterium

Die Forderung eines Vertex in der Nähe des nominellen Wechselwirkungspunktes,

$$!\exists \text{ Vertex mit } z_{vtx} \in [-35.9 \text{ cm}; 34.1 \text{ cm}], \tag{4.9}$$

dient einerseits der Reduktion von Untergrundereignissen, die Einschränkung auf das Intervall um den nominellen Wechselwirkungspunkt schließt andererseits Ereignisse aus Satelliten-Paketen aus.

Tiefinelastische Ereignisse des neutralen Stroms bei hohen Impulsüberträgen weisen mit hoher Effizienz einen Vertex auf (> 99% [Hei99]), s. Abschnitt 3.3.1. Die Verteilung der z-Position des Vertex für den selektierten Datensatz wurde bereits in Abbildung 3.4 gezeigt.

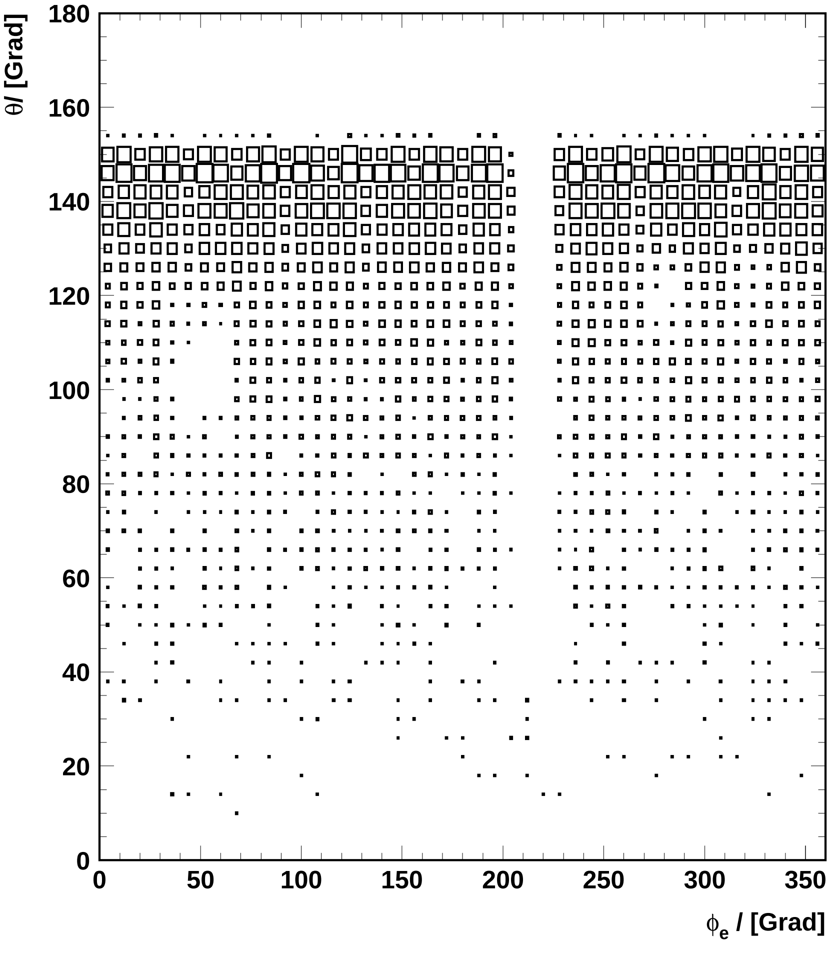


Abbildung 4.4: *Streuwinkel θ_e und ϕ_e des Elektrons für die selektierten Ereignisse. Die Größe der Kästchen gibt die Zahl der Ereignisse im jeweiligen Flächenelement $\Delta\theta_e\Delta\phi_e$ an.*

4.3.7 Identifikation des Elektrons

Nur Reaktionen, in denen ein Elektron identifiziert werden kann (s. Abschnitt 3.2), werden in den Datensatz aufgenommen. Über die vom Identifikations-Algorithmus gestellten Bedingungen hinaus werden die folgenden Anforderungen an die Elektronen gestellt:

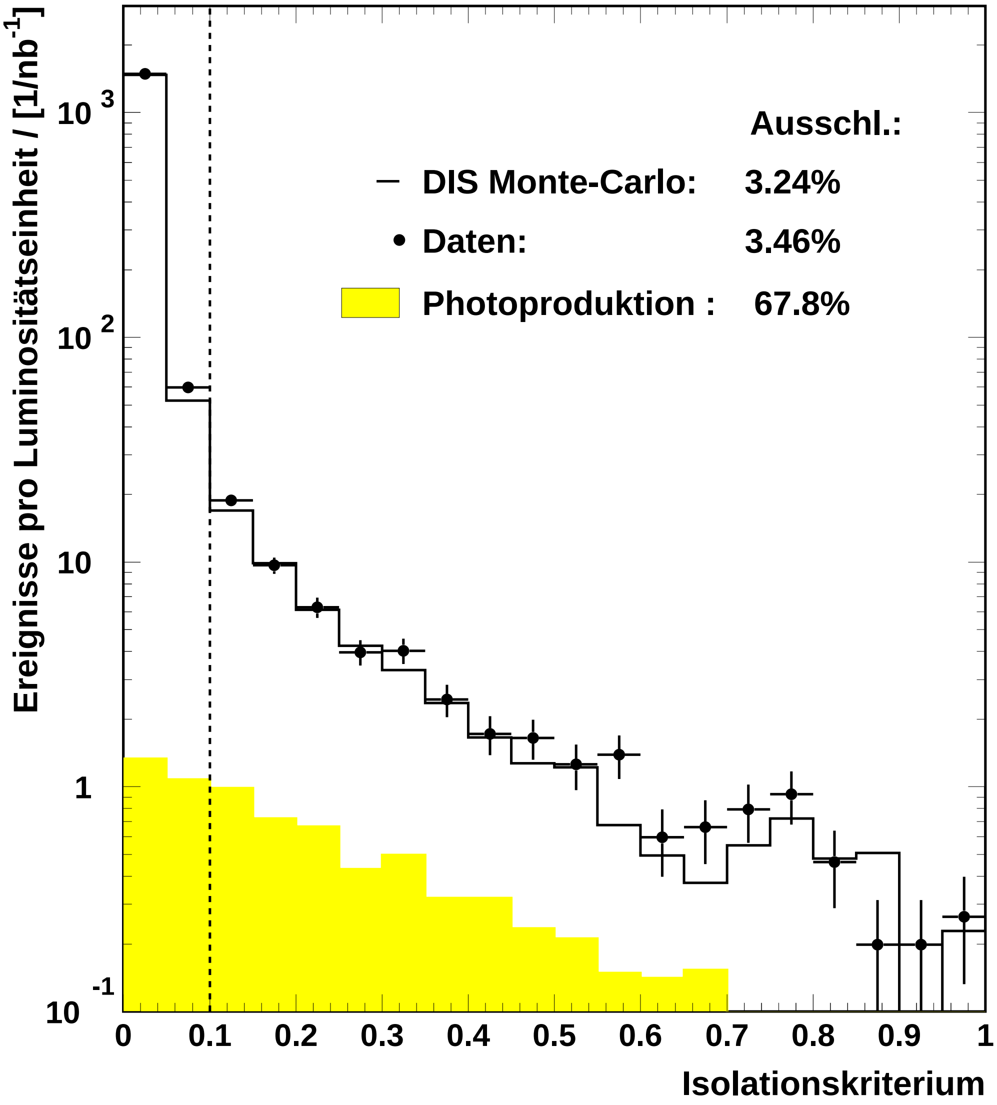


Abbildung 4.5: *Anzahl der auf die Luminosität normierten Ereigniszahlen als Funktion von c_{iso} für die selektierten, im Experiment gemessenen Daten mit den Erwartungen aus der Simulation tiefinelastischer Streureaktionen und Ereignissen aus Photoproduktions-Reaktionen. Die Prozentzahlen geben den Anteil der durch das Isolationskriterium c_{iso} verworfenen Ereignisse im jeweilgen Datensatz an.*

- **Isolationskriterium**
  Das in Abschnitt 3.2 vom Algorithmus zur Identifikation des Elektrons geforderte Isolationskriterium wird verschärft. Zur Selektion der Ereignisse wird ein Kegel mit Radius $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi_e^2} = 1$ um den Schwerpunkt der Energiedeposition des Elektronkandidaten gelegt. Für selektierte Ereignisse wird verlangt, daß die Summe der

Transversalenergien[9] aller hadronischen Teilchen, die sich in diesem Kegel befinden, weniger als 10 % des Transversalimpulses des Elektrons ausmachen:

$$c_{iso} := E_t^{hadr.Cluster,R=1} / p_t^{Kandidat} < 0.1 \tag{4.10}$$

Die Verteilung der Größe c_{iso} ist in Abbildung 4.5 dargestellt, die Ereigniszahlen sind dabei auf die Luminosität normiert. Die gute Isolation tiefinelastisch gestreuter Elektronen bei hohen Impulsüberträgen ist am steilen Abfall der Verteilung in Daten und MC-Ereignissen zu erkennen. Der aus einer Simulation abgeschätzte Untergrund an Photoproduktionsereignissen (s. Abschnitt 4.5.1) ist flacher verteilt. Während durch das Isolationskriterium etwa 3.5 % der tiefinelastischen Ereignisse verworfen werden, wird der Photoproduktionsuntergrund um ca. 68 % und damit erheblich reduziert. Dies ist von besonderer Bedeutung bei der Erweiterung des Meßbereichs zu großen Werten von $y > 0.9$, wie in Abschnitt 4.5.1 ausgeführt werden wird.

- **Mindestenergie**
  Nur Elektronen mit einer Mindestenergie von $E'_e > 11$ GeV werden in der Analyse berücksichtigt. Dies trägt der Effizienz des verwendeten Subtriggers $s67$ Rechnung, s. Abschnitt 4.3.1.

- **Einschränkung auf Bereich hoher Impulsüberträge:** $Q^2_{e\Sigma} > 141.25$ GeV^2
  Durch diese Anforderung wird der kinematische Meßbereich bei hohen Impulsüberträgen festgelegt. Er orientiert sich am Akzeptanzbereich des zur Messung verwendeten Flüssig-Argon-Kalorimeters, s. auch Abschnitt 5.1.3.

4.3.8 Impulskriterien

Die Forderung nach Impulserhaltung ermöglicht den Ausschluß von Untergrundereignissen. Die Detektorauflösung, Strahlrohrverluste, Energieverluste in Reaktionen mit „Punch-Through-Ereignisse“[10] sowie eine nicht perfekte Kalibration lassen die Impulserhaltung in der Messung nicht exakt überprüfen. Zu starke Abweichungen von der erwarteten Balance deuten auf Untergrundereignisse hin, bei denen ein Reaktionsprodukt nicht im Detektor nachgewiesen wird.

1. **Balance im Transversalimpuls**[11] p_t: $p_t^{miss} < 20$ **GeV**
   Große Abweichungen von einer Balance im Transversalimpuls von mehr als 20 GeV weisen auf ein Ereignis des geladenen Stroms hin, bei dem das erzeugte (Anti)-Neutrino im Detektor nicht nachgewiesen wird. Ereignisse des geladenen Stroms treten bei sehr hohen Impulsüberträgen Q^2 mit den Ereignissen des neutralen Stroms vergleichbarer Wahrscheinlichkeit auf. Nur ein kleiner Bruchteil aller Ereignisse des neutralen Stroms weist einen so hohen Wert für p_t^{miss} auf (s. Abbildung 4.18).

---

[9] Die Transversalenergie ist für allgemein durch $E_t := E \cdot \sin\theta$ definiert, wobei im Polarwinkel θ die Vertexposition berücksichtigt ist.

[10] Der hadronische Endzustand in diesen Reaktionen ist so energiereich, daß er das Flüssig-Argon-Kalorimeter „durchstößt“.

[11] Im englischen wird von *„missing p_t“* (fehlendem Transversalimpuls) gesprochen.

2. **Balance im longitudinalen Impuls:** $E - p_z > 35$**GeV**
   Aus longitudinaler Impulserhaltung erwartet man

$$E - p_z := \sum_{i \in \{Lepton, Hadron\}} E_i - p_{z,i} \equiv 2 \cdot E_e = 55.2 \text{ GeV}.$$

   Aufgrund der relativ breiten Verteilung der Größe $E - p_z$ und der Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand darf keine zu strenge Anforderung an die Größe $(E - p_z)$ gestellt werden, vgl. Abbildung 4.18. Durch die Bedingung von mindestens 35 GeV werden hauptsächlich Untergrundereignisse verworfen [H1C99a].

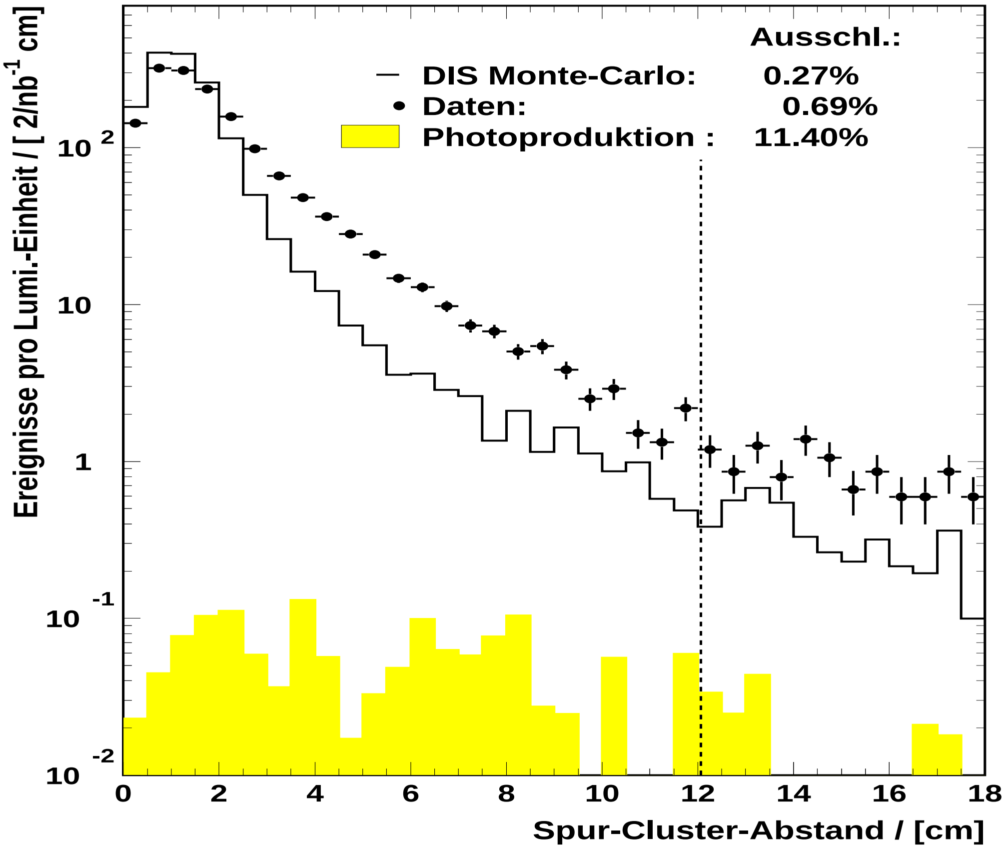


Abbildung 4.6: *Minimaler Abstand zwischen dem Schwerpunkt des Elektronenclusters und der zugeordneten Spur. Im Zentralbereich darf er für selektierte Ereignisse höchstens 12 cm betragen (punktierte Linie). Das grau unterlegte Histogramm gibt den Anteil an Untergrundreaktionen aus Photoproduktion an. Bei Anwendung des Spurkriteriums werden ca. 0.7% der tiefinelastischen ep-Reaktionen und 11.4 % der Photoproduktions-Ereignisse aus dem Datensatz ausgeschlossen.*

4.3.9 Spurkriterium

Die Elektronkandidaten dieser Analyse werden durch den in Abschnitt 3.2 ausgeführten Suchalgorithmus aufgrund ihrer elektromagnetischen Clustereigenschaften ausgewählt.

Um hochenergetische Photonen aus dem Datensatz auszusortieren, wird für die Elektronen, die in den zentralen Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters gestreut werden, ein Spurkriterium[12] gefordert. Die Spur muß folgende Bedingungen erfüllen:

1. Mindestlänge von 5 cm,
2. Verträglichkeit mit dem Wechselwirkungspunkt der Reaktion,
3. Der minimale Abstand der in das Kalorimeter verlängerten Spur vom Schwerpunkt der Energiedeposition des Elektrons muß kleiner als 12 cm sein[13].

Die geringe Mindestlänge der Spur trägt dem Umstand Rechnung, daß die Betriebsbereitschaft nur einer der beiden zentralen Spurkammern (CJC1 bzw. CJC2) vorausgesetzt wird, vgl. Abschnitt 4.3.3.
Elektronen, die soweit in den Vorwärtsbereich gestreut werden, daß sie die zentralen Spurkammern nicht vollständig durchlaufen, werden dem Spurkriterium nicht unterworfen. Man vermeidet hierdurch Verluste an Ereignissen bei besonders hohen Impulsüberträgen aufgrund von Ineffizienzen bei der Spurrekonstruktion, die nur auf Spursegmenten aus den zentralen Spurkammern beruht.
Abbildung 4.6 zeigt die Häufigkeitsverteilung des minimalen Abstands zwischen Elektronencluster und der zugeordneten Spur für Daten und MC-Ereignisse im Vergleich. Aus dem in beiden Verteilungen ersichtlichen starken Abfall (man beachte die logarithmische Darstellung) folgt, daß sich eine Spur fast immer bis auf wenige Zentimeter einer auf einen Elektronenkandidaten zurückzuführenden Energiedeposition im Flüssig-Argon-Kalorimeter zuordnen läßt. Der Schnitt bei 12 cm führt nur zu einem geringen Verlust an Ereignissen von einigen Promille. In den Daten werden unwesentlich mehr Ereignisse als in der Simulation aufgrund dieser Bedingung verworfen, insbesondere wenn man den in den Daten vorhandenen Untergrund berücksichtigt. Das grau unterlegte Histogramm gibt den aus einer Monte-Carlo-Simulation abgeschätzten Untergrund aus Photoproduktions-Prozessen (s. Abschnitt 4.5.1) wieder.
In der Simulation wird eine bessere z-Auflösung der zentralen Spurkammern angenommen als sie in den Daten vorliegt, worauf der Unterschied in den Verteilungen für Daten und MC-Ereignissen zurückzuführen ist.

Effizienz der Spurzuordnung
Die Abbildungen 4.7 zeigen die Effizienz des Spurkriteriums für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse als Funktion von θ_e. Sie beträgt global etwa 96.3 % in den Daten und 98.6% in der Simulation und weist eine deutliche Abhängigkeit vom Winkel θ_e auf.
Die Effizienz der Spurzuordnung erhält man durch Untersuchung eines Teildatensatzes, der durch Anwendung verschärfter Bedingungen gewonnen wird; zusätzlich zu allen bisherigen Anforderungen (mit Ausnahme des Spurkriteriums) wird verlangt:

- Bessere Balance im Transversalimpuls: $p_t^{miss} < 5$ GeV,
- Bessere Balance im Longitudinalimpuls: 50 GeV $< E - p_z <$ 60 GeV,

---

[12] Im Englischen als *„Cluster-Track-Link“* bezeichnet.

[13] Diese Forderung wird als „DCA“-Bedingung bezeichnet, wobei „DCA“ für „Distance of Closest Approach“ steht.

- hoher Transversalimpuls des Elektrons: $p_t > 15$ GeV,
- Existenz von mindestens drei mit dem Vertex verträglichen Spuren.

Die Effizienz der Spurzuordnung ergibt sich dann zu

$$\varepsilon_{link} = \frac{N_{Spur \wedge Zusatzbedingungen}}{N_{Zusatzbedingungen}}. \tag{4.11}$$

Der MC-Datensatz wird auf den Unterschied in der Effizienz der Spurzuordnung korrigiert.

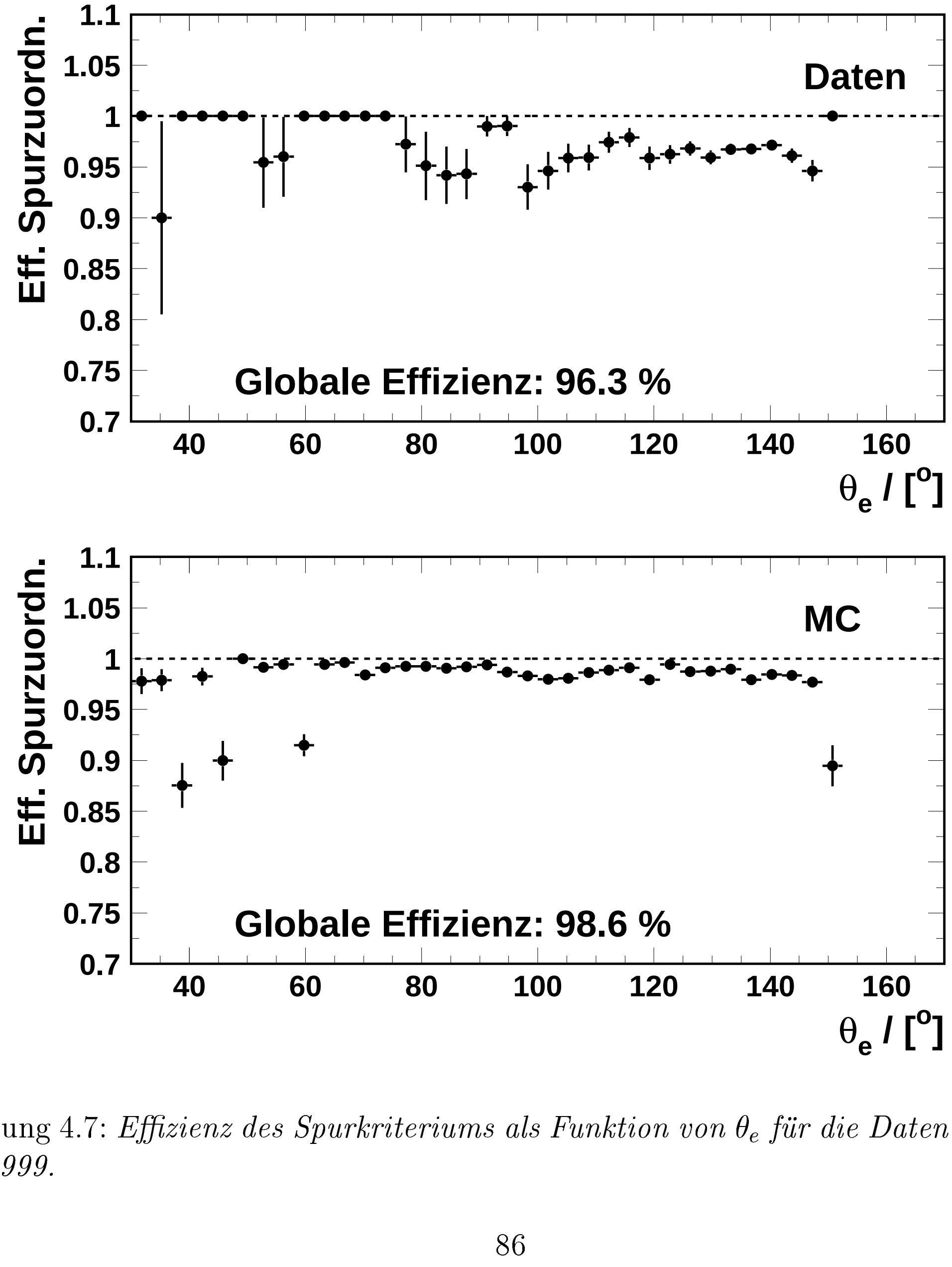


Abbildung 4.7: *Effizienz des Spurkriteriums als Funktion von θ_e für die Daten der Periode 1998-1999.*

Kriterium	**Gestellte Bedingung**	**Anzahl verbleibender Ereignisse**
Runselektion	s. Abschnitt 4.2	
Betriebsbereitschaft	Flüssig-Argon-Kalorimeter, CJC1 und CJC2, Luminositätssystem Flugzeitsystem	
Trigger-Bedingung	s67	155.759
Rauschverhalten	$y_{had} > 5 \cdot 10^{-2}$	132.879
Konfidenzbereiche	$z_{ClusterImpact} > -180.0$ cm Ausschluß z- und ϕ-Lücken	90.979
Vertex-Kriterium	$!\exists$Vertex mit $z_{vtx} \in [-35.9\text{cm}; 34.1\text{cm}]$	64.818
Identifikation des e^-	Algorithmus zur Elektronenidentifikation (s. Abschnitt 3.2)	64.818
Mindestenergie	$E'_e \geq 11$ GeV	53.211
Meßbereich hoher Q^2	$Q^2_{e\Sigma} > 141.25$ GeV	29.785
Impulsbalance	Transversalimpuls: $p_t^{miss} < 20$ GeV Longitudinalimpuls: $E - p_z > 35$ GeV	26.633
Spurkriterium	im Zentralbereich $\theta_e < 35°$ (DCA $\leq$ 12.0 cm)	25.305
Isolationskriterium	$E_t^{hadr.Cluster,R=1}/p_t^{Kandidat} < 0.1$	25.291
Untergrund-Reduktion	$y_e < 0.95$	23.409
Untergrund-Identifikation	Algorithmen zur Identifikation von Halo- und kosmischen Myonen	23.326

Tabelle 4.2: *Zusammenfassung der Selektionskriterien für tiefinelastische ep-Streuereignisse bei hohen Impulsüberträgen in der Reihenfolge ihrer Anwendung. Die rechte Spalte enthält die nach Anwendung des jeweiligen Selektionskriteriums verbleibende Anzahl an Ereignissen im Datensatz.*

4.3.10 Untergrundreduktion

Der kinematische Schnitt

$$y_e < 0.95 \tag{4.12}$$

dient der Untergrundreduktion. Bei großen Werten für y finden sich vor allem Ereignisse aus Photoproduktionsreaktionen (s. Abschnitt 4.5), die durch diese Bedingung ausgeschlossen werden.

Für die Untersuchungen dieser Arbeit ist es von besonderer Bedeutung, die Messung des Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen ep-Streuung bei möglichst hohen Werten für y durchzuführen, da gerade hier die Effekte der schwachen Wechselwirkung zur Geltung kommen (s. Abschnitt 2.2.2). Der Einfluß des Photoproduktionsuntergrunds führte in bisherigen Analysen zur Einschränkung der Messung auf den Bereich $y < 0.9$ [Hei99], [H1C99a]. In Abschnitt 4.5.1 wird gezeigt, daß die Daten im Rahmen der Beiträge aus tiefinelastischer Streuung und Photoproduktion bis in die Bereiche $y < 0.95$ verstanden werden können.

4.3.11 Untergrundreduktion von Nicht-*ep*-Prozessen

Verschiedene Algorithmen zur Identifikation von Untergrundereignissen, die nicht auf die *ep*-Streuung der Strahlteilchen zurückzuführen sind, sind im Rahmen der Analysewerkzeuge des H1-Experiments verfügbar[14]. Ereignisse, die die Bedingungen dieser Algorithmen erfüllen, werden von der Selektion ausgeschlossen.
Sie untersuchen die Energiedepositionen in den Kalorimetern auf horizontale und vertikale Muster, die für zwei Untergrundquellen charakteristisch sind:

- **Halo-Myonen** stammen aus der Wechselwirkung von Protonen mit der Wand der Strahlröhre oder Restgasteilchen in der Strahlröhre. Sie fliegen parallel zur Richtung der Strahlprotonen.

- **Kosmische Myonen** aus der Höhenstrahlung durchsetzen den Detektor hauptsächlich entlang der Vertikalen.

Beide Typen von Myonen können hochenergetische Schauer in den Kalorimetern des Detektors H1 erzeugen und tiefinelastisch gestreute Elektronen vortäuschen. Ein Großteil dieser Ereignisse wird durch das Vertex-Kriterium ausgeschlossen, der verbleibende Anteil mit hoher Effizienz durch die verwendeten Algorithmen. Eine Misidentifikation von Ereignissen des neutralen Stroms bei hohen Impulsüberträgen als Untergrundereignis tritt in deutlich weniger als einem Promille aller Fälle auf [Cha98].
Eine Abschätzung des verbleibenden Untergrundanteils aus Reaktionen, der nicht auf *ep*-Streureaktionen zurückzuführen ist, wird in Abschnitt 4.5.2 diskutiert.

4.3.12 Zusammenfassung der geforderten Bedingungen

Tabelle 4.2 stellt nochmals alle Selektionskriterien zur Auswahl tiefinelastischer *ep*-Ereignisse des neutralen Stroms bei hohen Impulsüberträgen zusammen.

4.4 Beurteilung des selektierten Datensatzes

In diesem Abschnitt wird die Güte des selektierten Datensatzes beurteilt. Zunächst wird die Stabilität der Datenrate gezeigt und die Gesamtzahl der selektierten Ereignisse mit der aus einer Simulation erwarteten Zahl verglichen. Der Vergleich von Kontrollgrößen demonstriert die gute Übereinstimmung der gemessenen Daten mit den Erwartungen aus der Simulation.

4.4.1 Umgewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse

Um die experimentell gewonnenen Daten mit den simulierten MC-Ereignissen vergleichen zu können, ist es notwendig und gerechtfertigt, die in der Monte-Carlo-Simulation angenommenen experimentellen und physikalischen Verhältnisse an die tatsächlichen Gegebenheiten anzupassen. Dies geschieht mit Hilfe eines Umgewichtungsverfahren.

---

[14] Es handelt sich dabei um das im Rahmen der H1-Softwareumgebung zur Verfügung gestellte Programmpaket QBGFMAR [Cha98].

- **Umgewichtung auf den „H1-Fit“**
  Bei Erzeugung der MC-Ereignisse wurde die Parametrisierung MRS H [MRS94] der Partondichtefunktionen des Protons angenommen. Die Messungen der vergangenen Jahre haben zu neueren Parametrisierungen geführt, die in besserer Übereinstimmung mit den bekannten experimentellen Ergebnissen stehen (vgl. Abschnitt 2.2.6). Die aus Ergebnissen des Experiments H1 gewonnene Parametrisierung der Partondichten, kurz der „H1-Fit“ [H1C99a], wird für die Umgewichtung der MC-Ereignisse herangezogen: Jedem MC-Ereignis wird in Abhängigkeit seiner kinematischen Variablen x und Q^2 ein Gewicht w^i_{pdf} zugeordnet, das dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte entspricht, die sich aus den Partondichten des H1-Fits und der Parametrisierung MRS H berechnen[15]:

$$w^i_{pdf} = \frac{(d^2\sigma(x,Q^2)/dxdQ^2)_{H1-Fit}}{(d^2\sigma(x,Q^2)/dxdQ^2)_{MRSH}} \tag{4.13}$$

- **Vertex-Umgewichtung**
  Abbildung 4.8 zeigt die in den MC-Ereignissen angenommene und in den Daten gemessene Verteilung der z-Position des Vertex (oben). Diese Verteilungen hängen nur von den Strahlverhältnissen ab und nicht von der Streureaktion. Die in der Simulation angenommene Verteilung der z-Position des Vertex wird auf die experimentellen Verhältnisse angepaßt, indem beide Verteilungen durch ein Polynom 10. Grades $p_{exp}(z)$ bzw. $p_{MC}(z)$ angepaßt und auf 1 normiert ($p^{norm}_{exp}(z)$ bzw. $p^{norm}_{MC}(z)$) werden. Jedem MC-Ereignis wird das Verhältnis

$$w^i_{zvtx} = \frac{p^{norm}_{exp}(z)}{p^{norm}_{MC}(z)} \tag{4.14}$$

  zugeordnet. Die so umgewichtete Verteilung der z-Position des Vertex ist in Abbildung 4.8 (unten) dargestellt. Man erkennt die gute Übereinstimmung nach Anwendung des Gewichts w_{zvtx}.

  Dies ist von besonderer Bedeutung in Hinblick auf die Messung des Polarwinkels des gestreuten Elektrons, die von der (korrekten) z-Position des Vertex abhängt, vgl. Abschnitt 3.3.3.

- **Effizienz der Spurzuordnung**
  Die in Abschnitt 4.3.9 diskutierte Effizienz der Zuordnung einer Spur zu einer Energiedeposition eines Elektrons weist Unterschiede zwischen experimentellen und MC-Ereignissen von im Mittel 2 % auf. Dieser Effekt wird unter Verwendung eines vom Polarwinkel θ_e abhängigen Gewichts

$$w^i_{Spur}(\theta_e) = \frac{\varepsilon(\theta_e)_{link,Daten}}{\varepsilon(\theta_e)_{link,MC}} \tag{4.15}$$

  berücksichtigt.

Das Gesamtgewicht, mit dem jedes MC-Ereignis versehen wird, ergibt sich unter Hinzunahme der in Abschnitt 4.1 aufgeführten Gewichte w^i_{MC} und w^i_{komb} zu:

$$w_i = w^i_{MC} \cdot w^i_{komb} \cdot w^i_{zvtx} \cdot w^i_{pdf} \cdot w^i_{Spur} \tag{4.16}$$

---

[15] Der Index „pdf“ steht für „**P**arton-**D**ichte-**F**unktion“.

Bei der Bestimmung der statistischen Fehler gewichteter Verteilungen muß das Gewicht der Ereignisse berücksichtigt werden. Für Histogramme ergibt sich das Quadrat des Fehlers aller gewichteten Ereignisse in einem „Bin“[16] zu

$$(\Delta N)^2 = \sum_{i=1}^{N} w_i^2, \tag{4.17}$$

wobei N die Anzahl der Ereignisse in diesem Bin und w_i ihr jeweiliges Gewicht ist [Laf97].

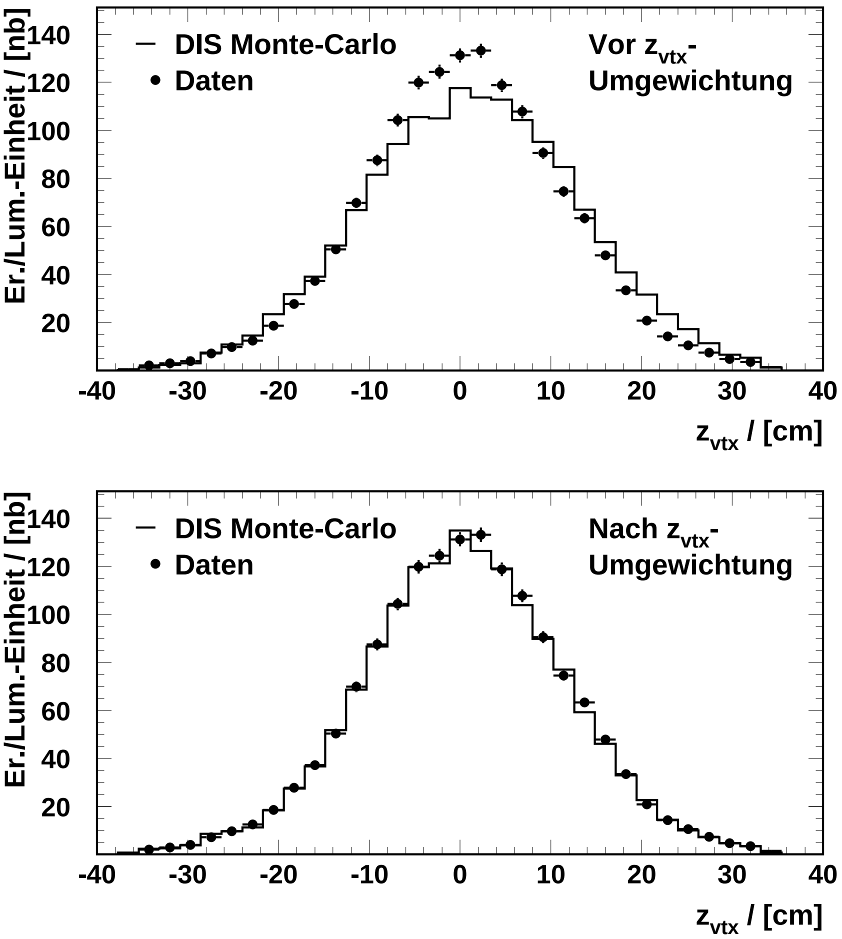


Abbildung 4.8: *Die z-Position des Vertex vor und nach Umgewichtung der MC-Ereignisse (Histogramm) und Anpassung an die in den Daten (Punkte) vorliegenden Verhältnisse.*

4.4.2 Abschätzung der Datenrate

Eine erste Beurteilung des selektierten Datensatzes kann anhand der Ereignisrate durchgeführt werden. Abbildung 4.9 zeigt die Anzahl der selektierten Ereignisse pro Luminositätseinheit für die selektierten Luminositätsfüllungen. Man erkennt, daß im Mittel ca.

---

[16] Bin, engl.: Kästchen.

	Anzahl selektierter Ereignisse	Luminosität [pb^{-1}]	Anzahl Ereign. pro [pb^{-1}]	erw. stat. Schwankung [Ereign. pro $pb^{-}1$]
Daten	23326	15.12	1542.7	± 10.5
MC-Sim.	568615.88	372.47	1526.6	

Tabelle 4.3: *Vergleich der Ereignisraten zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation. Sie stimmen im Rahmen der statistischen Schwankungen überein.*

1.5 Ereignisse pro pb^{-1} selektiert werden. Die Rate schwankt in den einzelnen Füllungen statistisch, jedoch ohne daß auffällige Strukturen zu erkennen sind. Abbildung 4.10 zeigt die kumulierten Ereigniszahlen gegen die integrierte Luminosität aufgetragen. Der Verlauf ist stabil.

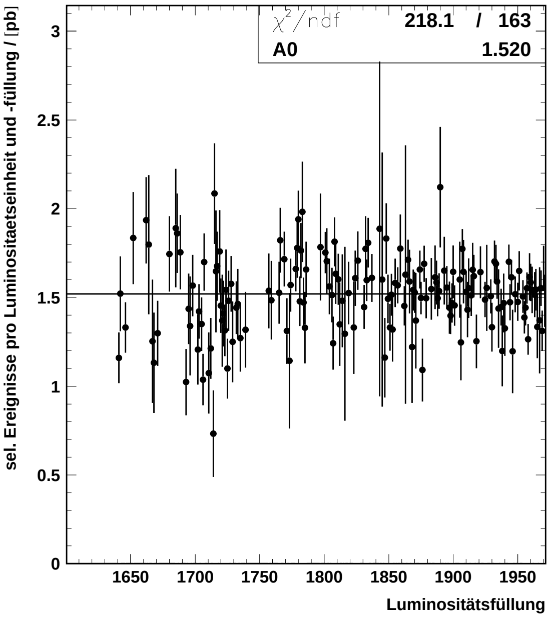


Abbildung 4.9: *Ereignisrate gegen Luminositätsfüllung.*

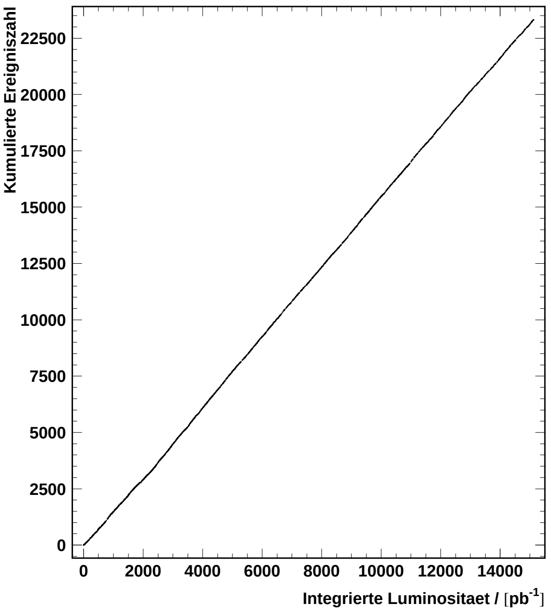


Abbildung 4.10: *Stabilität der Datenrate.*

Ein Vergleich der Ereignisraten zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation ist aus Tabelle 4.3 ersichtlich und zeigt, daß die auf die jeweiligen Luminositäten bezogenen Ereigniszahlen im Rahmen der statistischen Unsicherheiten miteinander gut verträglich sind[17]. Nicht berücksichtigt ist hierbei der Beitrag des Untergrunds, der in den Daten, nicht aber im simulierten Datensatz vorliegt.

4.4.3 Kontrollgrößen

Einen direkten Vergleich von Daten und Erwartung aus der Simulation ermöglichen einige Kontrollgrößen für das gestreute Elektron und den hadronischen Endzustand.
Die Verteilungen des folgenden Abschnitts sind auf die jeweilige Luminosität der beiden Datensätze normiert. Die auf der Ordinate aufgetragene Größe N/L gibt die Anzahl an Ereignissen pro Luminositätseinheit an.

---

[17] Die Anzahl an MC-Ereignissen ist aufgrund der Gewichte w_i nicht ganzzahlig.

Kontrollgrößen des Elektrons
Die Abbildungen 4.11 und 4.12 zeigen die Koordinaten der Auftreffpunkte der Elektronen auf die Oberfläche des Flüssig-Argon-Kalorimeters, die aus der Verbindungslinie von Vertex und Clusterschwerpunkt gewonnen werden.
Die Maxima in den Verteilungen der x- und y-Koordinaten der Auftreffpunkte in Abbildung 4.11 sind auf die Projektion der Detektoroberfläche auf die jeweilige Koordinatenachse zurückzuführen. Die Ähnlichkeit der Verteilungen in (a) und (b) spiegelt die azimutale Symmetrie des ep-Streureaktion wider. Die Selektion von Ereignissen aus den Konfidenzbereichen des Detektors führt zu dem erkennbaren Unterschied im Intervall zwischen 40 und 80 cm.
Für den rückwärtigen Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters zeigt Abbildung 4.12 (a) die Verteilung der z-Koordinate der Auftreffpunkte. Die Lücken sind auf die Herausnahme der z-Lücken zwischen den Radsegmenten BBE und CB1 bzw. CB1 und CB2 zurückzuführen. Das Verhältnis der beiden Verteilungen in Teilabbildung (b) zeigt, daß sie im Rahmen statistischer Schwankungen miteinander verträglich sind. Das auffallende Maximum der Verteilung bei $z \approx 152$ cm wird in der Simulation korrekt wiedergegeben.

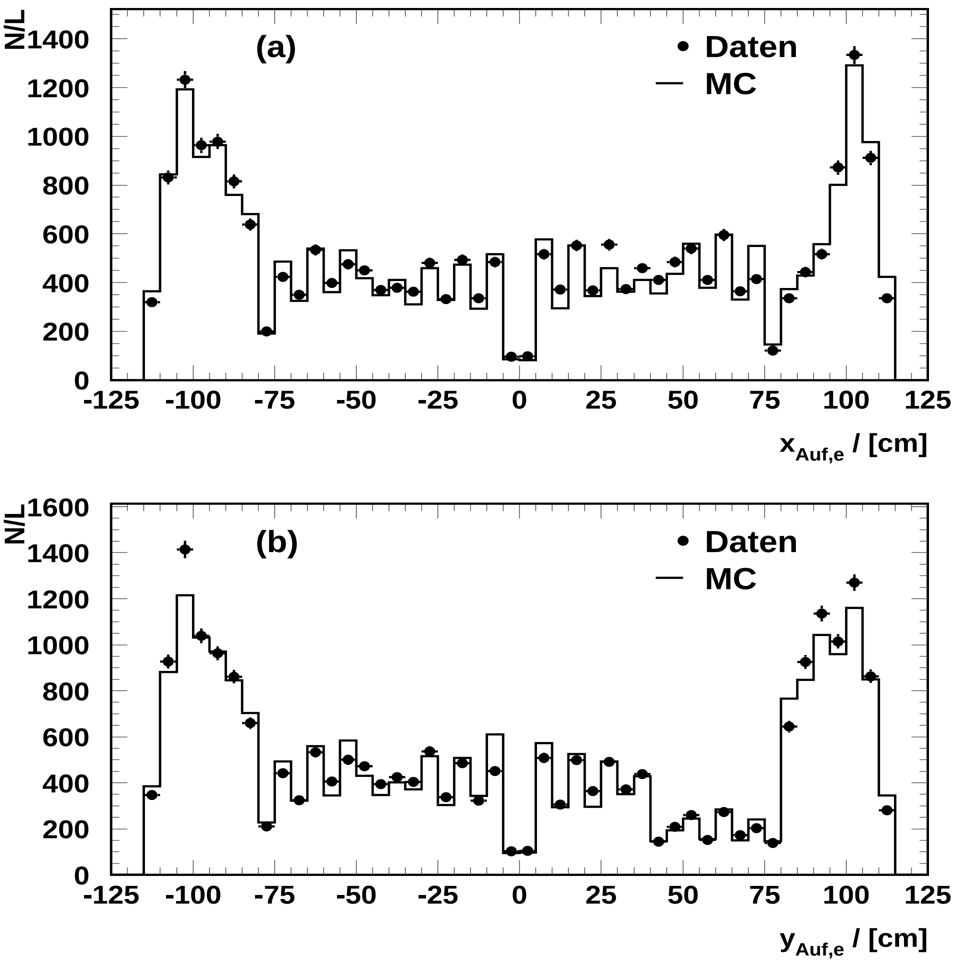


Abbildung 4.11: *Die x- und y-Koordinaten des Auftreffpunkts des Elektrons auf die Ober-*

fläche des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Die Maxima der Verteilung resultieren aus der Projektion der Kalorimeter-Oberfläche auf die x-Achse.

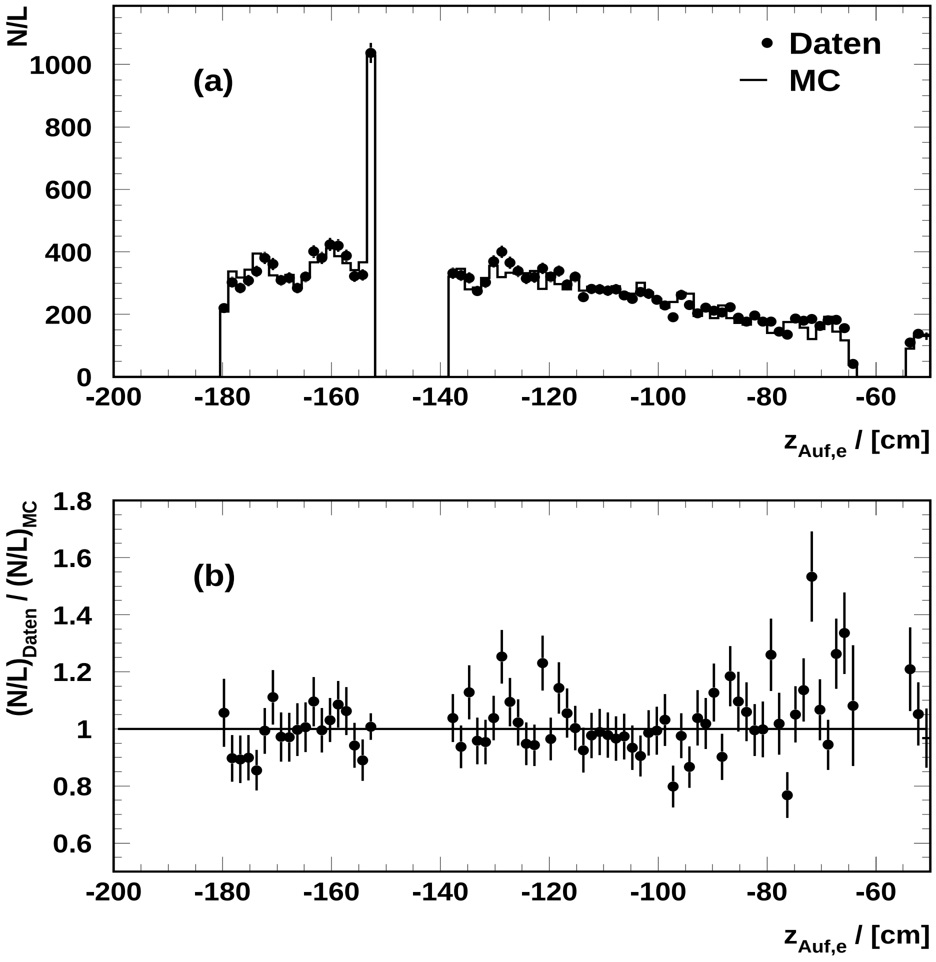


Abbildung 4.12: *Die z-Koordinate des Auftreffpunkts der Elektronen auf die Oberfläche des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Die Lücken in der Verteilung sind auf die Herausnahme der z-Lücken zwischen den Radsegmenten des Kalorimeters zurückzuführen (s. Tabelle 4.1).*

Abbildung 4.13 zeigt das Energiespektrum der Elektronen des selektierten Datensatzes im Vergleich zum erwarteten Spektrum aus der Monte-Carlo-Simulation. Man erkennt die gute Übereinstimmung der rechten abfallenden Flanke der Verteilung für $E'_e > 27.6$ GeV. In beiden Histogrammen befindet sich das Maximum bei ca. 27.6 GeV, der Anfangsenergie der Elektronen. Die Übereinstimmung im Maximum ist gut, was auf eine gute Kalibration schließen läßt (s. auch Abschnitt 3.3.2).

Die Übereinstimmung der Daten mit den MC-Ereignissen bei Energien kleiner 27.6 GeV erscheint in Teilabbildung (a) nur mäßig zu sein, Teilabbildung (b), in der das jeweilige Verhältnis der Ereigniszahlen aus den Daten und MC-Ereignissen dargestellt ist, kann man jedoch entnehmen, daß sie im Rahmen der statistischen Schwankungen liegen[18]. Abbildung 4.14 stellt den hochenergetischen Ausläufer des Energiespektrums dar.

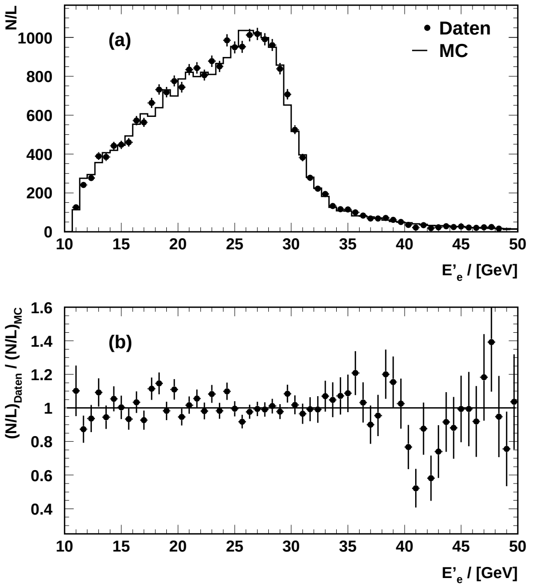


Abbildung 4.13: *Energiespektrum der selektierten Ereignisse im Vergleich zur Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation.*

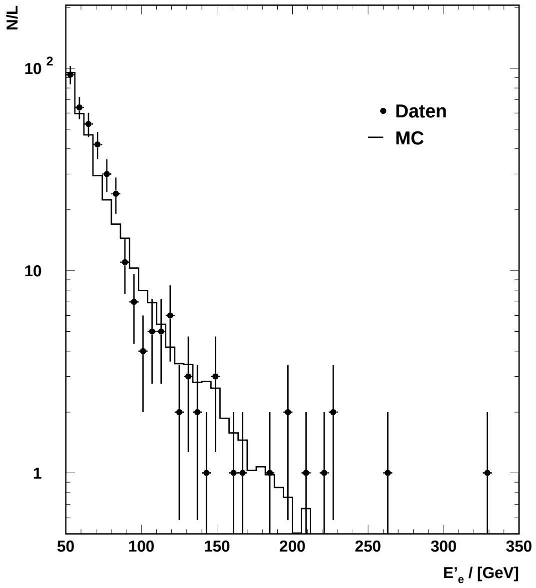


Abbildung 4.14: *Energiespektrum der selektierten Ereignisse für $E'_e > 50$ GeV im Vergleich zur Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation.*

Die stark abfallende Verteilung des Polarwinkel θ_e ist in Abbildung 4.15 (a) dargestellt. Die Übereinstimmung zwischen selektiertem Datensatz und Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation ist über den gesamten Bereich sehr gut. Aufgrund des Rutherfordschen Verhaltens des Wirkungsquerschnitts der *ep*-Streureaktion erwartet man einen steilen, monotonen Abfall des θ_e-Spektrums. Die stattdessen in der Verteilung deutlich wahrnehmbaren „Knicke“ bei $\theta_e \approx 120°, 80°$ und $45°$, sind in erster Linie auf den Ausschluß der z-Lücken bei der Selektion der Daten zurückzuführen. Die Teilabbildung (b) zeigt die Verteilung der Ereignisse auf die Oktanten des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Die Daten stimmen mit der Erwartung aus der Simulation überein. Die Homogenität im Azimutalwinkel ϕ ist bei der Messung aufgrund der Einschränkung auf die Konfidenzbereiche des Flüssig-Argon-Kalorimeters beeinträchtigt; deutlich ist der Ausschluß der ϕ-Lücken erkennbar. Die geringe Ereigniszahl im Oktanten mit $\phi_e \in [0°; 45°]$ begründet sich im Ausschluß des defekten Sektors der äußeren zentralen Spurkammer (vgl. Abschnitt 4.3.7).

---

[18] Hierbei darf nicht unberücksichtigt bleiben, daß die MC-Ereignisse bei niedrigen Energien aus dem MC-Datensatz A stammen, deren Ereignisse bei der Kombination der beiden MC-Datensätze mit einem hohen Kombinations-Gewicht w_{komb} versehen werden, s. Abschnitt 4.1.

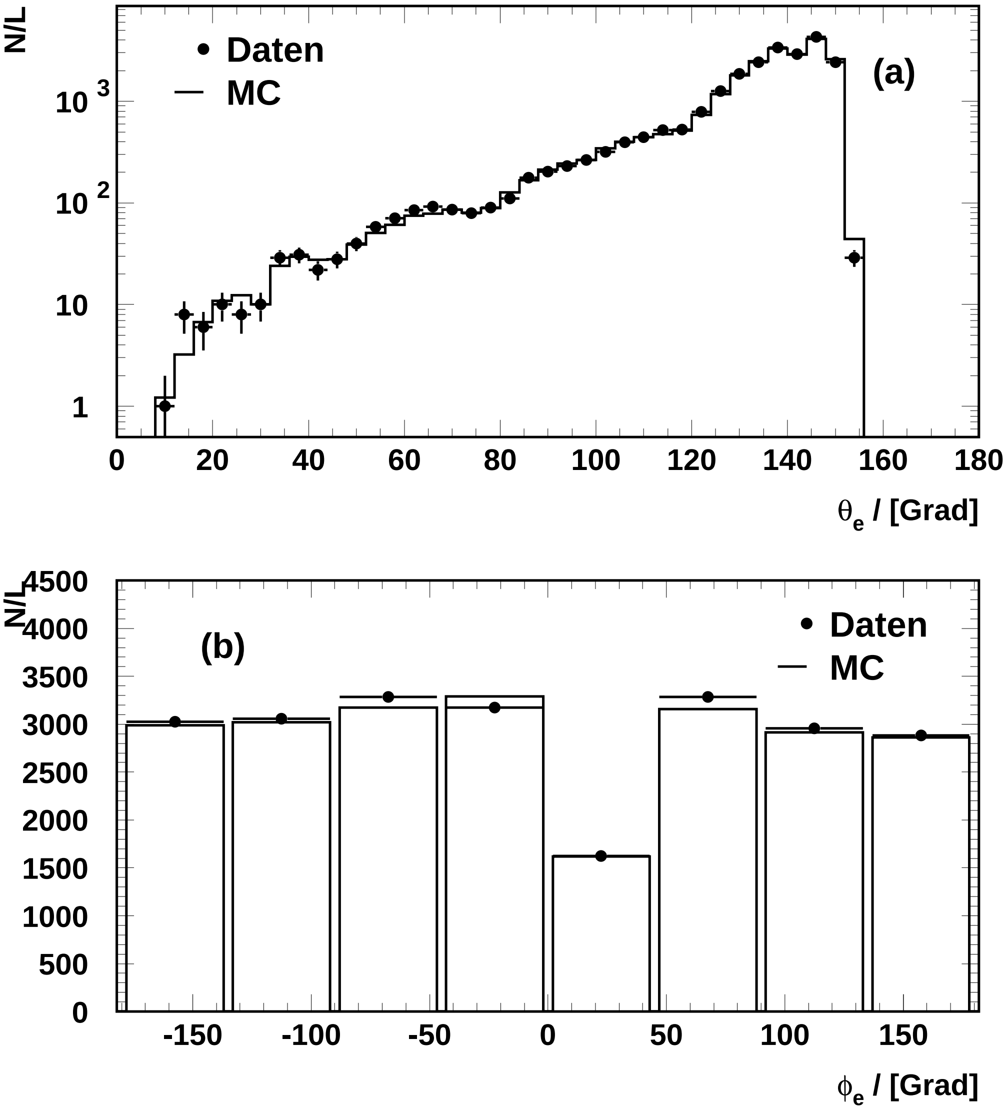


Abbildung 4.15: *Spektrum des Streuwinkels θ_e (Teilabbildung (a)) der selektierten Ereignisse im Vergleich zur Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation und Verteilung der Ereignisse auf die azimutalen Oktanten des Flüssig-Argon-Kalorimeters (b).*

Kontrollgrößen des hadronischen Endzustands

In die Bestimmung der Kinematik nach der $e\Sigma$-Methode gehen über die Größe Σ die Eigenschaften des hadronischen Endzustands ein. Die folgenden Kontrollverteilungen demonstrieren eine Übereinstimmung im Rahmen der Fehler zwischen den aus dem Experiment stammenden Ereignissen und den MC-Ereignissen.

Abbildung 4.16 (a) zeigt das Spektrum des Transversalimpulses $p_{t,had}$ des hadronischen Endzustands. Die Form der Verteilung stimmt in den experimentellen Daten und den MC-Ereignissen bis zu großen Werten des Transversalimpulses des hadronischen Endzustands überein; die logarithmische Darstellung verdeckt jedoch kleinere Unterschiede im Bereich des Maximums. Die Teilabbildung (b) offenbart, daß die hadronische Kalibration nicht perfekt ist: Das Maximum des Verhältnisses $p_{t,had}/p_{t,e}$ ist etwas kleiner als eins, was jedoch in Daten und MC-Ereignissen gleichermaßen beschrieben wird. Die Daten weisen gegenüber der Simulation eine geringfügige Verschiebung zu größeren Werten von $p_{t,had}/p_{t,e}$ (Daten: 0.975, MC: 0.972) auf.

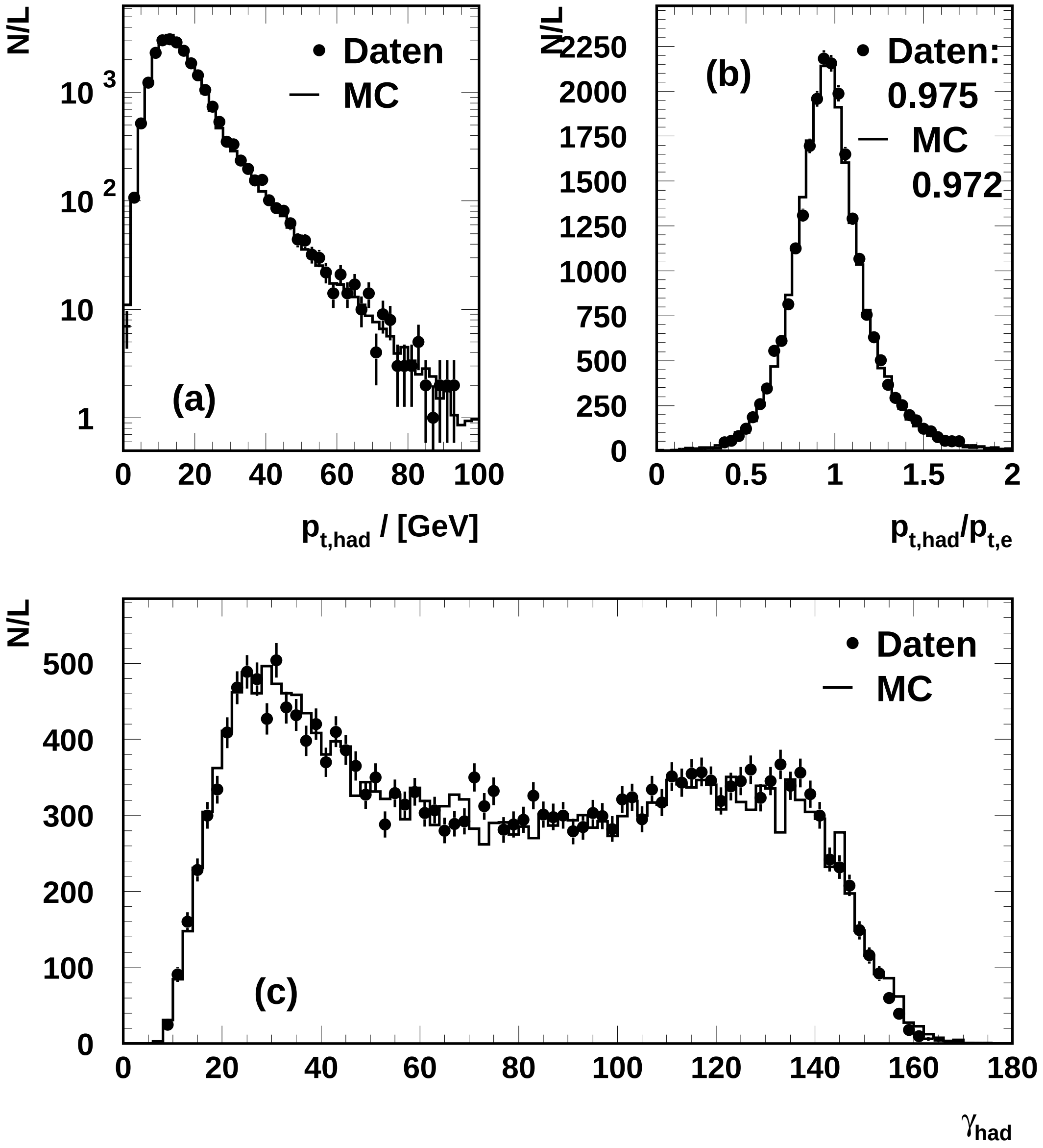


Abbildung 4.16: *Transversalimpuls* $p_{t,had}$ *des hadronischen Endzustands (a) und Verhältnis zum Transversalimpuls des Elektrons (b), sowie der inklusive hadronische Streuwinkel* γ*. Das Verhältnis des hadronischen Transversalimpuls zum Transversalimpuls des Elektrons ist kleiner als 1, wobei es in den Daten geringfügig größer als in der MC-Simulation ist.*

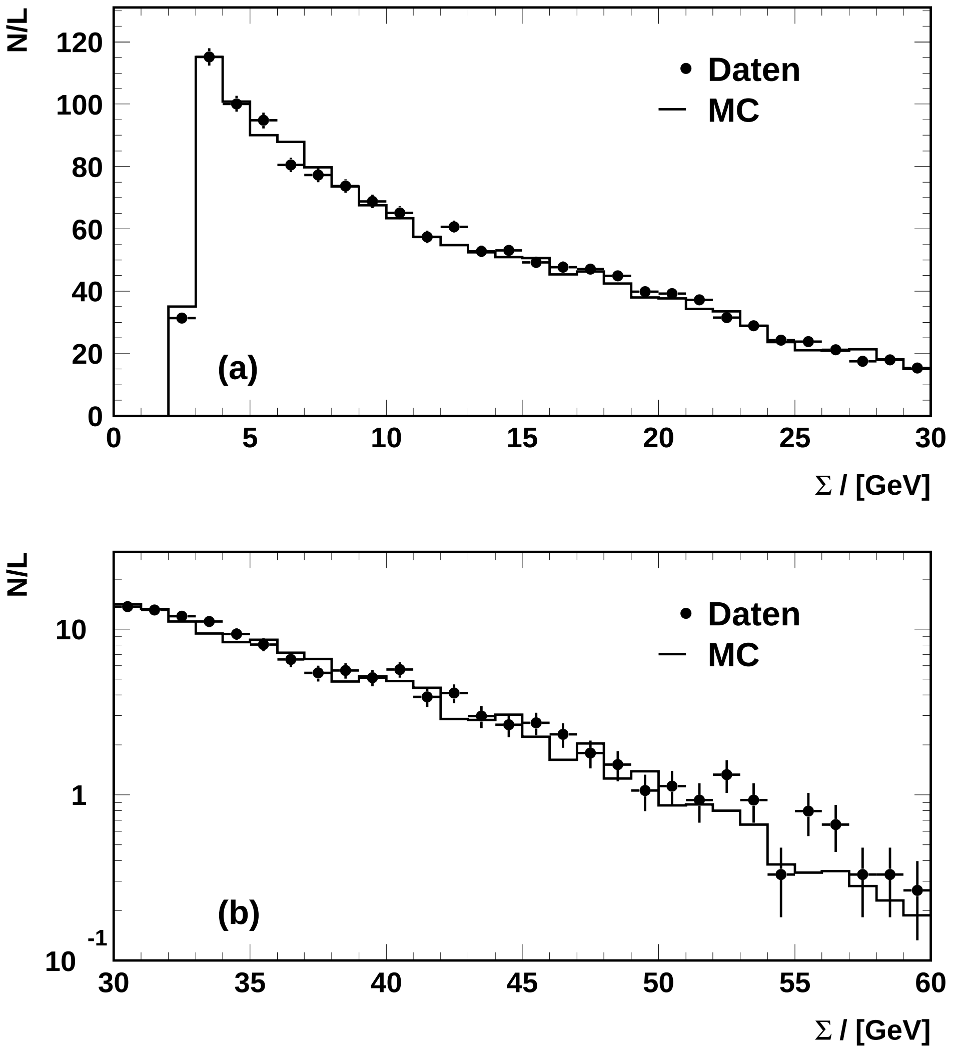


Abbildung 4.17: *Die Größe Σ für Daten und MC-Ereignisse im Vergleich. Die Übereinstimmung ist bis zu hohen Werten von Σ gut.*

Der inklusive hadronischen Streuwinkel γ ist in Abbildung 4.16 (c) dargestellt. MC-Ereignisse und Daten sind gut miteinander verträglich. Im Bereich sehr großer Werte für γ erkennt man, daß die Daten die Erwartung der Simulation unterschreiten, was mit Strahlrohrverlusten erklärt werden kann, die in der Simulation nicht korrekt beschrieben werden.

Die für die Rekonstruktion der Kinematik nach der $e\Sigma$-Methode benötgte Größe Σ ist in Abbildung 4.17 für Daten und MC-Ereignisse im Vergleich dargestellt. Teilabbildung (b) zeigt den hochenergetischen Ausläufer der Verteilung. Die Übereinstimmung ist im gesamten betrachteten Bereich gut.

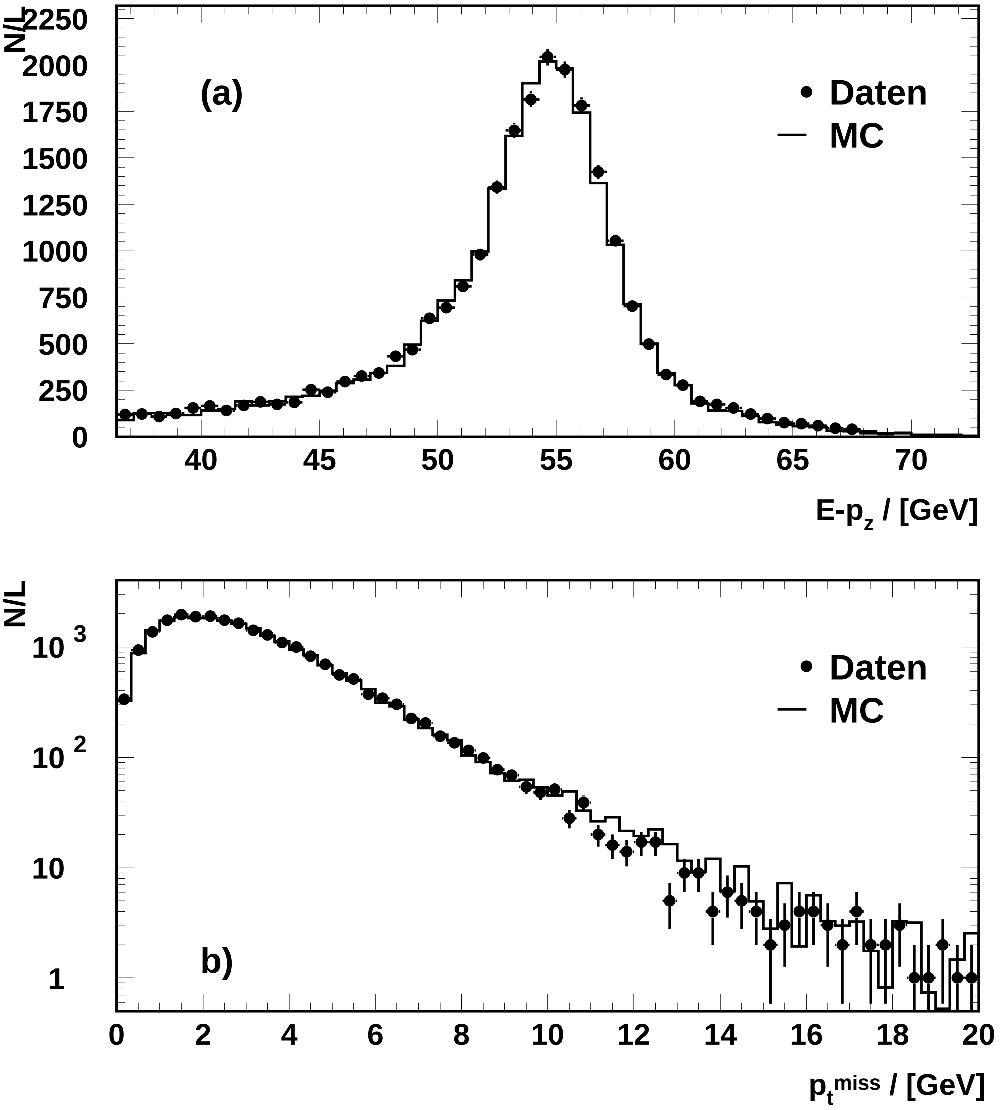


Abbildung 4.18: *Balance der longitudinalen und transversalen Impulse der selektierten Ereignisse anhand der Verteilungen der Größen* $E - p_z$ *und* p_t^{miss}.

Kontrollverteilungen für kombinierte Größen des Elektrons und des hadronischen Endzustands

Die Balancierung des Streuereignisses wird durch die Kombination von Elektron- und hadronischen Größen überprüft.

Abbilung 4.18 (a) zeigt die Verteilung der Größe $E - p_z$, mit deren Hilfe die longitudinale Impulsbalance überprüft wird. Die Übereinstimmung mit der Monte-Carlo-Simulation ist sehr gut, man erkennt jedoch, daß die Daten relativ zur Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation ein wenig zu größeren Werten verschoben sind. Der flachere Abfall der linken Flanke der Verteilung im Vergleich zur rechten ist auf Ereignisse mit Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand zurückzuführen, bei denen das Photon entlang der Strahlröhre aus dem Detektor entweicht und den nachgewiesenen gesamten longitudinalen Impuls verringert. Diese Eigenschaft wird von Daten und MC-Ereignissen gleichermaßen beschrieben. Abbildung 4.18 (b) zeigt die Balancierung des Transversalimpuls. Sie ist im Mittel bis auf 2-3 GeV gewährleistet, kann im Einzelfall aufgrund der Detektorauflösung aber deutlich darüber liegen. Die Monte-Carlo-Simulation beschreibt die in den Daten beobachteten Verhältnisse im Rahmen der Fehler.

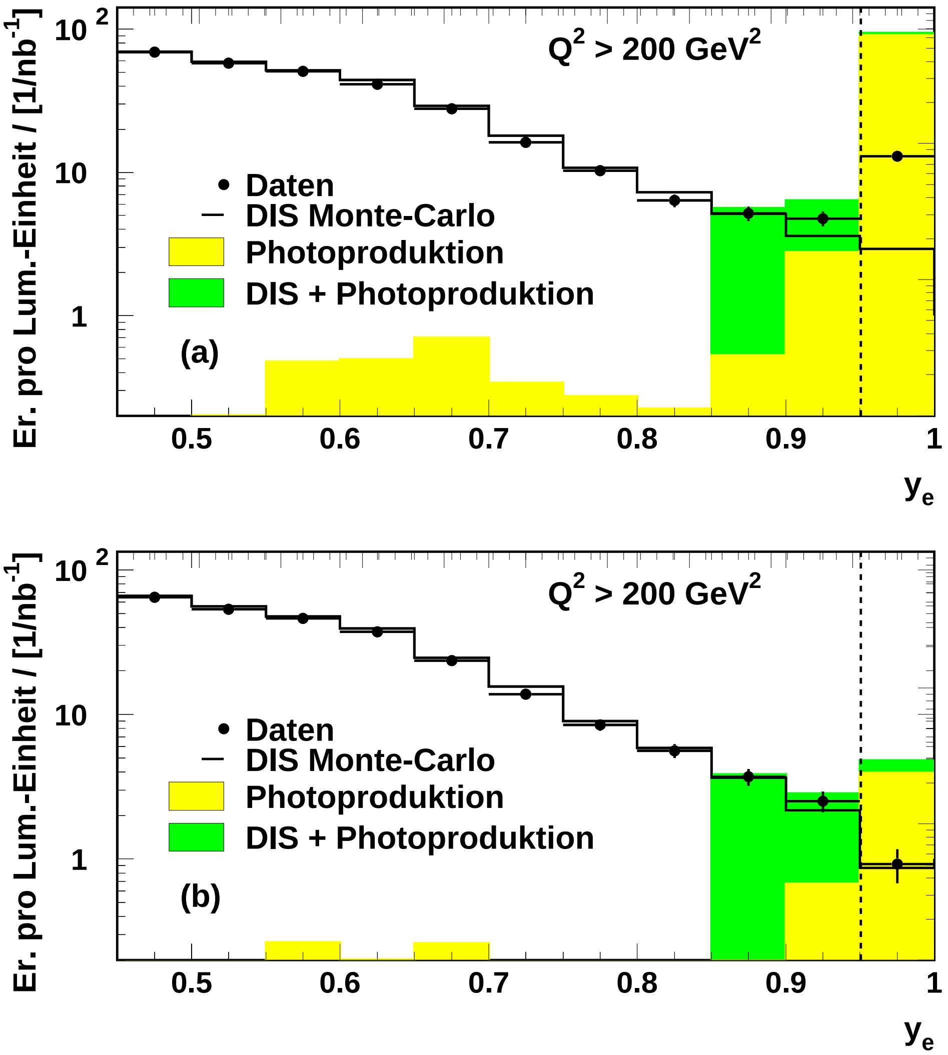


Abbildung 4.19: *Vergleich der y_e-Verteilungen für experimentelle Daten und simulierte Ereignisse aus tiefinelastischen und Photoproduktions-Ereignissen (a) vor und (b) nach Anwendung des Isolationskriteriums. Die Reduktion des Photoproduktionsanteils ist deutlich zu erkennen.*

4.5 Abschätzung der Untergrundereignisse

Ereignisse, die die obigen Selektionskriterien für tiefinelastische *ep*-Streureaktionen bei hohen Impulsüberträgen erfüllen, tatsächlich aber aus anderen Reaktionen stammen, sind Untergrundereignisse. Sofern sich diese Reaktionen nicht vollständig aus dem Datensatz entfernen lassen, muß ihr Beitrag zum Wirkungsquerschnitt abgeschätzt werden.

4.5.1 Untergrundereignisse aus *ep*-Streureaktionen

- **Ereignisse aus Photoproduktions-Reaktionen**
  Unter Photoproduktions-Reaktionen versteht man Ereignisse mit $Q^2 \approx 0$ GeV^2, bei denen ein quasi-reelles Photon zwischen Elektron und Proton ausgetauscht wird. Während das Elektron unter einem kleinen Winkel gestreut wird und den Detektor entlang der Strahlröhre verläßt, findet die eigentliche Wechselwirkung zwischen dem Photon und dem Proton statt und führt zu einem hadronischen Endzustand.

  Der totale Wirkungsquerschnitt für Photoproduktionsreaktionen ist im Vergleich zur tiefinelastischen Streuung groß: Bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 195 GeV im Photon-Proton-System wurde ein totaler Wirkungsquerschnitt ($\sigma_{tot}^{\gamma p} = 158 \pm 7(stat.) \pm 10(syst.)\mu$b) gemessen [H1C93c]. Dieser liegt um mehrere Größenordnungen über dem Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Streureaktionen bei hohen Impulsüberträgen (O(10 pb)).

  Ereignisse aus Photoproduktion stellen den größten Beitrag zum Untergrund aus *ep*-Streureaktionen dar, die im Datensatz für neutrale Ströme bei hohen Impulsüberträgen auftreten. Als Untergrundereignisse kommen dabei nur harte Photoproduktions-Reaktionen in Frage, in denen hochenergetische Jets[19] auftreten können, die als hochenergetische Elektronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter misidentifiziert werden.

  Der Untergrund aufgrund von Photoproduktionsreaktionen wird mit Hilfe von Ereignissen aus einer Monte-Carlo-Simulation abgeschätzt[20]. Die integrierte Luminosität des Datensatzes entspricht 367.86 pb^{-1}. Dies läßt auf einen Beitrag von 0.2 % an Untergrundereignissen aus Photoproduktionsereignissen im selektierten Datensatz der Datennahmeperiode 1998-1999 und stellt somit nur einen kleinen Anteil dar

  Erweiterung des Meßbereichs zu Werten von y bis 0.95
  Ziel dieser Arbeit ist, die Effekte der schwachen Wechselwirkung in tiefinelastischen *ep*-Reaktionen zu untersuchen. Der relative Einfluß der schwachen Wechselwirkung ist aufgrund ihrer Helizitätsabhängigkeit am stärksten bei großen Werten für y, vgl. Abschnitt 2.2.2. Gerade dieser Bereich ist aber von Untergrundereignissen aus Photoproduktionsreaktionen am stärksten betroffen, wie Abbildung 4.19 (a) demonstriert. In bisherigen Arbeiten wurde der Bereich $y > 0.9$ aus diesem Grund ausgeschlossen [H1C99a], [Hei99].

  Das in dieser Arbeit angewendete Isolationskriterium c_{iso} aus Gleichung (4.10) erlaubt die Erweiterung des Meßbereichs zu Werten von y bis 0.95, wie ein Vergleich zwischen den Abbildungen 4.19 (a) und (b) unterstreicht: Nach Anwen-

---

[19] *„Jet“* engl., hier: Teilchenbündel.

[20] Die Ereignisse wurden vom Programmpaket PYTHIA 5.7 [Sjö93] generiert.

dung des Isolationskriteriums wird ein Großteil (69 %, vgl. Abbildung 4.5) der Photoproduktions-Ereignisse verworfen. Die in den Daten verbleibende Ereigniszahl kann gut im Rahmen der MC-Erwartung verstanden werden, die sich aus tiefinelastischen und Photoproduktions-Ereignissen zusammensetzt. Eine Erweiterung des Meßbereichs erscheint also gerechtfertigt.

Auffällig ist das Intervall $y_e > 0.95$, in dem vor und nach Anwendung des Isolationskriteriums mehr Ereignisse aus Photoproduktionsprozessen aus der Simulation erwartet als im Experiment beobachtet werden; diese Diskrepanz läßt sich im Rahmen der hier betrachteten Untersuchung nicht auflösen: Einerseits wird in diesem Intervall in Übereinstimmung mit bisherigen Untersuchungen ([Hei99],[H1C99a]) ein hoher Photoproduktionsuntergrund erwartet, andererseits stehen die beobachteten Ereigniszahlen in Einklang mit der Erwartung aus alleiniger tiefinelastischer Streuung. Der Bereich wird durch die Bedingung $y_e < 0.95$ ausgeschlossen.

Direkte Abschätzung des Photoproduktionsuntergrunds aus den Daten
Abbildung 4.20 (a) zeigt das Energie-Spektrum des „Elektronen-Taggers“, einem Kalorimeter, das zum Luminositätssystem gehört (vgl. Abschnitt 1.2.4) und dem Nachweis unter kleinen Winkeln gestreuter Elektronen dient. In tiefinelastischen *ep*-Streureaktionen bei hohen Impulsüberträgen erwartet man aufgrund des ins Flüssig-Argon-Kalorimeter gestreuten Elektrons keine Energiedeposition im Elektron-Tagger. Wie die Abbildung zeigt, ist dies auch für die Mehrzahl der selektierten Ereignisse der Fall, in etwa einem Prozent aller Fälle findet man jedoch Energie im Elektron-Tagger. Dafür kann es zwei Ursachen geben:

1. **Koinzidenz von tiefinelastischen und Bethe-Heitler-Prozessen**
   Bei der Koinzidenz einer tiefinelastischen *ep*-Streuung und eines Bethe-Heitler-Ereignis, wird das tiefinelastisch gestreute Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter und das im Bethe-Heitler-Prozess gestreute Elektron im Elektron-Tagger nachgewiesen. Diese „Überlapp“-Ereignisse stellen keinen Untergrund dar, da die Energie des Elektron-Taggers nicht in die kinematische Rekonstruktion (z.B. über $E - p_z$ in die Größe Σ) eingeht.
2. **Ereignisse des Photoproduktionsuntergrunds**
   In etwa jedem zehnten Photoproduktionsereignis wird das Elektron in den Elektron-Tagger abgelenkt [H1C93c]. Die Akzeptanz dieses Kalorimteres beträgt etwa 50 %, was man nutzen kann, um den Photoproduktionsuntergrund abzuschätzen.

Man erwartet, daß der überwiegende Anteil an Ereignissen mit Energiedeposition im Elektron-Tagger auf Koinzidenz-Ereignissen mit tiefinelastischen Reaktionen zurückzuführen ist. Abbildung 4.20 (b) zeigt, daß die Energien der im Flüssig-Argon-Kalorimeter identifizierten Elektronen und der Energiedeposition im Elektron-Tagger keine Korrelation aufweisen, was auf Koinzidenz der zugrundeliegenden Ereignisse deutet. In Abbildung 4.20 (c) ist die Verteilung der Größe $E - p_z$ unter Berücksichtigung der Energie im Elektron-Tagger, also

$$(E - p_z)_{E-Tagger} = (E - p_z) + (E_{E-Tagger} - p_{z,E-Tagger}), \qquad (4.18)$$

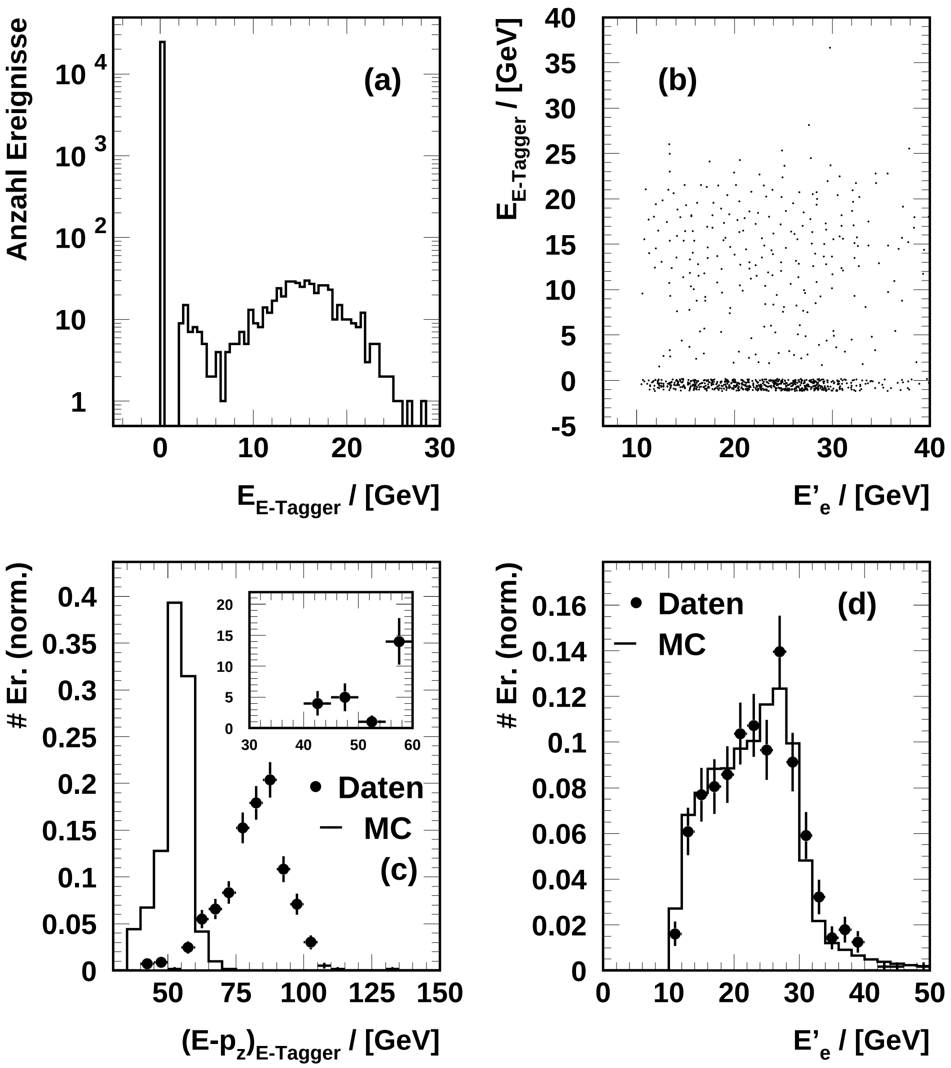


Abbildung 4.20: *Abschätzung des Untergrundbeitrags aus Photoproduktionsreaktionen anhand von Ereignissen mit Energiedepostion im Elektron-Tagger (a). Der überwiegende Anteil der Ereignisse stammt aus Koinzidenz tiefinelastischer Streureaktionen mit Bremsstrahlungsereignissen, wie aus Teilabbildung (b), (c) und (d) hervorgeht: Die Ereignisse mit Energie im Elektron-Tagger finden bei großen Werten von $E - p_z$ statt (c), ihre Energie ist nicht mit der des selektierten Elektrons korreliert (b), während dessen Energiespektrum sehr gut mit der Erwartung tiefinelastischer Reaktionen verträglich ist. Nur der Ausläufer der $(E - p_z)$-Verteilung ist mit einer Einzelreaktion verträglich und dient der Abschätzung des Untergrunds aus Photoproduktions-Reaktionen (s. Text).*

für alle Ereignisse dargestellt, die eine Energie > 1 GeV in diesem Kalorimeter aufweisen. Man erkennt deutlich eine Verschiebung zu Werten größer 55 GeV, die nicht mit der Erwartung tiefinelastischer Streurekationen verträglich ist (s. durchgezogenes Histogramm in Abbildung 4.20 (c)) und nur durch Koinzidenzreaktionen erklärt werden kann. Die Teilabbildung (d) demonstriert darüber hinaus, daß das Energiespektrum der Ereignisse mit Energie im Elektron-Tagger genau der erwarteten Verteilung für tiefinelastische Ereignisse folgt.

Es können daher nur wenige Photoproduktionsereignisse mit Energiedeposition im Elektron-Tagger im selektierten Datensatz vorhanden sein. Der eingesetzte Bildausschnitt in Abbildung 4.20 (c) zeigt den Ausläufer der $(E-p_z)_{E-Tagger}$-Verteilung zu kleinen Werten. Sie sind mit einer Einzelreaktion verträglich und dienen als konservative Abschätzung für den Photoproduktionsuntergrund geeignet. Der Anstieg der Verteilung für $(E-p_z)_{E-Tagger} > 55$ GeV kann nur durch Koinzidenz-Reaktionen erklärt werden. Der Photoproduktionsuntergrund kann aus den verbleibenden 10 Ereignissen mit $(E-p_z)_{E-Tagger} < 55$ unter Berücksichtigung einer ungefäheren Elektron-Tagger-Akzeptanz von 50 % und der Tatsache, daß nur in jeder zehnten Photoproduktions-Reaktion ein Elektron in den Akzeptanzbereich des Elektron-Taggers gestreut wird, zu einer erwarteten oberen Grenze von 200 Ereignissen im selektierten Datensatz. Dies liegt zwar deutlich über der Erwartung aus der Simulation (ca. 50) Ereignisse, zeigt aber, daß der selektierte Datensatz insgesamt betrachtet nur einen kleinen Untergrundbeitrag von $< 1\%$ aufweist.

Die obigen Ausführungen geben Anlaß, den Photoproduktionsuntergrund vorsichtig mit einem großen relativen Fehler von 50 % abzuschätzen.

- **Ereignisse aus tiefinelastischen Streureaktionen mit kleinen Impulsüberträgen**
  Uner diesen Reaktionen wird hier die Streuung eines Elektrons unter einem Polarwinkel $\theta_{H1} > 155°$ verstanden, so daß es in die rückwärtigen Kalorimeter SPACAL und VLQ gestreut wird oder entlang der Strahlröhre die Wechselwirkungszone verläßt. Ähnlich wie bei Photoproduktions-Ereignissen kann ein Teil des hadronischen Endzustands aus diesen Reaktion als „Elektron“ einer tiefinelastischen *ep*-Reaktion bei hohen Impulsüberträgen misidentifiziert werden.

  Für die vorliegende Analyse kann diese Untergrundquelle vernachlässsigt werden, da die rückwärtigen Kalorimeter SPACAL und VLQ nicht bei der Berechnung der Größe $E-p_z$ berücksichtigt werden. Da das gestreute Elektronen einen relativ großen Anteil an dieser Größe trägt, zeichnen sich tiefinelastische *ep*-Reaktionen bei kleinen Impulsüberträgen in dieser Analyse durch ein großes Ungleichgewicht im Longitudinalimpuls aus und werden aufgrund der Bedingung $E-p_z > 35$ GeV ausgeschlossen.

- **Prompt-Photon-Ereignisse**
  Photonen, die aus Photoproduktions-Reaktionen mit hohem Transversalimpuls hervorgehen, werden prompte Photonen genannt. Sie können als Elektron misidentifiziert werden und stellen daher eine Quelle für Untergrundreaktioen dar.

  Zur Abschätzung des Beitrags wurde eine Monte-Carlo-Simulation herangezogen. Sie entspricht einer integrierten Luminosität $L = 1403.97$ pb^{-1}. Unter Berücksichtigung ihrer Gewichte erfüllen 345.9 Ereignisse die Selektionskriterien für tiefinelastische Reaktionen bei hohen Impulsüberträgen. Bezogen auf die in den Daten vorliegende Luminosität von 15.12 pb^{-1} erwartet man weniger als vier Ereignis im Datensatz. Diese Untergrundquelle kann vernachlässigt werden.

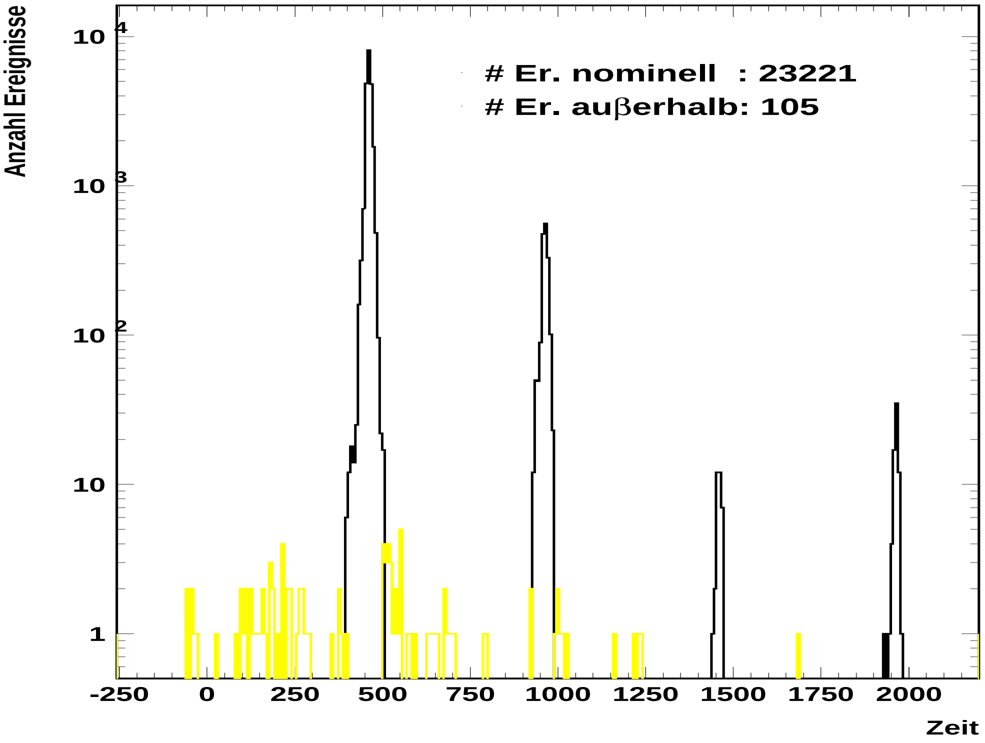


Abbildung 4.21: *Die Verteilung des Zeitsignals der zentralen Spurkammern. Die Maxima kennzeichnen die Zeiten des nominellen Strahldurchgangs. Ereignisse, die hiermit nicht verträglich sind, stammen aus Untergrundreaktionen.*

4.5.2 Untergrundereignisse aus anderen Quellen

In Abschnitt 4.3.11 wurde bereits ausgeführt, daß bei der Selektion der Daten verschiedene Algorithmen eingesetzt werden, die der Identifikation von Myonen aus kosmischer Strahlung und „Halo“-Myonen dienen. Andere Untergrundereignisse, die nicht aus *ep*-Reaktionen stammen, werden wie folgt abgeschätzt.

1. **Unverträglichkeit mit dem Zeitpunkt des Strahldurchgangs**
   Abbildung 4.21 zeigt das mit Hilfe der zentralen Spurkammern in Detektoreinheiten gemessene Zeitsignal einer Wechselwirkung. Der Abstand zwischen zwei Maxima beträgt 96 nsec. Sie sind mit den Strahldurchgängen durch die Wechselwirkungsregion korreliert und weisen auf reguläre *ep*-Streureaktionen hin. In den Intervallen zwischen den Maxima ist eine geringe Anzahl an Ereignissen zu erkennen, deren Wechselwirkungszeitpunkt unverträglich mit einem Strahldurchgang ist. Ihr Beitrag wird auf etwa 0.5 % abgeschätzt.

2. **Wechselwirkung der Strahlteilchen mit dem Restgas und der Strahlröhre**
   Aufgrund einer unvollkommenen Evakuierung verbleiben Restgasteilchen in der Strahlröhre. Die Strahlteilchen können mit ihnen in Wechselwirkung treten.

   Ihr Beitrag wird durch Betrachtung von Ereignissen abgeschätzt, die Pilot-Paketen zugeordnet werden. Pilot-Pakete werden bei der Füllung HERAs mit Strahlteilchen bewußt erzeugt und besitzen keinen Kollisionspartner beim Durchgang durch die Wechselwirkungszone des Detektors H1 - ein Ereignis, das einem Pilot-Paket zugeordnet wird, muß folglich aus einer Untergrundreaktion stammen.

Im selektierten Datensatz wird kein Ereignis gefunden, das einem Pilot-Paket zugeordnet werden kann. Der Beitrag von Strahl-Gas-Wechselwirkungen zum Untergrund ist daher vernachlässigbar.

4.6 Abschließende Beurteilung des Datensatzes

Die in diesem Kapitel ausgeführte Selektion der Ereignisse führt zu einem Datensatz, der in sehr guter Übereinstimmung mit der Erwartung aus einer Simulation steht.
Der anhand verschiedener Kontrollgrößen zwischen Daten und Simulation geführte Vergleich weist auf eine gute Beschreibung der in den Daten beobachteten Verhältnisse durch den simulierten Datensatz hin. Die Detektorantwort kann somit unter Verwendung des simulierten Datensatzes als verstanden angenommen werden, was im folgenden Kapitel für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts von Bedeutung ist.
Der Untergrundanteil ist gering und kann insgesamt auf deutlich unter ein Prozent abgeschätzt werden.

Kapitel 5

Messung des Wirkungsquerschnitts für $e^- p$-Streuung bei hohen Q^2

In diesem Kapitel wird die Ermittlung des Wirkungsquerschnitts aus dem im vorigen Kapitel selektierten Datensatz erläutert und die Unsicherheiten des Wirkungsquerschnitts aufgrund der wichtigsten systematischen Fehlerquellen abgeschätzt.
Neben dem reduzierten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt[1] $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ wird die Messung der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$, $d\sigma/dx$ (für verschiedene Mindestwerte des Impulsübertrags von 141 GeV^2, 1000 GeV^2 und 10000 GeV^2) vorgestellt. Diese Wirkungsquerschnitte bilden die Grundlage für die Interpretation der Meßergebnisse in Hinblick auf elektroschwache Effekte in neutralen Strömen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung, die in Kapitel 6 diskutiert und mit den Meßwerten der Positron-Proton-Streuung kombiniert werden. Diese Kombination erlaubt auch die Messung der Protonstrukturfunktion $xF_3(x, Q^2)$ und damit der Valenzquarkdichten im Proton in einigen Bins des Meßbereichs, wie in Kapitel 7 ausgeführt.

5.1 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Für jedes selektierte Ereignis lassen sich aus Energie und Winkel des gestreuten Elektrons sowie der hadronischen Größe Σ die kinematischen Variablen x, y und Q^2 berechnen. Aus der Häufigkeitsverteilung der Ereignisse in diesen Variablen kann - unter Berücksichtigung der Detektorantwort, der verbleibenden Untergrundreaktionen und radiativer Korrekturen - der Bornsche Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung gemessen werden.

5.1.1 Prinzip der Wirkungsquerschnittsmessung

Für die Messung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts $d^2\sigma/dxdQ^2$ an einem Punkt (x_i, Q_i^2) der kinematischen Ebene E gilt:

$$\left.\frac{d^2\sigma(x,Q^2)}{dxdQ^2}\right|_{x=x_i,Q^2=Q_i^2} = \frac{f_{BC}^i}{\mathcal{L}} \cdot \left(\sum_j (N_j - N_j^{bg})\mathbf{T}_{ij}^{-1}\right) \cdot (1+\delta_{rad}^i) \qquad (5.1)$$

---

[1] Zur Definition des *reduzierten* doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts sei nochmals auf Abschnitt 2.2.5 verwiesen; er steht in direktem Zusammenhang mit den Partondichten des Protons.

Dabei sind:

- N_i die Anzahl an selektierten Ereignissen in einem Flächenelement $B_i(x_i, Q_i^2)$ der kinematischen Ebene E um den Punkt (x_i, Q_i^2). Das Flächenelement $B_i(x_i, Q_i^2)$ wird als *„Bin“* bezeichnet[2].
- N_i^{bg} die Anzahl der in B_i nach der Selektion verbliebenen Ereignisse aus Untergrundreaktionen,
- $\mathbf{T}^{-1}$ die Inverse der Akzeptanzmatrix $\mathbf{T}$,
- $\mathcal{L} = \int L dt$ die integrierte Luminosität der Messung,
- f_{BC}^i der sogenannte *„Binzentrums-Korrekturfaktor“* und
- $(1 + \delta_{rad}^i)$ der radiative Korrekturfaktor.

Der **radiative Korrekturfaktor** umfaßt die in Abschnitt 2.2.7 aufgeführten Strahlungskorrekturen. Sie werden analytisch oder aus einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt.

Der **Binzentrums-Korrekturfaktor** f_{BC}^i berücksichtigt, daß die Messung des Wirkungsquerschnitts im Zentrum des Bins, dem Punkt (x_i, Q_i^2), erfolgt, hierzu aber alle Ereignisse aus der Umgebung B_i dieses Punktes herangezogen werden. Es gilt:

$$f_{BC}^i = \frac{\left.\frac{d^2\sigma(x,Q^2)}{dxdQ^2}\right|_{x=x_i,Q^2=Q_i^2}}{\int\limits_{\Delta x \Delta Q^2} \frac{d^2\sigma(x_i,Q_i^2)}{dxdQ^2}}, \tag{5.2}$$

wobei sich die Integration über das Flächenelement B_i erstreckt.

Die **Akzeptanzmatrix T** enthält das Antwortverhalten des Detektors und berücksichtigt dessen Auflösungsvermögen. Es hat zur Folge, daß Ereignisse, die in einer Reaktion bei den physikalischen Werten x_{gen} und Q_{gen}^2 aufgetreten sind, mit den Werten x_{rek} und Q_{rek}^2 gemessen werden[3]. Dieser Umstand kann zur Folge haben, daß Ereignisse durch die Messung einem falschen Bin zugeordnet werden - durch die Messung sind diese Ereignisse effektiv von einem Bin in ein anderes gewandert; man spricht in diesem Zusammenhang von „Migration“ der Ereignisse von einem Bin in ein zweites.
An dieser Stelle sei unterschieden zwischen der Akzeptanzmatrix T_{exp} des Detektors und der Akzeptanzmatrix T_{MC}, die aus den in der Simulation angenommenen Detektoreigenschaften folgt. T_{MC} kann aus den generierten und nach der Simulation der Detektorantwort „gemessenen“ Werten für x und Q^2 berechnet werden. Die experimentelle Akzeptanzmatrix kann nicht bestimmt werden, da aus den gemessenen Werten x_{rek} und Q_{rek}^2 nicht auf die tatsächlich in der Reaktion aufgetretenen Werte x_{wahr} und Q_{wahr}^2 geschlossen werden kann.

Die **Entfaltung des Wirkungsquerschnitts** nach Gleichung (5.1) ist möglich, wenn die Akzeptanzmatrix **T** invertiert werden kann. Numerisch ist diese Inversion aber aufwendig

---

[2] Zur Wahl der Flächenelemente in dieser Arbeit, s. Abbildung 5.1.

[3] Die Indizes beziehen sich auf die für MC-Ereignisse übliche Bezeichnungsweise: Die „generierten Größen“ enthalten die tatsächlich in der Reaktion aufgetretenen Werte, die „rekonstruierten Größen“ sind die Werte, mit denen ein Ereignis vom Detektor gemessen wird.

und instabil [Blo84], [Zec95], so daß üblicherweise eine andere Methode, die Verhältnismethode (s.u.), zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts herangezogen wird, [Bas97]. Die Bestimmung der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte, $d\sigma/dQ^2$ und $d\sigma/dx$, ergibt sich in Analogie zu Gleichung (5.1):

$$\left.\frac{d\sigma(Q^2)}{dQ^2}\right|_{Q^2=Q_i^2} = \frac{f_{BC}^i}{\mathcal{L}}\left(\sum_j (N_j - N_j^{bg})\mathbf{T}_{ij}^{-1}\right)\cdot(1+\delta_{RC}^i), \tag{5.3}$$

$$\left.\frac{d\sigma(x_i)}{dx}\right|_{x=x_i} = \frac{f_{BC}^i}{\mathcal{L}}\left(\sum_j (N_j - N_j^{bg})\mathbf{T}_{ij}^{-1}\right)\cdot(1+\delta_{RC}^i). \tag{5.4}$$

An die Stelle des Flächenelements B_i des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts tritt das Intervall $I_{Q^2}^i := (Q_{min}^2; Q_{max}^2)$ bzw. $I_x^i := (x_{min}; x_{max})$ im einfach-differentiellen Fall. Die Intervallgrenzen werden durch kinematische Einschränkungen auf den betrachteten Meßbereich festgelegt, vgl. Abbildung 2.4.

5.1.2 Die Verhältnismethode

Die Verhältnismethode wird in dieser Arbeit zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts herangezogen. Sie setzt die gemessene Ereignisverteilung N_i^{exp} in den Bins B_i in unmittelbare Beziehung zu den aus der Monte-Carlo-Simulation ermittelten Ereigniszahlen N_i^{MC}. Für Daten und Monte-Carlo-Simulation gilt jeweils[4]:

$$\left(\frac{d^2\sigma(x_i,Q_i^2)}{dxdQ^2}\right)_{exp} = \frac{f_{BC,exp}^i}{\mathcal{L}_{exp}}\left(\sum_j (N_j^{exp} - N_{j,MC}^{bg})\cdot T_{ij,exp}^{-1}\right)\cdot(1+\delta_{rad}^i) \tag{5.5}$$

$$\left(\frac{d^2\sigma(x_i,Q_i^2)}{dxdQ^2}\right)_{MC} = \frac{f_{BC,MC}^i}{\mathcal{L}_{MC}}\left(\sum_j N_{j,MC}\cdot T_{ij,MC}^{-1}\right)\cdot(1+\delta_{rad}^{MC,i}) \tag{5.6}$$

$$\tag{5.7}$$

Setzt man diese Gleichungen ins Verhältnis, folgt:

$$\frac{\left(\frac{d^2\sigma(x_i,Q_i^2)}{dxdQ^2}\right)_{exp}}{\left(\frac{d^2\sigma(x,iQ_i^2)}{dxdQ^2}\right)_{MC}} = \frac{\left(\frac{f_{BC,exp}^i}{\mathcal{L}_{exp}}\sum_j (N_j^{exp} - N_j^{bg})\cdot T_{ij,MC}^{-1}\right)\cdot(1+\delta_{rad}^i)}{\left(\frac{f_{BC,MC}^i}{\mathcal{L}_{MC}}\sum_j N_j^{MC}\cdot T_{ij,exp}^{-1}\right)\cdot\left(1+\delta_{rad}^{MC,i}\right)} \tag{5.8}$$

Die Verhältnismethode zur Entfaltung des Wirkungsquerschnitts geht von vier Annahmen aus:

1. **Übereinstimmung der Binzentrumskorrektur in Daten und Simulation:**

$$f_{BC,MC}^i = f_{BC,exp}^i \tag{5.9}$$

2. **Korrekte Beschreibung der radiativen Korrekturen:**

$$(1+\delta_{rad}^{MC}) = (1+\delta_{rad}). \tag{5.10}$$

---

[4] Die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt, gelten aber entsprechend für den Fall der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte.

3. **Näherungsweise Diagonalität der Akzeptanzmatrix T:**
   Die Nebendiagonalelemente sind „klein“.

4. **Korrekte Beschreibung des Detektor-Antwortverhaltens durch die Simulation:**

$$T_{MC} = T_{exp} \tag{5.11}$$

Sind die Annahmen (1) - (3) erfüllt, reduziert sich Gleichung (5.8) zu:

$$\begin{aligned}
\frac{\left(\frac{d^2\sigma(x_i Q_i^2)}{dxdQ^2}\right)_{exp}}{\left(\frac{d^2\sigma(x_i Q_i^2)}{dxdQ^2}\right)_{MC}} &= \frac{\mathcal{L}_{MC}}{\mathcal{L}_{exp}} \cdot \frac{T^{-1}_{ii,exp}}{T^{-1}_{ii,MC}} \cdot \frac{(N_i^{exp} - N_i^{bg})}{N_i^{MC}} \cdot \frac{(1 + \delta^{exp,i}_{Migr.})}{(1 + \delta^{MC,i}_{Migr.})} && (5.12) \\
&\approx \frac{\mathcal{L}_{MC}}{\mathcal{L}_{exp}} \cdot \frac{T_{ii,MC}}{T_{ii,exp}} \cdot \frac{(N_{i,exp} - N_i^{bg})}{N_i^{MC}}, && (5.13)
\end{aligned}$$

wobei

$$\delta^i_{Migr.} = \frac{\sum_{j\neq i} N_j T^{-1}_{ij}}{N_i T_{ii}}. \tag{5.14}$$

Kann die Bedingung (4) als gültig angesehen und somit die Migrationen der Ereignisse als verstanden betrachtet werden, gilt Gleichung (5.13) in guter Näherung auch für den Fall, daß die Nebendiagonalelemente der Akzeptanzmatrix nicht vernachlässigbar klein sind, da dann $\delta^{exp}_{Migr.} \approx \delta^{MC}_{Migr.}$.
Die Diagonalelemente der Akzeptanzmatrix, T_{ii}, lassen sich weiter in einen Akzeptanz- und einen Effizienzfaktor separieren:

$$T_{ii,MC} = A_i^{MC} \varepsilon_i^{MC} \qquad T_{ii,exp} = A_i^{exp} \varepsilon_i^{exp} \tag{5.15}$$

Der Effizienzfaktor gibt die *Wahrscheinlichkeit* für den Nachweis eines Ereignis an. Er ist vom Akzeptanzfaktor zu unterscheiden, der die *Möglichkeit* der Messung eines Ereignis im Experiment darstellt.
Die Akzeptanzen A_{ii} lassen sich - wie auch die Akzeptanzmatrix **T** - nur mit Hilfe der Simulation ermitteln, da nur hier neben den „gemessenen“ Größen x_{rek} und Q^2_{rek} auch die generierten Größen x_{gen} und Q^2_{gen} der Reaktion zur Verfügung stehen. Die Effizienzfaktoren hingegen können aus den Daten und der Simulation ermittelt werden; die Simulation muß gegebenfalls auf Unterschiede korrigiert werden (s. z.B. die in Daten und Simulation unterschiedliche Spurzuordnungs-Effizienz in Abschnitt 4.3.9 auf Seite 85), was durch Umgewichtung der MC-Ereignisse erfolgen kann.
Wird die Detektorantwort im Rahmen der Simulation beschrieben, ist Annahme (4) gerechtfertigt und Gleichung (5.12) vereinfacht sich zu

$$\boxed{\begin{aligned}
\frac{\left(\frac{d^2\sigma(x_i,Q_i^2)}{dxdQ^2}\right)_{exp}}{\left(\frac{d^2\sigma(x_i,Q_i^2)}{dxdQ^2}\right)_{MC}} &= \frac{\mathcal{L}_{MC}}{\mathcal{L}_{exp}} \cdot \frac{(N_i^{exp} - N_i^{bg})}{N_i^{MC}} \\
\left(\frac{d^2\sigma(x_i, Q_i^2)}{dxdQ^2}\right)_{exp} &= \frac{\mathcal{L}_{MC}}{\mathcal{L}_{exp}} \cdot \frac{(N_i^{exp} - N_i^{bg})}{N_i^{MC}} \cdot \left(\frac{d^2\sigma(x_i, Q_i^2)}{dxdQ^2}\right)_{MC} \quad (5.16)
\end{aligned}}$$

Die Messung des Wirkungsquerschnitts reduziert sich somit auf die Bestimmung des Verhältnisses der experimentell ermittelten zur von der Simulation erwarteten Anzahl an Ereignissen in den Bins der Messung.
Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts wird Gleichung (5.16) iterativ gelöst. Hierbei geht man von einem „Start-Wirkungsquerschnitt" aus, der nicht zu sehr vom erwarteten Meßergebnis abweicht, bestimmt die linke Seite von Gleichung (5.16) und benutzt das Ergebnis auf der rechten Seite der Gleichung bei der nächsten Iteration. Dieses Verfahren konvergiert nach einigen Iterationen mit einer Genauigkeit von besser als einem Prozent in denjenigen Bins, in denen die Messung möglich ist [ZE96]. Empirisch kann gezeigt werden, daß die Akzeptanzmatrix in den Meßbereichen ungefähr diagonal ist [Bas97].

Zur Anwendung der Verhältnismethode in dieser Arbeit
Um die Verhältnismethode anwenden zu dürfen, müssen die dort gemachten Annahmen überprüft werden.

1. **Binzentrumskorrektur**
   Zur Bestimmung der Binzentrumskorrektur nach Gleichung (5.8) müssen Annahmen über die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den kinematischen Variablen in dem Bin getroffen werden, in dem er erst gemessen werden soll. Zur Überprüfung dieser Annahme wurde der Korrekturfaktor f^i_{BC} für die in dieser Arbeit gewählten Flächenelemente unter Verwendung verschiedener Parametrisierungen der Partondichten nach Gleichung (5.2) berechnet. Die Unterschiede liegen deutlich unter einem Prozent und werden vernachlässigt.

2. **Radiative Korrekturen**
   Die radiativen Korrekturen können nicht in beliebiger Ordnung gerechnet werden. Bei der Entfaltung des Wirkungsquerschnitts werden nur die radiativen Korrekturen berücksichtigt, die im MC-Datensatz (Generator DJANGO 6.2 [Schu94]) enthalten sind. Diese Korrekturen sind in [Hei99] mit den radiativen Korrekturen eines unabhängigen Programmpakets (HECTOR [Arb95]) verglichen worden. Für die in „Leading-Log.-Approximation" bestimmten radiativen Korrekturen ergaben sich Unterschiede von unter 1 %. Dieser Wert kann als Unsicherheit auf die leptonischen Korrekturen angesehen werden[5].

3. **Näherungsweise Diagonalität der Akzeptanzmatrix**
   Die Bedingung (3) betrifft das Migrationsverhalten der Ereignisse in der kinematischen Ebene, das - wie ausgeführt - auf die Detektorantwort zurückzuführen ist. Die näherungsweise Diagonalität der Akzeptanzmatrix **T** kann durch eine geeignete Wahl der Flächenelemente in der kinematischen Ebene gewährleistet werden: Sind sie im Vergleich zum Auflösungsvermögen des Detektors groß, tritt nur in einigen Fällen Migration von Ereignissen von einem Bin in ein zweites auf. Die Wahl der Bins und Kriterien zu ihrer Auswahl werden im folgenden Abschnitt aufgeführt. Es

---

[5] Die Untersuchungen in [Hei99] beziehen sich auf eine Protonenergie E_P von 820 GeV. Der Unterschied der Strahlungskorrekturen bei einer Protonenergie von 920 GeV, wie sie bei den in dieser Arbeit betrachteten Streureaktionen vorliegen, wird vernachlässigt.

darf vorweggenommen werden, daß die Wahl eines solchen Satzes von Flächenelementen möglich und Bedingung (3) erfüllt ist.

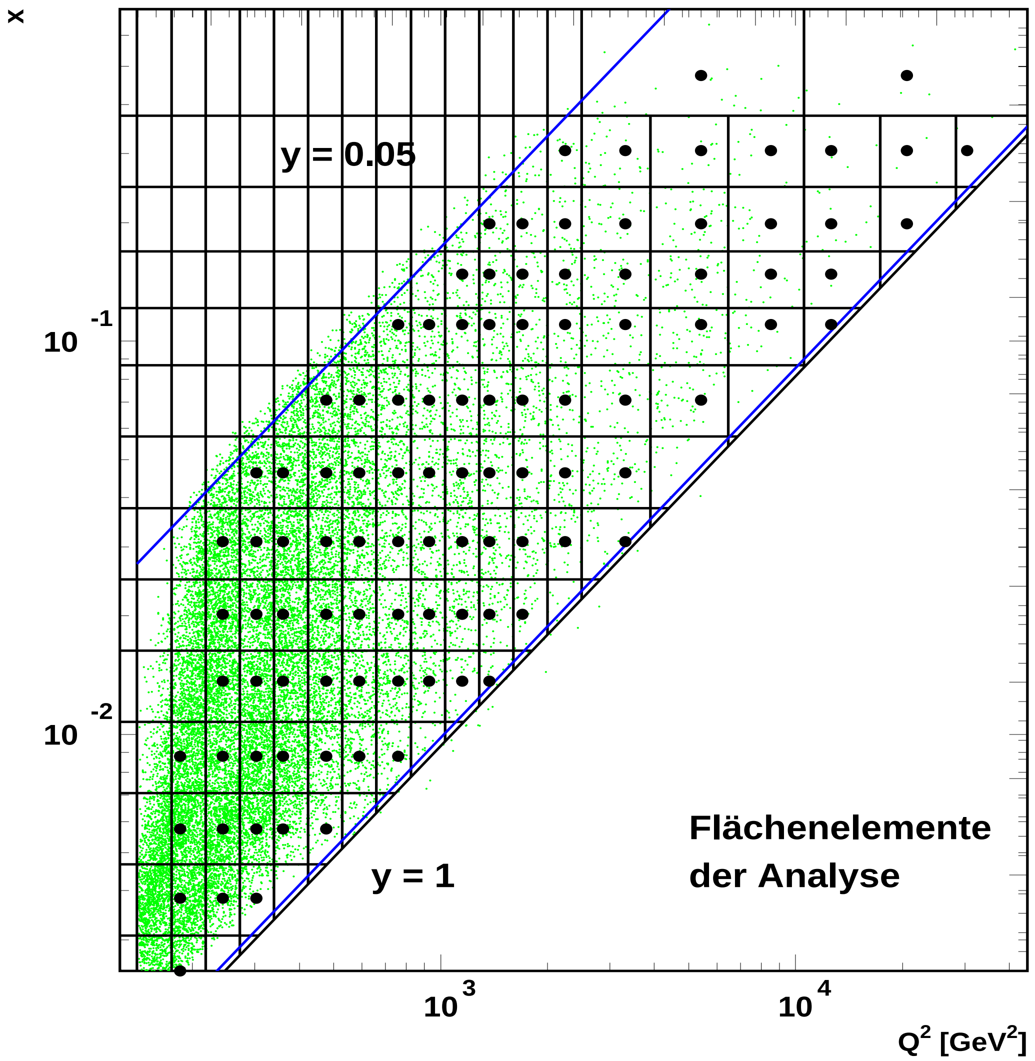


Abbildung 5.1: *Die zur Messung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts gewählte Einteilung des Meßbereichs in Flächenelemente B_i. Die Punkte markieren die Binzentren der Flächenelemente, die die Kriterien an Stabilität und Reinheit erfüllen. Die selektierten Ereignisse der Analyse sind als graue Punkte eingezeichnet. Man erkennt die Ausdünnung zu großen Werten für Q^2. Die Bins werden durch einen Index i gekennzeichnet, der die Bins in jedem Q^2-Intervall nach x sortiert durchnumeriert, wobei mit dem Bin bei kleinstem Wert für Q^2 und x begonnen wird.*

4. **Beschreibung der Detektorantwort durch die Simulation**
   Bei der Beurteilung des selektierten Datensatzes in Abschnitt 4.4 wurde anhand

einer Reihe von Kontrollgrößen gezeigt, daß die selektierten Daten in guter Übereinstimmung mit der Erwartung aus einer Simulation tiefinelastisch gestreuter Elektronen stehen. Im Rahmen der statistischen und systematischen Unsicherheiten[6] darf die Beschreibung des Anwortverhaltens des Detektors durch die Simulation als gerechtfertigt betrachtet und somit Bedingung (4) als erfüllt angesehen werden.

5.1.3 Die Auswahl der Meßbereiche

Der Auswahl der in der Analyse verwendeten Bins kommt eine nicht zu unterschätzende Bedeutung bei. Sie muß mehreren Gesichtspunkten Rechnung tragen, die die Messung des Wirkungsquerschnitts nach der Verhältnismethode erst ermöglichen. Einerseits möchte man an möglichst vielen Punkten (x_i, Q_i^2) den Wirkungsquerschnitt messen, andererseits müssen die Bins im Vergleich zur Detektorauflösung[7] der Größen x und Q^2 groß gewählt werden, um Migrationseffekte zu verringern. Erst hierdurch kann die näherungsweise Diagonalität der Akzeptanzmatrix gewährleistet werden. Aus Gründen der Vergleichbarkeit der gewonnenen Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt orientiert sich die Wahl des Meßbereichs in dieser Arbeit an vorhergehenden Messungen [H1C99a], [Hei99].
Abbildung 5.1 zeigt die Einteilung der kinematischen Ebene in die in dieser Arbeit verwendeten Meßbereiche für den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt. Die Numerierung der Bins durch den Index i läuft innerhalb eines Q^2-Streifens von den kleinsten zu den größten Werten für x, wobei beim kleinsten Wert für Q^2 begonnen wird und auch Bins durchnumeriert werden, die letztlich aus der Analyse ausgeschlossen werden. Die verbleibenden Flächenelemente sind in ihrem Zentrum durch einen schwarzen Punkt markiert. Die Diagonalen geben die Grenzen des betrachteten Meßbereichs für $y = 0.95$ und $y = 0.05$ an. Die selektierten Ereignisse sind zusätzlich als graue Punkte eingezeichnet.
Um den Einfluß der Migrationen über die Wahl der Bins hinaus zu verringern, werden die Größen *„Stabilität“* S_i (im Englischen „Stability“) und *„Reinheit“* P_i (im Englischen „Purity“) herangezogen, um die Flächenelemente, die am stärksten von Migrationen betroffen sind, auszusortieren [Bas97]:

$$S_i := \frac{N_{i,gen\wedge rek}}{N_{i,gen+sel}} \tag{5.17}$$

$$P_i := \frac{N_{i,gen\wedge rek}}{N_{i,rek}} \tag{5.18}$$

Dabei sind:

- $N_{i,gen+sel}$ die Anzahl an Reaktionen, die bei Werten $(x_{gen}, Q^2_{gen}) \in B_i$ stattgefunden haben und deren zugehörige „Meßwerte“ x_{rek} und Q^2_{rek} alle Selektionskriterien erfüllen,
- $N_{i,rek}$ die Anzahl an selektierten Ereignissen mit Meßwerten $(x_{rek}, Q^2_{rek}) \in B_i$ und
- $N_{i,gen\wedge rek}$ die Anzahl an selektierten Ereignissen, für die sowohl $(x_{gen}, Q^2_{gen}) \in B_i$ als auch $(x_{rek}, Q^2_{rek}) \in B_i$ gilt.

---

[6] Letztere werden in Abschnitt 5.3 diskutiert.

[7] Zur Definition der Detektorauflösung vgl. Abschnitt 3.1.2.

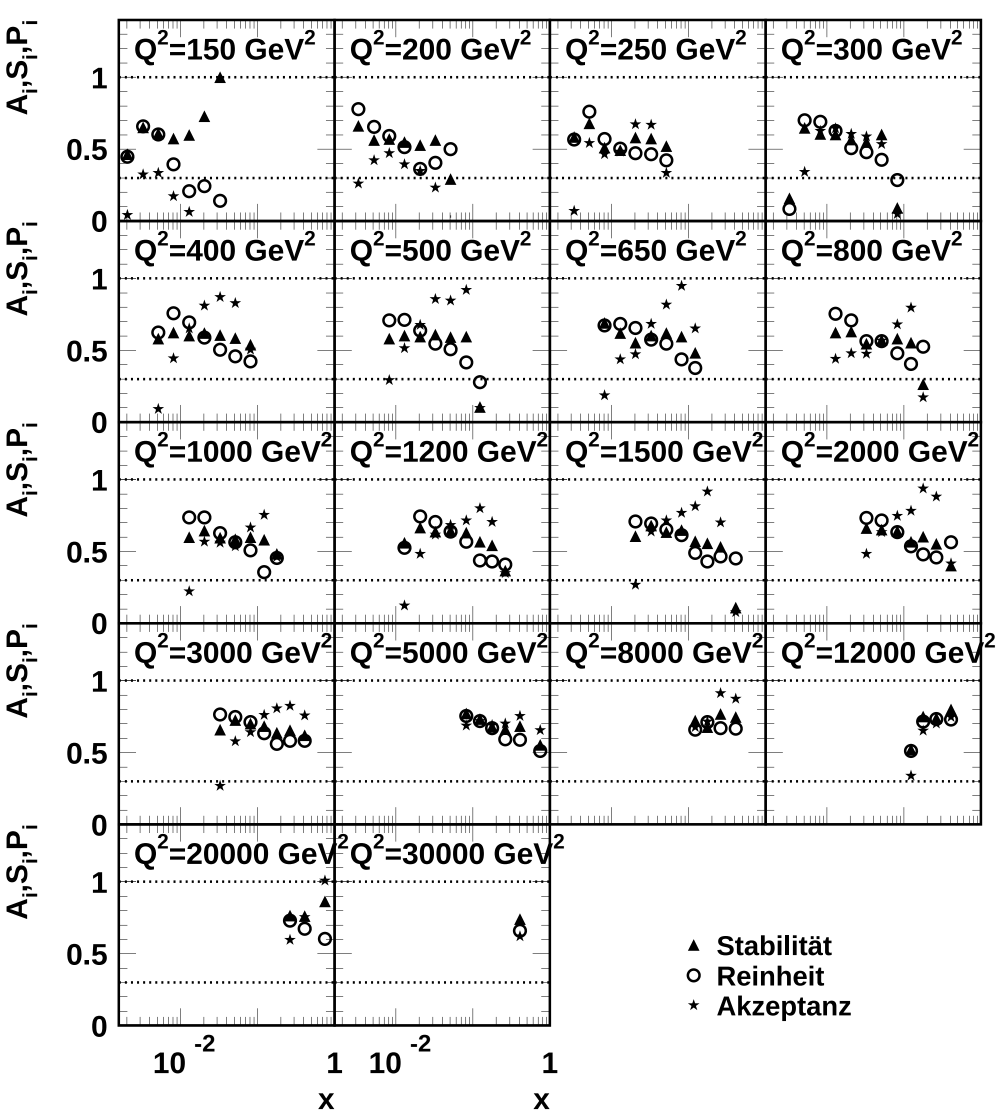


Abbildung 5.2: *Stabilität, Reinheit und Akzpetanz für die in dieser Analyse zugrundegelegten Bins. Nur Bins mit einer Stabilität und einer Reinheit von mindestens 30 % werden in der Analyse berücksichtigt.*

Sie lassen sich wie folgt interpretieren:

- Die **Stabilität** gibt den Bruchteil der Reaktionen an, die in einem betrachteten Bin aufgetreten und nachgewiesen wurden, bezogen auf die Ereignisse, die in diesem Bin aufgetreten sind. Sie ist ein Maß für die Migration von selektierten Ereignissen aus dem betrachteten Bin in andere Flächenelemente. Je kleiner sie ist, desto größer ist die Migration aus dem Bin hinaus.

- Die **Reinheit** gibt den Bruchteil der Ereignisse an, die in einem betrachteten Bin aufgetreten und nachgewiesen wurden, bezogen auf alle Ereignisse, die in diesem

Bin nachgewiesen wurden. Sie ist ein Maß für die Migration von Ereignissen, die aus anderen Bins stammen, in dieses Bin hinein. Je kleiner die Reinheit ist, desto mehr Ereignisse sind von außen in dieses Bin hinein gewandert.

Für die Elemente der Akzeptanzmatrix T_{ij} gilt eine ähnliche Definition:

$$T_{ij} = \frac{N_{rek,i}}{N_{gen,j}^{komplett}}. \tag{5.19}$$

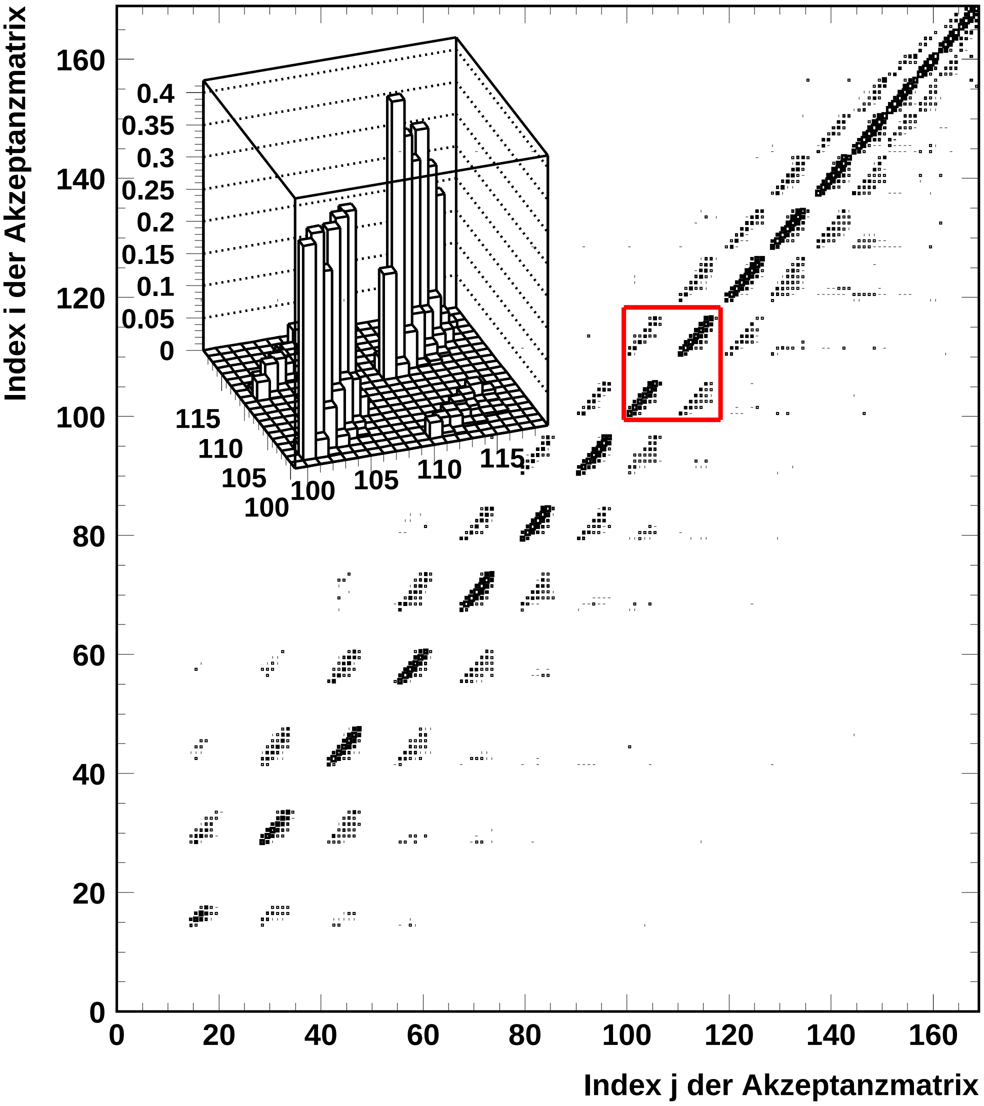


Abbildung 5.3: *Illustration zur Diagonalität der Akzeptanzmatrix für die Flächenelemente der kinematischen Ebene, in denen der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt gemessen wird. Die Lücken sind auf Bins zurückzuführen, die letztlich aus der Analyse ausgeschlossen werden, wie z.B. die Bins zu* $y < 0.05$*, vgl. Abbildung 5.1.*

Sie sind ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis, dessen Reaktion im Bin B_j stattgefunden hat, im Bin B_i gemessen wird. Die Zahl $N_{gen,j}^{komplett}$ gibt dabei die Anzahl *aller* aufgetretenen Reaktionen im j-ten Bin an, d.h. die Selektionskriterien werden *nicht* auf diese Ereignisse angewendet.

Abbildung 5.2 zeigt die Stabilität, Reinheit und Akzeptanz der in dieser Analyse verwendeten Flächenelemente und ihrer Selektion. Zur Auswahl der Bins, die zur Analyse zugelassen werden, wird ein Mindestwert für Stabilität und Reinheit von 30% gefordert [Bas97][8]. Es wird keine weitere Anforderung an die Akzeptanz gestellt.

Abbildung 5.3 zeigt die Akzeptanzmatrix für die Flächenelemente, die die Anforderungen an Reinheit und Stabilität erfüllen. Die Dichte der Einträge ist ein Maß für die Größe des jeweiligen Elements der Akzeptanzmatrix. Man erkennt, daß diese im wesentlichen Diagonalform aufweist. Die Lücken in der Matrix sind auf die Herausnahme von Flächenelementen zurückzuführen, die aus der Analyse ausgeschlossen werden. Die Numerierung der Bins ist nach Q^2-Werten geordnet[9]. Der markierte Bereich kennzeichnet den Teil der Akzeptanzmatrix der zur besseren Veranschaulichung als Histogramm eingefügt ist. Man erkennt, daß die Diagonal-Elemente um ca. 1 Größenordnung größer sind als die Einträge der Nebendiagonale.

5.2 Die Wirkungsquerschnitte

Nach der Auswahl der Flächenelemente und dem Nachweis der näherungsweisen Diagonalität der Akzeptanzmatrix sind alle Bedingungen zur Anwendung der Verhältnismethode erfüllt. Die Ergebnisse der Wirkungsquerschnittsmessungen werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Bei der Ermittlung der Meßwerte wurde keine Iteration durchgeführt; diese Ungenauigkeit ist klein und wird durch einen systematischen Fehler abgeschätzt, s. Abschnitt 5.3.

Die Abhängigkeit von den kinematischen Größen Q^2 und x wird zunächst anhand der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$ und $d\sigma/dx$ (für Q^2 jeweils größer einem Mindestwert von 141 GeV^2, 1000 GeV^2 und 1000 GeV^2) dargestellt und durch die Ergebnisse des reduzierten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts $d^2\sigma/dxdQ^2$ ergänzt.

Die Messungen der Wirkungquerschnitte findet im kinematischen Bereich $0.05 < y < 0.95$ statt, so daß die Ergebnisse unter diesen Randbedingungen anzusehen sind. Dies wirkt sich auf die einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte aus, da sich ihre Bestimmung nach Gleichungen (5.3) und (5.3) nicht über den gesamten Phasenraum, sondern nur über den Teil der kinematischen Ebene mit $0.05 < y < 0.95$ erstreckt. Zur besseren Darstellung werden die Ergebnisse aber zusätzlich unter Anwendung des Faktors $(v = x, Q^2)$

$$f_{hoch} = \frac{\int\limits_{y=0.0}^{y=0.95} (d\sigma/dv)dv}{\int\limits_{y=0.05}^{y=0.95} (d\sigma/dv)dv} \tag{5.20}$$

---

[8] Es muß angemerkt werden, daß es sich bei dem Wert von 30 % um einen rein empirischen Wert handelt.

[9] Vgl. Abbildung 5.1, man läuft hier bei gegeben Wert für Q^2 über alle zugehörigen Werte in x.

auf den Bereich kleiner Werte für y hochgerechnet; dies ermöglicht die bessere Vergleichbarkeit der Resultate mit weiteren Messungen (vgl. Abschnitt 5.4).

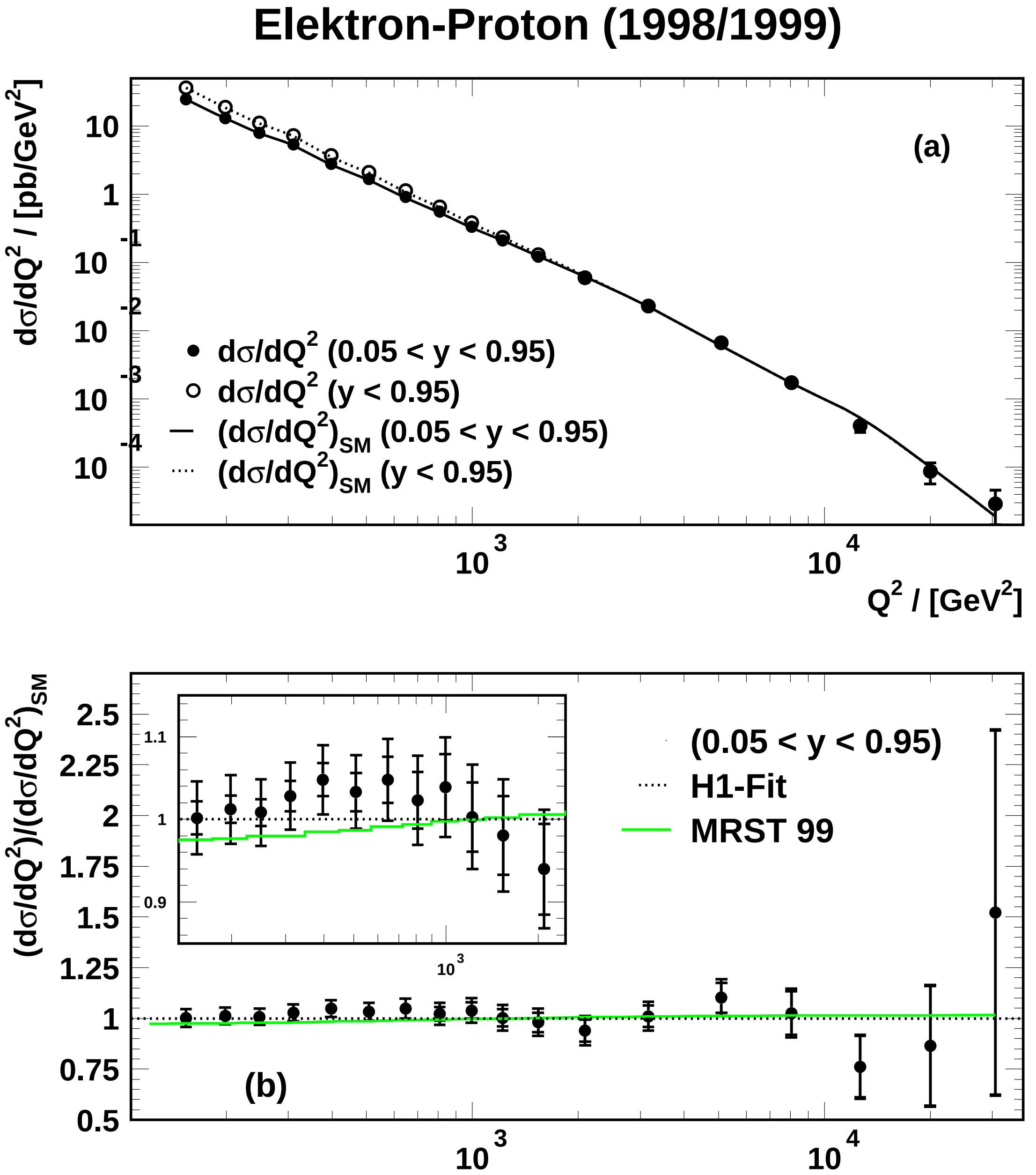


Abbildung 5.4: *Der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt* $(d\sigma/dQ^2)$ *als Funktion von* Q^2 *im Vergleich zum erwarteten Wirkungsquerschnitt* $(d\sigma/dQ^2)_{SM})$ *nach dem Standardmodell. Der steile Abfall als Funktion von* Q^2 *ist aus Teilabbildung (a) ersichtlich. Das Verhältnis zum erwarteten Wirkungsquerschnitt verdeutlicht die Übereinstimmung.*

Die Ergebnisse werden jeweils mit der Erwartung aus dem Standardmodell verglichen, der die Partondichteverteilungen des „H1-Fits“ [H1C99a] (s. Abschnitt 2.2.6) zugrundeliegen. NLO-QCD-Korrekturen und die longitudinale Strukturfunktion F_L sind dabei berücksichtigt. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Wirkungsquerschnittsmessung lediglich dargestellt, die Interpretation der Daten in Hinblick auf elektroschwache Effekte wird in Kapitel 6 diskutiert. Unter Hinzunahme veröffentlichter Wirkungsquerschnitte für die Positron-Proton-Streuung kann die Protonstrukturfunktion $xF_3(x, Q^2)$ und damit der Anteil der Valenzquarkdichten am Proton in Kapitel 7 für einige Punkte des Meßbereichs extrahiert werden.

Die Werte des Wirkungsquerschnitts und die einzelnen Unsicherheiten der Messungen sind in Anhang C tabellarisch zusammengefasst. Die dargestellten Fehler enthalten neben dem statistischen (innerer Fehlerbalken) auch den systematischen Fehler mit Ausnahme der Unsicherheit auf die Luminosität, die zu einer korrelierten Unsicherheit von 2.5% auf die Normierung aller Datenpunkte führt.

Die Abschätzung der systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt erfolgt in Abschnitt 5.3.

5.2.1 Der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$

Der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ $(0.05 < y < 0.95)$ ist in Abbildung 5.4 (a) als Funktion von Q^2 im Vergleich zur Erwartung des Standardmodells dargestellt. Man erkennt den erwarteten steilen Abfall als Funktion des Impulsübertrags Q^2, der sich im Bereich zwischen $Q^2 = 120$ GeV^2 und $Q^2 = 30000$ GeV^2 über 6 Größenordnungen erstreckt. Das Verhältnis zur Erwartung aus dem Standardmodell (Teilabbildung (b)) zeigt die Übereinstimmung in allen Meßpunkten, die im Rahmen der systematischen und statistischen Fehler (innerer Fehlerbalken) liegt.

Die Unsicherheiten sind bei kleinen Werten für den Impulsübertrag Q^2 durch den systematischen Fehler dominiert und machen dort etwa 5% aus. Auffallend ist eine „wellenförmige“ Struktur, die sich in den Daten andeutet, jedoch im Rahmen der Fehler nicht als Abweichung von der Erwartung des Standardmodells gesehen werden kann. Eine Erklärung hierfür können im Datensatz verbliebene systematische Effekte sein, z.B. aus einer systematischen Fehlmessung des Streuwinkels θ_e. Im Rahmen des systematischen Fehlers wird dieser Effekt allerdings berücksichtigt.

5.2.2 Der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$

Die Messung des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dx$ erfolgt für die Minimalwerte der Größe Q^2 von 141 GeV^2 $(0.05 < y < 0.95)$, 1000 GeV^2 $(0.05 < y < 0.95)$ und 10000 GeV^2 $(y < 0.95)$. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 5.5 zusammengestellt.

In allen Fällen kann man im Rahmen der Meßgenauigkeiten eine gute Übereinstimmung mit der Vorhersage nach dem Standardmodell erkennen.

Im Fall $Q^2 > 141$ GeV^2 fällt auf, daß die Meßpunkte bei kleinen Werten für x über, bei großen Werten für x unterhalb der Erwartung liegen. Im Meßpunkt mit höchstem Wert für x $(x = 0.65)$ fällt die Messung deutlich unter die Erwartung, ist aber aufgrund der in diesem Bin geringen nachgewiesenen Ereigniszahl mit einem großen statistischen Fehler behaftet.

Im Bereich sehr hoher Impulsüberträge ($Q^2 > 10000$ GeV^2) ist die Messung kleiner als nach dem Standardmodell erwartet. Dies ist konsistent mit dem in Abbildung 5.4 dargestellten einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ im Intervall mit Zentrum $Q^2 = 12000$ GeV^2.

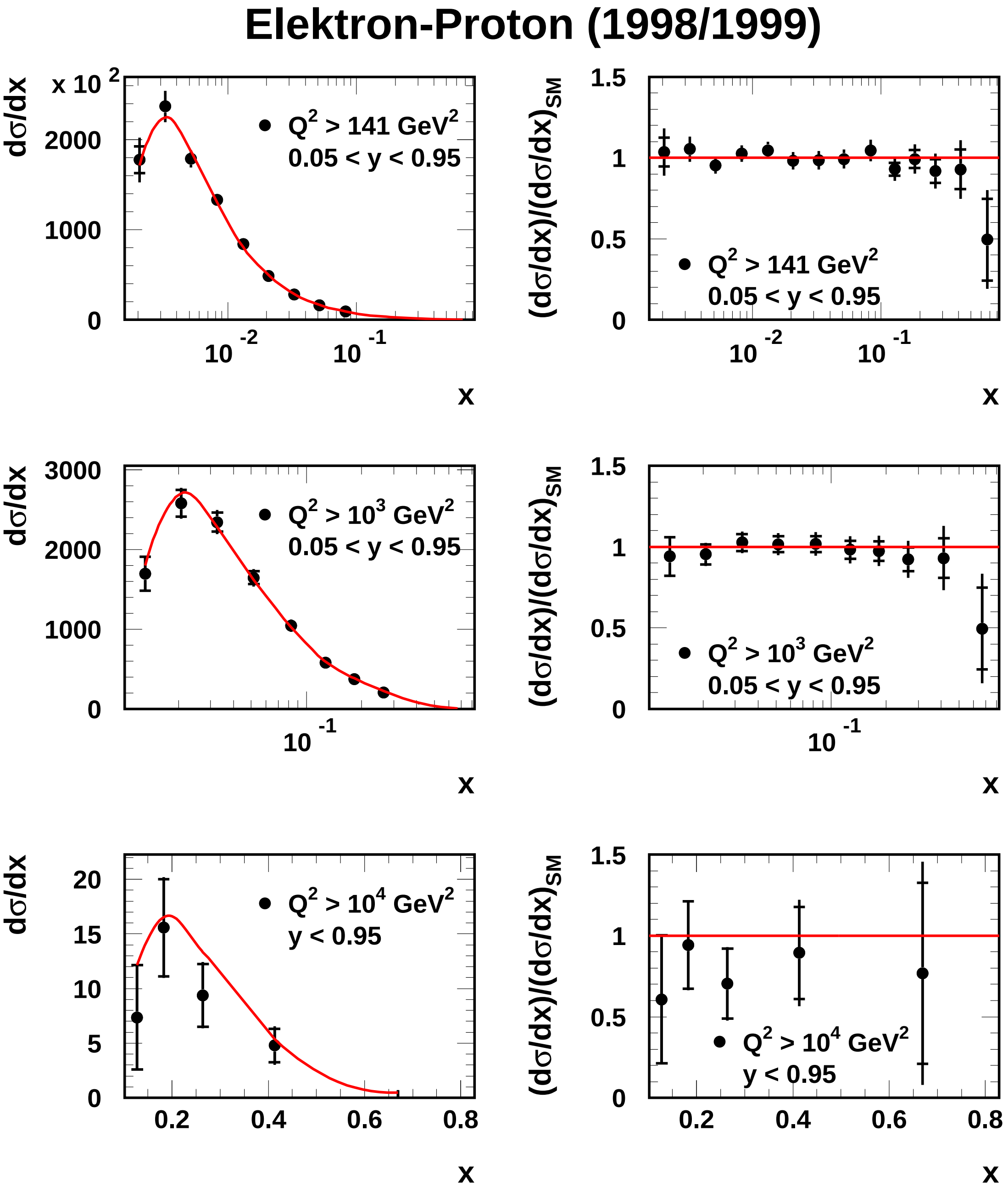


Abbildung 5.5: *Der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ für verschiedene Mindestwerte der Variablen Q^2. Die linken Teilbilder stellen den jeweiligen Wirkungsquerschnitt im Vergleich zur Vorhersage des Standardmodells dar (durchgezogene Linie), die rechten das Verhältnis zur Erwartung des Standardmodells.*

5.2.3 Der reduzierte doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$

Die Abbildung 5.6 zeigt das Ergebnis der Messung des reduzierten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2 zwischen $Q^2 = 150$ GeV^2 und $Q^2 = 30000$ GeV^2. Insgesamt wurden 103 experimentell ermittelte Werte gewonnen, die als Punkte dargestellt sind. Die Vorhersage des Standardmodells ist als Kurve unterlegt. Zu beachten sind die Meßpunkte bei kleinen Werten von x (entspricht großen Werten von y), bei denen der reduzierte Wirkungsquerschnitt zum ersten Mal gemessen wird. Tabelle 5.1 faßt diese Punkte zusammen.

Q^2 / GeV^2	x	red. σ	δ_{tot} %	δ_{sta} %
150.0	.0020	1.3016	10.48	8.51
200.0	.0032	1.3172	7.15	4.13
250.0	.0032	1.4475	10.05	7.74
400.0	.0050	1.2129	11.37	9.25
650.0	.0080	.9311	11.34	9.17
1000.0	.0130	.7417	13.71	11.87
1200.0	.0130	.9641	20.52	18.26
3000.0	.0320	.7920	15.80	13.61
12000.0	.1300	.3745	65.50	57.74

Tabelle 5.1: *Der red. Wirkungsquerschnitt* $\sigma \equiv (d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ *für große Werte von* y*.*

Die Meßwerte sind im Rahmen ihrer Fehler mit der Vorhersage des Standardmodells verträglich. Abbildung 5.7 verdeutlicht dies anhand des Verhältnis der experimentell gewonnenen Datenpunkte zur Vorhersage des Standardmodells. Auffällig sind jedoch einige Punkte bei $Q^2 = 250$ GeV^2, 400 Gev^2 und 500 GeV^2 (jeweils im 2. x-Bin), die deutlich über der Erwartung liegen. Ursache hierfür kann im selektierten Datensatz verbliebener Untergrund, eine statistische Schwankung oder eine systematische Fehlmessung sein, die diese Bins betrifft.

Die Unsicherheiten auf die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts betragen bei kleinen Werten für Q^2 etwa 5 % und sind durch den systematischen Fehler dominiert. Bei großen Werten von Q^2 überwiegt der statistische Fehler.

Es muß darauf hingewiesen werden, daß die Messung des Wirkungsquerschnitts für $Q^2 = 30000$ GeV^2 auf dem Nachweis von nur 2 Ereignissen beruht.

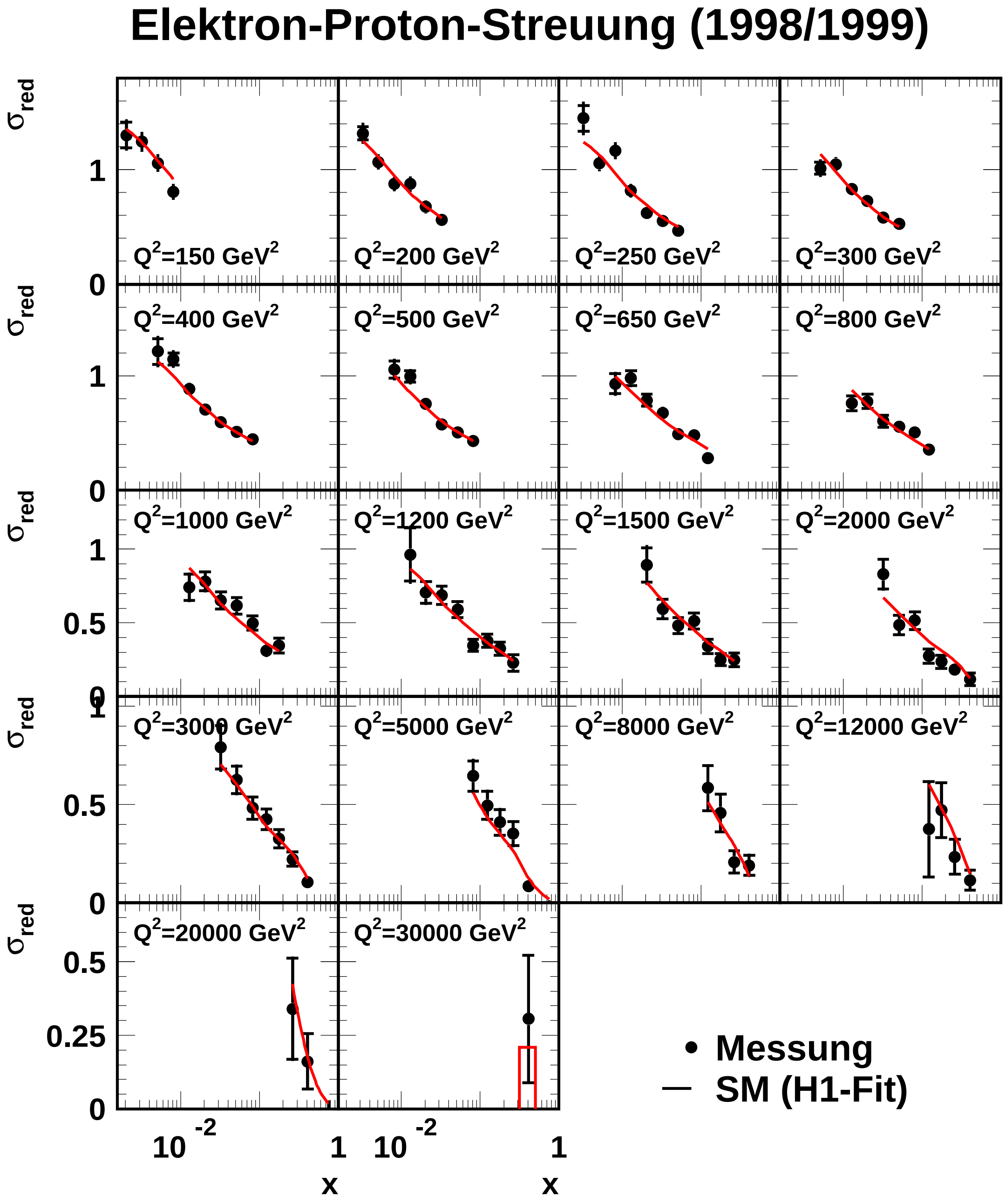


Abbildung 5.6: *Der reduzierte doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt* $\sigma_{red} \equiv (d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ *als Funktion von* x *für verschiedene Werte von* Q^2*. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind als Punkte, die Erwartung des Standardmodells als durchgezogene Linie dargestellt.*

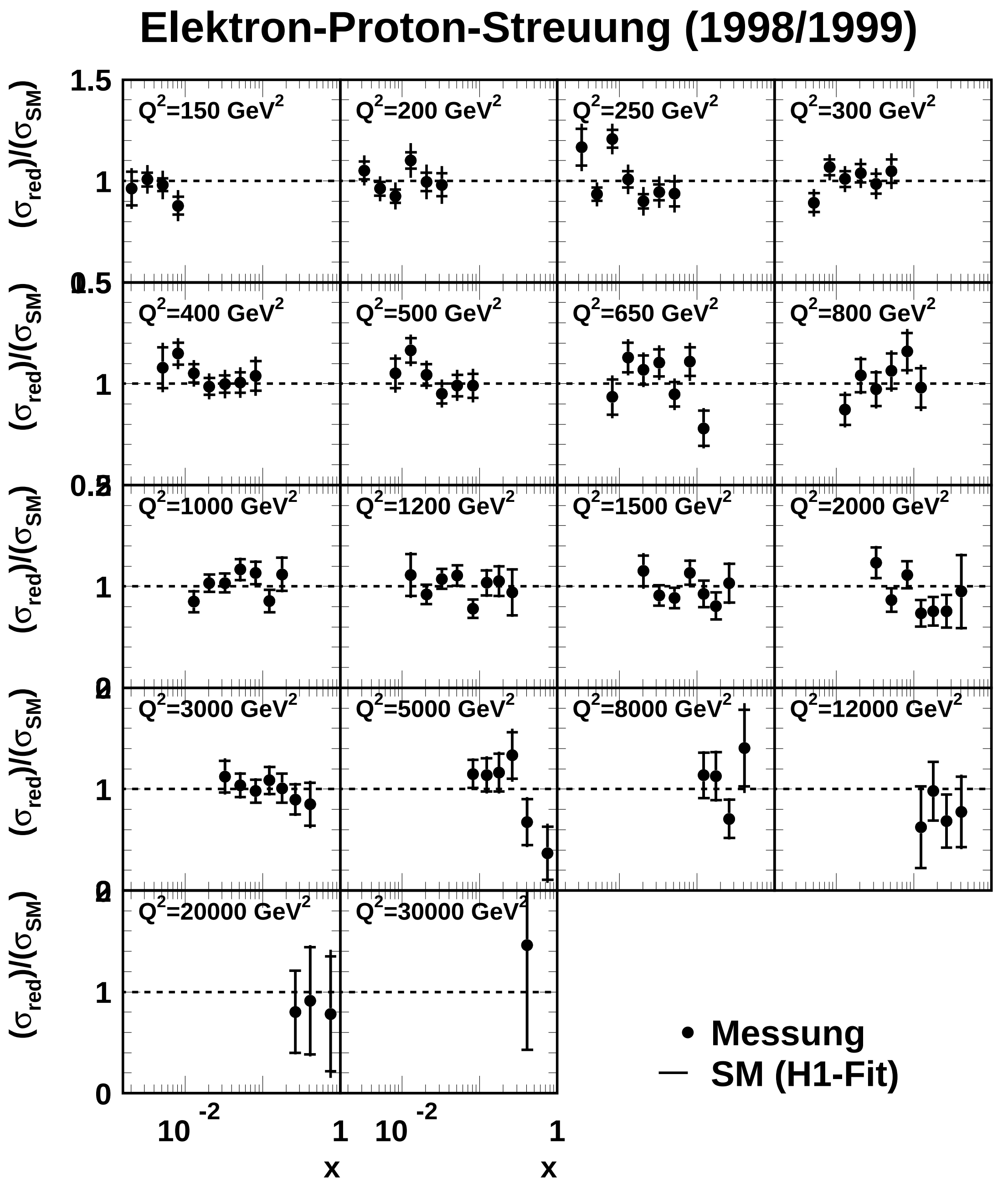


Abbildung 5.7: *Das Verhältnis des gemessenen reduzierten Wirkungsquerschnitts* $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ *zum aus dem Standardmodell erwarteten reduzierten Wirkungsquerschnitt* $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{SM}$*). Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehlerbalken wieder. Er dominiert die Meßwerte für* $Q^2 > 500\ GeV^2$.

5.3 Abschätzung der systematischen Fehler auf die Wirkungsquerschnitte

Die mit der Messung des Wirkungsquerschnitts verknüpften Unsicherheiten werden in diesem Abschnitt zusammengestellt. Die dominierenden systematischen Fehler folgen aus den Unsicherheiten auf die Meßgrößen einer Einzelreaktion (Energie und Winkel des gestreuten Elektrons sowie Σ). Sie führen zu einer Unsicherheit bei der Zuordnung des Ereignisses zu einem Bin, was durch einen systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt abgeschätzt werden muß.
Dabei wird zwischen **korrelierten** und **unkorrelierten Fehlern** unterschieden. Unsicherheiten, die zu korrelierten Fehlern führen, betreffen alle Bins in gleicher Weise. Als Beispiel für einen voll korrelierten Fehler kann die Unsicherheit auf die Luminosität herangezogen werden: Ist sie beispielsweise um 2.5 % zu niedrig gemessen, folgt, daß der Wirkungsquerschnitt in allen Bins um 2.5 % zu hoch bestimmt wurde. Vollkommen unkorrelierte Fehler betreffen die Bins unabhängig voneinander. Der (gesamte) systematische Fehler ergibt sich aus quadratischer Addition des korrelierten und unkorrelierten Anteils.
Die systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt in einem Bin werden üblicherweise unter Verwendung von Monte-Carlo-Datensätzen bestimmt. In der vorliegenden Arbeit wird eine alternative Abschätzung der systematischen Fehler vorgeschlagen, die auf Fehlerfortpflanzung der experimentellen Unsicherheiten beruht. Beide Methoden werden in Abschnitt 5.3.2 miteinander verglichen.

5.3.1 Überblick über die systematischen Fehlerquellen

Die Unsicherheiten der im folgenden aufgeführten Größen sind in dieser Analyse zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt worden. Sie beruhen auf vorläufigen Annahmen für die Datennahmeperiode 1998-1999 [H1C99b]. Der systematische Fehler auf den Wirkungsquerschnitt wird für jedes Bin bestimmt. Für die dominierenden Fehler auf den Wirkungsquerschnitt, die aus den Unsicherheiten auf die Messung der Energie und des Winkels des gestreuten Elektrons sowie der Größe Σ folgen, wird die in Abschnitt 5.3.2 ausgeführte „analytische“ Methode herangezogen.

- **Energie des gestreuten Elektrons**
  Die Unsicherheit $\Delta E'_e$ auf die Energie des gestreuten Elektrons hängt vom Radsegment des Flüssig-Argon-Kalorimeters ab, in dem das Elektron identifiziert wird. Tabelle 5.2 faßt die Unsicherheit der Energiemessung des gestreuten Elektrons zusammen [H1C99b].

Radsegment	BBE	CB1	CB2	CB3	FB1	FB2	IF	OF
Unsicherheit auf E'_e	1.0%	1.0%	1.5%	2.0%	3.0%	3.0%	3.0%	3.0%

Tabelle 5.2: *Unsicherheiten der Energiemessung des gestreuten Elektrons für die verschiedenen Radsegmente des Flüssig-Argon-Kalorimeters [H1C99b].*

$\Delta E'_e$ setzt sich aus einem korrelierten und einem unkorrelierten Anteil zusammen. Der korrelierte Anteil stammt aus der Unsicherheit der Bezugsskala (Energie der Doppelwinkelmethode), die bei der Kalibration Verwendung findet; er führt zu einer

Unsicherheit auf die Energie des gestreuten Elektrons von 0.5 % in allen Radsegmenten [Hei99].

- **Polarwinkel θ_e des gestreuten Elektrons**
  Der Polarwinkel des gestreuten Elektrons ergibt sich aus der z-Koordinate des Wechselwirkungspunkts und des Cluster-Schwerpunkts des Elektrons. Für die Ungenauigkeit der Winkelmessung nach dieser Methode werden
  $$\Delta\theta_e = 3.0\text{mrad} \tag{5.21}$$
  als voll korrelierte Unsicherheit angesetzt [H1C99b], [Riz00]. Die Ungenauigkeit ist größer als bei Bestimmung des Streuwinkels θ_e aus den Spurkammerinformationen [H1C99a]. Auch für diese Unsicherheit wird der systematische Fehler auf den Wirkungsquerschnitt für jedes Bin des Meßbereichs aus der analytischen Methode (Abschnitt 5.3.2) ermittelt.

- **Hadronische Energieskala**
  Die Unsicherheit auf die hadronische Energieskala wird global, d.h. in allen Radsegmenten des Flüssig-Argon-Kalorimeters, zu 3 % angenommen [H1C99b]. Auch sie weist einen korrelierten Anteil von 1 % auf, der aus der Unsicherheit der Referenzskala der Kalibration (Energie des gestreuten Positrons[10]) abgeleitet wurde [Hei99]. Der systematische Fehler auf den Wirkungsquerschnitt wird für jedes Bin des Meßbereichs unter Verwendung der analytischen Methode (Abschnitt 5.3.2) bestimmt.

- **Luminositätsmessung**
  Die Luminosität ist in der betrachteten Datennahmeperiode auf 2.5% genau bestimmt [Lev99a]. Die Unsicherheit der Luminositätsmessung stellt einen voll korrelierten Fehler auf den Wirkungsquerschnitt dar. Sie wird bei der Berechnung des systematischen Fehlers nicht einbezogen, sondern als Fehler auf die Normierung der Meßwerte betrachtet.

- **Trigger-Effizienz**
  Die Selektion der Ereignisse auf den Triggerstufen L1-L4 ist zu $(99.65 \pm 0.35)\%$ effizient (vgl. Abschnitt 4.3.1). Dies stellt einen unkorrelierten Fehler von 0.35 % auf den Wirkungsquerschnitt dar.

- **Elektronenidentifikation**
  Die Effizienz der Elektronenidentifikation wurde in Abschnitt 3.2 anhand eines simulierten Datensatzes zu etwa 99 % mit einer Unsicherheit von 0.5 % bestimmt. Es wird angenommen, daß sie in Daten und Simulation gleich groß ist [Hei99], so daß nur die Unsicherheit auf die Elektronenidentifikation als unkorrelierter Fehler von 0.5 % auf den Wirkungsquerschnitt berücksichtigt werden muß.

- **Effizienz des Spurkriteriums**
  Das Spurkriterium verlangt die Zuordnung eines Spursegments an das aufgrund seiner kalorimetrischen Eigenschaften identifizierte Elektron (s. Abschnitt 4.3.9). Auf die in Abbildung 3.3 erkennbaren Unterschiede zwischen Daten und Simulation wird

---

[10] Die hadronische Kalibration wurde aus der Datennahme 1994-1997 übernommen, vgl. Abschnitt 3.3.4.

der simulierte Datensatz korrigiert und somit an die experimentellen Verhältnisse angepaßt. Die verbleibende Unsicherheit auf die Effizienz des Spurkriteriums wird aus den Daten als Funktion des Polarwinkels θ_e entnommen. Der (unkorrelierte) Fehler auf den Wirkungsquerschnitt wird durch Variation der Effizienz des Spurkriteriums ermittelt. Er führt zu einem Fehler auf den Wirkungsquerschnitt von weniger als 1%.

- **Beitrag der Photoproduktion zum Untergrund**
  Wie in Abschnitt 4.5.1 ausgeführt, wird der Beitrag der Photoproduktion zum Untergrund aus einem Datensatz simulierter Ereignisse abgeschätzt und in jedem Bin des Meßbereichs statistisch von der Anzahl selektierter Ereignisse abgezogen. Die Unsicherheit wird dabei zu 50 % angesetzt und führt zu einem voll korrelierten Fehler auf den Wirkungsquerschnitt.

- **Weitere Quellen für Untergrundreaktionen**
  Der Anteil an Untergrundreaktionen wurde zu 0.5 % abgeschätzt (Abschnitt 4.5.2). Dies ist ein unkorrelierter Fehler von 0.5 % auf den Wirkungsquerschnitt.

- **Radiative Korrekturen**
  Ein Fehler von 1 % auf den Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem Vergleich von Rechnungen in „Leading-Log-Approximation“ unter Verwendung der Programmpakete HECTOR [Arb95] und DJANGO [Schu94], s. Abschnitt 5.1.2. Er wird als vollständig unkorreliert angesehen [Hei99].

- **Entfaltungsmethode**
  Bei der Entfaltung des Wirkungsquerschnitts unter Verwendung der Verhältnismethode werden keine Iterationen durchgeführt. Der Fehler, der dadurch gemacht wird, kann abgeschätzt werden, indem die - nicht-iterierte - Entfaltung unter Verwendung zweier verschiedener Partondichten (in dieser Arbeit: MRS H und die Partondichten aus dem „H1-Fit“) durchgeführt wird. Die Unterschiede sind in der Mehrzahl aller Bins klein ($< 0.1\%$), können in einzelnen Fällen aber mehrere Prozent ausmachen. Diese Ungenauigkeit wird für jedes Bin als unkorrelierter Fehler der Entfaltungsmethode angesehen.

5.3.2 Bestimmung der systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt

Die im letzten Abschnitt zusammengestellten Unsicherheiten führen zu systematischen Fehlern auf die Meßwerte der Wirkungsquerschnitte. In diesem Abschnitt wird die Abschätzung dieser Fehler auf die Wirkungsquerschnitte ausgeführt.
Für die dominierenden Fehlerquellen wird dem üblichen Verfahren, das einen Satz simulierter Ereignisse heranzieht, eine alternative, analytische Methode gegenübergestellt, die auf Fehlerfortpflanzung der Unsicherheiten beruht. Die analytische Methode wird zur Abschätzung der systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt herangezogen.

Monte-Carlo-Methode

Wie die gute Übereinstimmung der Daten und der MC-Ereignisse anhand der Kontrollverteilungen in Abschnitt 4.4.3 gezeigt haben, kann das Antwortverhalten des Detektors im

Rahmen der in der Simulation gemachten Annahmen als verstanden betrachtet werden. Dies berechtigt, die Simulation zur Abschätzung der systematischen Fehler heranzuziehen. Am Beispiel der Unsicherheit auf die Energie des gestreuten Elektrons soll die Vorgehensweise hierbei erläutert werden, sie trifft entsprechend auf die anderen Fehlerquellen zu:

1. Der Datensatz simulierter Ereignisse, der zum Vergleich mit den im Experiment gemessenen Daten herangezogen wird, wird als Referenzdatensatz verwendet, aus dem der Wirkungsquerschnitt bei nomineller Energieskala bestimmt wird[11].

2. Um den Effekt einer erhöhten Energieskala auf den Wirkungsquerschnitt abzuschätzen, werden die Energien der gestreuten Elektronen jeweils um die (vom Radsegment des Flüssig-Argon-Kalorimeters abhängende) Unsicherheit der Energieskala erhöht, das Ereignis unter Berücksichtigung seiner „neuen“ Energie allen Selektionskriterien unterworfen sowie die kinematischen Größen x, y und Q^2 berechnet. Aus diesem Datensatz bei erhöhter Energieskala werden die Wirkungsquerschnitte in jedem Bin des Meßbereichs bestimmt. Die Differenzen zu den Wirkungsquerschnitten bei nomineller Energieskala geben eine Abschätzung für den Fehler des Wirkungsquerschnitts aufgrund der Unsicherheit $+\Delta E'_e$.

   Entsprechend wird der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt aufgrund einer reduzierten Energieskala durch Verringerung der Elektronenenergien bestimmt.

Die Monte-Carlo-Methode besitzt den Vorzug, den Einfluß der betrachteten Fehlerquellen detailliert (d.h. für jedes einzelne Ereignis) nachvollziehen zu können und verwendet dazu das beste zur Verfügung stehende Wissen über das Antwortverhalten des Detektors. Bei der großen Zahl an Ereignissen, die in MC-Datensätzen zur Verfügung stehen (üblicherweise ca. $\mathrm{O}(10^5)$ Ereignisse) wird der gesamte Phasenraum ausgeleuchtet.
Die Monte-Carlo-Methode besitzt jedoch auch Nachteile. Sie beruht auf der Annahme, daß das Detektorverhalten auch bei Verschiebung der Meßgrößen (also z.B. durch Erhöhung der Energieskala wie oben ausgeführt) noch korrekt beschrieben wird; da die angenommenen Unsicherheiten „klein“ sind, d.h. auf dem Prozent-Niveau liegen, kann dies gerechtfertigt werden. Trotz der großen Ereigniszahl des simulierten Datensatzes gibt es Bereiche im Phasenraum, die nur von einer geringen Zahl von Ereignissen populiert werden, was diese Methode anfällig gegen Fluktuationen von Ereignissen machen kann (s. die Diskussion unten und z.B. Abbildung 5.12).
Es ist für die weitere Diskussion von Vorteil, an dieser Stelle festzuhalten, daß Differenzen im Wirkungsquerschnitt, die die systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt nach der MC-Methode darstellen, zwei Ursachen besitzen:

1. **Migration zwischen Bins**
   Die Änderung der Meßgröße um ihre systematische Unsicherheit kann zur Folge haben, daß ein Ereignis einem im Vergleich zum Referenzdatensatz anderen Bin des Meßbereichs zugeordnet wird. Diese Migration führt somit zu einer Neuverteilung der Ereignisse auf die Bins und damit zu einer Änderung der Wirkungsquerschnitte.

2. **Emigration aus und Immigration in den Datensatz**
   Nach Variation der Meßgrößen erfüllen einige Ereignisse des Referenzdatensatzes

---

[11] Er ist gleich dem in der Monte-Carlo-Simulation angenommenen Wirkungsquerschnitt.

> nicht mehr alle Selektionskriterien, sie werden aus dem Datensatz zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitt ausgeschlossen (Emigration). Entsprechend können einige verworfene Ereignisse des Referenzdatensatzes durch die systematisch verschobenen Meßgrößen in den Datensatz aufgenommen werden (Immigration).

Die Netto-Differenz von Ereignissen zwischen Referenzdatensatz und den Datensätzen, in denen die Ereignisse einer Verschiebung um die jeweilige systematische Unsicherheit unterworfen wurden, führt zur Differenz der Wirkungsquerschnitte.

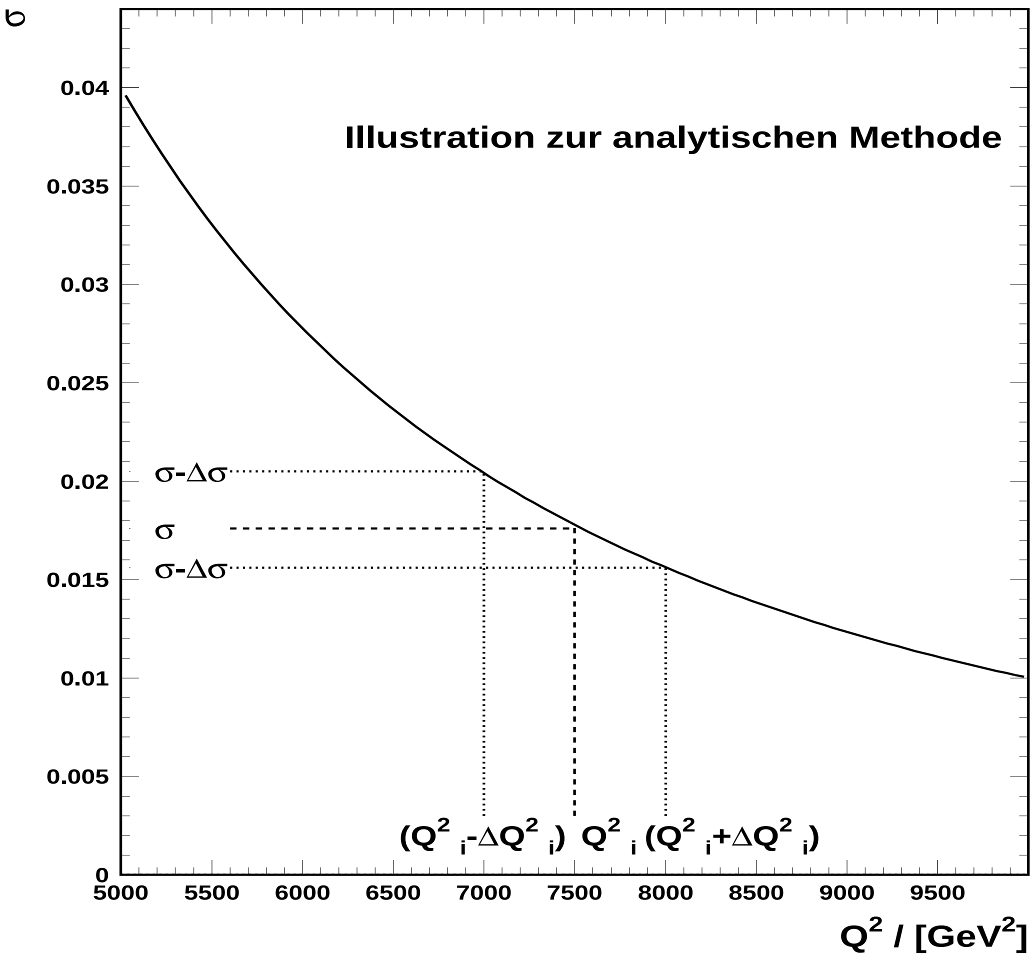


Abbildung 5.8: *Illustration der „analytischen Methode" zur Abschätzung der systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt. Unsicherheiten auf die Meßgrößen einer Einzelreaktion führen dazu, daß die tatsächliche Messung des Wirkungsquerschnitts an einem gegenüber dem Binzentrum* Q_i^2 *verschobenen Punkt* $(Q_i^2 \pm \Delta Q_i^2)$ *stattfindet. Die Differenz des Wirkungsquerschnitts am Binzentrum und dem tatsächlichen Punkt der Messung dient zur Abschätzung des systematischen Fehlers.*

Kinematische Größe	Unsicherheit $\Delta E'_e$	$\Delta\theta_e$	$\Delta\Sigma$
$\frac{\Delta y_{e\Sigma}}{y_{e\Sigma}}$	$2\cdot(y_\Sigma-1)\frac{\Delta E'_e}{E'_e}$	$2\cdot\frac{y_\Sigma-1}{\tan\frac{\theta_e}{2}}\cdot\Delta\theta_e$	$(1-2y_\Sigma)\frac{\Delta\Sigma}{\Sigma}$
$\frac{\Delta Q^2_{e\Sigma}}{Q^2_{e\Sigma}}$	$\frac{\Delta E'_e}{E'_e}$	$-\tan\left(\frac{\theta_e}{2}\right)\cdot\Delta\theta_e$	0
$\frac{\Delta x_{e\Sigma}}{x_{e\Sigma}}$	$(3-2\cdot y_\Sigma)\frac{\Delta E'_e}{E'_e}$	$\left(-\tan\frac{\theta_e}{2}+\frac{2(1-y_\Sigma)}{\tan\frac{\theta_e}{2}}\right)\Delta\theta_e$	$(2y_\Sigma-1)\frac{\Delta\Sigma}{\Sigma}$

Tabelle 5.3: *Relative Fehler der kinematischen Variablen $x_{e\Sigma}$, $Q^2_{e\Sigma}$ und $y_{e\Sigma}$ aufgrund der systematischen Unsicherheiten der experimentellen Meßgrößen E'_e, θ_e und Σ. Die aufgeführten Ausdrücke sind [Bas97] entnommen.*

Analytische Methode

Die analytische Methode wird in dieser Arbeit zur Abschätzung der systematischen Fehler aufgrund der Unsicherheiten auf die elektromagnetische und hadronische Energieskala sowie des Elektronen-Streuwinkels θ_e herangezogen.

Prinzip

Die analytische Methode beruht auf der Fehlerfortpflanzung systematischer Unsicherheiten. Ihr liegt der Gedanke zugrunde, daß systematische Unsicherheiten auf die Meßgrößen einer Einzelreaktion dazu führen, daß der Wirkungsquerschnitt in einem Bin B_i nicht am Binzentrum (x_i, Q_i^2), sondern an einem dazu verschobenen Punkt $(x_i+\Delta x_i, Q_i^2+\Delta Q_i^2)$ gemessen wird. Die Differenz $\Delta\sigma = \sigma(x_i+\Delta x_i, Q_i^2+\Delta Q_i^2)-\sigma(x_i, Q_i^2)$ dient der Abschätzung des systematischen Fehlers auf den Wirkungsquerschnitt und kann direkt nach Gleichung (2.15) berechnet werden. Abbildung 5.8 veranschaulicht diesen Gedanken für das Beispiel des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$.

Unsicherheiten der lorentzinvarianten Größen $x_{e\Sigma}$, $y_{e\Sigma}$ und $Q^2_{e\Sigma}$

Um die Fehlerabschätzung durchzuführen, müssen zunächst die Unsicherheiten der nach der $e\Sigma$-Methode bestimmten lorentzinvarianten Größen $x_{e\Sigma}$, $y_{e\Sigma}$ und $Q^2_{e\Sigma}$ aufgrund der Unsicherheiten in den Meßgrößen einer Einzelreaktion, E'_e, θ_e und Σ, betrachtet werden. Tabelle 5.3 faßt die Abhängigkeiten zusammen [Bas97]. Folgende Punkte sind hervorzuheben:

- $Q^2_{e\Sigma}$ hängt per Definition nicht von Σ ab; eine Unsicherheit in Σ führt zu keinem Fehler auf $Q^2_{e\Sigma}$.
- Die relativen Fehler der kinematischen Variablen $Q^2_{e\Sigma}$,$x_{e\Sigma}$ und $y_{e\Sigma}$ sind proportional zur relativen Unsicherheit $\Delta E'_e/E'_e$ der Elektronenenergie.
- Abbildung 5.9 veranschaulicht die Abhängigkeit des relativen Fehlers von $Q^2_{e\Sigma}$ und $x_{e\Sigma}$ aufgrund der angenommenen Unsicherheit im Streuwinkel des Elektrons von 3 mrad als Funktion von θ_e. In der unteren Abbildung ist $\Delta x_{e\Sigma}/x_{e\Sigma}$ für drei verschiedene Werte von y_Σ aufgetragen. Kinematisch ist nur das jeweils dargestellte Teilintervall in θ_e zugänglich.

Man erkennt, daß eine Unsicherheit von 3 mrad im Elektronstreuwinkel θ_e zu einem relativen Fehler in den kinematischen Größen $Q_{e\Sigma}$ und $x_{e\Sigma}$ von weniger als 2% führt.

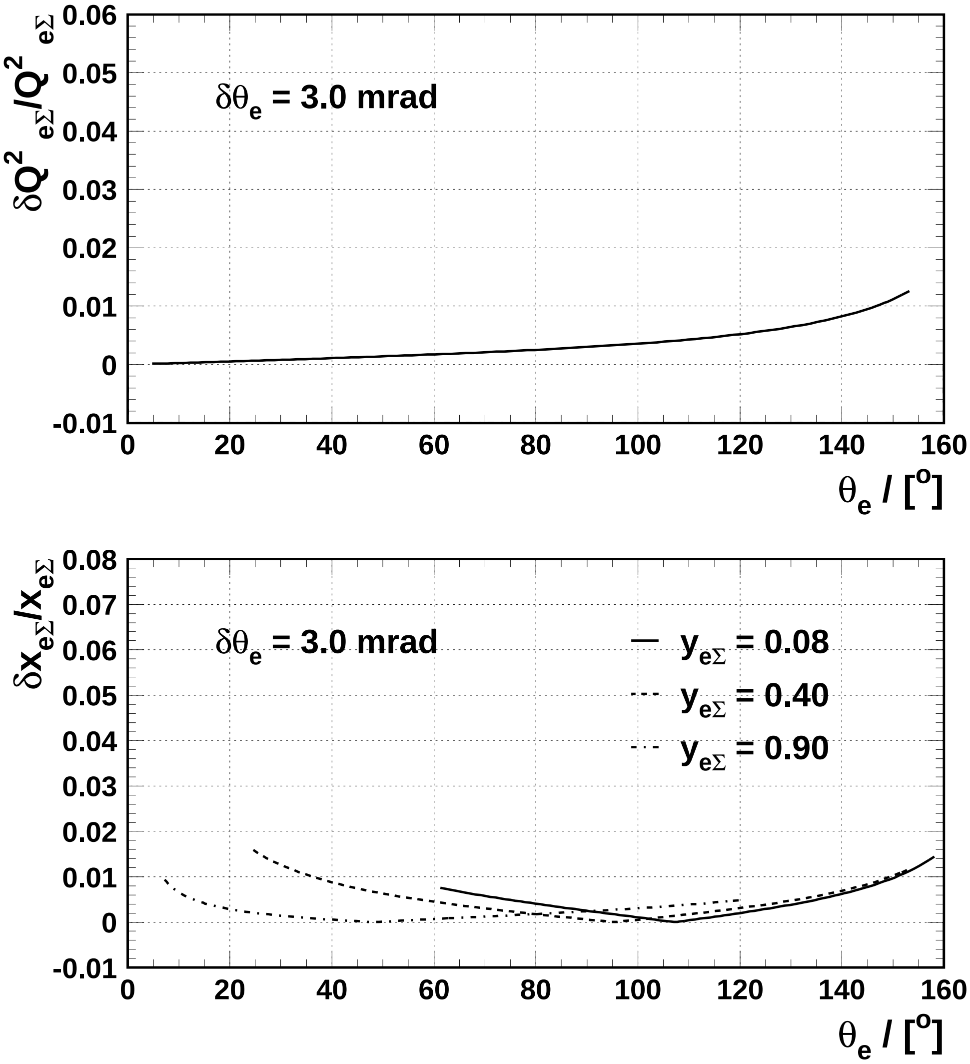


Abbildung 5.9: *Relativer Fehler der kinematischen Größen* $x_{e\Sigma}$ *und* $Q^2_{e\Sigma}$ *aufgrund der angenommenen Unsicherheit* $\Delta\theta_e = 3.0$ *mrad als Funktion des Elektronen-Streuwinkels* θ_e.

Abschätzung des systematischen Fehlers auf den Wirkungsquerschnitt

Am Beispiel der Unsicherheit auf die Messung der Energie des gestreuten Elektrons wird die Abschätzung des systematischen Fehlers auf den Wirkungsquerschnitt ausgeführt. Entsprechendes gilt für die Unsicherheiten auf den Streuwinkel des Elektrons und der Größe Σ:

- Nach der $e\Sigma$-Methode hängen die kinematischen Variablen[12] x und Q^2 nach Gleichungen (3.11) bis (3.13) von der Energie des gestreuten Elektrons ab. Eine Verschiebung von E'_e um die systematische Unsicherheit $\Delta E'_e$ führt daher zu einer Verschiebung in x und Q^2 um $\Delta x_{E'_e}$ bzw. $\Delta Q^2_{E'_e}$, die sich aus den Ausdrücken in Tabelle 5.3 ergibt.

- Im Fall der Unsicherheit $\Delta E'_e$ muß berücksichtigt werden, daß sie vom Radsegment des Flüssig-Argon-Kalorimeters abhängt, in dem die Energie des Elektrons gemessen wird (s. Tabelle 5.2). Aufgrund der Abhängigkeit der Variablen $x_{e\Sigma}$ und $Q^2_{e\Sigma}$ vom Polarwinkel θ_e kann ein im Bin $B_i = U(x_i, Q_i^2)$ gemessenes Elektron aus verschiedenen Winkelbereichen des Detektors und damit aus verschiedenen Radsegmenten des Flüssig-Argon-Kalorimeters stammen. Den Daten (oder einem MC-Datensatz) kann die relative Häufigkeit h_j entnommen werden, mit denen Ereignisse im Bin B_i aus dem j-ten Radsegment stammt. Die mittlere Unsicherheit auf die Energie der Elektronen aus dem Bin B_i ergibt sich hiermit zu:

$$< \Delta E'_e >= \sum_{j \in \{BBE,\ldots,OF1\}} h_j \Delta E'_{e,j} \tag{5.22}$$

  und wird als Unsicherheit $\Delta E'_e$ zur Bestimmung der Verschiebungen $\Delta x_{E'_e}$ und $\Delta Q^2_{E'_e}$ für das Bin B_i herangezogen.

- Der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt ergibt sich daraus für den doppelt-differentiellen Fall zu

$$\Delta\left(\frac{d^2\sigma(x,Q^2)}{dxdQ^2}\right) := \left.\frac{d^2\sigma(x,Q^2)}{dxdQ^2}\right|_{x=x_i,Q^2=Q_i^2} - \left.\frac{d^2\sigma(x,Q^2)}{dxdQ^2}\right|_{x=(x_i+\Delta x_i),Q^2=(Q_i^2+\Delta Q_i^2)} . \tag{5.23}$$

  Bei Betrachtung der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$ und $d\sigma/dx$ muß nur die Verschiebung in den Variablen Q^2 bzw. x berücksichtigt werden:

$$\Delta\left(\frac{d\sigma(Q^2)}{dQ^2}\right) := \left.\frac{d\sigma(Q^2)}{dQ^2}\right|_{Q^2=Q_i^2} - \left.\frac{d\sigma(Q^2)}{dQ^2}\right|_{Q^2=(Q_i^2+\Delta Q_i^2)} , \tag{5.24}$$

$$\Delta\left(\frac{d\sigma(x)}{dx}\right) := \left.\frac{d\sigma(x)}{dx}\right|_{x=x_i} - \left.\frac{d\sigma(x)}{dx}\right|_{x=(x_i+\Delta x_i)} . \tag{5.25}$$

Bei Bestimmung der systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt wird für die Größe Σ konservativ die Unsicherheit der hadronischen Energieskala von 3 % angesetzt; hierbei wird der Fehler auf den in der elektromagnetischen Komponente des Flüssig-Argon-Kalorimeters gemessenen Teil des hadronischen Endzustands überschätzt.

---

[12] Im weiteren wird die Unsicherheit auf die kinematische Größe y nicht betrachtet. Die angestellten Überlegungen lassen sich aber ohne weiteres auf y übertragen.

Vergleich der beiden Methoden

Die analytische Methode betrachtet die Auswirkung der systematischen Unsicherheiten auf den Wirkungsquerschnitt am Binzentrum (x_i, Q_i^2), also an dem Punkt, an dem die Messung des Wirkungsquerschnitts stattfindet. Die MC-Methode berücksichtigt hingegen die systematischen Unsicherheiten auf alle Ereignisse, die in der Umgebung B_i des Meßpunktes nachgewiesen werden.
Die analytische Methode kann dabei als MC-Methode interpretiert werden, bei der alle Ereignisse im Binzentrum rekonstruiert werden und eine gemeinsame, korrelierte Verschiebung um $(x_i + \Delta x_i, Q_i^2 + \Delta Q_i^2)$ in der kinematischen Ebene aufweisen.
Sie besitzt gegenüber der MC-Methode zwei **Vorteile**:

1. **Wohldefinierte Rechenvorschrift**
   Die korrekte Beschreibung der Detektorantwort wird von der analytischen Methode nicht benötigt. Sie basiert auf dem gewählten Rekonstruktionsverfahren zur Berechnung der kinematischen Größen aus den Meßgrößen der Einzelreaktion und der Berechnung des Wirkungsquerschnitts an den Binzentren. Einzig die Unsicherheit der Meßgrößen geht als „Detektoreffekt“ ein. Sie kann den Daten direkt, also ohne Verwendung der Monte-Carlo-Simulation entnommen werden[13].

2. **Unabhängigkeit von statistischen Schwankungen**
   Die analytische Methode ist keinen statistischen Schwankungen unterworfen, die im Fall der MC-Methode in Bins auftreten können, die nur mit wenigen Ereignissen besetzt sind. Diese Fluktuationen können unter Umständen zu einer falschen Abschätzung des systematischen Fehlers nach der MC-Methode führen (s.u.).

Ein **Nachteil** der analytischen Methode ist, daß die Aus- und Einwanderung von Ereignissen aufgrund der systematischen Unsicherheiten nicht berücksichtigt werden, da sie auch in den experimentell gemessenen Daten auftreten. Sofern notwendig, müssen sie in den betroffenen Bins gesondert abgeschätzt werden.

Vergleich der systematischen Fehler für $d\sigma/dQ^2$

Abbildung 5.10 zeigt die *relativen systematischen Fehler* des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$ als Funktion von Q^2 für die betrachteten systematischen Unsicherheiten auf die Energie des gestreuten Elektrons, $\Delta E'_e$, (Teilabbildungen (a) und (b)), den Polarwinkel $\Delta\theta_e$ (Teilabbildungen (c) und (d)) sowie die hadronische Größe, $\Delta\Sigma$ (Teilabbildungen (e) und (f)). Die Linien repräsentieren den jeweils nach der analytischen Methode bestimmten, die Kreise bzw. Dreiecke den aus der MC-Methode ermittelten relativen systematischen Fehler.
Wie oben bemerkt, ergeben sich die systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt nach der MC-Methode aus Migrationen der Ereignisse zwischen den Bins des Meßbereichs und aus Emigration aus dem bzw. Immigration in den MC-Datensatz, der die jeweilige systematische Unsicherheit enthält. Die linke Spalte (Teilabbildungen (a), (b) und (c)) enthält die Immigrationen und Emigrationen, in den Abbildungen der rechten Spalte ((d), (e) und (f)) wurde auf sie korrigiert. Dies ermöglicht den direkten Vergleich mit der analytischen Methode.

---

[13] Entsprechendes gilt für die Mittelung der Unsicherheit auf die Energie des gestreuten Elektrons, bei der die Geometrie des Detektors eine Rolle spielt (s.o.).

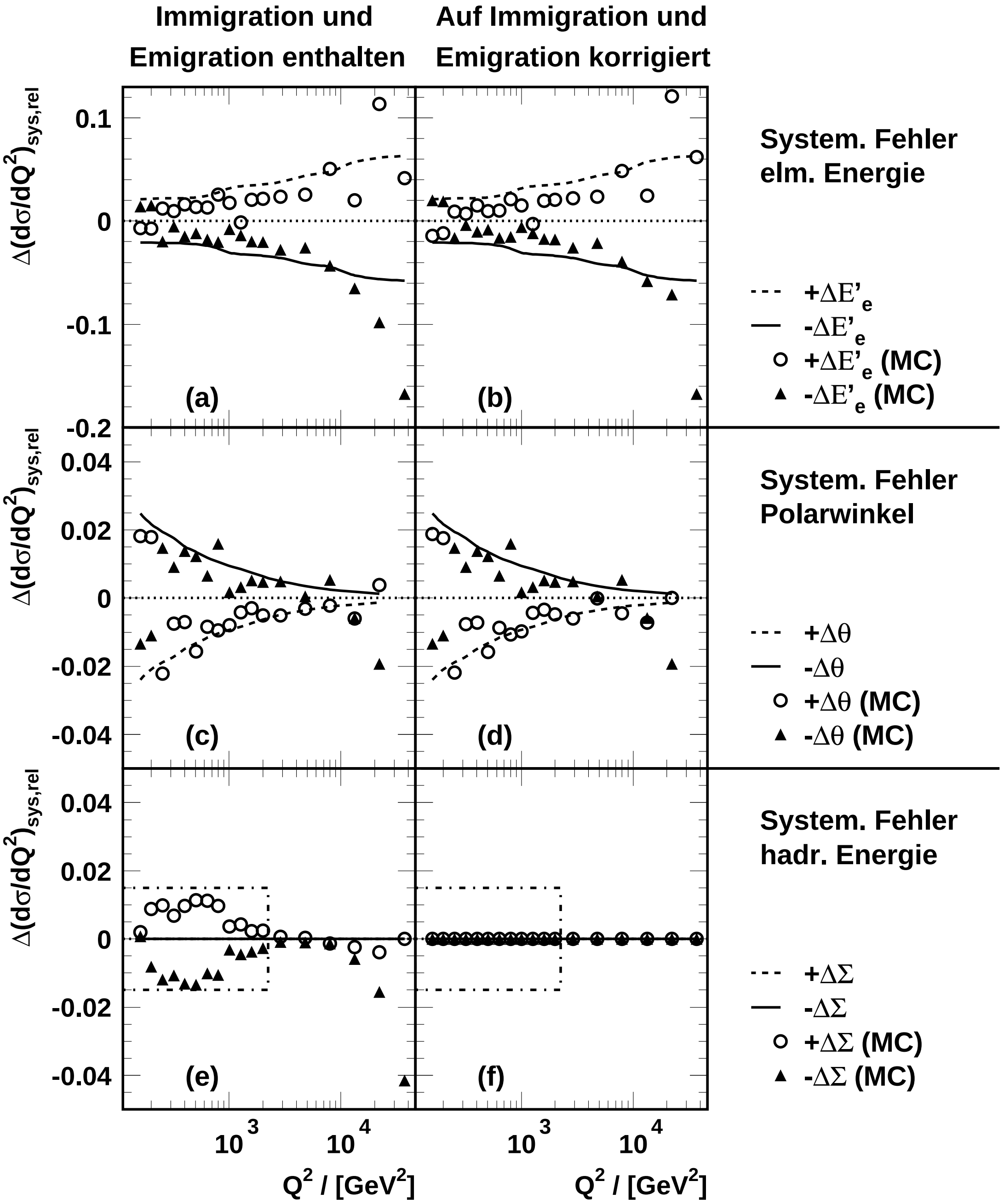


Abbildung 5.10: *Relativer systematischer Fehler des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts* $d\sigma/dQ^2$ *nach der analytischen und der Monte-Carlo-Methode für die betrachteten Unsicherheiten* $\Delta E'_e$*,* $\Delta\theta_e$ *und* $\Delta\Sigma$*, s. die Ausführungen im Text.*

Der Vergleich der beiden Methoden zeigt, daß die vom MC-Verfahren vorhergesagten systematischen Fehler durch die analytische Methode gut wiedergegeben werden. Im einzelnen erkennt man:

- **Unsicherheit der elektromagnetischen Energieskala**
  Eine Erhöhung der Energieskala gegenüber den nominellen Verhältnissen führt zu einem systematisch größeren, eine Verringerung der Energieskala zu einem systematisch kleineren Meßwert für den Wirkungsquerschnitt.

  Die Fehler aufgrund der systematischen Unsicherheit $\Delta E'_e$ stimmen zwischen den beiden Methoden für den Großteil des Meßbereichs für Q^2 gut überein, wobei die Fehler durch die analytische Methode etwas größer abgeschätzt werden. Hiernach beträgt er ca. ± 2 Prozent bei $Q^2 = 150$ GeV^2 und erreicht ca. ± 6 % bei den höchsten betrachteten Impulsüberträgen. Die Abweichungen zwischen analytischer und MC-Methode bei sehr hohen Impulsüberträgen sind z.T. auf Ein- und Auswanderungseffekte zurückzuführen. Im Fall der Erhöhung der elektromagnetischen Energieskala ($+\Delta E'_e$, gestrichelte Linie bzw. offene Kreise) fallen Schwankungen in der MC-Methode auf, die auf die geringe Ereigniszahl der MC-Datensätze bei diesen Impulsüberträgen zurückzuführen sind. Bei einer Erniedrigung der Energieskala ($-\Delta E'_e$, durchgezogene Linie bzw. gefüllte Dreiecke) weicht die Vorhersage nach der MC-Methode deutlich von der analytischen Rechnung ab (vgl. das Bin bei $Q^2 = 20000$ GeV^2 in Teilabbildungen (a) und (b)).

- **Unsicherheit auf den Polarwinkel des gestreuten Elektrons**
  Ein systematisch zu klein gemessener polarer Streuwinkel führt zu einem zu großen Meßwert[14] für $d\sigma/dQ^2$.

  Der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt wird nach beiden Methoden in etwa gleich beschrieben; er beträgt etwas über 2 % bei $Q^2 = 150$ GeV^2 und sinkt auf unter ein Prozent für die höchsten betrachteten Impulsüberträge. Aus- und Einwanderungseffekte spielen kaum eine Rolle, was dadurch erklärt werden kann, daß Ereignisse aufgrund eines etwas falsch gemessenen Elektronen-Streuwinkels nicht aus der Selektion ausgeschlossen werden[15].

- **Unsicherheit auf die hadronische Energieskala**
  Hier wird ein Nachteil der analytischen Methode deutlich. Da der Impulsübertrag bei Berechnung nach der $e\Sigma$-Methode nicht von der Größe Σ und damit nicht von der hadronischen Energieskala abhängt (s. Tabelle 5.3), ist der durch die analytische Methode abgeschätzte systematische Fehler aufgrund dieser Unsicherheit 0. Dies wird bei Verwendung der MC-Methode bestätigt, sofern auf Aus- und Einwanderungseffekte korrigiert wird (Teilabbildung (f)).

  Um der Immigration und Emigration bei der Fehlerabschätzung Rechnung zu tragen, wird ein Fehler von 1.5 %, der nicht aus der analytischen Methode stammt, für 150 GeV$^2 < Q^2 <$ 2000 GeV^2 angesetzt[16], s. die strichpunktierte Linie.

---

[14] Man beachte hierbei, daß der Streuwinkel im H1-Koordinatensystem gemessen wird: Je kleiner θ_e, desto stärker wird das Elektron aus seiner ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt und umso größer ist sein Impulsübertrag; ein systematisch zu kleiner Meßwert für θ_e führt damit zu einem zu großen Meßwert für Q^2.

[15] Der Streuwinkel wird aus der kalorimetrischen Position und der Vertexposition bestimmt.

[16] Beim höchsten betrachteten Q^2-Wert fällt auf, daß die MC-Methode einen großen Fehler vorhersagt. Eine detaillierte Betrachtung ergab, daß er auf der Emigration von zwei Ereignissen beruht, die nach Berücksichtigung der Unsicherheit auf die Energieskala von -3 % die transversale Impulsbalance nicht mehr erfüllen. Eine Überprüfung ergibt, daß beide Ereignisse bei nomineller hadronischer Energieskala

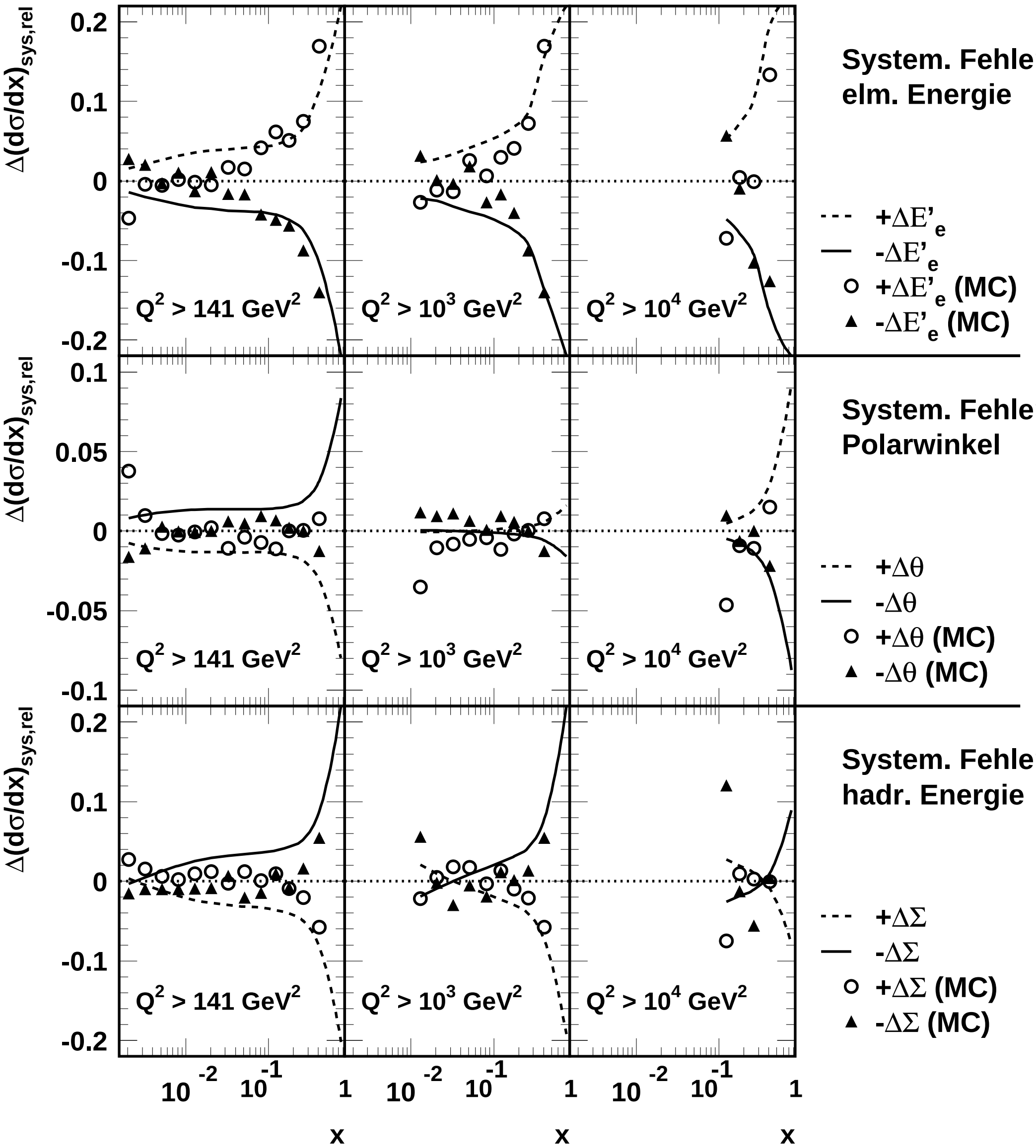


Abbildung 5.11: *Relativer systematischer Fehler der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx$ für ($Q^2 > 141, 1000$ und 10000 GeV^2) nach der analytischen und der Monte-Carlo-Methode für die betrachteten Unsicherheiten $\Delta E'_e$, $\Delta\theta_e$ und $\Delta\Sigma$.*

---

einen fehlenden Transversalimpuls von knapp unter 20 GeV besitzen und nach Reduktion der hadronischen Energieskala ein p_t^{miss} von knapp über 20 GeV aufweisen und somit die Selektion der Ereignisse nicht überleben. Solch großen Werte für p_t^{miss} sind selbst in tiefinelastischen Ereignissen mit sehr hohem Impulsübertrag selten (s. Abbildung 4.18), so daß diese MC-Ereignissen dem Randbereich des Phasenraums zugeordnet werden müssen. Eine Fehlerabschätzung wird in einem solchen Fall schwierig und verdeutlicht die Anfälligkeit der MC-Methode gegen Schwankungen.

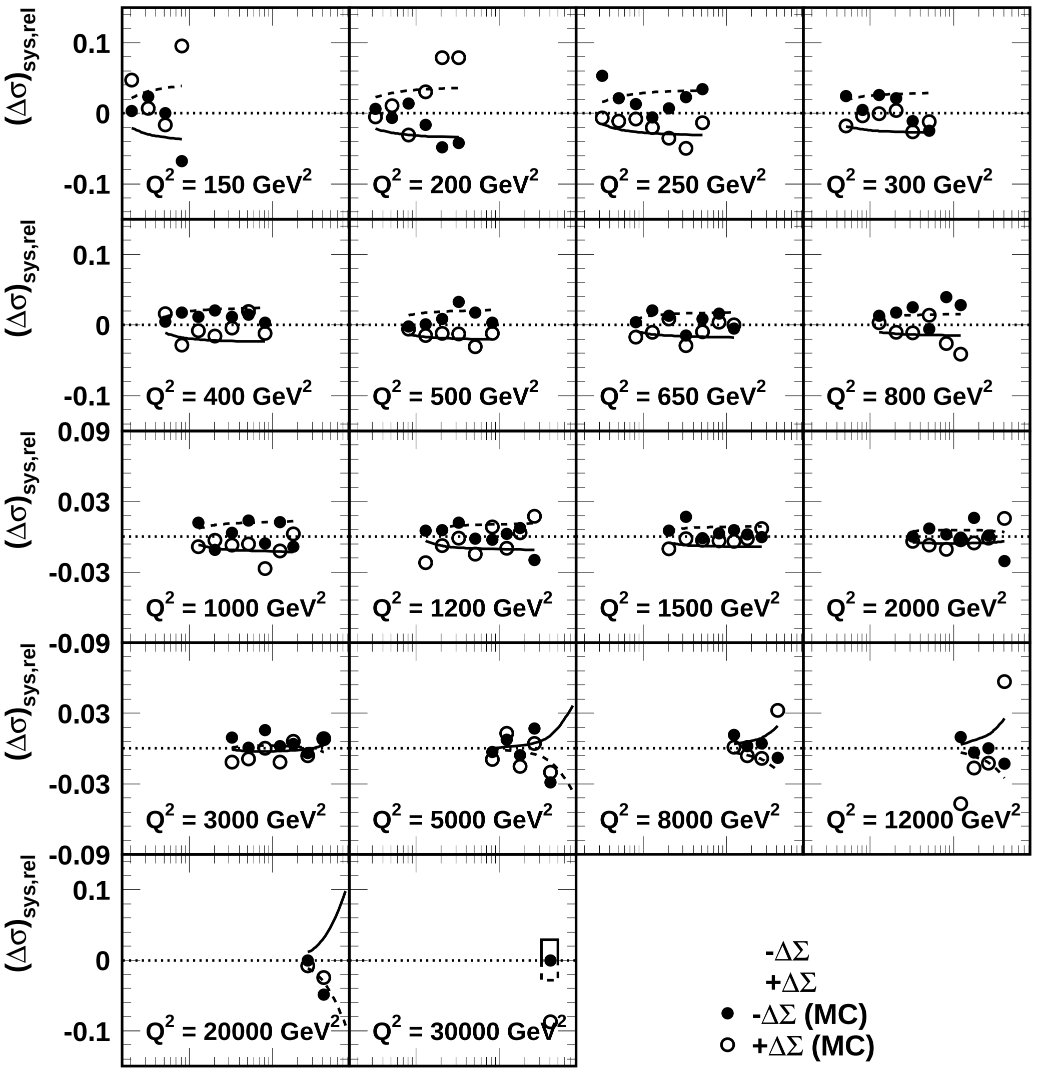


Abbildung 5.12: *Der relative systematische Fehler des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts $d^2\sigma/dxdQ^2$ aufgrund der Unsicherheit $\Delta\Sigma$ der hadronischen Energieskala für die in der Analyse betrachteten Meßpunkte. Die Linien sind aus der analytischen, die Punkte aus der MC-Methode ermittelt.*

Vergleich der systematischen Fehler für $(d\sigma/dx)$

Abbildung 5.11 erlaubt den Vergleich der beiden Methoden für den Fall des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dx$. Man erkennt, daß die analytische Methode auch hier die von der MC-Methode angenommenen systematischen Fehler beschreibt und in den meisten Fällen überschätzt. Aus- und Einwanderung sind in den Fehlern enthalten, die aus der MC-Methode ermittelt wurden. Drei Punkte seien herausgegriffen:

- Für $Q^2 > 1000$ GeV^2 wird der Fehler aufgrund der Unsicherheit im Polarwinkel nach der analytischen Methode gegenüber der MC-Methode aufgrund der Ein- und Auswanderungseffekte unterschätzt.

- Im Fall $Q^2 > 10000$ GeV^2 weist die MC-Methode aufgrund der geringen Anzahl an Ereignissen in diesem kinematischen Bereich deutliche Schwankungen auf.

- Die nach der analytischen Methode bestimmten Fehler auf die hadronische Energieskala ($\Delta\Sigma$) kreuzen die Null-Linie. Dies steht in Übereinstimmung mit der Beziehung

  $$\frac{\delta x_{e\Sigma}}{x_{e\Sigma}} = (2 \cdot y_\Sigma - 1) \cdot \frac{\delta\Sigma}{\Sigma} \tag{5.26}$$

  (s. Tabelle 5.3), die für $y_\Sigma = 0.5$ Null wird.

Vergleich der systematischen Fehler für $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$
Die für die einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte dargestellten Verhältnisse gelten entsprechend auch für den systematischen Fehler der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte, wie am Beispiel der Unsicherheit der hadronischen Energieskala in Abbildung 5.12 demonstriert wird. Auffällig sind hierbei die zum Teil starken Schwankungen des nach der MC-Methode bestimmten systematischen Fehlers.

Beurteilung
Insgesamt zeigen die Vergleiche, daß die analytische Methode eine mit der MC-Methode im wesentlichen übereinstimmende Abschätzung der systematischen Fehler liefert und rechtfertigt die Verwendung dieser Methode zur Abschätzung der systematischen Fehler. Abweichungen in einzelnen Bins der Analyse können auf Effekte der Ein- und Auswanderung von Ereignissen zurückgeführt werden. Im Fall des systematischen Fehlers aufgrund der Unsicherheit in der hadronischen Energieskala für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ müssen und werden sie aus einer gesonderten Abschätzung gewonnen werden.

5.4 Vergleich mit weiteren Messungen

Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Meßpunkte für die einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte werden anderen Messungen des Experiments H1 gegenübergestellt. Im Fall von $d\sigma/dQ^2$ werden die Meßergebnisse mit den Resultaten einer unabhängigen, veröffentlichten Messung [H1C99b][17] der Elektron-Proton-Streureaktionen der Datennahmeperiode 1998-1999 verglichen, im Fall von $d\sigma/dx$ ($Q^2 > 1000$ GeV^2, $Q^2 > 10000$ GeV^2) findet ein Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit den aus *Positron*-Proton-Streureaktionen bestimmten Wirkungsquerschnitten statt. Der Einfluß des Z^0-Austauschs deutet sich hier an und wird in Kapitel 6 untersucht, auf die Untersuchungen zu den Valenzquarkdichten wird in Kapitel 7 eingegangen.

Abbildung 5.13 zeigt die Ergebnisse der beiden Untersuchungen der *ep*-Streureaktionen der Datennahmeperiode 1998-1999 für $d\sigma/dQ^2$ im Vergleich. Die Messung ist in beiden Untersuchungen bei den gleichen Werten für Q^2 durchgeführt worden, zur Veranschaulichung sind die Meßwerte der Messung aus [H1C99b] verschoben.

Man findet insgesamt gute Übereinstimmung im Rahmen der Meßgenauigkeiten. Die Fehler sind von gleicher Größe. Auffällig ist jedoch, daß die Messung aus [H1C99b] im Mittel über der hier vorgestellten liegt. Die Fluktuation der Messung um die aus dem Standardmodell erwarteten Werte für den Wirkungsquerschnitt bei sehr hohen Impulsüberträgen ($Q^2 > 2000$ GeV^2) wird in beiden Untersuchungen beobachtet.

Abbildung 5.14 zeigt die einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx$ für $Q^2 >$ 1000 GeV^2 (Teilabbildung (a)) und $Q^2 > 10000$ GeV^2 (Teilabbildung (b)) im Vergleich zu den Ergebnissen, die aus den Positron-Proton-Streureaktionen der Datennahmeperiode 1994-1997 ermittelt wurden [H1C99a]. Der deutliche Unterschied der beiden Messungen ist in erster Linie auf die höhere Schwerpunktsenergie der Periode 1998-1999 zurückzuführen. Die Meßpunkte sind gut verträglich mit den Vorhersagen des Standardmodells bei den jeweiligen Schwerpunktsenergien.

Teilabbildung (a) kann man entnehmen, daß die Effekte der schwachen Wechselwirkung in der Elektron-Proton-Streuung bei $Q^2 \approx 1000$ GeV^2 anfangen, eine Rolle zu spielen, in der Positron-Proton-Streuung aber kaum zu Unterschieden in der Vorhersage des Standardmodelles führen (vgl. die ausführliche Diskussion der schwachen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt in Kapitel 2).

In beiden Reaktionstypen sind sie aber bei äußerst hohen Impulsüberträgen ($Q^2 > 10000$ GeV^2) deutlich, s. Teilabbildung (b) und (c). Die Messung der Wirkungsquerschnitte ist jedoch gleichzeitig mit einer hohen Unsicherheit versehen, was andeutet, daß die schwachen Effekte nicht mit hoher Präzision nachweisbar sind, was im folgenden Kapitel ausgeführt wird.

---

[17] Es muß angemerkt werden, daß die Selektionskriterien denen in der vorgestellten Arbeit sehr ähnlich sind. Die zweite Analyse orientiert sich an [H1C99a]. Ein wesentlicher Unterschied besteht im Meßbereich, der in der zweiten Untersuchung auf $y < 0.9$ eingeschränkt ist, dafür aber den Bereich $y < 0.05$ abdeckt.

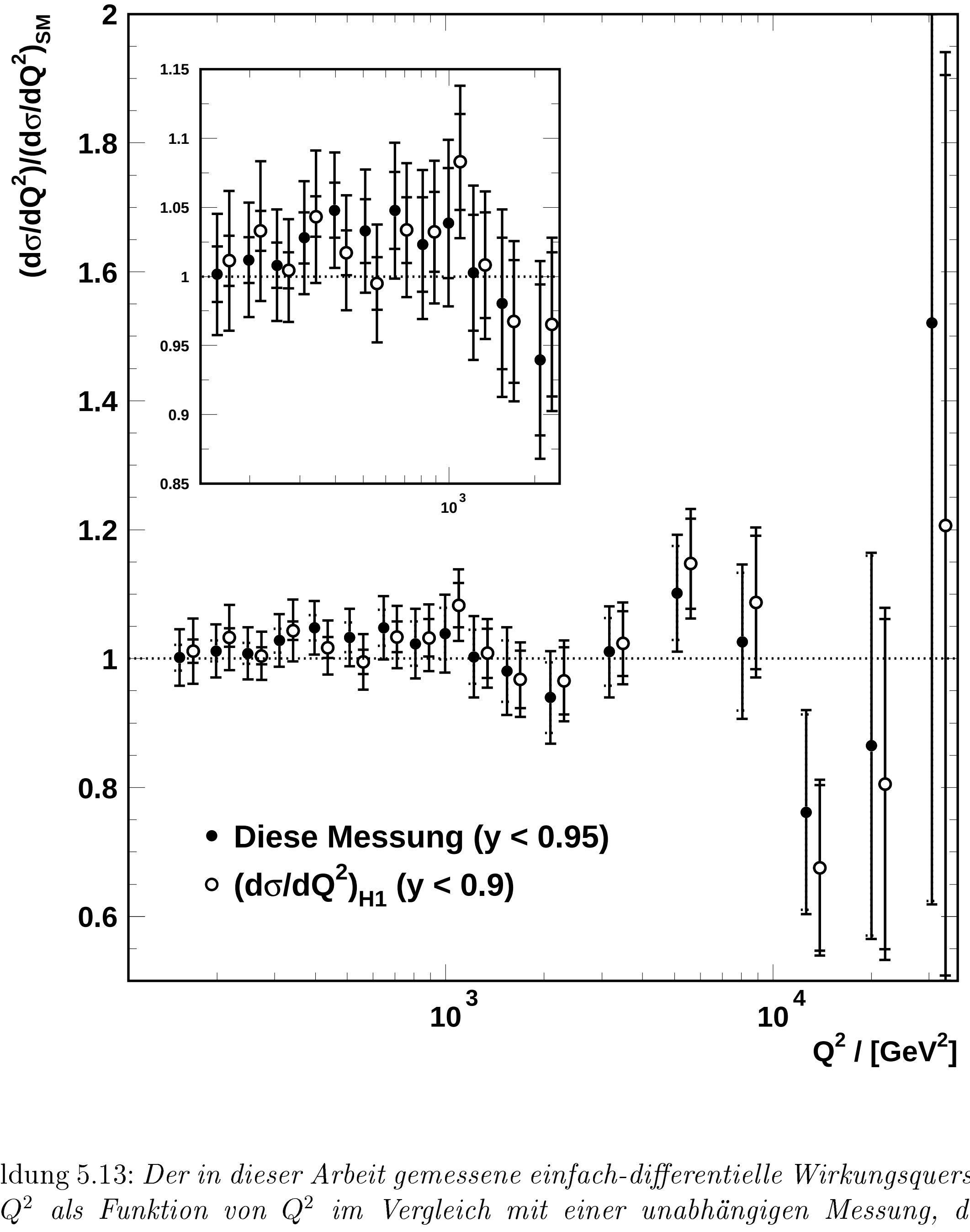


Abbildung 5.13: *Der in dieser Arbeit gemessene einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt* $d\sigma/dQ^2$ *als Funktion von* Q^2 *im Vergleich mit einer unabhängigen Messung, die auf Grundlage der Daten derselben Periode durchgeführt wurde [H1C99b]. Zu beachten ist der unterschiedliche Bereich in y, auf den sich die Messungen beziehen. Bei kleinen Werten für* Q^2 *liefert die Vergleichsmessung systematisch höhere Werte. Die Abweichung kann aber im Rahmen der (systematischen) Fehler verstanden werden. Aus Darstellungsgründen sind die Punkte der Vergleichsmessung in* Q^2 *verschoben.*

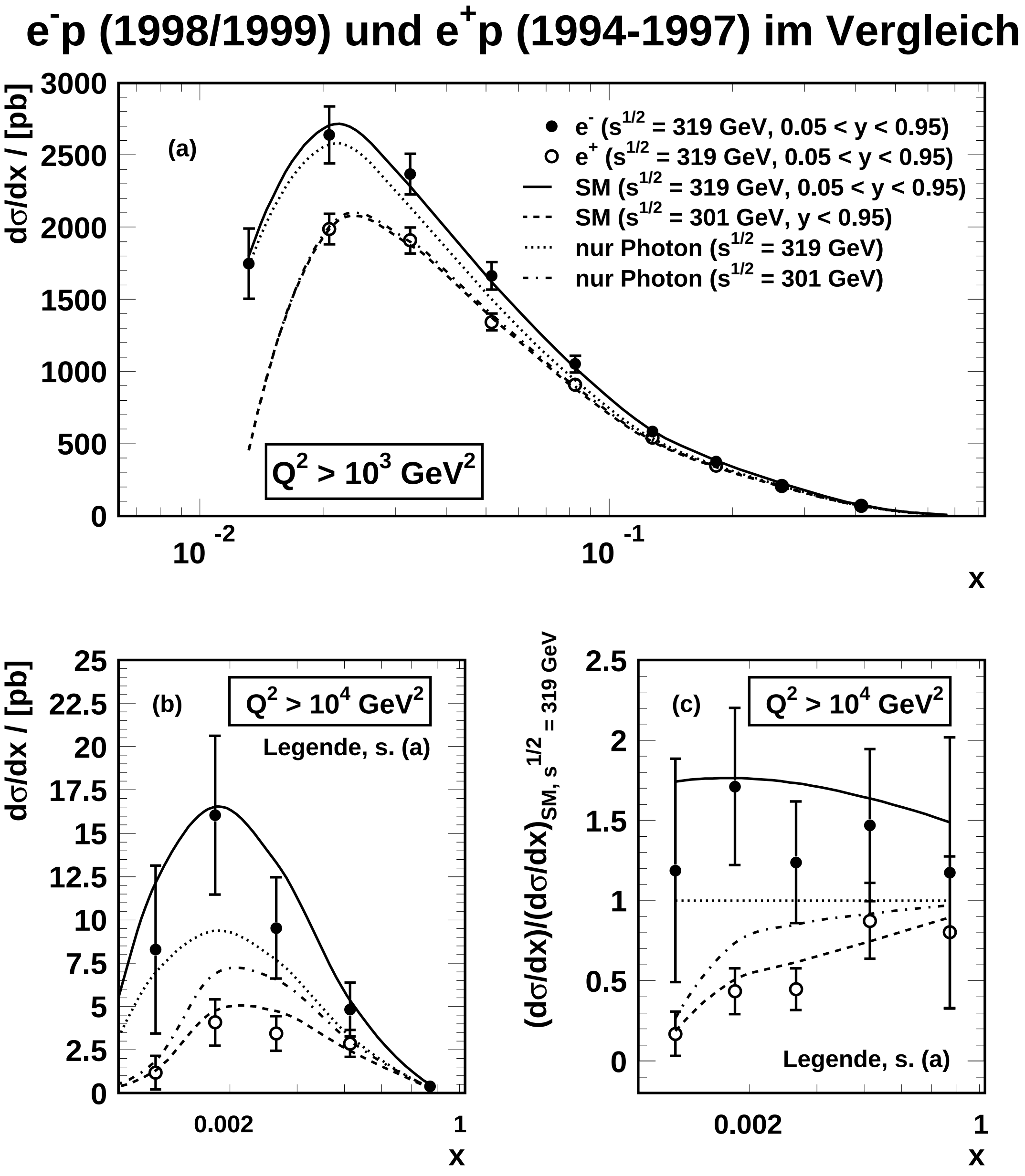


Abbildung 5.14: *Vergleich der Messung des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dx$ für die Mindestwerte im Impulsübertrag $Q^2 > 141\,GeV^2, 1000\,GeV^2$ und $10000\,GeV^2$ für Elektron-Proton und Positron-Proton-Streuung. Zu beachten ist die in den Messungen unterschiedliche Schwerpunktsenergie und die in y unterschiedlichen Bereiche der Messung. Der Unterschied zu den jeweiligen Kurven für den alleinigen Photon-Austausch zeigt das unterschiedliche Interferenzverhalten der Wirkungsquerschnitte bezüglich des Z^0- und des Photon-Austauschs auf.*

Kapitel 6

Evidenz des Z^0-Austauschs

Die Wirkungsquerschnitte der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung des neutralen Stroms bei hohen Impulsüberträgen, deren Messung in den vorangegangenen Abschnitten ausgeführt wurde, werden in diesem Kapitel in Hinblick auf die Effekte der schwachen Wechselwirkung untersucht und dabei die Werte für die Propagatormasse des Z^0-Bosons und den schwachen Mischungswinkel $\sin^2\theta_W$ gemessen.

Die Betrachtungen werden durch die Hinzunahme der in [H1C99a] veröffentlichten Wirkungsquerschnitte der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung ergänzt.

Elektron- und Positron-Daten werden kombiniert, um die Effekte der schwachen Wechselwirkung mit größerer Signifikanz zu ermitteln. Die Kombination dieser Datensätzen erlaubt außerdem eine der ersten Messungen der Protonstrukturfunktion $xF_3(x, Q^2)$ in tiefinelastischer *ep*-Streuung, die in Kapitel 7 vorgestellt wird.

In den tiefinelastischen *ep*-Streureaktionen bei HERA wurde auf den beobachteten Einfluß der schwachen Wechselwirkung in neutralen Strömen bereits in [H1C99a] und [ZE99] hingewiesen. In dieser Arbeit wird der Einfluß der schwachen Wechselwirkung in den neutralen Strömen erstmals quantitativ untersucht und aus einer Anpassung an die Daten die Propagator-Masse des ausgetauschten Z^0-Bosons sowie der schwache Mischungswinkel $\sin^2\theta_W$ extrahiert.

6.1 Die Modellparameter M_P und s_W

Der Einfluß der schwachen Wechselwirkung in tiefinelastischer *ep*-Streuung der neutralen Ströme kann nicht anhand der Betrachtung von Einzelreaktionen untersucht werden, da die Endzustände bei Austauch eines Z^0-Bosons und eines Photons ununterscheidbar sind, vgl. Abbildung 2.3. Nur aus der Betrachtung des Wirkungsquerschnitts dieser Reaktion kann auf den Einfluß der schwachen Wechselwirkung geschlossen werden.

6.1.1 Einfluß der schwachen Wechselwikrung

Die schwachen Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt wurden ausführlich in Kapitel 2, Abschnitt 2.2.2 diskutiert. An dieser Stelle sei kurz an die folgenden Zusammenhänge erinnert:

- **Elektroschwache Beiträge**
  Der Bornsche Wirkungsquerschnitt weist Beiträge aufgrund des Photon- und des

Z^0-Austauschs auf, sowie einen Interferenzterm. Letzterer ist im Fall der Elektron-Proton-Streuung positiv (konstruktive Interferenz), im Fall der Positron-Proton-Streuung negativ (destruktive Interferenz). Der Bornsche Wirkungsquerschnitt in Elektron-Proton-Streuung (σ^-) ist daher im gesamten betrachteten kinematischen Bereich größer, in Positron-Proton-Streuung (σ^+) kleiner als sein jeweiliger rein elektromagnetischer Anteil.

- **Propagatoreffekt**
  Die Abhängigkeit vom Propagatorterm $P_Z = Q^2/(Q^2 + M_Z^2)$ führt dazu, daß die schwachen Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt erst bei großen Werten für Q^2 von einigen hundert bis tausend GeV^2 wirksam werden.

- **Helizitätsabhängigkeit**
  Aufgrund der Helizitätsfaktoren $Y_\pm$, die in den Ausdruck Gleichung (2.15) für den Bornschen Wirkungsquerschnitt eingehen, weisen die schwachen Beiträge auch eine ausgeprägte Abhängigkeit von der Größe x auf[1]. Aus diesem Grund wird für die folgenden Untersuchungen der reduzierte, in x und Q^2 doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ herangezogen.

6.1.2 Formulierung der „Modelle“ $\sigma(M_P, s_w)$

Die Formulierung der elektroschwachen Wechselwirkung im Rahmen des Standardmodells benötigt drei Parameter. In den in Abschnitt 2.2.1 definierten Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt tiefinelastischer ep-Streureaktionen des neutralen Stroms bei hohen Impulsüberträgen gehen hierbei die Feinstrukturkonstante α, die Masse des Z^0-Bosons sowie der schwache Mischungswinkel $\sin^2\theta_W$ ein.
Zur Untersuchung der Effekte der schwachen Wechselwirkung werden im Rahmen dieser Arbeit Messungen der Propagatormasse M_Z und des schwachen Mischungswinkels $\sin^2\theta_W$ durchgeführt und mit den Werten des Standardmodells verglichen. Zur formalen Unterscheidung werden die Parameter M_P für die Propagatormasse des Z^0-Bosons[2] sowie s_W für den schwachen Mischungswinkel eingeführt, die zur Formulierung der „Modelle“

$$\sigma(M_P, s_W) \tag{6.1}$$

verwendet werden. Das Standardmodell ist durch

$$\begin{aligned} M_P &= M_Z = 91.187 \text{ GeV}, && (6.2)\\ s_W &= \sin^2\theta_W = 0.23124 && (6.3)\end{aligned}$$

als Sonderfall enthalten, der alleinige Austausch eines Photons wird durch den Grenzfall

$$\sigma^\gamma = \lim_{M_P\to\infty} \sigma(M_P, s_W) \tag{6.4}$$

---

[1] Es sei an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen, daß die x-Abhängigkeit eigentlich auf der y-Abhängigkeit der ep-Wechselwirkung beruht. Während x mit dem Impulsbruchteil des Streuquarks am Protonimpuls in Verbindung gebracht werden kann, also eine „Proton-Größe“ darstellt, ist y über $\cos^2\theta_e^* = (1-y)$ mit dem Streuwinkel θ_e^* des Elektrons im Elektron-Quark-Schwerpunktssystem verknüpft und spiegelt daher die eigentliche Helizitätsabhängigkeit der Wechselwirkung wider (vgl. Abschnitt 2.1.2). Wegen der Beziehung $x = Q^2/(s\cdot y)$ überträgt sich dies auf die Variable x.

[2] Wenn im folgenden von der „Masse des Z^0-Bosons“ gesprochen wird, bezieht sich das auf die Propagatormasse, die in den Ausdruck $P_Z = Q^2/(Q^2 + M_Z^2)$ eingeht.

berücksichtigt: Im Limes großer Propagatormassen werden die schwachen Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt aufgrund ihrer Abhängigkeit vom Propagatorterm P_Z so stark unterdrückt, daß die *ep*-Wechselwirkung durch den alleinigen Austausch eines Photons beschrieben wird.

Die Messung der Parameter M_P und s_W kann auch als Test des Standardmodells aufgefaßt werden. Sie erfolgt durch Vergleich der Daten mit den Vorhersagen des jeweiligen Modells und der Extraktion der Werte für M_P und s_W, die die beste Übereinstimmung mit den experimentell gewonnenen Wirkungsquerschnitten σ_{exp} liefern.

In die Formulierung der Modelle $\sigma(M_P, s_W)$ gehen keine weiteren Randbedingungen aus der elektroschwachen Theorie ein (wie z.B. die Beziehung $\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$, wobei M_W die Masse des W-Bosons ist), M_P und s_W werden als freie, unabhängige Parameter aufgefaßt. Der zugehörige Parameterraum ist durch

$$P := \{(M_P, s_W) : 0 \text{ GeV} \leq M_P \leq \infty, 0 \leq s_W \leq 1\} \tag{6.5}$$

definiert.

Die Abbildungen 6.1-6.4 zeigen verschiedene Beispiele für die von den Parametern M_P und s_W abhängigen Modelle $\sigma(M_P, s_W)$ für den Fall des reduzierten, in x und Q^2 doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts im Vergleich zur Erwartung aus dem Standardmodell sowie den aus dem Experiment gewonnenen Wirkungsquerschnitten. Die Abbildungen 6.1 und 6.2 beziehen sich auf den Fall der Elektron-Proton-, die Abbildungen 6.3 und 6.4 auf den Fall der Positron-Proton-Streuung. Dargestellt ist jeweils das Verhältnis zur Erwartung des Standardmodells, also

$$r(M_P, s_w) := \frac{\sigma(M_P, s_w)}{\sigma(M_Z, \sin^2\theta_W)}. \tag{6.6}$$

Um die Abhängigkeiten vom Parameter M_P zu verdeutlichen wird in den entsprechenden Abbildungen $s_W = \sin^2\theta_W = 0.23214$ gesetzt und umgekehrt zur Darstellung der Abhängigkeiten von s_W die Masse des Z^0 auf den Wert des Standardmodells festgelegt.

Man erkennt für die **Abhängigkeit von der Propagatormasse** M_P:

- **Elekton-Proton-Streuung**:
  Je kleiner M_P, desto geringer fällt die Unterdrückung der schwachen Beiträge durch den Propagator aus. Ein Z^0-Boson mit einer Masse von $M_P = 20$ GeV führt bereits bei Werten von einigen hundert GeV^2 für den Impulsübertrag Q^2 zu großen relativen Abweichungen von bis zu 40 % gegenüber der Vorhersage des Standardmodells. Eine Propagatormasse $M_P > M_Z$ führt dagegen zu einer stärkeren Unterdrückung der schwachen Beiträge, als dies im Standardmodell der Fall ist und hat Abweichungen von der Erwartung des Standardmodells bei sehr großen Werten für Q^2 zur Folge.

  Insgesamt ist festzustellen, daß kleine Werte für M_P zu größeren Abweichungen von der Vorhersage des Standardmodells führen und damit leichter zu überprüfen sind. Aufgrund der Helizitätsabhängigkeit der schwachen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt ist der Effekt bei kleinen Werten von x ausgeprägter als bei großen Werten von x.

- **Positron-Proton-Streuung**:
  Die Verhältnisse in der Positron-Proton-Streuung sind etwas komplizierter, da sich

in diesem Fall die einzelnen schwachen Beiträge gegenseitig kompensieren (vgl. Abschnitt 2.2.2). Dies führt dazu, daß kleine Propagatormassen bei kleinen Werten für Q^2 zu einer Vergrößerung des Wirkungsquerschnitts im Vergleich zur Standardmodell-Erwartung führen und die destruktive Interferenz zwischen Photon- und Z^0-Austausch erst bei sehr großen Werten für Q^2 eine geringe Reduktion gegenüber dem Standardmodell zur Folge hat. Dies ist in Abbildung 6.3 für das Beispiel $M_P = 20$ GeV dargestellt.

Sehr große Werte für M_P hingegen führen zu einer Unterdrückung der negativen Interferenz der schwachen Beiträge, was eine Vergrößerung des Wirkungsquerschnitts gegenüber dem Standardmodell zur Folge hat. Abbildung 6.3 zeigt dies für $M_P = 1000$ GeV^2. Dieser Fall entspricht (im betrachteten Bereich für Q^2) in guter Näherung dem reinen Photon-Austausch.

Die **Abhängigkeiten vom Parameter** s_W sind komplexer, da der schwache Mischungswinkel in die Kopplungsterme A_f und B_f (siehe Gleichungen (2.22) und (2.23) auf Seite 28) eingeht und sich auf die Kopplungen der einzelnen Quarkflavors unterschiedlich auswirkt. Insgesamt kann man feststellen:

- Werte für $s_W < \sin^2\theta_W$ führen sowohl in Elektron- als auch in Positron-Proton-Streuung zu einer Vergrößerung des Wirkungsquerschnitts gegenüber der Erwartung des Standardmodells,

- Werte für s_W, die etwas größer als $\sin^2\theta_W$ sind, führen zu einer Reduktion des Wirkungsquerschnitts gegenüber dem Standardmodell, wie aus den Abbildungen 6.2 und 6.4 ersichtlich. Werte für s_W, die deutlich größer als $\sin^2\theta_W$ sind, führen wiederum zu einem im Vergleich zum Standardmodell größeren Wirkungsquerschnitt.

Bemerkenswert ist, daß die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Parameter s_W für Elektron- und Positron-Proton-Streuung trotz des unterschiedlichen Interferenzverhalten gleichartig ist.

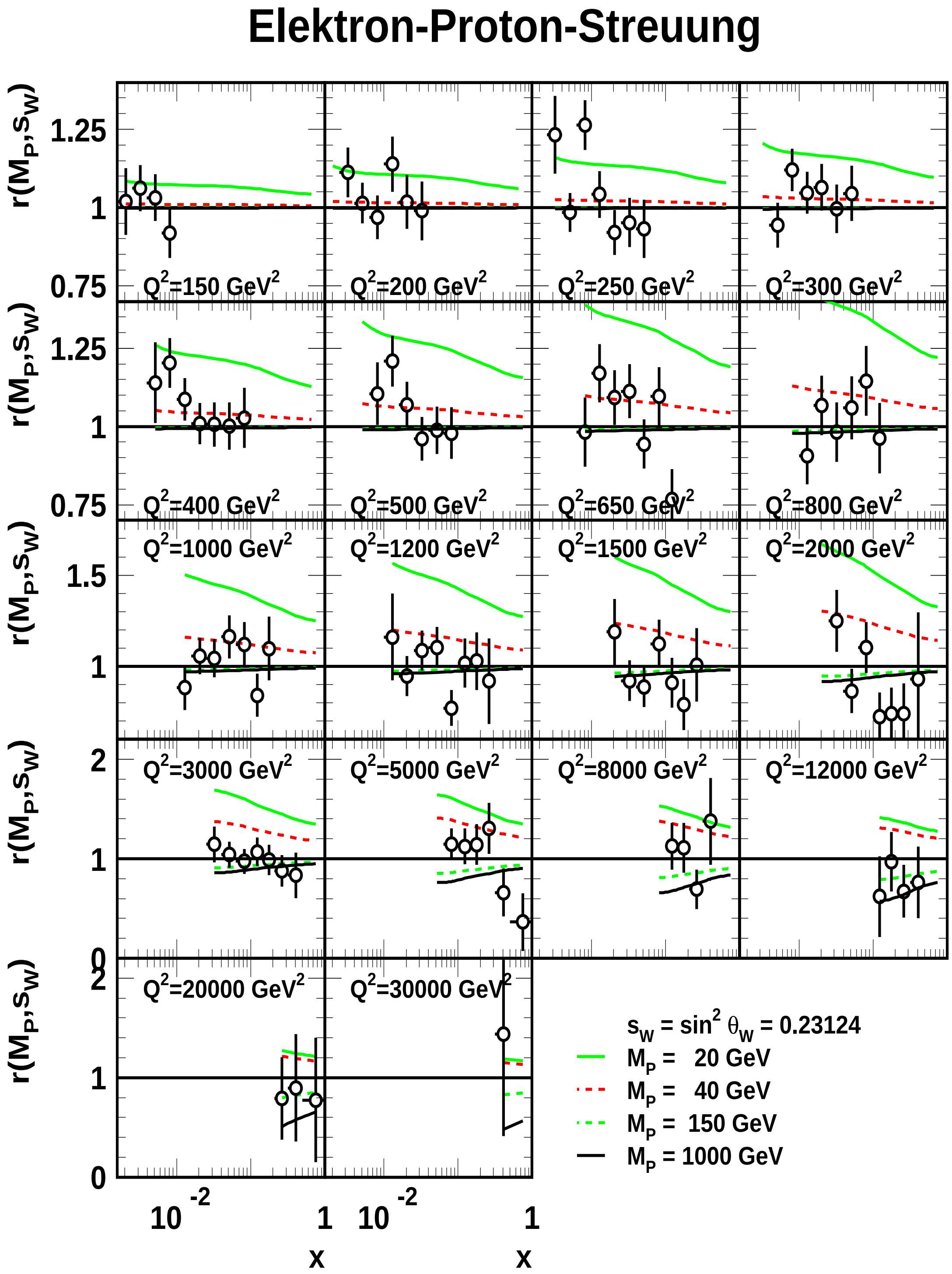


Abbildung 6.1: *Vergleich der Modelle* $\sigma(M_P, s_W)$ *für verschiedene Werte des Parameters* M_P *und* $s_W = \sin^2\theta_W = 0.23124$ *mit der Erwartung aufgrund des Standardmodells (Normierung, Partondichten nach CTEQ 5D) und den gemessenen Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitten* σ^i_{exp}.

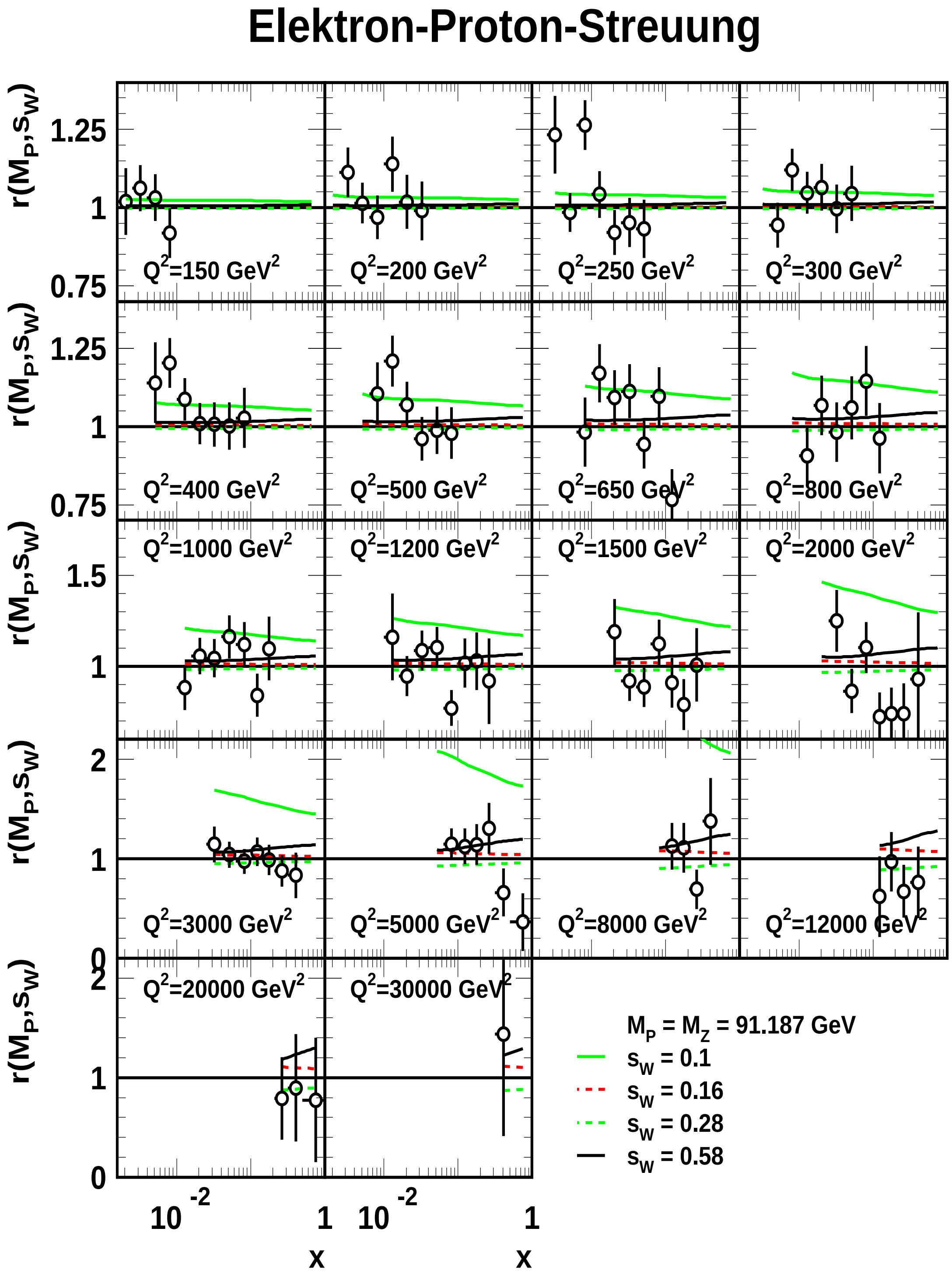


Abbildung 6.2: *Vergleich der Modelle $\sigma(M_P, s_W)$ für verschiedene Werte des Parameters s_W und $M_P = M_Z = 91.187$ GeV mit der Erwartung aufgrund des Standardmodells (Normierung, Partondichten nach CTEQ 5D) und den gemessenen Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitten σ^i_{exp}.*

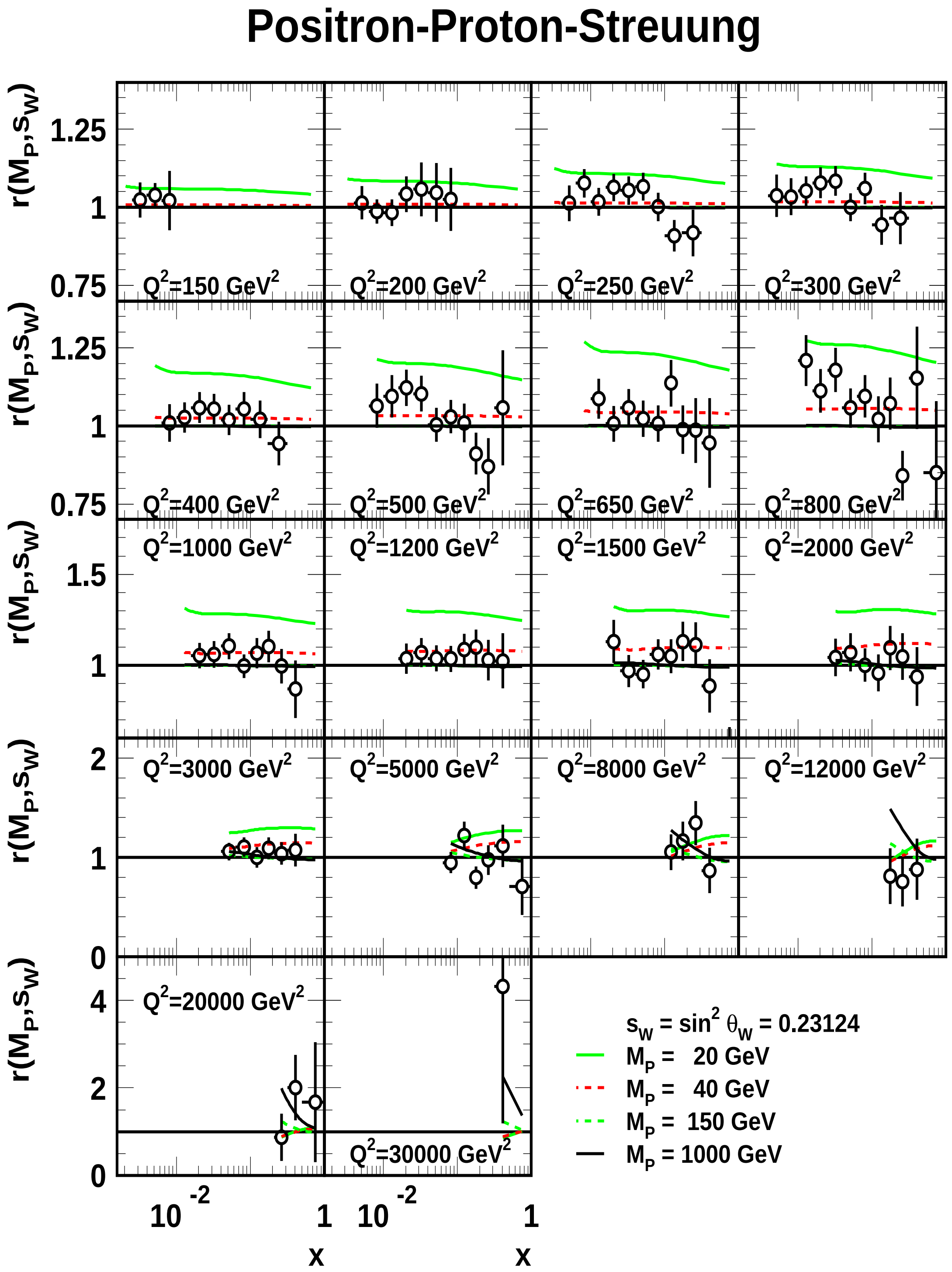


Abbildung 6.3: *Vergleich der Modelle $\sigma(M_P, s_W)$ für verschiedene Werte des Parameters M_P und $s_w = \sin^2\theta_W = 0.23124$ GeV mit der Erwartung aufgrund des Standardmodells (Normierung, Partondichten nach CTEQ 5D) und den gemessenen Positron-Proton-Wirkungsquerschnitten σ^i_{exp}.*

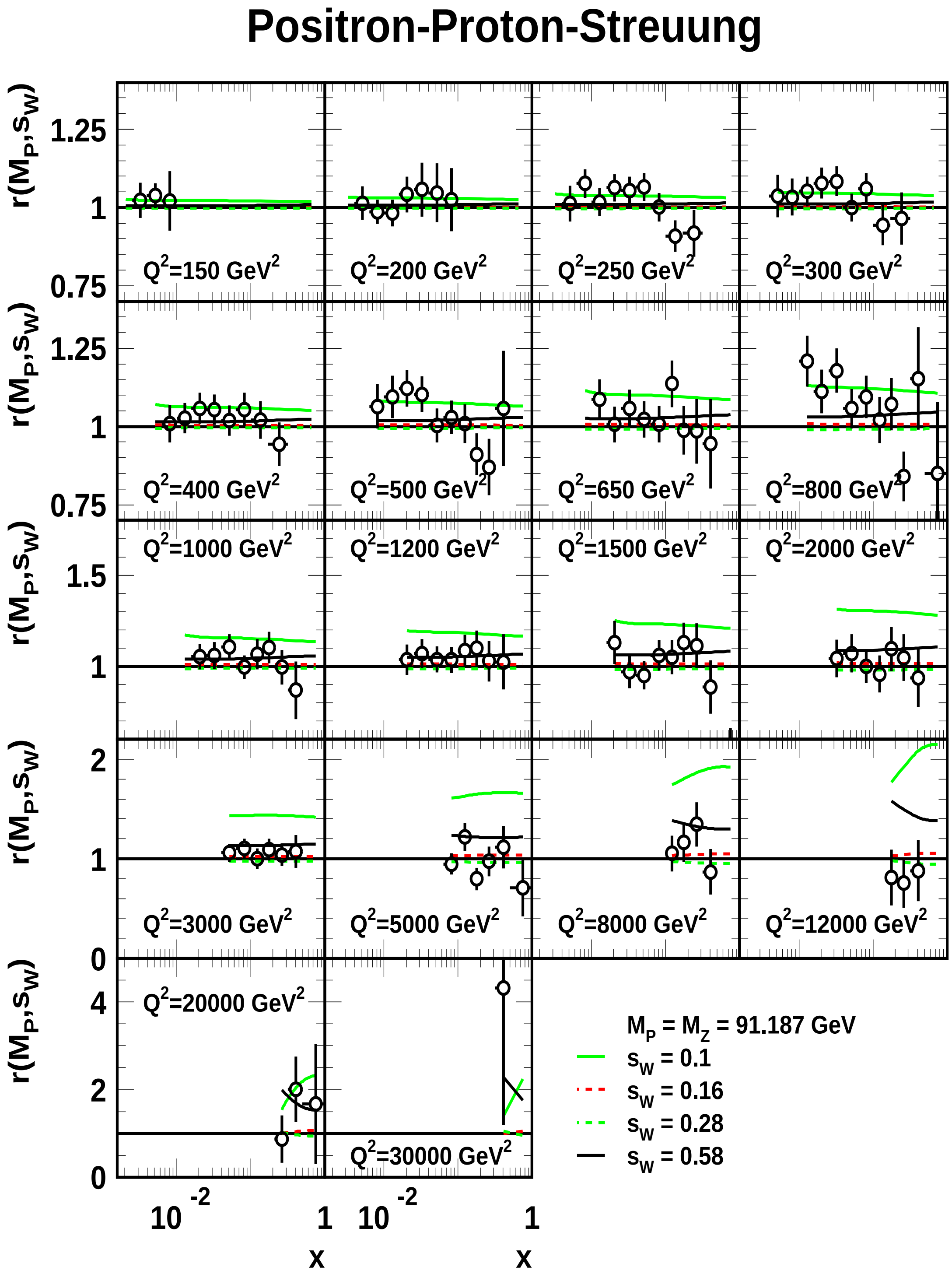


Abbildung 6.4: *Vergleich der Modelle $\sigma(M_P, s_W)$ für verschiedene Werte des Parameters s_W und $M_P = M_Z = 91.187$ GeV mit der Erwartung aufgrund des Standardmodells (Normierung, Partondichten nach CTEQ 5D) und den gemessenen Positron-Proton-Wirkungsquerschnitten σ^i_{exp}.*

Die Abbildungen demonstrieren, daß die reduzierten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte in x und Q^2 geeignet sind, um die Parameter M_P und s_W zu messen, da hier neben der Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q^2 auch - indirekt - über die Größe x die Helizitätsabhängigkeit der schwachen Beiträge berücksichtigt wird. Sie zeigen ferner, daß der gesamte dargestellte kinematische Bereich von $Q^2 = 150$ GeV^2 bis $Q^2 = 30000$ GeV^2 herangezogen werden kann und muß, um die bestmögliche Messung von M_P und s_W zu gewährleisten.

Qualitativ kann man erkennen, daß die gemessenen Daten in guter Übereinstimmung mit der Vorhersage des Standardmodells stehen und sich kleine Werte für M_P und s_W gut ausschließen lassen. Diese anschauliche Interpretation wird im folgenden quantitativ untersucht. Anhand einer χ^2-Anpassung an die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte der tiefinelastischen Elektron-Proton und der Positron-Proton-Streuung werden die Werte der Parameter extrahiert, für die im Rahmen dieser Anpassung die beste Übereinstimmung zwischen Daten und Modell $\sigma(M_P, s_W)$ gefunden werden kann.

6.1.3 Zur Berechnung der Modelle $\sigma(M_P, s_W)$

Der Vergleich der Daten mit den Modellen $\sigma(M_P, s_W)$ und insbesondere mit der Erwartung des Standardmodells erfolgt anhand von Berechnungen des Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen *ep*-Streuung unter Berücksichtigung der schwachen Beiträge. Für die Berechnungen in dieser Arbeit wird ein eigenständiges Programmpaket[3] verwendet. Es gestattet die Berechnung des Bornschen Wirkungsquerschnitts nach Gleichung (2.2.1) unter Variation der schwachen Parameter M_P und s_W und dient somit der Formulierung der Modelle $\sigma(M_P, s_W)$. Für die Standardmodell-Werte dieser Parameter kann Übereinstimmung mit dem Programmpaket HECTOR [Arb95] auf Promille-Niveau für den gesamten kinematischen Meßbereich gezeigt werden, der in dieser Arbeit betrachtet wird.

Auswahl der Parametrisierung der Partondichten

Die durchgeführten Rechnungen basieren auf den Parametrisierungen der Partondichten nach MRST 99 [MRST99], CTEQ 5D [CTEQ99] und dem „H1-Fit“ [H1C99a], s. Abschnitt 2.2.6. Letzterer wurde von der H1-Kollaboration in zwei Ausführungen durchgeführt, s. Seite 48. In dieser Arbeit wird nur der Satz an Partondichten berücksichtigt, der aus einer Anpassung an Wirkungsquerschnitte für Impulsüberträge $Q^2 < 150$ GeV^2 ermittelt wurde.

Für die Durchführung der χ^2-Anpassung in dieser Arbeit wird in erster Linie die Parametrisierung CTEQ 5D herangezogen, s. Abschnitt 6.2.4. Sie liefert die beste Beschreibung der experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitte im Bereich $Q^2 \leq 800$ GeV^2, wie anhand einer Anpassung an die in dieser Arbeit betrachteten Elektron-Proton- und Positron-Proton-Wirkungsquerschnitte gezeigt werden konnte. Hierzu wurde der kinematische Bereich herangezogen, in dem der (aus dem Standardmodell $\sigma(M_Z, s_W)$) erwartete Einfluß der schwachen Wechselwirkung sowohl in Elektron-Proton- als auch in Positron-Proton-Streuung klein ist. Die weiteren Parametrisierungen der Partondichten werden verwendet, um die Unsicherheit auf die extrahierten schwachen Parameter M_P und s_W abzuschätzen. Die Rechnungen werden im DIS-Schema unter Berücksichtigung der NLO-QCD-Korrekturen der Strukturfunktion $xF_3(x, Q^2)$ durchgeführt, die in Anhang A zu-

---

[3] INSECTS: **In**tegrated Cross **Sect**ion**s**.

sammengestellt sind.

Vernachlässigung elektroschwacher Schleifen-Korrekturen
Die elektroschwachen Strahlungskorrekturen (s. Abschnitt 2.2.7) werden durch einen konstanten Faktor angenähert, der aus der Beziehung

$$(1 - \Delta r) = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} M_W^2 \sin^2 \theta_W G_{mu}} \tag{6.7}$$

folgt.
In dieser Näherung wird das „Laufen" des Terms $\sin^2 \theta_W$ als Funktion des Impulsübertrags Q^2 [Spi91] nicht weiter berücksichtigt. Der verwendete Parameter s_W ist daher eher im Sinne eines „effektiven" $\sin^2 \theta_W$ zu verstehen [Arb95]. Der Fehler, der durch diese Näherung gemacht wird, kann für Standardmodell-Parameter aus einem Vergleich mit Rechnungen unter voller Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen getroffen werden, vgl. Anhang B. Der Unterschied beträgt zwischen ca. 0.5 % für $Q^2 = 150$ GeV^2 und maximal 1.5 % auf den Wirkungsquerschnitt bei höchsten Impulsüberträgen ($Q^2 = 30000$ GeV^2) und ist damit klein gegenüber den anderen in dieser Arbeit betrachteten Unsicherheiten, die ca. 5 % bei $Q^2 = 150$ GeV^2 bis ca. 70 % bei den größten betrachteten Werten für den Impulsübertrag ausmachen. Die getroffene Näherung kann somit als gerechtfertigt angesehen werden.

6.2 Messung der Modellparameter

Die „Messung" der Modellparameter M_P und s_W erfolgt durch eine χ^2-Anpassung. Die Eigenschaften des verwendeten χ^2-Ausdrucks werden im folgenden Abschnitt erläutert und seine Interpretation unter Annahme Gaußscher Fehler diskutiert. Dabei werden zwei Strategien zur Interpretation der gemessenen Wirkungsquerschnitte im Rahmen der elektroschwachen Wechselwirkung des Standardmodells verfolgt, die in einem jeweiligen Abschnitt ausgeführt werden. Die mit Hilfe dieser beiden Strategien erzielten Ergebnisse werden verglichen und die Ergebnisse der Messung von M_P und s_W vorgestellt.

6.2.1 Die χ^2-Anpassung

Zur statistischen Interpretation der gemessenen Wirkungsquerschnitte der Elektron-Proton- und der Positron-Proton-Streuung in Hinblick auf die Effekte der schwachen Wechselwirkung wird der folgende Ausdruck für χ^2 verwendet:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_B} \left(\frac{f_{norm} \cdot \left(\sigma^i_{exp} - \sum_{j=1}^{n_{sys}} \lambda_j \Delta\sigma^i_{exp,j} \right) - \sigma^i(M_P, s_w)}{f_{norm} \cdot \Delta\sigma^i_{unk}} \right)^2 + \left(\frac{f_{norm} - 1}{\Delta f_{norm}} \right)^2 + \sum_{j=1}^{n_{sys}} \lambda_j^2 \tag{6.8}$$

Die Summation erstreckt sich über alle Bins B_i des Meßbereichs. Die durch den Index i gekennzeichneten Größen beziehen sich auf das jeweilige Bin. Dabei ist:

- $\sigma^i_{exp} = \sigma^i_{exp}(x_i, Q^2_i)$ der experimentell gemessene Wirkungsquerschnitt,
- $\sigma^i(M_P, s_w) = \sigma^i(x_i, Q^2_i; M_p, s_w)$ der von den Modell-Parametern M_P und s_W abhängige, erwartete Wirkungsquerschnitt,
- $\Delta\sigma^i_{unk} = \Delta\sigma^i_{sta} \oplus \Delta\sigma^i_{syst.unk}$ der *unkorrelierte* Fehler auf den Wirkungsquerschnitt (im Bin B_i), der sich aus der quadratischen Summe des statistischen und des unkorrelierten systematischen Fehler zusammensetzt,
- f_{norm} ein Normalisierungsfaktor, der auf den experimentellen Wirkungsquerschnitt angewendet wird. Hierin spiegelt sich die Unkenntnis der absoluten Skala wider, auf der der Wirkungsquerschnitt gemessen wird. Sie wird durch die Unsicherheit auf die Luminosität von 2.5 % abgeschätzt. Eine Abweichung der Normierung von den nominellen Verhältnissen wird im Ausdruck für χ^2 durch den Term $(f_{norm} - 1)/\Delta f_{norm}$ berücksichtigt.
- Den weiteren systematischen, *vollständig korrelierten* Fehlern wird durch den Ausdruck $\sum_{j=1}^{n_{sys}} \lambda_j \Delta\sigma^i_{exp,j}$ Rechnung getragen. Die Summation über den Index j läuft dabei über alle betrachteten systematischen Fehlerquellen. Der Ausdruck λ_j kann dabei als Koeffizient des j-ten korrelierten systematischen Fehler betrachtet werden: Ist $\lambda_j = 1$ wird diese Unsicherheit (in allen Bins) berücksichtigt, ist $\lambda_j = 0$ wird diese Unsicherheit ausgeblendet.

  Bei den berücksichtigten korrelierten Unsicherheiten handelt es sich um den Fehler auf die Energiemessung des Elektrons, des Streuwinkels θ_e, der hadronischen Größe[4] Σ sowie des Untergrundbeitrags aus Photoproduktions-Reaktionen. Im Fall der Positron-Proton-Streuung wird zusätzlich die Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt aufgrund elektronischen Rauschens berücksichtigt [H1C99a]. Zu den einzelnen systematischen Fehlerquellen, s. Abschnitt 5.3.

  Der Summand $\sum_{j}^{n_{sys}} \lambda^2_j$ trägt dafür Sorge, daß eine Abweichung der korrelierten systematischen Unsicherheiten von den nominellen Verhältnissen (also: $\lambda_1 = ... = \lambda_{n_{sys}} = 0$) im Ausdruck für χ^2 Berücksichtigung findet.

Der aufgeführte Ausdruck für χ^2 orientiert sich an den in [H1C99a] und [H1C99c] verwendeten Vorschriften. Im Unterschied zu den dort benutzten Ausdrücken wird der Normalisierungsfaktor f_{norm} nicht nur auf den Wirkungsquerschnitt σ^i_{exp} und den im Nenner aufgeführten unkorrelierten Fehler $\Delta\sigma^i_{exp}$ angewendet, sondern auch auf die binweise korrelierten systematischen Fehler. Dies ist sinnvoll, da nur in diesem Fall bei einer Variation der Normierung der relative systematische Fehler konstant bleibt.
Hervorzuheben ist, daß die verwendeten Fehler $\Delta\sigma^i_{exp}$ im Nenner des χ^2-Ausdrucks binweise unkorreliert sind. Anschaulich gesprochen, werden die einzelnen Bins hierdurch „entkoppelt“. Dies rechtfertigt die Verwendung der Summe im Ausdruck (6.8) für χ^2.

Eigenschaften des Ausdrucks für χ^2

Im obigen Ausdruck für χ^2 werden die experimentell ermittelten Daten im Rahmen ihrer Fehler den betrachteten Modellen $\sigma(M_P, s_W)$ gegenübergestellt.

---

[4] Diese Unsicherheit ist auf die Unsicherheit der hadronischen Energieskala zurückzuführen.

Die folgenden Eigenschaften des oben definierten χ^2 müssen bei der Interpretation der Daten berücksichtigt werden, insbesondere bei der Ableitung von Signifikanz-Aussagen:

1. **Extraktion der Modellparameter M_P^{min} und s_W^{min}**
   Der Ausdruck für χ^2 liefert ein quantitatives Maß für die Übereinstimmung der experimentell gemessenen Daten mit den betrachteten Modellen. Die beste Übereinstimmung wird für die Werte der Anpassungs-Parameter M_P^{min} und s_W^{min} erreicht, für die der χ^2-Ausdruck ein Minimum, χ^2_{min}, aufweist. Sie stellen die „Meßwerte" für die Propagatormasse und den schwachen Mischungswinkel dar.

   Die Fehler auf M_P^{min} und s_W^{min} folgen aus den experimentellen Unsicherheiten auf die Meßwerte des Wirkungsquerschnitts. Den „s-σ"-Fehler auf den Parameter M_P erhält man, wie in Abbildung 6.5 illustriert, aus den Werten für M_P, die eine Differenz von $\Delta\chi^2 = s^2$ gegenüber χ^2_{min} aufweisen [PDG98]:

   $$\begin{aligned} \Delta M_P^{\pm} &= M_P(\chi^2_{min} + s^2) - M_P(\chi^2_{min}) && (6.9) \\ &= M_P(\chi^2_{min} + s^2) - M_P^{min} && (6.10) \end{aligned}$$

   Im hier betrachteten Fall eines nicht-linearen χ^2-Ausdrucks (s.u.) erhält man asymmetrische Fehler auf die Parameter M_P^{min} und s_W^{min}.

   Das Konfidenz-Niveau, auf dem diese Fehler angegeben werden können, hängt vom Parameter s **und** der Anzahl der betrachteten Parameter ab, deren Konfidenzbereich man betrachtet [PDG98], [Jam64]. Es ist für das Verständnis der zu treffenden Konfidenz-Aussagen sehr wichtig, diesen Punkt auszuführen:

   - **Fehler auf *einen* Modellparameter**
     Den „s-σ"-Fehler auf **einen** der Parameter[5] erhält man durch Bestimmung der Punkte $(M_P^{min} - \Delta M_P^-)$ bzw. $(M_P^{min} + \Delta M_P^+)$, für die gilt:

     $$\chi^2 = \chi^2_{min} + s^2, \qquad (6.11)$$

     vgl. Abbildung 6.5. Insbesondere wird durch $s = 1$ der „1-σ"-Fehler festgelegt. Unter Annahme *Gaußscher Fehler* für die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} ist der so definierte „1-σ"-Fehler gleichzusetzen mit der Konfidenzaussage, daß der tatsächliche Wert von M_P mit einer Wahrscheinlichkeit von 68.3 % innerhalb des Intervalls $[M_P^{min} - \Delta M_P^-; M_P^{min} + \Delta M_P^+]$ liegt.
   - **Konfidenzbereiche für *zwei* Parameter**
     Bei der Betrachtung von **zwei** Parametern tritt an die Stelle des obigen Konfidenzintervalls ein zweidimensionaler Konfidenzbereich C, der Teilmenge des Parameterraums P ist, vgl. Abbildung 6.6. Der Konfidenzbereich wird begrenzt durch eine Konturlinie K_{s^2}, die durch konstante Werte für χ^2 gegeben ist:

     $$K_{s^2} := \{(M_P, s_W) : \chi^2(M_P, s_W) = \chi^2_{min} + s^2\} \qquad (6.12)$$

     Die von dieser Kontur eingeschlossenen Punkte des Parameterraums sind mit dem „Meßwert" (M_P, s_W) auf dem durch s^2 vorgegebenen Konfidenz-Niveau verträglich.

---

[5] Hier sei M_P betrachtet, die Überlegungen gelten völlig analog für s_W.

Um Konfidenz-Aussagen treffen zu können, muß berücksichtigt werden, daß *sowohl der Parameter* M_P *als auch* s_W in derselben Messung innerhalb des durch K_{s^2} begrenzten Konfidenz-Bereichs liegen. Der Kontur zu $s^2 = 1$ entspricht aufgrund dieser Forderung nur eine Wahrscheinlichkeit von 39.3 %; um Aussagen auf dem Niveau von 68.3 % treffen zu können, muß man folglich eine Kontur finden, deren Punkte sich um mehr als eine Einheit in χ^2 vom Minimum χ^2_{min} unterscheiden.

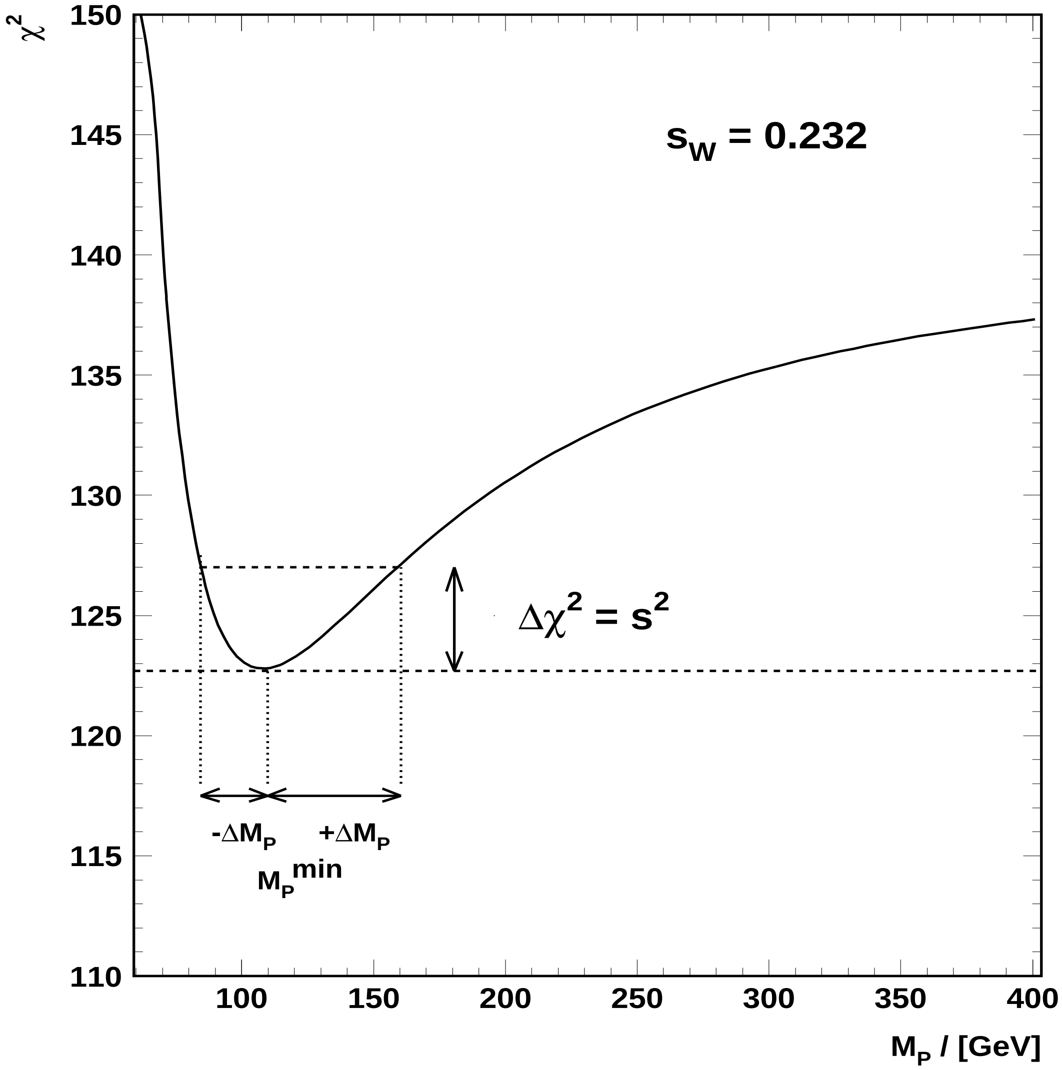


Abbildung 6.5: χ^2*-Kurve für den Parameter* M_P *bei* $s_W = 0.232$ *für die Elektron-Proton-Streuung. Die Abbildung dient der Illustration der Eigenschaften des* χ^2*-Ausdrucks Gleichung (6.8). Man erkennt die Asymmetrie der* χ^2*-Kurve, die auf die Nicht-Linearität in den Parametern* M_P *und* s_W *zurückzuführen ist und zu asymmetrischen Fehlern führt. Man erhält die „s-σ“-Umgebung für den Fehler auf einen einzelnen Anpassungsparameter durch Bestimmung der Punkte* $M_P^{min} \pm \Delta M_P$*, für die* $\chi^2 = \chi^2_{min} + s^2$ *gilt.*

Konfidenz-Niveau	50 %	68.3 %	90.0 %	95.0 %	99.0 %
s^2	1.39	2.30	4.61	5.99	9.21

Tabelle 6.1: *Konfidenz-Niveaus und zugehörige Werte der Größe s^2 für einen zweidimensionalen Parameterraum P [Cow98], [Jam64]. Die Zahlenwerte gelten unter der Annahme Gaußscher Fehler.*

Tabelle 6.1 gibt die Werte für s^2 an, die gewählt werden müssen, um Aussagen auf dem jeweiligen Konfidenz-Niveau treffen zu können [Cow98], [Jam64], daß beide Modellparameter im Inneren der Kontur K_{s^2} liegen. Die Zahlenwerte gelten für den Fall Gaußscher Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp}.

2. **Nicht-Linearität in M_P und s_W**
   Der Ausdruck für χ^2 ist **nicht-linear** in den Modell-Parametern M_P und s_W. Nichtlinearitäten führen i.a. zu asymmetrischen Fehlern auf die betrachteten Anpassungs-Parameter [PDG98], wie es auch hier der Fall ist, s. Abbildung 6.5.

   Der Nicht-Linearität muß in besonderem Maße bei der Bestimmung der Parameter M_P^{min} und s_W^{min} und ihrer Fehler Rechnung getragen werden. Im allgemeinen ist ein iteratives Verfahren bei der Minimierung des χ^2-Ausdrucks notwendig [PDG98]. Dieser Umstand wird in der vorliegenden Arbeit unter Verwendung der hierzu geeigneten Methoden im Rahmen des Programmpakets MINUIT [Jam64] berücksichtigt.

3. **Gaußsches Verhalten der Meßwerte**
   Die χ^2-Anpassung und die Interpretation der Anpassungs-Parameter ist in Strenge nur unter der Annahme gerechtfertigt, daß die Meßwerte σ^i_{exp} und ihre unkorrelierten Fehler einer Gaußverteilung folgen, deren Breite durch die Fehler $\Delta\sigma^i_{unk}$ gegeben ist. Insbesondere die Aussagen zur Signifikanz einer Messung und ihrer Konfidenzbereiche sind von dieser Voraussetzung betroffen.

   Im Fall eines Nicht-Gaußschen Verhaltens erhält man durch Minimierung des Ausdrucks für χ^2, Gleichung (6.8), zwar nach wie vor die Werte der Anpassungs-Parameter, die die beste Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Daten liefern, die Fehler auf die Anpassungsparameter werden im allgemeinen aber unterschätzt [PDG98].

   Die Annahme des Gaußschen Verhaltens der Meßwerte kann als näherungsweise erfüllt betrachtet werden:

   - Der **unkorrelierte systematische Fehler** $\Delta\sigma^i_{syst.unk.}$ wird unter der Annahme Gaußscher Unsicherheiten in den Meßgrößen einer Einzelreaktion bestimmt, s. Abschnitt 5.3.1 und [Hei99]. Die dominierenden Unsicherheiten auf den Wirkngsquerschnitt σ^i_{exp}, die auf die Unsicherheiten auf die Energie und den Winkel des gestreuten Elektrons, sowie die Größe Σ zurückzuführen sind, werden mit Hilfe der auf der Fehlerfortpflanzung basierenden „analytischen Methode“ gewonnen (vgl. Abschnitt 5.3.2) und folgen demnach ebenfalls einer Gaußverteilung.
   - Für den relativen **statistischen Fehler** auf den Wirkungsquerschnitt wird für das jeweilige Bin B_i: $\Delta\sigma^i_{sta,rel} = 1/\sqrt{N_i}$ angenommen. Es handelt sich hier-

bei um einen Poissonschen Fehler, der durch eine Gaußverteilung angenähert werden darf, wenn die Ereigniszahl hinreichend groß ist.

Einige in dieser Analyse betrachtete Bins weisen nur eine geringe Ereigniszahl auf (im Bin mit höchstem Impulsübertrag $Q^2 = 30000$ GeV^2 finden sich z.B. nur 2 Ereignisse), so daß diese Näherung fragwürdig erscheint. Ihr Beitrag zu χ^2 ist aber aufgrund ihres großen relativen Fehlers gering. Die in den folgenden Abschnitten vorgestellten Anpassungen wurden daher zum Vergleich auch unter Ausschluß aller Bins mit sehr geringer Ereigniszahl durchgeführt[6]. Der Einfluß auf die gefundenen Ergebnisse war klein und lag im Rahmen der übrigen Unsicherheiten. Dies unterstreicht, daß die Annahme Gaußscher Fehler auf die Wirkungsquerschnitte als gute Näherung angesehen werden darf.

Es muß dennoch betont werden, daß die in dieser Arbeit getroffenen Signifikanzaussagen auf der Annahme des Gaußschen Verhaltens der Meßwerte σ^i_{exp} beruhen und nur unter dieser Voraussetzung zu verstehen sind. Als Ergänzung hierzu werden jeweils die Differenzen in χ^2 angegeben, auf deren Grundlage sich Signifikanzaussagen ohne Annahme Gaußscher Fehler ableiten lassen[7].

6.2.2 Die Anpassungs-Strategien

Die Anpassung der Parameter M_P und s_W wird durch Minimierung des oben diskutierten Ausdrucks für χ^2 durchgeführt. Hierzu wird das Programmpaket MINUIT [Jam64] eingesetzt. Die Nicht-Linearität von χ^2 in den Anpassungs-Parametern M_P und s_W wird bei der Durchführung der Minimierung berücksichtigt.
Die aus der Messung stammenden Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} führen bei Durchführung der χ^2-Anpassung zu Unsicherheiten auf die Parameter M_P und s_W. Während sich die statistischen und unkorrelierten systematischen Unsicherheiten direkt in der Kontur der χ^2-Verteilung niederschlagen, können die korrelierten systematischen Fehler auch gesondert abgeschätzt werden.
In der vorliegenden Arbeit werden zwei Strategien verfolgt und einander gegenübergestellt: In der ersten Strategie wir die Anpassung unter vollständiger Berücksichtigung der korrelierten systematischen Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} durchgeführt, in der zweiten werden diese Unsicherheiten in einem weiteren Schritt abgeschätzt. Beide Ansätze sind publiziert [H1C00], [H1C99a], [PDG98].

Anpassung unter Berücksichtigung der korrelierten systematischen Fehler $\Delta\sigma^i_{exp,kor}$

Bei der Minimierung von χ^2 nach Gleichung (6.8) werden neben den Modellparametern M_P und s_W auch f_{norm} und die Koeffizienten λ_j angepaßt. Man erhält einen Satz von Parametern, $\vec{p}_{min} := (M_P^{min}, s_W^{min}, f_{norm}^{min}, \lambda_j^{min})$, der die beste Übereinstimmung zwischen Messung und Modell $\sigma^i(M_P, s_W)$ *unter vollständiger Berücksichtigung der korrelierten systematischen Unsicherheiten* wiedergibt.

---

[6] Es wurden hierbei nur Bins mit mindestens 14 Ereignisse zugelassen.

[7] Dies erfordert die Integration der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$\vec{p} = e^{-\frac{1}{2}\chi^2(\vec{p})}, \tag{6.13}$$

wobei $\vec{p}$ der Vektor der Anpassungsparameter ist.

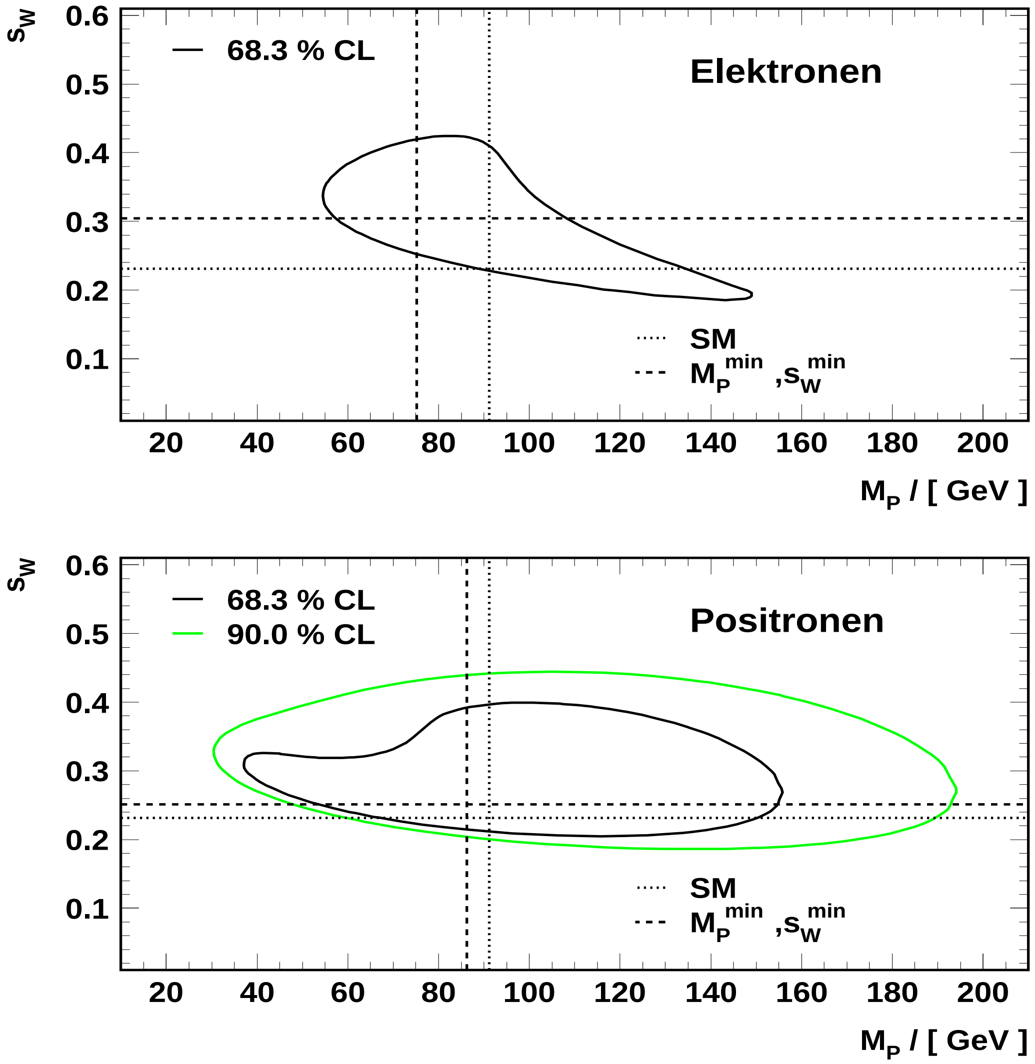


Abbildung 6.6: *Konfidenzbereiche der Parameter M_P und s_W für Elektronen (oben) und Positronen (unten). „CL“ steht für Konfidenz-Niveau. Der Zahlenwert ist unter der Annahme Gaußscher Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} zu verstehen. Ein Konfidenz-Niveau von 68.3 % entspricht $\Delta\chi^2 = 2.30$, ein Konfidenz-Niveau von 90 % entspricht $\Delta\chi^2 = 4.60$. Die gestrichelte Linie markiert im Kreuzungspunkt den „Meßwert“ (M_P^{min}, s_W^{min}), der aus der χ^2-Anpassung an die jeweiligen Leptondaten gewonnen wurde. Die punktierte Linie markiert die Werte für die Standardmodell-Parameter M_Z und $\sin^2\theta_W$.*

Durch diesen Ansatz wird der Anpassung erlaubt, die korrelierten systematischen Effekte im Rahmen ihrer Fehler so zu variieren, daß die „besten“ Werte für die Modellparameter gefunden werden können. Diesem Ansatz liegt der Gedanke zugrunde, daß die Messung der Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} mit systematischen Unsicherheiten behaftet ist, die bei Extraktion der Werte (M_P^{min}, s_W^{min}) für die Modellparameter berücksichigt werden müssen und können.

Obwohl die korrelierten systematischen Unsicherheiten aus unabhängigen Quellen stam-

men, können im Rahmen der Anpassung Korrelationen zwischen ihnen eingeführt werden[8], die im Rahmen dieser Strategie berücksichtigt werden [PDG98], [Jam64].
Abbildung 6.6 zeigt das Ergebnis dieser χ^2-Anpassung für die Modell-Parameter M_P und s_W. Dargestellt ist die „2.41-σ"-Kontur für Elektron-Proton-Streuung (a) und Positron-Proton-Streuung (b), die unter der getroffenen Annahme Gaußscher Fehler für die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} einem Konfidenzbereich von 68.3% entspricht. Für die Positronen ist zusätzlich die „4.61"-σ-Kontur eingezeichnet (entspricht bei Annahme Gaußscher Fehler einem 90 %-igen Konfidenzbereich).
Die Ermittlung der dargestellten Konturen ist numerisch sehr aufwendig. In nicht-linearen Fällen wie dem vorliegenden muß bei ihrer Bestimmung der Ausdruck für χ^2 bezüglich *aller* systematischen Parameter (f_{norm}, $\lambda_1, ...\lambda_j$) an *jedem* Punkt der Kontur minimiert werden [PDG98]. Im Fall der Elektronen war dies für die Kontur des 90 %-igen Konfidenzbereichs nicht mehr möglich[9], was eine Schwäche dieser Strategie darstellt.
Tabelle 6.2 gibt die Werte der Parameter und ihrer Fehler wieder, sowie die χ^2-Werte für den Punkt (M_P^{min}, s_W^{min}), das Standardmodell $(M_Z, \sin^2\theta_W)$ und den Fall des reinen Photon-Austauschs $(M_P \to \infty)$.
Folgenden Aussagen können getroffen werden:

1. **Verträglichkeit der Daten mit dem Standard-Modell**
   Sowohl im Fall der Elektron- als auch der Positron-Proton-Streuung ist das Standardmodell im Rahmen einer Gaußschen Standardabweichung mit dem Minimum der Anpassung verträglich.

   Dies gilt sowohl für die dargestellte zweidimensionale Kontur, als auch für die Einzelwerte M_P^{min} und s_W^{min}.

   Es bleibt festzuhalten, daß die Fehler auf (M_P^{min}, s_W^{min}) groß sind und etwa mehrere zehn Prozent ausmachen.

2. **Ausschluß des alleinigen Photon-Austauschs**
   Der reine Photon-Austausch weist im Fall der Positron-Proton-Streuung eine Differenz in χ^2 von ca. 18.1, im Fall der Elektron-Proton-Streuung von ca. 13.6 auf.

   Unter Annahme Gaußscher Fehler auf σ^i_{exp} folgt, daß der alleinige Photon-Austausch in e^+p-Streuung auf einem Niveau von 4.2 Standardabweichungen und in e^-p-Streuung auf einem Niveau von 3.7 Standardabweichungen mit den Meßwerten (M_P^{min}, s_W^{min}) unverträglich ist. Er kann - unter diesen Annahmen - in beiden betrachteten Datensätzen mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von kleiner als 0.1 % ausgeschlossen werden.

---

[8] Als Beispiel hierfür seien die Unsicherheiten auf die Messung der Elektronenenergie und der Luminosität einander gegenübergestellt: Während sie apparativ völlig unabhängig sind - $\Delta E'_e$ bezieht sich auf das Flüssig-Argon-Kalorimeter, $\Delta\mathcal{L}$ auf das Luminositätssystem - führt eine systematisch zu klein gemessene Luminosität ebenso wie systematisch zu groß gemessene Energien der gestreuten Elektronen zu zu großen Meßewerten für den Wirkungsquerschnitt. In der Anpassung macht sich dies als Korrelation der Parameter f_{norm} und $\lambda_{E'_e}$ bemerkbar.

[9] Eine mögliche Erklärung hierfür wird bei der Ermittlung der Konturen im Rahmen der zweiten Strategie deutlich (s.u.): Die Kontur entpuppt sich als konvex, was eine Erklärung für die numerischen Probleme des Programmpakets MINUIT darstellen kann.

Lept.	Anzahl Freiheitsgrade	χ^2_{min}	M_P^{min} [GeV]	s_W^{min}	f_{norm}	χ^2_{SM}	χ^2_γ
e^+	122	102.8	86.2 GeV$^{+43.9}_{-36.5}$	$0.251\ ^{+0.063}_{-0.015}$	$0.998\ ^{+0.008}_{-0.007}$	103.2	121.0
e^-	96	119.8	75.1 GeV$^{+33.0}_{-15.1}$	$0.3041\ ^{+0.072}_{-0.070}$	$1.020\ ^{+0.02}_{-0.02}$	121.7	133.4

Tabelle 6.2: *Ergebnisse der χ^2-Anpassung für die Elektron-Proton- und die Positron-Proton-Streuung (Strategie 1). Die Fehler auf die Parameter M_P und s_W stellen die „1-σ-Fehler“ für die Einzelparameter dar ($\Delta\chi^2 = 1$, 68.3 % Konfidenz-Niveau unter Annahme Gaußscher Fehler auf σ^i_{exp}). Der Wert χ^2_{SM} bezieht sich auf das Standardmodell ($M_P = M_Z$ und $s_W = \sin^2\theta_W$), χ^2_γ auf den Fall des alleinigen Photon-Austauschs.*

Anpassung unter nachträglicher Berücksichtigung der korrelierten systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt

In der zweiten Strategie werden die Koeffizienten λ_j^{min} bei Durchführung der Anpassung auf Null gesetzt und nicht variiert, die korrelierten systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt somit zunächst ausgeschaltet. Man erhält die Werte (M_P^{min}, s_W^{min}) des betrachteten Modells, die - unter Annahme der nominellen Detektorverhältnisse - die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Messungen aufweisen.

Die korrelierten systematischen Unsicherheiten werden in weiteren Anpassungen einzeln berücksichtigt: Dabei wird jeweils einer der Koeffizienten $\lambda_j = 1$ gesetzt, die Minimierung der χ^2-Funktion erneut durchgeführt und die Werte $(M_P^{min,\lambda_j=1}, s_W^{min,\lambda_j=1})$ ermittelt[10]. Die Differenzen

$$\Delta M_P^{min,j} := M_P^{min,\lambda_j=1} - M_P^{min} \qquad bzw. \qquad \Delta s_W^{min,j} := s_W^{min,\lambda_j=1} - s_W^{min} \tag{6.14}$$

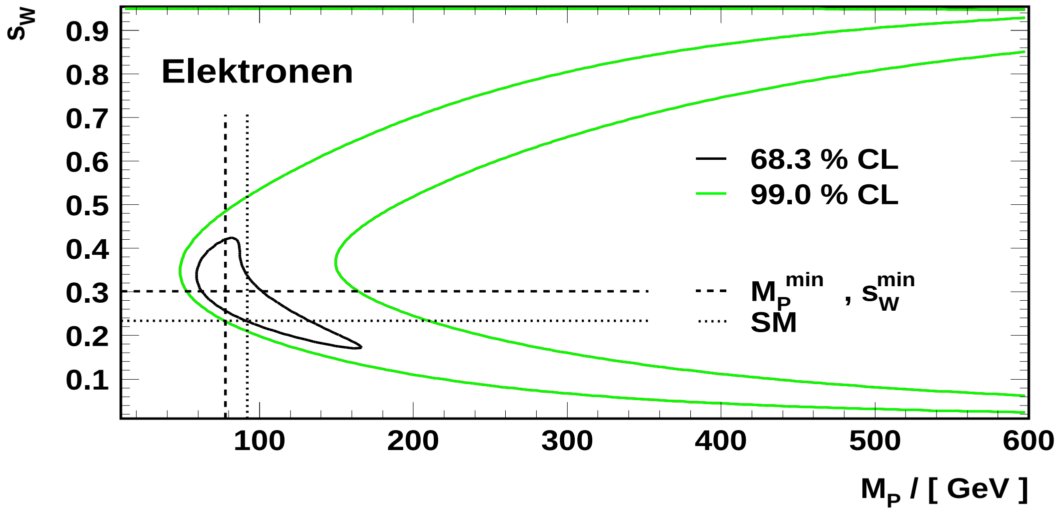
werden als Fehler auf den jeweiligen Modellparameter aufgrund der j-ten korrelierten systematischen Unsicherheit angesehen. Ihre quadratische Summe wird mit dem Fehler auf (M_P^{min}, s_W^{min}) kombiniert, der aus der χ^2-Anpassung ohne Berücksichtigung der korrelierten systematischen Fehler ermittelt wird.

Dieser Anpassungs-Strategie liegt der Gedanke zugrunde, daß die Messung der Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} unter optimalen Umständen erfolgt ist. Die experimentellen, korrelierten systematischen Unsicherheiten auf den Wirkungsquerschnitt spiegeln die Unsicherheit dieser Annahme wider, die bei einer Messung der Parameter M_P und s_W berücksichtigt werden muß. Die korrelierten systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt werden dabei als untereinander unkorreliert angesehen.

Abbildung 6.7 und Tabelle 6.3 zeigen die Ergebnisse für (M_P^{min}, s_W^{min}) aus den Anpassungen an die Elektron-Proton- und die Positron-Proton-Wirkungsquerschnitte. Tabelle 6.4 faßt die Fehler auf M_P und s_W aufgrund der korrelierten systematischen Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} zusammen.

---

[10] Entsprechend verfährt man für die Fälle $\lambda_j = -1$.



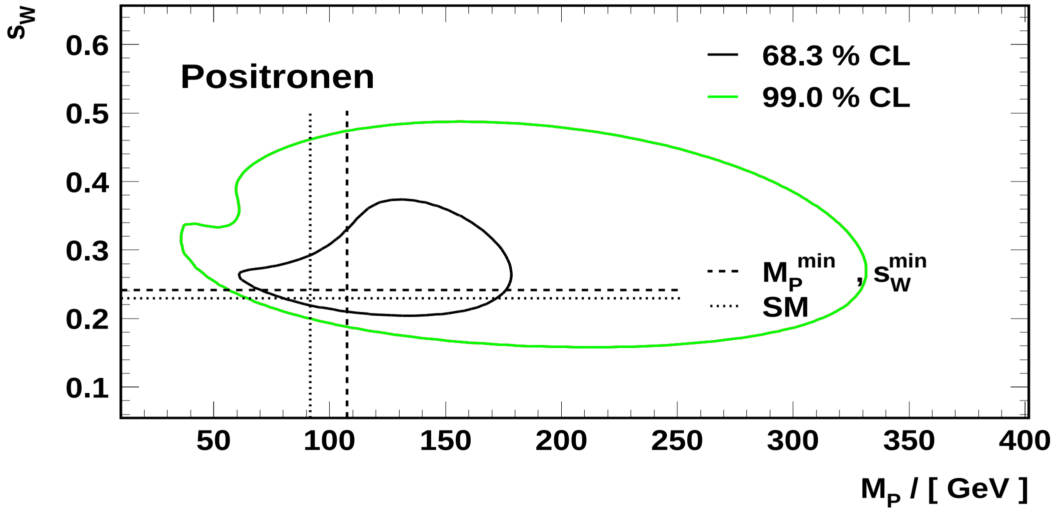


Abbildung 6.7: *Konfidenzbereiche der Parameter M_P und s_W für Elektronen (oben) und Positronen (unten). „CL“ steht für Konfidenz-Niveau. Der Zahlenwert ist unter der Annahme Gaußscher Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} zu verstehen. Ein Konfidenz-Niveau von 68.3 % entspricht $\Delta\chi^2 = 4.61$, ein Konfidenz-Niveau von 99 % entspricht $\Delta\chi^2 = 9.21$. Die gestrichelte Linie markiert im Kreuzungspunkt den „Meßwert“ (M_P^{min}, s_W^{min}), der aus der χ^2-Anpassung an die jeweiligen Leptondaten gewonnen wurde. Die punktierte Linie markiert die Werte für die Standardmodell-Parameter M_Z und $\sin^2\theta_W$.*

Folgende Aussagen können getroffen werden:

1. **Verträglichkeit mit der Erwartung des Standardmodells**
   Sowohl im Fall der Elektron- als auch der Positron-Proton-Streuung ist das Standardmodell im Rahmen einer Gaußschen Standardabweichung mit dem Minimum der Anpassung verträglich.

   Dies gilt sowohl für die dargestellte zweidimensionale Kontur, als auch für die Ein-

L.	Anzahl Freiheits-grade	χ^2_{min}	M_P^{min} [GeV]	s_W^{min}	f_{norm}	χ^2_{SM}	χ^2_{EM}
e^+	127	123.1	$107.1^{+42.7+19.3}_{-31.1-28.7}$	$0.243\ ^{+0.072+0.022}_{-0.026-0.013}$	$0.998\ ^{+0.008}_{-0.007}$	123.4	138.9
e^-	100	122.1	$78.8^{+34.8+7.2}_{-13.8-7.5}$	$0.285\ ^{+0.075+0.0137}_{-0.070-0.0124}$	$0.984\ ^{+0.01}_{-0.01}$	123.8	137.0

Tabelle 6.3: *Ergebnisse der χ^2-Anpassung für die Elektron-Proton- und die Positron-Proton-Streuung (Strategie 2). Die Fehler auf die Parameter M_P und s_W stellen die „1-σ-Fehler“ für die Einzelparameter dar. Der Wert χ^2_{SM} bezieht sich auf das Standardmodell ($M_P = M_Z$ und $s_W = \sin^2\theta_W$), χ^2_{EM} auf den Fall des alleinigen Photon-Austauschs. Im Rahmen dieser Anpassungsstrategie ergeben sich dabei andere Werte für die systematischen Parameter f_{norm} und λ_j.*

zelwerte, s. Abbildung 6.7 und Tabelle 6.3.

2. **Ausläufer zu großen Werten von M_P**
   Auffällig sind für die Elektron-Proton-Streuung die langen Ausläufer der Kontur, die dem 99 %-igen Konfidenzbereich zugeordnet sind. Große Werte für M_P bei sehr kleinen oder sehr großen Werten für s_W sind mit ähnlicher Wahrscheinlichkeit mit den Daten verträglich wie die Erwartung aus dem Standardmodell.

3. **Ausschluß des alleinigen Photon-Austauschs**
   Der reine Photon-Austausch weist im Fall der Elektron-Proton-Streuung eine Differenz in χ^2 von ca. 14.9 Einheiten auf, im Fall der Positron-Proton-Streuung von ca. 15.8 Einheiten.

   Unter Annahme Gaußscher Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} entspricht dies einer Unverträglichkeit des alleinigen Photon-Austauschs mit den Daten von ca. 4 Standardabweichungen im Fall der Positron- bzw. 3.9 Standardabweichungen im Fall der Elektron-Proton-Streuung. Der alleinige Photon-Austausch kann - unter diesen Annahmen - in beiden betrachteten Datensätzen mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von kleiner 0.1 % ausgeschlossen werden.

4. **Unsicherheiten auf M_P und s_W aufgrund der korrelierten systematischen Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp}**
   Die Unsicherheiten auf M_P und s_W aufgrund der korrelierten systematischen Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} sind für Elektronen kleiner als für Positronen. Der Gesamtfehler wird aus den in Tabelle 6.4 aufgeführten Einzelfehlern durch quadratische Addition ermittelt.

   Für die Elektron-Proton-Streuung wird der Fehler auf M_P und s_W durch die statistischen und unkorrelierten systematischen Fehler dominiert, die direkt in die Kontur der χ^2-Verteilung eingehen.

   Im Fall der Positron-Proton-Streuung sind die korrelierten systematischen Fehler von vergleichbarer Größe zu den statistischen und systematisch unkorrelierten Fehlern.

Elektronen		
Korrelierte systematische Unsicherheit	Fehler auf M_P	Fehler auf s_W
Energie des gestreuten Elektrons ($\pm\Delta E'_e$)	+0.2 GeV, +1.6 GeV	-0.012, +0.009
Winkel des gestreuten Elektrons ($\pm\Delta\theta_e$)	+7.1 GeV, -7.5 GeV	-0.001, +0.004
Hadronische Energieskala ($\pm\Delta\Sigma$)	-0.1 GeV, +0.5 GeV	-0.003, +0.009
Elektronisches Rauschen		
Untergrund aus Photoproduktion	-0.8 GeV, 0.6 GeV	-0.001, +0.003
Gesamtfehler	-7.2 GeV, +7.5 GeV	-0.012, +0.014

Positronen		
Korrelierte systematische Unsicherheit	Fehler auf M_P	Fehler auf s_W
Energie des gestreuten Elektrons ($\pm\Delta E'_e$)	-17.5 GeV, +11.0 GeV	-0.012, +0.022
Winkel des gestreuten Elektrons ($\pm\Delta\theta_e$)	-0.3 GeV, -1.0 GeV	-0.003, +0.003
Hadronische Energieskala ($\pm\Delta\Sigma$)	7.9 GeV, -8.8 GeV	-0.002, +0.002
Elektronisches Rauschen	13.7 GeV, -14.8 GeV	-0.002, +0.002
Untergrund aus Photoproduktion	-14.8 GeV, -3.1 GeV	-0.003, +0.002
Gesamtfehler	-28.7 GeV, +19.3 GeV	-0.013, +0.022

Tabelle 6.4: *Fehler auf die Anpassungs-Parameter M_P und s_W, die auf die korrelierten systematischen Unsicherheiten auf den Wirkungsquerschnitt zurückzuführen sind. Sie werden quadratisch zum jeweiligen Gesamtfehler addiert.*

Vergleich der beiden Strategien

Abbildung 6.8 zeigt die aus den beiden Anpassungs-Strategien gewonnenen Konturen für Elektronen und Positronen jeweils im Vergleich.
Man erkennt folgende Punkte:

- Im Fall der **Elektron-Proton-Streuung** stehen die Ergebnisse beider Strategien in gutem Einklang - die Konturlinien für das 68 %-ige Konfidenz-Niveau sind fast deckungsgleich. Die durchgezogene Linie stellt dabei das Ergebnis der zweiten Anpassungs-Strategie dar, die gestrichelte Linie das Resultat für die χ^2-Anpassung unter Berücksichtigung aller korrelierten systematischen Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp}.

  Die Übereinstimmung der beiden Konturen deutet darauf hin, daß die Unsicherheiten auf die Parameter M_P^{min} und s_W^{min} durch die statistischen und die unkorrlierten systematischen Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} dominiert sind, gegenüber denen die korrelierten systematischen Fehler einen kleinen Einfluß haben. Eine höhere Ereigniszahl für die Elektron-Proton-Streuung sollte somit zu einer deutlichen Verbesserung der Extraktion von M_P^{min} und s_W^{min} aus den experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitten führen.

- Für die **Positron-Proton-Streuung** erkennt man eine deutliche Verschiebung der jeweiligen Konturen gegeneinander; dies gilt sowohl für die Konturlinie zum 68.3 %-igen (schwarze Linien), als auch zum 90%-igen Konfidenzbereich (graue Linien). Form und Größe der Konturen sind hingegen vergleichbar.

  Ein Vergleich mit der Größe der Fehler auf M_P^{min} und s_W^{min} zeigt, daß diese Verschiebung im Rahmen der korrelierten systematischen Fehler verstanden werden kann, die in der Kontur nach Strategie 1 enthalten sind, nicht aber in der Kontur nach Strategie 2.

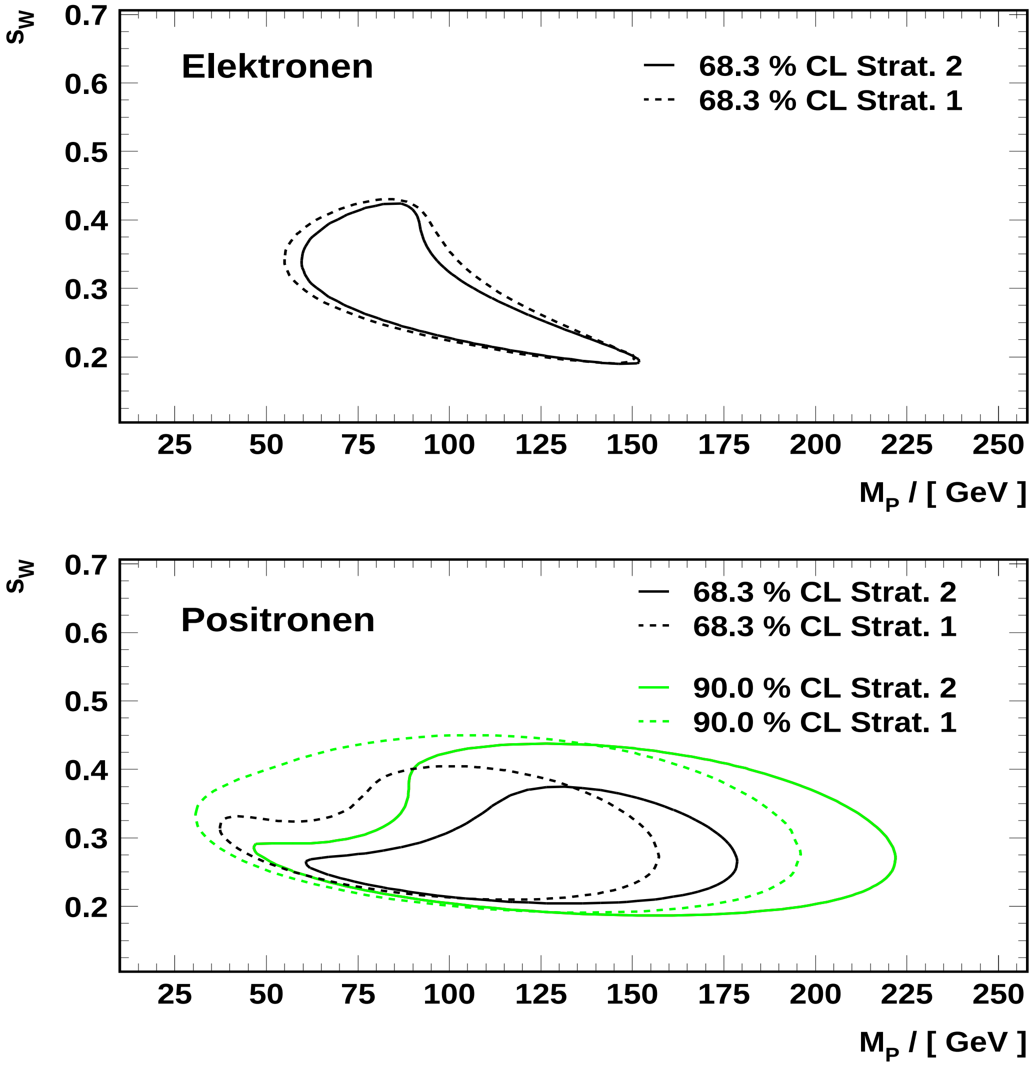


Abbildung 6.8: *Vergleich der Konfidenzbereiche der Parameter M_P und s_W, die anhand der beiden im Text beschriebenen Anpassungs-Strategien des χ^2-Ausdrucks Gleichung (6.8) ermittelt wurden. Die Konturen für $\Delta\chi^2 = 2.30$ (entspricht unter Annahme Gaußscher Fehler auf σ^i_{exp} einem 68.3 %-igen Konfidenzbereich) sind für Elektronen nahezu deckungsgleich, für Positronen formgleich, aber gegeneinander verschoben. Diese Verschiebung kann im Rahmen der Unsicherheiten aufgrund der korrelierten systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt σ^i_{exp} verstanden werden, vgl. Tabelle 6.4.*

6.2.3 Kombination der Ergebnisse für Elektron- und Positron-Proton-Streuung

Die Bestimmung der Parameter M_P^{min} und s_W^{min} aus den Elektron- bzw. Positron-Proton-Daten stellen unabhängige Messungen dieser Parameter und damit der Masse des Z^0-Bosons und des schwachen Mischungswinkels $\sin^2\theta_W$ dar. Durch ihre Kombination können diese Größen mit der bestmöglichen Signifikanz bestimmt werden.

Die Kombination erfolgt durch Addition der χ^2-Konturen für die Elektronen und die Positronen. Bei der Kombination der beiden Datensätze muß darauf geachtet werden, daß sie untereinander korreliert sind, da sie zwar in unterschiedlichen Datennahmeperioden (Positronen: 1994-1997, Elektronen:1998-1999) gewonnen, aber unter Verwendung desselben Detektors gemessen wurden. Zur Kombination werden daher die χ^2-Verteilungen herangezogen, die die korrelierten systematischen Fehler **nicht** enthalten. Die korrelierten systematischen Fehler müssen gesondert berücksichtigt werden.

Abbildung 6.9 zeigt das Ergebnis. Tabelle 6.5 faßt die Ergebnisse der Anpassung zusammen. Die Abbildung berücksichtigt nicht die Unsicherheiten aufgrund der korrelierten systematischen Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ_{exp}^i. Sie müssen gesondert berücksichtigt werden und sind in Tabelle 6.5 den Parametern M_P und s_W^2 zugeordnet.

Folgende Feststellungen können getroffen werden:

- **Verträglichkeit des Standardmodells**
  Die beste Übereinstimmung der kombinierten χ^2-Konturen wird für $M_P^{min} = 99$ GeV und $s_W^{min} = 0.25$ gefunden. Das Standardmodell ist im Rahmen eines 90 %-igen Konfidenzbereichs ($\Delta\chi^2 = 4.61$) mit den Messungen verträglich.

- **Ausschluß des alleinigen Photon-Austauschs**
  Der alleinige Photon-Austausch weist eine Differenz in χ^2 von 30.3 Einheiten auf; er ist daher (unter Annahme Gaußscher Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ_{exp}^i) auf einem „5.5“-σ-Niveau unverträglich mit der aus Elektronen und Positronen kombinierten χ^2-Kontur und kann als Modell für die *ep*-Wechselwirkung hochsignifikant ausgeschlossen werden.

Lept.	Anzahl Freiheitsgrade	χ^2_{min}	M_P^{min} [GeV]	s_W^{min}	χ^2_{SM}	χ^2_γ
Kombiniert	229	245.6	$99.0^{+23+7.5}_{-16-29.7}$	$0.25\ ^{+0.03+0.026}_{-0.025-0.018}$	248.7	271.6

Tabelle 6.5: *Ergebnisse der χ^2-Anpassung für die Kombination der Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuung. Die Fehler auf die Parameter M_P und s_W stellen die „1-σ-Fehler“ für die Einzelparameter dar. Der Wert χ^2_{SM} bezieht sich auf das Standardmodell ($M_P = M_Z$ und $s_W = \sin^2\theta_W$), χ^2_{EM} auf den Fall des alleinigen Photon-Austauschs.*

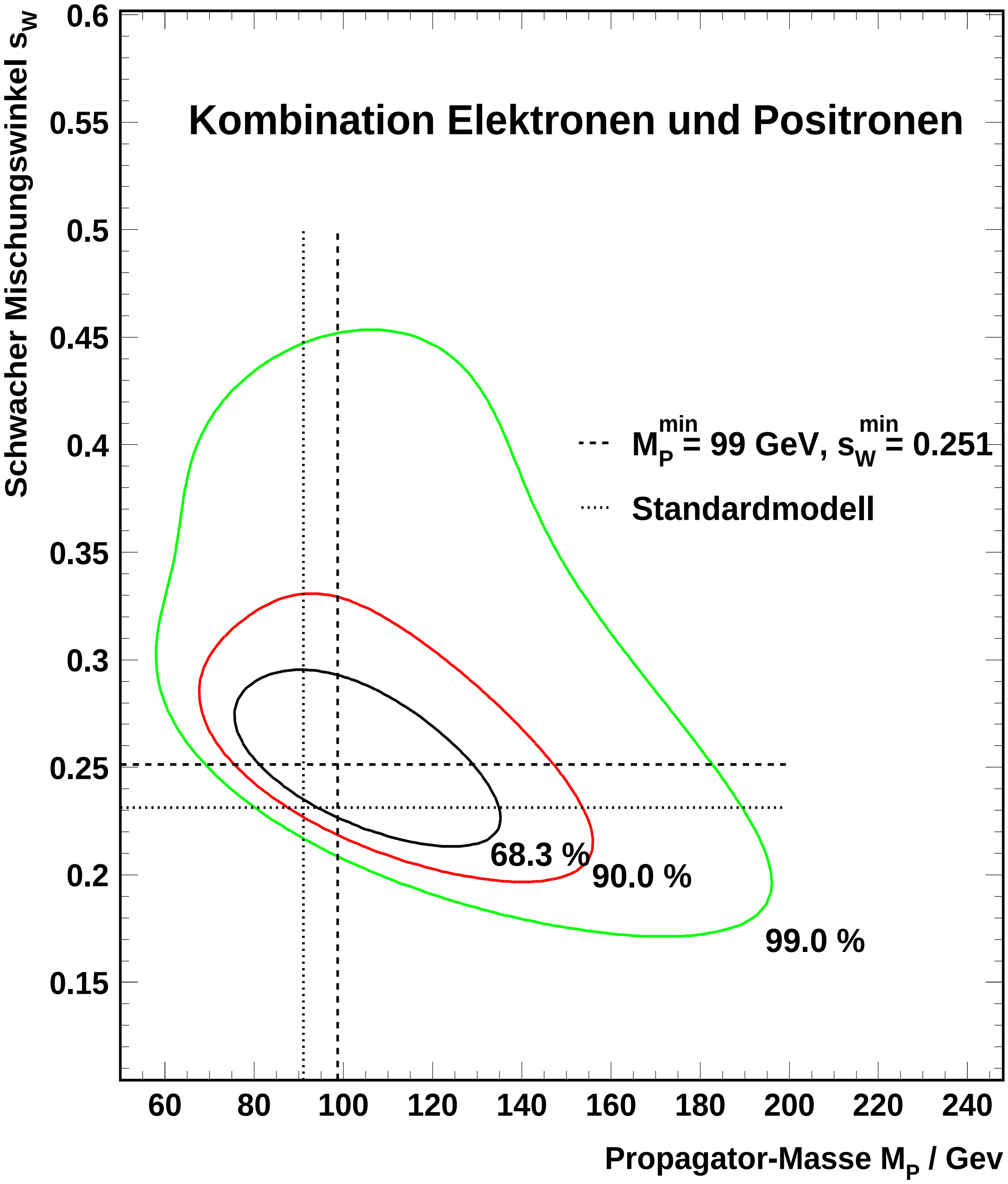


Abbildung 6.9: *Konfidenzbereiche der Parameter M_P und s_W aus der Kombination der χ^2-Verteilungen für Elektronen und Positronen, die nach der Strategie 2 der Anpassung ermittelt wurden. Die Konturen stehen für die Konfidenz-Niveaus von 68.3 %($\Delta\chi^2 = 2.30$), 90 %($\Delta\chi^2 = 4.61$) und 99 %($\Delta\chi^2 = 9.21$). Die Unsicherheiten aufgrund der systematischen korrelierten Fehler auf die Wirkungsquerschnitte sind noch nicht enthalten. Die Vorhersage des Standardmodell liegt knapp außerhalb bes 68.3 %-Konfidenz-Bereichs.*

Leptonen	Parametrisierung	Fehler auf M_P $(\Delta M_P)_{QCD}$	Fehler auf $(s_W)_{QCD}$
Elektronen	MRST 99	+8.7 GeV	-0.009
Positronen	MRST 99	+1.9 GeV	-0.006
Elektronen	H1-Fit	-1.8 GeV	-0.013
Positronen	H1-Fit	+1.9 GeV	-0.036

Tabelle 6.6: *Unsicherheiten der Anpassungs-Parameter* M_P *und* s_W *aufgrund der verschiedenen Parametrisierungen der Partondichten.*

6.2.4 Unsicherheiten auf M_P und s_W aufgrund der Partondichten

- **Unsicherheit aufgrund der Parametrisierung der Partondichten**
  Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen ep-Streuung unter Verwendung verschiedener Parametrisierungen der Partondichten führt zu Ergebnissen, die sich um mehrere Prozent voneinander unterscheiden können. In Abbildung 5.4 wurden die Meßwerte für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ für die Elektron-Proton-Streuung im Vergleich zur Erwartung des Standardmodells unter Verwendung der Partondichten aus dem „H1-Fit“ und unter Verwendung der Partondichten nach MRST 99 dargestellt.

  Zur Messung der Parameter M_P und s_W werden im Rahmen dieser Arbeit die Parametrisierungen der Partondichten nach CTEQ 5D [CTEQ99] eingesetzt. Um den Einfluß der Unsicherheit auf die Partondichten auf M_P und s_W abzuschätzen, wurden die χ^2-Anpassungen ebenfalls mit den Parametrisierungen MRST 99 [MRST99] und dem „H1-Fit“ (Fit an Daten mit $Q^2 < 150$ GeV^2) durchgeführt. Tabelle 6.6 faßt die Fehler zusammen.

  Als Unsicherheit auf M_P und s_W werden die jeweils größten Werte herangezogen, also:

$$\text{Elektronen:}\quad \Delta M_P = \pm 8.7\text{ GeV} \qquad \Delta s_W = \pm 0.013 \tag{6.15}$$
$$\text{Positronen:}\quad \Delta M_P = \pm 1.9\text{ GeV} \qquad \Delta s_W = \pm 0.036 \tag{6.16}$$
$$\text{Positronen:}\quad \Delta M_P = \pm 8.9\text{ GeV} \qquad \Delta s_W = \pm 0.044 \tag{6.17}$$

6.2.5 Zusammenfassung

Die in den vorhergehenden Abschnitten aufgeführten Ergebnisse werden aus Gründen der Übersichtlichkeit nochmals zusammengefaßt.

- **Verträglichkeit der Wirkungsquerschnittsmessungen mit der Vorhersage des Standardmodells**
  Die Vorhersage des Standardmodells für die elektroschwache Wechselwirkung in neutralen Strömen der tiefinelastischen ep-Streuung steht in guter Übereinstimmung mit den vom Experiment H1 gemessenen Daten sowohl für Elektron-Proton- als auch für Positron-Proton-Streuung im Rahmen von jeweils einer Standardabweichung ($\Delta\chi^2 = \chi^2_{SM} - \chi^2_{min} < 2.3$, entspricht einem Konfidenz-Niveau von 68.3 % unter Annahme Gaußscher Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp}).

Bei Kombination der beiden Datensätze findet man Übereinstimmung im Rahmen von 2 Standaradabweichungen ($\Delta\chi^2 = \chi^2_{SM} - \chi^2_{min} < 4.61$).

Für die Modell-Parameter der schwachen Wechselwirkung, M_P^{min} und s_W^{min}, die in dieser Analyse aus den experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitten extrahiert werden und mit der Propagatormasse des Z^0-Bosons sowie der schwachen Mischungswinkel identifiziert werden können, konnten in den verschiedenen Betrachtungen die folgenden Resultate gefunden werden. Der erste Fehler bezieht sich auf die Unsicherheit, die sich aus der „1-σ"-Umgebung aus der χ^2-Kontur ergibt; die weiteren Fehler geben - sofern nicht in der Anpassung enthalten - den Einfluß der korrelierten systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} und der Unsicherheit aufgrund der verschiedenen Parametrisierungen der Partondichten an:

- **in Elektron-Proton-Streuung** Bei Anpassung unter Berücksichtigung der korrelierten systematischen Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp}:

$$\begin{aligned} M_P^{min} &= 75.1^{+33.0+8.7}_{-15.1-8.7}\ \mathrm{GeV} \qquad (6.18)\\ s_W^{min} &= 0.3041^{+0.072+0.013}_{-0.070-0.013} \qquad (6.19)\\ & \qquad (6.20) \end{aligned}$$

  Bei Anpassung unter nachträglicher Berücksichtigung der korrelierten systematischen Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} (der zweite Fehler gibt den Anteil der korrelierten systematischen Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} an):

$$\begin{aligned} M_P^{min} &= 78.8^{+34.8+7.2+8.7}_{-13.8-7.5-8.7}\ \mathrm{GeV} \qquad (6.21)\\ s_W^{min} &= 0.285^{+0.075+0.0137+0.013}_{-0.07-0.0124-0.013} \qquad (6.22) \end{aligned}$$

- **in Positron-Proton-Streuung** Bei Anpassung unter Berücksichtigung der korrelierten systematischen Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp}:

$$\begin{aligned} M_P^{min} &= 86.2^{+43.9+1.9}_{-36.5-1.9}\ \mathrm{GeV} \qquad (6.23)\\ s_W^{min} &= 0.251^{+0.063+0.036}_{-0.015-0.036} \qquad (6.24) \end{aligned}$$

  Bei Anpassung unter nachträglicher Berücksichtigung der korrelierten systematischen Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} (der zweite Fehler gibt den Anteil der korrelierten systematischen Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} an):

$$\begin{aligned} M_P^{min} &= 107.1^{+42.7+19.3+1.9}_{-31.1-28.7-1.9}\ \mathrm{GeV} \qquad (6.25)\\ s_W^{min} &= 0.243^{+0.072+0.022+0.036}_{-0.026-0.013-0.036} \qquad (6.26) \end{aligned}$$

- **unter Kombination der beiden Reaktionen**

$$\begin{aligned} M_P^{min} &= 99.0^{+23+7.5+8.9}_{-16-29.7-8.9}\ \mathrm{GeV} \qquad (6.27)\\ s_W^{min} &= 0.25^{+0.03+0.026+0.044}_{-0.025-0.018-0.044} \qquad (6.28) \end{aligned}$$

- **Ausschluß des alleinigen Photon-Austauschs**
  Das Modell des alleinigen Photon-Austauschs ist schlechter mit den Daten verträglich als die Vorhersage des Standardmodells:

- In Elektron-Proton-Streuung weist es - unter Berücksichtigung der korrelierten systematischen Fehler auf den Wirkungsquerschnitt - einen Unterschied von $(\Delta\chi^2)_{kor} = \chi^2_\gamma - \chi^2_{min} \approx 13.6$ auf. Unter Annahme Gaußscher Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} entspricht dies einer Abweichung um ca. 3.7 Standardabweichungen, so daß dieses Modell mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von unter 0.1 % verworfen werden kann.

  Werden die korrelierten systematischen Fehler nicht in der Anpassung berücksichtigt, findet man einen Unterschied $(\Delta\chi^2) = \chi^2_\gamma - \chi^2_{min} \approx 14.9$. Unter den gegebenen Annahmen entspricht dies einer Abweichung um ca. 3.9 Standardabweichungen und kann auch hier mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von deutlich unter 0.1 % verworfen werden.

- Für die Positron-Proton-Streuung findet man entsprechend:

$$\begin{aligned} (\Delta\chi^2)_{kor} &= \chi^2_\gamma - \chi^2_{min} \approx 18.2 && (6.29)\\ (\Delta\chi^2) &= \chi^2_\gamma - \chi^2_{min} \approx 15.8 && (6.30)\\ & && (6.31) \end{aligned}$$

  Der reine Photon-Austausch kann hier mit etwas höherer Signifikanz auf einem Niveau von 4.2 bzw. 4.0 Standardabweichungen ausgeschlossen werden.

- Bei der Kombination der Elektron- und Positrondaten wurde nur die Anpassungs-Strategie unter nachträglicher Berücksichtigung der korrelierten systematischen Fehler betrachtet. Der alleinige Photon-Austausch zur Erklärung der Elektron-Proton-Wechselwirkung kann hier mit einer Differenz $\Delta\chi^2 = \chi^2_\gamma - \chi^2_{min} = 30.3$ ausgeschlossen werden, was unter Annahme Gaußscher Fehler auf die Wirkungsquerschnitte σ^i_{exp} einem Ausschluß auf dem Niveau von 5.5 Standardabweichungen entspricht.

Aus den Daten geht somit hervor, daß der Austausch des Z^0-Bosons in der tiefinelastischen *ep*-Streuung für ein Verständnis der beobachteten Wirkungsquerschnitte benötigt wird.

Kapitel 7

Die Strukturfunktion $xF_3(x, Q^2)$

Die Kombination der reduzierten Wirkungsquerschnitte aus tiefinelastischer Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuung erlaubt über die Untersuchung der elektroschwachen Effekte hinaus auch die Extraktion der Protonstrukturfunktion $xF_3(x, Q^2)$. Sie enthält den paritätsverletzenden Anteil der schwachen Wechselwirkung in tiefinelastischer *ep*-Streuung und ist für das unterschiedliche Interferenzverhalten des Wirkungsquerschnitts in tiefinelastischer Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuung verantwortlich (vgl. Abbildung 2.11 auf Seite 39). Genauer handelt es sich dabei um die „generalisierte" Strukturfunktion xF_3, s. Abschnitt 7.2.
Die Strukturfunktion $xF_3(x, Q^2)$ ist für ein Verständnis der Protonstruktur von besonderem Interesse, da sie in direktem Zusammenhang mit den Valenzquarks steht und keinen Anteil der Seequarks trägt [Blu91], wie auch aus der bereits in Abschnitt 2.2.3 aufgeführten Gleichung (2.35) für xF_3 ersichtlich ist. Ihre Messung ergänzt damit das Bild des Protons, das unter Verwendung der neutralen Ströme bei HERA gewonnen werden kann und bisher im Zeichen der Strukturfunktion F_2 stand [Abr98].
In dieser Arbeit wird eine der ersten Messungen von $xF_3(x, Q^2)$ in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung präsentiert[1]. Bisherige Messungen dieser Größe wurden bei deutlich kleineren Werten für Q^2 in Myon-Nukleon- (Q^2 bis 180 GeV^2) [Arg84] oder Neutrino-Nukleon-Streuung [Sel97] (Q^2 bis 200 GeV^2) durchgeführt. Die Messung von xF_3 in *ep*-Streuung findet somit nicht nur unter Betrachtung einer anderen Teilchenreaktion statt, sondern auch in einem kinematischen Bereich bei sehr viel höheren Impulsüberträgen.

7.1 Ermittlung der Strukturfunktion $xF_3(x, Q^2)$

Bei der Ermittlung der Strukturfunktion $xF_3(x, Q^2)$ aus den Wirkungsquerschnitten der Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuung muß den unterschiedlichen Schwerpunktsenergien der beiden Reaktionstypen Rechnung getragen werden, wie in Abschnitt 2.2.3 diskutiert wurde. Die dortige Herleitung für den Bornschen Wirkungsquerschnitt wird hier auf den reduzierten Wirkungsquerschnitt übertragen. Es gilt:

$$xF_3(x, Q^2) = \frac{Y_+^{301} Y_+^{319} \sigma^- - Y_+^{319} Y_-^{301} \sigma^+}{Y_+^{301} Y_-^{319} + Y_+^{319} Y_-^{301}}, \tag{7.1}$$

---

[1] Ca. 1 Monat vor Fertigstellung dieser Arbeit berichtete die ZEUS-Kollaboration von der ersten Messung von $xF_3(x, Q^2)$ [ZE00].

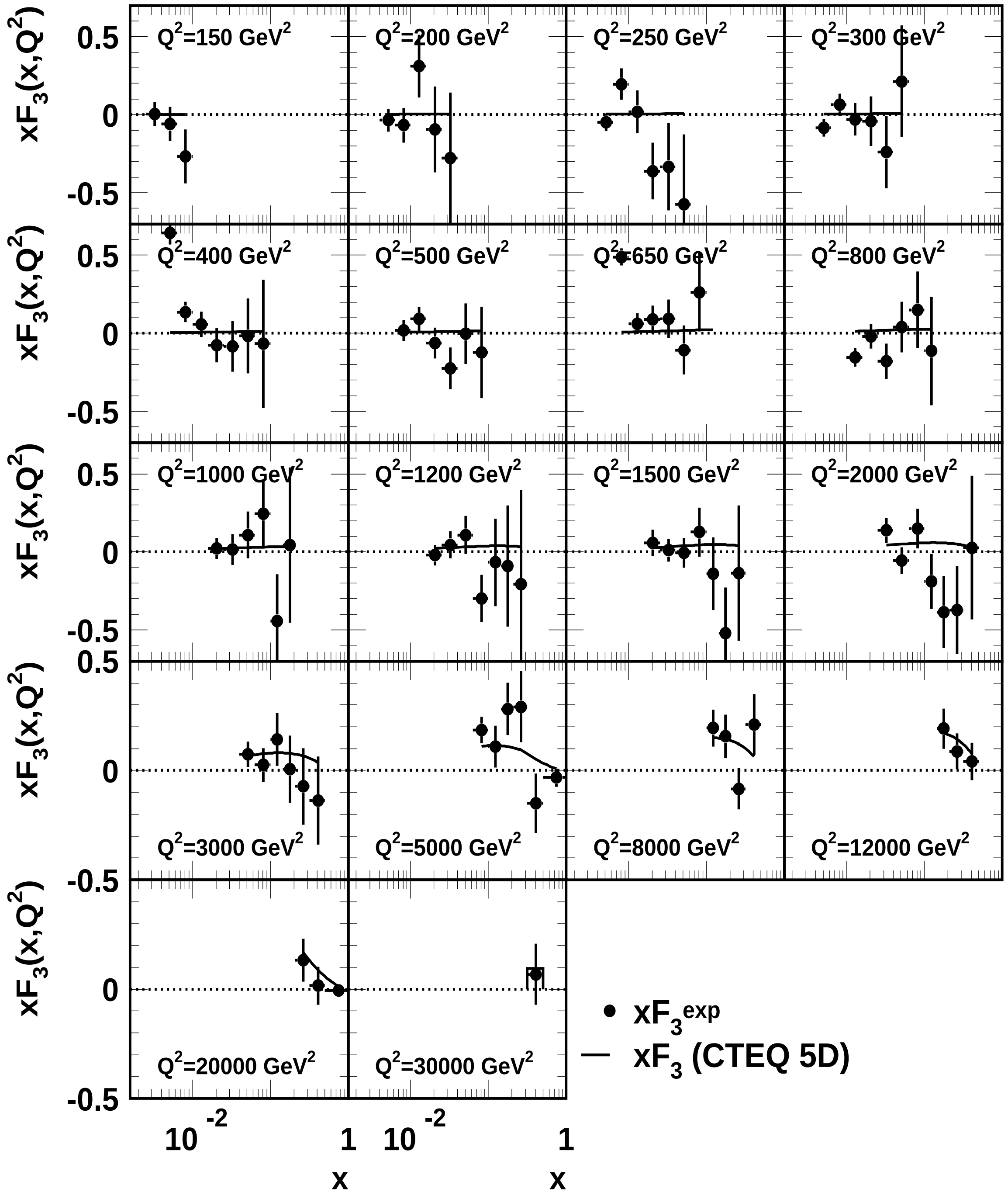


Abbildung 7.1: *Die aus den reduzierten Wirkungsquerschnitten* $(d^2\sigma^{\pm}/dxdQ^2)_{red}$ *der Elektron-Proton- und der Positron-Proton-Streuung gewonnenen Werte der Protonstrukturfunktion* $xF_3(x,Q^2)$. *Auf die unterschiedlichen Schwerpunktsenergien in Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuung wurde korrigiert (vgl. Abschnitt 2.2.3).*

wobei $\sigma^\pm$ hier der reduzierte Wirkungsquerschnitt ist und die Faktoren $Y_\pm^{319,301}$ durch

$$Y_\pm^{301}(x,Q^2) \;:=\; 1 \pm (1 - y_{301}(x,Q^2))^2 = 1 \pm \left(1 - \frac{Q^2}{x \cdot 301\mathrm{GeV}^2}\right)^2 \qquad (7.2)$$

$$Y_\pm^{319}(x,Q^2) \;:=\; 1 \pm (1 - y_{319}(x,Q^2))^2 = 1 \pm \left(1 - \frac{Q^2}{x \cdot 319\mathrm{GeV}^2}\right)^2 \qquad (7.3)$$

gegeben sind.
Der Fehler auf xF_3 ergibt sich aus der quadratischen Summe der Fehler auf die reduzierten Wirkungsquerschnitte aus Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuung.
Abbildung 7.1 zeigt das Ergebnis der Ermittlung der Strukturfunktion $xF_3(x,Q^2)$. Die durchgezogene Linie stellt die Erwartung für xF_3 unter Verwendung der Partondichten nach der Parametrisierung CTEQ 5D und unter Berücksichtigung von NLO QCD-Korrekturen dar. Im Bereich hoher Impulsüberträge $Q^2 > 141$ GeV^2 sind die Daten - in Übereinstimmung mit der Erwartung - im Rahmen ihrer Fehler mit Null verträglich. Da sich die Messung von xF_3 in Form einer Differenz zweier Zahlen vergleichbarer Größe darstellt, sind die relativen Fehler auf xF_3 groß. Im Bereich **sehr großer** Impulsüberträge $Q^2 > 5000$ GeV^2 erkennt man, daß die Meßpunkte in Übereinstimmung mit der Erwartung für die Strukturfunktion xF_3 systematisch größer als Null sind.
Abbildung 7.1 zeigt diese Verhältnisse nochmals in deutlicherer Darstellung für die Meßpunkte für $Q^2 > 5000$ GeV^2. Die Datenpunkte sind erkennbar von Null verschieden. Um dies quantitativ zu fassen, kann man einen einfachen χ^2-Ausdruck auswerten:

$$\chi^2 = \sum \left(\frac{xF_3^{exp}(x,Q^2) - xF_3^{theo}(x,Q^2)}{\Delta xF_3^{exp}(x,Q^2)} \right)^2 . \qquad (7.4)$$

Für die 17 Bins mit $Q^2 > 5000$ GeV^2 findet man:

$$\chi^2(xF_3^{theo} = xF_3^{CTEQ5D}) = 16.4 \qquad \chi^2(xF_3^{theo} = 0) = 39.9, \qquad (7.5)$$

was die gute Übereinstimmung mit xF_3 nach CTEQ 5D untermauert. Die Unverträglichkeit der Hypothese $xF_3 \equiv 0$ ist konsistent mit dem Ausschluß des alleinigen Photon-Austauschs in Kapitel 6.
Zur deutlicheren Darstellung der x-Abhängigkeit der Strukturfunktion $xF_3(x,Q^2)$ werden mehrere Bins bei gegebenem Wert für x und für verschiedene Werte des Impulsübertrags Q^2 unter Berücksichtigung ihrer Breiten zusammengefaßt: Jedes Flächenelement B_i besitzt neben dem Binzentrum (x_i, Q_i^2) auch Bingrenzen $(x_{i,low}, x_{i,high})$ bzw. $Q^2_{i,low}, Q^2_{i,high}$ mit

$$x_i \in [x_{i,low}; x_{i,high}] \quad \wedge \quad Q_i^2 \in [Q^2_{i,low}, Q^2_{i,high}]. \qquad (7.6)$$

Die „Breiten“ ΔQ_i^2 der Bins im Impulsübertrag Q^2 sind folglich[2]

$$\Delta Q_i^2 = Q^2_{i,high} - Q^2_{i,low}. \qquad (7.7)$$

---

[2] Vgl. Abbildung 5.1 auf Seite 112 zur Darstellung der in dieser Arbeit verwendeten Flächenelemente des Meßbereichs.

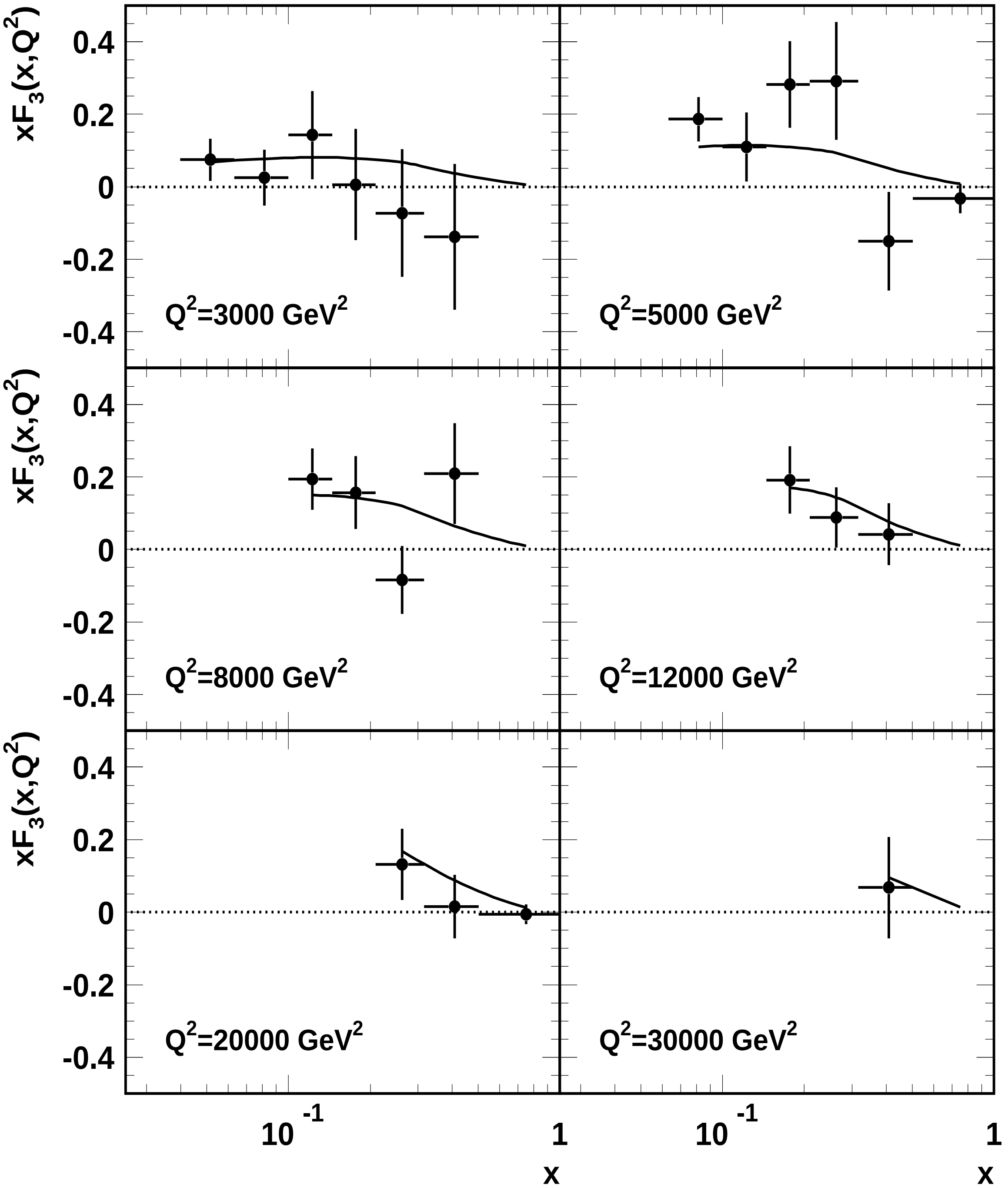


Abbildung 7.2: *Die aus den reduzierten Wirkungsquerschnitten* $(d^2\sigma^{\pm}/dxdQ^2)_{red}$ *der Elektron-Proton- und der Positron-Proton-Streuung gewonnenen Werte der Protonstrukturfunktion* $xF_3(x, Q^2)$ *für den Bereich* $Q^2 > 5000$ GeV^2. *Auf die unterschiedlichen Schwerpunktsenergien in Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuung wurde korrigiert (vgl. Abschnitt 2.2.3).*

Die Werte der Strukturfunktion xF_3 werden mit den Breiten des jeweiligen Bins der Messung gewichtet und aufaddiert. Dies entspricht einer Mittelung der Meßwerte über den Meßbereich:

$$\left(xF_3(x,Q^2)\right)_{komb} = \frac{\int_{\text{Bin } i_1}^{\text{Bin } i_2} xF_3(x,Q^2)dQ^2}{\int_{\text{Bin } i_1}^{\text{Bin } i_2} dQ^2} \tag{7.8}$$

$$\approx \frac{\sum_{\text{Bin } i_1}^{\text{Bin } i_2} xF_3(x,Q^2) \cdot \Delta Q_i^2}{\sum_{\text{Bin } i_1}^{\text{Bin } i_2} \Delta Q_i^2} \tag{7.9}$$

Abbidung 7.3 zeigt das Ergebnis der Zusammenfassung der Bins bei gegebenem Wert für x für alle Flächenelemente mit einem Binzentrum $Q_i^2 > 850$ GeV^2 (oben) bzw. $Q_i^2 > 5000$ GeV^2 (unten). Die Daten liegen signifikant über der Null-Linie und stehen in guter Übereinstimmung mit der Strukturfunktion $xF_3(x,Q^2)$, die unter Verwendung der Parametrisierung CTEQ 5D [CTEQ99] der Partondichten berechnet wurde.

Man erkennt, daß die Daten bei etwa $x = 0.2$ ein Maximum aufweisen und zu kleineren Werten von x abfallen. Dies steht in Übereinstimmung mit der anschaulichen Vorstellung, daß die Valenzquarks etwa ein Drittel des Protonimpulses tragen und ergänzt die Ergebnisse aus Messungen der Protonstrukturfunktion F_2 (s. z.B. [Abr98]), die neben den Valenz- auch einen Seequark-Anteil aufweist und zu kleinen Werten von x stark ansteigt. Abbildung 7.3 beweist, daß dieser Anstieg ausschließlich auf Seequarks zurückzuführen ist.

Zu beachten ist, daß die dargestellten Meßpunkte in der oberen und der unteren Abbildung stark miteinander korreliert sind.

Die Werte der Strukturfunktion xF_3 der in diesem Abschnitt präsentierten Messung sind in Anhang C zusammengestellt.

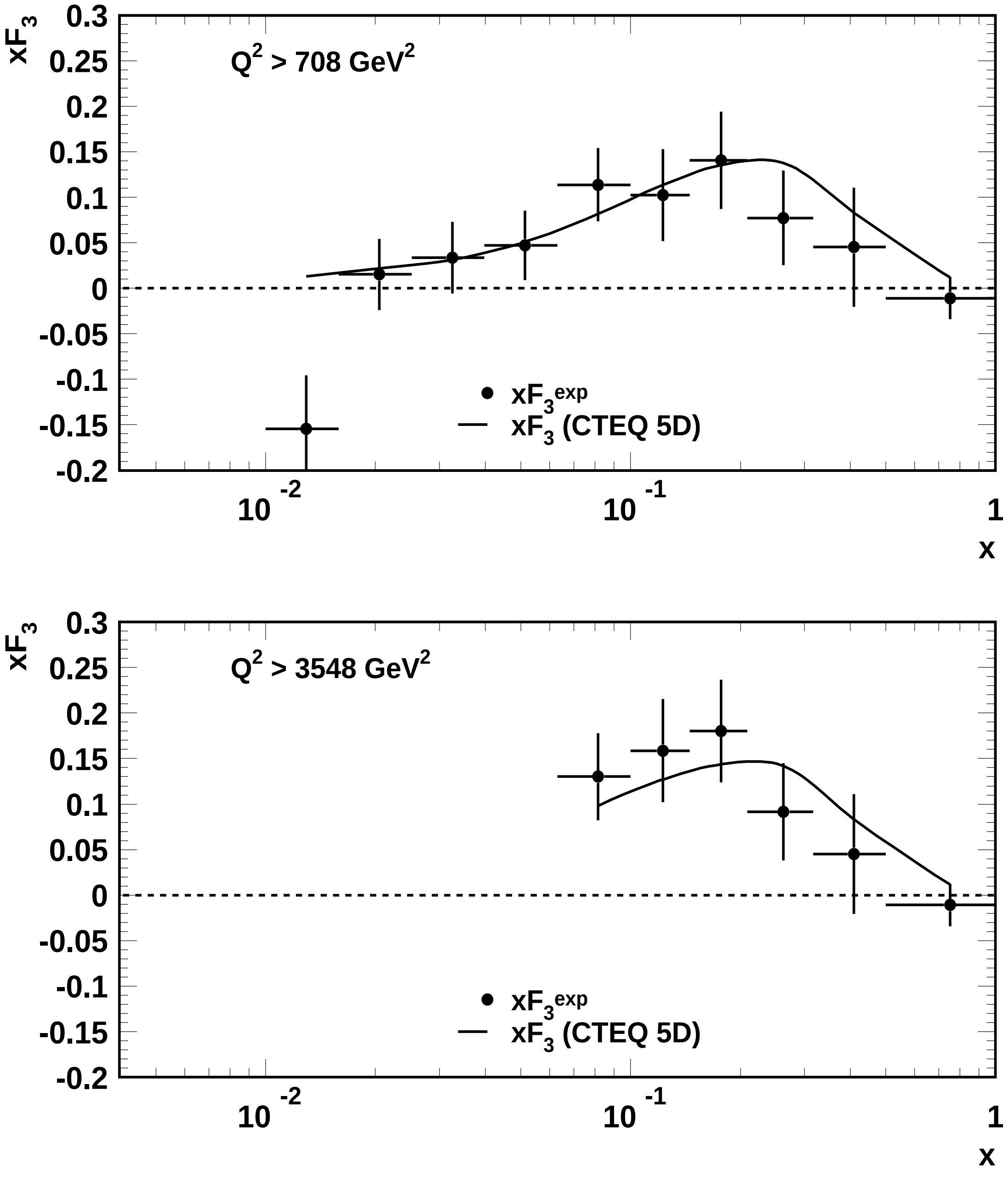


Abbildung 7.3: *$xF_3(x,Q^2)$ für verschiedene Werte von x nach Zusammenfassung mehrerer Bins wie im Text beschrieben. Man erkennt, daß die Daten gut verträglich sind mit dem erwarteten Verhalten für die Strukturfunktion $xF_3(x,Q^2)$.*

7.2 Vergleich mit bisherigen Messungen

Die im letzten Abschnitt gewonnenen Ergebnisse können den Resultaten anderer Messungen der Strukturfunktion xF_3 gegenübergestellt werden.
Hierbei ist zu beachten, daß in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung nur die „generalisierte“ Strukturfunktion xF_3 experimentell zugänglich ist, die nach Gleichungen (2.20) und (2.23) definiert ist und sowohl vom Propagatorterm P_Z als auch von den Kopplungen v_e und a_e der Leptonsonde abhängt. Eine alternative Schreibweise verwendet die Strukturfunktionen xG_3 und xH_3, die zu xF_3 in folgender Beziehung stehen [Blu87]:

$$xF_3^{\pm}(x,Q^2) = \pm P_Z \cdot a_e \cdot xG_3(x,Q^2) \mp P_Z^2 - 2a_e v_e xH_3(x,Q^2). \tag{7.10}$$

Die Funktionen xG_3 und xH_3 sind um die Abhängigkeit vom Propagator und den Kopplungstermen des Elektrons bereinigt und stellen reine Proton-Größen dar.
Die erste Messung der Strukturfunktion xG_3 gelang unter Verwendung von Myonstrahlen, die auf ein Kohlenstoff-Target geschossen wurden [Arg84]. Abbildung 7.4 zeigt das Ergebnis. Die Messung erfolgte im kinematischen Bereich für Q^2 zwischen 40 GeV^2 und 180 GeV^2.

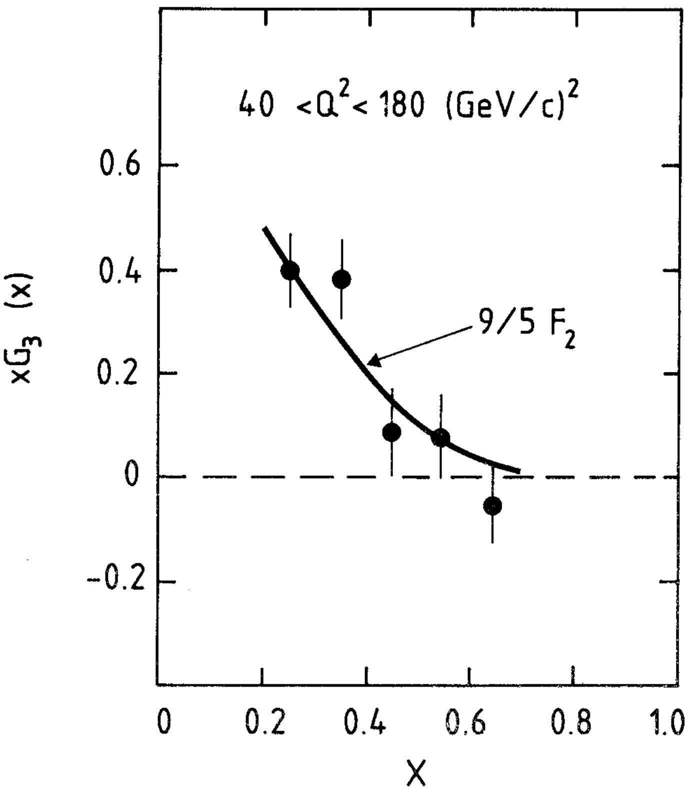


Abbildung 7.4: *Erste Messung der Strukturfunktion $xG_3(x,Q^2)$ aus Streureaktionen von Myonen mit einer Energie von 120 - 200 GeV, die auf Kohlenstoff-Kerne geschossen wurden [Arg83].*

Abbildung 7.5 zeigt das jüngste Ergebnis, das von der Kollaboration CCFR aus der Untersuchung von Neutrino-Nukleon-Reaktionen ($\nu_\mu + N \to \mu^- + X$) gewonnen wurde. Der kinematisch untersuchte Bereich umfaßt Impulsüberträge von $Q^2 \approx 1$ GeV^2 bis $Q^2 \approx 200$ GeV^2 und Werte in x von 7.5 bis 0.18. In Abbildung 7.5 sind Werte für kleine Werte von Q^2 dargestellt.

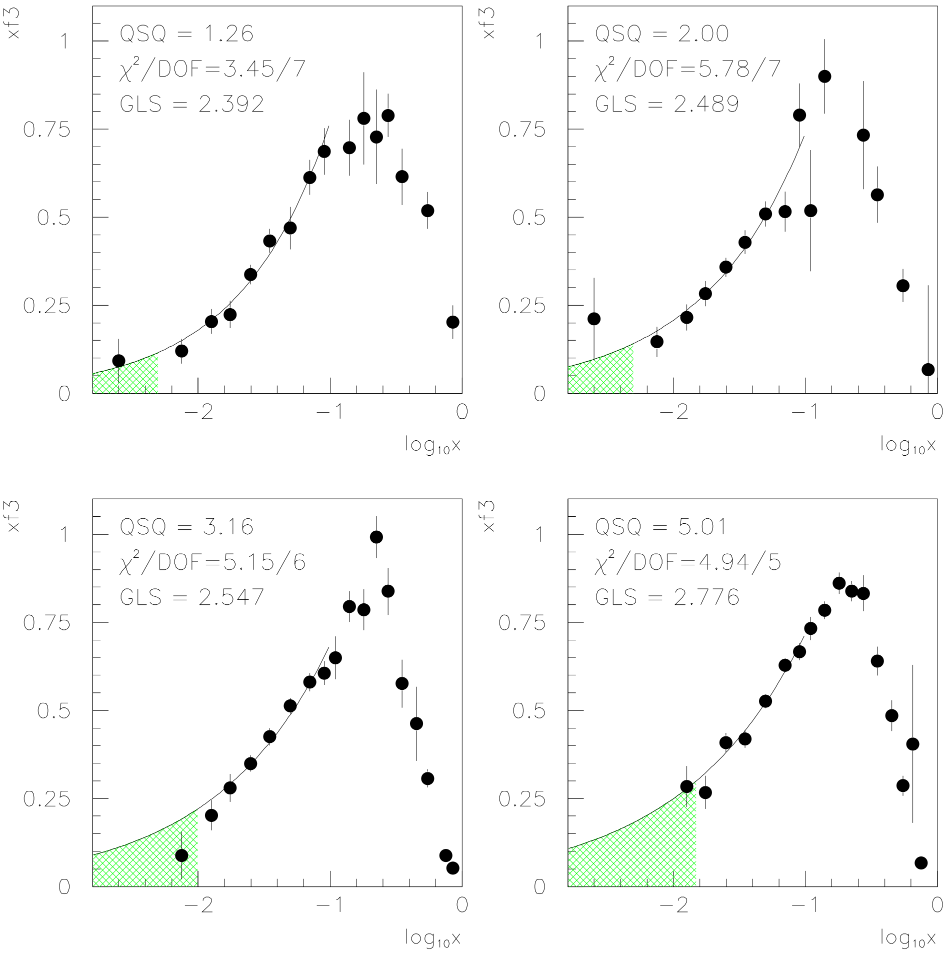


Abbildung 7.5: *Messung der Strukturfunktion* $xF_3(x,Q^2)$ *durch die Kollaboration CCFR [Sel97] anhand von Neutrino-Nukleon-Reaktionen* ($\nu_\mu + N \to \mu^- + X$).

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden tiefinelastische Elektron-Proton-Streureaktionen des neutralen Stroms bei hohen und sehr hohen Impulsüberträgen Q^2 zwischen 141 GeV^2 und 46000 GeV^2 untersucht.
Hierzu wurden Daten aus Elektron-Proton-Streureaktionen herangezogen, die vom Experiment H1 in den Jahren 1998 und 1999 aufgezeichnet wurden. Aus den beobachteten Ereignissen wurden im ersten Teil der Arbeit die einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte

- $d\sigma/dQ^2$,
- $d\sigma/dx$ (für $Q^2 > 141$ GeV^2, 1000 GeV^2 und 10000 GeV^2) und
- der reduzierte doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$

unter der Einschränkung $0.05 < y < 0.95$ für den kinematischen Bereich $Q^2 > 141$ GeV^2 und $x \in [1.6 \cdot 10^{-3}; 1.0]$ gemessen.
Hervorzuheben ist hierbei zum einen die Erweiterung des kinematischen Meßbereichs auf Werte von y bis 0.95, die aufgrund einer verbesserten Untergrundreduktion möglich wird. Zum anderen wird zur Bestimmung der systematischen Fehler auf die gemessenen Wirkungsquerschnitte aufgrund der dominierenden Fehlerquellen (Energie und Winkel des gestreuten Elektrons sowie der hadronischen Energieskala) eine neue Methode vorgeschlagen, die auf der Fehlerfortpflanzung der experimentellen Unsicherheiten auf den Wirkungsquerschnitt beruht und in Übereinstimmung mit der üblicherweise verwendeten Abschätzung der systematischen Fehler unter Verwendung einer Monte-Carlo-Simulation steht.
Die reduzierten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der Elektron-Proton-Streuung werden im Anschluß an ihre Messung mit dem Standardmodell verglichen und im Rahmen der elektroschwachen Wechselwirkung interpretiert. Die Betrachtungen werden durch Hinzunahme bereits veröffentlichter Werte für die reduzierten Wirkungsquerschnitte aus Positron-Proton-Streuung [H1C99a] ergänzt.
Aus den einzelnen und kombinierten Datensätzen werden die Popagatormasse des Z^0-Bosons und der schwache Mischungswinkel $\sin^2\theta_W$ extrahiert sowie die Vorhersage des Standardmodells und des Modells des alleinigen Photonaustauschs beurteilt. Die höchste Signifikanz ergibt sich dabei aus der Kombination der Datensätze für Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuung:

$$\boxed{\begin{aligned} M_Z &= 99.0^{+23+7.5+8.9}_{-16-29.7-8.9}\ \text{GeV} \\ \sin^2\theta_W &= 0.25^{+0.03+0.026+0.044}_{-0.025-0.018-0.044} \end{aligned}}$$

Der erste Fehler bezieht sich auf die statistischen und unkorrelierten Unsicherheiten der Messung, der zweite Fehler auf die korrelierten sytematischen Unsicherheiten der Messung und der dritte Fehler auf die theoretischen Unsicherheiten aufgrund der nicht exakt bekannten Partondichten. Das Standardmodell ($M_Z = 91.187 \pm 0.007$ GeV, $\sin^2\theta_W = 0.23124(24)$, [PDG98]) steht in guter Übereinstimmung mit den extrahierten Werten. Der alleinige Photon-Austausch kann (unter Annahme Gaußscher Fehler auf die zugrundeliegenden, experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte) auf einem Signifikanz-Niveau von 5.5 Standardabweichungen verworfen werden, der Austausch des Z^0-Bosons in der tiefinelastischen *ep*-Streuung somit als notwendig für das Verständnis der Streuprozeß angesehen werden.

Über die Interpretation der tiefinelastischen Wirkungsquerschnitte im Rahmen der elektroschwachen Wechselwirkung hinaus erlaubt die Kombination dieser Größen die Messung der Proton-Strukturfunktion $xF_3(x,Q^2)$ für Werte des Impulsübertrags $Q^2 > 5000$ GeV^2. Sie ist von Bedeutung im Rahmen der QCD, da sie eine direkte Messung der Valenzquarkdichten im Proton gestattet. In der vorliegenden Arbeit wird eine der ersten Messungen dieser Strukturfunktion aus tiefinelastischen Elektron-Proton-Streureaktionen vorgelegt. Sie ergänzt die Ergebnisse aus Neutrino-Nukleon-Streuungexperimenten, aus denen $xF_3(x,Q^2)$ bei sehr viel kleineren Werten des Impulsübertrags ($Q^2 = \mathcal{O}(10)$ GeV^2) vermessen wurde.

Anhang A

NLO-QCD-Korrekturen

In diesem Abschnitt werden die Ausdrücke für die NLO-QCD-Korrekturen aufgeführt, die berücksichtigt werden müssen, wenn man die Protonstrukturfunktionen aus den NLO-Partondichtefunktionen zusammensetzen möchte.
Die in die Gleichungen (2.19), (2.20) und (2.44) eingehenden Partondichten können verschiedenen Bibliotheken direkt entnommen werden. Die in dieser Arbeit betrachteten Partondichten liegen in NLO der QCD vor, müssen jedoch um die in diesem Abschnitt aufgeführten Korrekturen modifiziert werden, damit auch die aus ihnen zusammengesetzten Strukturfunktionen $F_2(x, Q^2)$, $xF_3(x, Q^2)$ und $F_L(x, Q^2)$ in NLO der QCD gültig sind.
Die Korrekturen sind vom verwendeten QCD-Schema abhängig. In dieser Arbeit wurden Rechnungen im $\overline{MS}$- und im DIS-Schema ausgeführt. Die NLO-QCD-Korrekturterme sind für diese beiden Schemata im folgenden ausgeführt.
Die verschiedenen Schemata beruhen auf dem Faktorisierungstheorem der QCD-Störungsrechnung, dem der Gedanke der Separation von kurz- und langreichweitigen Phänomenen zugrundeliegt. Für die tiefinelastische ep-Streuung hat dies zur Folge, daß sich die Strukturfunktionen unter Einführung zweier Skalen - der *„Renomierungsskala“* μ^2_{ren} und der *„Faktorisierungsskala“* μ^2_{fac} - verallgemeinern lassen. So lautet die Strukturfunktion F_2:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{i=q,g} \int_0^1 d\xi C_i^V(x/\xi, Q^2/\mu^2_{ren}, \mu^2_{fac}, \alpha_s) \cdot q_{i,h}(\xi, \mu^2_{fac}, \mu^2_{rn}, \alpha_s). \tag{A.1}$$

Die *Koeffizientenfunktionen* C_i^V enthalten die störungstheoretisch behandelbaren, kurzreichweitigen Anteile der Wechselwirkung, während in den vom jeweils betrachteten Hadron abhängigen Quarkdichteverteilungen q_i^h die langreichweitigen Teile der Wechselwirkung berücksichtigt sind. Das $\overline{MS}$-Schema bietet Vorteile für theoretische Berechnungen, das DIS-Schema orientiert sich an der Strukturfunktionsbestimmung aus Streuexperimenten[1]. Zu Einzelheiten sei auf Lehrbücher der QCD verwiesen, z.B. [Ster95].
Zur kürzeren Schreibweise werden die bereits in Abschnitt 2.2.2 definierten Größen für die Quarkdichten

$$\begin{aligned} xQ_f^+(x, Q^2) &:= (xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2)), & \text{(A.2)} \\ xQ_f^-(x, Q^2) &:= (xq_f(x, Q^2) - x\bar{q}_f(x, Q^2)), & \text{(A.3)} \end{aligned}$$

---

[1] Für die besondere Wahl $\mu^2_{fac} = \mu^2_{ren} = Q^2$ enthalten die Partondichten per Definition bereits alle Korrekturen höherer Ordnung zu den Strukturfunktionen, d.h. $F_2(x, Q^2) = \sum_f [xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2)] A_f(Q^2)$ in allen Ordnungen.

sowie für die Gluondichte

$$\mathcal{G} = xG \tag{A.4}$$

in den Ausdrücken für die NLO-QCD-Korrekturen verwendet.

A.1 Korrekturen im $\overline{MS}$-Schema

Um die Partondichten in NLO der QCD zu Strukturfunktionen derselben Ordnung zusammenzusetzen sind im $\overline{MS}$-Faktorisierungs-Schema die folgenden Korrekturen notwendig:

$$Q_f^{\pm}(x,Q^2) = Q_f^{\pm}(x,Q^2)_{\overline{MS}} \qquad \text{(A.5)}$$

$$+\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\left(\int_x^1 \frac{dy}{y}\left[\frac{x}{y}C_q\left(\frac{x}{y}\right)Q_f^{\pm}(y,Q^2)_{\overline{MS}} - C_q\left(\frac{x}{y}\right)Q_f^{\pm}(x,Q^2)_{\overline{MS}}\right] \qquad \text{(A.6)}\right.$$

$$\left. +2\frac{x}{y}\mathcal{G}(y,Q^2)_{\overline{MS}} - Q_f^{\pm}(x,Q^2)_{\overline{MS}}\int_0^x dy C_q(y,Q^2)\right).$$

Die in diesem Ausdruck vorkommenden Größen sind gegeben durch:

$$C_q(z) = C_F\left[\frac{1+z^2}{1-z}\left(\ln\frac{1-z}{z} - \frac{3}{4}\right) + \frac{1}{4}(9+5z)\right], \tag{A.7}$$

$$C_g(z) = \frac{1}{2}\left(\left[z^2+(1-z)^2\right]\ln\frac{1-z}{z} + 8z(1-z) - 1\right), \tag{A.8}$$

wobei $C_F = (N_c^2-1)/(2N_c) = 4/3$, $C_3(z) = C_q(z) - (1+z)C_F$ und N_c die Anzahl der Quarkgenerationen angibt.
Für die Korrektur der Partondichten, die bei Bestimmung der longitudinalen Strukturfunktionen berücksichtigt werden müssen, gilt:

$$Q_f^L(x,Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left(\frac{x}{y}\right)^2\left(2\cdot C_F Q_f^{+}(x,Q^2)_{\overline{MS}} + 4\left(1-\frac{x}{y}\right)\mathcal{G}(y,Q^2)_{\overline{MS}}\right). \tag{A.9}$$

Die angegebenen Gleichungen beziehen sich auf den Fall masseloser Quarks. Dies kann im in dieser Arbeit betrachteten kinematischen Bereich $Q^2 >> m_f^2$ angenommen werden.

A.2 Korrekturen im DIS-Schema

Im DIS-Schema müssen keine weiteren Korrekturterme in den Partondichten der Strukturfunktion F_2 berücksichtigt werden. In diesem Schema sind per Definition die Korrekturen aller Ordnungen in den Partondichten der Struktrufrunktion F_2 bereits enthalten. Nur für $xF_3(x,Q^2)$ und $F_L(x,Q^2)$ müssen die Partondichten korrigiert werden:

$$Q_f^-(x,Q^2) = Q_f^-(x,Q^2)_{DIS} + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\frac{x}{y}C_3^{DIS}\left(\frac{x}{y}\right)Q_f^-(x,Q^2)_{DIS}. \tag{A.10}$$

Die Korrekturen für F_L im DIS-Schema entsprechen denen für das $\overline{MS}$-Schema, vgl. Gleichung (A.9).

Anhang B

Schwache Korrekturen und Schleifenkorrekturen

In Abschnitt 2.2.7 wurde ein Überblick über die radiativen Korrekturen in der tiefinelastsichen *ep*-Streuung gegeben. Während die leptonischen Korrekturen bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden, vgl. Abschnitt 5.1.2, wurde in Abschnitt 2.2.7 darauf verwiesen, daß die weiteren Korrekturen nur einen kleinen Effekt ausmachen und für die wesentlichen Folgerungen dieser Arbeit vernachlässigt werden können.

Im folgenden soll die Behandlung der nicht-leptonischen und nicht-quarkonischen Korrekturen in der Literatur beleuchtet werden. Anhand einer Vergleichsrechnung kann gezeigt werden, daß ihr Effekt auf den Bornschen Wirkungsquerchnitt klein ist im Vergleich zu den systematischen und statistischen Unsicherheiten der experimentell bestimmten Daten.

In der Literatur wird eine kompaktere Notation für den Wirkungsquerschnitt verwendet als in Kapitel 2, vgl. [Hol91], [Arb95], [Bar89]. Die radiativen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt werden durch Formfaktoren berücksichtigt, die in die Definition der Kopplungsterme eingehen. Die Kopplungen werden durch diese Terme „verbessert“[1], der entsprechend modifizierte Ausdruck für den Bornschen Wirkungsquerschnitt wird „verbesserter“ Born-Wirkungsquerschnitt („improved Born cross section“) genannt.

Für den Born-Wirkungsquerschnitt gilt der folgende Ausdruck:

$$\frac{d^2\sigma^{NC}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} \sum_B \sum_b \sum_{q,\bar{q}} c_b K(B) \left[V(B) R_b^V(B) \pm A(B) R_b^A(B) \right] . \tag{B.1}$$

Die Summationen erfolgen dabei über Quarks (q) und Antiquarks ($\bar{q}$), die verschiedenen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt (reiner Photon-Austausch γ, Photon-Z^0-Interferenz γ/Z, reiner Z^0-Austausch Z) und die einzelnen radiativen Beiträge b. Dabei gilt:

$c_b = e_e^2$	leptonische radiative Korrekturen
$c_b = e_f^2$	quarkonische radiative Korrekturen
$c_b = e_e e_f$	Lepton-Quark-Interferenzen
$c_b = 1$	verbesserter Born-Wirkungsquerschnitt

Wird der verbesserte Born-Wirkungsquerschnitt betrachtet, ist $c_b = 1$. Der Ausdruck in

---

[1] Der Term „improved couplings“ hat sich eingebürgert.

Gleichung (B.1) reduziert sich zu:

$$\frac{d^2\sigma^{NC}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} \sum_B \sum_{q,\bar{q}} K(B) \left[V(B) R_b^V(B) \pm A(B) R_b^A(B) \right] . \tag{B.2}$$

Die QED-Korrekturen sind in den Termen $R_b^V(B)$ und $R_b^A(B)$ enthalten, die schwachen und die Schleifenkorrekturen in den verallgemeinerten Kopplungstermen V und A und im Propagatorterm K. Die Kopplungsterme sind gegeben durch[2]

$$V(\gamma) = 1, \tag{B.3}$$
$$V(\gamma, Z) = \bar{v}_{ef}, \tag{B.4}$$
$$V(Z) = (\bar{v}_e^2 + \bar{a}_e^2)\bar{a}_f^2 + \bar{a}_e^2\bar{v}_f^2 + \bar{v}_{ef}^2, \tag{B.5}$$
$$A(\gamma) = 0, \tag{B.6}$$
$$A(\gamma, Z) = \bar{a}_e\bar{a}_f, \tag{B.7}$$
$$A(Z) = 2\bar{a}_e\bar{a}_f(\bar{v}_e\bar{v}_f + \bar{v}_{ef}), \tag{B.8}$$

wobei die schwachen Schleifenkorrekturen in den gegenüber Abschnitt 2 modifizierten, verbesserten Kopplungen enthalten sind. Die verbesserten Kopplungen enthalten dabei die schwachen Korrekturen und Selbstenergien der schwachen Austauschbosonen mittels der Formfaktoren $\rho_{ef}, \kappa_e, \kappa_f$ und κ_{ef}. Im einzelnen gilt ($S = sx$):

$$\bar{a}_e\bar{a}_f = \rho_{ef}(S, Q^2) T_3^e T_3^f, \tag{B.9}$$
$$\bar{v}_e\bar{a}_f = \rho_{ef}(S, Q^2) T_3^e T_3^f \left[1 - 4|e_e| sin^2\theta_W \kappa_e(S, Q^2)\right], \tag{B.10}$$
$$\bar{a}_e\bar{v}_f = \rho_{ef}(S, Q^2) T_3^e T_3^f \left[1 - 4|e_f| sin^2\theta_W \kappa_f(S, Q^2)\right], \tag{B.11}$$
$$\bar{v}_{ef} = \bar{a}_e\bar{v}_f + \bar{v}_e\bar{a}_f \left[1 - 16|e_e e_f| sin^4\theta_W \kappa_{ef}(S, Q^2)\right]. \tag{B.12}$$

Der Propagatorterm K lautet in diesem Formalismus:

$$K(\gamma/Z) = 2|e_e e_f| F_A(Q^2)\chi(Q^2), \tag{B.13}$$
$$K(Z) = [\chi(Q^2)]^2, \tag{B.14}$$
$$\chi(Q^2) = \frac{G_\mu M_Z^2}{8\pi\alpha\sqrt{2}} \cdot \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}. \tag{B.15}$$

Der Faktor $F_A(Q^2)$ enthält die Abhängigkeit der Feinstrukturkonstanten α von der Skala Q^2:

$$F_A(Q^2) = \frac{1}{1 - \Delta\alpha(Q^2)} \tag{B.16}$$

Den in Abschnitt 2 diskutierten Bornschen Wirkungsquerschnitt erhält man, indem die Strahlungskorrekturen „ausgeschaltet“ werden. Im Rahmen des in diesem Abschnitt vorgestellten Formalismus erreicht man dies durch:

$$F_A(Q^2) = 1, \rho_{ef} = 1, \kappa_e = 1, \kappa_f = 1, \kappa_{ef} = 1, \bar{v}_{ef} = v_e \cdot v_f. \tag{B.17}$$

Der Einfluß der schwachen und Schleifenkorrekturen auf den Wirkungsquerschnitt ist klein. Er kann unter Verwendung von Programmpaketen berechnet werden [Arb95]. Für den in dieser Analyse betrachteten Meßbereich wurden diese Korrekturen zu 0.5 % bei $Q^2 = 150$ GeV^2 bis 1.5 % bei den höchsten betrachteten Impulsüberträgen bestimmt.

---

[2] Die verbesserten Kopplungen sind dabei zur formalen Unterscheidung von den Standardmodell-Kopplungen durch einen Überstrich gekennzeichnet.

Anhang C

Tabellen der Meßwerte

Bemerung:
Die einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$ und $d\sigma/dx$ wurden in dieser Arbeit im Bereich $0.05 < y < 0.95$ gemessen. In den jeweiligen Tabellen sind die Ergebnisse der Messung auf den Bereich $y < 0.95$ durch Anwendung des Faktors f_{korr} hochgerechnet, um eine bessere Vergleichbarkeit mit anderen Messungen zu gestatten.

Flächenelemente in Q^2								
links	Zentr.	rechts	links	Zentr.	rechts	links	Zentr.	rechts
141.25	150.0	177.83	562.34	650.0	707.95	2238.72	3000.0	3548.13
177.83	200.0	223.87	707.95	800.0	891.25	3548.13	5000.0	6000.67
223.87	250.0	281.83	891.25	1000.0	1122.01	6000.67	8000.0	10000.00
281.83	300.0	354.81	1122.01	1200.0	1412.54	10000.00	12000.0	16680.15
354.81	400.0	446.68	1412.54	1500.0	1778.28	16680.15	20000.0	27777.94
446.68	500.0	562.34	1778.28	2000.0	2238.72	27777.94	30000.0	46334.02

Tabelle C.1: *Die in der Analyse verwendeten Bins in Q^2. Die Tabelle gibt die linke und rechte Grenze sowie das Binzentrum an. Diese Einteilung der Q^2-Achse wurde zur Bestimmung von $d\sigma/dQ^2$ und $d^2\sigma/dxdQ^2$ verwendet.*

Flächenelemente in x für kleine Q^2			Flächenelemente in x für hohe Q^2		
links	Zentrum	rechts	links	Zentrum	rechts
$1.5849 \cdot 10^{-3}$	$2.000 \cdot 10^{-3}$	$2.512 \cdot 10^{-3}$	$1.5849 \cdot 10^{-3}$	$2.000 \cdot 10^{-3}$	$2.5119 \cdot 10^{-3}$
$2.5119 \cdot 10^{-3}$	$3.200 \cdot 10^{3}$	$3.981 \cdot 10^{-3}$	$2.5119 \cdot 10^{-3}$	$3.200 \cdot 10^{-3}$	$3.9811 \cdot 10^{-3}$
$3.9811 \cdot 10^{-3}$	$5.000 \cdot 10^{3}$	$6.309 \cdot 10^{-3}$	$3.9811 \cdot 10^{-3}$	$5.000 \cdot 10^{-3}$	$6.3096 \cdot 10^{-3}$
$6.3096 \cdot 10^{-3}$	$8.000 \cdot 10^{3}$	$1.000 \cdot 10^{-3}$	$6.3096 \cdot 10^{-3}$	$8.000 \cdot 10^{-3}$	$1.0000 \cdot 10^{-2}$
$1.0000 \cdot 10^{-2}$	$1.300 \cdot 10^{2}$	$1.584 \cdot 10^{-2}$	$1.0000 \cdot 10^{-2}$	$1.300 \cdot 10^{-2}$	$1.5849 \cdot 10^{-2}$
$1.5849 \cdot 10^{-2}$	$2.000 \cdot 10^{2}$	$2.511 \cdot 10^{-2}$	$1.5849 \cdot 10^{-2}$	$2.000 \cdot 10^{-2}$	$2.5118 \cdot 10^{-2}$
$2.5118 \cdot 10^{-2}$	$3.200 \cdot 10^{2}$	$3.981 \cdot 10^{-2}$	$2.5118 \cdot 10^{-2}$	$3.200 \cdot 10^{-2}$	$3.9811 \cdot 10^{-2}$
$3.9811 \cdot 10^{-2}$	$5.000 \cdot 10^{2}$	$6.309 \cdot 10^{-2}$	$3.9811 \cdot 10^{-2}$	$5.000 \cdot 10^{-2}$	$6.3096 \cdot 10^{-2}$
$6.3096 \cdot 10^{-2}$	$8.000 \cdot 10^{2}$	$1.000 \cdot 10^{-2}$	$6.3096 \cdot 10^{-2}$	$8.000 \cdot 10^{-2}$	$1.0000 \cdot 10^{-1}$
$1.0000 \cdot 10^{-1}$	$1.300 \cdot 10^{1}$	$1.450 \cdot 10^{-1}$	$1.0000 \cdot 10^{-1}$	$1.300 \cdot 10^{-1}$	$1.7100 \cdot 10^{-1}$
$1.4501 \cdot 10^{-1}$	$1.800 \cdot 10^{1}$	$2.089 \cdot 10^{-1}$	$1.7100 \cdot 10^{-1}$	$2.500 \cdot 10^{-1}$	$3.1623 \cdot 10^{-1}$
$2.0893 \cdot 10^{-1}$	$2.500 \cdot 10^{1}$	$3.162 \cdot 10^{-1}$	$3.1623 \cdot 10^{-1}$	$6.500 \cdot 10^{-1}$	$0.9995 \cdot 10^{0}$
$3.1623 \cdot 10^{-1}$	$4.000 \cdot 10^{1}$	$5.011 \cdot 10^{-1}$			
$5.0119 \cdot 10^{-1}$	$6.500 \cdot 10^{1}$	$1.000 \cdot 10^{-1}$			

Tabelle C.2: *Die in der Analyse verwendeten x-Bins. Die Tabelle gibt die linke und rechte Grenze sowie das Binzentrum an. Die Einteilung der x-Achse auf der linken Seite der Tabelle wurde zur Bestimmung von $d\sigma/dx$ ($Q^2 > 141\,GeV^2, 10^3\,GeV^2, 10^4\,GeV^2$) die Einteilung auf der rechten Seite der Tabelle zur Bestimmung von $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ für $Q^2 < 562.34\ GeV^2$ herangezogen.*

Reduzierter Wirkungsquerschnitt $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ (Teil 1)											
Q^2 / GeV^2	x	red. σ	δ_{tot} %	δ_{sta} %	δ_{uco} %	δ_{kor} %	δ_{korE} %	$\delta_{kor\theta}$ %	$\delta_{kor\Sigma}$ %	δ_{Spur} %	δ_{BG} %
150.0	.0020	1.3016	10.48	8.51	5.32	2.78	1.75	2.10	.34	.54	.36
150.0	.0032	1.2444	6.99	3.39	4.88	3.68	2.06	3.05	.07	.79	.06
150.0	.0050	1.0565	7.22	3.29	4.84	4.22	2.33	3.49	.43	.74	.00
150.0	.0080	.8050	8.63	5.14	5.18	4.60	2.54	3.76	.73	.32	.00
200.0	.0032	1.3172	7.15	4.13	4.97	3.00	1.90	2.24	.18	.55	.54
200.0	.0050	1.0673	6.40	3.50	3.99	3.57	2.19	2.82	.20	.73	.07
200.0	.0080	.8749	7.17	3.50	4.79	4.02	2.45	3.14	.56	.93	.01
200.0	.0130	.8732	7.79	3.58	5.39	4.33	2.64	3.33	.83	.77	.00
200.0	.0200	.6752	8.54	4.45	5.72	4.50	2.74	3.43	.99	.57	.00
200.0	.0320	.5634	9.47	5.76	5.93	4.61	2.80	3.50	1.10	.33	.00
250.0	.0032	1.4475	10.05	7.74	5.81	2.45	1.79	1.56	.42	.71	.46
250.0	.0050	1.0533	6.33	3.53	4.22	3.11	2.08	2.32	.01	.55	.15
250.0	.0080	1.1657	6.30	3.64	3.66	3.61	2.36	2.70	.40	.58	.00
250.0	.0130	.8156	7.17	3.90	4.52	3.96	2.59	2.91	.72	.79	.01
250.0	.0200	.6204	7.81	3.86	5.36	4.16	2.71	3.02	.92	.95	.00
250.0	.0320	.5494	8.30	4.17	5.75	4.29	2.79	3.09	1.05	1.01	.00
250.0	.0500	.4672	9.94	6.51	6.09	4.39	2.85	3.14	1.14	1.00	.00
300.0	.0050	1.0127	7.59	5.15	4.84	2.72	1.96	1.88	.15	.75	.18
300.0	.0080	1.0466	6.01	3.67	3.48	3.25	2.26	2.32	.26	.57	.05
300.0	.0130	.8301	6.36	3.84	3.51	3.64	2.51	2.56	.62	.51	.01
300.0	.0200	.7260	7.02	4.28	3.99	3.87	2.66	2.68	.84	.55	.00
300.0	.0320	.5795	7.83	4.91	4.57	4.03	2.76	2.76	1.01	.62	.00
300.0	.0500	.5266	8.43	5.45	4.92	4.14	2.83	2.81	1.11	.68	.00
400.0	.0050	1.2129	11.37	9.25	6.09	2.22	1.78	1.14	.47	1.12	.45
400.0	.0080	1.1467	6.63	4.74	3.72	2.74	2.09	1.78	.01	.79	.11
400.0	.0130	.8834	6.22	4.28	3.19	3.19	2.39	2.07	.42	.61	.02
400.0	.0200	.7038	6.55	4.24	3.59	3.46	2.57	2.20	.70	.54	.01
400.0	.0320	.5958	6.99	4.35	4.06	3.67	2.71	2.29	.92	.52	.00
400.0	.0500	.5102	7.62	4.93	4.37	3.81	2.81	2.35	1.06	.51	.00
400.0	.0800	.4478	9.34	7.04	4.72	3.91	2.87	2.40	1.15	.51	.00
500.0	.0080	1.0554	8.99	6.92	5.16	2.41	1.96	1.37	.20	1.15	.25
500.0	.0130	.9941	6.75	5.18	3.24	2.86	2.27	1.72	.24	.84	.00
500.0	.0200	.7555	6.81	4.99	3.38	3.17	2.49	1.88	.57	.68	.00
500.0	.0320	.5746	7.28	5.14	3.87	3.41	2.66	1.97	.83	.62	.01
500.0	.0500	.5073	7.70	5.33	4.24	3.58	2.77	2.03	1.00	.58	.00
500.0	.0800	.4284	8.39	5.95	4.60	3.70	2.86	2.08	1.12	.56	.00

Tabelle C.3: *Der reduzierte Wirkungsquerschnitt* $\sigma \equiv (d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ *(Teil 1) der Elektron-Proton-Streuung. Aufgeführt sind zusätzlich der Fehler* (δ_{tot}) *auf den Wirkungsquerschnitt sowie die Beiträge des statistischen Fehlers* (δ_{sta})*, des unkorrelierten systematischen Fehlers* (δ_{uko}) *und des korrelierten systematischen Fehlers* (δ_{kor})*. Für die systematischen Unsicherheiten auf die Energie und den Winkel des gestreuten Elektrons sowie* Σ *sind die korrelierten Fehler* δ_{korE}, $\delta_{kor\theta}$ *und* $\delta_{kor\Sigma}$ *aufgeführt, sowie die Fehler aufgrund der Unsicherheit in der Effizienz der Spurzuordnung sowie des Photoproduktionsuntergrunds.*

Reduzierter Wirkungsquerschnitt $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ (Teil 2)											
Q^2 / GeV^2	x	red. σ	δ_{tot} %	δ_{sta} %	δ_{uco} %	δ_{kor} %	δ_{korE} %	$\delta_{kor\theta}$ %	$\delta_{kor\Sigma}$ %	δ_{Spur} %	δ_{BG} %
650.0	.0080	.9311	11.34	9.17	6.23	2.08	1.81	.84	.52	1.70	.33
650.0	.0130	.9784	7.89	6.51	3.66	2.51	2.12	1.34	.01	1.16	.02
650.0	.0200	.7868	8.01	6.74	3.24	2.85	2.37	1.52	.38	.96	.00
650.0	.0320	.6762	7.74	6.06	3.63	3.13	2.58	1.63	.69	.80	.00
650.0	.0500	.4900	8.27	6.35	4.11	3.34	2.73	1.69	.91	.72	.00
650.0	.0800	.4825	8.53	6.32	4.52	3.49	2.83	1.73	1.07	.69	.00
650.0	.1300	.2824	12.69	11.04	5.01	3.70	3.00	1.78	1.23	.68	.00
800.0	.0130	.7610	10.00	8.48	4.75	2.25	1.99	1.03	.19	1.67	.11
800.0	.0200	.7771	8.93	7.88	3.26	2.59	2.25	1.26	.21	1.14	.05
800.0	.0320	.6039	9.70	8.57	3.45	2.90	2.49	1.37	.57	1.07	.00
800.0	.0500	.5546	9.55	8.08	3.98	3.14	2.67	1.44	.82	1.02	.00
800.0	.0800	.5070	9.75	7.98	4.49	3.32	2.80	1.48	1.01	.88	.00
800.0	.1300	.3549	11.70	9.95	4.98	3.56	2.98	1.53	1.19	.83	.00
1000.0	.0130	.7417	13.71	11.87	6.22	2.12	1.85	.69	.46	1.91	.61
1000.0	.0200	.7812	9.37	8.22	3.73	2.35	2.12	.99	.01	1.70	.22
1000.0	.0320	.6519	10.00	9.05	3.26	2.67	2.39	1.12	.41	1.24	.00
1000.0	.0500	.6160	10.11	8.91	3.73	2.95	2.60	1.19	.71	1.06	.00
1000.0	.0800	.4989	11.15	9.76	4.34	3.16	2.76	1.23	.94	1.07	.00
1000.0	.1300	.3109	14.13	12.80	4.86	3.42	2.96	1.27	1.15	1.09	.00
1000.0	.1800	.3461	15.85	14.43	5.33	3.74	3.23	1.31	1.36	1.09	.00
1200.0	.0130	.9641	20.52	18.26	8.39	2.12	1.72	.35	.83	1.23	.87
1200.0	.0200	.7053	11.72	10.31	4.76	2.26	2.01	.78	.17	1.96	.66
1200.0	.0320	.6867	9.99	9.02	3.44	2.49	2.29	.94	.27	1.78	.07
1200.0	.0500	.5917	10.20	9.09	3.66	2.79	2.53	1.00	.60	1.47	.00
1200.0	.0800	.3468	12.66	11.55	4.18	3.03	2.71	1.04	.86	1.26	.00
1200.0	.1300	.3777	13.27	11.87	4.89	3.31	2.93	1.07	1.10	1.15	.00
1200.0	.1800	.3249	15.43	14.00	5.31	3.64	3.21	1.10	1.32	1.09	.00
1200.0	.2500	.2288	25.45	24.25	6.28	4.25	3.73	1.14	1.68	1.05	.00
1500.0	.0200	.8928	15.20	12.70	7.17	2.59	1.86	.51	.44	1.37	1.68
1500.0	.0320	.5933	11.95	11.11	3.70	2.27	2.15	.72	.07	1.94	.03
1500.0	.0500	.4830	12.20	11.25	3.55	2.62	2.42	.79	.45	1.78	.45
1500.0	.0800	.5117	11.65	10.48	4.16	2.87	2.64	.82	.76	1.86	.00
1500.0	.1300	.3402	15.14	14.00	4.74	3.18	2.89	.84	1.03	1.63	.00
1500.0	.1800	.2503	17.64	16.44	5.25	3.54	3.19	.85	1.27	1.53	.00
1500.0	.2500	.2504	20.07	18.57	6.29	4.16	3.72	.87	1.64	1.45	.00

Tabelle C.4: *Der reduzierte Wirkungsquerschnitt* $\sigma \equiv (d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ *(Teil 2) der Elektron-Proton-Streuung. Aufgeführt sind zusätzlich der Fehler* (δ_{tot}) *auf den Wirkungsquerschnitt sowie die Beiträge des statistischen Fehlers* (δ_{sta})*, des unkorrelierten systematischen Fehlers* (δ_{uko}) *und des korrelierten systematischen Fehlers* (δ_{kor})*. Für die systematischen Unsicherheiten auf die Energie und den Winkel des gestreuten Elektrons sowie* Σ *sind die korrelierten Fehler* δ_{korE}, $\delta_{kor\theta}$ *und* $\delta_{kor\Sigma}$ *aufgeführt, sowie die Fehler aufgrund der Unsicherheit in der Effizienz der Spurzuordnung sowie des Photoproduktionsuntergrunds.*

Reduzierter Wirkungsquerschnitt $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ (Teil 3)

Q^2 / GeV^2	x	red. σ	δ_{tot} %	δ_{sta} %	δ_{uco} %	δ_{kor} %	δ_{korE} %	$\delta_{kor\theta}$ %	$\delta_{kor\Sigma}$ %	δ_{Spur} %	δ_{BG} %
2000.0	.0320	.8293	13.49	12.04	5.48	2.08	1.97	.46	.22	1.53	.41
2000.0	.0500	.4867	14.07	13.36	3.66	2.34	2.26	.55	.22	2.17	.00
2000.0	.0800	.5153	12.74	11.87	3.67	2.66	2.53	.57	.59	1.48	.10
2000.0	.1300	.2745	18.79	17.96	4.51	3.02	2.82	.56	.92	1.74	.00
2000.0	.1800	.2363	19.60	18.57	5.18	3.40	3.14	.55	1.18	1.92	.00
2000.0	.2500	.1841	22.62	21.32	6.28	4.04	3.68	.52	1.58	2.02	.00
2000.0	.4000	.1168	39.63	37.80	9.94	6.21	5.53	.39	2.79	2.11	.00
3000.0	.0320	.7920	15.80	13.61	7.04	2.26	1.65	.08	.92	1.05	1.23
3000.0	.0500	.6252	12.58	10.98	5.50	2.09	1.99	.24	.18	1.20	.55
3000.0	.0800	.4816	12.79	11.62	4.64	2.35	2.31	.26	.28	2.15	.19
3000.0	.1300	.4238	13.53	12.31	4.78	2.78	2.68	.22	.70	2.37	.09
3000.0	.1800	.3261	15.28	14.00	5.14	3.21	3.04	.16	1.01	2.17	.00
3000.0	.2500	.2225	18.16	16.67	5.99	3.89	3.62	.06	1.43	1.89	.00
3000.0	.4000	.1045	27.52	25.00	9.65	6.12	5.50	.28	2.66	1.87	.00
5000.0	.0800	.6449	13.62	11.95	6.02	2.01	1.96	.04	.24	1.02	.35
5000.0	.1300	.4956	16.17	14.43	6.77	2.44	2.41	.14	.30	.75	.09
5000.0	.1800	.4093	17.83	15.81	7.61	2.92	2.83	.27	.67	.63	.05
5000.0	.2500	.3515	19.57	17.15	8.64	3.66	3.45	.47	1.13	1.09	.00
5000.0	.4000	.0851	36.46	33.33	13.37	5.97	5.36	1.13	2.37	1.50	.00
5000.0	.6500	.0066	79.16	70.71	32.22	14.59	12.41	3.64	6.76	1.62	.00
8000.0	.1300	.5836	20.83	19.61	6.40	2.14	2.09	.36	.26	.96	.16
8000.0	.1800	.4575	22.38	20.85	7.60	2.61	2.54	.58	.18	1.87	.00
8000.0	.2500	.2080	28.86	26.73	9.58	3.43	3.20	.91	.69	1.87	.44
8000.0	.4000	.1894	31.57	26.73	15.70	5.81	5.14	1.91	1.92	1.49	.00
12000.0	.1300	.3745	65.50	57.74	8.47	6.26	1.71	.32	1.08	.00	5.91
12000.0	.1800	.4711	30.64	28.87	7.51	2.64	2.21	.71	.46	.38	1.18
12000.0	.2500	.2331	39.18	37.80	8.68	3.15	2.90	1.19	.10	.56	.30
12000.0	.4000	.1149	47.34	44.72	14.28	5.61	4.83	2.54	1.30	.31	.00
20000.0	.2500	.3396	52.19	50.00	12.47	2.86	2.32	1.14	1.10	.00	.52
20000.0	.4000	.1616	60.21	57.74	15.96	5.24	4.23	3.09	.04	.57	.00
20000.0	.6500	.0164	80.79	70.71	32.86	14.80	10.81	9.52	3.22	.76	1.05
30000.0	.4000	.3054	71.05	70.71	4.71	3.28	.00	2.88	1.56	.00	.00

Tabelle C.5: *Der reduzierte Wirkungsquerschnitt* $\sigma \equiv (d^2\sigma/dxdQ^2)_{red}$ *(Teil 3) der Elektron-Proton-Streuung. Aufgeführt sind zusätzlich der Fehler* (δ_{tot}) *auf den Wirkungsquerschnitt sowie die Beiträge des statistischen Fehlers* (δ_{sta})*, des unkorrelierten systematischen Fehlers* (δ_{uko}) *und des korrelierten systematischen Fehlers* (δ_{kor})*. Für die systematischen Unsicherheiten auf die Energie und den Winkel des gestreuten Elektrons sowie* Σ *sind die korrelierten Fehler* δ_{korE}*,* $\delta_{kor\theta}$ *und* $\delta_{kor\Sigma}$ *aufgeführt, sowie die Fehler aufgrund der Unsicherheit in der Effizienz der Spurzuordnung sowie des Photoproduktionsuntergrunds.*

$d\sigma/dQ^2(y < 0.95)$											
Q^2	$d\sigma/dQ^2$ pb/GeV^2	f_{korr}	δ_{tot} %	δ_{sta} %	δ_{uco} %	δ_{kor} %	δ_{korE} %	$\delta_{kor\theta}$ %	$\delta_{kor\Sigma}$ %	δ_{Spur} %	δ_{BG} %
150.0	$.36443 \cdot 10^{2}$	1.51	4.38	1.98	2.85	2.66	1.05	2.44	1.50	.63	.04
200.0	$.18757 \cdot 10^{2}$	1.48	4.10	1.61	2.91	2.38	1.06	2.13	1.50	.69	.10
250.0	$.11012 \cdot 10^{2}$	1.43	4.01	1.60	2.93	2.20	1.08	1.92	1.50	.77	.05
300.0	$.72629 \cdot 10^{1}$	1.40	3.97	1.78	2.88	2.05	1.08	1.74	1.50	.60	.04
400.0	$.36971 \cdot 10^{1}$	1.36	3.99	1.88	2.98	1.85	1.08	1.50	1.50	.60	.04
500.0	$.21153 \cdot 10^{1}$	1.32	4.32	2.21	3.27	1.73	1.09	1.34	1.50	.72	.03
650.0	$.11251 \cdot 10^{1}$	1.28	4.71	2.63	3.53	1.60	1.09	1.17	1.50	.91	.03
800.0	$.65643 \cdot 10^{0}$	1.23	5.28	3.32	3.79	1.51	1.09	1.05	1.50	1.16	.03
1000.0	$.38161 \cdot 10^{0}$	1.19	5.80	3.79	4.10	1.44	1.09	.93	1.50	1.32	.13
1200.0	$.23298 \cdot 10^{0}$	1.15	6.30	4.13	4.50	1.39	1.09	.85	1.50	1.48	.19
1500.0	$.12963 \cdot 10^{0}$	1.11	6.93	4.77	4.74	1.38	1.09	.75	1.50	1.70	.42
2000.0	$.59778 \cdot 10^{-1}$	1.08	7.63	5.74	4.76	1.27	1.08	.63	1.50	1.75	.22
3000.0	$.22771 \cdot 10^{-1}$	1.04	6.99	5.08	4.52	1.26	1.06	.49	.00	1.77	.45
5000.0	$.66024 \cdot 10^{-2}$	1.01	8.21	6.51	4.72	1.14	1.03	.35	.00	.96	.36
8000.0	$.17462 \cdot 10^{-2}$	1.00	11.67	10.23	5.15	1.10	1.00	.25	.00	1.32	.37
12000.0	$.40579 \cdot 10^{-3}$	1.00	20.79	19.20	5.85	1.63	.98	.19	.00	.40	1.29
20000.0	$.86237 \cdot 10^{-4}$	1.00	34.63	33.25	6.18	1.21	.98	.13	.00	.22	.70
30000.0	$.28773 \cdot 10^{-4}$	1.00	59.33	57.59	6.32	1.22	1.00	.09	.00	.00	.70

Tabelle C.6: *Die Werte für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt* $d\sigma/dQ^2$ *der Elektron-Proton-Streuung. Aufgeführt sind zusätzlich der Fehler (*δ_{tot}*) auf den Wirkungsquerschnitt sowie die Beiträge des statistischen Fehlers (*δ_{sta}*), des unkorrelierten systematischen Fehlers (*δ_{uko}*) und des korrelierten systematischen Fehlers (*δ_{kor}*). Für die systematischen Unsicherheiten auf die Energie und den Winkel des gestreuten Elektrons sowie* Σ *sind die korrelierten Fehler* δ_{korE}, $\delta_{kor\theta}$ *und* $\delta_{kor\Sigma}$ *aufgeführt, sowie die Fehler aufgrund der Unsicherheit in der Effizienz der Spurzuordnung sowie des Photoproduktionsuntergrunds.*

$d\sigma/dx$ ($Q^2 > 141$ GeV$^2, y < 0.95$)

x	$d\sigma/dx$ pb	f_{korr}	δ_{tot} %	δ_{sta} %	δ_{uco} %	δ_{kor} %	δ_{korE} %	$\delta_{kor\theta}$ %	$\delta_{kor\Sigma}$ %	δ_{Spur} %	δ_{BG} %
.00200	177591.5	1.00	13.98	8.34	11.06	1.14	.75	.77	.11	.52	.35
.00320	236777.0	1.00	7.31	2.46	6.71	1.47	1.02	1.00	.16	.70	.27
.00500	178532.3	1.00	5.33	1.80	4.69	1.75	1.24	1.16	.41	.72	.10
.00800	133337.4	1.00	4.93	1.68	4.17	2.01	1.44	1.26	.63	.76	.06
.01300	84159.1	1.00	5.11	1.64	4.29	2.23	1.59	1.33	.82	.79	.04
.02000	48864.4	1.00	5.42	1.70	4.57	2.35	1.68	1.35	.94	.81	.08
.03200	28076.0	1.16	5.69	1.80	4.81	2.43	1.74	1.35	1.03	.82	.04
.05000	16390.2	1.89	6.01	2.10	5.04	2.50	1.79	1.35	1.10	.86	.05
.08000	9602.1	3.12	6.41	2.64	5.24	2.55	1.83	1.35	1.15	.93	.05
.13000	4575.8	5.21	7.58	4.22	5.66	2.71	1.94	1.41	1.25	1.16	.05
.18000	3100.0	7.38	9.08	5.64	6.39	3.01	2.16	1.56	1.40	1.39	.06
.25000	1684.1	10.58	11.74	7.79	7.90	3.64	2.62	1.88	1.70	1.51	.08
.40000	584.8	18.30	19.47	13.10	12.96	6.02	4.30	3.11	2.82	1.48	.00
.65000	33.1	36.30	61.57	49.87	30.98	15.49	10.98	8.16	7.25	1.35	.52

$d\sigma/dx$ ($Q^2 > 10^3$ GeV$^2, y < 0.95$)

x	$d\sigma/dx$ pb	f_{korr}	δ_{tot} %	δ_{sta} %	δ_{uco} %	δ_{kor} %	δ_{korE} %	$\delta_{kor\theta}$ %	$\delta_{kor\Sigma}$ %	δ_{Spur} %	δ_{BG} %
.01300	1693.8	1.00	13.26	12.19	3.69	1.61	.62	.05	.66	1.58	1.32
.02000	2576.7	1.00	7.52	6.33	3.52	1.29	.77	.04	.31	1.70	.98
.03200	2341.4	1.00	6.48	5.04	3.83	1.05	1.00	.02	.01	1.62	.31
.05000	1644.9	1.00	6.68	4.74	4.45	1.29	1.23	.02	.29	1.53	.28
.08000	1043.1	1.00	7.21	4.69	5.20	1.54	1.44	.07	.54	1.47	.15
.13000	579.3	1.00	8.51	5.55	6.10	1.89	1.71	.13	.79	1.45	.09
.18000	372.7	1.00	9.71	6.09	7.15	2.27	2.02	.20	1.02	1.45	.07
.25000	207.1	1.30	12.42	7.79	9.14	2.93	2.56	.30	1.39	1.51	.08
.40000	69.1	2.16	21.28	13.10	15.87	5.10	4.38	.59	2.54	1.48	.00
.65000	3.5	3.83	68.45	49.87	43.76	13.36	11.31	1.59	6.91	1.35	.52

$d\sigma/dx$ ($Q^2 > 10^4$ GeV$^2, y < 0.95$)

x	$d\sigma/dx$ pb	f_{korr}	δ_{tot} %	δ_{sta} %	δ_{uco} %	δ_{kor} %	δ_{korE} %	$\delta_{kor\theta}$ %	$\delta_{kor\Sigma}$ %	δ_{Spur} %	δ_{BG} %
.13000	7.3646	1.00	65.58	57.59	5.80	6.08	.83	.48	.89	.00	5.93
.18000	15.5662	1.00	29.60	27.67	7.21	2.00	1.16	.82	.64	.35	1.26
.25000	9.3778	1.00	32.32	30.08	9.78	2.26	1.70	1.34	.36	.38	.57
.40000	4.7911	1.00	36.71	31.54	17.68	4.48	3.37	2.94	.31	.35	.00
.65000	.3785	1.00	89.54	70.53	50.45	13.46	9.58	8.98	2.80	.75	1.05

Tabelle C.7: *Die Werte für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt* $d\sigma/dx$ *der a Elektron-Proton-Streuung für* $Q^2 > 141, 10^3$ *und* 10^4 GeV^2. *Aufgeführt sind zusätzlich der Fehler* (δ_{tot}) *auf dfen Wirkungsquerschnitt sowie die Beiträge des statistischen Fehlers* (δ_{sta}), *des unkorrelierten systematischen Fehlers* (δ_{uko}) *und des korrelierten systematischen Fehlers* (δ_{kor}). *Für die systematischen Unsicherheiten auf die Energie und den Winkel des gestreuten Elektrons sowie* Σ *sind die korrelierten Fehler* δ_{korE}, $\delta_{kor\theta}$ *und* $\delta_{kor\Sigma}$ *aufgeführt, sowie die Fehler aufgrund der Unsicherheit in der Effizienz der Spurzuordnung sowie des Photoproduktionsuntergrunds.*

Protonstrukturfunktion $xF_3(x, Q^2)$			
Q^2 / GeV^2	x	$xF_3(x, Q^2)$	δ_{tot}
3000.00	.05	.0742	± .0576
3000.00	.08	.0256	± .0770
3000.00	.13	.1424	± .1214
3000.00	.18	.0055	± .1533
3000.00	.25	-.0730	± .1760
3000.00	.40	-.1381	± .2013
5000.00	.08	.1859	± .0607
5000.00	.13	.1094	± .0949
5000.00	.18	.2817	± .1192
5000.00	.25	.2915	± .1628
5000.00	.40	-.1504	± .1359
5000.00	.65	-.0323	± .0413
8000.00	.13	.1942	± .0841
8000.00	.18	.1563	± .1004
8000.00	.25	-.0841	± .0942
8000.00	.40	.2090	± .1385
12000.00	.18	.1914	± .0925
12000.00	.25	.0880	± .0830
12000.00	.40	.0416	± .0852
20000.00	.25	.1322	± .0984
20000.00	.40	.0155	± .0872
20000.00	.65	-.0062	± .0269
30000.00	.40	.0679	± .1394

Tabelle C.8: *Die Protonstrukturfunktion* $xF_3(x, Q^2)$ *für den Bereich* $Q^2 > 3000$ *GeV*^{2}. *Der Fehler gibt den Gesamtfehler auf* xF_3 *an, der aus der quadratischen Summe der Fehler auf die reduzierten Wirkungsquerschnitte gebildet wird.*

Literaturverzeichnis

[Abr98] H. Abramowics, A. Caldwell, DESY-Report 98-192.

[Am92a] NMC-Kollab. (CERN), P. Amaudruz et al., Phys. Lett. **B295** (1992) 159.

[And77] H.L. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. **38**(1977) 1450.

[Arb95] A. Arbuzov et al., DESY-Reprot 95-185.

[Arg83] BCDMS Coll., A. Argento et al., Phys. Lett. **120 B** (1983) 245.

[Arg84] BCDMS Coll., A. Argento et al., Phys. Lett. **140 B** (1984) 142.

[Bar89] D.Yu. Bardin et al., Z. Phys. **C 42** (1989) 679-692.

[Bas97] U. Bassler, G. Bernardi, DESY-Report 97-137.

[Ben87] BCDMS Coll., A. C. Benvenuti et al., Phys. Lett. **B195**(1987) 91.

[Ben90] BCDMS-Kollab. (CERN), A.C. Benvenuti et al., Phys. Lett. **237** (1990)

[Bei96] C. Beier, „Untersuchung neutraler Ströme mit hohen Impulsüberträgen bei HERA“, Diplomarbeit, Heidelberg 1996.

[Bei99] C. Beier, *„Report On Inclusive High-Q^2 NC- and CC- analsyses 1998-1999“*, Vortrag vor der H1-Kollaboration, 19.2.2000.

[Ben91a] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman: Proceedings of the the Workshop on Physics at HERA, Vol. 1: 23-42, Hamburg 1991.

[Ber71c] S.M. Berman, J.D. Bjorken, J. Kogut, Physical Review Letters **D4**(1971) 3388.

[Bet34] H. Bethe, W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A 146 (1934), 83.

[Bjo69] J.D.Bjorken, Phys. Rev. 179, p. 1547 (1969).

[Blo84] V. Blobel, DESY-Report 84/118 (1984).

[Boe87] M.Böhm, H. Spiesberger, Nucl. Phys. **B294** (1987) 1081-1110.

[Blu87] J. Blümlein et al., Proceedings of the HERA Workshop 1987 Vol. 1, DESY, Hamburg 1987.

[Blu91] J. Blümlein et al., Proceedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 1: 101-113, Hamburg 1991.

[Bo75] F. Borowski et al., Nucl. Phys. **B93** (1975) 461.

[Blo69] E. D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 930.

[Brei69] M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 935.

[Bru87] R. Brun et al., CERN-DD/EE 84-1, Genf, 1987.

[Bru98] Phillippe Bruel, „Recherche d'interactions au-dela du Modele Standard a HERA“, Dissertation, Paris 1998.

[Car98] T. Carli, H. Küster, M. Lindström, „Weighted Monte Carlo, fact or fiction“, H1-Koll. interne Veröffentlichung, H1-SW-58-5-98.

[Sel97] W.G. Seligman et al.: Phys. Rev. Lett. 79, 1213 (1997).

[Cha98] E. Chabert et al., „QBGFMAR - An Updated PHAN Package for Cosmic and Halo Muon Topological Rejection in High p_t Physics Analysis.“, H1-Koll. interne Veröffentlichung.

[Cow98] G. Cowan, *„Statistical Data Analysis“*, Clarendon Press, Oxford, 1998.

[CTEQ99] H.L. Lai et al., HEP-PH 9903282, Aug 1999.

[De73] E. Derman: Phys. Rev. D7 (1973) 2755.

[DGLAP] V.N. Gribov, L.N. Lipatov, Sov. Journal Nucl. Phys. **15**(1972)438 und 675; G. Altarelli und G. Parisi, Nucl. Phys. B **126**(1977)298.

[Ei92] S. Eichenberger et al., Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 532.

[Ell99] M. Ellerbrock, „Der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms bei höchsten Impulsüberträgen in der e^-p-Streuung“, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1999).

[EMC81] EM Coll., O. C. Allkofer et al., Nucl. Instr. Meth. **179**(1981) 445.

[Fel87] J. Feltesse, „Measurement of inclusive differential cross sections“, Proceedings of the HERA Workshop 1987, Vol. 1, Hamburg 1987

[Fey69] R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23**(1969) 1415.

[Flei94] M. Fleischer, „Untersuchung radiativer Ereignisse in der tief inelastischen *ep*-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA“, Dissertation, Hamburg 1994.

[Fox74] D.J. Fox, Phys. Rev. Lett. 33, p. 1504(1974).

[Gar73] Gargamelle Collab., F.J. Hasert et al., Phys. Lett. **B 46** (1973) 138.

[Gal77] Gallinaro, G. et al., Phys. Rev. Lett. **38**, 1255(1977).

[Gel64] M. Gell-Mann, Phys. Lett.**8**(1964) 214.

[GSW] S.L. Glashow, Nucl. Phys **22** (1961) 579; A. Salam, in: *„Elementary Patricle Physics"*, Proc. of the 8th Nobel Symp., Hrg. Almquist und Wiksell, Stockholm 1968, 367; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett **19** (1967) 1264.

[Gog95] N. Gogitidze, S. Levonian, „An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1 e^+p Data", H1 internal report, H1-02/96-471.

[H1C92] H1 Calorimter Group, B. Andrieu et al., Proceedings of the 3rd International Conference on Advanced Technology, Como, Italy, (June 1992)

[H1C93a] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. Meth. **A336**(1993) 460.

[H1C93b] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. Meth. **A336**(1993) 499.

[H1C93c] H1 Collaboration, Phys. Lett. **B299** (1993) 374.

[H1C94] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. Meth. **A344**(1994) 492; H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. Meth. **A350**(1994) 57.

[H1C95] H1 Collaboration, S. Aid et al., DESY-Report 95-079, Hamburg 1995

[H1C96a] H1 Collaboration, „Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA", Paper pa17-026, Submitted to the 28th Int. Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warschau, Polen 1996.

[H1C99a] H1 Collaboration, C. Adloff et al., Eur. Phys J C13 (2000) 609-639.

[H1C99b] H1 Collaboration, „Measurement of the charged and neutral current cross sections at HERA", Submitted to the International Europhysics Conference on High Energy Physics HEP99, Tampere, Finland, Juli 1999.

[H1C99c] H1-Kollaboration, C. Adloff et al., Phys. Lett. **B479**, Issue 4 (2000), pp. 358-370.

[H1C00] H1-Kollaboration, C. Adloff et al., Phys. Lett **B479** (2000), pp. 358-370.

[H1D96] H1 Collaboration, „The H1 Detector at HERA", DESY H1-96-01 (1998).

[H1S96] H1 Spacal Group, Nucl. Instr. Meth. A374(1996) 149-156.

[H1S96a] H1 Spacal Group, Nucl. Instr. Meth. A386(1997) 397-408.

[Hal84] F. Halzen, A. D. Martin, *"Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particel Physics*, John Wiley & Sons, N.Y., 1984.

[Hei99] B. Heinemann, „Measurement of Charged Current and Neutral Current Cross Sections in Positron-Proton Collisions at $\sqrt{s} \simeq 300$ GeV", Dissertation, Universität Hamburg (1999).

[HERA87] Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg 1987, ed. R.D. Peccei, vol. 2, p. 577.

[Hol91] W. Hollik, D. Bardin, J. Blümlein, B. Kniehl, T. Riemann, H. Spiesberger, Proceedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 1: 923-946, Hamburg 1991.

[H1I89] J. Meyer, *„Guide to Simulation program H1SIM“*, H1 interne Veröffentlichung, H1 SW- 03-11/89.

[Ing87] G. Ingelman et al., Proceedings of the HERA Workshop Vol.1, DESY, Hamburg 1987.

[Ing92] G. Ingelman, Proceedings of the Workshop “Physics at HERA“, vol. 3, ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY (1992), p.1336.

[Jam64] F. James, CERN Program Library, D506.

[Ken91] H.W. Kendall, Rev. Mod. Phys. 63(1991) 597.

[Kwi91] A. Kwiatowski, H. Spiesberger und H.J.M. Möhring, Zeitschrift für Physik **C 50**, p. 165(1991).

[Kwi92] A. Kwiatowski, H. Spiesberger und H.J.M. Möhring, Compu. Phys. Comm. **69**(1992) 155.

[Laf97] B. Laforge, L. Schoffel, *“Elements of Statistical Methods in High Energy Physics Analyses“*, H1 interne Veröffentlichung, H1-08/97-528.

[Lem98] V. Lemaitre, *“L4 Status Report - Filtering and Classification“*, Vortrag vor der H1-Kollaboration, 20.8.1998
http://www-h1.desy.de/itrigger/L4Farm/l4-1998.ps

[Lev99] S. Levonian, H1 interne Mitteilung, ($http : //www - h1.desy.de/h1/www/h1det/lumi/summary_tables/summary.html$)

[Lev99a] S. Levonian, persönliche Mitteilung.

[Mey99] *„Meyers großes Taschenlexikon“* 7., neu bearbeitete Auflage, Mannheim, Juli 1999.

[MRS94] A.D. Martin et al., Phys. Rev. D50 (1994) 6734-6752.

[MRST98] A.D. Martin et al., Eur. Phys. J. C64 (1998)463.

[MRST99] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling and R.S. Thorne, HEP-PH/9907231, Juli 1999.

[Per87] Donald H. Perkins: *„Hochenergiephysik“*, Addison-Wesley, Reading, 1987.

[Pov93] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, *„Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte“*. Springer, Berlin 1993.

[PDG96] Phys. Rev. D, Vol. 54

[PDG98] Eur. Phys. J C 3, 1-794 (1998).

[Rei99] B. Reisert, V.Shekelyan, Private Mitteilung.

[Rei00] B. Reisert, Private Mitteilung.

[Riz00] E. Rizvi, private Mitteilung.

[Rob90] R.G. Roberts: *„The structure of the proton“.* Cambridge Monographs on Mathematical Physics, Cambridge University Press 1990.

[Rut11] Rutherford, E., Phil. Mag. 21, 669 (1911);
Geiger et Marsden, Phil. Mag. 25, 604 (1913).

[Schu94] G.A. Schuler, H. Spiesberger, K.Charchula, Comp. Phys. Comm. **81**(1994) 381

[Schw96] B. Schwab, ‘”Das Rückwärtskammersystem des H1 Experiments“, Dissertation, Universität Heidelberg (1996)

[Shek93] V.Shekelyan, H1 interne Veröffentlichung, H1-01/93-288.

[Shek98] V.Shekelyan, Private Mitteilung.

[Sjö93] T. Sjöstrand, **„PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 - Physics and Manual“**, CERN-TH.7112/93.

[Spi91] H. Spiesberger et al.: Proc. of the Workshop „Physics at HERA“, vol. 2, eds. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY (1991), 798.

[Spi95] H. Spiesberger, Phys. Rev. **D52** (1995) 4936.

[Sta00] T. Staudenmaier, „Rauschunterdrückung in der kinematischen Rekonstruktion tiefunelastischer Streuereignisse bei HERA“, Diplomarbeit, Heidelberg 2000.

[Ster95] G. Sterman et al., *„Handbook of perturbative QCD“* Rev. Mod. Phys. **67** (1995)157.

[Wu84] Wu, Physics Reports 107, p. 59(1984).

[Zec95] G. Zech, DESY-Report 95/113 (1995).

[ZE96] ZEUS Collab., M. Derrick et al., Z.Phys. **C72** (1996) 399.

[ZE99] ZEUS Collaboration, J.Breitweg et al., Eur. Phys J C12 (2000) 1, 53-68

[ZE00] ZEUS Collaboration, *„Proton structure functions F_2 and xF_3 at ZEUS“*, N. Tuning, Vortrag auf dem „8th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD“, 25.-30. April 2000, Liverpool, Großbritannien.

[Zer95] G. Köpp, D.Schaile, M.Spira, P.Zerwas, Zeitschrift für Physik C 65, 545-549 (1995).

Danksagung

Am Ende einer Arbeit wie der vorliegenden bleibt die Erkenntnis, daß hinter aller Wissenschaft Menschen stehen, denen man in ihrem Verlauf begegnet und die die Zeit ihrer Erstellung prägen. Die folgenden Zeilen sind zu knapp, um Dank zu sagen, denn durch sie habe ich nicht nur ein wenig über Physik, sondern vor allem etwas über das Leben gelernt.
Im einzelnen möchte ich danken:

- Herrn Prof. Karlheinz Meier für die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit als Mitarbeiter an seinem Lehrstuhl, für Verständnis, nicht nur als es notwendig war, und die Fairneß, die die Machbarkeit der Dinge ihren Formalitäten voranstellt.

- Herrn Prof. Hans-Günter Dosch für die sehr freundliche Übernahme als Zweitgutachter dieser Arbeit.

- Herrn Prof. Eisele für die freundliche Aufnahme in die Runde seiner Arbeitsgruppe. In besonderem Maße bin ich Malte Ellerbrock, Jörg Marks und Peter Schleper sowie den „Youngstern“ Jochen Dingfelder, Christian Gerlich und Timo Staudenmeier zu Dank verpflichtet. Ohne die ausgiebige und produktive Zusammenarbeit wären die Ergebnisse dieser Arbeit wohl kaum möglich gewesen.

- Eram Rizvi, Universität Birmingham und DESY, Hamburg, für die fortwährende Bereitschaft zur Diskussion und der Beantwortung aller Fragen bezüglich Fits, Partondichten und Datenanalyse.

- Burkard Reisert, Max-Planck-Institut für Physik, München, für die freundliche und rasche Beantwortung aller Fragen.

- Allen Mitarbeitern des Kirchhoff-Instituts, die die Zeit der Anfertigung dieser Arbeit - auch und gerade in den stressigen Phasen - durch eine freundliche Atmosphäre aufzulockern verstanden.

- Selvam Dhamotaran für die Tips und Erläuterungen zu den in dieser Arbeit angefertigten Anpassungen und in besonderem Maße Rick Cavanaugh für die langwierigen, geduldigen Diskussionen über systematische Fehler, Fits und Wirkungsquerschnitte zu einem Zeitpunkt als es dringend nötig war - es hat enorm geholfen.

- Siegmar Schleif ein besonderes Dankeschön für die freundschafliche, ausgiebige und kritische Auseinandersetzung mit den Inhalten dieser Arbeit, durch die so mancher Schwachpunkt ans Tageslicht befördert wurde.

- Den derzeitigen Mitgliedern der H1-Gruppe am Kirchhoff-Institut für Physik: Tommy Berndt, Wouter Kornelis, Tobias Golling, Oliver Niedermeier, Oliver Nix, Jürgen Stiewe und Martin Swart für die über Kollegialität hinausgehende, freundschaftliche Atmosphäre in der Arbeitsgruppe. Ein besonderes Dankeschön an Wouter Cornelis für die Korrekturlesung des Theoriekapitels, sowie an Oliver Nix und Jürgen Stiewe, die sich breitschlagen ließen, sich den gesamten Umfang dieser Arbeit anzutun. Eure Korrekturen waren eine große Hilfe. *Jetzt* bin ich heiter!
- Martin Swart, mit dem ich die letzten bald fünf Jahre von Anfang der Diplomarbeit bis zum Ende dieses Werks gemeinsam am Institut verbracht habe - danke für die Freundschaft in dieser Zeit.
- All meinen Freunden auch außerhalb der Physik, die mich in der Zeit über Höhen und Tiefen hinweg begleitet und nicht aufgegeben haben.
- Meinen Eltern für die Unterstützung nicht nur während dieser Arbeit, sondern auch in all den Jahren zuvor, ohne die all das nicht möglich gewesen wäre.