HD-IHEP 96-12

Untersuchung neutraler Ströme mit hohen Impulsüberträgen bei HERA

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Claus Christian Beier
aus Mannheim
Juli 1996

Abstract

At the electron proton storage ring HERA, deep inelastic $e^{\pm}p$ reactions can be studied. An analysis of neutral current (NC) events with very high momentum transfers allows for the study of two aspects:

1. Due to the extremely high spatial resolution in these events, the search for quark substructures can be conducted on a scale of down to $\mathcal{O}(10^{-18}\text{ m})$.
2. Effects of the weak interaction become non-negligible at squared momentum transfers $Q^2 \approx 10^4\text{ GeV}^2/\text{c}^2$ so that a determination of parameters of the weak interaction such as the propagator mass of the Z^0 boson should become accessible in this range.

After a theoretical discussion of the central quantity, the Born cross section for $e^{\pm}p$ reactions, both aspects are studied in this thesis by comparing theoretically expected and experimentally obtained cross sections. Published cross sections, which were derived from data taken by the H1 experiment in the years 1993 and 1994 and corresponding to a total integrated luminosity of 3.85 pb^{-1}, are used for this comparison.
Analysing cross sections for electron and positron data separately, a limit of $R < 3,05 \cdot 10^{-18}$ m (95% confidence level) can be derived for a possible quark radius.
At 95% confidence level, a lower limit on the propagator mass of the Z^0 boson can be determined to be $M_Z > 50\text{ GeV}/\text{c}^2$. The experimentally obtained cross sections agree best with theoretical calculations assuming a propagator mass of about 100 GeV/c^2. However, an upper bound on the propagator mass cannot be given due to missing statistical significance. Thus, effects of the weak interaction in NC events cannot be proven so far. However, the deducted limits raise hope that these effects can be extracted by analysing further events.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Der Speicherring HERA und der Detektor H1 **3**
- 2.1 HERA . . . 3
- 2.2 Der Detektor H1 . . . 5
  - 2.2.1 Aufbau des Detektors . . . 5
  - 2.2.2 Die Spurkammern . . . 8
  - 2.2.3 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter . . . 9
  - 2.2.4 Das Triggersystem . . . 11

3 Theoretische Grundlagen **13**
- 3.1 Kinematik des tiefinelastischen Streuprozesses . . . 13
  - 3.1.1 Der Streuprozess im Feynman-Bild . . . 13
  - 3.1.2 Die kinematischen Variablen . . . 15
  - 3.1.3 Kinematik und Auflösungsvermögen . . . 17
- 3.2 Die kinematische Ebene . . . 17
- 3.3 Wirkungsquerschnitte . . . 19
  - 3.3.1 Der Bornsche Wirkungsquerschnitt . . . 20
  - 3.3.2 Diskussion des Wirkungsquerschnitts . . . 22
  - 3.3.3 Korrekturen . . . 35
- 3.4 Wirkungsquerschnitt und Analysemethodik . . . 39
  - 3.4.1 Ein Formfaktoransatz zur Untersuchung von Quarksubstrukturen . . . 39
  - 3.4.2 Evidenzen für schwache Wechselwirkung . . . 45
- 3.5 Ergänzung: Abschätzung des rein schwachen Beitrags zum Bornschen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronenstrahlen . . . 51

4 Grundlagen der Analyse **56**
- 4.1 Zielsetzungen der Analyse . . . 56
- 4.2 Ermittlung des Wirkungsquerschnitts . . . 57
  - 4.2.1 Die Varianten des Wirkungsquerschnitts . . . 57
  - 4.2.2 Bestimmungsgleichung des Wirkungsquerschnitts . . . 58
  - 4.2.3 Die Wahl der Q^2-Bins . . . 59
- 4.3 Die theoretischen Werkzeuge . . . 60
- 4.4 Bestimmung des Bornschen Wirkungsquerschnitts bei H1 aus den Daten der Jahre 1993 und 1994 . . . 65
  - 4.4.1 Wiedergabe der Ergebnisse . . . 65
  - 4.4.2 Kritische Betrachtung . . . 66

5 Die Daten aus dem Jahr 1995 **70**
- 5.1 Zur Verwendung der Elektronenmethode . . . 70

5.2 Untergrundereignisse 71
5.3 Datenselektion 72
  5.3.1 Selektion der Ereignisklasse 72
  5.3.2 Selektion der Elektronenkandidaten 73
  5.3.3 Selektion der Ereignisse 73
5.4 Kontrollverteilungen 76
5.5 Normierung der Ereignisse bei kleinen Q^2 und Abschätzung des Wirkungsquerschnitts 80

6 Evidenzen für die schwache Wechselwirkung in neutralen Strömen 83
6.1 Einleitung 83
6.2 Strukturfunktion F_3 84
6.3 Abschätzung der Masse des Z^0-Bosons im t-Kanal 85
  6.3.1 Abschätzung der Masse des Z^0-Bosons in Elektron-Proton-Streuung . 86
  6.3.2 Abschätzung der Masse des Z^0-Bosons aus Positron-Proton-Streuung 90
6.4 Ergänzung: Indirekte Bestimmung der Z^0-Masse bei HERA 91

7 Auf der Suche nach Quarksubstrukturen 93
7.1 Einleitung 93
7.2 Formfaktoransatz zur Untersuchung auf Quarksubstruktur 94
  7.2.1 Abschätzung des Quarkradius in Elektron-Proton-Streuung 94
  7.2.2 Abschätzung des Quarkradius in Positron-Proton-Streuung 99
  7.2.3 Fazit 101

8 Zusammenfassung und Ausblick 103

Abbildungsverzeichnis

2.1 Die Speicherringanlage HERA 3
2.2 Integrierte Luminosität bei HERA und H1 5
2.3 Der H1 Detektor 7
2.4 Längsschnitt durch die Spurkammern 8
2.5 Querschnitt durch die Spurkammern 9
2.6 Querschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter 10

3.1 Feynmandiagramm für ep-Streuung unter Austausch eines Photons 14
3.2 Feynmandiagramm für ep-Streuung unter Austausch eines Bosons der schwachen Wechselwirkung 14
3.3 Feynmandiagramm für ep-Streuung unter Austausch eines Photons im Quark-Parton-Modell 14
3.4 Feynmandiagramm für ep-Streuung unter Austausch eines Bosons der schwachen Wechselwirkung im Quark-Parton-Modell 14
3.5 Die kinematische Ebene und Isolinien für E_e 18
3.6 Die kinematische Ebene und Isolinien für θ_e 19
3.7 Der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2 für unpolarisierte Elektronen und Positronen 23
3.8 Elektroschwache Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronen 28
3.9 Elektroschwache Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt für linkspolarisierte Elektronen 29
3.10 Elektroschwache Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt für rechtspolarisierte Elektronen 30
3.11 Bornscher Wirkungsquerschnitt für links-, rechts- und unpolarisierte Elektronenstrahlen 30
3.12 Elektroschwache Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Positronen 31
3.13 Elektroschwache Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt für linkspolarisierte Positronen 32
3.14 Elektroschwache Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt für rechtspolarisierte Positronen 33
3.15 Bornscher Wirkungsquerschnitt für links-, rechts- und unpolarisierte Positronenstrahlen. 33
3.16 Bornscher Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Elektronen und Positronen normiert auf den elektromagnetischen Beitrag im Vergleich 34
3.17 Feynmangraphen für QED-Strahlungskorrekturen 35
3.18 Anpassungskurven zu R_{QCD} 38
3.19 Der Formfaktor $F_R(Q^2)$ 41
3.20 Der Formfaktor $F'_R(Q^2)$ 42

3.21 Der Formfaktor $F_D(Q^2)$ 43
3.22 Der Formfaktor $F_E(Q^2)$ 44
3.23 Differenz der Bornschen Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Elektronen und Positronen normiert auf den elektromagnetischen Beitrag 46
3.24 Bornscher Wirkungsquerschnitt unter Variation der Z^0-Masse normiert auf das Standardmodell für unpolarisierte Elektronen 47
3.25 Bornscher Wirkungsquerschnitt unter Variation der Z^0-Masse normiert auf das Standardmodell für unpolarisierte Positronen 48
3.26 Bornscher Wirkungsquerschnitt unter Variation der Z^0-Masse normiert auf den elektromagnetischen Beitrag für unpolarisierte Positronen 49
3.27 Bornscher Wirkungsquerschnitt unter Variation der Z^0-Masse normiert auf den elektromagnetischen Beitrag für unpolarisierte Positronen 50
3.28 Beiträge zum Wirkungsquerschnitt nach Ingelman 51
3.29 Valenzquarkdichten im Proton als Funktion von Q^2 53
3.30 Verhältnis der Valenzquarkdichten von u- und d-Quarks als Funktion von x . 55

4.1 Einteilung der kinematischen Ebene in der Analyse der Daten aus den Jahren 1993 und 1994 61
4.2 Untersuchung des Fehlers in CIMODEL 62
4.3 Güte von INTEG 64
4.4 Einfluß des Fehlers in CIMODEL auf die Hochrechnungsfaktoren 67
4.5 Binzentrumskorrektur für Elektronen 69
4.6 Binzentrumskorrektur für Positronen 69

5.1 Ein typisches Ereignis mit hohem Q^2 in neutralen Strömen 71
5.2 Verteilung der Ereignisse für den Dreierimpuls $\vec{p}$ und die Energie E_e' des gestreuten Positrons 76
5.3 Verteilung der Ereignisse für Transversalenergie E_t und $(E - p_z)$ 77
5.4 Verteilung der Ereignisse für den Streuwinkel θ_e des Positrons. 78
5.5 Verteilung der Ereignisse für Q^2 79
5.6 Experimentell bestimmte Ereignis-Zahlen relativ zu Ereigniszahlen aus der Monte-Carlo-Simulation in Q^2-Bins 80

6.1 Differenz des binweise integrierten Wirkungsquerschnitts für Positronen und Elektronen 84
6.2 Wirkungsquerschnitte zur Z^0-Massenbestimmung für Elektronen 86
6.3 χ^2 als Funktion von M_Z' für Elektronen 87
6.4 Wirkungsquerschnitte zur Z^0-Massenbestimmung für Positronen 89
6.5 χ^2 als Funktion von M_Z' für Positronen 90

7.1 Experimenteller Wirkungsquerschnitt und Formfaktoransatz F_R' für Elektronen 95
7.2 χ^2 in Abhängigkeit des Parameters R für Elektronen 96
7.3 χ^2 in Abhängigkeit des Parameters R für verschiedene Formfaktoransätze für Elektronen 97
7.4 Experimenteller Wirkungsquerschnitt und Formfaktoransatz F_R' für Positronen. 99
7.5 χ^2 in Abhängigkeit des Parameters R für Positronen 100
7.6 χ^2 in Abhängigkeit des Parameters R für verschiedene Formfaktoransätze für Positronen 102

Tabellenverzeichnis

2.1 Parameter des Speicherrings HERA 6
2.2 Auflösungsvermögen der Spurkammern 10

3.1 Kopplungskonstanten nach Ingelman 21
3.2 Kopplungsterme für verschiedene Polarisierungen des Leptonenstrahls 25
3.3 Zahlenwerte der Kopplungen für u-,c-,t- und b-,s-,d-Quarks 26
3.4 Zahlenwerte der Kopplungen für u-,c-,t- und b-,s-,d-Quarks relativ zur elektrischen Kopplung 27
3.5 Werte für R_{QCD} bei gegebenem Q^2 und x 37
3.6 Koeffizienten der Anpassungskurven von R 37
3.7 Relativer Einfluß von R_{QCD} auf den Bornschen Wirkungsquerschnitt 38

4.1 Q^2-Bins für Elektronen und Positronen 59
4.2 Die Wirkungsquerschnitte der Jahre 1993 und 1994 für Elektronen und Positronen 65
4.3 Binzentrumskorrektur 68
4.4 Binweise integrierte Wirkungsquerschnitte der Jahre 1993 und 1994 69

5.1 Ereigniszahlen in Q^2-Bins bezogen auf Monte-Carlo-Ereigniszahlen 81

7.1 R für verschiedene Formfaktoransätze für Elektronen 98
7.2 R für verschiedene Formfaktoransätze für Positronen 102

Kapitel 1

Einleitung

Streuexperimente mit Elektronen und Protonen - oder allgemeiner mit Leptonen und Hadronen - haben in den vergangenen 40 Jahren wesentlich zum Verständnis der inneren Struktur der Materie beigetragen. Als am 31. Mai 1992 der Speicherring HERA[1] am DESY[2] in Hamburg in Betrieb genommen wurde, erwartete man, die langjährige Tradition der Lepton-Hadron-Streuexperimente erfolgreich weiterzuführen und Erkenntnisse in zuvor nicht zugänglichen kinematischen Bereichen zu gewinnen. Als weltweit erster Speicherring für Elektronen bzw. Positronen und Protonen bietet HERA durch seine Konzeption einen vielversprechenden Ansatz: Neben den Elektronen werden auch die Protonen auf hohe Energien beschleunigt, bevor sie bei einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV miteinander zur Kollision gebracht werden. Im Vergleich zu bisherigen bzw. derzeit betriebenen Experimenten liegt die Schwerpunktsenergie um ein Vielfaches über den bis heute erzielten Energien[3]. Man erreicht dadurch eine Auflösung der inneren Struktur der Materie bis ca. 10^{-18} m. HERA darf sich somit in der langjährigen Tradition der Streuexperimente zur Entschlüsselung des Aufbaus der Materie sehen, die von Rutherford über Hofstadter bis zur Entdeckung der Quarks am SLAC reicht.

Die Frage nach den fundamentalen Bausteinen der Materie wird zur Zeit durch das Standardmodell beantwortet, das die elementaren Teilchen, Leptonen und Quarks, und ihre Wechselwirkungen - mit Ausnahme der Gravitation - beschreibt. Im Rahmen des Standardmodells wird angenommenen, daß die kleinsten Bausteine keine Ausdehnung aufweisen, also punktförmige, strukturlose Objekte darstellen. Die Resultate aus bisherigen Experimenten stehen mit dieser Annahme in Einklang. Dennoch gibt es Theorien, in denen Quarks und Leptonen eine Substruktur besitzen und aus noch kleineren Bausteinen, sogenannten *Präonen*, aufgebaut sind.

In dieser Arbeit soll beleuchtet werden, inwiefern die bei HERA erzielten Meßergebnisse eine Antwort auf die Frage nach Substruktur der Quarks liefern können. Da die Auflösung kleinster Strukturen in der tiefinelastischen Streuung von Elektronen an Protonen mit den höchsten Impulsüberträgen vom Elektron auf seinen Streupartner verknüpft ist, werden in dieser Analyse nur Streuprozesse mit sehr großen Werten für den Impulsübertrag betrachtet. Dabei muß beachtet werden, daß die Teilchen in diesem Fall sowohl elektromagnetisch als auch schwach wechselwirken können, so daß sich die Möglichkeit eröffnet, neben Substrukturen der Quarks auch nach Effekten der schwachen Wechselwirkung in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung zu suchen. In dieser Arbeit werden beide Punkte behandelt. Neben der

---

[1] HERA: Akronym für Hadron-Elektron-Ring-Anlage.

[2] DESY: Akronym für Deutsches Elektronen-Synchrotron.

[3] So wurden am Stanford Linear Accelerator (SLAC) Elektronen bzw. Positronen mit der Energie 30 GeV auf ruhende Protonen geschossen. Würde man versuchen, dort die gleiche Schwerpunktsenergie wie bei HERA zu erreichen, wären Elektronenergien von 30 TeV notwendig.

Abschätzung einer für den Quarkradius typischen Längenskala wird versucht, die Masse des Z^0-Bosons im t-Kanal zu bestimmen. Zur Untersuchung werden Ereignisse aus neutralen Strömen herangezogen, die in den Jahren 1993 und 1994 gemessen wurden. Für das Jahr 1995 werden erste Ereignisverteilungen gezeigt, die die Daten der vorangegangenen Jahre ergänzen.

Kapitel 2 gibt zunächst einen Überblick über die Speicherringanlage HERA und erläutert die für diese Analyse relevanten Komponenten des Detektors H1, an dem die hier betrachteten Daten gewonnen wurden.

In Kapitel 3 werden die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit dargestellt. Die zentrale Größe dieser Analyse, der Bornsche Wirkungsquerschnitt, wird eingeführt und anhand des Einflusses der verschiedenen Wechselwirkungsmöglichkeiten ausführlich diskutiert. Es wird gezeigt, wie sich Effekte der schwachen Wechselwirkungen oder ausgedehnter Quarks auf den Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streureaktion auswirken.

In Kapitel 4 werden die Zielsetzungen der Analyse nochmals zusammengefaßt, die grundlegenden Vereinbarungen für die Analyse vorbereitet und die theoretischen Hilfsmittel, die während dieser Arbeit eingesetzt bzw. entwickelt wurden, vorgestellt. Im Anschluß werden die von H1 veröffentlichten Wirkungsquerschnitte, die aus Messungen der Jahre 1993 und 1994 ermittelt wurden, diskutiert. Sie stellen die Grundlage der eigentlichen Analyse dar, die in den Kapiteln 6 und 7 dargelegt ist.

Zuvor wird in Kapitel 5 die Selektion der Daten des Jahres 1995 beschrieben und anhand von Kontrollverteilungen diskutiert. Aus den Ereigniszahlen lassen sich vorläufige Werte für den Wirkungsquerschnitt gewinnen.

In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der Suche nach Effekten der schwachen Wechselwirkung in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung präsentiert, und in Kapitel 7 die Resultate der Untersuchungen auf Quarksubstrukturen vorgestellt.

Abschließend wird in Kapitel 8 eine Zusammenfassung aller Ergebnisse im Überblick gegeben.

Kapitel 2

Der Speicherring HERA und der Detektor H1

In diesem Kapitel werden die Speicherringanlage HERA und der Detektor H1 kurz vorgestellt. Die für die vorliegende Arbeit relevanten Komponenten des Detektors werden erläutert, eine detaillierte Beschreibung des gesamten Detektors findet man in [H1C96a].

2.1 HERA

Bevor die Proton- und Elektronenstrahlen an den Wechselwirkungspunkten der Detektoren H1 und ZEUS zur Kollision gebracht werden können, müssen sie eine Reihe von Vorbeschleunigungsstufen passieren. Einen Überblick über den Speicherring HERA und die Vorstufen gibt Abbildung 2.1.

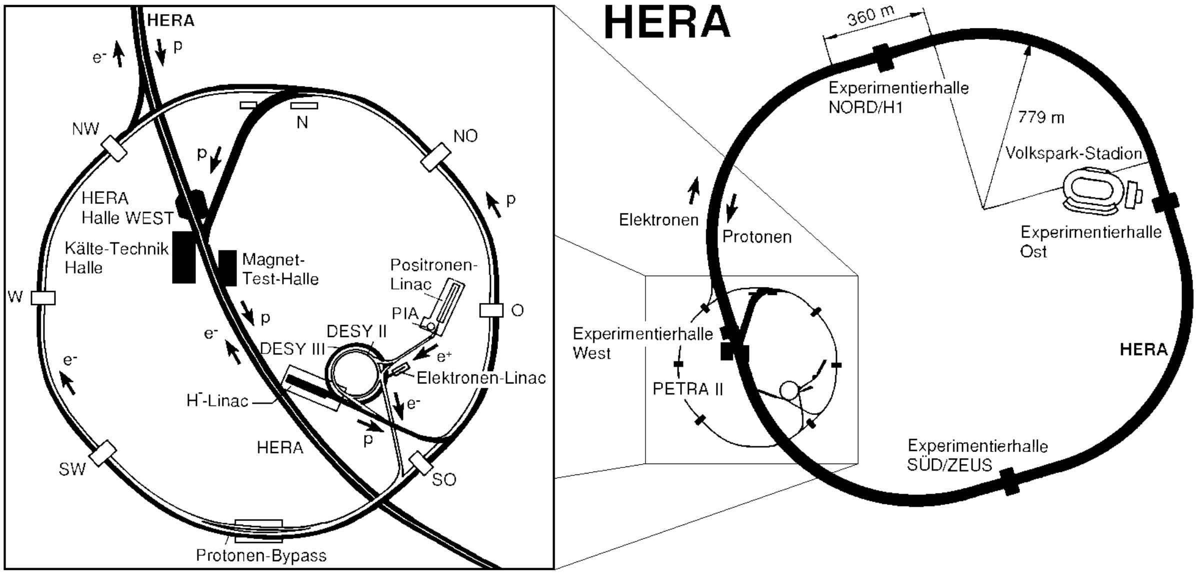


Abbildung 2.1: *Die Speicherringanlage HERA.*

Die Protonen werden aus einer Wasserstoffquelle gewonnen und liegen zunächst als negativ geladene H^--Ionen vor. Diese werden im Linearbeschleuniger LINAC III auf die Energie

350 MeV gebracht und an einer Abstreiffolie ihrer Elektronen entledigt. Die so gewonnenen Protonen werden nach stufenweiser Akkumulation und Beschleunigung in den Speicherringen DESY III und PETRA II mit einer Energie von 40 GeV in den Speicherring HERA injiziert. Nach der Auffüllphase findet die endgültige Beschleunigung auf 820 GeV statt, woraufhin die Elektronen zugefügt werden. Diese werden zunächst durch Glühemission aus einer Wolframquelle gewonnen, anschließend in den Beschleunigern LINAC II, DESY II und PETRA II stufenweise akkumuliert und auf eine Energie von 12 GeV gebracht, bevor sie in die Ringanlage HERA eingeschossen und weiter auf ihre Maximalenergie von 27,5 GeV beschleunigt werden[1].

Die Beschleunigung findet entlang der geraden Teilstücke des Speicherrings statt und wird durch Hochfrequenzmodule bewerkstelligt. Dies hat zur Folge, daß Elektronen und Protonen keinen kontinuierlichen Strahl bilden, sondern in Paketen, den sog. *Bunches*, konzentriert sind. Der Konzeption von HERA lag zugrunde, den Speicherring mit 210 Elektron- und ebenso vielen Proton-Teilchenpaketen mit jeweils 10^{11} Teilchen zu betreiben. Zwei dieser Pakete sollten alle 96 ns zur Kollision gebracht werden, wodurch sich bei HERA eine jährliche integrierte Luminosität von 200 pb^{-1} gewinnen ließe. Die Luminosität ist eine von der Beschleunigungsanlage abhängige Größe. Für Speicherringe gilt:

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot f}{A} \tag{2.1}$$

Dabei ist N_1 bzw. N_2 die Anzahl der Teilchen in einem Paket, A die Querschnittsfläche des Strahls senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung und f die Umlauffrequenz der Teilchenpakete. Die Kenntnis der Luminosität in einem Experiment ist wichtig, da sie mit der Rate an Streuereignissen, $\dot{N}$, über

$$\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma \tag{2.2}$$

mit dem Wirkungsquerschnitt σ einer physikalischen Reaktion verknüpft ist. Bei HERA und H1 wird die Luminosität durch die Messung der Ereignisraten des Bethe-Heitler-Prozesses ep $\longrightarrow$ epγ, dessen Wirkungsquerschnitt im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechnet werden kann, mit Hilfe eines speziellen Meßsystems bestimmt [Fle94]. Nach Gleichung (2.2) ist die Gesamtzahl der Ereignisse einer Streureaktion mit der über die Zeit integrierten Luminosität $L = \int \mathcal{L} dt$ verknüpft. Die für sie in den Jahren 1992 bis 1995 erreichten Werte sind in Abbildung 2.2 gezeigt; insgesamt wurde von HERA in diesem Zeitraum eine integrierte Luminosität von knapp 20 pb^{-1} geliefert, von denen ca. 11 pb^{-1} von H1 genutzt werden konnten.

Elektronen und Protonen werden in zwei separaten Ringen geführt. Auf ihrem Umlauf werden die Protonen durch supraleitende, die Elektronen durch konventionelle Magnete auf ihren Bahnen gehalten. Erst im Bereich der Wechselwirkungszonen werden die beiden Teilchenstrahlen durch Steuermagnete in ein gemeinsames Strahlrohr gelenkt und am jeweiligen Wechselwirkungspunkt der Experimente H1 und ZEUS zur Kollision gebracht. Das Aufeinandertreffen zweier Teilchenpakete wird *Bunch Crossing* genannt.

Neben den Teilchenpaketen, die im Wechselwirkungspunkt aufeinanderstoßen, werden sowohl im Elektron- als auch im Protonstrahl weitere Pakete gefüllt, die keinen Kollisionspartner besitzen. Diese sogenannten *Pilot-Bunches* dienen der Abschätzung von Untergrundereignissen, die von der Wechselwirkung der Strahlteilchen mit der Strahlröhre oder Restgasteilchen herrühren.

---

[1] In den Jahren 1992 und 1993 betrug die Maximalenergie nur 26,7 GeV.

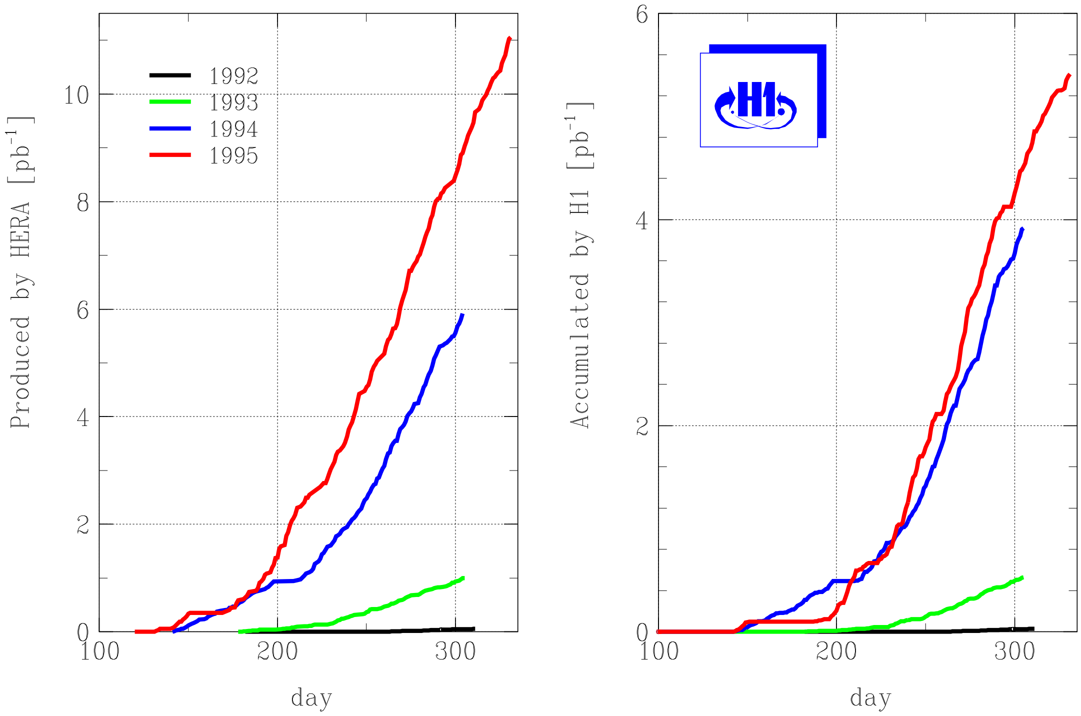


Abbildung 2.2: *Integrierte Luminosität bei HERA und H1.*

Im Jahr 1994 wurde festgestellt, daß der Leptonenstrahl bei Verwendung von Positronen anstelle von Elektronen eine längere Lebensdauer besitzt. HERA wurde daher 1994 während eines Großteils der Datennahme und 1995 während der gesamten Meßphase mit Positronen betrieben. Die verwendeten Protonstrahlen waren im gesamten Zeitraum unpolarisiert. Die Leptonenstrahlen wiesen eine transversale Polarisierung auf, waren longitudinal aber unpolarisiert. Unter Verwendung von Spinrotatoren kann ihre transversale in eine longitudinale Polarisierung überführt werden. Es ist vorgesehen, diese Möglichkeit im weiteren Betrieb von HERA umzusetzen und somit tiefinelastische Streuung von Leptonen und Protonen unter Variation der longitudinalen Polarisierung der Elektronen durchzuführen. Im ebenfalls am DESY seit 1995 betriebenen Experiment HERMES, bei dem Elektronen auf ein ruhendes Ziel zur Untersuchung der Spinverteilung in Proton und Neutron gelenkt werden, wird diese Möglichkeit bereits genutzt.
Tabelle 2.1 faßt einige für HERA charakteristische Größen zusammen.

2.2 Der Detektor H1

2.2.1 Aufbau des Detektors

Dieser Arbeit liegen Daten zugrunde, die am Detektor H1 gewonnen wurden. Abbildung 2.3 zeigt den Detektor im Schnitt. Er wiegt 2800 Tonnen, ist ungefähr 15 m lang, 10 m breit und 12 m hoch. Mit Ausnahme von Verlusten in den Strahlröhren können durch den Detektor Ereignisse im gesamten Raumwinkel von 4π nachgewiesen werden.

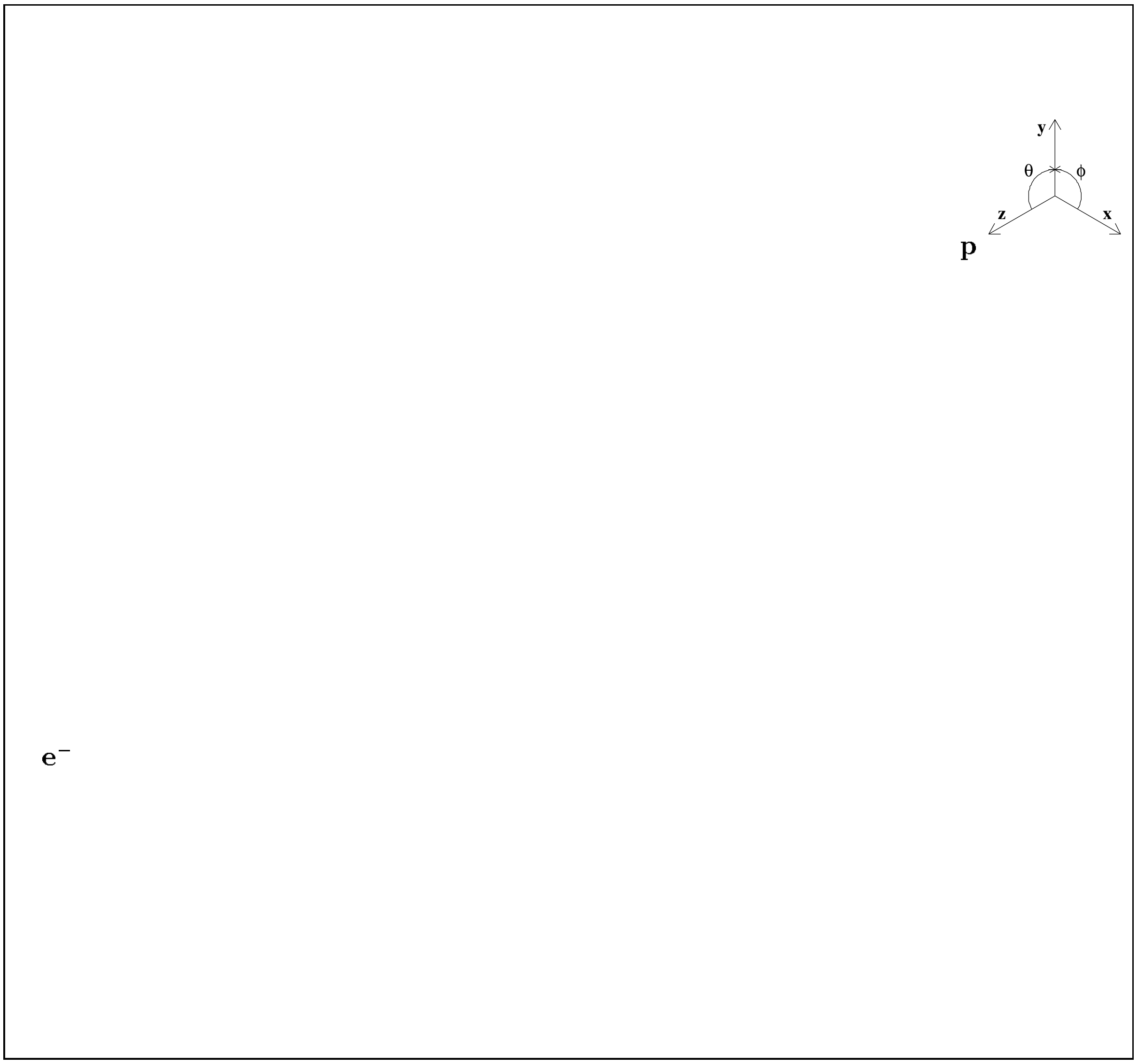
	1992	1993	1994	1995	Sollwert
Energie der Protonen [GeV]	820	820	820	820	820
Energie der Leptonen [GeV]	26,7	26,7	27,5	27,5	30
Anzahl der Teilchenpakete	9	84	153	174	210
Lebensdauer des Protonstrahls [h]	>100	>100	>100	>100	20
Lebensdauer des Leptonstrahls [h]	5	10	e^-:10; e^+:20	20	20

Tabelle 2.1: *Einige HERA kennzeichnende Größen für den bisherigen Zeitraum der Datennahme [Roe95].*

In der Darstellung von Abbildung 2.3 werden die Protonen von rechts, die Leptonen von links in den Detektor eingeschossen. Die Teilchenstrahlen treffen im Bereich des nominellen Wechselwirkungspunktes, der in der Figur rechts unterhalb der Markierung $\boxed{2}$ mit einem kleinen Kreuz gekennzeichnet ist, aufeinander. Im nominellen Wechselwirkungspunkt wird das zur Beschreibung der Streureaktion im Laborsystem verwendete Koordinatensystem per Konvention so gewählt, daß sich die eingeschossenen Protonen in positive, die Elektronen in negative z-Achsenrichtung bewegen. Der Ursprung des Koordinatensystems wird auf den nominellen Wechselwirkungspunkt gelegt; durch die horizontale x-Achse und die vertikale y-Achse wird es zum üblichen rechtshändigen System ergänzt, wobei die x-Achse in das Innere der Ringanlage HERA zeigt. Vorteilhaft ist die Verwendung von Zylinder- Koordinaten. Der Polarwinkel θ des Leptons wird relativ zur positiven z-Achse, der azimutale Winkel φ in Bezug auf die positive x-Achse angegeben. Aus Sicht des Leptons folgt daraus, daß es umso stärker am Proton gestreut wird, je kleiner der Betrag des Winkels θ ist. Für den Streuwinkel θ_e des Elektrons gilt genauer:

$$\theta_e = 180^\circ - \theta \tag{2.3}$$

Zur besseren Orientierung ist das Koordinatensystem oben rechts neben den Detektor eingezeichnet, sein Ursprung liegt aber, wie ausgeführt, im nominellen Wechselwirkungspunkt.
Der Wechselwirkungspunkt ist von den *Spurenkammern* $\boxed{2}$ und $\boxed{3}$ umschlossen. Es handelt sich dabei um Driftkammern und Vieldraht-Proportionalkammern, die zum Nachweis von Teilchenspuren dienen. Sie befinden sich innerhalb des *Flüssig-Argon-Kalorimeters*, das aus einer elektromagnetischen $\boxed{4}$ und einer hadronischen Komponente $\boxed{5}$ besteht und die entsprechend wechselwirkenden Teilchen nachweisen soll. Durch den Kryostaten $\boxed{15}$ wird für eine konstante Temperatur des flüssigen Argons gesorgt. Die supraleitende Spule $\boxed{6}$ erzeugt ein homogenes Magnetfeld parallel zur z-Achse von 1,15 T. Die *Myonenkammern* $\boxed{9}$ zum Nachweis von Myonen und das mit Streamerkammern instrumentierte Eisenjoch $\boxed{10}$, das neben der Rückführung des magnetischen Flusses als zusätzliches hadronisches Kalorimeter dient, fassen den Detektor ein. Die rückwärtige Spurenkammer und das rückwärtige Kalorimeter $\boxed{12}$ bilden den Abschluß des Detektors in Richtung der negativen z-Achse. In Abbildung 2.3 ist noch das *Backward Electromagnetic Calorimeter*, kurz BEMC, dargestellt. Es wurde bis zur Datennahme des Jahres 1995 gegen das *Spaghetti-Calorimeter* (SPACAL) ausgetauscht. Der Vorwärtsbereich wird im wesentlichen durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter abgedeckt, lediglich in der Nähe des Strahlrohrs wird es durch ein kleines hadronisches Kalorimeter, das sogenannte *Plug-Kalorimeter*, ergänzt. Ferner befindet sich außerhalb des eigentlichen Detektors in Vorwärtsrichtung ein *Myonsprektrometer* mit Myonen-Kammern $\boxed{9}$ und Myon-Toroidmagnet $\boxed{11}$, in Rückwärtsrichtung das Luminositätssystem.
Die für diese Arbeit relevanten Komponenten werden in den folgenden Abschnitten genauer beschrieben.



$\boxed{1}$ 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 2.3: *Der H1 Detektor.*

2.2.2 Die Spurkammern

Mit Hilfe der Spurkammern können die Spuren geladener Teilchen gemessen werden, die aus der inelastischen Streureaktion zwischen Elektron und Proton hervorgehen. Die Spurkammern sind in den Abbildungen 2.4 und 2.5 im Längs- bzw. Radialschnitt dargestellt.

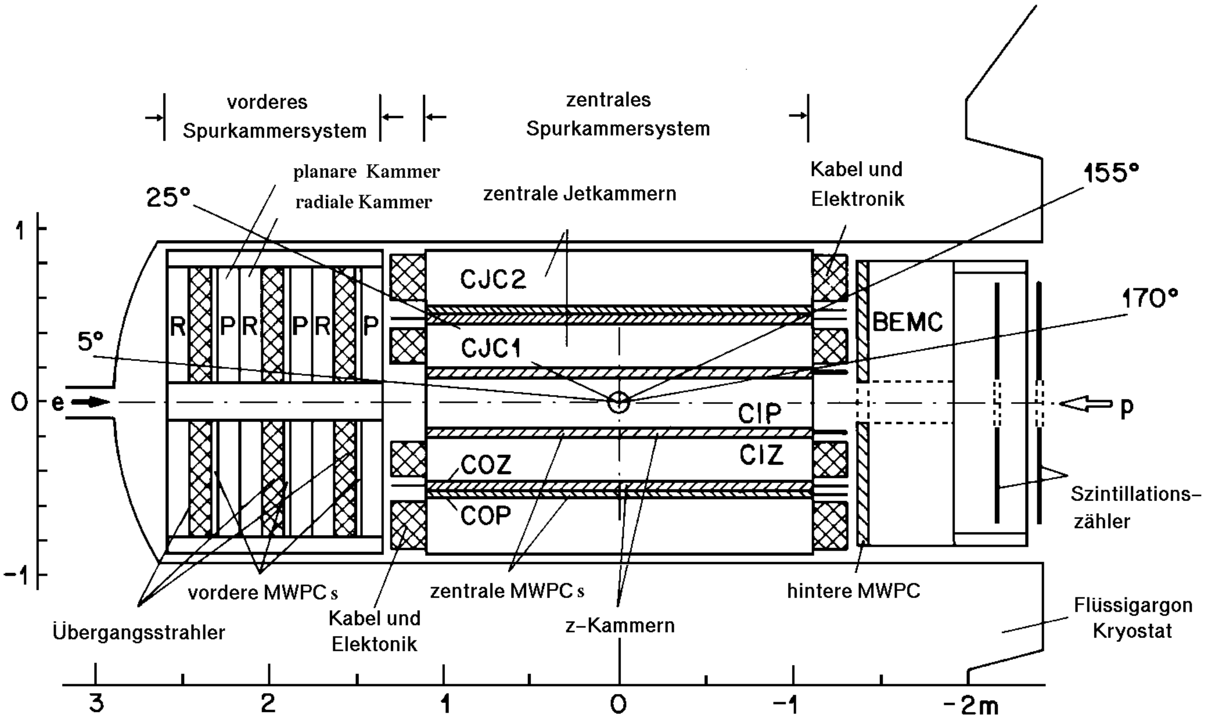


Abbildung 2.4: *Längsschnitt durch die Spurkammern*

Das zentrale Spurkammersystem deckt den Bereich zwischen ca. 25° und 155° im Polarwinkel θ ab, das vordere Spurkammersystem erfaßt Spuren für θ zwischen ca. 5° und 25°, während die rückwärtigen Proportionalkammern Messungen von $\theta \approx 155°$ bis $\theta \approx 175°$ ermoeglichen.

Zentrale Spurkammern

Die zentralen Spurkammern werden zusammen als CTD (*Central Tracking Device*) bezeichnet. Das CTD besteht aus mehreren Komponenten, deren radiale Anordnung aus Abbildung 2.5 hervorgeht.

Das CTD weist zwei Jetkammern auf, eine innere, CJC1 genannte, und eine äußere, mit CJC2 bezeichnete, wobei CJC für *Central Jet Chamber* steht. Beide Kammern sind zylindrisch um die Strahlröhre angeordnet und bestehen im Fall der CJC1 aus 30, im Fall der CJC2 aus 60 Zellen. Die Zellen sind mit einer Mischung aus Argon und Ethan im Verhältnis 1:1 gefüllt. In ihnen verlaufen parallel zur Strahlröhre Signal- und Potentialdrähte. Die Zellen sind jeweils um 30° gegenüber dem Radiusvektor gekippt, um die Spurauflösung ionisierender Teilchenstrahlung durch die Spurkammern zu optimieren. In Tabelle 2.2 sind einige Werte für das Auflösungsvermögen dieser Driftkammern gegeben.

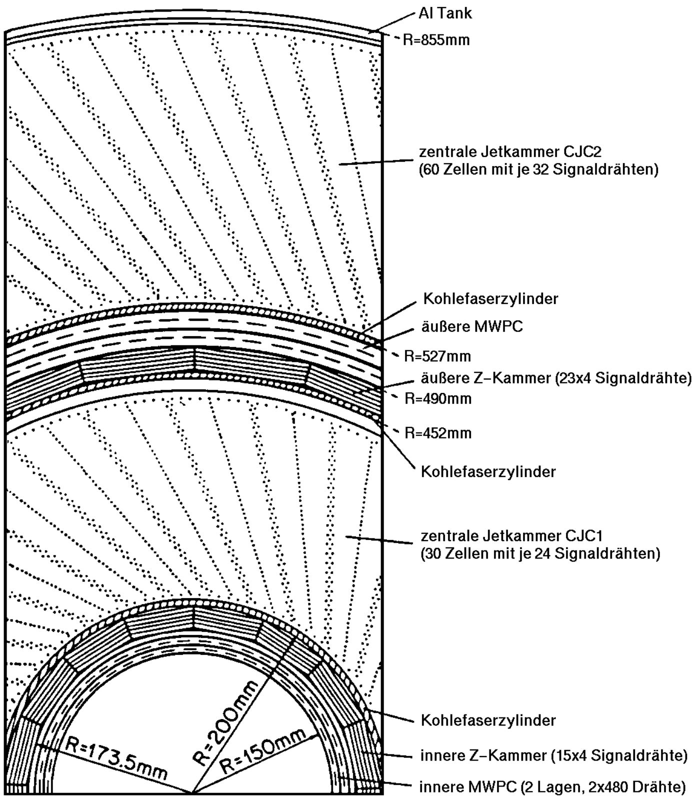


Abbildung 2.5: *Querschnitt durch die Spurkammern.*

Neben den Jetkammern befinden sich im CTD des weiteren eine innere und eine äußere z-Kammer (mit CIZ für *Central Inner Z-Drift Chamber* bzw. COZ für *Central Outer Z-Drift Chamber* bezeichnet), sowie eine innere und eine äußere Proportionalkammer (CIP für *Central Inner Proportional Chamber* bzw. COP für *Central Outer Proportional Chamber*). Sie sind ebenfalls zylindrisch um die Strahlröhre angeordnet. Während die Driftkammern einer besseren Spurauflösung im Polarwinkel und der z-Koordinate dienen (vgl. Tabelle 2.2), werden die Proportionalkammern vom Auslösesystem[2] verwendet.

Vorwärtsspurkammern
Die Vorwärtsspurkammern sind aus drei sogenannten Supermodulen aufgebaut, die jeweils aus einer planaren Driftkammer (PDC für *Planar Drift Chamber*), einer Proportionalkammer (FWPC für *Forward Proportional Chamber*), einem Übergangsstrahlungsmodul (TR für *Transition Radiator*) und einer radialen Driftkammer (RDC für *Radial Drift Chamber*) zusammengesetzt sind, s. Abbildung 2.4. Durch den inneren Aufbau, dessen Einzelheiten in [H1C96a] beschrieben sind, können die in Tabelle 2.2 gegebenen Werte für die Spurauflösung gewonnen werden.
Auch die Proportionalkammern der Vorwärtsspurkammern werden vom Trigger verwendet.

2.2.3 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ermöglicht, die Energie der elektromagnetisch und der hadronisch wechselwirkenden Teilchen zu messen, die aus der Streureaktion stammen. Ein Längsschnitt durch das Kalorimeter ist in Abbildung 2.6 gezeigt. Mit seiner Hilfe kann die Messung in einem großen Polarwinkelbereich zwischen $\theta \approx 5^\circ$ und 153° durchgeführt werden.

---

[2] Im folgenden wird die englische Vokabel „Trigger“ (Auslöser) verwendet, da sich dieser Begriff im Jargon eingebürgert hat.

CJC1/CJC2	CIZ	COZ	FTD
$\sigma_{r\varphi} =$ 170μm	$\sigma_{\varphi} =$ $8,6^\circ$	$\sigma_{\varphi} =$ $7,2^\circ$	$\sigma_{r\varphi} =$ $180 - 200 mum$
			$\sigma_r =$ 3 cm
$\sigma_z =$ 2,2 cm	$\sigma_z =$ 260μm	$\sigma_z =$ 200μm	$\sigma_{xy} =$ $150 - 170\mu$m
DA in $r\phi =$ 2 mm	DA in $z =$ 4,6 mm	DA in $z =$ 4,6 mm	DA = 2 mm

Tabelle 2.2: *Auflösungsvermögen der Spurkammern. DA steht für Doppelspurauflösung.*

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist aus acht ringförmigen Komponenten aufgebaut, die jeweils die Strahlröhre als Achse besitzen und entlang dieser aneinander anschließen. Der Zentralbereich wird durch die mit CB1 - CB3 (CB steht für *Central Barrel*), der Vorwärtsbereich durch die mit FB1 und FB2 (*Forward Barrel*) bezeichneten Kalorimeter abgedeckt. Daran schließen sich bei größeren z-Koordinaten die inneren und die äußeren Vorwärtskalorimeter IF (*Inner Forward*) und OF1 bzw. OF2 (*Outer Forward*) an. Der Rückwärtsbereich bis zum in Abschnitt 2.2.1 erwähnten rückwärtigen Kalorimeter BEMC bzw. SPACAL wird durch das BBE (*Backward Barrel Electromagnetic*) geschlossen. Außer dem BBE weisen alle Baugruppen neben einem elektromagnetischen auch ein hadronisches Kalorimeter auf, was in der Nomenklatur durch die Endung „E“ bzw. „H“ berücksichtigt wird, vgl. Abbildung 2.6.

Abbildung 2.6: *Querschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter*

Alle Komponenten sind aus Absorberplatten aufgebaut. Die Lücken zwischen je zwei Platten sind mit flüssigem Argon gefüllt, das beim Durchgang von Teilchenstrahlung ionisiert wird.

Das dadurch erzeugte elektrische Signal wird von Auslesezellen aufgenommen, die sich ebenfalls in den Lücken befinden. Im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters wird Blei, im hadronischen Stahl als Absorbermaterial verwendet. Während das elektromagnetische Kalorimeter eine Tiefe von 20 bis 30 Strahlungslängen für elektromagnetische Strahlung besitzt, weist das gesamte Flüssig-Argon-Kalorimeter eine Tiefe von 5 bis 8 Wechselwirkungslängen für hadronisch wechselwirkende Teilchen auf.
Für die Energieauflösung von Elektronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter gilt:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{(0,11)^2 \mathrm{GeV}}{E} + \frac{0,154 \mathrm{GeV}^2}{E^2} + 0,006^2} \tag{2.4}$$

Die Energiekalibrierung ist auf 3% genau bestimmt [H1C95].

2.2.4 Das Triggersystem

Das Triggersystem stellt für die Datennahme eine unentbehrliche Komponente dar. Es erfüllt zwei wesentliche Aufgaben:

1. Auswahl der Detektorsignale, die durch physikalisch interessante Ereignisse hervorgerufen wurden.
2. Ausschluß von Untergrundereignissen.

Der Detektor weist 270.000 elektronische Kanäle auf, die alle 96 nsec Signale auslösen können. Aufgrund der damit verknüpften großen Informationsmenge, die bei einer Auslese des gesamten Detektors anfallen (ungefähr 3 Megabyte), und der hohen Rate, mit der Ereignisse auftreten können, werden hohe Ansprüche an das Auslösesystem gestellt. Zu ihrer Bewältigung wurde ein Trigger-System entwickelt, das die Datenaufnahme in vier Stufen (L1-L4) einteilt, die sogenannten *Trigger-Level*[3], von denen bis zum Jahr 1995 allerdings nur die Stufen L1 und L4 vollständig verwendet wurden. die Triggerstufe L2 wurde nur sehr eingeschränkt benutzt und die Stufe L3 nur formal eingesetzt, d.h. beide dienten bisher nicht dazu, Ereignisse zu verwerfen.

1. **Triggerstufe L1**
   Die erste Triggerstufe entscheidet aufgrund der von den verschiedenen Detektorkomponenten einlaufenden Signale über eine zentrale Triggerlogik, ob eine Signalsignatur als Ereignis akzeptiert oder verworfen wird. Diese Entscheidung wird innerhalb von 2,3 μs getroffen, was 24 Bunch Crossings entspricht. Die in dieser Zeit vom Detektor aufgenommenen Signale werden in einer sogenannten *Pipeline* zwischengespeichert, damit die Triggerstufe totzeitfrei arbeiten kann. Wird die Signatur vom L1-Trigger als Ereignis akzeptiert, wird die Pipeline angehalten und der Detektor ausgelesen. Während dieses Vorgangs können keine weiteren Daten aufgenommen werden, so daß nur in diesem Fall Totzeit für den Detektor entsteht.

2. **Triggerstufe L2**
   Zeitgleich mit der durch den L1-Trigger veranlaßten Auslese des Detektors verknüpft der L2-Trigger Signale der verschiedenen Detektorkomponenten und untersucht sie auf ihre Topologie (L2TT). Daneben können Untersuchungen mit Hilfe neuronaler Netze (L2NN) durchgeführt werden. Ziel ist, durch diesen Trigger die Totzeit des Detektors zu verringern, da die Detektorauslese beendet wird, sobald diese Triggerstufe den Ereigniskandidaten verwirft. Diese Entscheidung soll innerhalb von 20 μs getroffen werden. Die Stufe L2 wurde bisher nur sehr eingeschränkt verwendet.

---

[3] Level: engl. für Stufe

3. **Triggerstufe L3**
   Der Trigger L3 soll anhand von topologischen Kriterien auf Software-Ebene innerhalb von 800 μs entscheiden, ob der Ereigniskandidat verworfen oder mit der Ereignisbildung aus den Rohdaten fortgefahren werden soll. Diese Triggerstufe ist zur Zeit noch nicht installiert bzw. nur formal enthalten.

4. **Triggerstufe L4**
   Diese Stufe verarbeitet das Ereignis asynchron weiter, d.h. nicht zeitlich parallel zur Datenauslese aus dem Detektor. In einer sogenannten „Filter Farm“ wird das Ereignis von 30 parallel arbeitenden Rechnern rekonstruiert. Unter Verwendung von physikalisch motivierten Algorithmen kann es verworfen oder akzeptiert werden.

Hat ein Ereignis die vierte Triggerstufe passiert, wird es auf Magnetbändern aufgezeichnet. Durch die **Triggerstufe L5** wird es vollständig rekonstruiert und einer Ereignisklasse[4] zugeordnet. Nur wenn dies möglich ist, wird es in einem bestimmten Datenformat als DST[5]-Datei gespeichert und somit nachträglichem Zugriff durch Analyseprogramme zugänglich gemacht.

---

[4] Die in dieser Arbeit verwendete Ereignisklasse 9 wird in Abschnitt 5.1 näher erläutert.

[5] DST: Akronym für Data Summary Tape

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

3.1 Kinematik des tiefinelastischen Streuprozesses

Bei HERA werden Elektronen[1] auf eine Energie von 27,5 GeV beschleunigt und mit Protonen der Energie 820 GeV an den beiden Wechselwirkungspunkten H1 und ZEUS zur Kollision gebracht. Dabei steht den Teilchen für die Streureaktion eine Schwerpunktsenergie von 300 GeV zur Verfügung. Im folgenden werden die grundlegenden kinematischen Zusammenhänge zusammengefaßt und die zu ihrer Beschreibung verwendeten Größen eingeführt.

3.1.1 Der Streuprozess im Feynman-Bild

Die möglichen Streureaktionen zwischen Elektron und Proton sind in den Abbildungen 3.1 und 3.2 anhand ihrer Feynmandiagramme dargestellt. Vor der Streureaktion besitzt das Elektron den Impuls[2] p_e, nach der Streuung den Impuls p'_e. Der Impulsübertrag vom Elektron auf seinen Stoßpartner beträgt somit $q = p_e - p'_e$, der Energieübertrag $\nu = E_e - E'_e$. Das Proton läuft mit dem Impuls p_p ein. Im Quark-Parton-Modell wird angenommen, daß es (in einem sehr schnell bewegten System) aus drei nicht miteinander in Wechselwirkung stehenden Bausteinen, den Valenzquarks, aufgebaut ist. Die tiefinelastische Streuung des Elektrons am Proton wird als elastischer Stoß des Elektrons mit einem der Quarks interpretiert. Dies ist in den Abbildungen 3.3 und 3.4 anhand der zugehörigen Feynmangraphen in niedrigster Ordnung der elektromagnetischen bzw. schwachen Wechselwirkung zwischen Elektron und Quarks skizziert. Neben dem gestreuten Lepton kann man nach der Streureaktion den hadronischen Endzustand beobachten.

Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton wird durch den Austausch eines virtuellen Bosons vermittelt. Die Streupartner können dabei (von der üblicherweise außer acht gelassenen Gravitation abgesehen) prinzipiell auf zwei Weisen miteinander wechselwirken:

- durch elektromagnetische Wechselwirkung unter Austausch eines virtuellen Photons oder
- durch schwache Wechselwirkung unter Austausch eines Z^0-, W^+- oder W^--Bosons.

Wird bei der Wechselwirkung ein Photon oder ein Z^0 ausgetauscht, spricht man vom *neutralen*

---

[1] In diesem Abschnitt wird das einlaufende Lepton als Elektron bezeichnet, obwohl bei HERA bisher mehr Streureaktionen mit Positronen als mit Elektronen durchgeführt wurden. Da die Ausführungen hier aber für beide Teilchen analog gelten, sei der Einfachheit halber das Elektron gewählt. Eine Unterscheidung zwischen diesen beiden Teilchentypen wird erst bei der Diskussion der Wirkungsquerschnitte notwendig.

[2] Vierervektoren werden wie p_e kursiv dargestellt, Dreiervektoren durch einen kleinen Pfeil gekennzeichnet: $p_e = (E_e, \vec{p_e})$.

Strom, andernfalls vom *geladenen Strom*. Im zweiten Fall tritt im Endzustand der Reaktion auf leptonischer Seite kein Elektron, sondern ein ungeladenes Elektron-Neutrino auf.

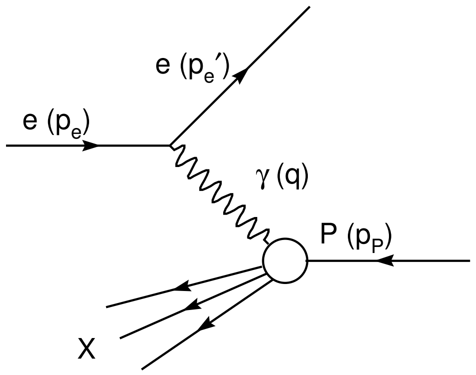


Abbildung 3.1: *Feynmandiagramm für die Streuung eines Leptons e an einem Proton P unter Austausch eines Photons. Das Elektron wird gestreut, das Proton geht in den hadronischen Endzustand X über.*

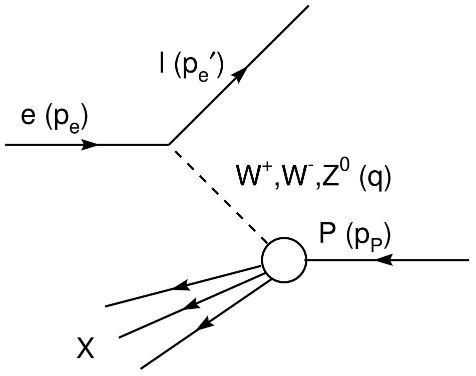


Abbildung 3.2: *Feynmandiagramm für die Streuung eines Leptons e an einem Proton P unter Austausch eines* W^+, W^- *oder* Z^0. *Im geladenen Strom findet man auf leptonischer Seite ein ungeladenes Neutrino.*

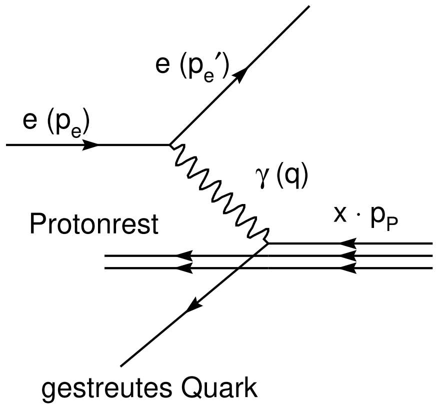


Abbildung 3.3: *Feynmandiagramm für die Streuung eines Leptons e an einem Proton P unter Austausch eines Photons im Quark-Parton-Modell: Das Lepton wird elastisch an einem Quark gestreut, das aus dem Proton katapultiert wird. Die beiden weiteren Konstituentenquarks sind an der Wechselwirkung unbeteiligt und werden mit dem englischen Begriff „spectator quarks“ gekennzeichnet.*

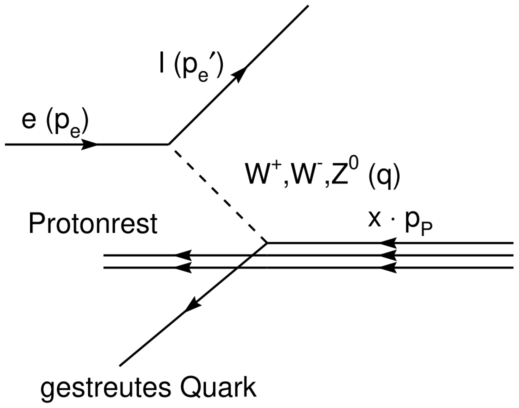


Abbildung 3.4: *Feynmandiagramm für die Streuung eines Leptons e an einem Proton P unter Austausch von* W^+, W^- *oder* Z^0 *im Quark-Parton-Modell. Auch hier tritt im geladenen Strom auf leptonischer Seite ein Neutrino auf; das gestreute Quark besitzt dann ebenfalls einen anderen Flavor als vor der Streureaktion.*

3.1.2 Die kinematischen Variablen

Größen im Laborsystem

Da die beiden einfliegenden Teilchen hochrelativistisch sind, müssen zur kinematischen Beschreibung des Stoßprozesses Vierervektoren verwendet werden.

Das Koordinatensystem wird in der weiteren Betrachtung abweichend von dem in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen lokalen System am nominellen Wechselwirkungspunkt so gewählt, daß sich das gestreute Elektron in der xz-Ebene bewegt [Fle94]. Das ist aufgrund der azimutalen Symmetrie ohne Beschränkung der Allgemeinheit immer möglich; formal entspricht das einer Koordinatendrehung um den Winkel φ_e und der Darstellung der Kinematik im gedrehten System.

Für die Viererimpulse vor und nach der Streuung gilt dann unter Vernachlässigung der Ruhemassen von Elektron und Proton[3]:

$$p_e = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix} \qquad p_p = \begin{pmatrix} E_p \\ 0 \\ 0 \\ E_p \end{pmatrix} \tag{3.1}$$

$$p_e' = \begin{pmatrix} E_e' \\ E_e' sin\theta_e \\ 0 \\ -E_e' cos\theta_e \end{pmatrix} \tag{3.2}$$

$$p_{hadr}' = \begin{pmatrix} \sum_i E_{hadr,i}' \\ \sum_i E_{hadr,i}' sin\theta_{hadr,i} cos\varphi_{hadr,i} \\ \sum_i E_{hadr,i}' sin\theta_{hadr,i} sin\varphi_{hadr,i} \\ \sum_i E_{hadr,i}' cos\theta_{hadr,i} \end{pmatrix} =: \begin{pmatrix} E_{hadr}' \\ p_{x,hadr}' \\ 0 \\ p_{z,hadr}' \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

Dabei 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,
φ_e	der Azimutalwinkel des gestreuten Leptons und
θ_e	der Polarwinkel des gestreuten Leptons.

Aus dem komponentenweisen Vergleich der Vierervektoren vor und nach der Streuung folgt, daß die Streureaktion bei gegebener Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ durch zwei unabhängige Größen vollständig festgelegt ist. Dieser Zusammenhang definiert ein Meßverfahren, da beispielsweise die Messung des Elektronstreuwinkels θ_e und der Energie des gestreuten Elektrons E_e' die Kinematik vollständig festlegt. Diese sogenannte *Elektronenmethode* liegt dieser Analyse zugrunde. Informationen über den hadronischen Endzustand werden nur zur Selektion der Ereignisse verwendet, wie in Kapitel 4 näher erläutert wird.

Lorentzinvariante Beschreibung

Zur Beschreibung tiefinelastischer Streuprozesse werden üblicherweise die kinematischen Variablen x, y und Q^2 verwendet. Sie sind invariant unter Lorentztransformation und gestatten eine anschauliche Interpretation im Quark-Parton-Modell [Fel87]. Daneben sind auch noch

---

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

die Schwerpunktsenergie zum Quadrat s und die invariante Masse des hadronischen Endzustands W von Bedeutung. Diese Größen sind wie folgt definiert:

- das Quadrat des Viererimpulsübertrags Q^2:
$$Q^2 = -q^2 = -(p_e - p_e')^2 \tag{3.4}$$
- die Bjorkensche Variable x:
$$x = \frac{Q^2}{2p_p q} \tag{3.5}$$
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 daher:
$$x \in [0;1] \tag{3.6}$$
- y, der Bruchteil der Elektronenenergie, der - gemessen im Ruhesystem des Protons - vom Elektron an das Proton übergeben wird:
$$y = \frac{p_p q}{p_p p_e} \tag{3.7}$$
Auch der Wertebereich von y ist:
$$y \in [0;1] \tag{3.8}$$
- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie
$$s = (p_p + p_e)^2 = 4E_e E_p \tag{3.9}$$
- das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Systems W^2:
$$W^2 = (q + p_p)^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} + m_P^2 \tag{3.10}$$
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 diesen Größen gilt die wichtige Beziehung:

$$Q^2 = sxy \tag{3.11}$$

Die Labor- und lorentzinvarianten Variablen stehen in eindeutiger Beziehung zueinander. Für gegebenen Streuwinkel θ_e des Elektrons und gegebene Energie E_e' des Elektrons nach der Streuung gilt:

$$\begin{aligned} Q^2 &= 4E_e E_e' cos^2(\frac{\theta_e}{2}) && (3.12) \\ x &= \frac{E_e E_e' cos^2(\frac{\theta_e}{2})}{E_p\left(E_e - E_e' sin^2(\frac{\theta_e}{2})\right)} && (3.13) \\ y &= 1 - \frac{E_e'}{E_e} sin^2(\frac{\theta_e}{2}) && (3.14) \end{aligned}$$

Andere Methoden zur Bestimmung von x, Q^2 und y aus den Laborgrößen, wie die *Jacquet-Blondelsche Methode* und die *Doppelwinkelmethode*, werden in der Literatur ausführlich beschrieben [Ben91a].

3.1.3 Kinematik und Auflösungsvermögen

Wie in der Einleitung ausgeführt, ist ein Ziel der Elektron-Proton-Streuexperimente bei HERA, die innere Struktur der Materie aufzulösen. Dies geschieht durch Analyse der Kinematik der gestreuten Teilchen. Das Auflösungsvermögen wird über die Heisenbergsche Unschärferelation $\Delta p_x \Delta x \approx \hbar$ durch die Größe des quadrierten Impulsübertrags bestimmt.
Es gilt:

$$\Delta x \approx \frac{\hbar c}{\sqrt{Q^2}} \tag{3.15}$$

Man kann zeigen, daß dieser Zusammenhang sowohl für das longitudinale als auch das transversale Auflösungsvermögen gilt [Ber92], [Ber71c].
Für HERA kann daraus die maximal mögliche Auflösung abgeschätzt werden.
Aus (3.11) folgt unter Berücksichtigung von (3.6) und (3.8):

$$Q^2_{max} = s \cdot 1 \cdot 1 = 4E_eE_p = 4 \cdot 27,5\text{GeV} \cdot 820\text{GeV} = 90.200\text{GeV}^2 \tag{3.16}$$

so daß

$$\Delta x_{min} = \Delta y_{min} = \Delta z_{min} \approx \frac{\hbar c}{\sqrt{Q^2_{max}}} = \frac{\hbar c}{\sqrt{s}} = \frac{0,19733\text{GeV} \cdot \text{fm}}{\sqrt{90.200}\text{GeV}} \approx 6,6 \cdot 10^{-4}\text{fm} \tag{3.17}$$

Auflösungsvermögen und Schwerpunktsenergie sind also über den Impulsübertrag Q^2 direkt miteinander verknüpft. Aus dieser Rechnung geht hervor, daß sich mit den kinematischen Verhältnissen bei HERA prinzipiell Strukturen in einer Größenordnung von $\mathcal{O}(10^{-18}m)$ auflösen lassen.
Abschließend sei darauf hingewiesen, daß die Auflösung *nicht* durch die Wellenlänge der verwendeten Materiewellen gegeben ist, für die nach de Broglie $\lambda = h/|\vec{p}|$ gilt, da hierbei die relativistische Längenkontraktion des untersuchten Objekts unberücksichtigt bleibt [Ber92], [Ber71c].

3.2 Die kinematische Ebene

Wie oben ausgeführt, ist die Kinematik der Lepton-Proton-Streuung durch zwei unabhängige Variablen vollständig festgelegt, für die oftmals die lorentzinvarianten Größen x und Q^2 verwendet werden. Der kinematische Phasenraum der Streureaktion ist dann gegeben durch die Menge

$$\mathcal{P} = \{(Q^2, x) : Q^2 = sxy; 0 \leq x \leq 1; 0 \leq y \leq 1\} \tag{3.18}$$

Er ist in Abbildung 3.5 für 1 GeV$^2 \leq Q^2 \leq$ 90.200 GeV^2 und $1 \cdot 10^{-5} \leq x \leq 1$ veranschaulicht.
$\mathcal{P}$ ist Teilmenge der *kinematischen Ebene*[4]

$$\mathcal{E} = \{(Q^2, x) : 0 \leq Q^2 \leq 90.200\text{GeV}^2; 0 \leq x \leq 1\} \tag{3.19}$$

Die Elemente von $\mathcal{P}$ liegen links oberhalb der Isolinie $y = 1$. Die Kurven für konstante Werte von y sind in dieser Darstellung Geraden, die parallel zur Kurve $y = 1$ sind. In Abbildung 3.5 sind die Kurven für konstante Energie des gestreuten Elektrons und in Abbildung 3.6 die Kurven für konstanten Winkel des gestreuten Elektrons eingezeichnet.

---

[4] Hier für die Verhältnisse bei HERA definiert.

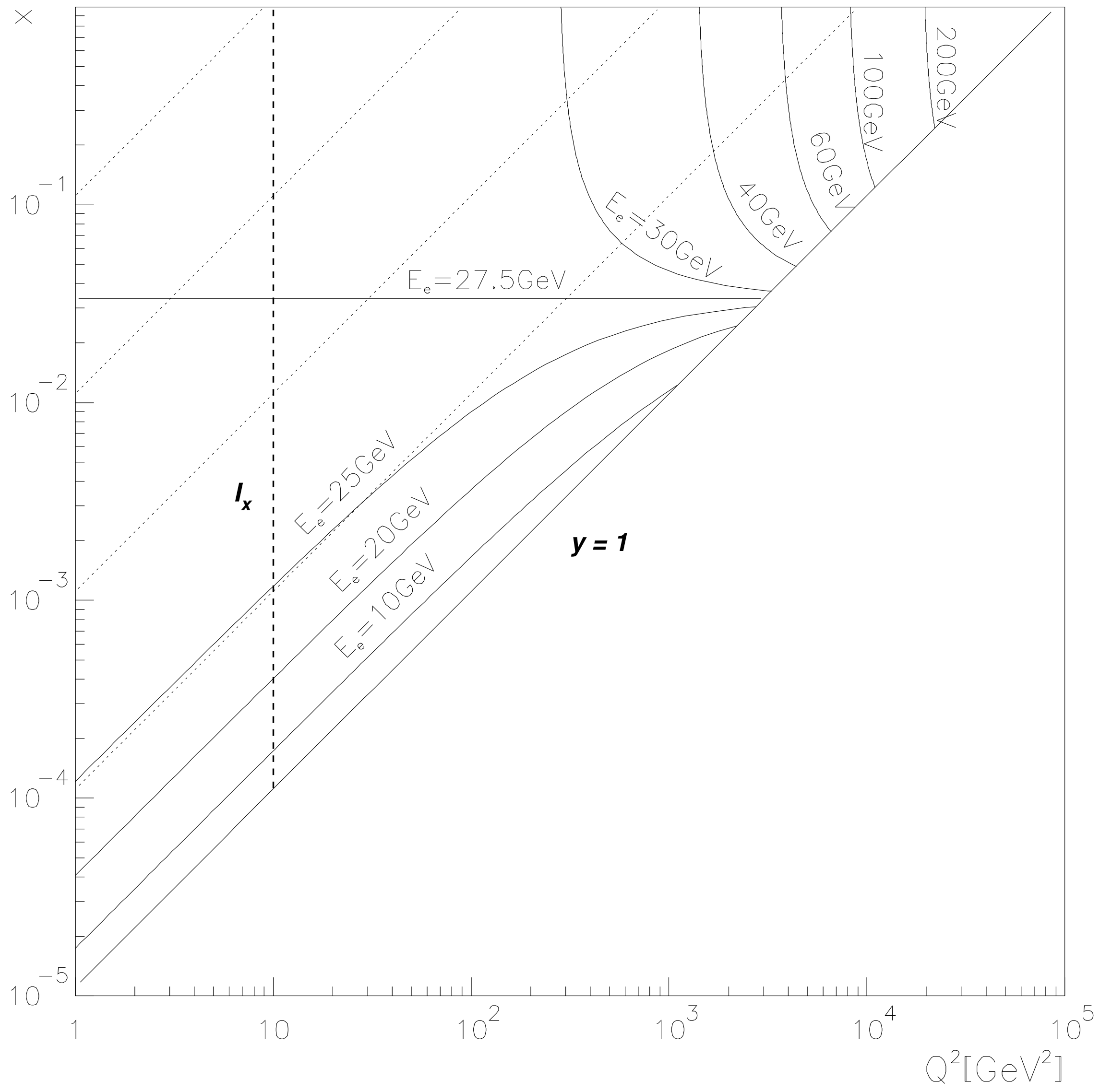


Abbildung 3.5: *Die kinematische Ebene. Eingetragen sind die Kurven für konstante Energie* E_e *des gestreuten Elektrons, sowie gestrichelt die Linien für konstantes* y*.*

Man erkennt, daß ein großer Teil des Phasenraums im schmalen Intervall [25 GeV; 30 GeV] für E'_e liegt. Für die Untersuchung von Ereignissen bei hohen Q^2 sind vor allem Ereignisse mit $E'_e > 30$ GeV und Streuwinkeln mit $\theta_e < 150°$ von Interesse.
In den nächsten Abschnitten wird Gebrauch davon gemacht, daß bei gegebenem Q^2 die Variable x nicht alle Werte aus $[0;1]$ annehmen kann. Wegen $x_{min} = Q^2/s$ stehen Ereignissen nur Elemente aus dem Intervall $I_x = [x_{min};1] \subseteq [0;1]$ zur Verfügung. I_x wird an späterer Stelle als Integrationsintervall benötigt. Als Beispiel ist für $Q^2 = 10$ GeV^2 das entsprechende Intervall in Abbildung 3.5 eingezeichnet.

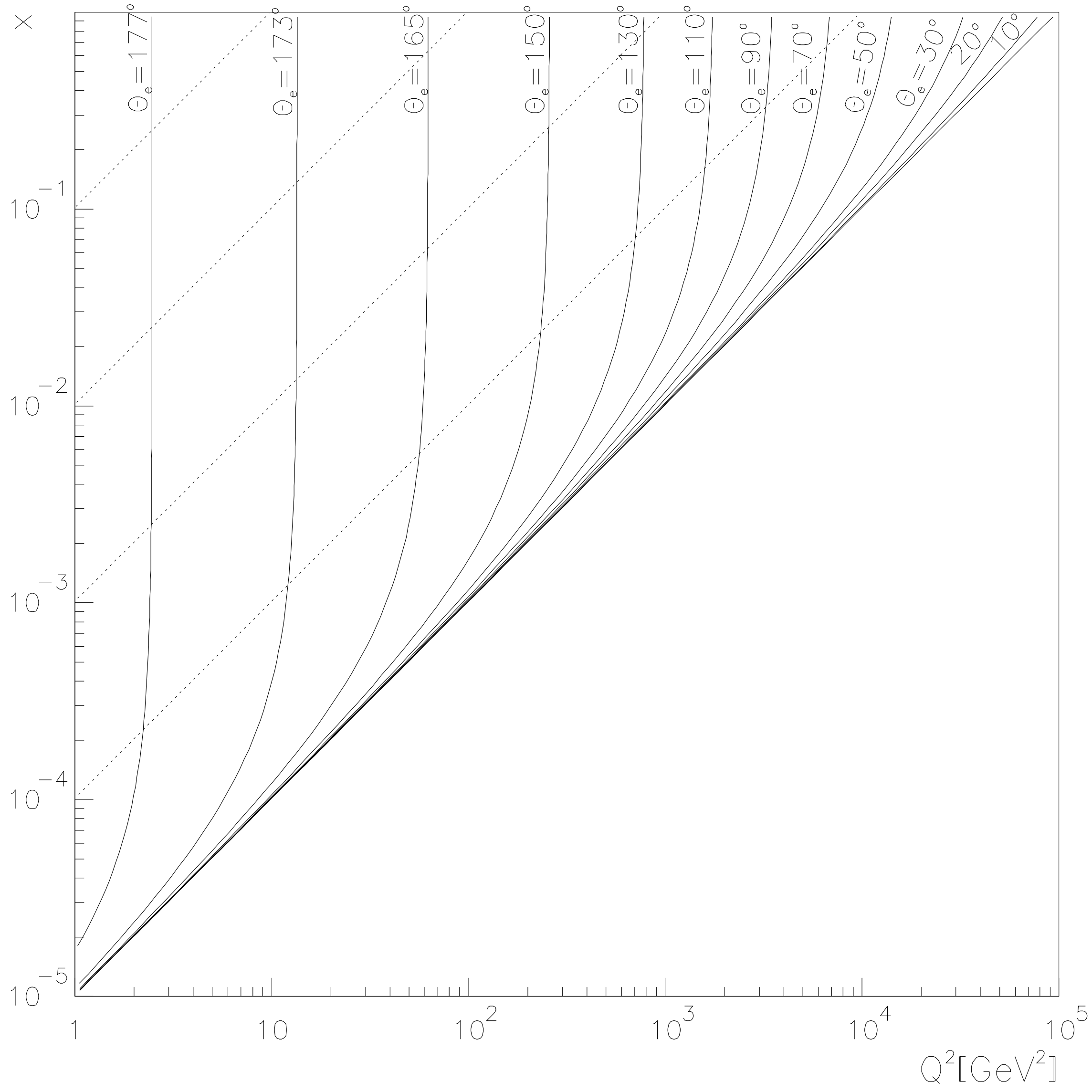


Abbildung 3.6: *Die kinematische Ebene. Eingetragen sind die Kurven für konstante Streuwinkel θ_e des Elektrons.*

3.3 Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Streuung von Elektronen an Protonen hängt von zwei unabhängigen Variablen der Streureaktion ab, für die meist x und Q^2 gewählt werden. Er setzt sich ganz allgemein aus einem Beitrag niedrigster Ordnung, dem Bornschen Wirkungsquerschnitt für die in den Feynmandiagrammen 3.3 - 3.4 dargestellten Prozesse, und einem Beitrag radiativer Korrekturen zusammen:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \left(\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}\right)_{Born} + \left(\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}\right)_{Rad} \tag{3.20}$$

Im nächsten Abschnitt wird der Bornsche Wirkungsquerschnitt für neutrale Ströme diskutiert, der dieser Analyse zugrundeliegt. Die radiativen Korrekturen werden in einem späteren Abschnitt kurz ausgeführt, während sie in der Analyse nach Möglichkeit durch geeignete Schnitte unterdrückt werden.

3.3.1 Der Bornsche Wirkungsquerschnitt

Im Rahmen der elektroschwachen Theorie lautet der nach Q^2 und x differenzierte Bornsche Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms[5]

- für Elektronen:

$$\left(\frac{d^2\sigma(e^-)}{dxdQ^2}\right)^{\lambda}_{Born} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2 xF_1^{\lambda}(x,Q^2) + (1-y)F_2^{\lambda}(x,Q^2) + \left(y - \frac{y^2}{2}\right)xF_3^{\lambda}(x,Q^2)\right] \tag{3.21}$$

- für Positronen:

$$\left(\frac{d^2\sigma(e^+)}{dxdQ^2}\right)^{\lambda}_{Born} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2 xF_1^{\lambda}(x,Q^2) + (1-y)F_2^{\lambda}(x,Q^2) - \left(y - \frac{y^2}{2}\right)xF_3^{\lambda}(x,Q^2)\right] \tag{3.22}$$

Dabei sind:

F_1, F_2 und F_3	die Protonstrukturfunktionen,
λ	der longitudinale Polarisierungsgrad des Elektronen- bzw. Positronenstrahls.

Im folgenden wird zunächst nur der Wirkungsquerschnitt für Elektronen betrachtet.
Im Quark-Parton-Modell hängen die Strukturfunktionen F_1 und F_2 über die **Callan-Gross-Relation** $2xF_1 = F_2$ zusammen, die für Teilchen mit halbzahligem Spin unter Vernachlässigung der Quarkmassen und Transversalimpulse gilt. Aufgrund von QCD-Effekten treten Abweichungen von der Callan-Gross-Relation auf, die in der longitudinalen Strukturfunktion $F_L = F_2 - 2xF_1$ berücksichtigt werden. Dieser Analyse wird das naive Quark-Parton-Modell zugrundegelegt, und es wird die Callan-Gross-Relation als gültig angenommen. Abweichungen von ihr treten bei kleinen x auf; sie werden in Abschnitt 3.3.3 neben einer kurzen Diskussion von F_L abgeschätzt. Es zeigt sich, daß sie lediglich wenige Prozente ausmachen.
Unter Annahme der Callan-Gross-Relation folgt für den Bornschen Wirkungsquerschnitt:

$$\left(\frac{d^2\sigma(e^-)}{dxdQ^2}\right)^{\lambda}_{Born} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}[(1+(1-y)^2)F_2^{\lambda}(x,Q^2) + (1-(1-y)^2)xF_3^{\lambda}(x,Q^2)] \tag{3.23}$$

Die **Strukturfunktionen F_2 und F_3** werden im Quark-Parton-Modell als Ausdrücke in den Partondichten dargestellt:

$$F_2^{\lambda}(x,Q^2) = \sum_f [xq_f(x,Q^2) + x\bar{q}_f(x,Q^2)]A_f^{\lambda}(Q^2) \tag{3.24}$$

$$xF_3^{\lambda}(x,Q^2) = \sum_f [xq_f(x,Q^2) - x\bar{q}_f(x,Q^2)]B_f^{\lambda}(Q^2) \tag{3.25}$$

Dabei erfolgt die Summation über alle Quarksorten, also $f \in \{u,d,s,b,c,t\}$. Im Ausdruck für F_2 treten sowohl Beiträge der Valenz- als auch der Seequarks auf, zu F_3 tragen nur die Valenzquarks bei, da in allen Parametrisierungen der Partondichten bisher $q_{\bar{f}} = \bar{q}_{\bar{f}}$ mit $\bar{f} \in \{s,b,c,t\}$

---

[5] Der Polarisierungsgrad λ ist im weiteren als Index, nicht als Exponent zu verstehen.

Teilchensorte	Elektrische Ladung	Axialvektorkopplung	Vektorkopplung
Elektron	-1	-0,5927	-0,044
Positron	+1	0,5927	0,044
d,s,b-Quarks	-1/3	0,5927	0,2268
u,c,t-Quarks	+2/3	-0,5927	-0,4098

Tabelle 3.1: *Kopplungskonstanten im System von Ingelman.*

angenommen wird [PDF94]. Die Partondichten werden jeweils mit den Kopplungstermen A_f^λ und B_f^λ gewichtet, für die gilt:

$$\begin{aligned} A_f^\lambda &= e_f^2 - 2e_f(v_e + \lambda a_e)v_f P_Z + (v_e^2 + a_e^2 - 2\lambda v_e a_e)(v_f^2 + a_f^2)P_Z^2 & (3.26) \\ B_f^\lambda &= -2e_f(a_e + \lambda v_e)a_f P_Z + 2(v_e a_e - \lambda(v_e^2 + a_e^2))(v_f a_f)P_Z^2 & (3.27) \end{aligned}$$

wobei P_Z der Z^0-Propagator und M_Z die Masse des Z^0-Bosons ist ($M_Z = 91,187$ GeV, [PDG95]). Im hier verwendeten System von Ingelman gilt [Ing87]:

$$P_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \tag{3.28}$$

Obwohl die Verwendung dieses Systems unüblich ist, bietet es den Vorteil, daß der Betrag des Propagators numerisch direkt mit 1 vergleichbar ist. Dies wird bei der Diskussion der Beiträge der einzelnen Wechselwirkungsmöglichkeiten zum Bornschen Wirkungsquerschnitt von Vorteil sein. Die stattdessen üblicherweise verwendete Notation findet sich z.B. bei Blümlein [Blu87]. Hier lautet der Propagator:

$$\kappa_Z = \frac{1}{sin^2 2\theta_W} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \tag{3.29}$$

Die dabei auftretenden Faktoren $1/sin2\theta_W$ werden im System von Ingelman den Kopplungskonstanten der Quarks (v_f und a_f) bzw. denen des Elektrons (v_e und a_e) zugeschlagen. Beide Systeme sind natürlich äquivalent, jedoch unterscheiden sich die Zahlenwerte der Kopplungskonstanten von Leptonen und Quarks um den Faktor $1/sin2\theta_W$. Der Winkel θ_W ist hierbei der Weinbergwinkel, der in beiden Systemen durch $sin^2\theta_W = 0,2315 \pm 0,0004$ festgelegt ist [PDG95]. Für die Kopplungskonstanten gilt im Ingelmanschen System:

$$\begin{aligned} a_i &= \frac{T_{3,i}}{sin2\theta_W} & (3.30) \\ v_i &= \frac{T_{3,i} - 2e_i sin^2\theta_W}{sin2\theta_W} & (3.31) \end{aligned}$$

wobei $i \in \{e^-, e^+, d, u, s, c, b, t\}$, $T_{3,i}$ die schwache Isospinkomponente und e_i die elektrische Ladung des i-ten Teilchens sind. Die Zahlenwerte der Kopplungskonstanten von Elektron, Positron und Quarks nach Ingelman sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Die Kopplungsterme A_f^λ und B_f^λ hängen vom Polarisierungsgrad λ des Elektronenstrahls vor der Streuung ab. Die Polarisierung eines einzelnen Elektrons mit dem Dreierimpuls $\vec{p}$ ist gegeben durch die Projektion seines Spins $\vec{s}$ auf seine Bewegungsrichtung, die durch den Dreierimpuls $\vec{p}$ festgelegt ist, gemäß:

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| \cdot |\vec{p}|} \tag{3.32}$$

Per Definition wird das Elektron für $h = -1$ *linkshändig* und für $h = +1$ *rechtshändig* genannt. Durch den Polarisierungsgrad λ wird das Verhältnis von links- zu rechtshändigen Leptonen bestimmt. Es gilt:

$$\lambda = \frac{(-1) \cdot n_{links} + 1 \cdot n_{rechts}}{n_{links} + n_{rechts}} \tag{3.33}$$

wobei n_{links}, n_{rechts} die Dichte der links- bzw. rechtshändigen Leptonen ist. Ein vollständig linkshändig polarisierter Elektronenstrahl wird also durch $\lambda = -1$, ein vollständig rechtshändig polarisierter durch $\lambda = +1$ und ein unpolarisierter durch $\lambda = 0$ beschrieben. Aus Gleichungen (3.26) und (3.27) folgt die lineare Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts mit Polarisierungsgrad λ von den Wirkungsquerschnitten für vollständig links- bzw. rechtspolarisierte Elektronenstrahlen. Es gilt:

$$\left(\frac{d^2\sigma(e^-)}{dxdQ^2}\right)^{\lambda}_{Born} = \frac{1}{2}\left[(1-\lambda)\left(\frac{d^2\sigma(e^-)}{dxdQ^2}\right)^{L}_{Born} + (1+\lambda)\left(\frac{d^2\sigma(e^-)}{dxdQ^2}\right)^{R}_{Born}\right] \tag{3.34}$$

Den Wirkungsquerschnitt für die Positronenstreuung an Protonen gewinnt man aus dem Wirkungsquerschnitt für Elektronenstreuung durch folgende Ersetzungen:

$$\begin{aligned} F_2^L(e^-) &= F_2^R(e^+) && (3.35)\\ F_2^R(e^-) &= F_2^L(e^+) && (3.36)\\ xF_3^L(e^-) &= -xF_3^R(e^+) && (3.37)\\ xF_3^R(e^-) &= -xF_3^L(e^+) && (3.38) \end{aligned}$$

Aus Gleichungen (3.30) und (3.31) folgt, daß sich die Kopplungskonstanten von Teilchen und ihren Antiteilchen um den Faktor (-1) unterscheiden. In den Gleichungen (3.35) - (3.38) ist diese Beziehung bereits berücksichtigt; in den Formeln für den Wirkungsquerschnitt werden Positronen folglich formal mit den Kopplungskonstanten des Elektrons behandelt.

3.3.2 Diskussion des Wirkungsquerschnitts

Wie der vorherige Abschnitt zeigte, setzt sich der Bornsche Wirkungsquerschnitt aus einer Reihe verschiedener Faktoren zusammen. Ihr Einfluß auf den Gesamtausdruck wird im folgenden diskutiert. Dabei sei an dieser Stelle bemerkt, daß für die vorliegende Analyse in erster Linie die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Q^2 entscheidend ist, da zum einen der Einfluß der schwachen Wechselwirkung durch den nur von Q^2 abhängenden Propagator $P_Z = Q^2/(Q^2 + M_Z^2)$ bestimmt wird, zum anderen die Auflösung kleiner Strukturen durch Q^2 festgelegt ist (s. Abschnitt 3.1.3).

Um ein möglichst umfassendes Verständnis zu gewinnen, werden für Elektronen und Positronen jeweils die Wirkungsquerschnitte für links-, rechts- und unpolarisierte Leptonenstrahlen betrachtet. Diese Varianten unterscheiden sich nur durch die Kopplungsterme A_f und B_f, die, wie oben dargelegt, in Abhängigkeit vom Polarisierungsgrad λ aus jeweils unterschiedlich kombinierten Kopplungskonstanten der betrachteten Teilchen zusammengesetzt sind (vgl. Gleichungen (3.26) und (3.27)). In der folgenden Diskussion soll gezeigt werden, daß hieraus ein deutlicher und für die verwendete Leptonensorte charakteristischer Einfluß auf die funktionale Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts folgt.

Für die weitere Diskussion werden die Kopplungsterme in mehrere Anteile zerlegt:

$$\begin{aligned} A_f &= A_f^{(1)} + A_f^{(2)}P_Z + A_f^{(3)}P_Z^2 && (3.39)\\ B_f &= B_f^{(1)} + B_f^{(2)}P_Z + B_f^{(3)}P_Z^2 && (3.40) \end{aligned}$$

Unter Verwendung der Kurzschreibweise

$$\begin{aligned} xQ_f^+(x,Q^2) &:= (xq_f(x,Q^2) + x\bar{q}_f(x,Q^2)) && (3.41)\\ xQ_f^-(x,Q^2) &:= (xq_f(x,Q^2) - x\bar{q}_f(x,Q^2)) && (3.42)\\ Y_+ &:= (1+(1-y))^2 && (3.43)\\ Y_- &:= (1-(1-y))^2 && (3.44) \end{aligned}$$

lautet der Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{Born} &= \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[Y_+ \cdot F_2(x,Q^2) + Y_- \cdot F_3(x,Q^2)\right] \\ &= \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[Y_+ \sum_f xQ_f^+(x,Q^2)\,(A_f^{(1)} + A_f^{(2)}P_Z + A_f^{(3)}P_Z^2)\right. \\ &\quad \left. + Y_- \sum_f xQ_f^-(x,Q^2)(B_f^{(1)} + B_f^{(2)}P_Z + B_f^{(3)}P_Z^2)\right] \qquad (3.45) \end{aligned}$$

wobei die Kopplungen die Abhängigkeit von der Leptonensorte und dem Polarisierungsgrad der Leptonenstrahlen enthalten. Zunächst werden die einzelnen Beiträge zu $d^2\sigma/dxdQ^2$ kurz besprochen:

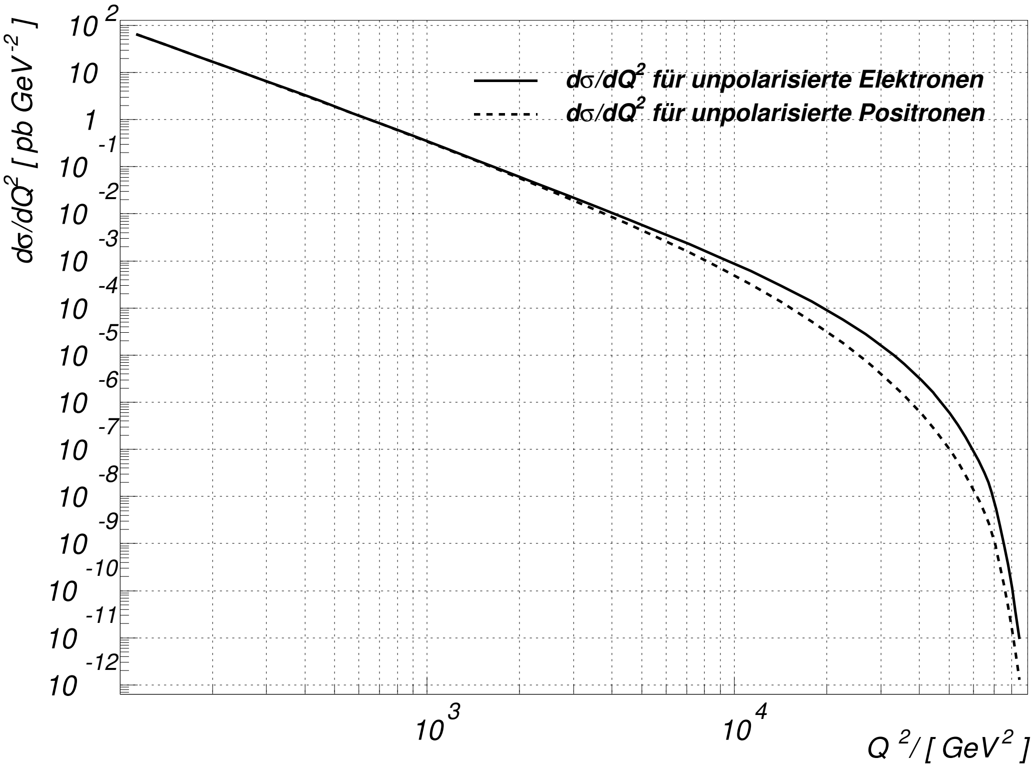


Abbildung 3.7: *Einfach differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ für Elektronen bzw. Positronen für 100 GeV^2 $\leq Q^2 \leq$ 90.200 GeV^2. Die Quarkdichtefunktionen wurden dabei in der Parametrisierung MRS H von Martin, Roberts und Stirling gewählt [PDF94].*

Vorfaktoren

- Unabhängig vom Polarisierungsgrad λ und der verwendeten Leptonensorte ist allen Varianten des Bornschen Wirkungsquerschnitt der **Vorfaktor** $\left(\frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\right)$ gemein. Er ist für den sehr starken Abfall des Wirkungsquerschnitts als Funktion von Q^2 verantwortlich, der in Abbildung 3.7 am Beispiel der Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Elektronen- bzw. Positronenstrahlen dargestellt ist; hierbei wurde über den in x zugänglichen Bereich integriert (vgl. Abschnitt 3.2), also $\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{Born}$ gegen Q^2 aufgetragen. Man beachte die logarithmische Darstellung, derzufolge der Wirkungsquerschnitt im bei HERA kinematisch zugänglichen Bereich oberhalb $Q^2 = 100$ GeV^2 um 14 Größenordnungen kleiner wird. Der starke Abfall spiegelt den Rutherfordschen Charakter des Wirkungsquerschnitts wider. Man beachte, daß sich bei sehr großen Q^2 die Wirkungsquerschnitte für Elektronen und Positronen anzunähern scheinen. Dies ist aber nur ein Effekt der doppellogarithmischen Auftragung dieser beiden Größen. Tatsächlich wird der *relative* Unterschied zwischen den beiden Wirkungsquerschnitten immer ausgeprägter, wie Abbildung 3.16 auf Seite 34 zeigt. Außerdem sei darauf hingewiesen, daß der Abfall in doppellogarithmischer Darstellung oberhalb von $Q^2 \approx 20.000$ GeV^2 in zunehmendem Maße deutlich von einer Geraden abweicht . Den linearen Verlauf würde man erwarten, wenn der Wirkungsquerschnitt nur die Q^{-4}-Abhängigkeit des Vorfaktors besäße. Der Einfluß der weiteren Faktoren des Wirkungsquerschnitts bzw. ihre Abhängigkeit vom Impulsübertrag ist Grund für die Abweichung.

- Für die **kinematischen Faktoren Y_+ und Y_-** gelten wegen (3.8) die Beziehungen:

$$Y_- < Y_+ \tag{3.46}$$

$$\lim_{y\to 1} Y_+ = \lim_{y\to 1} Y_- = 1 \tag{3.47}$$

  Daraus folgt, daß F_2 mit einem größeren kinematischen Vorfaktor zum Wirkungsquerschnitt beiträgt als F_3. Nur für große y werden die Vorfaktoren von F_2 und F_3 ungefähr gleich.

- Die oben eingeführten Funktionen Q_f^+ und Q_f^- hängen von den Quarkdichten $q_f(x,Q^2)$ und $\bar{q}_f(x,Q^2)$ ab. Im Quark-Parton-Modell, in dem das Proton aus drei nicht miteinander wechselwirkenden Valenzquarks aufgebaut ist, kann die Q^2-Abhängigkeit der Quarkdichten nicht verstanden werden. Sie wird erst im Rahmen der Quantenchromodynamik erklärbar, die die Wechselwirkung der Quarks berücksichtigt und durch den Austausch von Gluonen beschreibt. Hieraus folgt die Q^2-Abhängigkeit der Quarkdichten, die sich wegen (3.24) und (3.25) auf die Strukturfunktionen F_2 und F_3 niederschlägt und dort zur *Skalenbrechung* führt [Pov93]. Zur Beschreibung dieses Sachverhaltes wurde ein störungstheoretisches Näherungsverfahren von Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi (DGLAP) ausgearbeitet, mit dessen Hilfe sich die Abhängigkeit der Quark- und der Gluondichten von Q^2 beschreiben läßt [Alt77]. In dieser Arbeit wurden Parametrisierungen von Glück, Reya und Vogt (GRV) sowie von Martin, Roberts und Stirling (MRS) verwendet.

  Das Q^2-Verhalten der Quarkdichten und ihr Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt werden in Abschnitt 3.5 verwendet und dort diskutiert. An dieser Stelle sei bereits bemerkt, daß aus $q_f(x,Q^2), \bar{q}_f(x,Q^2) > 0$ sofort folgt:

$$Q_f^- < Q_f^+ \tag{3.48}$$

Wirkungsquerschnitt für	Symbol	$A_f^{(1)}$ $B_f^{(1)}$	$A_f^{(2)}$ $B_f^{(2)}$	$A_f^{(3)}$ $B_f^{(3)}$
linkspolarisierte Elektronen	$\left(\frac{d^2\sigma(e^-)}{dxdQ^2}\right)^L$	e_f^2	$-2e_f(v_e+a_e)v_f$	$+(v_e+a_e)^2(v_f^2+a_f^2)$
		0	$-2e_f(v_e+a_e)a_f$	$+2(v_e+a_e)^2 v_f a_f$
rechtspolarisierte Elektronen	$\left(\frac{d^2\sigma(e^-)}{dxdQ^2}\right)^R$	e_f^2	$-2e_f(v_e-a_e)v_f$	$+(v_e-a_e)^2(v_f^2+a_f^2)$
		0	$2e_f(v_e-a_e)a_f$	$-2(v_e-a_e)^2 v_f a_f$
unpolarisierte Elektronen	$\left(\frac{d^2\sigma(e^-)}{dxdQ^2}\right)$	e_f^2	$-2e_f v_e v_f$	$+(v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)$
		0	$-2e_f a_e a_f$	$+4v_e a_e v_f a_f$
linkspolarisierte Positronen	$\left(\frac{d^2\sigma(e^+)}{dxdQ^2}\right)^L$	e_f^2	$-2e_f(v_e-a_e)v_f$	$+(v_e-a_e)^2(v_f^2+a_f^2)$
		0	$-2e_f(v_e-a_e)a_f$	$+2(v_e-a_e)^2 v_f a_f$
rechtspolarisierte Positronen	$\left(\frac{d^2\sigma(e^+)}{dxdQ^2}\right)^R$	e_f^2	$-2e_f(v_e+a_e)v_f$	$+(v_e+a_e)^2(v_f^2+a_f^2)$
		0	$2e_f(v_e+a_e)a_f$	$-2(v_e+a_e)^2 v_f a_f$
unpolarisierte Positronen	$\left(\frac{d^2\sigma(e^+)}{dxdQ^2}\right)$	e_f^2	$-2e_f v_e v_f$	$+(v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)$
		0	$2e_f a_e a_f$	$-4v_e a_e v_f a_f$

Tabelle 3.2: *Kopplungsterme A_f und B_f für verschiedene Polarisierungen des Leptonenstrahls.*

Also liefern auch die Quarkdichtefunktionen größere Beiträge zu F_2 als zu F_3.

Das bedeutet, daß die Kopplungen in Term (3.24) für F_2 mit größeren Quarkdichte-Vorfaktoren gewichtet werden als die entsprechenden Kopplungen im Term (3.25) für F_3.

Insgesamt wird F_2 durch die Vorfaktoren somit stärker gewichtet als F_3.

Kopplungen

In Tabelle 3.2 sind neben der Bezeichnung der Varianten des Bornschen Wirkungsquerschnitts die algebraischen Ausdrücke für die Kopplungsterme $A_f^{(i)}$ und $B_f^{(i)}$, $i \in \{1,2,3\}$, zusammengefaßt. Diese Terme können mit den verschiedenen Wechselwirkungsmöglichkeiten bei der Elektron-Proton-Streuung identifiziert werden.

- In $A_f^{(1)}$ geht nur die elektrische Ladung der Quarks ein. Dieser Term steht für die **rein elektromagnetische Wechselwirkung** zwischen Elektron und dem entsprechenden Quark unter Austausch eines Photons. Da die Koeffizienten $B_f^{(1)} \equiv 0$ sind, liefert F_3 keinen Beitrag zur rein elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen Lepton und Quarks.

  Man kann den Anteil des γ-Austausches am Bornschen Wirkungsquerschnitt als **rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt** definieren. Er lautet ($A_f^{(1)} \equiv e_f^2$):

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{EM} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}Y_+ \sum_f xQ_f^+(x,Q^2)e_f^2 \tag{3.49}$$

Wirkungsquerschnitt für	$A_u^{(1)}$ $B_u^{(1)}$	$A_u^{(2)}$ $B_u^{(2)}$	$A_u^{(3)}$ $B_u^{(3)}$	$A_d^{(1)}$ $B_d^{(1)}$	$A_d^{(2)}$ $B_d^{(2)}$	$A_d^{(3)}$ $B_d^{(3)}$
linkspolarisierte Elektronen	4/9	$0,19254$	$0,16326$	1/9	$0,17395$	$0,21049$
	0	$0,50316$	$0,10899$	0	$0,25158$	$0,19693$
rechtspolarisierte Elektronen	4/9	$-0,16593$	$0,12125$	1/9	$-0,14990$	$0,15633$
	0	$0,43362$	$-0,08094$	0	$0,21681$	$0,14625$
unpolarisierte Elektronen	4/9	$0,01331$	$0,14226$	1/9	$0,01202$	$0,18341$
	0	$0,46839$	$0,01402$	0	$0,23420$	$0,02534$
linkspolarisierte Positronen	4/9	$-0,16593$	$0,12125$	1/9	$-0,14990$	$0,15633$
	0	$-0,43362$	$0,08094$	0	$-0,21681$	$0,14625$
rechtspolarisierte Positronen	4/9	$0,19254$	$0,16326$	1/9	$0,17395$	$0,21049$
	0	$-0,50316$	$-0,10899$	0	$-0,25158$	$-0,19693$
unpolarisierte Positronen	4/9	$0,01331$	$0,14226$	1/9	$0,01202$	$0,18341$
	0	$-0,46839$	$-0,01402$	0	$-0,23420$	$-0,02534$

Tabelle 3.3: *Zahlenwerte der Kopplungen für u-,c-,t- und b-,s-,d-Quarks.*

und ist mit dem Bornschen Wirkungsquerschnitt des Standardmodells über den formalen Grenzprozeß

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{EM} = \lim_{M_Z\to\infty}\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{Born} \tag{3.50}$$

verknüpft, da die weiteren Kopplungsterme im Bornschen Wirkungsquerschnitt den Propagator $P_Z = Q^2/(Q^2+M_Z^2)$ als Faktor enthalten. Dieser geht in obigem Grenzübergang gegen Null, womit die entsprechenden Beiträge zum Wirkungsquerschnitt unterdrückt werden.

Der rein elektromagnetische Wirkungsquerschnitt wird im folgenden als Bezugsgröße herangezogen, um ein Vergleichsmaß für den Einfluß der schwachen Wechselwirkung zu erhalten. Auch werden später die experimentellen Daten mit ihm verglichen, um nach Evidenzen der schwachen Wechselwirkung in neutralen Strömen bei der Lepton-Proton-Streuung zu suchen. Dies wird in Kapitel 6 an entsprechender Stelle diskutiert.

- $A_f^{(3)}$ und $B_f^{(3)}$ enthalten nur Vektor- und Axialvektorkopplungen der Stoßpartner; diese Ausdrücke können mit der **rein schwachen Wechselwirkung** und damit dem Austausch eines Z^0 identifiziert werden.

- $A_f^{(2)}$ und $B_f^{(2)}$ sind die Koeffizienten des im Propagator P_Z linearen Beitrags zum Wirkungsquerschnitt. In sie geht neben Vektor- und Axialvektorkopplungen des Leptons sowohl die elektrische Ladung des an der Streureaktion beteiligten Quarks als auch seine Vektor- bzw. Axialvektorkopplung ein, so daß dieser Anteil als **Interferenzbeitrag** der elektroschwachen Wechselwirkung zum Gesamtwirkungsquerschnitt interpretiert wird.

Bezüglich ihrer Kopplungskonstanten können die Quarks in zwei Gruppen eingeteilt werden. Eine Gruppe besteht aus u-, c- und t-Quarks, kurz *u-Gruppe*, die andere aus d-, s- und b-Quarks, kurz *d-Gruppe*. Zwei Quarks besitzen genau dann dieselben Kopplungsterme, wenn sie Mitglieder derselben Gruppe sind, vgl. Tabelle 3.1 und Gleichungen (3.30), (3.31).

Wirkungsquerschnitt für	$A_u^{(1)}/A_u^{(1)}$ $B_u^{(1)}/A_u^{(1)}$	$A_u^{(2)}/A_u^{(1)}$ $B_u^{(2)}/A_u^{(1)}$	$A_u^{(3)}/A_u^{(1)}$ $B_u^{(3)}/A_u^{(1)}$	$A_d^{(1)}/A_d^{(1)}$ $B_d^{(1)}/A_d^{(1)}$	$A_d^{(2)}/A_d^{(1)}$ $B_d^{(2)}/A_d^{(1)}$	$A_d^{(3)}/A_d^{(1)}$ $B_d^{(3)}/A_d^{(1)}$
linkspolarisierte Elektronen	1	0,43215	0,36734	1	1,56555	1,89441
	0	1,13211	0,04844	0	2,26422	1,77237
rechtspolarisierte Elektronen	1	−0,37334	0,27281	1	−1,3491	1,4070
	0	0,43362	−0,08094	0	0,21681	0,14625
unpolarisierte Elektronen	1	0,02995	0,32009	1	0,10818	1,65069
	0	1,05388	0,03155	0	2,10780	0,22806
linkspolarisierte Positronen	1	−0,37334	0,27281	1	−1,34910	1,40697
	0	−0,97565	0,18212	0	−1,95129	1,46250
rechtspolarisierte Positronen	1	0,43322	0,36734	1	1,56555	1,89441
	0	−1,13211	−0,24523	0	−2,26422	−1,77237
unpolarisierte Positronen	1	0,02995	0,32009	1	0,10818	1,65069
	0	−1,05388	−0,03155	0	−2,10780	−0,22806

Tabelle 3.4: *Zahlenwerte der Kopplungen für u-,c-,t- und b-,s-,d-Quarks relativ zur elektrischen Kopplung.*

Es bietet sich daher an, für $A_f^{(i)}$ und $B_f^{(i)}$ jeweils zwei Kopplungen, $A_u^{(i)}$ und $A_d^{(i)}$ bzw. $B_u^{(i)}$ und $B_d^{(i)}$, zu definieren. Dies erlaubt, die Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerchnitt sowohl in Abhängigkeit des ausgetauschten Bosons (γ, Z^0 oder Interferenz) als auch des am Streuprozess beteiligten Quarks auszudrücken.
Für den Ausdruck des Wirkungsquerschnitts gilt dann:

$$\begin{aligned}\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{Born} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\Bigg[Y_+ & \Bigg(\sum_{f\in\{u,c,t\}} xQ_f^+(x,Q^2)(A_u^{(1)}+A_u^{(2)}P_Z+A_u^{(3)}P_Z^2) \\ & + \sum_{f\in\{d,s,b\}} xQ_f^+(x,Q^2)(A_d^{(1)}+A_d^{(2)}P_Z+A_d^{(3)}P_Z^2)\Bigg) \\ +Y_- & \Bigg(\sum_{f\in\{u,c,t\}} xQ_f^-(x,Q^2)(B_u^{(1)}+B_u^{(2)}P_Z+B_u^{(3)}P_Z^2) \\ & + \sum_{f\in\{d,s,b\}} xQ_f^-(x,Q^2)(B_d^{(1)}+B_d^{(2)}P_Z+B_d^{(3)}P_Z^2)\Bigg)\Bigg] \qquad (3.51)\end{aligned}$$

Tabelle 3.3 gibt die Zahlenwerte der so definierten Kopplungsterme $A_u^{(i)}$, $A_d^{(i)}$, $B_u^{(i)}$ und $B_d^{(i)}$ wieder, Tabelle 3.4 stellt dieselben Kopplungen relativ zur elektrischen Kopplungskonstante $A_u^{(1)} = e_u^2 = 4/9$ bzw. $A_d^{(1)} = e_d^2 = 1/9$ zur Verfügung.

Beiträge zum Wirkungsquerschnitt für Elektronenstrahlen
Im folgenden werden die elektroschwachen Beiträge zu den Bornschen Wirkungsquerschnitten für die in den Tabellen aufgeführten Polarisierungsgrade dargestellt.

- **Unpolarisierte Elektronenstrahlen**
  Für unpolarisierte Elektronenstrahlen sind alle Ausdrücke in Tabelle 3.4 positiv, d.h. der Wirkungsquerschnitt wird durch jede der Kopplungen vergrößert.

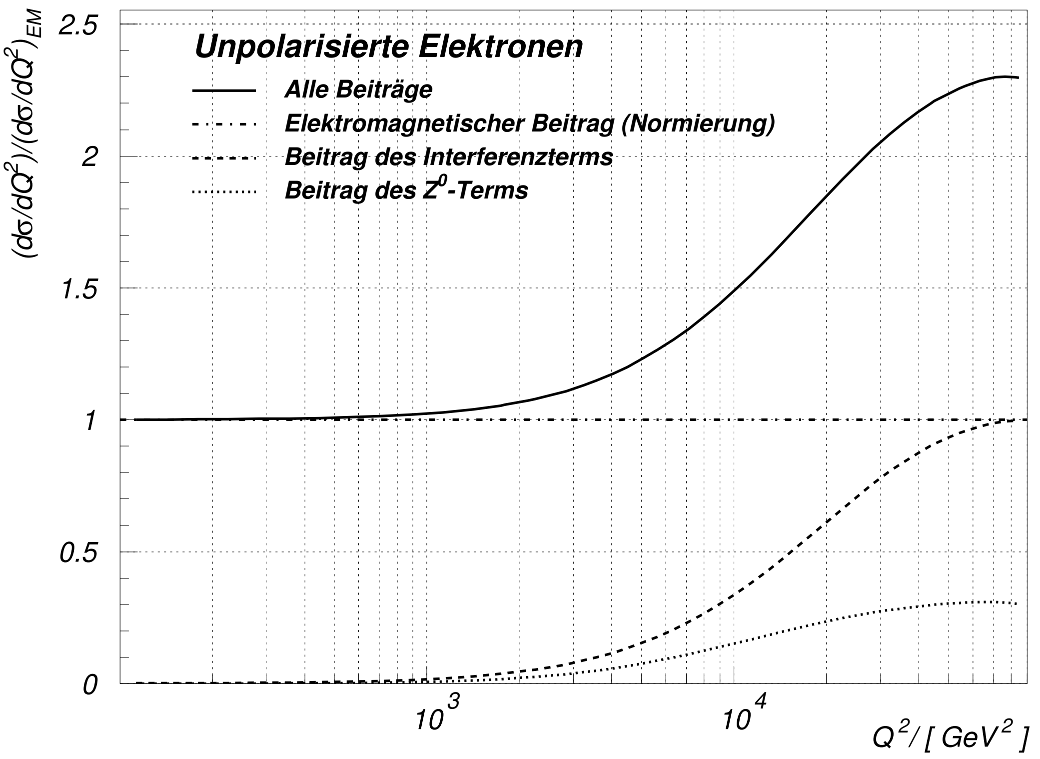


Abbildung 3.8: *Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt relativ zum rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronenstrahlen. Die verwendeten Quarkdichten stammen aus der Parametrisierung MRS H.*

Dies wird in Abbildung 3.8 deutlich, die die verschiedenen Anteile am Wirkungsquerschnitt relativ zum auf 1 normierten rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt $\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{EM}$ zeigt. Man erkennt, daß die schwache Wechselwirkung erst ab einem quadrierten Impulsübertrag von ca. 1.000 GeV^2 bemerkbar wird. Bei $Q^2 = 10.000$ GeV^2 macht der schwache Wirkungsquerschnitt ca. 50% des rein elektromagnetischen aus, bei $Q^2 = 30.000$ GeV^2 sind beide ungefähr gleich groß und an der kinematischen Grenze $s = 90.200$ GeV^2 ist der schwache Anteil etwa 30 % größer als der elektromagnetische. Der Bornsche Wirkungsquerschnitt wächst also insgesamt auf das ca. 2,3-fache des rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitts an. Dies ist verständlich, da bei hohen Q^2 im Bereich von $M_Z^2 = (91,187)^2$ GeV^2 der Propagator P_Z den schwachen Beitrag zur Wechselwirkung nicht mehr zu unterdrücken vermag.

Der schwache Beitrag besteht hauptsächlich aus dem Interferenzterm, der an der kinematischen Grenze ungefähr gleich dem elektromagnetischen Beitrag ist. Der reine Z^0-Austausch trägt nur mit maximal ca. 30% zum Bornschen Wirkungsquerschnitt bei.

Dieser Zusammenhang steht im Widerspruch zu bisherigen Veröffentlichungen, bei denen angenommen wird, daß der reine Z^0-Austausch bei sehr großen Q^2 den wesentlichen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert und sogar den rein elektromagnetischen Anteil übertrifft (vgl. [Ing87],[Lev95]). In Abschnitt 3.5 wird anhand einer Abschätzung für den Fall eines unpolarisierten Elektronenstrahls gezeigt, daß dies nicht der Fall sein kann. Damit werden die in Abbildung 3.8 dargestellten Ergebnisse gestützt.

- **Linkspolarisierte Elektronenstrahlen**
  Für vollständig linkspolarisierte Elektronenstrahlen erkennt man in Abbildung 3.9 prinzipiell das gleiche Verhalten wie in Abbildung 3.8, der Anteil des Interferenzterms ist hier jedoch noch größer: Er erreicht ungefähr das 1,4-fache des rein elektromagnetischen Beitrags zum Wirkungsquerschnitt. Auch der reine Z^0-Austausch liefert einen größeren Beitrag, so daß der Bornsche Wirkungsquerschnitt in etwa dreimal so groß wie der elektromagnetische Wirkungsquerschnitt wird. Aufgrund der linearen Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Polarisierungsgrad λ tritt der schwache Beitrag im Fall der linkspolarisierten Elektronen am deutlichsten in Erscheinung.

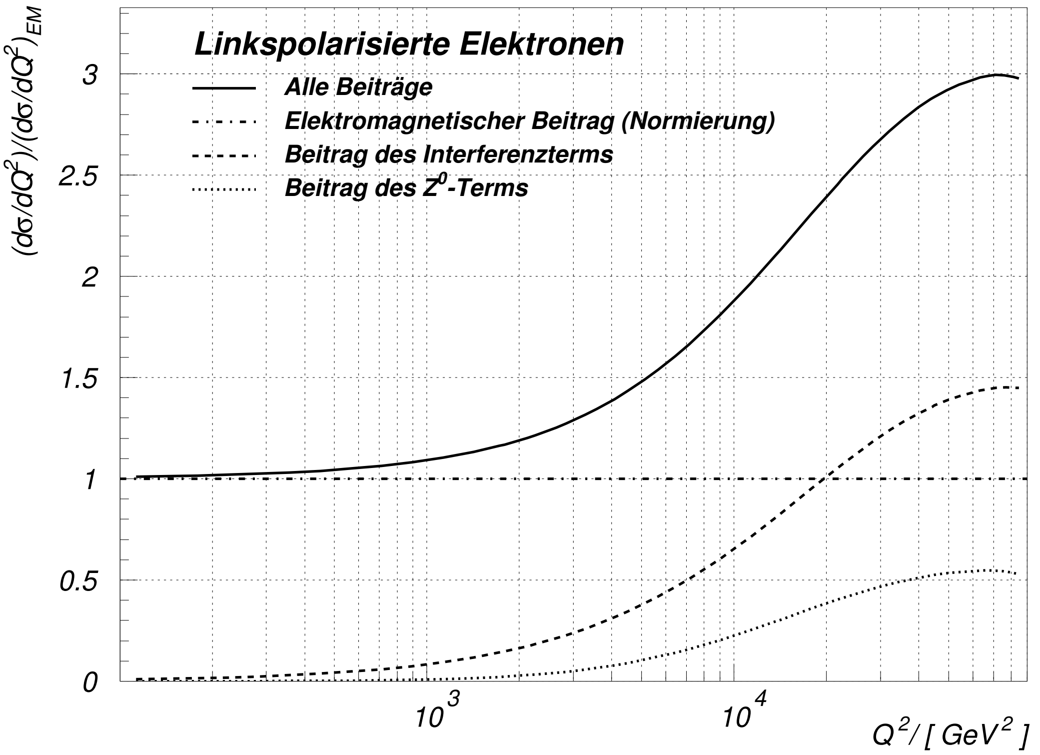


Abbildung 3.9: *Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt relativ zum rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für linkspolarisierte Elektronenstrahlen. Die verwendeten Quarkdichten stammen aus der Parametrisierung MRS H.*

- **Rechtspolarisierte Elektronenstrahlen**
  Den geringsten Einfluß übt der Polarisierungsgrad λ bei vollständig rechtspolarisierten Elektronen aus. Der Interferenzterm trägt in diesem Fall bis $Q^2 \approx 10.000$ GeV^2 ein negatives Vorzeichen, wie in Abbildung 3.10 erkennbar. Der Bornsche Wirkungsquerschnitt ist dadurch in einem weiten Q^2-Bereich kleiner als der rein elektromagnetische und liegt auch beim maximalen $Q^2 = 90.200$ GeV^2 nur etwa 60% über letzterem. Der Beitrag der schwachen Wechselwirkung wird hier also durch den der elektromagnetischen dominiert.

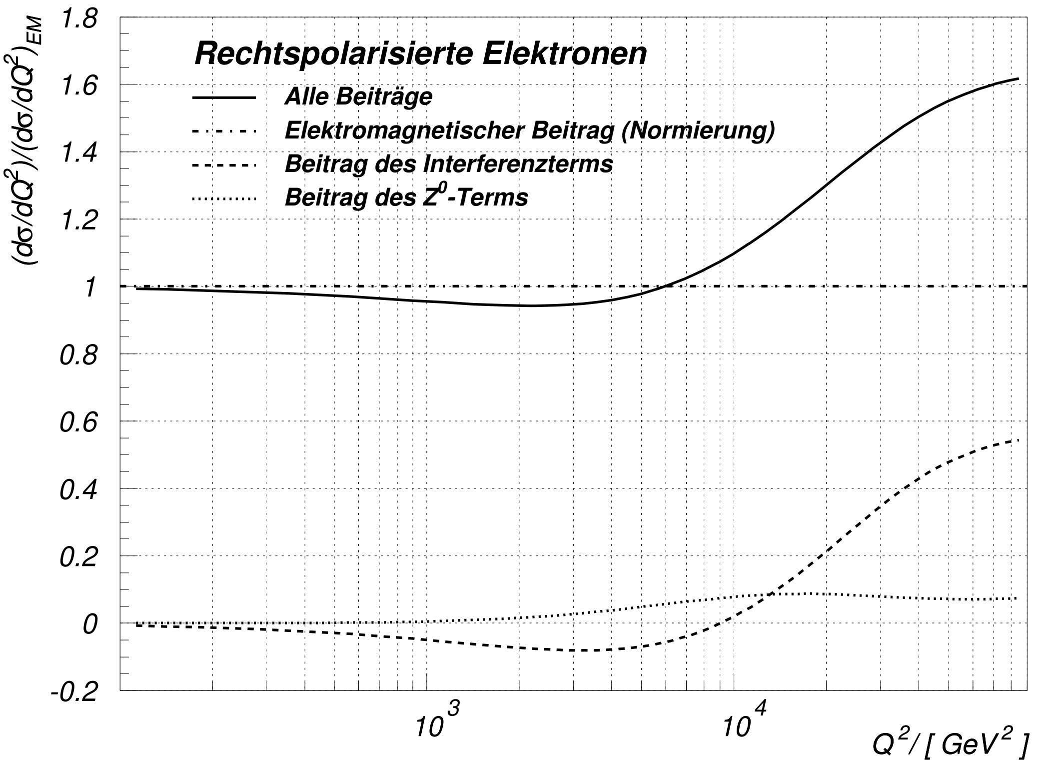


Abbildung 3.10: *Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt relativ zum rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für rechtspolarisierte Elektronenstrahlen. Die verwendeten Quarkdichten stammen aus der Parametrisierung MRS H.*

Bei der bisherigen integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} \approx 0.54\,\mathrm{pb}^{-1}$ für Elektronen bei H1 konnten bisher nur Ereignisse mit Q^2-Werten $< 15.850\,\mathrm{GeV}^2$ identifiziert werden, s.

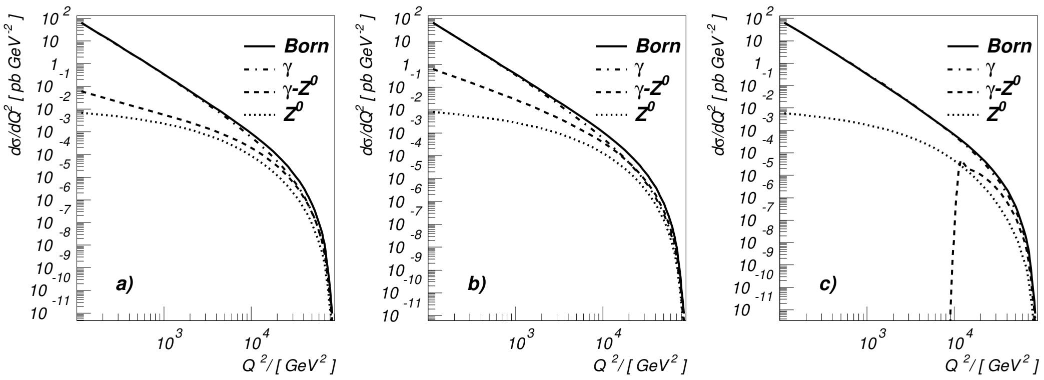


Abbildung 3.11: *Bornscher Wirkungsquerschnitt und seine Beiträge in absoluter Darstellung für a) unpolarisierte, b) vollständig linkspolarisierte und c) vollständig rechtspolarisierte Elektronenstrahlen. Die verwendeten Quarkdichten stammen aus der Parametrisierung MRS H.*

[H1C95]. In Kapitel 6 wird gezeigt, daß der Nachweis der schwachen Wechselwirkung in neutralen Strömen in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung noch nicht gesichert ist. Durch Verwendung linkspolarisierter Elektronenstrahlen würde dieser Nachweis deutlich erleichtert, wie der Vergleich der Abbildungen 3.9 und 3.10 verdeutlicht; der Einfluß der schwachen Wechselwirkung sollte hier schon bei einem Q^2 von wenigen tausend GeV^2 erkennbar sein.

Im Überblick zeigt Abbildung 3.11 die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dQ^2} = \int_{x_{min}}^{1} \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} dx$ und ihre Beiträge in absoluter Darstellung für jeden der drei betrachteten Polarisationsgrade. Man beachte den starken Abfall und das Verhalten der schwachen Beiträge, die sich bei hohen Q^2 dem starken Abfall des elektromagnetischen Wirkungsquerschnitts „anzupassen“ scheinen. Der scheinbar starke Anstieg des Interferenzterms bei $Q^2 \approx 10.000$ GeV^2 in Diagramm c) ist auf den Vorzeichenwechsel dieses Ausdrucks zurückzuführen, der bei logarithmischer Auftragung nicht darstellbar ist.

- **Unpolarisierte Positronenstrahlen**

Betrachtet man die Kopplungen eines **unpolarisierten Positronenstrahls** in Tabelle 3.4, so stellt man fest, daß die Kopplungen $B_u^{(2)}$ und $B_d^{(2)}$ des Interferenzterms ein negatives Vorzeichen tragen. Wie man Abbildung 3.12 entnehmen kann, ist der Einfluß

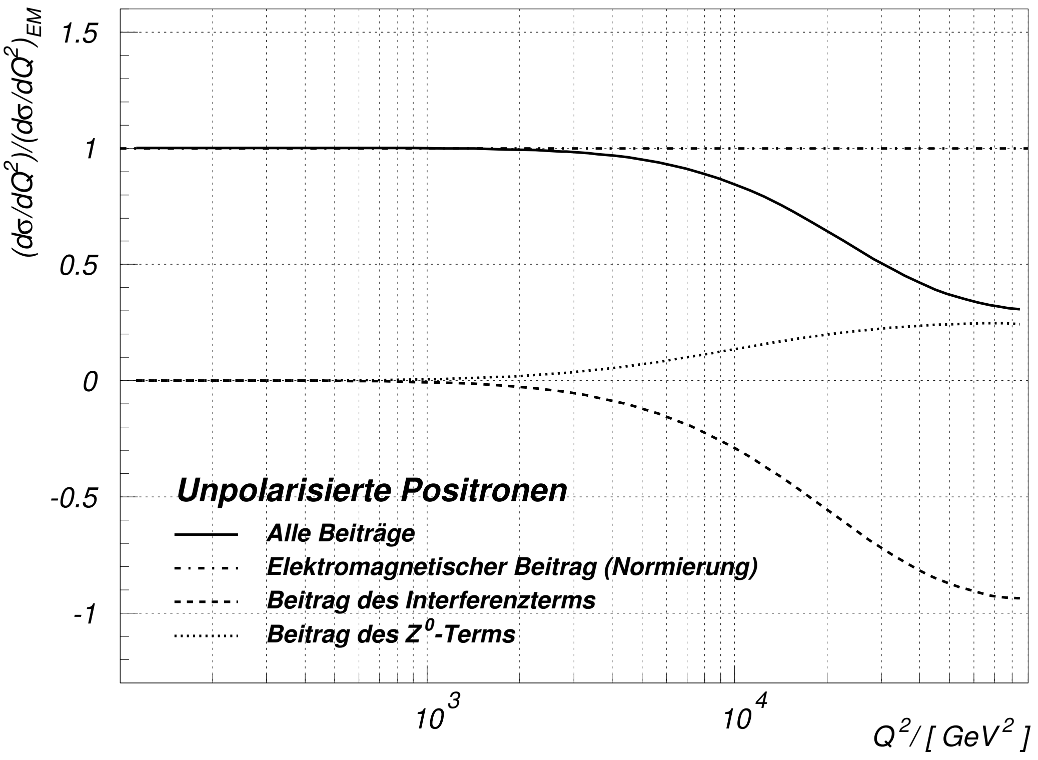


Abbildung 3.12: *Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt relativ zum rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Positronenstrahlen. Die verwendeten Quarkdichten stammen aus der Parametrisierung MRS H.*

dieser Beiträge sogar so groß, daß der Bornsche Wirkungsquerschnitt im Bereich $Q^2 > 10^3$ GeV^2 *kleiner* als sein rein elektromagnetischer Beitrag wird und an der kinematischen Grenze nur noch ungefähr ein Drittel von diesem ausmacht. Betragsmäßig wird der rein elektromagnetische Wirkungsquerschnitt dabei fast vom Beitrag des Interferenzterms erreicht; ohne den reinen Z^0-Term ergäbe sich fast völlige Auslöschung.

Durch den negativen Interferenzterm tritt der quantenmechanische Charakter der Streuung deutlich in Erscheinung.

- **Linkspolarisierte Positronenstrahlen**
  Noch ausgeprägter ist dieser Effekt in den Rechnungen für einen **linkspolarisierten Positronenstrahl** zu erkennen, dessen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt in Abbildung 3.13 dargestellt sind. Hier macht sich die destruktive Interferenz bereits bei kleineren Q^2 bemerkbar und zwingt den Bornschen Wirkungsquerschnitt auf ca. 20% des rein elektromagnetischen Beitrags. Betragsmäßig ist der Interferenzterm ab $Q^2 \approx$ 30.000 GeV^2 sogar größer als der rein elektromagnetische Wirkungsquerschnitt, was aber durch den Beitrag des reinen Z^0-Austauschs ausgeglichen wird.

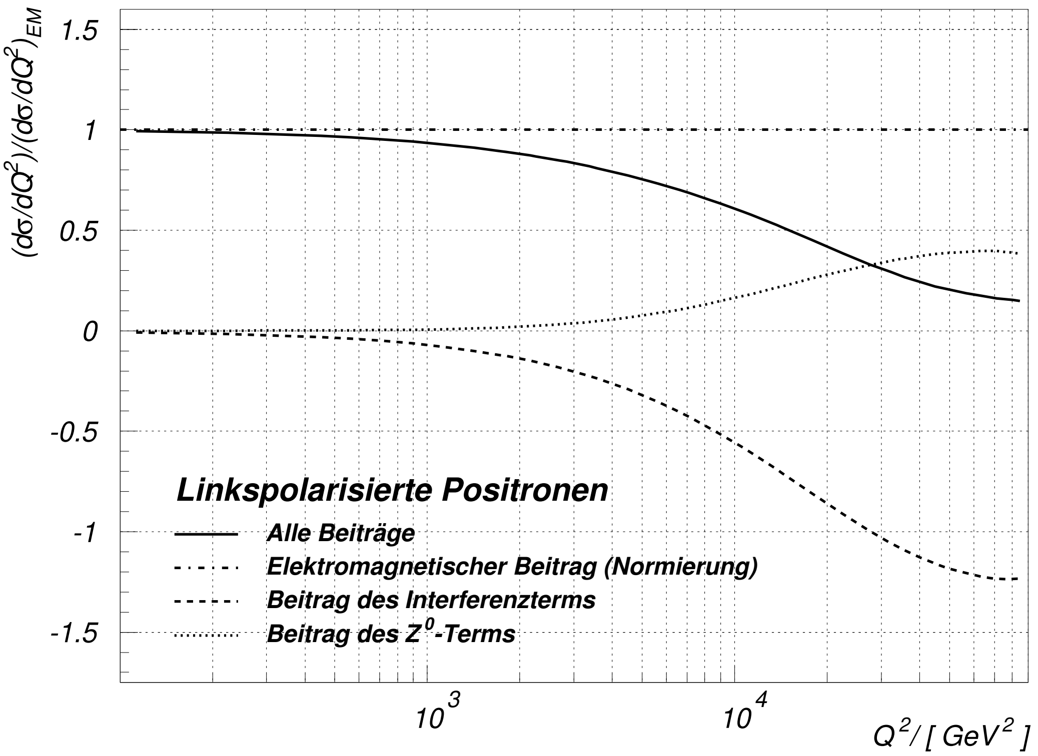


Abbildung 3.13: *Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt relativ zum rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für linkspolarisierte Positronenstrahlen. Die verwendeten Quarkdichten stammen aus der Parametrisierung MRS H.*

- **Rechtspolarisierte Positronenstrahlen**
  Interessant sind die in Abbildung 3.14 dargestellten Verhältnisse auch bei einem rechtspolarisierten Positronenstrahl. Hier wechselt der Interferenzterm bei $Q^2 \approx 10^4$ GeV^2

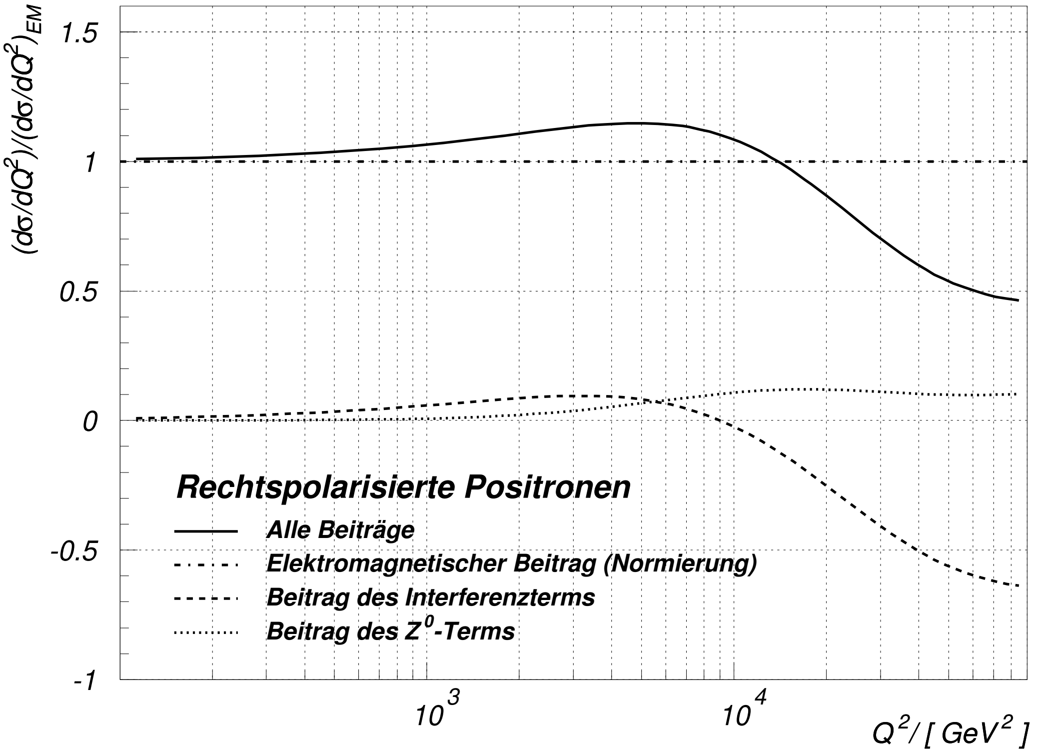


Abbildung 3.14: *Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt relativ zum rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für rechtspolarisierte Positronenstrahlen. Die verwendeten Quarkdichten stammen aus der Parametrisierung MRS H.*

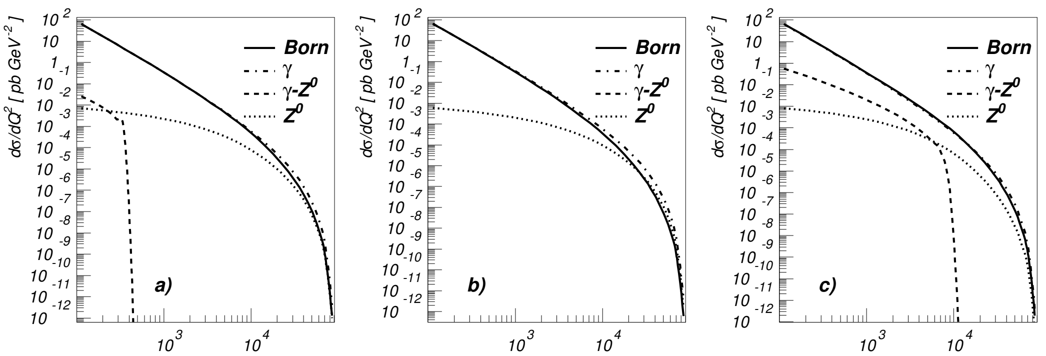


Abbildung 3.15: *Bornscher Wirkungsquerschnitt und seine Beiträge in absoluter Darstellung für a) unpolarisierte, b) vollständig linkspolarisierte und c) vollständig rechtspolarisierte Positronenstrahlen. Die verwendeten Quarkdichten stammen aus der Parametrisierung MRS H.*

das Vorzeichen – aus positiver wird negative Interferenz. Entsprechend wird der Bornsche Wirkungsquerschnitt erst ab $Q^2 \approx 1,5 \cdot 10^4$ GeV^2 kleiner als der rein elektromagnetische Wirkungsquerschnitt. Aus Tabelle 3.4 ist ersichtlich, daß hierfür die Kopplungen $B_u^{(2)}$ und $B_d^{(2)}$ an Q_- verantwortlich sind, die dem Betrag nach die Kopplungen $A_u^{(2)}$ und $A_d^{(2)}$ an Q_+ deutlich überwiegen. Trotz (3.46) und (3.48) wirkt sich das auf den Interferenzterm aus.

Für jeden der gewählten Polarisierungsgrade sind die Wirkungsquerschnitte und ihre Beiträge im Überblick in Abbildung 3.15 zusammengestellt.

Durch Vergleich der Abbildungen 3.8 und 3.12 erkennt man, daß der Bornsche Wirkungsquerschnitt für Elektronen immer größer als der für Positronen ist. Es gilt:

$$\left(\frac{d\sigma(e^+)}{dQ^2}\right) < \left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{EM} < \left(\frac{d\sigma(e^-)}{dQ^2}\right) \qquad (3.52)$$

Auch hier findet die Interferenz Ausdruck, die den Wirkungsquerschnitt für Positronen gegenüber dem elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt verringert, während der Wirkungsquerschnitt für Elektronen durch die Interferenz gegenüber letzterem vergrößert wird. Für unpolarisierte Leptonenstrahlen sind diese Verhältnisse in Abbildung 3.16 dargestellt.

Sie spiegelt die in Ungleichung (3.52) beschriebenen Verhältnisse anschaulich wider und zeigt, daß die relative Abweichung zwischen den Wirkungsquerschnitten für Elektronen und Positronen mit Q^2 monoton größer wird. Dies erlaubt im Prinzip eine Bestimmung von F_3 (s. Abschnitt 3.4.2).

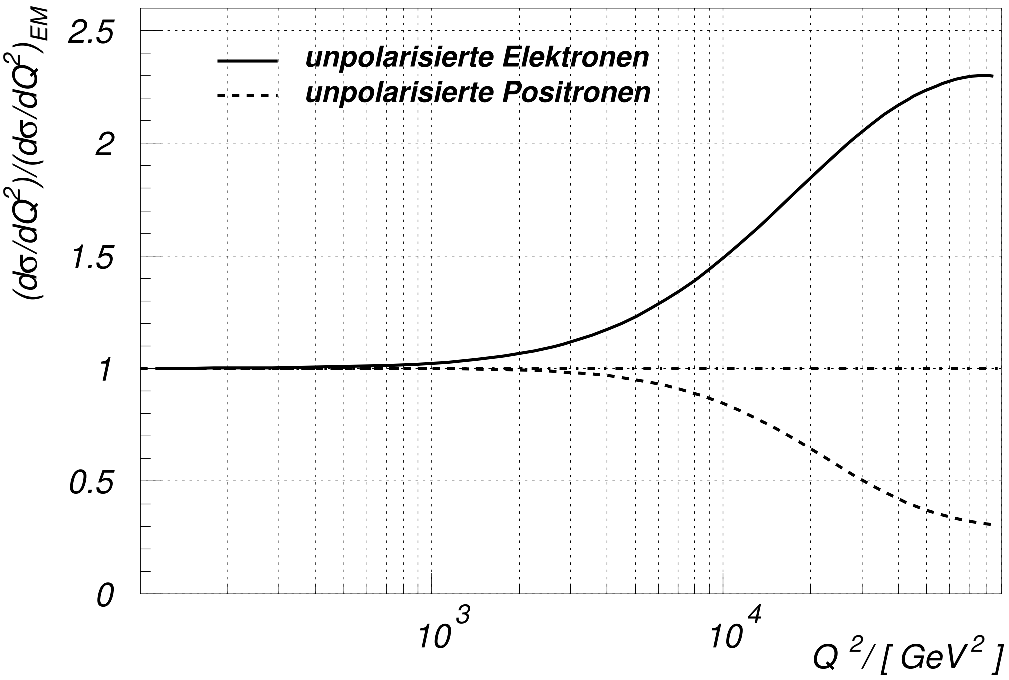


Abbildung 3.16: *Bornscher Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronen und Positronen normiert auf den elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt. Die verwendeten Quarkdichten stammen aus der Parametrisierung MRS H.*

3.3.3 Korrekturen

Radiative Korrekturen

Der Wirkungsquerschnitt für die Lepton-Proton-Streuuung enthält neben dem Ausdruck niedrigster Ordnung, dem oben diskutierten Bornschen Wirkungsquerschnitt, auch noch Anteile höherer Ordnung, in denen elektroschwache Strahlungsbeiträge berücksichtigt werden. Es gilt:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{total} = \left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{Born} + \left(\frac{\alpha}{2\pi}\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{1.Ordnung} + \mathcal{O}(\alpha^2) + ... \tag{3.53}$$

Man erhält den Bornschen Wirkungsquerschnitt durch Subtraktion der radiativen Beiträge vom gesamten Wirkungsquerschnitt.

Die Feynmangraphen für QED-Prozesse erster Ordnung, von denen die Abstrahlung eines reellen Photons auf der Leptonenseite den dominierenden Einfluß ausübt, sind in Abbildung 3.17 dargestellt. Diese Prozesse können Korrekturen von 10% bis über 100% erforderlich machen [Spi91]. Die wichtigsten Prozesse sind:

- **Abstrahlung im Anfangszustand** (*initial state radiation*)
  Vor dem Stoß strahlt das Elektron auf Kosten seiner Eingangsenergie ein reelles Photon ab. Dadurch findet die Streuung am Quark bei einer niedrigeren Schwerpunktsenergie statt (vgl. Gleichung (3.9)). Wegen Gleichungen (3.12) bzw. (3.13) wird Q^2 dadurch systematisch zu groß und x systematisch zu klein bestimmt.

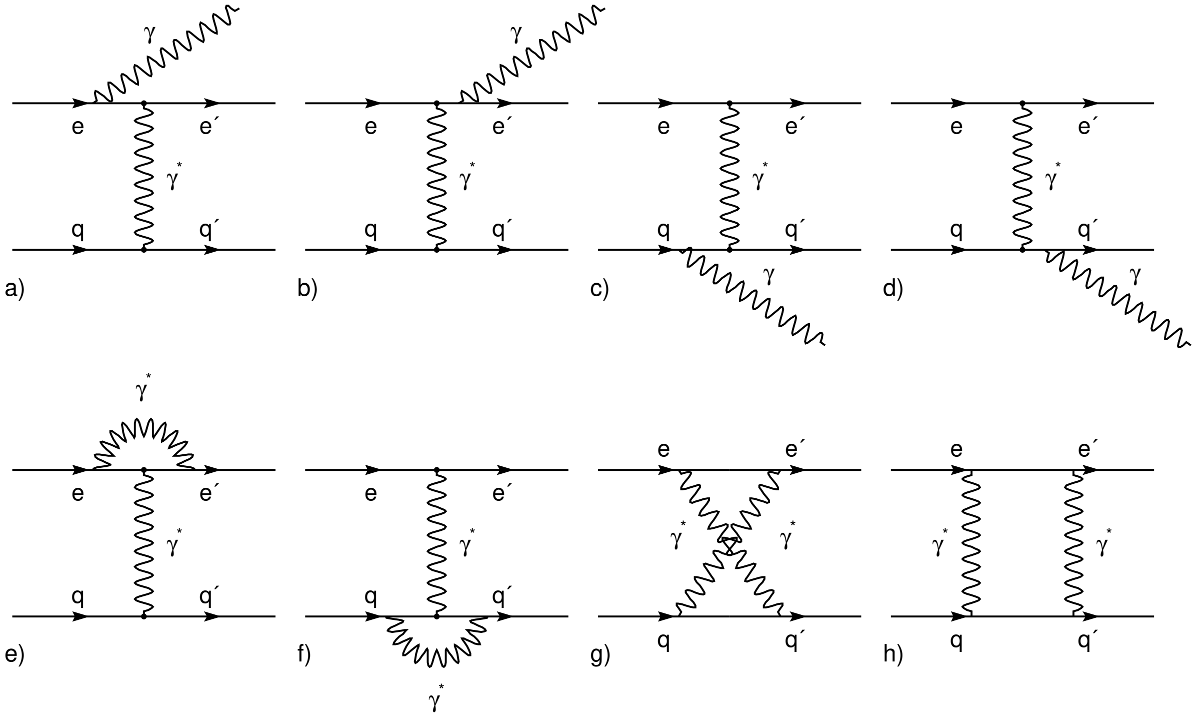


Abbildung 3.17: *Feynmangraphen für Strahlungskorrekturen: Abstrahlung eines reellen Photons (Ein-Photon-Bremsstrahlung) auf Leptonenseite a) im Anfangszustand, b) im Endzustand, auf Seite des Quarks c) im Anfangszustand und d) im Endzustand. Hinzu kommen noch die Vertexkorrekturen des Leptons und des Quarks e) bzw. f), sowie der Austausch eines zweiten Photons g) bzw. h). Die schwachen Korrekturen sind hier nicht dargestellt.*

- **Lepton-Vertex-Korrektur**
  Aufgrund der Abstrahlung des Photons auf der Leptonenseite findet auch in diesem Fall die Streuung bei einer niedrigeren Schwerpunktsenergie statt. Q^2 wird systematisch zu klein, x systematisch zu groß bestimmt.

- **Abstrahlung im Endzustand (*final state radiation*)**
  Die Abstrahlung eines Photons auf Leptonenseite nach der Streuung beeinflußt die Kinematik nicht so sehr, da der Stoß zwischen Lepton und Quark davon unbeeinflußt bleibt. Zudem wird das abgestrahlte Photon in der Regel relativ zum Elektron unter einem kleinen Winkel abgestrahlt, so daß beide im Detektor oftmals nicht als zwei Teilchen aufgelöst werden.

Daneben gibt es sog. *Box-Diagramme*, die in erster Ordnung den Austausch zweier Bosonen berücksichtigen. Außerdem können die oben aufgelisteten Abstrahlungsprozesse auch auf der Seite des Streuquarks auftreten, jedoch leisten diese aufgrund der drittelzahligen Quarkladung einen kleineren Beitrag zum radiativen Wirkungsquerschnitt. Die entsprechenden schwachen Abstrahlungsprozesse liefern noch kleinere Beiträge. Insgesamt üben die letztgenannten Prozesse einen vernachlässigbaren Einfluß im Promillbereich auf den Wirkungsquerschitt aus [Spi91].

Einfluß der longitudinalen Strukturfunktion F_L

Das Proton besteht neben Quarks auch aus Gluonen, den Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die für den Zusammenhalt des Protons verantwortlich sind. Obwohl die Gluonen bei Streuprozessen mit Leptonen nicht beteiligt sind, beeinflussen sie doch indirekt die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Elektron bzw. Positron und Proton, da bei ihrer Gegenwart auch longitudinal polarisierte Austauschphotonen zur Wechselwirkung beitragen können. Dies hat eine Verletzung der Callan-Gross-Beziehung zur Folge, was durch die im Rahmen der Quantenchromodynamik berechenbare longitudinale Strukturfunktion F_L bzw. das über sie definierte Verhältnis R_{QCD} berücksichtigt wird [Rob90]:

$$\begin{aligned} F_L &= F_2 - 2xF_1 \\ &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\left[\frac{4}{3}\int_x^1 \left(\frac{x}{u}\right)^2 F_2(u,Q^2)\frac{du}{u} + 2\sum_f e_f^2 \int_x^1 \left(\frac{x}{u}\right)^2 (1-\frac{x}{u})ug(u,Q^2)\frac{du}{u}\right] \quad (3.54) \\ R_{QCD} &= \frac{F_L}{2xF_1} \quad (3.55) \end{aligned}$$

Dabei ist α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und $g(x,Q^2)$ die Gluondichteverteilung. Der Ausdruck für den Bornschen Wirkungsquerschnitt muß unter Berücksichtigung von R_{QCD} modifiziert werden:

$$\left(\frac{d^2\sigma(e^\mp)}{dxdQ^2}\right)_{Born}^{R_{QCD}} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left(\left(2 - 2y + \frac{y^2}{1+R_{QCD}}\right)F_2 \pm y(2-y)xF_3\right) \qquad (3.56)$$

Der Theorie gemäß wird erwartet, daß R_{QCD} außer bei sehr kleinen x und damit bei kleinen Q^2 nur zu einer sehr kleinen Abweichung vom Bornschen Wirkungsquerschnitt führt, vgl. [Ing87], in manchen Analysen wird R_{QCD} sogar völlig vernachlässigt, s. [H1C95].
In Tabelle 3.5 sind für verschiedene Q^2 und x gemäß (3.54) berechnete Werte für R_{QCD} zusammengefaßt. Die Gluondichte stammte dabei aus der Parametrisierung MRS H von Martin, Roberts und Stirling (MRS). Letztlich muß sie experimentell bestimmt werden, z.B.

$Q^2[GeV^2]\backslash x$	0.00421	0.00750	0.01334	0.02370	0.04210	0.07500	0.13340	0.23710
200	0.2340	0.2109	0.1833	0.1516	0.1173	0.0833	0.0541	0.0321
400		0.1868	0.1621	0.1340	0.1036	0.0736	0.0480	0.0287
800			0.1447	0.1195	0.0924	0.0657	0.0430	0.0260
1600					0.0831	0.0592	0.0389	0.0237

Tabelle 3.5: *Werte für R_{QCD} bei gegebenem Q^2 und x.*

Q^2	p_1	p_2	$-p_3$
200	-0.2533	0.2343	-0.1406
400	-0.1250	0.1158	-0.2090
800	-0.1589	0.1442	-0.1759
1600	0.006069	0.006309	-0.8098

Tabelle 3.6: *Koeffizienten der Anpassungskurven $f(x)$.*

durch Messung von R_{QCD}. Man sieht, daß auch bei relativ großen Q^2-Werten von 800 GeV^2 Werte für $R_{QCD} > 0.1$ vorkommen [Lev95]. Dies sollte sich als deutlicher Einfluß auf den ersten Summanden in Gleichung (3.56) bemerkbar machen. In diesem Abschnitt soll eine Abschätzung des Einflusses von R_{QCD} auf den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ gegeben werden.

Durch Reihenentwicklung des Faktors $(1 + R_{QCD})^{-1}$ erhält man als Näherung für den ersten Term in Gleichung (3.56):

$$\begin{aligned} 2-2y+\frac{y^2}{1+R_{QCD}} &= \left(2-2y+y^2\cdot\left(\sum_{k=0}^{\infty}(-1)^k\cdot R^k_{QCD}\right)\right) \\ &\approx \left(2-2y+y^2\cdot(1-R_{QCD}+R^2_{QCD}-R^3_{QCD})\right) \\ &= [1+(1-y)^2]+\left[y^2\cdot(-R_{QCD}+R^2_{QCD}-R^3_{QCD})\right] \qquad (3.57) \end{aligned}$$

Die Reihenentwicklung darf in guter Näherung nach der dritten Potenz von R_{QCD} abgebrochen werden, da R_{QCD} in der Größenordnung von $0,1$ liegt. Der kinematische Vorfaktor in Gleichung (3.56) wird damit *bei gegebenem* Q^2 durch den nur von x abhängigen Term $y^2\cdot(-R_{QCD}(x)+R^2_{QCD}(x)-R^3_{QCD}(x))$ modifiziert. Der Einfluß auf den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ läßt sich durch Integration über das zugängliche x-Intervall $I_x = [x_{min}; 1]$ mit $x_{min} = Q^2/s$ gewinnen. Unter Vernachlässigung des F_3-Terms folgt dann für den prozentualen Einfluß von R_{QCD} auf den einfach differentiellen Bornschen Wirkungsquerschnitt:

$$\epsilon := \frac{\int\limits_{x_{min}}^{1} \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}[y^2\cdot(-R_{QCD}(x)+R^2_{QCD}(x)-R^3_{QCD}(x))]F_2(x,Q^2)dx}{\int\limits_{x_{min}}^{1} \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}[1-(1-y)^2]F_2(x,Q^2)dx} \qquad (3.58)$$

Abbildung 3.18 stellt die mit (3.54) berechneten Werte für R_{QCD} graphisch in Form von Histogrammen dar. Die Verteilungen werden durch die Anpassung mit einer fallenden Potenzfunktion $f(x) = p_1 + p_2\cdot x^{-p_3}$ gut beschrieben, so daß diese Funktionen als vernünftige Abschätzung von ϵ verwendet werden können. Aufgrund der logarithmischen Darstellung der x-Achse ist der tatsächliche Abfall der Potenzfunktion stärker als dargestellt. Die Koeffizienten von $f(x)$ sind in Tabelle 3.6 zusammengestellt.

Q^2 $[GeV^2]$	ϵ
200	-2.4 %
400	-2.0 %
800	-1.7 %
1600	-1.8 %

Tabelle 3.7: *Relativer Einfluß von R_{QCD} auf den Bornschen Wirkungsquerschnitt.*

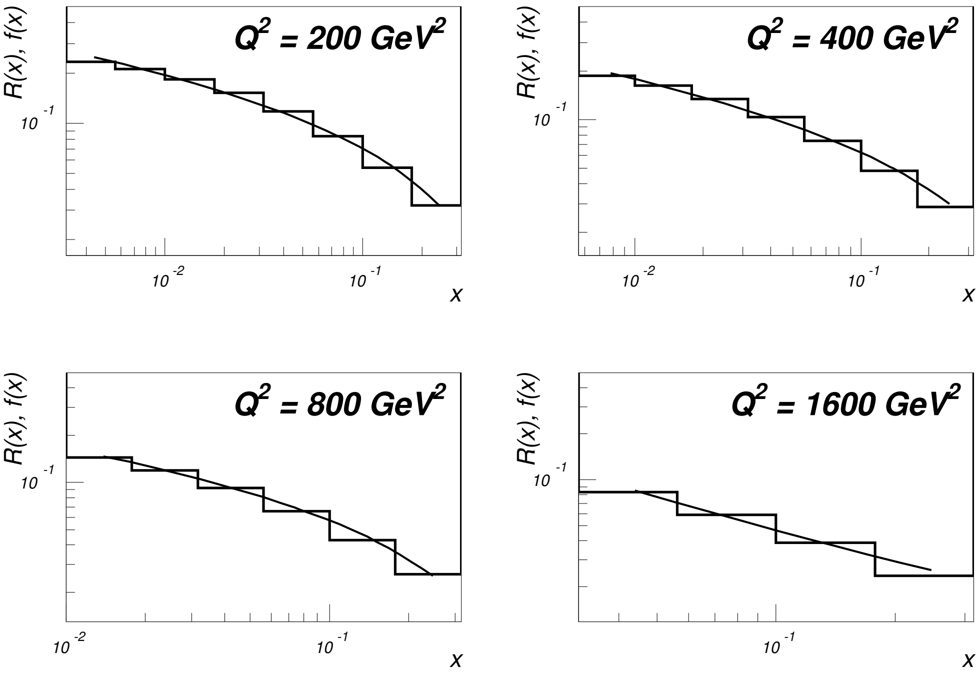


Abbildung 3.18: *R_{QCD} bei verschiedenen Werten für Q^2 und Anpassungskurven $f(x)$.*

In Tabelle 3.7 sind die Ergebnisse für ϵ an den betrachteten Q^2-Stellen im jeweils zugänglichen Intervall I_x gegeben. Der numerischen Auswertung des Ausdrucks (3.58) für ϵ wurden die oben aufgeführten Potenzfunktionen als Interpolation für R_{QCD} zugrundegelegt. Man sieht, daß ϵ bei etwa 2% bis 3% liegt. Des weiteren erkennt man, daß der Einfluß mit steigendem Q^2 abnimmt, man bei $Q^2 > 1.600$ GeV^2 also noch kleinere Werte für ϵ annehmen kann. Hinzu kommt, daß der von F_3 stammende und von R_{QCD} unabhängige Beitrag sich bei höheren Q^2, wie bei der Diskussion des Wirkungsquerschnitts gezeigt wurde, immer stärker bemerkbar macht und der prozentuale Einfluß von R_{QCD} bei Berücksichtigung von F_3 nochmals kleiner würde. Er kann also, ohne einen großen Fehler zu machen, für große Q^2 vernachlässigt werden. Es sei aber darauf hingewiesen, daß diese Vernachlässigung nicht ungeprüft vorausgesetzt werden darf und von einer experimentellen Überprüfung von R_{QCD} abhängig ist.

3.4 Wirkungsquerschnitt und Analysemethodik

Wie aus den vorangegangenen Abschnitten deutlich geworden ist, besteht bei der Untersuchung von Ereignissen mit hohen Impulsüberträgen Q^2 prinzipiell die Möglichkeit, einerseits sehr kleine Strukturen aufzulösen und andererseits Effekte der schwachen Wechselwirkung nachzuweisen. Das hohe Auflösungsvermögen motiviert, im zugänglichen Bereich nach Substrukturen der im Standardmodell als punktförmig angenommenen Quarks und Leptonen zu suchen; nach Abschnitt 3.1.3 sollte man dabei prinzipiell Strukturen in einer Größenordnung von 10^{-3} fm auflösen können. Der Einfluß der schwachen Wechselwirkung erlaubt im Prinzip, neben dem Nachweis der schwachen Wechselwirkung bei Lepton-Proton-Streureaktionen in neutralen Strömen auch die Messung verschiedener elektroschwacher Parameter, z.B. der Propagatormasse M_Z.

Beide Punkte werden in dieser Arbeit behandelt. In den folgenden Paragraphen wird dazu eine Analysemethodik motiviert, deren Schlüsselgröße der Bornsche Wirkungsquerschnitt ist.

3.4.1 Ein Formfaktoransatz zur Untersuchung von Quarksubstrukturen

Bei der Behandlung des Streuprozesses im Feynman-Bild (vgl. Abschnitt 3.1.1) und bei der Diskussion des Wirkungsquerschnitts wird implizit vorausgesetzt, daß die beteiligten Fermionen keine innere Struktur aufweisen, sondern - wie im Standardmodell angenommen - punktförmige Teilchen sind[6]. Diese Annahme kann durch einen Formfaktoransatz überprüft werden.

Er lautet:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)^*_{Born} &= \left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{Born} \cdot f_e^2(Q^2) \cdot f_q^2(Q^2) \\ &:= \left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{Born} \cdot F^2(Q^2) \end{aligned} \tag{3.59}$$

Dabei ist $f_e(Q^2)$ der Lepton-Formfaktor, $f_q(Q^2)$ der Quark-Formfaktor; der Faktor $F^2(Q^2)$ faßt die beiden Beiträge zusammen. Gleichung (3.59) kann als Definitionsgleichung für $F^2(Q^2)$ betrachtet werden. Mit

$$F^2(Q^2) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)^{exp}_{Born}}{\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{Born}} \tag{3.60}$$

läßt sich $F(Q^2)$ aus dem experimentell gewonnenen Wirkungsquerschnitt bestimmen. Ergibt sich dabei eine signifikante Abweichung vom Wert $F(Q^2) = 1$, kann dies als Substruktur der Fermionen gedeutet werden.

Der Formfaktor wird üblicherweise als Funktion von Q^2 mit

$$F(Q^2) = 1 - \frac{1}{6}R^2Q^2 =: F_R(Q^2) \tag{3.61}$$

angesetzt [H1C95]. Im folgenden wird angenommen, daß das an der Streureaktion beteiligte

---

[6] Die Begriffe *Strukturlosigkeit* und *Punktförmigkeit* sind streng genommen nicht gleichbedeutend. Strukturlosigkeit hängt mit der Skaleninvarianz des Wirkungsquerschnitts der betrachteten Streureaktion zusammen, während Punktförmigkeit darüber hinaus eine Lokalitätsannahme über den Streuprozess enthält [Fal94]. Diese subtile begriffliche Unterscheidung wird aber in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt, die Begriffe im weiteren also synonym verwendet.

Lepton punktförmig ist[7]. In diesem Fall wird R als Quarkradius bezeichnet[8]. Vereinfachend wird angenommen, daß R sowohl für die elektromagnetische als auch für die schwache Vektor- und Axialvektorkopplung den gleichen Wert besitzt, [Ze95], [H1C95], und nicht nach den einzelnen Quarkflavors unterschieden wird. Sind die Fermionen punktförmig, d.h. R=0, reduziert sich der Formfaktor auf den konstanten Wert 1.

Zur Interpretation von R

In der nichtrelativistischen Quantenmechanik und der Kernphysik kann der Formfaktor als Fouriertransformierte der Ladungsdichteverteilung des zu untersuchenden Objekts interpretiert werden. Es gilt:

$$\bar{F}(q^2) = \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d^3\vec{r} \tag{3.62}$$

Dabei ist $\vec{q}$ der dreidimensionale Impulsübertrag der Sonde auf das zu untersuchende Objekt. Für radialsymmetrische Ladungsdichteverteilungen kann $\bar{F}(q^2)$ in eine Reihe entwickelt werden (vgl. [Pov93]), für die gilt:

$$\bar{F}(q^2) = 1 - \frac{1}{3!}\frac{q^2 < r^2 >}{\hbar^2} + \frac{1}{5!}\frac{q^4 < r^4 >}{\hbar^4} - \frac{1}{7!}\frac{q^6 < r^6 >}{\hbar^6} ... \tag{3.63}$$

Dabei ist $< r^{2n} >$ über die *radiale Ladungsdichtefunktion* $\rho_{rad}(r)$

$$< r^{2n} > = 4\pi \int\limits_0^\infty r^{2n} \cdot \rho_{rad}(r) r^2 dr \tag{3.64}$$

definiert. Insbesondere kann $< r^2 >$ als *mittlerer quadratischer Ladungsradius* verstanden werden, der aus Gleichung (3.62) über

$$< r^2 > = -6\hbar^2 \left. \frac{d\bar{F}(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0} \tag{3.65}$$

aus dem Verhalten des Formfaktors für $q^2 \to 0$ bestimmt werden kann [Pov93].

Dem *Radius* $< r^2 >$ einer gegebenen Ladungsdichteverteilung kommt somit eine anschauliche und sehr konkrete Interpretation zu.

Bei relativistischen Streuprozessen wie der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung ist das aber nicht mehr möglich. Bei einer direkten Übertragung des Fourier-Integrals in eine relativistische Beschreibung müßte über die vierdimensionale Raumzeit integriert werden. Nur wenn der Energieübertrag vom Elektron auf seinen Streupartner vernachlässigbar oder Null wird, kann die „klassische“ Interpretation des Formfaktors angestellt werden [Per82]. In einem speziellen System, dem *Breit-System*, ist dieser Zusammenhang zwar erfüllt, doch hängt dieses System selbst vom jeweiligen Dreierimpulsübertrag $\vec{q}$ ab. Ein theoretischer Ansatz für Formfaktoren muß im Rahmen einer relativistischen Quantenfeldtheorie erfolgen. Die Formfaktoren der Streuteilchen treten dabei im Vertexoperator auf, der die Wechselwirkung der beiden Teilchen beschreibt [Lan71].

Der in Gleichung (3.61) gewählte Ansatz für den Formfaktor soll lorentzinvariant sein. Da er nur von Q^2 und R^2 abhängt und Q^2 das Quadrat eines Vierervektors ist, muß R^2 ein Lorentzskalar sein. Somit kann R^2 über den Formfaktoransatz als Maß für die Ausdehnung des Quarks angesehen werden und im Ruhesystem des Quarks - bei gleichem numerischen

---

[7] vgl. Kapitel 7

[8] Die Betrachtungen können auch dann anhand eines Formfaktors durchgeführt werden, wenn die Punktförmigkeit bei keinem der an der Streuung beteiligten Teilchen vorausgesetzt wird. In diesem Fall könnte R als „effektiver“ Fermionradius bezeichnet werden.

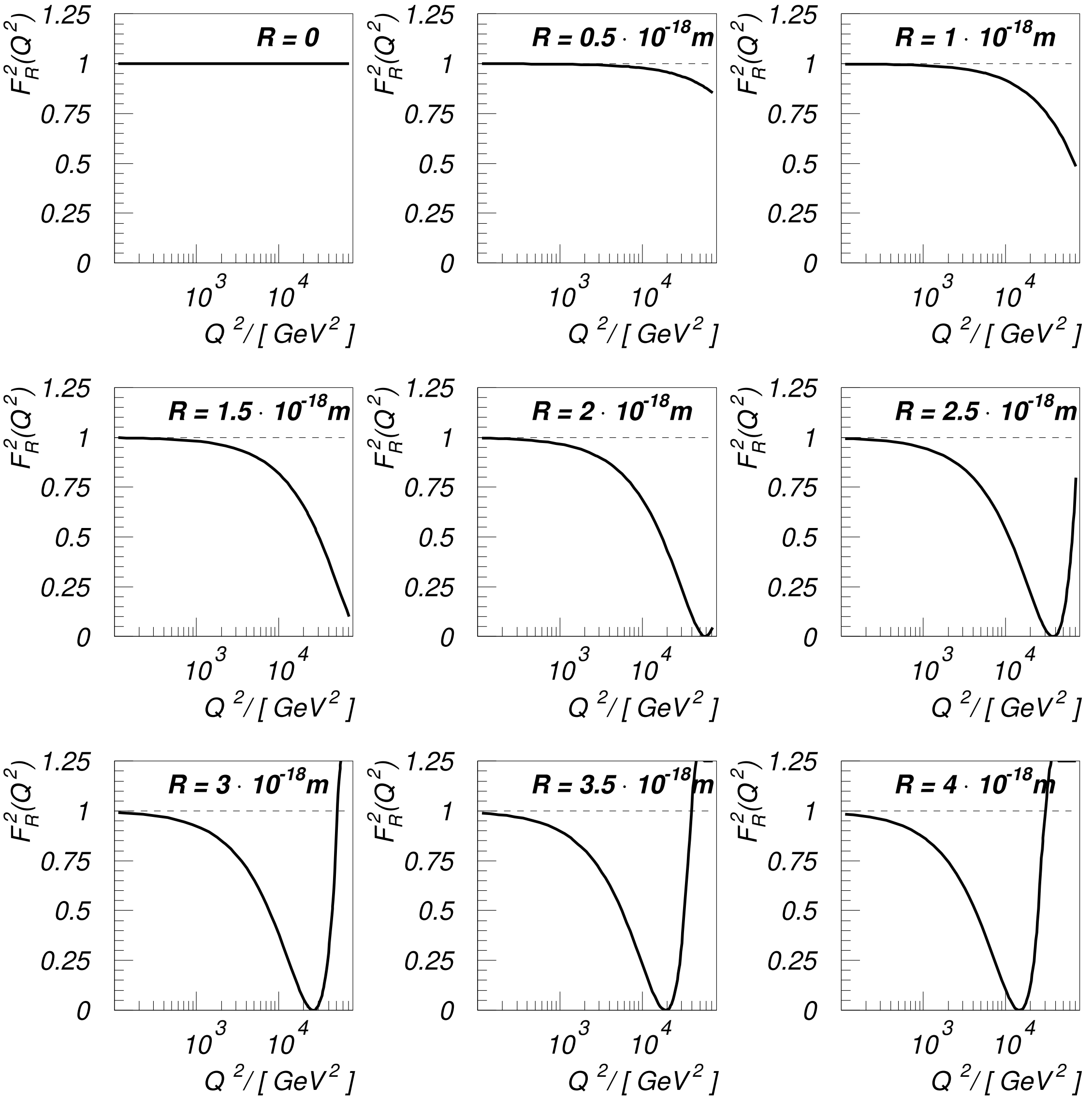


Abbildung 3.19: *DerFormfaktor*$F_R^2(Q^2)$ *als Funktion von* Q^2 *für verschiedene Werte der Längenskala* R.

Wert - mit der räumlichen Struktur des Quarks in Verbindung gebracht werden, ohne dabei aber den Zusammenhang über die Fouriertransformierte der Ladungsdichteverteilung zu verwenden. Statt $R := \sqrt{R^2}$ als Ladungsradius zu sehen, sollte R daher eher als Größe interpretiert werden, die eine Längenskala für die Ausdehnung der Quarks definiert.

Unabhängig von der physikalischen Interpretation von R sind die hier behandelten Formfaktoren im Sinne ausgedehnter Strukturen zu verstehen, wie man sich etwa eine ausgedehnte Ladungswolke vorstellt. Der Abfall eines solchen Formfaktors gegenüber dem Wert 1 ist anschaulich verständlich, wenn man sich vorstellt, daß eine Sonde nicht an der gesamten Struktur des Targets, sondern nur an einem Teil dieser Wolke gestreut wird. Andere Untersuchungen zu Substrukturen gehen von Kontaktwechselwirkungen aus, die zusätzlich zu den in den Feynmandiagrammen 3.3 - 3.4 dargestellten Lepton-Quark-Streuprozessen auftreten. Dies würde zu einer Vergrößerung des Wirkungsquerschnitts führen, da eine zusätzliche Wechselwirkungsmöglichkeit vorhanden ist; der Formfaktor wäre in diesem Fall entsprechend größer als 1 (s. hierzu auch Kapitel 7).

Diskussion des Formfaktors

In Abbildung 3.19 ist das Q^2-Verhalten von $F_R^2(Q^2)$ für verschiedene Werte von R dargestellt. Wie aus (3.61) ersichtlich, gilt $F_R(Q^2) < 1$, so daß der durch den Formfaktor modifizierte Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/dQ^2)^*_{Born}$ kleiner als der Bornsche Wirkungsquerschnitt ist. Dieses Verhalten von $F_R(Q^2)$ ist gut erkennbar. Im Graphen für $R = 2,5 \cdot 10^{-3}$ fm fällt auf, daß die Funktion $F_R^2(Q^2)$ ein Minimum aufweist, zu höheren Q^2 rapide ansteigt und sogar größer

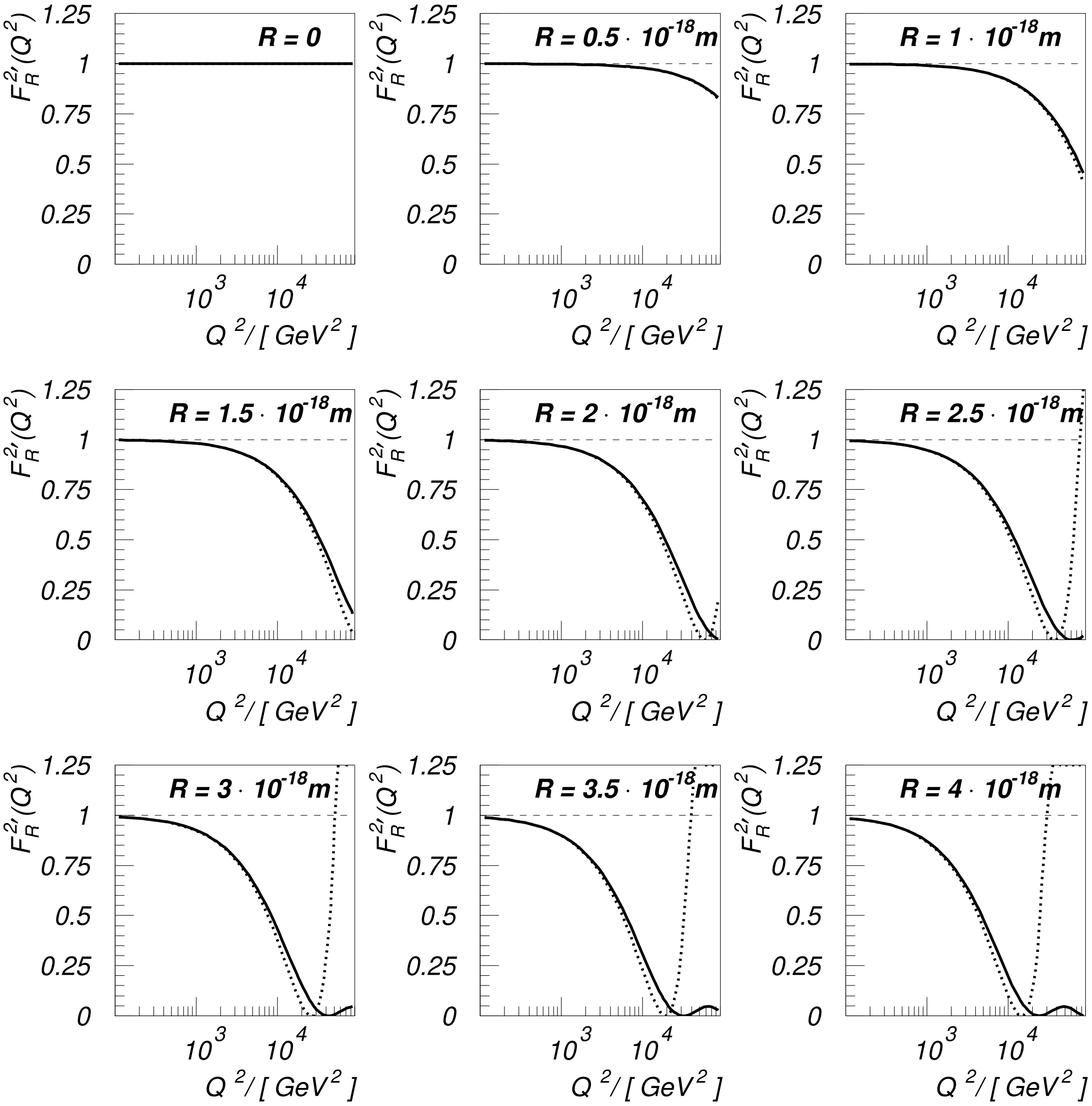


Abbildung 3.20: *DerFormfaktor*$(F'_R(Q^2))^2$ *als Funktion von* Q^2 *für verschiedene Werte der Längenskala* R. *Die punktierte Linie stellt den Formfaktor* $F_R^2(Q^2)$ *dar.*

als 1 wird. Dieses unphysikalische Verhalten ist auf die quadratische Abhängigkeit des Formfaktors und den daraus resultierenden Vorzeichenwechsel von F_R zurückzuführen. Der Ansatz in Gleichung (3.61) stellt dann keine gute Näherung mehr für einen tatsächlichen Formfaktor dar. Bei der momentan genannten Abschätzung für R von $R < 2,6 \cdot 10^{-3}$ fm [H1C95] fällt auf, daß der starke Anstieg von F_R noch innerhalb des bei HERA kinematisch prinzipiell zugänglichen Bereichs liegt.

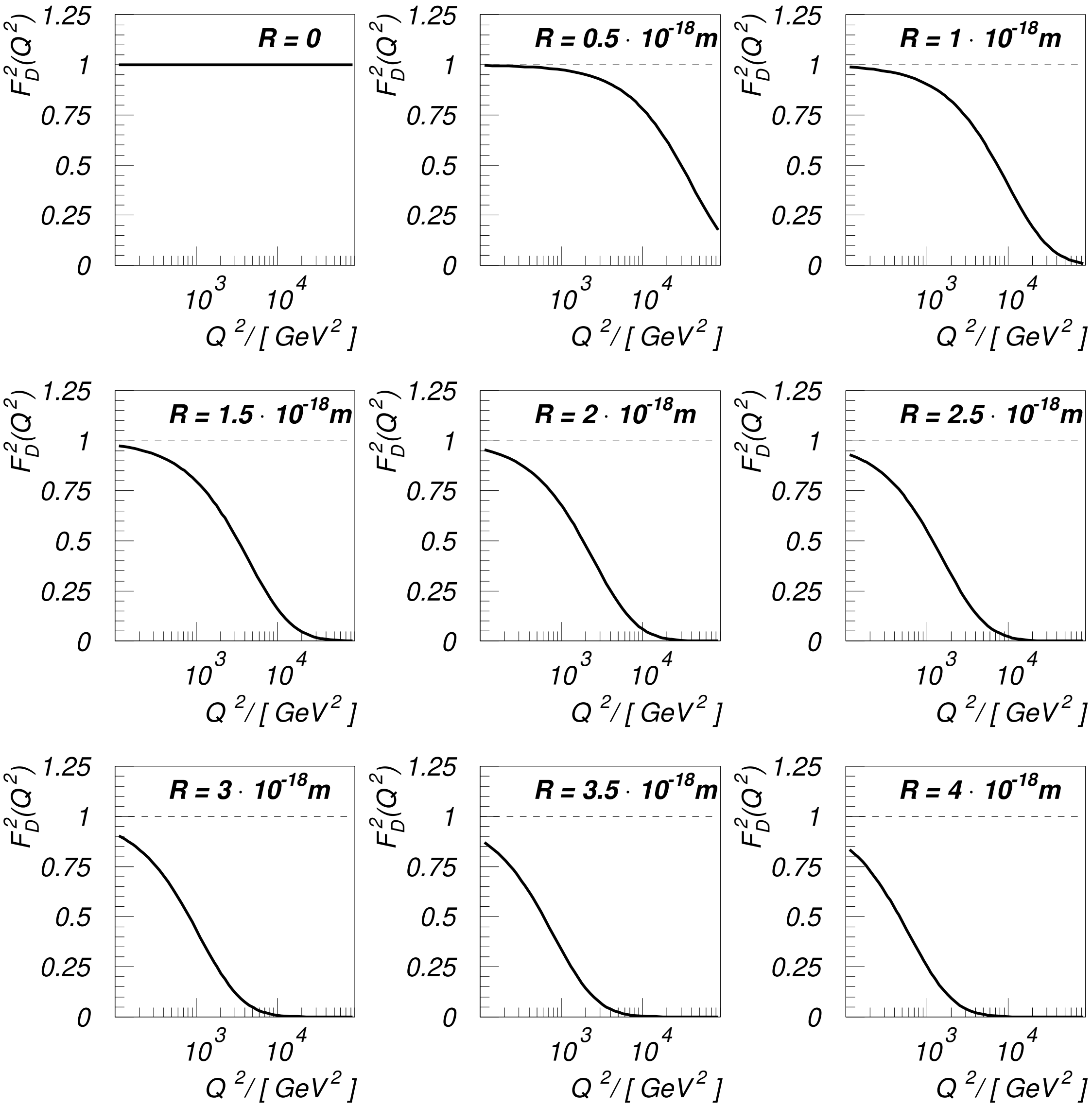


Abbildung 3.21: $F_D^2(Q^2)$ *als Funktion von* Q^2 *für verschiedene Werte der Längenskala* R.

Im folgenden werden daher mehrere alternative Ansätze für den Formfaktor vorgestellt, die auch bei großen Q^2 nicht zu den Schwierigkeiten des Ansatzes in Gleichung (3.61) führen. Vergleicht man F_R mit der bei der Diskussion der nichtrelativistischen Formfaktoren vorgestellten Reihenentwicklung Gleichung (3.63), so fällt die formale Ähnlichkeit der beiden Ausdrücke auf. Es liegt daher nahe, F_R um einige Terme dieser Reihe zu erweitern, ohne

dabei aber den dort hergestellten Bezug zur Fouriertransformierten einer Ladungsdichteverteilung heranzuziehen.
Dadurch kann der Ansatz

$$F'_R(Q^2) = 1 - \frac{1}{3!}R^2Q^2 + \frac{1}{5!}R^4Q^4 - \frac{1}{7!}R^6Q^6 + \frac{1}{9!}R^8Q^8 \tag{3.66}$$

motiviert werden, dessen Q^2-Abhängigkeit in Abbildung 3.20 gezeigt ist.
Zum Vergleich ist $F_R = 1 - R^2Q^2/6$ als punktierte Linie eingetragen. Man erkennt, daß sich beide Ausdrücke bei kleinen Q^2 nicht wesentlich voneinander unterscheiden und in etwa den gleichen Abfall als Funktion von Q^2 aufweisen. Jedoch fällt vor allem auf, daß F'_R den starken Anstieg von F_R *nicht* aufweist, also als Ansatz für den Formfaktor ein physikalisch sinnvolleres Verhalten zeigt als F_R.

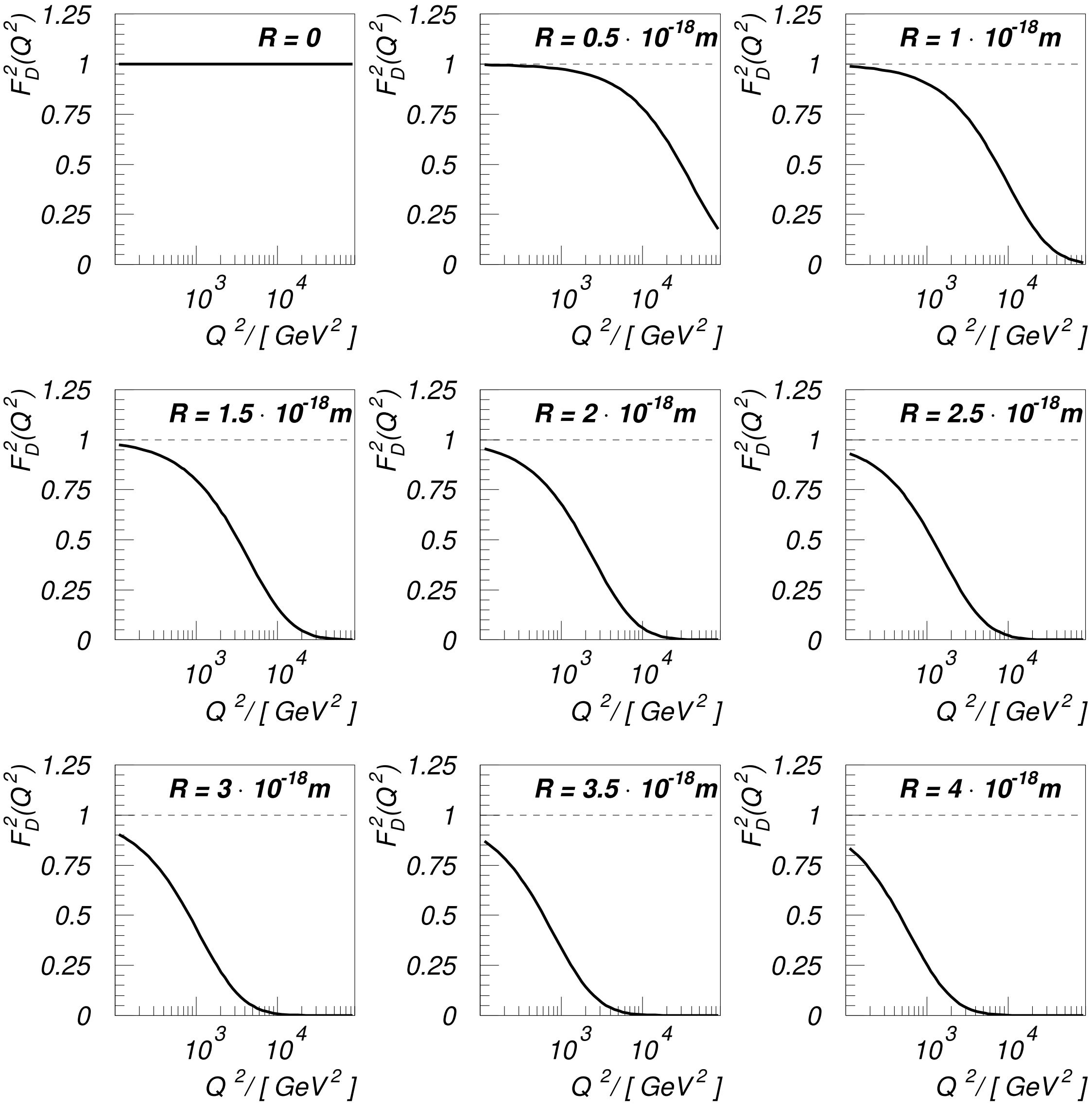


Abbildung 3.22: *$F_E^2(Q^2)$ als Funktion von Q^2 für verschiedene Werte der Längenskala R.*

In den Abbildungen 3.21 und 3.22 sind noch weitere Ansätze für Formfaktoren dargestellt, die als alternative Ansätze zur Beschreibung des Formfaktorabfalls gewählt werden können. Auch für sie läßt sich jeweils eine Längenskala einführen, die zur Vereinfachung der Notation ebenfalls mit R bezeichnet sei. Es gilt[9]:

$$F_D(Q^2) := \frac{1}{1+Q^2\cdot R^2} \tag{3.67}$$

$$F_E(Q^2) := e^{(-Q^2\cdot R^2/2)} \tag{3.68}$$

Ein Vergleich mit Abbildung 3.20 zeigt, daß die Formfaktoren F_D und F_E bei gegebenem R jeweils stärker abfallen als F_R bzw. F'_R. Beide weisen keinen Vorzeichenwechsel auf.
Mit dem Ansatz (3.61) kann die durch R parametrisierte Schar an Wirkungsquerschnitten

$$S = \left\{ s_R : s_R = \left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_R = \left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{Born} \cdot F_R^2(Q^2); 0 \leq R < R_{max} \right\} \tag{3.69}$$

definiert werden, die mit dem experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitt $\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)^{exp}_{Born}$ verglichen werden kann. Dabei ist R_{max} eine obere Grenze für den Quarkradius, die z.B. in der Größenordnung des Ladungsradius des Protons (≈ 1 fm) gewählt werden kann. Entsprechend werden für die anderen vorgestellten Formfaktoransätze Scharen definiert, die ebenfalls mit dem experimentell gewonnenen Bornschen Wirkungsquerschnitt verglichen werden können. Eine signifikante Abweichung des experimentellen Wirkungsquerschnitts von den Elementen der Schar S kann dann als Quarksubstruktur interpretiert werden, s. Kapitel 7.

3.4.2 Evidenzen für schwache Wechselwirkung

Da die Kopplungen der schwachen Wechselwirkung direkt in den Ausdruck für den Bornschen Wirkungsquerschnitt eingehen, sollte eine experimentelle Bestimmung dieser Größe den Nachweis der schwachen Wechselwirkung in neutralen Strömen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung erlauben. Hier werden zwei Analysemethoden vorgestellt, mit deren Hilfe dies bewerkstelligt werden kann:

Isolierung des Terms $F_3(x,Q^2)$
Der Ausdruck für den Bornschen Wirkungsquerschnitt $(d^2\sigma/dxdQ^2)_{Born}$ enthält mit der Strukturfunktion $F_3(x,Q^2)$ einen Term, der nur Beiträge des reinen Z^0-Austauschs und der γ-Z^0-Interferenz aufweist. Wenn man zeigen kann, daß $F_3(x,Q^2) \neq 0$ ist, so gilt das als Nachweis der schwachen Wechselwirkung in neutralen Strömen. Hierzu läßt sich ausnutzen, daß F_3 direkt mit der Differenz der Bornschen Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Elektronen- und Positronenstrahlen zusammenhängt:

$$\begin{aligned}
\Delta\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{Born} &:= \left(\frac{d^2\sigma(e^-)}{dxdQ^2}\right)_{Born} - \left(\frac{d^2\sigma(e^+)}{dxdQ^2}\right)_{Born} \\
&= \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[Y_-\sum_f xQ_f^-\left(-4e_f a_e a_f P_Z + 8v_e a_e v_f a_f P_Z^2\right)\right] \\
&= \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} Y_- F_3(x,Q^2)
\end{aligned} \tag{3.70}$$

---

[9] Die Formfaktoren F_D und F_E sind in der nichtrelativistischen Streutheorie gerade die Fouriertransformierten einer exponentiell abfallenden bzw. einer gaußförmig verteilten Ladungsdichteverteilung. Trotz dieses Zusammenhang seien sie aber hier lediglich als Parametrisierungen des Formfaktorabfalls verstanden.

Es reicht zu zeigen, daß der entsprechend definierte einfach differentielle Wirkungsquerschnitt $\Delta(d\sigma/dQ^2)_{Born}$ ungleich 0 ist, da dann auch $\Delta(d^2\sigma/dxdQ^2)$ und folglich $F_3(x,Q^2)$ ungleich Null sein müssen.

Durch Bestimmung von $\Delta\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{Born}$ wird somit ein Nachweisverfahren für die schwache Wechselwirkung in neutralen Strömen definiert. Außerdem kann dadurch auf die Strukturfunktion F_3 geschlossen werden, jedoch liefert dieses Verfahren keine nähere Information über die schwachen Kopplungskonstanten oder den Propagatorterm.

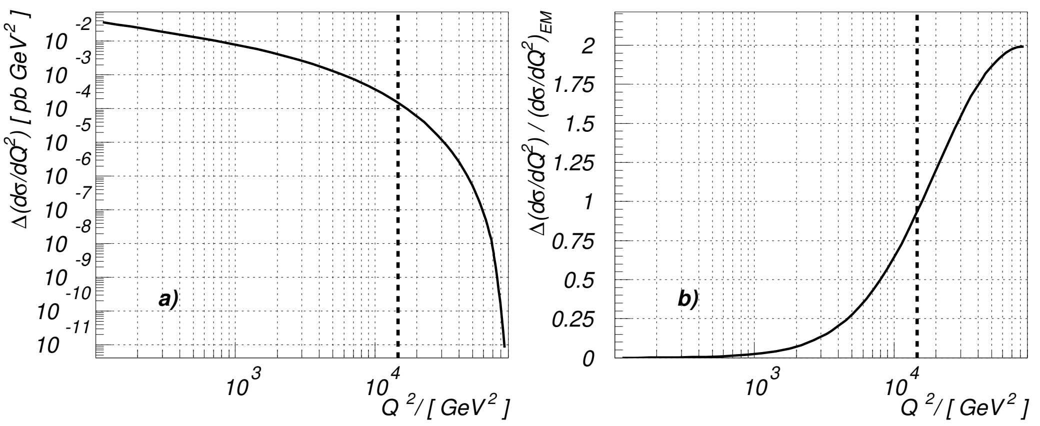


Abbildung 3.23: $\Delta(d\sigma/dQ^2)_{Born}$ *a) absolut und b) normiert auf den rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronen- und Positronenstrahlen. Die gestrichelte Linie markiert den* Q^2*-Wert, bis zu dem diese Differenz in dieser Arbeit bestimmt wird, s. Kapitel 6.*

Abbildung 3.23 stellt $\Delta(d\sigma/dQ^2)_{Born}$ absolut und relativ zum rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt dar. Die vertikale Linie gibt die Grenze für bisherige Messungen an. Der Einfluß von $\int_{x_{min}}^{1} F_3(x,Q^2)dx$ auf den Bornschen Wirkungsquerschnitt nimmt relativ zum elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt mit wachsendem Q^2 deutlich zu, jedoch sollte man den im linken Teilbild dargestellten starken Abfall von $\Delta(d\sigma/dQ^2)_{Born}$ mit Q^2 beachten. Hieraus wird deutlich, daß man beim experimentellen Nachweis von F_3 sehr stark durch die Anzahl der ermittelten Ereignisse eingeschränkt wird.

Variation der Propagatormasse M_Z des Z^0-Bosons

Der Einfluß der schwachen Wechselwirkung hängt über den Propagator P_Z von der Masse M_Z des Z^0-Bosons ab (vgl. Gleichungen (3.26) und (3.27)). Dieser Zusammenhang läßt sich zum Nachweis der schwachen Wechselwirkung in neutralen Strömen nutzen. Im Ausdruck für den Bornschen Wirkungsquerschnitt wird dazu die nominelle Masse $M_Z = 91,187$ GeV des Z^0-Bosons ([PDG95]) durch den frei wählbaren formalen Parameter M_Z' ersetzt, während andere mit M_Z verknüpfte Größen, wie z.B. der Weinbergwinkel θ_W, konstant gehalten werden (vgl. [Coz91])[10]. Hierdurch gewinnt man die Funktionsscharen

---

[10] Während M_Z strenggenommen eine von der Natur gegebene Konstante darstellt, kann der Parameter M_Z' frei variiert werden. Für einen bestimmtem Wert dieses Parameters läßt sich somit ein Modell formulieren, also eine „Standardmodell-Welt“ mit einem Z^0-Boson der Masse M_Z', das mit dem Experiment verglichen werden kann.

$$Z_2 \quad = \quad \left\{ z_M : z_M = \frac{d^2\sigma(M'_Z)}{dx\,dQ^2}; 0 \le M'_Z < \infty \right\} \tag{3.71}$$

$$Z_1 \quad = \quad \left\{ z_M : z_M = \frac{d\sigma(M'_Z)}{dQ^2}; 0 \le M'_Z < \infty \right\} \tag{3.72}$$

Die Elemente von Z_1 bzw. Z_2 lassen sich mit den experimentell ermittelten Bornschen Wirkungsquerschnitten $\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)^{exp}_{Born}$ bzw. $\left(\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2}\right)^{exp}_{Born}$ vergleichen. Da der Propagator P_Z nur von Q^2 und nicht von x abhängt, genügt es, hierzu lediglich Z_1 zu verwenden.
Für unpolarisierte Elektronen- bzw. Positronenstrahlen sind in den Abbildungen 3.24-3.27 einige Elemente $z_M \in Z_1$ dargestellt. Als Normierung wurde in den Abbildungen 3.24 und 3.26 der rein elektromagnetische Wirkungsquerschnitt und in den Abbildungen 3.25 und 3.27 der Standardmodell-Wirkungsquerschnitt als Normierung gewählt. Die Normierung ist jeweils als horizontale Linie bei 1 eingezeichnet.

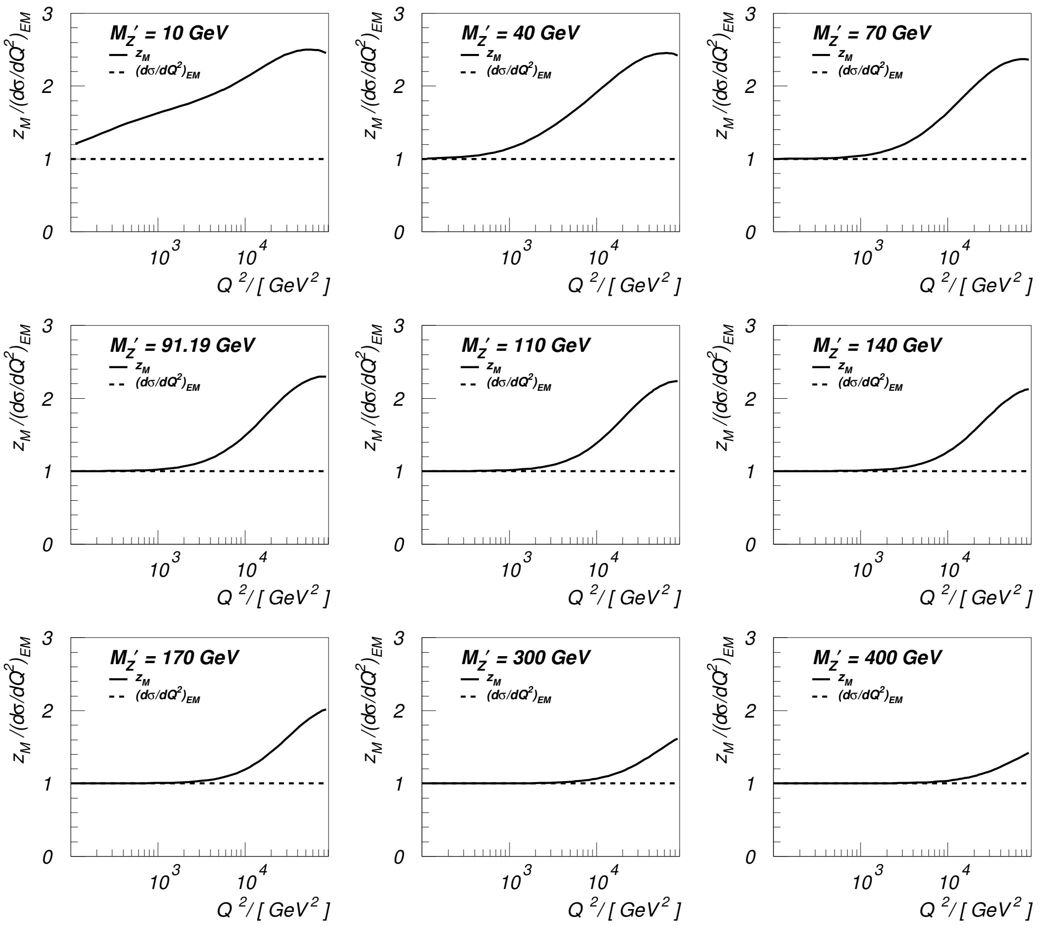


Abbildung 3.24: *Wirkungsquerschnitt z_M für verschiedene Werte des Parameters M'_Z normiert auf den rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronen.*

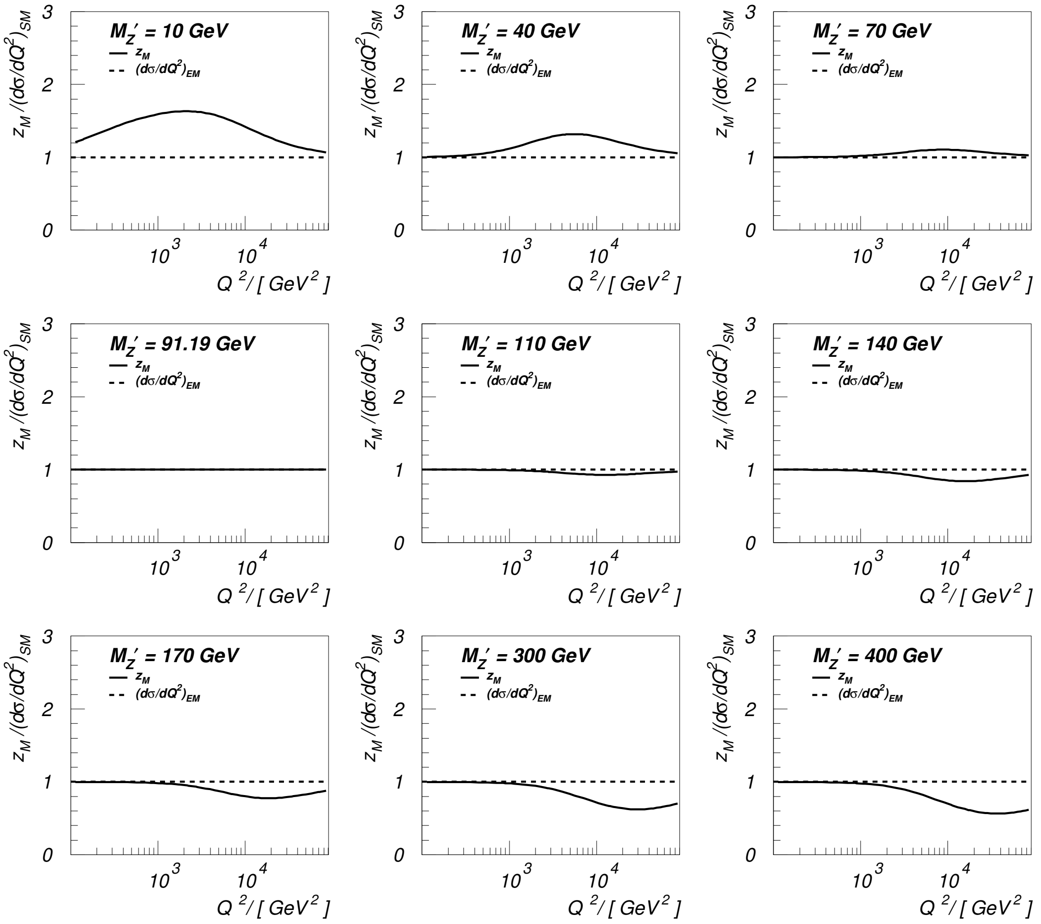


Abbildung 3.25: *Elemente* z_M *für verschiedene Werte des Parameters* M_Z' *normiert auf den im Standardmodell erwarteten Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronen.*

In der Darstellung der Abbildungen 3.24 und 3.26 läßt sich gut erkennen, daß sich die z_M für hinreichend große M_Z' dem rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt beliebig annähern. Dieses Verhalten wurde bereits mit Gleichung (3.50) bewiesen. Dagegen weichen die z_M für kleine Werte von M_Z' stark vom elektromagnetischen, aber auch vom Standardmodell-Wirkungsquerschnitt ab, wie den Abbildungen 3.25 und 3.27 entnommen werden kann. Der Grenzwert $M_Z' = 0$ entspricht dem Fall eines masselosen Austauschteilchens der schwachen Wechselwirkung. Anhand des entsprechenden Diagramms erkennt man, daß in diesem Fall der Unterschied schon bei kleinen Q^2 deutlich feststellbar sein müßte. Da in diesem Fall der Propagator identisch 1 ist, wären Effekte der schwachen Wechselwirkung bereits bei kleinen Q^2 zu beobachten, vgl. Gleichungen (3.26) und (3.27).
Die Diagramme veranschaulichen die Analysemethodik:

1. **Nachweis der schwachen Wechselwirkung**
   Ist der experimentell ermittelte Bornsche Wirkungsquerschnitt $\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)^{exp}_{Born}$ nicht mit dem rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt verträglich, so ist dies unter Annahme des Standardmodells ein Nachweis für die schwache Wechselwirkung, sofern die derzeiti-

gen Parametrisierungen der Quark- und Gluondichten vorausgesetzt werden können[11].

2. **Abschätzung der Propagatormasse des Z^0-Bosons**
   Durch den Vergleich des experimentell ermittelten Bornschen Wirkungsquerschnitts $\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)^{exp}_{Born}$ mit den Elementen z_M der Schar Z_1 kann der Wert des Parameters M_Z' gefunden werden, der die experimentellen Daten am besten beschreibt. Dieser kann mit der Masse des Z^0-Austauschbosons identifiziert werden.

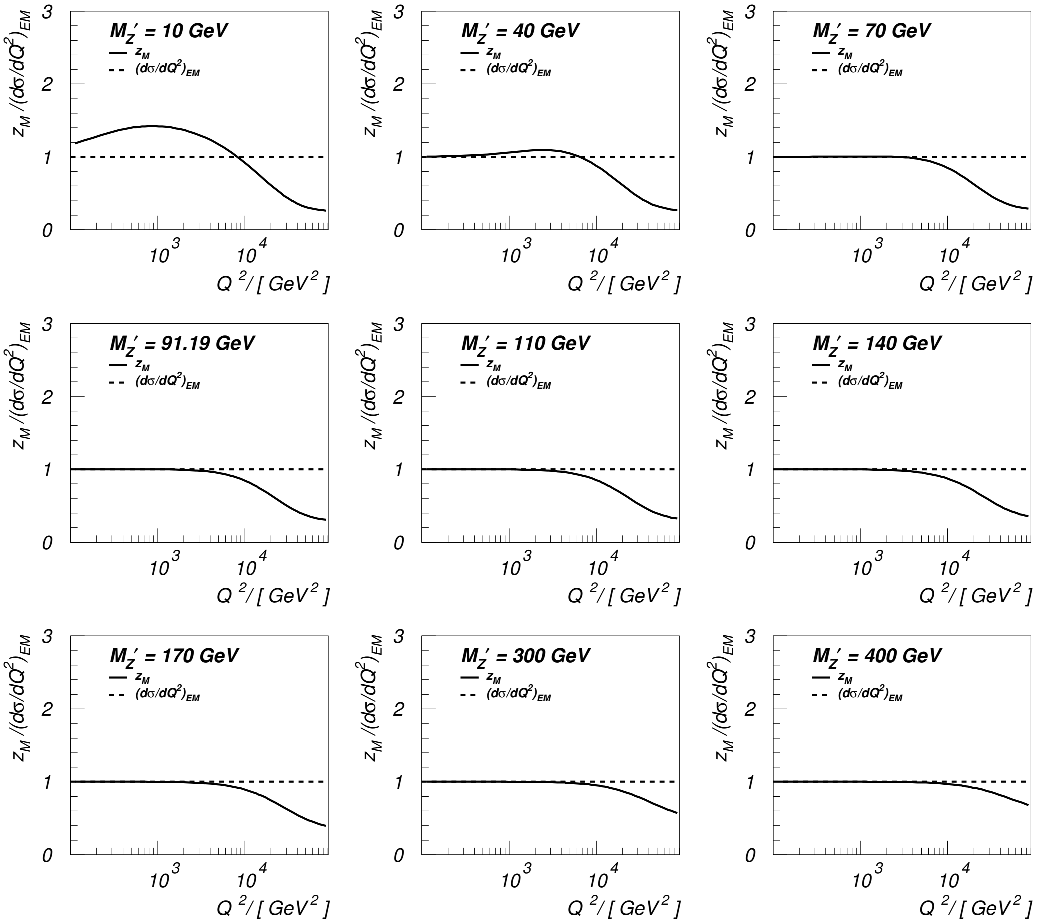


Abbildung 3.26: *Elemente z_M für verschiedene Werte des Parameters M_Z', normiert auf den rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Positronen.*

Durch dieses Verfahren kann die Masse des virtuellen Z^0-Bosons im t-Kanal bestimmt werden. Bisherige Messungen der Masse dieses Austauschteilchens wurden an reell erzeugten Z^0-Teilchen durchgeführt (s-Kanal), vgl. Kapitel 6. Im Rahmen des Standardmodells sollte die Masse des rell erzeugten Z^0 mit der Masse des Z^0 im t-Kanal übereinstimmen.
Die vorgeschlagene Analysemethode ist von der verwendeten Leptonensorte unabhängig und kann daher sowohl für Elektronen als auch Positronen durchgeführt werden.

---

[11] Prinzipiell können Abweichungen von der Vorhersage des Standardmodells auch auf die Parametrisierung der Quark- und Gluondichten zurückgeführt werden. In dieser Arbeit werden für die Analyse die derzeitigen Parametrisierungen verwendet.

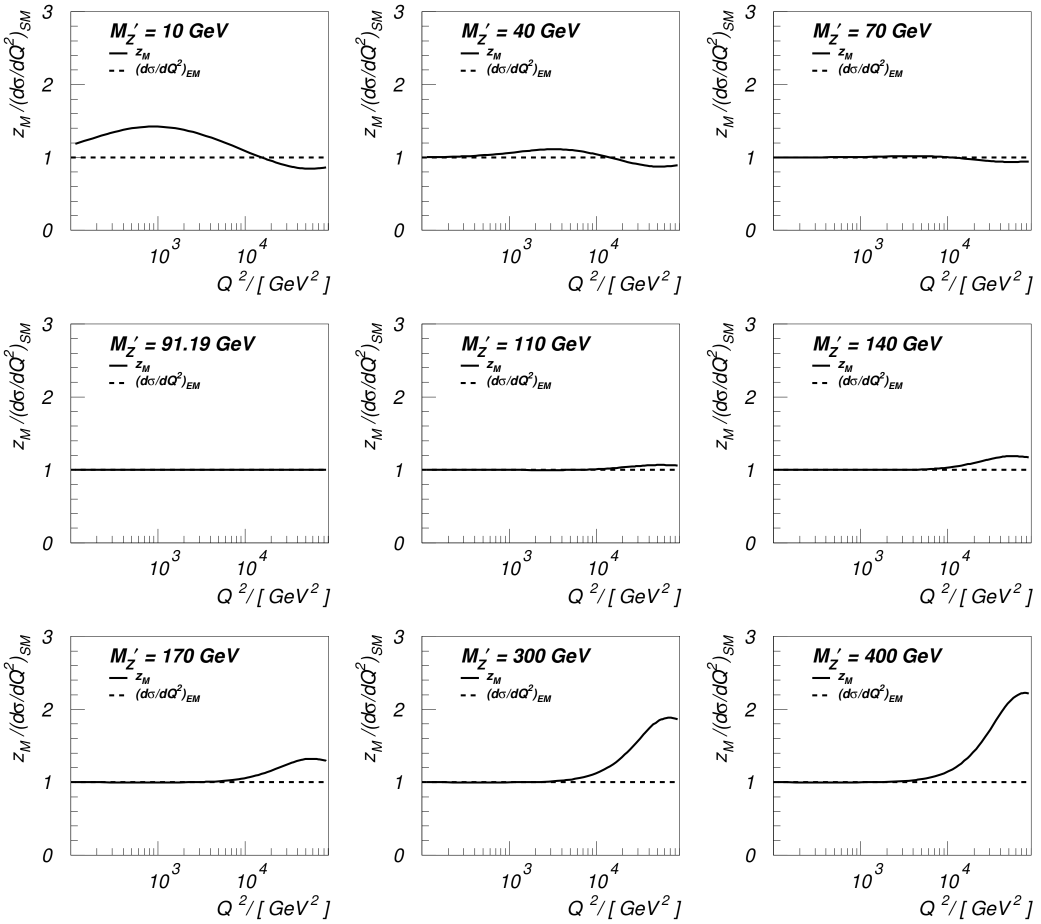


Abbildung 3.27: *Elemente* z_M *für verschiedene Werte des Parameters* M'_Z *normiert auf den im Standardmodell erwarteten Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Positronen.*

3.5 Ergänzung: Abschätzung des rein schwachen Beitrags zum Bornschen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronenstrahlen

Bei der Diskussion des Bornschen Wirkungsquerschnitts in Abschnitt 3.3.2 wurde darauf hingewiesen, daß die dort präsentierten Graphen, die die einzelnen elektroschwachen Beiträge zum Bornschen Wirkungsquerschnitt zeigen (s. Abbildung 3.8 und folgende), im Widerspruch zu bisher veröffentlichten Darstellungen stehen. Abbildung 3.28 [Ing87] zeigt die entsprechenden Beiträge nach Ingelman für einen unpolarisierte Elektronenstrahl [Ing96]. Man erkennt, daß die schwachen Beiträge (reiner Z^0-Austausch und Interferenzterm) deutlich größer sind als die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse, vgl. Abbildung 3.8.
Für den Fall des unpolarisierten Elektronenstrahls soll im folgenden anhand einer Abschätzung gezeigt werden, daß die schwachen Beiträge nach Ingelman zu groß dargestellt sind, also nicht korrekt sein können. Dies ist insofern von Bedeutung, als der obige Plot aus [Ing87] offensichtlich in die Literatur Eingang gefunden hat, [Ze95], [Lev95].

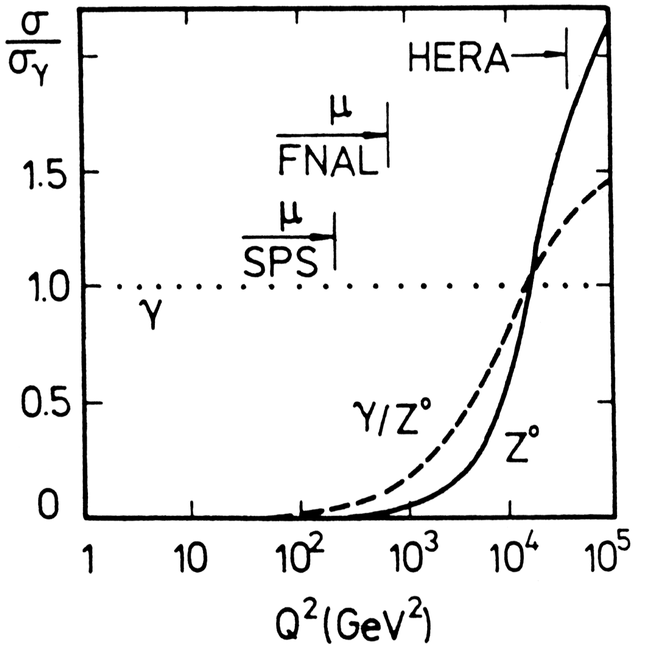


Abbildung 3.28: *Beiträge zum Wirkungsquerschnitt nach Ingelman.*

Ausgangspunkt für die Abschätzung ist die bereits in Abschnitt 3.3.2 aufgeführte, nach Kopplungsbeiträgen separierte Formel für den Bornschen Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned}\left(\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2}\right)_{Born} &= \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[Y_+ \cdot F_2(x,Q^2) + Y_- \cdot F_3(x,Q^2)\right] \\ = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\Bigg[Y_+ \Bigg(&\sum_{f\in\{u,c,t\}} xQ_f^+(x,Q^2)(A_u^{(1)} + A_u^{(2)}P_Z + A_u^{(3)}P_Z^2) \\ &+ \sum_{f\in\{d,s,b\}} xQ_f^+(x,Q^2)(A_d^{(1)} + A_d^{(2)}P_Z + A_d^{(3)}P_Z^2)\Bigg)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}&+Y_-\left(\sum_{f\in\{u,c,t\}} xQ_f^-(x,Q^2)(B_u^{(1)}+B_u^{(2)}P_Z+B_u^{(3)}P_Z^2)\right.\\&\left.\qquad+\sum_{f\in\{d,s,b\}} xQ_f^-(x,Q^2)(B_d^{(1)}+B_d^{(2)}P_Z+B_d^{(3)}P_Z^2)\right)\Bigg]\end{aligned}\tag{3.73}$$

Dort wurde auf die Bedeutung der einzelnen Kopplungen und ihren jeweiligen Beitrag zum Bornschen Wirkungsquerschnitt eingegangen. Es wurde begründet, daß die im Propagator quadratischen Terme mit dem reinen Z^0-Austausch, die linearen Terme mit der $\gamma - Z^0$-Interferenz und die von P_Z unabhängigen Terme mit dem reinen Photon-Austausch identifiziert werden können. Zusätzlich dazu werden die Beiträge in (3.73) noch nach ihren Quark-Kopplungsmöglichkeiten unterschieden.
Nach Abbildung 3.28 ging man davon aus, daß die schwache Wechselwirkung bei hohen $Q^2 \approx 10^4$ GeV^2 $- 2 \cdot 10^4$ GeV^2 den rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt dominiert und daß insbesondere der reine Z^0-Austausch dabei den größten Beitrag zum Bornschen Wirkungsquerschnitt liefert. Des weiteren geht aus dem Graphen hervor, daß der Beitrag des Z^0-Terms bis zur kinematischen Grenze auf mehr als das Doppelte des rein elektromagnetischen Beitrags steigt.
Aus den entsprechenden Diagrammen in Abschnitt 3.3.2 ist aber ersichtlich, daß der Beitrag des reinen Z^0-Terms für jeden Polarisierungsgrad λ kleiner als der rein elektromagnetische ist, was somit im Widerspruch zu der Ingelmanschen Darstellung steht. In diesem Abschnitt soll anhand einer Abschätzung *für den Fall des unpolarisierten Elektronenstrahls* gezeigt werden, daß ***der Beitrag des reinen Z^0-Austauschs kleiner*** als der des Photon-Austauschs ist. Dadurch können die in Abbildung 3.28 dargestellten Verhältnisse entkräftet und die in Abschnitt 3.3.2 präsentierten Verhältnisse gestützt werden.
Die Abschätzung erfolgt in mehreren Schritten:

1. Die Kopplungsterme im Ausdruck für F_3 werden den entsprechenden Termen in F_2 zugeschlagen. Unter Berücksichtigung von $B_u^{(1)} = B_d^{(1)} = 0$ gilt wegen Gleichungen (3.46) und (3.48):

$$\begin{aligned}\left(\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2}\right)_{Born} < \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}Y_+ &\Bigg[\sum_{f\in\{u,c,t\}} xQ_f^+(x,Q^2)\{A_u^{(1)}+(A_u^{(2)}+B_u^{(2)})P_Z+(A_u^{(3)}+B_u^{(3)})P_Z^2\}\\&+\sum_{f\in\{d,s,b\}} xQ_f^+(x,Q^2)\{A_d^{(1)}+(A_d^{(2)}+B_d^{(2)})P_Z+(A_d^{(3)}+B_u^{(3)})P_Z^2\}\Bigg]\end{aligned}\tag{3.74}$$

   Der Beitrag der schwachen Wechselwirkung wird in Gleichung (3.74) gegenüber Gleichung (3.73) überschätzt, während der elektromagnetische Anteil unverändert bleibt.

2. Für die Kopplungsterme in (3.74) werden die entsprechenden Zahlenwerte eingesetzt, die in Tabelle 3.4 zusammengestellt wurden. Da ein Vergleich mit der elektromagnetischen Wechselwirkung angestellt werden soll, werden die auf die elektrische Kopplung bezogenen Werte verwendet. Unter Berücksichtigung von $P_Z < 1$ folgt:

   - für die *u-Gruppe*:
     $(A_u^{(3)} + B_u^{(3)}) \cdot P_Z^2 : A_u^{(1)} < (0.32009 + 0.03155) \cdot 1 : 1 = 0.35164 : 1$

- für die *d-Gruppe*:
  $(A_d^{(3)} + B_d^{(3)}) \cdot P_Z^2 : A_d^{(1)} < (1.65069 + 0.22806) \cdot 1 : 1 = 1.87875 : 1$

Wäre das Proton nur aus Quarks der u-Gruppe aufgebaut, so wäre der rein elektromagnetische Beitrag zum Bornschen Wirkungsquerschnitt ungefähr dreimal so groß wie der reine Z^0-Anteil; bestünde das Proton hingegen nur aus Quarks der d-Gruppe, so wäre er ungefähr nur halb so groß wie der reine Z^0-Beitrag. Da das Proton aus Quarks beider Sorten besteht, liegt das tatsächliche Verhältnis zwischen diesen Werten.

3. Wie groß der Anteil des reinen Z^0-Austauschs am Bornschen Wirkungsquerschnitt tatsächlich ist, hängt entscheidend davon ab, ob die Quarkdichten $Q_f^+(x, Q^2)$ für Quarks der u- oder der d-Gruppe überwiegen.

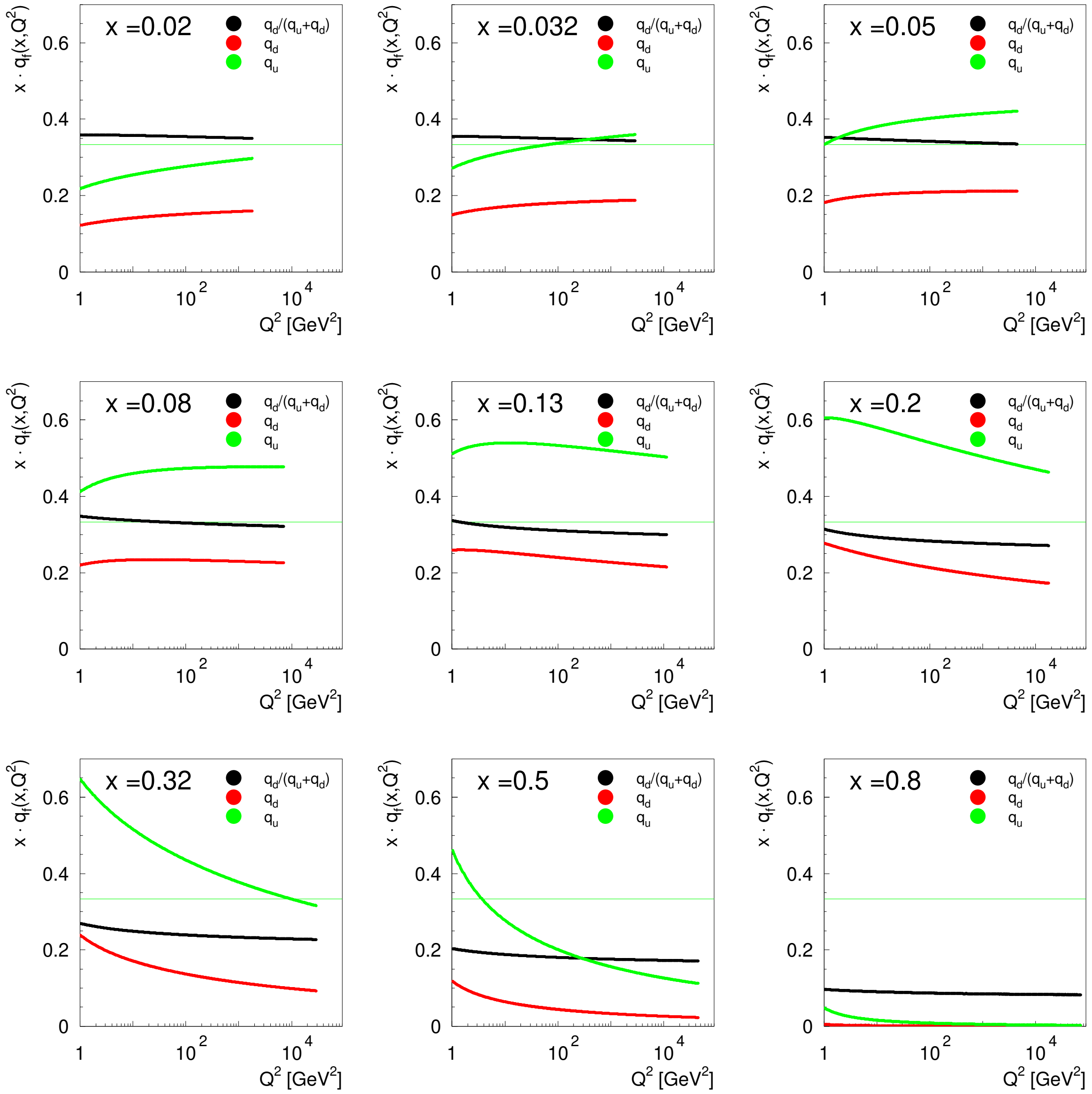


Abbildung 3.29: *Quarkdichten im Proton bei verschiedenen x als Funktion von Q^2 nach MRS H.*

Zunächst kann man eine vorläufige Abschätzung für das Valenzquarkbild des Protons durchführen und annehmen, daß die Quarkdichten nur durch u- und d-Quarks im Verhältnis 2:1 gegeben sind, daß also gilt:

$$\forall Q^2 \forall x : q_u(x, Q^2) = 2 \cdot q_d(x, Q^2) \tag{3.75}$$

und wegen Gleichung (3.41) damit auch:

$$\forall Q^2 \forall x : Q_u^+(x, Q^2) = 2 \cdot Q_d^+(x, Q^2) \tag{3.76}$$

Die Summanden in der geschweiften Klammer von Gleichung (3.74) lassen sich dann zusammenfassen. Für das Verhältnis von schwachem zu elektromagnetischem Anteil am Wirkungsquerschnitt folgt somit:

$$\begin{aligned} \frac{1}{3}\left(2 \cdot (A_u^{(3)} + B_u^{(3)}) + 1 \cdot (A_d^{(3)} + B_d^{(3)})\right) : 1 &= \frac{1}{3}(2 \cdot (0.35164) + 1 \cdot (1.87875)) : 1 \\ &\approx 0,86 \\ &< 1 \end{aligned} \tag{3.77}$$

In diesem Fall folgt also, daß der Z^0-Beitrag zum Wirkungsquerschnitt kleiner als der elektromagnetische Beitrag ist.

Allerdings muß man berücksichtigen, daß die Beziehungen (3.75) und (3.76) des Valenzquarkmodells nicht die korrekten Relationen zwischen Quarks der u- und d-Gruppe im Proton widerspigeln.

In Abbildung 3.29 sind die Valenzquarkdichten q_u und q_d in der Parametrisierung von Martin, Roberts und Stirling (MRS H) für verschiedene x-Werte als Funktion von Q^2 dargestellt. Zusätzlich ist das Verhältnis $r_d = q_d/(q_d + q_u)$ der d-Quarkdichte zur Gesamtdichte eingezeichnet. Die durchgezogene horizontale Linie bei $0,33$ stellt die naive Annahme (3.75) dar. Man erkennt, daß r_d für $x < 0.01$ etwas über $0,33$ liegt, jedoch mit steigenden Werten für x deutlich kleiner wird. Bei $x = 0,5$ beträgt $r_d \approx 0,2$, bei $x = 0,8$ sogar nur $r_d \approx 0,1$. Das bedeutet, daß im Bereich großer x das Verhältnis der Quarkdichten von d- zu u-Quarks deutlich zu den u-Quarks verschoben ist, im Bereich sehr großer x ungefähr bei 1:10 liegt. Als Funktion von Q^2 ist r_d für die betrachteten x-Werte eine monoton fallende Funktion.

Daraus folgt, daß die d-Quarks bei großen x und Q^2 trotz ihrer größeren Kopplung einen deutlich kleineren Beitrag zum schwachen Anteil am Wirkungsquerschnitt liefern als die d-Quarks. Insbesondere ist dieser Beitrag kleiner als in Gleichung (3.77) unter der naiven Annahme von Gleichung (3.76) angesetzt. Gleichung (3.77) stellt somit eine obere Abschätzung für das Verhältnis des reinen Z^0-Beitrags zum rein elektromagnetischen Anteil am Wirkungsquerschnitt dar. Dies widerlegt die bei [Ing87] gegebene Abbildung.

Abschließend sei darauf hingewiesen, daß sich die in 3.29 dargestellten Quarkdichten auf Valenzquarks beziehen; dies ist hinreichend, da die Seequarks im betrachteten (Q^2, x)-Bereich kaum Einfluß haben.

Abbildung 3.30 gibt ergänzend das Verhältnis r_d als Funktion von x wieder. Man erkennt, daß sich das Verhältnis der Quarkdichten bei großen x deutlich zugunsten der u-Quarks neigt und grob wie $(1 - x)$ abfällt. Da Ereignisse mit großen Werten für den Impulsübertrag Q^2 nur bei hohen Werten für x auftreten können, ist die oben durchgeführte Abschätzung konsistent mit den in Abbildungen 3.30 gezeigten Ergebnissen.

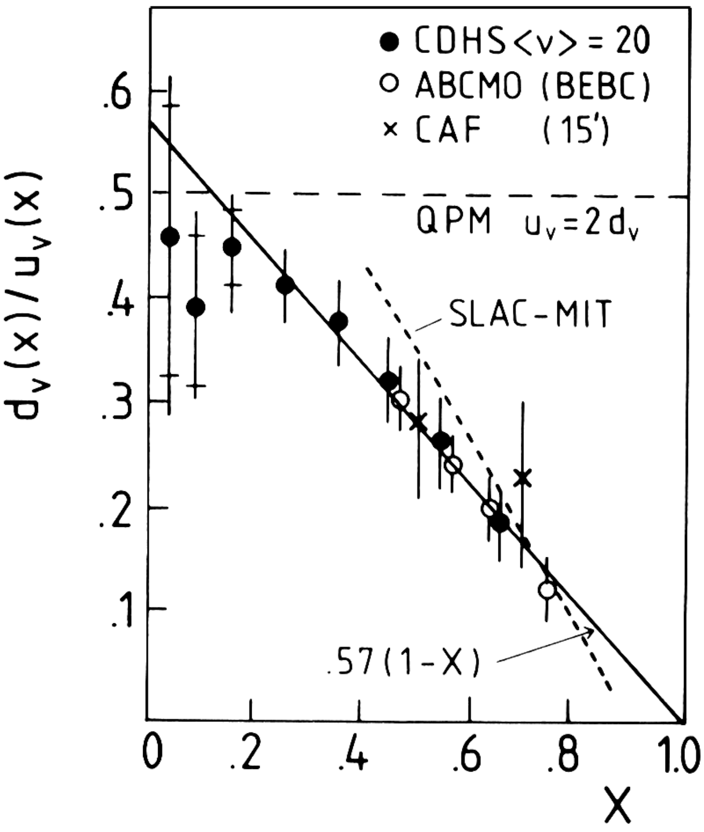


Abbildung 3.30: *Verhältnis der Valenzquarkdichten von u- und d-Quarks als Funktion von x [Eis82].*

Kapitel 4

Grundlagen der Analyse

In der vorliegenden Analyse werden Ereignisse der Elektron-Proton-Streuung bei sehr hohen Impulsüberträgen Q^2 betrachtet. In diesem Kapitel werden die Zielsetzungen dieser Arbeit formuliert und eine Vorgehensweise zu ihrer Umsetzung vorgestellt, in deren Mittelpunkt der Bornsche Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Lepton-Proton-Streuung steht. Nach der Einführung der Bins in Q^2 wird begründet, warum es vorteilhaft ist, den binweise integrierten Wirkungsquerschnitt zu verwenden. Nach einer kurzen Erläuterung der theoretischen Werkzeuge, die in dieser Arbeit verwendet wurden, folgt die Wiedergabe und kritische Betrachtung der aus den Daten der Jahre 1993 und 1994 ermittelten Wirkungsquerschnitte. In Kapitel 5 werden vorläufige Ergebnisse der Daten aus dem Jahr 1995 vorgestellt.

4.1 Zielsetzungen der Analyse

Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, spielen in Elektron- bzw. Positron-Proton-Streureaktionen bei sehr hohen Impulsüberträgen Q^2 Einflüsse der schwachen Wechselwirkung in zunehmendem Maße eine Rolle. Ferner kann für solche Ereignisse die im Standardmodell angenommene Punktförmigkeit der Quarks bis in den Bereich der möglichen Auflösung überprüft werden. Beide Punkte sollen in dieser Analyse untersucht werden. Dazu werden die folgenden Zielsetzungen formuliert:

1. **Suche nach Effekten der schwachen Wechselwirkung in neutralen Strömen**
   Zwei Größen stehen bei dieser Untersuchung zur Verfügung (vgl. Abschnitt 3.4.2):
   - *Strukturfunktion* F_3
     Die Strukturfunktion F_3 ist mit der Differenz der Bornschen Wirkungsquerschnitte für Elektronen und Positronen verknüpft. Besitzt diese Differenz einen von 0 signifikant abweichenden Wert, so kann das als Evidenz für die schwache Wechselwirkung gewertet werden.
   - Q^2*-Verteilungen für Elektron- und Positronstreuereignisse*
     Weisen die aus diesen Verteilungen gewonnenen Bornschen Wirkungsquerschnitte eine signifikante Abweichung vom rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt auf, so ist das ein Hinweis für die schwache Wechselwirkung.
2. **Abschätzung der Masse des schwachen Z^0-Austauschbosons im t-Kanal**
   Durch Vergleich der experimentell ermittelten Bornschen Wirkungsquerschnitte mit Elementen der Schar Z_1 (bzw. Z_2), die in Abschnitt 3.4.2 definiert wurden, kann derjenige Wert des Parameters M_Z' ermittelt werden, für den sich die beste Übereinstimmung ergibt. Er kann - im Rahmen der Meßgenauigkeit - mit der Masse des Z^0-Teilchens im t-Kanal gleichgesetzt werden.

3. **Untersuchung auf Quarksubstrukturen**
   Ein Vergleich des experimentell bestimmten Bornschen Wirkungsquerschnitts mit den Elementen der in Abschnitt 3.4.1 definierten Schar S kann genutzt werden, den Parameter R abzuschätzen, der nach Abschnitt 3.4.1 eine Längenskala für den Quarkradius definiert. Eine signifikante Abweichung vom Bornschen Wirkungsquerschnitt kann nach diesem Ansatz als Ausdehnung der Quarks interpretiert werden.

Punkt 1 und 2 werden in Kapitel 6, Punkt 3 in Kapitel 7 behandelt.
Der Bornsche Wirkungsquerschnitt stellt nach Formulierung der Zielsetzungen für diese Arbeit die Schlüsselgröße dar, deren Ermittlung darüber hinaus von physikalischem Interesse ist, z.B. bei der Bestimmung der Protonstrukturfunktionen ([Lev95], [Mer94]).
Zur Untersuchung der oben aufgezählten Punkte werden die aus den Daten der Jahre 1993 und 1994 gewonnenen und in [H1C95] veröffentlichten Wirkungsquerschnitte herangezogen. Im nächsten Abschnitt werden verschiedene Varianten für ihn vorgestellt, die zur Untersuchung verwendet werden können.

4.2 Ermittlung des Wirkungsquerschnitts

4.2.1 Die Varianten des Wirkungsquerschnitts

Einfach differentieller Wirkungsquerschnitt
In Kapitel 3.3.2 wurde ein algebraischer Ausdruck für den doppelt differentiellen Bornschen Wirkungsquerschnitt ($d^2\sigma/dxdQ^2$) gegeben. Es wurde darauf hingewiesen, daß für die vorliegende Analyse das Q^2-Verhalten des Wirkungsquerschnitts ausschlaggebend ist, da sowohl der Propagator-Term P_Z als auch das Auflösungsvermögen nur von Q^2 abhängen. Wie bereits an verschiedenen Stellen angedeutet, ist es daher sinnvoll, den einfach differentiellen Bornschen Wirkungsquerschnitt, der durch Integration über das zugängliche x-Intervall $I_x = [x_{min}; 1]$ (mit $x_{min} = Q^2/s$) gemäß

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \int\limits_{x_{min}(Q^2)}^{1} \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} dx \tag{4.1}$$

ermittelt werden kann, anstelle des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Untersuchungen heranzuziehen, die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von x somit „herauszuintegrieren“. Es ist wichtig, daß der numerische Vergleich von experimentell ermittelten und theoretisch berechneten einfach differentiellen Wirkungsquerschnitten an derselben Q^2-Stelle erfolgt.

Definition der Bins
Durch die diskrete Zerlegung

$$Q^2_{min} \quad = \quad Q^2_{(1)} < Q^2_{(2)} < ... < Q^2_{(n)} < Q^2_{(n+1)} = 90.200\ GeV^2 \tag{4.2}$$

mit den Stützstellen $Q^2_{(i)}$, $i \in \{1, ..., n+1\}$, werden auf der kinematischen Ebene n sogenannte *Bins* (Q^2-Bins)

$$B(i) := \{Q^2 : Q^2_{(i)} \leq Q^2 < Q^2_{(i+1)}\} \tag{4.3}$$

definiert. Da die Kinematik eines Ereignis durch die lorentzinvarianten Variablen x und Q^2 festgelegt ist, kann es genau einem Bin $B(i)$ zugeordnet werden. In jedem Bin wird ferner ein Element $\tilde{Q}^2_{(i)}$ ausgezeichnet, das im folgenden als *Binzentrum* bezeichnet werden soll. An diesen Stellen soll der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Die Stützstellen $Q^2_{(i)}$ werden *Bingrenzen* genannt. Die Wahl der Bingrenzen und der Binzentren in dieser Arbeit wird in Abschnitt 4.2.3 ausgeführt.

Integrierter Wirkungsquerschnitt
Für die weitere Analyse ist es sinnvoll und vorteilhaft, neben obigem einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt auch den binweise integrierten Wirkungsquerschnitt

$$\Delta\sigma^{(i)} = \int\limits_{Q_i^2}^{Q_{i+1}^2} \frac{d\sigma}{dQ^2} dQ^2 \tag{4.4}$$

einzuführen. Er ist vom totalen Wirkungsquerschnitt zu unterscheiden, der über den gesamten zugänglichen Q^2-Bereich integriert wird. Die Q^2-Abhängigkeit des binweise integrierten Wirkungsquerschnitts macht sich dadurch bemerkbar, daß jedem von Q^2 abhängigen Bin der Zahlenwert des Integrals (4.4) zugeordnet wird. Sie hängt damit von der Wahl der Bins ab.

4.2.2 Bestimmungsgleichung des Wirkungsquerschnitts

Aus der Verteilung aller während einer Messung gewonnenen Ereignisse läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt mittels

$$\left.\frac{d\sigma}{dQ^2}\right|_{\tilde{Q}^2_{(i)}} = \frac{\Delta\sigma^{(i)}}{\Delta Q^2_{(i)}} \cdot B_Z^{(i)}(\tilde{Q}^2_{(i)}) \tag{4.5}$$

$$= \frac{1}{L_{int}} \frac{N_{ev}^{(i)}}{\Delta Q^2_{(i)}} \frac{f_{rad}^{(i)}}{f_{acc}^{(i)} f_{eff}^{(i)}} B_Z^{(i)}(\tilde{Q}^2_{(i)}) \tag{4.6}$$

an der Stelle $\tilde{Q}^2_{(i)}$ gewinnen. Dabei sind:

$N_{ev}^{(i)}$	die Anzahl der Ereignisse im Bin $B(i)$,
$\Delta Q^2_{(i)}$	$= (Q^2_{(i+1)} - Q^2_{(i)})$ die Breite des Bins $B(i)$,
L_{int}	die integrierte Luminosität,
$f_{rad}^{(i)}$	der radiative Korrekturfaktor,
$f_{acc}^{(i)}$	die Akzeptanz,
$f_{eff}^{(i)}$	die Effizienz,
$B_Z^{(i)}(\tilde{Q}^2)$	die Binzentrumskorrektur (s.u.).

Gleichung (4.6) liefert die Vorschrift zur Ermittlung des differentiellen Wirkungsquerschnitts: Alle im Bin $B(i)$ nachgewiesenen Ereignisse $N_{ev}^{(i)}$ werden durch die Binbreite $\Delta Q^2_{(i)}$ und die integrierte Luminosität dividiert. Durch die Korrekturfaktoren f_{rad}, f_{acc} und f_{eff} werden Detektor-Effekte und radiative Einflüsse berücksichtigt. Die Binzentrumskorrektur $B_Z^{(i)}(\tilde{Q}^2)$ trägt dem Umstand Rechnung, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt, ausgewertet an der Stelle $\tilde{Q}^2$, i.a. nicht gleich dem *mittleren* Wirkungsquerschnitt $(\Delta\sigma^{(i)}/\Delta Q^2_{(i)})$ im i-ten Bin ist.
Der integrierte Wirkungsquerschnitt wird durch

$$\Delta\sigma^{(i)} = \frac{1}{L_{int}} N_{ev}^{(i)} \frac{f_{rad}^{(i)}}{f_{acc}^{(i)} f_{eff}^{(i)}} \tag{4.7}$$

Bin-Index i	linke Bingrenze $Q^2_{(i-1)}$[GeV^2]	rechte Bingrenze Q^2_i [GeV^2]	Binbreite ΔQ^2 [GeV^2]	Binzentrum $\tilde{Q}^2_{(i)}$ [GeV^2]
1	158,5	251,2	92,7	199,5
2	251,2	398,1	146,9	316,2
3	398,1	631,0	232,9	501,2
4	631,0	1.000,0	369,0	794,3
5	1.000,0	1.584,9	584,9	1.258,9
6	1.584,9	2.511,9	927,0	1.995,3
7	2.511,9	3.981,1	1.469,2	3.162,3
8	3.981,1	6.309,6	2.328,5	5.011,9
9	6.309,6	10.000,0	3.690,4	7.943,3
10	10.000,0	15.848,9	5.848,9	12.589,3
11	15.848,9	25.118,9	9.270,0	19.952,6

Tabelle 4.1: *Q^2-Bins für unpolarisierte Elektronen- bzw. Positronenstrahlen.*

aus der Anzahl der Ereignisse in den einzelnen Q^2-Bins und den oben definierten Korrekturfaktoren ermittelt. Es muß keine Binzentrumskorrektur durchgeführt werden. Die Q^2-Abhängigkeit des integrierten Wirkungsquerschnitts ist, wie erwähnt, über die Wahl der Q^2-Bins enthalten und hängt von dieser ab.

4.2.3 Die Wahl der Q^2-Bins

Aus Abschnitt 3.3.2 ging hervor, daß der Bornsche Wirkungsquerschnitt eine stark fallende Funktion von Q^2 ist (vgl. Seite 24). Bei gegebener Luminosität sind die Ereigniszahlen bei sehr hohen Impulsüberträgen dementsprechend wesentlich kleiner als bei geringeren Q^2. Durch geeignete Wahl der Bingrenzen $Q^2_{(i)}$ können die Bins hinreichend breit gewählt werden, damit der Einfluß des statistischen Fehlers auf die Ereigniszahlen bei hohen Q^2 verringert wird. Es bietet sich an, die Bins in Anlehnung an [H1C95] logarithmisch äquidistant mit 5 Bins pro Dekade zu wählen. Der Bin-Index $i \in \{1, 2, ..., n\}$, die Bingrenzen $Q^2_{(i)}$ und eine Wahl für die Binzentren $\tilde{Q}^2_{(i)}$ sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

An den Binzentren $\tilde{Q}^2_{(i)}$ wird der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ ausgewertet. Die Wahl dieser Stellen muß sorgfältig geschehen, da andernfalls scheinbar große Abweichungen zwischen theoretischen und experimentellen Werten von bis zu mehreren Standardabweichungen auftreten können [Laf94]. Hierfür ist die Binzentrumskorrektur B_Z in Gleichung (4.5) verantwortlich, die besonders bei sehr breiten Bins und stark abfallenden Ereigniszahlen (bzw. den ihnen zugundeliegenden Wirkungsquerschnitten) einen großen Einfluß gewinnt.

Vorteilhaft sind die Stellen, an denen die Binzentrumskorrektur $B_Z^{(i)}$ gleich 1 ist, an denen also gilt:

$$\left.\frac{d\sigma}{dQ^2}\right|_{\tilde{Q}^2_{(i)}} = \frac{\Delta\sigma^{(i)}}{\Delta Q^2_{(i)}} \tag{4.8}$$

$$= \frac{1}{\Delta Q^2_{(i)}} \int\limits_{Q^2_{(i)}}^{Q^2_{(i+1)}} \frac{d\sigma}{dQ^2} dQ^2 \tag{4.9}$$

In jedem Bin existiert aufgrund des Mittelwertsatz der Integralrechnung eine solche Stelle $\tilde{Q}^2_{(i)}$ ($(d\sigma/dQ^2)$ ist eine stetige Funktion). Leider können diese Stellen i.a. aber nicht bestimmt werden, ohne Annahmen über den zugrundeliegenden Wirkungsquerschnitt zu machen. Für lineare Funktionen sind die Stellen, an denen die Binzentrumskorrektur 1 ist, gleich den arithmetischen Mittelwerten der Bingrenzen.

Die getroffene Wahl für die Binzentren wurde in [H1C95] verwendet. Sie nutzt das grobe Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts als Funktion von Q^2, das durch den zu Q^{-4} proportionalen Vorfaktor bestimmt wird, vorteilhaft aus. In doppellogarithmischer Darstellung fällt dieser Vorfaktor linear ab, so daß für logarithmisch äquidistante Bins die durch

$$log(\tilde{Q}^2_{(i)}) = \frac{1}{2}\left(log(Q^2_{(i)}) + log(Q^2_{(i+1)})\right) \tag{4.10}$$

definierten Binzentren gleich den Stellen mit Binzentrumsfaktor $B_Z = 1$ wären. Es muß jedoch beachtet werden, daß der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt nicht genau einem linearen Abfall in doppellogarithmischer Darstellung folgt, da seine Q^2-Abhängigkeit nicht allein durch den Vorfaktor bestimmt wird, was sich besonders bei Impulsüberträgen mit $Q^2 > 20.000$ GeV^2 auswirkt, s. Abbildung 3.7 auf Seite 23. Dies wird bereits bei kleineren Werten für Q^2 deutlich, so daß bei dieser Wahl für die Binzentren eine Binzentrumskorrektur erforderlich wird[1]. Die durch Gleichung (4.10) bestimmten Binzentren erfüllen also die Beziehung (4.8) nicht exakt. Um die durch (4.8) charakterisierten Binzentren zu berechnen, muß der eigentlich erst zu bestimmende Wirkungsquerschnitt bekannt sein.

Ein ähnliches Problem tritt auf, wenn man stattdessen versucht, in jedem Bin $B(i)$ bei frei gewähltem Binzentrum $\tilde{Q}^2_{(i)}$ die Binzentrumskorrektur $B_Z^{(i)}$ zu bestimmen, die sich ja nach Gleichung (4.5) zu

$$B_Z^{(i)}(Q^2) = \frac{\left.\frac{d\sigma}{dQ^2}\right|_{\tilde{Q}^2_{(i)}}}{\frac{\Delta\sigma^{(i)}}{\Delta Q^2_{(i)}}} \tag{4.11}$$

ergibt. Auch bei der Berechnung von $B_Z^{(i)}$ müssen Annahmen über die funktionale Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Q^2 gemacht werden.

Dieses Problem kann man umgehen, indem man die binweise integrierten Wirkungsquerschnitte $\Delta\sigma^{(i)}$ zur Analyse heranzieht, da diese nur von den Bingrenzen und nicht von den Binzentren abhängen. In dieser Arbeit werden daher die binweise integrierten Wirkungsquerschnitte zum Vergleich von experimentellen Daten und theoretischen Rechnungen verwendet. Stimmen die experimentellen Werte mit den aus einer Theorie, z.B. dem Standardmodell, überein, so lassen sich die Binzentren $\tilde{Q}^2_{(i)}$ nachträglich nach Formel (4.11) unter Annahme dieser Theorie berechnen.

4.3 Die theoretischen Werkzeuge

Um die experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte mit den aus der Theorie stammenden Werten vergleichen zu können, wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Programmpakete eingesetzt:

1. **Das Monte-Carlo-Programm CIMODEL**
   Das Programmpaket CIMODEL berechnet integrierte Wirkungsquerschnitte für Elektron- bzw. Positron-Proton-Streuereignisse in neutralen Strömen. Es nutzt diese Wirkungsquerschnitte zur Generierung von Ereignissen, wobei es sich durch eine schnelle

---

[1] Unter Annahme der Gültigkeit des Standardmodells werden die entsprechenden Faktoren in Abschnitt 4.4.2 berechnet.

Simulation des gestreuten Leptons im Flüssig-Argon-Kalorimeter auszeichnet. Obwohl der hadronische Endzustand dabei nicht im Detail bestimmt wird, stimmen die erzielbaren Ergebnisse gut mit detaillierten Monte-Carlo-Simulationen überein, die sowohl eine vollständige Simulation des hadronischen Endzustands als auch Detektor-Effekte berücksichtigen [Mar94].

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts kann man zwischen dem Standard-Modell oder verschiedenen Kontakt-Wechselwirkungs-Modellen wählen. Da letztere nicht Gegenstand dieser Arbeit waren, wurde CIMODEL nur zu Rechnungen im Rahmen des Standard-Modells herangezogen. Ereignisse, die mit CIMODEL generiert wurden, dienten bei der Betrachtung der Ereignisse aus dem Jahr 1995 als Vergleich.

Im verwendeten Algorithmus wird die Teilmenge

$$\begin{aligned}\mathcal{E} := \{(Q^2, x) \ : \ & Q^2_{min} = 100\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq Q^2_{max} = 100.000\mathrm{GeV}^2, \\ & x_{min} = 1 \cdot 10^{-3} \leq x \leq x_{max} = 1\}\end{aligned} \tag{4.12}$$

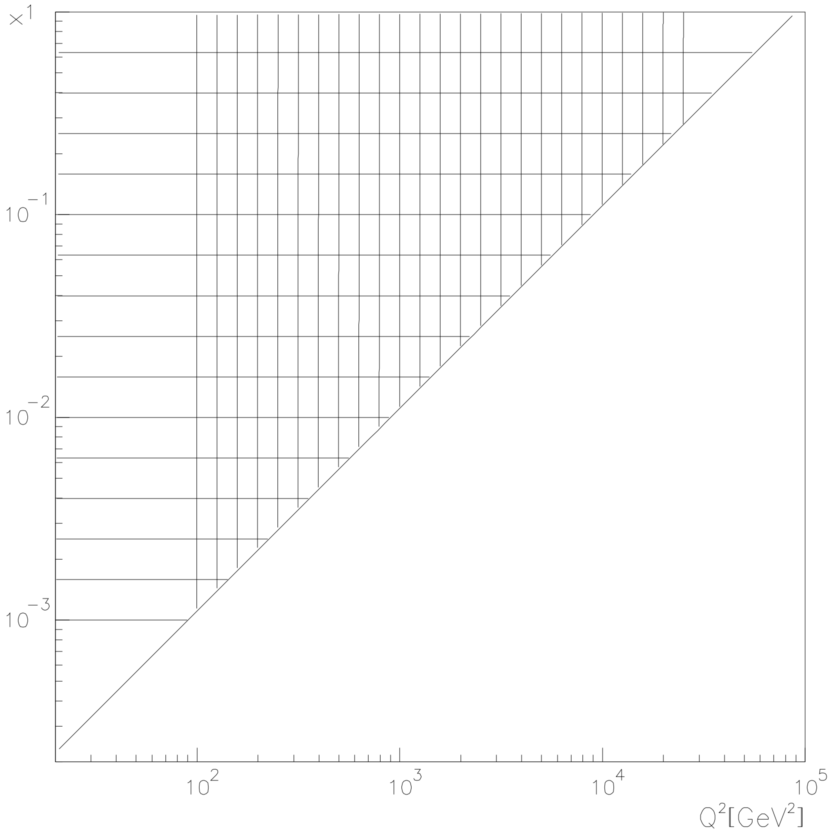


Abbildung 4.1: *Einteilung der kinematischen Ebene in der Analyse der Daten aus den Jahren 1993 und 1994 in logarithmisch äquidistante Rechtecke [H1C95].*

der kinematischen Ebene in $25 \cdot 15$ disjunkte, logarithmisch äquidistante Rechtecke $R(i,j)$, $i \in \{1,2,...,25\}$, $j \in \{1,2,...,15\}$, zerlegt, s. Abbildung 4.1. Auf jedem dieser

Rechtecke wird der integrierte Wirkungsquerschnitt $\Delta\sigma_2^{(i,j)}$ bestimmt, wobei die Integration numerisch nach Simpson durchgeführt wird. Hierzu wird jedes Rechteck $R(i,j)$ in $10 \cdot 10$ Teilrechtecke zerlegt.

Man erhält den über ein Q^2-Bin integrierten Wirkungsquerschnitt durch:

$$\Delta\sigma^{(i)} = \sum_j \Delta\sigma_2^{(i,j)} \tag{4.13}$$

Im Laufe dieser Arbeit wurde ein Programmierfehler im Algorithmus zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts in CIMODEL gefunden, aufgrund dessen die Rechtecke $R(i,j)$ nicht disjunkt sind, sondern teilweise überlappen. Dies führt zu systematisch zu kleinen Werten für die Wirkungsquerschnitte $\Delta\sigma_2^{(i,j)}$.

Abbildung 4.2 zeigt das Verhältnis der mit CIMODEL berechneten Wirkungsquerschnitte vor und nach der Korrektur des Fehlers. Teilbild a) stellt die Ergebnisse für die von CIMODEL verwendeten Q^2-Bins dar. Die relative Abweichung der korrigierten zur fehlerbehafteten Version beträgt ungefähr 5%, steigt aber zu größeren Q^2-Werten an und erreicht im höchsten Bin mehr als 10%. Auffällig sind die Schwankungen für das berechnete Verhältnis zwischen zwei Bins. Sie folgen aus der Überlappung der Rechtecke $R(i,j)$, die in der unkorrigierten Version von CIMODEL vorlag. Faßt man je zwei benachbarte Bins zusammen, erhält man die in dieser Analyse verwendeten Bins, vgl. Abschnitt 4.2.3. Teilbild b) zeigt den Einfluß des Fehlers in diesem Fall. Man erkennt, daß die in Teilbild a) auftretenden Schwankungen zwischen zwei Bins ausgeglichen werden, der Fehler aber weiterhin von etwa 5% bis ungefähr 7% mit wachsenden Werten für Q^2 ansteigt, insgesamt also einen deutlichen Einfluß besitzt.

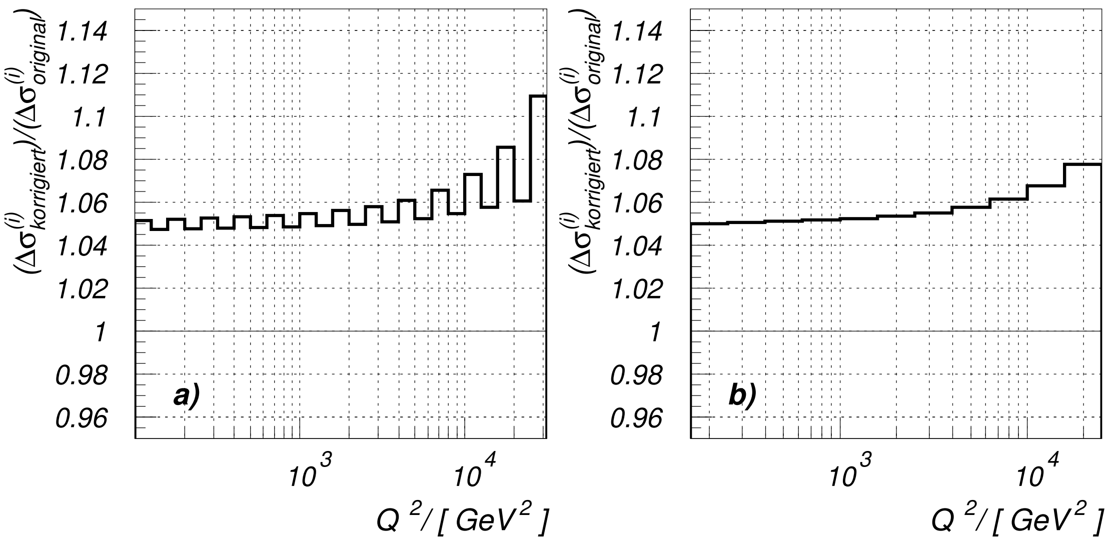


Abbildung 4.2: *Verhältnis der mit der korrigierten Version von CIMODEL berechneten integrierten Wirkungsquerschnitten zu den mit der Originalversion bestimmten, a) für Bins aus CIMODEL, b) für Bins in dieser Analyse.*

In [H1C95] wurde die Originalversion von CIMODEL verwendet [Mar96]. Die dort veröffentlichten Ergebnisse werden - soweit für diese Arbeit von Interesse - im nächsten Abschnitt zusammengefaßt und diskutiert. Der Fehler im Programm CIMODEL geht in die genannte Analyse zum einen bei der Hochrechnung der Ereigniszahlen auf den gesamten kinematischen Phasenraum ein, zum anderen beim Vergleich der experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen des Standardmodells, woraus Abschätzungen für den Quarkradius und Kontaktwechselwirkungen getroffen werden [H1C95]. Eine Abweichung der theoretischen Werte in der Größe von $5 - 10\%$ darf nicht unberücksichtigt bleiben, vgl. die Diskussion im nächsten Abschnitt.

Der Programmfehler wurde unabhängig von P. Haberl gefunden [Hab96].

2. **Das Programmpaket INTEG**
   Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Programmpaket INTEG entwickelt, das einen Großteil der Arbeit für diese Analyse darstellt. Es erlaubt eine flexible Berechnung von Wirkungsquerschnitten für Elektron- bzw. Positron-Proton-Streureaktionen in neutralen Strömen. INTEG weist die folgenden Eigenschaften auf:

   - *Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$*
     Während man mit CIMODEL den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ nur durch $\Delta\sigma/\Delta Q^2$ annähern kann, erlaubt INTEG die Berechnung des „echten“ einfach differentiellen Wirkungsquerschnitts an beliebigen Q^2-Stellen. Dies ist besonders in Bezug auf die Diskussion der Binzentrumskorrektur von Interesse, da INTEG als Werkzeug zu ihrer Berechnung verwendet werden kann.
   - *Berechnung des integrierten Wirkungsquerschnitts $\Delta\sigma$*
     Durch Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts über ein Q^2-Bin werden die integrierten Wirkungsquerschnitte erzeugt.
   - *Freie Wahl der Q^2-Bins*
     Die Q^2-Bins können frei gewählt werden. Für die vorliegende Arbeit wurden zwar ebenfalls die bei CIMODEL benutzten Bins verwendet, doch kann eine beliebige andere Wahl getroffen werden.
   - *Freie Wahl der Integrationsgenauigkeit bei Integration über x*
     Die numerische Integration über x wird nach Gauss durchgeführt. Die Rechengenauigkeit kann dabei frei eingestellt werden. Alternativ kann ebenfalls mit beliebiger Genauigkeit nach dem Simpsonschen Verfahren integriert werden, was aber mehr Rechenzeit beansprucht.

     Die numerische Integration über Q^2 zur Berechnung der integrierten Wirkungsquerschnitte wird wie in CIMODEL nach Simpson durchgeführt; das Q^2-Bin wird dabei in 20 Teilintervalle zerlegt. Aus diesen Gründen sollte die Integration genauer sein als in CIMODEL.
   - *Variation der Propagatormasse*
     In INTEG ist die Möglichkeit gegeben, Datensätze für den differentiellen und den integrierten Wirkungsquerschnitt unter Variation des Parameters M'_Z zu erstellen, der in Abschnitt 3.4.2 definiert wurde. Somit kann für den differentiellen Wirkungsquerschnitt die dort definierte Schar Z_1 erzeugt werden.
   - *Freie Wahl des Polarisierungsgrades λ*
     Diese Einstellungsmöglichkeit besteht auch bei CIMODEL.

Insgesamt stellt INTEG ein Instrument dar, mit dessen Hilfe der einfach differentielle und der integrierte Wirkungsquerschnitt in beliebigen Bereichen der kinematischen

Ebene mit hoher Genauigkeit berechnet werden können. Sein Aufbau gestattet die relativ einfache Erweiterung auf andere Integranden als den doppelt differentiellen Bornschen Wirkungsquerschnitt, so daß auch eine Erweiterung auf die Berechnung von Wirkungsquerschnitten außerhalb des Standardmodells ohne großen Aufwand möglich ist. Im Prinzip kann INTEG in Zukunft auch als Herzstück eines Monte-Carlo-Generators verwendet werden.

Die Güte des Programmpakets INTEG kann durch Vergleich mit CIMODEL durchgeführt werden. In Abbildung 4.3 ist der Quotient der integrierten Wirkungsquerschnitte $\Delta\sigma^{(i)}$ dargestellt, die mit CIMODEL bzw. INTEG berechnet wurden. INTEG liefert etwas größere Werte für den integrierten Wirkungsquerschnitt als CIMODEL, doch ist die Abweichung geringer als 1,2%. Obwohl die Ergebnisse nicht exakt übereinstimmen, sind sie konsistent und dies obwohl der zugrundeliegende Integrand im Integrationsbereich um mehrere Größenordnungen abfällt. Die Differenzen sind auf die unterschiedlichen Algorithmen und Integrationsverfahren zurückzuführen. Sie liegen im Rahmen der theoretischen Ungenauigkeiten, die durch die unterschiedlichen Parametrisierungen der Strukturfunktionen hervorgerufen werden und werden im systematischen Fehler berücksichtigt. Die in Kapitel 3 präsentierten Darstellungen der Wirkungsquerschnitte wurden mit INTEG erstellt, die präsentierten Resultate werden durch Abbildung 4.3 gestützt.

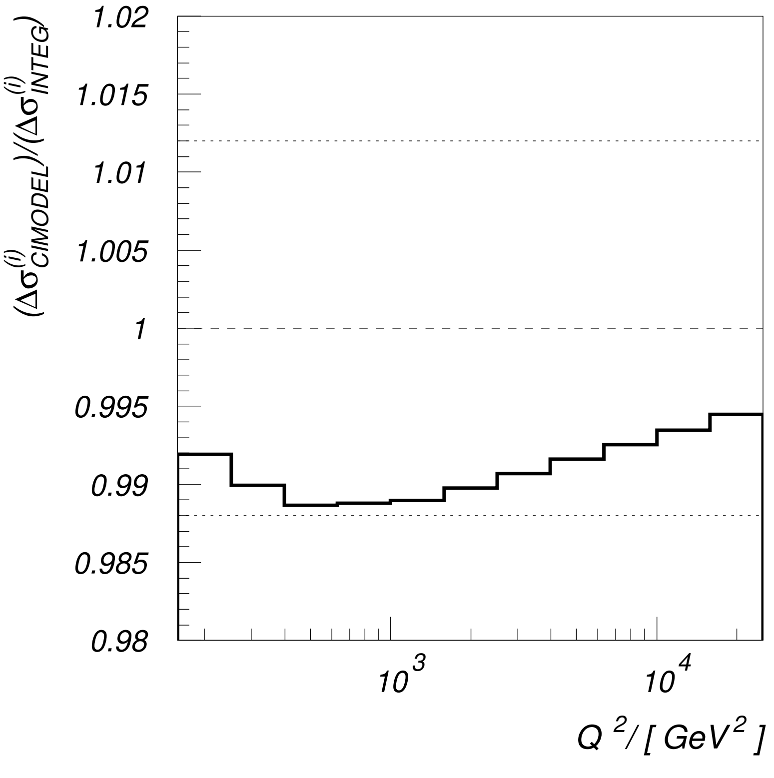


Abbildung 4.3: *Verhältnis der mit CIMODEL und INTEG berechneten integrierten Wirkungsquerschnitte. In beiden Fällen wurde die Parametrisierung MRS H der Strukturfunktion* F_2 *verwendet.*

$< Q^2 >$ [GeV^2]	Elektronen $d\sigma/dQ^2$ [pbGeV^{-2}]	Positronen $d\sigma/dQ^2$ [pbGeV^{-2}]
200	$16,5 \pm 0,7 \pm 0,6$	$16,2 \pm 0,4 \pm 0,8$
316	$5,43 \pm 0,25 \pm 0,11$	$5,57 \pm 0,14 \pm 0,16$
501	$1,77 \pm 0,11 \pm 0,04$	$1,81 \pm 0,06 \pm 0,06$
794	$(6,03 \pm 0,48 \pm 0,11) \cdot 10^{-1}$	$(6,04 \pm 0,27 \pm 0,15) \cdot 10^{-1}$
1259	$(1,66 \pm 0,19 \pm 0,05) \cdot 10^{-1}$	$(1,92 \pm 0,12 \pm 0,06) \cdot 10^{-1}$
1995	$(5,09 \pm 0,84 \pm 0,21) \cdot 10^{-2}$	$(5,38 \pm 0,49 \pm 0,13) \cdot 10^{-2}$
3162	$(1,79 \pm 0,40 \pm 0,09) \cdot 10^{-2}$	$(1,23 \pm 0,19 \pm 0,04) \cdot 10^{-2}$
5012	$(3,02 \pm 1,14 \pm 0,77) \cdot 10^{-3}$	$(4,19 \pm 0,91 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$
7943	$(1,91 \pm 0,95 \pm 0,51) \cdot 10^{-3}$	$(7,50 \pm 3,36 \pm 0,48) \cdot 10^{-4}$
12589	$(6,74 \pm 6,74 \pm 0,66) \cdot 10^{-4}$	$(1,00 \pm 1,00 \pm 0,11) \cdot 10^{-4}$
19953	–	$(7,32 \pm 7,32 \pm 1,49) \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4.2: *Die in [H1C95] veröffentlichten differentiellen Wirkungsquerschnitte* $d\sigma/dQ^2$ *für Elektronen und Positronen.*

Sowohl in CIMODEL als auch in INTEG wird bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts die Parametrisierung MRS H der Protonstrukturfunktionen zugrunde gelegt. Bei den weiteren Betrachtungen muß berücksichtigt werden, daß verschiedene Strukturfunktionen zu unterschiedlichen Ergebnissen für den Wirkungsquerschnitt führen können. Da das Q^2-Verhalten der Strukturfunktionen durch die DGLAP-Gleichungen beschrieben wird, ist anzunehmen, daß der Einfluß verschiedener Strukturfunktionen nicht allzu deutlich sein dürfte. In [H1C95] wurde der Effekt auf wenige Prozent abgeschätzt. Er sollte als Fehler auf die theoretischen Werte betrachtet werden.

4.4 Bestimmung des Bornschen Wirkungsquerschnitts bei H1 aus den Daten der Jahre 1993 und 1994

4.4.1 Wiedergabe der Ergebnisse

Eine Untersuchung von Ereignissen in neutralen Strömen bei großen Impulsüberträgen Q^2 wurde in [H1C95] präsentiert. Die Daten wurden in den Jahren 1993 und 1994 am Detektor H1 gewonnen. Die Datenselektion wird in Abschnitt 5 beschrieben und umfaßte:

- 739 Ereignisse aus Elektron-Proton-Streuung, entsprechend einer integrierten Luminosität von $0,418$ ($\pm 4,5\%$) pb^{-1} aus dem Jahr 1993,
- 810 Ereignisse aus Positron-Proton-Streuung, entsprechend einer integrierten Luminosität von $0,491$ ($\pm 2,4\%$) pb^{-1} aus dem Jahr 1993,
- 5.201 Ereignisse aus Positron-Proton-Streuung, entsprechend einer integrierten Luminosität von $2,947$ ($\pm 1,8\%$) pb^{-1} aus dem Jahr 1994.

Aus ihnen wurden die in Tabelle 4.2 aufgeführten differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmt. Wegen Ungleichung (3.52) erwartet man, daß der Wirkungsquerschnitt für Elektronen größer als der Wirkungsquerschnitt für Positronen ist, wie dies auch in Abbildung 3.16 auf Seite 34 zu erkennen ist. Aus den Werten in Tabelle 4.2 geht dies nur bedingt hervor. Lediglich in 4 von 10 gemeinsamen Bins ist der zitierte Mittelwert der experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte für Elektronen größer als für Positronen. Diese Diskrepanz

kann allerdings im Rahmen der Fehler erklärt werden. Sie wird in Abschnitt 4.4.2 nochmals aufgegriffen und zum Teil beseitigt.
In [H1C95] wurden Wirkungsquerschnitte mittels eines χ^2-Tests mit theoretischen Rechnungen verglichen. Hieraus ergab sich eine Abschätzung für verschiedene Parameter möglicher Kontaktwechselwirkungen, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll; für diese Arbeit ist das Ergebnis der Formfaktor-Analyse relevant: Mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 5% wird der Quarkradius zu

$$R < 2,6 \cdot 10^{-18}\ m \tag{4.14}$$

abgeschätzt. Im Formfaktoransatz, der in Abschnitt 3.4.1 ausgeführt wurde, wurde der Formfaktor des Elektrons gleich 1 gesetzt, also ein punktförmiges Elektron angenommen, und der Quark-Formfaktor mit

$$F_R(Q^2) = 1 - \frac{1}{6} R^2 Q^2 \tag{4.15}$$

angesetzt.

4.4.2 Kritische Betrachtung

Einige Punkte bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts in [H1C95] müssen kritisch betrachtet werden. Aus der Diskussion folgt, daß die in Tabelle 4.2 aufgeführten Werte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt korrigiert werden müssen. Folgende Punkte müssen berücksichtigt werden:

1. *Korrektur von CIMODEL*
   Der oben diskutierte Fehler im Programm CIMODEL führt zu systematischen Abweichungen der berechneten Wirkungsquerschnitte von ihren tatsächlichen Werten.

   Das Programm CIMODEL wurde in der vorgestellten Analyse für folgende Punkte verwendet:

   - Korrektur der Detektoreffekte
     CIMODEL enthält eine einfache Simulation des gestreuten Elektrons bzw. Positrons im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Es kann somit dazu verwendet werden, Detektoreffekte zu berücksichtigen [Mar94].
   - Hochrechnung auf den gesamten Phasenraum
     Zur Unterdrückung von Untergrundereignissen wurden in [H1C95] mehrere Bedingungen an die kinematischen Variablen durch geeignete Schnitte gestellt. Dadurch wird der kinematische Phasenraum eingeschränkt (s. Abschnitt 5.3). Um den Wirkungsquerschnitt unabhängig von diesen Schnitten zu erhalten, muß auf den gesamten Phasenraum hochgerechnet werden.

   Die Faktoren für die Hochrechnung auf den gesamten kinematischen Phasenraum und zur Korrektur der Detektoreffekte wurden in jedem Q^2-Bin unter Annahme des Standardmodells gemäß

$$f_{hoch} = \frac{N^{(i)}_{gen.ev,FPS}}{N^{(i)}_{rek.ev,Cuts}} \tag{4.16}$$

   berechnet [H1C95], wobei:

$N^{(i)}_{gen.ev,FPS}$	Anzahl an Ereignissen im i-ten Q^2-Bin, die ohne Einschränkung der kinematischen Variablen vom Monte-Carlo-Programm CIMODEL generiert wurden.
$N^{(i)}_{rek.ev,Cuts}$	Anzahl an Ereignissen im i-ten Q^2-Bin, die unter Berücksichtigung der kineder kinematischen Variablen durch die in Abschnitt 5.3 beschriebenen Selektionskriterien vom Monte-Carlo-Programm CIMODEL erzeugt wurden.

Der Berechnung beider Ereigniszahlen wurde der Wirkungsquerschnitt des Standardmodells zugrunde gelegt.

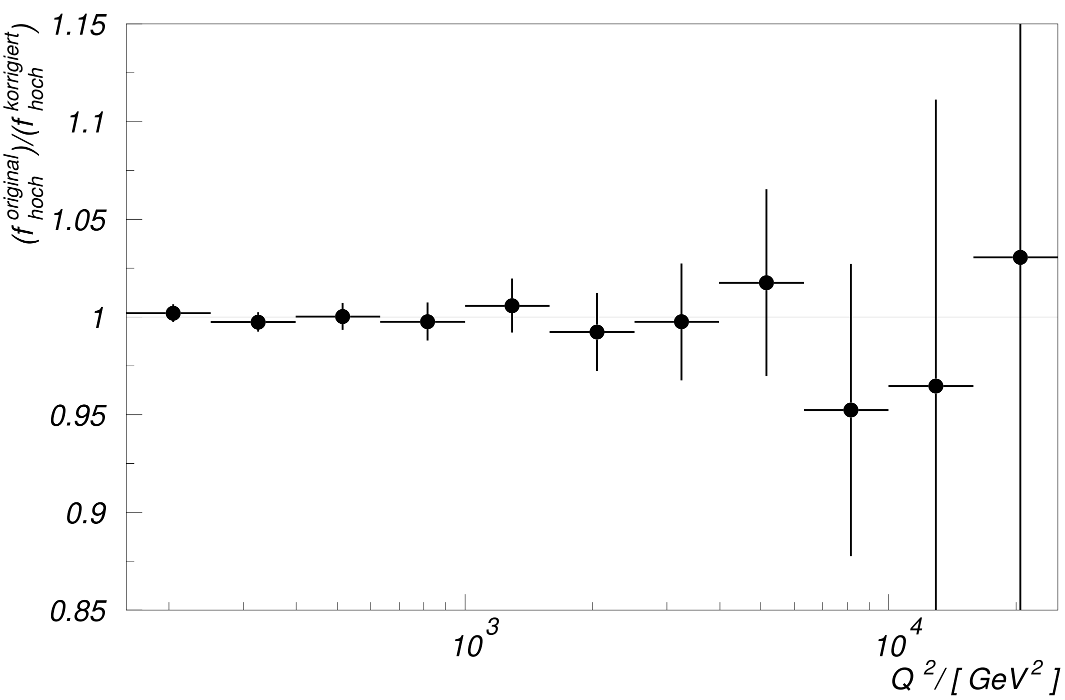


Abbildung 4.4: *Verhältnis der mit der korrigierten Version von CIMODEL berechneten Faktoren f_{hoch} zu den aus der Originalversion ermittelten.*

Der Fehler in CIMODEL geht über die Anzahl der generierten Ereignisse in die Berechnung von f_{hoch} ein. Um seinen Einfluß auf diesen Faktor abzuschätzen, wurde f_{hoch} zum einen mit der korrigierten und zum anderen mit der Original-Version von CIMODEL für jedes Q^2-Bin berechnet. Der Quotient aus diesen Größen ist in Abbildung 4.4 gezeigt. In jedem Bin ist der Quotient mit 1 verträglich, die beiden Hochrechnungsfaktoren also gleich. Die Fehlerbalken sind auf die verwendete Monte-Carlo-Statisik zurückzuführen. Die horizontalen Linien markieren die Binbreite, stellen also keine Fehlerbalken dar. Der Programmfehler in CIMODEL schlägt sich somit nicht auf den Faktor f_{hoch} aus und damit *nicht* auf die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts aus den gemessenen Daten.

2. *Binzentrumskorrektur*
   In [H1C95] wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$ durch die Beziehung

Bin-Index	Elektronen		Positronen	
	B_Z	$d\sigma(e^-)/dQ^2$ [pbGeV^{-2}]	B_Z	$d\sigma(e^+)/dQ^2$ [pbGeV^{-2}]
1	1,0020	$16,53 \pm 0,7 \pm 0,6$	0,9938	$16,1 \pm 0,4 \pm 0,8$
2	1,0105	$5,48 \pm 0,25 \pm 0,11$	0,9928	$5,53 \pm 0,14 \pm 0,16$
3	1,0181	$1,80 \pm 0,11 \pm 0,04$	0,9915	$1,79 \pm 0,06 \pm 0,06$
4	1,0253	$(6,18 \pm 0,15 \pm 0,11) \cdot 10^{-1}$	0,9905	$(5,98 \pm 0,27 \pm 0,15) \cdot 10^{-1}$
5	1,0299	$(1,71 \pm 0,20 \pm 0,05) \cdot 10^{-1}$	0,9892	$(1,90 \pm 0,12 \pm 0,06) \cdot 10^{-1}$
6	1,0312	$(5,25 \pm 0,87 \pm 0,21) \cdot 10^{-2}$	0,9872	$(5,31 \pm 0,48 \pm 0,13) \cdot 10^{-2}$
7	1,0290	$(1,84 \pm 0,41 \pm 0,09) \cdot 10^{-2}$	0,9845	$(1,21 \pm 0,19 \pm 0,04) \cdot 10^{-2}$
8	1,0222	$(3,09 \pm 1,16 \pm 0,77) \cdot 10^{-3}$	0,9780	$(4,10 \pm 0,89 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$
9	1,0099	$(1,93 \pm 0,96 \pm 0,51) \cdot 10^{-3}$	0,9716	$(7,29 \pm 3,26 \pm 0,48) \cdot 10^{-4}$
10	0,9901	$(6,67 \pm 6,67 \pm 0,66) \cdot 10^{-4}$	0,9553	$(9,55 \pm 9,55 \pm 0,11) \cdot 10^{-5}$
11	–	–	0,9227	$(6,75 \pm 6,75 \pm 1,49) \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4.3: *Binzentrumskorrektur und durch sie modifizierte differentielle Wirkungsquerschnitte für Elektronen und Positronen.*

$$\left.\frac{d\sigma}{dQ^2}\right|_{\tilde{Q}^2_{(i)}} \approx \frac{\Delta\sigma^{(i)}}{\Delta Q^2_{(i)}} \tag{4.17}$$

angenähert [Mar96]. Wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, muß zur genauen Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Binzentrumsfaktor $B_Z^{(i)}$ berechnet werden, der in obiger Näherung nicht berücksichtigt ist. Die aus [H1C95] stammenden und in Tabelle 4.2 wiedergegebenen Wirkungsquerschnitte müssen - unter Annahme des Standardmodells - jeweills mit dem Faktor $B_Z^{(i)}$ korrigiert werden. Die korrigierten Werte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt an den Stellen $\tilde{Q}^2_{(i)}$, die in Tabelle 4.1 gegeben sind, und die mit INTEG berechneten Werte für $B_Z^{(i)}$ sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt. Sie ergeben sich gemäß

$$B_Z^{(i)} = \frac{\left.\frac{d\sigma}{dQ^2}\right|_{\tilde{Q}^2_{(i)}}}{\frac{\Delta\sigma^{(i)}}{\Delta Q^2_{(i)}}} \tag{4.18}$$

und sind in Abbildung 4.5 für Elektronen und für Positronen in Abbildung 4.6 dargestellt. Sie sind für Elektronen klein und schwanken zwischen ca. $+3\%$ und -1%, während sie für Positronen monoton mit Q^2 fallen, und Werte zwischen -1% im kleinsten Q^2-Bin und -8% im höchsten Q^2-Bin annehmen.

Tendenziell führt die Binzentrumskorrektur damit zu einer Verringerung des Bornschen Wirkungsquerschnitts für Positronen und zu seiner Erhöhung für Elektronen. Dadurch ist sein Mittelwert nun in 6 von 10 gemeinsamen Bins für Elektronen größer als für Positronen (vgl. Seite 72). In denjenigen Bins, in denen die Werte für Elektronen immer noch unterhalb der für Positronen liegen, verringert sich die Differenz und wird gut mit dem Fehler verträglich. Damit ist zwar immer noch nicht exakte Übereinstimmung mit Ungleichung (3.52) erreicht, doch wird die Bedeutung der Binzentrumskorrektur unterstrichen.

Aus [H1C95] geht nicht eindeutig hervor, ob für die vorgelegte Analyse die differentiellen Wirkungsquerschnitte oder die binweise integrierten Wirkungsquerschnitte zur Abschätzung des Formfaktors (und der Parameter möglicher Kontaktwechselwirkungen) verwendet wurden. Auf jeden Fall entsprechen die veröffentlichten Zahlenwerte

$< Q^2 > [GeV^2]$	Elektronen $\Delta\sigma^{(i)}$ $[pb]$	Positronen $\Delta\sigma^{(i)}$ $[pb]$
200	$1.529,6 \pm 64,9 \pm 55,6$	$1.501,7 \pm 37,1 \pm 74,2$
316	$797,7 \pm 36,7 \pm 16,2$	$818,2 \pm 20,6 \pm 23,5$
501	$412,2 \pm 25,6 \pm 9,3$	$421,5 \pm 14,0 \pm 14,0$
794	$222,5 \pm 17,7 \pm 4,1$	$222,9 \pm 10,0 \pm 5,5$
1259	$97,1 \pm 11,1 \pm 2,9$	$112,3 \pm 7,0 \pm 3,5$
1995	$47,2 \pm 7,8 \pm 1,9$	$49,9 \pm 4,5 \pm 1,2$
3162	$26,3 \pm 5,8 \pm 1,3$	$18,1 \pm 2,8 \pm 0,6$
5012	$7,0 \pm 2,7 \pm 1,8$	$9,8 \pm 2,1 \pm 0,4$
7943	$7,0 \pm 3,5 \pm 1,9$	$2,8 \pm 1,2 \pm 0,2$
12589	$3,9 \pm 3,9 \pm 0,4$	$0,58 \pm 0,58 \pm 0,06$
19953	–	$0,67 \pm 0,67 \pm 0,14$

Tabelle 4.4: *Die aus den in [H1C95] veröffentlichten differentiellen Wirkungsquerschnitten berechneten binweise integrierten Wirkungsquerschnitte* $\Delta\sigma^{(i)}$ *für Elektronen und Positronen.*

für den differentiellen Wirkungsquerschnitt nicht den Werten an den angegebenen Stellen. Obwohl die Binzentrumskorrekturen zu Werten führt, die im Rahmen der Fehler liegt, muß sie berücksichtigt werden, wenn man einen Vergleich mit theoretischen Rechnungen an den Stellen $\tilde{Q}^2_{(i)}$ anstellen will.

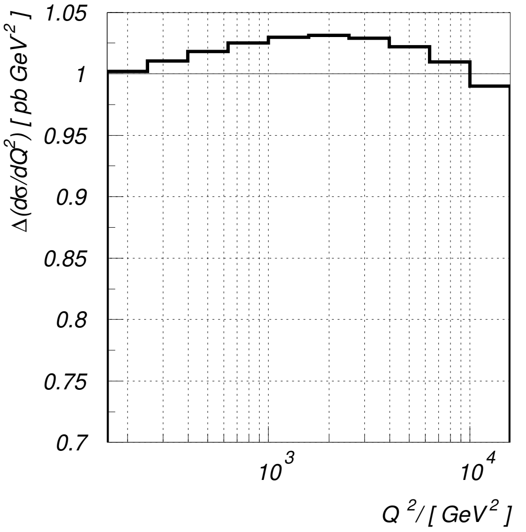


Abbildung 4.5: *Binzentrumskorrektur für Elektronen*

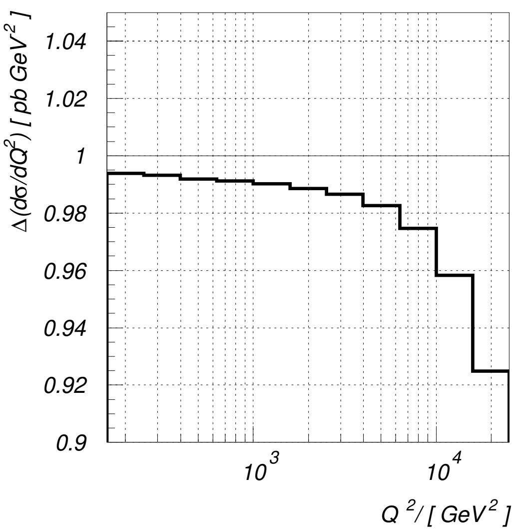


Abbildung 4.6: *Binzentrumskorrektur für Positronen*

Um die oben erwähnten Schwierigkeiten mit der Binzentrumskorrektur in der weiteren Arbeit zu umgehen, werden in dieser Arbeit die binweise integrierten Wirkungsquerschnitte verwendet. Über (4.17) können sie aus den in [H1C95] angegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitten berechnet werden. Sie sind in Tabelle 4.4 zusammengestellt.

Kapitel 5

Die Daten aus dem Jahr 1995

Zur Untersuchung der in Abschnitt 4.1 formulierten Zielsetzungen werden in den nächsten Kapiteln in erster Linie die in Kapitel 4 wiedergegebenen Wirkungsquerschnitte herangezogen, die aus den Daten der Jahre 1993 und 1994 gewonnen wurden. In diesem Kapitel soll ein erster Blick auf die Daten geworfen werden, die im Jahr 1995 bei H1 gemessen wurden. Nach einer kurzen Ausführung der Elektronenmethode und einer Aufzählung der verschiedenen Möglichkeiten für Untergrundereignisse wird die Selektion der Daten dargestellt, die sich im wesentlichen an die in [H1C95] beschriebene Auswahl hält; dies ermöglicht einen direkten Vergleich. Anhand einiger Kontrollverteilungen werden die selektierten Ereignisse mit generierten Ereignissen verglichen, die mit dem Monte-Carlo-Programm CIMODEL erzeugt wurden. Die Ergebnisse erlauben, die Q^2-Verteilung der selektierten Ereignisse auf die Monte-Carlo-Ereignisse bei kleinen Q^2 zu normieren und hiermit eine Abschätzung für den Wirkungsquerschnitt aus den Daten des Jahres 1995 zu gewinnen; dieser kann den Ergebnissen für die Jahre 1993 und 1994 ergänzend zur Seite gestellt werden.

5.1 Zur Verwendung der Elektronenmethode

In dieser Arbeit wird die Elektronenmethode[1] verwendet: Allein durch Messung des Streuwinkels θ_e und der Energie E'_e des gestreuten Elektrons werden die kinematischen Variablen x und Q^2 bestimmt, vgl. Abschnitt 3.1.2, Informationen über den hadronischen Endzustand werden nur zur Datenselektion herangezogen, s. Abschnitt 5.3.

Die Güte der Elektronenmethode bei hohen Q^2 ist in verschiedenen Arbeiten beurteilt worden. Sie bietet eine sehr gute Auflösung in Q^2 und, mit Ausnahme von Ereignissen bei sehr großen Werten für x, auch in x [Mer94]. Für das hier in erster Linie wichtige relative Auflösungsvermögen in Q^2 wurden 6,5% angegeben [Lev95].

Um die kinematischen Größen des Elektrons bestimmen zu können, muß es zunächst unter all den aus dem Detektor stammenden Signalen identifiziert werden. Abbildung 5.1 zeigt ein typisches Streuereignis bei hohen Q^2. Das Elektron kann hier gut vom hadronischen Endzustand getrennt werden. Bei diesem Ereignis wurde das Elektron in den unteren Teil des Detektors gestreut und deponiert in mehreren Zellen der elektromagnetischen Komponente des Flüssig-Argon-Kalorimeters Energie. Diese Zellen werden durch geeignete Rekonstruktionsalgorithmen zu einem sogenannten *Cluster* zusammengefaßt. Im hadronischen Teil des Kalorimeters hinter diesem Cluster wird keine Energie nachgewiesen, so daß das aufgezeichnete Signal auf ein rein elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen zurückzuführen ist. Außerdem führt eine geladene Spur vom Wechselwirkungspunkt durch die Spurkammern

---

[1] Auch in diesem Abschnitt sei zwischen Elektron und Positron nicht unterschieden. Die Ausführungen beziehen sich auf beide Teilchen.

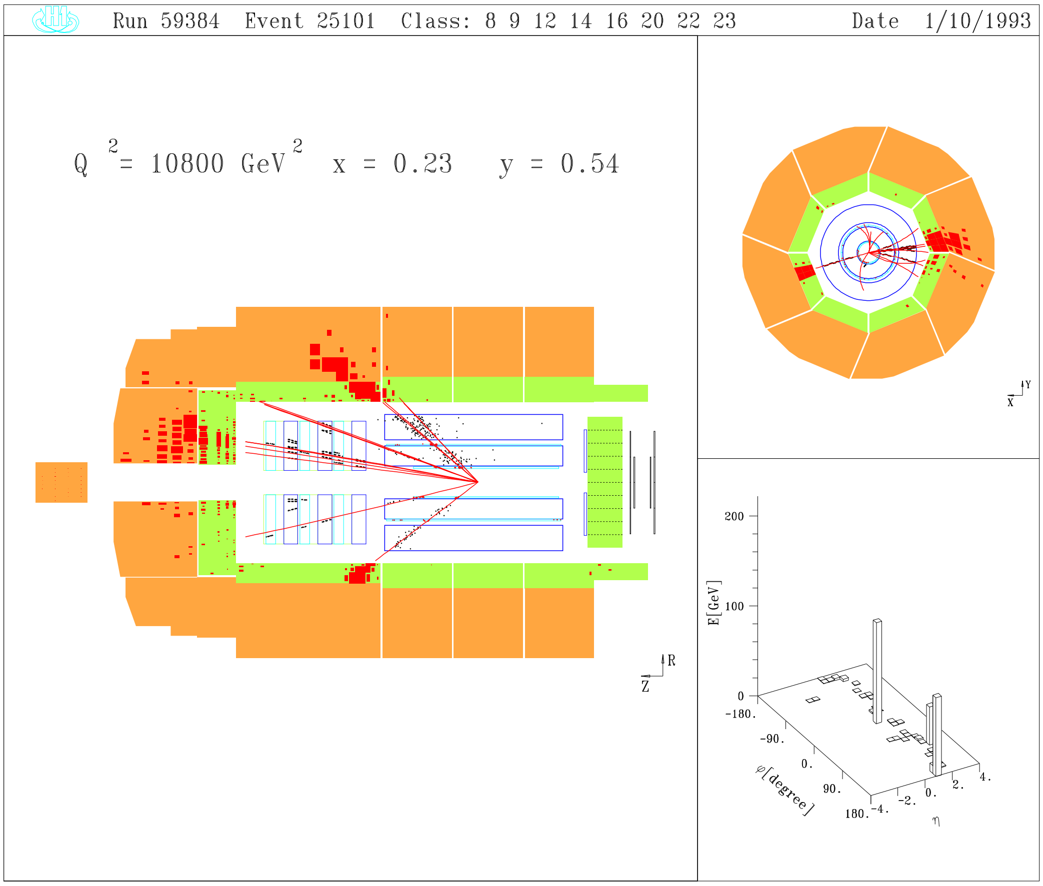


Abbildung 5.1: *Ein typisches Ereignis mit hohem Q^2 in neutralen Strömen.*

zum Cluster. Durch weitere Bedingungen kann gefolgert werden, daß es sich dabei um das Elektron handeln muß, vgl. Abschnitt 5.3. Die Signale in der hadronischen Komponente des Flüssig-Argon-Kalorimeters sind auf den sogenannten *Current Jet* zurückzuführen, der aus der Hadronisierung des gestreuten Quarks hervorgeht.

5.2 Untergrundereignisse

Die Identifikation des tiefinelastisch gestreuten Elektrons wird durch verschiedene Prozesse gestört, die im folgenden kurz qualitativ beschrieben werden sollen. Die Datenselektion wird in Abschnitt 5.3 beschrieben. Durch sie werden die Untergrundereignisse nach Möglichkeit aussortiert.

- **Photoproduktionsereignisse**
  Bei Photoproduktionsereignissen wechselwirkt ein quasireelles Photon ($Q^2 \approx 0$) mit dem Proton. In der Reaktion kann eine Vielzahl von Hadronen erzeugt werden, die in den Detektor gestreut und dort zum Teil fälschlicherweise als Elektronen identifiziert werden können. Das Elektron selbst wird nur unter einem sehr kleinen Winkel gestreut und verläßt den Detektor durch die Strahlröhre.
- **Wechselwirkung mit Restgasteilchen**
  Es läßt sich nicht vermeiden, daß die Strahlröhre nicht vollkommen evakuiert ist und einige Restgasteilchen enthält, die mit den Strahlteilchen kollidieren können. Wird

ein Elektron (Positron) an einem Restgasteilchen gestreut, kann es aus kinematischen Gründen höchstens einen Transversalimpuls von $p_{t,e} \approx 3,5$ GeV besitzen. Eine Fehlidentifikation als Elektron aus einer tiefinelastischen Streureaktion kann durch Forderung eines Mindestwertes für den Transversalimpuls vermieden werden. Trifft ein Proton auf ein Restgasteilchen, wird eine Vielzahl von Teilchen erzeugt, die im Detektor für Elektronen gehalten werden können. Da der Wirkungsquerschnitt für die Proton-Restgas-Wechselwirkung größer ist als für die Elektron-Restgas-Wechselwirkung, besitzt dieser Effekt einen größeren Einfluß.

- **Wechselwirkung mit der Strahlrohrwand**
  Strahlteilchen können auch gegen die Strahlrohrwand prallen und dort Ereignisse auslösen. Ihr Vertex ist aber in der x-y-Ebene gegenüber dem nominellen Wechselwirkungspunkt deutlich verschoben, wodurch sie oft erkannt werden können.

- **Halo-Myonen**
  Durch unvermeidliche Verluste an Strahlteilchen, z.B. durch die oben erwähnte Wechselwirkung mit der Strahlrohrwand, werden im gesamten Speicherring hadronische Schauer erzeugt. Dabei werden Myonen als Zerfallsprodukte erzeugt, die zum Teil den Detektor erreichen und in den Kalorimetern Signale auslösen können. Diese können fälschlich für Signale von tiefinelastisch gestreuten Elektronen gehalten werden.

- **Kosmische Myonen**
  Kosmische Myonen, die den H1-Detektor durchqueren, können unter gewissen Umständen irrtümlich als Elektronenkandidaten identifiziert werden. Kommen sie dem Strahlrohrbereich hinreichend nahe, können sie in den Spurkammern Signale erzeugen. Insbesondere kann ein kleiner Teil von ihnen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters Schauer auslösen, die nicht einfach von den durch Elektronen hervorgerufenen zu unterscheiden sind.

5.3 Datenselektion

5.3.1 Selektion der Ereignisklasse

Da in dieser Arbeit nur Ereignisse von Interesse sind, die bei großen Impulsüberträgen Q^2 stattfinden, werden nur solche Streureaktionen betrachtet, die bei der Rekonstruktion der Streuung der Ereignisklasse 9 zugeordnet wurden, vgl. Abschnitt 2.2.4. In diese Klasse werden Ereignisse aus neutralen Strömen der tiefinelastischer Streuung bei hohen Q^2 aufgenommen. Es wird gefordert, daß ein Elektronenkandidat im Zentral- oder im Vorwärtsbereich des Detektors gefunden wurde. Zusätzlich muß der Kandidat folgende Bedingungen erfüllen [Bas95]:

1. Das Ereignis soll im Transversalimpuls balanciert sein, genauer[2]: $|p_{t,miss}| < 40$ GeV.

---

[2] Der Transversalimpuls p_t ist definiert durch:

$$p_t = \sqrt{\left(\sum_i p_x^{(i)}\right)^2 + \left(\sum_i p_y^{(i)}\right)^2} \tag{5.1}$$

Aufgrund der Impulserhaltung muß $p_t = 0$ gelten. $p_{t,miss}$ gibt die Abweichung hiervon an, die auf Meßungenauigkeiten und Ineffizienzen des Detektors zurückzuführen ist. Sie kann aber auch bei geladenen Strömen auftreten, in denen das Neutrino im leptonischen Endzustand im Detektor nicht nachgewiesen wird.

2. Für den Polarwinkel θ_e und die Transversalenergie E_t des Elektronenkandidaten gilt:
   - $10^\circ < \theta_e < 45^\circ$ und $E_t > 8$ GeV oder
   - $45^\circ < \theta_e < 160^\circ$ und $E_t > 5$ GeV oder
3. Es existiert eine gut rekonstruierte Spur in den zentralen Spurkammern oder den Vorwärtsspurkammern[3].

Darüberhinaus wird das Ereignis als Elektronenkandidat verworfen, wenn anhand eines sogenannten *Myonenfinders* festgestellt wird, daß es sich dabei um ein kosmisches Myon handelt. Der Myonfinder überprüft den Detektor u.a. in den Myonkammern auf Signale, die für diese Leptonen typisch sind.

5.3.2 Selektion der Elektronenkandidaten

Die Ereignisse der Klasse 9 enthalten noch zahlreiche Untergrundereignisse. Durch einen sogenannten *Elektronenfinder* wird entschieden, ob ein Ereignis als Elektronenkandidat identifiziert werden kann oder als Untergrundereignis zu verwerfen ist. In dieser Arbeit wurde der im Physik-Analyse-Paket H1PHAN implementierte Elektronenfinder QFSELH verwendet, der ausführlich in [Mer94] beschrieben ist. Es werden nur Elektronenkandidaten berücksichtigt, deren zugehöriger Cluster im Flüssig-Argon-Kalorimeter auftritt und die die folgenden Bedingungen erfüllen:

1. Der Energieanteil des Clusters in der elektromagnetischen Komponente des Kalorimeters muß mindestens 80% betragen.
2. In den vier energiereichsten Zellen des Clusters sind mindestens 50% der Clusterenergie enthalten.
3. In der Umgebung um den Cluster des Elektronenkandidaten dürfen max. 1,2 GeV deponiert sein.
4. Im hadronischen Gebiet hinter dem elektromagnetischen Cluster ist höchstens eine Energie von 0,5 GeV deponiert.

Darüberhinaus werden nur Ereignisse berücksichtigt, die mindestens einen Winkelabstand von 2° von sogenannten φ-Lücken im Flüssig-Argon-Kalorimeter haben, in denen sie nur schlecht nachgewiesen werden können.

Durch obige Bedingungen werden einige Elektronenkandidaten fälschlicherweise verworfen. Aus Monte-Carlo-Studien geht hervor, daß ihr Anteil aufgrund der Punkte 1 - 4 jeweils unter einem Prozent liegt. Durch die Einschränkung des Winkels φ werden aber ungefähr 9% aller Elektronen ausgeschlossen. Der Anteil der Ereignisse, die fälschlicherweise als Elektronen identifiziert werden, liegt nach den Monte-Carlo-Rechnungen bei $2,1\%$ [Mer94].

5.3.3 Selektion der Ereignisse

Alle vom Elektronenfinder ermittelten Kandidaten für tiefinelastisch gestreute Elektronen werden zunächst von der Selektionsroutine aufgezeichnet. Die folgenden Anforderungen können anschließend an den Kandidaten in geeigneter Kombination gestellt werden, um Fehlidentifikationen und noch verbliebene Untergrundereignisse nach Möglichkeit auszuschließen. Die in dieser Arbeit geforderten Bedingungen sind:

---

[3] Es wird nicht verlangt, daß die Spur auf den Elektronenkandidaten im Kalorimeter weist.

- **Detektor-Status**

  1. Alle wesentlichen Komponenten des Detektors müssen betriebsbereit sein.
  2. Im Flüssig-Argon-Kalorimeter darf kein kohärentes Rauschen auftreten.

- **Keine Energie im Luminositätssystem**
  In den Kalorimetern des Luminositätssystem kann Energie durch

  1. ein Elektron aus dem Bethe-Heitler-Prozess,
  2. ein Photon aus dem Bethe-Heitler-Prozess,
  3. ein Photon aus Photoproduktionsereignissen und
  4. ein Photon aus der Abstrahlung im Anfangszustand (*„initial state radiation“*)

  deponiert werden. In einem solchen Fall wird das betrachtete Ereignis als Elektronenkandidat der tiefinelastischen Streuung verworfen.

- **Ausschluß von Myon-Kandidaten**
  Wird von entsprechenden Findern ein kosmisches oder ein Halo-Myon im Detektor identifiziert, wird das Ereignis nicht in der weiteren Analyse berücksichtigt.

- **Vernünftige Werte der Rekonstruktion**
  Alle kinematischen Variablen müssen so bestimmt werden, daß ihre Werte innerhalb ihres physikalischen Wertebereiches liegen. Werden beispielsweise negative Werte für x oder y bestimmt, so wird das Ereignis verworfen.

- **Ereignisspezifische Bedingungen**
  Das Ereignis wird nur als Elektronenkandidat akzeptiert, wenn über die obigen Punkte hinaus

  1. die gesamte vom Elektron deponierte Energie im Flüssig-Argon-Kalorimeter gefunden wird,
  2. mindestens eine Spur in den Spurkammern gefunden wurde und
  3. dem Elektronenkandidaten eine Spur in der Spurenkammer zugeordnet werden kann, deren Winkelabstand zum Clusterschwerpunkt im Flüssig-Argon-Kalorimeter weniger als 10° beträgt.

- **Kinematische Bedingungen**

  1. Für den Winkel θ_e des gestreuten Leptons gilt: $10^\circ < \theta_e < 150^\circ$.
     Diese Bedingung beschränkt die ausgewählten Elektronenkandidaten auf den Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters, in dem sie gut nachgewiesen werden können.
  2. Die Transversalenergie $E'_{t,e}$ des gestreuten Leptons muß größer als 8 GeV sein.
     Diese Bedingung dient einer sichereren Identifikation des gestreuten Elektrons.
  3. Der rekonstruierte Vertex des Ereignisses darf nicht um mehr als 35 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt abweichen. Hierdurch können Untergrundereignisse, z.B. aus Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit der Strahlrohrwand, unterdrückt werden. Zur Bestimmung des Vertex werden Teilchenspuren verwendet, so daß hier die Verwendung der Spurenkammern eingeht.

4. Aus Energie- und Impulserhaltung folgt bei Summation über alle Teilchen die Beziehung $|\sum(E - p_z) - 2 \cdot E_e| = 0$. Wegen der endlichen Energieauflösung im Detekor muß die etwas schwächere Bedingung $|\sum(E - p_z) - 2 \cdot E_e| < 10$ GeV erfüllt sein.

   Durch diese Forderung können radiative Ereignisse im Anfangszustand („initial state radiation“) ebenso wie Photoproduktionsereignisse, bei denen z.B. ein Pion unrichtig als Elektron (Positron) identifiziert wird, unterdrückt werden.

5. Der Transversalimpuls des Ereignisses muß balanciert sein: $|\vec{p}_{t,Ereignis}| < 15$ GeV.

   Hierdurch können Ereignisse des geladenen Stroms, Photoproduktionsereignisse und radiative Ereignisse unterdrückt werden.

6. Für y wird gefordert: $y < 0,8$.

   Im ausgeschlossenen kinematischen Bereich ist der Einfluß radiativer Ereignisse groß. Außerdem werden hierdurch Photoproduktionsereignisse weiter unterdrückt.

5.4 Kontrollverteilungen

Die Qualität der Ereignisse nach Anwendung der oben definierten Schnitte soll in diesem Abschnitt diskutiert werden. Die selektierten Ereignisse werden dazu mit einem Datensatz generierter Ereignisse verglichen, der mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms CIMODEL erstellt wurde. Anhand der Ereignisverteilungen für verschiedene kinematische Größen wirddeutlich, daß die Selektion vernünftig ist.
Von den ursprünglich 39.728 Ereignissen, die vor der Datenselektion zur Verfügung standen, blieben nach Anwendung aller in den vorherigen Abschnitten gestellten Forderungen noch 9.472 Ereignisse übrig. Diese sind in den Abbildungen auf den folgenden Seiten in Form von Histogrammen eingetragen, die durch einen Punkt markiert sind. Der angegebene Fehler stellt nur den statistischen, nicht den Gesamtfehler dar, der erst durch eine vollständige Bestimmung des systematischen Fehlers ermittelt werden kann. Die aus dem Monte-Carlo

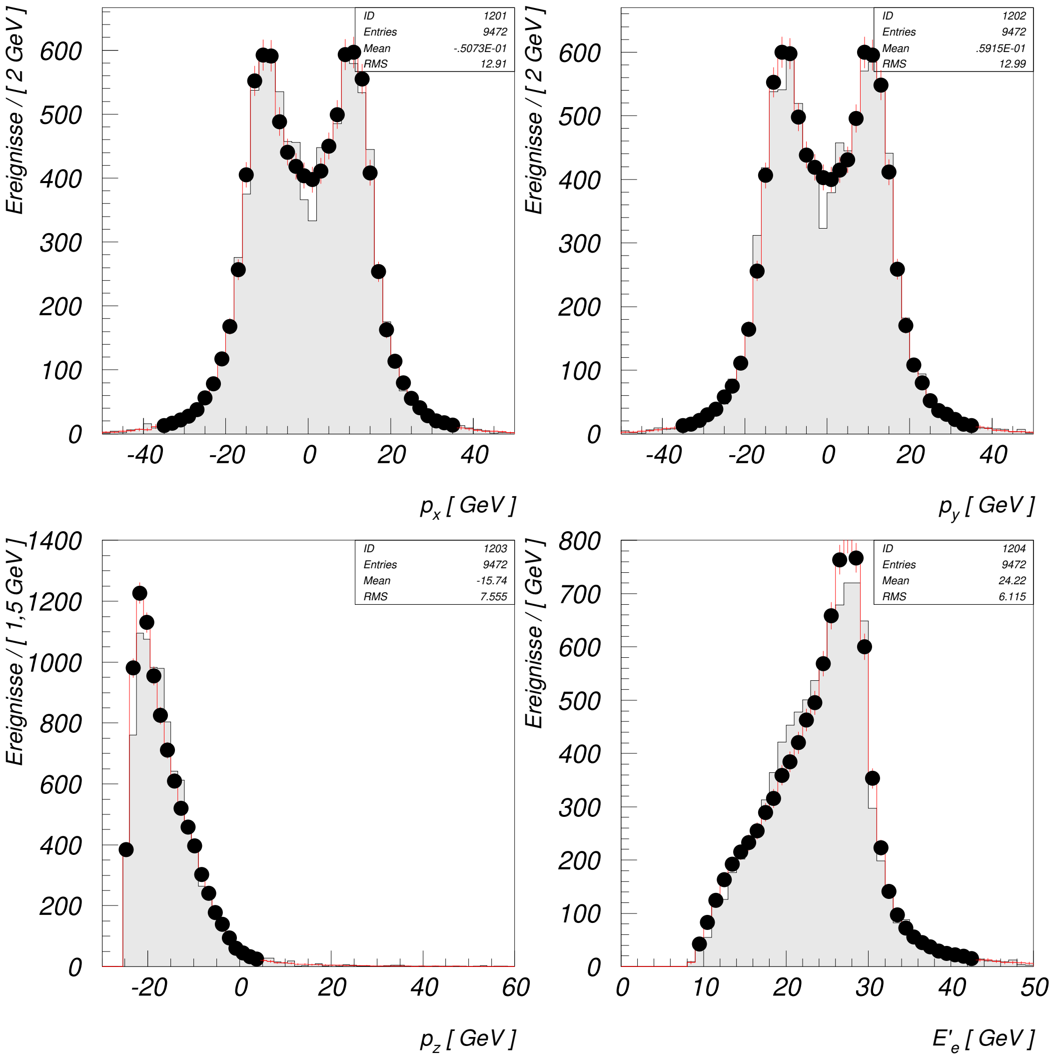


Abbildung 5.2: *Verteilung der Ereignisse für den Dreierimpuls $\vec{p}$ und die Energie E'_e des gestreuten Positrons.*

stammenden Ereignisse sind durch schraffierte Histogramme dargestellt. Zum optischen Vergleich mit den gemessenen Daten wurden sie auf die Zahl der experimentell ermittelten Ereignisse normiert.
Abbildung 5.2 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Impulskomponenten des Dreierimpulses $\vec{p}$ und die Energie des gestreuten Positrons. Die aus dem Experiment ermittelten Daten des Jahres 1995 sind gut mit den von CIMODEL simulierten Ereignissen verträglich. Die Vertei-

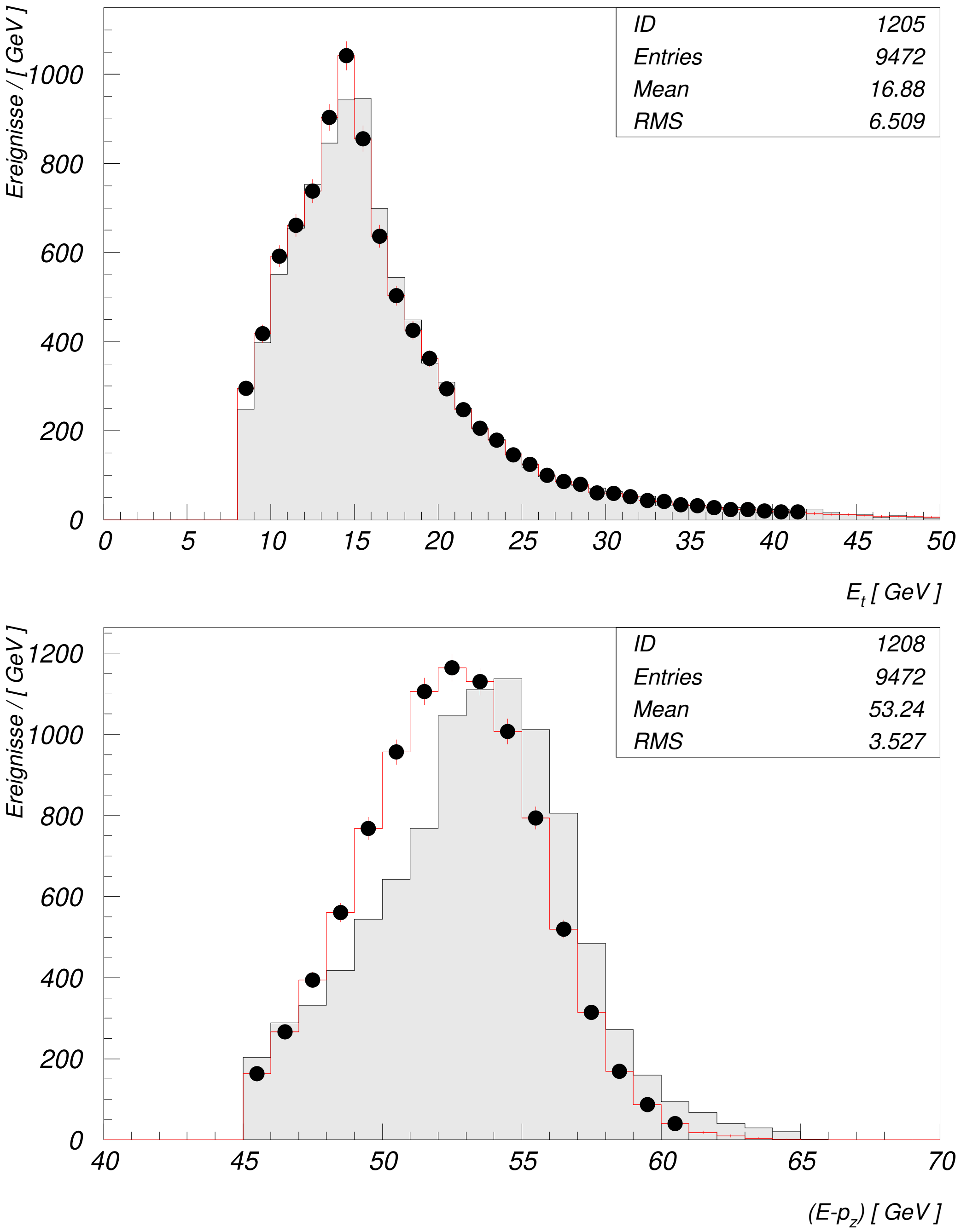


Abbildung 5.3: *Verteilung der Ereignisse für Transversalenergie* E_t *und* $(E - p_z)$.

lungen von p_x und p_y weisen für die generierten Ereignisse ein tieferes Minimum auf als für die gemessenen. Die Verteilung für die Energie des gestreuten Elektrons E'_e besitzt etwa bei $E'_e \approx 27,5$ GeV ein Maximum, wo es aufgrund der kinematischen Verhältnisse auch erwartet würde, vgl. Abschnitt 3.2. Auf der linken Flanke der Energieverteilung kann man einen leichten Unterschied zwischen Monte-Carlo-Simulation und Messung feststellen.
Während man in Abbildung 5.3 eine gute Übereinstimmung zwischen generierten und gemessenen Daten für die Transversalenergie E_t feststellen kann, erkennt man deutliche Abweichungen in den Verteilungen für die Größe $(E - p_z)$. Die gemessenen Ereignisse sind gegenüber der Monte-Carlo-Vorhersage zu kleineren Werten von $E - p_z$ verrückt. Der Mittelwert der gemessenen Verteilung beträgt $(E-p_z)_{exp} = 53,24$ GeV $\pm 3,5$ GeV, was noch mit dem erwarteten Wert von 55 GeV verträglich ist. Die Vorhersage von CIMODEL besitzt ihr Maximum bei ungefähr 54 GeV.

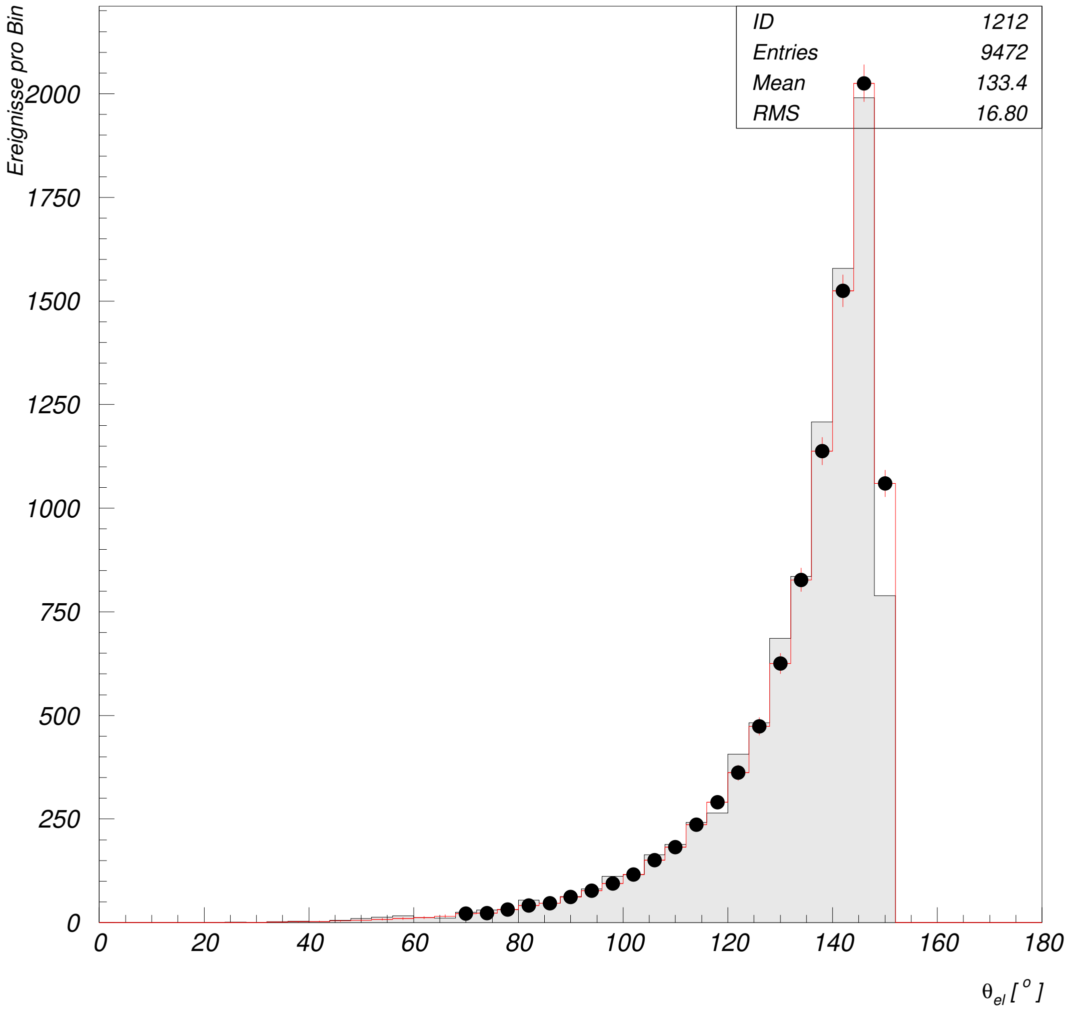


Abbildung 5.4: *Verteilung der Ereignisse für den Streuwinkel θ_e des Positrons.*

Die Kinematik im Laborsystem wird sehr schön durch die Verteilung der Ereignisse in Abhängigkeit des Positron-Streuwinkels θ_e in Abbildung 5.4 veranschaulicht. Man erkennt, daß diese Verteilung sehr stark mit dem Streuwinkel abfällt, was im wesentlichen den starken

Rutherfordschen Abfall des Wirkungsquerschnitts widerspiegelt. Monte-Carlo-Rechnung und Meßwerte stimmen über den gesamten dargestellten Bereich gut überein.
Schließlich zeigt Abbildung 5.5 die für diese Arbeit in erster Linie interessante Q^2-Verteilung der Ereignisse. Aus ihr kann der Wirkungsquerschnitt ermittelt werden, wie in Abschnitt 4.2.2 erläutert wurde. Man erkennt den starken Abfall der Ereigniszahlen in den Q^2-Bins. Auch hier werden die Daten gut durch die Simulation beschrieben.

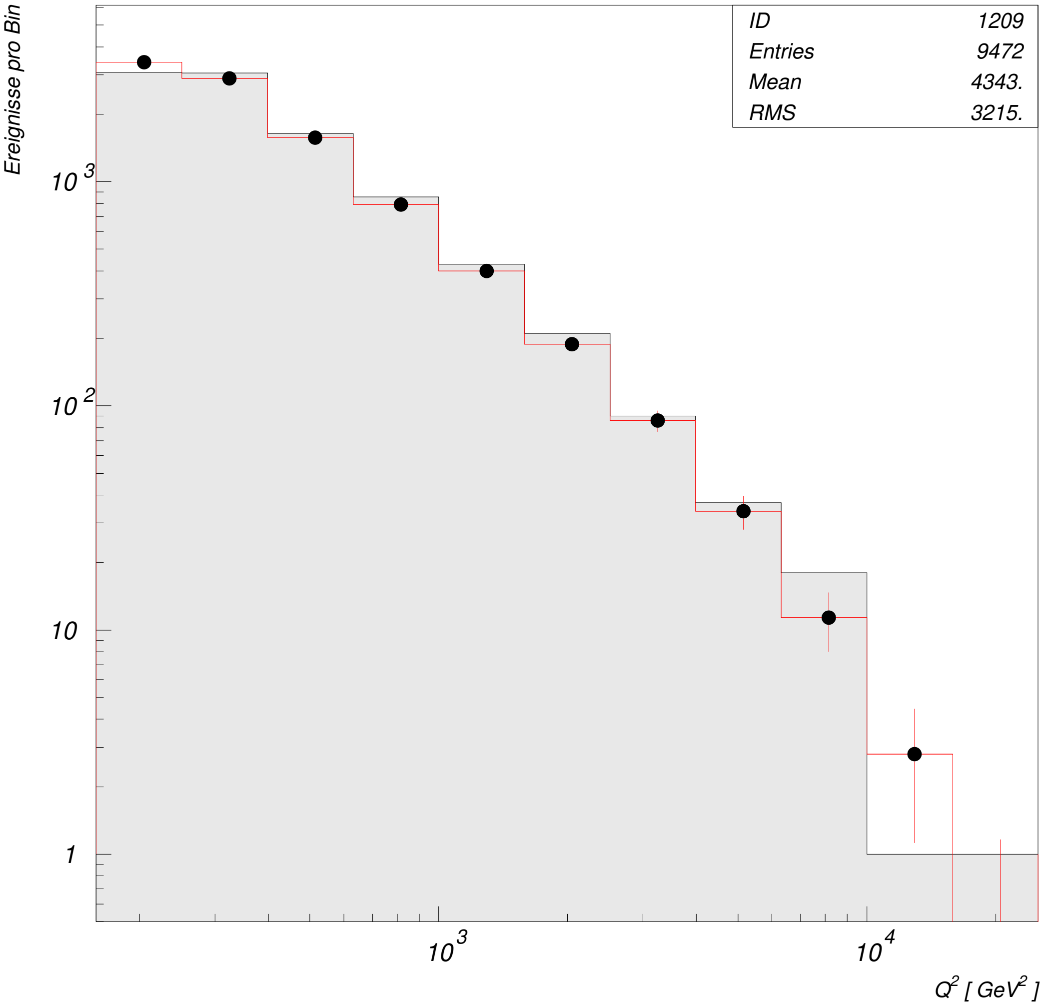


Abbildung 5.5: *Verteilung der Ereignisse für den Streuwinkel θ_e des Positrons.*

Insgesamt kann man feststellen, daß die Daten gut durch die mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms CIMODEL generierten Ereignisverteilungen beschrieben werden. Lediglich für $(E - p_z)$ sind deutliche Abweichungen erkennbar. Es darf angenommen werden, daß die selektierten Daten weitgehend untergrundfrei sind und eine brauchbare Grundlage zur Ermittlung des Wirkungsquerschnitts darstellen.
Die Konsistenz der hier dargelegten Datenselektion mit der in [H1C95] verwendeten wird durch Vergleich der Ereigniszahlen für das Jahr 1994 deutlich: Während in [H1C95] 5.201 Ereignisse für die tiefinelastische Positron-Proton-Streuung genannt werden, die nach der Datenselektion für die Auswertung zur Verfügung standen, konnte mit der in dieser Arbeit

verwendeten Selektion 5.191 Ereignisse für denselben Zeitraum aussortiert werden.

5.5 Normierung der Ereignisse bei kleinen Q^2 und Abschätzung des Wirkungsquerschnitts

Abbildung 5.6 zeigt das Verhältnis der in jedem Q^2-Bin aus den gemessenen Daten ermittelten Ereigniszahlen zu den Ereigniszahlen, die mit Hilfe von CIMODEL generiert wurden. Es fällt auf, daß man für die meisten Bins ungefähr denselben Wert erhält. Mit Ausnahme der Bins $B(1)$, $B(9)$ und $B(10)$ sind alle Daten mit der eingezeichneten Linie für den Wert 1,06 verträglich.

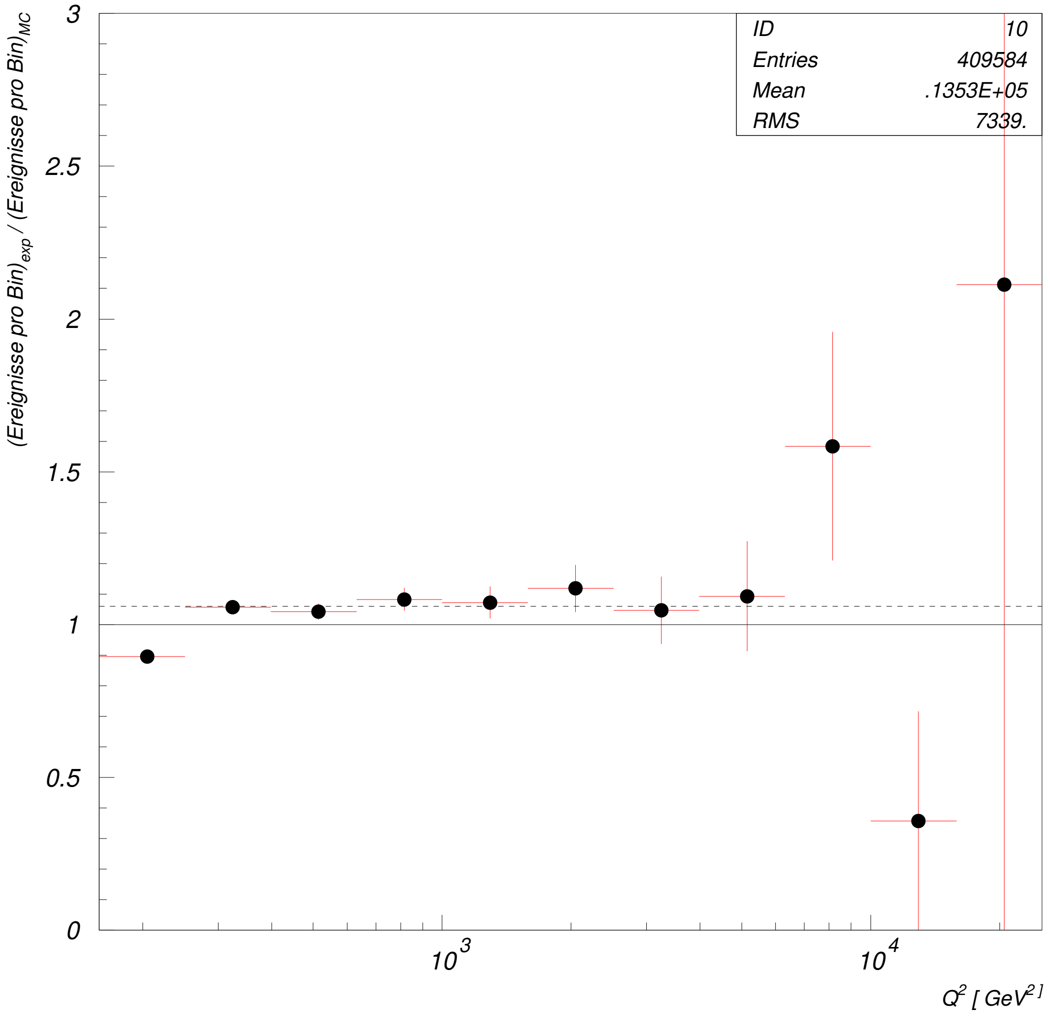


Abbildung 5.6: *Binweises Verhältnis der aus dem Experiment bestimmten Ereigniszahlen zu Ereigniszahlen aus der Monte-Carlo-Simulation. Die gestrichelte Linie stellt den Quotienten im Bin $B(2)$ dar, das als Normierung für die anderen Bins herangezogen werden kann.*

Dies erlaubt, eine vorläufige Bestimmung des Wirkungsquerschnitts vorzunehmen. Dazu wird ausgenutzt, daß das Standardmodell für die Bins zu kleinem Q^2 als gesichert angesehen

i	$N_{ev}^{(i)}/N_{MC}^{(i)}$	$(N_{ev}^{(i)}/N_{MC}^{(i)})/(N_{ev}^{(2)}/N_{MC}^{(2)})$	$\Delta\sigma_{MC}^{(i)}$	$\Delta\sigma_{exp}^{(i)}$
1	0,896 ±0.016	0,848 $\pm 0,015$	1.561,55	1324,19 $\pm 23,42 \pm 74,2$
2	1,057 ±0.019	1,000 $\pm 0,018$	827,19	827,19 $\pm 14,89 \pm 23,5$
3	1,042 ±0.026	0,986 $\pm 0,024$	430,60	424,57 $\pm 10,33 \pm 14,0$
4	1,083 ±0.037	1,025 $\pm 0,035$	219,63	225,12 $\pm 7,68 \pm 5,5$
5	1,072 ±0.052	1,014 $\pm 0,049$	109,25	110,78 $\pm 5,35 \pm 2,9$
6	1,119 ±0.077	1,059 $\pm 0,073$	52,57	55,67 $\pm 3,83 \pm 3,5$
7	1,047 ±0.110	0,991 $\pm 0,104$	24,14	23,92 $\pm 2,51 \pm 1,9$
8	1,093 ±0.180	0,967 $\pm 0,170$	10,33	9,99 $\pm 1,76 \pm 1,2$
9	1,584 ±0.373	1,499 $\pm 0,353$	3,96	5,94 $\pm 1,40 \pm 1,3$
10	0,358 ±0.358	0,339 $\pm 0,337$	1,27	0,43 $\pm 0,43 \pm 0,6$
11	2,112 ±2.112	1,998 $\pm 1,998$	0,31	0,62 $\pm 0,62 \pm 0,6$

Tabelle 5.1: *Ereigniszahlen in Q^2-Bins relativ zu Monte-Carlo-Ereigniszahlen (Spalte 1) und Normierungsfaktoren bzgl. des Bins $B(2)$ (Spalte 2). Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts im Monte-Carlo wurde die Parametrisierung MRS H der Protonstrukturfunktionen verwendet.*

werden darf [H1C95]. Unter dieser Annahme kann man die Anzahl der Ereignisse in einem der ersten Bins, z.B. $B(1)$ oder $B(2)$, auf den Wirkungsquerschnitt des Standardmodells normieren. Den Wirkungsquerschnitt in den anderen Bins kann man dann abschätzen, indem man den Quotienten aus den experimentellen Ereigniszahlen zur Monte-Carlo-Vorhersage mit dem entsprechenden Quotienten des Normierungsbins vergleicht.

Zunächst muß das Normierungsbin ausgewählt werden. Durch Inspektion der Abbildung 5.6 stellt man fest, daß der Wert für den Quotienten aus experimenteller und simulierter Ereigniszahl im Bin $B(1)$ einerseits deutlich kleiner ist als in den anderen Bins, andererseits auch kleiner als die Monte-Carlo-Vorhersage. Dieses Bin zur Normierung heranzuziehen erscheint daher zunächst fraglich. Hinzu kommt, daß ein Großteil der Ereignisse in diesem Bin durch Messung im rückwärtigen elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters, dem BBE, gemessen wurde. Da dies einen Randbereich dieses Kalorimeters darstellt, sollten die von ihn stammenden Daten nur mit Vorsicht berücksichtigt werden. Es läßt sich nicht ausschließen, das durch die Selektionsroutine ein zu großer Anteil an Ereignissen aus dem BBE verworfen wird. Daher ist es sinnvoller, das Bin $B(2)$ zur Normierung zu verwenden.

Tabelle 5.1 gibt die Werte für das Verhältnis N_{ev}/N_{MC} aus experimentell bestimmten Ereigniszahlen zu simulierten Ereigniszahlen im i-ten Bin zum einen absolut, zum anderen bezogen auf den Wert des Bins $B(2)$ wieder. Den Wirkungsquerschnitt im i-ten Bin kann man dann über

$$\Delta\sigma_{exp}^{(i)} = \Delta\sigma_{MC}^{(i)} \cdot \frac{N_{ev}^{(i)}/N_{MC}^{(i)}}{N_{ev}^{(2)}/N_{MC}^{(2)}} \tag{5.2}$$

erhalten. Es muß aber nochmals betont werden, daß diese nur eine vorläufige Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ist. Eine vollständige Auswertung erfordert detaillierte Kenntnisse über die Detektorakzeptanzen und die Triggereffizienzen. Studien zur Bestimmung des systematischen Fehlers sind notwendig, die über den Rahmen dieser Diplomarbeit gehen. Allerdings kann aus der Diskussion in Kapitel 3 gefolgert werden, daß bereits das Q^2-Verhalten des Wirkungsquerschnitts zur Beurteilung beispielsweise des Formfaktors aussagekräftig ist; das Q^2-Verhalten läßt sich aber aus dem Verhältnis von gemessenen zu generierten Ereigniszahlen ablesen. Die dargestellte Verteilung verspricht daher, eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Standardmodell zu liefern. Eine vollständige Auswertung ist aber

notwendig, um diese Behauptung zu stützen.
In Tabelle 5.1 sind zum einen die statistischen Fehler, zum anderen die systematischen Fehler angegeben, die unter der Annahme, daß sich die systmatischen Effekte gegenüber 1994 nicht geändert haben, aus Tabelle 4.4 entnommen wurden. Auch diese Annahme darf natürlich nur vorläufig gemacht werden.

Kapitel 6

Evidenzen für die schwache Wechselwirkung in neutralen Strömen

6.1 Einleitung

Die schwache Wechselwirkung in neutralen Strömen wurde im Jahr 1973 am CERN durch die Streureaktion $\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$ nachgewiesen[1] [Has73]. In Proton-Antiproton-Streureaktionen wurden 1983 erstmals Z^0-Bosonen reell erzeugt. Ihre Masse wurde zu $M_Z = 93,1 \pm 1,0 \pm 3,0$ GeV bestimmt [UA1C83]. Präzisionsmessungen der Z^0-Masse sind am CERN seit 1989 durch Elektron-Positron-Reaktionen möglich geworden. Der zur Zeit beste Wert für die Z^0-Masse, der sich hieraus ergab, ist $M_Z = 91,187 \pm 0,007$ GeV.
Die Präzision, mit der elektroschwache Parameter bei HERA meßbar sind, wurde in [Coz91] studiert. Für die Masse der $W^\pm$-Bosonen wurde eine Genauigkeit von 800 MeV und für die Masse des Z^0 2 GeV angegeben.
Die Effekte der schwachen Wechselwirkung bei HERA sind bisher in erster Linie anhand von Prozessen der geladenen Ströme untersucht worden. Eine Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für diese Prozesse konnte durchgeführt und die Propagatormasse für die $W^\pm$-Bosonen unter Kombination aller Ergebnisse zu

$$M_W = 84^{+9+5}_{-6-4}\, GeV \tag{6.1}$$

bestimmt werden. Aus einer Betrachtung des Q^2-Verhaltens alleine wurde der damit konsistente Wert

$$M_W = 75^{+18+25}_{-15-10}\, GeV \tag{6.2}$$

angegeben. Effekte der schwachen Wechselwirkung in neutralen Strömen konnten nicht festgestellt werden [H1C96b].
In den folgenden Abschnitten wird anhand der aus den Messungen der Jahre 1993 und 1994 gewonnenen Daten untersucht, inwiefern sich Effekte der schwachen Wechselwirkung in neutralen Strömen der tiefinelastischen Elektron (Positron)-Proton-Streuung nachweisen lassen und welche Abschätzung der Masse des Z^0-Bosons im t-Kanal daraus gefolgert werden kann.

---

[1] Das Ereignis wurde in der „Gargamelle"-Blasenkammer gefunden; unter 1,4 Millionen untersuchten Blasenkammeraufnahmen wurden insgesamt drei Ereignisse von diesem Typ nachgewiesen [Per82].

6.2 Strukturfunktion F_3

Wie in Abschnitt 3.4.2 diskutiert, kann die Differenz der Bornschen Wirkungsquerschnitte für Elektronen und Positronen wegen Gleichung (3.70) auf Effekte der schwachen Wechselwirkung untersucht werden. Ist ihr Wert nicht mit Null verträglich, so kann das im Rahmen des Standardmodells als Evidenz für die schwache Wechselwirkung in neutralen Strömen der tiefinelastischen Elektron (Positron)-Proton-Streuung gedeutet werden.
Für den in der Analyse verwendeten binweise integrierten Wirkungsquerschnitt gilt in Ergänzung der Ausführungen in Abschnitt 3.4.2:

$$\Delta\sigma^{(i)}(e^-) - \Delta\sigma^{(i)}(e^+) = \int\limits_{\Delta Q^2_{(i)}} \int\limits_{x_{min}}^{1} \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} Y_- F_3(x, Q^2)\, dx\, dQ^2 \tag{6.3}$$

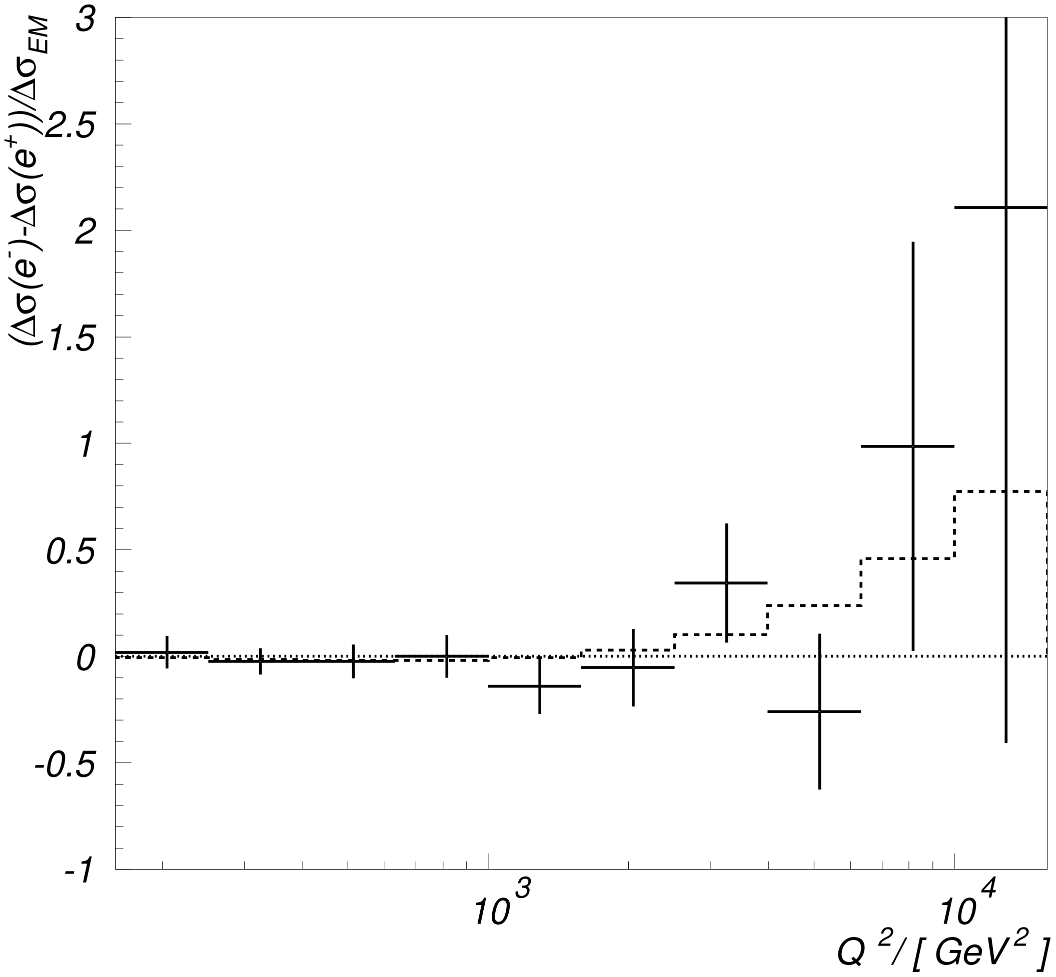


Abbildung 6.1: *Differenz des binweise integrierten Wirkungsquerschnitts für Positronen und Elektronen. Das gestrichelte Histogramm markiert die Vorhersage lt. Standardmodell (Parametrisierung der Strukturfunktionen nach MRS H), die punktierte Linie erwartet man für rein elektromagnetische Wechselwirkung.*

Das Ergebnis für die Daten der Jahre 1993 und 1994 ist in Abbildung 6.1 dargestellt, in der die

Differenz für die binweise integrierten Wirkungsquerschnitte von Elektronen und Positronen gegen Q^2 aufgetragen ist. Als Normierung wurde der über das entsprechende Bin integrierte elektromagnetische Wirkungsquerschnitt verwendet.

Die experimentellen Daten sind als Kreuze in der Abbildung eingezeichnet. Zum Vergleich sind die Werte, die aus dem Standardmodell erwartet werden, gestrichelt und die Nullinie punktiert eingetragen. Mit Ausnahme des Bin $B(7)$ sind alle experimentellen Werte mit Null verträglich. Die Abweichung im Bin $B(7)$ kann als statistische Schwankung interpretiert werden.

Zur Darstellungsform: Die experimentellen Werte für den integrierten Wirkungsquerschnitt sind in jedem Bin durch waagrechte Linien markiert, deren Länge der Breite des Bins, über das integriert wurde, entspricht. Der Fehler des integrierten Wirkungsquerschnitts setzt sich aus dem statistischen und dem systematischen Fehler zusammen, die quadratisch zum Gesamtfehler addiert wurden, s. Tabelle 4.4. Er wird durch den Fehlerbalken repräsentiert, der am logarithmischen Mittelwert des jeweiligen Bins eingetragen wurde. Es sei erneut darauf hingewiesen, daß die dargestellte Größe *nicht* an dieser Stelle bestimmt wurde, sondern sich jeweils durch Integration über das gesamte Bin ergab. Im folgenden wird der binweise integrierte Wirkungsquerschnitt in dieser Weise dargestellt.

Wie der Abbildung zu entnehmen ist, lassen sich somit aus den Daten der Jahre 1993 und 1994 keine Evidenzen für die schwache Wechselwirkung in neutralen Strömen folgern. Ein beschränkender Faktor ist die geringe Anzahl an Ereignissen mit Elektronen, woraus im Vergleich zu den Positrondaten ein großer statistischer Fehler folgt. Wie in Abschnitt 4.4.1 aufgeführt, stehen in dieser Periode 739 Ereignissen aus Elektron-Proton-Streureaktionen 6.012 Ereignisse der Positron-Proton-Streuung gegenüber. Erst weitere Messungen mit Elektronen ermöglichen eine genauere Bestimmung von F_3.

6.3 Abschätzung der Masse des Z^0-Bosons im t-Kanal

Wie in Abschnitt 3.4.2 diskutiert wurde, kann der experimentell ermittelte Wirkungsquerschnitt für Elektronen bzw. Positronen mit den theoretischen Wirkungsquerschnitten der Schar Z_1 verglichen werden (vgl. Seite 47). Dies erlaubt, die beiden folgenden Aspekte zu untersuchen:

1. Der aus den Daten gewonnene Wirkungsquerschnitt kann auf Verträglichkeit mit dem rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt bzw. den Elementen aus Z_1 geprüft werden.
2. Der Wert des Parameters M'_Z, für den die theoretisch berechneten und die experimentell ermittelten Werte für den Wirkungsquerschnitt die beste Übereinstimmung aufweisen, kann bestimmt werden. Er kann mit der Masse des Z^0-Bosons im t-Kanal gleichgesetzt und mit der Masse des Z^0-Bosons im s-Kanal verglichen werden.

Um die erwähnten Schwierigkeiten mit der Binzentrumskorrektur zu umgehen, wird auch hier der binweise integrierte Wirkungsquerschnitt herangezogen. In Ergänzung zu Abschnitt 3.4.2 wird die Schar

$$Z_0 = \{z_M : z_M = \Delta\sigma(M'_Z); 0 \leq M'_Z \leq \infty\} \tag{6.4}$$

für den binweise integrierten Wirkungsquerschnitt definiert und mit den experimentell ermittelten Werten verglichen. Die Elemente von Z_0 stellen Modellannahmen für den Wirkungsquerschnitt dar, die aus dem Wirkungsquerschnitt des Standardmodells durch Austausch der Masse $M_Z = 91{,}187 \pm 0{,}007$ GeV gegen den frei wählbaren Parameter M'_Z bestimmt werden. Es sei darauf hingewiesen, daß beim Vergleich des experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitts mit den Elementen z_M der Schar Z_0 die Existenz der elektroschwachen Wechselwirkung vorausgesetzt wird. Wegen Gleichung (3.50) aus Abschnitt 3.3.2 ist die rein elektromagnetische Wechselwirkung dabei als Grenzfall enthalten.

6.3.1 Abschätzung der Masse des Z^0-Bosons in Elektron-Proton-Streuung

Für Elektronen zeigt Abbildung 6.2 den Quotienten aus experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitten und verschiedenen Wirkungsquerschnitten der Schar Z_0. In Teilbild d) ist das Verhältnis aus experimentellem und rein elektromagnetischem Wirkungsquerschnitt dargestellt.

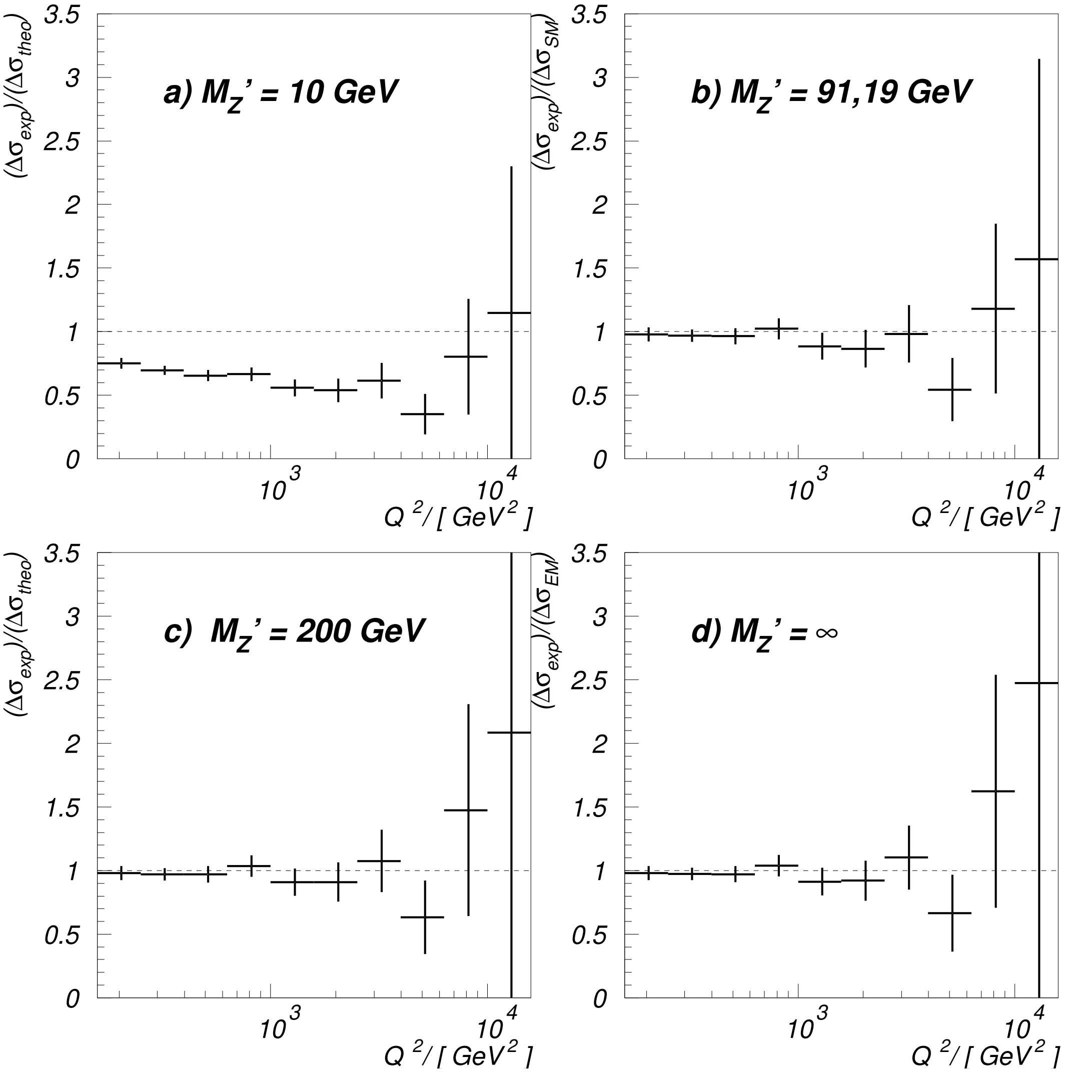


Abbildung 6.2: *Verhältnis des experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitts zu a)* $z_{10\,GeV}$, *b)*$z_{91,19\,GeV}$ *= Standardmodell, c)*$z_{200\,GeV}$ *und d) zum rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für Elektronen.*

Aus Teilbild a) geht hervor, daß die Annahme eines sehr kleinen Wertes für den Parameter M'_Z (und damit für die Masse des Z^0 im t-Kanal) zu einer sehr großen Abweichung zwischen Daten und Theorie führt. Man kann also erwarten, die Masse des Z^0 gegenüber kleinen Werten für diesen Parameter gut abzuschätzen. Die Vorhersage aus dem Standardmodell, die in Teilbild b) zu sehen ist, liefert insgesamt eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Das dargestellte Verhältnis weist aber in den Bins $B(5)$, $B(6)$ und $B(8)$ zu kleine Werte auf. Aus den Bildern c) und d) geht hervor, daß die Verhältnisse für $z_{200\,GeV}$ und für den elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt sehr ähnlich sind. Beide Fälle liefern eine bessere Übereinstimmung mit den Daten als die Vorhersage des Standardmodells.

Die obigen Betrachtungen müssen quantifiziert werden. Dazu wird die Größe χ^2 verwendet, die durch

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\Delta\sigma^{(i)}_{exp} - \Delta\sigma^{(i)}_{theo}(M'_Z)}{\Delta(\Delta\sigma^{(i)}_{exp})} \right)^2 \tag{6.5}$$

definiert ist. Sie wird hier als Maß für die Übereinstimmung der Meßdaten mit den aus der Theorie stammenden Werten verstanden. M'_Z ist dabei der Parameter, dessen Wert die Ver-

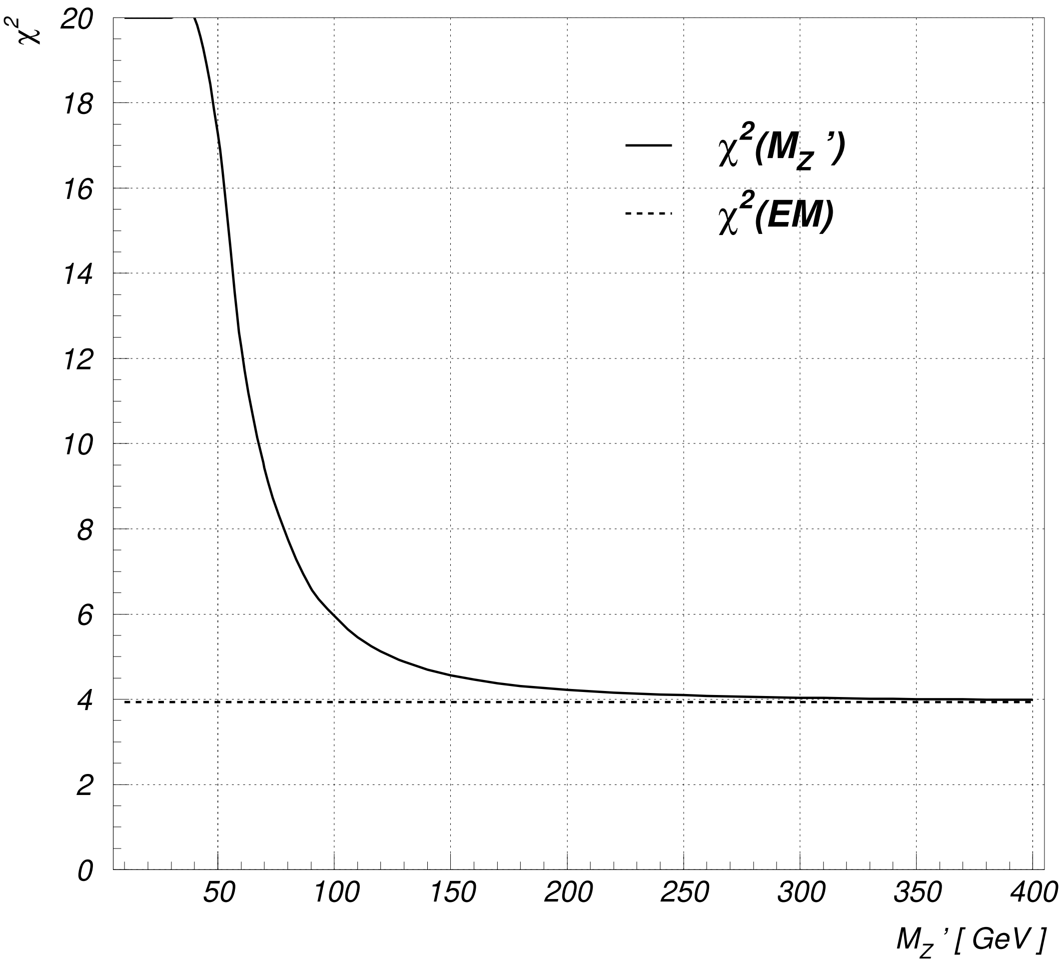


Abbildung 6.3: *χ^2 als Funktion des Parameters M'_Z und für den elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für Elektronen.*

teilung von $\Delta\sigma_{theo}^{(i)}$ auf die Bins $B(i)$ festlegt. $\Delta(\Delta\sigma_{exp}^{(i)})$ ist der Gesamtfehler auf den experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitt $\Delta\sigma_{exp}^{(i)}$. Bei der Bestimmung von χ^2 als Funktion von M_Z' ergibt sich das in Abbildung 6.3 dargestellte Ergebnis. Jeder Punkt auf dieser Kurve steht für die Hypothese, daß die Elektron-Proton-Streureaktion durch die elektroschwache Wechselwirkung vermittelt wird, die ein Z^0-Boson der Masse M_Z' aufweist. Die durch M_Z' parametrisierten Hypothesen können anhand von χ^2 statistisch beurteilt werden.
Man erkennt anhand der Kurve:

- χ^2 ist eine monoton fallende Funktion von M_Z'. Sie besitzt also kein Minimum für endliche M_Z' und strebt für wachsende M_Z' gegen den Wert von χ^2 für den rein elektromagnetischen Fall. Dies ist wegen Gleichung (3.50) auf Seite 26 verständlich.
- Die absoluten Werte, die χ^2 annimmt, sind in einem weiten Bereich von M_Z' nur wenig größer als 4. Bei 9 Freiheitsgraden (10 Q^2-Bins und ein freier Parameter), nimmt χ^2 damit relativ kleine Werte an.

Aus dem Verlauf der Kurve kann gefolgert werden, daß die Daten durch den rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt am besten beschrieben werden, Evidenzen für die schwache Wechselwirkung also nicht vorliegen.
Unter Annahme der Existenz eines Z^0-Bosons kann lediglich eine untere Grenze für die Masse des Z^0 angegeben werden. Bei einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 5 % gilt:

$$M_Z > 50\text{GeV} \tag{6.6}$$

Zur Bestimmung dieser Abschätzung kann wie folgt argumentiert werden: Unter Annahme einer χ^2-Verteilung kann eine gegebene Hypothese, die hier durch einen bestimmten M_Z'-Wert formuliert wird, aufgrund des ihr zugeordneten χ^2-Wertes mit einer festgelegten Irrtumswahrscheinlichkeit verworfen werden. Diese ist gegeben durch:

$$p_{err} = \int\limits_{\chi^2(M_Z')}^{\infty} f_n(\chi^2)d\chi^2 \tag{6.7}$$

Dabei ist $f_n(\chi^2)$ die auf 1 normierte Verteilungsfunktion von χ^2 für n Freiheitsgrade. Das Integral ist tabelliert und kann z.B. in [Bro84] nachgeschlagen werden. Bei einer geforderten Irrtumswahrscheinlichkeit von 5 % und bei 9 Freiheitsgraden gilt, daß $\chi^2(M_Z') > 16,9$. Aufgrund der in Abbildung 6.3 dargestellten Verhältnisse kann derjenige Wert von M_Z' ermittelt werden, von dem an diese Bedingung für χ^2 erfüllt ist. Er kann daraufhin mit der Untergrenze für den tatsächlichen Wert der Z^0-Masse, also mit M_Z, identifiziert werden.
Durch diese Methode können einzelne, durch M_Z' gegebene Hypothesen getestet werden. Aufgrund dieses Tests können sie nur verworfen werden, wenn die oben definierte Irrtumswahrscheinlichkeit einen bestimmten, vorgegebenen Grenzwert - hier 5 % - unterschreitet. Wird eine Hypothese nicht verworfen, so kann über ihre Gültigkeit keine weitere Aussage getroffen werden.
Um ein Konfidenzintervall für den Parameter M_Z' zu bestimmen, kann eine weitere Methode herangezogen werden, die im folgenden mit **„Minimum-Methode“** bezeichnet werden soll. Dazu wird das Minimum der χ^2-Verteilung aufgesucht, das hier bei $(M_{Z,min}'; \chi^2_{min})$ liegen möge. $M_{Z,min}'$ ist dasjenige Element aus Z_0, das die Daten am besten beschreibt. Den Fehler auf $M_{Z,min}'$ erhält man, indem man das Intervall um $M_{Z,min}'$ ermittelt, für das χ^2 zwischen χ^2_{min} und $(\chi^2_{min}+1)$ liegt. Alle M_Z', die eine Abweichung um weniger als x Einheiten von χ^2_{min} aufweisen, liegen in einer $\sqrt{x}\cdot\sigma$-Umgebung von $M_{Z,min}'$. Dabei ist σ eine Standardabweichung. Eine Hypothese mit dem Wert M_Z' darf nur dann verworfen werden, wenn sie um mindestens 4 oder 5 Standardabweichungen von $M_{Z,min}'$ abweicht [PDG95].

Im hier zu diskutierenden Fall liegt das Minimum der χ^2-Kurve im Unendlichen. Das bedeutet, daß die Daten, wie oben bereits festgestellt, durch den rein elektromagnetischen Fall am besten beschrieben werden. Für M'_Z kann nur eine Abschätzung nach unten getroffen werden. Sie lautet unter Verwendung der Minimum-Methode:

$$2\sigma : M'_Z > 75\text{GeV} \tag{6.8}$$

$$4\sigma : M'_Z > 40\text{GeV} \tag{6.9}$$

Bei der Abschätzung der Masse des Z^0 im t-Kanal, der in diesem Abschnitt behandelt wurde, wird der Gesamtfehler auf die experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte durch den statistischen Fehler dominiert, wofür die geringe Anzahl an Elektronereignissen verantwortlich ist. Wie oben begründet, kann kein statistisch signifikanter Schluß gezogen werden. Weitere Messungen mit Elektronen sind erforderlich.

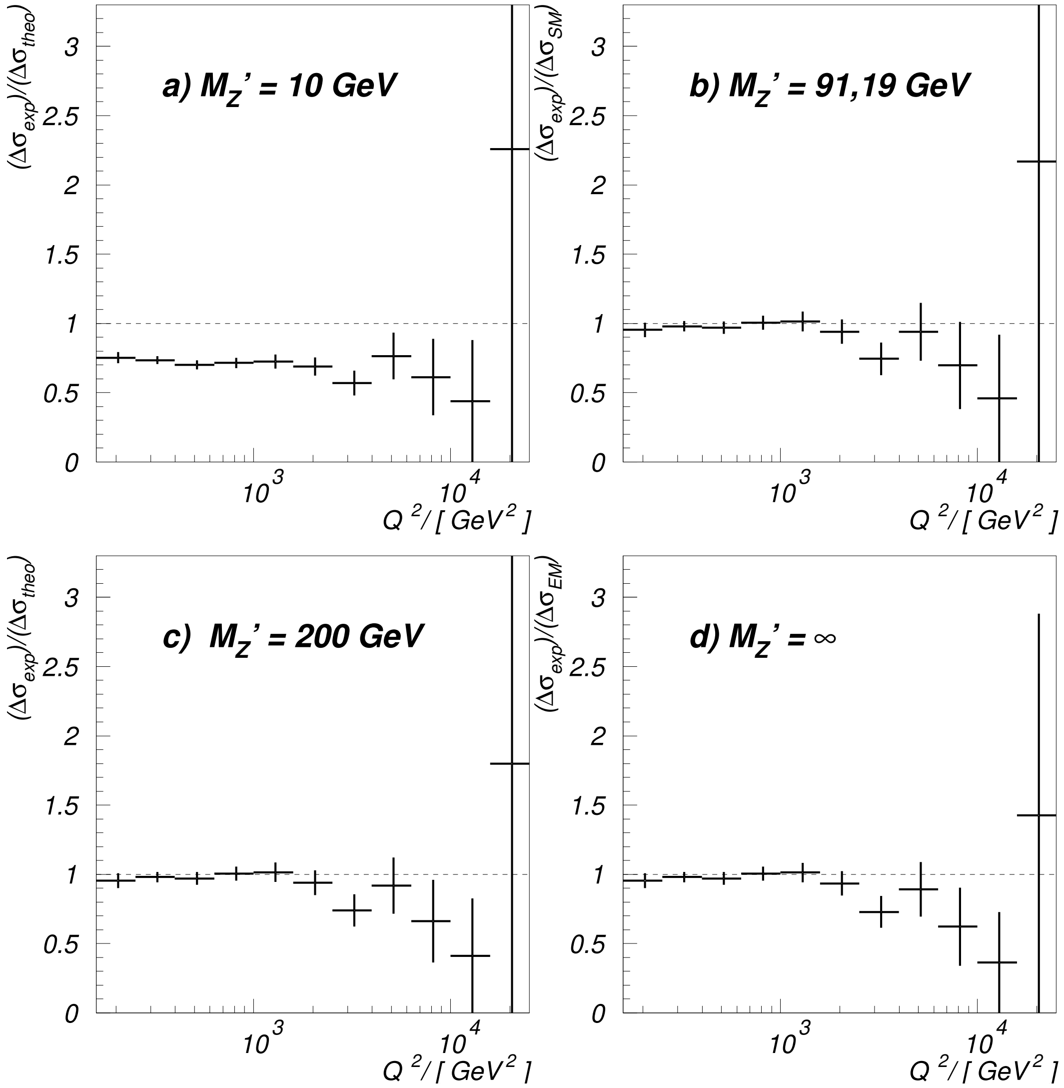


Abbildung 6.4: *Verhältnis des experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitts zu a)* $z_{10\,GeV}$ *, b)*$z_{91,19\,GeV}$ *= Standardmodell, c)*$z_{200\,GeV}$ *und d) zum rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für Positronen.*

6.3.2 Abschätzung der Masse des Z^0-Bosons aus Positron-Proton-Streuung

In Abbildung 6.4 ist das Verhältnisse der experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte zu verschiedenen Elementen der Schar Z_0 und zum rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für Positronen dargestellt.
Ähnlich wie bei den Elektronen erkennt man, daß die Daten für $M_Z' = 10$ GeV, also einem kleinen Wert für diesen Parameter, mit den experimentellen Daten unverträglich sind. In den anderen dargestellten Fällen findet man im wesentlichen Übereinstimmung zwischen experimentellen und theoretischen Werten für den Wirkungsquerschnitt. Zwar sind die Unterschiede nicht sehr groß, doch kann man erkennen, daß die experimentellen Daten durch die Vorhersage des Standardmodells mit $M_Z' = 91,19$ GeV besser beschrieben werden als durch die Wirkungsquerschnitte für $M_Z' = 200$ GeV oder den rein elektromagnetischen Fall.
Zur quantitativen Beschreibung dieser Ausführungen kann auch in diesem Fall χ^2 als Funktion des Parameters M_Z' bestimmt werden. Für Positronen erhält man die in Abbildung 6.5 dargestellten Verhältnisse.

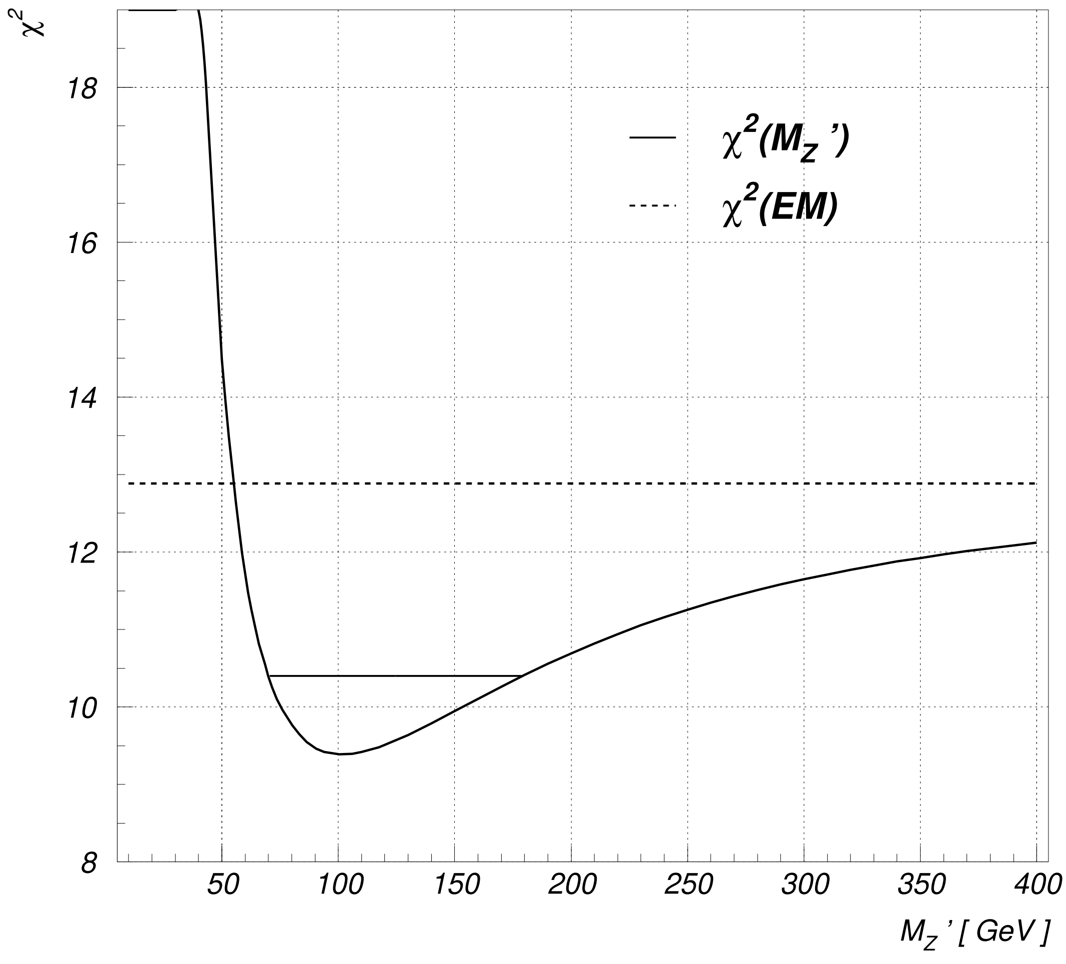


Abbildung 6.5: χ^2 *als Funktion des Parameters* M_Z' *und für den elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt für Positronen. Die Linie bei* χ^2*=10,4 markiert die Werte fuer* M_Z'*, deren* χ^2 *maximal um 1 größer sind als im Minimum.*

Man erkennt:

- Die Kurve besitzt ein Minimum bei $M'_Z \approx 100$ GeV.
- Bei kleinen Werten des Parameters M'_Z fällt die Kurve sehr stark ab, während sie zu großen Werten vergleichsweise flach ansteigt und gegen den gestrichelt dargestellten Wert für den rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt strebt.
- Der absolute Wert für χ^2 beträgt im Minimum ca. 9,4, für den elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt ungefähr 12,9. Das sind in beiden Fällen vernünftige Werte bei 10 Freiheitsgraden (11 Q^2-Bins und ein freier Parameter).

Hieraus läßt sich folgern, daß die Daten am besten durch das Element der Schar Z_0 mit $M'_Z \approx 100$ GeV beschrieben wird. Dennoch kann nicht ausgeschlossen werden, daß der rein elektromagnetische Wirkungsquerschnitt die experimentell gewonnenen Daten hinreichend erklärt. Nur mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von ca. 25 % kann die Annahme der rein elektromagnetischen Wechselwirkung verworfen werden. Die schwache Wechselwirkung in neutralen Strömen der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung kann damit also nicht nachgewiesen werden.
Unter der Annahme, daß die schwache Wechselwirkung in tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung auftritt, kann lediglich eine untere Grenze für die Masse des Z^0-Bosons im t-Kanal angegeben werden. Mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von ca. 2 % gilt:

$$M_Z > 40\text{GeV} \tag{6.10}$$

Nach der Minimum-Methode erhält man für den Fehler auf M_Z:

$$M_Z = 100^{+80}_{-30}\text{GeV} \tag{6.11}$$

Der angegebene Fehler ist asymmetrisch, wie aus der Form der χ^2-Kurve zu erwarten war. Der rein elektromagnetische Wirkungsquerschnitt liegt innerhalb eines 2-σ-Intervalls von M_Z, kann also auch nach dieser Methode nicht verworfen werden.
Zusammenfassend kann also aus den Daten des Jahres 1993 und 1994 eine schwache Evidenz für den Austausch eines Z^0 in tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung gefolgert werden, die statistisch allerdings nicht signifikant ist. Die angegebenen Werte sind konsistent mit den Werten, die aus den bisherigen Messungen der Z^0-Masse stammen. Erst weitere Positron-Ereignisse erlauben eine Verbesserung der hier getroffenen Abschätzungen. Da der Gesamtfehler bei hohen Q^2 durch den statistischen Fehler dominiert wird, kann man erwarten, hierdurch eine deutliche Verbesserung zu erzielen. Bestätigen sich die in Abbildung 5.6 dargestellten Verhältnisse bei einer vollständigen Bestimmung des Wirkungsquerschnitts, so ist eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Standardmodell zu erwarten.

6.4 Ergänzung: Indirekte Bestimmung der Z^0-Masse bei HERA

Man kann die in Abschnitt 6.1 aufgeführte Bestimmung der W-Masse aus Ereignissen des geladenen Stroms dazu verwenden, unter Annahme der Standardmodell-Beziehung[2]

$$M_Z = \frac{M_W}{cos\theta_W} = \frac{84^{+9+5}_{-6-4}\ GeV}{0,8766} = 96^{+9+5}_{-6-4}\text{GeV} \tag{6.12}$$

---

[2] Der Fehler auf cos θ_W kann im Vergleich zum Fehler auf M_W vernachlässigt werden.

auf die Masse des Z^0 indirekt zu schließen. Unter Verwendung der gröberen Angabe für die W-Masse, die aus der Analyse des Q^2-Verhalten des Wirkungsquerschnitts ermittelt wurde, ergibt sich:

$$M_Z = \frac{M_W}{cos\theta_W} = \frac{75^{+18+25}_{-15-10}\ GeV}{0,8766} = 86^{+18+25}_{-15-10}\mathrm{GeV} \tag{6.13}$$

Beide Werte stimmen mit der Masse des Z^0 überein, die am CERN ermittelt wurde. Dies trifft ebenfalls für die Abschätzungen zu, die in den vorherigen Abschnitten getroffen wurden.

Kapitel 7

Auf der Suche nach Quarksubstrukturen

7.1 Einleitung

Die Streuung von Elektronen an Protonen haben seit geraumer Zeit eine Fülle an Informationen über den inneren Aufbau der Materie geliefert. Anfang der fünfziger Jahre wurden durch elastische Streuung von Elektronen der Energie 500 MeV an Kernen die ersten Kernformfaktoren ausgemessen. Bei höheren Energien konnten die Formfaktoren der Nukleonen bestimmt werden, wobei entdeckt wurde, daß das Proton eine ausgedehnte Struktur aufweist. Schließlich wurden in der tiefinelastischen Streuung von Elektronen und Protonen die Quarks entdeckt.

Wie in Abschnitt 3.1.3 gezeigt wurde, lassen sich bei HERA prinzipiell Strukturen in einer Größenordnung von $R \approx 10^{-3}$ fm auflösen. Damit stößt man in einen Bereich vor, in dem die Punktförmigkeit des Elektrons nicht mehr durch experimentelle Erkenntnisse gesichert ist. Durch $(g-2)$-Experimente kann ein Limit auf den Elektronenradius gewonnenen werden, das zur Zeit bei $R < 3 \cdot 10^{-3}$ fm liegt. Der Radius für Myonen kann aus entsprechenden Experimenten um eine Größenordnung niedriger angegeben werden, genauer zu $R_\mu < 10^{-4}$ fm, [Ze95]. In [H1C95] wird die Gültigkeit der Punktförmigkeit von Leptonen vorausgesetzt.

Die Suche nach Quarksubstrukturen wurde in der letzten Zeit durch ein Resultat der CDF-Kollaboration in die Diskussion gebracht, die in der am Fermilab durchgeführten Proton-Antiproton-Streuung Ereignisraten bei hohen Impulsüberträgen beobachtete, die signifikant über den aus dem Standardmodell erwarteten Werten lagen. Diese Beobachtung könnte dadurch erklärt werden, daß Quarks aus kleineren Bestandteilen zusammengesetzte Systeme sind. Die erhöhten Jet-Raten ließen sich dann durch zusätzliche Wechselwirkungskanäle erklären. Allerdings können andere Erklärungsmöglichkeiten, wie die Parametrisierungen der Strukturfunktionen, im Moment nicht ausgeschlossen werden [CDF96]. Die von CDF genannten Limits auf die Kontaktwechselwirkung, die die Präon-Präon-Streuung beschreiben würde, sind nicht ohne weiteres mit den bei HERA in [H1C95] gegebenen vergleichbar, da die Kopplungen für die Streuung eines Elektrons mit einem zusammengesetzten Quark a priori nicht gleich den Kopplungen zweier zusammengesetzter Quarks sein müssen. Dies wäre z.B. richtig, wenn Elektronen und Quarks aus gleichartigen Bausteinen aufgebaut wären.

Bei H1 wurde anhand der Daten der Jahre 1993 und 1994 eine Abschätzung der Parameter einer etwaigen Kontaktwechselwirkung durchgeführt sowie der Formfaktoransatz $F_R(Q^2) = 1 - R^2Q^2/6$ mit den experimentellen Daten verglichen und das bereits in Abschnitt 4.4.1 wiedergegebene Limit auf den Radius zu

$$R < 2,6 \cdot 10^{-18}\mathrm{m} \tag{7.1}$$

bestimmt.

7.2 Formfaktoransatz zur Untersuchung auf Quarksubstruktur

In Abschnitt 3.4.1 wurde der Formfaktoransatz als Methode zur Suche nach Quarksubstrukturen der tiefinelastischen Elektron (Positron)-Proton-Streuung motiviert. Dabei wurden die folgenden Ansätze für den Formfaktor vorgestellt:

$$\begin{aligned} F_R(Q^2) &= 1 - \frac{1}{6}R^2Q^2 && (7.2)\\ F'_R(Q^2) &= 1 - \frac{1}{3!}R^2Q^2 + \frac{1}{5!}R^4Q^4 - \frac{1}{7!}R^6Q^6 + \frac{1}{9!}R^8Q^8 && (7.3)\\ F_D(Q^2) &= \frac{1}{1+Q^2\cdot R^2} && (7.4)\\ F_E(Q^2) &= e^{(-Q^2\cdot R^2/2)} && (7.5) \end{aligned}$$

Der Parameter R wurde als Längenskala eingeführt, auf der sich ein möglicher Quarkradius bemerkbar machen könnte. Er wird zur Vereinfachung der Notation in allen Ansätzen mit R bezeichnet. Zum Vergleich mit den aus dem Experiment bestimmten binweise integrierten Wirkungsquerschnitten, werden theoretische Wirkungsquerschnitte berechnet, indem der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt des Standardmodells mit dem jeweiligen Formfaktor multipliziert und über das entsprechende Bin integriert wird. Durch den Parameter R werden dann Scharen an Wirkungsquerschnitten definiert, die für den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abschnitt 3.4.1 eingeführt wurden. Um die Effekte der Binzentrumskorrektur zu umgehen (vgl. Abschnitt 4.2.3), werden in diesem Kapitel die entsprechend definierten Scharen des binweise integrierten Wirkungsquerschnitts herangezogen.

Wegen des in Abschnitt 3.4.1 aufgezeigten Vorzeichenwechsels des Formfaktors F_R, der sich z.B. für Positronen im Bin $B(11)$ durch einen unphysikalischen Anstieg des mit F_R modifizierten Wirkungsquerschnitts bei $R = 4 \cdot 10^{-3}$ fm bemerkbar machen würde (vgl. Abbildung 3.20 auf Seite 42), wird in diesem Kapitel in erster Linie der Formfaktoransatz F'_R verwendet.

7.2.1 Abschätzung des Quarkradius in Elektron-Proton-Streuung

Abbildung 7.1 zeigt die experimentell bestimmten und die durch den Formfaktoransatz modifizierten Wirkungsquerschnitte im Vergleich. Die experimentellen Daten sind als Kreuze, die theoretischen Werte als Stufenhistogramm eingezeichnet. Im linken oberen Teilbild ist $R = 0$ und damit die Vorhersage des Standardmodells dargestellt, die in allen Teilbildern als Normierung dient.

Die experimentellen Daten werden durch alle dargestellten Wirkungsquerschnitte zufriedenstellend erklärt. Aus dem linken oberen Teilbild gewinnt man den Eindruck, daß die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte systematisch kleiner als die vom Standardmodell vorhergesagten Werte sind. Das Bin $B(8)$ z.B. liegt fast zwei Standardabweichungen unterhalb des aus dem Standardmodell berechneten Wertes. Auch die Bins $B(5)$ und $B(6)$ sind gerade noch innerhalb ihres Fehlers mit dem Standardmodell verträglich. Entsprechend werden die Daten durch die Histogramme zu $R = 2,5 \cdot 10^{-3}$ fm oder $R = 3 \cdot 10^{-3}$ fm besser

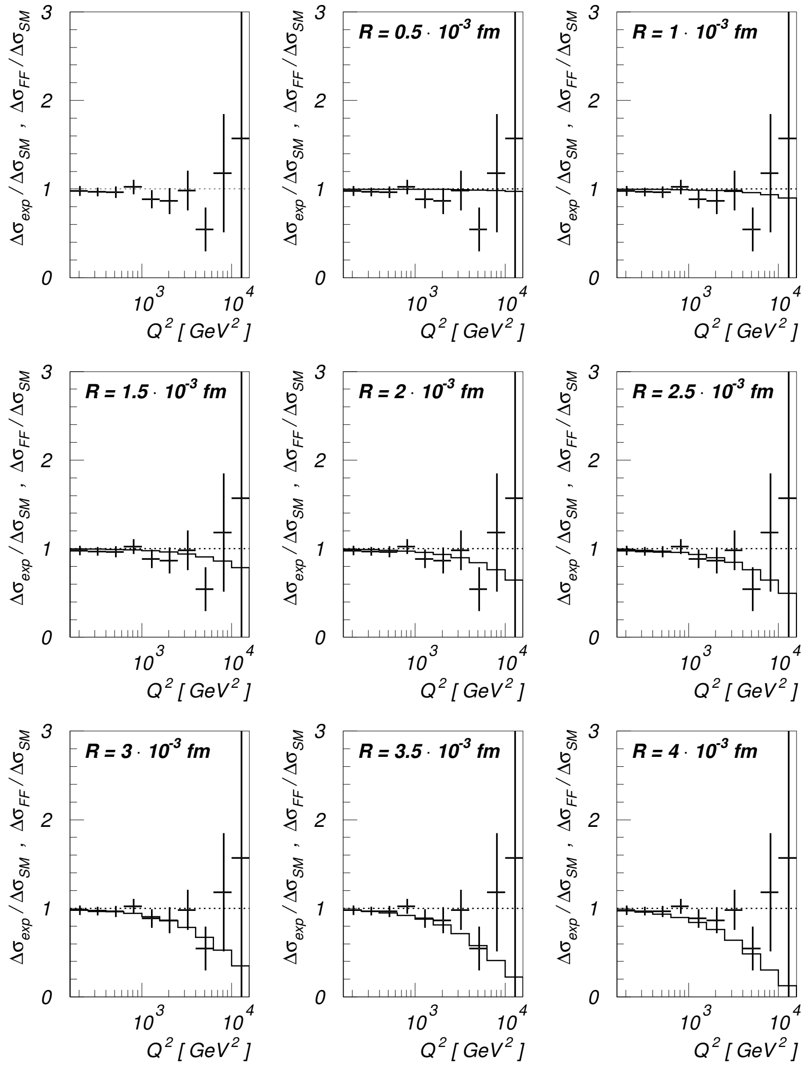


Abbildung 7.1: *Vergleich der durch den Formfaktoransatz F'_R modifizierten und für verschiedene Werte von R berechneten Wirkungsquerschnitte mit dem experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitt für Elektronen.*

beschrieben. Erst bei $R = 4 \cdot 10^{-3}$ fm fällt der modifizierte Wirkungsquerschnitt deutlicher unter die experimentellen Werte.

Der optische Eindruck muß quantitativ gefaßt werden. Hierzu wird die im vorhergehenden Kapitel eingeführte Größe χ^2 als Funktion des Parameters R bestimmt. Abbildung 7.2 zeigt den Verlauf der so gewonnenen χ^2-Kurve.

Man erkennt:

- Die χ^2-Kurve besitzt ein Minimum bei $R \approx 2,6 \cdot 10^{-3}$ fm.
- Für die Standardmodellannahme $R = 0$ erhält man $\chi^2 \approx 6,5$, für das Minimum $\chi^2 \approx 3,3$. Bei 9 Freiheitsgraden (10 Bins und 1 freier Parameter) ist der erste Wert relativ klein, der zweite sogar sehr klein.

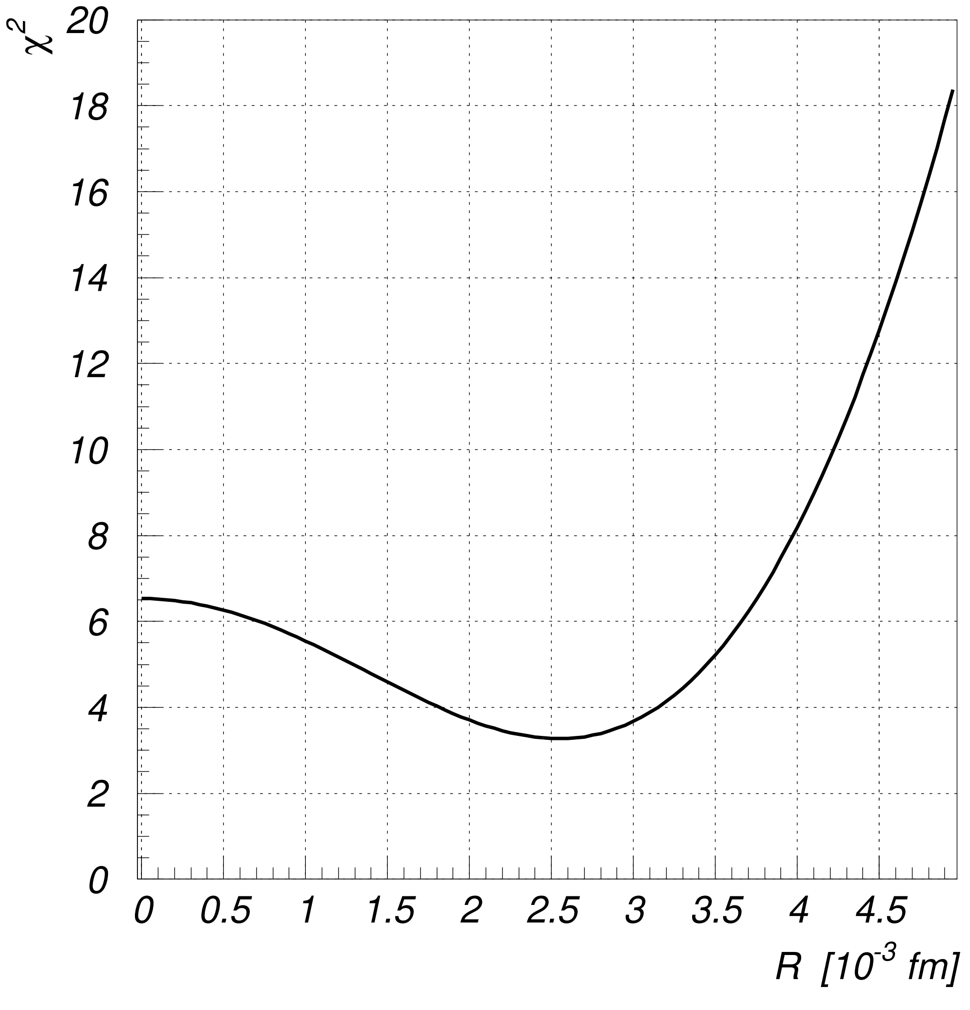


Abbildung 7.2: χ^2 *als Funktion des Parameters* R *im Formfaktoransatz* F'_R *für Elektronen.*

Aus dem Verlauf der χ^2-Kurve kann man folgern, daß die Daten in Übereinstimmung mit der obigen qualitativen Betrachtung am besten durch den Formfaktoransatz F'_R für den Wert $R \approx 2,6 \cdot 10^{-3}$ fm beschrieben werden. Der χ^2-Test liefert aber keine Aussage über das Standardmodell, das durch $R = 0$ charakterisiert ist. Man könnte es nur mit einer unakzeptablen Irrtumswahrscheinlichkeit von 70 % verwerfen.
Aus obiger χ^2-Kurve kann lediglich ein unteres Limit für den Parameter R angegeben werden. Mit ca. 5 % Irrtumswahrscheinlichkeit gilt:

$$R < 4,9 \cdot 10^{-3}\text{fm} \tag{7.6}$$

Die Minimum-Methode liefert formal einen Quarkradius von

$$1,65 \cdot 10^{-3}\text{fm} < R < 3,3 \cdot 10^{-3}\text{fm} \tag{7.7}$$

Es muß aber betont werden, daß das Standardmodell (R = 0) innerhalb einer 2-σ-Umgebung um $R = 2,5 \cdot 10^{-3}$ fm liegt, damit also auch nach der Minimum-Methode nicht verworfen werden kann. Man kann nur ein oberes Limit für den Quarkradius angeben:

$$R < 3,85 \cdot 10^{-3}\text{fm} \tag{7.8}$$

Beide Limite sind größer als das aus [H1C95] zitierte. Eine bessere Abschätzung für den Quarkradius wird durch den dominierenden statistischen Fehler eingeschränkt. Weitere Daten mit Elektronen sind erforderlich.
Abbildung 7.3 zeigt die χ^2-Kurven im Vergleich, die man erhält, wenn man die Ansätze F_D, F_E oder F_R anstelle von F_R' verwendet.

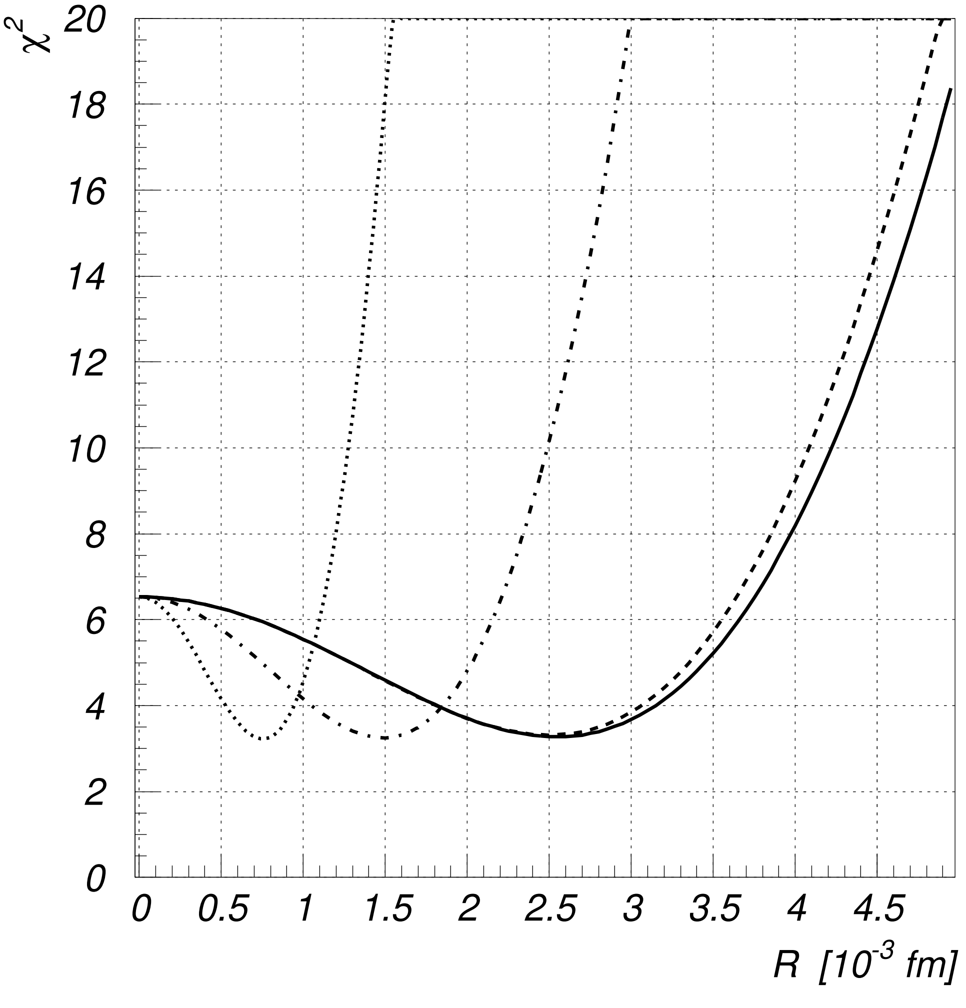


Abbildung 7.3: χ^2 *als Funktion des Parameters R für die Formfaktoransätze* F_D *(punktiert),* F_E *(strichpunktiert),* F_R *(gestrichelt) und* F_R' *(durchgezogen).*

Alle Kurven besitzen ein Minimum mit ungefähr gleichem χ^2-Wert. Die Werte des jeweiligen Parameters R am Minimum und für das Limit (Irrtumswahrscheinlichkeit 5 %) sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Die Kurven für F_R und F_R' unterscheiden sich nur geringfügig, was

Formfaktor-ansatz	R am Minimum $[10^{-3}$ fm$]$	Limit für R $[10^{-3}$ fm$]$ χ^2-Test	Limit für R $[10^{-3}$ fm$]$ Minimum-Methode
F_R'	2,6	4,9	3,85
F_R	2,6	4,7	3,7
F_E	1,5	2,9	2,3
F_D	0,75	1,5	1,2

Tabelle 7.1: *R am Minimum der χ^2-Kurven für die verschiedenen Formfaktoransätze und das Limit für R (Irrtumswahrscheinlichkeit $\leq 5\%$).*

nach Abschnitt 3.4.1 zu erwarten war. Man erkennt ferner, daß eine Abschätzung für den Quarkradius deutlich vom gewählten Ansatz abhängt.

7.2.2 Abschätzung des Quarkradius in Positron-Proton-Streuung

Für Positronen sind in Abbildung 7.4 die experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu den durch F'_R modifizierten Wirkungsquerschnitten dargestellt. Auch hier werden die experimentellen Daten durch Kreuze markiert, und die theoretischen Werte durch

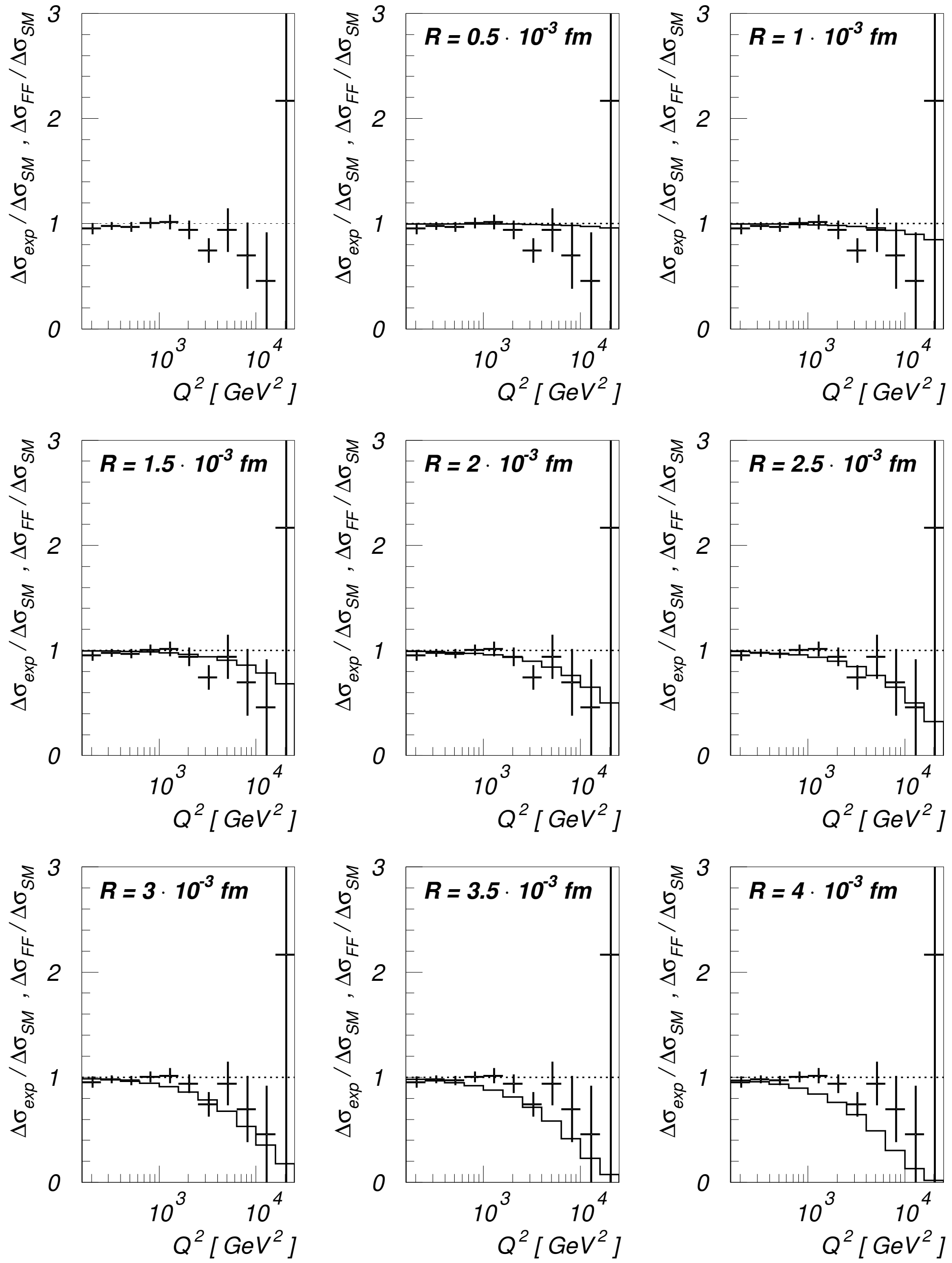


Abbildung 7.4: *Vergleich der durch den Formfaktoransatz F'_R modifizierten und für verschiedene Werte von R berechneten Wirkungsquerschnitte mit dem experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitt für Positronen.*

ein Stufenhistogramm repräsentiert.
Wie bei den Elektronen erkennt man, daß die Daten etwas unter der Standardmodell-Vorhersage liegen. Deutlich tritt diese Erscheinung im Bin B(7) auf, in dem der Unterschied fast einer 2-σ-Abweichung entspricht. Die durch F'_R modifizierten Wirkungsquerschnitte stimmen für $R \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$ fm am besten mit den experimentellen Werten überein. Für $R > 3,5 \cdot 10^{-3}$ fm sind die Unterschiede deutlich und sollten statistisch ausschließbar sein.
Eine Aussage kann erneut durch χ^2 getroffen werden, das als Funktion des Parameters R für den Formfaktoransatz F'_R in Abbildung 7.5 dargestellt ist.
Man erkennt:

- Die χ^2-Kurve besitzt ein Minimum bei $R \approx 2,2 \cdot 10^{-3}$ fm.
- Für die Standardmodell-Annahme erhält man $\chi^2 \approx 9,5$, im Minimum $\chi^2 \approx 4,4$. Der Wert für das Standardmodell entspricht dem Erwartungswert einer χ^2-verteilten Größe

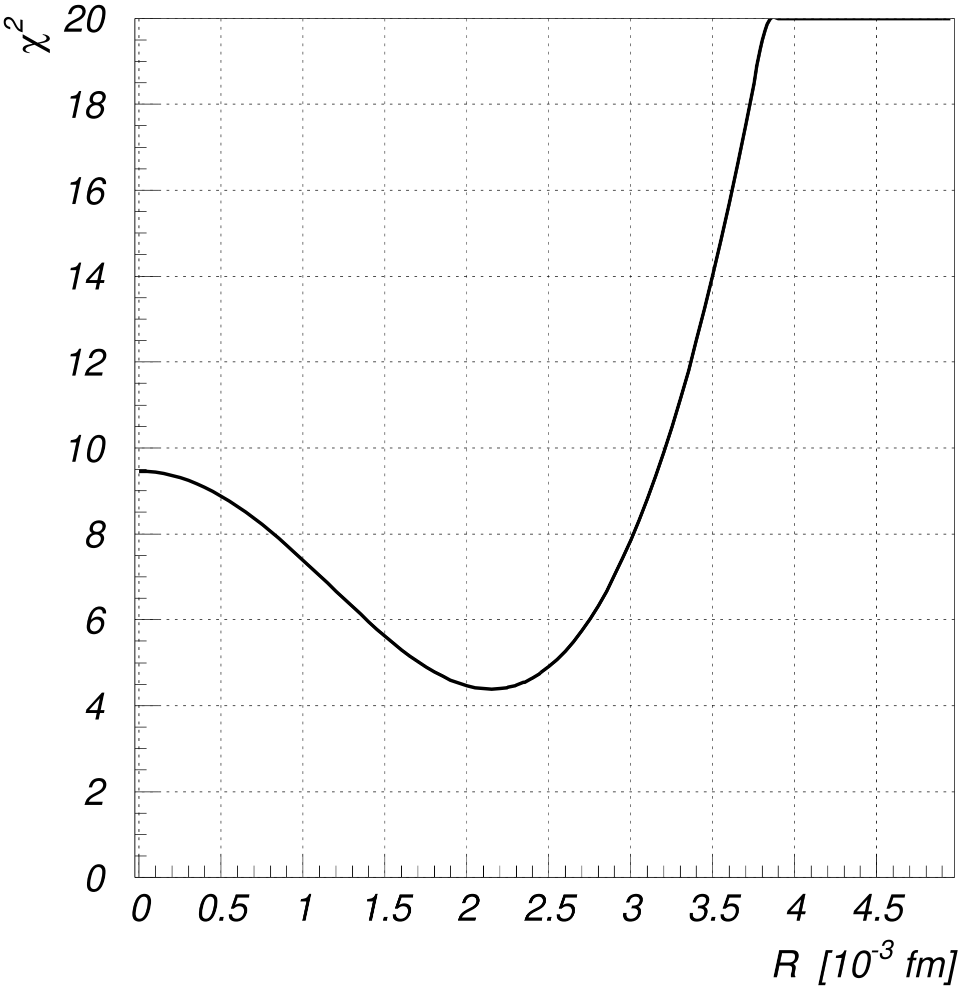


Abbildung 7.5: χ^2 *als Funktion des Parameters* R.

bei 10 Freiheitsgraden (11 Bins und 1 freier Parameter). Der Wert für das Minmum der χ^2-Kurve ist relativ klein.

Den Verhältnissen für Elektronen ähnlich, kann aus dem Graphen gefolgert werden, daß der Formfaktoransatz F_R' mit $R < 3,1 \cdot 10^{-3}$ fm die experimentellen Daten zwar besser beschreibt als die Vorhersage des Standardmodells, letzteres aber aufgrund des χ^2-Tests nicht verworfen werden kann. Dies könnte nur mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von unakzeptablen 50 % geschehen.
Wie zuvor läßt sich lediglich ein Limit für den Parameter R angeben. Mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 5 % gilt nach der χ^2-Methode:

$$R < 3,75 \cdot 10^{-3}\text{fm} \tag{7.9}$$

Das Limit auf R ist damit also für Positronen kleiner als für Elektronen. Dies ist verständlich, da mehr Ereignisse für Positronen als für Elektronen vorliegen. Dennoch ist auch die insgesamt geringe Anzahl an Positronereignissen gerade in den Bins mit sehr hohem Q^2 der beschränkende Faktor, eine genauere Abschätzungen treffen zu können.
Die Minimum-Methode liefert ein erstaunliches Ergebnis. Der Fehler auf $R = 2,2 \cdot 10^{-3}$ fm beträgt:

$$1,65 \cdot 10^{-3}\text{fm} < R < 3,3 \cdot 10^{-3}\text{fm} \tag{7.10}$$

Die Vorhersage des Standardmodells weist eine Differenz in χ^2 von mehr als 4 auf, würde demzufolge also außerhalb einer 2-σ-Umgebung um $R = 2,2 \cdot 10^{-3}$ fm zu liegen kommen. Dennoch darf man die Standardmodellvorhersage nicht verwerfen, da dies erst bei Abweichungen von mindestens 4 oder 5 σ akzeptabel ist, [PDG95]. Aus diesem Grund kann ein Limit sinnvollerweise nur nach oben angegeben werden. Formal müßte zu einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 5 % zwar auch das untere Limit angegeben werden[1], doch nach oben Gesagtem darf das Standardmodell aufgrund der hier präsentierten Daten nicht verworfen werden, so daß hier nur das obere Limit angegeben sei. Mit 5 % Irrtumswahrscheinlichkeit gilt also aufgrund der Minimum-Methode:

$$R < 3,05 \cdot 10^{-3}\text{fm} \tag{7.11}$$

Abbildung 7.6 zeigt die χ^2-Kurven, die sich im Fall der Positronen für die verschiedenen vorgeschlagenen Formfaktoransätze F_D, F_E und F_R im Vergleich zu F_R' ergeben. Die Werte für R am Minimum und für das Limit von R (Irrtumswahrscheinlichkeit $<$ 5 %) sind in Tabelle 7.2 zusammengefaßt.
Vergleicht man Tabelle 7.2 mit Tabelle 7.1, so stellt man fest, daß die Werte für Positronen jeweils kleiner als die für Elektronen sind. Es liegt nahe, dies auf die höhere Statistik der Positronereignisse zurückzuführen.

7.2.3 Fazit

Aus den Daten der Jahre 1993 und 1994 ergeben sich keine Hinweise darauf, die Annahmen des Standardmodells bezüglich der Punktförmigkeit der Quarks aufzugeben. Zwar werden die Daten sowohl für Elektronen als auch für Positronen besser durch einen Formfaktoransatz mit $R > 0$ beschrieben, doch ist dies statistisch nicht signifikant. Die angegebenen Limits sind mit den in der Literatur zitierten vergleichbar.

---

[1] Es liegt bei ca. $0,75 \cdot 10^{-3}$ fm.

Formfaktor-ansatz	R am Minimum $[10^{-3} fm]$	Limit für R $[10^{-3} fm]$ χ^2-Test	Limit für R $[10^{-3} fm]$ Minimum-Methode
F'_R	2,2	3,8	3,05
F_R	2,1	3,7	3,0
F_E	1,1	2,2	1,75
F_D	0,65	1,15	0,8

Tabelle 7.2: *R am Minimum der χ^2-Kurven für die verschiedenen Formfaktoransätze und das Limit für R (Irrtumswahrscheinlichkeit $\leq 5\%$).*

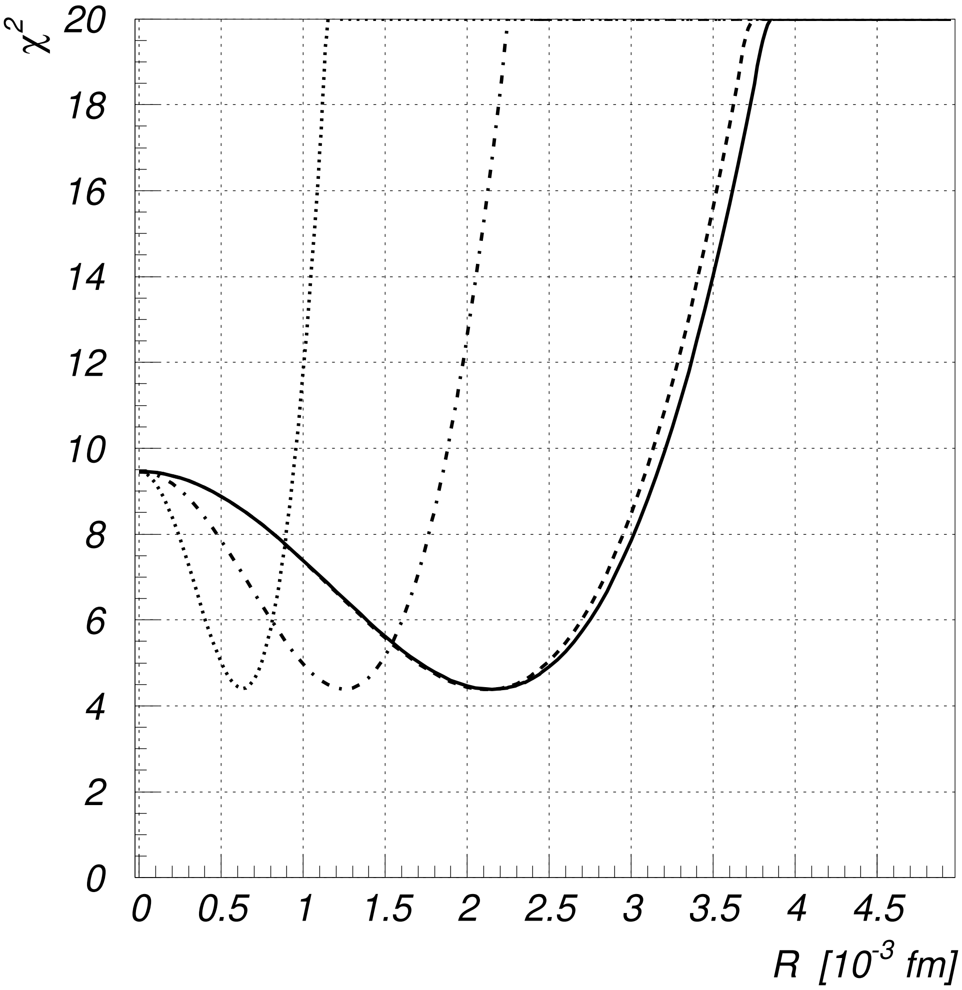


Abbildung 7.6: *χ^2 als Funktion des Parameters R für die Formfaktoransätze F_D (punktiert), F_E (strichpunktiert), F_R (gestrichelt) und F'_R (durchgezogen).*

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden tiefinelastische Elektron (Positron)-Proton- Streuereignisse des neutralen Stroms bei sehr hohen Impulsüberträgen unter der Zielsetzung untersucht:

1. Evidenzen für die schwache Wechselwirkung in neutralen Strömen zu finden und
2. die Struktur der Quarks im Rahmen der möglichen Auflösung auf Punktförmigkeit zu überprüfen.

Der Analyse lag der Bornsche Wirkungsquerschnitt der Streureaktion zugrunde, der aus den Daten der Jahre 1993 und 1994 bestimmt und in [H1C95] veröffentlicht wurde. Aus den Ereignissen des Jahres 1995 konnte die Q^2-Verteilung bestimmt werden; sie wurde zu einer vorläufigen Bestimmung des Wirkungsquerschnitts verwendet.
In der vorliegenden Arbeit konnten die folgende Resultate gewonnen werden:

- Die in [H1C95] veröffentlichten einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden durch Binzentrumsfaktoren korrigiert.
- Hinweise auf den Austausch eines Z^0-Bosons in neutralen Strömen der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung konnten gefunden werden und erlaubten, die Masse des Z^0 im t-Kanal zu

  $$M_Z = 100^{+80}_{-30}\mathrm{GeV} \tag{8.1}$$

  zu bestimmen. Allerdings läßt sich mit der derzeitigen Statistik die Annahme der rein elektromagnetischen Wechselwirkung nicht verwerfen und somit die Notwendigkeit für die Existenz der schwachen Wechselwirkung in neutralen Strömen nicht zeigen.

  Für Streureaktionen mit Elektronen kann nur eine untere Grenze für die Masse des Z^0 im t-Kanal angegeben werden:

  $$M_Z > 50\mathrm{GeV} \tag{8.2}$$

  Auch hier kann der reine Photon-Austausch nicht verworfen werden.

  Die Strukturfunktion F_3 ist mit den vorliegenden Daten mit dem Wert 0 verträglich. Hieraus kann nicht auf Evidenz für einen Beitrag der schwachen Wechselwirkung in neutralen Strömen geschlossen werden.

- Aus den vorliegenden Daten kann kein Schluß auf eine Substruktur der Quarks gezogen werden. Für den Parameter R des Formfaktoransatzes F'_R gilt mit 5 % Irrtumswahrscheinlichkeit für Positronen je nach Methode:

$$R < 3,8 \cdot 10^{-3}\text{fm} \tag{8.3}$$

$$R < 3,05 \cdot 10^{-3}\text{fm} \tag{8.4}$$

und für Elektronen

$$R < 4,9 \cdot 10^{-3}\text{fm} \tag{8.5}$$

$$R < 3,85 \cdot 10^{-3}\text{fm} \tag{8.6}$$

Die erhaltenen Grenzen sind konsistent mit den Werten in [H1C95].

Außerdem ergab eine theoretische Diskussion, daß der Anteil des reinen Z^0-Austauschs am Bornschen Wirkungsquerschnitt in bisherigen Darstellungen deutlich überschätzt wurde. Für unpolarisierte Elektronen konnte das anhand einer Abschätzung gezeigt werden.

Obwohl aus den vorliegenden Daten keine signifikanten Schlüsse gezogen werden können, verspricht das vorgeschlagene Analyseverfahren, bei erhöhter Statistik deutlich bessere Ergebnisse erzielen zu lassen, wie ein erster Blick auf die Q^2-Verteilung der Daten aus dem Jahr 1995 vermuten läßt. Die vollständige Bestimmung des Wirkungsquerschnitts unter Berücksichtigung aller Fehler ist daher vielversprechend.

Durch eine longitudinale Polarisierung des Leptonenstrahls bei HERA kann der Einfluß der schwachen Wechselwirkung in neutralen Strömen vergrößert werden. Besonders stark wird er bei einem vollständig linkspolarisierten Elektronenstrahl. Dies sollte im Hinblick auf zukünftige Streuexperimente berücksichtigt werden.

Literaturverzeichnis

[Alt77] G. Altarelli, G.Parisi:
„Asymptotic Freedom in Parton Language“.
Nucl. Physics B 126 (1977) 298

[Alt78] G. Altarelli, G.Martinelli:
„Transverse Momentum of Jets in Electroproduction from Quantum Chromodynamics“.
Phys. Lett. 76 B (1978) 89

[Bas95] U. Bassler, G. Bernardi, B.Gonzalez-Pineiro:
„Selection of Neutral Current Deep Inelastic Events“.
H1 interne Nachricht ('H01GRE.DIS.NEWSEL.NOTE')

[Ben91a] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman:
„Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure funtions in neutral current scattering at HERA“.
Proceedings of the the Workshop on Physics at HERA, Vol. 1: 23-42, Hamburg 1991

[Ber92] C. Berger:
„Teilchenphysik. Eine Einführung“.
Springer Verlag, Heidelberg 1992

[Ber71c] S.M. Berman, J.D. Bjorken, J. Kogut:
„Inclusive Processes at High Transverse Momentum“.
Physical Review Letters D4(1971) 3388

[Blu87] J. Blümlein et al.:
„Structure Functions, Quark Distributions and Λ_{QCD} at HERA“.
Proceedings of the HERA Workshop 1987 Vol. 1, DESY, Hamburg 1987

[Bro84] I.N. Bronstein, K.A.Semandjajew:
„Taschenbuch der Mathematik“.
21. Auflage, Harri Deutsch, Frankfurt/Main 1984

[CDF96] F. Abe et. al The CDF Collaboration:
„Inclusive Jet Cross Section in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV“.
Physical Review Letters (tbp)

[Coo91] Cooper-Sarkar, A.M., Devenish, R.C.E, Lancaster, M.:
„Measurement of $F_l(x, Q^2)$ at Low-x & Extraction of The Gluon Distribution“.
Proceedings of the HERA Workshop 1991 Vol. 1, DESY, Hamburg 1991

[Coz91] G. Cozzika, D. Haidt, G. Ingelman:
„Precision on M_W, M_Z and $sin^2\theta_W$ from $d\sigma/dQ^2$“.
Proceedings of the HERA Workshop Vol.1, DESY, Hamburg 1987

[Eis82] F. Eisele:
„Structure Functions“.
in „Journal de Physique, 21st international conference on high energy physics“, Paris, 26-31 juillet 1982.

[Fal94] Brigitte Falkenburg:
„Teilchenmetaphysik: Zur Realitätsauffassung in Wissenschaftsphilosophie und Mikrophysik“.
Bibliographisches Institut, Mannheim 1994

[Fel87] J. Feltesse:
„Measurement of inclusive differential cross sections“.
Proceedings of the HERA Workshop 1987 Vol. 1, DESY, Hamburg 1987

[Fle94] M. Fleischer:
„Untersuchung radiativer Ereignisse in der tief inelastischen ep-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA“.
Dissertation, DESY Interner Bericht, Hamburg 1994

[H1C95] H1 Collaboration (S. Aid et al.):
„Leptoquarks and Compositeness Scales from a Contact Interaction Analysis of Deep Inelastic $e^{\pm}p$ Scattering at HERA“.
DESY-95-079, Hamburg 1995

[H1C96a] H1 Collaboration (I.Abt et al.):
„The H1 Detector at HERA“.
DESY-H1-96-01, Hamburg 1996

[H1C96b] H1 Collaboration (I.Abt et al.):
„Measurement of the Q^2 Dependence of the Charged and Neutral Current Cross Sections in ep scattering at HERA“
zur Veröffentlichung eingereicht.

[Hab96] Peter Haberl: Persönliche Mitteilung, Heidelberg 1996

[Has73] J.F. Hasert et al.:
Phys. Lett. 46B (1973) 138

[Ing87] G. Ingelman et al.:
„Deep inelastic physics and simulation“.
Proceedings of the HERA Workshop Vol.1, DESY, Hamburg 1987

[Ing96] G. Ingelman: Persönliche Mitteilung.

[Laf94] G.D. Lafferty, T.R. Wyatt:
„Where to Stick Your Data Points: The Treatment of Measurements Within Wide Bins“.
CERN-PPE/94-72 (1994)

[Lan71] Landau, Lifshitz:
„Quantenelektrodynamik.“.
Pergamon Press, Oxford, 1971

[Lev95] Christian Leverenz:
„Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 bei hohen Impulsüberträgen im H1-Experiment bei HERA".
Dissertation, DESY Interner Bericht, Hamburg 1995

[Mar94] Hans-Ulrich Martyn:
„CIMODEL - A tool to generate differential cross sections and to simulate event distributions of lepton variables for the Standard Model and Contact Interactions".
DESY-H1-12/94-416

[Mar96] Hans-Ulrich Martyn: Persönliche Mitteilung 18.1.1996, Hamburg

[Mer94] T.R. Merz:
„Messung der Proton-Strukturfunktion F_2 bei hohen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor".
Dissertation, DESY Interner Bericht

[PDG95] Ed. L.S. Brown et al.
„Review of Particle Data Properties Part 1".
Physical Review D, Particle and Fields, Volume 50

[Per82] Donald H. Perkins:
„Introduction to High Energy Physics 2nd Edition". Addison-Wesley, Reading, 1982

[PDF94] Plothow-Besch:
„PDFLIB: Nucleon, Pion and Photon Parton Density Functions and alpha(s) Calculations, User's Manual, Version 4.17".
CERN, Genf 1994

[Pov93] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche: *„Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte"*. Springer, Berlin 1993

[Roe95] Albert De Roeck:
„Physics Results from the First Electron-Proton Collider HERA".
DESY Note, Hamburg 1995

[Rob90] R.G. Roberts:
„The structure of the proton". Cambridge Monographs on mathematical physics, Cambridge University Press 1990

[Sch96] P. Schleper: Persönliche Mitteilung, Heidelberg 1996.

[Spi91] H. Spiesberger et al.:
„Radiative Corrections at HERA, Proceedings of the HERA Workshop Vol.2".
DESY, Hamburg 1991

[UA1C83] UA1-Kollaboration (G. Arnison et al.):
Phys. Lett. B122 (1983) 103; Phys. Lett. B126 (1983) 398

[Ze95] G. Köpp, D.Schaile, M.Spira, P.Zerwas:
„Bounds on radii and anomalous magnetic dipole moments of quarks and leptons from LEP, SLC and HERA".
Zeitschrift für Physik C 65, 545-549 (1995)

Danksagung

Danken möchte ich allen, die mich in der Zeit der Erstellung dieser Arbeit begleitet haben. Besonders hervorheben möchte ich dabei:

- Hr. Prof. Dr. Meier für die Betreuung und die Unterstützung während der Entstehung dieser Arbeit,
- Hr. Prof. Dr. Nachtmann für die Übernahme der Aufgabe des Zweitkorrektors,
- Dr. Peter Haberl für wiederholte Ratschläge und Unterstützung,
- Dr. Hans-Ulrich Martyn und Dr. Peter Schleper für ihre Unterstützung,
- Dr. Christoph Brune, Dr. Jürgen Stiewe und Stefan Tapprogge in besonderem Maße für unzählige Ratschläge, Ideen, Diskussionen und Hilfestellungen,
- Martin Swart für die konstruktive Zusammenarbeit,
- Ursula Becker und Dr. Werner Stefan für die Hilfe bei statisitischen Fragestellungen,
- Irmgard Spinnler für die Hilfe bei der Gestaltung der Arbeit,
- Larissa Sandmann für Korrekturlesungen in fachfremden Gebiet
- und nicht zuletzt meinen Eltern, die mir das Studium ermöglichten und immer für mich da waren, wofür ich ihnen diese Arbeit widmen möchte.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....
(Unterschrift)