Messung der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ des Protons bei kleinen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor

Vom Fachbereich Physik
der Universität Dortmund
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte

Dissertation

von
Diplom-Physiker Michael Dirkmann
aus Marl

Dortmund
Februar 1998

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Streuexperimente spielen seit jeher eine bedeutende Rolle in der Erforschung des Aufbaus der Materie: Beginnend mit den Experimenten von Rutherford, die zur Entdeckung der Atomkerne geführt haben [1], über die Experimente von Hofstadter [2] zur Ausdehnung des Protons, bis hin zur Entdeckung der Substruktur des Protons am SLAC [3] und der folgenden Formulierung der QCD, der Theorie der starken Wechselwirkung [4].

Eine der zur Zeit modernsten Forschungseinrichtungen der Teilchenphysik ist der Hadronen-Elektronen-Speichering HERA am Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg, in welchem Elektronen der Energie $E_e = 27.55\,\mathrm{GeV}$ mit Protonen der Energie $E_p = 820\,\mathrm{GeV}$ zur Wechselwirkung gebracht werden. Hier konnte mit Hilfe der Großdetektoren H1 und ZEUS seit Beginn der Datennahme im Jahre 1992 der kinematische Bereich zur Messung der Protonstrukturfunktion um mehrere Größenordnungen erweitert werden.

Eine Besonderheit bei HERA war das Auftreten einer unverhältnismäßig hohen Zahl von Ereignissen, bei denen keine Teilchen in der Strahlnähe des auslaufenden Protonstrahls zu messen waren [5]. Diese Ereignisse mit großer Rapiditätslücke, im folgenden auch LRG[1]-Ereignisse genannt, wurden erstmals bei pp-Streuexperimenten untersucht [6]. Sie werden von den üblichen QCD-Modellen nicht vorhergesagt.

Die Eigenschaften der LRG-Ereignisse lassen sich durch das phänomenologische Regge-Modell beschreiben. Hierbei lassen sich die Abhängigkeiten des elastischen und des totalen Wirkungsquerschnitts erfolgreich durch den Austausch bekannter Mesonen in Kombination mit einem die Quantenzahlen des Vakuums tragenden Teilchen, dem Pomeron $I\!P$, beschreiben.

Das Regge-Modell liefert aber keine Vorhersage zur partonischen Struktur des Pomerons. Auch bei den mittlerweile zur Verfügung stehenden QCD-Vorhersagen [7] zur Erzeugung der LRG-Ereignisse gibt es kein einheitliches Verständnis. Die Messungen der Strukturfunktion des Pomerons bei HERA liefern allerdings eine Grundlage zum Vergleich mit theoretischen Vorhersagen.

Ziel dieser Arbeit ist die Messung der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ und der Struktur des Pomerons in einem neuen kinematischen Bereich. Als Grundlage der Messung dienen die 1995 mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Daten, bei welchen der Wechselwirkungspunkt um 70 cm in Protonflugrichtung verschoben war. Auf den bishe-

[1]**L**arge **R**apidity **G**ap

rigen theoretischen und experimentellen Kenntnisstand wird in Kapitel 1 eingegangen. In Kapitel 2 wird der H1-Detektor beschrieben, mit welchem die Daten für die folgende Analyse aufgezeichnet wurden. In den folgenden Kapiteln wird zunächst in Kapitel 3 die Selektion der Ereignisse behandelt, daraufhin die Überprüfung der Kalibration der wesentlichen Detektorkomponenten in Kapitel 4, um dann im Kapitel 5 zur Messung der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ zu kommen. Anpassungen der Vorhersagen des Regge-Modells an die gemessene Strukturfunktion werden in Kapitel 6 vorgestellt. Hieraus läßt sich die Pomeronstrukturfunktion ableiten, was in Kapitel 6.2 demonstriert wird. Im letzten Kapitel wird ein etwaiger Beitrag von π-Austausch zu $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ untersucht.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Wie schon in der Einleitung erwähnt, wurde bei HERA eine verhältnismäßig hohe Zahl von Ereignissen gemessen, welche keinen nachweisbaren Energiefluß in Protonflugrichtung aufweisen. Diese Klasse von Ereignissen wird in der vorliegenden Arbeit näher untersucht. Als theoretische Grundlage der Analyse dienen die Beschreibung des tiefinelastischen Streuprozesses und das Regge-Modell. Beide werden in den folgenden Abschnitten näher erläutert. Weiterhin wird kurz auf die Produktion von Vektormesonen, welche einen Teil der zu untersuchenden Ereignisse ausmacht, eingegangen. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird auf die Simulation der einzelnen Ereignisklassen eingegangen.

1.1 Tiefinelastische Streuung

Bei der tiefinelastischen Streuung bei HERA kollidieren hochenergetische Elektronen[1] der Energie $E_e = 27.55\,\mathrm{GeV}$ mit Protonen der Energie $E_p = 820\,\mathrm{GeV}$. Der Feynmangraph, der den Austausch eines neutralen Eichbosons (γ,Z^0) beschreibt, ist in Abbildung 1.1 skizziert. Dort ist der Viererimpuls des einlaufenden Elektrons mit k und der des auslaufenden mit k' bezeichnet. Das Quadrat des dabei übertragenen Impulses $Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2$ gibt die Virtualität des Bosons an. Der Impuls des einlaufenden Protons ist mit p bezeichnet.

Die dimensionslose Bjorken Skalenvariable $x = Q^2/2p\cdot q$ kann im naiven Quark-Parton-Modell (QPM) [8] als Bruchteil des vom gestreuten Quark getragenen Impulses des Protons interpretiert werden. Eine weitere Skalenvariable ist $y = p\cdot q/p\cdot k$. Sie beschreibt im Ruhesystem des Protons den übertragenen Energiebruchteil des primären Elektrons.

Die Variablen Q^2, x und y sind über das Quadrat der Schwerpunktsenergie $s = (k+p)^2$ miteinander verknüpft: $Q^2 = syx$.

In niedrigster Ordnung Störungstheorie, dem Born-Niveau, läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt, unter Vernachlässigung des Z^0-Austausch, durch die Strukturfunktionen F_1 und F_2 wie folgt parametrisieren:

[1] Seit 1994 werden in HERA Positronen anstelle von Elektronen verwendet. Für die hier untersuchten Prozesse ist dies unerheblich. Im folgenden wird daher weiterhin von Elektronen die Rede sein.

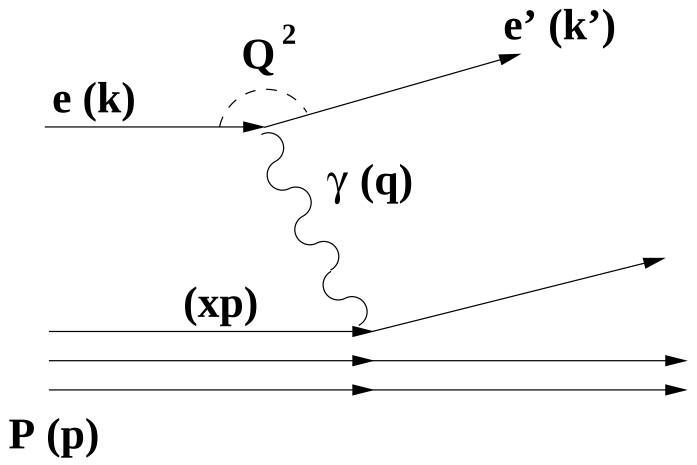


Abbildung 1.1: *Skizze des tiefinelastischen Streuprozesses mit Austausch eines Photons.*

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\ \mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^2}\left(1 - y + \frac{y^2}{2(1+R(x,Q^2))}\right) F_2(x,Q^2).$$

Hierbei ist α die elektromagnetische Feinstrukturkonstante, und $R(x,Q^2) = \sigma_L(x,Q^2)/\sigma_T(x,Q^2) = (F_2 - 2xF_1)/2xF_1$ ist das Verhältnis zwischen dem Wirkungsquerschnitt der Photonabsorption für longitudinal polarisierte Photonen und dem für transversal polarisierte Photonen. Für kleine x ist $F_2(x,Q^2)$ mit der Summe beider Wirkungsquerschnitte $\sigma_L + \sigma_T$ über den Zusammenhang

$$\sigma_L + \sigma_T = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F_2(x,Q^2)$$

verknüpft.

Im QPM ist das Proton aus 3 Konstituenten, den Quarks, aufgebaut. Für diese Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen gilt die Callan-Gross-Beziehung $R = 0$ [9], d.h. nur transversalpolarisierte Photonen tragen zum Wirkungsquerschnitt bei. Die Theorie der starken Wechselwirkung sagt Abweichungen von $R = 0$ voraus [10], welche in guter Übereinstimmung mit bisherigen Messungen sind [11, 12, 13, 14].

Experimentell wurde in den ersten Untersuchungen [3] gefunden, daß F_2 bei konstantem x nahezu unabhängig von Q^2 ist. Diese auch Skaleninvarianz genannte Beobachtung kann im QPM verstanden werden, wenn von punktförmigen, nicht wechselwirkenden Bausteinen des Protons ausgegangen wird. Bei genauer Betrachtung finden sich allerdings Abweichungen vom Skalenverhalten. Dies ist in Abbildung 1.2 gezeigt. Oberhalb von $x \approx 0.1$ fällt F_2 mit steigendem Q^2, unterhalb steigt F_2 an. Dieses Verhalten ist durch die Wechselwirkung der Quarks untereinander zu erklären. Die Wechselwirkung der Quarks wird durch die sogenannten Gluonen vermittelt.

Für hinreichend große Q^2 ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung klein genug, um eine störungstheoretische Entwicklung möglich zu machen. Dies führt zur Quan-

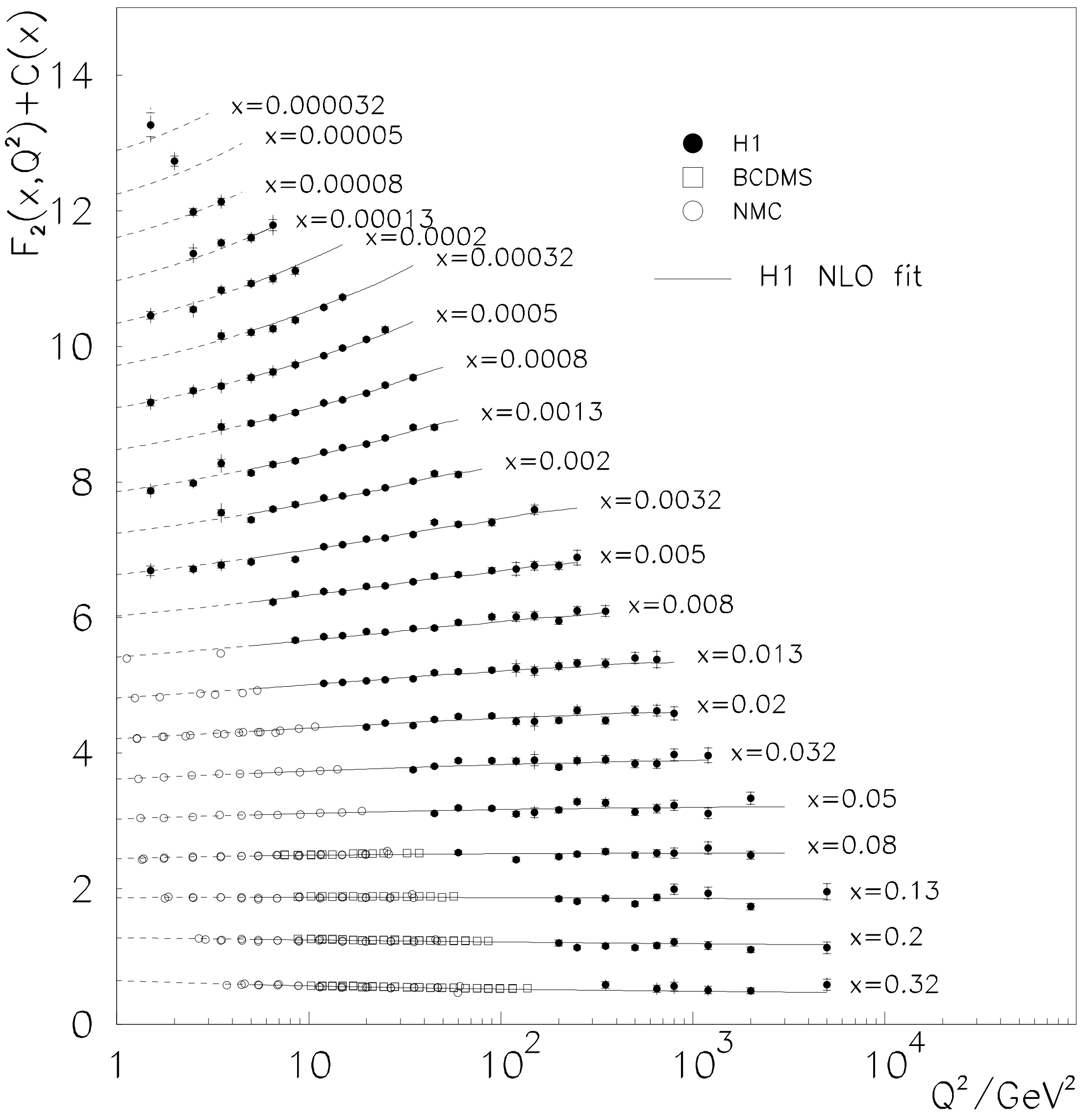


Abbildung 1.2: *Protonstrukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ für verschiedene x als Funktion von Q^2. Die Datenpunkte stammen von den Experimenten H1 [15], BDCSM [16] und NMC [17]. Die Linien sind QCD-Anpassungen an die Daten. Zur besseren Übersicht wurde zu den F_2 Werten eine Konstante $c(x) = 0.6(i-0.4)$ addiert. i ist dabei die Nummer des x-Intervalls, welche für $x = 0.32$ mit $i = 1$ beginnt.*

tenchromodynamik (QCD), der Eichtheorie der starken Wechselwirkung. Die Wechselwirkung wird durch den Austausch von Gluonen vollzogen. Die QCD geht von folgenden Grundannahmen aus [18]:

- Jede Quark-Sorte existiert in 3 verschiedenen Farben.
- Die Wechselwirkung bleibt bei Vertauschung der Farben unverändert, d.h. die starke Wechselwirkung ist invariant unter $SU(3)_C$-Transformation (C=Colour), welche die Farbladung tauschen oder vermischen.

- Die Hadronen sind farbneutral.
- Nur farbneutrale Systeme können als freie Teilchen existieren. Die Quarks und die Gluonen, welche alle Farbladung tragen, sind *eingesperrt*. Dies wird mit dem Begriff *confinement* bezeichnet.

Die Verteilung der Quarks und Gluonen innerhalb des Protons werden von den Quark- und Gluondichteverteilungen beschrieben. $f(x, Q^2)\mathrm{d}x$ ($g(x, Q^2)\mathrm{d}x$) gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark (Gluon) mit dem Impulsbruchteil x aus dem Intervall $[x, x + \mathrm{d}x]$ zu finden. Im QPM ergeben sich aus der Summe über die ladungsgewichteten Quarkdichten die Strukturfunktionen:

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} \sum_{i=1}^{N_{Quarks}} e_i x f_i(x) \qquad F_2(x) = \sum_{i=1}^{N_{Quarks}} e_i x f_i(x)$$

Die Q^2-Abhängigkeit der Partondichten wird von den DGLAP[2] Integro-Differentialgleichungen beschrieben.

Mit Hilfe dieser Entwicklungsgleichungen ist es möglich, die Strukturfunktion des Protons über einen weiten kinematischen Bereich zu beschreiben. Dabei werden die Quark- und Gluondichten bei $Q^2 \approx 0.3\,\mathrm{GeV}^2$ mit valenzartigen Verteilungen parametrisiert [19].

1.1.1 Strahlungskorrekturen

Bisher wurde der Prozeß der tiefinelastischen Streuung nur in der niedrigsten Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ der elektroschwachen Störungstheorie betrachtet. Zum meßbaren Wirkungsquerschnitt tragen allerdings auch Prozesse höherer Ordnung bei: in $\mathcal{O}(\alpha^3)$ strahlen ein- oder auslaufendes Elektron ein Photon ab. Quantenmechanisch sind diese beiden Prozesse ununterscheidbar. Experimentell kann ausgenutzt werden, daß die Abstrahlung der Photonen kolinear zum Elektron viel wahrscheinlicher als die Abstrahlung unter großen Winkeln ist. Wird das Photon vom einlaufenden Elektron abgestrahlt (ISR[3]), so kann es mit in Elektronflugrichtung aufgestellten Detektoren nachgewiesen werden[4]. Bei einer solchen Abstrahlung verringert sich die Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems, was bei einer Interpretation der Messung auf dem Born-Niveau berücksichtigt werden muß. Die Abstrahlung von Photonen vom auslaufenden Elektron (FSR[5]) wird bei einer kalorimetrischen Energiemessung normalerweise nicht wahrgenommen, da der Winkel zwischen Photon und Elektron im allgemeinen klein ist und damit nur *eine* örtliche Energiedeposition aufgelöst werden kann.

Ein weiterer Prozeß der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^3)$ ist der sogenannte QED-Compton Prozeß $ep \rightarrow ep\gamma$ [20]. Dabei wird neben einer quasi-reellen Streuung des Elektrons am Proton ein

[2] Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi [10]
[3] *I*nitial *S*tate *R*adiation
[4] Bei H1 wird hierfür der Photon-Detektor des Luminositätsystems (siehe 2.3) verwendet.
[5] *F*inal *S*tate *R*adiation

Photon unter einem großen Winkel abgestrahlt. Aufgrund der Impulserhaltung sind die Transversalimpulse zwischen dem gestreuten Elektron und dem Photon balanciert.

1.2 Diffraktion

Betrachtet man den Wirkungsquerschnitt für elastische Hadron-Hadron-Streuung $d\sigma_{hh}/dt$ als Funktion des Quadrats des Viererimpulsübertrages t, so ist mit wachsender Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ eine deutliche Ausprägung eines der Streuung von Licht an einer Scheibe sehr ähnlichen Beugungsbildes zu erkennen (siehe Abbildung 1.3). Diese Beobachtung führte zur Prägung des Begriffs *Diffraktion* für die im folgenden behandelten Klassen von Ereignissen. Die übliche Nutzung des Begriffs umfaßt im allgemeinen neben der elastischen Streuung auch die Anregung der Hadronen, die *Dissoziation*.

1.2.1 Regge-Modell in Hadron-Hadron Wechselwirkungen

Im Gegensatz zur tiefinelastischen Streuung, in welcher die Struktur des Protons in Quarks und Gluonen aufgelöst wird, handelt es sich bei den diffraktiven Prozessen um *weiche* Wechselwirkungen. Da keine Skala der harten Wechselwirkung zur Verfügung steht, ist die Anwendbarkeit der QCD fragwürdig. Die Wirkungsquerschnitte einer Vielzahl hadronischer Wechselwirkungen lassen sich dagegen mit Hilfe des Regge-Modells beschreiben. Dieses Modell[6] leitet sich von einer Partialwellenzerlegung ab, die in die komplexe Ebene analytisch fortgesetzt wurde. Ganzzahlige reelle Werte der Drehimpulse entsprechen gebundenen Zuständen. Trägt man in einer sogenannten Chew-Frautschi-Darstellung [23] den Spin als Funktion des Quadrats der Masse bekannter Teilchen auf, so finden sich Teilchen mit ansonsten gleichen Quantenzahlen annähernd auf einer Geraden. Diese sogenannten (Regge-)Trajektorien werden für jede *Teilchenfamilie* über diese Gerade der Form $\alpha_i(t) = \alpha_i(0) + \alpha_i' \cdot t$ klassifiziert. In dieser Näherung finden sich unter anderem die folgenden Meson-Trajektorien (siehe Abbildung 1.4):

$$
\begin{array}{lll}
\alpha_\rho(t) \approx 0.48 + 0.88 \cdot t & \rho, a_2, \rho_3 & I^{GPC} = 1^{+--}, 1^{-++} \\
\alpha_\omega(t) \approx 0.55 + 0.88 \cdot t & \omega, f_2, \omega_3 & I^{GPC} = 1^{+++}, 1^{---} \\
\alpha_\pi(t) \approx 0.0 + 0.7 \cdot t & \pi^0, b_1, \pi_2 & I^{GPC} = 1^{--+}, 1^{++-}
\end{array}
$$

Es wurde $t{=}M^2$ gesetzt. Durch die in Abbildung 1.5 skizzierte Kreuzungssymmetrie (crossing) lassen sich Prozesse der Form $AB \to CD$ mit derselben Amplitude beschreiben, wie Prozesse der Form $A\bar{C} \to \bar{B}D$, d.h.

$$T_{AB\to CD}(s,t) = T_{A\bar{C}\to\bar{B}D}(t,s).$$

[6]Eine detaillierte Beschreibung dieses Modells wird nicht im Rahmen dieser Arbeit versucht. Eine vollständige Beschreibung findet sich in [22].

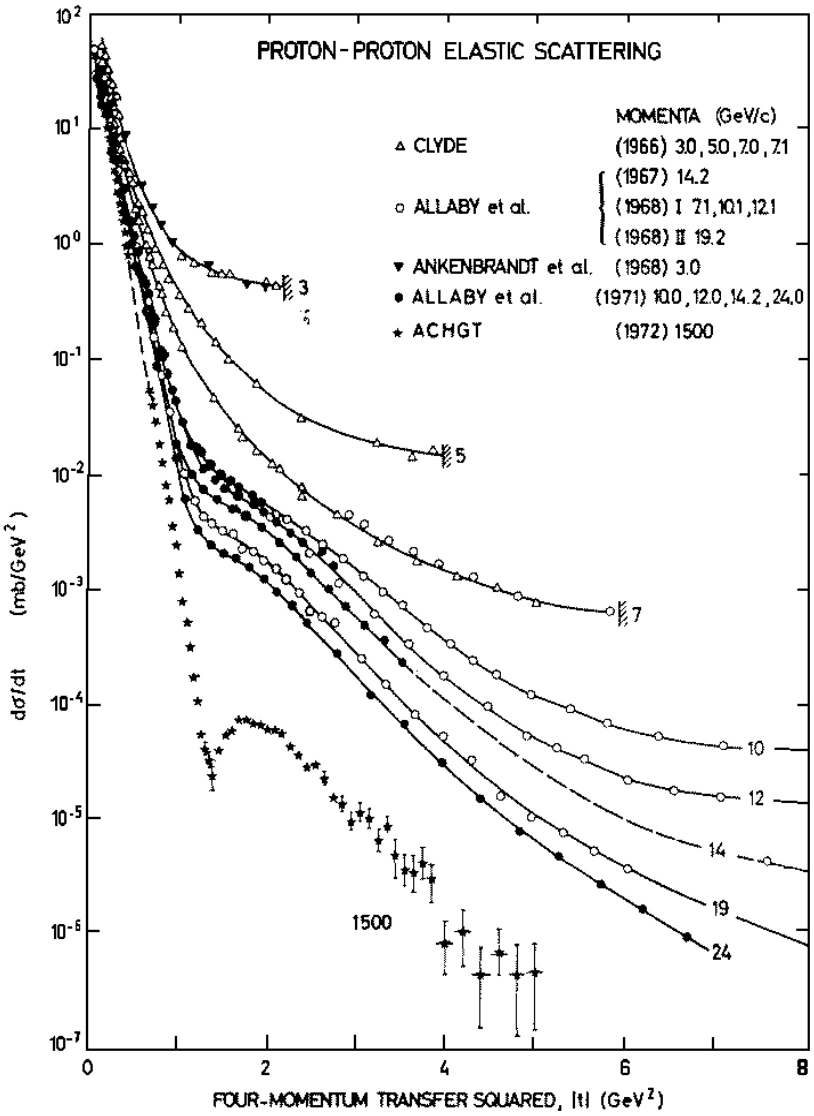


Abbildung 1.3: *Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ vom Quadrat des Viererimpulsübertrags t für elastische Proton-Proton-Streuung. Die neben den Kurven angegebenen Energien sind in GeV gemessen und geben den Impuls des einlaufenden Protons an*[7]. *Mit wachsenden Protonimpuls wird ein deutliches Beugungsbild sichtbar (Abbildung aus [21]).*

Dadurch läßt sich der s-Kanal-Austausch mit den gebundenen Zuständen in den Bereich $t < 0\,\mathrm{GeV}^2$ fortsetzen. Auch dieser Bereich ist in Abbildung 1.4 gezeigt. Die genannten Trajektorien beschreiben die Daten auch für $t < 0\,\mathrm{GeV}^2$.

Mit Hilfe der Regge-Trajektorien lassen sich die Streuamplituden $T(s,t)$ beschreiben. Der Beitrag jeder einzelnen Amplitude ist im Limes Schwerpunktsenergie $s \to \infty, s \gg t$

[7]Die unterste Kurve wurde mit zwei kollidierenden Protonstrahlen der Energie 26.4 GeV bestimmt und auf den Protonimpuls eines *fixed target* Experiments umgerechnet.

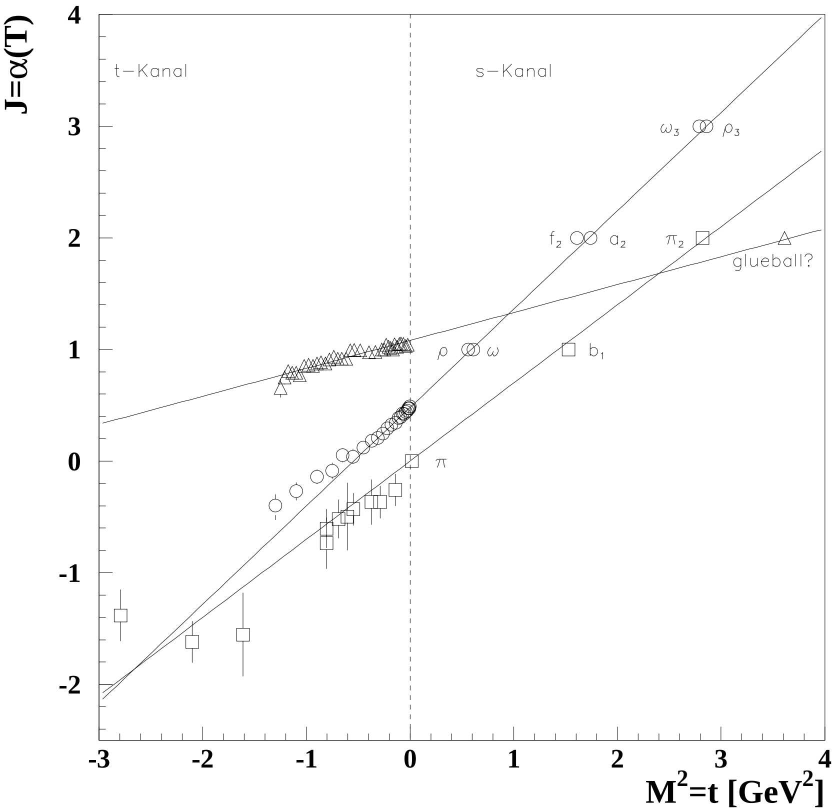


Abbildung 1.4: *Chew-Frautschi Plot der ρ-,π- und $I\!P$-Trajektorien. Die Massen für die s-Kanal Reaktionen wurden dem Particle Data Book [24] entnommen. Die Werte für den glueball-Kandidaten stammt vom WA91-Experiment [25]. Die Daten für die t-Kanal Reaktionen stammen aus [26] für ρ-, [27] für π- und [22] für $I\!P$-Austausch. Die Parametrisierungen der Trajektorien sind im Text gegeben.*

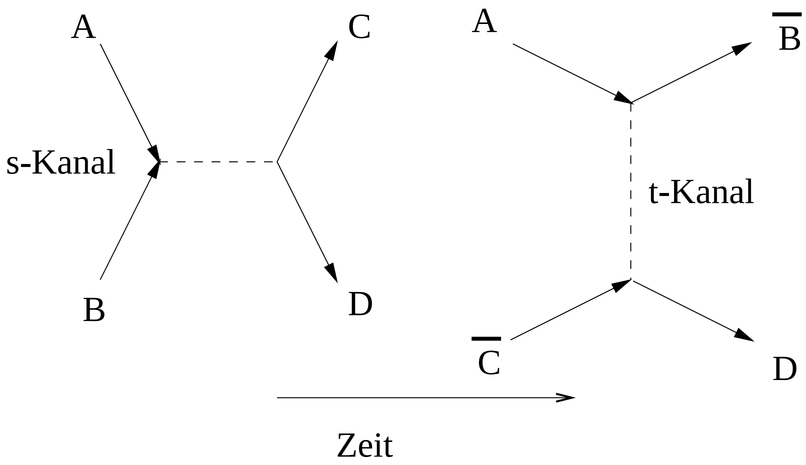


Abbildung 1.5: *Skizze eines s- und eines t-Kanal-Prozesses. Durch Drehung der Zeitachse geht der eine Prozeß aus dem anderen hervor.*

gegeben durch:

$$T(s,t) \sim \beta_{Ai}(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)} \tag{1.1}$$

$s_0 \approx 1\,\mathrm{GeV}$ gibt die Skala an, auf welcher s groß erscheint, $\beta_{Ai}(t)$ beschreibt die Kopplung zwischen Trajektorie i und den externen Linien.

Für einen Prozeß, der durch eine der Trajektorien dominiert ist, kann der differentielle Wirkungsquerschnitt durch

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t} \sim \frac{1}{s^2}|T(s,t)|^2 \sim f(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2} \tag{1.2}$$

ausgedrückt werden.

Der totale Wirkungsquerschnitt läßt sich in bekannter Weise mit Hilfe des optischen Theorems aus der Vorwärtsstreuamplitude berechnen. Aus $\sigma_{tot} = \frac{1}{s}\mathrm{Im}T(s,0)$ und Gleichung 1.1 ergibt sich

$$\sigma_{tot} \sim s^{\alpha(0)-1}. \tag{1.3}$$

In Abbildung 1.6 ist der totale Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ für verschiedene Hadron-Hadron Wechselwirkungen (a-c) und für die Photoproduktion (d) gezeigt. Bei kleinen $\sqrt{s}$ ist ein Abfall, bei großen $\sqrt{s}$ ein Anstieg des Wirkungsquerschnitts zu beobachten. Dieses Verhalten läßt sich nicht durch den Austausch einer einzelnen Trajektorie beschreiben (Gleichung 1.3). Eine Darstellung der Form

$$\sigma = A_R \cdot s^{\alpha_{I\!R}(0)-1} + A_{I\!P} \cdot s^{\alpha_{I\!P}(0)-1} \tag{1.4}$$

allerdings beschreibt die Daten [28]. Bei Anpassung von Gleichung 1.4 an die Daten erhält man

$$\alpha_{I\!R}(0) = 0.55 \quad \text{und} \quad \alpha_{I\!P}(0) = 1.08.$$

Der durch $\alpha_{I\!R}(0)$ gegebene Abfall läßt sich leicht mit einer effektiven Meson-Trajektorie in Verbindung bringen. Für den durch $\alpha_{I\!P}(0)$ gegebenen Anstieg findet sich keine passende Meson-Trajektorie. Die ebenfalls in Abbildung 1.4 eingezeichnete Pomeron-Trajektorie mit $\alpha_{I\!P}(t) = 1.085 + 0.25t$ schafft hier Abhilfe. Im entsprechenden t-Kanal findet sich hier aber kein bekanntes Teilchen. Allerdings gibt es bei $\mathrm{J^{PC}} = 2^{++}$ einen *glueball*-Kandidaten [25]. Eine Bestätigung dieser Messung wäre ein weiterer Erfolg des Regge-Modells und würde eine valenzartige Gluonstruktur des Pomerons nahelegen.

Bisher wurden nur elastische Streuprozesse der Form $AB \to AB$ betrachtet. Das Regge-Modell ist auch in der Lage Prozesse der Form $AB \to XB$, bei denen Teilchen A dissoziiert, zu beschreiben. Für den Pomeron-Austausch und die damit notwendig hohen Energien ergibt sich

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t\mathrm{d}M_X^2} = \frac{\beta_{A\mathbb{P}}(0)\beta_{B\mathbb{P}}^2(t)g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}}{16\pi s^2}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}\left(\frac{M_X^2}{M_0^2}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} . \tag{1.5}$$

Hierbei ist M_X die Masse des dissoziierten Systems und $g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}} = 0.364\,\mathrm{mb}^{-1}$ die nahezu von t unabhängige Drei-Pomeron-Kopplungskonstante [29]. Die Größen M_0 und s_0 dienen lediglich der Normierung.

Die Parametrisierung in Gleichung 1.5 ist in der Lage, die t- und M_X-Verteilungen der Protondissoziation im Bereich von $4\,\mathrm{GeV}^2 \lesssim M_X^2 \lesssim 0.1s$ gut wiederzugeben [21, 30]. Bei kleineren Massen finden sich durch Pomeronaustausch angeregte Resonanzen, welche sich wie in [21] gezeigt parametrisieren lassen.

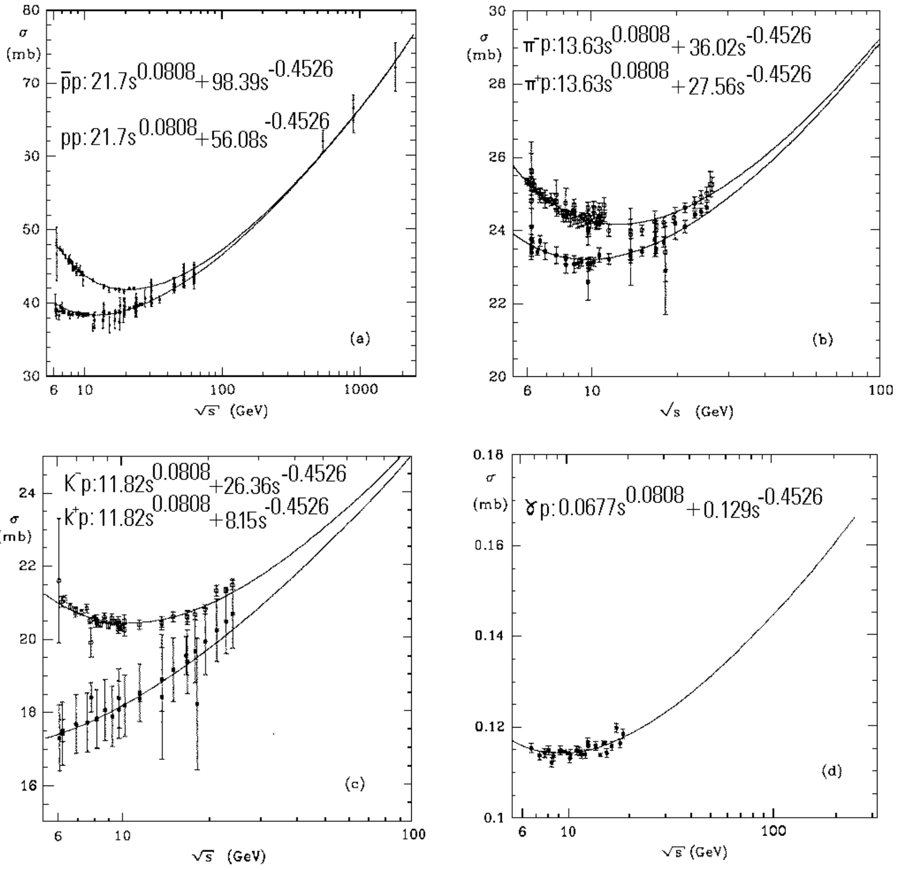


Abbildung 1.6: *Der aus verschiedenen Hadron-Hadron Streuprozessen bestimmte Wirkungsquerschnitt σ als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$. Die Anpassungen an die Daten folgen Gleichung 1.4. Die Darstellung wurde [28] entnommen.*

1.2.2 Diffraktion in der tiefinelastischen Streuung[8]

Die bisher gebildete Vorstellung des Pomeron-Austauschs läßt sich auch auf die tiefinelastische Streuung übertragen. Der Prozeß ist in Abbildung 1.7 als Austauschprozeß skizziert. Im Gegensatz zu Abbildung 1.1 streut das virtuelle Photon allerdings nicht an einem Quark des Protons, sondern an einem Quark des Pomerons. Das Proton wird diffraktiv gestreut oder dissoziiert in das System Y mit der Masse M_Y. Das Quadrat des Impulsübertrags an diesem Vertex wird mit $t = (p - p')^2$ bezeichnet[9]. Die Streuung des Photons am Pomeron führt zum meßbaren System X mit der Masse M_X. Dadurch, daß zwischen den Systemen X und Y keine Farbladung ausgetauscht wird, werden in diesem Bereich auch keine Hadronen und somit kein Energiefluß erzeugt.

Analog zu y und x werden zwei weitere Variablen eingeführt, welche die Kinematik der diffraktiven Streuung beschreiben:

$x_{I\!P} = \frac{q \cdot (p-p')}{q \cdot p}$ beschreibt in dem skizzierten Austauschmodell den Impulsanteil des Pomerons am Protonimpuls und $\beta = \frac{Q^2}{2q \cdot (p-p')}$ den in die Wechselwirkung mit dem Photon eingehenden Anteil (analog zu x).

β läßt sich aus

$$\beta = \frac{Q^2}{2q \cdot (p - p')} = \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2 - t} \approx \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2} \tag{1.6}$$

berechnen. $x_{I\!P}$ ergibt sich aus dem Zusammenhang[10] $x = \beta \cdot x_{I\!P}$.

Diese Methode zur Messung von β und $x_{I\!P}$ setzt voraus, daß das System X vollständig rekonstruiert werden kann. Nur bei kleinen $x_{I\!P} < 0.05$ kann davon ausgegangen werden, da für die Größe der Rapiditätslücke ungefähr gilt [31]:

[8] In diesem Kapitel wird der Schwerpunkt auf die Ergebnisse des H1-Experiments gelegt.

[9] Sowohl M_Y als auch t sind nicht in diesem Experiment meßbar. Die sich daraus für die Messung ergebenden Konsequenzen werden in Abschnitt 5.1 genauer betrachtet.

[10] Bei einer Impulsmessung des auslaufenden Systems Y läßt sich $x_{I\!P}$ auch über $x_{I\!P} = 1 - \frac{E_Y}{E_p}$ bestimmen.

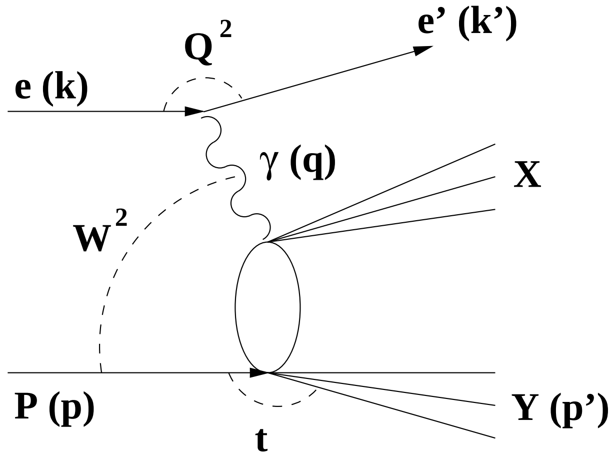


Abbildung 1.7: *Skizze des diffraktiven tiefinelastischen Streuprozesses.*

$$\Delta\eta \gtrsim \ln \frac{1}{x_{I\!P}} \tag{1.7}$$

Ingelman hat analog zur Protonstrukturfunktion die Messung der Strukturfunktion des Pomerons $F_2^{D(4)}(x_{I\!P}, t, Q^2, \beta)$ vorgeschlagen [32]. Sie wird über den vierfach differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{\mathrm{d}^4\sigma^D_{ep\to e\prime XY}}{\mathrm{d}\beta \mathrm{d}Q^2 \mathrm{d}x_{I\!P}\mathrm{d}t} = \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^4}\left(1 - y + \frac{y^2}{2(1+R^{D(4)}_{F_L})}\right) \cdot F_2^{D(4)}(x_{I\!P}, t, Q^2, \beta) \tag{1.8}$$

definiert. Wenn der Viererimpulsübertrag t am Protonvertex wie in diesem Experiment nicht meßbar ist, wird über t integriert. Damit ergibt sich:

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma^D_{ep\to e\prime XY}}{\mathrm{d}\beta \mathrm{d}Q^2 \mathrm{d}x_{I\!P}} = \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^4}\left(1 - y + \frac{y^2}{2(1+R^{D(3)}_{F_L})}\right) \cdot F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P}). \tag{1.9}$$

Die Größe $R^{D(3)}_{F_L}$ gibt analog zu R_{FL} das Verhältnis zwischen transversalem und longitudinalem Photonwirkungsquerschnitt an. Da sich die Vorhersagen für dieses Verhältnis sehr stark unterscheiden (siehe [33]), wird im allgemeinen zunächst $R^{D(3)}_{F_L} = 0$ angenommen und ein von null verschiedener Beitrag im systematischen Fehler berücksichtigt.

Wird die allgemein in diffraktiven Prozessen beobachtete Faktorisierung des Hadron-Hadron-Wirkungsquerschnitts ausgenutzt, so faktorisiert die Strukturfunktion in

$$F_2^{D(4)}(x_{I\!P}, t, Q^2, \beta) = \mathcal{F}_{I\!P/p}(x_{I\!P}, t) \cdot F_2^{I\!P}(Q^2, \beta). \tag{1.10}$$

Die Aufspaltung in den Flußfaktor $\mathcal{F}_{I\!P/p}(x_{I\!P}, t)$ und in die partonische Struktur des Pomerons $F_2^{I\!P}(Q^2, \beta)$ ist analog zur Situation in der Photoproduktion, wo ein Photonflußfaktor eingeführt wird, der den ep-Wirkungsquerschnitt mit dem γp-Wirkungsquerschnitt verbindet [34]. Der Unterschied zur Photoproduktion besteht allerdings darin, daß mit dem Pomeron ein stark virtuelles Teilchen ausgetauscht wird. Da bisher kein reelles Pomeron beobachtet wurde, kann kein Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Photonen am reellen Pomeron angegeben werden. Daher ist die relative Normierung zwischen Pomeronfluß und Pomeronstrukturfunktion willkürlich, nur das Produkt läßt sich messen.

Zur Berechnung des Flußfaktors $\mathcal{F}_{I\!P/p}(x_{I\!P}, t)$ betrachtet man den Streuprozeß $ep \to eXp$. Mit $x_{I\!P} \approx M^2_{eX}/s$, wobei M_{eX} die invariante Masse des Systems X und des Elektrons ist, erhält man aus Gleichung 1.5 den Ausdruck:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}t\mathrm{d}x_{I\!P}} = \frac{\beta_{eI\!P}(0)\beta^2_{pI\!P}(t) g_{I\!P I\!P I\!P}}{16\pi s_0^2}\left(\frac{x_{I\!P}s}{s_0}\right)^{\alpha_{I\!P}(0)-1}\left(\frac{s_0}{M_0^2}\right)^{\alpha_{I\!P}(0)-2\alpha_{I\!P}(t)} x_{I\!P}^{1-2\alpha_{I\!P}(t)} \tag{1.11}$$

Dieser läßt sich in zwei Terme aufspalten[11]: in den Pomeron-Fluß

[11] Hier wird die Konvention von Donnachie und Landshoff verwendet [35].

$$\mathcal{F}_{I\!P/p}(x_{I\!P},t) = \frac{\beta^2_{pI\!P}(t)}{4\pi^2}\left(\frac{1}{x_{I\!P}}\right)^{2\alpha_{I\!P}(t)-1}, \tag{1.12}$$

wobei die Größe $\beta^2_{eI\!P}(t)$ sich nach [36] in guter Näherung ersetzen läßt durch:

$$\beta^2_{eI\!P}(t) = \beta^2_{eI\!P}(0)\cdot\exp(b_0 + 2\alpha'_{I\!P}\ln x_{I\!P}),$$

und in den $eI\!P$-Wirkungsquerschnitt

$$\sigma^{eI\!P}(M_{eX},t) = \frac{\pi\beta_{eI\!P}(0)g_{I\!PI\!PI\!P}}{4s_0^2}\left(\frac{M^2_{eX}}{s_0}\right)^{\alpha_{I\!P}(0)-1}\left(\frac{s_0}{M_0^2}\right)^{\alpha_{I\!P}(0)-2\alpha_{I\!P}(t)}.$$

Das Regge-Modell macht also eine Vorhersage über die $x_{I\!P}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bei konstantem M_{eX}, das heißt bei konstanten M_X (oder β) und Q^2.

Die Messung der Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(Q^2,\beta,x_{I\!P})$ wurde bereits mit den 1993 und 1994 von H1 aufgezeichneten Daten durchgeführt. Die begrenzte Statistik in 1993 ermöglichte die Messung der $x_{I\!P}$-Abhängigkeit in $4\cdot 4$ Q^2-β-Intervallen [37]. Zur Überprüfung der Faktorisierungshypothese wurde eine Anpassung der Form

$$F_2^{D(3)}(Q^2,\beta,x_{I\!P}) = A(Q^2,\beta)\cdot\int_{t_{cut}}^{t_{min}}\left(\frac{1}{x_{I\!P}}\right)^{2\alpha_{I\!P}(t)-1}\mathrm{d}t \tag{1.13}$$

vorgenommen. Das Resultat ist $\alpha_{I\!P}(0) = 1.09 \pm 0.06(stat.) \pm 0.12(syst.)$ und damit in sehr guter Übereinstimmung mit dem aus den Hadron-Hadron-Stößen bestimmten Wert $\alpha_{I\!P}(0) = 1.08$.

Die Daten aus der Datennahme 1994 mit einer zum Vorjahr um einen Faktor zehn erhöhten Statistik sind in Abbildung 1.8 gezeigt [38]. Dargestellt ist $x_{I\!P}\cdot F_2^{D(3)}(Q^2,\beta,x_{I\!P})$ als Funktion von $x_{I\!P}$ in den verschiedenden Q^2-β-Intervallen. Eine Anpassung mit der Parametrisierung aus Gleichung 1.13 liefert keine zufriedenstellende Beschreibung der Daten. Der Grund ist einfach zu erkennen. Ein einfacher Abfall mit konstantem Exponenten kann den Anstieg bei hohen $x_{I\!P}$ nicht beschreiben.

Deshalb wurde zusätzlich zur Pomeron-Trajektorie eine weitere Trajektorie hinzugenommen. Damit ergibt sich folgende Form für $F_2^{D(3)}(Q^2,\beta,x_{I\!P})$:

$$\begin{aligned} F_2^{D(3)}(Q^2,\beta,x_{I\!P}) = {} & f_{I\!P/p}(x_{I\!P})F_2^{I\!P}(Q^2,\beta) + f_{I\!R/p}(x_{I\!P})F_2^{I\!R}(Q^2,\beta) + \\ & 2If^I(x_{I\!P})\sqrt{F_2^{I\!P}(Q^2,\beta)F_2^{I\!R}(Q^2,\beta)} \end{aligned} \tag{1.14}$$

mit dem Flußfaktor ($i = I\!P$ oder $i = I\!R$)

$$f_{i/p}(x_{I\!P}) = \int_{t_{cut}}^{t_{min}}\frac{e^{B_i t}}{x_{I\!P}^{2\alpha_i(t)-1}}\mathrm{d}t \tag{1.15}$$

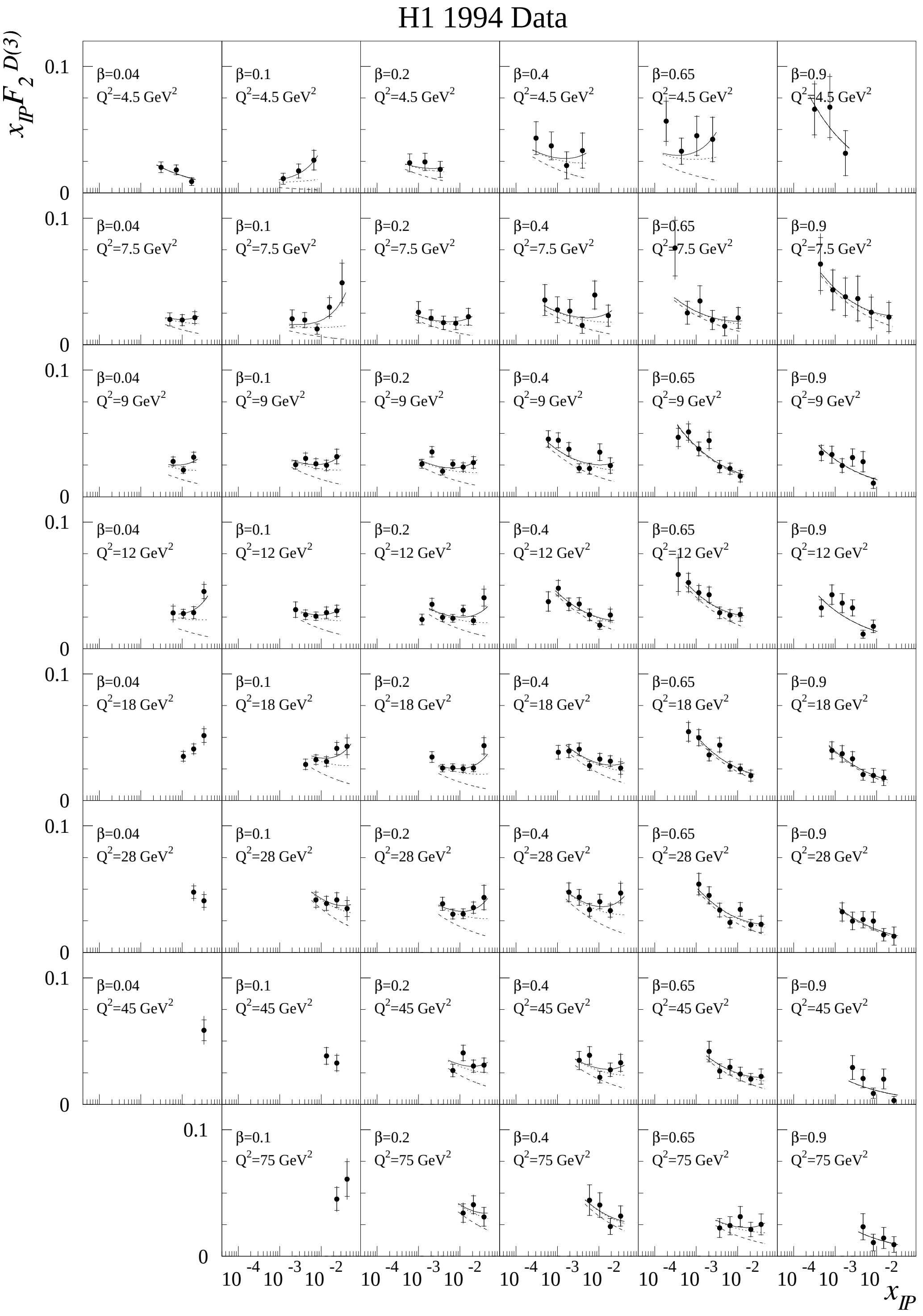


Abbildung 1.8: *Die Punkte zeigen die mit den 1994 aufgezeichneten Daten bestimmte Strukturfunktion* $x_{I\!P} \cdot F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ *als Funktion von* $x_{I\!P}$ *in verschiedenen* Q^2*-*β*-Intervallen. Die inneren Fehlerbalken geben die statistischen, die äußeren Fehlerbalken die quadratische Summe aus statistischen und systematischen Fehlern an. Die durchgezogenen Kurven zeigen die Anpassungen des Regge-Modells mit zwei Trajektorien (Gleichung 1.14) mit vollständiger Interferenz (*$I = 1$*). Die gestrichelten Kurven zeigen den Pomeron-, die punktierte Linie die Summe aus Pomeron- und Interferenzanteil [38].*

und dem *Flußfaktor* des Interferenzterms

$$f^I(x_{I\!P}) = \int_{t_{cut}}^{t_{min}} \cos\left(\frac{\pi}{2}[\alpha_{I\!P}(t) - \alpha_{I\!R}(t)]\right) \frac{e^{(B_{I\!P}+B_{I\!R})t/2}}{x_{I\!P}^{\alpha_{I\!P}(t)+\alpha_{I\!R}(t)-1}} \mathrm{d}t. \tag{1.16}$$

t_{cut} ist die Grenze der Nachweismöglichkeit gestreuter Protonen, $t_{min} = \frac{(x_{I\!P} \cdot m_p)^2}{1-x_{I\!P}}$ ist der minimale, kinematisch mögliche Impulsübertrag.

Zusätzlich zum Flußfaktor und zur partonischen Struktur der ausgetauschten Trajektorien muß eine mögliche Interferenz der Beiträge der beiden Trajektorien berücksichtigt werden. Diese ist allerdings nur zwischen dem $I\!P$ und dem f_2-Meson möglich, da sie dieselbe C- und G-Parität besitzen. Da der Anteil an f_2-Austausch nicht bekannt ist, geht der Interferenzterm mit einem Gewicht I ($I = [0, 1]$) ein. Die Phase des *Flußfaktors* des Interferenzterms (Gleichung 1.16) wird vollständig durch das Regge-Modell vorhergesagt [22].

Freie Parameter in der Anpassung sind die Reggeon-Achsenabschnitte $\alpha_{I\!P}(0)$ und $\alpha_{I\!R}(0)$, so wie die Strukturfunktionen $F_2^{I\!P}(Q^2, \beta)$ und $F_2^{I\!R}(Q^2, \beta)$. Die Größe I wurde zwischen 0 und 1 variiert und im systematischen Fehler berücksichtigt. Die verbleibenden Größen wurden von anderen Experimenten übernommen.

Das Ergebnis der Anpassung mit $I = 1$ ist in Abbildung 1.8 eingezeichnet. Die durchgezogene Linie zeigt den Beitrag aller Komponenten. Die gestrichelte Linie zeigt den Beitrag des Pomerons und die gepunktete Linie die Summe aus Pomeron- und Interferenzterm.

Das Resultat für die Achsenabschnitte ist

$$\alpha_{I\!P}(0) = 1.203 \pm 0.020((\text{stat.}) \pm 0.013((\text{sys.}) \pm^{0.030}_{0.035} (\text{mod.})$$
$$\alpha_{I\!R}(0) = 0.50 \pm 0.11((\text{stat.}) \pm 0.11((\text{sys.}) \pm^{0.09}_{0.10} (\text{mod.}).$$

Das Reggeon ist in guter Übereinstimmung mit den bereits gezeigten Meson-Trajektorien. $\alpha_{I\!P}(0)$ hingegen ist signifikant höher als der aus Hadron-Hadron-Stößen bestimmte Wert von $\alpha_{I\!P}(0) = 1.08$ [28].

Eine Q^2- oder β-Abhängigkeit von $\alpha_{I\!P}(0)$ wurde nicht festgestellt.

Aussagen über die partonische Struktur des Pomerons wurden durch sogenannte QCD-Anpassungen erzielt. Hierbei wird anstelle der Größen $F_2^{I\!P}(Q^2, \beta)$ und $F_2^{I\!R}(Q^2, \beta)$ eine Parametrisierung bei $Q^2 = 3\,\mathrm{GeV}^2$ gewählt, deren Q^2-Abhängigkeit durch die DGLAP-Gleichungen entwickelt wird. Das Ergebnis für die Struktur des Pomerons ist in Abbildung 1.9 gezeigt. Dort ist $x_{I\!P} \cdot F_2^{D(3)}$[12] bei einem festen Wert von $x_{I\!P} = 0.003$ dargestellt. Den Daten sind die Anpassungen überlagert. In (a) wurden nur Quarks bei einem Startwert von $Q^2 = 3\,\mathrm{GeV}^2$ verwendet, bei (b) sowohl Quarks als auch Gluonen. Letzteres ergibt eine deutlich bessere Beschreibung der Daten. Der von Gluonen getragene Anteil des Pomeron-Impulses beträgt zwischen $\sim 90\%$ und 80% für Q^2 zwischen $4.5\,\mathrm{GeV}^2$ und $75\,\mathrm{GeV}^2$.

[12] $F_2^{D(3)}$ ist bei konstantem, kleinen $x_{I\!P}$ unter Annahme der Faktorisierung proportional zur Strukturfunktion des Pomerons $F_2^{I\!P}$.

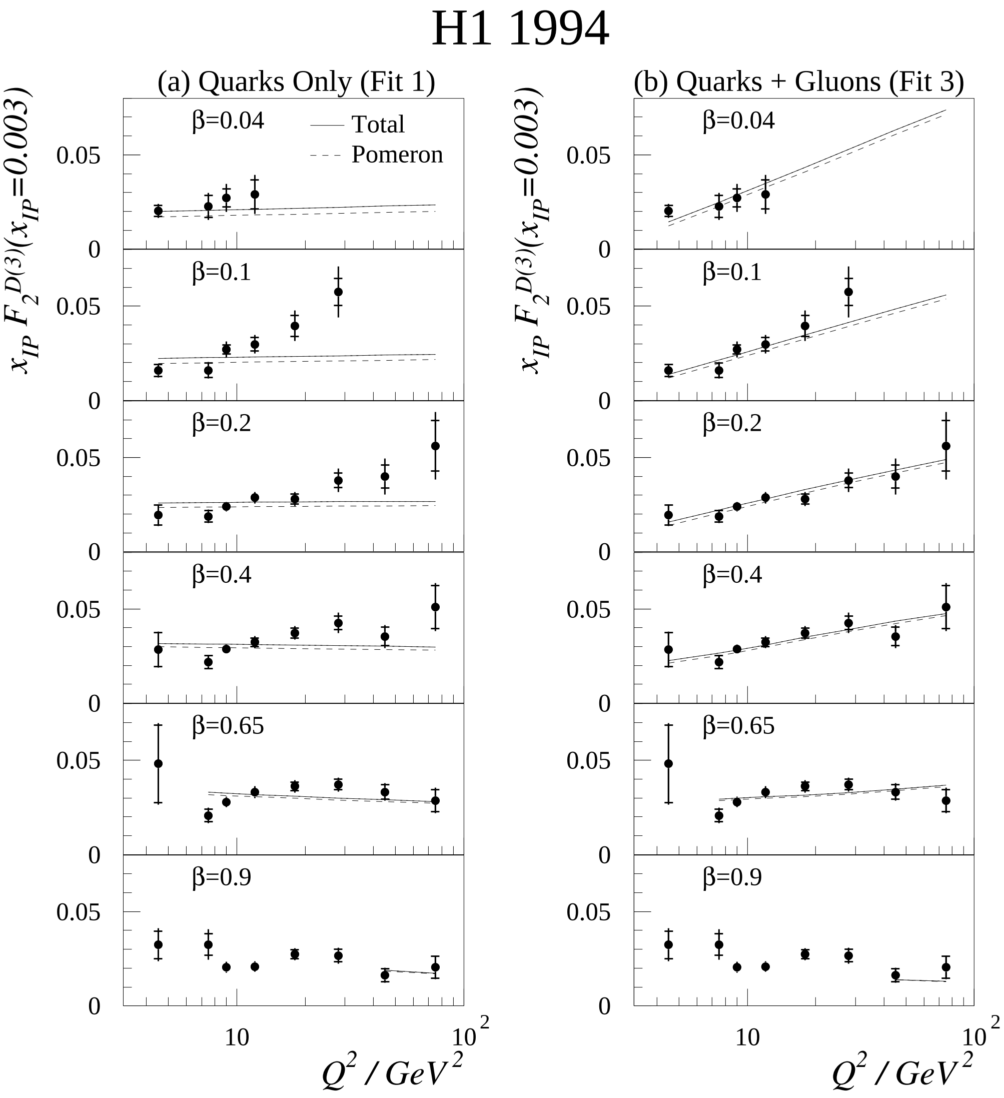


Abbildung 1.9: $x_{I\!P} \cdot F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ *bei* $x_{I\!P} = 0.003$ *als Funktion von* Q^2 *in verschiedenen* β*-Intervallen. (a) zeigt zusätzlich zu den Daten eine QCD-Anpassung, bei welcher bei* $Q^2 = 3\,GeV^2$ *nur Quarks zur Pomeronstrukturfunktion beitragen. (b) zeigt die Anpassung mit Quarks und Gluonen bei* $Q^2 = 3\,GeV^2$*. Die durchgezogene Linie stellt den Gesamtbeitrag, die gestrichelte Linie den Beitrag des Pomerons dar. Da nur Datenpunkte berücksichtigt wurden, bei welchen die Masse des hadronischen Endzustandes* $M_X > 2\,GeV$ *betrug, wurden nicht alle Werte von* $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ *für die Anpassungen verwendet [38].*

Rein qualitativ ist der hohe Gluonanteil aus der Abbildung ersichtlich. Erst bei $\beta > 0.65$ ist eine flache Q^2-Abhängigkeit zu beobachten. Anders ist dies beim Proton, wo schon bei $x \approx 0.1$ eine flache Verteilung beobachtet wird, welche für $x > 0.3$ deutlich mit wachsendem Q^2 abfällt (vergleiche Abbildug 1.2).

1.2.3 π-Austausch

Analog zum Austausch der beiden bisher betrachteten Trajektorien könnten noch weitere Trajektorien zum vierfach differentiellen Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 1.8 beitragen. Ein potentieller Kandidat ist die Pion-Trajektorie. Wird eine solche allerdings in die beschriebenen Anpassungen eingefügt, so ist ihr Beitrag mit null verträglich. Dies ist nicht verwunderlich, da durch die $x_{I\!P}$-Abhängigkeit des Flußfaktors

$$\mathcal{F}_{\pi/p}(x_{I\!P}, t) \propto x_{I\!P}^{1-0.7t}$$

bei den bisher betrachteten kleinen $x_{I\!P}$ kein relevanter Anteil erwartet wird. Der Bereich höherer $x_{I\!P}$ wird erst durch den Nachweis des diffraktiv gestreuten Protons zugänglich (siehe [39]).

Bisher wurden nur Prozesse in Betracht gezogen, bei denen ein neutrales Pion ausgetauscht wird. Möglich ist aber auch der Ladungsaustauschprozeß

$$ep \to enX.$$

Den entsprechenden Feynmangraphen erhält man aus Abbildung 1.7, wenn das auslaufende System durch das Neutron ersetzt und die *Blase* als virtuelles Pion interpretiert wird. Über die Messung des auslaufenden Neutrons ließe sich dieser Prozeß nachweisen. Analog zu $F_2^{D(4)}$ läßt sich die Pionstruktur

$$F_2^{\pi(4)} = f_{\pi/p}(x_{I\!P}, t) \cdot F_2^{\pi}(\beta, Q^2)$$

definieren. Der Unterschied zum $I\!P$-Austausch ist hierbei, daß das Pion als reelles Teilchen existiert und somit eine absolute Normierung des Flußfaktors $f_{\pi/p}(x_{I\!P}, t)$ möglich ist [40]. Dieser ergibt sich zu

$$f_{\pi/p}(x_{I\!P}, t) = \frac{G_{\pi N}}{16\pi^2} \cdot \frac{-t}{(t - m_\pi^2)^2} \cdot |F_{\pi N}(x_{I\!P}, t)|^2 \cdot x_{I\!P}^{1-2\alpha(t)}. \tag{1.17}$$

Hierbei ist $G_{\pi N}$ die Pion-Nukleon-Kopplungskonstante. Ihr Wert beträgt für die verschiedenen Nukleonen $G_{p\to\pi^0 p} = 170.9\,\mathrm{GeV}^{-2}$ und $G_{p\to\pi^+ n} = 341.8\,\mathrm{GeV}^{-2}$ [40].

Für den Pionformfaktor existieren verschiedene Parametrisierungen. Zwei der gebräuchlichen sind:

$$F_{\pi N}(x_{I\!P}, t) = e^{b(t-m_\pi^2)/x_{I\!P}} \quad [40] \quad \text{und} \tag{1.18}$$

$$F_{\pi N}(x_{I\!P}, t) = \left(\frac{1 - 4m_\pi^2}{1 - 4t}\right) \quad [41]. \tag{1.19}$$

Neu bei der Messung der Pionstrukturfunktion bei HERA ist der erweiterte kinematische Bereich in Q^2 und x zu anderen Experimenten, welche die Strukturfunktion im Bereich $x > 0.2$ (für HERA mit der Größe β zu vergleichen) vermessen haben [42]. Diese Daten lassen sich durch den Ansatz von Glück, Reya und Vogt [43] beschreiben, welcher auch eine Vorhersage für den bei HERA zugänglichen Bereich macht.

1.3 Produktion von Vektormesonen

Die Dissoziation des Photons in das System X kann in einen ungebundenen oder einen gebundenen Zustand erfolgen, wobei die Quantenzahlen des Photons erhalten bleiben müssen. Bei kleinen M_X werden daher Vektormesonen produziert. Dies kann durch das Vektor-Dominanz-Modell (VDM) beschrieben werden [44].

Das Photon $|\gamma\rangle$ wird als Überlagerung eines rein elektromagnetisch wechselwirkenden Photons $|\gamma_R\rangle$ und eines nur stark wechselwirkenden Photons $|V\rangle$ beschrieben:

$$|\gamma\rangle = N|\gamma_R\rangle + \sum \frac{e}{\gamma_V}|V\rangle,$$

wobei γ_V die VDM-Kopplungskonstante und N ein Normierungsfaktor ist. Die VDM-Kopplungskonstante läßt sich aus der elektronischen Zerfallsbreite Γ_{ee} des Vektormesons und seiner Masse m_V sowie der Feinstrukturkonstanten α berechnen

$$\frac{4\pi}{\gamma_V^2} = \frac{3\Gamma_{ee}}{\alpha^2 m_V}.$$

Für den Wirkungsquerschnitt reeller Photonen macht das VDM folgende Vorhersage:

$$\sigma(\gamma N \to VN) = \frac{4\pi\alpha}{\gamma_V^2}\sigma(VN \to VN).$$

Für virtuelle Photonen tritt ein Propagator-Term auf. Das Verhältnis zwischen den Wirkungsquerschnitten für die Vektormesonproduktion transversal polarisierter $\sigma_{\gamma p}^T(Q^2)$ und longitudinal polarisierter Photonen $\sigma_{\gamma p}^L(Q^2)$ zum Wirkungsquerschnitt reeller Photonen $\sigma_{\gamma p}^T(0)$ ergibt sich zu:

$$\frac{\sigma_{\gamma p}^T(Q^2)}{\sigma_{\gamma p}^T(0)} = \frac{1}{\left(1+\frac{Q^2}{m_V^2}\right)^2} \qquad \frac{\sigma_{\gamma p}^L(Q^2)}{\sigma_{\gamma p}^T(0)} = \frac{Q^2}{m_V^2}\frac{1}{\left(1+\frac{Q^2}{m_V^2}\right)^2}$$

Diese Vorhersagen decken sich in guter Näherung mit den Experimenten. Bei großen Q^2 allerdings beobachtet man anstelle des linearen Zusammenhangs $\sigma_{\gamma p}^L(Q^2) = \frac{Q^2}{m_V^2}\sigma_{\gamma p}^T(Q^2)$ ein logarithmisches Anwachsen mit Q^2 [45].

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte ergibt sich aus *flavour SU(3)* Wellenfunktionen zu ρ^0:ω:ϕ=9:1:2. Das aus Tabelle 1.1 abzulesende gemessene Verhältnis beträgt 11.5:1:1.75. Der Unterschied kommt im wesentlichen durch die ω/ϕ Interferenz zustande [46].

1.4 Simulationen der physikalischen Prozesse

Zum Verständnis der gemessenen Daten sind Simulationen sehr nützlich. Es wird dabei zwischen der Simulation der physikalischen Prozesse und der des Detektors unterschieden.

Meson	m_V[GeV]	Γ_{ee}[keV]	$\frac{4\pi}{\gamma_V^2}$
ρ^0	0.7681(5)	6.77(32)	0.497(23)
ω	0.78195(14)	0.60(2)	0.0432(14)
ϕ	1.019413(8)	1.37(6)	0.0757(28)

Tabelle 1.1: *VDM-Kopplungskonstanten für einige Mesonen. Die Werte für m_V und Γ_{ee} stammen aus [24]. Die Klammern deuten die Unsicherheit des Ergebnisses an.*

Die Simulation der physikalischen Prozesse wird vom sogenannten Generator nach theoretischen Modellen vorgenommen. Die kinematischen Größen für jedes generierte Ereignis, sowie die Vierervektoren der erzeugten Teilchen werden zur weiteren Verwendung gespeichert.

Der zweite Schritt ist die Detektorsimulation H1SIM. Es steht eine komplette Implementation des H1-Detektors im Simulationspaket GEANT [47] zur Verfügung. Die vom Generator erzeugten Teilchen werden schrittweise durch diese Simulation geführt. Die Energiedeposition der Teilchen in den Detektoren wird gespeichert und später in dasselbe Rohdatenformat wie die Daten gebracht. Nach dieser Umwandlung können die simulierten Ereignisse mit denselben Programmen bearbeitet werden wie wirkliche Daten.

1.4.1 RapGap

Der Generator RapGap [48] wird in dieser Arbeit benutzt, um zwei Prozesse zu generieren: Zum einen den Prozeß $ep \to eXp$ im kinematischen Bereich $M_X > 1.1\,\mathrm{GeV}$ und $x_{I\!P} < 0.1$ und zum anderen den π^+-Austausch $ep \to eXn$.

$I\!P$-Austausch

Für den Prozeß $ep \to eXp$ enthält das Modell zwei nicht miteinander interferierende Trajektorien mit einer exponentiellen t-Abhängigkeit:

$$F_2^{D(4)}(Q^2, \beta, x_{I\!P}, t) = \frac{e^{B_{I\!P} t}}{x_{I\!P}^{2\alpha_{I\!P}(t)-1}} F_2^{I\!P}(Q^2, \beta) + \frac{e^{B_{I\!R} t}}{x_{I\!P}^{2\alpha_{I\!R}(t)-1}} F_2^{I\!R}(Q^2, \beta).$$

Hierbei wird für die Trajektorien die lineare Form $\alpha_i(t) = \alpha_i(0) + \alpha' \cdot t$ mit $\alpha_{I\!P}(0) = 1.18$, $\alpha'_{I\!P} = 0.25\,GeV^{-2}$, $\alpha_{I\!R}(0) = 0.6$ und $\alpha'_{I\!R} = 0.9\,GeV^{-2}$. Diese Werte ergeben eine relativ gute Übereinstimmung mit der 1994 gemessenen Strukturfunktion. Desweiteren werden $B_{I\!P} = 6\,GeV^{-2}$ [49] und $B_{I\!R} = 2\,GeV^{-2}$ [50] verwendet. Für $F_2^{I\!P}(Q^2, \beta)$ wird das Ergebnis der QCD-Anpassung (Abbildung 1.9) benutzt, für $F_2^{I\!R}(Q^2, \beta)$ die Parametrisierung der Pionstrukturfunktion von Glück, Reya und Vogt (GRV) [43]. Es wird angenommen, daß beide Strukturfunktionen sich mit Hilfe der DGLAP-Gleichungen entwickeln lassen.

Zusätzlich zum Quark-Parton-Model Diagramm ($eq \to eq$) werden der Boson-Gluon-Fusions-Prozeß ($eg \to eqq$) und der QCD-Compton Prozeß ($eq \to eqg$) mit dem $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$ QCD-Matrixelement erzeugt.

QCD-Korrekturen höherer Ordnungen werden entweder durch das in ARIADNE [51] implementierte Farbdipolmodell oder durch die in LEPTO [52] implementierten Partonschauer berücksichtigt.

Elektromagnetische Strahlungskorrekturen werden durch eine Schnittstelle zum Programmpaket HERACLES [53] ermöglicht.

π-Austausch

Im wesentlichen gilt für die Simulation dieses Prozesses das oben gesagte, allerdings wird der Flußfaktor durch Gleichung 1.17 mit dem Nukleonformfaktor aus Gleichung 1.19 verwendet. Dabei wird die t-Abhängigkeit des Exponenten von $x_{I\!P}$ vernachlässigt. Als Strukturfunktion wird die GRV-Parametrisierung [43] der Pionstrukturfunktion verwendet.

1.4.2 DIFFVM

Der Generator DIFFVM [54] simuliert die diffraktive Produktion von Vektormesonen. Es wird die Abstrahlung eines virtuellen Photons vom einlaufenden Elektron, der Übergang zum virtuellen Vektormeson nach dem VDM und der Pomeronaustausch mit dem Proton simuliert. Dabei kann das Proton diffraktiv gestreut werden oder dissoziieren. Die diffraktive Dissoziation des Protons wird durch die Erzeugung der Masse M_X simuliert. Der Wirkungsquerschnitt dafür ist $\frac{d\sigma}{dM_X} \propto \frac{1}{M_X^2}$ für $4\,\mathrm{GeV}^2 \lesssim M_X^2$. Für kleinere Massen folgt er einer aus pp- und pd-Streudaten ermittelten Parametrisierung [21, 30]. Die Masse M_X zerfällt unter Erhaltung der Quantenzahlen in Nukleon und Pionen. Für diesen Zerfall stehen zwei verschiedenen Modelle zur Verfügung. Im ersten Modell wird ein isotroper Phasenraumzerfall berechnet, wobei die Multiplizitäten dem KNO-Skalenverhalten [55] folgen. Im zweiten Modell wird das in JETSET [56] implementierte Lund-Fragmentations-Modell verwendet.

Die Zerfälle der Vektormesonen werden nach den entsprechenden Wahrscheinlichkeiten [24] durchgeführt. Die Winkelverteilungen werden unter der Annahme der s-Kanal-Helizitätserhaltung [45] erzeugt.

1.4.3 DJANGO

Der Generator DJANGO [57] simuliert den tiefinelastischen ep-Streuprozeß mit $Q^2 > 0.01\,\mathrm{GeV}^2$, die Programmpakete LEPTO und ARIADNE liefern die Fragmentation des gestreuten Quarks. Ebenso wie in RapGap werden QED-Strahlungskorrekturen mit Hilfe von HERACLES berücksichtigt. Der Generator wird in dieser Analyse benutzt, um den Untergrund von Ereignissen mit $x_{I\!P} > 0.1$ und $M_X > 5\,\mathrm{GeV}$ zu bestimmen (siehe Abschnitt 5.4.2). Der verbleibende kinematische Bereich wird durch die anderen Generatoren abgedeckt.

1.4.4 PHOJET

Die mit PHOJET [58] erzeugten Ereignisse dienen der Abschätzung des Untergrundes durch Photoproduktionsprozesse, bei welchen das Elektron durch die Strahlröhre entkommt und ein Teilchen des hadronischen Endzustandes fälschlicher Weise als Elektron identifiziert wird.

Mit dem Programm kann der totale Wirkungsquerschnitt von $\sim 165\mu$b simuliert werden. Weiche Prozesse werden mit Hilfe des Regge-Modells, harte Prozesse mit störungstheoretischer QCD und Matrixelementen in führender Ordnung berechnet. In dieser Analyse wird nur der Anteil des Wirkungsquerschnitts mit $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ verwendet. Größere Impulsüberträge werden mit den anderen Programmen simuliert. Um Rechenzeit zu sparen, werden nur solche Ereignisse simuliert, welche zu Energiedeposition in der Rückwärtsrichtung führen.

Bei den diffraktiven Ereignissen, deren Beitrag ungefähr 50% beträgt, werden vier verschiedene Klassen betrachtet (siehe auch Abbildung 1.10):

(EL): elastische Streuung $\gamma p \to Vp$

(GD): Dissoziation des Photons $\gamma p \to Xp$

(PD): Dissoziation des Protons $\gamma p \to VY$

(DD): doppelte Dissoziation $\gamma p \to XY$

Die einzelnen Komponenten tragen im Verhältnis EL:GD:PD:DD=24:34:13:29 bei [59].

Bei den *harten* Prozessen wird zwischen direkten und aufgelösten Prozessen unterschieden. In einem direkten Prozeß wechselwirkt das Photon direkt mit einem Parton des Protons. Als Beispiele direkter Prozesse sind in Abbildung 1.11 der QCD-Compton (a)

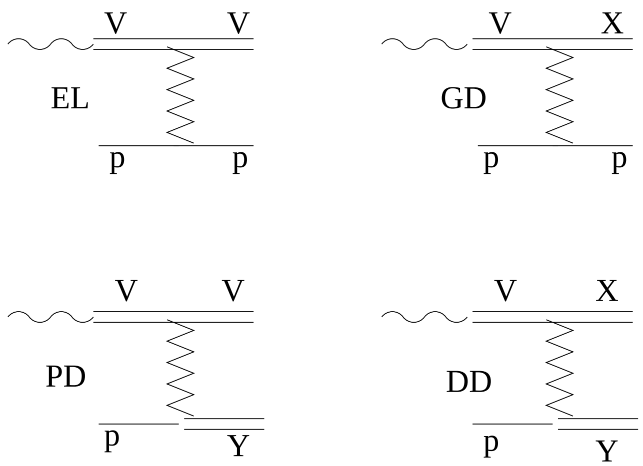


Abbildung 1.10: *Skizze der vier in PHOJET implementierten diffraktiven Ereignissklassen: EL:elastisch Streuung , GD: Dissoziation des Photons , PD: Dissoziation des Protons und DD: doppelte Dissoziation.*

und der Boson-Gluon-Fusion-Prozeß (b) gezeigt. Bei aufgelösten Prozessen wechselwirkt ein Parton des Photons mit einen Parton des Protons (c).

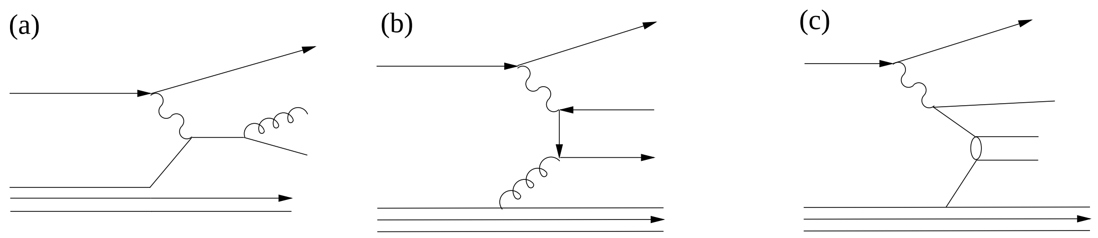


Abbildung 1.11: *Beispiele für harte Photoproduktionsprozesse. (a) QCD-Compton, (b) Boson-Gluon-Fusion und (c) der aufgelöste Prozeß. Die Prozesse sind in niedrigster Ordnung der Störungstheorie gezeigt.*

Generator	M_Y	M_X	Q^2	$x_{I\!P}$	
RapGap	m_p	$> 1.1\,\mathrm{GeV}$	$> 0.01\,\mathrm{GeV}^2$	$x_{I\!P} < 0.1$	diffraktive tiefinelastische Streuung
DIFfVM	m_p	m_ρ, m_ω, m_ϕ	$> 0.01\,\mathrm{GeV}^2$	$x_{I\!P} < 0.1$	Vektormesonproduktion
DJANGO	$> 5.0\,\mathrm{GeV}$	$> 5.0\,\mathrm{GeV}$	$> 0.01\,\mathrm{GeV}^2$	$x_{I\!P} > 0.1$	tiefinelastische Streuung
PHOJET	$\geq m_p$		$< 0.01\,\mathrm{GeV}^2$		Photoproduktion
DIFFVM	$> m_p$	m_ρ	$> 0.1\,\mathrm{GeV}^2$	$x_{I\!P} < 0.1$	Protondissoziation
RapGap	m_p		$> 0.5\,\mathrm{GeV}^2$	$x_{I\!P} > 0.1$	π^+-Austausch

Tabelle 1.2: *Zusammenfassung der in dieser Arbeit verwendeten Generatoren und der in dieser Arbeit verwendeten kinematischen Bereiche.*

Kapitel 2

Der H1-Detektor

Der H1-Detektor ist einer der Detektoren, welche dem Nachweis der Wechselwirkungsprodukte von ep-Streuprozessen bei HERA dienen. Eine Darstellung des Hauptdetektors ist in Abbildung 2.1 zu finden. Die einzelnen Komponenten sind numeriert und werden im folgenden kurz für den in der Datennahmeperiode 1995 benutzten Aufbau beschrieben. Eine umfassende Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [60]. Elektronen- und Protonenstrahl treffen sich im Wechselwirkungspunkt $\boxed{1}$, der umgeben ist vom Silizium-Vertexdetektor, dem Spurkammersystem $\boxed{2}$,$\boxed{3}$, den Kalorimetern $\boxed{4}$,$\boxed{5}$,$\boxed{12}$,$\boxed{13}$, der supraleitenden Spule $\boxed{6}$, welche ein nahezu homogenes, solenoidales Magnetfeld von 1.15 T erzeugt und dem Rückflußjoch $\boxed{10}$, welches auch zum Myonnachweis dient. Das Vorwärts-Myon-Spektrometer $\boxed{9}$,$\boxed{11}$ dient dem Myonnachweis in Vorwärtsrichtung. Im HERA-Tunnel befindet sich in Rückwärtsrichtung[1] das aus drei Kalorimetern bestehende Luminositätssystem. In diesen werden Photonen (bei z=-103 m) und unter kleinen Winkeln gestreute Elektronen (bei z=-33 m und z=-44 m) nachgewiesen. In Vorwärtsrichtung bei z=24 m sind sieben Szintillationszähler, der sogenannte Proton-Remnant-Tagger (PRT), um das Strahlrohr angeordnet. Bei z=81 m und z=90 m befinden sich innerhalb des Strahlrohres ortsauflösende Faserdetektoren (FPS) zur Messung elastisch gestreuter Protonen. Bei z=106 m befindet sich ein Kalorimeter (FNC) zur Messung von Neutronen hoher Energie, welche unter kleinen Winkeln vom Wechselwirkungspunkt ausgehen. Das H1-Flugzeitsystem (ToF) besteht aus mehreren Szintillationszählersystemen, welche bei z=7 m (FToF, innerhalb des Vorwärts Myon Detektors $\boxed{11}$), bei z=5.2 m (PToF, innerhalb des Plug Kalorimeters) und bei z=-3.2 m (BToF, vor dem Kompensator Magneten $\boxed{7}$) eingebaut wurden. Komplettiert wird das ToF durch ein großflächiges System von Szintillationszählern bei $z \approx -4.0$ m , der Vetowand.

Das Spurkammersystem des H1-Detektors ist unterteilt in das Vorwärts- $\boxed{3}$ und das zentrale $\boxed{2}$ Spurkammersystem. Im Zentralbereich werden geladene Teilchen vor allem durch

[1] Bei H1 wird ein rechtshändiges Koordinatensystem verwendet, dessen Ursprung im Wechselwirkungspunkt liegt. Die z-Achse verläuft parallel zur Richtung des Protonstrahls, die als Vorwärtsrichtung bezeichnet wird. Die x-Achse ist horizontal und zeigt zur Mitte des HERA-Ringes, die y-Achse zeigt senkrecht nach oben. Der Polarwinkel θ bezeichnet den Winkel zur z-Achse, der Azimutwinkel φ den Winkel in der xy- bzw. rφ-Ebene zur x-Achse. r ist der Radius in der xy-Ebene.

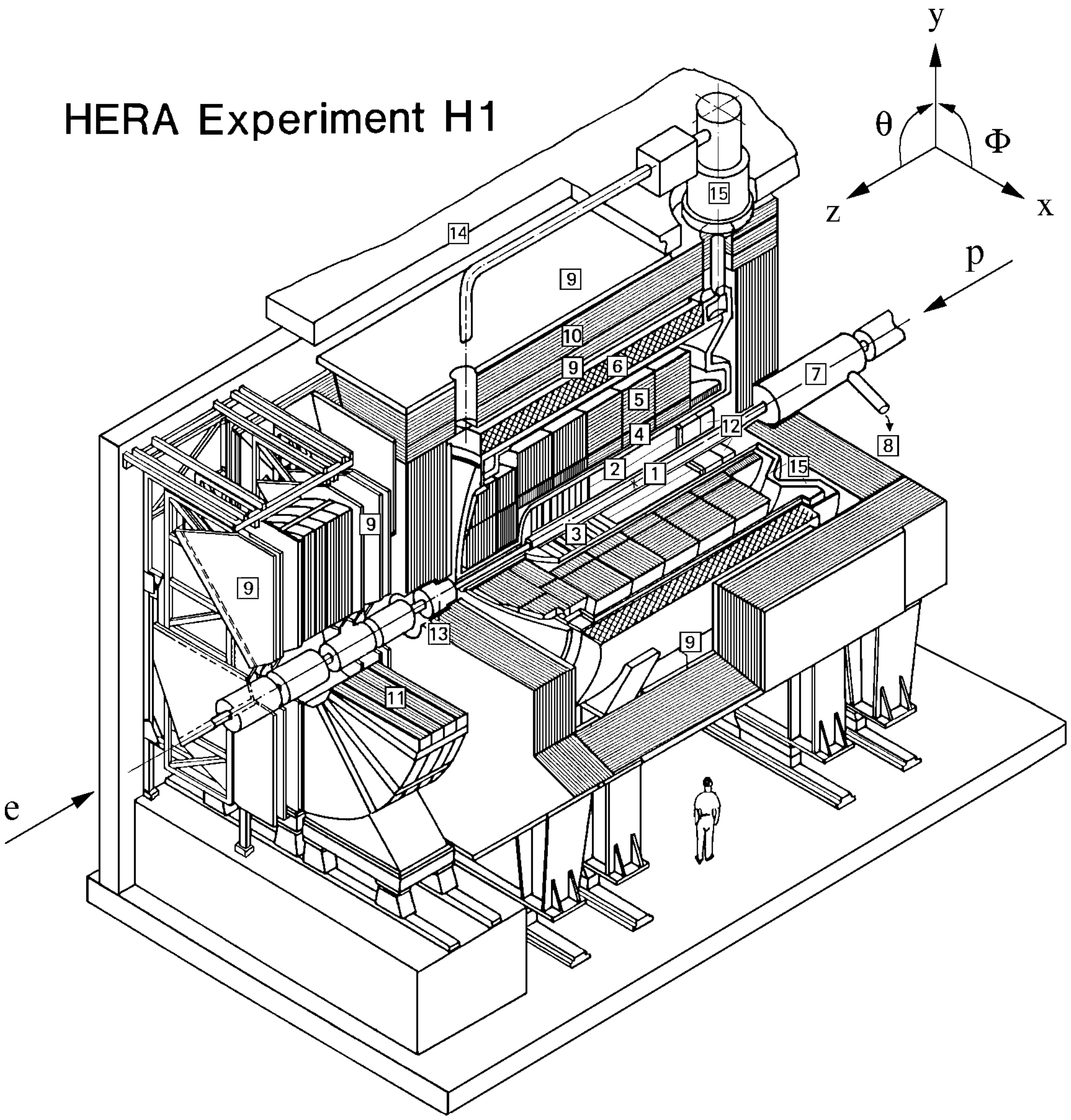


Abbildung 2.1: *Zeichnung des H1-Detektors. Die einzelnen Komponenten werden im Text erklärt.*

die Jet-Kammern (CJC1 und CJC2) nachgewiesen, deren Drähte parallel zur z-Achse verlaufen. Ergänzt wird die CJC durch zwei Driftkammern mit Drähten in azimutaler Richtung (CIZ und COZ) zur Messung der z-Koordinate, und durch zwei Proportionalkammern (CIP und COP), die Triggerzwecken dienen. Das Vorwärts-Spurkammersystem (FTD) besteht aus drei identischen Supermodulen. Diese enthalten planare Driftkammern mit parallelen Drähten in der $r\varphi$-Ebene, Proportionalkammern zu Triggerzwecken, Übergangsstrahlungsmodule, sowie Driftkammern, deren Drähte radial verlaufen. Komplettiert wird das Spurkammersystem durch die Rückwärtsdriftkammer (BDC).

Das Spurkammersystem wird von drei Kalorimetern umschlossen: Dem Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) $\boxed{4}$,$\boxed{5}$, dem Plug-Kalorimeter (PLUG) $\boxed{13}$ und dem Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) $\boxed{12}$. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist unterteilt in einen elektro-

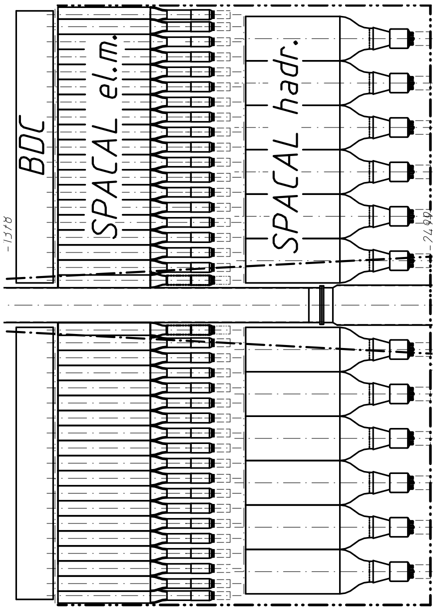


Abbildung 2.2: *Zeichnung des 1995 installierten Rückwärtsbereichs. Zu sehen sind die Driftkammer (BDC), die elektromagnetische und die hadronische Sektion des SpaCals. Von links fallen die zu messenden Teilchen ein.*

magnetischen Teil $\boxed{4}$ mit Bleiplatten als Absorber und einem hadronischen Teil $\boxed{5}$ mit Stahlplatten. Die Energieauflösung für Elektronen beträgt hier $\sigma/E = 12\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$, diejenige für Hadronen $\sigma/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$. Die Energie wird jeweils in GeV gemessen.

Auf die Detektoren im Rückwärtsbereich des H1-Detektors, sowie auf die Detektoren im Vorwärtsbereich wird im folgenden näher eingegangen. Der Rückwärtsbereich dient in dieser Arbeit vornehmlich dem Nachweis gestreuter Elektronen im Q^2-Bereich $0.3 - 100\,\mathrm{GeV}^2$, der Vorwärtsbereich der Selektion von LRG-Ereignissen. Weiterhin wird das Luminositätssystem und der H1-Trigger vorgestellt.

2.1 Der Rückwärtsbereich

Seit 1995 wird die Kombination einer Driftkammer (BDC) und eines fein segmentierten Kalorimeters (SpaCal[2]) im Rückwärtsbereich des H1-Detektors genutzt und ersetzt damit eine Kombination aus einer Proportionalkammer (BPC) und einem konventionellen Blei/Szintillator-Sandwich-Kalorimeter (BEMC). Ziel der Umrüstung des Rückwärtsbereiches war eine verbesserte Orts- und Energieauflösung sowohl für elektromagnetische als auch für hadronische Schauer.

[2] *Spa*ghetti *Cal*orimeter

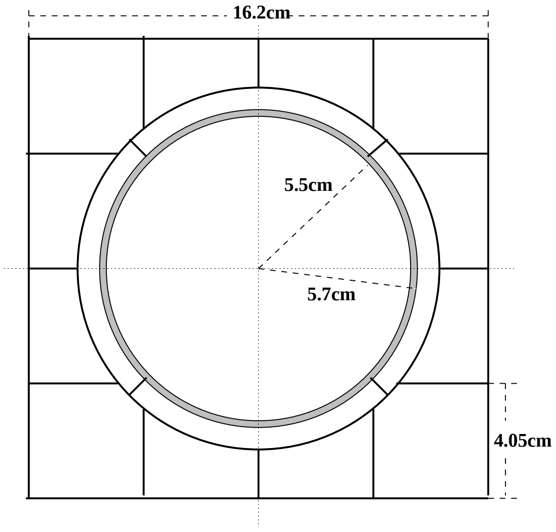


Abbildung 2.3: *Der innere Bereich (Insert) des SpaCals, welcher die Strahlröhre umgibt.*

2.1.1 SpaCal

Details zum Aufbau und zur Produktion der Kalorimeter finden sich in [61]. Das SpaCal ist, wie in den Abbildungen 2.1 $\boxed{12}$ und 2.2 ersichtlich, in zwei longitudinale Bereiche unterteilt. Der erste, auch elektromagnetisches SpaCal genannt, besteht aus 1192 Auslesezellen mit einer Querschnittsfläche von jeweils $4.05 \cdot 4.05\,\mathrm{cm}^2$ und einer Tiefe von 25 cm. Der zweite Teil, das hadronische SpaCal, besteht aus 136 Zellen mit einem Volumen von jeweils $12 \cdot 12 \cdot 25\,\mathrm{cm}^3$. Der Name SpaCal ist auf die in Blei eingebetteten szintillierenden Fasern zurückzuführen. Die Fasern werden an der Rückseite der Bleiplatten herausgeführt und gebündelt. Über Lichtmischer an Sekundärelektronenvervielfacher angekoppelt, werden die Signale ausgelesen. Der Bereich in der Nähe der Strahlröhre, auch *Insert* genannt, ist, wie in Abbildung 2.3 angedeutet, speziell geformt, um den vorhandenen Raum möglichst vollständig zu bedecken. Die Geometrie wird bis zu einem Abstand von 6.5 cm von der Strahlposition beibehalten. Dies bedingt den kreisförmigen Schnitt in die Zellen. Um das Strahlrohr selber sind vier Auslesezellen so angeordnet, daß ein 7 mm breiter Ring entsteht. Dieser Ring wird Vetolage genannt; er ist zum Strahlrohr hin mit einer 2 mm dicken Lage aus Tantal gegen Synchrotronstrahlung abgeschirmt. Eine Energie- und Ortsmessung bis zu einem Abstand von 8 cm zur Strahlachse ist möglich [62].

Zur Gewährleistung der Stabilität der Signale wird ein LED-System zur permanenten Überwachung jeder einzelnen Zelle verwendet [63]. LED-Signale werden über Glasfasern mit einer Rate von 1 Hz direkt in die Lichtmischer des SpaCals eingekoppelt, wenn keine Strahlkreuzung stattfindet. Somit können kurzzeitige Schwankungen der Sekundärelektronenvervielfacher erkannt und korrigiert werden. Zur Überprüfung der Signale der LED werden Photodioden verwendet.

Da durch den Einbau des SpaCals ein Teil des früheren Flugzeitsystems entfernt werden mußte, wurde das Kalorimeter zur Zeitmessung ausgelegt. Die Zeitauflösung wurde in

	elektromagnetisch	hadronisch
Zahl der Zellen	1192	136
Zellvolumen	$4.05 \cdot 4.05 \cdot 25\,\mathrm{cm}^3$	$12 \cdot 12 \cdot 25\,\mathrm{cm}^3$
Faserdurchmesser	0.5 mm	1.0 mm
Blei/Faser Verhältnis	2.27:1	3.4:1
mittlere Dichte	$7.3\,\mathrm{g/cm}^3$	$7.7\,\mathrm{g/cm}^3$
Strahlungslänge	0.91 cm	0.85 cm
Molière Radius	2.55 cm	2.45 cm
Wechselwirkungslänge	25 cm	25 cm

Tabelle 2.1: *Bauliche Parameter der beiden Komponenten des SpaCal Kalorimeters.*

Testmessungen zu $\Delta t < 0.4\,\mathrm{ns}$ bestimmt [64].

Die SpaCal-Elektronik bietet mehrere Möglichkeiten, Triggerinformationen zu liefern. Eine davon ist der inklusive Elektron Trigger (IET) [65]. Für den IET wird die Energie aus 4·4 Auslesezellen[3] summiert und mit einer von drei Energieschwellen (IET>0, IET>1, IET>2) verglichen. Um eine komplette Überdeckung des SpaCals zu gewährleisten, wird dieses 4·4 Auslesezellen große Fenster jeweils um 2 Zellen verschoben und derselbe Energievergleich angestellt. Die drei IET-Energieschwellen können zusätzlich noch in drei örtlichen Bereichen frei gewählt werden. Bei großen Radien können so kleinere Energien bei gleicher Rate gemessen werden. In der dieser Arbeit zugrunde liegenden Datennahmeperiode 1995 wurden die einzelnen IET-Energieschwellen wie folgt gewählt:

	IET>0	IET>1	IET>2
Zentrum	4 GeV	6 GeV	15 GeV
Mitte	2 GeV	3.5 GeV	15 GeV
außen	1 GeV	2 GeV	15 GeV

Der zentrale Bereich umfaßt ein Quadrat mit Kantenlänge 32 cm um das Strahlrohr, der mittlere Bereich ein Quadrat mit 96 cm Kantenlänge und der äußere Bereich den verbleibenden Teil des SpaCals. Die Angaben über die Energieschwelle sind nur ungefähre Werte, da die absolute Energieskala und der Energieabgleich der Zellen untereinander erst nach der Datennahme endgültig bestimmt wurden. Zur Zeit der Datennahme waren beide Größen mit einer Genauigkeit von ungefähr 15% bekannt.

Die wichtigsten baulichen Eigenschaften des SpaCals sind in Tabelle 2.1, einige aus Teststrahldaten gewonnenen Informationen sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

2.1.2 BDC

Die auf die Vorderseite des SpaCals montierte rückwärtige Driftkammer BDC dient der Winkelmessung des gestreuten Elektrons [67, 68]. Sie besteht aus vier doppellagigen Driftkammerzellen, die ihrerseits in Oktanden unterteilt sind. Die Oktanden der Doppellagen

[3]Die Energie eines aufschauernden Elektrons wird zu mehr als 98% in diesem Bereich deponiert.

Energieauflösung:		Referenz
Elektronen	$7.1\%/\sqrt{E} \oplus 1.0\%$	[64]
Hadronen	$\approx 30\%$	[66]
Nichtlinearität	$< 3\%$	[64]
Ortsauflösung	$4.4\,\mathrm{mm}/\sqrt{E} + 1\,\mathrm{mm}$	[64]
Zeitauflösung	$<0.4\,\mathrm{ns}$	[64]

Tabelle 2.2: *Aus Testmessungen bestimmte Leistungsmerkmale. Die Energie ist in GeV einzusetzen.*

sind gegeneinander um 11.25° gedreht. Dies ermöglicht, über die radiale Ortsrekonstruktion mit einer Genauigkeit von $\approx 500\,\mu$m hinaus, eine Rekonstruktion der azimutalen Position mit 2 mm Genauigkeit. Der Akzeptanzbereich der BDC erstreckt sich von $R = 6.3$ cm bis $R = 71.0$ cm.

Der Bereich mit $R <$21 cm besteht aus kleinen Zellen mit Driftstrecken von 0.5 cm, im Bereich 21.2 cm$< R <$25.8 cm befinden sich Zellen mit Driftstrecken zwischen 0.5 cm und 1.5 cm. Bei größeren Radien beträgt die Driftstrecke 1.5 cm.

Die Effizienz für das Ansprechen einer Driftzelle beträgt 87% für die kleinen und 94.6% für die großen Zellen.

2.2 Die Vorwärtsdetektoren

2.2.1 Plug-Kalorimeter (PLUG)

Das Plug-Kalorimeter bedeckt den Winkelbereich zwischen Strahlröhre und LAr-Kalorimeter ($\theta = 0.6° - 3°$ entsprechend $\eta = 5.3$ bis 3.6)[4]. Es besteht aus neun 7.5 cm dicken Lagen Kupfer als Absorbermaterial und 8 Lagen 400 μm dicken Siliziumdetektoren zur Auslese. Die Siliziumdetektoren sind in $5 \cdot 5\,\mathrm{cm}^2$ Auslesezellen unterteilt. Die Energieauflösung des PLUG beträgt $150\%/\sqrt{E}$ (E wird wieder in GeV gemessen) [60]; sie wird durch große Leckverluste, geringes Sampling und viel totes Material bedingt. Eigentlich wurde das PLUG konzipiert, um den Energiefluß im extremen Vorwärtsbereich zu messen. In dieser Arbeit wird es allerdings nur als Antizähler verwendet.

2.2.2 Vorwärts-Myon-Detektor (FMD)

Der Vorwärts-Myon-Detektor (FMD) befindet sich außerhalb des Rückflußjochs $\boxed{10}$ zwischen $z = 6.4$ m und $z = 9.4$ m. Er besteht aus sechs doppellagigen Driftkammern. Drei der Lagen befinden sich vor, drei hinter einem Toroidmagneten mit einem Magnetfeld von 1.6 T. Die Driftkammern sind in Oktanden unterteilt, in denen die einzelnen Zellen so

[4]Die Pseudorapidität η ist definiert durch: $\eta = -\ln\tan(\frac{\theta}{2})$

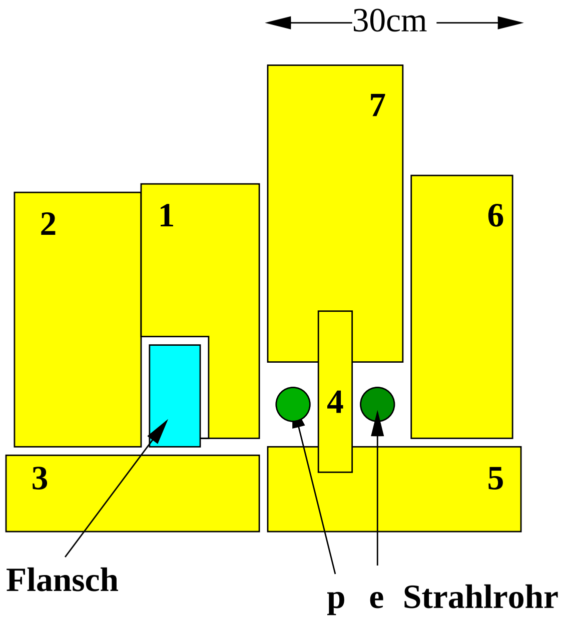


Abbildung 2.4: *Skizze der Szintillatoranordnung und Nummerierung des PRT aus Sicht des Hauptdetektors.*

ausgelegt sind, daß jeweils zwei der Lagen vor und hinter dem Magneten eine optimierte θ-Auflösung besitzen. Die verbleibende Lage ist für die φ-Auflösung optimiert. Der FMD ermöglicht eine Messung von Myonenimpulsen zwischen 5 GeV und 200 GeV im Winkelbereich von $4^\circ - 17^\circ$. Die Impulsauflösung beträgt dabei 18% bei 5 GeVund 50% bei 100 GeV. In dieser Analyse werden die drei Lagen vor dem Toroidmagneten verwendet, um Sekundärteilchen von bei kleinen Winkeln produzierten Fragmentationsprodukten des Protons nachzuweisen und somit Ereignisse mit Aktivität in Vorwärtsrichtung zu identifizieren und in der Selektion verwerfen zu können.

2.2.3 Proton-Remnant-Tagger (PRT)

Der sogenannte Proton-Remnant-Tagger oder kurz PRT ist eine Anordnung von sieben Szintillatorpaaren, welche zur Abschirmung gegen Synchrotronstrahlung in 4 mm Blei eingefaßt wurden. Der PRT befindet sich bei $z = 24$ m. Die Anordnung der einzelnen Szintillatoren ist in Abbildung 2.4 wiedergegeben. Es wurde versucht, den zur Verfügung stehenden Raum möglichst vollständig zu überdecken. Der Detektor wird in dieser Analyse ebenfalls als Veto-Zähler verwendet. Durch seinen großen Abstand vom Wechselwirkungspunkt überdeckt er den ansonsten nicht zugänglichen Winkelbereich $\theta \approx 0.12^\circ$ bis 0.72°, was einer Pseudorapidität von $\eta \approx 6.9$ bis 5.0 entspricht.

2.2.4 Vorwärts-Neutron-Kalorimeter (FNC)

Das Vorwärts-Neutron-Kalorimeter (FNC) ist in Abbildung 2.5 skizziert. Es wurde in der Datennahmeperiode 1995 zum ersten Mal für eine Analyse benutzt. Das FNC befindet

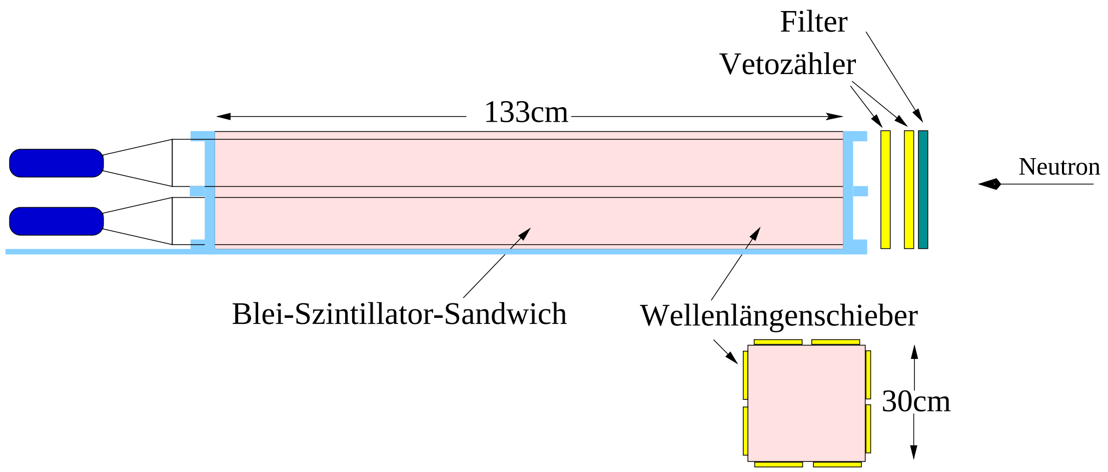


Abbildung 2.5: *Skizze des Vorwärts-Neutron-Kalorimeters (FNC) in der Konfiguration von 1995.*

sich bei z =106 m unter 0°. Es handelt sich um ein relativ einfaches Testkalorimeter, bestehend aus alternierenden Lagen Blei (14 mm) und Szintillator (2.6 mm). Die hadronische Wechselwirkungslänge beträgt ungefähr 18 cm. Die Gesamtlänge beträgt 133 cm, bei einer Querschnittsfläche von $30 \cdot 30\,\mathrm{cm}^2$. Ausgelesen werden die Szintillatoren von acht über Wellenlängeschieber (WLS) gekoppelten Sekundärelektronenvervielfachern. Jeweils zwei der WLS sind über die gesamte Länge an einer Seite angebracht. Vor dem Kalorimeter befinden sich zwei Szintillatorscheiben, um den Durchgang geladener Teilchen nachweisen zu können. Diese werden als Vetozähler bezeichnet. Davor ist eine 1 cm dicke Bleiplatte als Filter gegen niederenergetische Teilchen angebracht. Zur Datenanalyse stehen die Energiesumme des Kalorimeters und die Werte der zur Auslese der Vetozähler verwendeten 8-bit ADCs zur Verfügung. Mit dem Kalorimeter sollen Ladungsaustauschreaktionen (siehe Abschnitt 1.2.3) über die Messung des dabei erzeugten Neutrons nachgewiesen werden.

2.3 Die Detektoren zur Luminositätsbestimmung

Das Luminositätssystem ist in Abbildung 2.6 skizziert. Es besteht aus zwei kleinen Kalorimetern, dem Elektrondetektor (ET) bei $z = -33.4$ m und dem Photondetektor (PD) bei $z = -102.9$ m. Beide Detektoren sind aus Kristall-Čerenkov-Zählern mit einer Strahlungslänge von $X_0 = 0.93$ cm und einem Molière-Radius von $R_M = 2.1$ cm aufgebaut. Der ET hat 7x7 Auslesezellen mit einer jeweiligen Querschnittsfläche von $2.2 \cdot 2.2\,\mathrm{cm}^2$, der PD besteht aus 5x5 Auslesezellen mit $2 \cdot 2\,\mathrm{cm}^2$ Querschnittsfläche. Der PD wird von einer zwei Strahlungslängen dicken Schicht aus Kupfer und Blei (F) gegen Synchrotronstrahlung abgeschirmt. Um den Energieverlust hochenergetischer Photonen in diesem Absorber abzuschätzen, befindet sich dahinter ein Wasser-Čerenkov-Zähler (VC). Der PD ist unter 180° positioniert, der ET seitlich neben der Strahlröhre. Die Strahlführungsmagneten lenken die unter $\approx 0°$ gestreuten Elektronen mit Energien zwischen $E_e = 10$ GeV und 20 GeV in den ET.

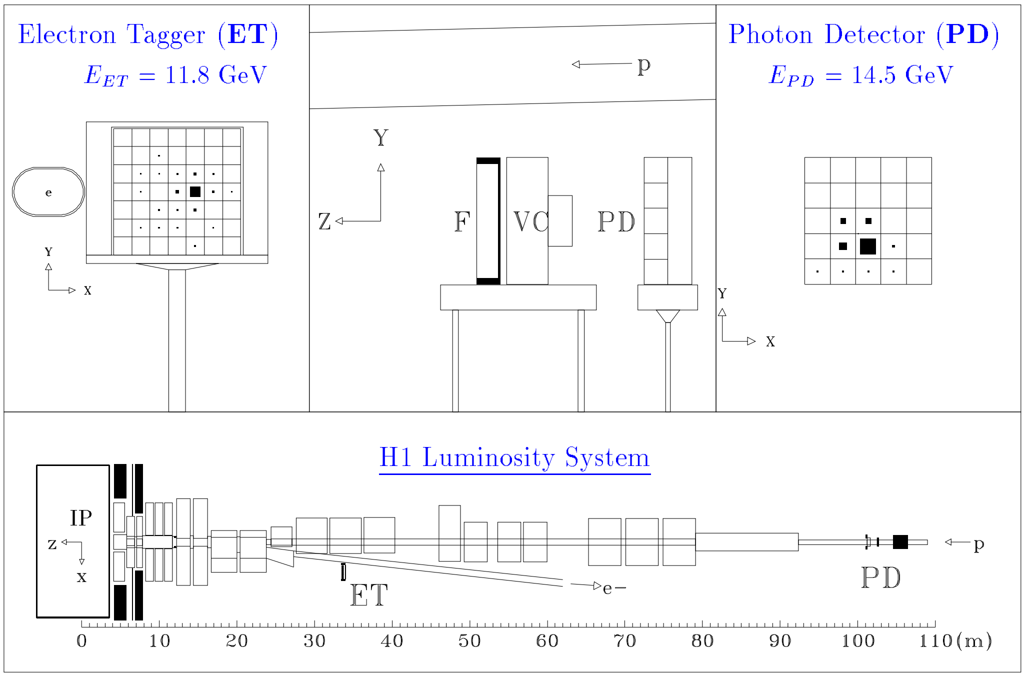


Abbildung 2.6: *Das H1-Luminositätssystem mit einem Bremsstrahlungsereignis (durch Quadrate markierte Energiedeposition in den beiden Detektoren). Der obere Teil zeigt die zugehörigen Detektoren, der untere die Anordnung dieser in Relation zu H1 und den Strahlführungsmagneten. Die Einzelkomponenten des Systems sind im Text erklärt.*

Die Luminosität wird durch den Bethe-Heitler-Prozeß $ep \rightarrow ep\gamma$ über die Messung der Koinzidenz zwischen Photon und Elektron bestimmt. Da der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß groß und theoretisch sehr gut bekannt ist, läßt sich aus der Ereignisrate bei bekannter Akzeptanz der Detektoren die Luminosität auf wenige Prozent genau bestimmen.

2.4 Der H1-Trigger

HERA wird mit einer Strahlkreuzungsfrequenz von 10.4 MHz betrieben. Um bei einer so hohen Rate die interessanten physikalischen Prozesse in einen großen Untergrund herausfinden zu können, ist H1 mit einem vierstufigen Triggersystem ausgestattet, welches in der Datennahmeperiode 1995 nur aus den Stufen L1 und L4 bestand. Die Stufe L2 wurde 1995 getestet [69] und ist seit 1996 aktiv. Im folgenden soll auf die Stufen L1 und L4, sowie auf die endgültige Verarbeitung der Daten eingegangen werden:

L1: Die erste Triggerstufe des H1-Experiments ist totzeitfrei und liefert nach spätestens 2.5μs die Entscheidung, ob das Ereignis weiter verarbeitet oder verworfen werden soll. Die Totzeitfreiheit kann nur durch Speicherung der Daten eines Ereignisses über mehrere Strahlkreuzungen hinweg gewährleistet werden, da einige Subdetektoren für die Auslese eine längere Zeit als die Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden

Strahlkreuzungen benötigen.

Die Triggerstufe L1 fällt ihre Entscheidung mit Hilfe von sogenannten Subtriggern, welche aus einfachen logischen Verknüpfungen von sogenannten Triggerelementen zusammengesetzt sind. Die Triggerelemente werden von den einzelnen Subdetektoren geliefert. Der in Abschnitt 2.1.1 besprochene *inklusive Elektron Trigger* liefert zum Beispiel jeweils ein Triggerelement für eine seiner Energieschwellen.

Bei den Subtriggern besteht die Möglichkeit einer Skalierung, um solche mit einer besonders hohen Rate zu unterdrücken. Ist die Verknüpfung der Triggerelemente eines Subtriggers erfüllt, so wird dieser Subtrigger zunächst als *roh* bezeichnet. Dies veranlaßt, daß ein Zähler für diesen Subtrigger um 1 erhöht wird. Erreicht der Zähler den voreingestellten Skalierungswert, so wird der Subtrigger als *aktuell* eingestuft. L1 veranlaßt die Weiterverarbeitung des Ereignisses, wenn mindestens ein Subtrigger als *aktuell* eingestuft wurde.

L4: Die an L1 anschließende Triggerstufe L4 ist eine fast vollständige Ereignisrekonstruktion auf einer Zusammenfassung von 30 Prozessoren. Jeder Prozessor bearbeitet ein Ereignis und selektiert diese mit Hilfe der nahezu vollständigen Detektorinformation. Dabei werden circa 20% aller Ereignisse von L4 akzeptiert und als sogenannte *physics output tapes* (POT) zusammengefaßt. Ebenfalls werden 1% aller verworfenen Ereignisse gespeichert, um später mögliche Ineffizienzen der L4-Selektion bestimmen zu können.

L5: Diese Stufe ist kein Trigger im eigentlichen Sinne. Hier werden die gespeicherten Ereignisse innerhalb eines Tages nach der Datennahme vollständig rekonstruiert und kalibriert. Desweiteren findet eine Klassifikation anhand von relativ lockeren Schnitten statt. Die klassifizierten Ereignisse werden in einer komprimierten Form, dem *data summary tape* (DST) zusammengefaßt. Wie bei L4 werden 1% der nicht klassifizierten Ereignisse zu Kontrollzwecken gesichert.

Diese DSTs werden zunächst zur weiteren Verbesserung der Kalibration und zum Auffinden von sonstigen Schwächen, zum Beispiel in der Kalibration oder Rekonstruktion, verwendet. Daraufhin wird einer neuer Satz von DSTs erzeugt, welcher dann als Grundlage für die Physikanalysen dient.

Kapitel 3

Selektion der Ereignisse und Rekonstruktion der Kinematik

In diesem Kapitel wird die Selektion der tiefinelastisch gestreuten Elektronen und der LRG-Ereignisse beschrieben. Weiterhin wird auf die Auswahl der verwendeten Datensätze und die Rekonstruktion der kinematischen Variablen eingegangen.

3.1 Selektion tiefinelastisch gestreuter Elektronen

Um möglichst kleine Werte von Q^2 und x zu erreichen, ist die Messung von gestreuten Elektronen mit kleinen Energien und großen Streuwinkeln, kleinen Ablenkungen entsprechend, nötig. Besonders große Streuwinkel lassen sich erreichen, wenn Elektronen möglichst nah am Strahlrohr gemessen werden können. Eine zusätzliche Erweiterung ergibt sich durch die Verschiebung des Wechselwirkungspunktes in Flugrichtung des Protonenstrahls. Die in dieser Analyse verwendeten Daten wurden bei einer Verschiebung von $+70\,\mathrm{cm}$ aufgezeichnet. Die Erweiterung des kinematischen Bereichs für diese Messung ist in Abbildung 3.1 skizziert.

Bei kleinen Werten von Q^2 und x häuft sich allerding der Untergrund aus Photoproduktions Ereignissen, bei denen das gestreute Elektron den Detektor durch die Strahlröhre, ohne nachgewiesen zu werden, verläßt und ein Hadron aus dem Endzustand fälschlicherweise als Elektron identifiziert wird. Es gilt nun, die Elektronen mit einer möglichst hohen Effizienz zu selektieren, dabei aber einen Großteil des Untergrundes zu verwerfen.

In Abbildung 3.2 sind als durchgezogene Linie simulierte Ereignisse der tiefinelastischen Streuung und als schattiertes Histogramm solche der Photoproduktion dargestellt. Beide Simulationen sind auf dieselbe Luminosität normiert.

(a) zeigt das Energiespektrum des Elektronkandidaten. Für den Untergrund ist ein steil abfallendes Spektrum zu hohen Energien hin zu erkennen. Ein Schnitt bei $E = 7\,\mathrm{GeV}$ ermöglicht eine akzeptable Reduktion des Untergrundes. Dieser Schnitt ist zusätzlich durch Triggereffizienz begründet (siehe 5.5.1).

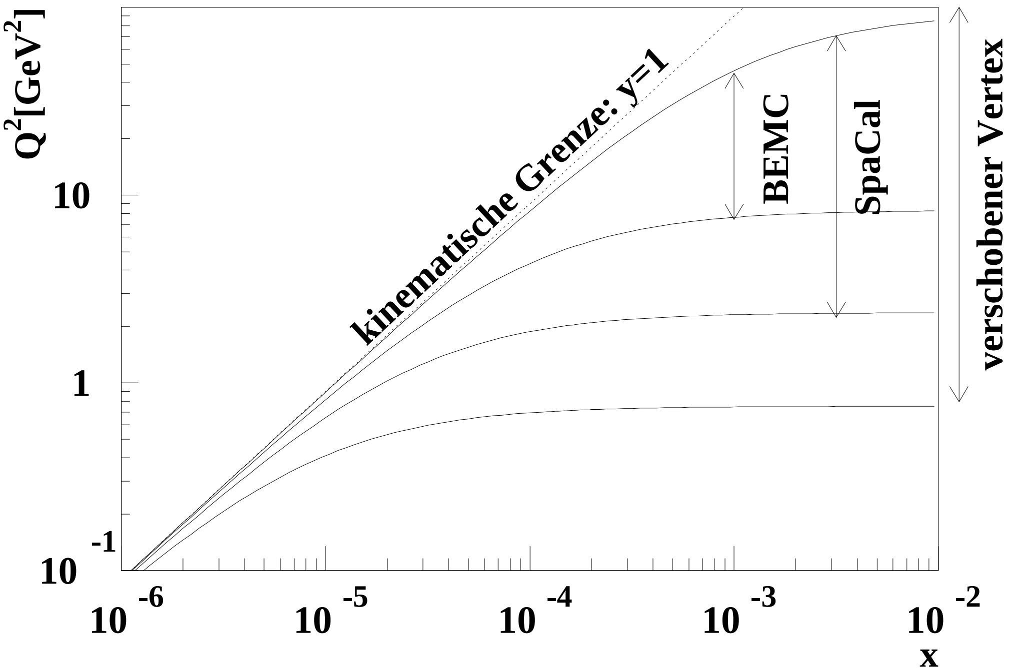


Abbildung 3.1: *Der kinematisch zugängliche Bereich unter Verwendung des alten Rückwärtskalorimeters (BEMC), des neuen Rückwärtskalorimeters (SpaCal) und unter zusätzlicher Verschiebung des Wechselwirkungspunktes um 70 cm in Protonflugrichtung.*

(b) zeigt die Verteilung des Cluster-Radius[1] R_{CL}, welcher ein Maß für die laterale Ausdehnung eines Schauers ist. Elektromagnetische Schauer sind im allgemeinen kompakter, wodurch sich dieses Kriterium zur Abtrennung hadroninduzierter Schauer anbietet. Ein Schnitt mit $0.5\,\mathrm{cm} < R_{CL} < 3.5\,\mathrm{cm}$ ermöglicht wiederum die Abtrennung eines großen Teils des Untergrundes aus Photoproduktion, ohne stark in die Verteilung tiefinelastisch gestreuter Elektronen zu schneiden. Die untere Grenze verhindert die Selektion von Ereignissen, bei denen der Cluster aus nur einer Zelle besteht. Solche Ereignisse kommen in den Daten vor und rühren vornehmlich von Synchrotronstrahlung her.

(c) zeigt den Abstand D_{BDC} zwischen der in die BDC-Ebene projizierten Clusterposition und dem nächsten BDC-Treffer. Für die Projektion wurde soweit vorhanden der gemessene, sonst der nominelle Vertex verwendet. Für Photoproduktion ist im Mittel ein größerer Wert von D_{BDC} als bei der tiefinelastischen Streuung zu finden. Für neutrale Hadronen ist dies offensichtlich: Sie lösen kein Signal in der BDC aus. Geladene Hadronen führen zwar zu rekonstruierten Treffern in der BDC, die rekonstruierten Schauerschwerpunkte sind aber aufgrund hoher Fluktuationen weiter von den Treffern entfernt. Der Schnitt wurde zu $0 < D_{BDC} < 2$ cm gewählt.

[1] Der Clusterradius ist definiert als $R_{CL} = \sum_i E_i |\vec{r}_i - \vec{r}_{cog}| / \sum_i E_i$ wobei $\vec{r}_{cog}$ sich berechnet aus: $\vec{r}_{cog} = \sum_j \sqrt{E_j}\vec{r}_j / \sum_j \sqrt{E_j}$. Die Summen erstrecken sich jeweils über alle Zellen einer örtlichen Energiedeposition, sogenannte *Cluster*. Die Vektoren $\vec{r}_i$ sind die Ortsvektoren der einzelnen Zellen.

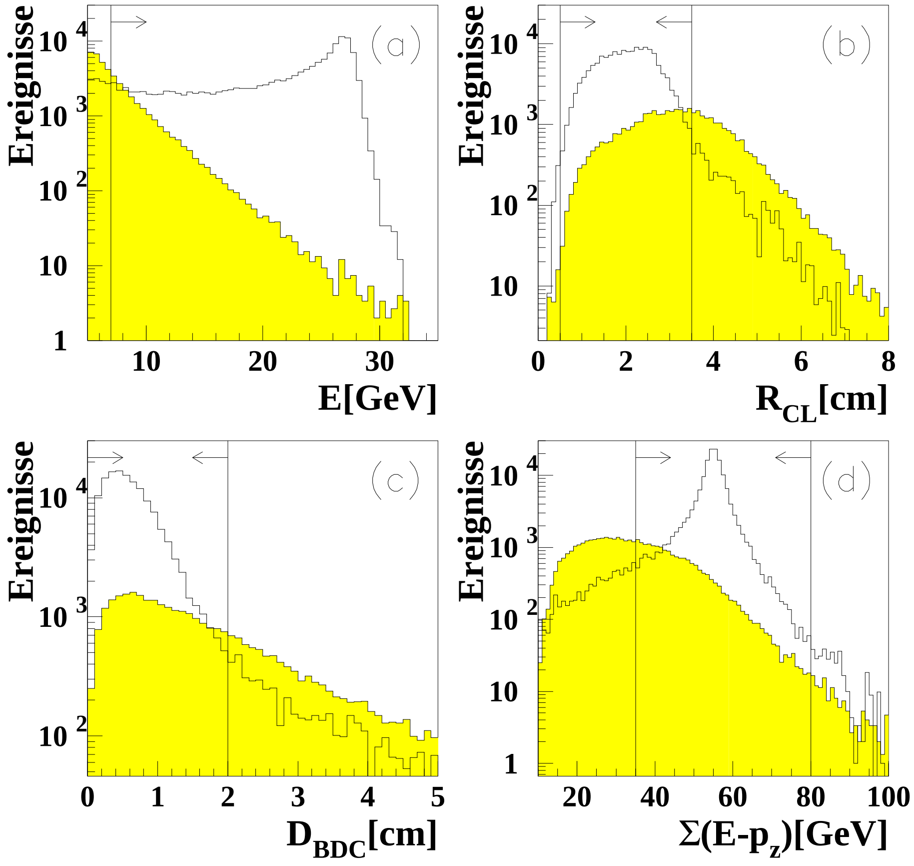


Abbildung 3.2: *Vergleich von zur Elektronselektion genutzten Meßgrößen zwischen den auf Luminosität normierten Simulationsprogrammen DJANGO und PHOJET (schattiert). (a) die Energie des Elektronkandidaten E, (b) der Cluster-Radius R_{CL}, (c) der Abstand D_{BDC} zwischen der in die BDC-Ebene projizierten Cluster-Position und dem nächsten BDC-Treffer und (d) $\sum(E - p_z)$, gebildet aus der Summe aller im Zentraldetektor gemessenen Energien. Die später in der Selektion verwendeten Bereiche sind mit Pfeilen markiert.*

(d) Die Größe $\sum(E-p_z)$ ist die Summe über alle im Hauptdetektor gemessenen Energien und z-Komponenten der Impulse. Sie sollte aufgrund der Energie und Impulserhaltung $2 \cdot E_e^{Strahl}$ betragen. Für den Fall der tiefinelastischen Streuung ist dies für den Großteil der Ereignisse gegeben. Der Ausläufer zu niedrigen Werten von $\sum(E - p_z)$ ist zum Teil auf Auflösungseffekte und Verluste von Teilchen zurückzuführen, zum anderen auf Ereignisse mit Abstrahlung von Photonen vom einlaufenden Elektron (ISR, siehe 1.1.1). Durch diese Abstrahlung verringert sich die an der Wechselwirkung beteiligte Energie des Elektrons und damit $\sum(E - p_z)$. Der Schnitt bei $35\,\text{GeV} < \sum(E - p_z) < 80\,\text{GeV}$ unterdrückt sowohl Photoproduktions- als auch ISR-Ereignisse.

Die Schnitte (a)-(d) sind zum Teil redundant. Aus den verwendeten Simulationen läßt

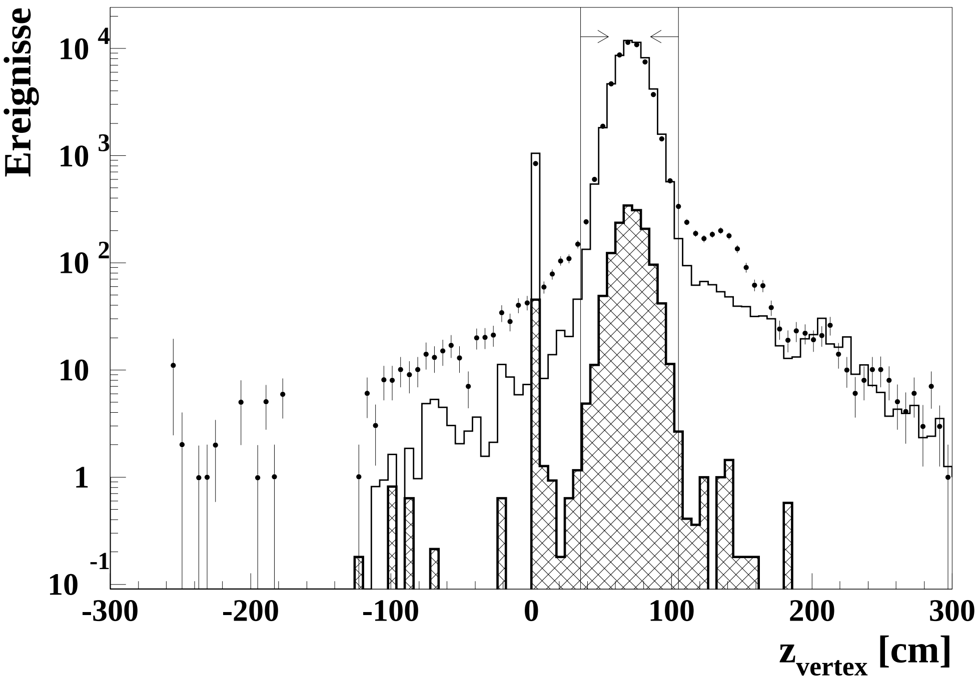


Abbildung 3.3: *Vertexverteilung für vorselektierte Ereignisse. Die Punkte zeigen die Daten, das Histogramm eine Simulation, bestehend aus den mit DJANGO und PHOJET generierten Eerignissen. Das schattierte Histogramm zeigt den Beitrag von PHOJET. Der zur Selektion von tiefinelastisch gestreuten Elektronen gewählte Bereich ist mit Pfeilen markiert. Daten und Simulationen sind über die entsprechenden Luminositäten aufeinander normiert.*

sich der verbleibende Anteil von Photoproduktionsereignissen zu $\approx 5\%$ bestimmen, wobei $\approx 87\%$ der Elektronenereignisse beibehalten werden. Hierbei ist weiterhin zu berücksichtigen, daß ein Anteil von ca. 3% der Ereignisse mit tiefinelastisch gestreuten Elektronen durch den $\sum(E - p_z)$-Schnitt verworfen werden, da sie ISR-Ereignisse sind.

Zusätzlich zu den oben genannten Schnitten wird ein mit dem zentralen Spurkammersystem rekonstruierter Vertex innerhalb von ± 35 cm um die nominelle Vertexposition verlangt. Die Vertexverteilung vor diesem Schnitt ist in Abbildung 3.3 für einen vorselektierten[2] Datensatz für Daten als Punkte und für eine Simulation gezeigt. Bei der Simulation wurden DJANGO und PHOJET verwendet. Neben der Vertexverteilung an der nominellen Position von $+70$ cm sind Ausläufer zu positiven und negativen Werten ersichtlich. Bei $z = 0$ cm sind Ereignisse ohne rekonstruierten Vertex eingetragen. Die Ausläufer werden von der Simulation nicht wiedergegeben. Teilweise entstehen diese durch tiefinelastische Wechselwirkungen von Elektronen und Protonen, die sich außerhalb der definierten Teilchenbündel befinden. Eine Häufung dieser Ereignisse ist zum Beispiel bei $z \approx 120$ cm zu sehen. Diese Häufung ist auf Teilchenbündel zurückzuführen, welche den normalen Bündeln folgen oder voran laufen. Sie werden Satellitenbündel genannt. Eine weitere Quelle für die

[2]Die Vorselektion bestand aus den folgenden Schnitten: $6 < E < 32$ GeV, $R_{CL} < 4$ cm, $R > 8$ cm und $30\,\mathrm{GeV} < \sum(E - p_z) < 90\,\mathrm{GeV}$

Fehlbeschreibung sind nicht simulierte Strahl-Gas-Wechselwirkungen.

Als letztes verbleibt ein Schnitt auf den Radius R des Eintrittspunkts des Elektrons in die BDC. Dies ist nötig, um die vollständige Rekonstruktion der Energie zu gewährleisten. Ab $R = 8.0\,\mathrm{cm}$ ist die Energierekonstruktion hinreichend gut [62]. Der Elektronstrahl ist allerdings nicht ganz parallel zur Detektorlängsachse ausgerichtet, so daß der Durchstoßpunkt des Elektronstrahls in der Ebene der BDC um wenige Millimeter versetzt ist. Desweiteren ist eine mögliche Verschiebung des SpaCals und der darauf montierten BDC zum Koordinatenursprung zu berücksichtigen. Beide Effekte lassen sich durch eine Verschiebung des Koordinatensystems des SpaCals korrigieren. Die Verschiebung wurde über die Minimierung der rechts/links-, beziehungsweise oben/unten-Asymmetrie der Zählrate im SpaCal bestimmt und beträgt $x = -2.0\,\mathrm{mm}$ und $y = -2.0\,\mathrm{mm}$. Diese Werte stimmen auf $0.5\,\mathrm{mm}$ mit einer unabhängigen Bestimmung [70] überein, in welcher die relativen Positionen aller beteiligten Detektoren untereinander und die in der zentralen Spurkammer gemessene Neigung des Strahls berücksichtigt wurden.

Der endgültige Schnitt auf den Radius wurde bei $R = 8.5\,\mathrm{cm}$ gewählt, um mögliche Energieverluste zu vermeiden. Zu großen Radien hin ist die Akzeptanz durch die Überdeckung des SpaCals durch die BDC gegeben und beträgt $R = 71\,\mathrm{cm}$.

Der kinematisch zugängliche Bereich wird durch die Schnitte auf die Energie und durch den Streuwinkel des Elektronkandidaten gegeben. Mit den in Tabelle 3.2 zusammengefassten Formeln ergibt sich aus $E_{min} = 7\,\mathrm{GeV}$, $\theta_{min} = 177.8^\circ$ und $\theta_{max} = 162.1^\circ$[3]: $Q^2_{min} = 0.3\,\mathrm{GeV}^2$, $Q^2_{max} = 74\,\mathrm{GeV}^2$. Die restlichen Schnitte reduzieren die Akzeptanz gleichermaßen im geometrisch zugänglichen Bereich (siehe oben).

Die einzelnen Schnitte zur Selektion tiefinelastisch gestreuter Elektronen sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt. Der verbleibende Untergrund und die Effizienz dieser Schnitte werden in Kapitel 5 genauer untersucht.

3.2 Selektion der Ereignisse mit großer Rapiditätslücke

Zur Selektion der Ereignisse mit großer Rapiditätslücke bieten sich die in Abschnitt 2.2 beschriebenen Vorwärtsdetektoren und der innere Vorwärtsbereich (IF) des LAr an. Die folgenden Größen werden zur Selektion verwendet:

η_{max}: größte gemessene Pseudorapidität eines LAr-Clusters mit $E_{cluster} > 400\,\mathrm{MeV}$.

E_{Plug}: Summe der Energie aller Plug-Kalorimeter-Zellen oberhalb einer Energieschwelle von $200\,\mathrm{MeV}$. Die Schwelle von $200\,\mathrm{MeV}$ unterdrückt Rauschen des Detektors. Das verbleibende Rauschen wird im folgenden untersucht.

[3] Der Winkel θ berechnet sich aus dem Radius $R_{min/max}$ und dem mittleren Abstand vom Wechselwirkungspunkt von 220 cm durch $\tan\theta_{min/max} = \frac{R_{min/max}}{220\,\mathrm{cm}}$

N_{FMD}: Anzahl der Treffer in den vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen ersten drei Doppellagen des Vorwärts-Myon-Detektors (FMD). Ein Doppellagentreffer ist durch das Ansprechen beider Einzelagen innerhalb eines Abstandes von 9 cm definiert.

N_{PRT}: Anzahl der angesprochenen Lagen des Proton-Remnant-Tagger (PRT). Hierbei werden nur die Lagen 1,2,3 und 7 berücksichtigt. Die restlichen Lagen werden ausgeschlossen, da ihr Ansprechverhalten, wie in Abschnitt 5.5.4 gezeigt wird, nicht von der Simulation beschrieben wird.

Die geometrische Überdeckung durch die verschiedenen Detektorkomponenten ist in Abbildung 3.4 durch Pfeile angedeutet. Die Abbildung zeigt desweiteren die Nachweiswahrscheinlichkeit für Pionen mit $E_\pi = 100\,\mathrm{GeV}$ als Funktion der generierten Pseudorapidität η^{gen}. Die Nachweiswahrscheinlichkeit NWW ist definiert als das Verhältnis aus der Zahl der Ereignisse, die die im folgenden noch zu motivierenden Schnitte auf die Vorwärtsdetektoren erfüllen, zu der Gesamtzahl der generierten Ereignisse. Zur Selektion der LRG-Ereignisse werden natürlich die inversen Schnitte gewählt.

$\eta_{max} < 3.2$ (durchgezogene Linie)
: In großen Bereichen des geometrischen Akzeptanzbereichs des LAr ist die Bedingung $\eta_{max} < 3.2$ nahezu immer erfüllt, was zu einer Akzeptanz von $\approx 100\%$ führt. Zu kleinen Werten von η^{gen}, das heißt großen Winkeln der Flugrichtung des Pions, nimmt sie allerdings ab, was durch die geringere Tiefe des LAr im Rückwärtsbereich zu erklären ist. Selbst jenseits der geometrischen Akzeptanz des LAr ($\eta_{gen} > 3.2$) wird die Bedingung $\eta_{max} < 3.2$ zum Teil erfüllt. Die Pionen schauern in dem in der Strahlröhre befindlichen Material auf, und die Sekundärteilchen erreichen das LAr.

$N_{FMD} > 2$ (gekreuztes Histogramm)
: Der Vorwärts-Myon-Detektor (FMD) ist vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet immer vom LAr-Kalorimeter verdeckt. Primärteilchen können diesen Detektor also nicht erreichen, wenn sie zuvor aufschauern. Dies spiegelt sich auch in der Nachweiswahrscheinlichkeit wieder. Diese setzt erst nach Überschreiten der geometrischen Akzeptanz des LAr ein. Bemerkenswert ist, daß obwohl geometrische Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit des FMD nicht überlappen, die Akzeptanz dennoch 80% erreicht.

$E_{Plug} > 2.5\,\mathbf{GeV}$ (schattiertes Histogramm)
: Ein ähnliches Bild ergibt sich für das Plug-Kalorimeter. Die Nachweiswahrscheinlichkeit erstreckt sich über die geometrische Akzeptanz hinaus. Ein deutlicher Anstieg ist auch hier zu verzeichnen, wenn die Pionen das PLUG direkt treffen.

N_{PRT} (gestrichelte Linie)
: Auch beim PRT ist ein ähnliches Verhalten sichtbar. Allerdings ist die Nachweiswahrscheinlichkeit hier nur noch 40%.

Es ist zu betonen, daß die gezeigten Nachweiswahrscheinlichkeiten für einzelne Pionen der Energie 100 GeV gelten. In wirklichen Ereignissen sind häufig mehrere Teilchen zu finden, was die Nachweiswahrscheinlichkeit für diese Ereignisse erhöht.

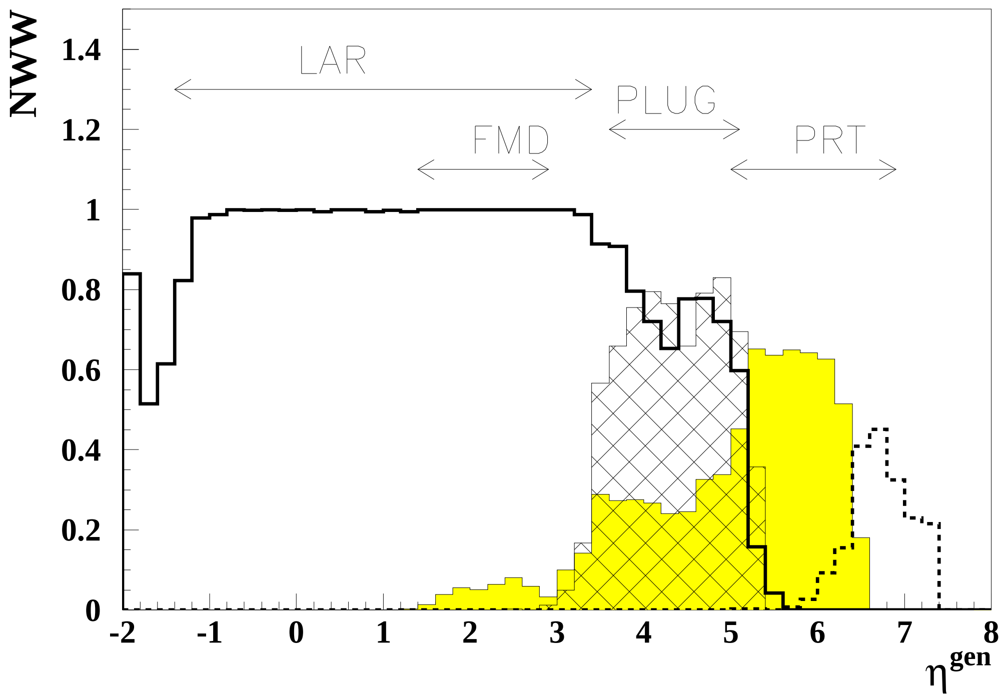


Abbildung 3.4: *Nachweiswahrscheinlichkeit NWW für Pionen der Energie* 100 *GeV als Funktion von* η^{gen}. *Das offene Histogramm zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit für das LAr-Kalorimeter, das gekreuzte Histogramm für den FMD, das schattierte Histogramm für das Plug und das punktierte Histogramm für den PRT.*

Nachdem gezeigt wurde, daß die Vorwärtsdetektoren den kompletten Vorwärtsbereich bis $\eta = 7.0$ bedecken und damit eine Selektion von LRG-Ereignissen möglich ist, müssen sinnvolle Schnitte für die Vorwärtsdetektoren gefunden werden. Um eine hohe Sensitivität zu erreichen, sind möglichst niedrige Schnitte nötig. Die natürliche Grenze ist hier die Wahrscheinlichkeit, mit welcher der Detektor die Selektionsbedingung als zufällige Koinzidenz erfüllt. Diese Koinzidenzen sind auf Rauschen der Detektoren zurückzuführen. In Abbildung 3.5 ist das Ansprechverhalten des (a) Plug, (b) FMD und (c) des PRT für Ereignisse aus solchen zufälligen Koinzidenzen gezeigt. Das Verhalten des LAr wird nicht genauer untersucht, da sein Rauschen sehr gut bekannt ist [71] und schon von vornherein in den Simulationen berücksichtigt wird.

Um das Rauschen zu quantifizieren, ist in Tabelle 3.2 der Anteil $\not{\epsilon}$ an verbleibenden Rauschereignissen für verschiedene Schnitte auf die einzelnen Detektoren gezeigt. Die endgültig gewählten Schnitte sind in der Tabelle hervorgehoben; sie sind in Tabelle 3.3 mit den Schnitten zur Selektion der tiefinelastisch gestreuten Elektronen zusammengefaßt. Die Schnitte wurde so gewählt, daß ein genügend hoher Anteil an Rauschen verworfen wird. Der Anteil der Ereignisse, die mindestens einen der Schnitte erfüllen, beträgt 6.7%.

Da das Rauschen der Vorwärtsdetektoren im Gegensatz zum LAr nicht in der Simulation berücksichtigt wird, werden die zur Untersuchung des Rauschens verwendeten Datensätze

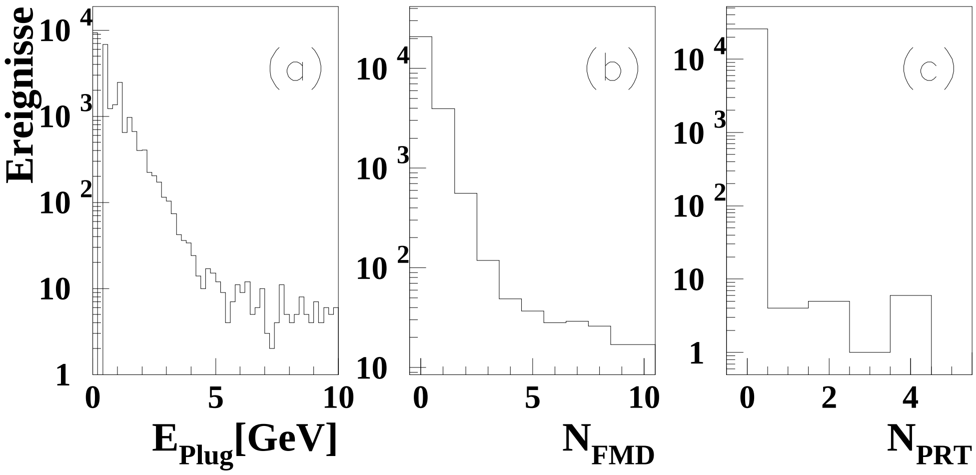


Abbildung 3.5: *Rauschverhalten der Vorwärtsdetektoren. (a) das Plug-Kalorimeter, (b) der Vorwärts-Myon-Detektor, (c) der Proton-Remnant-Tagger.*

E_{Plug}[GeV]	$\not\epsilon$[%]	N_{FMD}	$\not\epsilon$[%]	N_{PRT}	$\not\epsilon$[%]
>0.5	51.7	>1	4.4	>**0**	**0.062**
>1.0	27.4	>**2**	**2.3**	>1	0.046
>1.5	13.9	>3	1.8	>2	0.027
>2.0	7.5	>4	1.6		
>**2.5**	**4.6**	>5	1.5		
>3.0	3.2				
>3.5	2.4				
>4.0	2.0				
>5.0	1.7				

Tabelle 3.1: *Anteil $\not\epsilon$ des Rauschens der Vorwärtsdetektoren für verschiedene Schnitte auf die Größen E_{Plug}, N_{FMD} und N_{PRT}*

zur nachträglichen Korrektur der Simulation herangezogen. Zu den aus der Simulation bestimmten Größen von E_{Plug}, N_{FMD} und N_{PRT} werden die Größen aus zufällig ausgewählten Ereignissen des Rauschdatensatzes addiert.

Abbildung 3.6 zeigt die Akzeptanz A_{vor} der Selektion von LRG-Ereignissen mit den Vorwärtsdetektoren als Funktion von $x_{I\!P}$ für die mit dem Generator RapGap generierten Ereignissen. Für die Bestimmung der gestrichelten Linie wurde auf den Schnitt auf die Größe η_{max} verzichtet. Die Akzeptanz A_{vor} ist für $x_{I\!P}^{gen} < 0.01$ größer als 85%. Zwischen $x_{I\!P}^{gen} = 0.01$ und $x_{I\!P}^{gen} = 0.1$ fällt sie von 85% auf 5% ab. Vernachlässigt man den Schnitt auf η_{max}, so erreicht A_{vor} für $x_{I\!P}^{gen} < 0.01$ 100% und fällt zu $x_{I\!P}^{gen} = 0.1$ auf 40% ab. Der Großteil des Akzeptanzverlusts in diesem Bereich ist also auf den η_{max}-Schnitt zurückzuführen. Der Abfall der Akzeptanz zu großen $x_{I\!P}$ ist mit Relation 1.7 zu erklären. Je größer $x_{I\!P}$ wird, desto kleiner wird die Lücke in Pseudorapidität und desto größer ist die

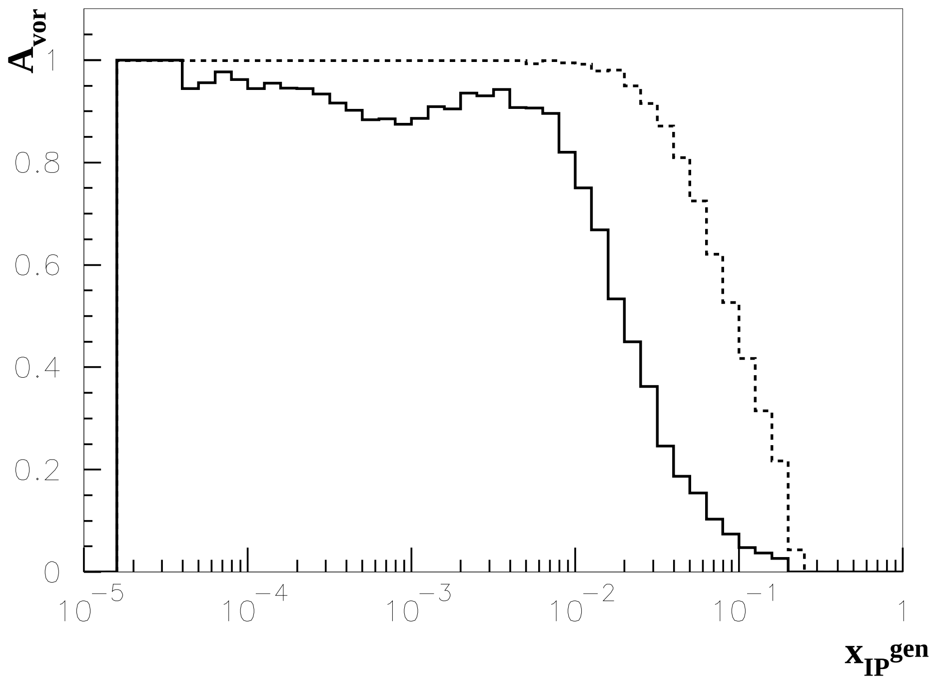


Abbildung 3.6: *Akzeptanz A_{vor} der Selektion von LRG-Ereignissen mit den Vorwärtsdetektoren als Funktion von $x_{I\!P}$ für die mit dem Generator RapGap generierten Ereignisse. Für die Bestimmung der gestrichelten Linie wurde auf den Schnitt auf die Größe η_{max} verzichtet.*

Wahrscheinlichkeit, daß einer der Vorwärtsdetektoren anspricht. Der nicht vollständige Anstieg der Akzeptanz für $x_{I\!P} < 0.01$ unter Berücksichtigung aller Schnitte ist sowohl auf das simulierte Rauschen als auch auf Fragmentationsprodukte, welche nicht in die Richtung des primären Teilchens fliegen, zu erklären.

Durch die Ineffizienzen und die Akzeptanz der Vorwärtsdetektoren werden Ereignisse bei der Selektion der LRG-Ereignisse verworfen und Ereignisse aus anderen Klassen gelangen in den Datensatz. Der Einfluß auf die Messung wird in Abschnitt 5.1 untersucht.

3.3 Auswahl der verwendeten Datensätze

Zur Auswahl der verwendeten Datensätze wurden folgende Kriterien angewendet:

- Die in der Analyse verwendeten Detektoren mußten eingeschaltet, in die Datenauslese eingebunden und ohne weitere Probleme sein,
- die Untergrundrate mußte hinreichend niedrig sein, was zur Wahl akzeptabler Skalierungsfaktoren der Subtrigger führte (siehe Abschnitt 5.5.1),
- die Luminosität jedes einzelnen Datensatzes mußte $0.2\,\mathrm{nb}^{-1}$ überschreiten, und

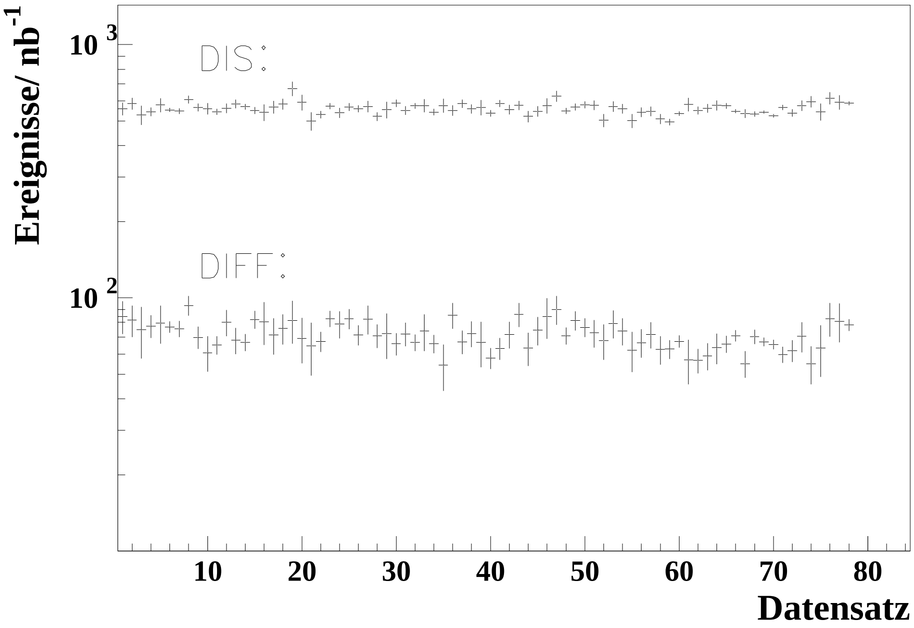


Abbildung 3.7: *Anzahl der Ereignisse pro nb^{-1} als Funktion des verwendeten Datensatzes für die Selektion der tiefinelastisch gestreuten Elektronen (DIS) und für die vollständige Selektion der LRG-Ereignisse (DIFF).*

- die Zahl der LRG-Ereignisse normiert auf die Luminosität des Datensatzes mußte größer als 10 Ereignisse pro nb^{-1} sein.

Für die ausgewählten Datensätze ist die Zahl der Ereignisse eines jeden Datensatzes dividiert durch die entsprechende Luminosität für die einzelnen Datensätze im Abbildung 3.7 aufgetragen: Im oberen Teil für die Selektion der Elektronen und im unteren für diejenige der diffraktiven Ereignisse. Es ist keine signifikante Schwankung zu vermerken.

Die gesamte Luminosität der Periode mit verschobenem Vertex beträgt $\boxed{\int \mathcal{L} dt = 115.5 \pm^{2.5}_{1.4} \mathrm{nb}^{-1}}$. Diese Zahl ist bereits um $-4.6 \pm^{2.2}_{0.8}$ % korrigiert worden. Die Werte für den Fehler und für die Korrektur wurden [72] entnommen. Die Korrektur ist notwendig, da zur Messung der Luminosität auch die Ereignisse außerhalb der nominellen Vertexposition, welche nicht in der Messung berücksichtigt werden, beitragen.

3.4 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

3.4.1 Variablen des tiefinelastischen Streuprozesses

Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen der tiefinelastischen Streuung ist bei HERA durch die Redundanz der Messung auf unterschiedliche Weisen möglich, da Energie und Winkel sowohl des Elektrons, als auch des hadronischen Endzustandes gemessen werden. Allein zwei dieser vier Größen reichen aus, um die kinematischen Variablen Q^2, y und x zu berechnen, wenn die Schwerpunktsenergie s bekannt ist. Fünf der bei H1 verwendeten Methoden werden im folgenden kurz vorgestellt; ein detaillierter Vergleich findet sich in [74]. Die zur Berechnung der Variablen benötigten Formeln sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt. x läßt sich dann aus

$$x = \frac{Q^2}{ys} \quad \text{mit} \quad s = 4 \cdot E_e^{strahl} \cdot E_p^{strahl} = 90364\,\mathrm{GeV}^2$$

berechnen, wobei E_e^{strahl} und E_p^{strahl} die Energien des Elektron- und des Protonstrahls sind.

Elektronmethode (e-Methode): Hierbei werden die kinematischen Variablen allein aus dem Streuwinkel θ_e und der Energie E_e des gestreuten Elektrons ermittelt. Die Auflösung der Variablen y is proportional zu $\frac{1-y}{y}$ und dementsprechend gut bei großen Werten von y. Bei kleinen y wird die Auflösung allerdings mit $\frac{1}{y}$ schlechter. Bei großen y wird die Elektronmethode stark von ISR beeinträchtigt, was große Korrekturen zur Folge hat.

Doppelwinkelmethode (DA-Methode): Hierbei werden zur Berechnung der kinematischen Variablen nur die Winkel des gestreuten Elektrons θ_e und des hadronischen Endzustandes θ_h benötigt. Diese Methode liefert für kleine $y < 0.3$ eine respektable Auflösung. In guter Näherung ist diese Methode unabhängig von der Energieskala der Kalorimeter und kann daher für die Kalibration eingesetzt werden.

y-Gewichtungsmethode (y-WA-Methode): Diese Methode wurde erstmalig bei der Analyse von $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ mit den 1994 aufgezeichneten Daten verwendet [38].

Methode	Q^2	y
e	$Q_e^2 = 4 \cdot E_e \cdot E_e^{strahl} \cdot \cos^2 \frac{\theta_e}{2}$	$y_e = 1 - \frac{E_e}{E_e^{strahl}} \cdot \sin^2 \frac{\theta_e}{2}$
DA	$Q_{DA}^2 = \frac{4 \cdot E_e^2 \cdot \sin\theta_h \cdot (1+\cos\theta_e)}{\sin\theta_h + \sin\theta_e - \sin(\theta_e+\theta_h)}$	$y_{DA} = \frac{\sin\theta_e \cdot (1-\cos\theta_h)}{\sin\theta_h + \sin\theta_e - \sin(\theta_e+\theta_h)}$
y-WA	$Q_{WA}^2 = Q_e^2$	$y_{WA} = y_e^2 - y_{DA}^2 + y_{DA}$
JB	$Q_{JB}^2 = \frac{(E_h \cdot \sin\theta_h)^2}{1-y_{JB}}$	$y_{JB} = \frac{\sum_h (E-P_z)}{2 \cdot E_e^{strahl}}$
$\sum$	$Q_{\sum}^2 = \frac{(E_e \cdot \sin\theta_e)^2}{1-y_{\Sigma}}$	$y_{\sum} \frac{\sum_h (E-P_z)}{\sum (E-P_z)}$

Tabelle 3.2: *Berechnung von Q^2 und y für die vorgestellten Rekonstruktionsmethoden.*

Zur Q^2-Bestimmung dient die e-Methode. y allerdings wird nach der Formel $y_{WA} = y_e^2 - y_{DA}^2 + y_{DA}$ berechnet und benutzt dementsprechend die DA-Methode und die e-Methode in ihren jeweils optimalen Bereichen. Allerdings sind auch bei dieser Methode größere Strahlungskorrekturen erforderlich.

Die Methode wird auch in dieser Arbeit verwendet, allerdings nur zur systematischen Überprüfung der Ergebnisse.

Hadronen-Methode (JB-Methode): Die von Jaquet und Blondel [73] entwickelte Methode benötigt zur Berechnung nur die Variablen des hadronischen Endzustandes. Sie liefert für $y < 0.2$ eine sehr gute Auflösung und wird in dieser Arbeit aufgrund der Unabhängigkeit von der elektromagnetischen Energieskala bei ihrer Überprüfung verwendet.

Σ-Methode: Die Σ-Methode [74] kombiniert die Messung des Elektrons und des hadronischen Endzustandes und nutzt somit die Redundanz der Messung aus. Hierzu ersetzt man in der JB-Methode bei der Rekonstruktion von y die nominelle Strahlenergie E_e^{strahl} durch die gemessene $E_e^{WW} = \sum(E - p_z)/2$. Für die Berechnung von Q^2 wird $p_T^{had} = E_h \cdot \sin\theta_h$ durch p_T^e ersetzt. Die y-Auflösung ist in diesem Fall $\propto (1-y)$ [74] und damit im gesamten kinematischen Bereich akzeptabel. Durch den Einsatz der tatsächlich in die Wechselwirkung eingehende Energie werden QED-Strahlungskorrekturen unterdrückt. Dies wird im Abschnitt 5.18 quantifiziert.

Zum Vergleich einiger Rekonstruktionsmethoden sind in Abbildung 3.8 die Q^2- und in Abbildung 3.9 die y-Auflösung für verschiedene Methoden gezeigt. Es wurde die Selektion der LRG-Ereignisse gewählt. Unter Verwendung der Selektion tiefinelastischer Ereignisse erhält man dieselben Resultate. Der Wert für die rekonstruierte Größe dividiert durch den generierten Wert ist als Funktion des generierten Wertes aufgetragen. Als Fehlerbalken ist die Standardabweichung der zugrundeliegenden Verteilung gezeigt. Dies ermöglicht neben einer systematischen Abweichung auch die Auflösung abzulesen.

In Abbildung 3.8 wird die Q^2-Auflösung für die Σ- und e-Methode verglichen[4]. Beide Methoden liefern eine annähernd konstante Auflösung über den betrachteten Q^2-Bereich, welche allerdings zu sehr kleinen Q^2 ($Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$) etwas abnimmt. Signifikante Abweichungen zwischen rekonstruierten und generierten Q^2 sind auch nur in diesem Bereich zu erkennen. Die e-Methode liefert eine bessere Auflösung. In ähnlicher Weise ist in Abbildung 3.9 die y-Auflösung diesmal für die Σ, y-WA und e-Methode gezeigt. Bei $y > 0.4$ zeigen alle Methoden eine recht gute y-Auflösung, wobei die e-Methode den anderen Methoden überlegen ist. Zu kleinen y sind sowohl signifikante Abweichungen vom generierten Wert, als auch eine starke Verschlechterung der Auflösung zu erkennen. Besonders stark ausgeprägt ist dies bei der e-Methode. Von der Auflösung her ist die y-WA-Methode die beste Wahl. Allerdings sind ebenso wie bei der e-Methode große Einflüsse durch QED-Strahlungskorrekturen zu erwarten (siehe Abschnitt 5.18).

Aus den genannten Gründen wird in der folgenden Analyse die Σ-Methode verwendet. Die anderen Methoden werden für unterschiedliche Verifikationen benutzt.

[4] Die y-WA-Methode verwendet zur Berechnung von Q^2 die e-Methode.

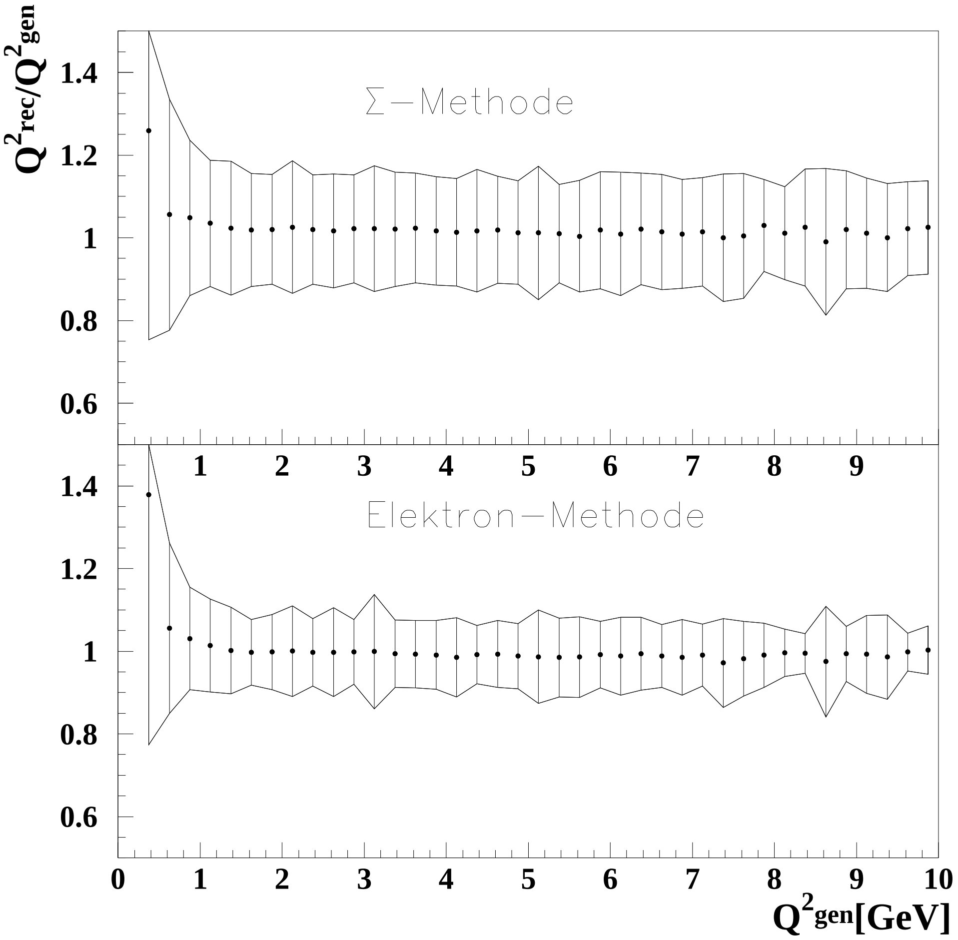


Abbildung 3.8: Q^2-*Auflösung für* Σ- *und e-Methode als Funktion von* Q^2_{gen}.

Um in Bereichen guter Auflösung zu bleiben, werden auf die kinematischen Variablen zusätzliche Schnitte angebracht. $Q^2 > 0.3\,\mathrm{GeV}^2$ und $0.03 < y < 0.7$ werden gefordert. Die Schnitte sind in Tabelle 3.3 eingetragen.

3.4.2 Variablen der diffraktiven Streuung

Zur Rekonstruktion der in dieser Arbeit benutzten Variablen der diffraktiven Kinematik reicht zusätzlich zu Q^2 und y die Bestimmung der invarianten Masse des hadronischen Endzustands aus (siehe Gleichung 1.6).

Diese ist gegeben durch $M_X^2 = (\sum_i E_h^i)^2 - (\sum_i p_x^i)^2 - (\sum_i p_y^i)^2 - (\sum_i p_z^i)^2$, wobei sich die Summe über alle hadronischen Energien erstreckt. E_h^i ist dabei die gemessene Energie, und p_x^i,p_y^i und p_z^i sind die Impulskomponenten.

Die einfachste Möglichkeit zur Berechnung von M_X ist die Verwendung von Kalorimeterinformationen. Da niederenergetische Teilchen das Kalorimeter nicht erreichen, gehen sie

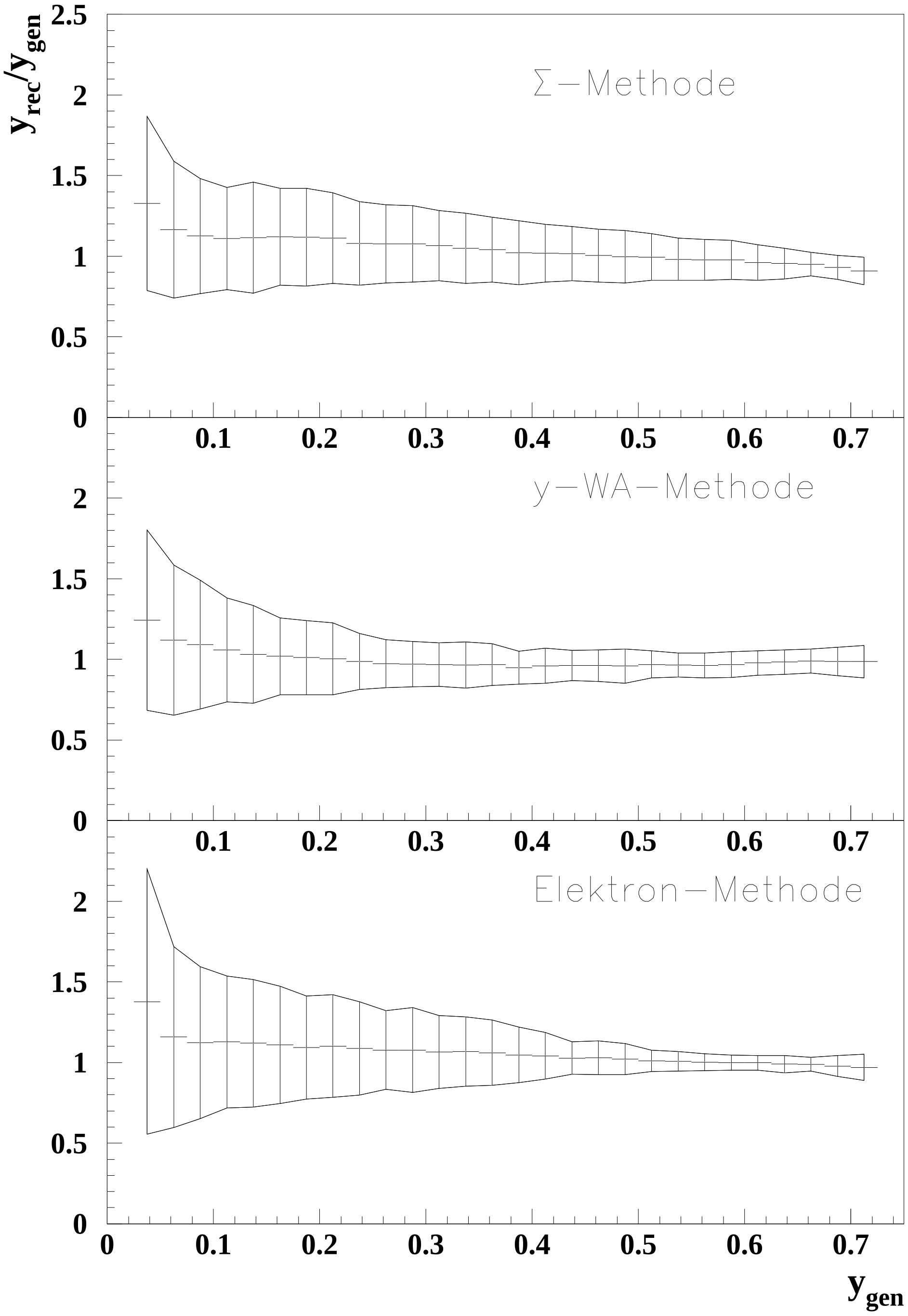


Abbildung 3.9: *y-Auflösung für* Σ*,* $y - WA$ *und e-Methode als Funktion von* y_{gen}.

der Energiemessung verloren, und die M_X-Bestimmung wird somit verfälscht. Der Effekt kann durch die zusätzliche Verwendung von Spurinformationen teilweise kompensiert werden. Das in dieser Arbeit verwendete Verfahren wurde schon in den Analysen [38] und [75] verwendet und sei im folgenden nur kurz beschrieben:

Die Rekonstruktion von M_X wird durch die Kombination der Spurkammerinformationen und der Kalorimeter optimiert. Dabei muß besonders beachtet werden, daß keine

Energie	$7 < E_e < 31\,\mathrm{GeV}$
Radius	$8.5 < R < 71\,\mathrm{cm}$
Cluster Radius	$0.5 < R_{CL} < 3.5\,\mathrm{cm}$
BDC-Cluster Abstand	$D_{BDC} < 2\,\mathrm{cm}$
$\sum(E-p_z)$	$35\,\mathrm{GeV} < \sum(E-p_z) < 80\,\mathrm{GeV}$
Vertex	$\|z - z_{nom}\| < 35\,\mathrm{cm}$
Vorwärts-Myon-Detektor	$N_{FMD} \leq 1$
Plug Kalorimeter	$E_{Plug} < 2.5\,\mathrm{GeV}$
Proton-Remnant-Tagger	$N_{PRT} = 0$
erster Cluster im LAr	$\eta_{\max} < 3.2$

Q^2	$> 0.3\,\mathrm{GeV}^2$
y	$0.03 < y < 0.7$
$x_{I\!P}$	$x_{I\!P} < 0.05$

Tabelle 3.3: *Zusammenfassung aller Selektionsschnitte für tiefinelastisch gestreute Elektronen und für LRG-Ereignisse. Zusätzlich wird die in Abschnitt 5.5.1 beschriebene Forderung an den Trigger gestellt.*

Doppelzählung von Energien auftritt. Die vom Primärvertex kommenden Spuren werden zum Kalorimeter extrapoliert. Daraufhin werden die Energiedepositionen in der Nähe der Eintrittsachse aus der weiteren Betrachtung ausgeschlossen, bis die Summe dieser ausgeschlossenen Energien diejenige der entsprechenden Spur[5] erreicht oder bis alle Energiedepositionen im elektromagnetischen (hadronischen) Kalorimeter innerhalb eines Zylinders mit Radius 30 cm (50 cm) um die extrapolierte Spur entfernt wurden. Alle verbleibenden Energiedepositionen und die Spuren werden zur Rekonstruktion von M_X verwendet. Durch die Forderung der Rapiditätslücke sind Verluste in Vorwärtsrichtung vernachlässigbar. In Rückwärtsrichtung allerdings ist durch das Fehlen eines Hadronkalorimeters und durch Verluste in die Strahlröhre eine fehlerhafte Rekonstruktion von M_X zu erwarten. Dies erfordert eine zusätzliche Korrektur um einen Faktor 1.1 . Dieser Faktor wurde durch den Vergleich von generierter und rekonstruierter Masse M_X in der RapGap-Simulation bestimmt.

In Abbildung 3.10 ist die erzielte Auflösung von M_X für die Rekonstruktion aus Kalorimeterinformationen (durchgezogene Linie) und für die Kombination aus Spur- und Kalorimeterinformationen (schattiertes Histogramm) für jeweils vier β- und zwei Q^2-Intervalle gezeigt. Sie wurde mit der RapGap Simulation ermittelt. Mittelwert $\langle RES \rangle = \langle M_X^{rec}/M_X^{gen} \rangle$, Breite der Verteilung σ_{RES} und Auflösung $\sigma_{RES}/\langle RES \rangle$ sind in Tabelle 3.4 zusammengefaßt. Der Korrekturfaktor 1.1 sorgt dafür, daß der Mittelwert der schattiert dargestellten Verteilungen bei ≈ 1.0 liegt. Das Auflösungsvermögen ist bei alleiniger Verwendung der Kalorimeterinformationen schlechter als bei der kombinierenden Methode.

[5] Hierbei wird die Annahme gemacht, daß das Teilchen ein Pion ist.

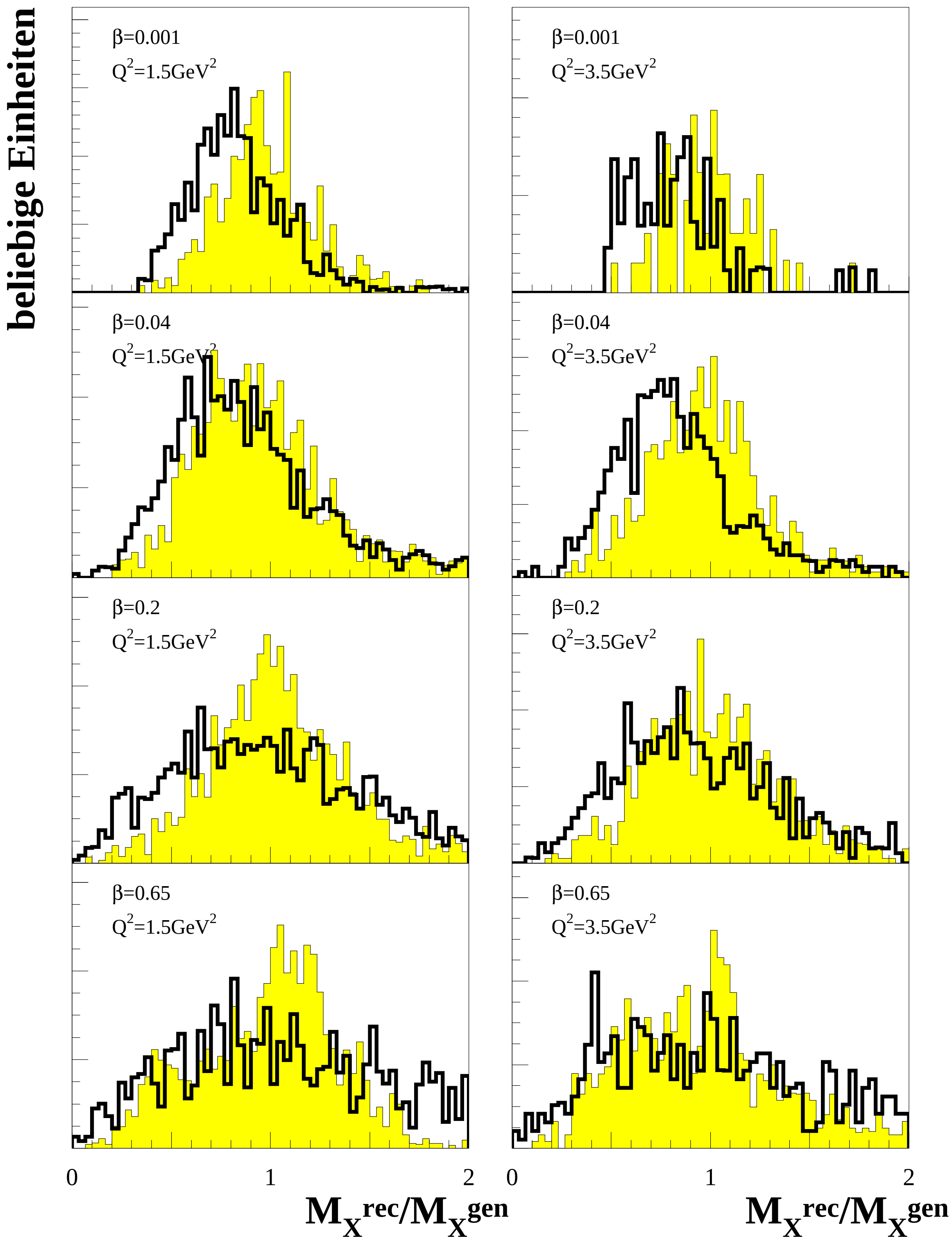


Abbildung 3.10: *Mit Hilfe der Simulation durchgeführte Untersuchungen der Auflösung für die Rekonstruktion der Masse M_X aus Zellen (offenes Histogramm) und aus kombinierten Informationen (schattiertes Histogramm) in verschiedenen Q^2-β-Intervalle.*

β	$Q^2[\,\mathrm{GeV}^2]$	Zellen $\langle RES\rangle$	Zellen σ_{RES}	Zellen $\frac{\sigma_{RES}}{\langle RES\rangle}$	Zellen und Spuren $\langle RES\rangle$	Zellen und Spuren σ_{RES}	Zellen und Spuren $\frac{\sigma_{RES}}{\langle RES\rangle}$
0.001	1.5	0.84	0.25	0.30	0.98	0.24	0.24
0.001	3.5	0.83	0.26	0.31	0.99	0.22	0.22
0.04	1.5	0.87	0.36	0.41	0.95	0.33	0.35
0.04	3.5	0.83	0.32	0.39	0.98	0.30	0.31
0.2	1.5	0.96	0.45	0.47	1.03	0.34	0.33
0.2	3.5	0.93	0.40	0.43	1.01	0.33	0.33
0.65	1.5	1.02	0.49	0.48	0.98	0.35	0.36
0.65	3.5	0.97	0.49	0.51	0.95	0.39	0.41

Tabelle 3.4: *Zusammenfassung von Mittelwert $\langle RES\rangle$, Breite der Verteilung σ_{RES} und Auflösung $\sigma_{RES}/\langle RES\rangle$ der in Abbildung 3.10 gezeigten Q^2-β-Intervallen.*

Kapitel 4

Überprüfung der Kalibration

Wesentlich für die Analyse der Daten ist ein Verständnis der Energieskalen der verwendeten Detektoren. Da das SpaCal in der Datennahmeperiode 1995 zum ersten Mal eingesetzt wurde, wird die Überprüfung und Verbesserung der Kalibration dieser Detektorkomponente im folgenden besonders betrachtet. Desweiteren wird die Energiemessung durch LAr-Kalorimeter und Spurkammern auf Konsistenz mit der Simulation hin überprüft.

4.1 Energiemessung von Elektronen

Die Energie des gestreuten Elektrons ist eine wesentliche Größe zur Berechnung der Kinematik des Streuprozesses. Daher sollte die gemessene Energie zum einen möglichst gut mit der *generierten* Energie übereinstimmen, zum anderen müssen systematische Abweichungen, welche zum Beispiel durch totes Material hervorgerufen werden können, durch die Simulation wiedergegeben werden.

Da das vollständige SpaCal mit endgültiger Elektronik und im Magnetfeld nicht vorkalibriert werden konnte, mußte die gesamte Kalibration im H1-Detektor geschehen. Die einzelnen, zum Teil iterativen und überlappenden Schritte werden kurz zusammengefaßt.

Photoelektronenstatistik: Das in Abschnitt 2.1.1 beschriebene LED-Kalibrationssystem wurde eigentlich zur Überprüfung der Stabilität der einzelnen Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) installiert. Allerdings läßt sich über die Messung der Photoelektronenstatistik auch der Verstärkungsfaktor der SEV bestimmen [76]. Der erste Schritt zum Energieabgleich der einzelnen Zellen war die Einstellung einer konstanten Verstärkung der SEV. Da weitere Faktoren, wie zum Beispiel Lichtausbeute, Lichttransport und Ankopplung des optischen Systems in die Energiemessung eingehen, ist dieser Abgleich für die Energiemessung nur auf 20% genau [63].

Kosmische Myonen:[77] Hochenergetische Teilchen aus der kosmischen Höhenstrahlung, welche das SpaCal durchqueren, deponieren im Mittel die einem 55 MeV (200 MeV) Elektron entsprechende Energie in einer Zelle des elektromagnetischen (hadronischen) Bereich des SpaCals. Unter der Bedingung, daß in HERA keine Strahlen umliefen, wurden solche Ereignisse aufgezeichnet. Als Trigger diente der inklusive Elektron Trigger mit einer veränderten `IET>0` Schwelle von $\approx$200 MeV. Nach einer Ereignisselektion von hinreichend senkrechten und langen Spuren wird die mittlere rekonstruierte Energie für jede einzelne Zelle bestimmt. Die Kalibrationsfaktoren ergeben sich durch die Skalierung der mittleren rekonstruierten Energie auf den Sollwert. Mit dieser Methode konnten nahezu alle Zellen der beiden SpaCals mit einer Genauigkeit von 11% (15%) untereinander abgeglichen werden. Die Vorhersage der absoluten Energieskala erwies sich allerdings als unmöglich, da der rekonstruierte Wert den der erwarteten Energie um 40% unterschritt. Die absolute Energieskala konnte nur im Vergleich mit den Korrekturfaktoren der Methode des kinematischen Maximums und der Strahl-Halo-Myonen ermittelt werden.

Die Vorgehensweise bei dieser Kalibrationsmethode wird im Anhang A genauer beschrieben.

Strahl-Halo-Myonen:[78] Der Protonstrahl bei HERA wird durch ein Halo von Myonen, welche als Sekundärteilchen aus Kollisonen des Strahls mit Restgasmolekülen und Strahlkollimatoren erzeugt werden, begleitet. Diese Myonen können ähnlich wie die Teilchen der kosmischen Strahlung zum Energieabgleich der Zellen verwendet werden. Die mittlere rekonstruierte Energie hierbei beträgt 255 MeV (383 MeV). Die Ereignisse wurden in einer Periode aufgezeichnet, in welcher HERA nur mit Protonen gefüllt war. Der Trigger verlangt eine Energiedeposition im SpaCal in Koinzidenz mit Spuren im instrumentierten Eisen oder der BDC. Die endgültige Selektion der Ereignisse verschärft und verfeinert die Triggerbedingungen. Die Methode selber ist dadurch beschränkt, daß nicht alle Zellen in akzeptabler Zeit mit genügend hoher Statistik versorgt werden. Dies ist zum einen auf den Erzeugungsprozeß, zum anderen durch die Abschirmungen im Detektor zurückzuführen. 30% der Zellen konnten zum Vergleich mit den anderen Methoden herangezogen werden. Die Güte des Abgleichs der Zellen ist vergleichbar mit der Kalibration durch kosmische Teilchen.

Kinematisches Maximum: Diese Methode nutzt die tiefinelastisch gestreuten Elektronen zur Energiekalibration. Zwei verschiedene Methoden wurden verwendet:

1. Die Energiemittelwerte für alle Zellen der Cluster der Elektronkandidaten, deren Energie mindestens 2/3 der Clusterenergie beträgt, werden aufeinander abgeglichen.
2. Die Energiedeposition innerhalb einer $4 \cdot 4$ Auslesezellen großen Region, in welcher fast die gesamte Energie eines Elektrons deponiert wird, wird mittels einer *log-likelihood*-Anpassung an die Form des Energiespektrums einer Simulationsvorhersage angepaßt [79, 80]. Dies geschieht über die Variation der Kalibrationskonstanten der 16 verwendeten Auslesezellen.

Beide Methoden arbeiten zuverlässig, sind aber durch das $1/Q^4$-Verhalten des Wirkungsquerschnitts begrenzt. Dies limitiert die Ereignisrate im äußeren Bereich des

SpaCals und machte mit der in der Datennahmeperiode 1995 zur Verfügung stehenden Statistik die vollständige Kalibration unmöglich. Auch der hadronische Teil des SpaCals kann mit dieser Methode nicht kalibriert werden.

QED-Compton: Ereignisse der quasireellen QED-Compton-Streuung $ep \to ep\gamma$, bei welchen Elektron und Photon im SpaCal gemessen werden, können zur Bestimmung der absoluten Energieskala und der Linearität des elektromagnetischen SpaCals verwendet werden. Die Energiesumme aus Photon und Elektron entspricht der Strahlenergie. Desweiteren kann allein aus den gemessenen Streuwinkeln der beiden Teilchen deren Energie bestimmt werden. Mit dieser Methode lassen sich Einflüsse durch totes Material untersuchen, welche bei der Methode des kinematischen Maximums sehr stark auf der Vorhersage der Simulation beruhen [81]. Auf diesen Untersuchungen beruht eine globale Korrektur der Elektronenergie um $+1.5\%$ sowohl in den Daten, als auch in den Simulationen. Weiterhin ist der Bereich niedriger Energien durch diese Methode zugänglich, was beim kinematischen Maximum per definitionem nicht möglich ist.

Nach der Verifikation der Ergebnisse verschiedener Methoden wurden Kalibrationskonstanten berechnet und noch während der Datennahme über die Änderung der Hochspannung einzelner Zellen angewendet. Die dieser Analyse zugrunde liegenden Daten wurden nach der letzten Hochspannungsänderung aufgezeichnet. Nach der Weiterverarbeitung der Daten wurden erneut Kalibrationskonstanten mit der Methode des kinematischen Maximums bestimmt. Die so korrigierten Daten sind Grundlage der folgenden Analyse.

4.1.1 Korrektur von Inhomogenitäten im inneren Bereich

Wie in Abbildung 3.1 ersichtlich, ist durch den Austausch des BEMC durch das SpaCal der zugängliche kinematische Bereich deutlich erweitert worden. Dies ist insbesondere auf den inneren Bereich, das Insert, zurückzuführen. Schon in den Testmessungen bei der Entwicklung des SpaCals wurde klar, daß der Bereich der Zellgrenzen in bezug auf die Energierekonstruktion Probleme bereitet. Der Effekt wurde sowohl durch längere Faserbündel und damit größere Biegeradien ([82],[83]), als auch durch eine besonders sorgfältige Fertigungsweise verringert. Im inneren Bereich des SpaCals sind kleine Biegeradien allerdings zum Teil nicht zu vermeiden. Weiterhin ist durch den nachträglichen Einbau des Inserts in das fertig positionierte SpaCal mit größeren Toleranzen an den Zellgrenzen zu rechnen. In diesem Abschnitt soll daher die Ortsabhängigkeit der Energierekonstruktion in eben diesem Bereich genauer untersucht werden.

In Abbildung 4.1 ist oben die mittlere rekonstruierte Energie $\langle E \rangle$ des gestreuten Elektrons in $5 \cdot 5$ mm großen Ortsintervallen dargestellt. Die Elektronen wurden nach der beschriebenen Selektion für tiefinelastisch gestreute Elektronen ausgewählt, und der Ort wurde mit dem SpaCal, allerdings mit einem in diesem Bereich von Standardverfahren abweichenden Algorithmus [62] (siehe auch Anhang B), rekonstruiert. Die dünnen Linien deuten die Grenzen der Auslesezellen, der Kreis den Radius $R = 8.5$ cm an. Die durch dickere Linien begrenzten Flächen zeigen Bereiche mit offensichtlich zu gering rekonstruierter Energie. Für diese Bereiche soll jeweils ein Korrekturfaktor ermittelt werden. Hierzu wird der Mittelwert der in diesen Bereichen rekonstruierten Energiemittelwerten mit demjenigen der verbleibenden Ortsintervalle verglichen. Diese Vorgehensweise ist in Abbildung 4.1 im unteren Teil exemplarisch vedeutlicht. Dort ist, mit (0) gekennzeichnet, die Verteilung der Energiemittelwerte aller $5 \cdot 5$ mm Elemente innerhalb des eingezeichneten Quadrats mit Kantenlänge 24 cm gezeigt. Ausgenommen sind die zu korrigierenden Bereiche. Diese Verteilung wird mit denjenigen der Energiemittelwerte für die Bereiche (2) und (6) verglichen. Bei beiden ist der Mittelwert im Vergleich zu (0) zu niedrig. Aus dem Verhältnis der Mittelwerte ergibt sich die entsprechende Korrektur für den jeweiligen Bereich. Eine Liste der Korrekturen ist in Tabelle 4.1 zu finden. Abbildung 4.2 zeigt analog zu Abbildung 4.1 die Energiemittelwerte, diesmal nach der Korrektur. Die Homogenität hat sich wesentlich verbessert.

Bereich	Korrektur
1	1.046
2	1.048
3	1.023
4	1.046
5	1.021
6	1.027
7	1.024
8	1.035
9	1.014

Tabelle 4.1: *Ortsabhängige Energiekorrektur im Insert-Bereich.*

4.1.2 Radiale Energiekorrektur

Nach der Korrektur der Inhomogenitäten im inneren Bereich des SpaCals allein mit den Daten, soll nun die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation überprüft werden. Dazu wird zusätzlich zur Selektion der tiefinelastisch gestreuten Elektronen $0.005 < y_{JB} < 0.05$ gefordert. Durch diese Bedingung werden Ereignisse des kinematischen Maximums selektiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Dort zeigt das grau unterlegte Histogramm die resultierende Energieverteilung für die Simulation und das gekreuzte Histogramm diejenige für Daten[1] für verschiedene Radiusintervalle. Hierbei wurde der Radius mit der BDC bestimmt. Vor allem für $R < 9$ cm und $R > 15$ cm sind substantielle Abweichungen zwischen Daten und Simulation zu erkennen. Daher wurden Normalverteilungen an die gegebenen Verteilungen angepaßt und über deren Mittelwerte die in Tabelle 4.2 gegebenen Korrekturfaktoren berechnet. Das Ergebnis der Korrektur ist ebenfalls in Abbildung 4.3 als Daten mit Fehlerpunkten eingezeichnet. Um die Breite der Verteilungen in den Daten wiedergeben zu können, wurde die rekonstruierte Energie in der Simulation zusätzlich um 2% verschmiert. Damit wird

radialer Bereich	Korrektur
$8.5\,\text{cm} < R < 9\,\text{cm}$	1.025
$9\,\text{cm} < R < 10\,\text{cm}$	1.006
$10\,\text{cm} < R < 11\,\text{cm}$	1.006
$11\,\text{cm} < R < 12\,\text{cm}$	1.007
$12\,\text{cm} < R < 15\,\text{cm}$	1.012
$15\,\text{cm} < R < 20\,\text{cm}$	1.028
$20\,\text{cm} < R$	1.04

Tabelle 4.2: *Radiale Energiekorrektur.*

[1] Nach der im vorigen Abschnitt beschriebenen Homogenitätskorrektur.

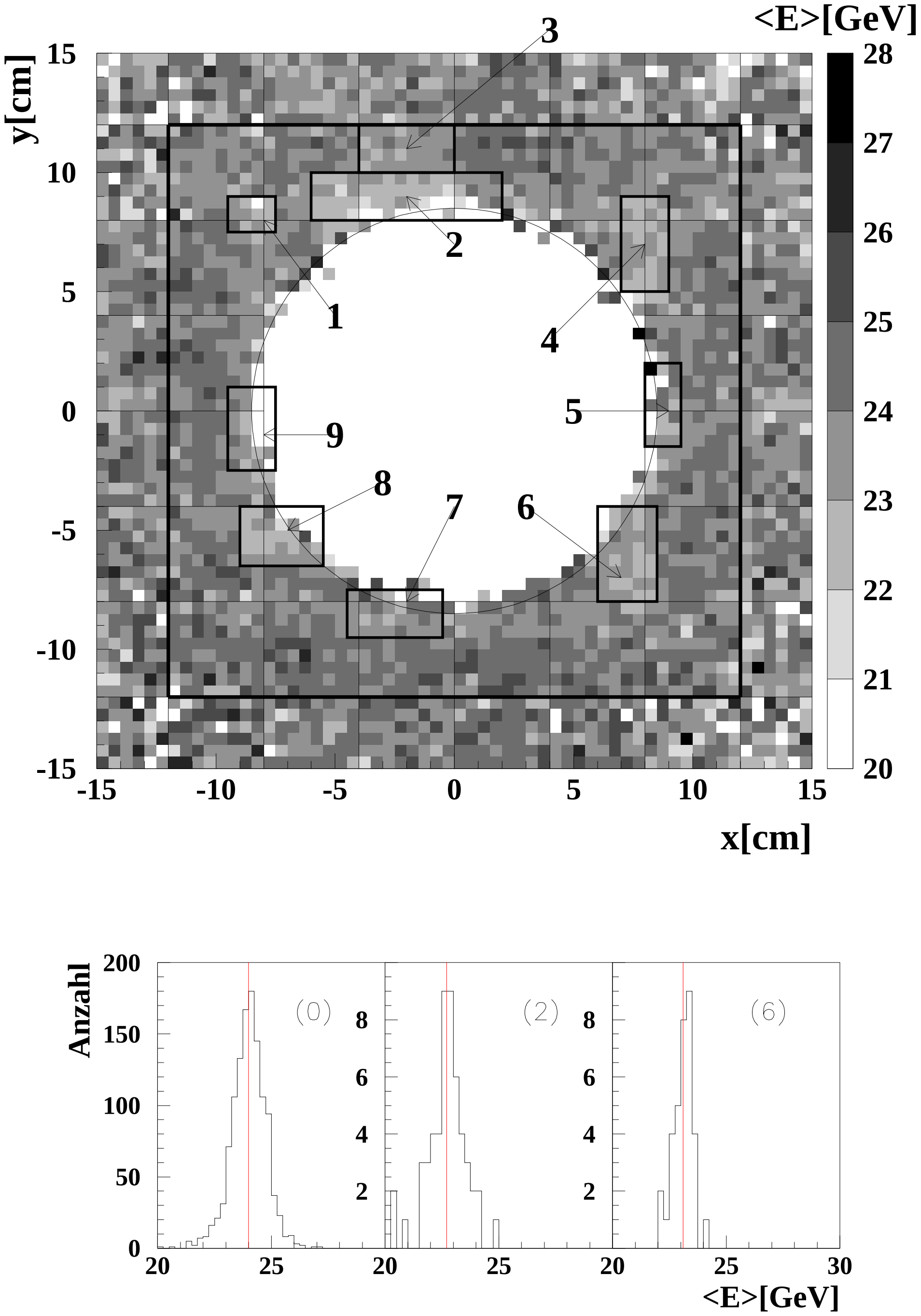


Abbildung 4.1: *Oben: Mittelwert der rekonstruierten Energie $\langle E \rangle$ im Insertbereich. Die dicken Linien kennzeichnen Bereiche mit verringerter rekonstruierter Energie. Unten: (0) Verteilung der mittleren Energie $\langle E \rangle$ innerhalb des großen Quadrats und außerhalb der zu korrigierenden Bereiche, (2) Verteilung von $\langle E \rangle$ in Bereich 2 und (6) in Bereich 6.*

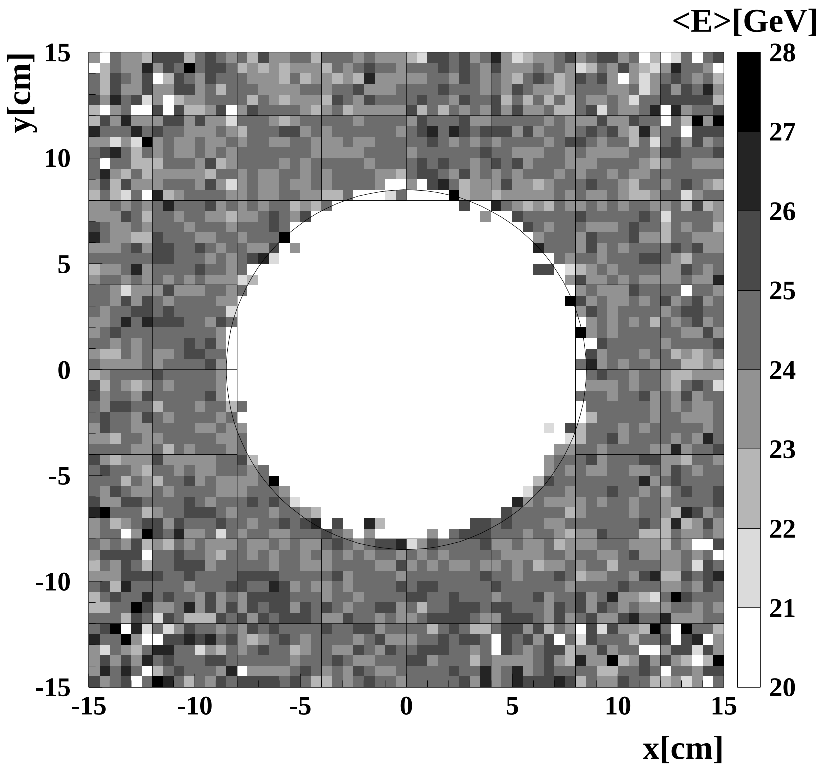


Abbildung 4.2: *Verteilung der Energiemittelwerte $\langle E \rangle$ im Insertbereich nach der ortsabhängigen Energiekorrektur.*

verbleibenden Unsicherheiten im Abgleich der einzelnen Zellen Rechnung getragen.

4.1.3 Abschätzung der verbleibenden Unsicherheit

Nach den Korrekturen ist die Beschreibung der Energieverteilung des kinematischen Maximums auf 1% genau. Der Effekt einer Abweichung um 1% ist in Abbildung 4.3 für das Intervall $12\,\mathrm{cm} < R < 15\,\mathrm{cm}$ zu sehen. Eine Analyse quasireeller QED-Compton Ereignisse hat gezeigt, daß die Energieunsicherheit bei kleinen Energien 2.5% beträgt [81]. Deshalb wird bei der folgenden Analyse für den systematischen Fehler der Elektronenergie ein linearer Abfall von 2.5% bei 7 GeV bis 1% bei 27.5 GeV verwendet.

4.2 Messung hadronischer Energie

Im folgenden wird die hadronische Energieskala der verwendeten Detektoren überprüft. Diese unterscheidet sich von der elektromagnetischen Skala, da aufschauernde Hadronen im allgemeinen weniger Energie deponieren. Detaillierter wird auf die SpaCal Kalorimeter

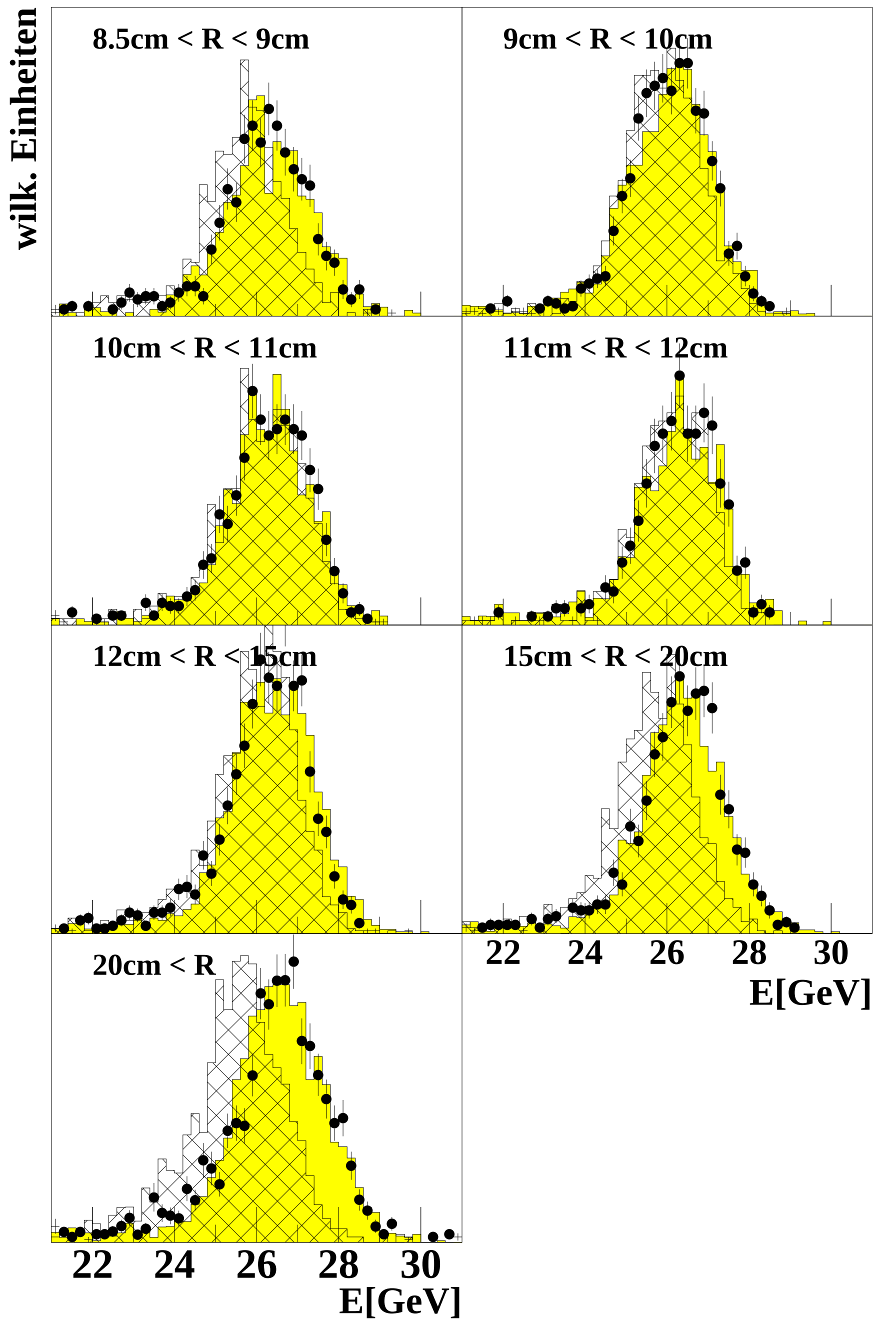


Abbildung 4.3: *Radiale Energiekorrektur mit Hilfe der Simulation. Gezeigt sind die mit der Elektron Selektion gefundenenen Ereignisse in den angegebenen Radiusintervallen. Zusätzlich wurde* $0.005 < y_{JB} < 0.05$ *gefordert. Das schattierte Histogramm stellt die Simulation, das gekreuzte die Daten ohne Korrektur da. Als Punkte mit Fehlerbalken sind die korrigierten Daten dargestellt.*

eingegangen. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation für LAr- und Spurinformation wird verifiziert.

4.2.1 SpaCal

Die Zellen des elektromagnetischen SpaCals wurden mit Hilfe der vorgestellten Methoden untereinander abgeglichen und auf die elektromagnetische Energieskala geeicht. Für die hadronische Sektion des SpaCals sind allerdings nur die Methoden der kosmischen Myonen und der Strahl-Halo-Myonen anwendbar. Wie zuvor schon erwähnt, liefern beide Methoden keine gute Möglichkeit zur Bestimmung der absoluten Energieskala. Diese soll mit Hilfe des vollständigen Datensatzes überprüft werden.

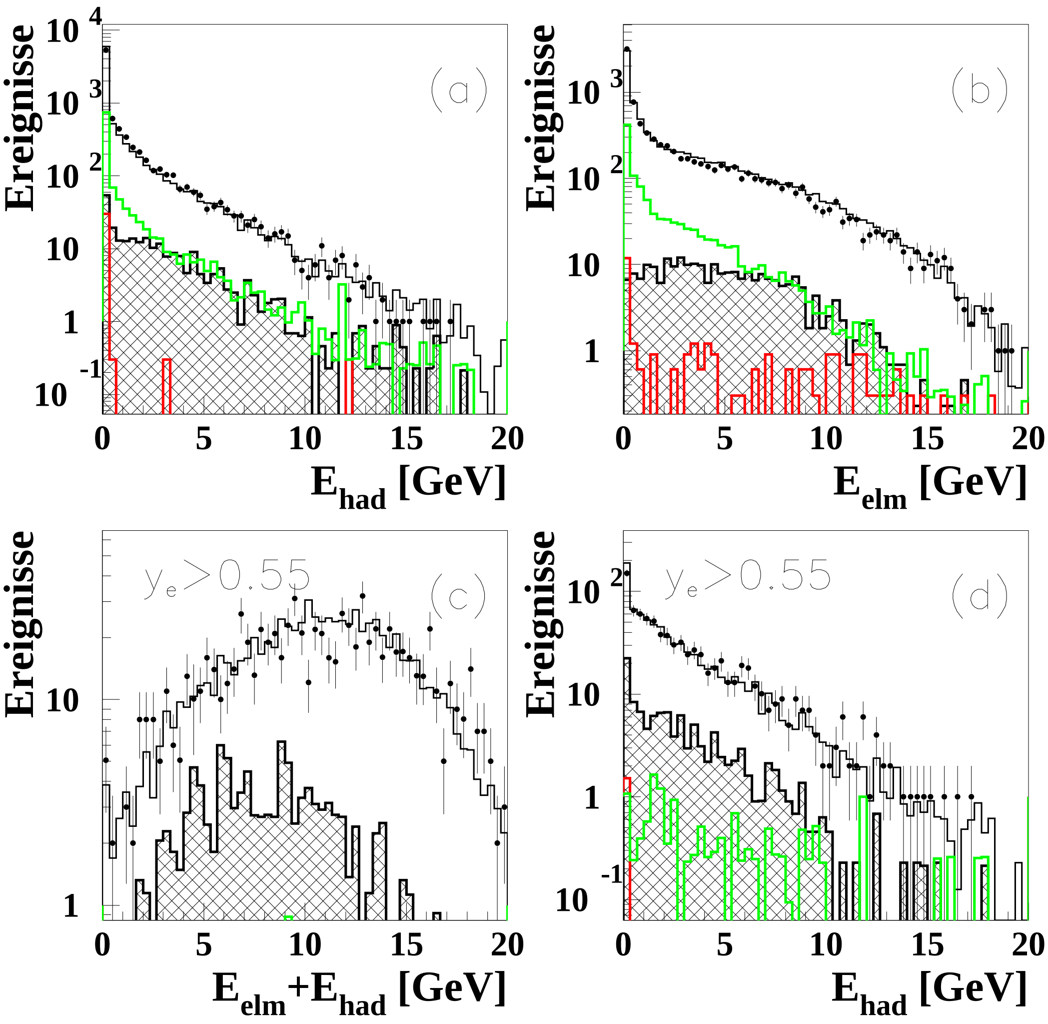


Abbildung 4.4: *Überprüfung der Kalibrierung der hadronischen Engergieskala des SpaCals mit LRG-Ereignissen. Gezeigt ist die rekonstruierte Energie der SpaCals für verschiedene kinematische Schnitte. (a) zeigt die Energie E_{had} im hadronischen SpaCal und (b) die Energie im elektromagnetischen SpaCal. Unter der zusätzlichen Forderung von $y_e > 0.55$ zeigt (c) die Energieverteilung aus der Summe der beiden SpaCals und (d) die Energie E_{had}. Die Daten sind als Punkte dargestellt. Diese werden mit einer Simulation verglichen. Auf die Zusammensetzung der Simulation wird im Text näher eingegangen.*

Für diese Untersuchungen wurde die vollständige Selektion der LRG-Ereignisse gewählt. Die folgenden Abbildungen zeigen Vergleiche von Daten und Simulation. Dabei sind die Daten jeweils als Punkte mit Fehlerbalken eingezeichnet. Als Simulation wird eine in Kapitel 5.4 näher beschriebene Mischung aus verschiedenen Simulationsprogrammen verwendet, welche durch die dunkle, durchgezogene Linie repräsentiert wird. Der Anteil der Vektormesonen ist durch die hellgraue Linie kenntlich gemacht. Das gekreuzte Histogramm zeigt den Anteil an Photoproduktionsprozessen. Der Anteil von QED-Compton Ereignissen ist nicht zu erkennen. Die restlichen Ereignisse sind diffraktive Ereignisse mit $M_X > 1.1\,\mathrm{GeV}$. In Abbildung 4.4 sind in (a) und (b) die Energie in der hadronischen, bzw. der elektromagnetischen Sektion des SpaCals gezeigt. In (c) und (d) derselben Abbildung wurde zusätzlich $y_e > 0.55$ gefordert. Dieser kinematische Schnitt verlangt einen hohen Energieübertrag an das Proton und zwingt damit den hadronischen Endzustand in Rückwärtsrichtung. Damit werden Ereignisse mit hoher hadronischer Aktivität in dieser Richtung angereichert. (c) zeigt die Summe der Energie der hadronischen und der elektromagnetischen Sektion und (d) allein diejenige der elektromagnetischen. Die Verteilungen stimmen sehr gut zwischen Daten und Simulation überein.

Abbildung 4.5 zeigt das Verhältnis von y_{JB} und y_e. y_{JB} wird allein aus dem hadronischen Endzustand gewonnen und mit y_e verglichen, welches allein aus dem Elektron und dementsprechend aus kalibrierten Größen bestimmt wird. (a) in der Abbildung zeigt das Verhältnis für alle LRG-Ereignisse, (b) für diejenigen mit $y_e > 0.4$. Wiederum sind Daten und Simulation in sehr guter Übereinstimmung. In (b) ist der Mittelwert bei 0.958 ± 0.006. Die verbleibende Abweichung zu 1.0 wird aufgrund der Breite der Verteilung nicht korrigiert.

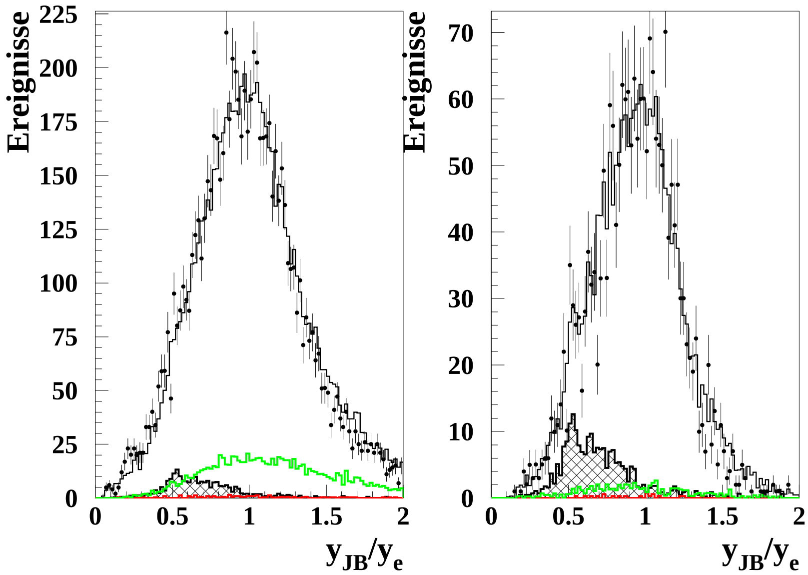


Abbildung 4.5: *Verhältnis von y_{JB} zu y_e für (a) alle selektierten LRG-Ereignisse und (b) für diejenigen mit $y_e > 0.4$. Die Daten sind als Punkte, die Simulation als Histogramm dargestellt. Auf die Zusammensetzung der Simulation wird im Text näher eingegangen.*

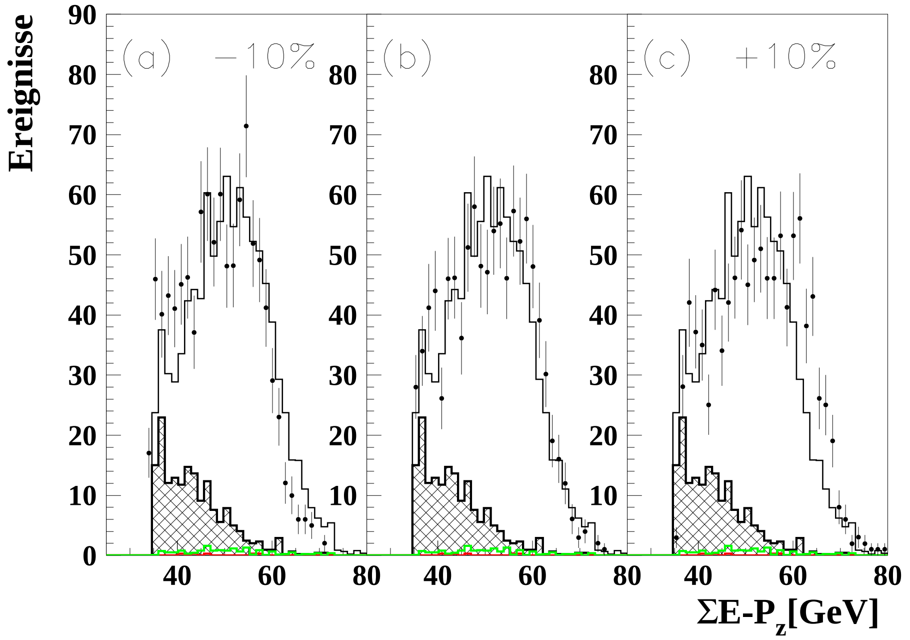


Abbildung 4.6: $\sum(E - p_z)$ *für LRG-Ereignisse mit* $y_e > 0.55$. *In (a) und (c) wurde die Energieskala der SpaCals um -10% bzw. +10% variiert. Die Daten sind als Punkte, die Simulation als Histogramm dargestellt. Auf die Zusammensetzung der Simulation wird im Text näher eingegangen.*

Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit der hadronischen Energieskala des SpaCals ist in Abbildung 4.6 die Verteilung der Größe $\sum(E-p_z)$ für $y_e > 0.55$ gezeigt. Hierbei wurde in (a) die hadronische Energieskala der beiden Kalorimeter um 10% verringert und in (c) um 10% erhöht. In (b) ist die Verteilung ohne weitere Variation gezeigt. Aus diesem Vergleich ist ersichtlich, daß eine Unsicherheit von 10% angemessen ist.

4.2.2 Überprüfung der Beschreibung der LAr- und Spurkammerinformationen

Die Energieskala der Spurkammern und des LAr-Kalorimeters waren schon sehr häufig Gegenstand von detaillierten Untersuchungen. Daher soll an dieser Stelle nur die Beschreibung der Daten durch die Simulation überprüft werden. Zu diesem Zweck ist in Abbildung 4.7 das Verhältnis von y_{JB}/y_e als Funktion von y_e für LRG-Ereignisse gezeigt. Dabei wurde y_{JB} einmal nur mit Informationen aus dem LAr und einmal nur aus den Spurkammerinformationen berechnet. Die Daten (Punkte) sind mit der Simulation (Histogramm) verglichen und zeigen akzeptable Übereinstimmung. Die verbleibende Diskrepanz vor allem im Bereich $0.2 < y_e < 0.35$ wird im systematischen Fehler berücksichtigt.

Als Unsicherheit der Energieskalen werden 4% für die Energiemessung des LAr [84] und 5% für die Spurinformationen angenommen [38].

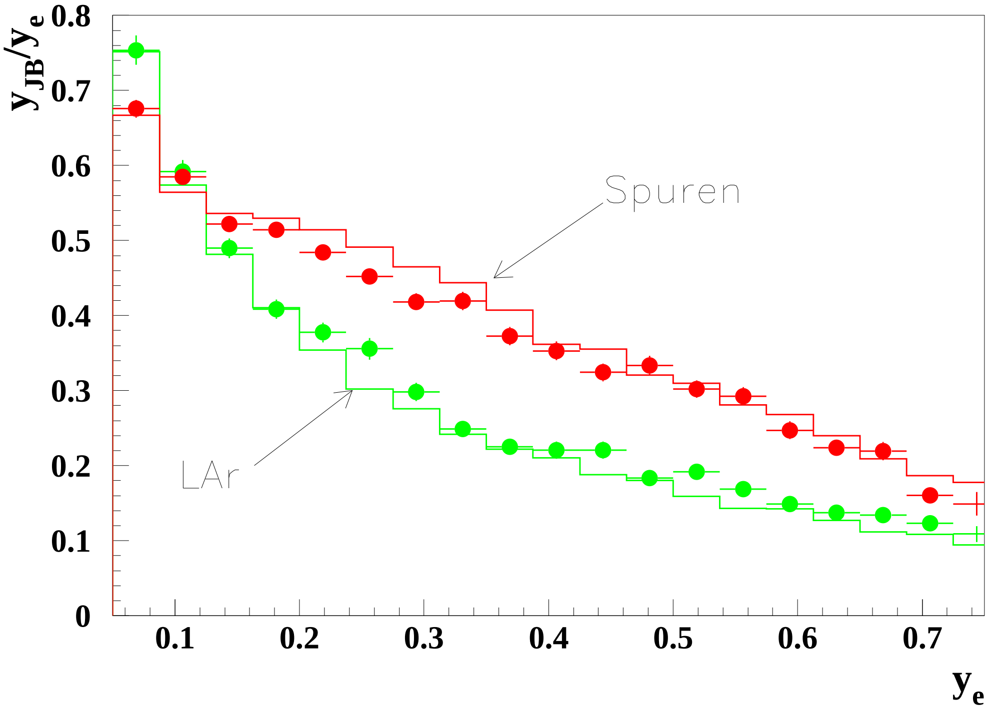


Abbildung 4.7: *Verhältnis von y_{JB}^{det} zu y_e für LRG-Ereignisse, wobei y_{JB}^{det} nur aus den Informationen des angegebenen Detektors bestimmt wurde, für Daten und Simulation.*

Kapitel 5

Bestimmung von $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$

Nach der Beschreibung der Ereignis- und Datensatzselektion in Kapitel 3 sowie der Überprüfung der Kalibration in Kapitel 4 soll nun die eigentliche Messung der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ vorgestellt werden. Nach der genauen Definition der Meßgröße wird auf jede für die Berechnung notwendigen Größen eingegangen.

5.1 Definition des Wirkungsquerschnitts

Wie in Kapitel 1 gezeigt wurde, kann analog zur Protonstrukturfunktion F_2 die diffraktive Strukturfunktion $F_2^{D(4)}(Q^2, \beta, x_{I\!P}, t)$ über einen vierfach differentiellen Wirkungsquerschnitt definiert werden (siehe Gleichung 1.8). Da für den in dieser Arbeit analysierten Datensatz die Variable t nicht direkt meßbar ist, wird über diese integriert. Das Ergebnis ist der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt (Gleichung 1.9)

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma^D_{ep\to e'XY}}{\mathrm{d}\beta \mathrm{d}Q^2 \mathrm{d}x_{I\!P}} = \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^4}(1 - y + \frac{y^2}{2(1+R^D_{F_L})}) \cdot F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$$

oder nach einer Variablentransformation[1] $x_{I\!P} = \frac{x}{\beta}$

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma^D_{ep\to e'XY}}{\mathrm{d}\beta \mathrm{d}Q^2 \mathrm{d}x} = \frac{4\pi\alpha^2}{\beta^2 Q^4}(1 - y + \frac{y^2}{2(1+R^D_{F_L})}) \cdot F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x). \tag{5.1}$$

Es ist offensichtlich, daß aufgrund der nicht vollständigen Überdeckung des gesamten Vorwärtsbereichs und durch Ineffizienzen in der Selektion der LRG-Ereignisse neben den elastisch gestreuten Protonen auch niedrige Massenzustände der Protondissoziation akzeptiert werden. Andererseits erreichen elastisch gestreute Protonen ab einem Impulsübertrag von $|t| \approx 0.3\,\mathrm{GeV}^2$ direkt den Proton-Remnant-Tagger (PRT) und haben somit eine Chance, von der Selektion verworfen zu werden.

[1] Die Messung der Größe x ist mit höherer Genauigkeit möglich.

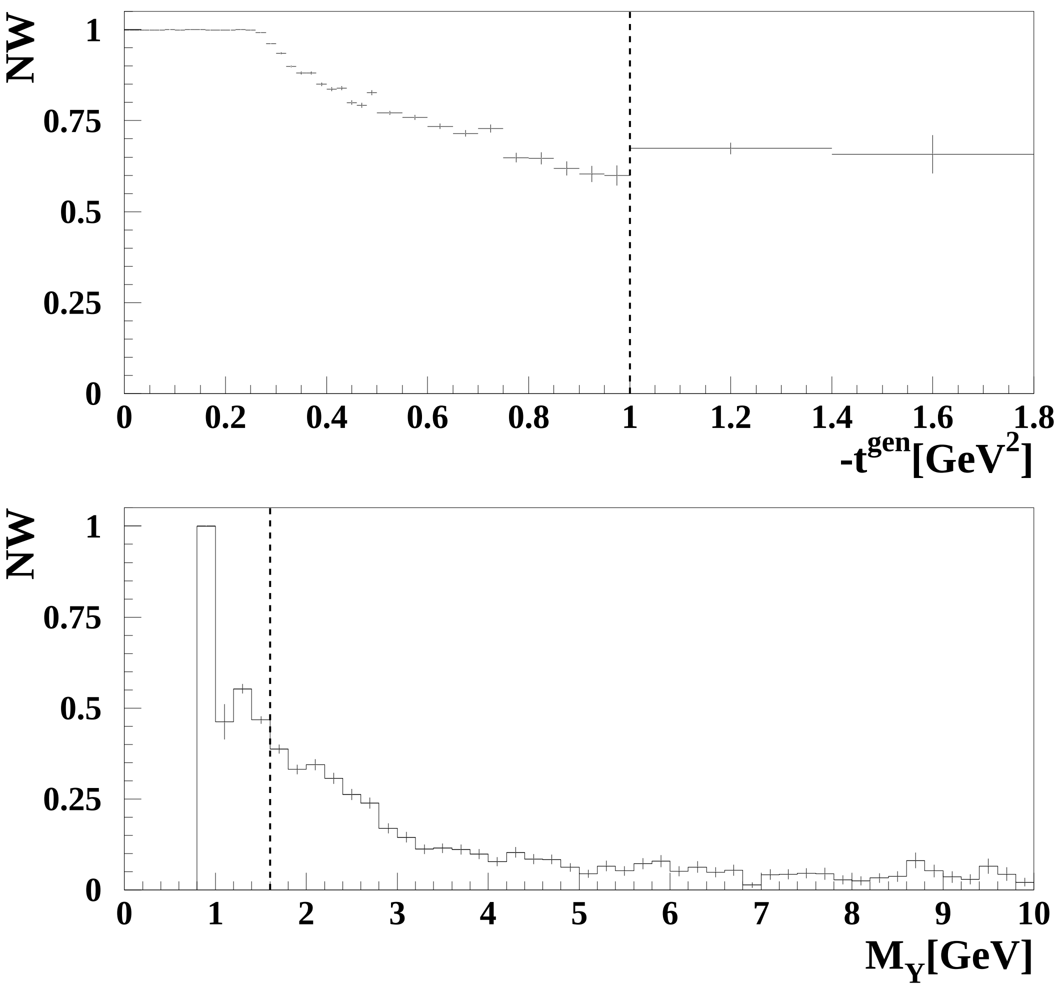


Abbildung 5.1: *Anteil der Ereignisse, welche die Selektion der LRG-Ereignisse überstehen als Funktion des generierten Viererimpulsübertrags am Protonvertex t_{gen} (oben) und als Funktion der invarianten Masse des angeregten Systems M_Y (unten).*

In Abbildung 5.1 ist die Wahrscheinlichkeit NW gezeigt, daß diffraktiv gestreute Protonen die Analyseschnitte auf die Vorwärtsdetektoren (siehe Tabelle 3.3) überstehen. Im oberen Teil der Abbildung ist NW als Funktion des generierten Viererimpulsübertrags t^{gen} am Protonvertex und im unteren Teil für eine Mischung aus diffraktiv gestreuten und Protondissoziationsereignissen als Funktion der am Protonvertex erzeugten Masse M_Y dargestellt.

Diffraktiv gestreute Protonen oder ihre Wechselwirkungsprodukte mit der Strahlröhre erreichen ab $-t = 0.26\,\mathrm{GeV}^2$ den PRT. Für $-t > 0.26\,\mathrm{GeV}^2$ besteht keine vollständige Rejektion der Ereignisse, da nicht alle Lagen des PRT genutzt werden. Man kann versuchen, diesen Schwellenwert für t über die gegebene Geometrie abzuschätzen: Die Strahlröhre hat bei $z = 2400\,\mathrm{cm}$, wo der PRT positioniert ist, einen minimalen Radius von $R_{min} = 3.3\,\mathrm{cm}$. Damit ergibt sich für die Protonen zum Erreichen des PRT ein minimaler Transversalimpuls von $P'_{t,min} = \frac{3.3\,\text{cm}}{2400\,\text{cm}} \cdot 820\,\text{GeV} = 1.1\,\text{GeV}$. Das Quadrat des Transversalimpulses P'^2_t entspricht in guter Näherung[2] $-t$. Aus geometrischen Betrachtungen erwartet man den Abfall der Nachweiswahrscheinlichkeit NW also erst bei größeren Werten von $P'^2_t \approx -t = 1.21\,\text{GeV}^2$ als in der Simulation. Die Diskrepanz läßt vermuten, daß verbleibende Einflüsse der Magnetstruktur nicht vernachlässigt werden dürfen.

Für $|t| > 0.6\,\text{GeV}$ ist es aufgrund des mit $\sim e^{-6t}$ steil abfallenden Spektrums nahezu unwesentlich, wo der Schnitt zur Definition des Wirkungsquerschnitts gewählt wird, da die Ereignisrate für hohe $|t|$ hochgradig unterdrückt ist. Der Schnitt wird, Referenz [38] folgend, bei $|t| = 1.0\,\text{GeV}^2$ gewählt.

Bei der Betrachtung der Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Masse M_Y ist ein steiler Abfall von nahezu $NW = 100\%$ für elastisch gestreute Protonen auf $NW = 10\%$ bei $M_Y = 3.5\,\text{GeV}$ zu erkennen. Ein Schnitt bei $M_Y = 1.6\,\text{GeV}$ teilt das untere Histogramm aus Abbildung 5.1 in zwei Teile mit ungefähr gleichen Flächen.

Da eine Korrektur auf den elastischen Wirkungsquerschnitt aufgrund der Extrapolation durch den Bereich der Resonanzen mit großen Unsicherheiten behaftet ist, soll die Messung durch die experimentellen Gegebenheiten definiert werden. Daher wird der Wirkungsquerschnitt für $M_Y < 1.6\,\text{GeV}$ und $|t| < 1.0\,\text{GeV}^2$ bestimmt. Die nötige Korrektur und der entsprechende Fehler werden im folgenden berechnet.

Zur Bestimmung der Korrektur des Wirkungsquerschnitts wurde der in Abschnitt 1.4.2 beschriebene Generator DIFFVM im Protondissoziationsmodus benutzt. Die beiden verwendeten Fragmentationsmodelle werden mit *Modell A* für das Lund-Fragmentations-Schema und mit *Modell B* für den isotropen Phasenraumzerfall bezeichnet.

Bestimmt wurden jeweils

- die Anzahl der generierten Ereignisse (N_{gen}),
- die Zahl der Ereignisse, welche zum Wirkungsquerschnitt mit $M_Y < 1.6\,\text{GeV}$ und $|t| < 1.0\,\text{GeV}^2$ gehören und dennoch durch die Selektionsschnitte verworfen wurden (N_{rej}) und
- die Zahl der Ereignisse, die außerhalb des Wirkungsquerschnitts mit $M_Y < 1.6\,\text{GeV}$ und $|t| < 1.0\,\text{GeV}^2$ generiert wurden und dennoch durch die Selektionsschnitte nicht verworfen wurden (N_{acc}).

Die Differenz $\Delta = N_{rej} - N_{acc}$ gibt die absolute Zahl der Ereignisse an, welche zuviel oder zuwenig registriert wurden.

[2]

$$t = (p - p')^2 \;=\; \underbrace{(E - E')^2}_{\approx 0} - \underbrace{(\vec{P}_l - \vec{P}'_l)^2}_{\approx 0} - \underbrace{(\vec{P}_t - \vec{P}'_t)^2}_{\approx P'^2_t} \approx -P'^2_t$$

	Modell A			Modell B			Mittel
	N_{rej}^A	N_{acc}^A	$C_\sigma^A[\%]$	N_{rej}^B	N_{acc}^B	$C_\sigma^B[\%]$	$C_\sigma[\%]$
V=1.0	1867	3082	-2.15	1239	1424	-0.46	**-1.31**
V=0.5			-2.87			-0.61	
V=2.0			-1.43			-0.31	
FMD +10%	2273	2474	-0.36	1494	1128	0.91	0.28
FMD -10%	1826	3602	-3.15	1202	1836	-1.57	-2.36
PRT +20%	2225	2448	-0.39	1516	1148	0.91	0.26
PRT -20%	1647	3786	-3.79	1071	1807	-1.82	-2.81
E_{Plug} +20%	1867	3043	-2.08	1241	1415	-0.43	-1.26
E_{Plug} -20%	1865	3120	-2.22	1239	1431	-0.48	-1.35

Tabelle 5.1: *Anzahl der fälschlicherweise verworfenen N_{rej} und der fälschlicherweise akzeptierten Ereignisse N_{acc} für die im Text genannten Fragmentationsmodelle A und B. Die Zahlen sind für die unterschiedlichen Szenarien systematischer Unsicherheiten bestimmt worden. Die daraus folgende Korrektur des Wirkungsquerschnitts C_σ ist ebenfalls aufgeführt.*

Die notwendige Korrektur auf den Wirkungsquerschnitt berechnet sich dann aus:

$$C_\sigma = \frac{\Delta}{N_{gen}^{p-diss.} + N_{gen}^{elas.}} = \frac{\Delta}{N_{gen}^{p-diss.} + V \cdot N_{gen}^{p-diss.}}$$

Ist das Verhältnis V zwischen Protondissoziation und elastischer Streuung bekannt, läßt sich die Korrektur bestimmen.

In Tabelle 5.1 sind N_{rej}, N_{acc} und C_σ für die beiden Fragmentationsmodelle und für unterschiedliche Verhältnisse V zwischen elastischer Streuung und Protondissoziaton von $V = 0.5, 1.0, 2.0$ aufgelistet [75, 85]. Hierbei wurden $N_{gen}^A = 28232$ und $N_{gen}^B = 20183$ Ereignisse verwendet. Weiterhin sind die Werte für systematische Fehlerquellen bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts aufgeführt. Hierbei wurde eine Unsicherheit der FMD-Effizienz von 10%, der PRT-Effizienz von 20% und eine Unsicherheit in der Energieskala des Plug-Kalorimeters von 20% angenommen. Die Begründung dieser Werte ist in Abschnitt 5.5.4 gegeben.

Als Zentralwert der Korrektur wird der Mittelwert zwischen den Korrekturen für die Modelle A und B bei $V = 1.0$ angenommen. Als systematischer Fehler für das Verhältnis V wird die Differenz zur größten Abweichung vom Zentralwert angenommen. Quadratisch addiert werden hierzu die Abweichungen der Mittelwerte C_σ für die einzelnen systematischen Unsicherheiten zum Zentralwert. Es ergibt sich eine Korrektur von $\boxed{C_\sigma = (-1.31 \pm^{2.45}_{2.41})\%}$.

Eine analoge Bestimmung einer Korrektur auf den elastischen Wirkungsquerschnitt ergibt $C_{\sigma_{elas.}} = -8 \pm 5\%$, berücksichtigt dabei aber keine Unsicherheiten im Wissen über die Resonanzen.

5.2 Messung des Wirkungsquerschnitts

Der zu messende dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt wurde in Abschnitt 5.1 definiert. Zu seiner Messung wird folgender Zusammenhang ausgenutzt

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma^D_{ep\to e'XY}}{\mathrm{d}\beta\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}x} = \frac{N - N_{UG}}{\int \mathcal{L}\mathrm{d}t} \cdot \frac{1}{A} \cdot \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{1}{BCC} \cdot \frac{1}{vol} \cdot R_{rad}. \tag{5.2}$$

Hierbei gilt:

N ist die Anzahl der gemessenen Ereignisse im jeweiligen Q^2-β-x-Intervall.

N_{UG} ist die Anzahl der erwarteten Ereignisse aus Untergrundprozessen.

$\int \mathcal{L}\mathrm{d}t$ ist die dem Datensatz zugrunde liegende integrierte Luminosität.

A ist die die *Migrationen berücksichtigende Akzeptanz*. Sie ist definiert als Anzahl der in einem gegebenen Intervall rekonstruierten Ereignisse dividiert durch die Anzahl der in diesem Intervall generierten Ereignisse $A = \frac{N^{rec}}{N^{gen}}$. Diese Größe berücksichtigt die Meßungenauigkeiten und daraus folgende Verschmierungen. Ereignisse migrieren aus ihren Intervallen in andere oder werden gar nicht erst nachgewiesen. Die Größe A wird mit Hilfe von Simulationsrechnungen bestimmt. Dabei ist es wesentlich, daß diese Simulationen die Daten hinreichend gut beschreiben (siehe Abschnitt 5.4 und 5.6).

ϵ Als Effizienzen werden alle nicht von der Simulation wiedergegebenen Aspekte der Daten zusammengefaßt (siehe Abschnitt 5.5).

BCC sind die sogenannten Zentralwertkorrekturen oder *bin centre corrections*. Sie korrigieren den gemessenen Mittelwert des Wirkungsquerschnitts auf die angenommenen Zentralwerte der Intervalle (siehe Tabelle 5.2 und Abschnitt 5.7). Diese angenommenen Zentralwerte entsprechen nicht immer den tatsächlichen Zentralwerten.

vol ist das Volumen $vol = \Delta Q^2 \cdot \Delta\beta \cdot \Delta x$ des gemessenen Intervalls.

R_{rad} sind die Strahlungskorrekturen. Sie korrigieren den gemessenen Wirkungsquerschnitt auf das Born-Niveau (siehe Abschnitt 5.8).

Die Messung wird differentiell in der Bjorken-Skalenvariablen x anstelle von $x_{I\!P}$ durchgeführt, da diese mit einer besseren Auflösung meßbar ist. Die Transformation nach $x_{I\!P}$ ist für jedes Intervall mittels $x = \beta \cdot x_{I\!P}$ möglich. Zu Vergleichszwecken wird $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ allerdings auch direkt in $x_{I\!P}$-Intervallen gemessen.

In den nun folgenden Abschnitten werden die in Gleichung 5.2 eingehenden Größen näher betrachtet und bestimmt.

5.3 Auswahl der Q^2-β-x-Intervalle

Bei der Auswahl der Q^2-β-x-Intervalle sind zwei gegenläufige Tendenzen zu berücksichtigen. Zunächst ist es erwünscht, möglichst kleine Intervalle und damit ein feines Gitter im kinematischen Raum zu haben. Je kleiner die Intervalle jedoch werden, desto geringer wird bei gegebener integrierter Luminosität die Zahl der Ereignisse in den Intervallen. Desweiteren verringert sich die Zahl der in die Intervalle gehörenden Ereignisse wegen des begrenzten Auflösungsvermögens der Messung der einzelnen Variablen. Dies führt zu Migrationen; das heißt, Ereignisse werden nicht dem richtigen Intervall zugeordnet.

Q^2[GeV]			$\log(x)$			β		
$-$	$+$	zent	$-$	$+$	zent	$-$	$+$	zent
0.3	0.6	0.4	-6.0	-5.5	-5.75	0.0005	0.005	0.001
0.6	1.0	0.8	-5.5	-5.0	-5.25	0.005	0.023	0.01
1.0	1.333	1.166	-5.0	-4.5	-4.75	0.023	0.07	0.04
1.333	2.0	1.5	-4.5	-4.0	-4.25	0.07	0.14	0.1
2.0	3.162	2.5	-4.0	-3.5	-3.75	0.14	0.3	0.2
3.162	4.217	3.5	-3.5	-3.0	-3.25	0.3	0.5	0.4
4.217	6.25	5.0	-3.0	-2.5	-2.75	0.5	0.8	0.65
6.25	12.0	8.5	-2.5	-2.0	-2.25	0.8	1.0	0.9
12.0	30.0	20.0	-2.0	-1.5	-1.75			
30.0	70.0	50.0	-1.5	-1.0	-1.25			

Tabelle 5.2: *Unterteilung des kinematischen Raums in Intervalle. Angegeben sind die Intervallgrenzen und die angenommenen Zentralwerte der Intervalle.*

Die Unterteilung der Intervalle in β wurde aus [38] übernommen und ermöglicht somit einen direkten Vergleich. Diejenigen in Q^2 und x wurden so gewählt, daß die Reinheit in den Intervallen hinreichend groß ist (siehe Abschnitt 5.6). Die Intervallgrenzen und angenommenen Mittelwerte sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

5.4 Simulationsrechnungen

In diesem Abschnitt wird die Verwendung der für die Analyse benutzten Simulationsrechnungen beschrieben. Sie werden zur Berechnung der Akzeptanz A und des Untergrundbeitrages N_{UG} benötigt. Für beide Zwecke ist die relative Normierung der Beiträge der einzelnen Simulationsrechnungen wesentlich. In Tabelle 5.3 sind Informationen über die zur Verfügung stehenden Simulationsrechnungen zusammengefaßt.

5.4.1 Zusammensetzung der Simulation des Signalprozesses

Als Generatoren für den Signalprozeß werden die in Abschnitt 1.4 genauer beschriebenen Programme RapGap und DIFFVM benutzt. Mit RapGap werden Ereignisse mit

Simulation	Ereignisse	$\mathcal{L}[\mathrm{nb}^{-1}]$
RapGap (PS)	919604	926.7
RapGap (CDM)	944593	926.7
DIFFVM-ρ	70000	692.2
DIFFVM-ω	49188	1836
DIFFVM-ϕ	40445	3665
PHOJET	259560	405.0
DJANGO	290451	211.3
COM200	10000	379.7
DIFFVM p-diss (A)	28981	–
DIFFVM p-diss (B)	20352	–

Tabelle 5.3: *Zusammenfassung aller in dieser Arbeit benutzten Simulationensrechnungen. Für den Generator RapGap stehen zwei unterschiedliche Fragmentationsmodelle zur Verfügung. Zum einen das in ARIADNE implementierte Farbdipolmodell (CDM) und zum anderen die in LEPTO implementierten Partonschauer (PS). Für die Protondissoziation gibt es ebenfalls zwei Modelle: Der Zerfall des angeregten Systems X wird im Modell (A) über das Lund-Fragmentations-Schema und im Modell (B) über einen isotropen Phasenraumzerfall berechnet. Details zu den Generatoren finden sich in Abschnitt 1.4. Die Luminosität ist mit der Luminosität der Daten von $\mathcal{L} = 115\,nb^{-1}$ zu vergleichen.*

$M_X > 1.1\,\mathrm{GeV}$ modelliert, mit DIFFVM die Vektormesonen ρ, ω und ϕ. Solange es nicht explizit anders angegeben wird, wird in dieser Arbeit RapGap mit Partonschauern als Fragmentationsmodell verwendet.

Die relative Normierung der Vektormesonen (ρ, ω, ϕ) untereinander wird durch den vom Generator gelieferten Wirkungsquerschnitt gegeben. Die relative Normierung der simulierten Vektormesonen zu den Daten wird durch eine Anpassung an die Datenpunkte bei kleinen M_X bestimmt. Abbildung 5.2 zeigt hierfür die rekonstruierte Masse M_X. Bei kleinen M_X ist der als helle Linie gekennzeichnete Beitrag der Vektormesonen dominant. Das durch die schwarze Linie gegebene Histogramm ist die Summe der durch die Generatoren DIFFVM, RapGap, PHOJET und COM200 [86] gelieferten Ereignisse. Der Beitrag der mit PHOJET generierten Ereignisse ist als gekreuztes Histogramm eingezeichnet[3]. Der winzige Beitrag der durch den Generator COM200 modellierten QED-Comptonereignisse ist bei $M_X \approx 0.3\,\mathrm{GeV}$ als hellgraue Linie ersichtlich. Die relative Normierung der mit den Generatoren PHOJET und COM200 modellierten Ereignisse wird in den folgenden beiden Kapiteln untersucht, diejenige der mit RapGap generierten Ereignisse gelang durch die Anpassung an die Daten bei $M_X > 2\,\mathrm{GeV}$.

[3]Diese Darstellung wird, soweit nicht explizit anders beschrieben, auch in den folgenden Abbildungen verwendet.

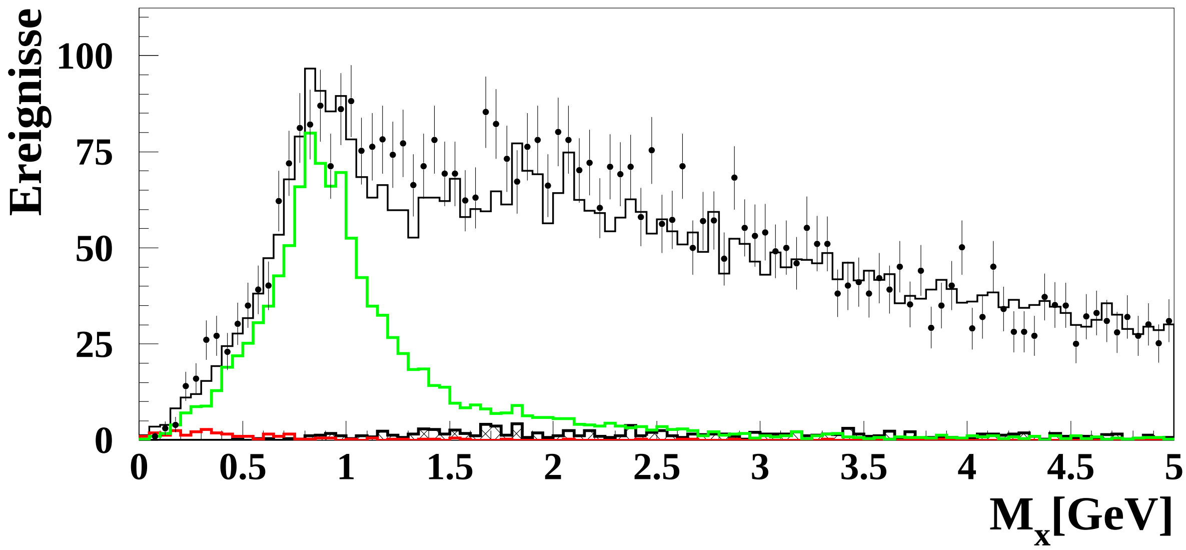
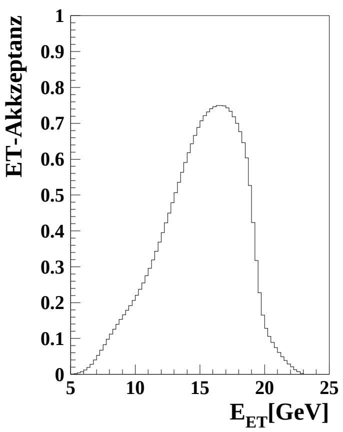


Abbildung 5.2: *Verteilung der invarianten Masse M_X des hadronischen Endzustandes. Bei kleinen M_X ist der Beitrag der Vektormesonen (ρ, ω, ϕ) ersichtlich. Bei großen M_X dominiert der mit RapGap modellierte Anteil. Das gekreuzt markierte Histogramm zeigt den mit PHOJET generierten Anteil von Photoproduktion. Bei $M_X \approx 0.3\,GeV$ ist der Anteil der QED-Compton-Streuung zu erkennen. Die Daten sind als Punkte eingezeichnet.*

5.4.2 Bestimmung des Untergrundes N_{UG}

Photoproduktion

Die Zahl der zu subtrahierenden Photoproduktionsereignisse wird mit Hilfe des Generators PHOJET bestimmt. Zur Normierung von PHOJET wird der vom Generator gelieferte Wirkungsquerschnitt verwendet. Diese Wahl wird mit zwei unterschiedlichen Methoden verifiziert.



Bei einem Teil der Photoproduktionsereignisse, bei welchen das Elektron den Hauptdetektor durch die Strahlröhre verläßt, kann dies im Elektrondetektor (ED) des Luminositätssystems nachgewiesen werden. Diese Ereignisse werden *tagged* Ereignisse genannt. Der Akzeptanzbereich des ED als Funktion der Elektronenergie ist in der nebenstehenden Abbildung gezeigt [72]. Da der ED nicht in die Detektorsimulation eingebunden ist, wird seine Akzeptanz wie in der Abbildung gezeigt parametrisiert. Die Energieauflösung des ED wird durch die Verschmierung der Energie des gestreuten Elektrons mit einer Normalverteilung einer Breite von 15% parametrisiert [60].

Selektiert werden LRG-Ereignisse mit der zusätzlichen Forderung nach einer rekonstruierten Energie im ED zwischen $5 < E_{etag} < 17\,\mathrm{GeV}$. Um die zur Luminositätsmessung verwendeten Bethe-Heitler-Ereignisse auszuschließen, wird mit der Forderung $E_{PD} < 2\,\mathrm{GeV}$ zusätzlich verlangt, daß keine Energie im Photondetektor gemessen wird. Für die so selektierten Ereignisse ist in Abbildung 5.3 die Energie E_{etag} im ED (a), die Energie der Elektronkandidaten E_e im SpaCal (b) und der Streuwinkel θ_e der Elektronkandidaten (c) gezeigt. Wieder entsprechen die Punkte den Daten und das gekreuzte Histogramm der PHOJET-Simulation. In der Simulation werden 35.5 Ereignisse erwartet, in den Daten finden sich nur 21 Ereignisse. Die Übereinstimmung ist nicht gut, aber aufgrund der geringen Statistik ausreichend.

Eine weitere Möglichkeit, einen Datensatz mit Photoproduktionsereignissen anzureichern, besteht darin, den Schnitt auf den Clusterradius R_{CL} zu erhöhen. Anstelle von $0.5 < R_{CL} < 3.5$ wird $3.5 < R_{CL} < 4.0$ gefordert. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.4 in gewohnter Weise gezeigt. Energie E_e (a) und Streuwinkel θ_e (b) der Elektronkandidaten sowie Q^2 (c) und x (d) sind dort abgebildet. Eine deutliche Anreicherung des als gekreuztes Histogramm dargestellten Photoproduktionsbeitrags ist zu erkennen. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist sehr gut. In den Daten werden 121.3 Ereignisse gemessen, wobei 124.5 von der Simulation erwartet werden. Hierbei beträgt der Photoproduktionsanteil 75.3 Ereignisse.

Aus den gezeigten Abbildungen und den gegebenen Zahlen ist ersichtlich, daß eine Variation der PHOJET-Beitrags um $\pm 30\%$ eine angemessene Abschätzung der verbleibenden Unsicherheit der Normierung ist.

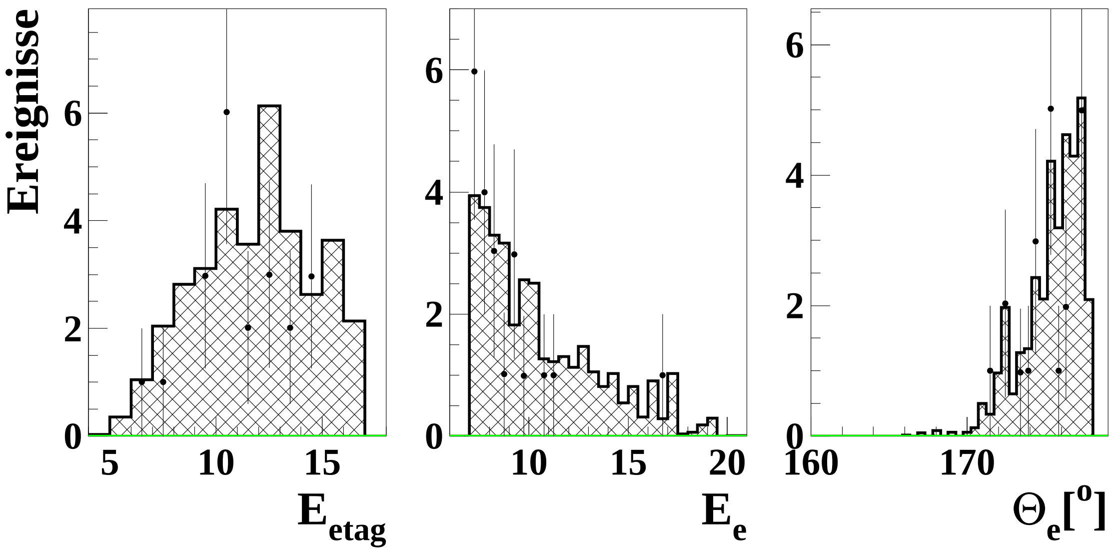


Abbildung 5.3: *Energie E_{etag} im ED (a), die Energie E_e (b) und der Streuwinkel θ_e der Elektronkandidaten (c) für tagged Ereignisse. Die Daten sind als Punkte, die mit dem Generator PHOJET erzeugten Ereignisse als gekreuztes Histogramm dargestellt.*

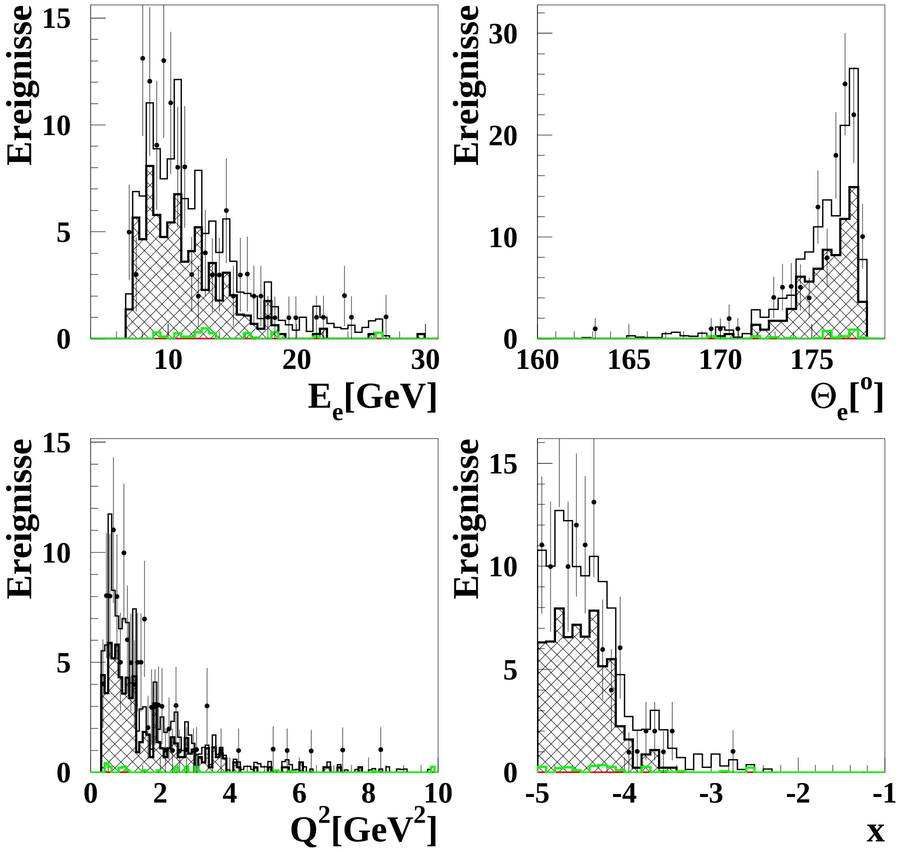


Abbildung 5.4: *Energie E_e (a) und Streuwinkel θ_e (b) der Elektronkandidaten, sowie Q^2 (c) und x (d) der durch $3.5 < R_{CL} < 4.0$ selektierten Ereignisse. Die kinematischen Größen wurden mit der $\sum$-Methode berechnet. Die als Punkte dargestellten Daten werden mit der als Histogram dargestellten Simulationsrechnung verglichen.*

In Anhang C ist in Tabelle C.1 in den letzten drei Spalten der Beitrag aller betrachteten Untergrundquellen für alle ausgewählten Q^2-β-x-Intervalle gezeigt. Der Beitrag der Photoproduktionereignisse findet sich in der ersten der drei Spalten. Wie zu erwarten ist der Anteil bei kleinen Q^2 und kleinen $x_{I\!P}$ besonders hoch. Bei $Q^2 = 0.4\,\mathrm{GeV}^2$ erreicht er bis zu 44.4%. Im restlichen Bereich erreicht er maximal 28.4%, überschreitet die 20% aber nur in 3 von 199 Intervallen. Der Mittelwert beträgt 3.4%.

QED-Compton

Die QED-Compton-Streuung ist ein wohlbekannter QED-Prozeß. Die Normierung wird allein über den vom Generator berechneten Wirkungsquerschnitt vorgenommen. Die invariante Masse M_X ist bei diesem Prozeß per definitionem gleich null, woraus sich nach Gleichung 1.6 $\beta = 1.0$ ergibt. Als Unsicherheit der Normierung wird aufgrund der Kleinheit des Beitrags und der schlechten Überprüfbarkeit ein Wert von $\pm 50\%$ angenommen.

Auch der Anteil an QED-Compton-Ereignissen in den ausgewählten Q^2-β-x-Intervallen ist in Tabelle C.1 von Anhang C eingetragen. Wie in der vorletzten Spalte ersichtlich, ist der Beitrag häufig null. Bei höheren β ist allerdings manchmal ein von null verschiedener Anteil ersichtlich. Dieser überschreitet 1.1% nur im höchsten β-Intervall von $\beta = 0.9$. Diese Intervalle werden in den Anpassungen in Kapitel 6 nicht berücksichtigt.

Ereignisse von großen $x_{I\!P}$ und großen M_X

Ereignisse mit hohen $x_{I\!P}$ und hohen Massen M_X werden im allgemeinen durch die verwendete Selektion verworfen oder durch die Korrektur des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt (Abschnitt 5.1). Für diese Korrektur wurden allerdings nur Ereignisse mit elastisch gestreutem Proton oder Protondissoziationsereignisse berücksichtigt. Auch in *normalen* tiefinelastischen Prozessen sind LRG-Ereignisse möglich, wenn auch exponentiell unterdrückt [31]. Dieser verbleibende Anteil im selektierten Datensatz wird mit Hilfe des Generators DJANGO abgeschätzt.

Es werden Ereignisse für den von den anderen Generatoren nicht betrachteten kinematischen Bereich $M_X^{gen} > 5\,\mathrm{GeV}$ und $x_{I\!P}^{gen} > 0.1$ aus dem mit DJANGO generierten Datensatz auf LRG-Ereignisse untersucht. Der Anteil dieser Ereignisse in den ausgewählten Q^2-β-x-Intervallen ist als letzte Untergrundquelle in Tabelle C.1 in Anhang C aufgenommen. Wie zu erwarten, ist ein signifikanter Anteil nur bei den größten in dieser Analyse zugänglichen $x_{I\!P}$ zu verzeichnen. Dort erreicht er bis zu 30%. Im Mittel beträgt der Anteil 3.5%.

Weitere Untergrundquellen

Ein möglicher Untergrundbeitrag aus π-Austausch wird in Kapitel 7 eingehender untersucht.

Ein Untergrundbeitrag aus Strahl-Restgas-Reaktionen wurde mit nicht kollidierenden Teilchenpakete, der Untergrundbeitrag von Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung mit gänzlich ungefüllten Teilchenpaketen untersucht und als vernachlässigbar ($\ll 1\%$) abgeschätzt.

5.5 Bestimmung der Effizienz ϵ

Die Effizienz ϵ umfaßt alle nicht durch die Simulation wiedergegebenen Aspekte. Untersucht werden im folgenden die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron auf Triggerebene zu identifizieren, einen Vertex mit dem zentralen Spurkammersystem zu finden und die Nachweiswahrscheinlichkeit der BDC. Weiterhin wird die Ansprechwahrscheinlichkeit der Vorwärtsdetektoren untersucht. Alle anderen Aspekte der Daten werden, wie in Abschnitt 5.6 gezeigt wird, hinreichend gut durch die Simulation wiedergegeben.

5.5.1 Triggereffizienz

Als Triggereffizienz wird die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron auf Triggerebene nachzuweisen, bezeichnet. Es wurde bisher kein Versuch unternommen, diese in die Simulation zu integrieren.

Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, arbeitet die erste Stufe L1 des H1-Triggersystems mit zu Subtriggern zusammengesetzten Triggerelementen. Die in dieser Analyse verwendeten Subtrigger und die in den selektierten Datensätze verwendeten Vorskalierungsfaktoren sind:

Sub-trigger	Trigger-elemente	globale Optionen	Vorskalierung Bereich	Vorskalierung Mittelwert
S0	`IET>1`	`v4 f1`	1	1
S5	`IET>0`	`v4 f1`	1-201	33.9
S7	`IET>0`	`v4 f1 t5 r1`	1-21	3.7

Mit den globalen Optionen:

glob. Opt.	Definition
v4	`!BToF_BG && !VETO_inner_BG && !VETO_outer_BG`
f0	`FToF_IA || !FToF_BG`
f1	`(FToF_IA || !FToF_BG) && (PToF_IA || !PToF_BG)`
t5	`DCRPh_T0`
r1	`!RZ_non_vtx`

Dabei bedeuten:

Symbol	Bedeutung
`IET>0`	lokale Energiedeposition im SpaCal mit niedriger Energieschwelle
`IET>1`	lokale Energiedeposition im SpaCal mit mittlerer Energieschwelle
`BToF_IA, FToF_IA, PToF_IA`	Signal im BToF (FToF, PToF) im Wechselwirkungszeitfenster
`BToF_BG, FToF_BG, PToF_BG`	Signal im BToF (FToF, PToF) im Untergrundzeitfenster
`VETO_inner_BG, VETO_outer_BG`	Signal in der Vetowand im Untergrundzeitfenster
`RZ_no_vtx`	Rz-Triggersignal für Spuren aus Rückwärtsrichtung
`DCRPh_T0`	Spur in der zentralen Spurkammer mit Transversalimpuls größer als 450 MeV und Zugehörigkeit zum Zeitfenster der Wechselwirkung
`zVtx_T0`	Ansprechen des z-Vertex-Triggers
`!`	Negierung
`||`	Verknüpfung mit `oder`
`&&`	Verknüpfung mit `und`

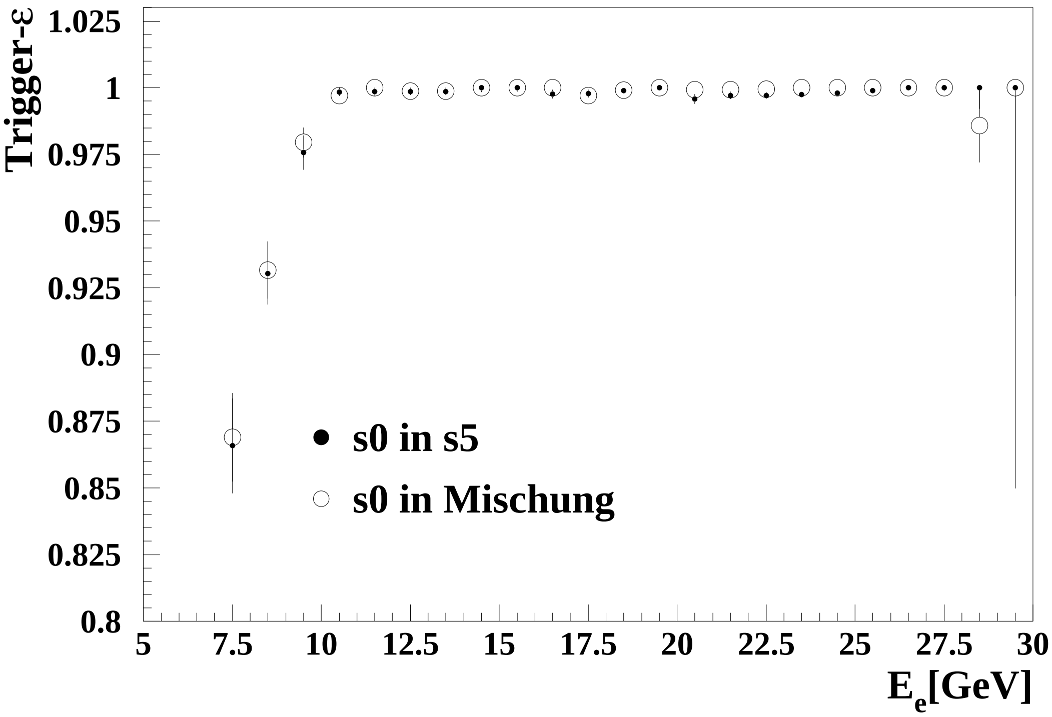
Bevorzugter Subtrigger für diese Analyse ist der auf dem inklusiven Elektron Trigger mit der mittleren Energieschwelle basierende Subtrigger S0. Dieser ist am geringsten vorskaliert und liefert somit die höchstmögliche integrierte Luminosität. Um die Effizienz der mittleren IET-Schwelle zu bestimmen, werden Elektronen, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, selektiert. Als Triggerforderung wird der auf `IET>0` basierende Subtrigger S5, beziehungsweise eine Mischung aus Subtriggern, welche alle unabhängig vom IET sind, gewählt. Aus diesen Ereignissen wird der Anteil bestimmt, welcher gleichzeitig zu den oben genannten Forderungen S0 als aktuellen Subtrigger enthält. Dieser Anteil wird Triggereffizienz genannt und ist als Funktion der Energie E_e des Elektronkandidaten in Abbildung 5.5 gezeigt. Die Ergebnisse der auf S5 basierenden Methode sind als gefüllte Kreise ($\bullet$), die der Subtriggermischung als offene Kreise ($\circ$) dargestellt. Beide Methoden zeigen identisches Verhalten: eine 100% Effizienz für $E_e > 10\,\mathrm{GeV}$ und einen Abfall bis auf 87% bei $E_e = 7\,\mathrm{GeV}$. Eine übliche Methode zur Korrektur der Ineffizienz wäre es, ein jedes Ereignis mit $E_e < 10\,\mathrm{GeV}$ mit einem Gewicht $= \frac{1}{\mathrm{Trigger}_{-\epsilon}}$ in die Analyse eingehen zu lassen. Damit würde der Verlust auf Triggerebene kompensiert. Dieser Weg wird allerdings nicht begangen, da die Triggereffizienz nicht nur energie-, sondern auch ortsabhängig ist. Dies wird in Abbildung 5.6 verdeutlicht. Dort ist die Triggereffizienz für Elektronen mit $E > 7\,\mathrm{GeV}$ als Funktion der von der BDC gelieferten x-y-Koordinate gezeigt. Zur Bestimmung der gezeigten Effizienz wird die auf Subtrigger S5 basierende Methode verwendet. Im Quadranten bei negativen x und positiven y sind deutlich Ineffizienzen zu erkennen, wohingegen die verbleibenden Bereiche hohe Effizienz liefern.

Um den Verlust der Elektronen auf der Triggerebene L1 zu kompensieren, wird eine Mischung aus mehreren Subtriggern verwendet. Als Basis dient wieder der Subtrigger S0. Aufgrund seiner ortsabhängigen Ineffizienz bei kleinen Energien wird bei Nichtvorhandensein von S0 als *roher* oder *aktueller* Subtrigger geprüft, ob der auf der niedrigen IET Schwelle beruhende S7 als *aktueller* Subtrigger aktiviert wurde. Ist dies der Fall, so wird das Ereignis akzeptiert, allerdings wird ihm ein Gewicht verliehen, welches sich aus dem Verhältnis der Vorskalierungsfaktoren der beiden Subtrigger $\frac{P_{S7}}{P_{S0}}$ ergibt. Ähnlich wird mit Subtrigger S5 verfahren, wenn weder S0 noch S7 *roh* oder *aktuell* sind. Das resultierende Ergebnis ist im unteren Teil von Abbildung 5.5 gezeigt. Hier kann nur noch der Vergleich mit der Mischung aller nicht den IET enthaltenden Subtrigger angestellt werden. Der Vergleich mit Subtrigger S5 entfällt, da dieser in die Selektion eingeht. Das Ergebnis zeigt keine verbleibende Energieabhängigkeit der Triggereffizienz.

Die in die Triggerbedingung eingehenden globalen Optionen `v4` und `f1` basieren auf Verknüpfungen von Informationen verschiedener Flugzeitsysteme. Sie werden [79] folgend als 100% effizient angenommen.

Die globalen Optionenen `t5` und `r1` in Subtrigger S7 verursachen Ineffizienzen von bis zu 20% bei großen Energien des gestreuten Elektrons [79]. Diese Ineffizienzen sind allerdings irrelevant, da die Ereignisse ohnehin durch den Subtrigger S0 selektiert werden. Die verbleibende Ineffizienz von ungefähr 4% bei kleinen Elektronenergien wird durch die Nutzung des relativ hoch vorskalierten Subtriggers s5, welcher die globalen Optionen `t5` und `r1` nicht enthält, kompensiert.

Um Ineffizienzen der Triggerstufen L4 und L5 zu untersuchen, werden die zu diesem Zweck



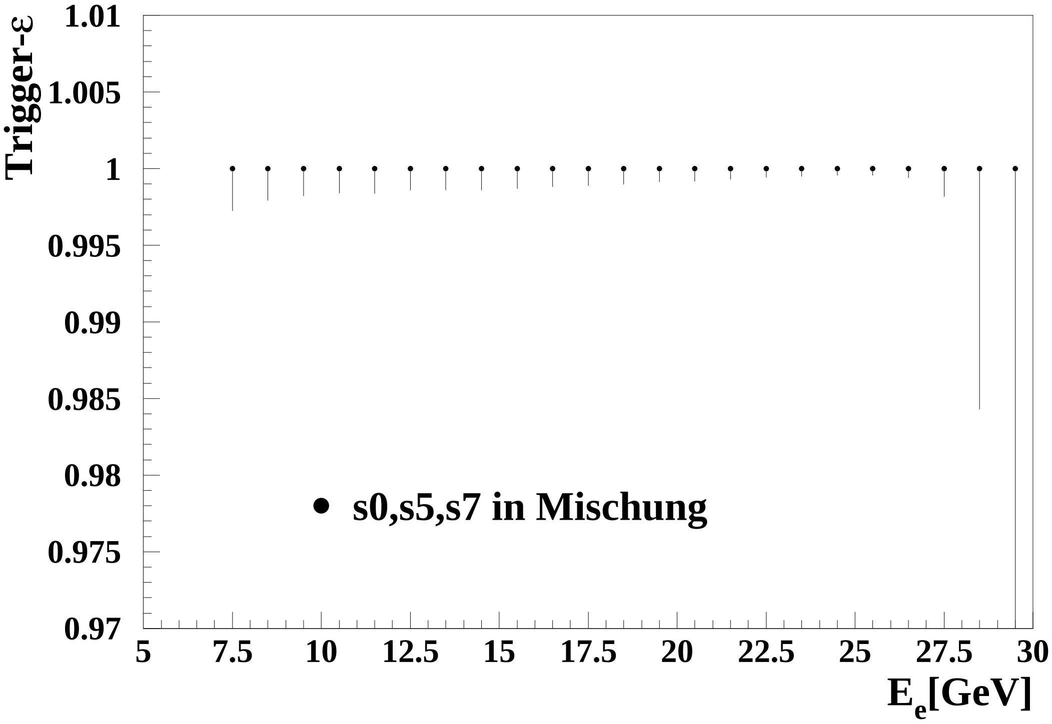


Abbildung 5.5: *Aus den drei im Text beschriebenen Methoden bestimmte Energieabhängigkeit der Triggereffizienz.*

angelegten Dateien der verworfenen Ereignisse (siehe 2.4) auf akzeptierte Ereignisse hin untersucht. In keinem der beiden ungefähr 30000 Ereignisse enthaltenden Datensätze finden sich solche Ereignisse. Daher kann davon ausgegangen werden, daß hier keine nen-

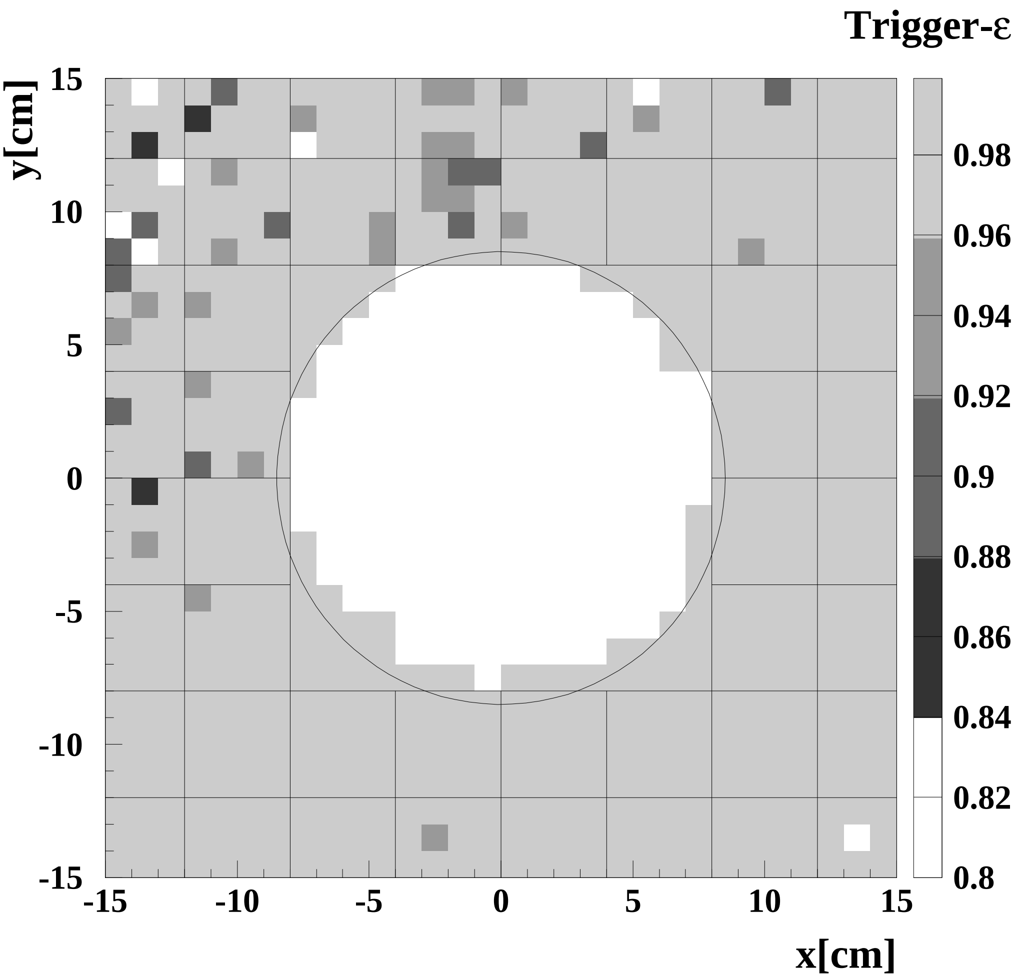


Abbildung 5.6: *Ortsabhängigkeit der Triggereffizienz.*

nenswerten Verluste auftreten.

Die verbleibende Unsicherheit der Triggereffizienz wird mit 1% abgeschätzt.

5.5.2 BDC-Effizienz

Daten und Simulation müssen auf Kompatibilität hinsichtlich des Anteils von Ereignissen, welche dem D_{BDC}-Schnitt genügen, überprüft werden. Bei der Elektron-Selektion wird dafür zunächst auf diesen Schnitt verzichtet. Um den Photoproduktionsuntergrund effektiver zu unterdrücken, wird der Schnitt auf die Energie des Elektronkandidaten auf $E = 13\,\mathrm{GeV}$ angehoben. Es wird der Anteil im so selektierten Datensatz bestimmt, welcher der zusätzlichen Forderung des BDC-Schnitts genügt. Dieser Anteil ist in den Abbildungen 5.7 und 5.8 als Funktion des mit dem SpaCal rekonstruierten Radius R für die acht angegebenen Winkelbereiche gezeigt. Die Simulation ist als Histogramm, die unkorrigierten Daten als offene Kreise und die korrigierten Daten als geschlossene Kreise dargestellt. Eine Korrektur der Daten wurde in den R-ϕ-Intervallen angebracht, in welchen die Differenz zwischen Daten und Simulation größer als der statistische Fehler der Daten ist. Korrekturen sind bei $R \approx 26\,\mathrm{cm}$ für fast alle Winkelbereiche notwendig. Das ist der Übergangsbereich von kleinen zu großen Driftzellen (siehe Abschnitt 2.1.2), bei welchem aufgrund von Hochspannungsproblemen nicht die erwartete Effizienz erreicht wurde. Desweiteren fallen im Winkelbereich $202.5° < \varphi < 247.5°$ besonders hohe Korrekturen auf. In diesem Bereich waren zwei der acht Driftlagen mit niedrigerer Hochpannung versorgt und daher ineffizienter [67].

In dieser Analyse wurde die Energieabhängigkeit der BDC-Effizienz nicht weiter untersucht. Eine detaillierte Analyse findet sich in [67]. Dort wir gezeigt, daß die Energieabhängigkeit der BDC von den Simulationsrechnungen beschrieben wird.

5.5.3 Vertexeffizienz

Die Vertexeffizienz ist definiert als Zahl der selektierten Ereignisse N_{ver}, welche das Vertexkriterium erfüllen, dividiert durch die Gesamtzahl N_{ges} der selektierten Ereignisse ohne Vertexforderung. Hierbei wird im Gegensatz zur Bestimmung der Trigger- und BDC-Effizienz die Selektion der LRG-Ereignisse verwendet. Bei den beiden zuvor betrachteten Effizienzen hing die Bestimmung allein vom Elektron ab. Dort sollte kein Unterschied zwischen LRG- und *normalen* Ereignissen mit tiefinelastisch gestreutem Elektron bestehen. Die Bestimmung des Vertex hängt allerdings stark vom hadronischen Endzustand ab und muß dementsprechend mit der endgültigen Selektion überprüft werden.

Bei der Bestimmung der Vertexeffizienz aus den Daten stößt man jedoch auf Probleme. Die nicht simulierten Teilchen aus den Satellitenbündeln (siehe Abschnitt 3.1) wechselwirken und führen bei Verzicht auf die Vertexforderung zu selektierten Ereignissen. Das erhöht die Zahl N_{ges} und verringert damit künstlich die Vertexeffizienz. Unter der Annahme, daß die Effizienzen in Haupt- und Satellitenbündel gleich sind, kann diese leicht korrigiert werden, wenn der Anteil der Luminosität außerhalb des nominellen Vertexbereichs bekannt ist. Diese Zahl beträgt 4.6% und wurde schon in Abschnitt 3.3 bei der Luminositätsbestimmung verwendet. Ein weiteres Problem in den Daten ist der Untergrundbeitrag durch Strahl-Restgas, kosmische oder Synchrotronstrahlungsereignisse, gegen welche das Vertexkriterium ein mächtiges Hilfsmittel ist. Auch diese Ereignisse erhöhen die Zahl N_{ges} und verringern wiederum die Vertexeffizienz.

In Abbildung 5.9 ist die Vertexeffizienz als Funktion von $x_{I\!P}$ für Daten als Punkte und für die in Abschnitt 5.4 beschriebene Mischung der Ereignisse der einzelnen Generatoren als Histogramm gezeigt. Hierbei wurden die Daten um +10% korrigiert. Diese Korrektur ist größer als der Luminositätsbeitrag von 4.6%, ermöglicht aber eine sehr gute Beschreibung der Daten. Grund für diese Diskrepanz können sowohl die in der Simulationsrechnung fehlenden Untergrundbeiträge als auch die unter Umständen nicht korrekte Annahme sein, daß die Vertexeffizienz in Haupt- und Satellitenbündeln gleich ist. Dies wird in der Abschätzung des systematischen Fehlers berücksichtigt.

Die Darstellung in Abhängigkeit von $x_{I\!P}$ wurde gewählt, da diese Größe mit der Flugrichtung des hadronischen Endzustandes korreliert ist. Bei $x_{I\!P} = 0.05$ beträgt die Vertexeffizienz ungefähr 90%, um bis zu $x_{I\!P} \approx 3 \cdot 10^{-4}$ auf ungefähr 80% abzufallen. Von dort an

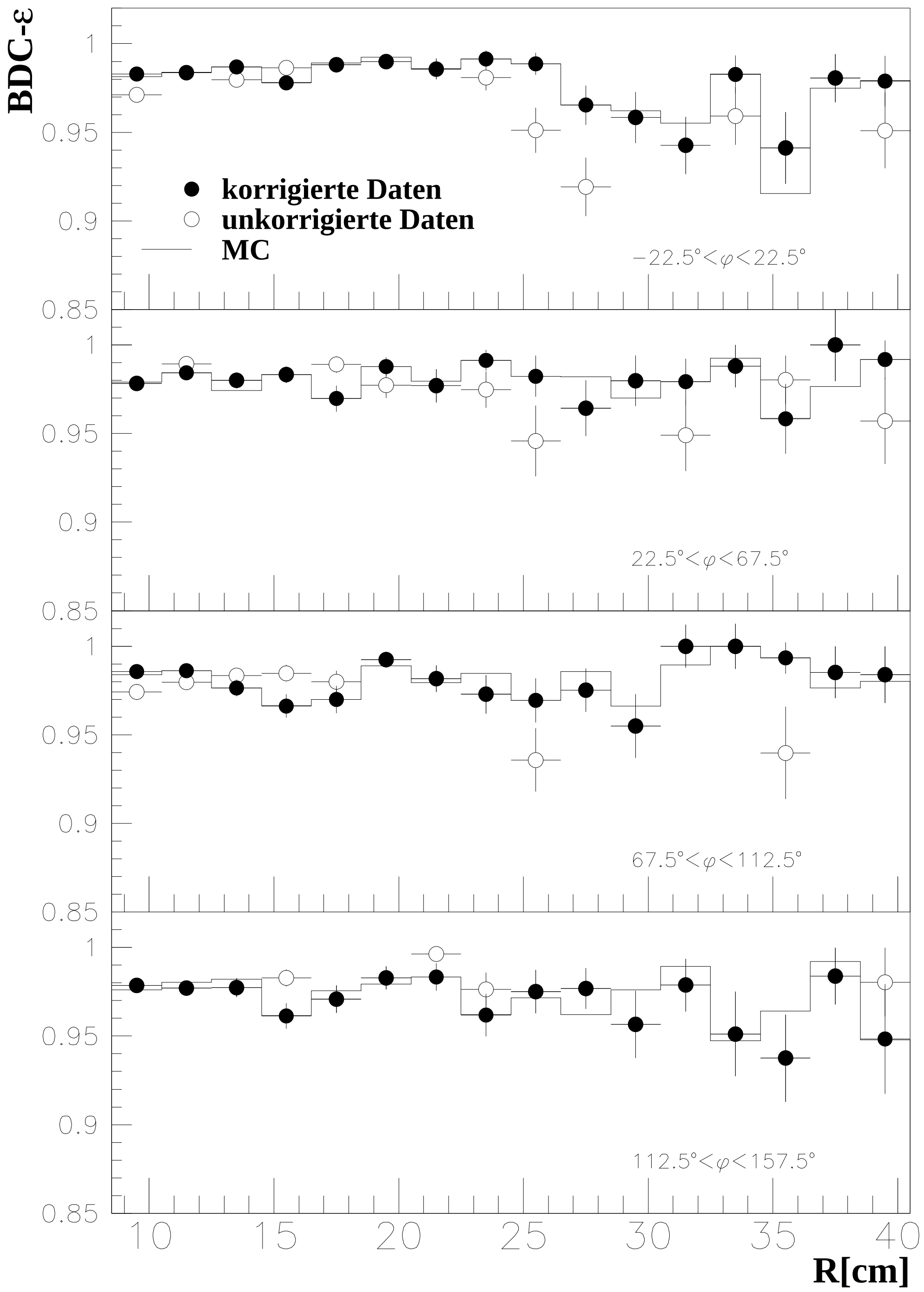


Abbildung 5.7: *BDC-ϵ für verschiedene azimutale Bereiche als Funktion des Radius. Das Histogramm zeigt die Simulation, die geschlossenen Kreise die unkorrigierten und die offenen Kreise die korrigierten Daten.*

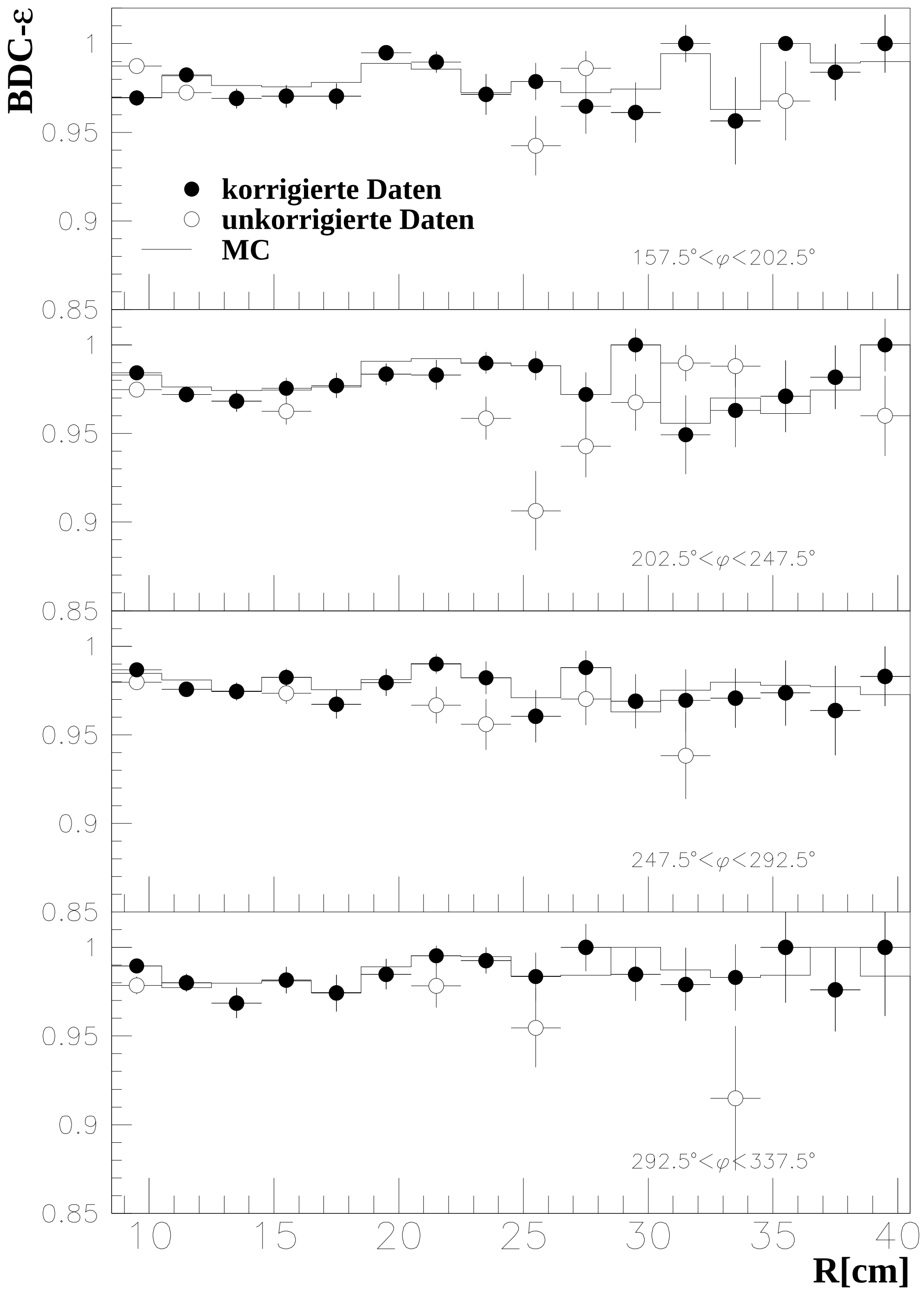


Abbildung 5.8: *BDC-ϵ für verschiedene azimutale Bereiche als Funktion des Radius. Das Histogramm zeigt die Simulation, die geschlossenen Kreise die unkorrigierten und die offenen Kreise die korrigierten Daten.*

ist der Abfall stärker und erreicht bei $x_{I\!P} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ null. Dieses Verhalten läßt sich unter Berücksichtigung der Relation 1.7 erklären: Mit schrumpfenden $x_{I\!P}$ wächst die Größe der Rapiditätslücke logarithmisch an. Dies bewirkt bei kleinen $x_{I\!P}$ Verluste des hadronischen Endzustandes in Rückwärtsrichtung.

Der untere Teil von Abbildung 5.9 zeigt den Anteil von Ereignissen mit genau einer Spur für Daten und Simulation als Funktion von $x_{I\!P}$. Hierbei wurde die vollständige Selektion der LRG-Ereignisse einschließlich des Vertexkriteriums verwendet. Da die Spuren mit dem Vorhandensein eines Vertex verknüpft sind, ist die gute Beschreibung dieser Größe durch die Simulation ein weiteres Indiz für eine gute Beschreibung der Vertexeffizienz.

Die sogenannte CIP-Validierungsmethode [87], bei der mit Hilfe der Proportionalkammern CIP und COP aus den Spurinformationen des Elektronkandidaten ein alternativer Vertex ermittelt wird, wurde in dieser Arbeit nicht verwendet, da die geometrische Akzeptanz dieser Kammern bei einem Radius $R = 20\,\mathrm{cm}$ beginnt. Dadurch ist der Überlapp zwischen dem vollständigen Datensatz dieser Analyse ($R = 8.5\,\mathrm{cm}$) und dem mit der

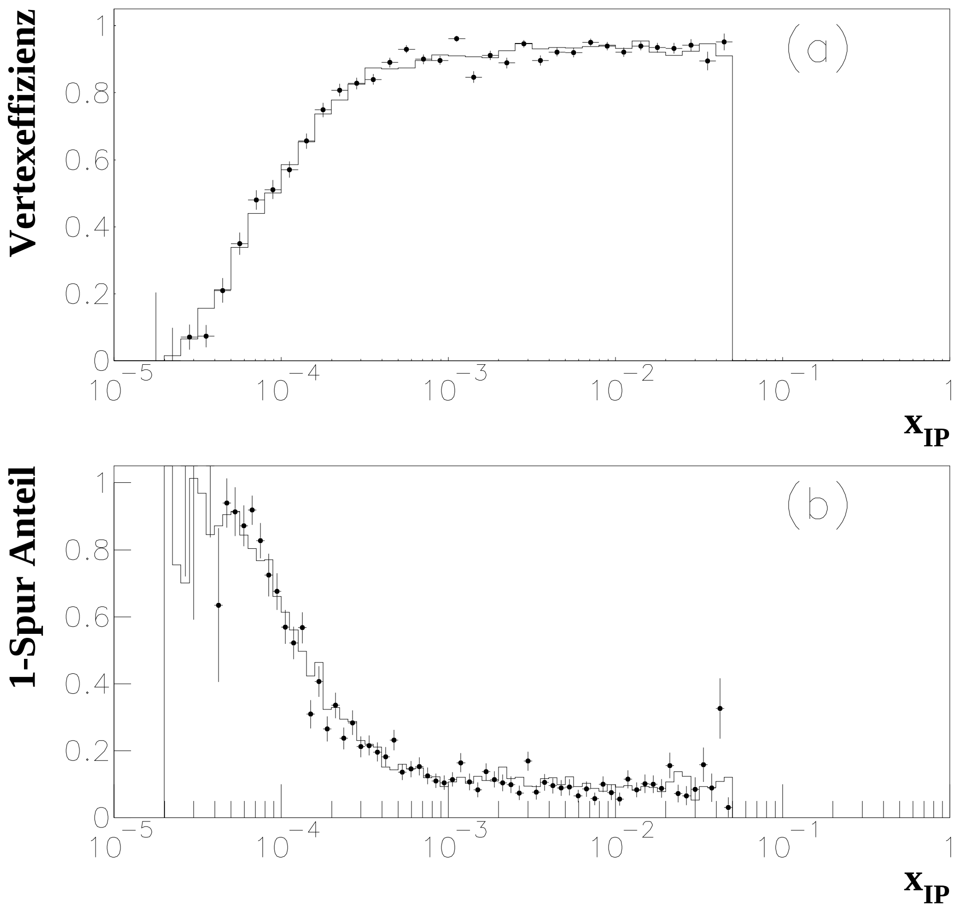


Abbildung 5.9: *(a) zeigt die Vertexeffizienz für die Simulationsrechnung als Histogramm und für die Daten als Punkte als Funktion von $x_{I\!P}$. Die Effizienz für die Daten wurde für diese Darstellung mit einem Faktor 1.1 skaliert. (b) zeigt den Anteil an Ereignissen mit genau einer Spur.*

CIP-Validierungsmethode selektierten Datensatz nicht groß genug.

Für die Vertexeffizienz wird keine weitere Korrektur durchgeführt. Allerdings wird wegen der Unsicherheit des Untergrundbeitrags eine globale Unsicherheit von 5% für die Vertexeffizienz als systematischer Fehler angenommen.

5.5.4 Effizienz der Vorwärtsdetektoren

Zur Überprüfung der Effizienz der Vorwärtsdetektoren werden Ereignisse mit der Selektion für Elektronen ausgewählt. Außerdem wird $\eta_{max} > 3.2$, also eine Energiedeposition im vorderen Teil des LAR gefordert, was den Anteil an LRG-Ereignissen stark reduziert. Dadurch wird ein Vergleich mit einer diese Art von Ereignissen nicht enthaltenden Simulation möglich. Zum Vergleich wurde die DJANGO-Simulation verwendet.

Die Güte der Beschreibung des Plug-Kalorimeters ist in Abbildung 5.10 gezeigt. Die Verteilung der Energie E_{Plug} ist in zwei unterschiedlichen Energieintervallen für verschiedene Energieeichungen des PLUGs dargestellt. In (b) ist die für diese Analyse verwendete Skala gezeigt. (a) und (c) demonstrieren den Effekt einer um jeweils 20% nach unten, bzw. nach oben variierten Skala. Für die in (b) gezeigte Skala werden die Daten sehr gut von der Simulation beschrieben. Die Variation um $\pm 20\%$ wird als systematische Unsicherheit betrachtet.

Die Beschreibung von FMD und PRT wird in Abbildung 5.11 verifiziert. Für den FMD ist in (a) der Anteil von Ereignissen mit $N_{FMD} > 2$ an der Gesamtheit der Ereignisse mit selektiertem Elektron als Funktion der angesprochenen Doppellagen des FMD gezeigt. Die Punkte zeigen die Daten, die durchgezogene Linie den Zentralwert der Simulation. Für die Simulation wurde zusätzlich Rauschen addiert, um eine realistische Beschreibung liefern zu können. Punktiert und gestrichelt ist eine Variation der FMD-Effizienz um $\pm 10\%$ gezeigt. Die Simulation unterschätzt die Effizienz der Daten leicht. Dies wird in der systematischen Unsicherheit berücksichtigt.

Analog zur Betrachtung des FMD wird beim PRT vorgegangen. Die Effizienz des PRT ist in Teil (b) der Abbildung 5.11 gezeigt. Die Beschreibung der Lagen 4,5 und 6 ist besonders schlecht, was auf mangelnde Anpassung der Simulation an die Daten zurückzuführen ist. Die Lagen 4,5 und 6 werden daher aus der Analyse ausgeschlossen. Die Effizienz der Lagen 1 und 7 ist recht gut, die der Lagen 2 und 3 nur mäßig durch die Simulation beschrieben. Die Unsicherheit wird in einem Fehler von $\pm 20\%$ auf die Effizienz berücksichtigt. Diese Unsicherheiten sind ebenfalls als gestrichelte und punktierte Linie eingezeichnet.

5.6 Bestimmung der Akzeptanz A

Die Akzeptanz A ist definiert als Verhältnis zwischen der Zahl rekonstruierter und der Zahl generierter Ereignisse $A = \frac{N^{rec}}{N^{gen}}$ in jedem Q^2-β-x-Intervall. Sie wird mit Hilfe der zuvor vorgestellten Kombination der durch RapGap und DIFFVM generierten Ereignisse bestimmt. Wie bereits erwähnt, ist es notwendig, daß die Simulation die Daten hinreichend

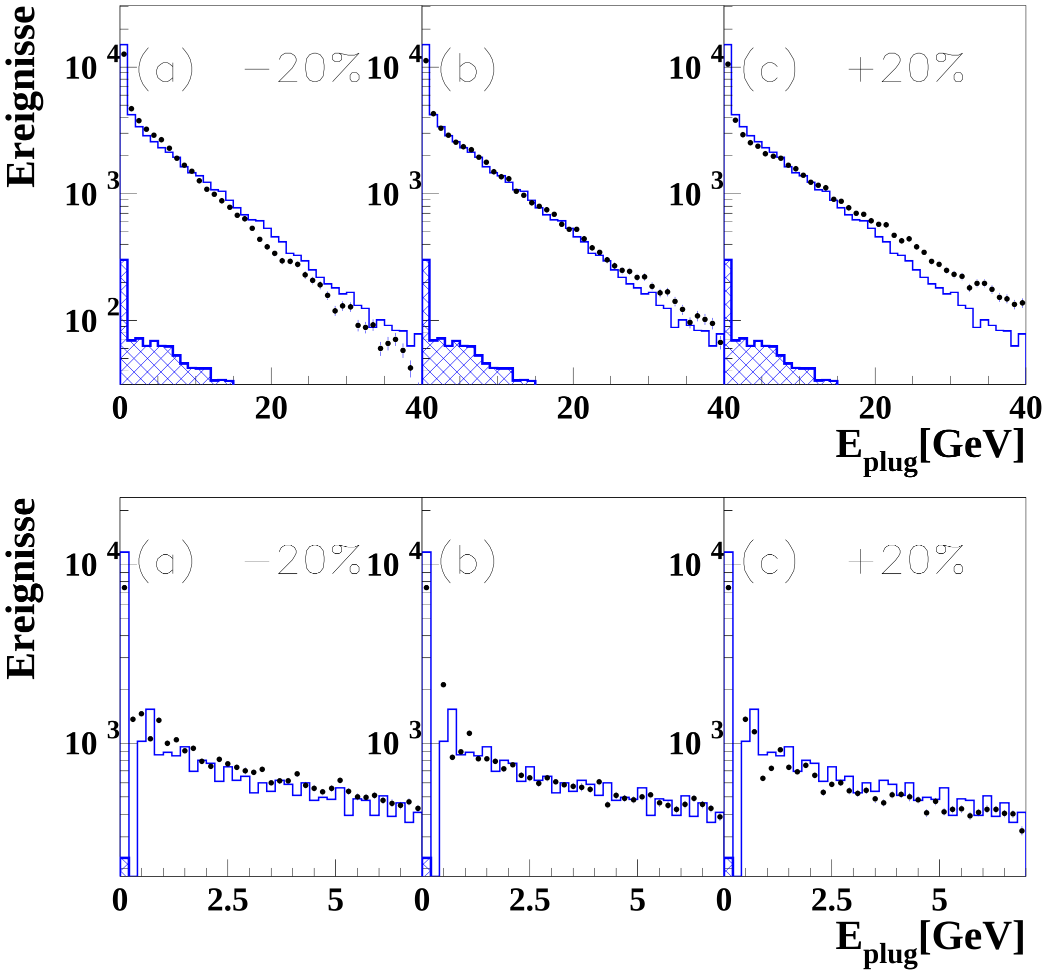


Abbildung 5.10: *Beschreibung der rekonstruierten Energie des Plug-Kalorimeters (b) und die als systematische Unsicherheiten betrachteten Variationen von* $\pm 20\%$ *(a)(c) für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung, welche die Forderung* $\eta_{max} > 3.2$ *erfüllen. Die Daten sind für zwei Energieintervalle als Punkte, das Ergebnis der Simulationen DJANGO und PHOJET als Histogramm dargestellt. Die Ereignisse des mit PHOJET simulierten Photoproduktionsbeitrages sind zusätzlich als gekreuztes Histogramm sichtbar gemacht.*

gut beschreibt. Zur Überprüfung dieser Übereinstimmung sind in den Abbildungen 5.12 bis 5.15, zusätzlich zu den bisher gezeigten Vergleichen, verschiedene Größen für Daten und Simulation dargestellt. In gewohnter Weise entsprechen die Punkte den Daten. Das schwarze Histogramm ist die Summe der Ereignisse aller Simulationsbeiträge, das helle Histogramm der Beitrag der mit DIFFVM generierten Vektormesonen, und das gekreuzte Histogramm zeigt den mit PHOJET simulierten Untergrundbeitrag. Der winzige QED-Compton-Anteil ist nur in Abbildung 5.14 in der Darstellung von x (c) zu erkennen.

Als erster Vergleich ist in Abbildung 5.12 die Verteilung der rekonstruierten Vertexpositionen z_{vertex} dargestellt. Daten und Simulation stimmen gut überein.

Abbildung 5.13 zeigt die charakteristischen Größen der Elektronkandidaten: Die Energie

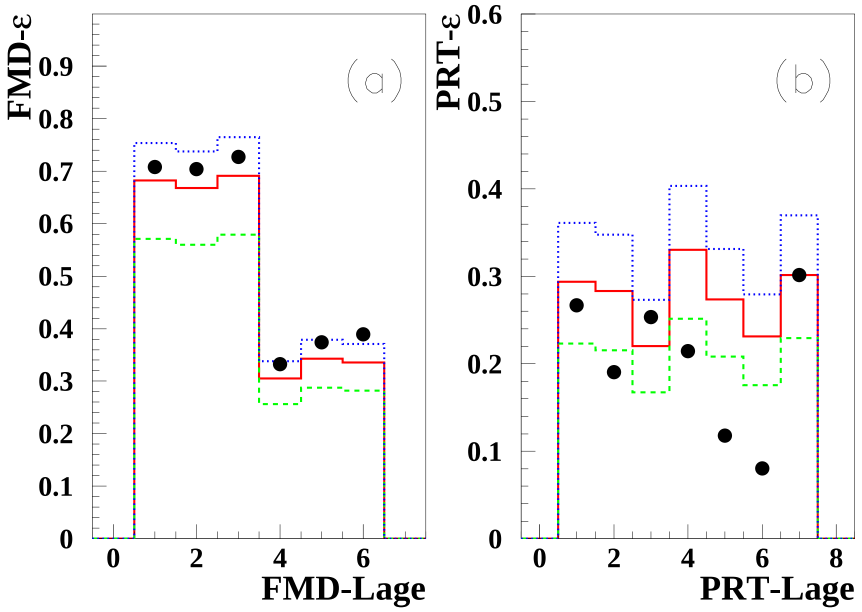


Abbildung 5.11: *Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ der FMD- (a) und der PRT-Lagen (b) für Elektronkandidaten mit $\eta_{max} > 3.2$. Die Punkte zeigen die Daten, die durchgezogene Linie den Zentralwert der Simulation. Für die Simulation wurde zusätzlich Rauschen addiert. Punktiert ist jeweils eine Variation der Effizienz um +10% für den FMD, bzw. +20% für den PRT und gestrichelt eine Variation der Effizienz um den negative Betrag dargestellt.*

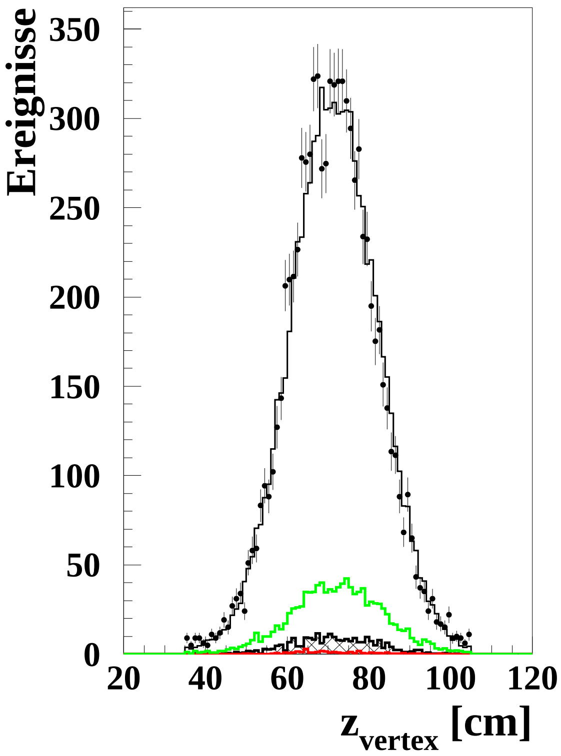


Abbildung 5.12: *Verteilung der rekonstruierten Vertexposition in Daten (Punkte) und Simulationsrechnung (Histogramm). Die Simulationsrechnung ist im Text beschrieben.*

E_e (a), den Streuwinkel θ_e (b), den Clusterradius R_{CL} (c) und den Abstand zwischen Cluster und BDC-Treffer D_{BDC} (d). Die Verteilungen von E_e und θ_e stimmen gut zwischen Daten und Simulation überein. Auch die Verteilung von R_{CL} wird in erster Näherung durch die Simulationsrechnung beschrieben. Allerdings wurde der Wert für die Simulation mit einem Faktor 1.1 skaliert. Die für die Simulation elektromagnetischer Schauer verwendete Parametrisierung [88] war nicht optimal an die tasächlichen Gegebenheiten angepaßt. Neuere Untersuchungen [89] zeigen eine verbesserte Beschreibung des Clusterradius durch Veränderung des Sampling-Verhältnisses in der Parametrisierung. Die Größe D_{BDC} wird nicht gut von der Simulation wiedergegeben. Der Schnitt auf D_{BDC} wurde daher so groß gewählt, daß für Daten und Simulation derselbe Anteil von Ereignissen den Schnitt erfüllt. Die Diskrepanz ist in einem Fehler der Rekonstruktion der BDC-Spuren begründet [67] .

Abbildung 5.14 zeigt die Vergleiche der Q^2 (a), y (b) und x-Verteilungen (c). In der Abbildung für Q^2 ist gestrichelt die Verteilung gezeigt, welche sich durch die Verwendung der ursprünglich in RapGap implementierten Strukturfunktion ergibt. Für $Q^2 < 1.6\,\mathrm{GeV}^2$ übersteigt diese die Daten bis zu einem Faktor zwei. Der Grund für diese Diskrepanz liegt in der Eingangsstrukturfunktion begründet, welche auf einer QCD-Anpassung für Daten mit $Q^2 > 2.5\,\mathrm{GeV}^2$ beruht (siehe Abschnitt 1.2.2 und [90]). Um eine bessere Übereinstimmung der Daten zu liefern, wurde die Strukturfunktion in RapGap umgewichtet. Es verbleibt eine Diskrepanz in der Verteilung der Variablen y bei $y < 0.08$. Diese hängt mit der schlechten Beschreibung der Verteilung von $x_{\mathbb{P}}$ zusammen. Die Skalenvariable x wiederum wird gut beschrieben.

In Abbildung 5.15 sind die zwei Variablen $x_{\mathbb{P}}$ (a) und β (b) des diffraktiven Streuprozesses dargestellt. Die Verteilung der Größe M_X wurde bereits in Abbildung 5.2 gezeigt. Die Verteilung der Größe β stimmt im gesamten Bereich zwischen Daten und Simulationsrechnung überein. Die Verteilung der Größe $x_{\mathbb{P}}$ allerdings wird nicht sonderlich gut von der Simulation beschrieben. Zwischen $x_{\mathbb{P}} = 10^{-4}$ und $x_{\mathbb{P}} = 10^{-3}$ übersteigen die Daten die Vorhersage der Simulation, was sich zwischen $x_{\mathbb{P}} = 10^{-3}$ und $x_{\mathbb{P}} = 0.01$ ins Gegenteil wendet, um zwischen $x_{\mathbb{P}} = 0.01$ und $x_{\mathbb{P}} = 0.05$ wieder zu wechseln. Da $x_{\mathbb{P}}$ im Endeffekt die Meßgröße dieser Analyse darstellt, ist es nicht verwunderlich, daß keine perfekte Übereinstimmung zu finden ist. In Abbildung 5.16 ist erneut die $x_{\mathbb{P}}$-Verteilung gezeigt, als schwarzes Histogramm die zuvor verwendete Simulation, als gestrichelte und als gepunktete Linie die Simulation nach einer Umgewichtung der Strukturfunktion. Hierbei wurde jeweils der Exponent des Pomeron- und des Mesonanteils um +0.2 (gestrichelt) und um -0.2 (gepunktet) variiert. Die Auswirkung der beiden Variationen auf die Akzeptanz geht in den systematischen Fehler ein.

Alle Kontrolldarstellungen wurden mit dem Generator RapGap mit Partonschauern (siehe Abschnitt 1.4.1) verglichen. Wird das Farbdipolmodell zur Fragmentation benutzt, so werden die Daten vergleichbar gut von der Simulation beschrieben. Daher gibt es keinen Grund, eines der Fragmentationsmodelle zu bevorzugen. Also wird die Akzeptanz A für beide Modelle bestimmt. Der Mittelwert beider Modelle wird als endgültige Akzeptanz verwendet. Die Abweichung dieses Mittelwertes zur Akzeptanz der einzelnen Modelle wird im systematischen Fehler berücksichtigt. Die Akzeptanz für beide Modelle ist in Abbildung 5.17 gezeigt und in Tabelle C.1 in der siebten Spalte für jedes Q^2-β-x-Intervall aufgelistet.

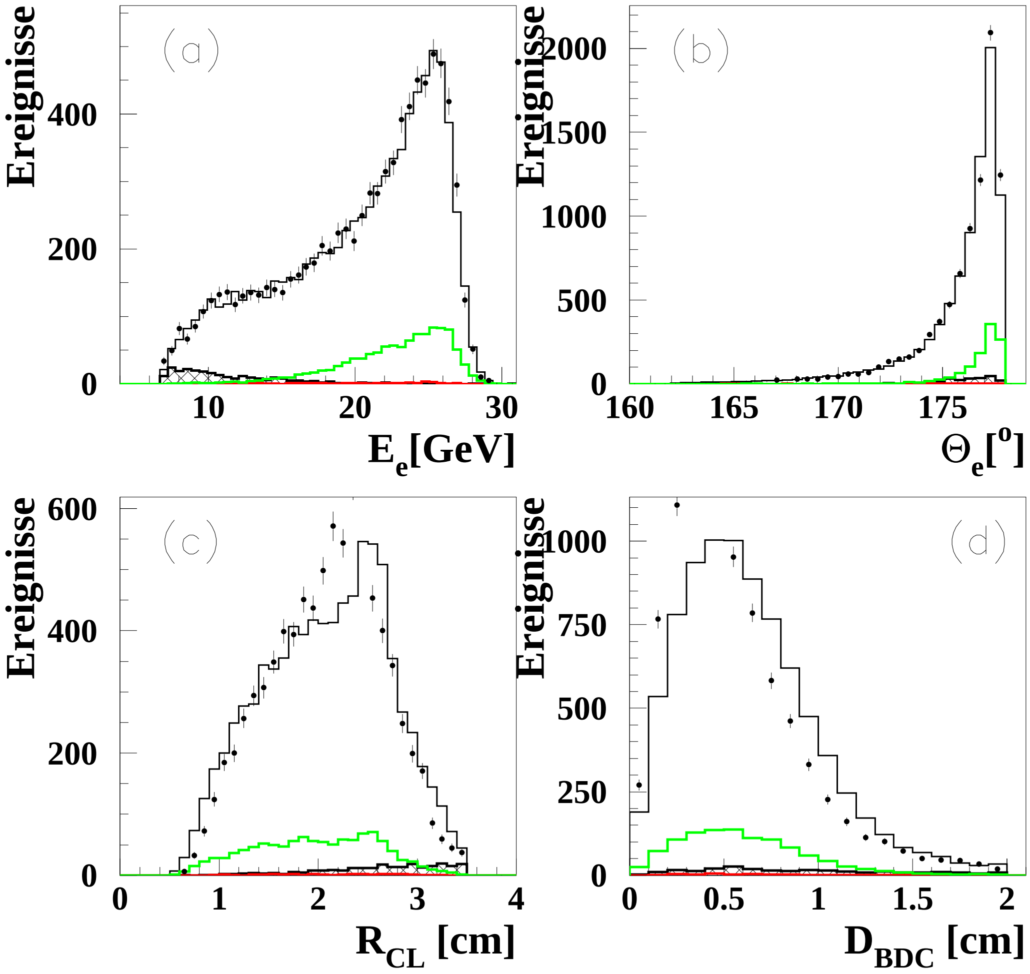


Abbildung 5.13: *Vergleich zwischen Daten und Simulation für die Kenngrößen der Elektronkandidaten: (a) Energie E_e, (b) Streuwinkel Θ_e, (c) Clusterradius R_{CL} und (d) Abstand zwischen Cluster und BDC-Treffer D_{BDC}. Das schwarze Histogramm zeigt die Summe der Ereignisse aller Simulationsbeiträge, das helle Histogramm den Beitrag der mit DIFFVM generierten Vektormesonen und das gekreuzte Histogramm zeigt den mit PHOJET simulierten Untergrundbeitrag.*

Es werden nur Q^2-β-x-Intervalle betrachtet, in welchen die Akzeptanz $> 5\%$ ist.

Bei kleinen Q^2 und im höchsten und niedrigsten $x_{I\!P}$-Intervall nimmt die Akzeptanz ab. Dies ist durch die Schnitte in die kinematischen Variablen zu erklären. Ereignisse werden in diese Intervalle generiert, aber durch die Schnitte verworfen. Das verringert die Akzeptanz.

Eine weitere in diesen Zusammenhang gehörige Größe ist die Reinheit oder auch *purity*. Sie ist definiert als $P = \frac{N^{rec+gen}}{N^{gen}}$ wobei $N^{rec+gen}$ die Zahl der im selben Intervall sowohl generierten als auch rekonstruierten Ereignisse ist. Die Größe P gibt den Anteil der in das Intervall gehörigen Ereignisse an. In der Auswahl der endgültigen Intervalle zur Messung der Strukturfunktion wird die Forderung nach mindestens 15% Reinheit P gestellt. Damit wird erreicht, daß die Abhängigkeit von der Beschreibung der Migrationen verringert wird.

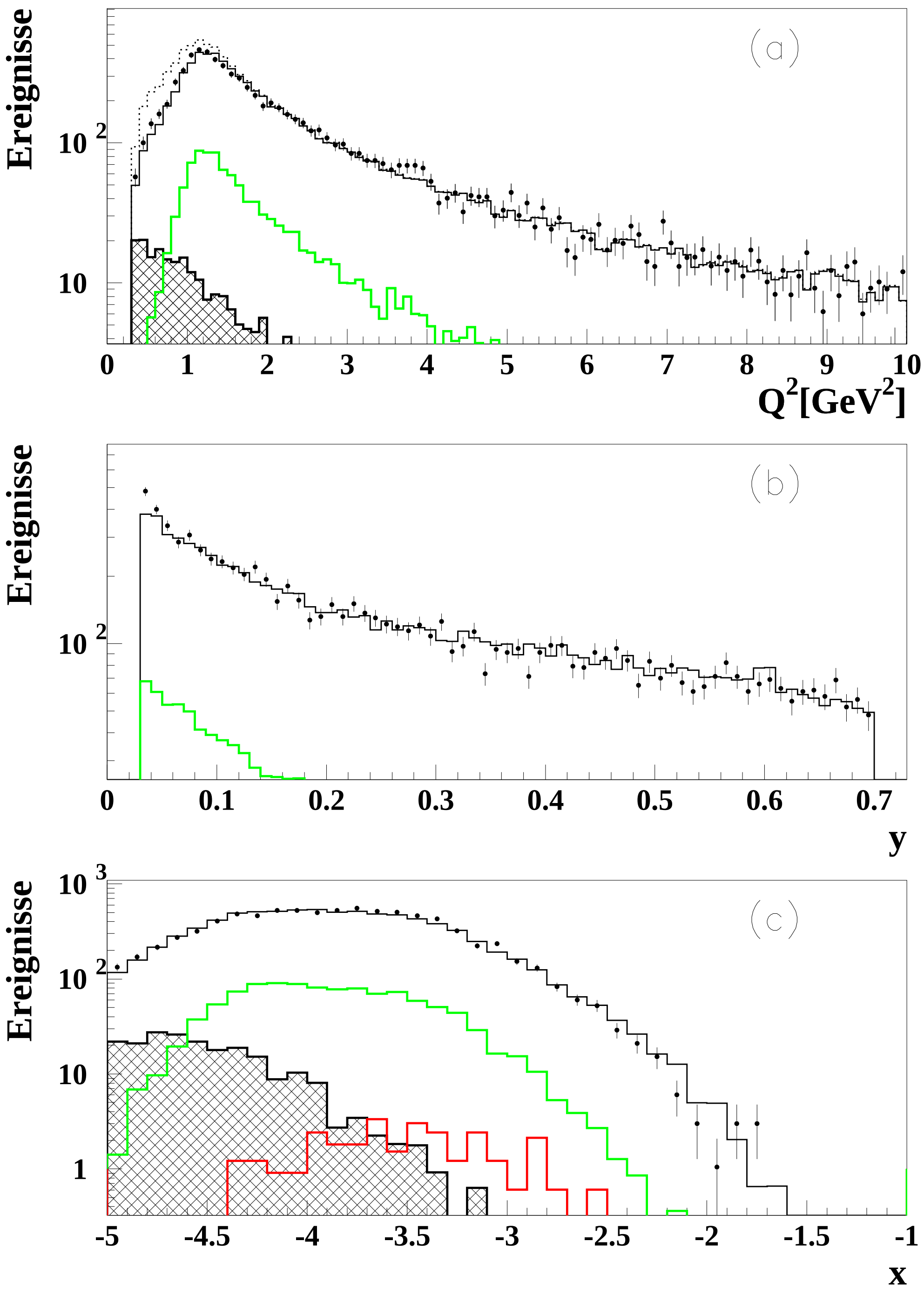
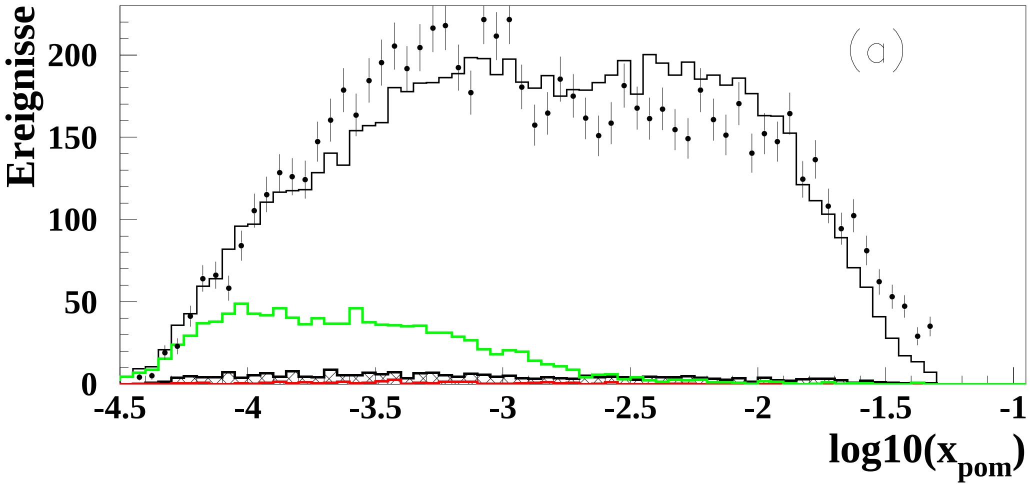


Abbildung 5.14: *Vergleich zwischen Daten und Simulation für Variablen der tiefinelastischen Streuung: (a) Q^2, (b) y und (c) x. Das schwarze Histogramm zeigt die Summe der Ereignisse aller Simulationsbeiträge, das helle Histogramm den Beitrag der mit DIFFVM generierten Vektormesonen und das gekreuzte Histogramm zeigt den mit PHOJET simulierten Untergrundbeitrag. In Teil (c) ist der minimale Anteil an QED-Comptonereignissen ersichtlich.*



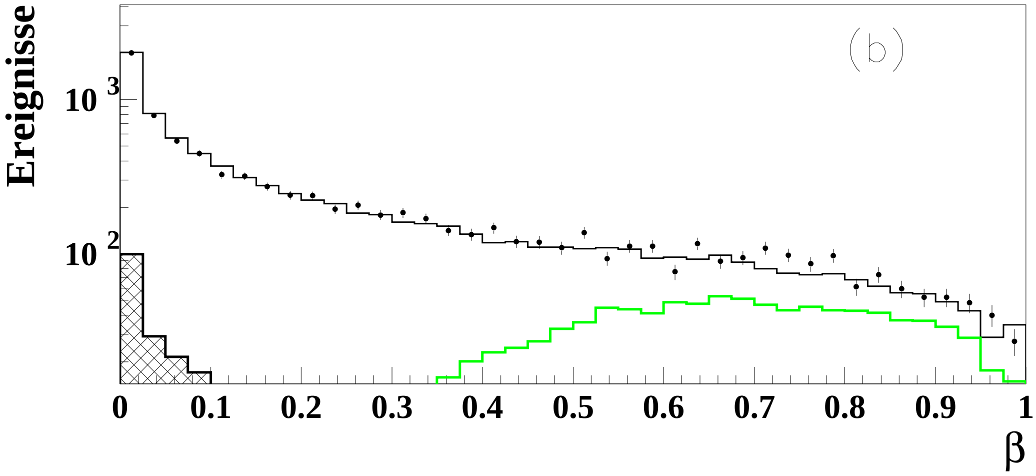


Abbildung 5.15: *Vergleich zwischen Daten und Simulation für Variablen der diffraktiven Streuung: (a)* $x_{I\!P}$ *und (b)* β*. Das schwarze Histogramm zeigt die Summe der Ereignisse aller Simulationsbeiträge, das helle Histogramm den Beitrag der mit DIFFVM generierten Vektormesonen und das gekreuzte Histogramm zeigt den mit PHOJET simulierten Untergrundbeitrag.*

Die Größe P ist ebenfalls in Tabelle C.1 aufgenommen.

5.7 Bestimmung der Zentralwertkorrektur BCC

Der Funktionswert des zu messenden Wirkungsquerschnitts ist eine Mittelung in dem gegebenen Intervall. Die Werte Q^2, β und x, an welchen der Wirkungsquerschnitt bestimmt werden soll, entsprechen nicht zwingend den Mittelwerten Q^2_m, β_m und x_m des Intervalls. Daher wird die Zentralwertkorrektur notwendig.

Mit Hilfe der Parametrisierung [90]

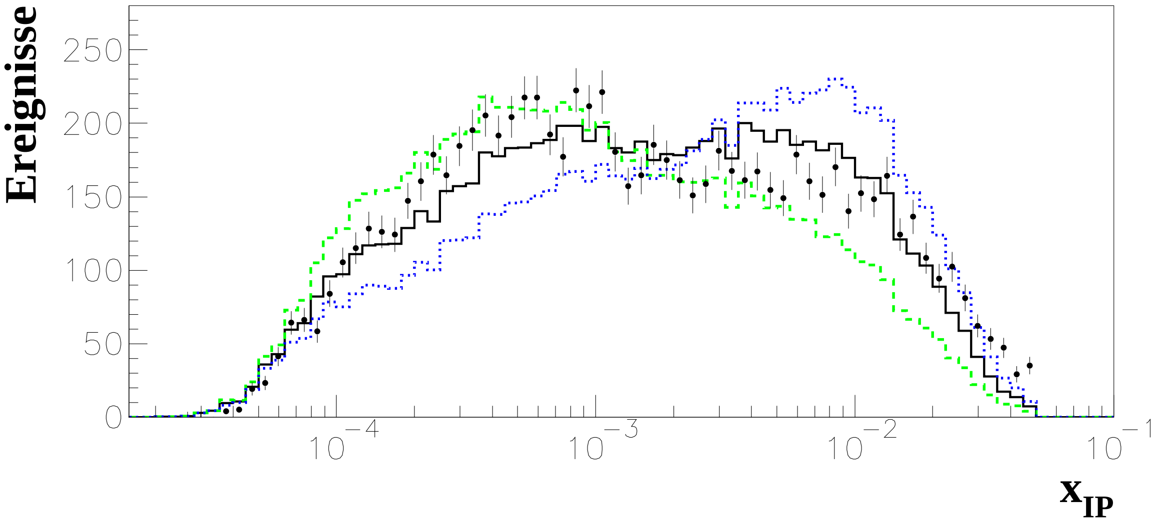


Abbildung 5.16: *Systematische Unsicherheit auf die Form der $x_{I\!P}$-Verteilung durch Umgewichtung der Strukturfunktion mit $x_{I\!P}^{\pm 0.2}$. Die durchgezogene Linie zeigt die schon in Abbildung 5.15 dargestellte Verteilung, die gestrichelte Linie die $x_{I\!P}$-Verteilung nach einer Umgewichtung mit $x_{I\!P}^{+0.2}$ und die gestrichelte Linie die $x_{I\!P}$-Verteilung nach einer Umgewichtung mit $x_{I\!P}^{-0.2}$.*

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}\beta\mathrm{d}x} \propto \frac{(1-y+\frac{y^2}{2})}{\beta^2 Q^4} \cdot \left(\frac{x}{\beta}\right)^{-(1+0.0021+0.3240\beta+0.0147\beta^2)},$$

welche die Daten in einem weiten Bereich beschreibt, können die Mittelwerte durch numerische Integration unter Berücksichtigung der kinematischen Schnitte bestimmt werden. Die Zentralwertkorrektur ergibt sich dann aus

$$BCC = \frac{\int\int\int \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}\beta\mathrm{d}x}\mathrm{d}\beta\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}{\frac{\mathrm{d}\sigma_m}{\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}\beta\mathrm{d}x}\int \mathrm{d}\beta\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}.$$

Die Zentralwertkorrekturen für die betrachteten Q^2-β-x-Intervalle sind in Anhang C in Tabelle C.1 aufgelistet. Sie wurden mit der Simulation überprüft, indem die als Eingabe dienende Strukturfunktion mit einer auf der Simulation basierenden Analyse reproduziert wurde.

5.8 Bestimmung der QED-Strahlungskorrektur R_{rad}

Sowohl die Messung als auch die Simulation enthalten Ereignisse mit Photonabstrahlung vom ein- oder auslaufenden Elektron. Da die Daten auf dem Born-Niveau, auf welchem die

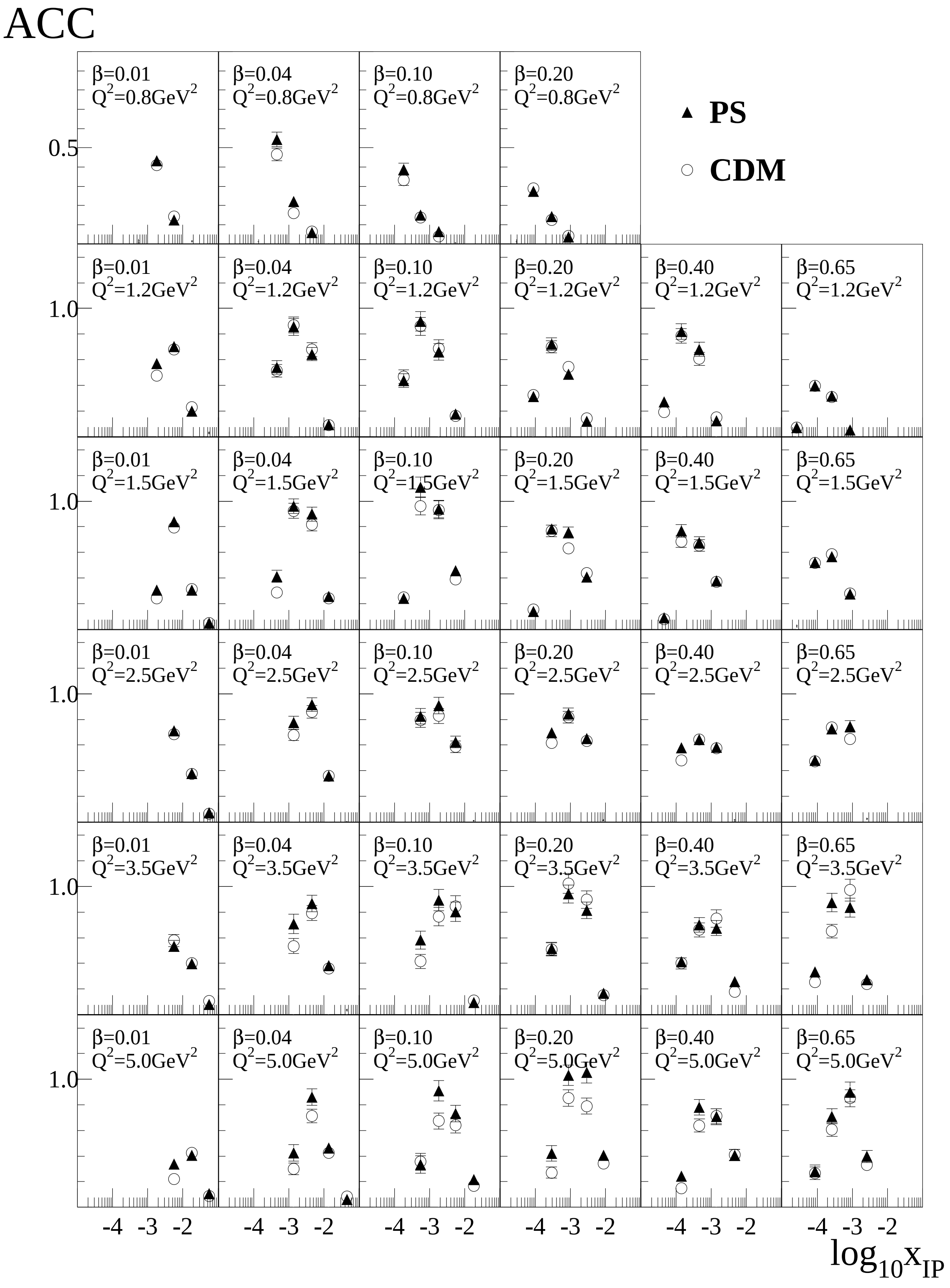


Abbildung 5.17: *Vergleich der mit unterschiedlichen Fragmentationsmodellen bestimmten Akzeptanz A als Funktion von $x_{I\!P}$ für die verschiedenen Q^2-β-Intervalle. Die mit Partonschauern (PS) bestimmten Akzeptanzen sind als ▲, die mit dem Farbdipolmodell (CDM) bestimmten als ∘ gezeigt.*

Strukturfunktion definiert ist, interpretiert werden sollen, wird mit Hilfe von zwei generierten RapGap-Datensätzen eine Korrektur durchgeführt. Die Datensätze unterscheiden sich dadurch, daß bei ansonsten gleichen Randbedingungen einmal auf zusätzliche Photonabstrahlung verzichtet wurde.

Wie bereits in Abschnitt 1.1.1 erwähnt, führt im wesentlichen die Abstrahlung eines Photons vom einlaufenden Elektron (ISR) zu einer Änderung des Ergebnisses. Die in den Streuprozeß eingehende Energie des Elektrons ist niedriger. Betrachtet man die Formel zur Berechnung von Q^2 (Tabelle 3.2), so sind durch die mit der Photonabstrahlung verbundene Verringerung der Energie mehr Ereignisse bei kleineren Q^2 zu erwarten. Dasselbe gilt für kleine Werte der Skalenvariablen x. Um das Born-Niveau zu erreichen, ist in diesen Bereichen eine Korrektur der Daten mit einem Faktor zwischen null und eins nötig. Dieser Faktor ist

$$R_{rad} = \frac{MC^{bin}_{NORAD}}{MC^{bin}_{RAD}} \cdot \frac{MC^{gen}_{RAD}}{MC^{gen}_{NORAD}} \cdot \frac{\sigma_{NORAD}}{\sigma_{RAD}} = \frac{MC^{bin}_{NORAD}}{MC^{bin}_{RAD}} \cdot \frac{\mathcal{L}_{RAD}}{\mathcal{L}_{NORAD}}.$$

Hierbei sind die mit RAD gekennzeichneten Größen diejenigen mit QED-Strahlung und die mit $NORAD$ gekennzeichneten diejenigen ohne. MC^{bin} bezeichnet die Zahl der Ereignisse in einem Q^2-β-x-Intervall, MC^{gen} die Gesamtzahl der generierten Ereignisse und σ den entsprechenden Wirkungsquerschnitt.

Die sich ergebenden Korrekturen sind in Abbildung 5.18 für die Σ-Methode als gefüllte Dreiecke (▲) und für die y-WA-Methode als offene Kreise (∘) gezeigt. Die Korrekturen für die Σ-Methode sind im allgemeinen klein, was die Insensitivität Strahlungskorrekturen gegenüber belegt. Dies wird durch eine etwas schlechtere Auflösung der kinematischen Variablen erkauft (vergleiche Abschnitt 3.4.1). Die y-WA-Methode zeigt wie erwartet bei kleinen Werten von $x_{I\!P}$ größere Korrekturen.

Die Werte für die Strahlungskorrektur R_{Rad} für die Σ-Methode sind in Anhang C in Tabelle C.1 mit aufgelistet.

5.9 Systematische Fehler

Ein Großteil der verbleibenden Unsicherheiten der Messung wurde bereits im Verlauf der Analyse erwähnt. Diese Unsicherheiten sind in Tabelle 5.9 zusammengefaßt. Zusätzlich sind bislang nicht gezeigte Umgewichtungen der Strukturfunktion in den Variablen β und t in die Tabelle aufgenommen. Es wird zwischen intervallabhängigen und globalen Fehlern unterschieden. Intervallabhängige Fehler, wie zum Beispiel die elektromagnetische Energieskala des SpaCals, haben einen unterschiedlichen Effekt auf die einzelnen Intervalle. Globale Fehler verschieben alle Datenpunkte um einen konstanten Faktor.

Zur Bestimmung der Auswirkung der intervallabhängigen Unsicherheiten auf das Endergebnis, wird jede der Unsicherheiten auf die Daten oder auf die Simulation angewendet und mit diesem veränderten Datensatz wird erneut die Größe $F_2^{D(3)}$ bestimmt. Die quadratische Summe der Differenzen aller so bestimmten systematisch abweichenden Ergebnisse zum Zentralwert der Messung ergibt den systematischen Fehler.

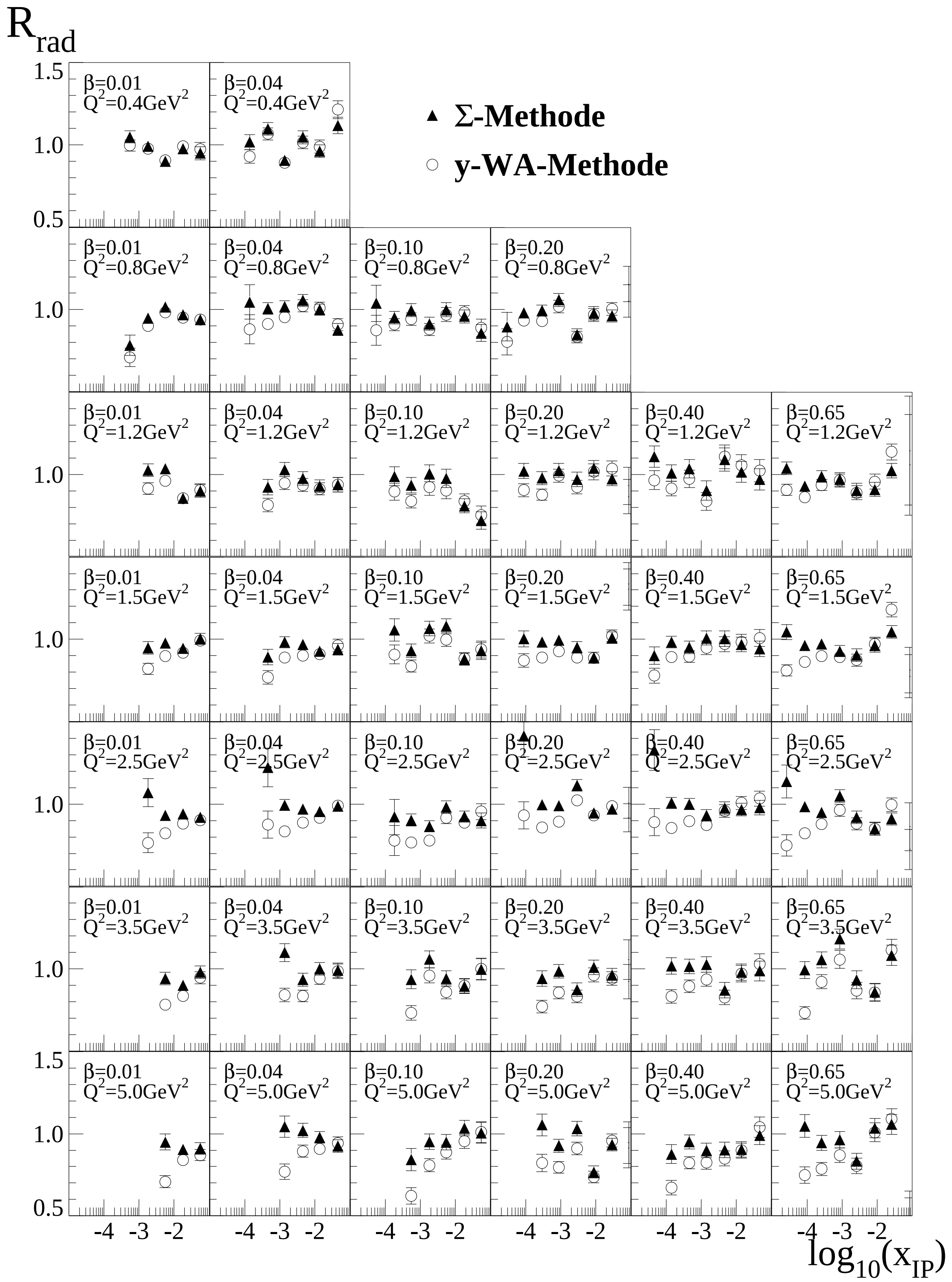


Abbildung 5.18: *Strahlungskorrektur R_{rad} als Funktion von $x_{I\!P}$ in den unterschiedlichen Q^2-β-Intervallen für die Σ- (▲) und $y - WA$-Methode (○).*

Variable		siehe auch
intervallabhängige Fehler		
Elektronenergie E_e	$\pm$ 1-3%	Abschnitt 4.1.3
Elektronstreuwinkel θ_e	$\pm$ 1 mrad	[67]
hadronische Energieskala der SpaCals	$\pm 10\%$	Abschnitt 4.2.1
Energieskala des LAr	$\pm 4\%$	[84]
Energieskala der Spuren	$\pm 5\%$	[38]
Photoproduktionsuntergrund	$\pm 30\%$	Abschnitt 5.4.2
QED-Compton-Untergrund	$\pm 50\%$	Abschnitt 5.4.2
Ereignisse von hohen $x_{I\!P}$	$\pm 50\%$	Abschnitt 5.4.2
FMD-Effizienz	$\pm 10\%$	Abschnitt 5.5.4
PRT-Effizienz	$\pm 20\%$	Abschnitt 5.5.4
PLUG-Energieskala	$\pm 20\%$	Abschnitt 5.5.4
Umgewichtung der Strukturfunktion	$x_{I\!P}^{\pm 0.2}$	Abschnitt 5.6
Umgewichtung der Strukturfunktion	$(1.0 - 0.3\beta)$	
Umgewichtung der Strukturfunktion	e^{-2t}	
globale Fehler		
Triggereffizienz	$\pm 1\%$	Abschnitt 5.5.1
Korrektur des Wirkungsquerschnitts	$\pm 2.5\%$	Abschnitt 5.1
Luminosität	$\pm^{2.2}_{0.8}\%$	Abschnitt 3.3
Vertexeffizienz	$\pm 5\%$	Abschnitt 5.5.3

Tabelle 5.4: Zusammenfassung aller berücksichtigten systematischen Fehlerquellen.

Die globalen Fehler quadratisch addiert ergeben $\sigma_{global} = \pm^{6.1}_{5.7}\%$. Dieser Wert bleibt als Normierungsunsicherheit und wird nicht zum systematischen Fehler addiert.

Die Auswirkung der Unsicherheiten auf das Ergebnis der Messung sind in Anhang C in Tabelle C.2 für alle ausgewählten Intervalle aufgelistet. Die Unsicherheiten der elektromagnetischen Energieskala des SpaCals und die Unsicherheit des Streuwinkels haben besonders bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 einen großen Einfluß auf das Ergebnis. Die Unsicherheiten aufgrund der hadronischen Energieskala des SpaCals und des LAr-Kalorimeters, sowie für die Spurinformation sind im allgemeinen kleiner. Der Einfluß der Untergrundbeiträge wurde bereits besprochen. Es verbleibt der Einfluß durch die Umgewichtung der zur Akzeptanzberechnung verwendeten Strukturfunktion. Der maximale Fehler ist 16.5% und überschreitet die 10% in 13 von 199 Q^2-β-x Intervallen. Der Einfluß der weiteren Umgewichtungen ist klein und nicht mit in die Tabelle aufgenommen, ebenso wie der Effekt, der durch die Umgewichtungen auf die Zentralwertkorrekturen ausgeübt wird.

5.10 $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$

Das mit den Gleichungen 5.1 und 5.2 bestimmte Ergebnis ist in Abbildung 5.19 gezeigt. $x_{I\!P} \cdot F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ ist als Funktion von $x_{I\!P}$ für die ausgewählten Q^2-β-Intervalle dargestellt. $F_2^{D(3)}$ wurde mit $x_{I\!P}$ skaliert, um eine bessere Übersicht zu erhalten. Als gefüllte Dreiecke (▲) ist das mit der Σ-Methode gewonnene Ergebnis, als offene Kreise (○) das mit der y-WA-Methode gewonnene Ergebnis gezeigt. Der innere Fehlerbalken repräsentiert jeweils den statistischen, der äußere den Gesamtfehler nach quadratischer Addition des systematischen Fehlers. Die Ergebnisse der beiden Rekonstruktionsmethoden stimmen im gesamten Bereich sehr gut überein, es sind keine systematischen Abweichungen zu erkennen.

Zur weiteren Kontrolle ist in Abbildung 5.20 der Vergleich mit den 1994 aufgezeichneten Daten angestellt. Diese sind als ○ dargestellt. Das mit der Σ-Methode gewonnene Ergebnis der vorliegenden Analyse ist wieder als geschlossene Dreiecke (▲) eingezeichnet. Der statistische Fehler dieser Daten wird mit zunehmenden Q^2 schnell groß. Dennoch ist auch bei diesem Vergleich eine sehr gute Übereinstimmung zu vermerken. Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse aus dem 1995 aufgezeichneten Datensatz mit $Q^2 > 5.0\,\mathrm{GeV}^2$ nicht verwendet, da die Ergebnisse der Analyse der 1994 aufgezeichneten Daten in diesem Bereich kleinere Fehler aufweisen.

Ebenfalls wurden Analysen in einem Q^2-β-$x_{I\!P}$-Gitter und mit einer Rekonstruktion von M_X nur aus Kalorimeterinformationen mit konsistentem Ergebnis durchgeführt. Diese Vergleiche sind nicht gezeigt.

In Abbildung 5.19 erkennt man auch in dieser Analyse, daß eine einzelne Regge-Trajektorie nicht in der Lage ist, den Verlauf der Daten gut zu beschreiben. Sie würde zu einem Abfall von $x_{I\!P} \cdot F_2^{D(3)}$ mit konstanter Steigung in allen Q^2-β-Intervallen führen. Dieser Sachverhalt wird im folgenden Kapitel quantifiziert.

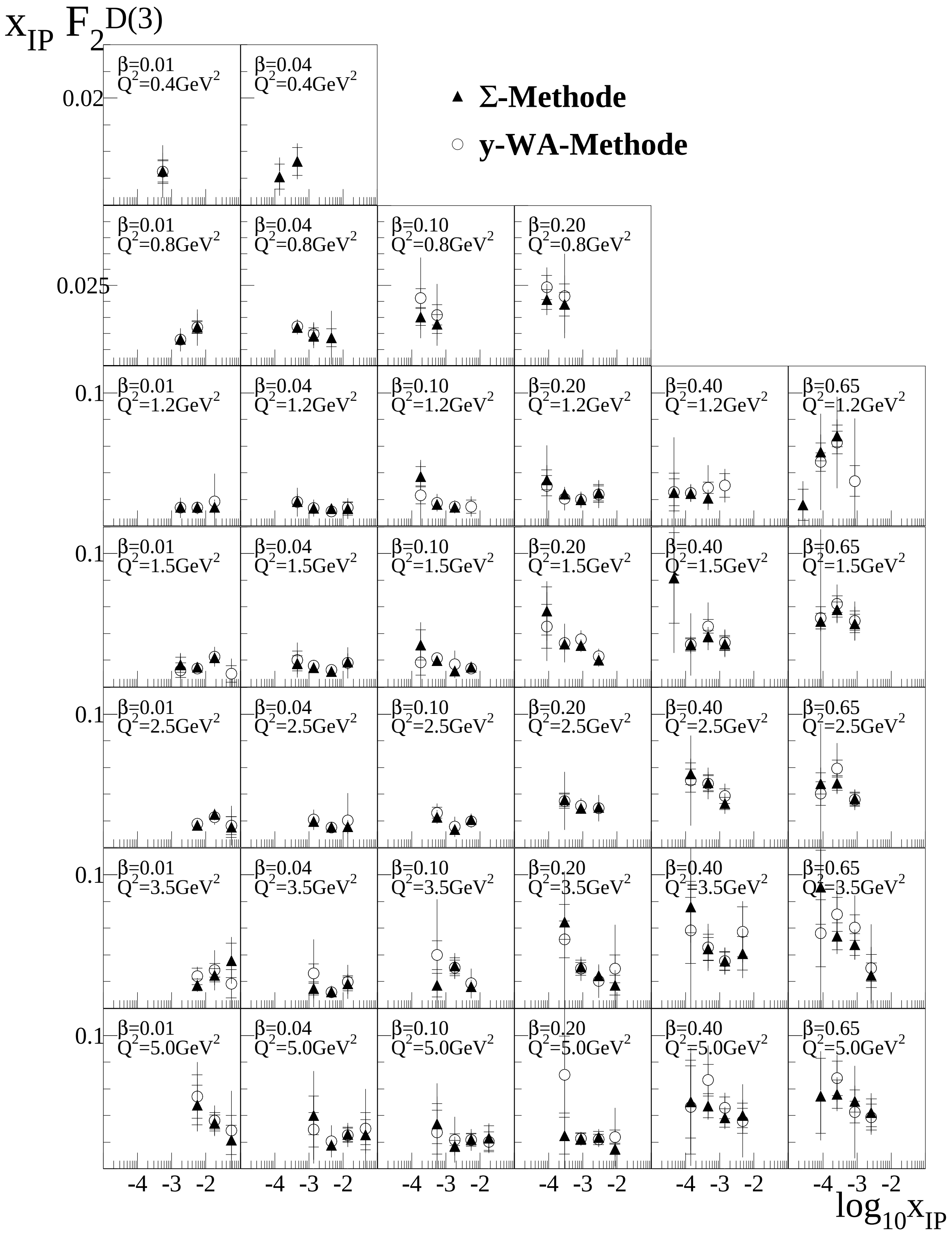


Abbildung 5.19: *Vergleich von $x_{I\!P} \cdot F_2^{D(3)}$ als Funktion von $x_{I\!P}$ in den unterschiedlichen Q^2-β-Intervalle für die Σ- (▲) und die $y - WA$-Methode (○).*

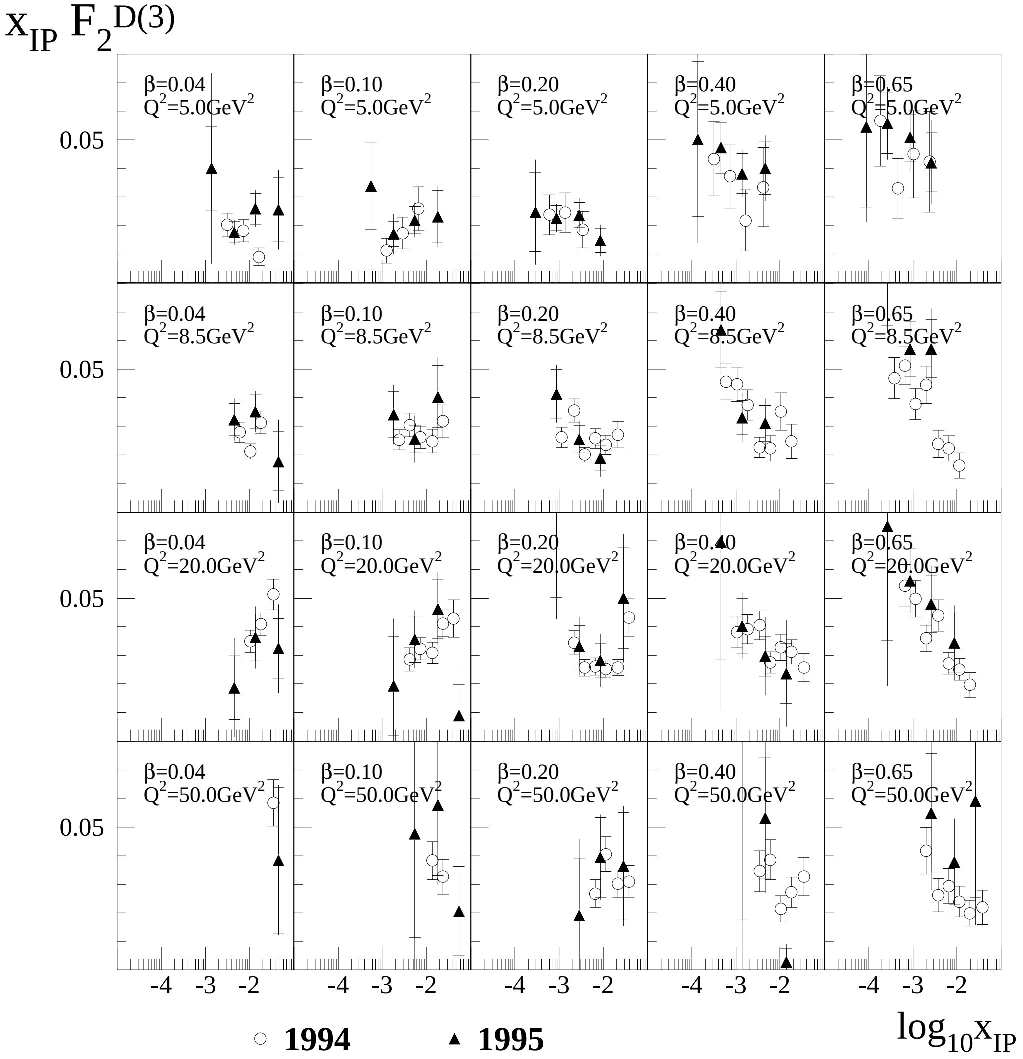


Abbildung 5.20: *Vergleich von* $x_{I\!P} \cdot F_2^{D(3)}$ *als Funktion von* $x_{I\!P}$ *für* $Q^2 \geq 5.0\ GeV^2$ *für diese Analyse (▲) und die Analyse der 1994 aufgezeichneten Daten (○). Für letztere sind nur die statistischen Fehler gezeigt.*

Kapitel 6

Beschreibung der Daten durch das phänomenologische Regge-Modell

In diesem Kapitel werden die in Abschnitt 1.2.2 beschriebenen Anpassungen der Vorhersagen des Regge-Modells an die mit dem um die Ergebnisse dieser Arbeit erweiterten Datensatz wiederholt und ergänzt. Für diese Anpassungen wurden die Gleichungen 1.14-1.16 in ein Programm implementiert (siehe Anhang D). Das Programmpaket MINUIT [91] minimiert die Funktion

$$\chi^2(\xi) = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{F_2^{D(3),Regge}(Q_i^2, \beta_i, x_{I\!P,i})|_\xi - F_2^{D(3),gemessen}(Q_i^2, \beta_i, x_{I\!P,i})}{\sigma^{stat}_{F_2^{D(3),gemessen}(Q_i^2,\beta_i,x_{I\!P,i})}} \right)^2 \qquad (6.1)$$

über die Variation des Parametervektors ξ. Die Summation erfolgt über alle gemessenen Werte $F_2^{D(3),gemessen}(Q_i^2, \beta_i, x_{I\!P,i})$.

In Abschnitt 6.1 wird auf die Bestimmung der Achsenabschnitte der Regge-Trajektorien $\alpha_{I\!P}(0)$ und $\alpha_{I\!R}(0)$, in Abschnitt 6.2 auf die Messung der partonischen Struktur des Pomerons eingegangen.

6.1 Bestimmung der Achsenabschnitte der Regge-Trajektorien $\alpha_{I\!P}(0)$ und $\alpha_{I\!R}(0)$

Die Ergebnisse der noch näher zu beschreibenden Anpassungen (*fits*) sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Jeder Anpassung ist eine Nummer zugeordnet. In der zweiten Spalte der Tabelle sind die variablen Parameter eingetragen. Die darauf folgenden Spalten geben die verwendeten Datensätze, die Zahl der verwendeten Datenpunkte und die Zahl der freien Parameter in der Anpassung an. Die Datensätze werden im folgenden nur mit der Jahreszahl ihrer Aufzeichnung gekennzeichnet. Die 1994 aufgezeichneten und mit 94 gekennzeichneten Daten tragen Datenpunkte mit $Q^2 \geq 4.5\,\mathrm{GeV}^2$ bei, die 1995 aufgezeichneten Daten die Punkte mit $0.8 \leq Q^2 \leq 5\,\mathrm{GeV}^2$. Es werden nur Datenpunkte mit

$0.01 \leq \beta \leq 0.65$ berücksichtigt. Außerhalb dieser Bereiche sind aufgrund der geringen Zahl von Datenpunkten keine sinnvollen Anpassungen mehr möglich. Die Kombination der Datensätze wird mit 94/95 bezeichnet und berücksichtigt dabei nicht die Datenpunkte bei $Q^2 = 4.5\,\mathrm{GeV}$ des Datensatzes 94. Die Zahl der Freiheitsgrade der Anpassungen dof[1] ist die Differenz zwischen der Zahl der Datenpunkte und der Zahl der freien Parameter. Die letzten vier Spalten enthalten die Größe χ^2 (Gleichung 6.1), das Verhältnis aus χ^2 und dof und die Ergebnisse für $\alpha_{I\!P}(0)$ und $\alpha_{I\!R}(0)$, bzw. der Normierungskonstanten N_π. Dabei sind Ergebnisse in folgender Form angegeben:

(Zentralwert ± statistischer ± systematischer ± modellabhängiger Fehler)

Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit der Anpassungen werden die schon in Tabelle 5.9 zusammengefaßten intervallabhängigen Effekte berücksichtigt. Es wird jeweils eine der Unsicherheiten angewendet und mit den so entstandenen Datensätzen die Anpassung durchgeführt. Die Abweichungen des so erhaltenen Ergebnis vom Ergebnis der zentralen Anpassung werden nach Vorzeichen getrennt quadratisch aufsummiert. Für die Bestimmung der Größen $\alpha_{I\!P}(0)$ und $\alpha_{I\!R}(0)$ tragen die globalen Normierungsunsicherheiten nicht zum Fehler bei.

Als modellabhängige Fehler werden Unsicherheiten auf die einzelnen, von anderen Experimenten bestimmten Größen betrachtet. Diese sind in Tabelle 6.2 mit ihren Unsicherheiten und Referenzen aufgelistet. Auch hier werden die Abweichungen vom Ergebnis der zentralen Anpassung nach Vorzeichen getrennt quadratisch aufsummiert.

Besondere Berücksichtigung findet die Größe $R_{F_L}^{D(3)}$, über deren Wert keine zuverlässige Vorhersage oder Messung zur Verfügung steht. Zunächst wird daher für alle Anpassungen $R_{F_L}^{D(3)} = 0$ angenommen. Diese Annahme ist sicherlich nicht korrekt. Zur Abschätzung des Fehlers wird als weiteres Extrem $R_{F_L}^{D(3)} = \infty$ angenommen und eine erneute Anpassung durchgeführt. Die Abweichung geht in den systematischen Fehler ein. Um den Einfluß der Unkenntnis der Größe $R_{F_L}^{D(3)}$ möglichst gering zu halten, werden nur Datenpunkte in den Anpassungen berücksichtigt, für die $y < 0.45$ gilt. Das Verhältnis

$$\frac{R_0}{R_\infty} = \frac{F_2^{D(3)}|_{R_{F_L}^{D(3)}=0}}{F_2^{D(3)}|_{R_{F_L}^{D(3)}=\infty}}$$

ist in Abbildung 6.1 als Funktion von y gezeigt. Bei $y < 0.45$ ist ein maximale Differenz von 18% zu erwarten.

Im Normalfall wird für die Anpassungen angenommen, daß keine Interferenz zwischen Pomeron- und Meson-Trajektorie besteht: $I = 0$. In den modellabhängigen Fehler geht allerdings die Abweichung zu $I = 1$ ein.

Auf die einzelnen Anpassungen und deren Unterschiede wird im folgenden eingegangen:

[1] *d*egrees *o*f *f*reedom

Fit	Variablen	Datensätze	Datenpunkte	Parameter	χ^2	$\frac{\chi^2}{dof}$	$\alpha_{\mathbb{P}}(0)$	$\alpha_{\mathbb{R}}(0)$ oder N_π
1	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$	94	211	43	262.6	1.56	1.116 ± 0.008	
2	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$	95	88	34	66.8	1.24	1.070 ± 0.012	
3	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$	94/95	279	70	328.4	1.57	1.101 ± 0.007	
4	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$; $(F_2^\pi$, $\alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0.55)$	94	211	44	168.7	1.01	$1.221 \pm 0.012 \pm^{0.027}_{0.016} \pm^{0.027}_{0.050}$	$N_\pi = 1.846 \pm 0.244 \pm^{0.409}_{0.440} \pm^{1.408}_{0.690}$
5	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$; $(F_2^\pi$, $\alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0.55)$	95	88	35	58.3	1.10	$1.102 \pm 0.015 \pm^{0.029}_{0.021} \pm^{0.018}_{0.036}$	$N_\pi = 0.638 \pm 0.337 \pm^{0.244}_{0.692} \pm^{0.792}_{0.263}$
6	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$; $(F_2^\pi$, $\alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0.55)$	94/95	279	71	252.7	1.22	$1.175 \pm 0.010 \pm^{0.028}_{0.018} \pm^{0.023}_{0.044}$	$N_\pi = 1.279 \pm 0.202 \pm^{0.364}_{0.639} \pm^{1.213}_{0.487}$
7	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$, $F_2^{\mathbb{R}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{R}}(0)$	94	211	86	126.6	1.01	$1.200 \pm 0.018 \pm^{0.029}_{0.012} \pm^{0.020}_{0.034}$	$0.471 \pm 0.108 \pm^{0.115}_{0.098} \pm^{0.146}_{0.022}$
8	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$, $F_2^{\mathbb{R}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{R}}(0)$	95	88	68	28.9	1.44	$1.228 \pm 0.154 \pm^{0.185}_{0.088} \pm^{0.022}_{0.052}$	$0.932 \pm 0.104 \pm^{0.043}_{0.075} \pm^{0.026}_{0.014}$
9	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$, $F_2^{\mathbb{R}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{R}}(0)$	94/95	279	140	159.2	1.15	$1.202 \pm 0.046 \pm^{0.034}_{0.010} \pm^{0.022}_{0.035}$	$0.630 \pm 0.237 \pm^{0.147}_{0.134} \pm^{0.171}_{0.023}$
10	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$; $(F_2^\pi$, $\alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0.55)$ $\alpha(0,Q^2) = A + B \cdot \log(Q^2/10\,\mathrm{GeV}^2)$	94/95	279	72	219.3	1.04	$A = 1.196 \pm 0.010 \pm^{0.026}_{0.025} \pm^{0.026}_{0.047}$ $B = 0.091 \pm 0.014 \pm^{0.019}_{0.029} \pm^{0.006}_{0.006}$	$N_\pi = 1.680 \pm 0.216 \pm^{0.393}_{0.843} \pm^{1.370}_{0.664}$
11	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $F_2^{\mathbb{R}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{R}}(0)$ $\alpha(0,Q^2) = A + B \cdot \log(Q^2/10\,\mathrm{GeV}^2)$	94	211	87	126.6	1.02	$A = 1.200 \pm 0.021 \pm^{0.029}_{0.011} \pm^{0.020}_{0.034}$ $B = -0.008 \pm 0.071 \pm^{0.016}_{0.018} \pm^{0.002}_{0.003}$	$0.466 \pm 0.124 \pm^{0.114}_{0.101} \pm^{0.144}_{0.022}$
12	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $F_2^{\mathbb{R}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{R}}(0)$ $\alpha(0,Q^2) = A + B \cdot \log(Q^2/10\,\mathrm{GeV}^2)$	94/95	279	141	155.8	1.13	$A = 1.198 \pm 0.020 \pm^{0.032}_{0.007} \pm^{0.020}_{0.034}$ $B = 0.081 \pm 0.036 \pm^{0.018}_{0.093} \pm^{0.002}_{0.002}$	$0.593 \pm 0.130 \pm^{0.123}_{0.121} \pm^{0.167}_{0.020}$
13	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$, $F_2^{\mathbb{R}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{R}}(0)$ $\alpha(0,Q^2) = A + B \cdot (\beta - 0.5)$	94	211	87	126.5	1.02	$A = 1.193 \pm 0.031 \pm^{0.048}_{0.013} \pm^{0.020}_{0.034}$ $B = 0.029 \pm 0.108 \pm^{0.031}_{0.085} \pm^{0.012}_{0.001}$	$0.426 \pm 0.227 \pm^{0.206}_{0.094} \pm^{0.116}_{0.024}$
14	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$, $F_2^{\mathbb{R}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{R}}(0)$ $\alpha(0,Q^2) = A + B \cdot (\beta - 0.5)$	95	88	69	26.4	1.39	$A = 1.229 \pm 0.046 \pm^{0.136}_{1.100} \pm^{0.018}_{0.070}$ $B = -0.675 \pm 1.055 \pm^{1.100}_{0.399} \pm^{0.286}_{0.018}$	$0.949 \pm 0.121 \pm^{0.043}_{0.855} \pm^{0.019}_{0.014}$
15	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$, $F_2^{\mathbb{R}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{R}}(0)$ $\alpha(0,Q^2) = A + B \cdot (\beta - 0.5)$	94/95	279	141	158.4	1.15	$A = 1.246 \pm 0.023 \pm^{0.125}_{0.061} \pm^{0.034}_{0.052}$ $B = -0.125 \pm 0.069 \pm^{0.161}_{0.277} \pm^{0.056}_{0.051}$	$0.792 \pm 0.045 \pm^{0.205}_{0.200} \pm^{0.115}_{0.049}$
16	$F_2^{\mathbb{P}}(Q^2,\beta)$, $\alpha_{\mathbb{P}}(0,Q_i^2)$;$(\alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0.55)$	94/95	283	151	148.4	1.12	siehe Abbildung 6.3	

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Anpassungen an das phänomenologische Regge-Modell. Die Tabelle ist im Text erklärt.

Größe	Wert			Referenz
$R_{F_L}^{D(3)}$	0	$^{+\infty}_{-0}$		
$\alpha'_{I\!P}$	0.26	± 0.26	GeV^{-2}	[92]
$\alpha_{I\!R}(0)$	0.55	± 0.1		[93]
$\alpha'_{I\!R}$	0.9	± 0.1	GeV^{-2}	[93]
$B_{I\!P}$	4.6	$^{+3.4}_{-2.6}$	GeV^{-2}	[92]
$B_{I\!R}$	2.0	± 2.0	GeV^{-2}	[50]
I	0	1		

Tabelle 6.2: *Auflistung der in den Anpassungen verwendete Parameter und ihrer Unsicherheiten.*

1,2,3 Bei diesen drei Anpassungen wird nur eine Regge-Trajektorie berücksichtigt. Die zur Strukturfunktion des Pomeron proportionale Größe $F_2^{I\!P}(Q^2, \beta)$ in jedem der Q^2-β-Intervalle und der Achsenabschnitt $\alpha_{I\!P}(0)$ gehen als freie Parameter in die Anpassung ein. Nur der statistische Fehler ist angegeben. Die Anpassungen (χ^2/dof) an die Datensätze 94 und 94/95 beschreiben die Daten nicht zufriedenstellend. Diejenige für den Datensatz 95 ist nicht gut, aber schließt die Anpassung nicht aus. Das Ergebnis für $\alpha_{I\!P}(0)$ ist in allen Fällen kompatibel mit dem Ergebnis der 1993 durchgeführten Analyse.

4,5,6 Bei dieser Gruppe von Anpassungen werden zwei Trajektorien verwendet. Wie in den Anpassungen 1-3 sind $F_2^{I\!P}(Q^2, \beta)$ und $\alpha_{I\!P}(0)$ freie Parameter. Für die zweite Trajektorie wird der Achsenabschnitt der ρ-Trajektorie $\alpha_{I\!R}(0) = 0.55$ und als partonische Struktur die Pionstrukturfunktion nach der Parametrisierung von GRV [43] verwendet. Als freier Parameter geht nur die Normierung N_π der zweiten Trajektorie

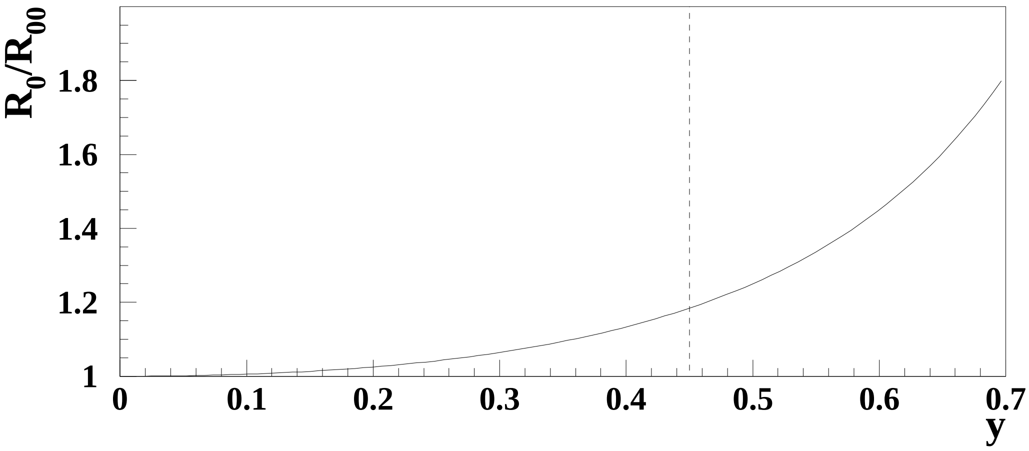


Abbildung 6.1: *Maximale Unsicherheit durch die Unkenntnis der Größe $R_{FL}^{D(3)}$. Das Verhältnis von $F_2^{D(3)}$ unter den Annahmen $R_{F_L}^{D(3)} = 0$ und $R_{F_L}^{D(3)} = \infty$ ist als Funktion von y aufgetragen.*

ein.

Die Anpassungen an die Datensätze 94 und 94/95 beschreiben die Daten in akzeptabler Weise und liefern ähnliche Werte für den Pomeronachsenabschnitt von $\alpha_{I\!P}(0) \approx 1.2$. In der Anpassung an den Datensatz 95 entspricht $\alpha_{I\!P}(0)$ dem in den Hadron-Hadron Streuexeperimenten gefundenen Wert vom 1.08. Die Anpassung an den Datensatz 94 ist innerhalb der statistischen Fehler kompatibel mit dem in der eigenständigen Analyse des Datensates 94 [38] gefundenen Wert. Dieser Wert ist signifikant größer als 1.08.

Die Normierungskonstanten N_π unterscheiden sich in beiden Anpassungen in ihrem Zentralwert. Aufgrund der großen Fehler ist aber keine weitere Aussage möglich.

Die Kombination der beiden Datensätze liefert wie zu erwarten einen Mittelwert der einzelnen Anpassungen für $\alpha_{I\!P}(0)$ und N_π. Dabei ist die Wahrscheinlichkeit für die gewählte Parametrisierung mit 1.8% sehr klein.

Die Wahl der zweiten Trajektorie als Pionstrukturfunktion mit $\alpha_{I\!R}(0) = 0.55$ scheint also nicht die optimale Parametrisierung zu sein.

7,8,9 Da die Parametrisierung der Struktur der zweiten Regge-Trajektorie durch die Pionstrukturfunktion in den Anpassungen 4,5,6 nicht angemessen ist, wird in diesen nun versucht größtmögliche Freiheit zu gewähren. Dies erhöht natürlich die Zahl der freien Parameter der Anpassung. Für jedes Q^2-β-Intervall sind sowohl die $F_2^{I\!P}(Q^2,\beta)$, als auch $F_2^{I\!R}(Q^2,\beta)$ frei, desweiteren die Achsenabschnitte $\alpha_{I\!P}(0)$ und $\alpha_{I\!R}(0)$.

Die auf dem Datensatz 94 basierende Anpassung 7 entspricht wie erwartet dem Ergebnis aus [38]. Auch die Anpassungen an den Datensatz 95 und die Kombination 94/95 liefern im Rahmen des statistischen Fehlers denselben Wert für $\alpha_{I\!P}(0)$. Das Ergebnis von Anpassung 9 ist in Abbildung 6.2 eingezeichnet. Die Darstellung entspricht Abbildung 5.19.

Der große systematische Fehler in Anpassung 8 wird durch die Unkenntnis der Größe $R_{F_L}^{D(3)}$ dominiert.

Der resultierende Achsenabschnitt $\alpha_{I\!R}(0)$ variiert stark zwischen den einzelnen Datensätzen.

10 Der sich in den Anpassungen 4-6 andeutende Trend einer Q^2-Abhängigkeit von $\alpha_{I\!P}(0)$ ist aufgrund der vorhandenen Diskrepanz zwischen $\alpha_{I\!P}(0) = 1.08$ bei $Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$ [75, 28] und $\alpha_{I\!P}(0) \approx 1.2$ für $Q^2 > 4.5\,\mathrm{GeV}^2$ [38] sehr interessant. Die Vermutung liegt nahe, daß ein stetiger Übergang im intermediären Bereich existiert. Daher wird $\alpha_{I\!P}(0)$ durch eine weitere Anpassung untersucht, bei welcher der Achsenabschnitt des Pomerons parametrisiert wird als: $\alpha_{I\!P}(0, Q^2) = A + B \cdot \log(Q^2/10\,\mathrm{GeV}^2)$. A und B sind die neuen Parameter. Ansonsten gelten dieselben Bedingungen wie bei den Anpassungen 4-6, allerdings wird nur der kombinierte Datensatz 94/95 betrachtet. Die Anpassung beschreibt die Daten gut. Der Q^2-abhängige Term B ist mit 3 Standardabweichungen von null verschieden.

Es muß bei dieser Anpassung allerdings berücksichtigt werden, daß die Pionstrukturfunktion als Parametrisierung nicht gut geeignet ist (siehe Anpassungen 4-6). Die nachgewiesene Abhängigkeit könnte demnach ein Artefakt sein.

11,12 Um die Beeinträchtigung der Anpassung durch die Parametrisierung zu verringern, werden wie in den Anpassungen 7-9 sowohl die Pomeron-, als auch die Mesonstrukturfunktion als freie Parameter zugelassen. $\alpha_{I\!P}(0, Q^2)$ wird wie in Anpassung 10 parametrisiert. Zum Vergleich mit der in [38] durchgeführten Anpassung wurde für die Anpassung 11 nur der Datensatz 94 benutzt. Das Ergebnis ist wiederum kompatibel mit den publizierten Werten [38]. In Anpassung 12 werden die kombinierten Datensätze verwendet.

Die Anpassung zeigt auch hier innerhalb des statistischen Fehlers eine Q^2-Abhängigkeit. Werden allerdings auch die systematischen Fehler betrachtet, so ist die Abhängigkeit nicht mehr signifikant. Der systematische Fehler wird durch die Unsicherheit der Elektronenergieskala dominiert, welche die Hälfte des Fehlers ausmacht.

13,14,15 Analog zu den Anpassungen 11 und 12 wird hier eine mögliche β-Abhängigkeit von $\alpha_{I\!P}(0)$ untersucht. Die verwendete Parametrisierung ist $\alpha_{I\!P}(0, \beta) = A + B \cdot (\beta - 0.5)$. Wiederum sind A und B freie Parameter. Das χ^2 der Anpassung ist durch die Einführung eines weiteren Parameters etwas besser als dasjenige der Anpassungen 7-9. Eine signifikante β-Abhängigkeit ist bei keinem der drei Datensätze zu erkennen.

16 Bei dieser Anpassung wurde unter Verwendung von $\alpha_{I\!R}(0) = 0.55$ für jedes Q^2-Intervall i die Größe $\alpha_{I\!P}(0, Q_i^2)$ bestimmt. Die Anpassung wurde mit den kombinierten Datensätzen durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Die ausgefüllten Dreiecke (▲) zeigen $\alpha_{I\!P}(0, Q^2)$ aus dem Datensatz 95, die offenen Kreise (○) diejenigen aus dem Datensatz 94. Wird an diese Werte von $\alpha_{I\!P}(0, Q^2)$ eine Abhängigkeit $\alpha_{I\!P}(0, Q^2) = A + B \cdot \log(Q^2/10\,\mathrm{GeV}^2)$ angepaßt, so ist das Ergebnis kompatibel zu Anpassung 9. Allerdings scheinen die aus dem Datensatz 95 gewonnenen Ergebnisse allesamt etwas niedriger als die anderen Werte. Aufgrund der Verringerung der Zahl der Datenpunkte, welche zur Bestimmung eines $\alpha_{I\!P}(0, Q_i^2)$ herangezogen werden können, erhöht sich der Fehler auf die Ergebnisse verglichen mit Anpassung 9 .

Alle Anpassungen zeigen ein konsistentes Bild untereinander. Auch nach der Erweiterung des kinematischen Bereichs bis zu $Q^2 = 0.8\,\mathrm{GeV}^2$ ist die Messung der Achsenabschnitte $\alpha_{I\!P}(0)$ und $\alpha_{I\!R}(0)$ konsistent mit der vorangegangenen Messung [38]. Damit ist der Achsenabschnit der Pomerontrajektorie mit $\alpha_{I\!P}(0) = 1.202 \pm 0.018(stat.) \pm^{0.034}_{0.010} (syst.) \pm^{0.022}_{0.035}$ $(mod.)$ signifkant größer als der in Hadron-Hadron-Streuexperimenten bestimmte Wert von $\alpha_{I\!P}(0) = 1.08$. Eine signifikante Q^2 oder β-Abhängigkeit von $\alpha_{I\!P}(0)$ konnte nicht nachgewiesen werden.

Aussichten auf Verbesserung der Messung

Eine Erhöhung der integrierten Luminosität und der damit verbundenen Steigerung der Ereignisrate hilft das Ergebnis zu verbessern. Es erlaubt ein feineres Gitter über die ki-

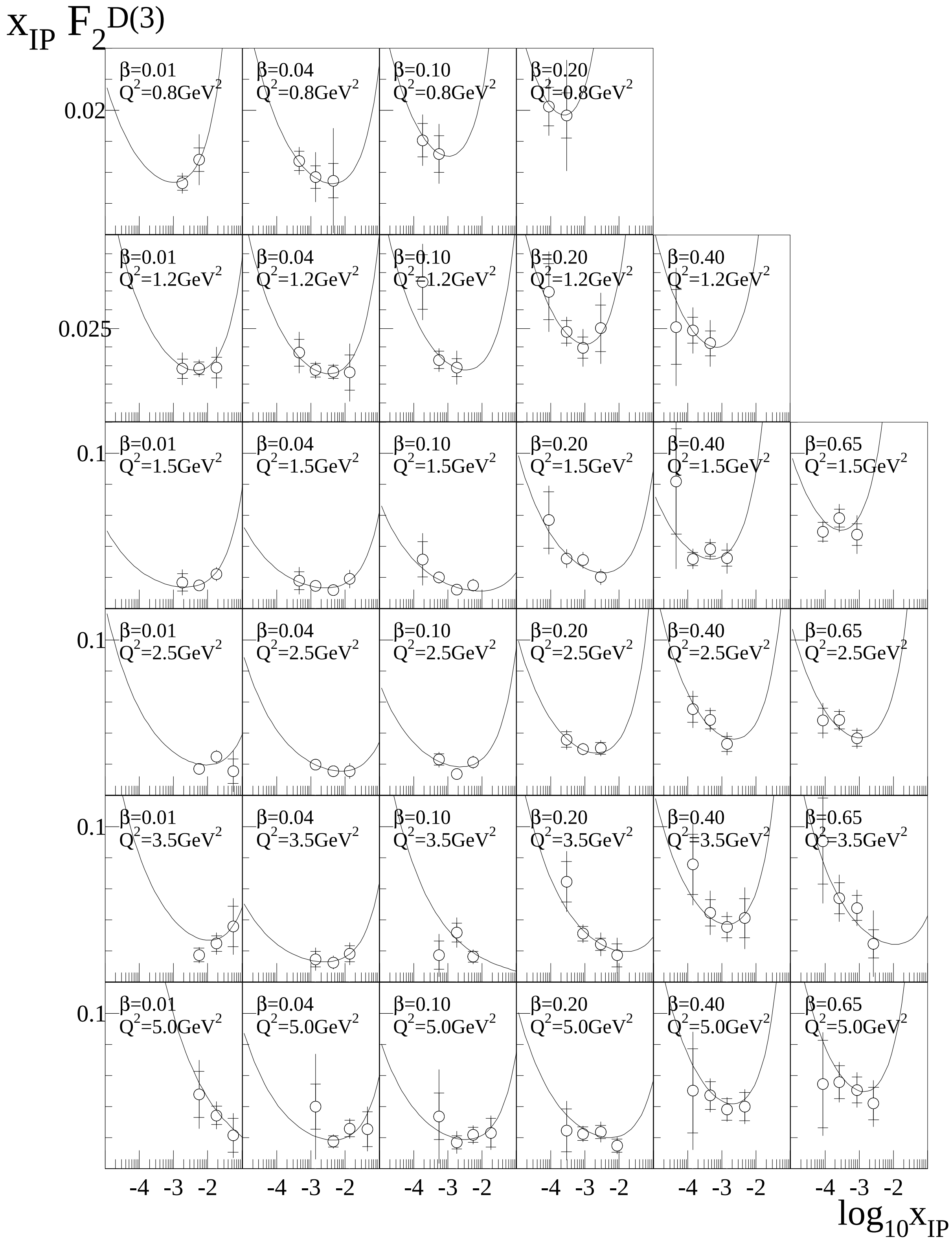


Abbildung 6.2: *Das Ergebnis der Anpassung 9 mit den aus der Σ-Methode bestimmten Daten diese Arbeit.*

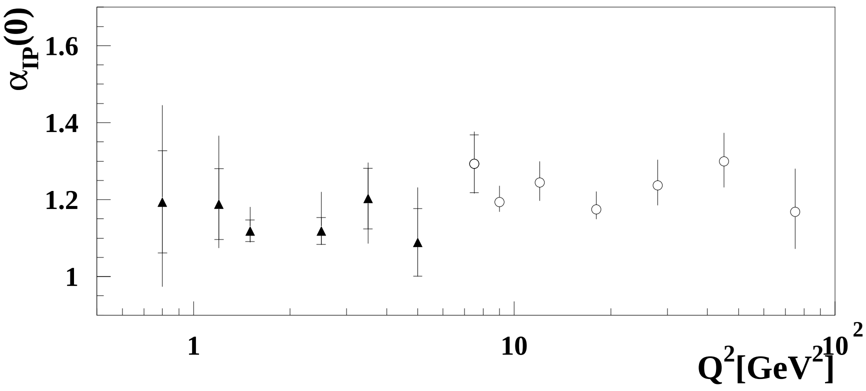


Abbildung 6.3: *Ergebnis der Anpassung 16: Achsenabschnitt $\alpha_{I\!P}(0)$ als Funktion von Q^2. Die Daten aus der Datennahmeperiode 95 sind als geschlossene Dreiecke (▲) und diejenigen der Datennahmeperiode 94 als offenen Kreise (○) gezeigt.*

nematische Ebene zu legen und/oder den statistischen Fehler zu verringern. Dabei muß gewährleistet sein, daß die systematischen Effekte unter Kontrolle bleiben. Dementsprechend ist auch hier eine Verbesserung wünschenswert. Besonders in der Rekonstruktion von M_X, und damit auch von β, ist eine Verbesserung zu erhoffen.

Spezielle Messungen allerdings können zur weiteren Verbesserung beitragen:

Messung von $R_{F_L}^{D(3)}$: Bei Kenntnis dieser Größe fiele einen große Unsicherheit weg und eine verbesserte Messung bei großen y und dementsprechen kleinen $x_{I\!P}$, dem Pomeron dominierten Bereich, wäre möglich.

Eine Messung von $R_{F_L}^{D(3)}$ wäre möglich, wenn die Schwerpunktsenergie bei HERA verändert würde. Dabei ließe sich dann der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt bei konstanten Q^2, β und $x_{I\!P}$, aber variablem y bestimmen und damit $R_{F_L}^{D(3)}$ extrahieren [95].

Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung radiativer Ereignisse. Für diese Messung wäre aber eine integrierte Luminosität von $\approx 200\mathrm{pb}^{-1}$ nötig [95].

Messung von $F_2^{D(3)}$ über einen größeren Q^2-Bereich: Der Einsatz eines speziellen Kleinwinkelkalorimeters in Rückwärtsrichtung soll eine Q^2 Messung im Bereich von $Q^2 = 0.02\,\mathrm{GeV}^2$ bis $Q^2 = 1\,\mathrm{GeV}^2$ ermöglichen. Dieses Kalorimeter wird in der Datennahmeperiode 1998 erstmals in Betrieb genommen [96].

Eine Steigerung der integrierten Luminosität ermöglicht die Messung bei großen Q^2. Durch diese Fortschritte wird der Hebelarm für die Messung einer möglichen Q^2-Abhängigkeit von $\alpha_{I\!P}(0)$ erweitert.

Messung von $F_2^{D(3)}$ bei höheren $x_{I\!P}$: Durch die Messung von $F_2^{D(3)}$ über einen größeren Bereich in $x_{I\!P}$ läßt sich der Hebelarm und damit die Sensitivität der Anpassungen erhöhen. Da bei der Messung von $x_{I\!P} > 0.05$ ein Teil des hadronischen Endzustandes den Detektor in Vorwärtsrichtung verläßt, ist keine Messung von M_X mehr möglich. Daher wurde der H1-Detektor mit vier Faserhodoskopen ausgestattet, welche in der

Nähe des Strahls zwischen $z = 63\,\mathrm{m}$ und $z = 90\,\mathrm{m}$ positioniert sind. Die Hodoskope bei $z = 81\,\mathrm{m}$ und $z = 90\,\mathrm{m}$ sind seit der Datennahmeperiode 1995 installiert, zwei weitere seit der Datennahmeperiode 1997. Diese ermöglichen eine Messung von elastisch gestreuten Protonen mit Protonimpulsen zwischen $\approx 350\,\mathrm{GeV}$ und $\approx 820\,GeV$ und damit zwischen $x_{I\!P} = 10^{-5}$ und $\approx x_{I\!P} = 0.6$. Eine erste Analyse ist in [39] beschrieben. Dort wurden die bei $z = 81\,\mathrm{m}$ und $z = 90\,\mathrm{m}$ positionierten Hodoskope verwendet, um die durch Pionaustausch dominierte Strukturfunktion bei $x_{I\!P} > 0.1$ zu bestimmen.

Messung von $F_2^{D(4)}(Q^2, \beta, x_{I\!P}, t)$ Mit der Verwendung der oben erwähnten Faserhodoskope wird es auch möglich sein, den Viereimpulsübertrag t am Protonvertex zu bestimmen.

6.2 Partonische Struktur des $I\!P$

Neben den Achsenabschnitten der Regge-Trajektorien $\alpha_{I\!P}(0)$ and $\alpha_{I\!R}(0)$ wurden bei den Anpassungen auch die Größen $F_2^{I\!P}(Q^2, \beta)$ und $F_2^{I\!R}(Q^2, \beta)$ bestimmt. Diese sind unter der Annahme der Faktorisierunghypothese proportional zu den Strukturfunktionen der Austauschteilchen, da die Normierung zwischen Flußfaktor und Strukturfunktion, wie mehrfach erwähnt, willkürlich ist.

Abbildung 6.4 zeigt das Ergebnis für $F_2^{I\!P}(Q^2, \beta)$ aus der Anpassung 9 für verschiedene β-Intervalle als Funktion von Q^2. Die Datenpunkte mit $Q^2 \leq 5\,\mathrm{GeV}^2$ als gefüllte Dreiecke (▲) entsprechen dem Datensatz 95 und damit dem Ergebnis der vorliegenden Arbeit, die als offenen Kreise ($\circ$) gezeigten Datenpunkte mit $Q^2 \geq 7.5\,\mathrm{GeV}^2$ entsprechen dem Datensatz 94. Die schon allein im Datensatz 94 beobachtete Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktion (siehe Abbildung 1.9) setzt sich zu kleineren Q^2 fort. Selbst bei dem größten β steigt die Strukturfunktion mit wachsendem Q^2 an. Dieses Verhalten steht im Kontrast zum Verhalten der Protonstrukturfunktion (siehe Abbildung 1.2) und bestärkt die Annahme des hohen gluonischen Anteils im Pomeron.

In Abbildung 6.5 ist das Ergebnis für die aus der Anpassung 9 extrahierte Größe $F_2^{I\!R}(Q^2, \beta)$ analog zu Abbildung 6.4 dargestellt. Die gemessene Strukturfunktion ist flach und zeigt kein auffälliges Q^2-Verhalten. Bei kleinen Q^2 allerdings sind die Fehler sehr groß, was auf den fehlenden Hebelarm in der Messung zu hohen $x_{I\!P}$ zurückzuführen ist. Den Datenpunkten überlagert ist die Parametrisierung der Pionstrukturfunktion [43] mit einer Normierung von $N_\pi = 1.3$. Die Parametrisierung der Pionstrukturfunktion zeigt eine der Protonstrukturfunktion ähnliche Q^2-Abhängigkeit, welche bei großen β (analog zur Skalenvariable x) abfällt. Daher ist sie nicht in der Lage, die Daten zu beschreiben. Diese Fehlbeschreibung beeinträchtigt natürlich die Anpassungen in Abschnitt 6.1, bei welchen die partonische Struktur der zweiten Trajektorie durch die Pionstruktur parametrisiert wird.

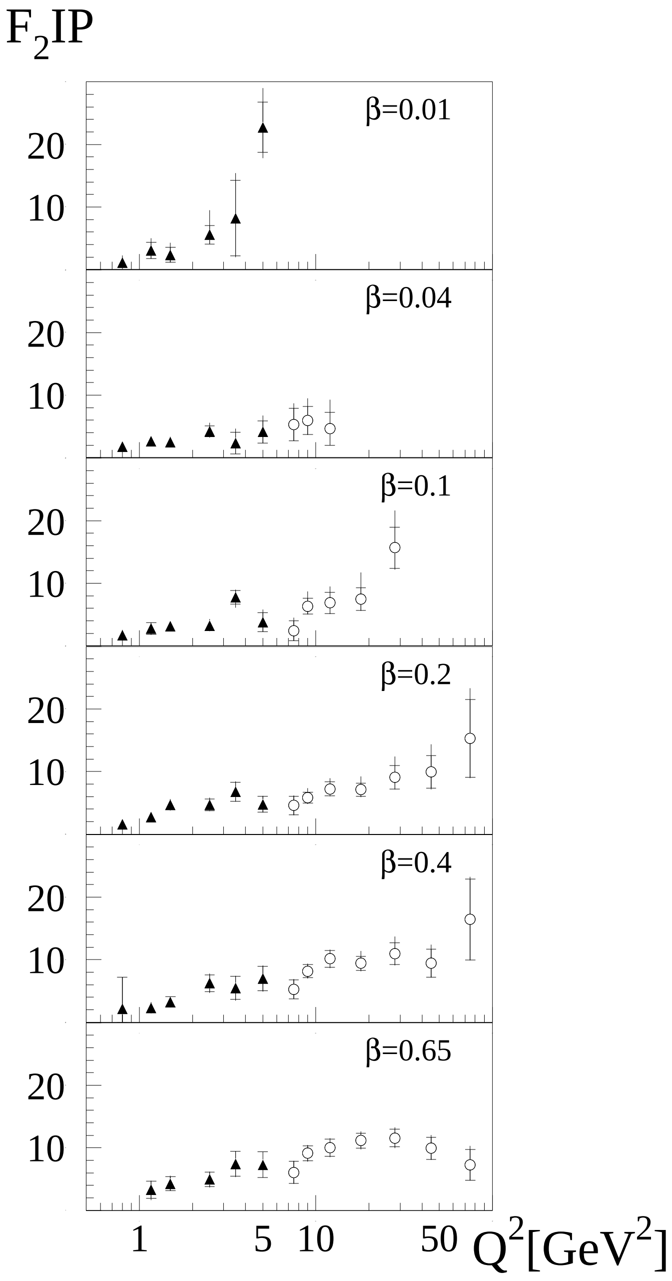


Abbildung 6.4: *Die aus den Anpassungen extrahierte Größe $F_2^{I\!P}$ ist für verschiedene β-Intervalle als Funktion von Q^2 aufgetragen. Die Daten der Datennahmeperiode 1995 sind mit geschlossenen Dreiecken (▲), die der Datennahmeperiode 1994 [38] mit offenen Kreisen (○) dargestellt.*

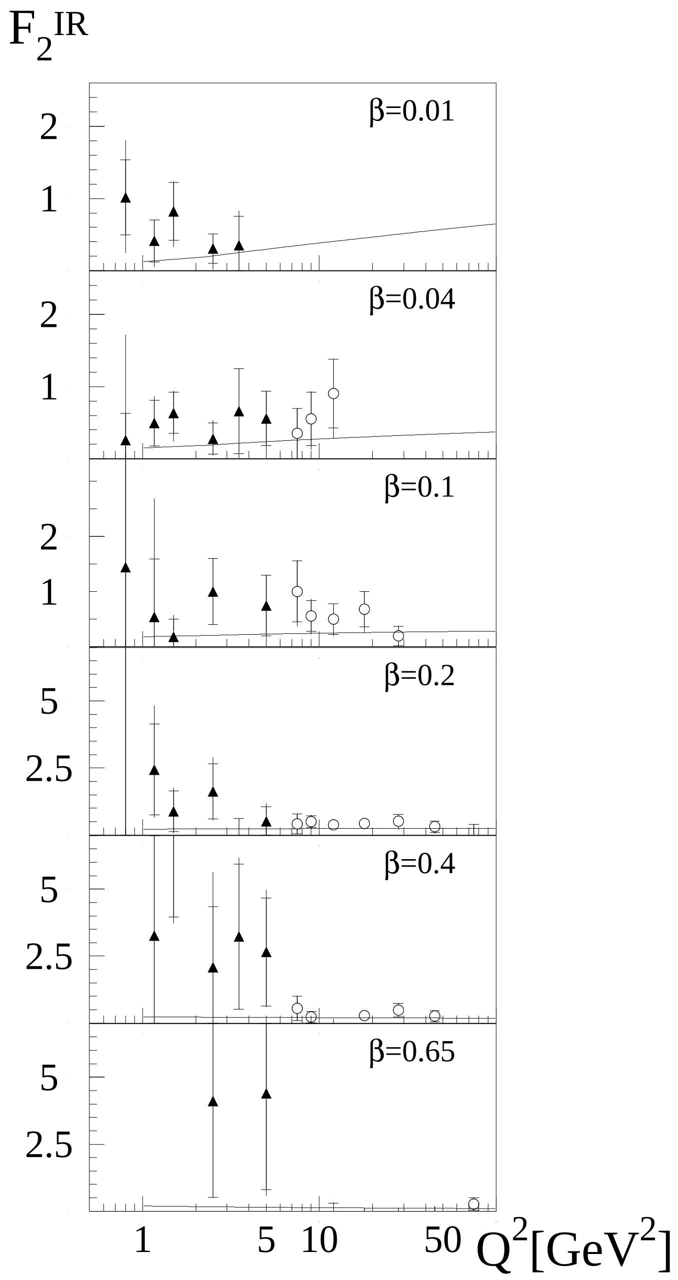


Abbildung 6.5: *Die aus den Anpassungen extrahierte Größe F_2^{IR} ist für verschiedene β-Intervalle als Funktion von Q^2 aufgetragen. Die Daten der Datennahmeperiode 1995 sind wieder mit geschlossenen Dreiecken (▲), die der Datennahmeperiode 1994 [38] mit offenen Kreisen (○) dargestellt. Den Daten überlagert ist die verwendete Pionstrukturfunktion [43] mit der Normierung $N_\pi = 1.3$.*

Kapitel 7

Führende Neutronen in der tiefinelastischen Streuung

Das Vorwärtsneutronkalorimeter (FNC, siehe Abschnitt 2.2.4) ist eine dem H1-Detektor neu hinzugefügte, bisher noch in keiner Analyse verwendete Detektorkomponente. Das FNC ermöglicht es erstmalig, mit dem H1-Detektor den Anteil des π^+-Austauschs an der Gesamtheit der LRG-Ereignisse zu untersuchen.

In [90] wurde gezeigt, daß die $x_{\mathbb{P}}$-Verteilung der 1994 aufgezeichneten Daten durch eine Mischung der Generatoren RapGap-$\mathbb{P}$, RapGap-π^+ und DJANGO beschrieben werden kann. Dabei war das Mischungsverhältnis von RapGap-π^+ und DJANGO von untergeordneter Bedeutung. Selbst die Extrema unter Verwendung jeweils nur einer dieser beiden Generatoren lieferten eine gute Beschreibung der Daten.

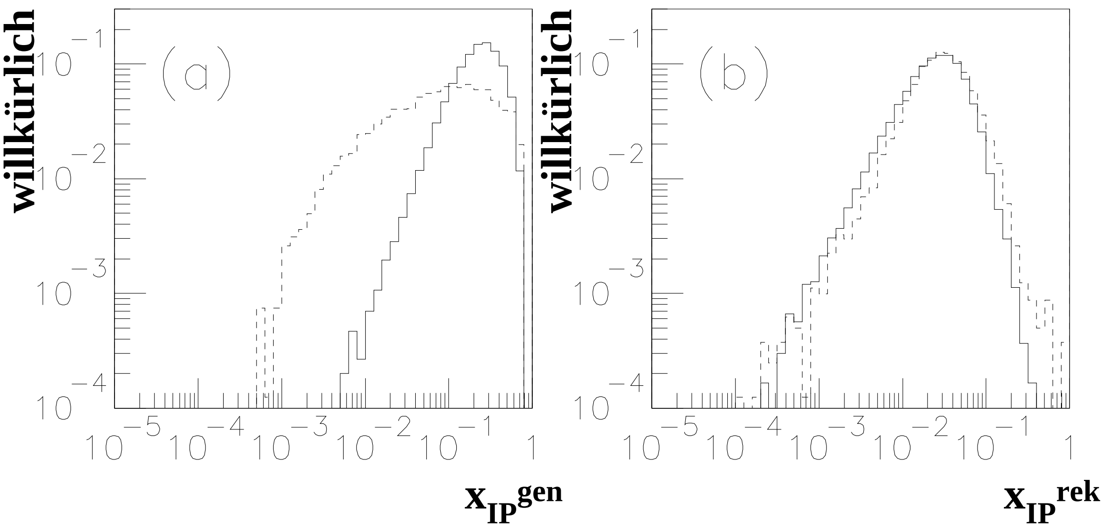


Abbildung 7.1: *(a) zeigt die Verteilung der generierten Größe $x_{\mathbb{P}}^{gen}$ für den Generator DJANGO als durchgezogene und für den Generator RapGap-π^+ als gestrichelte Linie. (b) zeigt die Verteilung der Größe $x_{\mathbb{P}}^{rek}$ nach der Rekonstruktion.*

Abbildung 7.1 zeigt in (a) die Verteilung der generierten Größe $x_{I\!P}^{gen}$ für den Generator DJANGO als durchgezogene und für den Generator RapGap-π^+ als gestrichelte Linie. Teil (b) zeigt die Verteilung der Größe $x_{I\!P}^{rek}$ nach der Rekonstruktion. Aufgrund der Teilchenverluste in Vorwärtsrichtung (entsprechend großen $x_{I\!P}$) und der damit verbundenen sehr schlechten $x_{I\!P}$-Auflösung in diesem Bereich, ist kein signifikanter Unterschied der sich stark unterscheidenden Verteilungen von $x_{I\!P}^{gen}$ in der rekonstruierten Größe $x_{I\!P}^{rek}$ der beiden Generatoren ersichtlich . Da hier keine Unterscheidungsmöglichkeit besteht, muß eine alternative Methode verwendet werden, um zwischen den beiden Modellen differenzieren zu können.

Beim π^+ Austausch $ep \stackrel{\pi^+}{\rightarrow} enX$ entsteht neben dem hadronischen Endzustand X ein Neutron n[1]. Dieses fliegt mit kleinem Winkel, durch die Strahlführungsmagneten unbehelligt, in Vorwärtsrichtung. Das in Abschnitt 2.2.4 beschriebene FNC ist in der Lage, diese Neutronen nachzuweisen. Das verwendete Kalorimeter war als Pilotprojekt gedacht, um die Durchführbarkeit und Systematik einer solchen Messung zu studieren.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst mit Hilfe von Simulationen versucht, allgemeine Informationen über das verwendete Kalorimeter zu gewinnen. Dieser Ansatz ist notwendig, da keine Teststrahlmessungen mit dem Kalorimeter durchgeführt wurden. Danach wird auf allgemeine Charakteristika gemessener Ereignisse mit rekonstruierter Energie im FNC eingegangen. Hierzu wird ein einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L}dt \approx 650\,\mathrm{nb}^{-1}$ entsprechender Teil der 1995 unter nominellen Vertexbedingungen aufgezeichneten Daten verwendet. Zuletzt wird der Anteil an LRG-Ereignissen mit führendem Neutron bestimmt.[2]

7.1 Simulationsstudien zum 1995 verwendeten FNC

Um ein Gefühl über das Leistungsvermögen des FNC zu bekommen, wurde dieses mit dem zur Simulation von Teilchenschauern entwickelten Programmpaket GEANT [47] modelliert. Das Modell lehnt sich an die Darstellung des FNC in Abbildung 2.5 an. Die Abschirmung, die Vetozähler und das aus Stahl bestehende Gerüst wurden neben dem eigentlichen, aus wechselnden Schichten Blei und Szintillator bestehenden Kalorimeter simuliert. Ausgabegröße der Simulation ist die im Szintillator und im Blei des FNC sowie die in den Vetozählern deponierte Energie. Die Verluste beim Lichttransport durch die Lichtleiter werden durch eine exponentielle Dämpfung mit einer Abschwächungslänge von 2 m [98] modelliert.

Da keine Teststrahlmessung mit dem Kalorimeter zur Verfügung steht, wurde eine solche simuliert. Neutronen im Energiebereich von 200 GeV bis 800 GeV wurden unter einem Winkel von 0° zentral auf die Frontfläche geschossen. Für einen Datensatz mit 400 GeV wurde der Einschußpunkt zusätzlich um 5 cm in x und y verschoben. Die Beschreibung

[1] Ersetzt man in Abbildung 1.7 den Zustand Y durch das Neutron, so kann die *Blase* als virtuelles π^+ interpretiert werden.

[2] Die ersten Ergebnisse dieser Analyse wurden bereits 1996 als Konferenzbeitrag zur ICHEP96 in Warschau [97] veröffentlicht.

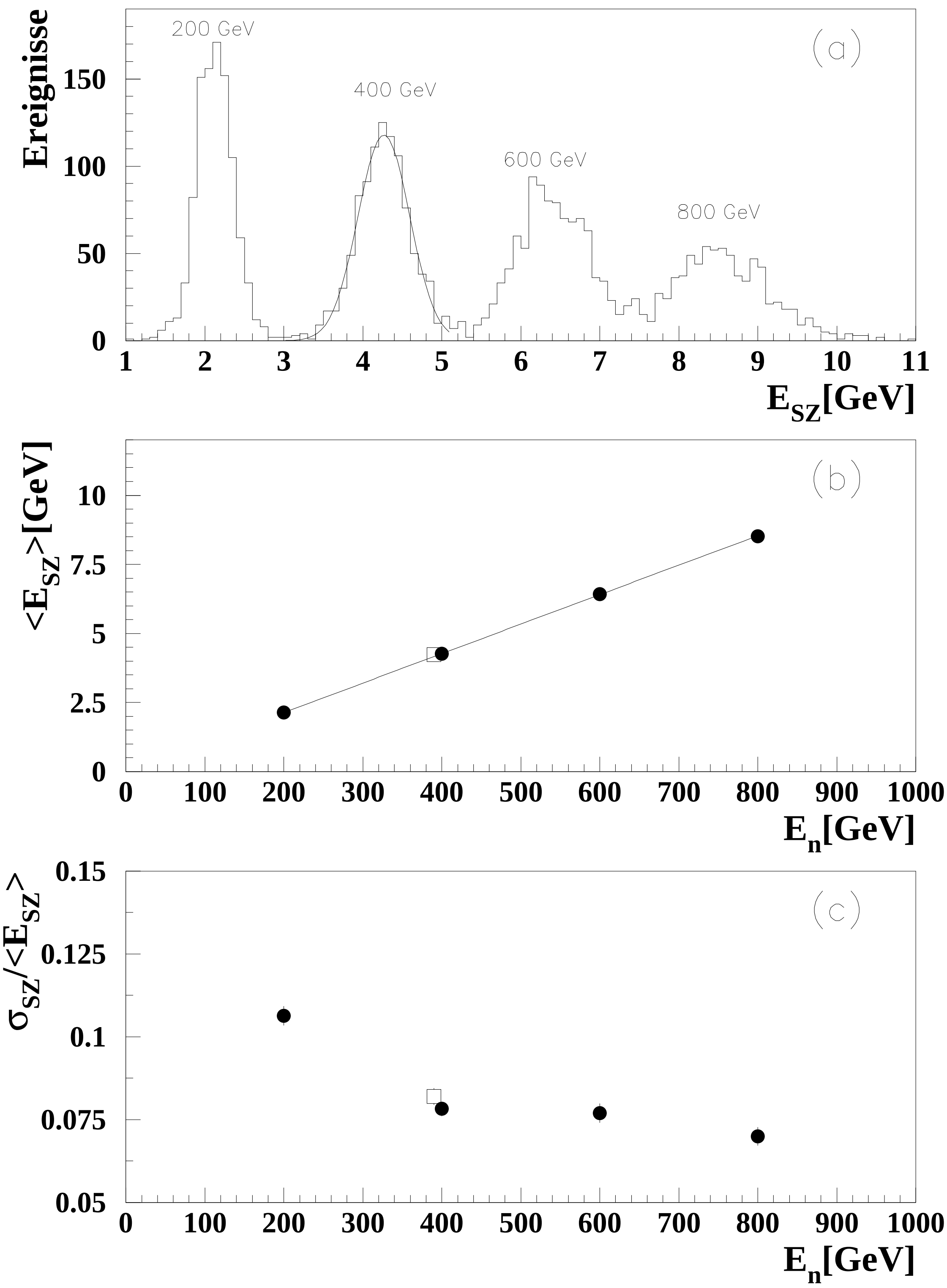


Abbildung 7.2: *(a) Verteilung der im Szintillationsmaterial deponierten Energie E_{SZ} simulierter Neutronen der angegebenen Energie. (b) mittlere Energiedeposition im Szintillationsmaterial $\langle E_{SZ} \rangle$ als Funktion der Energie des eingeschossenen Neutrons E_n. Die Werte für den zentralen Einschuß sind als $\bullet$, derjenige für einen um 5 cm in x- und y-Richtung versetzten Einschuß ist als $\square$ eingezeichnet. (c) Auflösungsvermögen des Kalorimeters $\frac{\sigma_{SZ}}{\langle E_{SZ} \rangle}$ als Funktion der Energie des eingeschossenen Neutrons E_n.*

der Datensätze und der Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt und in Abbildung 7.2 graphisch dargestellt. In Tabelle 7.1 sind aufgelistet: Die Einschußenergie E_n, die Einschußkoordinaten x_n/y_n des Neutrons, der Mittelwert $<E_{SZ}>$ und die Breite σ_{SZ} einer an die im Szintillator deponierten Energie angepaßten Normalverteilung und deren Verhältnis $\frac{\sigma_{SZ}}{<E_{SZ}>}$, das Auflösungsvermögen. Außerdem sind aufgeführt: Die mittlere im gesamten Kalorimeter deponierte Energie $<E_{SZ+Pb}>$, die sogenannte *sampling fraction* (SF), welche dem Verhältnis zwischen der im aktiven und der im passiven Material deponierten Energie entspricht und zuletzt der mittlere Anteil der im gesamten Kalorimeter deponierten Energie an der Energie des eingeschossenen Teilchens, das sogenannte *containment* ($CONT$).

E_n [GeV]	x_n/y_n [cm]	$<E_{SZ}>$ [GeV]	σ_{SZ} [GeV]	$\frac{\sigma_{SZ}}{<E_{SZ}>}$ [%]	$<E_{SZ+Pb}>$ [GeV]	SF [%]	$CONT$ [%]
200	0/0	2.13±0.01	0.23±0.01	10.6±0.3	135.9±0.4	1.57±0.01	67.9±0.2
400	0/0	4.27±0.01	0.33±0.01	7.8±0.2	278.0±0.9	1.54±0.01	69.5±0.2
600	0/0	6.42±0.02	0.49±0.02	7.7±0.3	421.9±1.5	1.52±0.01	70.3±0.2
800	0/0	8.51±0.03	0.60±0.02	7.0±0.3	557.1±3.0	1.53±0.01	69.6±0.4
400	5/5	4.23±0.01	0.35±0.01	8.2±0.2	271.9±0.9	1.55±0.01	68.0±0.2

Tabelle 7.1: *Ergebnisse der Simulation des FNC.*

Die Verteilung der im Szintillator deponierten Energie E_{SZ} ist in Teil (a) von Abbildung 7.2 für die Einschüsse ins Zentrum des Kalorimeters gezeigt. Als Beispiel der Anpassung einer Normalverteilung ist eine solche exemplarisch für den Einschuß mit 400 GeV dargestellt. Die Mittelwerte $\langle E_{SZ}\rangle$ dieser Verteilungen sind als gefüllte Kreise (•) in (b) eingezeichnet, ebenso der Mittelwert der Energie für den nicht zentralen Einschuß. Letzterer ist zur Sichtbarmachung bei 390 GeV anstelle von 400 GeV als offenes Quadrat (□) gezeigt. Im betrachteten Energiebereich ist eine sehr gute Linearität zu erkennen. Mit Hilfe der angepaßten Geraden läßt sich aus der deponierten die rekonstruierte Energie bestimmen. In Teil (c) der Abbildung ist die Auflösung dargestellt. Für die Energie $E_n = 200$ GeV ergibt sich ein Wert von knapp über 10%, für alle anderen Energien, unabhängig vom Einschußort, eine Auflösung von ungefähr 7.5%.

7.2 Simulation des FNC in H1SIM

Eine Simulation des FNC im Rahmen der H1-Detektorsimulation H1SIM war für die Datennahmeperiode 1995 nicht implementiert. Für die bei $z = 81$ m und $z = 90$ m befindlichen Faserhodoskope (FPS) allerdings wurde die vollständige Simulation der Strahlführungsmagnete, Kollimatoren und der Stützkonstruktionen in Vorwärtsrichtung in der Nähe der Strahlröhre in die H1-Detektorsimulation H1SIM implementiert. Diese Implementation ist in Abbildung 7.3 graphisch dargestellt.

Bis zu einer Entfernung von 24 m verlaufen Elektron- und Protonstrahl gemeinsam in einer Strahlröhre. Aufgrund seiner niedrigeren Energie läßt sich der Elektronstrahl leicht

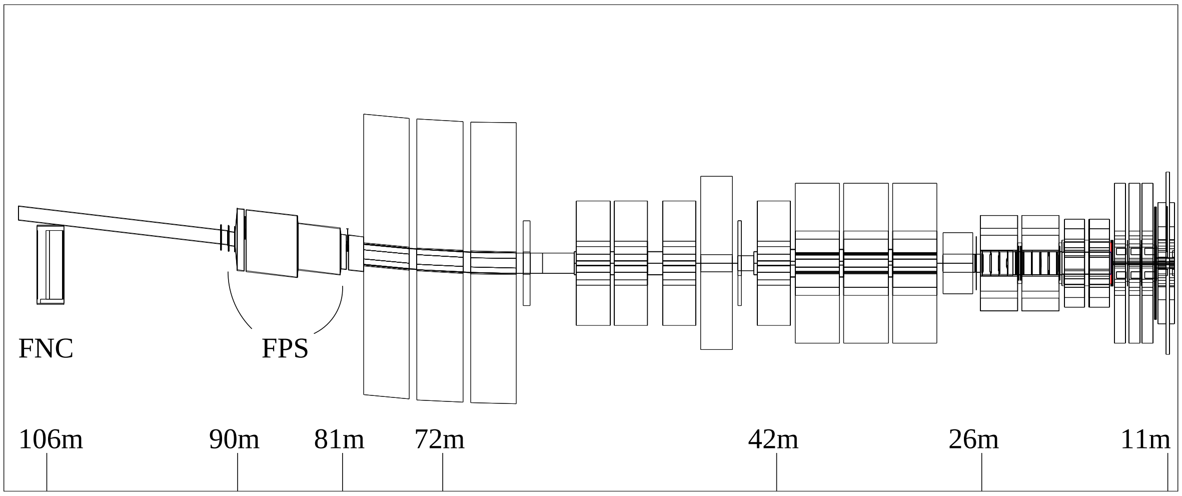


Abbildung 7.3: *Skizze der Strahlführungsmagnete und Detektoren in Vorwärtsrichtung des H1-Detektors.*

vom Protonstrahl trennen. Die Strahlröhre der Protonen verläuft bis $z = 64\,\mathrm{m}$ gerade. Dort wird der Protonstrahl mit Hilfe von Dipolmagneten abgelenkt. Die stärkere Ablenkung von elastisch gestreuten Protonen mit $E_p < E_{strahl}$ wird durch die in der Abbildung markierten Faserhodoskope (FPS) zur Impulsmessung ausgenutzt. Ungeladene Teilchen, welche nicht durch das Magnetfeld abgelenkt werden, fliegen auf ihrer Trajektorie weiter und verlassen die Strahlröhre durch ein Austrittsfenster bei $z \approx 89\,\mathrm{m}$. Durch die Ablenkung des Protonstrahls findet sich bei $z = 106\,\mathrm{m}$ Platz für das Vorwärts-Neutron-Kalorimeter (FNC). Die lateralen Dimensionen der Frontfläche von $30 \cdot 30\,\mathrm{cm}^2$ werden im wesentlichen durch den zur Verfügung stehenden Raum limitiert. Die Simulation erlaubt also eine vollständige Spurverfolgung aller in Vorwärtsrichtung erzeugten Primär- und Sekundärteilchen bis zum Aufstellort des FNC.

Die detaillierte Simulation hochenergetischer Neutronen ist sehr zeitaufwendig. Daher werden zur Bestimmung der rekonstruierten Energie des FNC die Energien aller Teilchen aufsummiert, welche seine Frontfläche erreichen. Diese so bestimmte Energie wird daraufhin mit einer Normalverteilung verschmiert. Abbildung 7.4 zeigt zur Überprüfung dieser Vorgehensweise in (a) die Energieverteilung für beide Fälle. Die Parametrisierung mit einer Energieauflösung von 7.5% ist als Histogramm, die vollständige Simulation als offene Kreise ($\circ$) gezeigt. Teil (b) zeigt die Korrelation der beiden Größen. Verwendet wurde hierbei eine RapGap-Simulation mit π^+-Austausch. Da beide Methoden sehr gute Übereinstimmung zeigen, ist die Benutzung der Parametrisierung ein vernünftiger Ansatz.

Die in den Simulationen gefundene Auflösung von 7.5%-10% reicht, wie später beim Vergleich zwischen Daten und Simulation in Abschnitt 7.4.4 noch gezeigt wird, nicht aus, um diejenige der Daten zu beschreiben. Deshalb wird für alle folgenden Betrachtungen ein Wert von 21% gewählt. Diese Fehlbeschreibung ist vermutlich auf eine zu schlechte Kalibration des FNC zurückzuführen.

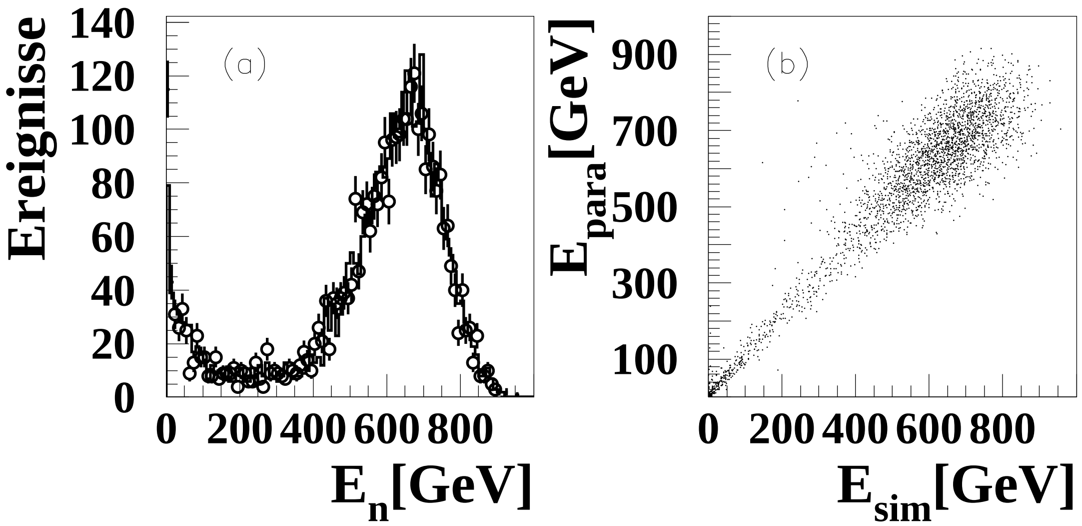


Abbildung 7.4: *Vergleich zwischen detailliert simulierter Energie E_{sim} (○) und parametrisierter Energie E_{para} (Histogramm) von Neutronen aus der π^+-Austausch Simulation.*

7.3 Führende Neutronen in der Simulation

Die Produktion von Neutronen mit hoher Energie in Vorwärtsrichtung (führende Neutronen) wird mit Hilfe der verschiedenen Simulationsprogramme untersucht.

Bei dem in RapGap implementierten π^+-Austausch ist die Produktion solcher Neutronen evident. In der Protondissoziation werden Neutronen aus den Zerfällen angeregter Nukleonresonanzen (zum Beispiel $N^* \to n\pi^+$) erwartet. Diese Neutronen werden allerdings geringere Energie als im π^+-Austausch besitzen. Aus *standard-ep*-Streuprozessen können Neutronen nur durch Fragmentation entstehen. Hierbei wird dann nur ein kleiner Anteil erwartet.

In den folgenden Untersuchungen wird die in 3.1 beschriebene Selektion der tiefinelastisch gestreuten Elektronen verwendet. Abweichend werden die Schnitte in der Elektronenenergie auf $E > 10\,\text{GeV}$ und im Viererimpulsübertrag auf $Q^2 > 2.0\,\text{GeV}^2$ erhöht. Der Energieschnitt dient einer weiteren Unterdrückung von Untergrund. Der Schnitt in Q^2 wurde aufgrund der Akzeptanzänderung beim Übergang zum Datensatz mit nominellem Wechselwirkungspunkt verändert.

7.3.1 π^+-Austausch

Zur Simulation des π^+-Austausch Prozesses wurden Ereignisse mit $Q^2 > 0.5\,\text{GeV}^2$ mit dem Generator RapGap erzeugt. 51083 Ereignisse in der Simulation erfüllen alle Selektionskriterien.

In Abbildung 7.5 ist in (a) die generierte Energie E_{gen} des Neutrons dargestellt, (b) zeigt die rekonstruierte Energie E_{FNC}. In (c) ist die Korrelation von rekonstruierter und generierter Neutronenergie aufgetragen. Es sind im wesentlichen zwei Klassen von Ereignissen

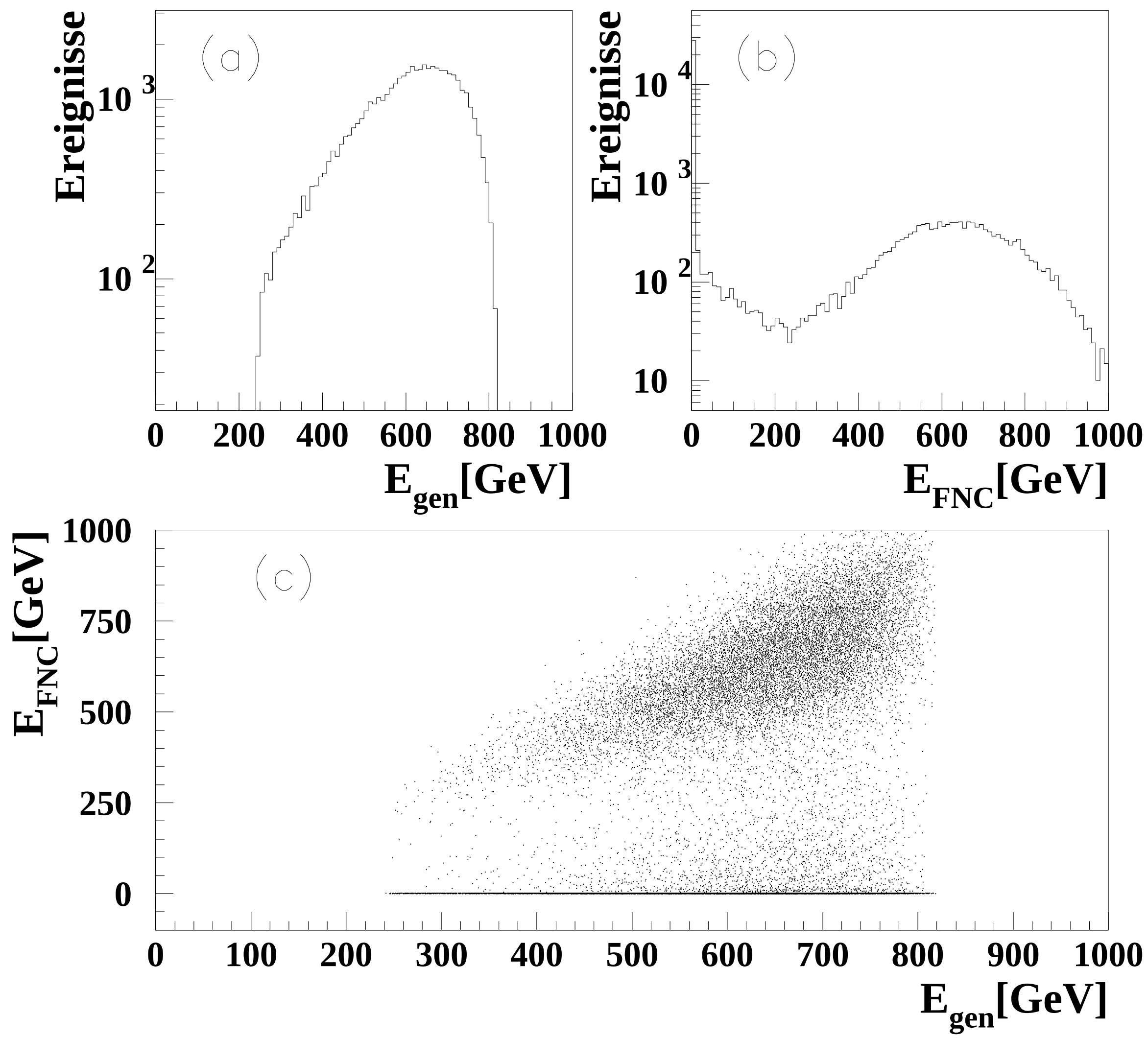


Abbildung 7.5: *Energieverteilungen von generierter Energie E_{gen} (a) und rekonstruierter Energie E_{FNC} (b) der Neutronen für die verwendete π^+-Autausch Simulation. (c) zeigt die Korrelation beider Größen.*

zu erkennen: Eine Klasse, bei der die Energie im Rahmen der Energieauflösung gut rekonstruiert wird, und eine weitere, bei der $E_{FNC} = 0\,\mathrm{GeV}$ unabhängig von E_{gen} rekonstruiert wird.

Abbildung 7.6 zeigt zur Klärung dieses Sachverhalts die vom Auftreffort auf der FNC-Frontfläche abhängende Wahrscheinlichkeit, ein Neutron mit $E_{FNC} > 400\,\mathrm{GeV}$ zu rekonstruieren. Durch die begrenzte Größe des Austrittsfensters und weiteren Apperturbegrenzungen ist nur bei 16000 der 51083 Ereignisse ein Neutron mit $E_{FNC} > 400\,\mathrm{GeV}$ zu finden. Dies entspricht einer Akzeptanz von $A_n = 31.2\%$.

Die wesentlichen sich auf diese Zahl auswirkenden Unsicherheiten sind eine mögliche Neigung des Protonstrahls, eine nicht genau bekannte Position des Kalorimeters und eine andere als die in der Simulation angenommene t-Abhängigkeit des π^+-Austausch Pro-

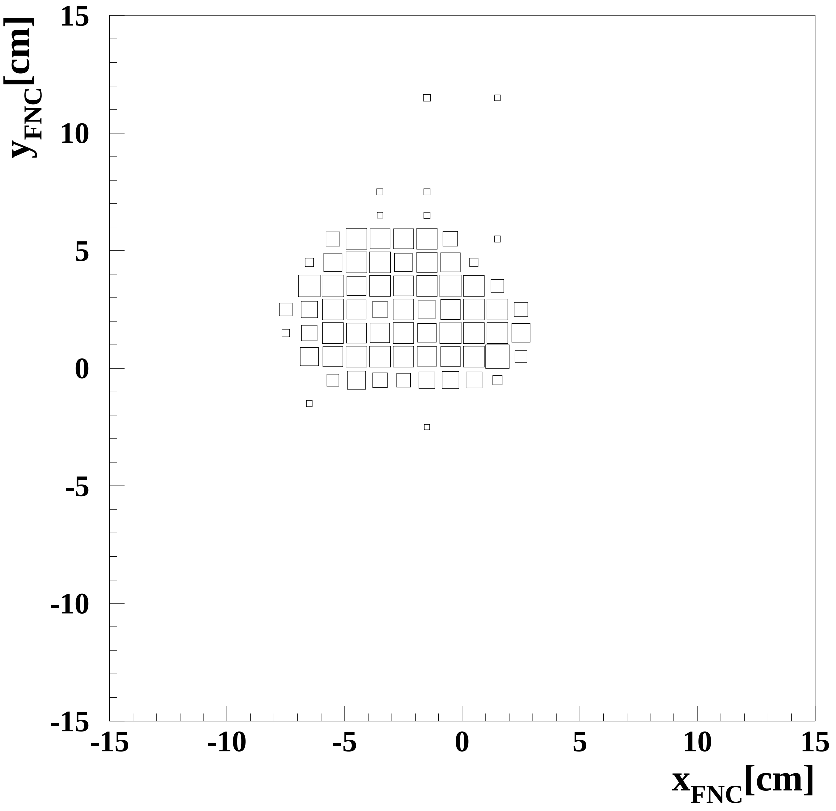


Abbildung 7.6: *Geometrische Akzeptanz des FNC als Funktion des Auftreffortes auf der FNC Oberfläche für Neutronen mit $E_n > 400$ GeV aus der π^+-Autausch Simulation.*

zesses. Der Effekt dieser Unsicherheiten läßt sich wie folgt abschätzen: die in Abbildung 7.6 gezeigten Wahrscheinlichkeiten werden zunächst in einer Matrix $\mathcal{A}(x,y)$ zusammengefaßt, deren Elemente ortsabhängigen Gewichten für die Ereignisse mit $E_{FNC} > 400\,\mathrm{GeV}$ entsprechen.

- Zur Untersuchung des Einflusses einer Neigung des Protonstrahls, welche zu einer Verschiebung des zentralen Auftreffortes der Neutronen auf der Frontfläche des FNC führen würde, wird die Matrix $\mathcal{A}(x,y)$ in x und/oder y verschoben. Die Kantenlänge der der Matrix zugrundeliegenden Flächenelemente wurde zu 1 cm gewählt, was der maximalen Unsicherheit durch die Kombination einer möglichen Neigung des Protonstrahls und einer Mißpositionierung des Kalorimeters entspricht. Die Zahl rekonstruierter Ereignisse N_{rek} ergibt sich dann als $N_{rek} = \sum_{E_{FNC}>400\,\mathrm{GeV}} \mathcal{A}(x,y)$, wobei sich die Summation über alle generierten Ereignisse erstreckt. Maximale Effekte zeigen sich bei einer Verschiebung der Matrix um $x = \mp 1\,\mathrm{cm}, y = \pm 1\,\mathrm{cm}$. Die ermittelten Akzeptanzen A_n betragen dann $A_n^{-+} = 24.4\%$ und $A_n^{+-} = 36.2\%$

- Ähnlich wird bei der Variation der t-Abhängigkeit um $e^{\pm t}$ vorgegangen. Die Variation von t kann durch ihre direkte Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Neutrons und damit vom Auftreffort eine große Unsicherheit liefern. Die resultierenden Akzeptanzen sind $A_n = 25.8\%$ und $A_n = 37.9\%$.

Werden die Abweichungen beider Fehlerquellen vom Zentralwert quadratisch addiert, so ergibt sich $\boxed{A_n^\pi = 31.2 \pm 8.5\%}$. Diese Zahl wird später verwendet, um von der Anzahl der rekonstruierten Ereignisse mit einem Neutron auf die tatsächliche Zahl zu schließen, wenn von π^+-Austausch ausgegangen wird.

7.3.2 Protondissoziation

Die Möglichkeit des Generators DIFFVM, Protondissoziationsprozesse zu generieren, wird auch hier genutzt. Analog zur Untersuchung beim π^+-Austausch kann eine Akzeptanz bestimmt werden. Zur Abschätzung der Unsicherheiten werden die beiden bereits in Abschnitt 1.4.2 vorgestellten Fragmentationsmodelle und die Verschiebung des Kalorimeters, bzw. die Strahlneigung des Protonstrahls berücksichtigt.

Die beiden Fragmentationsmodelle liefern recht unterschiedliche Ergebnisse von $A_n^{pdis,A} = 3.96\%$ und $A_n^{pdis,B} = 2.24\%$. Die Verschiebung der Akzeptanzmatrix hat nur einen geringen Einfluß. Bei $\boxed{A_n^{pdis} = (3.1 \pm 0.9)\%}$ aller Protondissoziationsereignisse findet sich ein Neutron mit $E_{FNC} > 400\,\text{GeV}$ im FNC.

Aufgrund der im Mittel geringeren Energie und der flacheren Auftreffortsverteilung, fällt die Akzeptanz im Falle der Protondissoziation wesentlich kleiner aus als beim π^+-Austausch.

7.3.3 Tiefinelastische Streuung

Auch in den *standard-ep*-Streuprozessen werden Neutronen in Vorwärtsrichtung erzeugt. Der Anteil an Neutronen mit $E > 400\,\text{GeV}$ wurde mit DJANGO abgeschätzt und ist $< 1\%$.

7.4 Führende Neutronen in den Daten

7.4.1 Kalibration des Neutronkalorimeters

Die Kalibration des FNC wurde mit Hilfe von speziellen Meßreihen durchgeführt, in welchen unterschiedliche Energien des HERA-Protonstrahls verwendet wurden. Die durch Stöße der Protonen mit dem im Strahlrohr befindlichen Restgas erzeugten Neutronen wurden im FNC nachgewiesen. Die ADC-Spektren der einzelnen Sekundärelektronenvervielfacher wurden mittels Korrekturfaktoren aufeinander abgeglichen. Die absolute Energieeichung wurde durch Anpassungen von Geraden an die abfallende Flanke der einzelnen ADC-Spektren versucht.

Das Resultat ist in Abbildung 7.11c als Energiespektrum der selektierten Neutronereignisse zu sehen. Hierbei mußte die Neutronenergie allerdings mit einem Faktor 1.6 skaliert werden, um die Vorhersage der Simulation beschreiben zu können. Desweiteren war für die Simulation eine Auflösung von 21% notwendig, was fast dem dreifachen des von der detaillierten Simulation des FNC erwarteten Wertes entspricht. Beide Punkte zeigen, daß die Kalibration des Kalorimeters nicht optimal durchgeführt wurde. Da bei den zur Analyse gespeicherten Daten nur die Energiesumme des FNC zur Verfügung steht, kann die Kalibration nicht weiter optimiert werden. Da diese Messung mit einem relativ einfachen Kalorimeter und mit geringer Statistik durchgeführt wird und die Korrekturen ohnehin mit großen Unsicherheiten belastet sind, wird von einer Verbesserung der Kalibration abgesehen.

7.4.2 Selektion der Neutronereignisse

Wie zuvor erwähnt basiert dieser Teil der Analyse auf den Daten der Datennahmeperiode 1995 mit nomineller Vertexposition. Die zur Selektion der tiefinelastisch gestreuten Elektronen angewandten Kriterien wurden im vorherigen Abschnitt 7.3 bei der Selektion der simulierten Ereignisse besprochen.

Als Trigger wurde Subtrigger S2 verwendet, da dieser am niedrigsten vorskaliert wurde. Er basiert auf dem Triggerelement `IET>1` in Kombination mit den Triggerelementen `zVtx_T0` und `RZ_no_vtx` (siehe Abschnitt 5.5.1). Die Effizienz in Relation zu dem nur auf `IET>1` basierenden, dafür aber im Mittel um einen Faktor fünf stärker skalierten Subtrigger S0 ist in Abbildung 7.7 als Funktion der Energie des gestreuten Elektrons gezeigt. Deutliche Ineffizienzen in der Größenordnung von $\approx 7\%$ sind bei Energien bis 20 GeV zu erkennen. Bis E=23 GeV verringert sich die Ineffizienz auf $\approx 2.5\%$, um von dort an konstant zu bleiben. Die Ineffizienzen werden im folgenden durch Gewichtung der gemessenen Ereignisse mit einem energieabhängigen Faktor korrigiert.

Abbildung 7.8 zeigt in der linken Spalte für zufällige Koinzidenzen und in der rechte Spalte

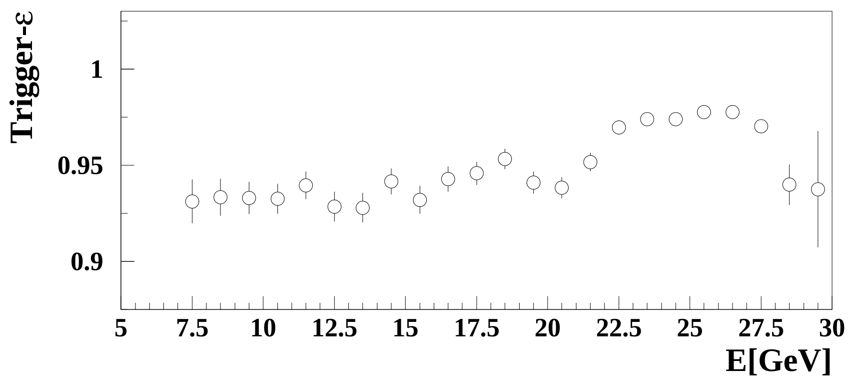
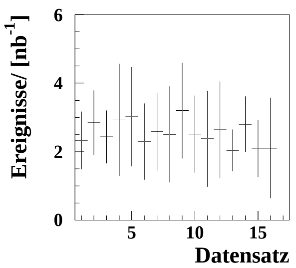


Abbildung 7.7: *Effizienz des Subtriggers S2 in Relation zu Subtrigger S0 für den Datensatz mit nominellem Wechselwirkungspunkt. Durch diesen Vergleich werden die Ineffizienzen der Triggerelmente* `zVtx_T0` *und* `RZ_no_vtx` *überprüft.*

für die selektierten Ereignisse der tiefinelastischen Streuung die ADC-Spektren der beiden Vetozähler V1 und V2, sowie die rekonstruierte Energie E_{FNC} des Neutronkalorimeters. Zur Selektion der ungeladenen Neutronen wird verlangt, daß keiner der Vetozähler ein Signal oberhalb der Rauschschwelle zeigt. Diese Daten werden im folgenden als *neutral* bezeichnet. Spricht mindestens einer der beiden Vetozähler an, so wird das Ereignis als *geladen* bezeichnet. Für V1 wird die Schwelle bei $V1 = 5$ ADC-Kanäle und für V2 bei $V2 = 20$ ADC-Kanälen gewählt. Das Rauschen des FNC ist im linken unteren Bild der Abbildung gezeigt. Nur ein geringer Bruchteil der Ereignisse zeigt eine signifikante Energie mit $E_{FNC} > 20$ GeV.

Im unten rechts gezeigten Bild von Abbildung 7.8, der rekonstruierten Energie E_{FNC}, zeigt das obere Histogramm die Verteilung aller Ereignisse, das untere derjenigen Ereignisse, welche die Schnitte auf die Vetozähler erfüllen. Letztere sind die Kandidaten für Pionaustausch. Ihr Energiespektrum bricht bei $E_{FNC} = 1000$ GeV ab, was durch die Maximalenergie der Neutronen in Kombination mit dem Auflösungsvermögen des Kalorimeters zu erwarten ist. Das inklusive Energiespektrum der Neutronen, das heißt sowohl geladene als auch neutrale Ereignisse, erstreckt sich bis über $E_{FNC} = 1200$ GeV.

Zur Überprüfung der Stabilität der Selektion ist in der nebenstehenden Abbildung die Zahl der selektierten Ereignisse pro nb^{-1} als Funktion einer fortlaufenden Datensatznummer gezeigt. Um die Statistik zu erhöhen, wurden jeweils mehrere Datensätze zusammengefaßt. Das Ergebnis ist stabil über die gesamte Datennahmeperiode.



7.4.3 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Die soeben beschriebene Selektion neutraler Teilchen im Neutrondetektor verwirft allerdings auch einen Teil wirklicher Neutronereignisse, welche durch in Rückwärtsrichtung gestreute Teilchen (Albedo) Signale in den Vetozählern hervorrufen. Aufgabe ist es nun, diesen Anteil zu bestimmen.

Hierzu ist in Abbildung 7.9 oben die schon in Abbildung 7.8 unten rechts gezeigte Energieverteilung erneut dargestellt. Sie zeigt das inklusive Energiespektrum und dasjenige der als *neutral* klassifizierten Ereignisse. Im unteren Teil der Abbildung ist das Energiespektrum für die als *geladen* klassifizierten Ereignisse gezeigt. Ein Teil dieser Ereignisse allerdings ist auf Neutronen zurückzuführen. Die tatsächliche Zahl an Ereignissen mit einem führendem Neutron ergibt sich aus

$$\begin{aligned} N^{ges} &= N_{neutral} + \underbrace{N_{geladen}} \\ &= \underbrace{N_{neutral} + N^{neutral}_{geladen}} + N^{geladen}_{geladen} \\ &= N_{Neutron} + N_{Untergrund} \end{aligned}$$

Hierbei bezeichnet:

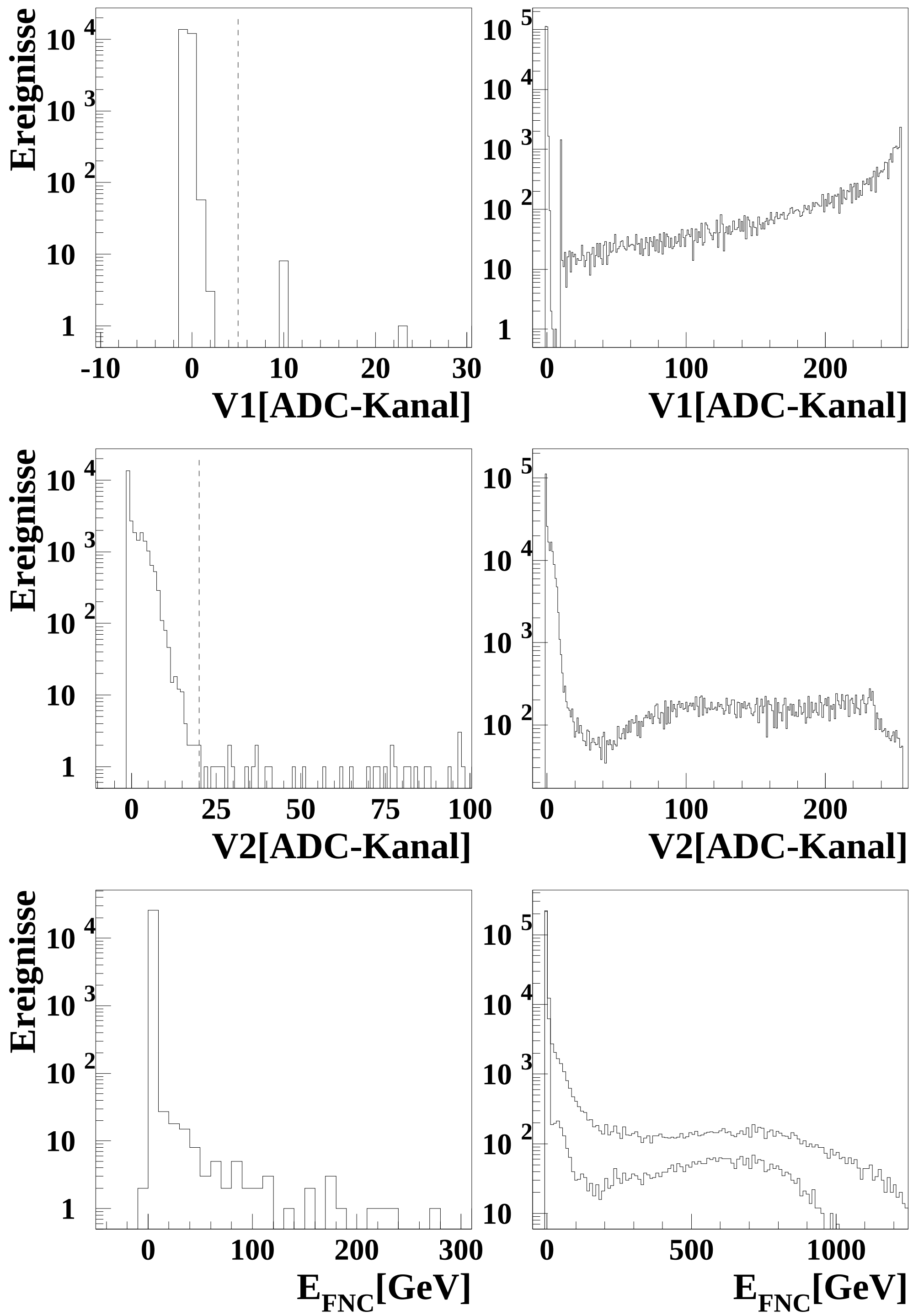


Abbildung 7.8: *ADC-Spektren der beiden Vetozähler V1 und V2 und der rekonstruierten Neutronenenergie E_{FNC} für Ereignisse aus zufälligen Koinzidenzen (linke Spalte) und Daten mit selektiertem Elektron (rechte Spalte). Die Selektionsschnitte für die Vetozähler sind als gestrichelte Linien eingezeichnet. Unten rechts ist im oberen Histogramm die rekonstruierte Neutronenenergie aller selektierten Ereignisse, unten diejenige für neutral klassifizierte Ereignisse aufgetragen.*

N^{ges}: die Zahl der gemessenen Ereignisse mit $E_{FNC} > 400\,\mathrm{GeV}$;

$N_{neutral}$: die Zahl der als *neutral* klassifizierten Ereignisse;

$N_{geladen}$: die Zahl der als *geladen* klassifizierten Ereignisse;

$N_{geladen}^{neutral}$: die Zahl der als *geladen* klassifizierten, tatsächlich aber von neutralen Teilchen herstammenden Ereignisse;

$N_{geladen}^{geladen}$: die Zahl der als *geladen* klassifizierten und tatsächlich von geladenen Teilchen herstammenden Ereignisse;

$N_{Neutron}$: die tatsächliche Zahl der Neutronereignisse und

$N_{Untergrund}$: die Zahl der Untergrundereignisse im Datensatz.

Um von $N_{neutral}$ auf $N_{Neutron}$ zu korrigieren, kann folgender Zusammenhang verwendet werden:

$$N_{Neutron} = N_{neutral} \cdot \frac{1}{Q_{NWW}} = N_{neutral} \cdot \frac{N_{neutral} + N_{geladen}^{neutral}}{N_{neutral}} \tag{7.1}$$

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit Q_{NWW} muß also die Größe $N_{geladen}^{neutral}$ abgeschätzt werden.

Hierfür sind im Energiespektrum der als *geladen* klassifizierten Ereignisse zwei Bereiche hervorgehoben. Für diese beiden Bereiche wird angenommen, daß bei $E_{FNC} = 1100\,\mathrm{GeV}$ keine Neutronereignisse mehr vorhanden, also alle gemessenen Ereignisse tatsächlich Untergrund sind. Für den schattierten Bereich wird als Minimalforderung angenommen, daß dieser Untergrundbeitrag konstant bis zu kleinen Energien ist (Modell 1). Für den gekreuzt gezeichneten Beitrag wird die Annahme gemacht, daß bei $E_{FNC} < 400\,\mathrm{GeV}$ keine Neutronereignisse mehr vorhanden sind (Modell 2), also wieder nur Untergund gemessen wird. Alle über den Bereichen eingezeichneten Einträge wären dementsprechend wirkliche Neutronereignisse. Es ergeben sich folgende Zahlen:

$$N_{neutral} = 2865 \quad N_{geladen} = 6460 \quad N_{geladen}^{neutral,1} = 3776.7 \quad N_{geladen}^{neutral,2} = 1968.3$$

Hiermit berechnen sich aus Gleichung 7.1 für die beiden Fälle die Nachweiswahrscheinlichkeiten $Q_{NWW}^1 = (43.1 \pm 1.0)\%$ und $Q_{NWW}^2 = (59.3 \pm 1.4)\%$. Natürlich sind die beiden angenommenen Szenarien extreme Fälle, die Wahrheit liegt dazwischen. Daher wird der Mittelwert der beiden Werte als Nachweiswahrscheinlichkeit Q_{NWW}, die Variation zu den Extremwerten als Fehler benutzt. Das Ergebnis ist $\boxed{Q_{NWW} = (51.4 \pm 9.3)\%}$.

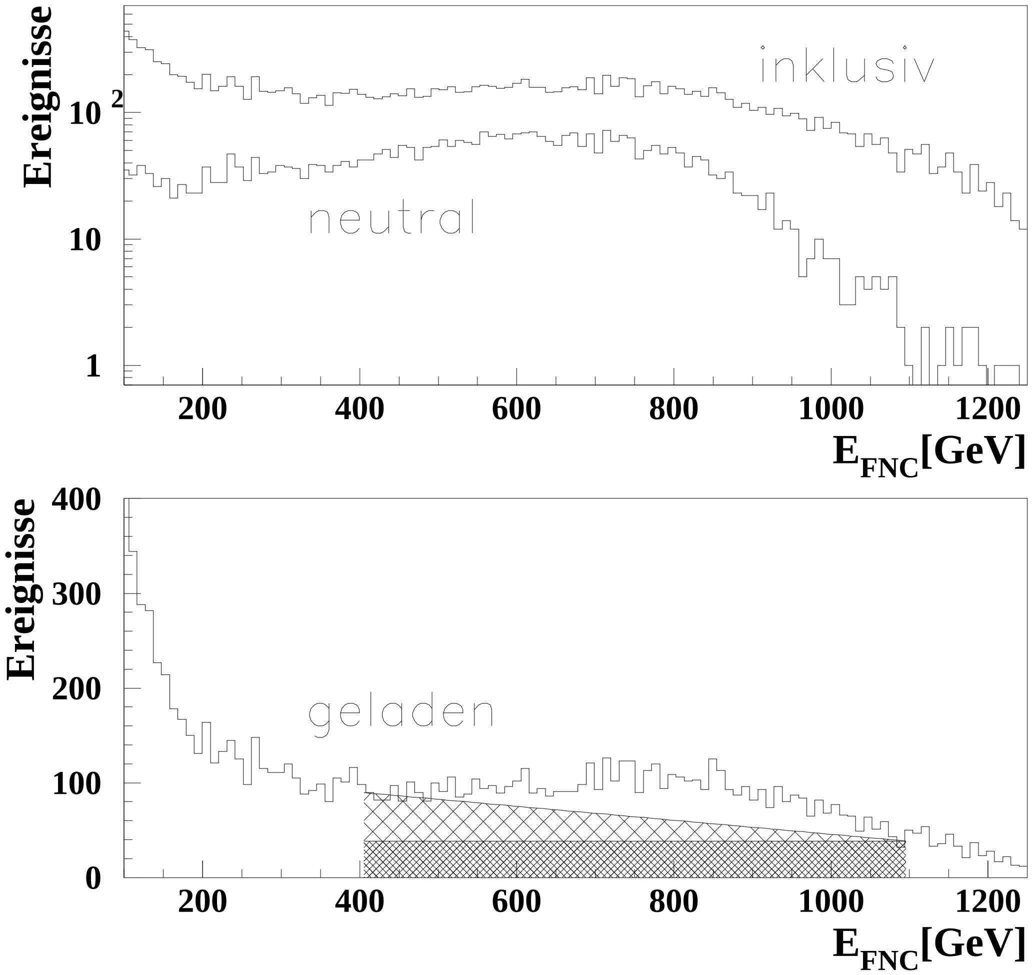


Abbildung 7.9: *Oben: Energiespektrum der Neutronen für alle Ereignisse mit selektiertem Elektron (inklusiv) und solche die als neutral klassifiziert wurden. Unten: Energiespektrum für als geladen klassifizierte Ereignisse. Die gekreuzt und schattiert gezeigten Flächen sind die im Text näher erläuterterten Abschätzungen für den Anteil der nicht auf Neutronen zurückzuführenden Ereignisse.*

7.4.4 Vergleich mit dem inklusiven Datensatz

Eine erste Studie vergleicht den Anteil R_{LN} von Ereignissen mit führenden Neutronen im Datensatz aller tiefinelastisch gestreuten Elektronen. Die Darstellung als Verhältnis bietet sich an, da sich die dem Nachweis des Elektrons zugehörigen systematischen Effekte in erster Näherung herausheben.

Abbildung 7.10 zeigt das Verhältnis R_{LN} in (a) als Funktion von Q^2 und in (b) als Funktion von x. Die Anpassung einer Konstanten an die Datenpunkte liefert einen Wert von $R_{LN} = (0.94 \pm 0.14)\%$.

Dieses Verhältnis muß mit der Akzeptanz A_n^π und der Neutronnachweiswahrscheinlichkeit Q_{NWW} korrigiert werden. Es ergibt sich

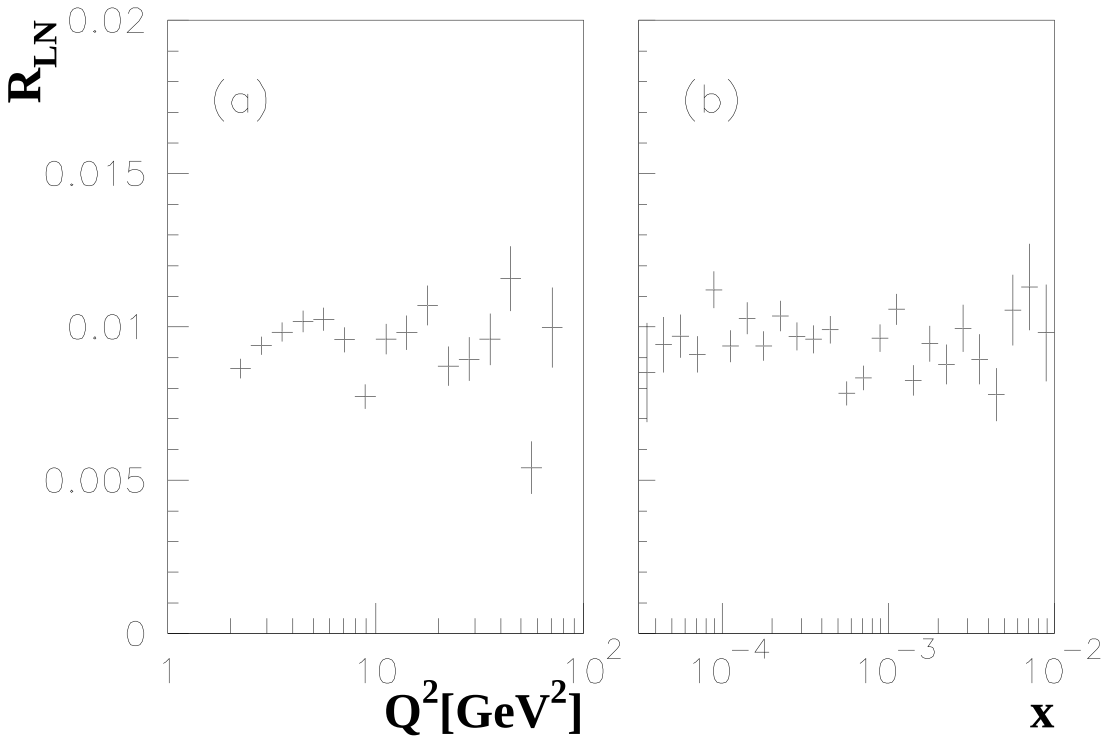


Abbildung 7.10: *Der Anteil von Ereignissen mit führendem Neutron R_{LN} als Funktion von Q^2 (a) und x (b).*

$$\boxed{R_{LN}^{korrigiert} = (5.9 \pm 2.1)\%}\ .$$

Zur Bestimmung des Fehlers wurden die Fehler von A_n und Q_{NWW} quadratisch zum Fehler der Anpassung addiert. Dieser Wert läßt sich mit einem vorläufigen Ergebnis des ZEUS Experimentes von $R_{LN} = (9.1 \pm^{3.6}_{5.7})\%$ [99] und dem von H1 mit dem neuen FNC (siehe 7.5) vorläufigen Ergebnis von $R_{LN} = (7.8 \pm^{3.0}_{2.0})\%$ [100] vergleichen. Alle Ergebnisse finden sich in sehr guter Übereinstimmung. In allen drei Analysen wurden ähnliche Analyseschnitte verwendet.

Aufgrund der recht großen Unsicherheiten bei der Akzeptanzbestimmung und der Nachweiswahrscheinlichkeit, der geringen Statistik und dem Unvermögen, den Viererimpulsübertrag t zu messen, wird keine weitere quantitative Untersuchung, wie z.B. die Messung einer analog zu $F_2^{D(4)}$ definierten Strukturfunktion, durchgeführt. Dennoch wird in Abbildungen 7.11 und 7.12 ein Vergleich zwischen den Daten und der π^+-Austausch Simulation durchgeführt. Die Simulation wurde auf die Anzahl der Ereignisse in den Daten normiert, aussagekräftig ist daher nur die Form der Verteilungen.

In Abbildung 7.11 sind oben Energie und Streuwinkel des Elektronkandidaten und unten die Energieverteilung des Neutrons gezeigt.

Abbildung 7.12 zeigt in (a) und (b) die kinematischen Größen Q^2 und x, welche nach der Elektron-Methode berechnet wurden. In (c) ist die Größe x_π gezeigt. Ihr Bedeutung ist analog zu $x_{I\!P}$ zu sehen. x_π läßt sich allerding nicht aus dem hadronischen Endzustand

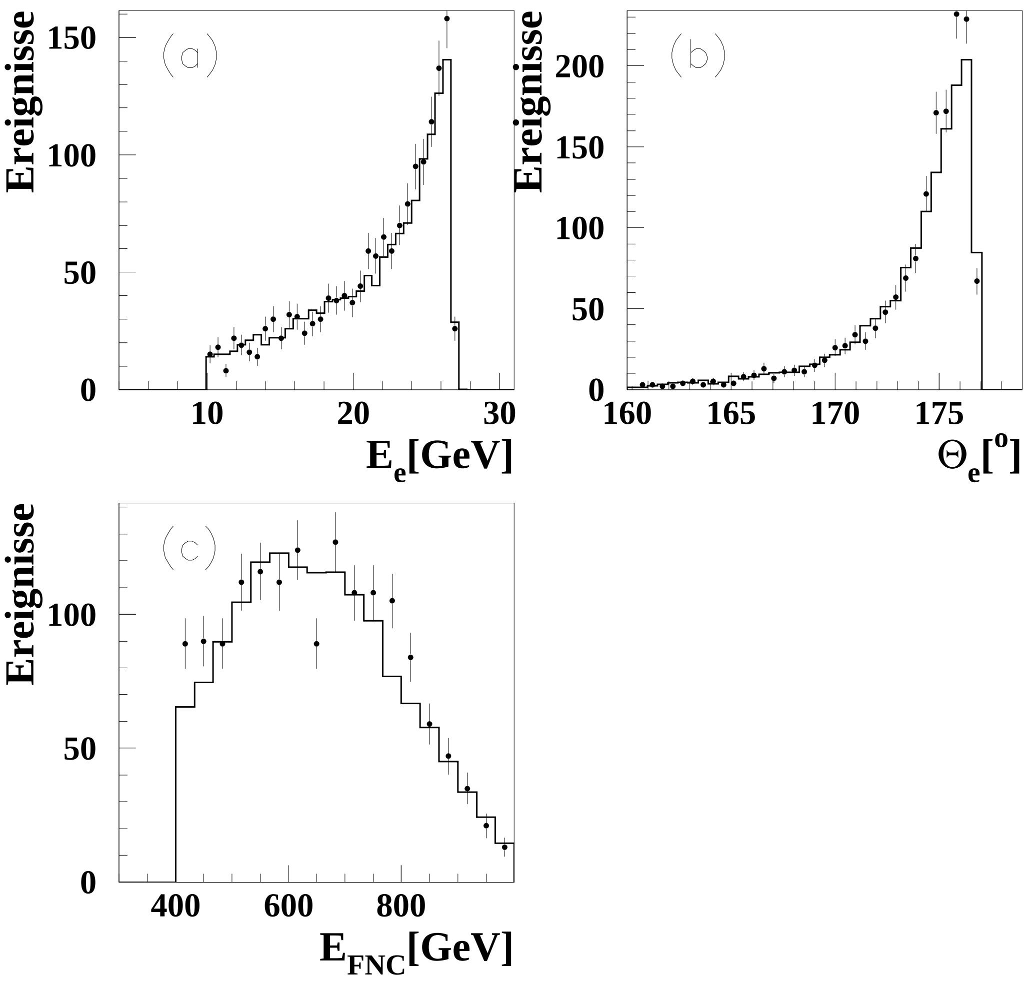


Abbildung 7.11: *Energie E_e (a) und Winkelverteilung θ_e (b) des Elektronkandidaten. (c) zeigt die Energieverteilung der Neutronen E_{FNC}. Punkte entsprechen den Daten, das Histogramm der π^+-Austausch Simulation.*

berechnen, da ein Teil der Teilchen in Vorwärtsrichtung verloren geht. Daher wird die Beziehung $x_\pi = 1 - \frac{E_n}{E_p}$ benutzt. Die in (d) gezeigte Größe β wird dann aus $\beta = \frac{x}{x_{I\!P}}$ bestimmt.

Trotz der noch großen Unsicherheiten stimmen Daten und Simulation in den gezeigten Verteilungen gut überein.

7.4.5 Führende Neutronen und große Rapiditätslücken

Im folgenden werden die Ereignisse mit großer Rapiditätslücke auf führende Neutronen hin untersucht. Auch hier ist es instruktiv, zunächst die Vorhersage der Simulationen zu betrachten. Hierzu sind in Tabelle 7.2 die Vorhersagen der Generatoren RapGap-π^+, RapGap-$I\!P$, DIFFVM mit Protondissoziation und DJANGO aufgelistet. Betrachtet werden die folgenden Größen:

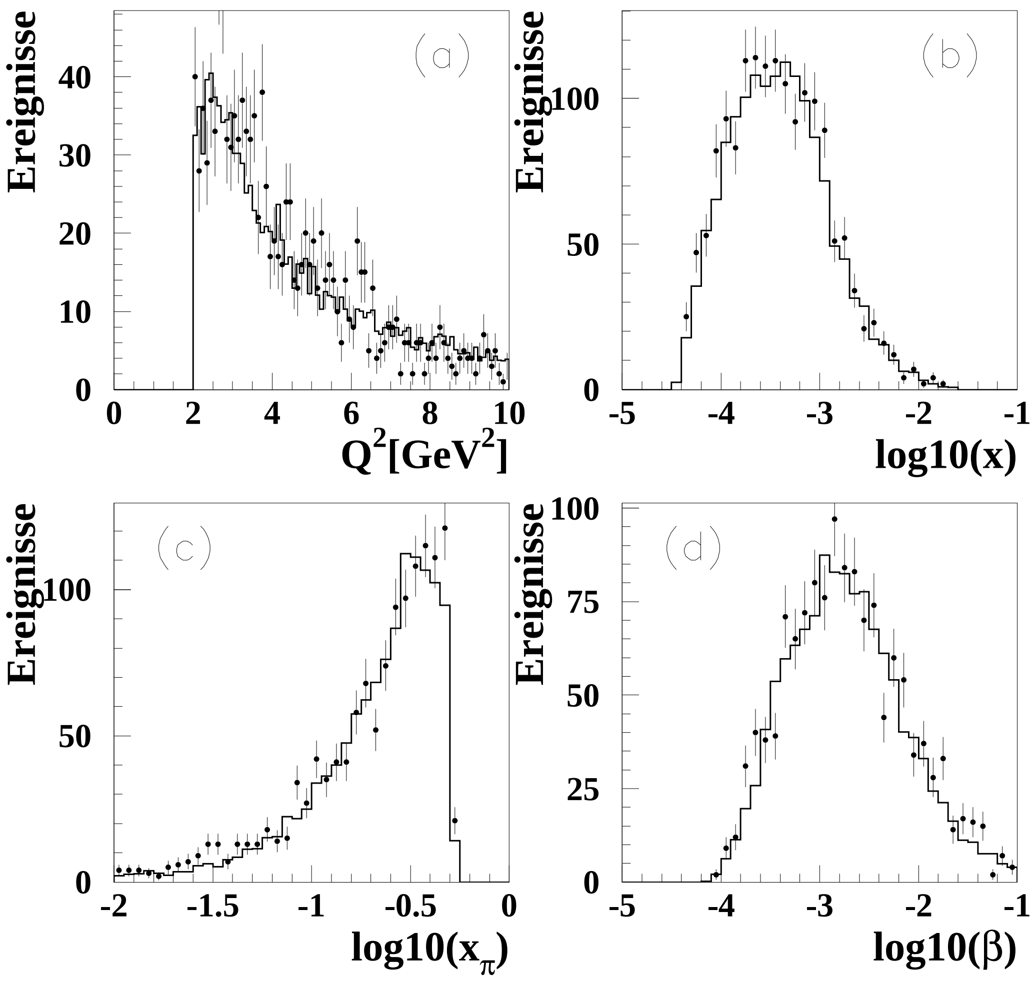


Abbildung 7.12: *Vergleich der Verteilungen der Variablen Q^2 (a), x (b), x_π (c) und β (d). Punkte entsprechen den Daten, das Histogramm der π^+-Austausch Simulation.*

R_{DIFF}: Anteil der Ereignisse, welche zusätzlich zur Selektion der Vorwärtsdetektoren der Forderung $\eta_{max} < \eta_{max}$-Schnitt genügen.

$R_{DIFF+LN}$: Wie R_{DIFF}, nur mit zusätzlicher Forderung eines führenden Neutrons mit $E_{FNC} > 400\,\text{GeV}$.

$\frac{R_{DIFF+LN}}{R_{DIFF}}$: Verhältnis aus $R_{DIFF+LN}$ und R_{DIFF}.

Die Größen sind für die in Tabelle 7.2 eingetragenen Schnitte auf η_{max} angegeben.

Beim π^+-Austausch nimmt der Anteil an Ereignissen mit kleiner werdenden η_{max}, also größeren Rapiditätslücken, stark ab. Dementsprechend verringert sich auch der Anteil an Ereignissen mit führendem Neutron. Das Verhältnis beider Größen ist allerdings im Rahmen des Fehlers konstant für alle betrachteten η_{max}-Schnitte.

Beim $I\!P$-Austausch ist der Anteil von Ereignissen, welche zusätzlich zur Selektion auf die Vorwärtsdetektoren einem η_{max}-Schnitt genügen, sehr hoch. Der Anteil nimmt aber mit kleineren Werten von η_{max} ab. Dies ist auf Ereignisse zurückzuführen, in denen der hadronische Endzustand ein Signal im vorderen Teil des Detektors auslößt. Führende Neutronen werden in diesem Modell nicht erwartet.

Bei der Protondissoziation ist ein ähnlicher Trend wie beim $I\!P$-Austausch zu erkennen. Allerdings ist der Abfall von R_{DIFF} mit schrumpfendem η_{max}-Schnitt nicht so stark. Dies erklärt sich dadurch, daß in diesem Modell die Produktion des ρ-Mesons neben der Protondissoziation betrachtet wurde. Die ρ-Mesonen werden aber vorzüglich in Rückwärtsrichtung produziert. Damit können die Zerfallsprodukte der ρ-Mesonen keine Signale in den Vorwärtsdetektoren auslösen. Ein weiterer Unterschied ist die Produktion eines relativ hohen Anteils von Neutronen, unabhängig vom η_{max}-Schnitt. Die Neutronen werden aus Zerfällen von Anregungszuständen des Protons (zum Beispiel $N^* \to n\pi^+$) erwartet.

Für DJANGO gilt das beim π^+-Austausch gesagte. Allerdings ist der Neutronanteil wesentlich geringer.

In dem betrachteten Datensatz finden sich 74529 Ereignisse, welche der Selektion der tiefinelastisch gestreuten Elektronen und der Selektion der LRG-Ereignisse genügen. 396 dieser Ereignisse haben ein führendes Neutron. Unter der Annahme, daß diese Ereignisse vom π^+-Austausch herstammen, läßt sich eine obere Grenze für den Beitrag im LRG-Datensatz zu $\boxed{(3.3 \pm 1.1)\%}$ bestimmen. Hierbei wurden die Nachweiswahrscheinlichkeit Q_{NWW} und die Akzeptanz A_n^π und die damit verbundenen Unsicherheiten verwendet. Es ist klar, daß dieser Wert nur als obere Grenze angesehen werden kann, da ein Teil der Ereignisse aus Protondissoziationsprozessen und *standard-ep*-Prozessen kommt.

Wird, wie von der Betrachtung der verschiedenen Simulationen nahegelegt, angenommen, daß die Ereignisse mit führendem Neutron und $\eta_{max} < 2.0$ aus der Protondissoziation stammen, so läßt sich über die Zahl der dort gefundenen Ereignisse eine Aussage über das Mischungsverhältnis zwischen elastischer Streuung und Protondissoziation machen. Im Datensatz mit $\eta_{max} < 2$ finden sich 65576 Ereignisse mit tiefinelastisch gestreutem Elektronen, von denen 405 ein führendes Neutron aufweisen. Mit der Nachweiswahrscheinlichkeit Q_{NWW} und der Akzeptanz A_n^{pdis} ergibt sich daraus eine Abschätzung des Protondissoziationsanteils von $\boxed{(38.9 \pm 13.4)\%}$. Dieser Wert ist in hervoragender Übereinstimmung mit dem am SPS mit dem UA4-Experiment bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 540\,\mathrm{GeV}$ bestimmten Anteil von $(41 \pm 3)\%$ [101].

7.5 Das neue FNC

Zur Datennahmeperiode 1996 wurde das in den letzten Abschnitten benutzte FNC durch ein leistungsfähigeres ersetzt. Das neue Kalorimeter ist das modifizierte hadronische Kalorimeter des WA89-Experiments [102]. Es besteht aus Bleilagen mit eingelegten 2 m langen szintillierenden Fasern. Diese Länge entspricht 9.5 hadronischen Wechselwirkungslängen. Lateral ist das Kalorimeter in 75 hexagonale Zellen mit einer Kantenlänge von 4.33 cm unterteilt. Zu jeder Auslesezelle werden die Lichtpulse aus 1141 Fasern durch einen Sekundärelektronenvervielfacher ausgelesen. Auch vor diesem Kalorimeter befinden sich Vetozähler zum Nachweis von geladenen Teilchen. Diese sind allerdings mit einer ähnlichen

η_{max}-Schnitt	R_{DIFF}[%]	$R_{DIFF+LN}$ [%]	$\frac{R_{DIFF+LN}}{R_{DIFF}}$ [%]
RapGap-π^+-Austausch			
3.2	18.28 ± 0.49	8.08 ± 0.31	44.21 ± 2.08
3.0	9.00 ± 0.33	4.20 ± 0.22	46.66 ± 2.99
2.5	2.41 ± 0.17	1.15 ± 0.11	47.84 ± 5.76
2.0	1.05 ± 0.11	0.50 ± 0.07	47.88 ± 8.70
1.5	0.45 ± 0.07	0.23 ± 0.05	50.47 ± 13.70
1.0	0.26 ± 0.05	0.10 ± 0.03	39.13 ± 15.29
0.0	0.12 ± 0.04	0.05 ± 0.02	38.93 ± 22.56
RapGap-$I\!P$-Austausch			
3.2	95.53 ± 1.69	0.02 ± 0.02	0.02 ± 0.02
3.0	92.28 ± 1.65	0.02 ± 0.02	0.02 ± 0.02
2.5	84.41 ± 1.55	0.02 ± 0.02	0.02 ± 0.02
2.0	75.85 ± 1.43	0.02 ± 0.02	0.03 ± 0.02
1.5	66.40 ± 1.30	0.02 ± 0.02	0.03 ± 0.03
1.0	57.42 ± 1.18	0.02 ± 0.02	0.04 ± 0.03
0.0	39.40 ± 0.92		
RHO-PDIS			
3.2	92.02 ± 3.14	7.98 ± 0.69	8.67 ± 0.81
3.0	90.07 ± 3.09	7.76 ± 0.68	8.61 ± 0.81
2.5	88.34 ± 3.05	7.70 ± 0.68	8.72 ± 0.83
2.0	86.44 ± 3.00	7.59 ± 0.67	8.78 ± 0.84
1.5	83.04 ± 2.91	7.03 ± 0.65	8.47 ± 0.83
1.0	80.92 ± 2.86	6.86 ± 0.64	8.48 ± 0.85
0.0	72.99 ± 2.65	6.19 ± 0.61	8.49 ± 0.89
DJANGO			
3.2	14.74 ± 0.36	0.38 ± 0.05	2.57 ± 0.37
3.0	7.76 ± 0.25	0.11 ± 0.03	1.36 ± 0.37
2.5	3.54 ± 0.17	0.02 ± 0.01	0.50 ± 0.33
2.0	1.68 ± 0.12	0.01 ± 0.01	0.59 ± 0.52
1.5	1.18 ± 0.10		
1.0	0.80 ± 0.08		
0.0	0.52 ± 0.06		

Tabelle 7.2: *Relativer Anteil R_{DIFF} von Ereignissen nach der Selektion mit den Vorwärtsdetektoren vor und nach der Anwendung des gegebenen η_{max}-Schnittes und mit zusätzlicher Forderung eines Neutrons mit $E_{FNC} > 400\,GeV$ $R_{DIFF+LN}$. Weiterhin ist das Verhältnis der beiden Größen eingetragen.*

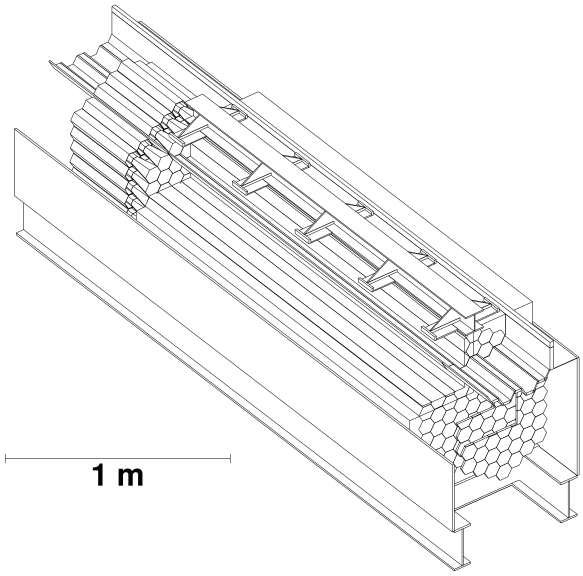


Abbildung 7.13: *Aufbau des seit 1996 eingesetzten Neutronkalorimeters.*

Struktur wie das Kalorimeter segmentiert, so daß eine wesentlich geringere Unsicherheit in der Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht werden kann.

Die Verbesserungen des Kalorimeters sind ein höherer Energieeinschluß, ein feineres *sampling* und eine daraus folgende verbesserte Energieauflösung. Durch die laterale Unterteilung des Kalorimeters wird die Rekonstruktion des Auftreffortes und damit die Berechnung des Viererimpulsübertrages t am Protonvertex möglich.

Erste vorläufige Ergebnisse wurden in [100] publiziert. Sie verifizieren mit verbesserter Statistik und Systematik einen Teil der in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse.

Zusammenfassung

Diese Arbeit befaßt sich mit der Analyse von Ereignissen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung unter zusätzlicher Selektion von großen Rapiditätslücken, das heißt bei Abwesenheit von Energiefluß in Vorwärtsrichtung.

Analysiert wurde der einer integrierten Luminosität von $115\,\mathrm{nb}^{-1}$ entsprechende, 1995 aufgezeichnete Datensatz, bei welchem der Wechselwirkungspunkt um $+70\,\mathrm{cm}$ in Vorwärtsrichtung verschoben war. Diese Verschiebung in Kombination mit der Verwendung eines neuen Kalorimeters in Rückwärtsrichtung ermöglicht die Messung von Viererimpulsüberträgen bis hinunter zu $Q^2_{min} = 0.3\,\mathrm{GeV}^2$.

Meßgröße ist die diffraktive Strukturfunktion des Protons $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ im neu erschlossenen Bereich von $0.4\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 5\,\mathrm{GeV}^2$. Das Ergebnis wurde bis $Q^2 = 50\,\mathrm{GeV}^2$ mit den 1994 aufgezeichneten Daten verglichen, und es wurde keine signifikante Abweichung festgestellt. Weitere Überprüfungen mit unterschiedlichen Methoden zur Bestimmung der kinematischen Größen und verschiedene Methoden zur Extraktion von $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ liefern ein konsistentes Ergebnis.

Anpassungen von Vorhersagen des Reggemodells an die Daten liefern einen Pomeronachsenabschnitt $\alpha_{I\!P}(0) = 1.202 \pm 0.018(stat.) \pm^{0.034}_{0.010}\,(syst.) \pm^{0.022}_{0.035}\,(mod.)$, welcher signifikant von dem in der Hadron-Hadron-Streuung bestimmten Wert von $\alpha_{I\!P}(0) = 1.08$ verschieden ist. Eine signifikante Abhängigkeit des Achsenabschnits von Q^2 oder β ist nicht ersichtlich. Eine sichtbare Q^2-Abhängigkeit wäre ein Indiz für einen stetigen Übergang zwischen den beiden Bereichen.

Aus den Anpassungen läßt sich aus der Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ unter Annahme der Faktorisierung in einen Flußfaktor mit einer charakteristischen $x_{I\!P}$-Abhängigkeit und eine partonische Strukturfunktion diese partonische Strukturfunktion bestimmen. Der schon in der Analyse der 1994 aufgezeichneten Daten beobachtete Trend einer selbst bei großen β allenfalls abflachenden, aber keinesfalls abfallenden Abhängigkeit von Q^2 setzt sich zu den kleinen Q^2 dieser Analyse fort. Dies deutet auf eine dominant gluonische Zusammensetzung des Pomerons hin.

Mit dieser Messung wurde also das bereits mit den 1994 aufgezeichneten Daten gewonnene Bild der tiefinelastischen diffraktiven Streuung bestätigt und in einen größeren kinematischen Bereich erweitert.

Durch ein dem H1-Experiment hinzugefügtes hadronisches Kalorimeter in Vorwärtsrichtung konnte erstmals mit diesem Experiment der Anteil von Ereignissen mit hochenergetischen Neutronen bestimmt werden. Unter der Annahme, daß diese aus dem π^+-Austausch stammen, wird der Anteil aller Ereignisse mit einem tiefinelastisch gestreuten Elektron mit $Q^2 > 2\,\mathrm{GeV}^2$ und einem Neutron mit einer Energie $E_{neutron} > 400\,\mathrm{GeV}$ zu $R_{LN} = (5.9 \pm 2.1)\%$ bestimmt. Dieses Verhältnis ist unabhängig von Q^2 und x.

Unter der Annahme, daß die Ereignisse mit führendem Neutron und großer Rapiditätslücke auf π^+-Austausch zurückzuführen sind, läßt sich eine obere Grenze für den Anteil von π^+-Austausch am LRG-Datensatzes von $(3.3 \pm 1.1)\%$ bestimmen. Dies kann nur eine obere Grenze sein, da diese Ereignisklasse von Protondissoziation dominiert sein sollte.

Unter der Annahme, daß alle Ereignisse mit $\eta_{max} < 2.0$ und führendem Neutron von Protondissoziationsprozessen herstammen, kann der Anteil von Protondissoziation zu $(38.9 \pm 13.4)\%$ bestimmt werden. Dies entspricht einem Verhältnis 0.64:1 zwischen Protondissoziation und elastisch gestreuten Protonen.

Anhang A

Kalibration des SpaCals mit Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung

In diesem Kapitel wird am Beispiel einer der Kalibrationsmethode der Abgleich der Kalorimeterzellen des elektromagnetischen SpaCals erläutert. Durch die geringe Rauschschwelle des SpaCals von wenigen MeV ist es sehr leicht möglich, Signale minimalionisierender Teilchen nachzuwiesen. Dadurch bietet es sich an, die Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung, welche vornehmlich von oben durch das SpaCal treten, zur Kalibration zu nutzen. Weitere Details, auch zur Kalibration des hadronischen SpaCals sind in [77] zu finden.

A.1 Datennahme

Für die Datennahme mußte der H1-Trigger im Vergleich zur Datennahme im Strahlbetrieb modifiziert werden. Der inklusive Elektron Trigger (IET, siehe 2.1.1) wurde auf die niedrigst mögliche Schwelle eingestellt, so daß er auf Energien von >200 MeV sensitiv wurde. Desweiteren wurde das Zeitfenster, in welchem der IET aktiv ist soweit wie möglich vergrößert. Mit dieser Einstellung konnten Daten außerhalb des normalen Strahlbetriebs allein mit dem SpaCal getriggert und aufgezeichnet werdern. Die erreichte Datenrate war ≈4 Hz.

A.2 Ereignisselektion

Zur Selektion der später in der Kalibration verwendeten Ereignisse wurde zunächst der folgende Algorithmus zum Auffinden von Spuren im SpaCal verwendet:

1. Nur Zellen mit einer Energie $E_{zelle} > 20\,\mathrm{MeV}$ werden für die Berechnung der Spuren verwendet.

2. Es werden nur Zellen verwendet, bei welchen mindestens eine benachbarte Zelle Kriterum (1) genügt.

3. Ereignisse mit weniger als 5 verbleibenden Zellen werden verworfen.

4. Für jede Zeile j des SpaCals wird die mittlere energiegewichtete Position x_j durch Summation über alle Spalten i bestimmt:

$$x_j = \sum_{\substack{E_i > 20\,MeV \\ Nachbarn > 1}} E_i \cdot x_i.$$

5. An die Zahlenpaare $[j, x_j]$ wird eine Gerade angepaßt[1]. Abbildung A.1 zeigt ein Beispiel einer so berechneten Spur.

6. Im folgenden werden nur Ereignisse mit Spuren berücksichtigt, welche mindestens 20 cm lang sind.

[1] Eine Krümmung wird nicht berücksichtigt, da der Krümmungsradius selbst bei einen 200 MeV Myon schon 60 cm betragen würde. Ein solches Teilchen würde aber nur wenige Zentimeter im SpaCal zurücklegen.

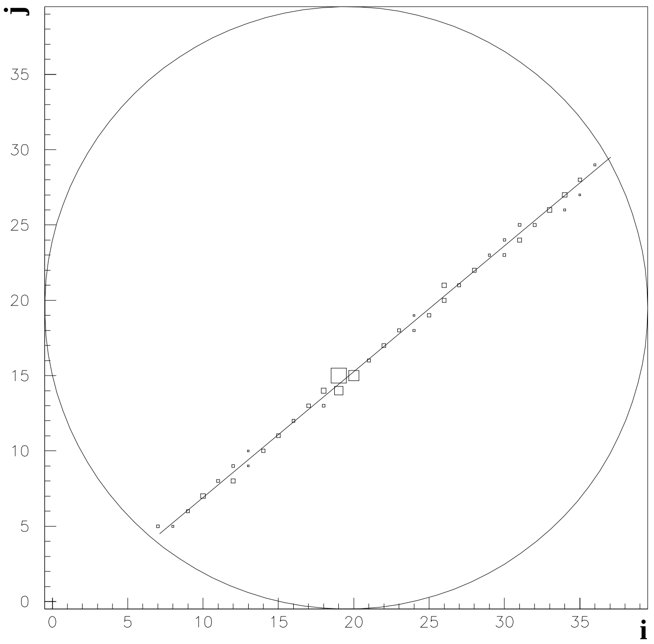


Abbildung A.1: *Beispiel für eine im elektromagnetischen SpaCal gefundene Spur. j gibt die Zeile, i die Spalte an. Die Größe der Quadrate gibt die relative Energiedeposition der Zellen untereinander an.*

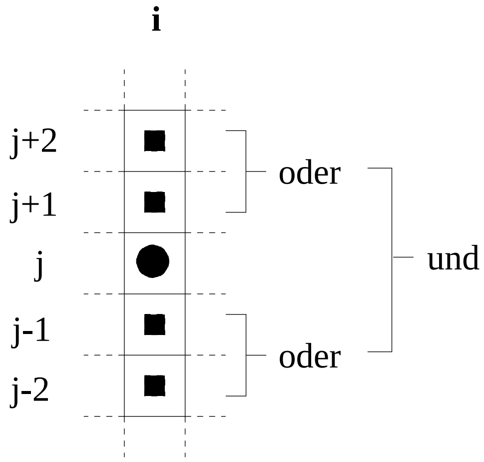


Abbildung A.2: *Skizze des Selektionsalgorithmus der zu kalibrierenden Zellen. Die mit $\bullet$ markierten Zellen zeigen die zu überprüfende, die mit $\blacksquare$ markierten Zellen die zur Selektion genutzten Zellen (siehe Text).*

A.3 Kalibration

Nach der Selektion der Ereignisse werden die pro Ereignis zu kalibrierenden Zellen ausgewählt[2]. Diese Auswahl soll sicherstellen, daß nur Zellen in die Kalibration eingehen, welche von einem Teilchen auf voller transversaler Länge durchquert wurden. Abbildung A.2 skizziert die Vorgehensweise. Damit eine Zelle in die Kalibration eingeht, wird verlangt, daß mindestens eine der beiden oberhalb und mindestens eine der beiden unterhalb der zu kalibrierenden Zelle eine Energiedeposition von $> 20\,\mathrm{MeV}$ aufweist:

$$\begin{array}{c}(E_{i,j-2} > 20\,\mathrm{MeV} \text{ oder } E_{i,j-1} > 20\,\mathrm{MeV}) \\ \text{und} \\ (E_{i,j+2} > 20\,\mathrm{MeV} \text{ oder } E_{i,j+1} > 20\,\mathrm{MeV}).\end{array}$$

i gibt wieder die Spalte, j die Zeile an.

Ist die Bedingung erfüllt, so wird die Energie $E_{i,j}$ in ein der Zellennummer entsprechendes Histogramm gefüllt. Zuvor wird die Energie aber noch auf die Spurlänge korrigiert. Diese Korrektur bestimmt die Energie, die das Teilchen gehabt hätte, wäre es mit $\theta = 90°, \phi = 90°$, also senkrecht von oben, in das SpaCal eingetreten. Durch die Korrektur wird die Streuung der Energie und damit der Fehler bei der Mittelwertbestimmung verringert.

Der Korrekturfaktor wird in zwei Terme aufgespalten. Die Vorgehensweise bei der Bestimmung dieser Terme ist in Abbildung A.3 skizziert. Der Faktor $c_{r-\varphi} = l_{norm}/l$ korrigiert den Eintrittswinkel in der r-ϕ-Ebene und der Faktor $c_{r-z} = \sin\theta$ den Eintrittswinkel in der r-z-Ebene. Dabei ist l die Länge der Spur und l_{norm} die Länge ihrer vertikalen Projektion. Für θ gilt: $\tan\theta = l_{norm}/33\,\mathrm{cm}$. Die 33 cm entsprechen der Tiefe des SpaCals inklusiv der

[2] In diesem Kapitel wird nicht auf die spezielle Behandlung der äußeren Zellen des SpaCals und des Inserts eingegangen. Auch hier sei auf [77] verwiesen.

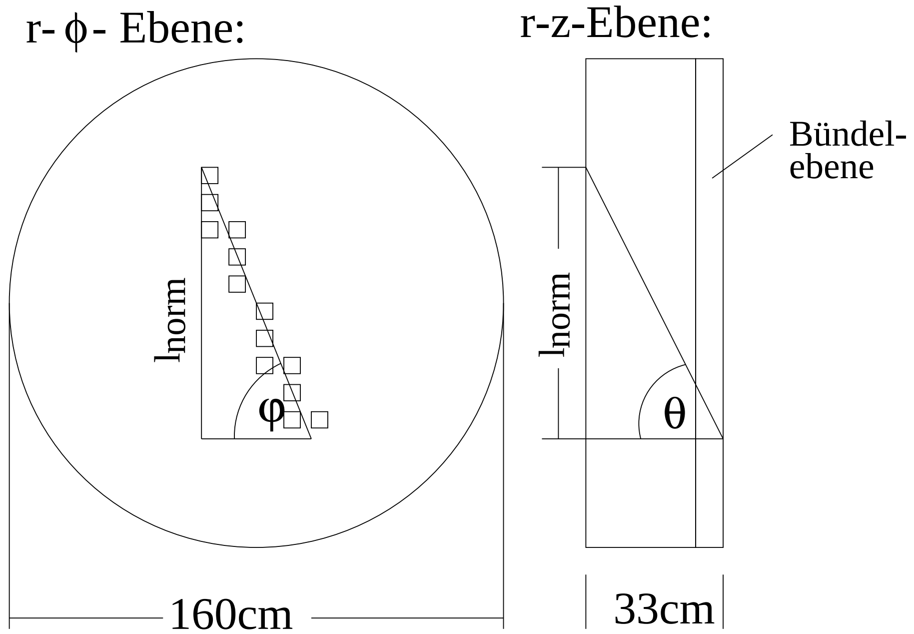


Abbildung A.3: *Skizze zum Verständnis der verwendeten Spurlängenkorrektur.*

Faserbündel[3]. Diese müssen berücksichtigt werden, da dort ebenfalls Energie deponiert werden kann.

Die korrigierte Energie ergibt sich dann zu $E^{corr}_{i,j} \;=\; E^{cell}_{i,j} \cdot c_{r-\phi} \cdot c_{r-z}$.

Das Beispiel der Energieverteilung einer Zelle vor und nach der Spurlängenkorrektur ist in Abbildung A.4 gezeigt. An die Energieverteilungen wurden Normalverteilung mit einer Breite von 1σ angepaßt. Durch die Korrektur ist die relative Breite der Energieverteilung von 32% auf 25% reduziert worden.

Abbildung A.5 zeigt oben die Verteilung der Mittelwerte $\langle E \rangle$ der in Abbildung A.4 gezeigten Anpassungen für alle kalibrierbaren Zellen. Im unteren Teil der Abbildung ist der relative Fehler der Anpassungen dargestellt. Der mittlere Fehler der Mittelwertbestimmung beträgt 3.7%. Die Streuung der Verteilung von $\langle E \rangle$ beträgt 10%.

Die Kalibrationskonstanten für die einzelnen Zellen berechnen sich im Prinzip nach $c_{i,j} = E_{nom}/\langle E_{i.j} \rangle$. Die nominelle Energie E_{nom} läßt sich aus dem Faseranteil einer Zelle berechnen [77] und beträgt $\approx 57\,\mathrm{MeV}$. Dieser Wert wird bei der Messung im Mittel um 40% unterschritten, was zunächst einen großen Fehler in der Einstellung der Energieskala des elektromagnetischen SpaCal vermuten läßt. Die Methode des kinematischen Maximus (siehe Abschnitt 4.1), bei welcher die Energieskala sehr genau bekannt ist, zeigt allerding keine so großen Korrekturen. Daher kann von Unsicherheiten bei der Messung der absoluten Energie bei den Teilchen der kosmischen Strahlung ausgegangen werden[4].

[3]Hier wird die vereinfachende Annahme gemacht, daß die Teilchen das SpaCal in z-Richtung immer vollständig durchqueren.

[4]Die Diskrepanz ist nicht vollständig aufgeklärt worden, liegt aber vermutlich in einer nicht vollständigen Integration der Signale aufgrund der Vergrößerung der Zeitfenster des IET.

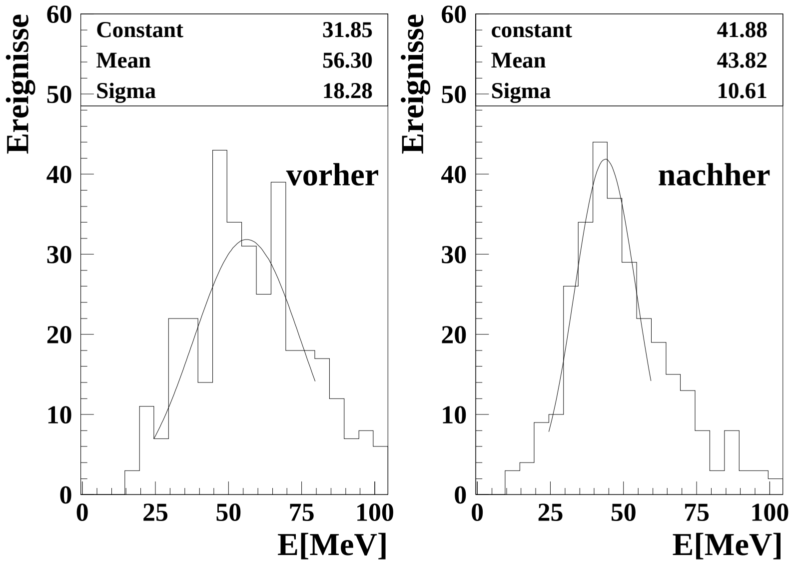


Abbildung A.4: *Energieverteilung der selektierten Ereignisse in einer Zelle vor und nach der Spurlängenkorrektur. Die Parameter der Anpassung von Normalverteilungen sind ebenfalls angegeben.*

Die endgültigen Kalibrationskonstanten wurden berechnet, indem nicht auf die Energie E_{nom}, sondern auf den Mittelwert der durch die Methode des kinematischen Maximums bestimmten Kalibrationskonstanten normiert wurde. Die so bestimmte Kalibration umfaßt 97% aller Zellen des elektromagnetischen SpaCals. Die Güte des Energieabgleichs läßt sich aus dem Vergleich der Kalibrationskonstanten bestimmen und läßt sich zu ≈11% abschätzen.

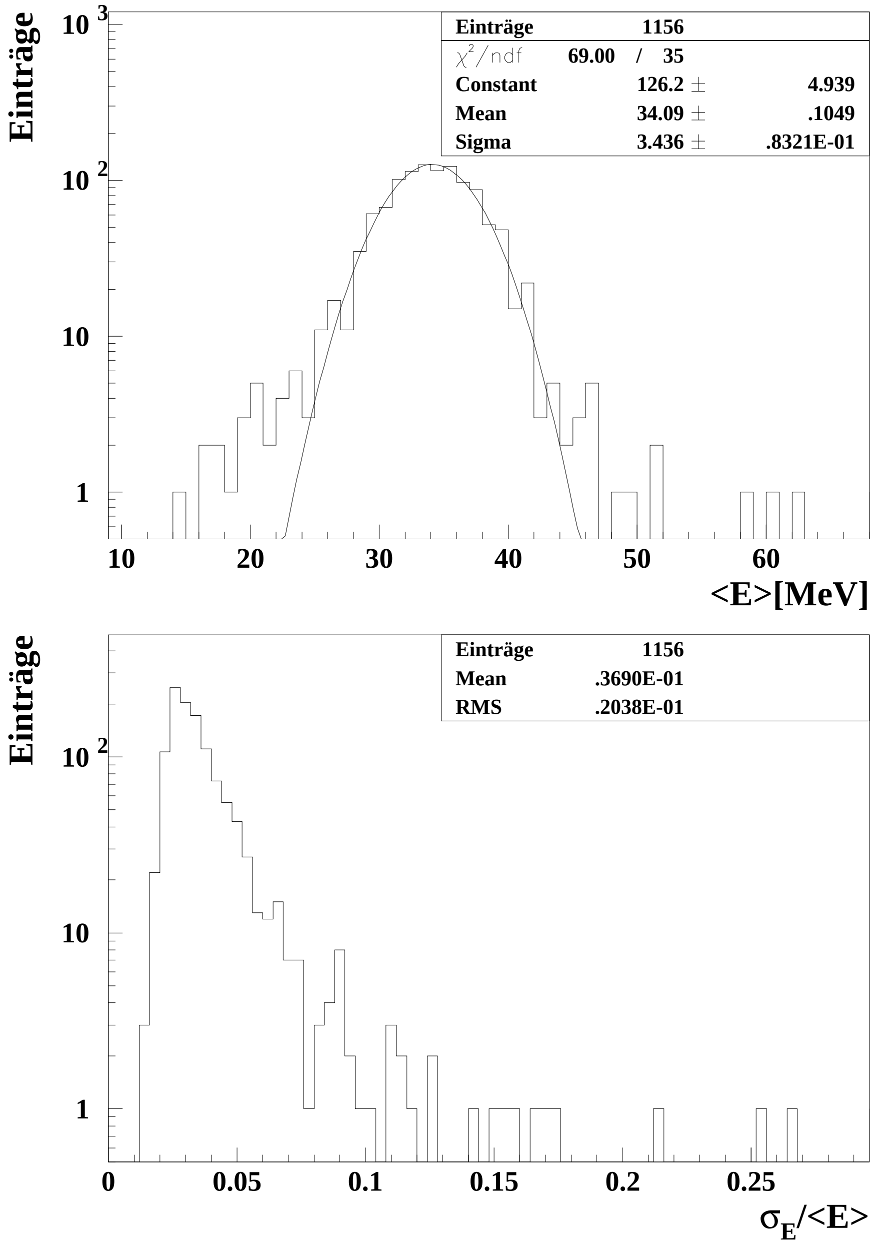


Abbildung A.5: *Oben: Verteilung der Mittelwerte $\langle E \rangle$ der Anpassungen von Normalverteilungen an die Energieverteilungen der einzelnen Zellen (vergleiche Abbildung A.4). Unten: Verteilung des relativen Fehlers der einzelnen Anpassungen.*

Anhang B

Verbesserung der Ortsrekonstruktion im inneren Bereich des SpaCals

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Verbesserung der Ortsrekonstruktion im inneren Bereich des SpaCals. Für die Untersuchung werden die Daten mit verschobenem Wechselwirkungspunkt und die mit dem Generator DJANGO simulierten Ereignisse verwendet. Zur Auswahl der Ereignisse dient die in Abschnitt 3.1 beschriebene Selektion von Elektronkandidaten.

B.1 Ortsrekonstruktion

Der Schauerschwerpunkt wird bei H1 mit der sogenannten Wurzelgewichtungsmethode bestimmt. Dabei berechnet sich die Ortskoordinate des Schauerschwerpunkts $\vec{r}_{sp}$ wie folgt:

$$\vec{r}_{sp} = \frac{\sum w_i \vec{r}_i}{\sum w_i} \quad ; \quad w_i = \sqrt{\frac{E_i}{E_{cluster}}}.$$

Es wird über alle Zellen eines Clusters summiert. $\vec{r}_i$ gibt die Koordinate der Zelle i und E_i die rekonstruierte Energie an. Für die Zellen mit quadratischer Querschnittsfläche werden die Zellmittelpunkte als Ortskoordinaten verwendet. Die Zellen im Insertbereich weichen, wie in Abbildung B.1 ersichtlich, von dieser Geometrie ab. Im Insertbereich werden die geometrischen Schwerpunkte der Zellen als Ortskoordinaten verwendet ($\times$ in Abbildung B.1).

Abbildung B.2 zeigt die Abweichung des rekonstruierten Radius R_{sp} vom tatsächlichen Auftreffort. Der tatsächliche Auftreffort ist in (a) der aus der Simulation bekannte Auftreffort R_{in} und in (b) der mit der BDC berechnete Auftreffort R_{BDC}. Teil (c) zeigt abermals die Differenz zwischen R_{in} und R_{BDC}, diesmal aber für die Daten. Die Abweichung ist jeweils als Funktion des Radius R_{in} bzw. R_{BDC} aufgetragen. Für $R < 12\,\mathrm{cm}$ ist in allen Fällen eine Abweichung bis zu $0.5\,\mathrm{cm}$ bei $R = 8\,\mathrm{cm}$ zu erkennen. Daten und Simulation sind in Übereinstimmung.

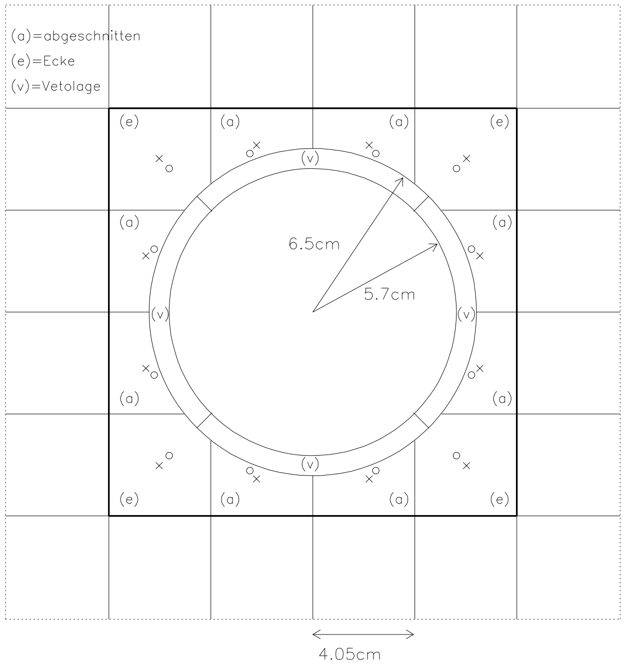


Abbildung B.1: *Skizze des Insert. Die unterschiedlichen Zelltypen sind eingezeichnet und benannt. Als Kreuze sind die ursprünglich zur Ortsrekonstruktion verwendeten Koordinaten, als Kreise diejenigen nach der Optimierung eingezeichnet.*

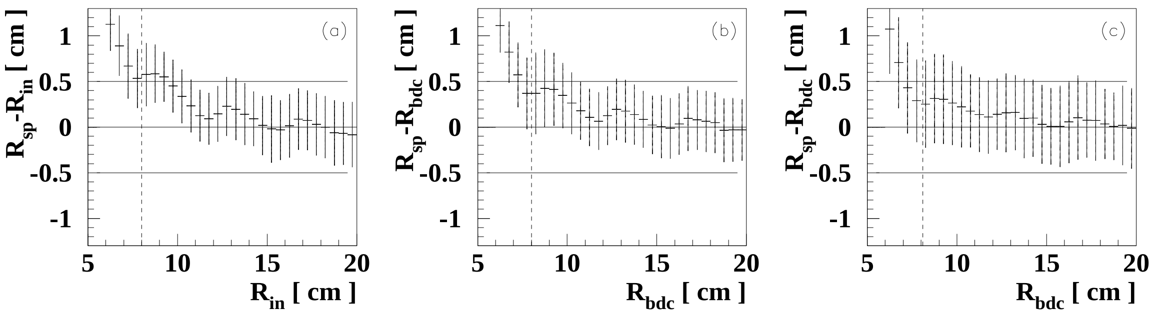


Abbildung B.2: *Abweichung des rekonstruierten Radius R_{sp} vom tatsächlichen Auftreffort für die ursprüngliche Ortsrekonstruktion im SpaCal. Der tatsächliche Auftreffort ist in (a) der aus der Simulation bekannte Auftreffort R_{in} und in (b) der mit der BDC berechnete Auftreffort R_{BDC}. Teil (c) zeigt die Differenz zwischen R_{in} und R_{BDC}, diesmal aber für die Daten. Die Abweichung ist jeweils als Funktion des Radius R_{in} bzw. R_{BDC} aufgetragen.*

Diese Abweichung ist durch drei Effekte zu erklären:

1. Teilchen gehen in Richtung des Strahlrohres unnachgewiesen verloren. Damit wird ihre Energie in dieser Richtung nicht gemessen und der rekonstruierte Schauerschwerpunkt wird in die entgegengesetzte Richtung verschoben.

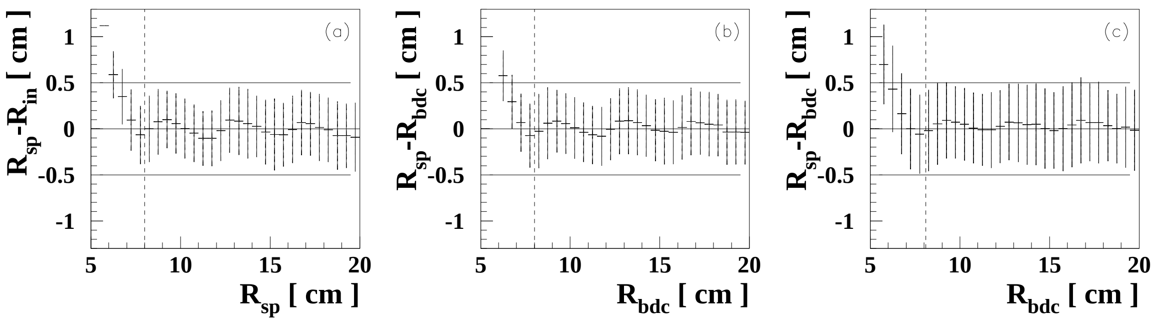


Abbildung B.3: *Abweichung des rekonstruierten Radius R_{sp} vom tatsächlichen Auftreffort für die optimierte Ortsrekonstruktion im SpaCal. Der tatsächliche Auftreffort ist in (a) der aus der Simulation bekannte Auftreffort R_{in} und in (b) der mit der BDC berechnete Auftreffort R_{BDC}. Teil (c) zeigt die Differenz zwischen R_{in} und R_{BDC}, diesmal aber für die Daten. Die Abweichung ist jeweils als Funktion des Radius R_{in} bzw. R_{BDC} aufgetragen.*

2. Die Zellen im Insertbereich sind kleiner als die anderen Zellen. Damit ist auch die darin deponierte Energie kleiner. Es tritt derselbe Effekt wie in (1) ein.

3. Die Schwerpunkte der Zellen im Insertbereich sind in Relation zu den *normalen* Zellen nach außen verschoben (siehe Abbildung B.1). Dies verstärkt den Effekt aus (1) und (2).

Die Auswirkungen aus (2) und (3) können kompensiert werden, indem die Ortskoordinaten der Zellen verschoben und die Energie der Insertzellen umgewichtet wird. In einem naiven Ansatz würde man die Koordinaten in das äquidistante Gitter der normalen Zellen schieben und die Zellenergie über das Volumenverhältnis zwischen den Zellen gewichten. Dies führt zu einer Verbesserung der Ortsrekonstruktion, welche durch Variation der Parameter noch optimiert werden kann.

Das Ergebnis ist in derselben Form wie Abbildung B.2 in Abbildung B.3 gezeigt. Eine deutliche Verbesserung ist ersichtlich.

Die Parameter für die drei verschiedenen Ansätze sind in Tabelle B.1 zusammengefaßt. Die optimierten Koordinaten sind in Abbildung B.1 als offenen Kreise (∘) eingezeichnet

	abgeschnittene Zellen			Eckzellen	
Methode	Gewicht	x-Koord.	y-Koord.	Gewicht	x/y-Koord.
standard	1	2.239	6.624	1	6.0975
naiv	1.73	2.025	6.075	1.04	6.0975
optimiert	1.707	2.4	6.3	1.10	5.6

Tabelle B.1: *Zusammenfassung der Parameter der unterschiedlichen Methoden zur Ortsrekonstruktion. Die rekonstruierte Energie in den jeweiligen Zellen ist mit dem entsprechenden Gewicht zu multiplizieren. Die Koordinaten geben die zu verwendenden Schwerpunkte für die Zellen an [62].*

Anhang C

Tabellen

$F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$

In der folgenden Tabelle ist das Ergebnis der Messung von $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ eingetragen. Der statistische Fehler ist mit *stat.*, der systematische Fehler mit *syst.* bezeichnet. Zur Berechnung von $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ relevante Größen sind ebenfalls angegeben. Dies sind die Akezptanz A, die Reinheit P, die Zentralwertkorrektur BCC und die Strahlungskorrektur R_{rad}. Weiterhin ist der relative Untergrundbeitrag von Photoproduktion (GP), von QED-Compton-Ereignissen (QED) und von Migrationen von hohen $x_{I\!P}$ ($x_{I\!P}$) angegeben.

Tabelle C.1: *Ergebnis der Messung von* $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$.

Q^2	β	$100x_{I\!P}$	$x_{I\!P} \cdot F_2^{D(3)}$	stat.	syst.	A[%]	P[%]	BCC	R_{rad}	GP[%]	QED[%]	$x_{I\!P}$[%]
0.4	0.001	0.5623	0.0069	0.0014	0.0021	10.4	60.5	0.474	0.990	19.3	0.0	0.0
0.4	0.010	0.0562	0.0063	0.0020	0.0029	10.4	56.1	0.718	1.048	32.3	0.0	0.0
0.4	0.040	0.0141	0.0053	0.0024	0.0027	13.4	33.6	0.782	1.016	44.4	0.0	0.0
0.4	0.040	0.0445	0.0082	0.0026	0.0021	5.8	26.2	0.787	1.098	12.8	0.0	0.0
0.4	0.100	0.0056	0.0154	0.0053	0.0060	8.6	38.8	0.811	1.054	24.2	0.0	0.0
0.8	0.001	1.7783	0.0139	0.0016	0.0022	28.5	62.6	0.546	0.977	8.3	0.0	8.8
0.8	0.001	5.6234	0.0108	0.0032	0.0065	6.4	51.2	0.434	0.957	0.0	0.0	25.1
0.8	0.010	0.1778	0.0083	0.0011	0.0012	42.2	53.4	0.896	0.949	16.7	0.0	0.0
0.8	0.010	0.5623	0.0121	0.0019	0.0036	13.3	39.8	0.882	1.015	0.6	0.0	0.0
0.8	0.040	0.0445	0.0119	0.0016	0.0016	50.4	37.7	0.977	1.008	12.5	0.0	0.0
0.8	0.040	0.1406	0.0093	0.0018	0.0036	19.0	28.3	0.964	1.020	1.5	0.0	0.0
0.8	0.040	0.4446	0.0087	0.0028	0.0080	6.0	15.4	0.971	1.056	0.0	0.0	0.0
0.8	0.100	0.0178	0.0152	0.0027	0.0031	36.0	37.1	1.014	0.951	19.4	0.0	0.0
0.8	0.100	0.0562	0.0130	0.0030	0.0038	14.4	20.9	1.000	0.996	0.0	0.0	0.0
0.8	0.200	0.0089	0.0206	0.0031	0.0035	28.1	44.1	0.986	0.981	12.4	0.0	0.0
0.8	0.200	0.0281	0.0192	0.0037	0.0082	13.3	26.3	0.971	0.994	2.0	0.0	0.0
0.8	0.400	0.0044	0.0284	0.0069	0.0070	11.5	19.4	1.038	1.019	13.9	0.0	0.0
0.8	0.650	0.0087	0.0436	0.0090	0.0122	6.6	45.2	1.021	0.976	3.9	1.0	0.0
1.2	0.001	1.7783	0.0173	0.0034	0.0033	27.0	45.0	0.500	0.925	11.1	0.0	10.9
1.2	0.001	5.6234	0.0230	0.0041	0.0073	22.2	53.5	0.412	1.002	1.4	0.0	20.1
1.2	0.010	0.1778	0.0142	0.0026	0.0035	52.2	33.2	0.801	1.026	12.1	0.0	0.0
1.2	0.010	0.5623	0.0143	0.0017	0.0015	69.1	43.1	0.838	1.036	1.0	0.0	5.9
1.2	0.010	1.7783	0.0145	0.0028	0.0048	21.5	43.1	0.842	0.854	0.0	0.0	16.1
1.2	0.040	0.0445	0.0185	0.0036	0.0042	52.7	29.0	0.870	0.922	14.0	0.0	0.0
1.2	0.040	0.1406	0.0138	0.0018	0.0015	86.4	32.1	0.916	1.030	1.5	0.0	0.0
1.2	0.040	0.4446	0.0133	0.0018	0.0012	66.1	29.1	0.926	0.976	0.0	0.0	0.0
1.2	0.040	1.4059	0.0131	0.0047	0.0062	9.2	19.4	0.936	0.929	0.0	0.0	12.4
1.2	0.100	0.0178	0.0374	0.0073	0.0071	45.3	19.0	0.901	0.988	7.0	0.0	0.0
1.2	0.100	0.0562	0.0165	0.0024	0.0021	88.1	24.5	0.949	0.936	1.7	0.0	0.0

Tabelle C.1: *Ergebnis der Messung von* $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$.

Q^2	β	$100x_{I\!P}$	$x_{I\!P} \cdot F_2^{D(3)}$	stat.	syst.	$A[\%]$	$P[\%]$	BCC	R_{rad}	GP[%]	QED[%]	$x_{I\!P}[\%]$
1.2	0.100	0.1778	0.0145	0.0024	0.0039	67.4	24.5	0.958	1.006	0.0	0.0	0.0
1.2	0.200	0.0089	0.0348	0.0076	0.0077	31.9	28.9	0.876	1.021	14.0	0.0	0.0
1.2	0.200	0.0281	0.0241	0.0030	0.0026	71.0	30.4	0.922	0.978	3.2	0.0	0.0
1.2	0.200	0.0889	0.0198	0.0029	0.0041	51.6	25.9	0.928	1.024	0.0	0.0	0.0
1.2	0.200	0.2812	0.0250	0.0063	0.0072	13.0	18.9	0.932	0.969	0.0	0.0	0.0
1.2	0.400	0.0044	0.0254	0.0100	0.0123	23.1	21.3	0.923	1.109	17.9	0.0	0.0
1.2	0.400	0.0141	0.0244	0.0035	0.0051	80.2	23.1	0.971	1.008	1.3	0.0	0.0
1.2	0.400	0.0445	0.0210	0.0033	0.0053	64.4	19.6	0.979	1.035	0.0	0.0	0.0
1.2	0.650	0.0027	0.0161	0.0116	0.0133	6.9	25.5	0.921	1.038	0.0	0.0	0.0
1.2	0.650	0.0087	0.0557	0.0068	0.0107	39.6	53.3	0.969	0.928	1.8	0.7	0.0
1.2	0.650	0.0274	0.0678	0.0082	0.0081	31.4	49.5	0.977	0.988	0.4	0.4	0.0
1.5	0.001	1.7783	0.0166	0.0081	0.0113	12.6	45.3	0.373	0.985	19.0	0.0	24.5
1.5	0.001	5.6234	0.0230	0.0038	0.0059	23.6	56.5	0.332	0.954	4.7	0.0	18.1
1.5	0.001	17.7828	0.0352	0.0160	0.0204	5.7	41.1	0.163	0.890	0.0	0.0	26.2
1.5	0.010	0.1778	0.0166	0.0056	0.0062	27.2	32.0	0.574	0.948	28.4	0.0	0.0
1.5	0.010	0.5623	0.0148	0.0016	0.0021	81.8	46.1	0.676	0.977	3.6	0.0	7.2
1.5	0.010	1.7783	0.0220	0.0030	0.0033	31.0	53.8	0.690	0.946	0.0	0.0	13.5
1.5	0.040	0.0445	0.0177	0.0058	0.0067	34.9	22.8	0.618	0.893	23.4	0.0	0.0
1.5	0.040	0.1406	0.0145	0.0018	0.0014	94.3	34.7	0.738	0.982	7.6	0.0	0.0
1.5	0.040	0.4446	0.0118	0.0015	0.0013	85.9	32.5	0.758	0.968	0.3	0.0	4.6
1.5	0.040	1.4059	0.0189	0.0033	0.0050	24.9	37.9	0.772	0.928	0.0	0.0	5.4
1.5	0.100	0.0178	0.0315	0.0114	0.0123	24.6	27.0	0.640	1.057	11.7	0.0	0.0
1.5	0.100	0.0562	0.0199	0.0025	0.0030	103.6	26.8	0.765	0.930	4.8	0.3	0.0
1.5	0.100	0.1778	0.0120	0.0018	0.0024	93.5	24.9	0.784	1.066	0.0	0.0	1.4
1.5	0.100	0.5623	0.0149	0.0029	0.0029	42.3	27.4	0.796	1.079	0.0	0.0	0.0
1.5	0.200	0.0089	0.0568	0.0181	0.0128	14.7	28.4	0.621	1.003	9.5	0.0	0.0
1.5	0.200	0.0281	0.0320	0.0034	0.0050	77.6	36.0	0.743	0.984	2.5	0.0	0.0
1.5	0.200	0.0889	0.0310	0.0033	0.0040	69.3	32.9	0.760	0.994	0.0	0.0	0.0
1.5	0.200	0.2812	0.0203	0.0030	0.0042	42.3	30.8	0.769	0.950	0.5	0.0	1.5
1.5	0.400	0.0044	0.0817	0.0339	0.0451	8.4	17.6	0.654	0.901	3.4	0.0	0.0
1.5	0.400	0.0141	0.0318	0.0043	0.0048	72.6	31.0	0.783	0.983	3.7	0.4	0.0
1.5	0.400	0.0445	0.0380	0.0044	0.0050	66.6	33.7	0.802	0.951	0.0	0.0	0.0
1.5	0.400	0.1406	0.0323	0.0052	0.0083	37.4	17.1	0.812	1.008	0.0	0.0	0.0
1.5	0.650	0.0087	0.0493	0.0059	0.0038	51.9	40.8	0.781	0.961	2.1	0.0	0.0
1.5	0.650	0.0274	0.0581	0.0057	0.0071	57.5	52.9	0.800	0.970	0.9	0.0	0.0
1.5	0.650	0.0865	0.0474	0.0070	0.0102	27.8	49.5	0.809	0.928	0.0	0.0	0.0
2.5	0.001	5.6234	0.0270	0.0069	0.0122	17.0	57.4	0.403	0.974	9.2	0.0	26.3
2.5	0.001	17.7828	0.0452	0.0204	0.0218	6.3	39.7	0.191	1.038	0.0	0.0	20.7
2.5	0.010	0.5623	0.0169	0.0022	0.0021	69.7	45.2	0.820	0.931	6.8	0.3	4.9
2.5	0.010	1.7783	0.0248	0.0031	0.0028	37.7	52.7	0.814	0.941	1.5	0.0	7.0
2.5	0.010	5.6234	0.0154	0.0079	0.0108	6.8	52.2	0.729	0.921	0.0	0.0	34.6
2.5	0.040	0.1406	0.0197	0.0029	0.0022	72.7	34.8	0.894	0.994	7.0	0.0	0.0
2.5	0.040	0.4446	0.0154	0.0019	0.0019	88.8	38.1	0.893	0.970	1.3	0.0	1.0
2.5	0.040	1.4059	0.0155	0.0031	0.0038	36.0	40.0	0.906	0.954	0.0	0.0	16.0
2.5	0.100	0.0562	0.0229	0.0036	0.0034	81.0	28.0	0.926	0.903	9.1	0.5	0.0
2.5	0.100	0.1778	0.0137	0.0021	0.0017	86.9	27.3	0.923	0.864	0.6	0.0	0.0
2.5	0.100	0.5623	0.0211	0.0032	0.0028	60.6	24.2	0.934	0.982	0.0	0.0	1.3
2.5	0.200	0.0281	0.0358	0.0050	0.0040	65.7	34.3	0.899	0.998	7.2	0.0	0.0
2.5	0.200	0.0889	0.0296	0.0033	0.0021	83.0	34.5	0.894	0.992	1.3	0.3	0.0
2.5	0.200	0.2812	0.0302	0.0038	0.0036	64.2	32.2	0.901	1.113	0.0	0.0	0.0
2.5	0.400	0.0141	0.0553	0.0083	0.0087	52.9	34.1	0.947	1.007	3.2	0.0	0.0
2.5	0.400	0.0445	0.0486	0.0059	0.0049	64.4	38.2	0.943	0.999	2.0	0.0	0.0
2.5	0.400	0.1406	0.0330	0.0047	0.0058	57.8	28.9	0.952	0.932	0.0	0.4	1.1
2.5	0.650	0.0087	0.0480	0.0080	0.0080	47.9	35.2	0.945	0.986	4.8	0.0	0.0
2.5	0.650	0.0274	0.0484	0.0056	0.0041	73.1	40.3	0.941	0.948	1.8	0.3	0.0
2.5	0.650	0.0865	0.0366	0.0050	0.0045	69.8	31.6	0.948	1.049	1.5	0.0	1.1
2.5	0.900	0.0062	0.0263	0.0080	0.0079	46.5	16.3	0.937	0.959	0.0	0.0	0.0
2.5	0.900	0.0198	0.0549	0.0096	0.0057	65.4	42.3	0.932	1.060	1.3	2.7	0.0
2.5	0.900	0.0625	0.0492	0.0086	0.0089	55.8	35.7	0.939	0.919	0.0	0.7	0.0
3.5	0.001	5.6234	0.0389	0.0204	0.0187	8.6	39.2	0.357	0.956	6.9	0.0	29.0
3.5	0.001	17.7828	0.0764	0.0334	0.0326	6.1	18.6	0.174	0.901	0.0	0.0	0.0
3.5	0.010	0.5623	0.0174	0.0045	0.0026	55.8	33.1	0.717	0.941	10.1	0.0	2.5
3.5	0.010	1.7783	0.0248	0.0050	0.0052	39.9	48.8	0.749	0.901	1.6	0.0	15.6
3.5	0.010	5.6234	0.0358	0.0130	0.0126	9.2	47.6	0.675	0.979	0.0	0.0	11.4
3.5	0.040	0.1406	0.0147	0.0050	0.0057	62.2	31.0	0.773	1.100	9.2	0.0	0.0

Tabelle C.1: *Ergebnis der Messung von* $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$.

Q^2	β	$100x_{I\!P}$	$x_{I\!P} \cdot F_2^{D(3)}$	stat.	syst.	$A[\%]$	$P[\%]$	BCC	R_{rad}	GP[%]	QED[%]	$x_{I\!P}[\%]$
3.5	0.040	0.4446	0.0125	0.0026	0.0035	83.1	36.1	0.820	0.934	4.1	0.0	0.0
3.5	0.040	1.4059	0.0182	0.0052	0.0052	37.2	39.2	0.839	1.000	1.2	0.0	19.0
3.5	0.100	0.0562	0.0172	0.0090	0.0105	49.9	19.4	0.798	0.936	26.7	0.0	5.8
3.5	0.100	0.1778	0.0318	0.0060	0.0075	83.0	30.0	0.848	1.058	3.0	0.0	0.0
3.5	0.100	0.5623	0.0164	0.0035	0.0032	82.5	24.9	0.864	0.941	0.0	0.0	0.0
3.5	0.200	0.0281	0.0647	0.0131	0.0144	51.1	21.6	0.774	0.942	2.6	0.0	0.0
3.5	0.200	0.0889	0.0311	0.0048	0.0034	98.3	29.9	0.821	0.986	0.6	0.0	0.0
3.5	0.200	0.2812	0.0242	0.0040	0.0065	85.6	30.8	0.834	0.875	0.0	0.0	0.0
3.5	0.200	0.8891	0.0172	0.0075	0.0087	16.0	22.0	0.840	1.011	0.0	0.0	0.0
3.5	0.400	0.0141	0.0759	0.0193	0.0180	40.7	21.4	0.815	1.017	3.0	0.0	0.0
3.5	0.400	0.0445	0.0445	0.0085	0.0116	68.1	29.3	0.866	1.016	0.9	0.0	0.0
3.5	0.400	0.1406	0.0354	0.0068	0.0068	71.2	26.3	0.881	1.026	0.0	0.9	0.0
3.5	0.400	0.4446	0.0411	0.0126	0.0153	21.8	21.2	0.891	0.870	0.0	0.0	0.0
3.5	0.650	0.0087	0.0907	0.0277	0.0288	29.5	16.9	0.813	0.993	6.7	0.0	0.0
3.5	0.650	0.0274	0.0540	0.0100	0.0113	76.3	28.1	0.864	1.056	2.1	0.7	0.0
3.5	0.650	0.0865	0.0477	0.0080	0.0084	90.5	27.6	0.878	1.182	0.0	0.0	0.0
3.5	0.650	0.2736	0.0247	0.0091	0.0192	25.5	21.6	0.886	0.934	0.0	0.0	0.0
3.5	0.900	0.0198	0.0644	0.0165	0.0228	60.9	49.6	0.856	1.011	0.0	5.8	0.0
3.5	0.900	0.0625	0.0821	0.0159	0.0069	73.5	41.7	0.869	0.978	0.0	2.4	0.0
3.5	0.900	0.1976	0.0411	0.0185	0.0105	18.4	55.6	0.876	0.799	0.0	0.0	0.0
5.0	0.010	0.5623	0.0479	0.0149	0.0164	28.1	32.2	0.668	0.949	9.6	0.0	0.0
5.0	0.010	1.7783	0.0345	0.0059	0.0065	41.5	49.8	0.777	0.905	1.5	0.0	11.2
5.0	0.010	5.6234	0.0216	0.0110	0.0093	9.7	53.3	0.696	0.910	0.0	0.0	26.3
5.0	0.040	0.1406	0.0400	0.0146	0.0307	36.3	25.1	0.706	1.042	7.5	0.0	0.0
5.0	0.040	0.4446	0.0176	0.0037	0.0026	78.7	42.1	0.849	1.021	2.7	0.0	5.6
5.0	0.040	1.4059	0.0259	0.0054	0.0036	44.5	46.0	0.866	0.978	0.0	0.0	10.3
5.0	0.040	4.4457	0.0256	0.0113	0.0089	7.3	43.6	0.861	0.926	0.0	0.0	0.0
5.0	0.100	0.0562	0.0338	0.0151	0.0263	34.5	16.0	0.725	0.843	4.3	0.0	0.0
5.0	0.100	0.1778	0.0170	0.0043	0.0060	79.2	36.8	0.877	0.951	4.3	0.0	0.0
5.0	0.100	0.5623	0.0219	0.0047	0.0038	68.6	30.6	0.891	0.949	1.0	0.0	2.3
5.0	0.100	1.7783	0.0231	0.0092	0.0061	19.3	25.5	0.905	1.035	0.0	0.0	7.2
5.0	0.200	0.0281	0.0247	0.0137	0.0132	34.6	23.9	0.702	1.053	12.1	0.0	0.0
5.0	0.200	0.0889	0.0226	0.0044	0.0027	94.3	33.7	0.849	0.927	4.8	0.8	0.0
5.0	0.200	0.2812	0.0237	0.0043	0.0051	92.1	34.4	0.860	1.032	0.7	0.7	0.0
5.0	0.200	0.8891	0.0148	0.0043	0.0035	37.4	37.1	0.867	0.767	0.0	0.0	4.3
5.0	0.400	0.0141	0.0502	0.0271	0.0268	19.6	27.3	0.739	0.875	0.0	0.0	0.0
5.0	0.400	0.0445	0.0473	0.0090	0.0063	71.0	36.0	0.895	0.950	0.8	0.8	0.0
5.0	0.400	0.1406	0.0382	0.0069	0.0037	71.0	34.2	0.908	0.898	0.0	0.0	0.0
5.0	0.400	0.4446	0.0401	0.0092	0.0064	40.8	28.6	0.919	0.902	0.0	0.0	2.5
5.0	0.650	0.0087	0.0547	0.0282	0.0179	27.5	19.8	0.736	1.047	6.0	0.0	0.0
5.0	0.650	0.0274	0.0558	0.0106	0.0076	65.8	40.3	0.893	0.945	0.0	0.8	0.0
5.0	0.650	0.0865	0.0508	0.0082	0.0078	87.6	36.3	0.905	0.963	0.0	0.0	0.0
5.0	0.650	0.2736	0.0421	0.0103	0.0109	36.4	28.7	0.914	0.832	0.0	1.3	0.0
5.0	0.900	0.0198	0.0570	0.0160	0.0181	61.7	38.6	0.885	0.986	0.0	5.3	0.0
5.0	0.900	0.0625	0.0311	0.0103	0.0129	70.1	64.3	0.896	0.984	0.0	10.8	0.0
5.0	0.900	0.1976	0.0506	0.0148	0.0103	48.4	42.9	0.904	1.019	0.0	2.0	0.0
8.5	0.010	1.7783	0.0456	0.0089	0.0086	30.9	59.1	0.817	0.938	2.0	0.0	12.4
8.5	0.010	5.6234	0.0508	0.0142	0.0097	12.1	63.9	0.705	0.908	2.6	0.0	10.4
8.5	0.040	0.4446	0.0323	0.0056	0.0045	64.5	46.2	0.888	0.902	0.7	0.0	3.5
8.5	0.040	1.4059	0.0351	0.0059	0.0046	51.7	49.1	0.880	0.972	0.0	0.0	7.8
8.5	0.040	4.4457	0.0176	0.0104	0.0108	8.3	42.3	0.874	0.866	0.0	0.0	20.1
8.5	0.100	0.1778	0.0341	0.0081	0.0083	65.0	32.5	0.915	1.037	4.6	1.2	0.0
8.5	0.100	0.5623	0.0255	0.0049	0.0068	71.7	36.5	0.905	0.877	0.0	0.0	0.0
8.5	0.100	1.7783	0.0403	0.0108	0.0094	29.7	33.1	0.919	0.980	0.0	0.0	12.0
8.5	0.200	0.0889	0.0413	0.0085	0.0046	62.7	41.7	0.886	1.107	1.9	0.0	1.9
8.5	0.200	0.2812	0.0254	0.0048	0.0046	73.2	41.8	0.873	0.945	0.0	0.0	1.8
8.5	0.200	0.8891	0.0189	0.0042	0.0051	56.0	39.2	0.880	0.885	0.0	0.0	2.5
8.5	0.400	0.0445	0.0638	0.0132	0.0133	59.5	38.6	0.933	0.978	0.0	1.8	0.0
8.5	0.400	0.1406	0.0330	0.0061	0.0068	82.7	37.3	0.921	0.847	0.0	0.0	0.0
8.5	0.400	0.4446	0.0310	0.0063	0.0068	72.1	27.2	0.933	0.940	0.0	0.0	0.0
8.5	0.650	0.0274	0.0809	0.0156	0.0095	54.7	46.1	0.931	1.027	0.0	0.0	0.0
8.5	0.650	0.0865	0.0571	0.0096	0.0083	74.5	45.5	0.918	0.925	2.8	0.6	0.0
8.5	0.650	0.2736	0.0571	0.0101	0.0108	66.9	35.0	0.928	1.007	0.0	0.6	0.0
8.5	0.900	0.0198	0.0550	0.0246	0.0160	40.3	34.2	0.922	0.952	0.0	22.0	0.0
8.5	0.900	0.0625	0.0323	0.0108	0.0071	73.0	56.1	0.909	0.936	0.0	13.9	0.0

Tabelle C.1: *Ergebnis der Messung von* $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$.

Q^2	β	$100x_{I\!P}$	$x_{I\!P} \cdot F_2^{D(3)}$	stat.	syst.	$A[\%]$	$P[\%]$	BCC	R_{rad}	GP[%]	QED[%]	$x_{I\!P}$[%]
8.5	0.900	0.1976	0.0336	0.0092	0.0122	79.1	48.9	0.917	0.926	0.0	1.7	0.0
20.0	0.010	1.7783	0.0539	0.0286	0.0465	10.7	48.3	1.031	0.958	0.0	0.0	0.0
20.0	0.010	5.6234	0.0272	0.0130	0.0133	16.9	65.1	0.841	0.887	0.0	0.0	30.3
20.0	0.040	0.4446	0.0187	0.0112	0.0133	32.6	36.4	1.061	0.907	0.0	0.0	0.0
20.0	0.040	1.4059	0.0363	0.0082	0.0071	50.3	55.9	1.055	0.960	0.0	0.0	12.5
20.0	0.040	4.4457	0.0324	0.0104	0.0113	18.1	58.0	1.018	0.941	0.0	0.0	0.0
20.0	0.100	0.1778	0.0193	0.0172	0.0164	34.5	29.8	1.072	1.055	15.2	0.0	0.0
20.0	0.100	0.5623	0.0356	0.0081	0.0066	73.7	40.3	1.082	0.995	1.3	0.0	0.0
20.0	0.100	1.7783	0.0463	0.0104	0.0091	50.4	37.9	1.070	0.999	0.0	0.0	4.5
20.0	0.100	5.6234	0.0089	0.0108	0.0119	13.4	17.8	1.062	0.982	0.0	0.0	31.3
20.0	0.200	0.0889	0.0859	0.0355	0.0283	34.5	22.4	1.030	1.093	0.0	0.0	0.0
20.0	0.200	0.2812	0.0332	0.0072	0.0077	74.4	46.7	1.042	0.918	0.0	1.1	0.0
20.0	0.200	0.8891	0.0282	0.0059	0.0070	74.6	38.8	1.023	0.933	0.0	0.0	2.2
20.0	0.200	2.8117	0.0500	0.0176	0.0145	17.7	46.3	1.022	1.166	0.0	0.0	5.6
20.0	0.400	0.0445	0.0696	0.0413	0.0417	32.3	32.0	1.081	1.177	7.6	0.0	0.0
20.0	0.400	0.1406	0.0402	0.0097	0.0077	77.4	41.8	1.099	0.966	0.0	0.0	0.0
20.0	0.400	0.4446	0.0297	0.0069	0.0117	85.0	35.3	1.084	0.863	0.0	0.0	2.4
20.0	0.400	1.4059	0.0237	0.0105	0.0154	36.0	37.4	1.095	0.953	0.0	0.0	18.7
20.0	0.650	0.0274	0.0752	0.0401	0.0395	32.1	28.2	1.076	1.074	0.0	0.0	0.0
20.0	0.650	0.0865	0.0562	0.0111	0.0048	85.1	49.6	1.095	0.845	0.0	0.0	0.0
20.0	0.650	0.2736	0.0480	0.0100	0.0084	77.4	48.5	1.077	0.944	0.0	0.0	0.0
20.0	0.650	0.8651	0.0344	0.0104	0.0092	43.9	42.4	1.084	0.904	0.0	0.0	0.0
20.0	0.900	0.0625	0.0277	0.0208	0.0120	50.8	47.8	1.084	0.874	0.0	42.0	0.0
20.0	0.900	0.1976	0.0355	0.0153	0.0120	82.6	43.5	1.065	1.064	0.0	23.3	0.0
20.0	0.900	0.6248	0.0364	0.0133	0.0115	62.8	41.4	1.066	0.933	0.0	3.0	0.0
50.0	0.040	4.4457	0.0385	0.0254	0.0082	14.7	59.3	1.116	0.963	0.0	0.0	15.4
50.0	0.100	0.5623	0.0477	0.0363	0.0506	25.0	22.9	1.221	1.030	0.0	0.0	0.0
50.0	0.100	1.7783	0.0578	0.0247	0.0139	33.0	46.3	1.174	0.970	0.0	0.0	7.8
50.0	0.100	5.6234	0.0206	0.0156	0.0061	17.2	44.1	1.144	0.726	0.0	0.0	0.0
50.0	0.200	0.2812	0.0192	0.0197	0.0182	25.4	39.8	1.160	0.913	0.0	0.0	0.0
50.0	0.200	0.8891	0.0395	0.0140	0.0078	60.8	44.0	1.120	0.828	0.0	0.0	9.0
50.0	0.200	2.8117	0.0365	0.0188	0.0121	27.9	45.4	1.103	0.943	0.0	0.0	10.8
50.0	0.400	0.1406	0.0850	0.0673	0.0696	17.0	42.9	1.216	0.887	0.0	0.0	0.0
50.0	0.400	0.4446	0.0533	0.0210	0.0157	56.6	43.0	1.185	1.020	0.0	0.0	0.0
50.0	0.400	1.4059	0.0029	0.0048	0.0038	70.4	33.6	1.180	0.969	0.0	30.4	0.0
50.0	0.650	0.2736	0.0551	0.0208	0.0177	62.0	46.4	1.177	0.939	0.0	0.0	0.0
50.0	0.650	0.8651	0.0379	0.0150	0.0037	72.1	38.6	1.168	1.033	0.0	0.0	0.0
50.0	0.650	2.7358	0.0593	0.0337	0.0272	21.4	50.5	1.179	1.025	0.0	0.0	0.0
50.0	0.900	0.1976	0.0522	0.0306	0.0106	68.7	52.7	1.162	1.057	0.0	0.0	0.0
50.0	0.900	1.9759	0.0130	0.0135	0.0072	54.4	38.2	1.152	1.086	0.0	0.0	0.0

Aufschlüsselung der systematischen Fehler

In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten relativen systematischen Fehler der Messung von $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ zusammengefaßt. Die einzelnen Fehlerquellen sind wie folgt gekennzeichnet: E: Energieskala des SpaCal , θ: Streuwinkel des Elektrons, sc: hadronische Energieskala des SpaCals, LAr: hadronische Energieskala des LAr-Kalorimeters, Tr: Energieskala der Spurinformation, GP: Untergrund durch Photoproduktion, QED: Untergrund durch QED-Compton Ereignisse, $x_{I\!P}$: Untergrund durch Migrationen von hohen $x_{I\!P}$ und acc: der Fehler durch die Umgewichtung der Strukturfunktion in $x_{I\!P}$. $\sum$ ist der relative Gesamtfehler.

Tabelle C.2: *Relativer systematische Fehler bei der Messung von* $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ *in %.*

Q^2	β	$x_{I\!P} \cdot 100$	E	θ	sc	LAr	Tr	GP	QED	$x_{I\!P}$	acc	$\sum$
0.4	0.001	0.5623	13.0	19.7	9.4	7.7	3.6	8.5	0.0	0.0	2.8	28.3
0.4	0.010	0.0562	18.1	23.7	19.9	15.3	10.1	17.7	0.0	0.0	7.1	44.6
0.4	0.040	0.0141	4.0	25.6	16.6	11.8	8.4	31.6	0.0	0.0	15.4	48.9
0.4	0.040	0.0445	10.4	14.1	13.3	7.2	4.5	5.2	0.0	0.0	4.7	24.6
0.4	0.100	0.0056	17.2	25.9	7.8	3.5	6.9	11.5	0.0	0.0	5.8	35.4
0.8	0.001	1.7783	2.1	3.3	2.8	2.0	2.0	3.5	0.0	8.3	7.7	13.1
0.8	0.001	5.6234	27.9	36.5	16.1	5.6	9.8	0.0	0.0	29.4	9.2	58.7
0.8	0.010	0.1778	7.4	7.5	4.4	2.9	2.9	7.1	0.0	0.0	3.3	14.5
0.8	0.010	0.5623	13.0	24.5	5.8	4.2	2.8	0.2	0.0	0.0	1.7	28.8
0.8	0.040	0.0445	4.9	5.9	3.8	1.4	0.0	5.0	0.0	0.0	4.7	11.1
0.8	0.040	0.1406	17.3	26.8	11.8	3.8	3.8	0.5	0.0	0.0	5.1	34.8
0.8	0.040	0.4446	66.7	61.5	11.7	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	2.8	91.6
0.8	0.100	0.0178	3.3	7.0	11.4	7.7	3.4	8.6	0.0	0.0	4.0	18.7
0.8	0.100	0.0562	12.3	18.2	13.1	5.7	7.9	0.0	0.0	0.0	3.9	27.7
0.8	0.200	0.0089	4.1	8.6	7.9	3.1	4.2	5.0	0.0	0.0	8.5	16.7
0.8	0.200	0.0281	22.3	27.7	22.0	2.5	2.4	0.7	0.0	0.0	4.1	42.2
0.8	0.400	0.0044	13.3	16.4	4.0	8.1	5.5	5.7	0.0	0.0	2.5	24.3
0.8	0.650	0.0087	7.1	22.7	10.7	2.5	5.5	1.4	0.1	0.0	6.4	27.5
1.2	0.001	1.7783	4.4	4.3	3.8	8.0	2.0	5.0	0.0	11.1	6.1	17.5
1.2	0.001	5.6234	10.9	9.7	4.5	7.7	7.6	0.6	0.0	21.5	10.1	30.2
1.2	0.010	0.1778	14.2	12.4	6.8	4.8	6.6	4.8	0.0	0.0	7.0	23.2
1.2	0.010	0.5623	5.1	6.3	3.8	1.5	1.3	0.4	0.0	4.9	1.7	10.5
1.2	0.010	1.7783	17.1	18.0	8.8	7.8	5.4	0.0	0.0	15.6	4.4	32.3
1.2	0.040	0.0445	10.5	10.6	13.7	4.6	1.5	5.7	0.0	0.0	6.2	22.5
1.2	0.040	0.1406	4.7	7.8	3.2	3.9	2.3	0.5	0.0	0.0	2.7	11.0
1.2	0.040	0.4446	1.9	6.2	1.7	4.1	2.6	0.0	0.0	0.0	3.2	8.8
1.2	0.040	1.4059	26.6	15.2	21.2	20.5	14.5	0.0	0.0	11.2	4.9	46.5
1.2	0.100	0.0178	4.2	2.1	7.8	5.6	2.2	2.6	0.0	0.0	13.7	17.7
1.2	0.100	0.0562	7.7	7.7	2.6	1.3	0.9	0.6	0.0	0.0	2.9	11.6
1.2	0.100	0.1778	10.4	22.0	5.3	6.0	6.1	0.0	0.0	0.0	6.3	27.1
1.2	0.200	0.0089	2.2	12.0	13.0	2.1	2.1	5.7	0.0	0.0	10.8	21.8
1.2	0.200	0.0281	4.3	4.5	4.2	2.9	1.0	1.1	0.0	0.0	6.6	10.5
1.2	0.200	0.0889	4.6	15.4	2.2	5.6	7.2	0.0	0.0	0.0	6.5	19.7
1.2	0.200	0.2812	18.9	16.4	4.2	9.2	4.4	0.0	0.0	0.0	3.0	27.5
1.2	0.400	0.0044	26.5	17.4	22.2	0.1	14.0	7.8	0.0	0.0	16.5	45.0
1.2	0.400	0.0141	4.9	5.7	6.9	3.2	6.0	0.4	0.0	0.0	14.0	18.6
1.2	0.400	0.0445	10.8	11.5	8.2	7.2	6.5	0.0	0.0	0.0	11.2	23.1
1.2	0.650	0.0027	54.9	54.9	0.4	28.5	0.0	0.0	0.0	0.0	2.7	82.7
1.2	0.650	0.0087	7.9	11.9	10.6	3.6	4.7	0.6	0.1	0.0	3.8	19.1
1.2	0.650	0.0274	5.4	5.7	4.7	1.9	5.2	0.1	0.0	0.0	3.1	11.1
1.5	0.001	1.7783	16.3	31.2	36.1	11.9	10.5	12.2	0.0	40.2	6.3	67.8
1.5	0.001	5.6234	2.2	3.2	1.4	5.7	4.3	2.1	0.0	19.4	8.8	22.9
1.5	0.001	17.7828	22.1	23.2	0.0	11.8	0.0	0.0	0.0	31.4	12.2	48.0
1.5	0.010	0.1778	23.3	19.1	4.2	8.7	0.1	14.5	0.0	0.0	4.8	35.1
1.5	0.010	0.5623	6.8	7.5	1.2	2.7	1.7	1.4	0.0	6.2	1.5	12.5
1.5	0.010	1.7783	3.7	4.0	1.7	1.1	1.5	0.0	0.0	12.5	4.6	14.6
1.5	0.040	0.0445	20.5	16.7	13.6	3.9	3.9	11.0	0.0	0.0	5.5	32.7
1.5	0.040	0.1406	4.1	2.2	5.7	2.4	3.4	2.9	0.0	0.0	3.7	9.6
1.5	0.040	0.4446	2.1	3.7	2.9	3.7	3.1	0.1	0.0	3.7	3.4	8.6

Tabelle C.2: *Relativer systematische Fehler bei der Messung von* $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{IP})$ *in %.*

Q^2	β	$x_{IP} \cdot 100$	E	θ	sc	LAr	Tr	GP	QED	x_{IP}	acc	$\sum$
1.5	0.040	1.4059	10.2	20.6	7.3	7.2	5.8	0.0	0.0	4.4	2.8	26.4
1.5	0.100	0.0178	17.4	19.9	21.9	11.4	8.4	4.6	0.0	0.0	5.7	37.8
1.5	0.100	0.0562	7.4	7.5	2.5	2.0	2.3	1.7	0.0	0.0	4.3	12.2
1.5	0.100	0.1778	10.9	13.3	3.7	1.2	8.1	0.0	0.0	1.1	4.9	20.0
1.5	0.100	0.5623	10.9	10.8	9.2	2.8	0.1	0.0	0.0	0.0	1.0	18.1
1.5	0.200	0.0089	10.4	7.0	11.6	0.1	0.0	3.7	0.0	0.0	11.9	21.1
1.5	0.200	0.0281	8.7	9.9	5.4	1.6	2.0	0.9	0.0	0.0	5.5	15.5
1.5	0.200	0.0889	3.2	1.7	2.2	2.0	3.5	0.0	0.0	0.0	4.9	7.7
1.5	0.200	0.2812	7.6	8.1	8.6	4.9	11.1	0.2	0.0	1.2	0.5	18.6
1.5	0.400	0.0044	11.5	16.9	44.6	7.7	11.6	1.2	0.0	0.0	14.7	53.1
1.5	0.400	0.0141	1.3	5.9	0.9	0.0	1.3	1.3	0.0	0.0	11.8	13.4
1.5	0.400	0.0445	4.2	6.9	0.9	3.6	4.6	0.0	0.0	0.0	7.4	12.5
1.5	0.400	0.1406	14.2	16.4	2.8	6.3	8.3	0.0	0.0	0.0	2.3	24.3
1.5	0.650	0.0087	2.5	5.2	2.7	1.9	1.7	0.7	0.0	0.0	2.9	7.5
1.5	0.650	0.0274	6.2	8.3	2.6	1.2	4.8	0.3	0.0	0.0	1.0	11.8
1.5	0.650	0.0865	8.4	12.4	5.6	5.1	13.1	0.0	0.0	0.0	1.8	21.4
2.5	0.001	5.6234	5.4	1.9	12.2	12.9	9.8	5.0	0.0	37.2	8.6	43.9
2.5	0.001	17.7828	16.7	7.8	11.1	27.8	8.0	0.0	0.0	22.0	8.2	43.0
2.5	0.010	0.5623	3.3	6.5	5.6	4.3	3.1	2.7	0.0	4.3	2.6	12.0
2.5	0.010	1.7783	1.8	1.6	1.6	3.2	4.5	0.6	0.0	5.9	6.6	10.8
2.5	0.010	5.6234	27.8	28.9	0.0	7.3	19.1	0.0	0.0	51.9	6.3	69.0
2.5	0.040	0.1406	1.0	4.8	2.3	2.4	4.3	2.6	0.0	0.0	3.8	8.7
2.5	0.040	0.4446	5.7	8.3	2.4	3.2	2.2	0.5	0.0	0.7	2.1	11.3
2.5	0.040	1.4059	12.4	12.6	1.6	3.6	5.0	0.0	0.0	15.4	2.1	24.4
2.5	0.100	0.0562	9.4	7.6	3.3	2.4	2.4	3.5	0.1	0.0	4.1	14.1
2.5	0.100	0.1778	6.7	6.0	2.9	1.3	5.6	0.2	0.0	0.0	3.5	11.6
2.5	0.100	0.5623	2.8	6.5	2.7	2.7	7.4	0.0	0.0	1.0	4.2	11.7
2.5	0.200	0.0281	2.9	2.0	2.1	2.9	2.1	2.7	0.0	0.0	6.0	8.6
2.5	0.200	0.0889	1.4	3.2	1.4	3.8	1.8	0.5	0.0	0.0	4.0	6.9
2.5	0.200	0.2812	4.3	8.1	0.0	2.4	4.0	0.0	0.0	0.0	5.3	11.6
2.5	0.400	0.0141	3.7	2.3	3.2	2.5	3.5	1.1	0.0	0.0	9.3	11.6
2.5	0.400	0.0445	4.1	5.7	3.2	2.5	1.1	0.7	0.0	0.0	5.6	9.9
2.5	0.400	0.1406	5.3	10.8	1.5	6.9	7.4	0.0	0.0	0.9	4.7	16.5
2.5	0.650	0.0087	8.7	11.9	4.7	3.0	3.4	1.7	0.0	0.0	2.4	16.4
2.5	0.650	0.0274	5.3	5.6	2.3	0.0	2.6	0.6	0.0	0.0	0.8	8.5
2.5	0.650	0.0865	4.8	7.6	1.4	1.9	2.1	0.5	0.0	0.8	2.7	10.0
2.5	0.900	0.0062	16.5	8.5	20.9	8.4	5.7	0.0	0.0	0.0	3.8	29.9
2.5	0.900	0.0198	2.4	4.7	4.7	0.0	5.8	0.5	0.3	0.0	2.9	9.6
2.5	0.900	0.0625	10.7	12.7	3.4	0.0	2.3	0.0	0.1	0.0	1.1	17.2
3.5	0.001	5.6234	8.7	11.9	12.2	0.3	0.0	3.8	0.0	42.3	6.9	47.1
3.5	0.001	17.7828	14.4	25.7	0.0	11.1	0.0	0.0	0.0	0.0	7.7	32.4
3.5	0.010	0.5623	9.8	3.6	7.5	0.2	3.4	4.0	0.0	2.2	2.1	14.2
3.5	0.010	1.7783	6.5	6.3	3.4	6.2	4.9	0.7	0.0	15.3	6.3	20.8
3.5	0.010	5.6234	17.6	17.5	0.0	8.7	5.9	0.0	0.0	10.1	7.6	29.8
3.5	0.040	0.1406	25.6	0.1	19.3	12.6	5.7	3.6	0.0	0.0	7.0	35.8
3.5	0.040	0.4446	13.5	14.4	4.8	12.4	13.6	1.5	0.0	0.0	1.6	27.5
3.5	0.040	1.4059	15.2	7.4	4.8	6.5	6.5	0.5	0.0	19.8	2.1	28.1
3.5	0.100	0.0562	31.6	22.2	29.4	15.5	23.8	14.5	0.0	6.7	3.3	58.5
3.5	0.100	0.1778	13.8	11.6	6.5	2.6	11.0	1.1	0.0	0.0	2.4	22.4
3.5	0.100	0.5623	11.3	12.4	3.7	5.0	3.7	0.0	0.0	0.0	5.7	19.1
3.5	0.200	0.0281	11.4	8.8	13.6	2.0	7.6	0.9	0.0	0.0	5.7	22.1
3.5	0.200	0.0889	6.4	3.6	1.8	1.3	2.5	0.2	0.0	0.0	5.1	9.5
3.5	0.200	0.2812	17.1	14.7	5.2	3.0	9.3	0.0	0.0	0.0	4.6	25.5
3.5	0.200	0.8891	12.7	28.2	23.2	15.4	28.7	0.0	0.0	0.0	1.4	50.5
3.5	0.400	0.0141	10.2	10.8	15.8	0.0	0.0	1.1	0.0	0.0	8.9	23.4
3.5	0.400	0.0445	15.4	18.3	4.5	4.7	4.2	0.3	0.0	0.0	5.8	25.8
3.5	0.400	0.1406	7.4	8.9	4.5	4.6	11.7	0.0	0.1	0.0	5.1	18.4
3.5	0.400	0.4446	15.7	4.9	11.3	14.3	18.6	0.0	0.0	0.0	1.3	30.9
3.5	0.650	0.0087	10.5	4.5	22.5	9.6	0.0	2.5	0.0	0.0	8.0	28.3
3.5	0.650	0.0274	5.5	10.7	1.7	1.7	2.4	0.8	0.1	0.0	6.3	14.0
3.5	0.650	0.0865	8.7	6.6	3.0	4.7	7.5	0.0	0.0	0.0	4.4	15.0
3.5	0.650	0.2736	41.0	42.6	22.4	17.6	41.0	0.0	0.0	0.0	4.3	77.5
3.5	0.900	0.0198	28.7	17.5	3.7	3.7	7.5	0.0	0.6	0.0	3.3	35.0
3.5	0.900	0.0625	2.7	5.4	0.0	0.0	4.0	0.0	0.3	0.0	0.4	7.2
3.5	0.900	0.1976	0.0	10.9	0.0	0.0	16.8	0.0	0.0	0.0	4.8	20.6

Tabelle C.2: *Relativer systematische Fehler bei der Messung von* $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ *in %.*

Q^2	β	$x_{I\!P} \cdot 100$	E	θ	sc	LAr	Tr	GP	QED	$x_{I\!P}$	acc	$\sum$
5.0	0.010	0.5623	15.2	16.5	9.2	9.0	4.7	3.7	0.0	0.0	2.5	26.7
5.0	0.010	1.7783	7.9	9.9	1.9	2.0	4.2	0.6	0.0	10.2	8.1	18.9
5.0	0.010	5.6234	10.1	14.4	10.2	10.2	14.5	0.0	0.0	31.6	5.3	41.9
5.0	0.040	0.1406	56.3	22.5	41.4	9.1	0.5	2.8	0.0	0.0	1.1	74.0
5.0	0.040	0.4446	2.0	4.9	2.4	2.1	7.4	1.0	0.0	4.7	2.0	11.0
5.0	0.040	1.4059	0.2	5.7	0.0	6.0	2.1	0.0	0.0	9.0	2.0	12.5
5.0	0.040	4.4457	12.9	18.2	0.0	12.9	18.2	0.0	0.0	0.0	4.1	31.8
5.0	0.100	0.0562	25.7	25.7	62.0	11.9	25.2	1.5	0.0	0.0	1.0	77.1
5.0	0.100	0.1778	18.7	15.6	12.2	7.5	13.9	1.6	0.0	0.0	3.6	31.7
5.0	0.100	0.5623	11.8	8.6	0.0	4.8	0.1	0.4	0.0	1.8	3.8	16.0
5.0	0.100	1.7783	9.0	9.0	0.0	8.2	15.3	0.0	0.0	5.9	3.0	22.5
5.0	0.200	0.0281	43.9	14.4	14.0	0.0	0.0	4.8	0.0	0.0	2.7	48.6
5.0	0.200	0.0889	0.2	2.8	4.5	2.0	4.4	1.7	0.1	0.0	1.8	7.6
5.0	0.200	0.2812	9.7	7.9	3.9	4.8	7.4	0.3	0.1	0.0	4.2	16.3
5.0	0.200	0.8891	12.6	12.6	4.5	6.6	8.7	0.0	0.0	3.4	1.3	21.6
5.0	0.400	0.0141	43.6	0.0	15.4	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	5.3	46.6
5.0	0.400	0.0445	2.8	3.8	2.0	2.0	1.8	0.3	0.1	0.0	3.6	6.8
5.0	0.400	0.1406	1.9	5.3	3.5	1.9	3.7	0.0	0.0	0.0	3.5	8.6
5.0	0.400	0.4446	9.5	10.7	0.0	2.7	6.0	0.0	0.0	1.9	0.6	15.9
5.0	0.650	0.0087	21.8	0.0	0.2	0.2	17.1	2.2	0.0	0.0	10.3	29.7
5.0	0.650	0.0274	6.2	2.8	4.4	0.0	3.9	0.0	0.1	0.0	4.9	10.2
5.0	0.650	0.0865	8.3	6.3	4.7	5.1	3.9	0.0	0.0	0.0	4.9	14.0
5.0	0.650	0.2736	12.9	9.3	3.0	13.3	9.9	0.0	0.1	0.0	1.5	23.2
5.0	0.900	0.0198	17.2	13.2	13.3	0.0	17.3	0.0	0.6	0.0	5.9	31.4
5.0	0.900	0.0625	29.9	22.9	12.0	5.9	10.4	0.0	1.2	0.0	0.9	41.3
5.0	0.900	0.1976	7.0	14.6	0.0	0.0	4.7	0.0	0.2	0.0	5.1	17.6
8.5	0.010	1.7783	8.3	2.5	6.6	4.0	5.8	0.8	0.0	11.5	5.9	18.3
8.5	0.010	5.6234	7.5	3.6	0.1	10.5	6.7	1.0	0.0	9.4	5.2	18.5
8.5	0.040	0.4446	7.8	4.5	7.1	3.6	4.7	0.2	0.0	2.8	1.4	13.3
8.5	0.040	1.4059	3.2	4.1	3.1	1.4	3.2	0.0	0.0	6.5	2.9	10.0
8.5	0.040	4.4457	21.9	16.8	0.0	40.4	21.3	0.0	0.0	21.1	6.2	57.7
8.5	0.100	0.1778	8.4	4.1	6.2	4.1	13.0	1.7	0.1	0.0	2.7	17.9
8.5	0.100	0.5623	20.1	8.8	2.9	9.1	4.3	0.0	0.0	0.0	1.7	24.4
8.5	0.100	1.7783	6.4	6.0	3.1	9.9	9.3	0.0	0.0	10.8	2.0	19.8
8.5	0.200	0.0889	7.2	4.8	0.1	2.4	5.3	0.7	0.0	1.5	3.5	11.1
8.5	0.200	0.2812	10.8	9.3	2.0	4.4	6.0	0.0	0.0	1.3	4.4	16.9
8.5	0.200	0.8891	15.9	2.8	8.1	15.8	10.9	0.0	0.0	1.9	1.6	26.5
8.5	0.400	0.0445	7.2	0.1	3.1	2.3	2.2	0.0	0.2	0.0	4.9	9.8
8.5	0.400	0.1406	7.1	5.4	5.3	5.4	11.2	0.0	0.0	0.0	4.5	16.8
8.5	0.400	0.4446	6.8	7.2	7.2	4.6	12.7	0.0	0.0	0.0	2.8	18.5
8.5	0.650	0.0274	4.3	4.8	2.1	2.2	2.9	0.0	0.0	0.0	5.4	9.4
8.5	0.650	0.0865	6.0	9.5	1.5	0.1	6.1	1.0	0.1	0.0	2.6	13.1
8.5	0.650	0.2736	9.0	4.6	3.3	2.1	5.3	0.0	0.1	0.0	3.5	12.6
8.5	0.900	0.0198	20.2	11.8	11.6	9.2	0.2	0.0	2.9	0.0	7.0	28.7
8.5	0.900	0.0625	5.7	0.5	5.0	5.0	19.7	0.0	1.6	0.0	0.4	21.8
8.5	0.900	0.1976	19.9	18.6	12.4	5.9	18.4	0.0	0.2	0.0	4.0	35.9
20.0	0.010	1.7783	51.3	25.6	51.3	25.6	25.6	0.0	0.0	0.0	2.2	85.0
20.0	0.010	5.6234	9.0	9.0	9.0	9.0	9.0	0.0	0.0	40.4	5.4	45.5
20.0	0.040	0.4446	70.7	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	4.2	70.8
20.0	0.040	1.4059	9.7	4.9	3.6	5.5	4.9	0.0	0.0	11.3	1.0	17.7
20.0	0.040	4.4457	22.3	14.1	14.1	9.4	14.1	0.0	0.0	0.0	5.3	34.8
20.0	0.100	0.1778	59.1	0.0	59.1	0.0	0.0	6.3	0.0	0.0	1.5	83.8
20.0	0.100	0.5623	13.7	2.9	0.0	0.0	4.1	0.4	0.0	0.0	1.9	14.8
20.0	0.100	1.7783	8.8	2.7	0.0	7.7	5.5	0.0	0.0	3.5	2.7	13.9
20.0	0.100	5.6234	89.2	89.2	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	42.7	3.2	133.2
20.0	0.200	0.0889	9.4	9.4	21.8	8.3	0.0	0.0	0.0	0.0	4.5	27.3
20.0	0.200	0.2812	14.9	6.1	8.9	2.7	6.1	0.0	0.1	0.0	4.2	20.0
20.0	0.200	0.8891	13.5	9.6	0.0	11.7	13.7	0.0	0.0	1.7	2.8	24.7
20.0	0.200	2.8117	7.6	14.1	9.8	14.6	12.5	0.0	0.0	4.6	3.3	27.5
20.0	0.400	0.0445	22.1	0.0	52.4	0.0	0.0	2.9	0.0	0.0	3.9	57.1
20.0	0.400	0.1406	7.2	7.3	3.4	0.0	7.3	0.0	0.0	0.0	3.3	13.4
20.0	0.400	0.4446	19.6	16.3	6.3	19.3	20.6	0.0	0.0	1.9	3.6	38.8
20.0	0.400	1.4059	42.9	21.5	12.4	21.6	29.5	0.0	0.0	19.0	0.1	64.5
20.0	0.650	0.0274	43.6	0.0	15.8	0.6	20.2	0.0	0.0	0.0	6.7	51.0
20.0	0.650	0.0865	3.0	2.1	2.1	2.1	2.1	0.0	0.0	0.0	3.1	6.0

Tabelle C.2: *Relativer systematische Fehler bei der Messung von* $F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P})$ *in %.*

Q^2	β	$x_{I\!P} \cdot 100$	E	θ	sc	LAr	Tr	GP	QED	$x_{I\!P}$	acc	$\sum$
20.0	0.650	0.2736	10.7	2.5	9.0	5.5	5.5	0.0	0.0	0.0	3.2	16.5
20.0	0.650	0.8651	10.6	7.2	9.4	10.7	10.6	0.0	0.0	0.0	0.8	21.9
20.0	0.900	0.0625	17.2	13.8	28.7	13.8	13.8	0.0	7.5	0.0	0.4	41.8
20.0	0.900	0.1976	28.3	7.2	12.9	0.0	7.4	0.0	3.1	0.0	3.5	33.2
20.0	0.900	0.6248	20.3	10.3	10.3	10.3	7.7	0.0	0.3	0.0	0.9	28.2
50.0	0.040	4.4457	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	14.8	2.5	15.0
50.0	0.100	0.5623	66.7	0.0	0.0	47.1	55.0	0.0	0.0	0.0	10.7	99.0
50.0	0.100	1.7783	16.9	0.0	0.0	0.0	10.3	0.0	0.0	6.5	0.2	20.8
50.0	0.100	5.6234	28.3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	5.1	28.7
50.0	0.200	0.2812	0.0	47.1	47.1	47.1	47.1	0.0	0.0	0.0	5.5	94.4
50.0	0.200	0.8891	5.7	0.0	0.0	0.0	5.7	0.0	0.0	7.7	3.8	11.8
50.0	0.200	2.8117	18.9	0.0	0.0	12.1	0.0	0.0	0.0	9.5	2.9	24.6
50.0	0.400	0.1406	0.0	47.1	0.0	47.1	47.1	0.0	0.0	0.0	3.4	81.7
50.0	0.400	0.4446	22.3	0.0	9.4	9.4	13.3	0.0	0.0	0.0	2.3	29.3
50.0	0.400	1.4059	83.4	0.0	59.1	59.1	59.1	0.0	4.5	0.0	2.3	132.2
50.0	0.650	0.2736	29.2	8.3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	4.8	30.8
50.0	0.650	0.8651	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.4	2.4
50.0	0.650	2.7358	20.0	0.0	28.9	25.3	0.0	0.0	0.0	0.0	3.9	43.5
50.0	0.900	0.1976	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.9	0.9
50.0	0.900	1.9759	0.0	0.0	48.4	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	3.5	48.6

Anhang D

Technische Details über die Anpassungen an das Regge-Modell

Für die in Kapitel 6 beschriebenen Anpassungen mußten die Gleichungen 1.14-1.16 in ein Programm implementiert werden, welches die Gleichung Funktion aus 6.1 berechnet.

Die Integrale in den Gleichungen 1.15 und 1.16 lassen sich analytisch lösen:

Gleichung 1.15:

$$
\begin{aligned}
f_{i/p}(x_{I\!P}) &= \int_{t_{cut}}^{t_{min}} \frac{e^{B_i t}}{x_{I\!P}^{2(\alpha_i(0)+\alpha_i' t)-1}} \mathrm{d}t \\
&= \frac{1}{x_{I\!P}^{2\alpha_i(0)-1}} \int_{t_{cut}}^{t_{min}} e^{(B_i - 2\alpha' \ln x_{I\!P})t} \\
&= \frac{1}{x_{I\!P}^{2\alpha_i(0)-1}} \cdot \frac{1}{B_i - 2\alpha' \ln x_{I\!P}} \left[e^{(B_i - 2\alpha_i' \ln x_{I\!P})t} \right]_{t_{cut}}^{t_{min}}
\end{aligned}
$$

Gleichung 1.16:

$$
\begin{aligned}
f^I(x_{I\!P}) &= \int_{t_{cut}}^{t_{min}} \cos\left(\frac{\pi}{2}[\alpha_{I\!P}(t) - \alpha_{I\!R}(t)]\right) \frac{e^{(B_{I\!P}+B_{I\!R})t/2}}{x_{I\!P}^{\alpha_{I\!P}(t)+\alpha_{I\!R}(t)-1}} \mathrm{d}t \\
&= \frac{1}{x_{I\!P}^{\alpha_{I\!P}(0)+\alpha_{I\!R}(0)-1}} \cdot \left(\cos\gamma' \left[\frac{e^{\beta t}}{\beta^2+\gamma'^2} \left(\beta \cos(\gamma^0 t) + \gamma' \sin(\gamma' t)\right) \right]_{t_{cut}}^{t_{min}} - \right. \\
&\qquad \left. \sin\gamma^0 \left[\frac{e^{\beta t}}{\beta^2+\gamma'^2} \left(\beta \sin(\gamma' t) - \gamma' \cos(\gamma' t)\right) \right]_{t_{cut}}^{t_{min}} \right)
\end{aligned}
$$

mit

$$\begin{aligned}
\beta &= \frac{B_{I\!P} + B_{I\!R}}{2} - (\alpha'_{I\!P} + \alpha'_{I\!R}) \cdot \ln x_{I\!P} \\
\gamma^0 &= \frac{\pi}{2}\left[\alpha_{I\!P}(0) - \alpha_{I\!R}(0)\right] \\
\gamma' &= \frac{\pi}{2}\left[\alpha'_{I\!P} - \alpha'_{I\!R}\right]
\end{aligned}$$

Die Implementation der Gleichungen wurde mit Hilfe einer numerischen Integration verifiziert.

Abkürzungen und Stichwörter

BDC	1995 erstmals eingesetzte rückwärtige Driftkammer	Absch. 2.1.2
BEMC	bis 1994 eingesetztes Rückwärtskalorimeter	[60]
BPC	bis 1994 eingesetzte rückwärtige Proportionalkammer	[60]
DIFFVM	Generator zur Simulation von Vektormesonproduktion und Protondissoziation	Absch. 1.4.2
DJANGO	Generator zur Simulation von tiefinelastischer Streuung	Absch. 1.4.3
FMD	Vorwärts-Myon-Detektor	Absch. 2.2.2
FNC	Vorwärts-Neutron-Kalorimeter	Absch. 2.2.4
FSR	Abstrahlung von Photonen des auslaufenden Elektrons	Absch. 1.1.1
H1SIM	die H1-Detektorsimulation	
IET	inklusiver Elektron Trigger	Absch. 2.1.1
L1/2/4/5	Triggerstufen des H1-Experiments	Absch. 2.4
ISR	Abstrahlung von Photonen des einlaufenden Elektrons	Absch. 1.1.1
LAr	Flüssigargonkalorimeter des H1-Detektors	Absch. 2
PHOJET	Generator zur Simulation des totalen Wirkungsquerschnitts	Absch. 1.4.4
PLUG	Vorwärtskalorimeter	Absch. 2.2.1
PRT	Proton-Remnant-Tagger	Absch. 2.2.3
RapGap	Generator zur Simulation der tiefinelastischen diffraktiven Streuung	Absch. 1.4.1
SpaCal	1995 erstmals eingesetztes rückwärtiges Spaghetti-Kalorimeter	Absch. 2.1.1

Literaturverzeichnis

[1] The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom
E. Rutherford , Phil.Mag. 21(1911)669

[2] Electron Scattering and Nuclear Structure
R. Hofstadter , Rev.Mod.Phys. 28(1956)214

[3] Deep Inelastic Scattering: The early years
R.E. Taylor , Rev.Mod.Phys. (1991) 573-596
Deep Inelastic Scattering: Experiments on the proton and the observation of scaling
H.W. Kendall , Rev.Mod.Phys. (1991) 597-614
Deep Inelastic Scattering: Comparison with the quark model
J.I. Friedman , Rev.Mod.Phys. (1991) 615-627

[4] Advantages of the color octet gluon picture
H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler , Phys.Lett. B47(1973)365

[5] Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA
H1 Collaboration , Nucl.Phys. B429(1994)477

[6] Pseudorapidity distributions of charged particles in diffraction dissociation at the CERN SPS collider
UA4 Collaboration , Phys.Lett. B166(1986)459

[7] A parton model for diffractive processes in deep inelastic scattering
W. Buchmüller , A. Hebecker , Phys.Lett. B355(1995)573
Diffractive DIS from the Generalized BFKL Pomeron: Predictions for HERA
M. Genovese, N. Nikolaev, B. Zakharov, J.Exp.Theor.Phys. 81(1995)625 A Perturbative Approach to Diffractive Deep Inelastic Scattering
J. Bartels, M. Wüsthoff , J.Phys. G22(1996)929

[8] Inelastic electron-proton and γ-proton scattering and the structure of the nucleon
J. Bjorken, E.A. Paschos , Phys.Rev. 185(1969)1975

[9] High energy electroproduction and the constitution of the electric current
C.G. Callan, D.J. Gross , Phys.Rev.Lett. 22(1969) 156-159

[10] Deep Inelastic ep-Scattering in Perturbation Theory
V. Gribov, L. Lipatov , Sov.K.Nucl.Pjys. 15(1972)438
Asymptotic freedom in parton language
G. Altarelli, G. Parisi , Nucl.Phys. B126(1977)298
Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^--Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics
Y. Dokshitzer , Sov.Phys. JETP 46(1977)641

[11] A high-statistics measurement of the proton structure functions $F_2(x, Q^2)$ and R from deep inelastic muon scattering at high Q^2
BCDMS Collaboration , Phys. Lett. B223(1989)485

[12] A precise extraction of $R = \sigma_L/\sigma_T$ from a global analysis of the SLAC deep inelastic e-p and e-d scattering cross sections
L.W. Whitlow et al. , Phys. Lett. B250(1990)193

[13] Measurement of the proton and deuteron structure functions, F_2^p and F_2^d, and of the ration σ_L/σ_T
NMC Collaboration , Nucl.Phys. B483(1997)3

[14] A Measurement of $R = \sigma_L/\sigma_T$ in deep inelastic neutrino-nucleon scattering at the Tevatron
NuTeV Collaboration , J.Physics G22(1996)775

[15] A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at HERA
H1 Collaboration , Nucl.Phys. B470(1996)3

[16] A High Statistics Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and R from Deep Inelastic Muon Scattering at High Q^2
BCDMS Collaboration , Phys.Lett. B223(1989)485

[17] Measurement of the Proton and the Deuteron Structure Functions, F_2^p and F_2^d
NMC Collaboration , Phys.Lett. B364(1995)107

[18] Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimantalphysiker
P. Schmüser , Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag, Berlin, 1988

[19] Dynamical parton distributions of the proton and small-x physics
M. Glück, E. Reya, A. Vogt , Zeit.Phys. C67(1995)433

[20] QED Compton scattering in high-energy electron-proton collisions
A. Courau, P. Kessler , Phsy.Rev. D(1992)117

[21] Diffractive interaction of hadrons at high energies
K. Goulianos , Phys.Rep. 101(1983)169

[22] An Introduction to Regge Theory & High Energy Physics
P. D. B. Collins , Cambridge University Press (ISBN 0521212456)

[23] Regge Poles in π-π scattering
G. Chew, S. Frautschi, S. Mandelstam , Phys.Rev. 126(1962)1202

[24] Review of particle properties
Particle Data Group , Phys.Rev 50(1994)1173

[25] Observation of a narrow scalar meson at 1450 MeV in the reaction $pp \to p_f(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)p_s$ at 450 GeV/c using the CERN Omega Spectrometer
S. Abatzis et al. , Phys.Lett. B324(1994)509

[26] Pion charge-exchange scattering at high energies
A. Barnes et al. , Phys.Rev.Lett 37(1976)76

[27] Measurement of inclusive neutron spectra at the ISR
J. Engler et al. , Nucl.Phys. B84(1975)70

[28] Total cross sections
A. Donnachie, P.V. Landshoff , Phys.Lett. B296(1992)227

[29] Diffraction Dissociation of $\pi^\pm$, $K^\pm$, and $p^\pm$ at 100 and 200 GeV/c
R.L. Cool et al. , Phys.Rev.Lett. 47(1981)701

[30] Diffraction of subnuclear waves
G. Alberi und G. Goggi , Phys.Rep. 74(1981)1

[31] Hard Diffraction and Deep Inelastic Scattering
J.D. Bjorken , Proceedings of the ,,International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS94)" Eilat (1994)151

[32] The pomeron structure in DIS and gluon recombination effects
G. Ingelman, K. Prytz , Z.Phys.C58(1993)285

[33] Diffractive structure functions in DIS
M. McDermott, G. Briskin , Proceedings of the Workshop ,,Future Physics at HERA" DESY(1996)704

[34] Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen
C.F.v. Weizsäcker , Z.Phys. 88(1934)612
Nature of high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae
E.J. Williams , Phys.Rev. 45(1934)729

[35] Introduction to the pomeron structure function
P.V. Landshoff , Proceedings of ,,Workshop on DIS and QCD: DIS95" Paris(1995)371

[36] Towards a complete description of high-energy photoproduction
G. Schuler, T. Sjöstrand , Nucl.Phys. B 407(1993) 539

[37] First measurement of the deep-inelastic structure of proton diffraction
H1 Collaboration , Phys.Lett. B348(1995)681

[38] Measurement of Diffractive Deep-Inelastic ep Scattering
H1 Collaboration , Z.f.Phys. C76(1997)613

[39] Tiefunelastische ep-Streuung bei HERA unter Nachweis eines vorwärts gestreuten Protons
B. List , Dissertation Universität Hamburg (1996)

[40] Pion exchange and inclusive spectra
M. Bishari , Phys.Lett. B38(1972)510

[41] Low Limit on the Slope of $NN\pi$ and $N\Delta\pi$ Vertex Form Factors from Deep Inelastic Lepton Scattering
L. Frankfurt, L. Mankiewiecz, M. Strikman , Z.Phys. A334(1989)343

[42] Experimental Determination of the π Meson Structure Function by Drell Yan Mechanism
NA3-Collaboration , Z.Phys. C18(1993)281

[43] Pionic parton distributions
M. Glück, E Reya, A. Vogt , Z.Phys. C53(1992)651

[44] Vector-meson dominance and high-energy electron-proton inelastic scattering
J. Sakurai , Phys.Rev.Lett. 22(1969)981

[45] The hadronic properties of the photon in high-energy reactions
T. Bauer et al. , Rev.Mod.Phys. 50(1978)261

[46] High energy photoproduction of $\pi^+\pi^-\pi^0$, K^+K^- and $p\bar{p}$ states
J. Busenitz et al. , Phys.Rev D40(1989)1

[47] GEANT, Detector Description and Simulation Tool
R. Brun et al. , CERN Program Library W5013

[48] The RapGap Generator
H. Jung , Comp.Phys.Comm. 86(1995)147

[49] E. Barberis , Proceedings of the ,,Workshop on DIS and QCD (DIS96)" Rom (1996)343

[50] Diffractive Production Mechanisms
A. Kaidalov , Phys.Rep. 50 B154(1979)157

[51] Ariadne version 4 - A program for simulation of QCD cascades implementing the Colour Dipole Model
L. Lönnblad , Comp.Phys.Comm. 71(1992)15

[52] Lepto - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering
G. Ingelman , Proceedings of the Workshop ,,Physics at HERA" DESY(1991)1366

[53] HERACLES: an event generator for ep-interactions at HERA energies including radiative corrections
A. Kwiatkowski, H. Spiesberger , Comp.Phys.Comm. 69(1992)155

[54] Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA
B. List , Diplomarbeit, Technische Universität Berlin (Okt.1993)

[55] Scaling of multiplicity distributions in high energy hadron collisions
Z. Koba, H. Nielsen, P. Olesen , Nucl.Phys. B40(1972)317

[56] JETSET4.2
T. Sjöstrand , CERN-TH 7112/93

[57] DJANGO: the interface for the event generators HERACLES and LEPTO
G.A. Schuler, H. Spiesberger , Proceedings of the Workshop ,,Physics at HERA" DESY(1991)1419

[58] Photoproduction within the two component Dual Parton Model: amplitudes and cross section
R. Engel , Z.Phys. C66(1995)203

[59] Measurement of the total photon proton cross section and its decomposition at 200 GeV centre of mass energy
H1 Collaboration , Z.Phys C69(1995)27

[60] The H1 Detector at HERA
H1 Collaboration , NIM A386(1997)310

[61] The H1 lead/scintillating fiber calorimeter
R.D. Appuhn, et al. , NIM A386(1997)397-408.

[62] Interpretation und Analyse von Testmessungen mit Insert-Modulen und Untersuchungen zur Ortsrekonstruktion des SpaCal im inneren Bereich
K. Pfeiffer , Diplomarbeit Universität Dortmund (Jan. 1997)
Improved position-reconstruction in the SpaCal's inner region
M. Dirkmann, K. Pfeiffer , H1 interne Note: H1-01/97-512

[63] Das Kalibrationssystem CAM für das neue Kalorimeter SpaCal des Detektors H1 bei HERA und Analyse der ersten Daten
J. Janoth , Dissertation Universität Heidelberg (Nov. 96)

[64] Performance of an electromagnetic lead/scintillating fiber calorimeter for the H1 detector
T. Nicholls, et al. , NIM. A374(1996)149-156

[65] The Inclusive Electron Trigger for SpaCal
V. Boudry et al. , H1 interne Note: H1-03/95-430

[66] Hadronic response and e/π separation with the H1 lead/fiber calorimeter
R.D. Appuhn, et al. , NIM A382(1996)395-412

[67] Messung der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Bjorken-x und kleinen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA
J. Katzy , Dissertation Universität Heidelberg (1997)

[68] Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1 Experiments
B. Schwab , Dissertation Universität Heidelberg (1996)

[69] Messung der Gluondichte im Photon und Entwicklung eines neuronalen Triggers
Th. Krämerkämper , Dissertation Universität Dortmund (1998)

[70] B. Clerbaux , persönliche Mitteilung

[71] Investigations on the Noise Behaviour for the Liquid Argon Calorimeter
M. Futschik, H. Luetkens, M. Fleischer , H1 interne Note in Vorbereitung

[72] An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1 e^+p Data
N. Gogitidze, S. Levonian , H1 interne Note, H1-02/96-471

[73] F. Jacquet, A. Blondel , Proceedings of the DESY Workshop ,,An ep facility for Europe" (1979)391

[74] On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelatic Scattering at HERA: the Σ Method
U. Bassler, G. Bernadi , Nucl.Inst.Meth. A361(1995)197

[75] Diffractive Dissociation in Photoproduction at HERA
H1 Collaboration , Z.Phys. C74(1997)221

[76] Untersuchungen zum Verhalten von Photomultipliern in Magnetfeldern bei Feldstärken bis zu 2 Tesla
J. Janoth , Diplomarbeit Universität Dortmund (März 1993)

[77] Calibration of the SpaCal with Cosmics
M. Dirkmann , H1 interne Note: H1-05/96-477

[78] Kalibration des H1 Spaghetti-Kalorimeter mit Halo Myonen
C. Arndt , Diplomarbeit Universität Hamburg (Dez. 1995)

[79] Measurement of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$ of the Proton at Low Q^2 with the H1 Detector at HERA Using the New Detector Components SpaCal and BDC
A. Meyer , Dissertation Universität Hamburg (1997)

[80] An Algorithm to Calibrate the New H1 Backward Calorimeter SpaCal Using the Kinematic Peak
J. Janoth, J. Stiewe, A. Meyer , H1 interne Note: H1-01/95-464

[81] A Study of Quasi-Real QED Compton Events at HERA
R. Maraček , Dissertation Universität Košice (in Vorbereitung)

[82] Messung der Absorbtionslänge szintillierender Fasern
T. Wenk , Diplomarbeit Universität Dortmund (März 1994)

[83] Untersuchung des Lichttransports in szintillierenden Fasern mit Hilfe einer CCD-Kamera
A. Schumacher , Diplomarbeit Universität Dortmund (Mai 1994)

[84] Proceedings of the energy scale working group,
J. Gayler , Interner Bericht 5. Feb. 1996

[85] Proton dissociative ρ and elastic ϕ electroproduction at HERA
H1 Collaboration , Z.Phys. C75(1997)607

[86] Quasi-real QED Compton Monte-Carlo
A. Courau et al. , Proceedings of the Workshop „Physics at HERA" DESY(1991)1468

[87] Vertex reconstruction using BPC and CIP in DIS events
P. Marage, A. Panitch , H1 interne Note: H1-05/93-297

[88] Parametrisierte Simulation von elektromagnetischen Schauern
S. Peters , Dissertation MPI München (Nov.1992)

[89] Bericht auf dem ELAN Arbeitsgruppentreffen
A. Zhokin 20.05.1997

[90] A Measurement and QCD-Analysis of the Diffractive Structure Function $F_2^{D(3)}$
A. Mehta , Proceedings of the „Topical Conference on Hard Diffractive Processes 1996", Eilat

[91] MINUIT-Function Minimization and Error Analysis
M. Goossens , CERN Program Library D506

[92] Measurement of small angle $p\bar{p}$ elastic scattering at $\sqrt{s}$=546 and 1800 GeV
CDF Collaboration , Phys.Rev.D50(1994)5518

[93] Reaction $\pi^- p \to \pi^0 n$ in the 15-40GeV/c range
W. Apel et al. , Nucl.Phys.B154(1979)189

[94] Simple parametrisation of parton distribution functions with Q^2-dependence given by assymtotic freedom
A. Buras, K. Gaemes , Nucl.Phys. B132(1978)249

[95] Future Diffractive Structure Function Measurements at HERA
A. Mehta, J. Phillips, B. Waugh , Proceedings of the Workshop ,,Future Physics at HERA" DESY(1996)704

[96] Technical Proposal to build a Special Spectrometer covering very Small Momentum Transfers
H1 Collaboration , DESY TP-VLQ 8/05/1996

[97] Leading Neutron Production in Deep-Inelastic *ep* Scattering at HERA
H1 Collaboration , Proceedings of the ,,International Conference on High Energy Physics 1996", Warschau , contributed paper pa02-063

[98] R. Felst , persönliche Mitteilung

[99] Observation of events with an energetic forward neutron in deep inelastic scattering at HERA
ZEUS Collaboration , Phys.Lett.B384(1996)388

[100] Leading Neutron Production in Deep Inelastic Scattering at HERA
H1 collaboration , Proceedings of the ,,Europhysics Conference on High Energy Physics 1997", Jerusalem

[101] The cross-section of diffraction dissociation at the CERN SPS-collider
UA4 Collaboration , Phys.Lett. 186B(1987)227

[102] Hyperon physics with a tagged hyperon beam at the CERN Omega spectrometer
C. Bérat et al , CERN/SPSLC/94-10

[103] A. Meyer , persönliche Mitteilung

Danksagung

An dieser Stelle möchte mich bei all denen bedanken, die zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben.

Meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. D. Wegener gebührt besonderer Dank für die Betreuung und Unterstützung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. P. Buchholz danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und dafür, daß er sich als Zweitgutachter zur Verfügung gestellt hat.

Den Mitgliedern des Lehrstuhls EV, sowohl in Hamburg als auch in Dortmund, danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre. Besonderer Dank gilt Dr. K. Wacker und Dr. D. Lüke für die sorgfältige Korrektur des Manuskripts. Thomas und Rainer danke ich für häufige und lange Diskussionen auch außerhalb der Physik.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe ,,Diffractive Phenomena" danke ich für die Aufnahme in ihre Mitte. Besonderer Dank gilt hier Dr. A. Mehta, Dr. P. Newman, Dr. T. Nicholls, Dr. J. Phillips und Dr. C. Royon die jederzeit für Diskussionen und Fragen bereitstanden. Speziell Dr. R. Felst danke ich für die Zusammenarbeit bei der Analyse der FNC-Daten.

Dem Graduiertenkolleg ,,Erzeugung und Zerfälle von Elementarteilchen" danke ich für das Stipendium und die großzügige Ausstattung mit Reisemitteln.

Meinen Eltern danke ich für Unterstützungen jeglicher Art, welche mir unter anderem das Studium der Physik ermöglicht haben.

Meiner Frau Uta danke ich für alles…

Die Dortmunder Beteiligung am H1-Experiment wird mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie unter der Vertragsnummer 6DO57i gefördert.