Experimentelle Untersuchungen der Strahlungskorrekturen in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung bei HERA–Energien

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

genehmigte

Dissertation

von
Diplom–Physiker Uwe Obrock
aus Dortmund

Dezember 1994

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Ziel der Elementarteilchenphysik ist, zu erforschen, welches die elementaren Bausteine der Materie sind und welche Wechselwirkungen zwischen ihnen bestehen. Zur Klärung dieser Fragen haben vor allem Streuexperimente beigetragen. Hierbei werden hochenergetische Teilchen auf ein Target geschossen oder mit anderen hochenergetischen Teilchen zur Kollision gebracht. Die bei den stattfindenden Reaktionen erzeugten Teilchen können mit Detektoren identifiziert und ihre Energie sowie ihr Impuls gemessen werden. Durch eine Analyse der aufgezeichneten Ereignisse kann geklärt werden, ob theoretische Modelle, die die Streuprozesse auf elementarer Ebene erklären sollen, in der Lage sind, die Meßdaten zu beschreiben.
Nach dem heute als gültig angenommenen Standardmodell der Elementarteilchenphysik [Gla61, Wei67, Sal68, Fri73] ist alle Materie aus elementaren Fermionen aufgebaut. Die Wechselwirkungen zwischen ihnen werden durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben. Die elementaren Fermionen lassen sich in zwei Klassen, die Leptonen und die Quarks, einteilen. Während die Leptonen außer an der Gravitation nur an der elektroschwachen Wechselwirkung teilnehmen, die durch den Austausch eines Photons, eines neutralen Z^0– oder eines geladenen W–Bosons vermittelt wird, unterliegen die Quarks zusätzlich auch der starken Wechselwirkung, die durch den Austausch von Gluonen erzeugt wird.
Sowohl Quarks als auch Leptonen lassen sich in drei Generationen anordnen, deren Teilchen sehr verschiedene Massen besitzen[1]. Diese Anordnung ist in Abbildung 1.1 gezeigt. Ein theoretisches Verständnis für den Unterschied der Massen der Teilchen in den verschiedenen Generationen konnte bisher nicht entwickelt werden.
Sämtliche stabile Materie ist aus den Quarks und den Leptonen der jeweils ersten Generation aufgebaut, wogegen die Fermionen der zweiten und dritten Generation lediglich an Teilchenbeschleunigern oder in der kosmischen Höhenstrahlung nachgewiesen werden konnten. Unter der Annahme, daß es jeweils drei Generationen von Leptonen und Quarks gibt, sind bis auf das ν_τ alle elementaren

[1] Lediglich für alle Neutrinos konnte bisher experimentell keine von null verschiedene Masse nachgewiesen werden.

Leptonen **Quarks**

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b \\ t \end{pmatrix}$$

Abbildung 1.1: Übersicht über die elementaren Fermionen

Fermionen direkt nachgewiesen worden[2], nachdem mit dem top-Quark auch das schwerste Quark mit großer Wahrscheinlichkeit gefunden wurde [Abe94].
Im Gegensatz zu den Leptonen sind Quarks bisher nur in gebundenen Zuständen, den Hadronen, beobachtet worden. Erkenntnisse über die Wechselwirkung der Quarks untereinander und mit anderen Elementarteilchen lassen sich durch die Untersuchung der Struktur der Hadronen gewinnen.
Mit Hilfe der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung läßt sich die Struktur des Protons untersuchen, siehe Kapitel 2. Durch die Inbetriebnahme der Speicherringanlage HERA kann ein bisher unzugänglicher kinematischer Bereich in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung experimentell untersucht werden, für den keine eindeutigen theoretischen Vorhersagen vorhanden waren. Insbesondere war unklar, wie sich die Strukturfunktionen des Protons für solche Ereignisse verhalten, bei denen das gestreute Quark nur einen sehr geringen Bruchteil des Impulses des einlaufenden Protons trägt. Die Messung der Strukturfunktionen des Protons, die in führender Ordnung der elektroschwachen Störungstheorie definiert sind, wird dadurch erschwert, daß zum meßbaren Wirkungsquerschnitt auch höhere Ordnungen beitragen, die im folgenden als Strahlungskorrekturen bezeichnet werden.
Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den Strahlungskorrekturen in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung. Dazu wurden Ereignisse analysiert, die in der Datennahmeperiode 1993 mit dem H1–Detektor an der Speicherringanlage HERA des DESY[3] in Hamburg aufgezeichnet wurden. Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung einschließlich der Strahlungskorrekturen erläutert. Kapitel 3 beschreibt den Aufbau der Speicherringanlage HERA und des H1–Detektors. In Kapitel 4 wird erläutert, mit welchen Schnitten die analysierten Ereignisse aus den aufgezeichneten Daten selektiert wurden. Die durchgeführten Analysen benutzen vor allem das Kalorimeter des H1–Detektors. Zur Durchführung der in dieser Arbeit geschilderten Analysen mußte daher sichergestellt werden, daß die absolute Kalibrierung der benutzen Komponenten des

[2]Das ν_τ konnte bisher nur indirekt nachgewiesen werden. Seine Existenz ist im Rahmen des Standardmodells zwingend erforderlich.

[3]**D**eutsches **E**lektronen **Sy**nchrotron

Kalorimeters des H1–Detektors hinreichend genau ist. In Kapitel 5 wird dargestellt, daß diese Kalibrierung insbesondere mit Ereignissen durchgeführt werden kann, bei denen hochenergetische Photonen abgestrahlt werden und die somit in der Störungstheorie Beiträgen höherer Ordnung entsprechen.
Der dominante Anteil der Strahlungskorrekturen wird durch solche Prozesse verursacht, bei denen hochenergetische Photonen abgestrahlt werden. Diese abgestrahlten, hochenergetischen Photonen können zum Teil im Detektor beobachtet werden. In Kapitel 6 wird dies dazu benutzt, die theoretisch vorhergesagten Strahlungskorrekturen in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung experimentell zu überprüfen. Hierbei wird außerdem erläutert, daß Ereignisse, bei denen ein hochenergetisches Photon in Richtung des einlaufenden Elektrons abgestrahlt wurde, dazu verwendet werden können, die tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung in einem kinematischen Bereich zu untersuchen, der ansonsten außerhalb der Detektorakzeptanz liegen würde. Kapitel 7 beschäftigt sich mit der Bestimmung des Strahlungskorrekturfaktors zur Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons. Hierbei wird erläutert, welchen Einfluß die verschiedenen Möglichkeiten, die Kinematik der aufgezeichneten Ereignisse zu rekonstruieren, auf die Größe des Strahlungskorrekturfaktors haben.

Kapitel 2

Grundlagen zur theoretischen Beschreibung der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung

Die tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung an der Speicherringanlage HERA bietet eine einzigartige Möglichkeit zur Untersuchung der Struktur des Protons. In diesem Kapitel werden die Grundlagen zur theoretischen Beschreibung der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung dargestellt. Begonnen wird mit der Definition von kinematischen Größen.

2.1 Ereigniskinematik in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung

2.1.1 Lorentzinvariante Definition

Abbildung 2.1 zeigt den Feynmangraphen für die tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung in niedrigster Ordnung der Störungstheorie. Er kann wie folgt interpretiert werden: Ein einlaufendes Elektron mit dem Viererimpuls k emittiert ein virtuelles Photon oder Z^0–Boson und besitzt danach den Viererimpuls k'. Das ausgetauschte Boson überträgt den Viererimpuls $q = k - k'$ auf das einlaufende Proton, das den Viererimpuls p besitzt. Das einlaufende Proton wird hierbei im allgemeinen zerstört, und stattdessen wird ein aus vielen Teilchen bestehender hadronischer Endzustand X beobachtet, dessen Teilchen mitunter zu sogenannten Jets gebündelt sind.
Da das bei diesem Prozeß ausgetauschte Boson elektrisch neutral ist, wird er als Prozeß des neutralen Stroms bezeichnet. Prozesse des geladenen Stroms, bei denen ein geladenes W–Boson ausgetauscht wird und bei denen statt des gestreu-

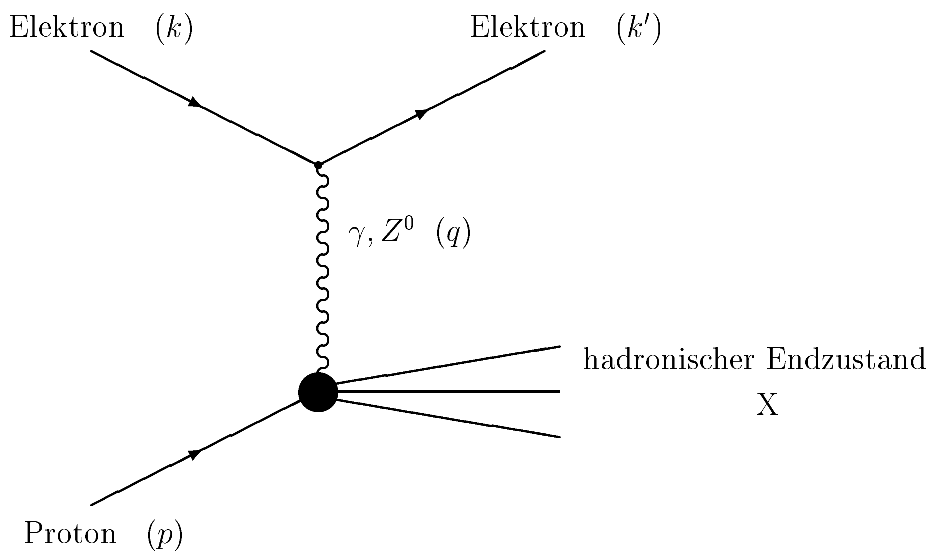


Abbildung 2.1: Feynmangraph für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung in niedrigster Ordnung der Störungstheorie. Die Größen in Klammern bezeichnen die Viererimpulse der entsprechenden Teilchen.

ten Elektrons ein Neutrino im Endzustand auftritt, werden in dieser Arbeit nicht analysiert. Daher wird auf sie im folgenden nicht weiter eingegangen.
Zur Beschreibung der Ereigniskinematik in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung seien die folgenden lorentzinvarianten Größen definiert:

- der Betrag des Quadrats des Viererimpulsübertrags, im folgenden vereinfachend Impulsübertrag genannt,

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \tag{2.1}$$

- die Bjorken Skalenvariable

$$x_B = \frac{Q^2}{2pq}, \tag{2.2}$$

- die Skalenvariable

$$y = \frac{pq}{pk}, \tag{2.3}$$

und

- das Quadrat der Schwerpunktsenergie

$$s = (p + k)^2. \tag{2.4}$$

x_B hat den Wertebereich $0 \leq x_B \leq 1$ und kann im Rahmen des naiven Quark–Parton–Modells, siehe Abschnitt 2.3, unter Vernachlässigung aller Teilchenmassen als der Bruchteil des Protonimpulses angesehen werden, den das gestreute Quark vor dem Streuprozeß getragen hat. y besitzt ebenfalls den Wertebereich $0 \leq y \leq 1$. Im Ruhesystem des Protons läßt sich y allein durch die Energien E_e^* und $E_e^{*'}$ des einlaufenden bzw. gestreuten Elektrons ausdrücken:

$$y = \frac{E_e^* - E_e^{*'}}{E_e^*}. \tag{2.5}$$

Die oben definierten lorentzinvarianten Größen sind nicht unabhängig voneinander, sondern sind unter Vernachlässigung aller Teilchenmassen über die Beziehung

$$Q^2 = x_B\, y\, s \tag{2.6}$$

miteinander verknüpft. Dies bedeutet, daß bei vorgegebener Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ die Messung von nur zwei der drei kinematischen Größen x_B, y und Q^2 genügt, um auch die dritte eindeutig festzulegen.

2.1.2 Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung

Die in Abschnitt 2.1.1 definierten Größen x_B, y und Q^2 lassen sich experimentell auf verschiedene Arten rekonstruieren. Dies bedeutet einerseits für Ereignisse, bei denen die Energien und Impulse aller Teilchen des Endzustandes mit einem Detektor gemessen werden können, eine Redundanz in der Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Hierdurch lassen sich die systematischen Unsicherheiten der verschiedenen Methoden untersuchen. Andererseits können hierdurch Ereignisse identifiziert werden, bei denen Photonen im Endzustand auftreten, deren Impuls einen so großen Polarwinkel θ_γ mit dem Impuls des einlaufenden Protons einschließt, daß sie sich einer Messung ihrer Energie aufgrund der beschränkten Detektorakzeptanz entziehen. In Kapitel 7 wird gezeigt, daß durch die Identifizierung solcher Ereignisse die absolute Größe sowie die systematische Unsicherheit des Strahlungskorrekturfaktors δ[1] verringert werden kann.
Im folgenden werden die im H1–Experiment benutzten Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik beschrieben und in Bezug auf ihr Auflösungsvermögen charakterisiert. Die verwendeten Indizes sollen auf die jeweils benutzte Methode hindeuten:

[1] Zur genauen Definition des Strahlungskorrekturfaktors δ siehe Abschnitt 2.6

- **Methode A: Rekonstruktion der Ereigniskinematik mittels Messung der Energie und des Polarwinkels des gestreuten Elektrons**

  Es sei E_e (E'_e) die Energie des einlaufenden (gestreuten) Elektrons im Laborsystem, θ_e bezeichne den Polarwinkel des Impulses des gestreuten Elektrons relativ zur Richtung des Impulses des einlaufenden Protons. Dann ergibt sich:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2(\frac{\theta_e}{2}), \tag{2.7}$$

$$Q_e^2 = 4E_e E'_e \cos^2(\frac{\theta_e}{2}) \tag{2.8}$$

  und

$$x_e = \frac{Q_e^2}{s y_e}. \tag{2.9}$$

  Diese Methode wurde von den meisten bisherigen Experimenten, die die tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung bei niedrigeren Schwerpunktsenergien untersucht haben, zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik benutzt. Die Auflösung für y_e und Q_e^2 ergibt sich zu [Kle91]:

$$\left(\frac{\sigma_{y_e}}{y_e}\right)^2 = \left((1 - \frac{1}{y_e})\,\frac{\sigma_{E'_e}}{E'_e}\right)^2 + \left((1 - \frac{1}{y_e})\cot(\frac{\theta_e}{2})\;\sigma_{\theta_e}\right)^2 \tag{2.10}$$

  und

$$\left(\frac{\sigma_{Q_e^2}}{Q_e^2}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{E'_e}}{E'_e}\right)^2 + \left(\tan(\frac{\theta_e}{2})\;\sigma_{\theta_e}\right)^2 \tag{2.11}$$

  Dies bedeutet, daß y_e für sehr kleine Werte nur mit unzureichender Genauigkeit rekonstruiert werden kann. Aus diesem Grund wird y_e im H1–Experiment nur für den Wertebereich $y_e \geq 0,1$ zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik benutzt. Die Auflösung $\sigma_{Q_e^2}$ ist so gut, daß keine der anderen im folgenden beschriebenen Methoden eine wesentlich genauere Rekonstruktion von Q^2 ermöglicht.

- **Methode B: Die Methode von Jaquet und Blondel [Jaq79]**

  Diese Methode nutzt allein den hadronischen Endzustand zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik aus. Mit Hilfe der Energie– und Impulserhaltung ergibt sich:

$$y_{JB} = \frac{\sum_{l=1}^{N_{hadron}} (E_l - p_{z,l})}{2E_e}, \tag{2.12}$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{\sum_{l=1}^{N_{hadron}} (p_{x,l}^2 + p_{y,l}^2)}{1 - y_{JB}} \tag{2.13}$$

  und

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{s\, y_{JB}}. \tag{2.14}$$

Hierbei laufen die Summen in den Gleichungen 2.12 und 2.13 über alle nachgewiesenen Teilchen des hadronischen Endzustandes. $p_{j,l}$ bezeichnet die Komponente j des Impulses des Teilchens l und E_l dessen Energie. Das Koordinatensystem ist so gewählt, daß die z-Achse in die Richtung des einlaufenden Protons und die y-Achse nach oben zeigt. Die Lage der x-Achse ist so gewählt, daß sich ein Rechtssystem ergibt. Diese Methode wurde ursprünglich für Ereignisse entwickelt, bei denen ein geladenes W–Boson ausgetauscht wurde, so daß die Methode A nicht anwendbar ist, weil ein im Detektor nicht nachweisbares Neutrino an Stelle des gestreuten Elektrons erzeugt wird. Sie kann jedoch auch für solche Ereignisse verwendet werden, bei denen ein Photon oder ein neutrales Z^0–Boson ausgetauscht wird. Teilchen, die unter so kleinen Polarwinkeln erzeugt werden, daß sie den Detektor in Richtung des einlaufenden Protons verlassen, ohne ein Signal zu erzeugen, liefern keinen wesentlichen Beitrag in der Summe von Gleichung 2.12. Sie verursachen daher nur eine äußerst geringe systematische Unsicherheit bei der Bestimmung von y_{JB}.

Zur Messung von y_{JB} und Q^2_{JB} tragen im allgemeinen viele verschiedene Detektorkomponenten bei. Daher ist die Angabe einfacher Formeln zur Bestimmung der Auflösungen $\sigma_{y_{JB}}$ und $\sigma_{Q^2_{JB}}$ nicht ohne weiteres möglich. Systematische Untersuchungen von Bentvelsen et al. [Ben91] haben gezeigt, daß die Auflösung $\sigma_{Q^2_{JB}}$ im gesamten kinematischen Bereich, der bei HERA untersucht werden kann, schlechter als $\sigma_{Q^2_e}$ aus Methode A ist. Weiterhin wurde in dieser Untersuchung gezeigt, daß für Werte von $y_{JB} \leq 0.1$ mit Methode B eine genauere Rekonstruktion von y möglich ist als mit Methode A. Im Falle des H1–Detektors ergibt sich für Werte von $y_{JB} \geq 0,3$ zusätzlich dadurch eine systematische Unsicherheit, daß im Polarwinkelbereich $\theta > 140^o$ kein hadronisches Kalorimeter vorhanden ist. Hierdurch wird die Energie von Hadronen, deren Produktion für hohe Werte von y_{JB} vermehrt auch in diesem Polarwinkelbereich zu erwarten ist, nur unvollständig gemessen, so daß y_{JB} mit dieser Methode nur mit großer Unsicherheit bestimmt werden kann.

- **Methode C: Die gemischte Methode [Kle91]**

  Da einerseits Methode B im Bereich kleiner Werte von y_{JB} eine bessere Rekonstruktion von y ermöglicht als Methode A, andererseits Q^2 mit Methode A genauer bestimmt werden kann, können Methode A und Methode B wie folgt miteinander kombiniert werden:

$$y_g = y_{JB}, \tag{2.15}$$

$$Q^2_g = Q^2_e \tag{2.16}$$

und

$$x_g = \frac{Q^2_g}{s y_g}. \tag{2.17}$$

- **Methode D: Die modifizierte Jaquet–Blondel Methode [Bas93]**

  Methode B hat den Nachteil, daß für Ereignisse, bei denen ein hochenergetisches Photon in Richtung des einlaufenden Elektrons abgestrahlt wird[2], so daß es kein Signal im Detektor erzeugt, y_{JB} und Q^2_{JB} im Vergleich zu den kinematischen Variablen, die den hadronischen Vertex beschreiben, systematisch falsch rekonstruiert werden. Diese Schwierigkeit läßt sich durch die folgenden Definitionen umgehen:

$$y_{mJB} = \frac{\sum_{l=1}^{N_{hadron}} (E_l - p_{z,l})}{(E'_e - p'_{z,e}) + \sum_{l=1}^{N_{hadron}} (E_l - p_{z,l})}, \tag{2.18}$$

$$Q^2_{mJB} = \frac{p'^2_{x,e} + p'^2_{y,e}}{1 - y_{mJB}} \tag{2.19}$$

  und

$$x_{mJB} = \frac{Q^2_{mJB}}{\hat{s}\, y_{mJB}}, \tag{2.20}$$

  mit

$$\hat{s} = 2E_p \left((E'_e - p'_{z,e}) + \sum_{l=1}^{N_{hadron}} (E_l - p_{z,l}) \right). \tag{2.21}$$

  Hierbei bezeichnet $p'_{j,e}$ die Komponente j des Impulses des gestreuten Elektrons. Da die Energie eines Elektrons in der Regel mit einem elektromagnetischen Kalorimeter genauer bestimmt werden kann als die von Hadronen mit einem hadronischen Kalorimeter, siehe z.B. [Kor94], wird im Zähler von Gleichung 2.19 der gemessene Transversalimpuls des Elektrons anstatt wie in Gleichung 2.13 der des hadronischen Endzustandes benutzt. Hierdurch ist $\sigma_{Q^2_{mJB}} < \sigma_{Q^2_{JB}}$. Durch die Benutzung von $\hat{s}$ anstelle von s in Gleichung 2.20 gilt auch für Ereignisse, bei denen ein hochenergetisches Photon so vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wird, daß es kein Signal im Detektor erzeugt, im Rahmen der experimentellen Auflösung: $x_{mJB} = x_B$.

- **Methode E: Die Zweiwinkelmethode [Ben91]**

  Die Ereigniskinematik in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung kann auch durch die Messung des Polarwinkels θ_e des gestreuten Elektrons und des mittleren Polarwinkels $< \theta_{hadr} >$ des hadronischen Endzustandes rekonstruiert werden. Es gilt [Ben91]:

$$\cos(\langle\theta_{hadr}\rangle) = \frac{(\sum_{l=1}^{N_{hadron}} p_{x,l})^2 + (\sum_{l=1}^{N_{hadron}} p_{y,l})^2 - (\sum_{l=1}^{N_{hadron}} (E_l - p_{z,l}))^2}{(\sum_{l=1}^{N_{hadron}} p_{x,l})^2 + (\sum_{l=1}^{N_{hadron}} p_{y,l})^2 + (\sum_{l=1}^{N_{hadron}} (E_l - p_{z,l}))^2} \tag{2.22}$$

[2] Für nähere Erläuterungen zu dieser Klasse von Ereignissen siehe Abschnitt 2.6 und Kapitel 5 und 6.

Hierbei bezeichnet E_l die Energie des Teilchens l, θ_l dessen Polarwinkel, gemessen relativ zur Richtung des einlaufenden Protons. Die Summen in Gleichung 2.22 laufen über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes. Mit obiger Definition ergibt sich:

$$y_{zw} = \frac{\sin(\theta_e)\,(1 - \cos(\langle\theta_{hadr}\rangle))}{\sin(\langle\theta_{hadr}\rangle) + \sin(\theta_e) - \sin(\langle\theta_{hadr}\rangle + \theta_e)}, \tag{2.23}$$

$$Q^2_{zw} = 4E_e^2 \frac{\sin(\langle\theta_{hadr}\rangle)\,(1 + \cos(\theta_e))}{\sin(\langle\theta_{hadr}\rangle) + \sin(\theta_e) - \sin(\langle\theta_{hadr}\rangle + \theta_e)} \tag{2.24}$$

und

$$x_{zw} = \frac{Q^2_{zw}}{s\, y_{zw}}. \tag{2.25}$$

Die Auflösungen $\sigma_{y_{zw}}$ und $\sigma_{Q^2_{zw}}$ sind in [Ben91] ausführlich diskutiert. Es zeigt sich, daß sie von ihrer Größenordnung mit den Auflösungen vergleichbar sind, die mit Methode C erreicht werden.

Die Zweiwinkelmethode ist insbesondere für solche Ereignisse interessant, bei denen das Elektron in Bereiche des Detektors gestreut wird, in denen keine zuverlässige Messung der Energie möglich ist, da sie auch für solche Ereignisse über einen weiten kinematischen Bereich eine hinreichend gute Rekonstruktion der Ereigniskinematik erlaubt.

2.2 Wirkungsquerschnitte für die tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung

Der Wirkungsquerschnitt σ für die Streuung zweier Teilchen a und b aneinander ist gegeben durch [Hal84]:

$$d\sigma = \frac{1}{4F}\,\frac{1}{(2\pi)^{3N_e+4}}\;|\mathcal{M}|^2\;\delta^{(4)}_{\text{dirac}}(k_a + p_b - \sum_{l=1}^{N_e} p_l)\;\prod_{l=1}^{N_e}(\frac{d^3p_l}{2E_l}) \tag{2.26}$$

mit

F	=	Fluß der einlaufenden Teilchen,
k_a	=	Viererimpuls des Teilchens a,
p_b	=	Viererimpuls des Teilchens b,
p_l	=	Viererimpuls des Teilchens l im Endzustand,
E_l	=	Energie des Teilchens l im Endzustand und
N_e	=	Anzahl der Teilchen im Endzustand.

Das Übergangsmatrixelement $\mathcal{M}$, das die Dynamik des zugrunde liegenden Prozesse beschreibt, läßt sich im Rahmen der Störungstheorie mit Hilfe sogenannter

Feynmanregeln berechnen. Für den in Abbildung 2.1 gezeigten Prozeß der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung gilt [3]:

$$\mathcal{M} = -e\, j_e^{\mu}\, \frac{g_{\mu\nu}}{q^2}\, J_{hadr}^{\nu}. \tag{2.27}$$

Hierbei ist

e	=	Elementarladung,
j_e^{μ}	=	Viererstrom des Elektrons und
J_{hadr}^{ν}	=	hadronischer Viererstrom.

Der Wirkungsquerschnitt σ ist nach Gleichung 2.26 proportional zum Betragsquadrat des Übergangsmatrixelements $\mathcal{M}$. Hieraus folgt:

$$\sigma \sim |\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{q^4} L_{\mu\nu}^{e}\, W_{hadr}^{\mu\nu}\, 4\pi m_p, \tag{2.28}$$

wobei m_p die Masse des Protons bezeichnet. Der leptonische Tensor $L_{\mu\nu}^{e}$ ist für unpolarisierte Elektronen gegeben durch:

$$L_{\mu\nu}^{e} = 2(k'_{a,\mu} k_{a,\nu} + k_{a,\mu} k'_{a,\nu} - (k_a \cdot k'_a) g_{\mu\nu}). \tag{2.29}$$

Hierbei bezeichnet $k'_{a,\mu}$ bzw. $k'_{a,\nu}$ den Viererimpuls des gestreuten Elektrons und es wurde ausgenutzt, daß das Elektron nach heutiger Kenntnis punktförmig ist. Außerdem wurde die Masse des Elektrons vernachlässigt. Da das Proton im Gegensatz zum Elektron eine innere Struktur besitzt, ist es nicht möglich, $W_{hadr}^{\mu\nu}$ ähnlich wie $L_{\mu\nu}^{e}$ analytisch anzugeben. Stattdessen muß ein allgemeiner Ansatz gemacht werden, um $W_{hadr}^{\mu\nu}$ aus dem metrischen Tensor $g^{\mu\nu}$ und den Viererimpulsen q des ausgetauschten Photons und p_b des einlaufenden Protons zu konstruieren. Mit der Forderung der Stromerhaltung am hadronischen Vertex erhält man:

$$\begin{aligned} W_{hadr}^{\mu\nu} \;=\; & W_1(x_B, Q^2)\left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^{\mu} q^{\nu}}{q^2}\right) + \\ & W_2(x_B, Q^2)\left(p_b^{\mu} - \frac{p_b \cdot q}{q^2} q^{\mu}\right)\left(p_b^{\nu} - \frac{p_b \cdot q}{q^2} q^{\nu}\right), \end{aligned} \tag{2.30}$$

wobei die Funktionen $W_1(x_B, Q^2)$ und $W_2(x_B, Q^2)$ die Unkenntnis über die innere Struktur des Protons beinhalten. Durch die Ersetzungen

$$F_1(x_B, Q^2) = m_p W_1(x_B, Q^2) \tag{2.31}$$

[3]In diesem Abschnitt wird davon ausgegangen, daß der Beitrag aufgrund des Austausches eines neutralen Z^0–Bosons vernachlässigbar klein ist. Für den in dieser Arbeit untersuchten Bereich von Q^2 stellt diese Annahme für die niedrigste Ordnung der Störungstheorie eine gute Näherung dar.

und

$$F_2(x_B, Q^2) = \nu W_2(x_B, Q^2) \tag{2.32}$$

mit

$$\nu = \frac{p_b \cdot q}{m_p} \tag{2.33}$$

ergibt sich nach Kontraktion von $L^e_{\mu\nu}$ und $W^{\mu\nu}_{hadr}$ unter Ausnutzung von Gleichung 2.26:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_B\ dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_B Q^4}\left(y^2 x_B F_1(x_B, Q^2)\ +\ (1-y)\ F_2(x_B, Q^2)\right), \tag{2.34}$$

wobei α die elektromagnetische Feinstrukturkonstante bezeichnet. $F_1(x_B, Q^2)$ und $F_2(x_B, Q^2)$ werden Strukturfunktionen des Protons genannt. Eine eindeutige theoretische Vorhersage der Strukturfunktionen $F_1(x_B, Q^2)$ und $F_2(x_B, Q^2)$ für den an der Speicherringanlage HERA zugänglichen kinematischen Bereich war bisher nicht möglich. Nur eine experimentelle Messung von $F_1(x_B, Q^2)$ und $F_2(x_B, Q^2)$ kann klären, wie sich die Quarks bei kleinen Werten der Bjorken Skalenvariablen x_B verhalten.
Im Gegensatz zu einem reellen Photon kann ein virtuelles Photon auch eine longitudinale Polarisation besitzen. Das Verhältnis R des Wirkungsquerschnitts für den Austausch eines longitudinal polarisierten Photons zum Wirkungsquerschnitt für den Austausch eines transversal polarisierten Photons ist gegeben durch, siehe z. B. [Coo91]:

$$R = \frac{F_2(x_B, Q^2)\ -\ 2x_B F_1(x_B, Q^2)}{2x_B F_1(x_B, Q^2)} = \frac{F_L(x_B, Q^2)}{2x_B F_1(x_B, Q^2)}. \tag{2.35}$$

$F_L(x_B, Q^2)$ wird die longitudinale Strukturfunktion des Protons genannt. Unter Ausnutzung von Gleichung 2.35 wird Gleichung 2.34 zu

$$\frac{d^2\sigma}{dx_B\ dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{x_B Q^4}\left(2\ (1-y)\ +\frac{y^2}{1+R}\right) F_2(x_B, Q^2). \tag{2.36}$$

Gleichung 2.36 wurde von der H1–Kollaboration benutzt, um $F_2(x_B, Q^2)$ aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma\ /\ (dx_B\ dQ^2)$ zu bestimmen [H1-93a].

2.3 Das naive Quark–Parton–Modell

Gell–Mann schlug 1964 vor, daß das Proton und alle weiteren Hadronen aus Quarks zusammengesetzt sind [Gel64]. Dieses Modell ist in der Lage, statische Eigenschaften der Hadronen wie Ladungen, Spin und magnetische Momente in guter Näherung zu beschreiben, für einen Überblick siehe z.B. [Gas81]. Das Proton setzt sich nach diesem Modell aus zwei u–Quarks, die die Ladung $+\frac{2}{3}e$

besitzen, und einem d-Quark mit der Ladung $-\frac{1}{3}e$ zusammen, wobei e die Elementarladung bezeichnet.
Ein in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ausgetauschtes Photon sollte bei hinreichend großem Q^2 in der Lage sein, aufzulösen, ob sich das Proton aus den von Gell–Mann vorgeschlagenen Quarks zusammensetzt. Daher wurde in [Bjo69] ein auf [Gel64] aufbauendes Modell zur Beschreibung der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung entwickelt, das im folgenden als naives Quark–Parton–Modell bezeichnet wird. Die Grundannahme dieses Modells ist, daß sich das Proton aus einzelnen Partonen zusammensetzt, die sich parallel zueinander in die Richtung des Impulses des Protons bewegen und als Quarks identifiziert werden können. Die Quarks besitzen einen Spin von $\frac{1}{2}$. Es wird weiterhin angenommen, daß bei der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung das Elektron lediglich an einem Quark elastisch gestreut wird und daß die Zeit, die für diese Wechselwirkung benötigt wird, wesentlich kürzer ist als diejenige, die zwischen den Wechselwirkungen der einzelnen Quarks untereinander vergeht. Somit ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung aus der inkohärenten Summe aller Beiträge für elastische Streuung des Elektrons an den einzelnen Quarks. Unter Vernachlässigung der Massen der Quarks folgt außerdem aus dem Impulserhaltungssatz, daß die Bjorken–Skalenvariable x_B dem Bruchteil des Protonimpulses entspricht, den das gestreute Quark vor dem Streuprozeß getragen hat. Die Strukturfunktionen $F_1(x_B, Q^2)$ und $F_2(x_B, Q^2)$ lassen sich ausdrücken durch [Bjo69]:

$$F_1(x_B, Q^2) = \frac{1}{2x_B} \sum_{l=1}^{N_{\text{parton}}} e_l^2 \, x_B \, f_l(x_B) = F_1(x_B) \tag{2.37}$$

und

$$F_2(x_B, Q^2) = \sum_{l=1}^{N_{\text{parton}}} e_l^2 \, x_B \, f_l(x_B) = F_2(x_B) \tag{2.38}$$

Hierbei läuft die Summe in den Gleichungen 2.37 und 2.38 über alle Quarks, aus denen das Proton zusammengesetzt ist, und es ist

e_l	=	Ladung des Quarks l in Einheiten der Elementarladung,
$f_l(x_B)\, dx_B$	=	Wahrscheinlichkeit, das Quark l mit einem Bruchteil des Protonimpulses aus dem Intervall $[x_B, x_B + dx_B]$ zu finden.

Auffallend ist, daß nach den Gleichungen 2.37 und 2.38 die Strukturfunktionen F_1 und F_2 nicht vom Impulsübertrag Q^2 abhängen. Dieses als Skaleninvarianz bezeichnete Verhalten wurde bei Werten von $x_B \approx 0,25$ beobachtet [Fri72] und als experimenteller Nachweis der Quarks interpretiert. Wie in Abschnitt 2.4 erläutert wird, führen über das naive Quark–Parton–Modell hinausgehende Korrekturen aufgrund der starken Wechselwirkung im allgemeinen dazu, daß Skalenverletzungen auftreten und F_1 und F_2 von x_B und Q^2 abhängen.

Aus den Gleichungen 2.37 und 2.38 folgt direkt die Callan–Gross–Gleichung [Cal69]

$$2x_B F_1(x_B, Q^2) = F_2(x_B, Q^2). \tag{2.39}$$

Gleichung 2.39 ist eine direkte Konsequenz daraus, daß Quarks den Spin 1/2 besitzen. Ihre experimentelle Überprüfung bietet somit die Möglichkeit den Spin der Quarks zu messen.

2.4 QCD–Korrekturen und Skalenverletzung

Die in Abschnitt 2.3 beschriebenen grundlegenden Annahmen des naiven Quark–Parton–Modells stellen nur eine grobe Näherung dar. Experimentell zeigt sich dies dadurch, daß die Strukturfunktion F_2 im allgemeinen keine Skaleninvarianz aufweist, wie vom naiven Quark–Parton–Modell vorhergesagt, sondern von x_B und Q^2 abhängig ist, siehe z.B. [Mil91]. Diese Skalenverletzungen lassen sich im Rahmen der QCD[4], der Theorie der starken Wechselwirkung, wie folgt verstehen: Die Quarks, die das Proton aufbauen, können Gluonen abstrahlen, die ihrerseits wieder Quark–Antiquark–Paare erzeugen können. Somit enthält das Proton als Partonen nicht nur, wie im naiven Quark–Parton–Modell angenommen, die Valenzquarks, die die Quantenzahlen des Protons bestimmen, sondern auch sogenannte Seequarks und Gluonen.
Das vom einlaufenden Elektron abgestrahlte virtuelle Photon ist mit steigendem Q^2 in der Lage, die Struktur des Protons immer besser aufzulösen, siehe Abbildung 2.2. Während ein virtuelles Photon mit einem relativ niedrigen Q^2 effektiv nur an einem Quark mit dem Impulsbruchteil x_B des Protons streut, ist ein virtuelles Photon, das ein hohes Q^2 besitzt, sensitiv auf Prozesse, die im Proton vor dem eigentlichen harten Streuprozeß stattgefunden haben. Dies kann z.B. die Abstrahlung eines Gluons von einem Quark oder die Erzeugung eines Quark–Antiquark–Paares durch ein Gluon sein.
Durch diese Prozesse erhalten die Quarkdichteverteilungen f_l und die entsprechende Gluondichteverteilung g eine Abhängigkeit von Q^2. Diese Abhängigkeit wird theoretisch von den Altarelli–Parisi–Gleichungen beschrieben [Alt77]:

$$\frac{df_l(x_B,Q^2)}{d\log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_B}^{1} \frac{dy}{y} \left(f_l(y,Q^2) P_{qq}(\frac{x_B}{y}) \; + \; g(y,Q^2) P_{qg}(\frac{x_B}{y}) \right) \tag{2.40}$$

$$\frac{dg(x_B,Q^2)}{d\log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_B}^{1} \frac{dy}{y} \left(\sum_{l=1}^{N_f} (f_l(y,Q^2) P_{gq}(\frac{x_B}{y})) \; + \; g(y,Q^2) P_{gg}(\frac{x_B}{y}) \right). \tag{2.41}$$

Hierbei ist

[4] **Q**uantum **C**hromo**d**ynamic

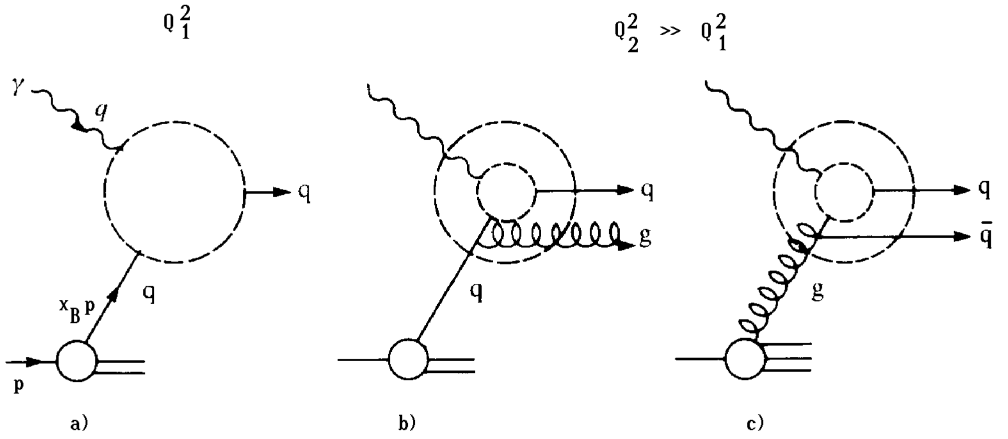


Abbildung 2.2: Auflösungsvermögen eines ausgetauschten virtuellen Photons, aus [Col89]. Besitzt das Photon wie in Abbildung a) nur ein geringes Q^2, so läßt sich der Prozeß effektiv durch eine Streuung an einem Quark mit dem Impulsbruchteil x_B des Protons beschreiben. Bei größerem Q^2 macht sich der Einfluß von Prozessen innerhalb des Protons bemerkbar, die vor dem eigentlichen harten Streuprozeß stattfinden. Dies kann wie in Abbildung b) die Abstrahlung eines Gluons von einem Quark sein oder wie in Abbildung c) die Erzeugung eines Quark–Antiquark–Paares durch ein Gluon.

$f_l(x_B, Q^2)dx_B$	$=$	Wahrscheinlichkeit ein Quark mit einem Impulsbruchteil aus dem Intervall $[x_B, x_B + dx_B]$ des Protons zu finden,
$g(x_B, Q^2)dx_B$	$=$	Wahrscheinlichkeit ein Gluon mit dem Impulsbruchteil aus dem Intervall $[x_B, x_B + dx_B]$ des Protons zu finden,
$\alpha_s(Q^2)$	$=$	Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung,
$P_{ij}(z)$	$=$	mit Hilfe der QCD berechenbare Splittingfunktion für den Prozeß, daß ein Parton j ein Parton i erzeugt, das den Bruchteil z des Impulses des Partons j besitzt und
N_f	$=$	Anzahl der Quarkflavors im Proton.

Für die Größen $f_l(x_B, Q^2)$ und $g(x_B, Q^2)$ existieren für kleine Werte von x_B keine eindeutigen theoretischen Vorhersagen.
Die Abhängigkeit der starken Kopplungskonstante α_s vom Impulsübertrag Q^2 ist gegeben durch, siehe z.B. [Rey81]:

$$\alpha_s(Q^2) \ = \ \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\log(Q^2/\Lambda^2)}, \tag{2.42}$$

wobei Λ ein freier Parameter ist, der theoretisch nicht vorhergesagt werden kann, sondern experimentell bestimmt werden muß.

2.5 Tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung bei niedrigem x_B

Die Abhängigkeit der Quark– und Gluondichteverteilungen $f_l(x_B, Q^2)$ und $g(x_B, Q^2)$, die von den Altarelli–Parisi–Gleichungen 2.40 und 2.41 beschreiben werden, ist dadurch bedingt, daß sich jedes Parton, das einen bestimmten Impulsbruchteil des Protons trägt, in zwei Partonen mit geringeren Impulsbruchteilen aufspalten kann. Dies bedeutet, daß die Quark– und Gluondichteverteilungen und somit die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ mit abfallendem x_B immer weiter ansteigen können. In Kapitel 7 wird gezeigt, daß ein solcher Anstieg im Bereich $10^{-4} \leq x_B \leq 10^{-2}$ experimentell beobachtet wird. Andererseits kann sich dieser Anstieg für $x_B \to 0$ nicht unvermindert fortsetzen, da die Partonen bei immer weiter ansteigenden Partondichten nicht mehr als frei betrachtet werden können. Stattdessen sollten die Partonen bei hohen Partondichten miteinander wechselwirken. Die Wechselwirkungen der Partonen untereinander werden im Rahmen der Altarelli–Parisi–Gleichungen nicht berücksichtigt. Gribov, Levin und Ryskin [Gri83] schlugen daher vor, die Altarelli–Parisi–Gleichungen um einen nichtlinearen Term zu erweitern, der die Rekombination von Gluonen berücksichtigt. Die Entwicklungsgleichung für die Gluondichteverteilung $g(x_B, Q^2)$ lautet dann [Bar91]:

$$
\begin{aligned}
\frac{d(x_B\, g(x_B,Q^2))}{d\log(Q^2/\Lambda^2)} \;=\; & \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_{x_B}^{1}\frac{dy}{y} \\
& \left(\sum_{l=1}^{N_f} x_B\;(f_l(y,Q^2)P_{gq}(\frac{x_B}{y}))\;+\;x_B\;g(y,Q^2)P_{gg}(\frac{x_B}{y})\right) \\
& -\frac{81}{16}\frac{1}{r^2}\frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2}\int_{x_B}^{1}\frac{dy}{y}(y\;g(y,Q^2))^2, \qquad (2.43)
\end{aligned}
$$

wobei r ein phänomenologischer Parameter ist, der beschreibt, auf welcher räumlichen Skala die Rekombinationsprozesse stattfinden. Bisher ist allerdings nicht vorhersagbar, in welchem Bereich von x_B Rekombinationsprozesse sichtbar werden und welchen Wert r besitzen könnte. Einerseits könnten Gluonen mit kleinem x_B gleichmäßig über das ganze Proton verteilt sein. In diesem Fall läge der Wert für r in der Größenordnung des Radius des Protons [Bar91]. Andererseits könnte die Gluondichte vor allem in der Nähe der Valenzquarks groß sein. In diesem Fall würde für r ein kleinerer Wert erwartet und der Einfluß der Rekombinationseffekte in Gleichung 2.43 wäre entsprechend größer.

Die Altarelli–Parisi–Gleichungen 2.40 und 2.41 sowie Gleichung 2.43 beschreiben die Entwicklung der Partondichteverteilungen nur in Abhängigkeit von Q^2. Es wird außerdem vermutet, daß die bei der Herleitung der Altarelli–Parisi–Gleichungen gemachten Annahmen, für Details siehe [Mar91], für kleine x_B unzureichend sein könnten. Lipatov et al. [Fad75] haben daher eine Gleichung aufgestellt, die diese theoretischen Schwierigkeiten umgeht [Mar91] und die die Abhängigkeit der Partondichteverteilungen von x_B beschreiben soll. Die Lösungen dieser Gleichung sagen vorher [Mar91], daß sich die Quark– und Gluondichteverteilung wie

$$x_B\;g(x_B,Q^2)\sim x_B^{-\lambda} \qquad (2.44)$$

und

$$x_B\;f_l(x_B,Q^2)\sim x_B^{-\lambda} \qquad (2.45)$$

für niedrige Werte von x_B verhalten sollten, mit

$$\lambda=\frac{3\;\alpha_s(Q^2)}{\pi}\;4\;\log(2)\approx 0,5. \qquad (2.46)$$

Auch hier stellt sich wie schon oben die Frage, ob der Anstieg der Partondichteverteilungen bei sehr kleinem x_B durch Rekombinationsprozesse gedämpft wird. Alle in diesem und dem vorherigen Abschnitt erläuterten Modelle zur theoretischen Beschreibung der Abhängigkeit der Strukturfunktion $F_2(x_B,Q^2)$ von x_B und Q^2 bauen auf störungstheoretischen Ansätzen auf. Da jedoch erwartet wird, daß diese Ansätze im Grenzfall $x_B\to 0$ ungültig sind [Gri83], ist unklar, bis zu welchem Wert von x_B die erläuterten Modelle eine gute Beschreibung der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung liefern können.

Aufgrund dieser Unsicherheiten in der theoretischen Beschreibung der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ist eine möglichst genaue Messung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ im Bereich niedriger x_B anzustreben, da hieraus Rückschlüsse über die Dynamik der Partonen innerhalb des Protons gezogen werden können und geklärt werden kann, ob die bisher vorgeschlagenen theoretischen Modelle genügen, um die Resultate dieser Messung zu verstehen. Darüber hinaus können die experimentellen Resultate Ausgangspunkt für die Entwicklung neuer Modelle für die theoretische Beschreibung der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung sein. Es ist außerdem geplant, neue Speicherringanlagen wie den LHC[5] zu bauen, um die Streuung von Protonen und Antiprotonen aneinander bei hohen Schwerpunktsenergien zu untersuchen. Auch für die Analyse der dort stattfindenden Reaktionen ist es notwendig, das Verhalten der Partonen innerhalb des Protons bei kleinem x_B zu verstehen.

2.6 Strahlungskorrekturen in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung

Zur theoretischen Berechnung von Wirkungsquerschnitten für die tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung unter Ausnutzung von Gleichung 2.26 muß das Übergangsmatrixelement $\mathcal{M}$ für diesen Prozeß bestimmt werden. Dies geschieht in der Regel im Rahmen einer störungstheoretischen Entwicklung des Übergangsmatrixelements $\mathcal{M}$ in einen Entwicklungsparameter [Bjo65], der viel kleiner als eins ist, so daß angenommen werden kann, daß die Beiträge mit steigender Ordnung geringer werden. Für viele störungstheoretische Entwicklungen wird die Kopplungskonstante der entsprechenden Wechselwirkung als Entwicklungsparameter gewählt. Die einzelnen Beiträge in der störungstheoretischen Entwicklung können durch sogenannte Feynmangraphen veranschaulicht werden. Nach einem Theorem von Bloch und Nordsieck [Blo37] gibt es keine Streuung geladener Teilchen ohne Abstrahlung, so daß Beiträge höherer Ordnung bei jedem entsprechenden Streuprozeß auftreten.
Der in Abbildung 2.3 gezeigte Feynmangraph veranschaulicht den Beitrag der niedrigsten Ordnung der Störungstheorie – im folgenden als Born–Niveau bezeichnet – für die tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung auf Partonebene. Auf dem Born–Niveau findet somit lediglich der Austausch eines Photons oder Z^0–Bosons statt, das punktförmig an das Elektron und das Quark koppelt.
Zu einem experimentell beobachtbaren Wirkungsquerschnitt tragen über das Born–Niveau hinausgehend auch alle Beiträge höherer Ordnung der Störungstheorie bei. Bardin et al. [Bar89] und Böhm und Spiesberger [Boe87] haben gezeigt, daß für die tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung elektroschwache Korrekturen der nächst höheren, über das Born–Niveau hinausgehenden Ord-

[5] LHC = Large Hadron Collider

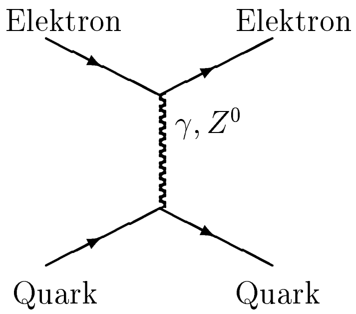


Abbildung 2.3: Feynmangraph für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung in niedrigster Ordnung der Störungstheorie auf Partonniveau.

nung nicht vernachlässigbar sind. Diese Strahlungskorrekturen sollen im folgenden zunächst qualitativ charakterisiert werden.

2.6.1 Charakterisierung von Strahlungskorrekturen in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung

Die Strahlungskorrekturen der nächst höheren, über das Born–Niveau hinausgehenden Ordnung lassen sich in zwei Klassen aufteilen. Die erste Klasse enthält solche Beiträge, bei denen zusätzlich zu dem in Abbildung 2.3 gezeigten Prozeß entweder ein weiteres Vektorboson emittiert und wieder absorbiert wird oder zusätzliche Fermionschleifen auftreten, siehe Abbildung 2.4. Diese Beiträge werden als virtuelle Strahlungskorrekturen bezeichnet. Sie entsprechen Endzuständen, die prinzipiell nicht von denen aus Abbildung 2.3 zu unterscheiden sind. Die zweite Klasse wird durch solche Beiträge gebildet, bei denen ein Photon vom Elektron oder Quark abgestrahlt wird, siehe Abbildung 2.5. Bei der theoretischen Berechnung von Wirkungsquerschnitten muß beachtet werden, daß lediglich die Summe aller Beiträge einer Ordnung der Störungstheorie zu sinnvollen, endlichen Resultaten führt.
Da die Abstrahlung von hochenergetischen Photonen vom einlaufenden oder gestreuten Elektron die größten Strahlungskorrekturen in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung verursacht, wird auf diese Prozesse etwas näher eingegangen: Mo und Tsai [Mo69] haben gezeigt, daß die Abstrahlung eines Photons vom einlaufenden oder gestreuten Elektron dominant entweder unter kleinem Winkel stattfindet oder derart, daß der Impulsübertrag Q^2 auf das Proton sehr klein ist. Dies soll im folgenden plausibel gemacht werden: Das Matrixelement $\mathcal{M}_{\text{einl}}$, das dem in Abbildung 2.5a) gezeigten Feynmangraphen entspricht, der die Abstrahlung eines Photons vom einlaufenden Elektron enthält, ist proportional

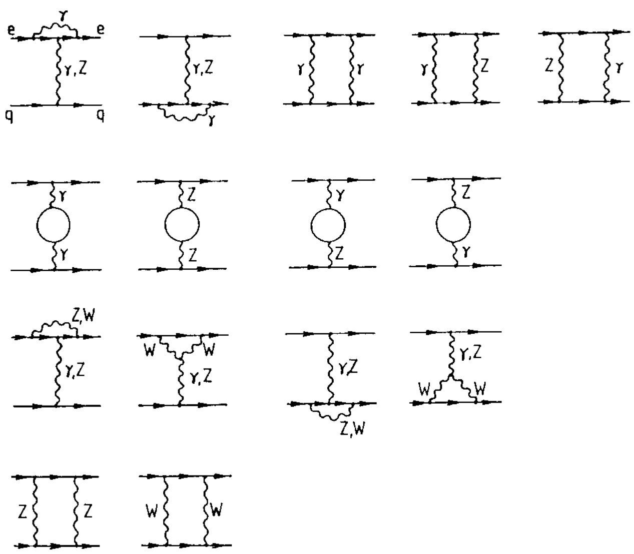


Abbildung 2.4: Virtuelle Korrekturen zur tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung in der Einschleifennäherung, aus [Spi91].

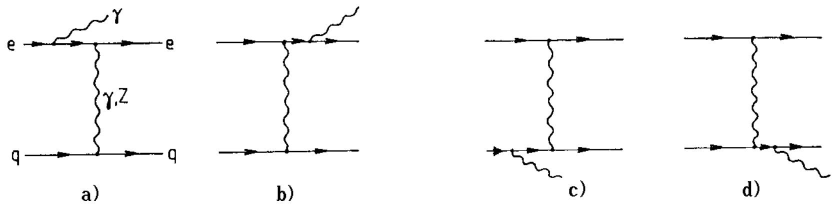


Abbildung 2.5: Feynmangraphen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$, die die Abstrahlung eines Photons beschreiben, aus [Spi91].

zum Propagator des auftretenden virtuellen Elektrons:

$$\mathcal{M}_{\text{einl}} \sim \frac{1}{(k - l_\gamma)^2 \; - \; m_e^2}, \tag{2.47}$$

wobei l_γ der Viererimpuls des abgestrahlten Photons, k der Viererimpuls des einlaufenden Elektrons und m_e die Masse des Elektrons sei. Somit ergibt sich

$$\mathcal{M}_{\text{einl}} \sim \frac{1}{2\; E_e E_\gamma \; (1 - \cos(\theta_{e,\gamma})) \;\; + \mathcal{O}((\frac{m_e}{E_e})^2)}, \tag{2.48}$$

mit

E_γ = Energie des abgestrahlten Photons,
$\theta_{e,\gamma}$ = Winkel zwischen dem einlaufenden Elektron und dem abgestrahlten Photon.

Gleichung 2.48 zeigt, daß der Feynmangraph in Abbildung 2.5a) dominant zu solchen Prozessen beiträgt, bei denen ein Photon unter kleinem Winkel zum einlaufenden Elektron abgestrahlt wird. Außerdem wird der entsprechende Wirkungsquerschnitt mit ansteigender Energie E_γ des Photons geringer. Eine analoge Argumentation ist für den Feynmangraph in Abbildung 2.5b) möglich, der die Abstrahlung eines Photons vom gestreuten Elektron beschreibt. Für das zugehörige Matrixelement $\mathcal{M}_{\text{streu}}$ gilt:

$$\mathcal{M}_{\text{streu}} \sim \frac{1}{(k' + l_\gamma)^2 \; - \; m_e^2} \tag{2.49}$$

und somit

$$\mathcal{M}_{\text{streu}} \sim \frac{1}{2\; E'_e E_\gamma \; (1 - \cos(\theta_{e',\gamma})) \;\; + \mathcal{O}((\frac{m_e}{E'_e})^2)}, \tag{2.50}$$

mit

E_γ = Energie des abgestrahlten Photons,
$\theta_{e',\gamma}$ = Winkel zwischen dem gestreuten Elektron und dem abgestrahlten Photon und
E'_e = Energie des gestreuten Elektrons.

Somit liefert der Feynmangraph aus Abbildung 2.5b) einen großen Beitrag, falls der Winkel zwischen dem gestreuten Elektron und dem abgestrahlten Photon klein ist. Auch hier fällt der entsprechende Wirkungsquerschnitt mit ansteigender Energie E_γ des Photons ab.
Obwohl im Rahmen einer quantenmechanischen Störungstheorie prinzipiell nicht unterscheidbar ist, ob ein Photon vom einlaufenden oder gestreuten Elektron abgestrahlt wurde, erscheint es dennoch aufgrund der oben diskutierten deutlichen Trennung der Photonen aus Abbildung 2.5a) und b) im Phasenraum sinnvoll,

davon zu sprechen, daß ein Photon vom einlaufenden oder gestreuten Elektron stammt.
Der Beitrag der Feynmangraphen in Abbildung 2.5a) und b) zum Wirkungsquerschnitt wird auch groß, wenn der Impulsübertrag Q^2 auf das Proton sehr klein wird, weil dann der Beitrag des Propagators $\mathcal{P}_\gamma$ des ausgetauschten Photons, der durch

$$\mathcal{P}_\gamma = \frac{i\, g^{\mu\nu}}{q^2} \tag{2.51}$$

gegeben ist, stark anwächst. In diesem Fall können die in Abbildung 2.5a) und b) gezeigten Prozesse so interpretiert werden, daß zunächst ein quasi-reelles Photon vom Proton abgestrahlt wird, das anschließend mit dem einlaufenden Elektron eine Compton–Streuung ausführt. Daher wird dieser Prozeß im folgenden als quasi–reelle QED–Compton–Streuung bezeichnet [Cou91a]. Bei der quasi–reellen QED–Compton–Streuung handelt es sich eigentlich um einen elastischen Streuprozeß, bei dem das Proton nicht zerstört wird und unter einem so kleinen Winkel gestreut wird, daß es nicht in den Detektor eintritt. Durch den Rückstoß, den das Elektron bei der Abstrahlung erhält, können aber sowohl das Elektron als auch das abgestrahlte Photon in den Detektor gelangen, so daß eine tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung vorgetäuscht wird.
Die oben für die Feynmangraphen in Abbildung 2.5 a) und b) durchgeführte Diskussion läßt sich entsprechend auf die in Abbildung 2.5 c) und d) gezeigten Feynmangraphen übertragen, die die Abstrahlung eines Photons vom Quark beschreiben. Da auch hier die Abstrahlung dominant unter kleinen Winkeln zum einlaufenden oder gestreuten Quark stattfindet, läßt sich ein großer Teil der resultierenden Strahlungskorrekturen in die Definition der Partondichteverteilungen und der Fragmentationsfunktionen[6] absorbieren [Kri88].

2.6.2 Theoretische Berechnung von Strahlungskorrekturen in der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung

Die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ ist über Gleichung 2.36 mit dem Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma\ /\ (dx_B\ dQ^2)|_{\mathrm{Born}}$ für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung auf dem Born-Niveau verknüpft. Dies bedeutet, daß der experimentell gemessene Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma\ /\ (dx_B\ dQ^2)|_{\mathrm{Mess}}$ um die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Beiträge der höheren Ordnungen korrigiert werden muß, um die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ bestimmen zu können.
Der Strahlungskorrekturfaktor δ ist über die Beziehung

$$\left.\frac{d^2\sigma}{dx_B\ dQ^2}\right|_{\mathrm{Mess}} = \left.\frac{d^2\sigma}{dx_B\ dQ^2}\right|_{\mathrm{Born}} (1\ +\ \delta) \tag{2.52}$$

[6]Die Fragmentationsfunktionen parametrisieren die Umwandlung der Quarks und Gluonen in experimentell beobachtbare Hadronen

definiert.Wie in diesem Abschnitt gezeigt wird, können die kinematischen Variablen, die mit den Methoden A – E aus Abschnitt 2.1.2 für solche Ereignisse rekonstruiert werden, bei denen ein hochenergetisches Photon abgestrahlt wurde, systematisch verschieden sein von den kinematischen Variablen, die den hadronischen Vertex beschreiben. Aus diesem Grund hängt der Strahlungskorrekturfaktor δ von der Methode ab, die zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik benutzt wird. Analytische Berechnungen von δ [Boe87, Bar89] gingen bisher zumeist davon aus, daß die Ereigniskinematik mit Methode A, die die Energie und den Polarwinkel des gestreuten Elektrons benutzt, rekonstruiert wird. Aus diesem Grund bezieht sich auch die folgende Diskussion auf die Benutzung der Methode A bei der Rekonstruktion der Ereigniskinematik.
Die analytischen Resultate für δ, die die vollständigen elektroschwachen Strahlungskorrekturen in der nächst höheren, über das Born-Niveau hinausgehenden Ordnung berücksichtigen [Boe87, Bar89], sind extrem lang und werden daher hier nicht explizit angegeben. Stattdessen werden die wesentlichen Aspekte der theoretischen Bestimmung von δ am Beispiel der rein elektromagnetischen Strahlungskorrekturen bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ unter Benutzung der sogenannten kolinearen Näherung erläutert [Mo69, Kri88]. Hierbei werden neben den virtuellen Korrekturen und der Abstrahlung weicher Photonen nur solche hochenergetischen, abgestrahlten Photonen beachtet, die vom einlaufenden (gestreuten) Elektron unter einem Winkel von $\theta_{e,\gamma} < \theta_{max}$ ($\theta_{e',\gamma} < \theta'_{max}$) abgestrahlt werden. Für die Bestimmung von δ stellt dies eine gute Näherung dar. Im Rahmen der kolinearen Näherung ist es sinnvoll, δ wie folgt aufzuspalten:

$$\delta = \delta_{\text{virt/weich}} + \delta_{\text{einl}} + \delta_{\text{streu}}, \tag{2.53}$$

mit

$\delta_{\text{virt/weich}}$ = Beitrag zu δ durch virtuelle Korrekturen und die Abstrahlung weicher Photonen mit einer Energie von $E_\gamma < \epsilon$,

δ_{einl} = Beitrag zu δ durch die Abstrahlung hochenergetischer Photonen mit $E_\gamma > \epsilon$ und $\theta_{e,\gamma} < \theta_{max}$ vom einlaufenden Elektron und

δ_{streu} = Beitrag zu δ durch die Abstrahlung hochenergetischer Photonen mit $E_\gamma > \epsilon$ und $\theta_{e',\gamma} < \theta'_{max}$ vom gestreuten Elektron.

Der Beitrag zu δ aufgrund virtueller Korrekturen und der Abstrahlung weicher Photonen ergibt sich zu [Kri88]:

$$\begin{aligned}\delta_{\text{virt/weich}} = \frac{\alpha}{\pi} \Bigg[& \frac{3}{2}\log\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right) - 2 - \frac{1}{2}\log\left(\frac{E_e^2}{m_e^2}\right)\log\left(\frac{E_e^2}{\epsilon^2}\right) - \frac{1}{2}\log\left(\frac{E_e'^2}{m_e^2}\right) \\ & \log\left(\frac{E_e'^2}{\epsilon^2}\right) - \frac{1}{2}\log\left(\frac{E_e^2}{\epsilon^2}\right)\log\left(\frac{Q^2}{E_e^2}\right) - \frac{1}{2}\log\left(\frac{E_e'^2}{\epsilon^2}\right)\log\left(\frac{Q^2}{E_e'^2}\right)\end{aligned}$$

$$+\frac{1}{2}\log\left(\frac{E_e^2}{\epsilon^2}\right)+\frac{1}{2}\log\left(\frac{E_e'^2}{\epsilon^2}\right)+C_{\text{num}}(k,k')+\mathcal{O}(\epsilon)\Bigg], \tag{2.54}$$

mit

α	=	elektromagnetische Feinstrukturkonstante,
Q^2	=	Impulsübertrag,
E_e	=	Energie des einlaufenden Elektrons,
E_e'	=	Energie des gestreuten Elektrons,
m_e	=	Masse des Elektrons,
ϵ	=	Maximalenergie von abgestrahlten weichen Photonen, deren Beitrag in $\delta_{\text{virt/weich}}$ enthalten ist und
$C_{\text{num}}(k,k')$	=	numerisch bestimmter Korrekturfaktor, der eine Größe von ungefähr einem Prozent besitzt und der von den Viererimpulsen des einlaufenden und gestreuten Elektrons abhängt.

Die Abhängigkeit von $\delta_{\text{virt/weich}}$ von ϵ ist durch die im Prinzip willkürliche Aufspaltung in einen Anteil mit $E_\gamma < \epsilon$ und einen Anteil mit $E_\gamma > \epsilon$ bedingt. Bei der Berechnung von δ, die alle Beiträge der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ vollständig enthält, tritt eine solche Abhängigkeit nicht auf, da in δ_{einl} und δ_{streu} entsprechende Terme auftreten, die sich mit denen in $\delta_{\text{virt/weich}}$ zu null addieren [Kra91a].
Bei der Abstrahlung eines hochenergetischen Photons mit der Energie E_γ vom einlaufenden Elektron unter einem kleinen Winkel $\theta_{e,\gamma}$ mit $\theta_{e,\gamma} < \theta_{max}$ besitzt das Elektron nach der Abstrahlung nur noch die Energie

$$\tilde{E}_e = E_e - E_\gamma. \tag{2.55}$$

Somit gilt nach Gleichung 2.1 für den Impulsübertrag Q^2, der zwischen dem Elektron und dem Proton ausgetauscht wird:

$$Q^2 = 4\,\tilde{E}_e\,E_e'\,\cos^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right). \tag{2.56}$$

Mit der Definition [Kra91b]

$$z_{\text{einl}} = \frac{E_e - E_\gamma}{E_e} \tag{2.57}$$

folgt

$$Q^2 = z_{\text{einl}}\,Q_e^2, \tag{2.58}$$

wobei Q_e^2 der Impulsübertrag ist, der nach Methode A aus Abschnitt 2.1.2 rekonstruiert wurde. Aus Gleichung 2.2 ergibt sich außerdem für die Bjorken–Skalenvariable

$$x_B = \frac{Q^2}{2pq} = \frac{z_{\text{einl}}\,Q_e^2}{2pq} = \frac{z_{\text{einl}}\,x_e y_e s}{2pq}. \tag{2.59}$$

Mit

$$2pq = 4\ E_p\ (E_e - E_\gamma) - 2pk' = 4\ E_e\ E_p(z_{\rm einl} + y_e - 1) \tag{2.60}$$

gilt somit

$$x_B = \frac{z_{\rm einl} x_e y_e}{z_{\rm einl} + y_e - 1} \tag{2.61}$$

Da $E_\gamma \geq 0$ und $x_B \leq 1$ ist, ergibt sich der Wertebereich von $z_{\rm einl}$ zu

$$\frac{1 - y_e}{1 - x_e y_e} \leq z_{\rm einl} \leq 1 \tag{2.62}$$

Die Gleichungen 2.58 und 2.61 bedeuten, daß bei der Abstrahlung eines hochenergetischen Photons vom einlaufenden Elektron die kinematischen Größen x_e und Q_e^2 systematisch von x_B und Q^2 abweichen, die den eigentlichen Streuprozeß am hadronischen Vertex beschreiben. Dies bedeutet, daß $\delta_{\rm einl}$ bei festen Werten für x_e und Q_e^2 von dem Verhalten der Strukturfunktionen des Protons über einen weiten Bereich von x_B und Q^2 abhängt, da durch eine Variation von E_γ bei festem x_e und Q_e^2 verschiedene Werte von x_B und Q^2 für den eigentlichen Streuprozeß möglich sind.
Nach [Kri88] gilt für $\delta_{\rm einl}$:

$$\begin{aligned} \delta_{\rm einl} \quad \frac{d^2\sigma}{dx_e dQ_e^2}\bigg|_{\rm Born}(x_e, Q_e^2) \quad &= \quad \frac{\alpha}{2\pi}\int_{z_{\rm einl}^{\rm min}}^{z_{\rm einl}^{\rm max}} dz_{\rm einl}\left[\frac{1 + z_{\rm einl}^2}{1 - z_{\rm einl}} \ln\left(\frac{\theta_{max} E_e^2}{m_e^2}\right)\right. \\ &\left. -2\frac{z_{\rm einl}}{1 - z_{\rm einl}}\right] \ \frac{d^2\sigma}{dx_B dQ^2}\bigg|_{\rm Born}(x_B, Q^2), \end{aligned} \tag{2.63}$$

mit

α	=	elektromagnetische Feinstrukturkonstante,
θ_{max}	=	maximaler Emissionswinkel der Photonen relativ zur Richtung des einlaufenden Elektrons, deren Beitrag zu δ noch in $\delta_{\rm einl}$ enthalten ist,
E_e	=	Energie des einlaufenden Elektrons und
m_e	=	Masse des Elektrons.

Die untere Integrationsgrenze in Gleichung 2.63 ergibt sich durch Gleichung 2.62 zu

$$z_{\rm einl}^{\rm min} = \frac{1 - y_e}{1 - x_e y_e}. \tag{2.64}$$

Bei der Bestimmung der oberen Integrationsgrenze muß beachtet werden, daß der Beitrag von abgestrahlten Photonen mit $E_\gamma < \epsilon$ zu δ bereits in $\delta_{\rm virt/weich}$ enthalten ist. Daher ist

$$z_{\rm einl}^{\rm max} = 1 - \frac{\epsilon}{E_e}. \tag{2.65}$$

Die für eine Abstrahlung vom einlaufenden Elektron durchgeführte Diskussion läßt sich entsprechend auf eine Abstrahlung vom gestreuten Elektron übertragen. In diesem Fall ist die Energie $\tilde{E}'_e$ des gestreuten Elektrons vor der Abstrahlung

$$\tilde{E}'_e = E'_e + E_\gamma. \tag{2.66}$$

Mit der Definition

$$z_{\text{streu}} = \frac{E'_e + E_\gamma}{E'_e} \tag{2.67}$$

gilt

$$Q^2 = z_{\text{streu}} Q_e^2 \tag{2.68}$$

und

$$x_B = \frac{x_e y_e z_{\text{streu}}}{1 - z_{\text{streu}} + z_{\text{streu}} y_e} \tag{2.69}$$

wobei der Wertebereich von z_{streu} durch

$$1 \leq z_{\text{streu}} \leq \frac{1}{1 + x_e y_e - y_e} \tag{2.70}$$

gegeben ist.
δ_{streu} berechnet sich zu [Kri88]:

$$\begin{aligned}\delta_{\text{streu}} \quad \left.\frac{d^2\sigma}{dx_e dQ_e^2}\right|_{\text{Born}} (x_e, Q_e^2) \quad &= \quad \frac{\alpha}{2\pi} \int_{z_{\text{streu}}^{\text{min}}}^{z_{\text{streu}}^{\text{max}}} dz_{\text{streu}} \left[\frac{1 + z_{\text{streu}}^2}{1 - z_{\text{streu}}} \ln \left(\frac{\theta'_{max} E_e'^2}{m_e^2} \right) \right. \\ &\left. -2 \frac{z_{\text{streu}}}{1 - z_{\text{streu}}} \right] \left. \frac{d^2\sigma}{dx_B dQ^2} \right|_{\text{Born}} (x_B, Q^2),\end{aligned} \tag{2.71}$$

mit

α	=	elektromagnetische Feinstrukturkonstante,
θ'_{max}	=	maximaler Emissionswinkel der Photonen relativ zur Richtung des gestreuten Elektrons, deren Beitrag zu δ noch in δ_{streu} enthalten ist,
E'_e	=	Energie des gestreuten Elektrons und
m_e	=	Masse des Elektrons.

Die Integrationsgrenzen ergeben sich in diesem Fall durch:

$$z_{\text{streu}}^{min} = 1 + \frac{\epsilon}{E'_e} \tag{2.72}$$

und

$$z_{\text{streu}}^{max} = \frac{1}{1 + x_e y_e - y_e}. \tag{2.73}$$

Hieraus folgt, daß auch δ_{streu} bei festen Werten von x_e und Q_e^2 im Prinzip abhängig ist von dem Verhalten der Strukturfunktionen des Protons über einen weiten

Bereich von x_B und Q^2. Da allerdings bei HERA die Energie des gestreuten Elektrons mit einem Kalorimeter und nicht wie bei früheren Experimenten zur Untersuchung der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem Magnetspektrometer gemessen wird, kann ein unter einem kleinem Winkel vom gestreuten Elektron abgestrahltes Photon nicht vom gestreuten Elektron getrennt werden. Somit wird in diesem Fall die Summe der Energien des Elektrons und des abgestrahlten Photons gemessen. Dies führt dazu, daß trotz der Abstrahlung die rekonstruierten Größen x_e und Q_e^2 im Rahmen der Detektorauflösung mit x_B und Q^2 übereinstimmen. Wie in Kapitel 7 gezeigt wird, führt dies zu einer Verringerung des Absolutwertes des Strahlungskorrekturfaktors δ.
Die quasi–reelle QED–Compton–Streuung ist in der beschriebenen kolinearen Näherung nicht enthalten. Für den Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ergibt sich nach [Cou91b]:

$$\begin{aligned}\frac{d^3\sigma}{d\tilde{y}\; dQ^2\; d\theta^*} &= f_{\gamma/p}(\tilde{y}, Q^2)\; \frac{\alpha^2}{2\,\pi} \sin(\theta^*) \cdot \\ & \left[\frac{4}{1+\cos(\theta^*) + \frac{2m_e^2}{W_{e\gamma}^2}} \;+\; 1 \;+\; \cos(\theta^*) \right], \end{aligned} \tag{2.74}$$

mit

$$f_{\gamma/p}(\tilde{y}, Q^2) = \frac{\alpha}{\pi \tilde{y}} \left[(1-\tilde{y}) \frac{Q^2 - Q_0^2}{Q^4} \left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1+\tau} \right] + \frac{\tilde{y}^2}{2Q^2} G_M^2 \right]. \tag{2.75}$$

Hierbei ist

$\tilde{y}$	$=$	$\frac{W_{e\gamma}^2 + Q^2}{s}$,
$W_{e\gamma}$	$=$	invariante Masse des Elektron–Photon–Systems im Endzustand,
Q^2	$=$	Impulsübertrag,
s	$=$	Quadrat der Schwerpunktsenergie,
θ^*	$=$	Polarwinkel des abgestrahlten Photons relativ zum einlaufenden Elektron, gemessen im Schwerpunktssystem des einlaufenden Elektrons und des ausgetauschten, virtuellen Photons,
α	$=$	elektromagnetische Feinstrukturkonstante,
Q_0^2	$=$	$\frac{(E_\gamma/E_p)^2}{1-(E_\gamma/E_p)} m_p^2$, mit m_p = Masse des Protons,
G_E	$=$	$(1 + (Q^2/0,71 GeV^2))^{-2}$, elektrischer Formfaktor des Protons,
G_M	$=$	$2,79\, G_E$, magnetischer Formfaktor des Protons und
τ	$=$	$Q^2/(4m_p^2)$.

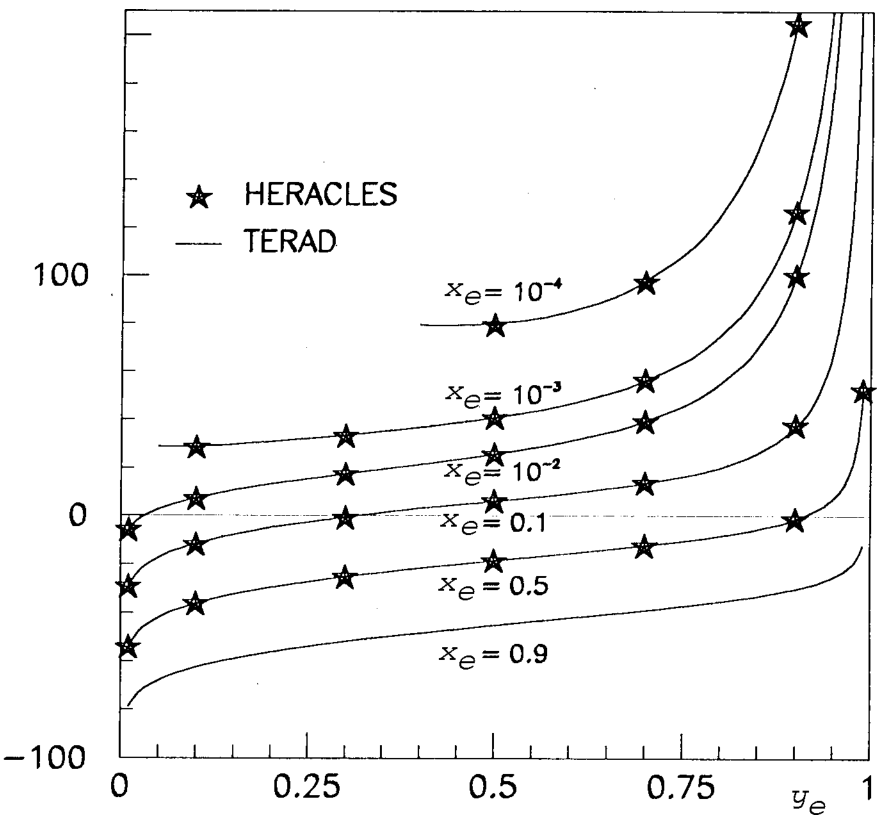


Abbildung 2.6: Numerische Vorhersage des Strahlungskorrekturfaktors δ in der nächst höheren Ordnung in Abhängigkeit von y_e für verschiedene Werte von x_e nach [Spi91]. Für Details siehe Text.

2.6.3 Numerische Vorhersagen für den Strahlungskorrekturfaktor δ

Bereits vor Beginn der Datennahme bei HERA wurden aus den Ergebnissen von [Boe87, Bar89] numerische Resultate für den Strahlungskorrekturfaktor δ bestimmt. Abbildung 2.6 zeigt einen Vergleich der theoretischen Vorhersagen für δ in Abhängigkeit von y_e für verschiedene Werte von x_e [Spi91], die mit dem analytischen Programm TERAD [Akh91] und dem Ereignisgenerator HERACLES [Kwi91] bestimmt wurden. Zur Berechnung der Strukturfunktionen des Protons nach den Gleichungen 2.37 und 2.38 wurden in diesem Fall die Partondichteverteilungen von Duke und Owens [Duk84] benutzt. Abbildung 2.6 zeigt, daß der Strahlungskorrekturfaktor δ im Bereich sehr kleiner x_e, also in dem Bereich, der in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung bei HERA besonders interessant ist, sehr hohe Werte von 100 % oder sogar mehr erreichen kann. Da δ außerdem, wie in Kapitel 7 dargestellt wird, davon abhängt, welche Partondichteverteilungen zu seiner Berechnung verwendet werden, ist die Korrektur der gemessenen

Wirkungsquerschnitte auf das Born–Niveau nicht unkritisch. Aus diesem Grund ist es notwendig, die theoretisch vorhergesagten Strahlungskorrekturen experimentell zu überprüfen, um eine zuverlässige Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons zu ermöglichen. Diese Überprüfung der Strahlungskorrekturen wird im Kapitel 6 dieser Arbeit durchgeführt.

2.6.4 Strahlungskorrekturen höherer Ordnungen

Da der Strahlungskorrekturfaktor δ in der nächst höheren, über das Born–Niveau hinausgehenden Ordnung der Störungstheorie sehr hohe Werte erreichen kann, ist nicht auszuschließen, daß auch Korrekturen noch höherer Ordnungen einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zu δ liefern können. Eine theoretische Berechnung der vollständigen elektroschwachen Strahlungskorrekturen in diesen höheren Ordnungen ist bisher nicht durchgeführt worden. Es wird allerdings erwartet, daß sich die Korrekturen der höheren Ordnungen sehr gut durch die rein elektromagnetischen Korrekturen annähern lassen, die in der sogenannten Näherung der führenden Logarithmen berechnet wurden [Kri91]. Der Einfluß der Korrekturen höherer Ordnung läßt sich durch die Größe

$$K = \frac{\left.\frac{d\sigma}{dx_e dQ^2}\right|_{\alpha^2} - \left.\frac{d\sigma}{dx_e dQ^2}\right|_{\alpha}}{\left.\frac{d\sigma}{dx_e dQ^2}\right|_{\alpha}} \tag{2.76}$$

angeben, wobei $d\sigma/(dx_e dQ^2)|_\alpha$ den bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ und $d\sigma/(dx_e dQ^2)|_{\alpha^2}$ den bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ berechneten Wirkungsquerschnitt bezeichnet.
Abbildung 2.7 zeigt K in Abhängigkeit von x_e und y_e für $Q^2 = 20GeV^2$ [Spi91]. Der Betrag von K ist für $y_e < 0,6$ kleiner als 5% und divergiert für $y_e \to 1$. Die Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ wurde von der H1–Kollaboration bisher nur für solche Werte von x_B und Q^2 durchgeführt, für die $y_e < 0,6$ gilt. Nach [Kri91] kann erwartet werden, daß die Strahlungskorrekturen der höheren Ordnungen für diesen Bereich wesentlich kleiner sein sollten, als die der nächst höheren Ordnung.

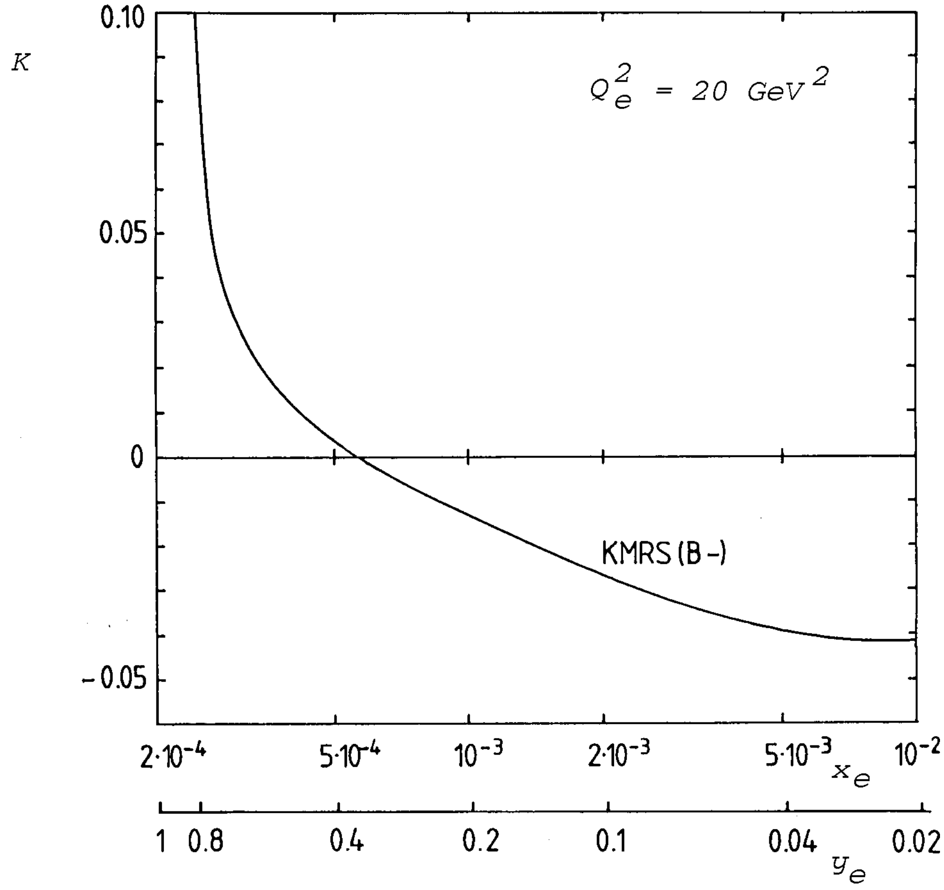


Abbildung 2.7: Numerische Vorhersage des Einflusses der Strahlungskorrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ in der Näherung der führenden Logarithmen. Gezeigt ist die im Text definierte Größe K in Abhängigkeit von x_e und y_e für $Q_e^2 = 20 GeV^2$ [Spi91]. Zur Berechnung der Strukturfunktionen des Protons wurden die Partonverteilungen B^- von Kwiecinski et al. [Kwi90] benutzt.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Die Speicherringanlage HERA

Die Speicherringanlage HERA[1] am DESY in Hamburg bietet erstmals die Möglichkeit, hochenergetische Protonen mit hochenergetischen Elektronen zur Kollision zu bringen. Abbildung 3.1 zeigt eine Skizze von HERA. Sowohl Elektronen als auch Protonen durchlaufen nach ihrer Erzeugung zunächst eine Reihe von Vorbeschleunigern, zu denen auch der frühere Elektron–Positron–Speicherring PETRA gehört. Nach der Injektion der Teilchen aus PETRA in HERA können die Protonen auf eine maximale Energie von 820 GeV, die Elektronen auf maximal 30 GeV beschleunigt werden, was einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314\mathrm{GeV}$ entspricht. Der maximal erreichbare Impulsübertrag bei den stattfindenden Streuprozessen beträgt $Q^2 \approx 10^5\mathrm{GeV}^2$ und liegt im Vergleich zu bisherigen Experimenten zur Untersuchung der Elektron–Proton–Streuung um zwei Größenordnungen höher. HERA besitzt einen Umfang von ca. 6,3 km und besteht aus zwei unabhängigen Speicherringen für Elektronen und Protonen. Von jeder Teilchensorte können maximal 210 Pakete gespeichert werden, die einen Abstand von je 28,8 m voneinander besitzen und an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht werden können. An zwei Wechselwirkungspunkten sind der H1–Detektor und der ZEUS–Detektor aufgebaut, die seit dem Sommer 1992 in Betrieb sind. Um die zwei Speicherringe für die unterschiedlichen Teilchensorten in einem gemeinsamen Tunnel bauen zu können, war die Anwendung supraleitender Ablenkmagneten für die Protonen und supraleitender Beschleunigungseinheiten für die Elektronen notwendig. Der Designwert für die Luminosität beträgt $\mathcal{L} = 1,5 \cdot 10^{31}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ [Wii91], woraus sich eine integrierte Luminosität L in der Größenordnung von $100pb^{-1}$ pro Jahr ergibt. In den ersten beiden Jahren, in denen bei HERA Daten aufgezeichnet wurden, konnte dieser Wert allerdings bei weitem nicht erreicht werden. Die wesentlichen Designparameter von HERA sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt [Wii91]. Bei HERA besteht außerdem die

[1] **H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage

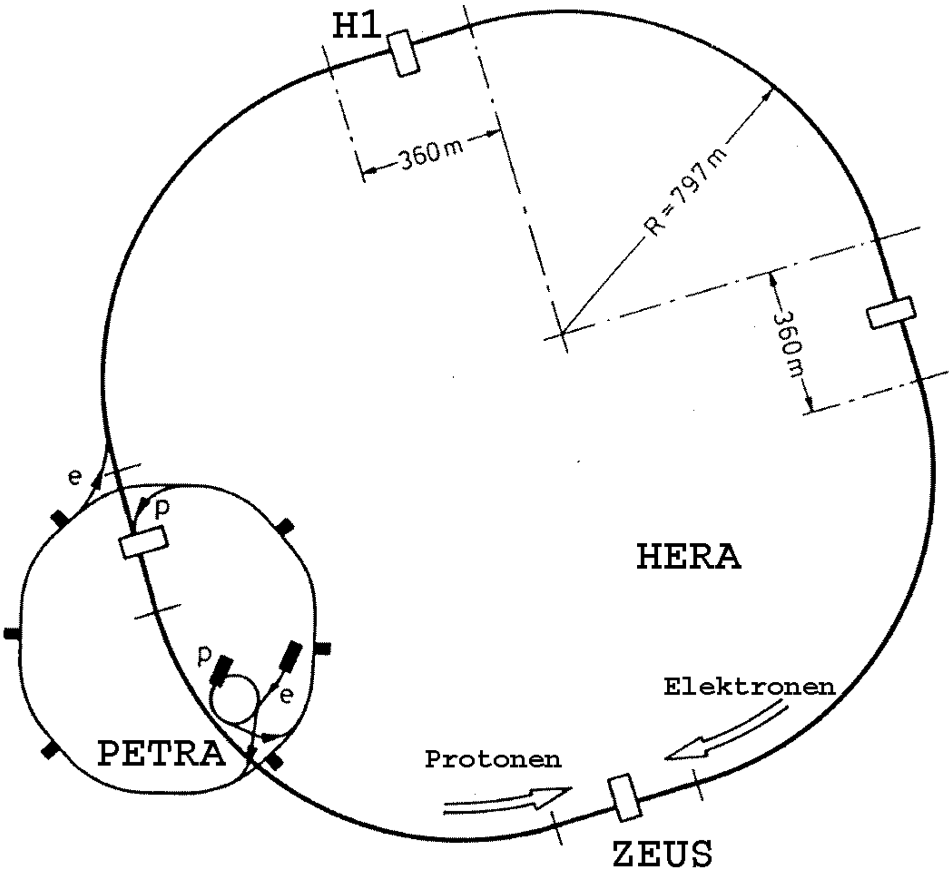


Abbildung 3.1: Skizze der Speicherringanlage HERA am DESY in Hamburg.

Möglichkeit, den Elektronenstrahl zu polarisieren. Da in der elektronschwachen Wechselwirkung die Kopplung der Eichbosonen an die Fermionen von der Helizität der Fermionen abhängt, bietet die Polarisation des Elektronenstrahls die Möglichkeit, diese Abhängigkeit zu untersuchen.
Die wesentlichen Fragestellungen, die bei HERA untersucht werden sollen, sind [HER91]:

- Bestimmung der Strukturfunktionen des Protons bei kleinem x_B und grossem Q^2,
- Tests der starken Wechselwirkung bei kleinem x_B,
- Untersuchung des hadronischen Endzustandes in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung,

	Protonen	Elektronen
maximale Energie	820 GeV	30 GeV
maximales Magnetfeld der Dipolmagnete	4,7 T	0,17 T
maximale Anzahl der gespeicherten Teilchen	$2,1 \cdot 10^{13}$	$0,8 \cdot 10^{13}$
Energieverlust pro Umlauf	$6,2 \cdot 10^{-6}$ MeV	127 MeV
Luminosität	$1,5 \cdot 10^{31} cm^{-2}\, s^{-1}$	
Umfang	6336 m	
Maximale Anzahl von Teilchenpaketen	210	

Tabelle 3.1: Designparameter der Speicherringanlage HERA. [Wii91].

- Messung von Photoproduktionsereignissen und Untersuchung der hadronischen Struktur des Photons,
- Tests der elektroschwachen Wechselwirkung,
- Suche nach neuen Wechselwirkungen und
- Suche nach neuen Teilchen wie Leptoquarks, angeregten Elektronen oder supersymmetrischen Teilchen.

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Ereignissen betrug die Strahlenergie der Elektronen lediglich 26,7 GeV.

3.2 Der H1–Detektor

Der H1–Detektor umgibt einen der vier Wechselwirkungspunkte der Speicherringanlage HERA. Die Aufgabe des H1–Detektors ist, die Teilchen, die bei den stattfindenden Reaktionen erzeugt werden, nachzuweisen, zu identifizieren, sowie deren Energie und Impuls zu messen. Im folgenden wird der Aufbau des H1–Detektors beschrieben, wobei die Komponenten, die in dieser Arbeit benutzt wurden, detailiert beschrieben werden.
Der Aufbau des H1–Detektors ist in den Abbildungen 3.2 und 3.3 gezeigt. Um die stattfindenden Ereignisse vollständig rekonstruieren zu können und Verluste von Teilchen möglichst gering zu halten, umgibt der H1–Detektor den Wechselwirkungspunkt annähernd hermetisch. Aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergien der Elektronen und Protonen bei HERA fliegt der größte Teil der bei den Reaktionen erzeugten Teilchen in Richtung des einlaufenden Protons. Aus diesem Grund ist der H1–Detektor asymmetrisch zum Wechselwirkungspunkt aufgebaut.

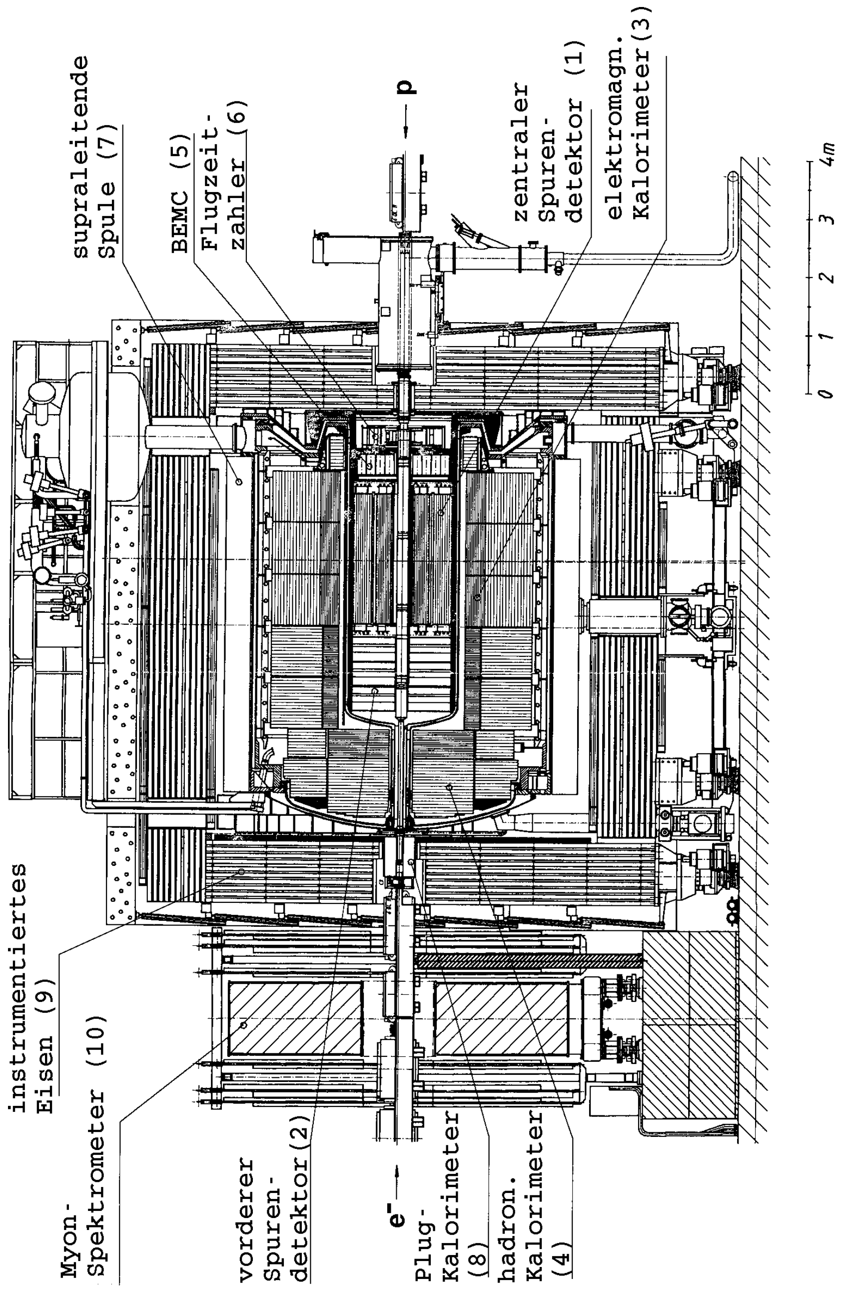


Abbildung 3.2: Schnitt durch den H1–Detektor entlang der Strahlachse

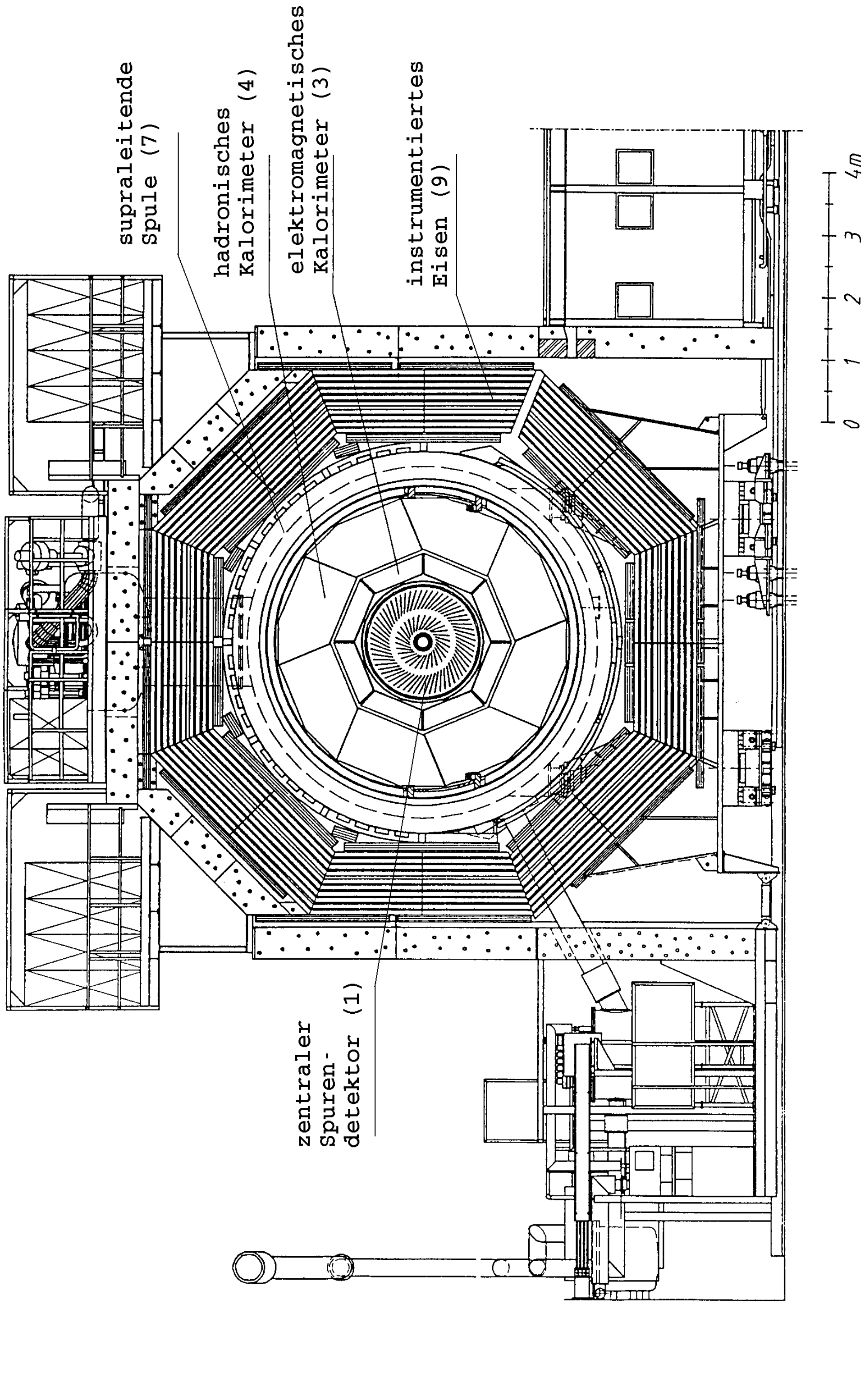


Abbildung 3.3: Schnitt durch den H1–Detektor senkrecht zur Strahlachse

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des H1–Detektors beschrieben, siehe hierzu auch [H1-93b]. Die in Klammern angegebenen Zahlen beziehen sich dabei auf die Abbildungen 3.2 und 3.3.

3.2.1 Das Spurkammersystem des H1–Detektors

Das Spurkammersystem des H1–Detektors hat die Aufgabe Impulse isolierter, geladener Teilchen zu vermessen, sowie Jets mit hohen Teilchendichten zu identifizieren. Außerdem soll es Triggerzwecken dienen und über die Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx eine Identifikation von Teilchen ermöglichen. Der Designwert der Auflösung für die Messung des Impulses P isolierter Teilchen beträgt $\sigma_P/P^2 \approx 0,3\% GeV^{-1}$, für die Messung des Polarwinkels $\sigma_\theta \approx 1mrad$. Das Spurkammersystem ist in einen zentralen Spurendetektor (1) und einen vorderen Spurendetektor (2) aufgeteilt.
Der zentrale Spurendetektor besteht aus

- zwei großen konzentrischen Driftkammern, der CJC1[2] und der CJC2, deren Drähte parallel zur Strahlachse gespannt sind, so daß diese beiden Driftkammern eine Messung der Spurkoordinaten in der Ebene senkrecht zur Strahlachse erlauben,
- zwei dünnen Driftkammern, CIZ[3] und COZ[4] genannt, die die Messung von Spursegmenten mit einer guten Auflösung von $\sigma_z \approx 300\mu m$ in der Richtung parallel zur Strahlachse gestatten und
- zwei Vieldrahtproportionalkammern, der CIP[5] und der COP[6], die Triggerzwecken dienen, siehe Abschnitt 3.2.7.

Teilchen, deren Polarwinkel θ gemessen zur Richtung des einlaufenden Protons in dem Intervall $30^o \leq \theta \leq 150^o$ liegen, durchqueren den zentralen Spurendetektor in der Ebene senkrecht zur Strahlachse vollständig, während Teilchen mit $\theta < 30^o$ oder $\theta > 150^o$ den zentralen Spurendetektor durch dessen Stirnflächen verlassen. Der vordere Spurendetektor besteht aus drei in Strahlrichtung hintereinander angeordneten Modulen. Jedes dieser Module enthält

- eine planare Driftkammer, deren Drähte parallel zueinander und senkrecht zur Strahlachse gespannt sind,
- eine Vieldrahtproportionalkammer für Triggerzwecke,
- einen Übergangsstrahlungsdetektor zur Identifikation von Elektronen und

[2]**C**entral **J**et **C**hamber = zentrale Jetkammer
[3]**C**entral **i**nner **z**–chamber = zentrale innere z–Kammer
[4]**C**entral **o**uter **z**–chamber = zentrale äußere z–Kammer
[5]**C**entral **i**nner **p**roportional chamber = zentrale innere Proportionalkammer
[6]**C**entral **o**uter **p**roportional chamber = zentrale äußere Proportionalkammer

- eine Driftkammer, deren Drähte senkrecht zur Strahlachse in radialer Richtung angeordnet sind.

Der vordere Spurendetektor deckt den Polarwinkelbereich $5^o \leq \theta \leq 30^o$ ab.
Die bisher beschriebenen Spurendetektoren werden durch die BPC[7] ergänzt. Die BPC ist eine Proportionalkammer, die sich vor dem rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter, das im folgenden BEMC genannt wird, siehe Abschnitt 3.2.2, befindet und besteht aus vier Lagen von Anodendrähten, die zwischen mit Graphit überzogenen Mylarfolien angeordnet sind. Die Anodendrähte einer einzelnen Lage sind parallel zueinander gespannt. Die Orientierungen der Drähte der verschiedenen Lagen sind um jeweils 45^o zueinander verdreht, so daß sich einzelne Raumpunkte rekonstruieren lassen, an denen ein geladenes Teilchen die BPC durchquert hat. Wurde in einem Ereignis mit Hilfe von Spuren, die mit dem zentralen und dem vorderen Spurendetektor rekonstruiert wurden, ein Wechselwirkungspunkt bestimmt, so können mit der BPC die Polarwinkel von Teilchen aus dem Intervall $155,5^o \leq \theta \leq 174,5^o$ gemessen werden. In vielen Ereignissen wird auf diese Weise der Streuwinkel des Elektrons bestimmt.

3.2.2 Das Kalorimeter

Das Spurkammersystem wird vom Kalorimeter des H1–Detektors umgeben. Dessen größte Komponente ist das Flüssig–Argon–Kalorimeter [H1-93c]. Hierbei handelt es sich um ein in Sandwichbauweise hergestelltes Kalorimeter, das aus einem elektromagnetischen (3) und einem hadronischen (4) Teil besteht. Der elektromagnetische Teil besitzt Absorberplatten mit einem Bleikern, die abwechselnd auf Hochspannungs– und Erdpotential liegen. Der Raum zwischen den einzelnen Absorberplatten ist mit flüssigem Argon ausgefüllt. Der hadronische Teil benutzt aus mechanischen Gründen Edelstahl als Absorbermaterial. Um einen Zugang zum Spurkammersystem zu gewährleisten, deckt das Flüssig–Argon–Kalorimeter lediglich den Polarwinkelbereich $4^o \leq \theta \leq 154^o$ ab, wobei für Polarwinkel von $\theta \geq 143^o$ kein hadronischer Teil vorhanden ist. Die Anforderungen an das Flüssig–Argon–Kalorimeter sind:

- eine Auflösung für die Messung der Energie E von Elektronen und Photonen von $\sigma_E/E \approx 10\%/\sqrt{E}$,

- eine Genauigkeit der absoluten Skala für die Messung der Energie von Elektronen und Photonen von 1%,

- eine gute Elektron–Pion–Trennung,

- eine Auflösung für die Messung der Energie E_{had} von Hadronen von $\sigma_{E_{had}}/E_{had} \approx 55\%/\sqrt{E_{had}}$ und

[7] **B**ackward **P**roportional **C**hamber = rückwärtige Proportionalkammer

- eine Genauigkeit der Skala für die Messung der Energie von Hadronen von 2%.

Der elektromagnetische Teil besitzt eine Tiefe von 20 – 30 Strahlungslängen, der hadronische Teil eine von 4,5 – 8 hadronischen Wechselwirkungslängen. Das gesamte Flüssig–Argon–Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten, der die notwendige Betriebstemperatur von 90^o K aufrecht erhält.

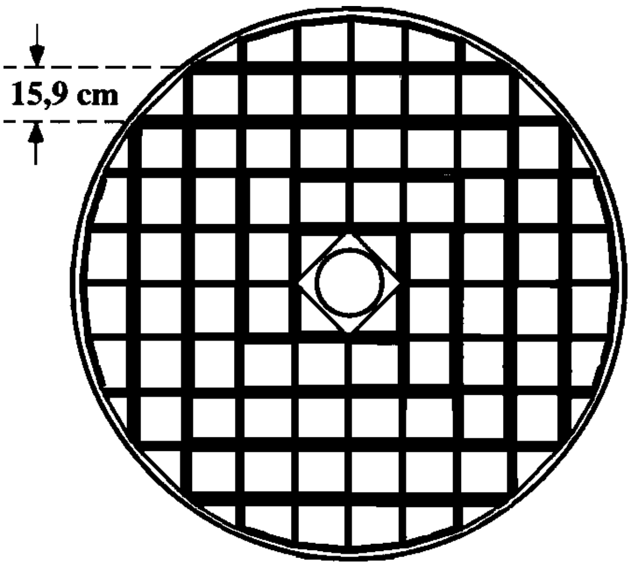


Abbildung 3.4: Schnitt durch das BEMC senkrecht zur Strahlachse.

Das Flüssig–Argon–Kalorimeter wird durch zwei bei Zimmertemperatur arbeitende Kalorimeter ergänzt: das BEMC[8] (5) und das Plug–Kalorimeter[9] (8). Das BEMC, siehe Abbildung 3.4, ist ein in Sandwichbauweise hergestelltes Kalorimeter, das Blei in Form von Platten als Absorbermaterial benutzt. Zwischen den einzelnen Bleiplatten befinden sich Schichten aus Plastikszintillator. Das hierin durch geladene Teilchen erzeugte Licht wird über Wellenlängenschieber und Photodioden ausgelesen. Das BEMC besteht aus 88 einzelnen Modulen, von denen die meisten einen in Strahlrichtung gesehen quadratischen Querschnitt besitzen, siehe Abbildung 3.4. Lediglich die Module am inneren und äußeren Rand des BEMC besitzen einen dreieckigen bzw. abgerundeten Querschnitt, um eine bessere Annäherung an die ideale Zylindergeometrie zu erhalten. Die Aufgabe des BEMC ist vor allem, die Energie des gestreuten Elektrons in Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung zu messen, bei denen für den

[8]**B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter = rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter
[9]Plug = Stöpsel

Impulsübertrag $Q^2 \leq 100\mathrm{GeV}^2$ und für die Bjorken–Skalenvariable $x_B \leq 10^{-3}$ gilt. Der Designwert für die Auflösung der Messung der Energie von Elektronen und Photonen beträgt $\sigma_E/E \approx 10\%/\sqrt{E}$. Das BEMC besitzt eine Tiefe von 22,5 Strahlungslängen und ca. einer hadronischen Wechselwirkungslänge. Aus diesem Grund ist das BEMC zur Messung der Energie von Hadronen praktisch nicht geeignet. Der Polarwinkelbereich, der durch das BEMC abgedeckt wird, beträgt $151^o \leq \theta \leq 177^o$. Die in dieser Arbeit dargestellte Datenanalyse basiert auf solchen Ereignissen, bei denen das gestreute Elektron seine Energie möglichst vollständig im BEMC deponiert.
Das Plug–Kalorimeter (8) hat die Aufgabe, den Bereich, in dem die Energie von Hadronen gemessen werden kann, zu kleinen Polarwinkeln θ zu erweitern. Es besteht aus 9 Absorberplatten aus Kupfer [H1-93b]. Zwischen je zwei Absorberplatten befindet sich eine Schicht aus Halbleiterdetektoren. Die erwartete Auflösung für die Messung der Energie von Hadronen beträgt $\sigma_{E_{had}}/E_{had} = 150\%/\sqrt{E_{had}}$.

3.2.3 Der Flugzeitzähler

Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen hinter dem BEMC befindet sich der Flugzeitzähler (6). Dieser ist aus zwei Ebenen von Szintillationszählern aufgebaut, deren Signal eine Zeitauflösung von 2 ns besitzt. Jede Ebene ist in einzelne Auslesezellen aufgeteilt. Die erste Ebene, die den geringeren Abstand zum Wechselwirkungspunkt besitzt, besteht aus 16 Auslesezellen, deren Flächen jeweils vier Module des BEMC abdecken. Die zweite Ebene besteht aus 8 Auslesezellen, deren Fläche jeweils doppelt so groß ist, wie die der Auslesezellen der ersten Ebene. Die Aufgabe des Flugzeitzählers ist, Ereignisse, bei denen Teilchen vom Wechselwirkungspunkt kommen und ein Signal im Flugzeitzähler erzeugen, von solchen Untergrundereignissen zu unterscheiden, bei denen Protonen außerhalb des Detektors mit einem Restgasatom in der evakuierten Strahlröhre oder mit der Wand des Strahlrohres kollidiert sind. Hierzu werden zwei Zeitfenster, die als Wechselwirkungs- und Untergrundfenster bezeichnet werden, mit einer Länge von jeweils 25 ns festgelegt. Ein Signal innerhalb des Wechselwirkungsfensters wird durch Teilchen ausgelöst, die den Flugzeitzähler vom Wechselwirkungspunkt kommend erreichen, während ein Signal im Untergrundfenster durch die oben genannten Untergrundreaktionen erzeugt wird.

3.2.4 Die Spule und das instrumentierte Eisen

Eine supraleitende Spule (7) umgibt das Flüssig–Argon–Kalorimeter des H1–Detektors in radialer Richtung. Sie erzeugt am Wechselwirkungspunkt ein Magnetfeld von 1,15 T, so daß Spuren von geladenen Teilchen gekrümmt sind und sich somit die Impulse der entsprechenden Teilchen bestimmen lassen. Zur Rückführung des magnetischen Flußes dient ein großes Eisenjoch (9), das zusätzlich mit Streamerröhren ausgerüstet ist. Mit Hilfe der Streamerröhren können einerseits die Anteile von hadronischen Schauern gemessen werden, die nicht vollständig im Kalorimeter des H1–Detektors absorbiert wurden, wodurch die Genauigkeit bei der Rekonstruktion der Energie von Hadronen verbessert werden kann. Andererseits erlauben die Streamerröhren eine Rekonstruktion von Spuren und somit eine Messung der Impulse von Myonen.

3.2.5 Das vordere Myonspektrometer

Impulse von hochenergetischen Myonen, die unter einem Polarwinkel von $3^o \leq \theta \leq 17^o$ erzeugt wurden, können mit dem vorderen Myonspektrometer (10) bestimmt werden. Das vordere Myonspektrometer besteht aus sechs ebenen Driftkammern, die senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet sind. Zwischen der dritten und vierten Ebene befindet sich ein bei Zimmertemperatur arbeitender Magnet, der ein toroidales Magnetfeld erzeugt.

3.2.6 Das Luminositätssystem

Das Luminositätssystem des H1–Detektors soll eine Messung

- der von HERA gelieferten Luminosität über den Bremsstrahlungsprozeß $e\,p \rightarrow e\,p\,\gamma$,
- der Energie von Photonen, die unter einem kleinen Winkel vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wurden, und
- der Energie von Elektronen in Photoproduktionsereignissen

ermöglichen. Der Aufbau des Luminositätssystems ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Der Elektrondetektor befindet sich in einer Entfernung von 33,4 Metern vom Wechselwirkungspunkt in Richtung des einlaufenden Elektrons. Er ist aus 49 Kristallen aufgebaut, die aus einer Mischung aus Thaliumchlorid und Thaliumbromid bestehen. In die Kristalle eintretende Teilchen erzeugen Čerenkov–Licht. Jeder Kristall besitzt senkrecht zur Strahlrichtung eine Querschnittsfläche von 2×2 cm und wird einzeln über einen Photomultiplier ausgelesen. Elektronen, die bei einer Reaktion am Wechselwirkungspunkt Energie verloren haben und unter einem Winkel von weniger als 5 mrad gestreut wurden, werden durch die Strahloptik von dem Elektronenstrahl getrennt und können den Elektrondetektor treffen.
Der Photondetektor ist in einer Entfernung von 102,9 Metern vom Wechselwirkungspunkt genau in Richtung des einlaufenden Elektrons aufgebaut. Er besitzt 25 Kristalle, die aus dem gleichen Material wie die des Elektrondetektors hergestellt sind. Zur Unterdrückung von Untergrundsignalen durch Synchrotronstrahlung befindet sich vor dem Photondetektor ein Bleifilter mit einer Länge von 2 Strahlungslängen. Zwischen dem Bleifilter und dem Photondetektor ist der

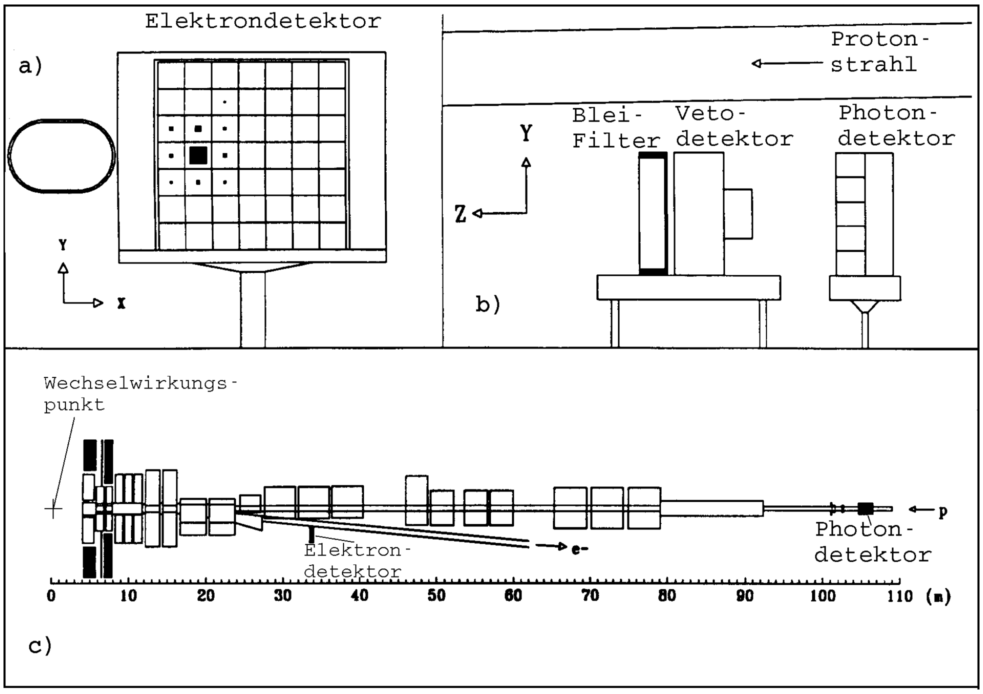


Abbildung 3.5: Skizze des Luminositätssystems des H1–Detektors. Gezeigt ist: a) Aufbau des Elektrondetektors, b) Aufbau des Photondetektors c) Aufbau der HERA-Speicherringanlage vom Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors bis zu den Detektoren des Luminositätssystems. Der eingezeichnete Maßstab ist nur für die horizontale Richtung gültig.

sogenannte Vetodetektor aufgebaut. Der Vetodetektor ist ein Wasser–Čerenkov–Zähler, mit dem die Energie abgeschätzt werden kann, die ein Photon in dem Bleifilter deponiert hat. Hierdurch kann die Rekonstruktion der Energie von Photonen wesentlich verbessert werden, siehe Kapitel 5.
Im Kapitel 6 wird der Photondetektor benutzt, um die Energie von hochenergetischen Photonen zu messen, die in tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuungen vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wurden.

3.2.7 Der Trigger

Im Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors treffen Teilchenpakete in einem zeitlichen Abstand von 96 ns aufeinander, wobei jedesmal eine Reaktion stattfinden kann. Für einen Teil der Komponenten des H1–Detektors werden allerdings weit mehr als 96 ns für die Signalauslese benötigt. Da außerdem ein einzelnes Ereig-

nis einer Datenmenge von 50 – 100 Kbyte entspricht, ist es nicht möglich, den H1–Detektor bei jedem Aufeinandertreffen von Teilchenpaketen vollständig auszulesen und die Daten auf Band zu schreiben. Dieses ist vor allem auch unnötig, weil der weitaus größte Teil von den Signalen, die im H1–Detektor erzeugt werden, von Untergrundereignissen verursacht wird. Der dominante Anteil der Untergrundereignisse wird durch Kollisionen der Protonen mit Restgasatomen oder mit der Wand des Strahlrohres sowie durch Synchrotronstrahlung verursacht.
Ein als Trigger bezeichnetes System soll feststellen, ob die erzeugten Signale von den Teilchen eines Ereignisses stammen, das am Wechselwirkungspunkt stattgefunden hat, oder ob sie durch Untergrund verursacht werden. Hierzu muß der Trigger einerseits in der Lage sein seine Entscheidungen in sehr kurzer Zeit zu treffen, andererseits muß er sehr komplexe Informationen verarbeiten können. Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, ist der Trigger des H1–Detektors in 4 Stufen aufgebaut. Die erste Stufe arbeitet ohne eine Totzeit des H1–Detektors zu verursachen und trifft die Entscheidung, ob ein Ereignis verworfen werden soll oder nicht, innerhalb von 2 μs. Während dieser Zeit wird die gesamte Information über das entsprechende Ereignis gespeichert. Die Entscheidung der ersten Stufe des Triggers beruht auf Signalen der Proportionalkammern des zentralen und vorderen Spurendetektors, des Flüssig–Argon–Kalorimeters, des BEMC, des Flugzeitzählers und des instrumentierten Eisens sowie des Elektrondetektors des Luminositätssystems. Die Signale der einzelnen, genannten Komponenten des H1–Detektors werden logisch miteinander verknüpft. Entspricht das Resultat dieser Verknüpfung demjenigen, das für eine bestimmte Art von Ereignissen erwartet wird, so wird das Ereignis weiterbearbeitet. Andernfalls wird es verworfen.
Die zweite und dritte Stufe des Triggers des H1–Detektors befinden sich momentan in der Planung bzw. im Aufbau. Sie wurden in der Datennahmeperiode 1993 nicht benutzt.
Die vierte Stufe des Triggers benutzt eine Prozessorfarm zur Weiterverarbeitung der aufgezeichneten Ereignisse, die von der ersten Stufe nicht verworfen wurden. Bei dieser Weiterverarbeitung werden die Ereignisse bereits vorläufig rekonstruiert und es können aufwendigere Algorithmen benutzt werden, z.B. um festzustellen, ob der Wechselwirkungspunkt für ein entsprechendes Ereignis ausserhalb des erwarteten räumlichen Bereichs liegt. Die Zeit, die der vierten Stufe des Triggers zur Verfügung steht, liegt in der Größenordnung von 10 ms. Zu Kontrollzwecken werden ungefähr ein Prozent von den Ereignissen, die von der vierten Stufe des Triggers verworfen wurden, auf Band geschrieben.
Die in dieser Arbeit dargestellte Datenanalyse benutzt Ereignisse, die durch ein Triggersignal des BEMC [Ban92] als Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung gekennzeichnet wurden. Der benutzte Trigger sucht mit Hilfe eines schnellen Algorithmus nach Signalen in benachbarten Auslesezellen des BEMC, die durch die Energiedeposition des gestreuten Elektrons verursacht sein könnten. Wird eine solche Gruppe von benachbarten Auslesezellen gefunden, wird die gesamte, in diesen Auslesezellen deponierte Energie abgeschätzt und

überprüft, ob sie oberhalb einer einstellbaren Schwelle liegt.

3.2.8 Datenauslese und Rekonstruktion

Der H1–Detektor besitzt ungefähr 270000 elektronische Kanäle, mit denen die erzeugten analogen Signale ausgelesen werden können. Diese Signale werden zunächst mit schnellen Analog–Digital–Konvertern umgewandelt und anschliessend komprimiert. Über ein Glasfasernetzwerk werden die digitalen Signale, die von den verschiedenen Komponenten des H1–Detektors stammen, miteinander kombiniert. Da die Zeiten, die für die Auslese der einzelnen Komponenten benötigt werden, sehr unterschiedlich sind, muß hierbei eine genaue zeitliche Koordination gewährleistet sein. Die so erfaßten Rohdaten werden vor der weiteren Verarbeitung auf Band geschrieben. Die Aufnahme der Daten findet in einzelnen zeitlichen Perioden statt, in denen sich wichtige Parameter wie z.B. die an den Auslesezellen anliegende Hochspannung oder benutzte Triggerschwellen nicht ändern. Diese zeitlichen Perioden werden im folgenden Runs genannt.
Die aufgezeichneten Rohdaten werden mit dem von der H1–Kollaboration entwickelten Programmpaket H1REC rekonstruiert, um eine Analyse der entsprechenden Ereignisse zu ermöglichen. Diese Rekonstruktion wird schrittweise für die einzelnen Komponenten des H1–Detektors durchgeführt, was einen modularen Aufbau des Programmpakets H1REC erlaubt. Im folgenden werden diejenigen Schritte der Rekonstruktion beschrieben, deren Ergebnisse in dieser Arbeit benutzt werden.

- **Rekonstruktion von Spuren im zentralen Spurendetektor** [H1-93b]

  Zur Rekonstruktion von Spuren im zentralen Spurendetektor wird zunächst versucht, in der CJC1 und CJC2 Gruppen von jeweils drei benachbarten, getroffenen Drähten zu finden. Anschließend werden diese Dreiergruppen zu längeren Spuren verkettet. Die Punkte $(r_i,\ \phi_i,\ z_i)$, die zu jeweils einer Spur gehören, werden in der Ebene senkrecht zur Strahlachse durch eine Kreisgleichung der Form

$$\frac{1}{2}\kappa(r^2 + d_{ca}^2) \ + \ (1 - \kappa d_{ca}) r \sin(\Phi - \phi) = 0 \tag{3.1}$$

  parametrisiert, mit

κ	=	vorzeichenbehafteter inverser Radius des Kreises,
d_{ca}	=	minimaler Abstand des Kreises zur Strahlachse und
Φ	=	Azimutalwinkel der Tangente an den Kreis im Punkt mit dem geringsten Abstand zur Strahlachse.

Zur eindeutigen Beschreibung einer Spur werden außerdem in einem weiteren Anpassungsschritt die Koordinate[10] z_{dca} des Punktes mit dem minimalen Abstand zur Strahlachse sowie der Winkel Θ bestimmt, der dem Polarwinkel der Tangente an die Spur in diesem Punkt entspricht. Anschließend wird versucht, die so mit der CJC1 und CJC2 rekonstruierten Spuren mit Spursegmenten aus der CIZ und COZ zu verbinden.

- **Rekonstruktion von Spuren im vorderen Spurendetektor**

  Der Algorithmus zur Rekonstruktion von Spuren im vorderen Spurendetektor sucht zunächst nach Spursegmenten in den einzelnen Driftkammern der Module des vorderen Spurendetektors. Hierzu werden, ähnlich wie im zentralen Spurendetektor, Gruppen von jeweils 3 benachbarten, getroffenen Drähten zu Spursegmenten verkettet. Anschließend wird versucht, die gefundenen Spursegmente zu verknüpfen und eine Spuranpassung durchzuführen.

- **Rekonstruktion der Koordinaten des Wechselwirkungspunktes**

  Nachdem die Rekonstruktion von Spuren im zentralen und vorderen Spurendetektor abgeschlossen ist, können die Koordinaten des Wechselwirkungspunktes eines Ereignisses bestimmt werden. Dies wird durch zwei verschiedene Algorithmen für den zentralen und vorderen Spurendetektor getrennt durchgeführt.

  Zur Bestimmung der Koordinate z_{wwp} des Wechselwirkungspunktes mit Spuren aus dem zentralen Spurendetektor werden nur solche Spuren verwendet, deren minimaler Abstand d_{ca} zur Strahlachse unterhalb eines festen Wertes liegt. Diese Spuren werden entsprechend der Koordinate z_{dca} sortiert. Anschließend wird die Länge aller Spuren, deren z_{dca} innerhalb eines Intervalls $[z_0 - \frac{1}{2}\Delta z_{dca}, z_0 + \frac{1}{2}\Delta z_{dca}]$ liegt, aufsummiert, wobei z_0 variiert werden kann. Die Breite Δz_{dca} des Intervalls hängt von der Multiplizität der Spuren in dem entsprechenden Ereignis ab. Durch eine Verschiebung dieses Intervalls wird dasjenige z_0^{max} gesucht, bei dem sich die maximale aufsummierte Spurlänge ergibt. Die rekonstruierte Koordinate z_{wwp} des Wechselwirkungspunktes ergibt sich dann als der Mittelwert des z_{dca} aller Spuren, deren z_{dca} in dem Intervall $[z_0^{max} - \frac{1}{2}\Delta z_{dca}, z_0^{max} + \frac{1}{2}\Delta z_{dca}]$ liegt. Die Koordinaten des Wechselwirkungspunktes senkrecht zur Strahlachse verändern sich bei einem stabilen Betrieb von HERA nur sehr wenig. Aus diesem Grunde werden diese Koordinaten aus den Parametern von Spuren vieler verschiedener Ereignisse bestimmt.

  Mit den Spuren des vorderen Spurendetektor wird eine unabhängige Bestimmung der Koordinate z_{wwp} des Wechselwirkungspunktes durchge-

[10] Die z–Achse liege parallel zur Strahlachse; ihre Richtung stimme mit der des einlaufenden Protonstrahls überein; der nominelle Wechselwirkungspunkt sei an der Stelle z=0.

führt. Hierzu werden alle im vorderen Spurendetektor rekonstruierten Spuren j zu dem Punkt $(x^j_{dca}, y^j_{dca}, z^j_{dca})$ extrapoliert, an dem die Spur in der Ebene senkrecht zur Strahlachse den geringsten Abstand zum erwarteten Wechselwirkungspunkt besitzt. Als rekonstruierte Koordinate z_{wwp} des Wechselwirkungspunktes wird der Mittelwert aller z^j_{dca} benutzt.

Können die Koordinaten des Wechselwirkungspunktes in einem Ereignis sowohl mit Spuren des zentralen als auch mit Spuren des vorderen Spurendetektors bestimmt werden, wird in der weiteren Analyse das Resultat benutzt, das auf Spuren des zentralen Spurendetektors beruht, da angenommen wird, daß dieses Resultat eine höhere Genauigkeit besitzt.

- **Rekonstruktion von Punkten, an denen geladene Teilchen die BPC durchquert haben**

  Zur Rekonstruktion von Punkten, an denen geladene Teilchen die BPC durchquert haben, wird nach Kreuzungspunkten von getroffenen Drähten der BPC gesucht. Ein Punkt gilt als rekonstruiert, wenn sich bei ihm getroffene Drähte aus mindestens drei der vier Lagen der BPC kreuzen.

- **Rekonstruktion von Teilchenenergien mit dem Flüssig–Argon–Kalorimeter**

  Die in den einzelnen Auslesezellen des Flüssig–Argon–Kalorimeters erzeugten Ladungen werden zunächst in Energien umgerechnet. Hierbei werden die Signale von Auslesezellen verworfen, die einer Energie unterhalb einer festgelegten Rauschschwelle entsprechen. Diese Rauschschwelle wird für jede einzelne Auslesezelle separat aus den Daten bestimmt und liegt in der Größenordnung von 10 – 30 MeV. Die für jede Auslesezelle berechnete Energie wird anschließend auf Verluste korrigiert. Dies können Energiedepositionen in Lücken zwischen den einzelnen Modulen des Flüssig–Argon–Kalorimeters oder in dem Material sein, das sich vor dem Flüssig–Argon–Kalorimeter befindet. Ein Algorithmus faßt schließlich Auslesezellen zu Clustern zusammen.

  Ein Merkmal des Flüssig–Argon–Kalorimeters ist, das Elektronen und Hadronen gleicher Energie unterschiedliche Signale erzeugen. Die Umrechnung der in den Auslesezellen deponierten Ladungen wird so durchgeführt, daß die Energie von Elektronen korrekt rekonstruiert wird. Aus diesem Grund müssen die rekonstruierten Energien von Hadronen zusätzlich korrigiert werden. Ein Gewichtungsverfahren, das auf die feine Segmentierung des Flüssig–Argon–Kalorimeters aufbaut, führt diese Korrektur durch, für Details siehe z. B. [Wel94].

- **Rekonstruktion von Teilchenenergien mit dem BEMC**

  Jedes Modul des BEMC liefert ein Signal, das einer bestimmten Teilchenenergie entspricht. Es wird versucht benachbarte Module, in denen ein Signal ausgelesen wurde, zu Gruppen zusammenzufassen, die im folgenden als Cluster bezeichnet werden. Cluster, die einer Energie von weniger als 500 MeV entsprechen, werden verworfen, da angenommen wird, daß sie ausschließlich durch elektronisches Rauschen verursacht werden. Ein Cluster kann maximal aus 9 Modulen des BEMC bestehen. Module, die mehreren Clustern zugeordnet werden könnten, bilden eigene Cluster. Für jeden Cluster wird abgeschätzt, wieviel Energie in den nicht auslesbaren Lücken zwischen den einzelnen Modulen des BEMC und in dem Material vor dem BEMC deponiert wurde und es wird eine entsprechende Korrektur der Energie des Clusters durchgeführt.

- **Rekonstruktion von Teilchenenergien mit den Detektoren des Luminositätssystems**

  Das Signal des Elektron– und Photondetektors des Luminositätssystems wird für jede einzelne Auslesezelle in Energie umgerechnet. Anschließend wird ein Cluster gebildet, der aus der Auslesezelle mit der größten Energiedeposition und ihren direkten Nachbarn besteht. Cluster, die einer Energie von weniger als einem GeV entsprechen, werden verworfen. Zur Rekonstruktion der Energie eines Photons wird die im Vetodetektor rekonstruierte Energie zu der im Photondetektor rekonstruierten addiert, falls das Signal im Vetodetektor einer Energie von mehr als 0,3 GeV entspricht. Zusätzlich werden über die Schauerschwerpunkte im Elektron– und Photondetektor die geometrischen Punkte rekonstruiert, an denen die Teilchen in die Detektoren eingetreten sind.

Nach der Rekonstruktion durchlaufen alle Ereignisse eine Ereignisklassifikation. Hierbei wird überprüft, ob ein einzelnes Ereignis bestimmte Selektionskriterien erfüllt, die für die verschiedenen, bei HERA beobachteten Arten von Ereignissen, wie zum Beispiel Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung, Photoproduktionsereignisse, etc, typisch sind. Bei der Definition der Selektionskriterien muß darauf geachtet werden, daß sie zwar bereits auf der Stufe der Ereignisklassifikation eine möglichst effiziente Unterdrückung von Untergrundereignissen gestatten, andererseits aber keine physikalisch interessanten Ereignisse verloren gehen. Erfüllt ein Ereignis die Selektionskriterien einer Klasse, so wird es in diese Klasse eingeordnet, wobei ein einzelnes Ereignis in mehrere Klassen eingeordnet werden kann. Außerdem ist es möglich, eine bestimmte Klasse von Ereignissen in weitere Unterklassen aufzuspalten. Alle Ereignisse, die in mindestens eine Klasse eingeordnet worden sind, werden anschließend auf sogenannte DST[11]–Bänder geschrieben. Die Ereignisse, die sich auf den DST–Bändern be-

[11] **D**ata **S**ummary **T**apes

finden, bilden in der Regel die Grundlage für die weitere Datenanalyse.

3.2.9 Simulation von Ereignissen

Zur Analyse der aufgezeichneten Ereignisse ist es notwendig, das Verhalten des H1–Detektors während der Messung zu verstehen. Dies wird durch eine Simulation des Detektorverhaltens mit sogenannten Monte–Carlo–Methoden ermöglicht. Vor der eigentlichen Detektorsimulation werden mit Computerprogrammen, die Generatoren genannt werden, auf der Basis physikalischer Modelle Reaktionen simuliert, die bei der Kollision der Elektronen und Protonen stattfinden. Die Ausgabe eines Generators besteht unter anderem aus der Energie, dem Impuls und der Art aller Teilchen des Endzustandes der simulierten Reaktion. Diese Information dient als Eingabe für die anschließende Detektorsimulation mit dem Programm H1SIM. Falls nicht anders erwähnt werden in dieser Arbeit Ereignisse benutzt, die mit dem Generator DJANGO [Sch91] erzeugt wurden. DJANGO ist ein Interface zwischen den Programmen HERACLES [Kwi91] und LEPTO [Ing80]. HERACLES erzeugt Reaktionen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung auf Partonniveau, wobei elektroschwache Strahlungskorrekturen in der nächst höheren, über das Born–Niveau hinausgehenden Ordnung berücksichtigt werden. LEPTO erzeugt anschließend experimentell beobachtbare hadronische Endzustände.
H1SIM verfolgt jedes bei der simulierten Reaktion erzeugte Teilchen, das in den Detektor eintritt. Hierbei werden die Wechselwirkungen der Teilchen mit der Materie des Detektors berücksichtigt. Prozesse wie Ionisation, Streuung oder Paarbildung, etc., treten dabei mit einer Wahrscheinlichkeit auf, die aus ihren physikalischen Wirkungsquerschnitten berechnet wird. H1SIM basiert auf dem Programmpaket GEANT [Bru87], wobei die Simulation hadronischer Schauer in der Regel mit dem Programmpaket GHEISHA [Fes85] durchgeführt wird. Nachdem die Verfolgung aller Teilchen abgeschlossen ist, erzeugt H1SIM auf der Basis der Energie, die in der Simulation in den einzelnen Materialien des H1–Detektors deponiert wurde, Signale. Diese Signale werden zum einen dazu benutzt, das Verhalten des Triggers des H1–Detektors in einem weiteren Schritt zu simulieren. Zum anderen können sie wie Daten mit dem Programm H1REC zur weiteren Analyse rekonstruiert werden.

Kapitel 4

Ereignisselektion

In dieser Arbeit werden verschiedene Stichproben von Ereignissen analysiert. Die einzelnen Stichproben bestehen aus Kandidaten für

- tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung,
- tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten, hochenergetischen Photon,
- tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC,
- quasi-reelle QED–Compton–Streuung und
- Bremsstrahlung.

In diesem Kapitel wird beschrieben, unter Benutzung welcher Schnitte die einzelnen Stichproben aus den in der Datennahmeperiode 1993 mit dem H1–Detektor aufgezeichneten Daten selektiert wurden.

4.1 Selektion von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung

In Kapitel 5 werden Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung benutzt, um die Kalibrierung des BEMC zu überprüfen. Außerdem werden sie zur Analyse des Untergrundes von Ereignissen benötigt, bei denen ein hochenergetisches Photon vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wurde, siehe hierzu z.B. Abschnitt 5.4.
Die Selektion von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung basiert darauf, einen Cluster im BEMC zu finden, der durch die Energiedeposition des gestreuten Elektrons verursacht wurde. Die wesentliche Annahme ist dabei, daß dies derjenige Cluster im BEMC ist, der die größte rekonstruierte

Energie E_{clust} besitzt. Abbildung 4.1 zeigt das Spektrum von E_{clust}. Deutlich ist ein Maximum bei einer Energie E_{clust} zu erkennen, die ungefähr der Energie des einlaufenden Elektrons von 26,7 GeV entspricht. Da die genaue Position dieses Maximums nur sehr schwach von den Strukturfunktionen des Protons abhängt, kann es dazu benutzt werden, die Kalibrierung des BEMC zu überprüfen, siehe Kapitel 5. Außerdem ist in Abbildung 4.1 ein Anstieg bei kleinen E_{clust} beobachtbar. Wie im folgenden erläutert wird, ist dieser Anstieg im wesentlichen durch den Untergrund aus Photoproduktionsereignissen verursacht: Bei Photoproduktionsereignissen wird das Elektron unter einem so kleinen Winkel gestreut, daß es den H1–Detektor durch die Strahlröhre verläßt und unter Umständen den Elektrondetektor des Luminositätssystems trifft. Der Cluster mit der größten im BEMC rekonstruierten Energie E_{clust} wird dann durch ein Teilchen des hadronischen Endzustandes verursacht. Hierdurch wird lediglich vorgetäuscht, daß das gestreute Elektron das BEMC getroffen hat. Abbildung 4.2 zeigt das Spektrum von E_{clust} von Kandidaten für Photoproduktion. Für die gezeigten Ereignisse wurde gefordert, daß im Elektrondetektor des Luminositätssystems ein Cluster mit einer Energie $E_{ED} > 5\text{GeV}$ rekonstruiert wurde. Um sicherzustellen, daß es sich bei diesen Ereignissen nicht um eine zufällige Koinzidenz von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem gleichzeitig stattfindenden Bremsstrahlungsereignis handelt, wurde außerdem für die im Photondetektor rekonstruierte Energie $E_{PD} < 1\text{GeV}$ und zusätzlich $\sum_{l=1}^{N_{\text{Teilchen}}}(E_l - p_{z,l}) < 60\text{GeV}$ gefordert[1], wobei die Summe über alle im H1–Detektor und im Luminositätssystem sichtbaren Teilchen läuft. E_l bezeichne die Energie des Teilchens l und $p_{z,l}$ dessen Impulskomponente in z–Richtung. Auf Grund der Viererimpulserhaltung sollte für ein Photoproduktionsereignis im Rahmen der experimentellen Auflösung $\sum_{l=1}^{N_{\text{Teilchen}}}(E_l - p_{z,l}) = 2E_e$ gelten, wogegen sich für eine zufällige Koinzidenz eines Ereignisses der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem Bremsstrahlungsereignis ein wesentlich höherer Wert ergeben sollte.

Das in Abbildung 4.2 gezeigte Spektrum der Kandidaten für Photoproduktionsereignisse steigt mit fallendem E_{clust} stark an. Um eine hinreichend untergrundfreie Stichprobe von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung zu selektieren ist es daher notwendig zu fordern, daß die größte in einem Ereignis im BEMC rekonstruierte Energie E_{clust} oberhalb einer festen Schranke liegt. In dieser Analyse wurde $E_{\text{clust}} > 10$ GeV gefordert.

Eine weitere Unterdrückung des Untergrundes durch Photoproduktionsereignisse läßt sich durch einen Schnitt auf den Radius r_{clust} des Clusters mit der größten im BEMC rekonstruierten Energie erreichen. Hierbei wird ausgenutzt, daß bei Photoproduktionsereignissen auch Hadronen einen Cluster im BEMC erzeugen können, dessen Radius r_{clust} in der Regel größer als der eines elektromagnetischen

[1]Ohne diesen Schnitt wäre in der in Abbildung 4.2 gezeigten Verteilung eine geringe Anhäufung von Ereignissen mit einer Energie $E_{\text{clust}} \approx E_e$ sichtbar, wie sie in Stichproben von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung auftritt.

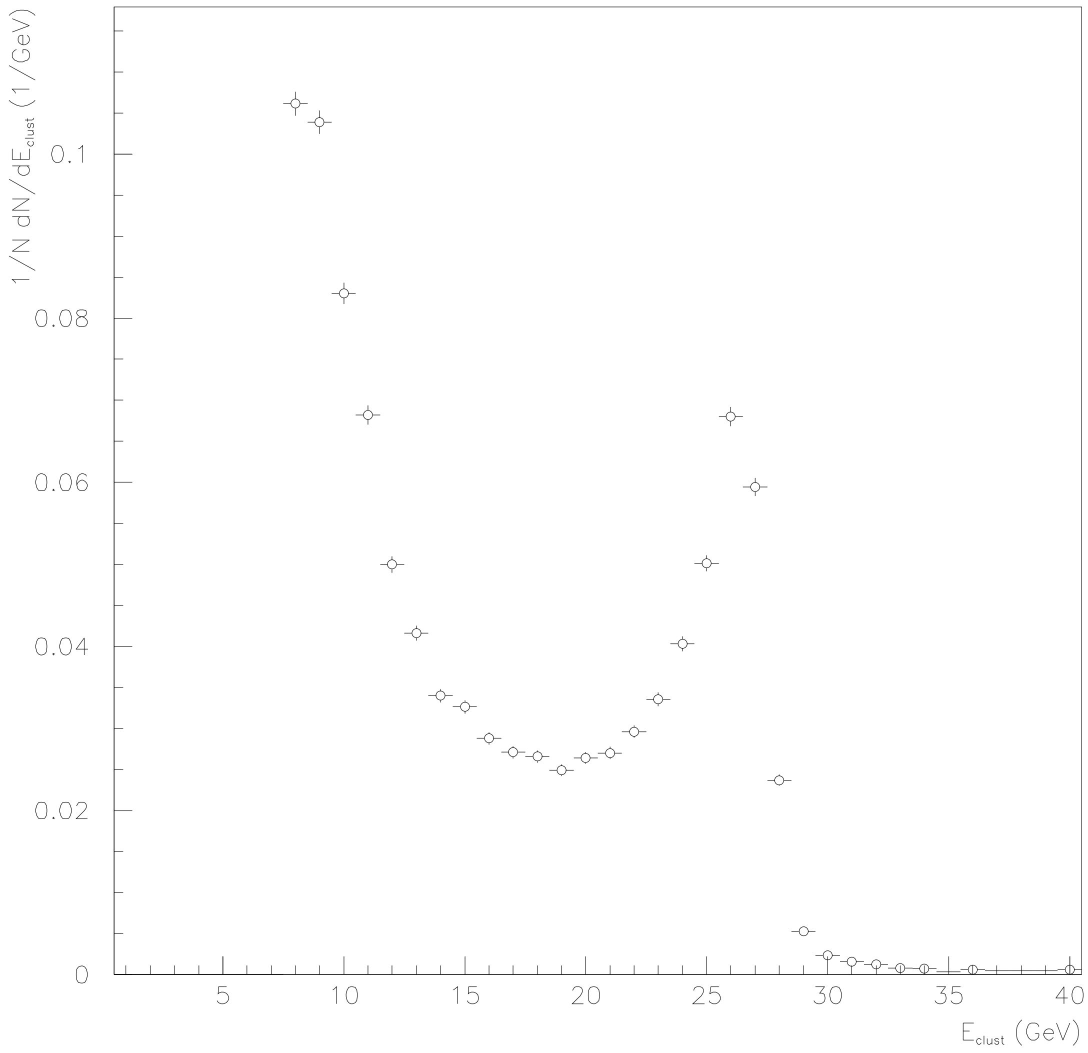


Abbildung 4.1: Spektrum der größten in einem Ereignis im BEMC rekonstruierten Energie $E_{\rm clust}$.

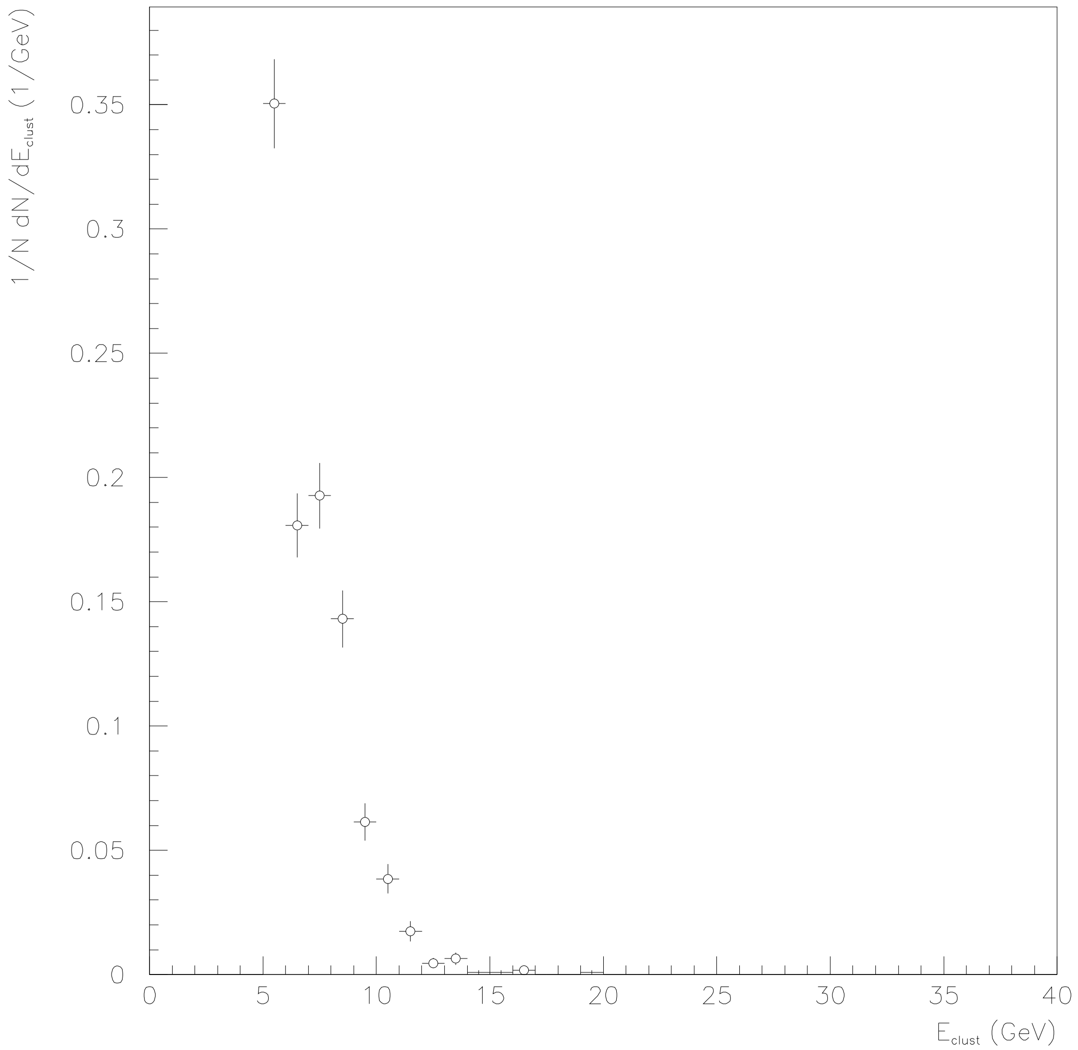


Abbildung 4.2: Spektrum der größten in einem Ereignis im BEMC rekonstruierten Energie E_{clust} für laut Text selektierte Photoproduktionsereignisse.

Clusters ist. Jedes Modul des BEMC wird über maximal 6 Photodioden ausgelesen. Es sei E^j_{diode} die Energie, die dem Signal entspricht, das von der Photodiode j des BEMC ausgelesen wurde. x_{s} und y_{s} seien die Koordinaten des Schwerpunktes des Clusters und x_j sowie y_j bezeichnen den geometrischen Ort der Photodiode j in der Ebene senkrecht zur Strahlachse. Dann ist r_{clust} gegeben durch:

$$r_{\text{clust}} = \frac{1}{E_{\text{clust}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{Dioden}}} E^j_{\text{diode}} \sqrt{(x_{\text{s}} - x_j)^2 + (y_{\text{s}} - y_j)^2}, \tag{4.1}$$

wobei N_{Dioden} die Anzahl der Photodioden bezeichne, deren Signal einen Beitrag zur Energie des Clusters liefern. Abbildung 4.3 zeigt Verteilungen für r_{clust}. In Abbildung 4.3a) ist r_{clust} für Ereignisse aufgetragen, bei denen 24 GeV $\leq E_{\text{clust}} \leq$ 29GeV ist. Wie oben erläutert wurde, existiert in dem ausgewählten Bereich von E_{clust} kein Untergrund durch Photoproduktionsereignisse, siehe Abbildung 4.2. Somit sollten diese Cluster fast ausschließlich durch Elektronen verursacht sein. Es sind nur sehr wenige Einträge mit $r_{\text{clust}} > 4$ cm sichtbar. Abbildung 4.3b) zeigt die Verteilung von r_{clust} für die schon oben benutzten Kandidaten für Photoproduktionsereignisse. Es ist deutlich zu erkennen, daß für viele Ereignisse größere Werte für r_{clust} rekonstruiert werden. Die transversale Ausdehnung eines von einem Elektron ausgelösten elektromagnetischen Schauers ist in guter Näherung unabhängig von der Energie des Elektrons [Ama81]. Daher wurde zur Selektion der Stichprobe für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung $r_{\text{clust}} <$ 4cm gefordert.
Außerdem wurde zur Selektion gefordert, daß die einzelnen Ereignisse durch ein Triggersignal des BEMC als Kandidat für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung gekennzeichnet wurden. Die Schwelle des entsprechenden Triggers war auf eine Energie von ungefähr 8 GeV eingestellt. Weiterhin wurden solche Ereignisse verworfen, bei denen im Flugzeitzähler in der Auslesezelle, die sich direkt hinter dem Cluster mit der größten Energie im BEMC befindet, ein Signal im Untergrundfenster registriert wurde.
Um den Streuwinkel des Elektrons bestimmen zu können, ist es notwendig, daß in einem Ereignis der genaue Ort des Wechselwirkungspunktes rekonstruiert wird. Während die Position des Wechselwirkungspunktes in der Ebene senkrecht zur Strahlachse sehr stabil ist, fluktuiert die Koordinate z_{wwp} des Wechselwirkungspunktes in Richtung der Strahlachse stark, da die in HERA kreisenden Protonpakete während der in dieser Arbeit untersuchten Datennahmeperiode 1993 eine Länge in der Größenordnung von 10 cm besitzen. Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung von z_{wwp} für Ereignisse mit 24 GeV $\leq E_{\text{clust}} \leq$ 29GeV. Die für z_{wwp} rekonstruierten Werte verteilen sich in guter Näherung symmetrisch zum beobachtbaren Maximum, das bei $z_{wwp} \approx -5$cm liegt. Für Ereignisse, deren z_{wwp} stark von dem Wert $z_{wwp} = -5$cm abweicht, kann nicht ausgeschlossen werden, daß sich die Akzeptanz einzelner Komponenten des H1–Detektors wesentlich von den nominellen Werten unterscheidet. Aus diesem Grund wurde gefordert, daß $-55\text{cm} \leq z_{wwp} \leq 45\text{cm}$ gilt.

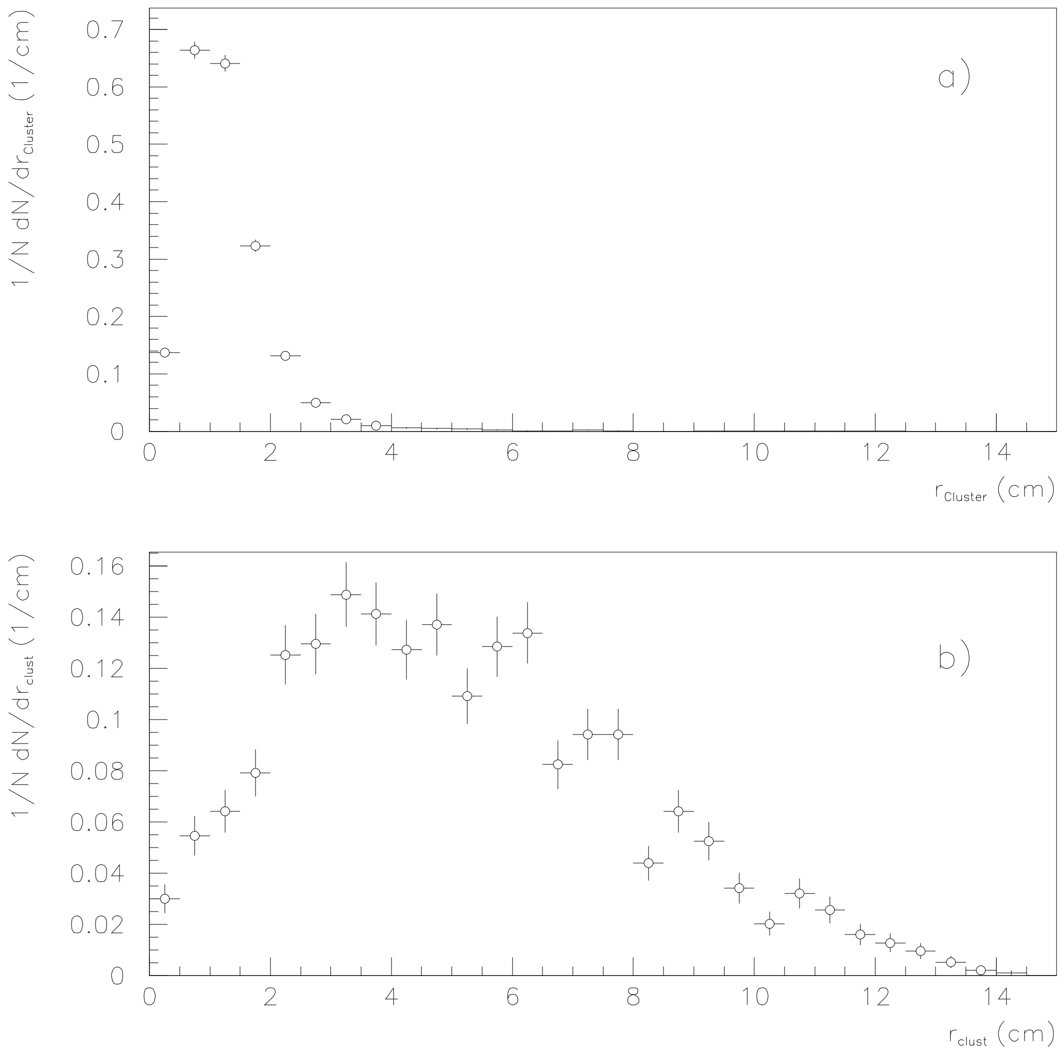


Abbildung 4.3: Verteilung der Radien r_{clust} der Cluster im BEMC mit der größten rekonstruierten Energie. a.) Für aus den Daten selektierte Kandidaten der tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit 24 GeV $\leq E_{\text{clust}} \leq$ 29 GeV. b.) Für aus den Daten selektierte Kandidaten für Photoproduktionsereignisse.

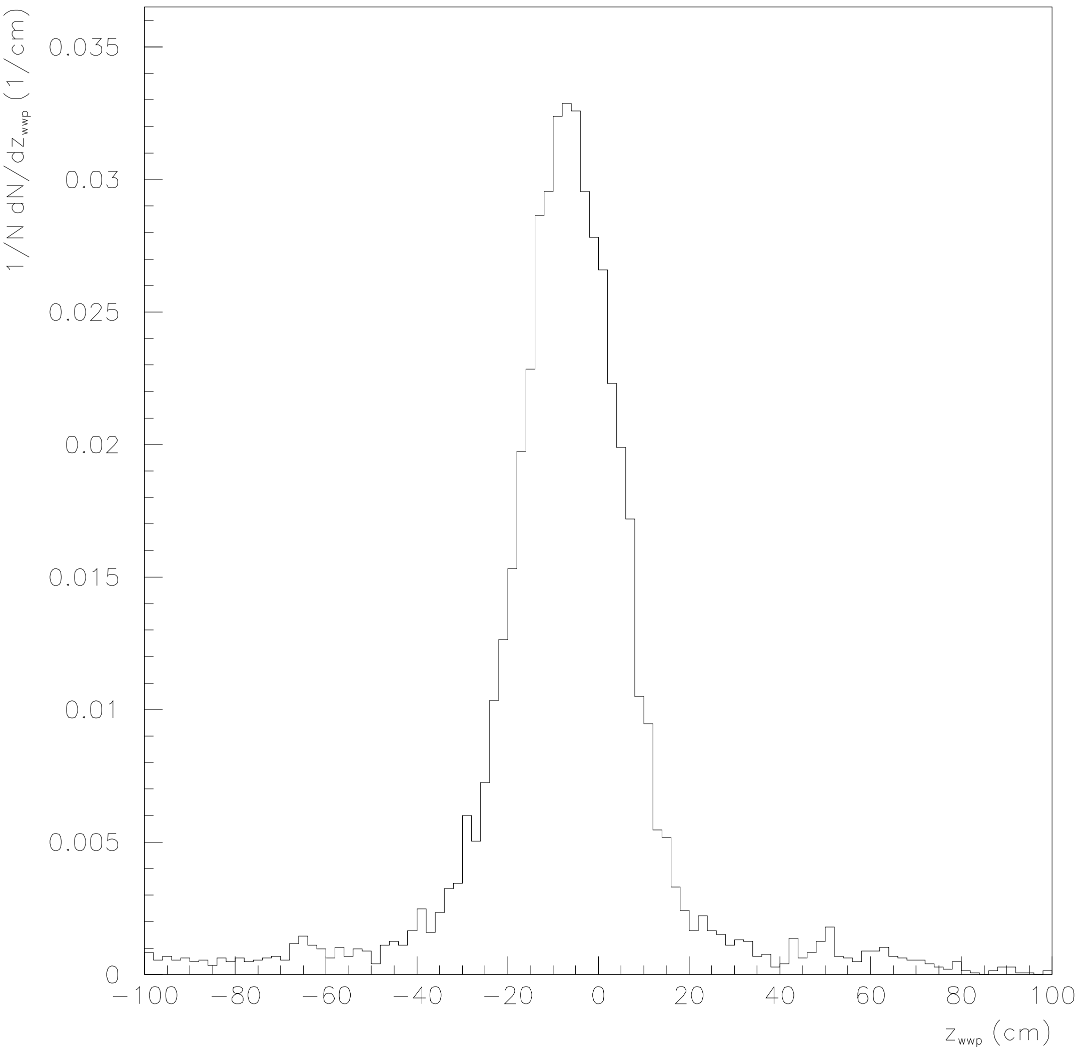


Abbildung 4.4: Verteilung der Koordinate z_{wwp} des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes von Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung.

Die geometrische Position des Schwerpunktes des Clusters, der durch das gestreute Elektron im BEMC erzeugt wird, erlaubt nur eine relativ ungenaue Bestimmung des Streuwinkels θ_e des Elektrons. Aus diesem Grund wird überprüft, ob ein Punkt rekonstruiert werden konnte, an dem das gestreute Elektron die BPC durchquert hat. Dabei wird angenommen, daß dies derjenige rekonstruierte Punkt in der BPC ist, der in der Ebene senkrecht zur Strahlachse den geringsten Abstand zum Schwerpunkt des Clusters hat. Dieser geringste Abstand wird im folgenden mit d_{BPC} bezeichnet. Abbildung 4.5a) zeigt die Verteilung von d_{BPC} für Ereignisse mit 24 GeV $\leq E_{\text{clust}} \leq$ 29 GeV. Durch die Auswahl dieses Intervalls für E_{clust} wird nicht nur sichergestellt, daß diese Ereignisse wenig Untergrund enthalten. So hohe Energien des gestreuten Elektrons entsprechen außerdem kleinen Werten der Skalenvariable y, siehe Gleichung 2.7. Der mittlere Polarwinkel $\langle\theta_{hadr}\rangle$ des hadronischen Endzustandes nimmt nach Gleichung 2.23 für einen festen Wert des Streuwinkels θ_e des Elektrons mit abfallendem y ab. Daher kann erwartet werden, daß die Teilchen des hadronischen Endzustandes im wesentlichen kleine Winkel mit der Richtung des einlaufenden Protons einschließen, wodurch die Wahrscheinlichkeit, daß in einem Ereignis neben dem Elektron auch andere geladene Teilchen die BPC durchqueren, verringert wird. Somit sollten in der BPC rekonstruierte Punkte fast ausschließlich vom gestreuten Elektron stammen.
In den Daten sind nur sehr wenige Einträge mit $d_{BPC} >$ 5cm vorhanden. Aus diesem Grund wurde zur Selektion von Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung $d_{BPC} <$ 5cm gefordert. Ohne diesen Schnitt besteht die Möglichkeit, daß zur Bestimmung des Streuwinkels θ_e ein anderer in der BPC rekonstruierter Punkt benutzt wird, der nicht durch das gestreute Elektron verursacht wurde. Aus der in Abbildung 4.5b) gezeigten Verteilung von d_{BPC} von Kandidaten für Photoproduktionsereignisse ergibt sich außerdem, daß der Schnitt $d_{BPC} <$ 5cm eine weitere Unterdrückung des Untergrunds durch Photoproduktionsereignisse ermöglicht.
Die vier Module des BEMC, die die Strahlröhre direkt umgeben, siehe Abbildung 3.4, waren in der Datennahmeperiode 1993 nicht in der Lage, ein Triggersignal zu geben. Für z_{wwp} = -55 cm beträgt der minimale Streuwinkel, bei dem ein Elektron eines dieser vier Module trifft, $\theta_e \approx 172^o$. Außerdem deckt die BPC nur den Polarwinkelbereich $\theta_e > 160^o$ ab, falls die Koordinate z_{wwp} des Wechselwirkungspunktes den oben maximal zugelassenen Wert von +45 cm besitzt. Daher wird zur Selektion von Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung gefordert, daß für den Streuwinkel θ_e des Elektrons $160^o \leq \theta_e \leq 172^o$ gilt. Außerdem wurden Ereignisse aus Runs verworfen, in denen einzelne Komponenten des H1–Detektors nicht einwandfrei funktioniert haben. Die in den verbleibenden Runs aufgenommenen Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von $L = 245 \pm 12\text{nb}^{-1}$.
Die folgende Liste faßt die zur Selektion von Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung benutzten Schnitte zusammen:

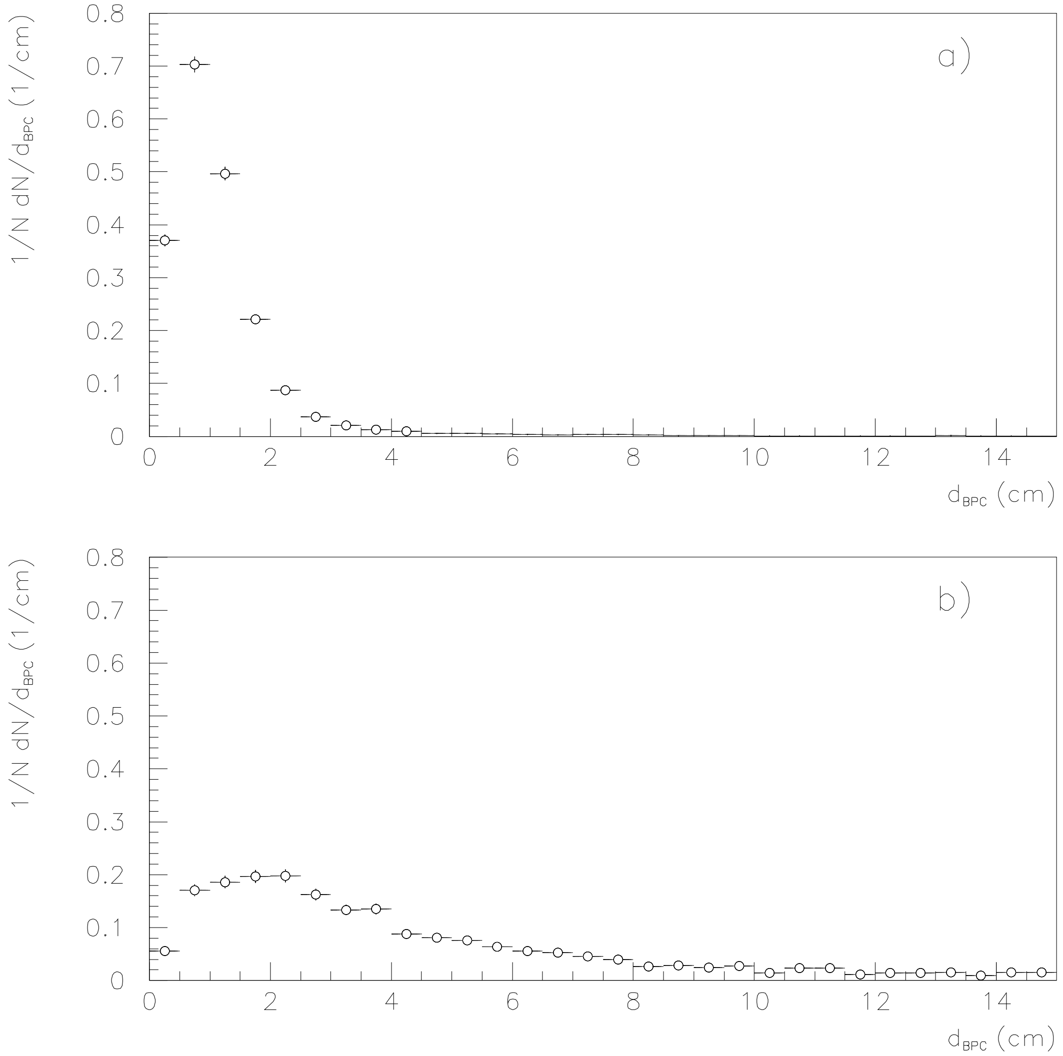


Abbildung 4.5: Verteilung des Abstands d_{BPC}. Zur Definition von d_{BPC} siehe Text. a.) Für Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit 24 GeV $\leq E_{\rm clust} \leq$ 29 GeV. b.) Für Kandidaten für Photoproduktionsereignisse.

- $E_{\text{clust}} > 10$ GeV,
- $r_{\text{clust}} < 4$ cm,
- das Ereignis wurde durch ein Triggersignal des BEMC als Kandidat für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung gekennzeichnet,
- es wurde kein Signal im Untergrundfenster in derjenigen Auslesezelle des Flugzeitzählers registriert, die sich direkt hinter dem Cluster mit der größten im BEMC rekonstruierten Energie befindet,
- es wurde ein Wechselwirkungspunkt, mit $-55\text{cm} \leq z_{wwp} \leq 45\text{cm}$ rekonstruiert,
- $d_{BPC} < 5$ cm,
- $160^o \leq \theta_e \leq 172^o$ und
- Ereignisse aus Runs, in denen Komponenten des H1–Detektors nicht einwandfrei funktionierten, wurden verworfen.

4.2 Selektion von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten, hochenergetischen Photon

Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung, bei denen ein hochenergetisches Photon vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wurde, werden in dieser Arbeit benutzt, um die Kalibrierung der Kalorimeter des H1–Detektors zu überprüfen, siehe Kapitel 5, und um einen der experimentell zugänglichen Beiträge zu den Strahlungskorrekturen in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung zu messen, siehe Kapitel 6. Außerdem kann mit diesen Ereignissen, wie in Kapitel 6 gezeigt wird, die tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung in einem kinematischen Bereich untersucht werden, der bisher nicht zugänglich war. Zur Selektion der entsprechenden Stichprobe wurden dieselben Schnitte benutzt, die im vorherigen Abschnitt beschrieben worden sind. Als zusätzlicher Schnitt wurde gefordert, daß mit Hilfe des Photondetektors und des Vetodetektors des Luminositätssystems ein Cluster mit einer Energie $E_{PD} + E_{\text{veto}}$ von mindestens 5 GeV rekonstruiert wurde. Dieser Schnitt ist notwendig, da sich der Photondetektor sehr nahe an der Strahlröhre befindet und einem hohen Untergrund ausgesetzt ist. Dieser Untergrund erzeugt aber im wesentlichen nur niederenergetische Cluster im Photondetektor.

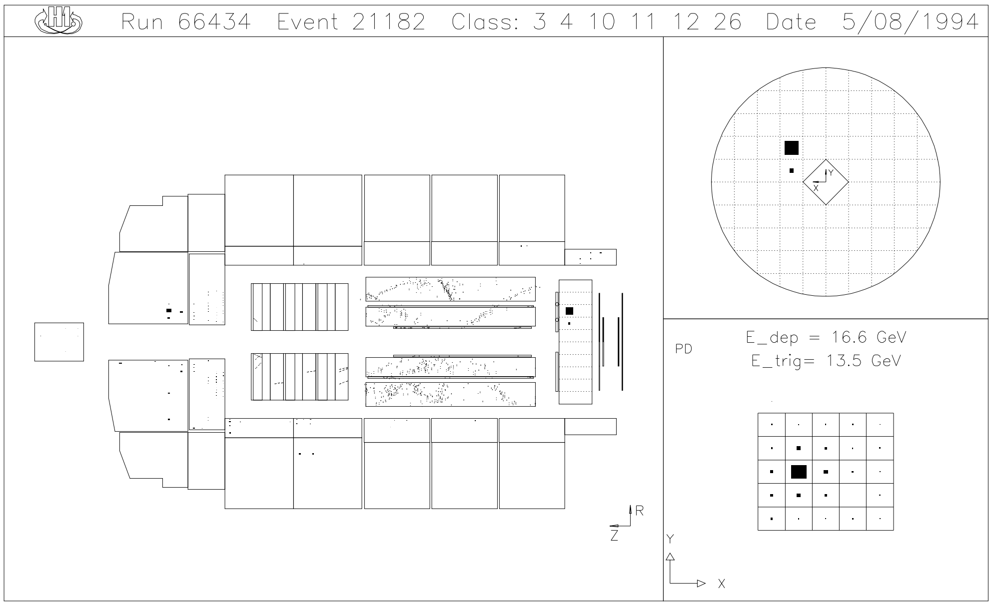


Abbildung 4.6: Beispiel für ein Ereignis, das mit den im Text beschriebenen Schnitten als ein Kandidat für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon selektiert wurde. Oben rechts ist ein Schnitt durch das BEMC senkrecht zur Strahlachse gezeigt, in dem der durch das gestreute Elektron verursachte Cluster sichtbar ist. Das Bild rechts unten zeigt den Photondetektor des Luminositätssystems mit dem Cluster, der durch das abgestrahlte Photon erzeugt wurde.

Außerdem ist es möglich, das am Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors gleichzeitig ein Ereignis der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung und ein Bremsstrahlungsereignis $ep \to ep\gamma$ stattfinden. Bei vielen solcher zufälligen Koinzidenzen trifft das gestreute Elektron des Bremsstrahlungsereignisses den Elektrondetektor des Luminositätssystems. Zur Unterdrückung dieser zufälligen Koinzidenzen wird daher gefordert, daß im Elektrondetektor des Luminositätssystems kein Cluster mit einer Energie $E_{ED} > 1$GeV rekonstruiert wurde.
Abbildung 4.6 zeigt ein Ereignis, das als Kandidat für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit Abstrahlung eines hochenergetischen Elektrons vom einlaufenden Elektron selektiert wurde. Die folgende Liste faßt die Schnitte zusammen, die zusätzlich zu den in Abschnitt 4.1 erläuterten verwendet wurden:

- $E_{PD} + E_{\text{veto}} > 5$GeV und

- es wurde kein Cluster im Elektrondetektor des Luminositätssystems mit einer Energie $E_{ED} > 1\mathrm{GeV}$ rekonstruiert.

4.3 Selektion von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC

Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC stellen einen der experimentell zugänglichen Beiträge zu den Strahlungskorrekturen dar.
Zur Selektion dieser Ereignisse müssen alle in Abschnitt 4.1 erläuterten Schnitte erfüllt sein. Im folgenden wird erläutert welche weiteren Schnitte außerdem benutzt werden: In der Ereignisklassifikation werden nur solche Ereignisse als Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC angesehen, die neben dem Cluster des gestreuten Elektrons einen zweiten Cluster mit einer Energie von mindestens 3 GeV aufweisen. Dieser Schnitt auf die Energie des zweiten Clusters wurde benutzt, um den Untergrund durch niederenergetische Teilchen des hadronischen Endzustandes zu unterdrücken. Der Schnitt wird dabei auf eine Energie durchgeführt, die nicht auf Energiedepositionen im Material vor dem BEMC und in den Lücken zwischen den einzelnen Modulen des BEMC korrigiert wurde. Abbildung 4.7 zeigt den Einfluß dieser Korrektur für Ereignisse, die mit den Schnitten aus Abschnitt 4.1 als Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung selektiert wurden. Gezeigt ist die Größe $(E_{\mathrm{clus}} - E_{\mathrm{uncorr}})/E_{\mathrm{clus}}$, wobei E_{uncorr} die Energie des Clusters mit der höchsten Energie im BEMC vor der Korrektur bezeichnet. Für den überwiegenden Teil der selektierten Ereignisse liegt die Korrektur in der Größenordnung von einigen Prozent. In wenigen Fällen kann sie aber fast 30% betragen. Aus diesem Grund wurde zur Selektion von Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC gefordert, daß die Energie E_{clust2} des Clusters mit der zweitgrößten Energie im BEMC nach der Korrektur mehr als 4 GeV beträgt. Hierdurch wird gewährleistet, daß all diejenigen Ereignisse verworfen würden, die bereits bei der Ereignisklassifikation verworfen worden sind. Zusätzlich wurden nur Ereignisse selektiert, bei denen in der Auslesezelle des Flugzeitzählers, die sich direkt hinter dem Cluster mit der zweitgrößten Energie im BEMC befindet, kein Signal im Untergrundfenster registriert wurde. Außerdem wurde gefordert, daß für den Streuwinkel θ_2, der sich aus dem Schwerpunkt dieses Clusters und dem rekonstruierten Ort des Wechselwirkungspunktes ergibt, $160^o \leq \theta_2 \leq 172^o$ gilt, damit die Energie des Teilchens, das den Cluster erzeugt hat, möglichst vollständig im BEMC absorbiert wird.
Unter den Ereignissen, für die $E_{\mathrm{clust2}} > 4$ GeV gilt, befinden sich auch solche, bei denen der Cluster mit der zweitgrößten Energie im BEMC durch ein Teilchen des

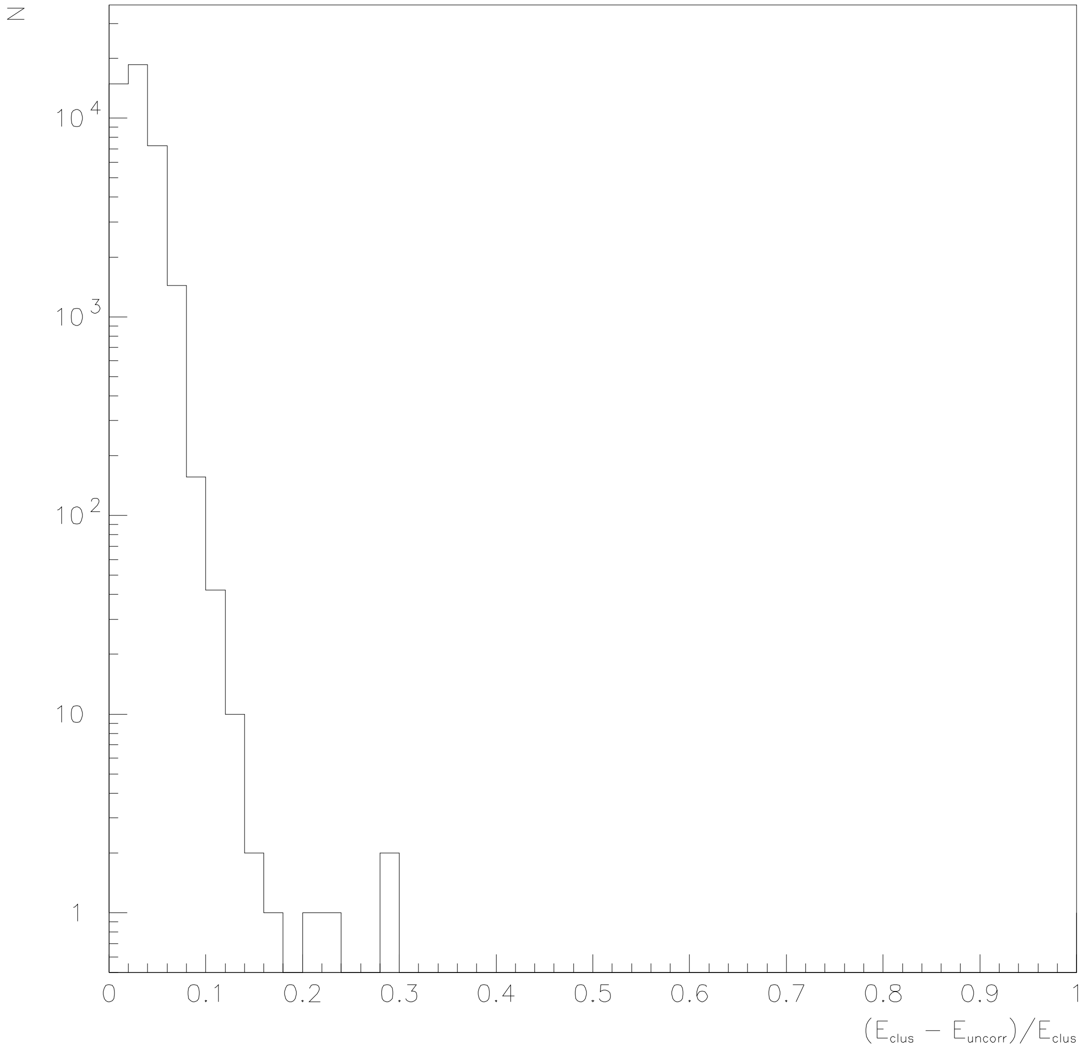


Abbildung 4.7: Größe der Korrektur auf die Energiedeposition im Material vor dem BEMC und in den Lücken zwischen den einzelnen Modulen des BEMC. Gezeigt ist $(E_{\text{clus}} - E_{\text{uncorr}})/E_{\text{clus}}$ für Ereignisse, die mit den Schnitten aus Abschnitt 4.1 als Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung selektiert wurden.

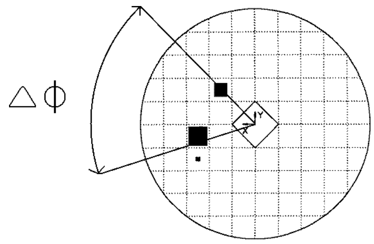


Abbildung 4.8: Definition des Winkels $\Delta\phi$. Gezeigt ist ein Schnitt durch das BEMC senkrecht zur Richtung der Strahlachse. Die eingezeichneten Linien laufen durch die Schwerpunkte der beiden Cluster.

hadronischen Endzustandes erzeugt wurde, so daß ein abgestrahltes Photon lediglich vorgetäuscht wird. Daher wird für den Radius r_{clust2} dieses Clusters $r_{\mathrm{clust2}} <$ 4cm gefordert, wobei r_{clust2} entsprechend Gleichung 4.1 definiert ist. Eine weitere Unterdrückung von vorgetäuschten Photonen ergibt sich aus der folgenden Überlegung: Die Transversalimpulsbilanz des gestreuten Elektrons und des hadronischen Endzustandes muß ausgeglichen sein. Daher kann erwartet werden, daß im Falle eines vorgetäuschten Photons der Winkel $\Delta\phi$, siehe Abbildung 4.8, zwischen den Schwerpunkten des Clusters des Elektrons und des Clusters des vorgetäuschten Photons bevorzugt große Werte besitzt. Aus diesem Grund wird $\Delta\phi < 90^o$ gefordert.
Aus Gleichung 2.23 folgt, daß bei festem θ_e hohe Werte der Skalenvariablen y hohen Werten des mittleren Streuwinkels $\langle\theta_{hadr}\rangle$ des hadronischen Endzustandes entsprechen. Somit sollte die Anzahl der Teilchen des hadronischen Endzustandes, die das BEMC treffen, mit ansteigendem y größer werden. Die Berechnung von y mit Methode A aus Abschnitt 2.1.2, die die Energie und den Polarwinkel des gestreuten Elektrons benutzt, führt bei Ereignissen mit Abstrahlung eines hochenergetischen Photons, das einen zusätzlichen Cluster im BEMC erzeugt, zu falschen Resultaten. Daher wird hier die Jaquet–Blondel–Methode, in Abschnitt 2.1.2 als Methode B bezeichnet, zur Berechnung von y benutzt. Unter der Annahme, daß der Cluster mit der zweitgrößten Energie im BEMC durch ein abgestrahltes Photon verursacht wurde, das nicht zum hadronischen Endzustand gehört, liefert dieser Cluster bei der Berechnung von y_{JB} keinen Beitrag zu der Summe in Gleichung 2.12. Im Falle eines vorgetäuschten Photons bedeutet dies allerdings, daß ein mit $y_{JB,\mathrm{falsch}}$ bezeichneter Wert anstelle von y_{JB} bestimmt wird, der systematisch zu niedrig liegt. Abbildung 4.9 zeigt, daß ein Schnitt in y_{JB} erlaubt, vorgetäuschte Photonen zu unterdrücken. Abbildung 4.9a) zeigt die Anzahl N von simulierten Ereignissen in Abhängigkeit von y_{JB}, die die bisher in diesem Abschnitt dargestellten Schnitte erfüllen und bei denen der Cluster mit der zweitgrößten Energie im BEMC durch ein abgestrahltes Photon ausgelöst

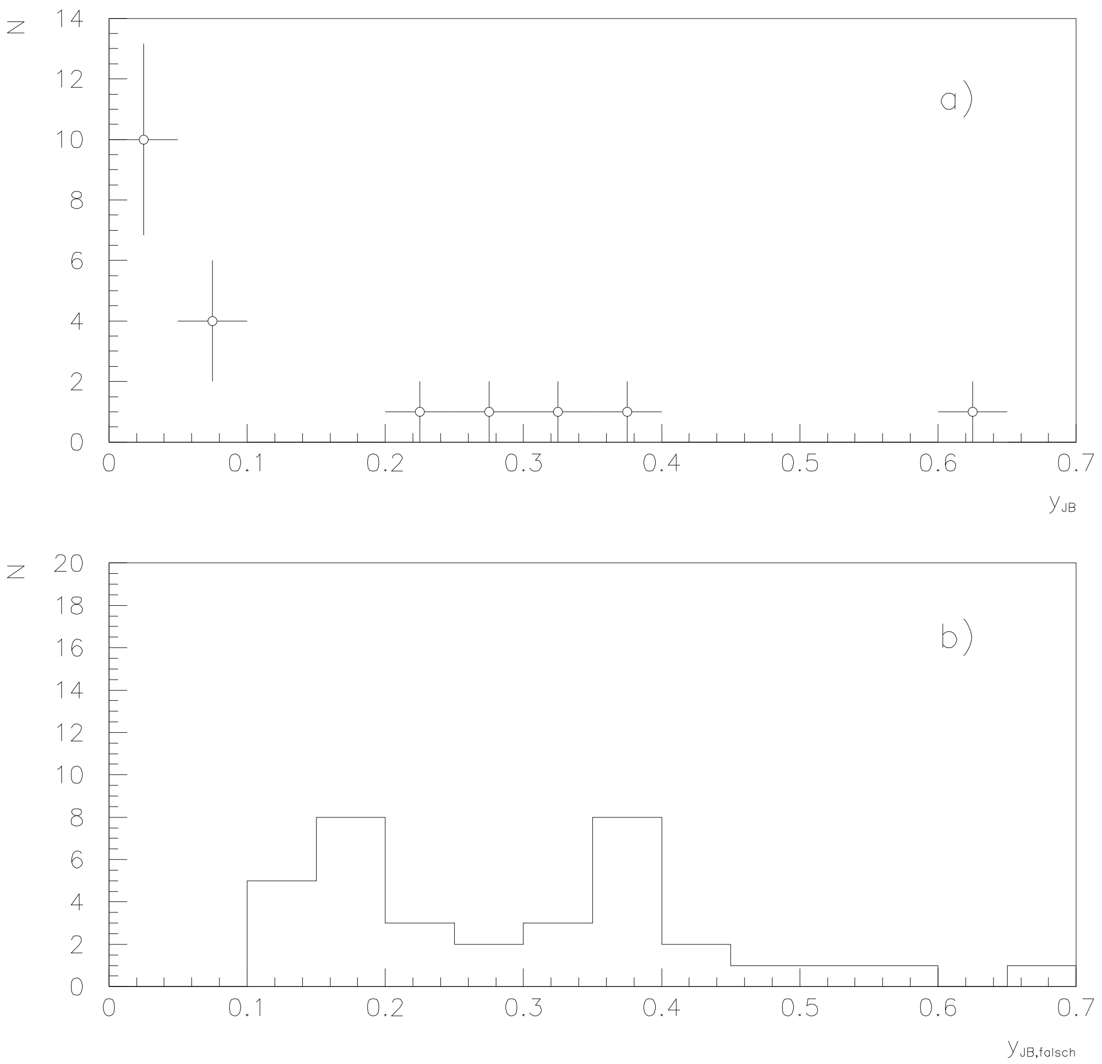


Abbildung 4.9: Anzahl N von simulierten Ereignissen in Abhängigkeit von y_{JB}. a) zeigt simulierte Ereignisse, bei denen der Cluster mit der zweitgrößten Energie im BEMC durch ein abgestrahltes Photon ausgelöst wurde. In b) ist N gegen $y_{JB,\text{falsch}}$ für Ereignisse aufgetragen, bei denen der Cluster mit der zweitgrößten Energie im BEMC durch ein vorgetäuschtes Photon verursacht wurde.

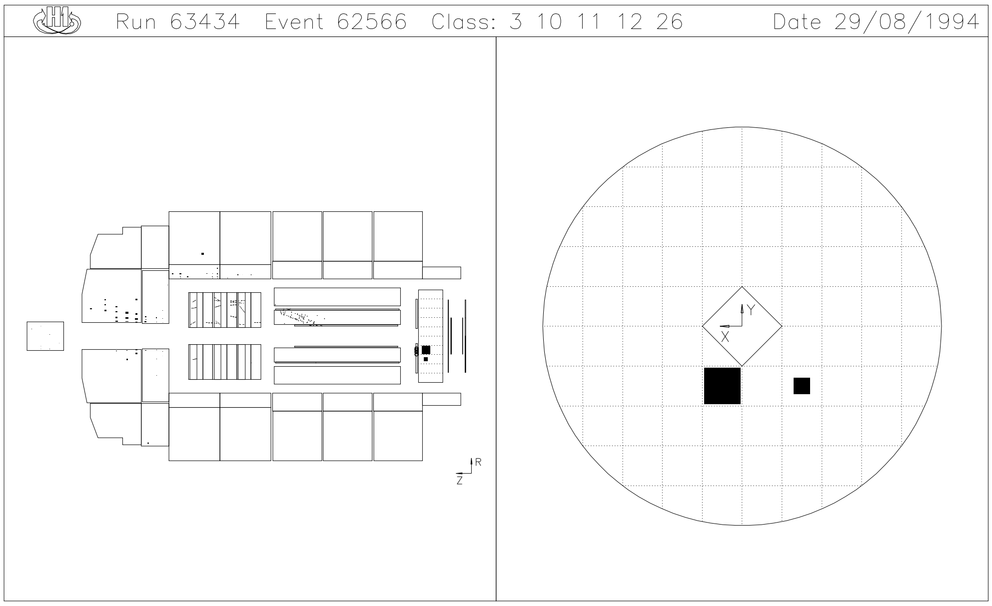


Abbildung 4.10: Beispiel für ein Ereignis, das mit den im Text beschriebenen Schnitten als ein Kandidat für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC selektiert wurde.

wurde. Die Stichprobe der simulierten Ereignisse entspricht einer integrierten Luminosität von $509 \mathrm{nb}^{-1}$. Dies ist ungefähr um einen Faktor zwei höher als die integrierte Luminosität der Daten. In Abbildung 4.9b) ist die Anzahl N der Ereignisse in Abhängigkeit von $y_{JB,\mathrm{falsch}}$ aufgetragen, die die bisher in diesem Abschnitt dargestellten Schnitte erfüllen und bei denen der Cluster mit der zweitgrößten Energie im BEMC durch ein vorgetäuschtes Photon verursacht ist. Lediglich im Bereich $y_{JB} < 0,1$ werden in der Stichprobe der simulierten Ereignisse nur solche Ereignisse selektiert, bei denen ein Photon abgestrahlt wurde. Für $y_{JB} > 0,1$ ist eine Trennung vom Untergrund durch vorgetäuschte Photonen nicht möglich. Aus diesem Grund wird im folgenden $y_{JB} < 0,1$ gefordert.
Als Schnitte zur Selektion von Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC, die über die in Abschnitt 4.1 genannten hinausgehen, ergeben sich somit:

- $E_{\mathrm{clust2}} > 4$ GeV,
- kein Signal im Untergrundfenster in der Auslesezelle des Flugzeitzählers,

die sich direkt hinter dem Cluster mit der zweitgrößten Energie im BEMC befindet,

- $160^o \leq \theta_2 \leq 172^o$,
- $r_{\text{clust2}} < 4$cm,
- $\Delta\phi < 90^o$ und
- $y_{JB} < 0,1$.

Abbildung 4.10 zeigt ein Beispiel für ein Ereignis, das mit den in diesem Abschnitt beschriebenen Schnitten als Kandidat für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC selektiert wurde.

4.4 Selektion von Ereignissen der quasi-reellen QED–Compton–Streuung

Die quasi–reelle QED–Compton–Streuung stellt einen der experimentell zugänglichen Beiträge zu den Strahlungskorrekturen dar. Da bei diesen Ereignissen eine elastische Streuung am Proton vorliegt, existiert eine feste Beziehung zwischen den Streuwinkeln des Elektrons und des abgestrahlten Photons mit der Energie der beiden Teilchen. Dies kann, wie in Kapitel 5 gezeigt wird, dazu ausgenutzt werden die Kalibrierung des BEMC zu überprüfen. Außerdem erlauben Ereignisse der quasi-reellen QED–Compton–Streuung eine unabhängige Überprüfung der Messung der Luminosität, da der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß theoretisch berechnet werden kann, siehe Gleichung 2.74. Diese Überprüfung wird in Kapitel 6 durchgeführt. Charakteristisch für ein Ereignis der quasi–reellen QED–Compton–Streuung ist, daß im Detektor lediglich zwei Cluster rekonstruiert werden, die von dem gestreuten Elektron und dem abgestrahlten Photon verursacht werden. Da das Proton bei diesen Ereignissen nicht zerstört und nur unter einem sehr kleinen Winkel gestreut wird, verläßt es den Detektor ohne ein Signal zu erzeugen. Die Analyse von Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung beschränkt sich auf solche Ereignisse, bei denen beide Cluster im BEMC rekonstruiert werden, da eine Einbeziehung von Clustern aus dem Flüssig–Argon–Kalorimeter nur eine unwesentlich größere Anzahl von selektierten Ereignissen bedeuten würde.
Zur Selektion von Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung wird gefordert, daß im BEMC genau zwei Cluster rekonstruiert wurden. In den Auslesezellen des Flugzeitzählers, die sich direkt hinter den beiden Clustern befinden, darf kein Signal im Untergrundfenster registriert worden sein. Da die vier Module des BEMC, die die Strahlröhre direkt umgeben, kein Triggersignal erzeugen können, wurde außerdem gefordert, daß zumindest in einem der beiden Cluster

eine Energie von mehr als 10 GeV außerhalb dieser vier Module rekonstruiert wurde. Hierdurch wird sichergestellt, daß die Effizienz des Triggers des BEMC hinreichend groß ist.
Abbildung 4.11 zeigt die Verteilung von $E_{\rm clust2}$ für simulierte Ereignisse. Da in den simulierten Ereignissen keine Cluster mit $E_{\rm clust2} < 4 GeV$ auftreten, werden auch aus den Daten lediglich Ereignisse mit $E_{\rm clust2} > 4$ GeV selektiert.
Bei Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung fliegen das gestreute Elektron und das abgestrahlte Photon in der Ebene senkrecht zur Strahlachse in entgegengesetzte Richtungen. Daher sollte der Winkel $\Delta\phi$ zwischen den beiden Clustern, siehe Abbildung 4.8, groß sein. Schon bei der Ereignisklassifikation wird daher $\Delta\phi > 135^o$ gefordert.
Nach [Cou92] läßt sich die Summe E_θ der Energien des gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons aus ihren Streuwinkeln θ_e bzw. θ_γ berechnen:

$$E_\theta = \frac{2E_e(\sin(\theta_e) + \sin(\theta_\gamma))}{(\sin(\theta_e) + \sin(\theta_\gamma) - \sin(\theta_e + \theta_\gamma))}. \tag{4.2}$$

Ereignisse mit $|(E_\theta - E_{\rm clus} - E_{\rm clust2})/E_\theta| > 0,1$ werden für die weitere Analyse verworfen. Dieser Schnitt unterdrückt Ereignisse, bei denen zwar eine inelastische Reaktion stattfand, aber keine Teilchen des hadronischen Endzustandes den Detektor treffen. Da bei den meisten Ereignissen der quasi-reellen QED-Compton–Streuung kein Wechselwirkungspunkt rekonstruiert werden kann und zumindest das Photon meist kein Signal in der BPC erzeugt, werden die Streuwinkel θ_e und θ_γ allein aus dem Ort der Schwerpunkte der beiden Cluster im BEMC berechnet, wobei angenommen wird, das die Koordinate z_{wwp} des Wechselwirkungspunktes den Wert -5 cm besitzt. Die Verteilung der Koordinate z_{wwp} für Ereignisse der QED–Compton–Streuung sollte sich nicht von der entsprechenden, bekannten Verteilung für Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung unterscheiden, siehe Abbildung 4.4. Zur Simulation von Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung wurde die aus Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung bekannte Verteilung von z_{wwp} benutzt. Somit sollte der Einfluß der eventuell ungenauen Rekonstruktion von θ_e und θ_γ in der Simulation korrekt beschrieben werden. Außerdem muß berücksichtigt werden, daß sich bei einer realistischen Variation von z_{wwp} und somit von θ_e und θ_γ nach Gleichung 4.2 nur geringe Variationen von E_θ ergeben: Zum Beispiel würde sich der für E_θ bestimmte Wert nur um ca. 1,5 % verändern, wenn z_{wwp} systematisch um 30 cm verschoben würde.
Da das Proton bei Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung nicht zerstört und unter einem kleinen Winkel gestreut wird, sollte im Detektor bis auf die Spur des gestreuten Elektrons keine weitere Spur eines geladenen Teilchens sichtbar sein. Daher werden nur solche Ereignisse selektiert, bei denen keine Spur im vorderen Spurendetektor sowie keine Spur im zentralen Spurendetektor gefunden wird. Spuren, die sich in Kegeln mit einem Öffnungswinkel von 45^o um

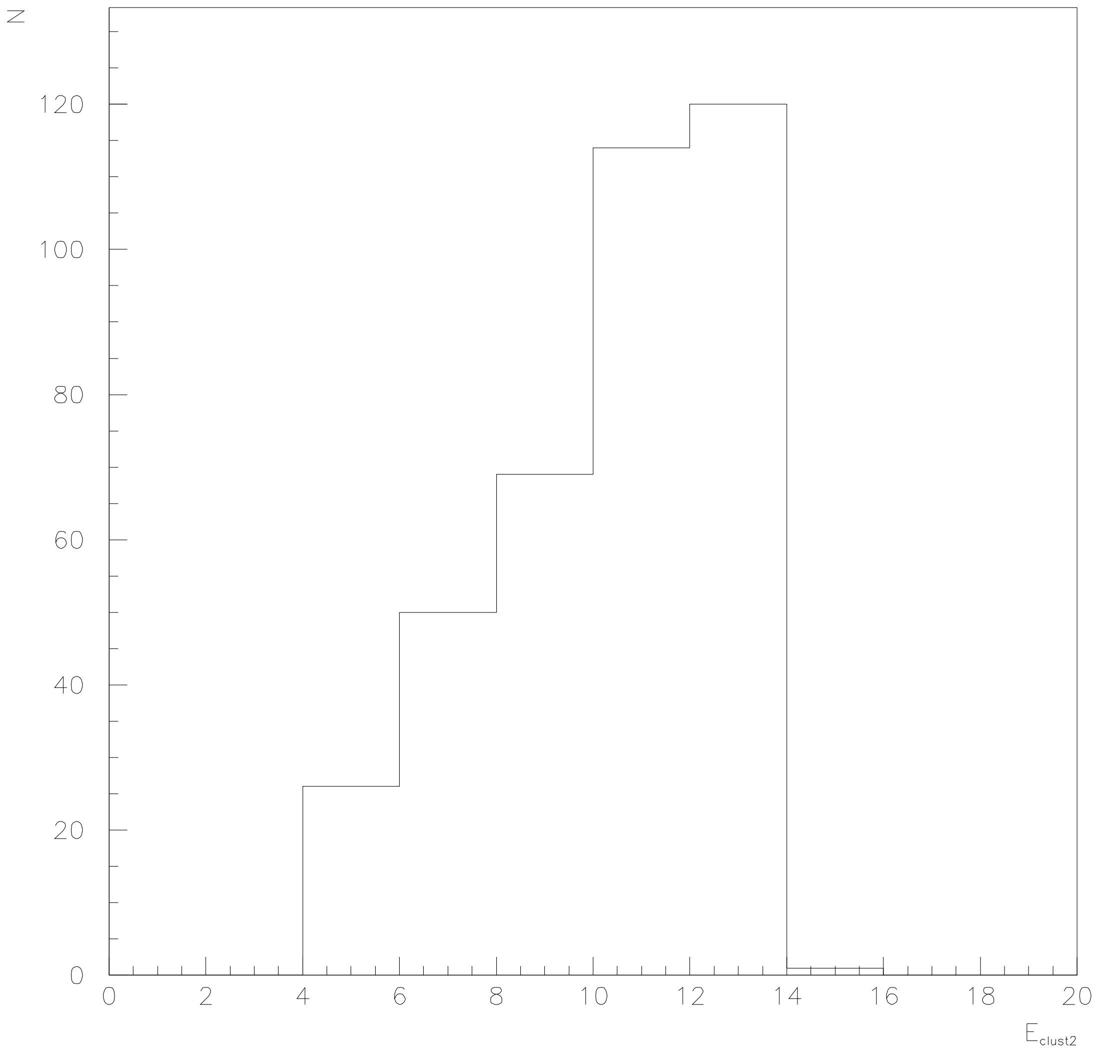


Abbildung 4.11: Anzahl N von simulierten Ereignissen in Abhängigkeit von E_{clust2}.

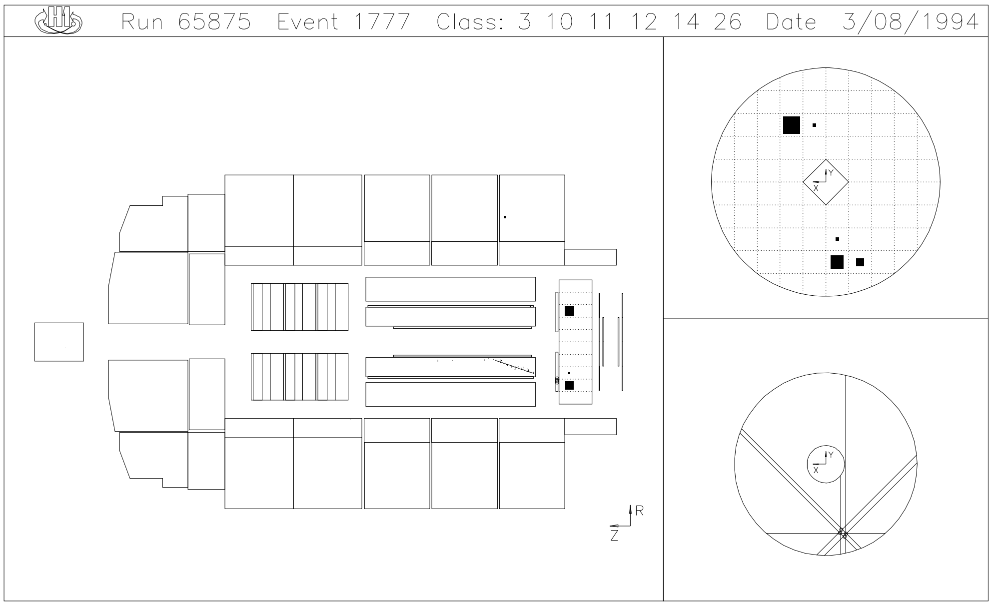


Abbildung 4.12: Beispiel für ein Ereignis, das mit den im Text beschriebenen Schnitten als ein Kandidat für quasi–reelle QED–Compton–Streuung selektiert wurde. Rechts oben ist ein Schnitt durch das BEMC gezeigt. Rechts unten ist die BPC dargestellt.

die Verbindungslinien zwischen dem nominellen Wechselwirkungspunkt und den Schwerpunkten der beiden im BEMC rekonstruierten Cluster befinden, werden hierbei nicht beachtet. Diese Spuren könnten entweder vom gestreuten Elektron stammen oder durch Teilchen verursacht werden, die in Wechselwirkungen des gestreuten Elektrons bzw. des abgestrahlten Photons mit der Wand der Strahlröhre oder mit Materie innerhalb des Detektors erzeugt worden sind. Mit Hilfe eines Programms zur graphischen Darstellung von Ereignissen wurde überprüft, daß durch diesen Schnitt auf die Anzahl der rekonstruierten Spuren kein Ereignis der quasi–reellen QED–Compton–Streuung verworfen wird. Außerdem wurden nur Ereignisse aus solchen Runs benutzt, in denen alle Komponenten des H1–Detektors, die zu den in dieser Arbeit durchgeführten Analysen benutzt wurden, einwandfrei funktionierten.
Die genannten Schnitte lauten zusammengefaßt:

- Es gibt genau zwei Cluster im BEMC,

- in den Auslesezellen des Flugzeitzählers, die sich direkt hinter den beiden Clustern befinden, wurde kein Signal im Untergrundfenster registriert,
- für mindestens einen Cluster ist diejenige Energie größer als 10 GeV, die außerhalb der vier Module des BEMC, die die Strahlröhre direkt umgeben, rekonstruiert wurde,
- $E_{\mathrm{clust2}} > 4$ GeV,
- $\Delta\phi > 135^o$,
- $|(E_\theta - E_{\mathrm{clus}} - E_{\mathrm{clust2}})/E_\theta| < 0,1$,
- es wurde keine Spur im vorderen Spurendetektor rekonstruiert,
- es wurde keine Spur im zentralen Spurendetektor rekonstruiert, wobei Spuren innerhalb von Kegeln mit einem Öffnungswinkel von 45^o um die Verbindungslinie zwischen dem nominellen Wechselwirkungspunkt und den Schwerpunkten der Cluster nicht beachtet wurden und
- die Ereignisse wurden in Runs aufgezeichnet, bei denen die einzelnen Komponenten des H1–Detektors, die zu den in dieser Arbeit durchgeführten Analysen benutzt wurden, einwandfrei funktioniert haben.

Ein Beispiel für ein Ereignis, das mit den genannten Schnitten selektiert wurde, ist in Abbildung 4.12 gezeigt.

4.5 Selektion von Bremsstrahlungsereignissen

Bei dem Bremsstrahlungsprozeß $ep \to ep\gamma$ strahlt das Elektron ein Photon ab und verliert dadurch Energie. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist besonders für solche Ereignisse groß, bei denen sowohl das Elektron als auch das Photon nach der Reaktion in die Richtung des einlaufenden Elektrons fliegen. Findet eine solche Reaktion am Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors statt, kann das Photon ein Signal im Photondetektor in Koinzidenz mit einem durch das Elektron verursachten Signal im Elektrondetektor des Luminositätssystems auslösen. Im Prinzip handelt es sich bei der Bremsstrahlung und der quasi–reellen QED–Compton–Streuung um den gleichen Prozeß. Die in dieser Arbeit durchgeführte Unterscheidung beruht allein auf den unterschiedlichen Streuwinkeln des Elektrons und des Photons. Da der Wirkungsquerschnitt für die Bremsstrahlung bekannt ist, kann dieser Prozeß zur Messung der Luminosität, die von der Speicherringanlage HERA am Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors produziert wird, genutzt werden.
In dieser Arbeit wird der Photondetektor des Luminositätssystems dazu benutzt, die Energie von Photonen, die vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wurden, zu

messen. Bremsstrahlungsereignisse erlauben, die Kalibrierung des Photondetektors zu überprüfen. Dies ist in Kapitel 5 dargestellt. Zur Selektion von Bremsstrahlungsereignissen wird gefordert, daß sowohl im Photondetektor als auch im Elektrondetektor ein Cluster mit einer Energie von mindestens 5 GeV rekonstruiert wurde. Die Schwerpunkte der beiden Cluster sollen dabei mindestens 2 cm vom Rand der beiden Detektoren entfernt sein, um eine möglichst vollständige Deposition der Energien des Elektrons und des Photons in den Detektoren des Luminositätssystems zu gewährleisten.

Kapitel 5

Überprüfung der Kalibrierung der zur Analyse benutzten Kalorimeter des H1–Detektors

Die in dieser Arbeit durchgeführten Analysen beruhen vor allem auf der Messung der Energien von Teilchen mit den Kalorimetern des H1–Detektors. Eine ungenaue Kalibrierung der benutzten Kalorimeter wäre eine der wesentlichen systematischen Fehlerquellen für die Resultate dieser Analysen. Aus diesem Grund wird in diesem Kapitel die Kalibrierung der benutzten Kalorimeter überprüft. Die Genauigkeit der hierzu verwendeten Methoden wird sich bei der zukünftigen Datennahme, bei der eine höhere Anzahl von Ereignissen erwartet wird, noch steigern lassen.

5.1 Überprüfung der Kalibrierung des BEMC mit Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung

Aus Gleichung 2.36 ergibt sich:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_e^{'}\,d\cos(\theta_e)} = \frac{E_e E_e^{'} \pi \alpha^2}{E_p(E_e - E_e^{'} \sin^2(\frac{\theta_e}{2}))^2 x_B Q^2} \left(2\;(1-y)\; + \frac{y^2}{1+R}\right) F_2(x_B, Q^2). \tag{5.1}$$

Dies bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt dann sehr groß werden kann, wenn für die Energie $E_e^{'}$ des gestreuten Elektrons $E_e^{'} \approx E_e / \sin^2(\theta_e/2)$ gilt. In Abbildung 4.1, die das Spektrum von E_{clust} von Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung zeigt, ist ein entsprechendes Maximum deutlich sichtbar. Wie später gezeigt wird, hängt die Position dieses Maximums für simulierte Ereignisse nur sehr schwach von der benutzten theoretischen Vorhersage

der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ ab. Aus diesem Grund kann durch einen Vergleich der Position des Maximums in den Daten und in simulierten Ereignissen die Kalibrierung des BEMC überprüft werden [Fle93]. Hierzu wird im folgenden eine Stichprobe von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit $25 GeV \leq E_{\rm clust} \leq 29 GeV$ benutzt, die mit den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Schnitten selektiert wurde. Lediglich auf die Forderung nach einem rekonstruierten Wechselwirkungspunkt wurde verzichtet, da laut [Pan94] die Simulation nicht in der Lage ist, die Effizienz der Rekonstruktion eines Wechselwirkungspunktes im Bereich $25 GeV \leq E_{\rm clust} \leq 29 GeV$ korrekt zu beschreiben. Würde ein rekonstruierter Wechselwirkungspunkt gefordert werden, könnte dies die Form des Maximums im Spektrum von $E_{\rm clust}$ in der Simulation und in den Daten unterschiedlich beeinflussen.
Für simulierte Ereignisse ist die Energie E'_e des gestreuten Elektrons bekannt. Somit kann für simulierte Ereignisse überprüft werden, ob die Energie des gestreuten Elektrons korrekt rekonstruiert wird. Abbildung 5.1 zeigt die Anzahl der simulierten Ereignisse in Abhängigkeit von der Größe $(E_{\rm clust} - E'_e)/E'_e$. Es ergibt sich eine in guter Näherung symmetrische Verteilung, deren Mittelwert mit Null verträglich ist. Es kann daher gefolgert werden, daß für simulierte Ereignisse bis auf statistische Fluktuationen die Energie des gestreuten Elektrons korrekt rekonstruiert wird. Die simulierten Ereignisse können daher als Referenz bei der Überprüfung der Kalibrierung des BEMC benutzt werden. Im folgenden wird versucht, dadurch eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den simulierten Ereignissen zu erzielen, daß die Energie $E_{\rm clust,0}$ in den Daten um einen konstanten Faktor $s_{\rm BEMC}$ korrigiert wird:

$$E_{\rm clust} = s_{\rm BEMC} \cdot E_{\rm clust,0}. \tag{5.2}$$

Hierbei sei $E_{\rm clust,0}$ die Energie des Clusters mit der größten Energie im BEMC vor der Korrektur. Abbildung 5.2 zeigt das Spektrum von $E_{\rm clust}$ für Daten und simulierte Ereignisse, wobei $s_{\rm BEMC}$ in Schritten von 0,01 variiert wurde. Es ist sichtbar, daß das Maximum im Spektrum von $E_{\rm clust}$ für die Daten im Vergleich zu den simulierten Ereignissen für $s_{\rm BEMC} = 0,97$ zu niedrig und für $s_{\rm BEMC} = 1,00$ zu hoch liegt. Somit sollte der wahre Wert von $s_{\rm BEMC}$ zwischen diesen beiden Werten liegen. Weiterhin zeigt Abbildung 5.2, daß auch für $s_{\rm BEMC} = 0,98$ und $s_{\rm BEMC} = 0,99$ das Maximums im Spektrum von $E_{\rm clust}$ durch die Simulation nur ungenau beschrieben wird. Dies kann sich dadurch ergeben, daß bei der Simulation nicht jedes einzelne Teilchen eines elektromagnetischen Schauers bis zu seiner Vernichtung verfolgt wird, sondern lediglich Parametrisierungen der geometrischen Entwicklung von elektromagnetischen Schauern benutzt werden, um das Signalverhalten der Kalorimeter des H1–Detektors zu simulieren [Kuh92]. Die Benutzung von solchen Parametrisierungen anstelle der detailierten Simulation ist notwendig, um genügend große Stichproben von Ereignissen in vertretbaren Rechenzeiten simulieren zu können. Außerdem ist in H1SIM die Geometrie des BEMC nur sehr ungenau implementiert, da die Sandwichstruktur des BEMC

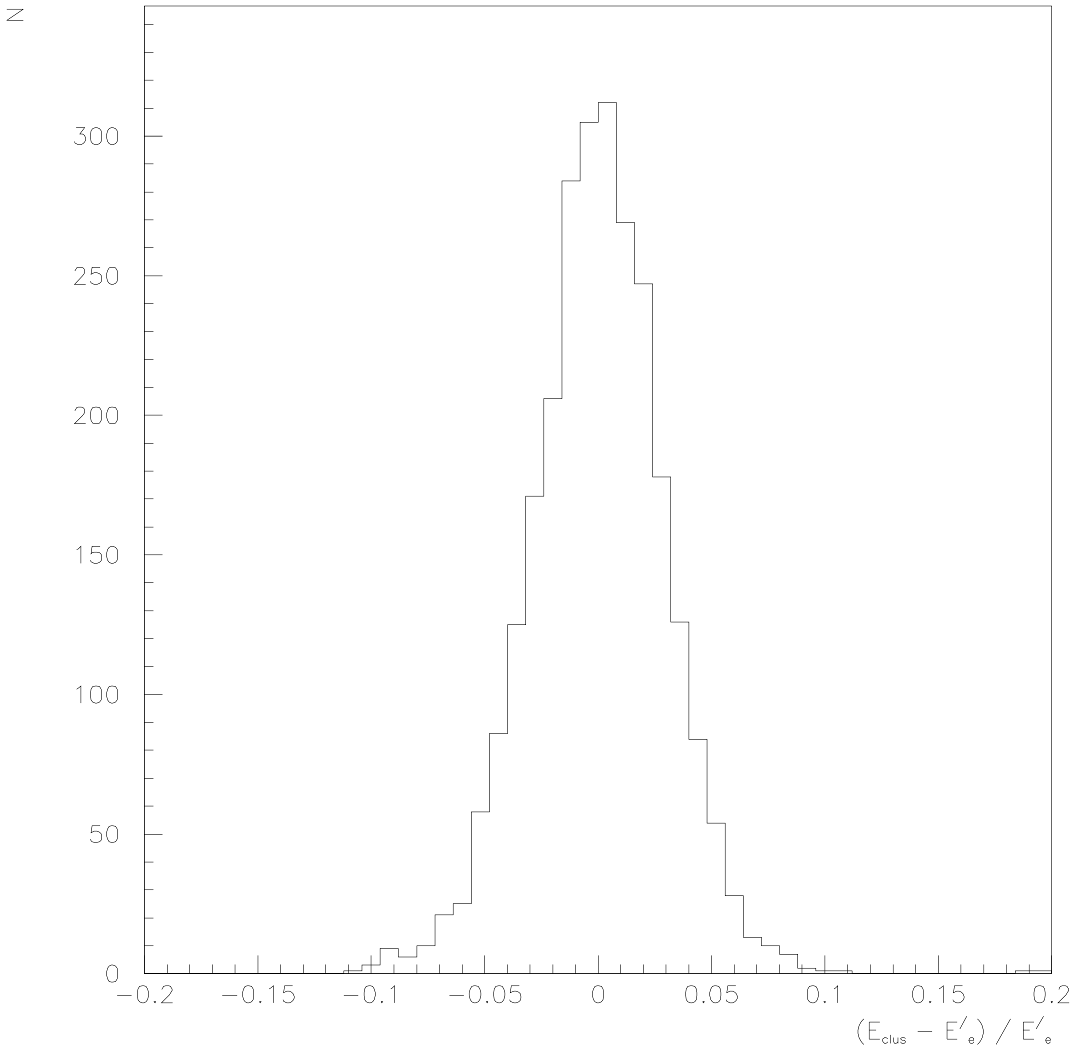


Abbildung 5.1: Anzahl N der simulierten Ereignisse in Abhängigkeit von der Größe $(E_{\mathrm{clust}} - E_e')/E_e'$.

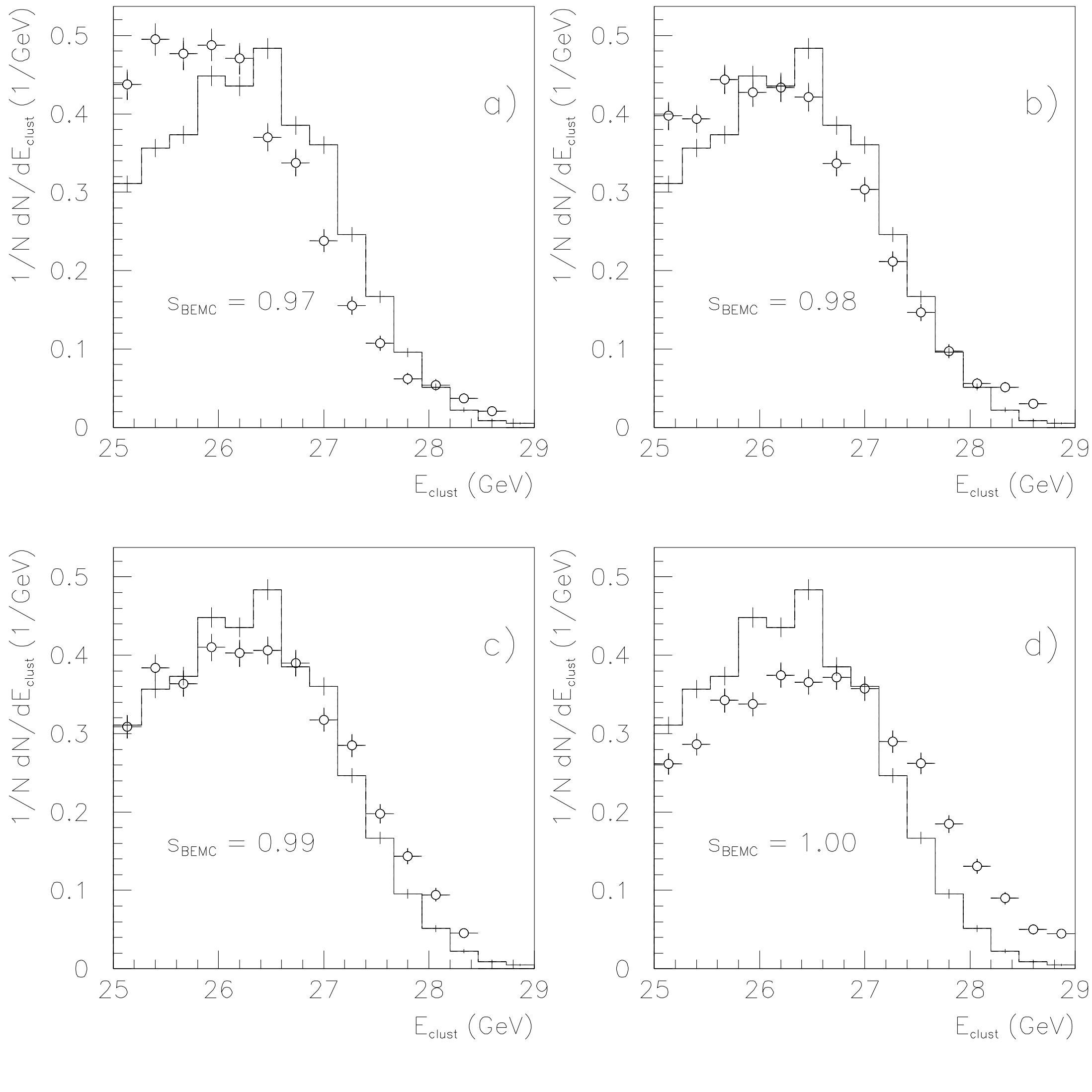


Abbildung 5.2: Spektrum von E_{clust} für verschiedene Werte von s_{BEMC}. Die Punkte zeigen Daten, das Histogramm zeigt simulierte Ereignisse. Zur Erzeugung der simulierten Ereignisse wurden die Partonverteilungen MRS D-' [Mar93] benutzt.

$\sigma_{add} \setminus s_{\mathrm{BEMC}}$	0,97	0,98	0,99	1,00
2,5	245,1	105,4	146,6	391,7
7,5	248,65	79,6	89,3	267,6
12,5	294,9	95,6	28,8	145,5
17,5	435,5	193,6	77,74	103,3

Tabelle 5.1: $\tilde{\chi}^2$ für verschiedene s_{BEMC} und σ_{add}.

sowie die Lücken zwischen den einzelnen Modulen des BEMC nicht exakt beschrieben werden. Hierdurch ergibt sich in der Simulation eine verglichen mit den Daten zu gute Auflösung des BEMC. Werden monoenergetische Teilchen auf ein in Sandwichbauweise hergestelltes Kalorimeter geschossen, so ist die Breite der Verteilung der ausgelesenen Signale nach [Ama81] in erster Näherung proportional zur Wurzel der Energie der Teilchen. Aus diesem Grund wird für den weiteren Vergleich für simulierte Ereignisse die folgende Ersetzung durchgeführt:

$$E_{\mathrm{clust}} \rightarrow E_{\mathrm{clust}} + \sigma_{\mathrm{add}} \cdot \sqrt{E_{\mathrm{clust}}} \cdot P, \tag{5.3}$$

wobei P eine normalverteilte Zufallszahl sei. Durch eine Variation von s_{BEMC} in Schritten von 0,01 und σ_{add} in Schritten von 5 % wird versucht, eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den simulierten Ereignissen zu erzielen. Hierzu wird die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von der Energie E_{clust} für die Daten und die Simulation in ein Histogramm eingetragen, wobei die gesamte Anzahl der simulierten Ereignisse so angepaßt wurde, daß sie mit der gesamten Anzahl der Ereignisse in den Daten übereinstimmt. Es sei $N_{\mathrm{l,Daten}}$ die Anzahl der Ereignisse aus den Daten im Kanal l dieses Histogramms und $N_{\mathrm{l,Sim}}$ die Anzahl der simulierten Ereignisse im Kanal l. Die beste Übereinstimmung zwischen den Daten und der Simulation ergibt sich, wenn die Größe

$$\tilde{\chi}^2 = \sum_l \left(\frac{(N_{\mathrm{l,Daten}} - N_{\mathrm{l,Sim}})^2}{\sigma^2_{N_{\mathrm{l,Daten}}} + \sigma^2_{N_{\mathrm{l,Sim}}}} \right) \tag{5.4}$$

minimal wird, wobei $\sigma_{N_{\mathrm{l,Daten}}}$ ($\sigma_{N_{\mathrm{l,Sim}}}$) den Fehler von $N_{\mathrm{l,Daten}}$ ($N_{\mathrm{l,Sim}}$) bezeichnet. In Tabelle 5.1 ist der Wert von $\tilde{\chi}^2$ für verschiedene s_{BEMC} und σ_{add} angegeben. Der geringste Wert von $\tilde{\chi}^2$ ergibt sich für $s_{\mathrm{BEMC}} = 0,99$ und $\sigma_{\mathrm{add}} = 12,5\%$. Die entsprechenden Fehler werden als die Hälfte der benutzten Schrittweiten abgeschätzt. Somit ergibt sich:

$$\begin{aligned} s_{\mathrm{BEMC}} &= 0,99 \pm 0,05 \\ \sigma_{\mathrm{add}} &= 12,5 \pm 2,5\%. \end{aligned}$$

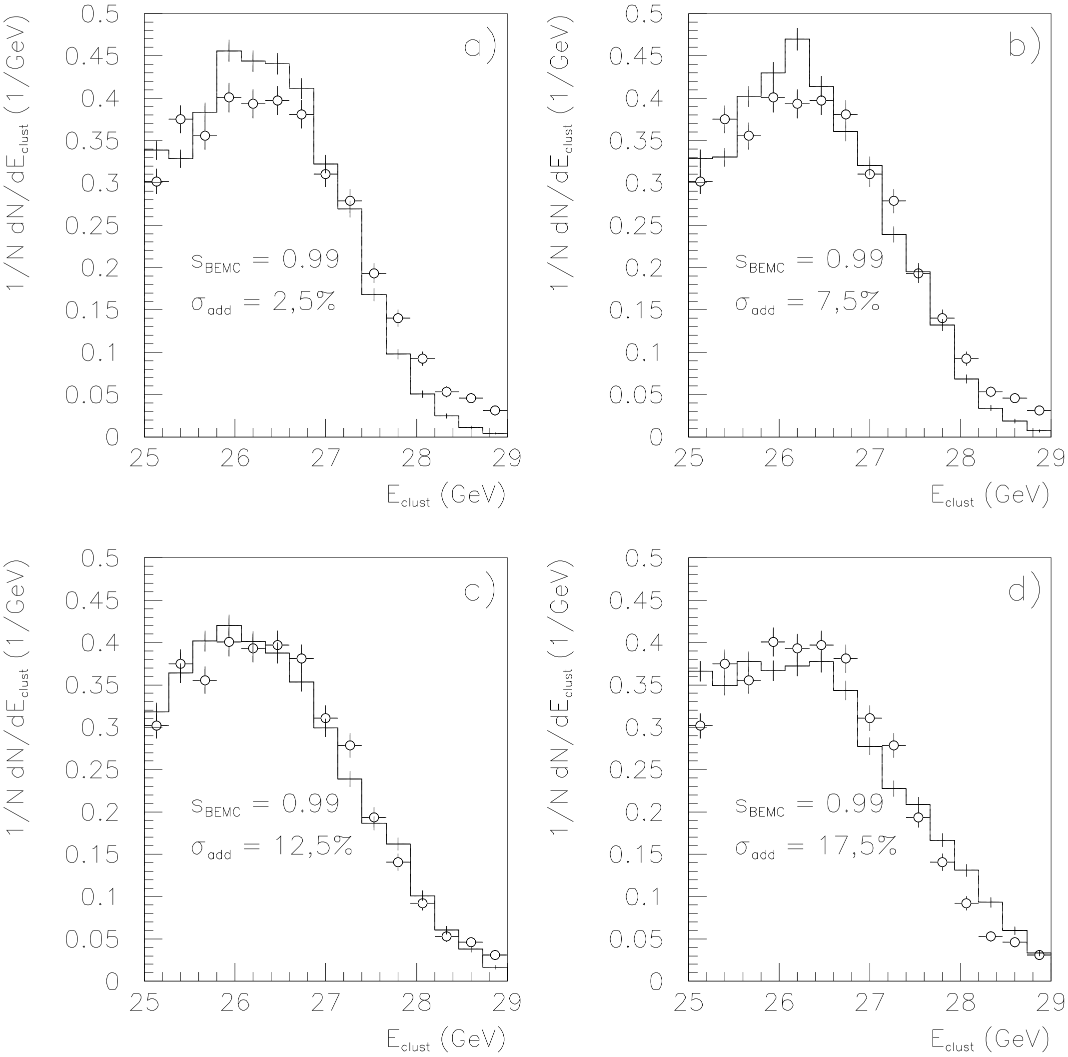


Abbildung 5.3: Spektrum von E_{clust} für $s_{\mathrm{BEMC}} = 0,99$ und verschiedene Werte von σ_{add}. Die Punkte zeigen Daten, das Histogramm zeigt simulierte Ereignisse. Zur Erzeugung der simulierten Ereignisse wurden die Partonverteilungen MRS D-' [Mar93] benutzt.

Abbildung 5.3 zeigt das Spektrum von E_{clust} für $s_{\text{BEMC}} = 0,99$ und verschiedene Werte von σ_{add}. Mit $\sigma_{\text{add}} = 12,5\%$ können die Daten gut durch die Simulation beschrieben werden, siehe Abbildung 5.3c), während sich für die anderen in Abbildung 5.3 gezeigten Werte von σ_{add} eine schlechtere Übereinstimmung ergibt. Eine systematische Unsicherheit, die sich bei der in diesem Abschnitt durchgeführten Überprüfung der Kalibrierung des BEMC ergeben könnte, ist, daß die Position und die Form des Maximums im Spektrum von E_{clust} von der zu messenden Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ des Protons abhängen könnte. Abbildung 5.4 zeigt das Spektrum von E_{clust} für simulierte Ereignisse, wobei verschiedene Partondichteverteilungen zur Berechnung von $F_2(x, Q^2)$ benutzt wurden. Obwohl sich die Werte für $F_2(x, Q^2)$ unterscheiden, die sich aus den verschiedenen verwendeten Partondichteverteilungen GRV [Glu92], MRS D-$'$ [Mar93] und MRS D0$'$ [Mar93] berechnen, siehe Kapitel 7, ist der hieraus resultierende systematische Fehler vernachlässigbar gering. Die Unsicherheit, die sich für die einzelnen gezeigten Kanäle im Spektrum von E_{clust} ergibt, ist kleiner als die statistischen Fehler der einzelnen, ebenfalls in Abbildung 5.4 eingetragenen Datenpunkte.

5.2 Überprüfung der Kalibrierung des BEMC mit Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung

Unter Ausnutzung von Gleichung 4.2

$$E_\theta = \frac{2E_e(\sin(\theta_e) + \sin(\theta_\gamma))}{(\sin(\theta_e) + \sin(\theta_\gamma) - \sin(\theta_e + \theta_\gamma))}.$$

läßt sich die Kalibrierung des BEMC auch mit Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung überprüfen [Cou91b]. Hierzu wird aus den Streuwinkeln θ_e und θ_γ des Elektrons bzw. des Photons die Energie E_θ bestimmt und mit der Summe der gemessenen Energien E_{clust} und E_{clust2} verglichen. Da hierzu lediglich die Summe der Energien E_{clust} und E_{clust2} verwendet wird, ist es nicht notwendig, zu erkennen, welcher der beiden Cluster durch das gestreute Elektron und welcher durch das abgestrahlte Photon verursacht wurde. Zur Berechnung von E_θ muß berücksichtigt werden, daß in Wechselwirkungen des abgestrahlten Photons mit dem Material des H1–Detektors, das sich vor dem BEMC befindet, geladene Teilchen erzeugt werden können, die ein Signal in der BPC verursachen. Außerdem besteht, wie in Kapitel 6 gezeigt wird, eine Wahrscheinlichkeit von ca. 3,6%, daß das gestreute Elektron kein Signal in der BPC erzeugt. Daher enthält die Stichprobe von Ereignissen der quasi–reellen QED-Compton–Streuung, die mit den in Abschnitt 4.4 beschriebenen Schnitten selektiert wurde, Ereignisse, bei denen vor keinem, einem oder beiden Clustern im BEMC Punkte in der BPC

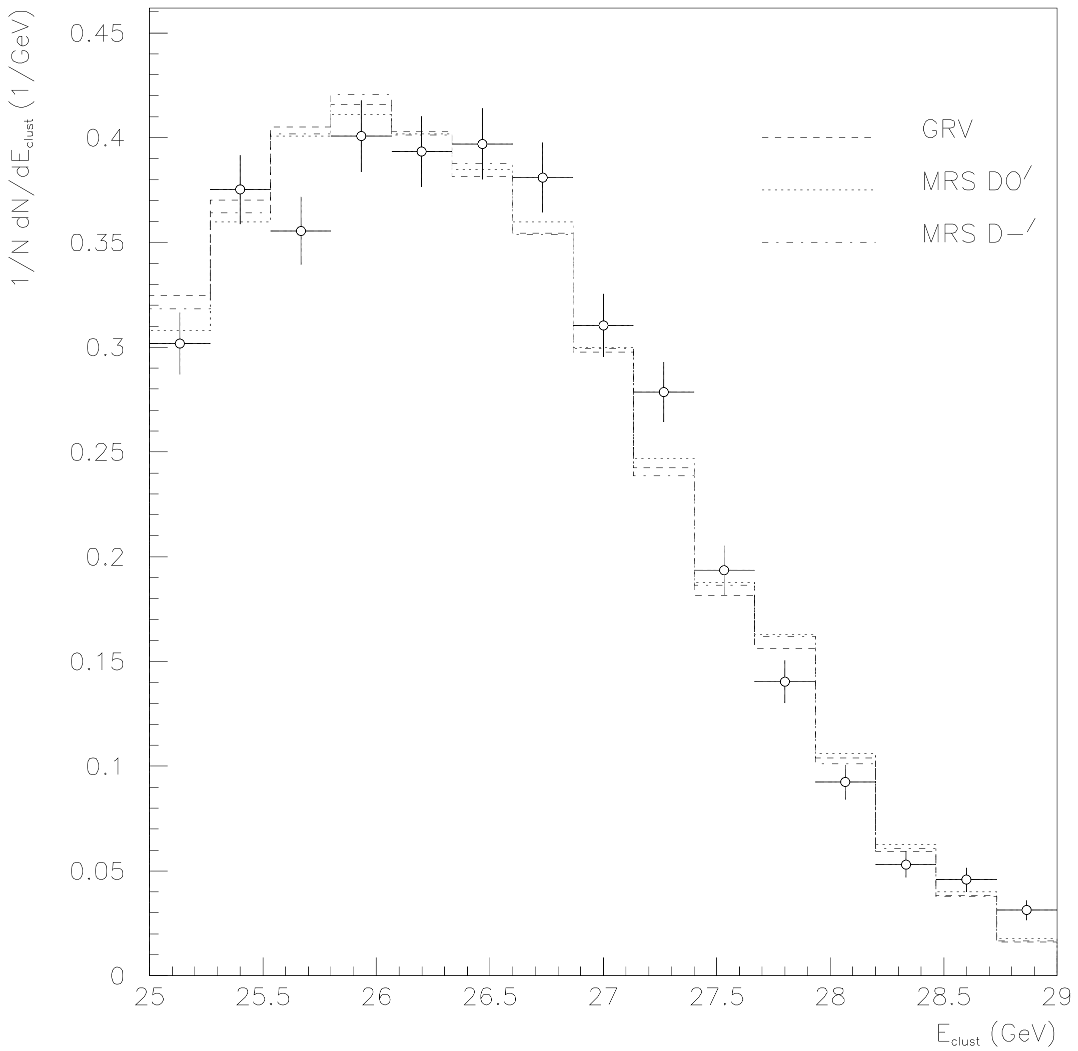


Abbildung 5.4: Spektrum von E_{clust} für simulierte Ereignisse unter Benutzung verschiedener Partondichteverteilungen zur Berechnung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ des Protons. Für die simulierten Ereignisse gilt $\sigma_{\text{add}} = 12,5\%$. Zum Vergleich sind Daten als Punkte eingetragen.

rekonstruiert wurden. Aus diesem Grund werden in diesem Abschnitt ausschließlich die rekonstruierten Schwerpunkte der beiden Cluster im BEMC und nicht die in der BPC rekonstruierten Punkte zur Berechnung von θ_e und θ_γ benutzt. Da für die meisten der selektierten Kandidaten für quasi–reelle QED-Compton–Streuung kein Wechselwirkungspunkt rekonstruiert werden kann, wird außerdem angenommen, daß die Koordinate z_{wwp} den Wert -5 cm besitzt.
Abbildung 5.5 zeigt die Anzahl N der mit dem Generator COMPTON [Car91] erzeugten Ereignisse in Abhängigkeit von der Größe $(E'_e + E_\gamma - E_{\theta,\mathrm{gen}})/E_{\theta,\mathrm{gen}}$, wobei $E_{\theta,\mathrm{gen}}$ die Energie bezeichnet, die nach Formel 4.2 unter Benutzung der wirklichen Streuwinkel des Elektrons und des Photons berechnet wurde. Es ist zu erkennen, daß die gezeigte Verteilung einen Ausläufer zu niedrigen Werten von $(E'_e + E_\gamma - E_{\theta,\mathrm{gen}})/E_{\theta,\mathrm{gen}}$ besitzt. Dieser Ausläufer ist durch Ereignisse bedingt, bei denen zusätzlich ein hartes Photon vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wurde, so daß das Elektron vor der Reaktion mit dem Proton effektiv eine geringere Energie besitzt, siehe Gleichung 2.55. Daher kann erwartet werden, daß auch der Mittelwert $\langle (E_{\mathrm{clust}} + E_{\mathrm{clust2}} - E_\theta)/E_\theta \rangle$ aller selektierten Kandidaten für quasi–reelle QED-Compton–Streuung kleiner als null ist. Abbildung 5.6 zeigt die Anzahl N der Ereignisse in Abhängigkeit von $(E_{\mathrm{clust}} + E_{\mathrm{clust2}} - E_\theta)/E_\theta$, wobei verschiedene Werte für s_{BEMC} gewählt wurden, siehe Gleichung 5.2. Für die im Histogramm gezeigten simulierten Ereignisse wurde die in der Simulation zu gut beschriebene Auflösung des BEMC nach Gleichung 5.3 mit $\sigma_{\mathrm{add}} = 12,5\%$ korrigiert. Der Mittelwert $\langle (E_{\mathrm{clust}} + E_{\mathrm{clust2}} - E_\theta)/E_\theta \rangle$ für simulierte Ereignisse ändert sich hierdurch nicht. Tabelle 5.2 zeigt einen Vergleich der aus den gezeigten

	s_{BEMC}	$\langle (E_{\mathrm{clust}} + E_{\mathrm{clust2}} - E_\theta)/E_\theta \rangle$
Simulation		-0,0146 ± 0,0018
Daten	1,00	-0,0084 ± 0,0043
Daten	0,99	-0,0127 ± 0,0041
Daten	0,98	-0,0204 ± 0,0042

Tabelle 5.2: Vergleich der Mittelwerte $\langle (E_{\mathrm{clust}} + E_{\mathrm{clust2}} - E_\theta)/E_\theta \rangle$ für simulierte Ereignisse und Daten mit verschiedenem s_{BEMC}.

Verteilungen berechneten Mittelwerte $\langle (E_{\mathrm{clust}} + E_{\mathrm{clust2}} - E_\theta)/E_\theta \rangle$ für simulierte Ereignisse und Daten mit verschiedenem s_{BEMC}. Die beste Übereinstimmung der Mittelwerte aus Simulation und Daten ergibt sich für $s_{BEMC} = 0,99$.
Die in diesem Abschnitt dargestellte Methode zur Überprüfung der Kalibrierung des BEMC erlaubt die Schlußfolgerung, daß die mit dem BEMC rekonstruierten Energien um ein Prozent nach unten korrigiert werden müssen. Somit führen zwei unterschiedliche Methoden zur Überprüfung der Kalibrierung des BEMC, die

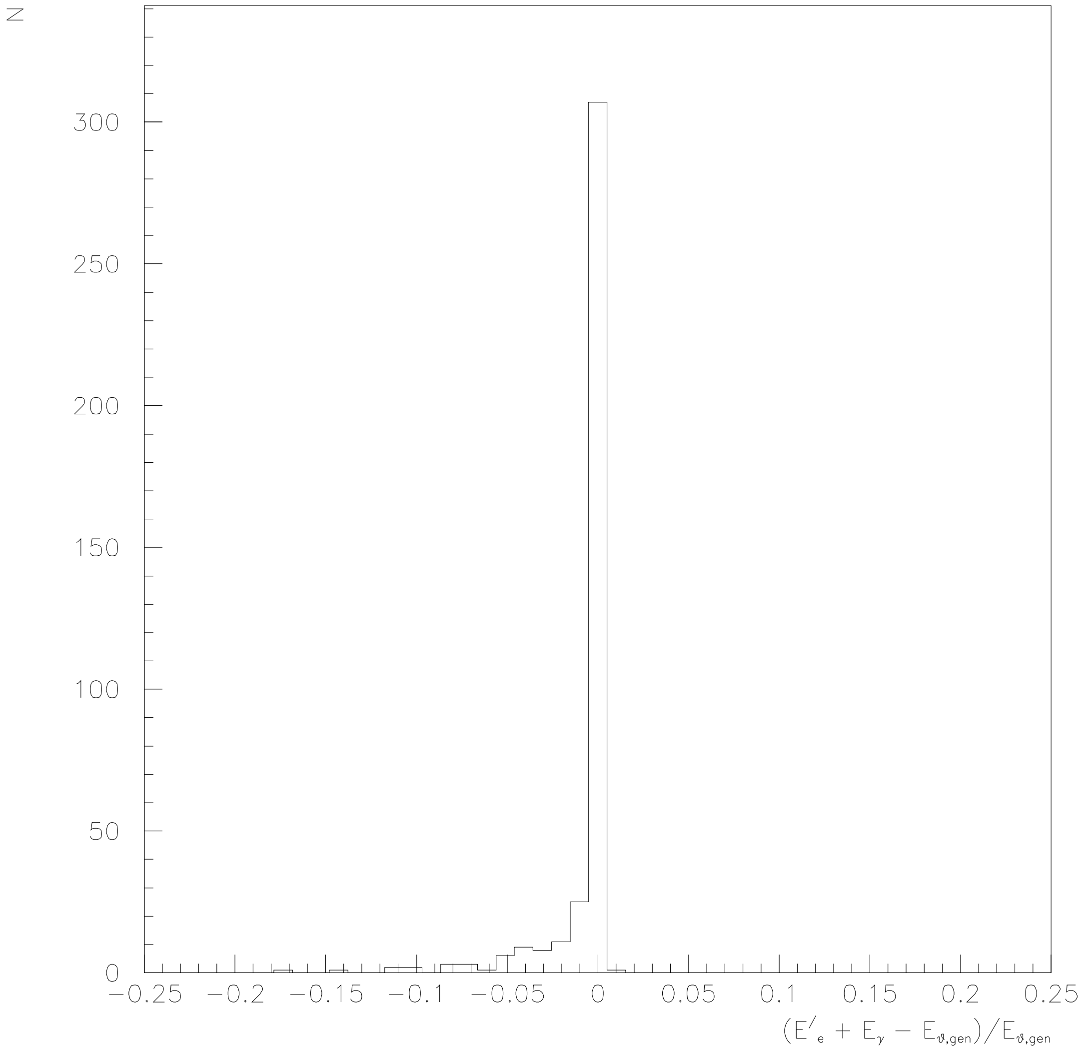


Abbildung 5.5: Anzahl N der mit dem Generator COMPTON [Car91] erzeugten Ereignisse in Abhängigkeit von $(E'_e + E_\gamma - E_{\theta,\mathrm{gen}})/E_{\theta,\mathrm{gen}}$.

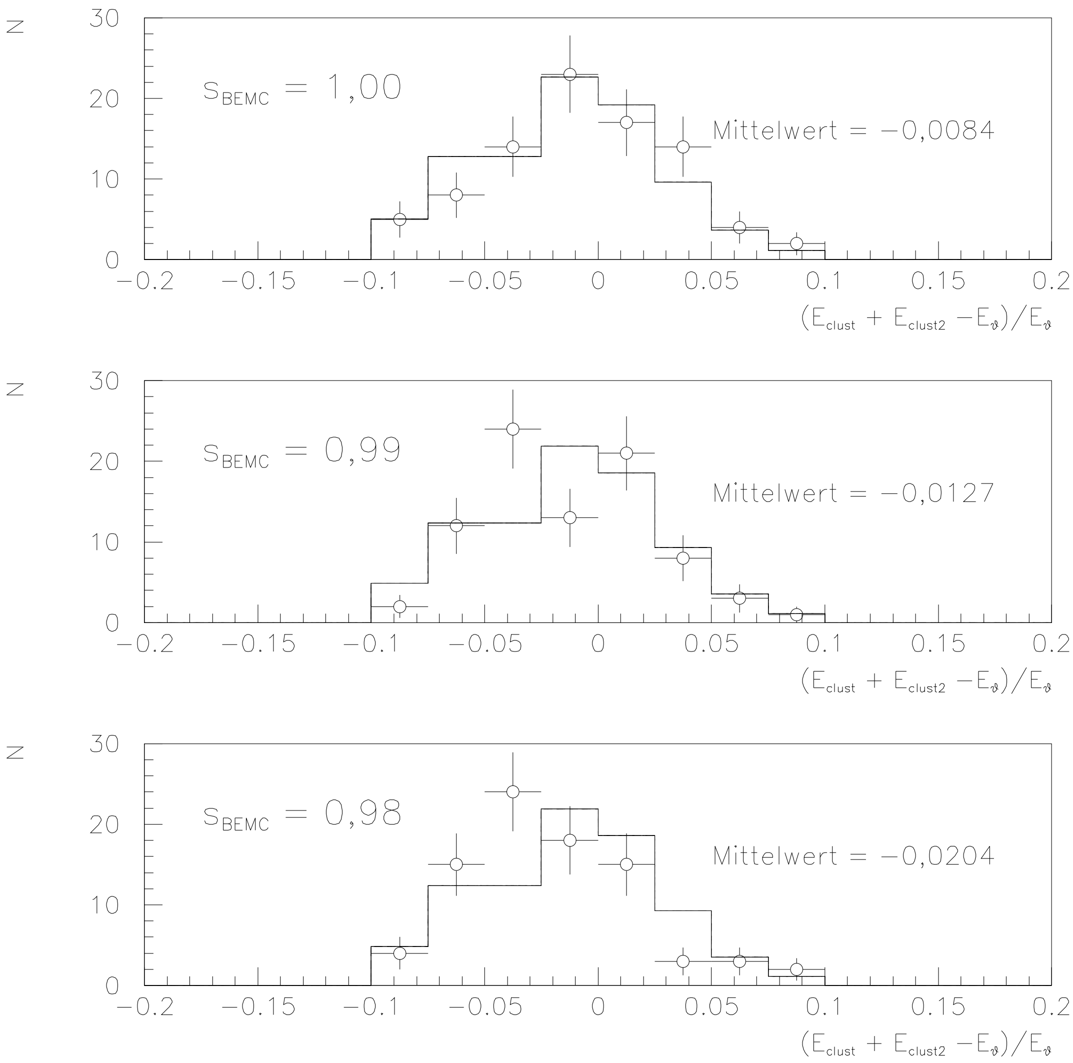


Abbildung 5.6: Anzahl N der selektierten Ereignisse in Abhängigkeit von $(E_{\text{clust}} + E_{\text{clust2}} - E_\theta)/E_\theta$ für verschiedene Werte von s_{BEMC}. Die Punkte zeigen Daten, das Histogramm simulierte Ereignisse mit $\sigma_{rmadd} = 12,5\%$. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde so skaliert, daß sie mit der Anzahl der Ereignisse in den Daten übereinstimmt. Zusätzlich angegeben ist der jeweilige Mittelwert $\langle (E_{\text{clust}} + E_{\text{clust2}} - E_\theta)/E_\theta \rangle$ für die Daten.

unterschiedliche Stichproben von Ereignissen benutzen, zu übereinstimmenden Resultaten. Für alle folgenden Analysen wird daher $s_{BEMC} = 0,99$ verwendet. Die Genauigkeit der in diesem Abschnitt beschriebenen Methode ist durch die relativ geringe Anzahl von Ereignissen beschränkt. Da bei der zukünftigen Datennahme voraussichtlich wesentlich mehr Ereignisse aufgezeichnet werden, kann die Kalibrierung des BEMC mit Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung mit höherer Präzision überprüft werden. Außerdem kann diese Methode dann auch zur Überprüfung der Kalibrierung des elektromagnetischen Teils des Flüssig–Argon–Kalorimeters des H1–Detektors benutzt werden.

5.3 Überprüfung der Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems mit Bremsstrahlungsereignissen

Der Photondetektor und der Vetodetektor werden in dieser Arbeit benutzt, um die Energie von Photonen zu messen, die in Richtung des einlaufenden Elektrons abgestrahlt wurden. Da die Energie dieser Photonen möglichst genau gemessen werden soll, wird in diesem Abschnitt die Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems überprüft. Hierzu können Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ benutzt werden, bei denen die Summe der Energie E'_e des gestreuten Elektrons und der Energie E_γ des abgestrahlten Photons der Energie E_e des einlaufenden Elektrons entsprechen sollte. Die zur Selektion der Bremsstrahlungsereignisse angewendeten Schnitte wurden in Abschnitt 4.5 dargestellt. $E_{PD,0}$ ($E_{ED,0}$) bezeichnet im folgenden die Energie, die vor einer in diesem Abschnitt diskutierten Korrektur der absoluten Energieskala des Photondetektors (Elektrondetektors) rekonstruiert wird.
Die Photonen können beim Durchqueren des Bleiabsorbers, der sich vor dem Vetodetektor und dem Photondetektor befindet, Energie verlieren. Das im Vetodetektor ausgelesene Signal kann als ein Maß für diesen Energieverlust angesehen werden. Daher ist es möglich, die Energie E_{veto}, die das Photon im Bleiabsorber deponiert hat, aus dem Signal des Vetodetektors abzuschätzen. Abbildung 5.7 zeigt die Anzahl N der selektierten Kandidaten für Bremsstrahlungsereignisse in Abhängigkeit von $E_{PD,0} + E_{\text{veto}} + E_{ED,0}$. Die gezeigte Verteilung zeigt ein deutliches Maximum bei $E_{PD,0} + E_{\text{veto}} + E_{ED,0} \approx E_e$ und besitzt Ausläufer zu niedrigen und hohen Werten.
An die in Abbildung 5.7 gezeigte Verteilung wurde eine Funktion F der Art

$$F = \frac{C}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{\text{lumi}}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(E_{PD,0} + E_{\text{veto}} + E_{ED,0} - \langle E_{\text{lumi}} \rangle)^2}{\sigma^2_{\text{lumi}}} \right) \tag{5.5}$$

angepaßt, wobei C, $\langle E_{\text{lumi}} \rangle$ und σ_{lumi} die freien Parameter der Anpassung bezeichnen. Da die in Abbildung 5.7 sichtbaren Ausläufer das Resultat der Anpassung

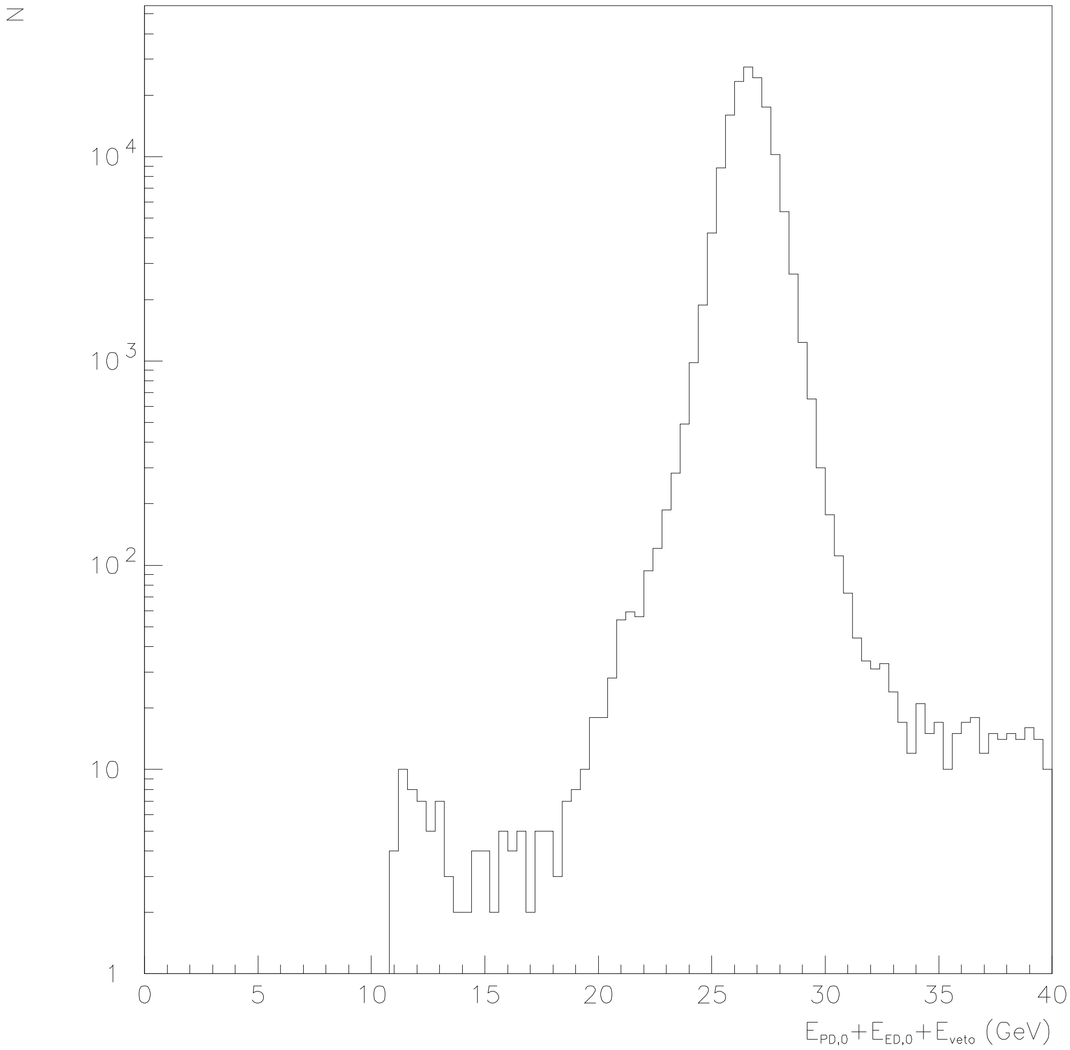


Abbildung 5.7: Anzahl N der selektierten Kandidaten für Bremsstrahlungsereignisse in Abhängigkeit von $E_{PD,0} + E_{\text{veto}} + E_{ED,0}$.

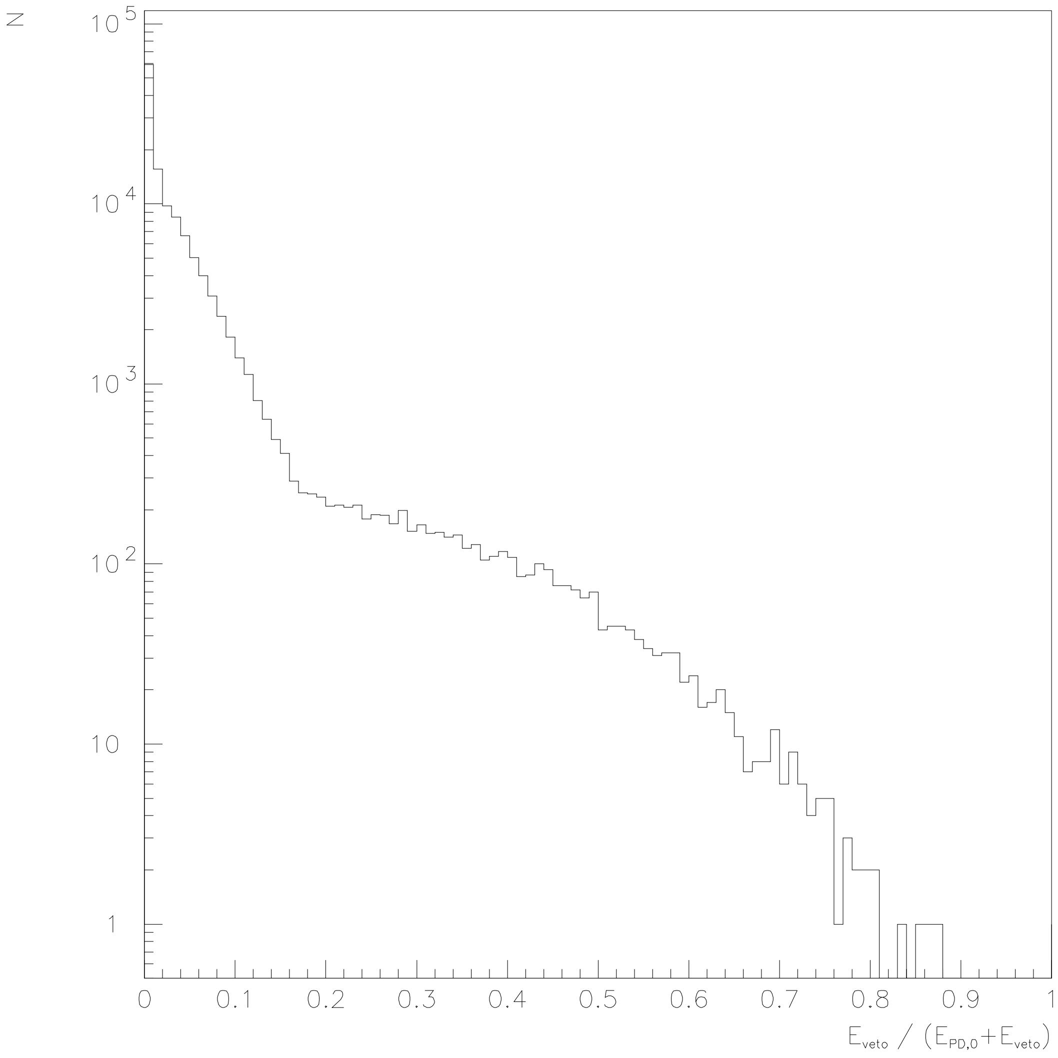


Abbildung 5.8: Anzahl N der selektierten Kandidaten für Bremsstrahlungsereignisse in Abhängigkeit von $E_{\text{veto}}/(E_{\text{veto}} + E_{ED,0})$.

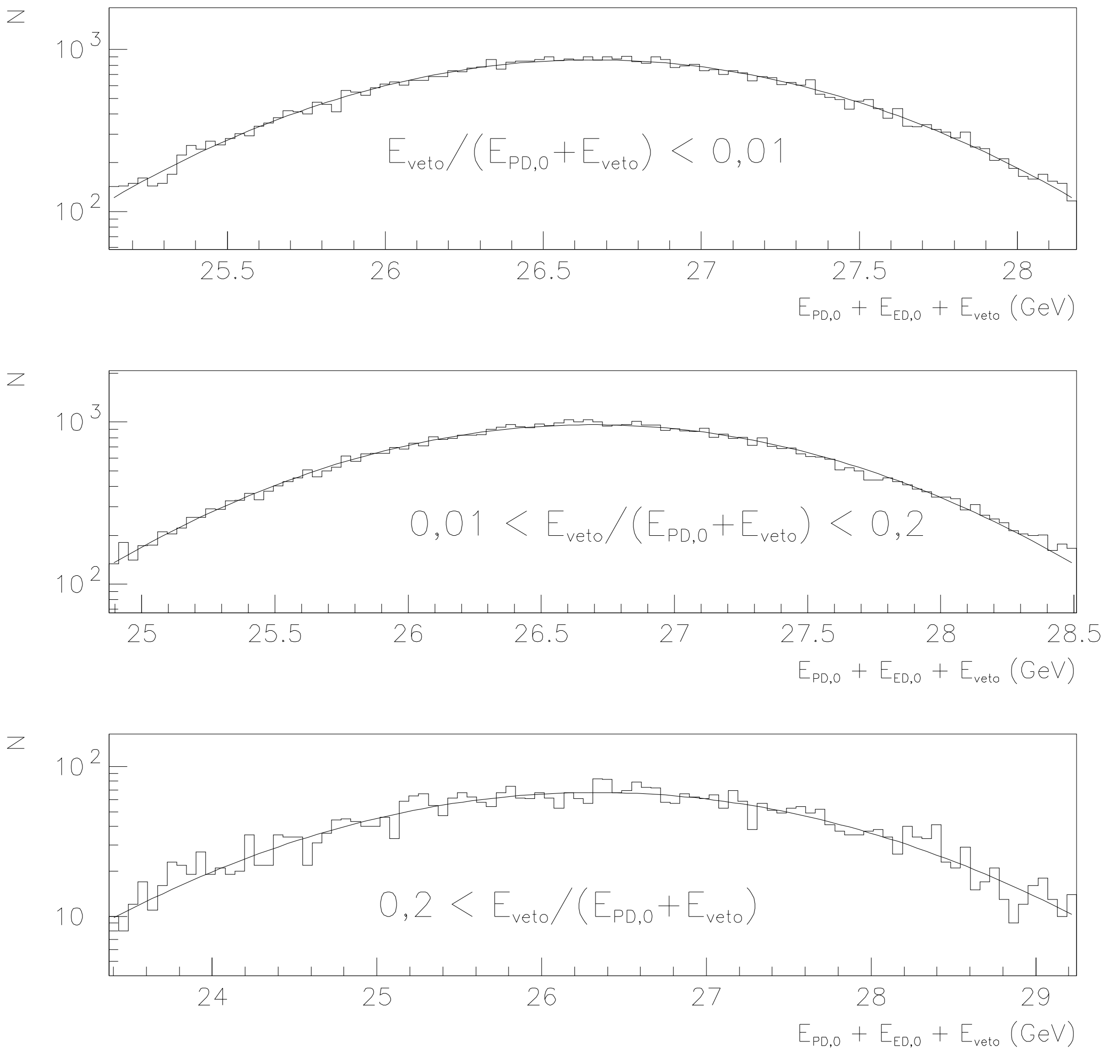


Abbildung 5.9: Anpassung der Anzahl der Ereignisse N an eine Funktion nach Gleichung 5.5 für verschiedene Werte von $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0} + E_{\text{veto}})$. Die Resultate der Anpassung sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.

	C	$\langle E_{\text{lumi}}\rangle$	σ_{lumi}
a)	$864,2 \pm 6,0$	$26,657 \pm 0,0038$	$0,765 \pm 0,0038$
b)	$961,4 \pm 5,4$	$26,694 \pm 0,0043$	$0,908 \pm 0,0043$
c)	$67,2 \pm 1,4$	$26,33 \pm 0,028$	$1,491 \pm 0,026$

Tabelle 5.3: Resultate der Anpassung einer Funktion nach Gleichung 5.5 an die in Abbildung 5.9 gezeigten Verteilungen. Die einzelnen Zeilen beziehen sich auf die folgenden Intervalle in $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}})$: a) $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}}) < 0,01$, b) $0,01 < E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}}) < 0,2$ und c) $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}}) < 0,2$.

verfälschen könnten, wird wie folgt vorgegangen: Zunächst wird die Funktion F an alle Ereignisse mit $10GeV < E_{PD,0} + E_{\text{veto}} + E_{ED,0} < 40$ angepaßt und die Parameter C, $\langle E_{\text{lumi}}\rangle$ und σ_{lumi} bestimmt. In nächsten Schritt werden nur solche Ereignisse in die Anpassung einbezogen, für die

$$\langle E_{\text{lumi}}\rangle - 2\cdot\sigma_{\text{lumi}} \quad < \quad E_{PD,0} + E_{\text{veto}} + E_{ED,0} \quad < \quad \langle E_{\text{lumi}}\rangle + 2\cdot\sigma_{\text{lumi}} \qquad (5.6)$$

gilt und verbesserte Werte für C, $\langle E_{\text{lumi}}\rangle$ und σ_{lumi} berechnet. Dieses Verfahren wurde iteriert, bis im Rahmen der statistischen Fehler keine Änderung der Anpassungsparameter mehr auftraten, was nach dem dritten Iterationsschritt der Fall war. Eine systematische Unsicherheit bei der Anpassung könnte sich durch eine Abhängigkeit der für C, $\langle E_{\text{lumi}}\rangle$ und σ_{lumi} erhaltenen Werte von $E_{\text{veto}}/(E_{PD}+E_{\text{veto}})$ ergeben, da bei höherem $E_{\text{veto}}/(E_{PD}+E_{\text{veto}})$ eine mögliche Mißkalibrierung des Vetodetektors stärker bemerkbar sein sollte. Abbildung 5.8 zeigt die Anzahl N der selektierten Bremsstrahlungsereignisse in Abhängigkeit von $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}})$. In dieser Verteilung sind drei Bereiche erkennbar: Ungefähr die Hälfte aller Ereignisse befindet sich im Bereich $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}}) < 0,01$. Für $0,01 < E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}}) < 0,2$ fällt N annähernd exponentiell mit steigendem $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}})$ ab. Darüber hinaus tritt ein Ausläufer mit Ereignissen mit $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}}) > 0,2$ auf. Um zu überprüfen, ob die Anpassung eine systematische Abhängigkeit von $E_{\text{veto}}/(E_{PD}+E_{\text{veto}})$ besitzt, wurde die Menge aller selektierten Bremsstrahlungsereignisse in drei Stichproben mit $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}}) < 0,01$, $0,01 < E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}}) < 0,2$ und $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}}) < 0,2$ aufgeteilt und für jede dieser Stichproben eine Anpassung nach dem oben beschriebenen Verfahren durchgeführt.. Abbildung 5.9 zeigt das Resultat der beschriebenen Anpassungen. Die Werte der entsprechenden Anpassungsparameter sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Für Ereignisse mit $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}}) < 0,01$ und $0,01 < E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}}) < 0,2$ ist die Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems bereits so gut, daß $E_{PD,0} + E_{\text{veto}} + E_{ED,0}$ im Mittel mit einer Genauigkeit von unter einem Prozent rekonstruiert wird. Lediglich für die Ereignisse mit $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}}) > 0,2$

weicht $\langle E_{\text{lumi}}\rangle$ um ca. 1,4 % vom erwarteten Wert ab. Obwohl die Energie, die ein Photon beim Durchqueren des Bleiabsorbers verloren hat, aus dem Signal des Vetodetektors abgeschätzt wird, stellt ein solcher Energieverlust eine Quelle für zusätzliche Fluktuationen bei der Messung der Energie des Photons dar. Dies erklärt die sich mit ansteigendem $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}})$ verschlechternde Auflösung σ_{lumi}.

Die bisherige Betrachtung hat nur die Summe der Energien $E_{PD,0}$, E_{veto} und $E_{ED,0}$ zur Überprüfung der Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems benutzt. Im Prinzip ist es möglich, daß z.B. die Energie des Photons zu hoch und die des Elektrons zu niedrig rekonstruiert wird, wobei die Summe der rekonstruierten Energien der beiden Teilchen korrekt bestimmt wird. Eine solche fehlerhafte Kalibrierung der einzelnen Detektoren des Luminositätssystems würde bei der Analyse von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem in Richtung des einlaufenden Elektrons abgestrahlten Photon zu einem systematischen Fehler führen.

Im folgenden soll die Interkalibrierung des Photondetektors und des Elektrondetektors mit Bremsstrahlungsereignissen, für die $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0} + E_{\text{veto}}) < 0,01$ gilt, überprüft werden. Unter der Annahme, daß die im Bleiabsorber deponierte Energie in diesen Ereignissen im Rahmen eines systematischen Fehlers von 1% vernachlässigbar ist, gilt: $E_{PD,0}+E_{ED,0} = E_e$. Zur Überprüfung der Kalibrierung der beiden einzelnen Detektoren des Luminositätssystems sei die Größe

$$\chi^2 = \frac{\sum_l^{N_{\text{brems}}}(E_e - s_{PD}\cdot E^l_{PD,0} - s_{ED}\cdot E^l_{ED,0})^2}{\sigma^2_{\text{lumi}}}, \tag{5.7}$$

mit

N_{brems}	=	Anzahl der selektierten Bremsstrahlungsereignisse,
E_e	=	Energie des einlaufenden Elektrons,
$E^l_{PD,0}$	=	im Ereignis l im Photondetektor rekonstruierte Energie vor der Korrektur der absoluten Energieskala des Photondetektors,
s_{PD}	=	freier Parameter zur Variation der absoluten Skala der im Photondetektor rekonstruierten Energie,
$E^l_{ED,0}$	=	im Ereignis l im Elektrondetektor rekonstruierte Energie vor der Korrektur der absoluten Energieskala des Elektrondetektors,
s_{ED}	=	freier Parameter zur Variation der absoluten Skala der im Elektrondetektor rekonstruierten Energie und
σ_{lumi}	=	Auflösung des Luminositätssystems bei der Messung der Summe der Energien des gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons

definiert. Die im folgenden benutzte grundlegende Annahme ist, daß die Detektoren des Luminositätssystems dann genau kalibriert sind, wenn χ^2/N_{Fg} minimal wird, wobei N_{Fg} die Anzahl der Freiheitsgrade bei der Bestimmung von χ^2

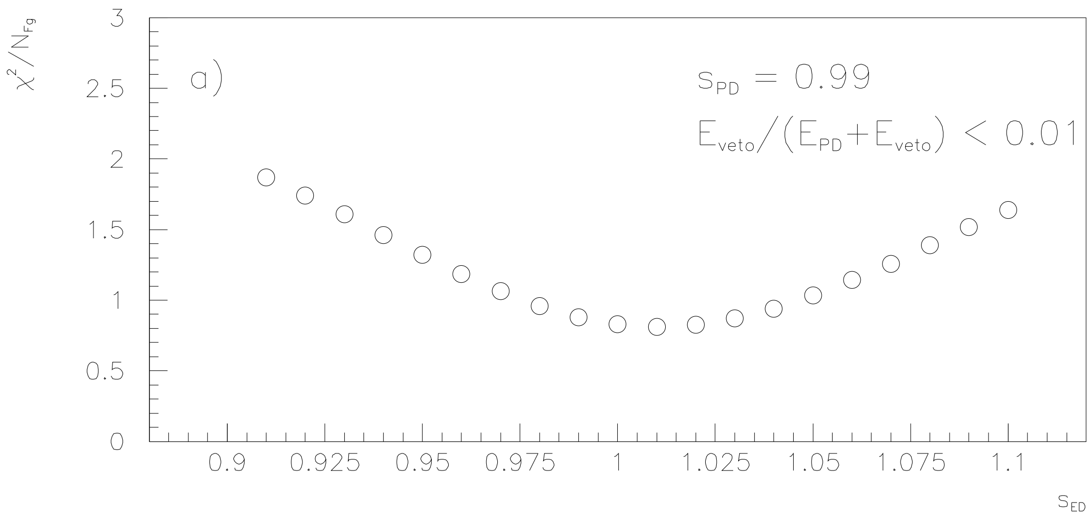
bezeichnet. Zur Bestimmung des Minimums in χ^2/N_{Fg} wurden s_{PD} und s_{ED} unabhängig voneinander in Schritten von 0,01 variiert. Das Minimum ergibt sich für $s_{PD} = 0,99$ und $s_{ED} = 1,01$. Bei der hier benutzten Methode entsprechen die statistischen Fehler für s_{PD} und s_{ED} nach [Ead71] genau den Werten, um die s_{PD} und s_{ED} variiert werden müssen, damit sich die in Gleichung 5.7 definierte Größe χ^2 gegenüber dem minimalen Wert um eins erhöht. Aufgrund der großen Anzahl der Ereignisse, die zur Bestimmung von s_{PD} und s_{ED} benutzt wurden, ist der sich so ergebende statistische Fehler für s_{PD} und s_{ED} wesentlich geringer als 1% und somit vernachlässigbar klein. Der systematische Fehler von s_{PD} und s_{ED} wird aus der Hälfte der bei der Variation von s_{PD} und s_{ED} benutzten Schrittweite und der systematischen Unsicherheit, die aus dem Schnitt $E_{\mathrm{veto}}/(E_{PD}+E_{\mathrm{veto}}) < 0,01$ folgt, zu

$$\sigma(s_{PD}) = \sigma(s_{ED}) \approx \sqrt{0,005^2 + 0,01^2} = 0,011 \tag{5.8}$$

abgeschätzt. Abbildung 5.10 zeigt χ^2/N_{Fg} in Abhängigkeit von s_{ED} für $s_{PD} = 0,99$, bzw. in Abhängigkeit von s_{PD} für $s_{ED} = 1,01$. Für die folgenden Untersuchungen dieser Arbeit wird

$$E_{PD} = s_{PD} \cdot E_{PD,0} = 0,99 \cdot E_{PD,0} \quad \text{und} \quad E_{ED} = s_{ET} \cdot E_{PD,0} = 1,01 \cdot E_{ED,0} \tag{5.9}$$

verwendet.
Die relative Auflösung $\sigma_{\mathrm{lumi}}/(E_{ED} + E_{PD})$ des Photon– und des Elektrondetektors hängt ebenfalls von der Wahl von s_{ED} und s_{PD} ab, wobei sich die beste relative Auflösung für eine korrekte Interkalibrierung der beiden Detektoren ergeben sollte. Die Untersuchung der Abhängigkeit von $\sigma_{\mathrm{lumi}}/(E_{ED}+E_{PD})$ von s_{ED} bzw. s_{PD} erlaubt somit, die Konsistenz des Verfahrens zu kontrollieren, daß zur Überprüfung der Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems benutzt wurde. Abbildung 5.11a) zeigt $\sigma_{\mathrm{lumi}}/(E_{ED} + E_{PD})$ in Abhängigkeit von s_{ED} für $s_{PD} = 0,99$, Abbildung 5.11b) zeigt $\sigma_{\mathrm{lumi}}/(E_{ED}+E_{PD})$ als Funktion von s_{PD} für $s_{ED} = 1,01$. Die Lage der Minima in Abbildung 5.11 stimmt mit den erwarteten Werten $s_{PD} = 1,01$ und $s_{PD} = 0,99$ überein.
Die von einem Photon im Bleiabsorber deponierte Energie kann mit dem Signal des Vetodetektors lediglich abgeschätzt werden. Die Energie eines in einem Bremsstrahlungsereignis abgestrahlten Photons kann mit dem Elektrondetektor, dessen Energieskala durch die oben beschriebene Untersuchung festgelegt wurde, zu $E_e - E_{ED}$ bestimmt werden. Diese Energie kann mit derjenigen verglichen werden, die mit dem Photondetektor und dem Vetodetektor gemessen wurde. Sich ergebende Unterschiede zwischen diesen beiden Energien sollten auf eine eventuell ungenaue Abschätzung der im Bleiabsorber deponierten Energie E_{veto} zurückzuführen sein, da die Energieskala des Photondetektors ebenfalls durch die oben beschriebene Untersuchung festgelegt ist. Abbildung 5.12 zeigt die Anzahl N der selektierten Bremsstrahlungsereignisse in Abhängigkeit von $((E_e - E_{ED}) - (E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}))/(E_{PD} + E_{\mathrm{veto}})$ für die bereits oben benutzten Intervalle in $E_{\mathrm{veto}}/(E_{PD} + E_{\mathrm{veto}})$. Die sich hieraus ergebenden



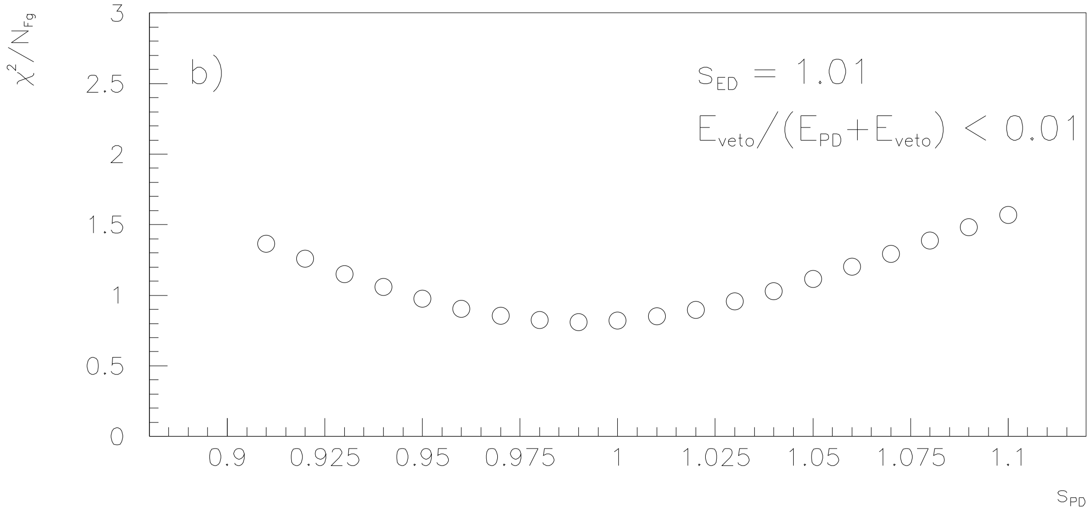


Abbildung 5.10: Abhängigkeit von χ^2/N_{Fg} von s_{PD} und s_{ED}. a) zeigt χ^2/N_{Fg} bei einer Variation von s_{ED} und $s_{PD} = 0,99$. b) zeigt χ^2/N_{Fg} bei einer Variation von s_{PD} und $s_{ED} = 1,01$.

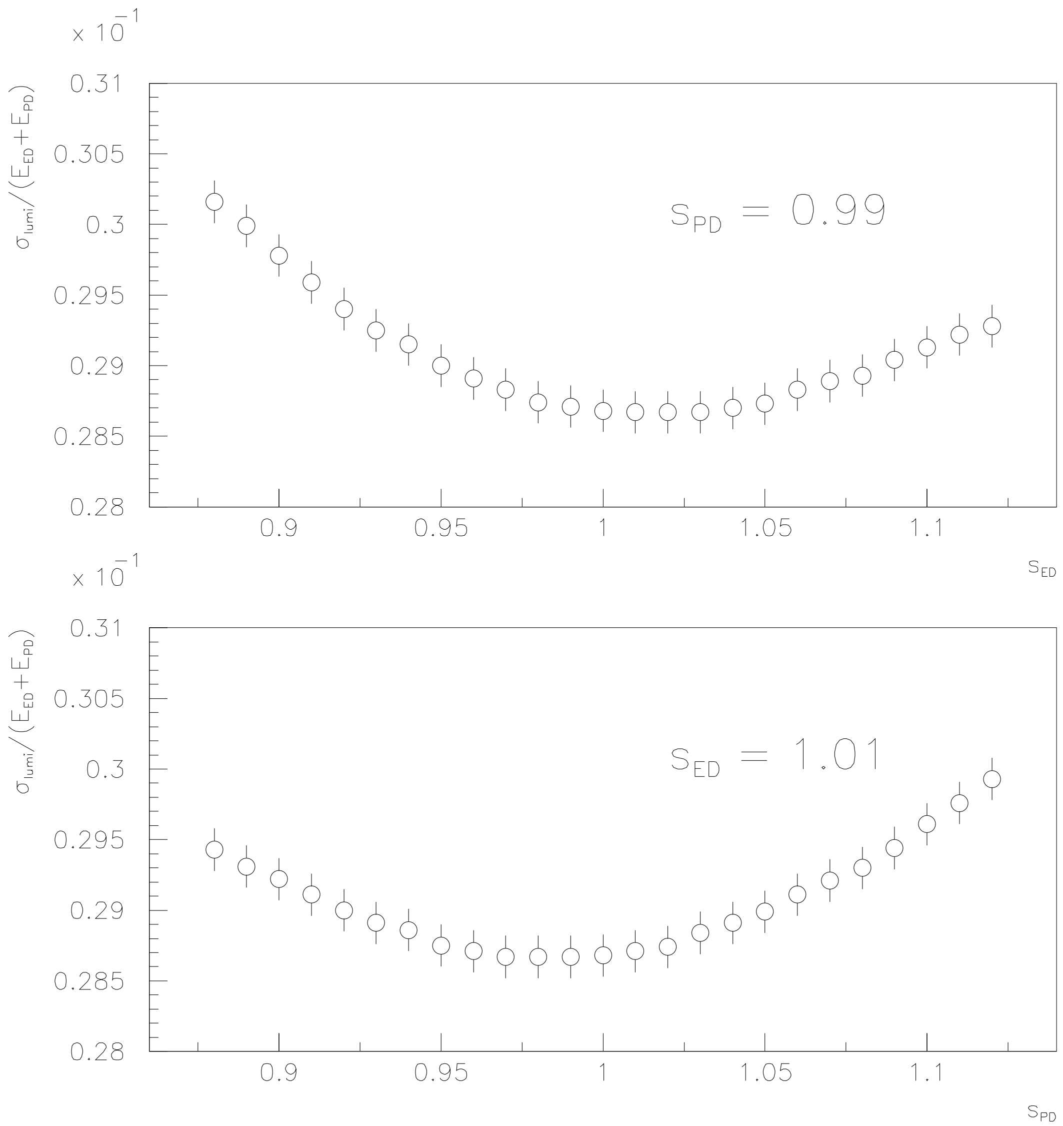


Abbildung 5.11: Relative Energieauflösung der Messung von $E_{PD} + E_{ED}$ in Abhängigkeit von s_{ED} und s_{PD} für Bremsstrahlungsereignisse mit $E_{\rm veto}/(E_{PD} + E_{\rm veto}) < 0,01$. a) zeigt $\sigma_{\rm lumi}/(E_{PD} + E_{ED})$ in Abhängigkeit von s_{ED} mit $s_{PD} = 0,99i$. b.) zeigt $\sigma_{\rm lumi}/(E_{PD} + E_{ED})$ in Abhängigkeit von s_{PD} mit $s_{ED} = 1,01$. Da die gezeigten Punkte stets auf die gleiche Stichprobe von Ereignissen basiert, sind die angegeben Fehler nicht voneinander statistich unabhängig.

Mittelwerte $\langle((E_e - E_{ED}) - (E_{PD} + E_{\text{veto}}))/(E_{PD} + E_{\text{veto}})\rangle$ sind in Tabelle 5.4 aufgeführt. In Ereignissen mit $E_{\text{veto}}/(E_{PD} + E_{\text{veto}}) < 0,2$ gilt für den Mittelwert $\langle((E_e - E_{ED}) - (E_{PD} + E_{\text{veto}}))/(E_{PD} + E_{\text{veto}})\rangle < 0,01$. In Ereignissen mit $E_{\text{veto}}/(E_{PD}+E_{\text{veto}}) > 0,2$ ist $\langle((E_e-E_{ED})-(E_{PD}+E_{\text{veto}}))/(E_{PD}+E_{\text{veto}})\rangle \approx 3.3\%$, wobei die Abweichung von null im wesentlichen durch den in Abbildung 5.12 sichtbaren Ausläufer zu hohen Werten von $((E_e-E_{ED})-(E_{PD}+E_{\text{veto}}))/(E_{PD}+E_{\text{veto}})$ verursacht wird.
Daher wird im folgenden angenommen, daß unter Berücksichtigung des oben erläuterten systematischen Fehlers der Festlegung der Energieskala des Photondetektors die Rekonstruktion der Energie eines abgestrahlten Photons im Mittel mit einem systematischen Fehler von höchstens $\sqrt{(1,1\%)^2 + (3,3)\%^2} = 3,5\%$ behaftet ist.

	$\langle((E_e - E_{ED}) - (E_{PD} + E_{\text{veto}}))/(E_{PD} + E_{\text{veto}})\rangle$
a)	-0,0059 $\pm$ 0,0003
b)	-0,0012 $\pm$ 0,0004
c)	0,0327 $\pm$ 0,0021

Tabelle 5.4: Mittelwerte $\langle((E_e - E_{ED}) - (E_{PD} + E_{\text{veto}}))/(E_{PD} + E_{\text{veto}})\rangle$. Die einzelnen Zeilen beziehen sich auf die folgenden Intervalle in $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0}+E_{\text{veto}})$: a) $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0} + E_{\text{veto}}) < 0,01$, b) $0,01 < E_{\text{veto}}/(E_{PD,0} + E_{\text{veto}}) < 0,2$ und c) $E_{\text{veto}}/(E_{PD,0} + E_{\text{veto}}) < 0,2$.

5.4 Messung der Energie von abgestrahlten Photonen ohne Benutzung der Detektoren des Luminositätssystems

In Kapitel 7 wird gezeigt, daß sich die absolute Größe sowie die systematische Unsicherheit des Strahlungskorrekturfaktors δ dadurch verringern lassen, daß Ereignisse, bei denen ein hochenergetisches Photon unter einem kleinen Winkel vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wurde, identifiziert und bei der weiteren Analyse verworfen werden. Da die geometrische Akzeptanz des Photondetektors auf den Bereich $\theta_\gamma > 179,97^o$ beschränkt ist, erzeugt nur ein Teil dieser abgestrahlten Photonen einen Cluster im Photondetektor. Eine andere Möglichkeit zur Identifikation solcher Ereignisse und der Messung der Energie der abgestrahlten Photonen ergibt sich aus folgender Überlegung: Für ein Teilchen l, das den H1–Detektor unter einem kleinen Winkel relativ zur Richtung des einlaufenden

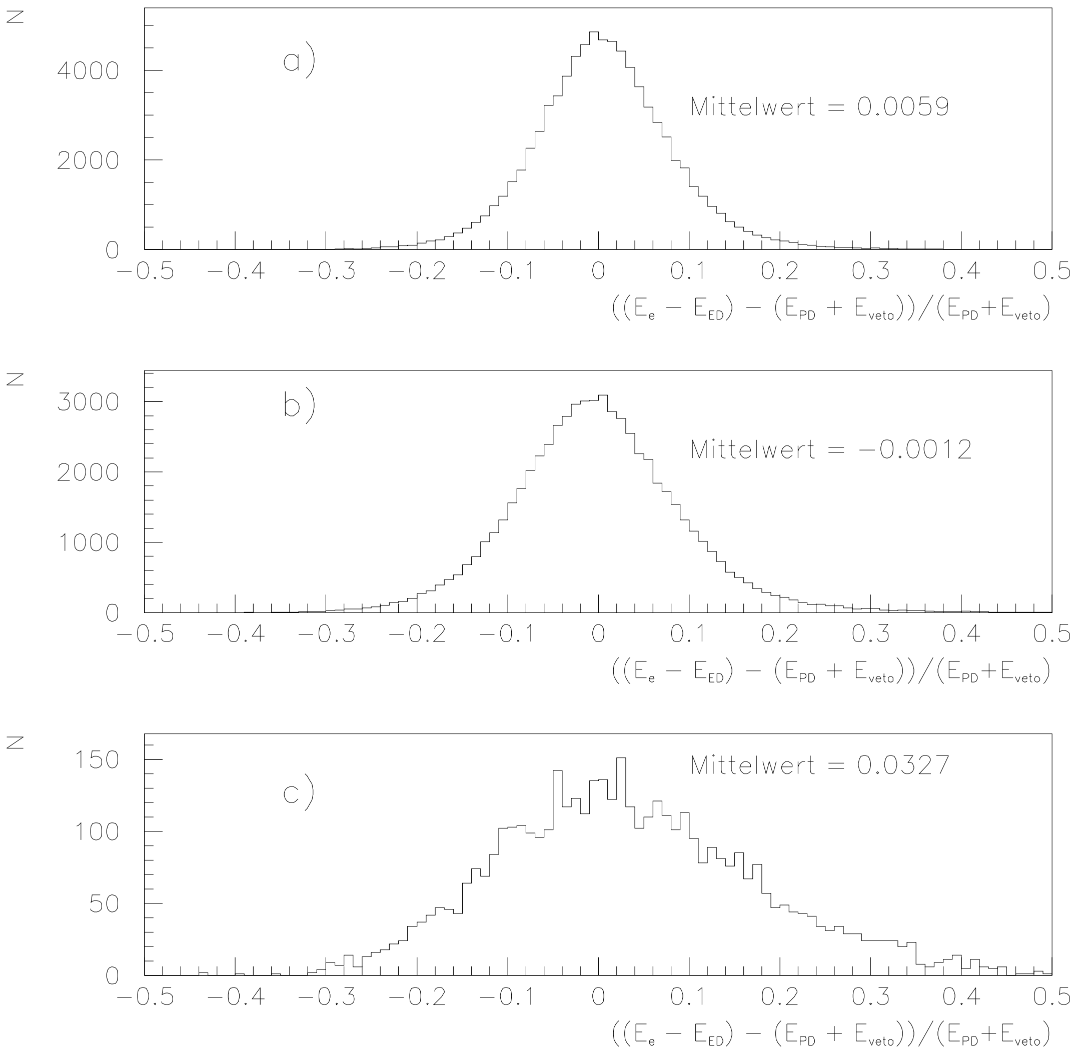


Abbildung 5.12: Einfluß der Abschätzung der im Bleiabsorber deponierten Energie mit dem Signal des Vetodetektors auf den systematischen Fehler der Messung der Energie eines Photons. Dargestellt ist die Anzahl N der Ereignisse in Abhängigkeit von $(E_e - E_{ED} - E_{PD} - E_{\rm veto})/(E_{PD} + E_{\rm veto})$. Die einzelnen Diagramme zeigen Ereignisse mit: a) $E_{\rm veto}/(E_{PD} + E_{\rm veto}) < 0,01$, b) $0,01 < E_{\rm veto}/(E_{PD} + E_{\rm veto}) < 0,2$ und c) $E_{\rm veto}/(E_{PD} + E_{\rm veto}) > 0,2$.

Elektrons verläßt, gilt in guter Näherung:

$$(E_{\mathrm{mis}} - p_{z,l}) = 2E_{\mathrm{mis}}, \tag{5.10}$$

wobei E_{mis} die Energie des Teilchens l und $p_{z,l}$ dessen Impulskomponente in z–Richtung bezeichne. Da außerdem

$$\sum_{l=1}^{N_{\mathrm{Teilchen}}} (E - p_z) \tag{5.11}$$

eine Erhaltungsgröße ist, wobei die Summe über alle Teilchen des Anfangs- bzw. des Endzustandes läuft, folgt für die Energie E_{mis} dieses Teilchens:

$$E_{\mathrm{mis}} = E_e(y_e - y_{JB}). \tag{5.12}$$

Wird bei einem Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung ein signifikant von null verschiedener Wert für E_{mis} rekonstruiert, kann dies durch die Abstrahlung eines hochenergetischen Photons verursacht sein[1].
In diesem Abschnitt soll untersucht werden, mit welcher Genauigkeit E_{mis} rekonstruiert werden kann. Hierzu wird die Stichprobe von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem von einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon benutzt, siehe Abschnitt 4.2, da in diesen Ereignissen E_{mis} mit der Energie $E_{PD}+E_{\mathrm{veto}}$ verglichen werden kann, die mit dem Photondetektor und dem Vetodetektor für das abgestrahlte Photon rekonstruiert wurde.
Die Punkte in Abbildung 5.13 zeigen die Anzahl N der selektierten Kandidaten als Funktion der Größe $\Delta E/(E_{PD} + E_{\mathrm{veto}})$, wobei

$$\Delta E = (E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}) - E_{\mathrm{mis}} \tag{5.13}$$

gelte. Bei einer exakten Messung von E_{mis} sollte $\Delta E \approx 0$ gelten. Ein entsprechendes Maximum ist in Abbildung 5.13 sichtbar. Darüber hinaus existiert ein Maximum bei $\Delta E/(E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}) \approx 1$. Für diese Ereignisse ist $E_{\mathrm{mis}} \approx 0$, so daß das Photon, das den Cluster im Photondetektor und Vetodetektor erzeugt, nicht aus derselben Reaktion stammen kann, deren Produkte im H1–Detektor beobachtet werden. Es wird daher angenommen, daß es sich hierbei um eine zufällige Koinzidenzen von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines Photons mit gleichzeitig stattfindenden Bremsstrahlungsereignissen handelt, wobei das gestreute Elektron des jeweiligen Bremsstrahlungsereignisses den Elektrondetektor verfehlt. Diese zufälligen Koinzidenzen stellen den dominanten Untergrund in der hier untersuchten Stichprobe dar. Um diesen Untergrund untersuchen zu können, wird eine Stichprobe von 16000 künstlichen Untergrundereignissen erzeugt, indem je ein Kandidat für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung, der mit den in Abschnitt 4.1 erläuterten Schnitten selektiert

[1]Eine weitere Möglichkeit besteht darin, daß es sich bei dem entsprechenden Ereignis um ein Photoproduktionsereignis handelt, bei dem das gestreute Elektron den H1–Detektor durch die Strahlröhre verlassen hat.

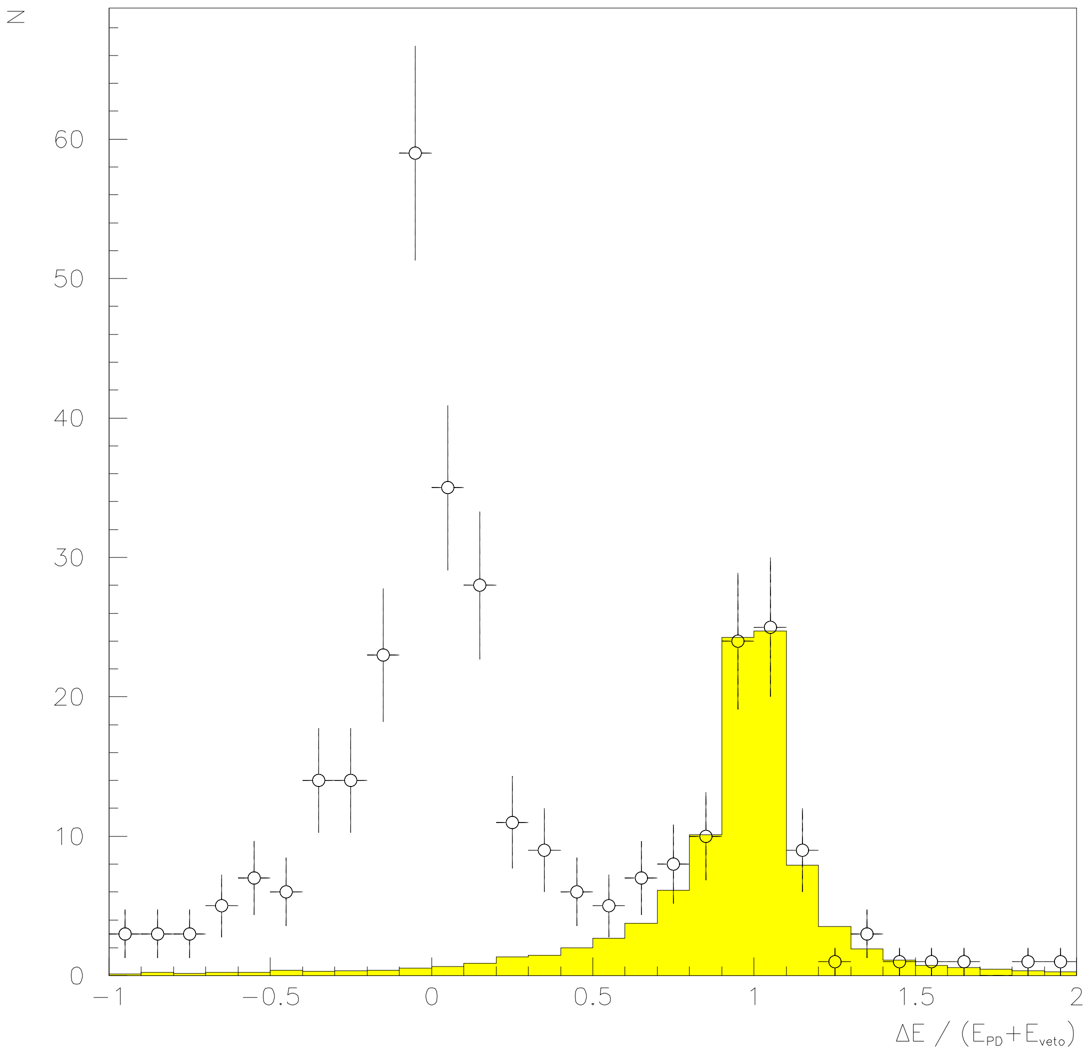


Abbildung 5.13: Anzahl N der selektierten Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon als Funktion der Größe $\Delta E/(E_{PD} + E_{\mathrm{veto}})$. Die Punkte zeigen Daten. Das graue Histogramm zeigt den künstlich erzeugten Untergrund.

wurde, mit einem Bremsstrahlungsereignis, siehe Abschnitt 4.5, überlagert wird. Die beiden miteinander überlagerten Ereignisse werden hierbei mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators aus den jeweiligen Stichproben ausgewählt. Dieses Vorgehen erscheint sinnvoll, da ein Ereignis der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung und ein Bremsstrahlungsereignis völlig unabhängig voneinander sind, obwohl sie gleichzeitig am Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors stattfinden. Außerdem wird hierdurch eine möglichst realistische Beschreibung des wirklichen Untergrundes erreicht. Die absolute Anzahl der künstlichen Untergrundereignisse wird, wie das graue Histogramm in Abbildung 5.13 zeigt, für die folgenden Analysen so gewählt, daß das Maximum bei $\Delta E/(E_{PD} + E_{\text{veto}}) \approx 1$ möglichst gut beschrieben wird. Dies wird dadurch erreicht, daß die Anzahl von künstlichen Untergrundereignissen mit dem Faktor 0,0065 multipliziert wird. Von den 40000 erzeugten künstlichen Untergrundereignissen verbleibt nach Anwendung der zur Selektion verwendeten Schnitte, siehe Abschnitt 4.2, eine Stichprobe von ca. 16000 Ereignissen. Somit sollte die Stichprobe der Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung ungefähr $0,0065 \cdot 16000 = 104$ zufällige Koinzidenzen von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons mit Bremsstrahlungsereignissen enthalten. Die folgende Abschätzung zeigt, daß dies eine realistische Zahl darstellt: Nach einer Analyse von L. Favart [Fav94] betrug die Wahrscheinlichkeit, daß während der Datennahmeperiode 1993 beim Aufeinandertreffen zweier Teilchenpakete im Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors ein Bremsstrahlungsereignis mit $E_\gamma > 5\text{GeV}$ stattfand, im Mittel ca. 0,66%. Aus den in dieser Arbeit untersuchten Runs wurde mit den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Kriterien eine Stichprobe von 16048 Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung selektiert. Somit sollte die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons mit Bremsstrahlungsereignissen in der Größenordnung von 100 Ereignissen liegen[2].

Zur Unterdrückung des Untergrundes durch zufällige Koinzidenzen von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit Bremsstrahlungsereignissen werden in diesem Abschnitt alle Ereignisse mit $\Delta E/(E_{PD} + E_{\text{veto}}) > 0,5$ verworfen. Der Einfluß des verbleibenden Untergrundes wird mit der erzeugten Stichprobe von künstlichen Untergrundereignissen untersucht.

Die Punkte in Abbildung 5.14 zeigen die Anzahl N der selektierten Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon in Abhängigkeit von ΔE. Zum Vergleich zeigt das graue Histogramm die entsprechende Verteilung für künstliche Untergrundereignisse. Das weiße Histogramm zeigt die Summe der Anzahl von künstlichen Un-

[2]Die ungefähr gleiche Größe der Stichproben von künstlichen Untergrundereignissen und von Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung, sowie der beiden Faktoren von 0,66% ergab sich rein zufällig.

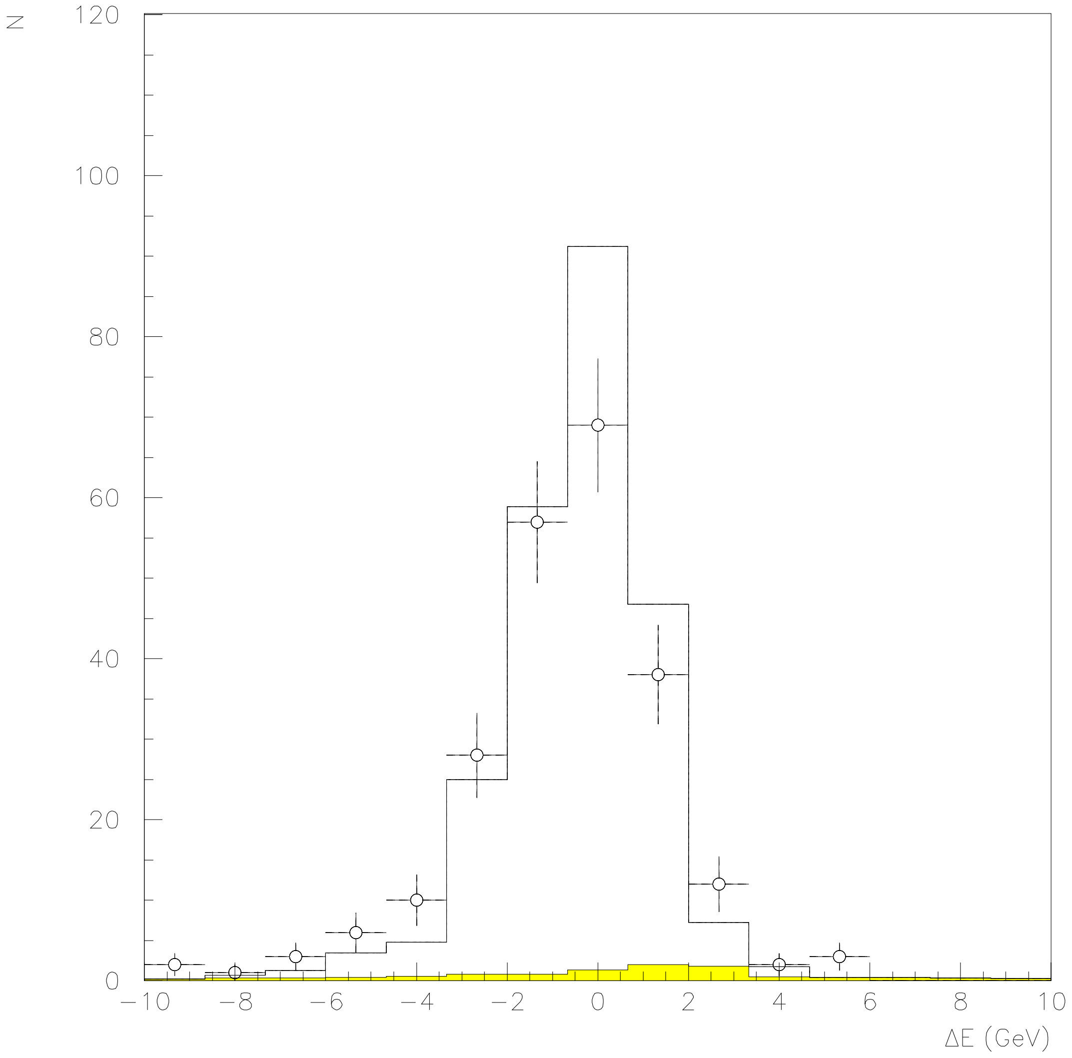


Abbildung 5.14: Anzahl N der selektierten Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon in Abhängigkeit von ΔE. Die Punkte zeigen Daten, das graue Histogramm künstliche Untergrundereignisse. Das weiße Histogramm stellt die Summe aus simulierten Ereignissen und künstlichen Untergrundereignissen dar.

tergrundereignisse und von simulierten Ereignissen. Die absolute Anzahl der im weißen Histogramm gezeigten Ereignisse wurde so gewählt, daß sie mit der Anzahl der Ereignisse in den Daten übereinstimmt. Sowohl für die Daten als auch für die Summe der simulierten Ereignisse und der künstlichen Untergrundereignisse liegt das Maximum bei $\Delta E \approx 0$. Hieraus folgt daß E_{mis} im Rahmen der experimentellen Auflösung gut mit $E_{PD} + E_{ED}$ übereinstimmt. Da eine Verschiebung von ΔE um ein GeV bei den simulierten Ereignissen zu deutlichen Diskrepanzen zwischen den gezeigten Verteilungen führen würde, wird eine solche Verschiebung in den Daten ausgeschlossen. Das Zustandekommen des Ausläufers bei kleinen Werten von ΔE läßt sich wie folgt verstehen: Bei festem y_e steigt y_{JB} mit abfallender Energie E_γ des Photons an, siehe Gleichung 5.12. Außerdem steigt die Wahrscheinlichkeit, daß Teilchen des hadronischen Endzustandes unter großen Polarwinkeln θ erzeugt werden, mit wachsendem y_{JB} an. Der Polarwinkelbereich $\theta \geq 143^o$ wird im H1–Detektor nicht durch ein hadronisches Kalorimeter abgedeckt. Hierdurch wird die Energie von Hadronen mit $\theta \geq 143^o$ zu niedrig gemessen, was eine zu hohe Abschätzung von E_{mis} und einen zu niedrigen Wert von ΔE bei hohem y_{JB} zur Folge hat. Es fällt auf, daß die Verteilung der simulierten Ereignisse schmaler ist als die der Daten. Dies ist darauf zurückzuführen, daß neben dem BEMC, siehe z.B. Gleichung 5.3, auch andere Komponenten des H1–Detektors in der Simulation eine unrealistisch gute Auflösung besitzen.
In Abbildung 5.15 sind die Mittelwerte $\langle \Delta E/(E_{PD} + E_{\text{veto}}) \rangle$ in Abhängigkeit von ΔE für Daten und simulierte Ereignisse aufgetragen. Der Stichprobe von simulierten Ereignissen wurden wie oben künstliche Untergrundereignisse hinzugefügt. Obwohl die Mittelwerte für $\langle \Delta E/(E_{PD} + E_{\text{veto}}) \rangle$ der Daten geringfügig kleiner zu sein scheinen als die der simulierten Ereignisse, ist die Messung von E_{mis} so genau, daß sie, wie in Kapitel 7 gezeigt wird, dazu ausgenutzt werden kann, die absolute Größe und die systematische Unsicherheit des Strahlungskorrekturfaktors δ zu verringern. Da y_{JB} nach Gleichung 5.12 tendenziell mit steigender Photonenergie abnimmt und die Rekonstruktion von y_{JB} bei kleinen Werten genauer möglich ist, treten bei hohem E_γ weniger Ereignisse auf, bei denen ein zu kleiner Wert für ΔE rekonstruiert wird.

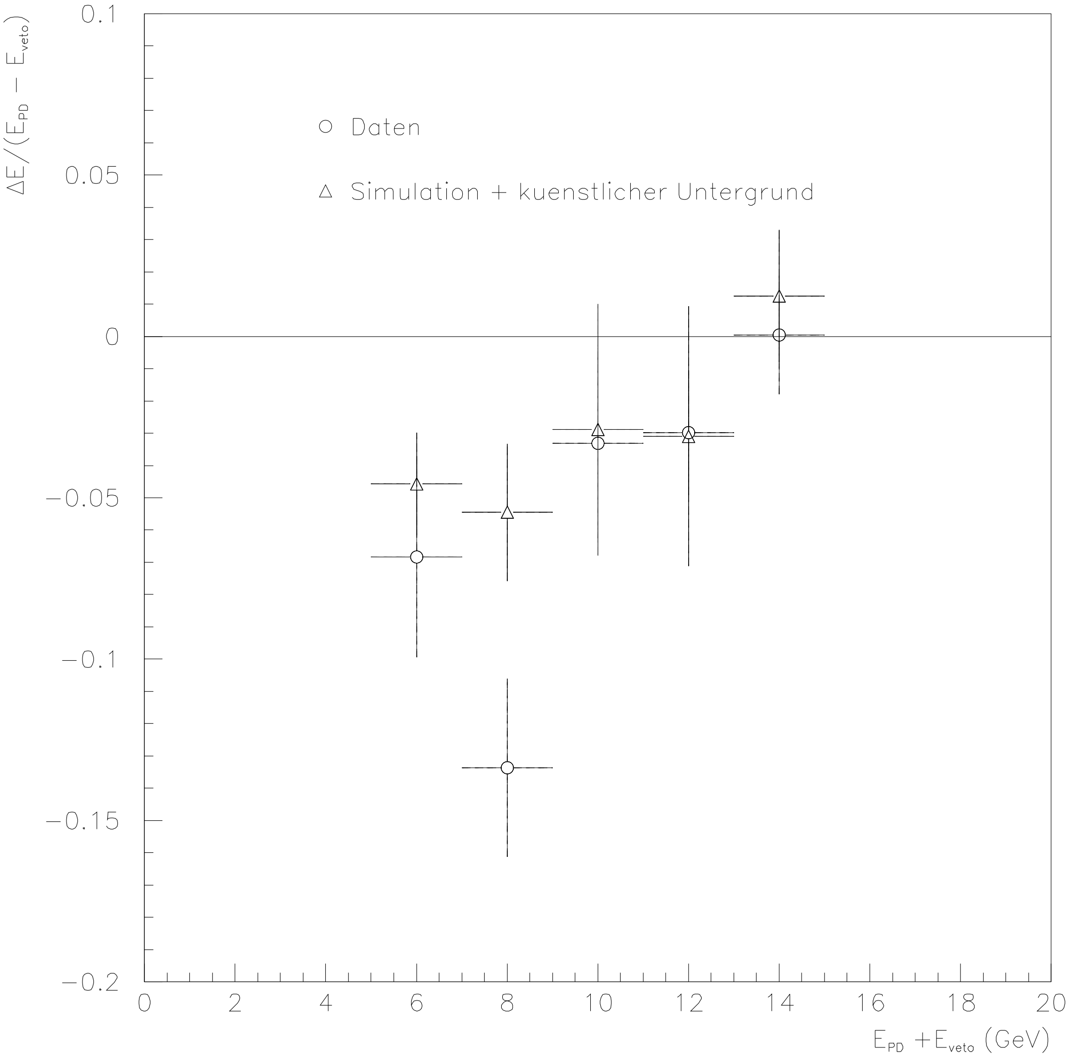


Abbildung 5.15: Mittelwerte $\langle \Delta E/(E_{PD} + E_{\mathrm{veto}})\rangle$ in Abhängigkeit von $E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}$. Die Kreise zeigen Daten, die Dreiecke simulierte Ereignisse, denen künstliche Untergrundereignisse hinzugefügt wurden.

Kapitel 6

Messung von experimentell zugänglichen Strahlungskorrekturen

Der Wert des Strahlungskorrekturfaktors δ hängt, wie in Abschnitt 2.6.2 erläutert, vom Verhalten der Strukturfunktionen des Protons über einen weiten Bereich von x_B und Q^2 ab. Dieser Bereich schließt insbesondere Werte von x_B und Q^2 ein, bei denen die Strukturfunktionen des Protons weder bei HERA noch bei vorherigen Experimenten gemessen werden konnten. Da die Werte von δ außerdem, wie in Kapitel 7 gezeigt wird, für verschiedene theoretische Vorhersagen der Strukturfunktionen stark variieren können, ist es notwendig, die Strahlungskorrekturen so weit wie möglich experimentell zu überprüfen, um eine zuverlässige Messung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ zu gewährleisten.
Die Abstrahlung hochenergetischer Photonen vom einlaufenden Elektron liefert den dominanten Beitrag zum Strahlungskorrekturfaktor δ. Im folgenden wird die Messung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dE_\gamma$ für die Abstrahlung solcher Photonen beschrieben.

6.1 Messung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dE_\gamma$ für die Abstrahlung hochenergetischer Photonen vom einlaufenden Elektron

Der Wirkungsquerschnitt σ eines an einer Speicherringanlage stattfindenden physikalischen Prozesses ist über die Beziehung

$$N = L \cdot \sigma \tag{6.1}$$

mit der Anzahl N der entsprechenden beobachteten Ereignisse und der von der Speicherringanlage gelieferten integrierten Luminosität L verknüpft. Bei der experimentellen Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts muß beachtet werden, daß zur Selektion einer möglichst untergrundfreien Stichprobe von Ereignissen Schnitte verwendet werden, die unter Umständen auch Ereignisse des eigentlich untersuchten physikalischen Prozesses verwerfen. Aus diesem Grund muß die Anzahl N der beobachteten Ereignisse auf die Effizienz der bei der Selektion verwendeten Schnitte korrigiert werden. Die Bestimmung dieser Effizienzen wird in den folgenden Abschnitten erläutert.

6.1.1 Bestimmung der Effizienz des zur Analyse benutzten Triggers des BEMC

Die einzelnen Komponenten des H1–Detektors werden nur dann ausgelesen, wenn ein Ereignis durch ein Triggersignal als ein Kandidat für einen bestimmten physikalischen Prozeß gekennzeichnet wurde. Die hier erläuterte Analyse basiert auf Ereignissen, die durch ein Triggersignal des BEMC besitzen. Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Effizienz des benutzten Triggers des BEMC [Ban92] von E_{clust} werden Ereignisse benutzt, die mit den in Abschnitt 4.1 dargestellten Schnitten als Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung selektiert wurden. Lediglich die minimal geforderte Energie E_{clust} des Clusters mit der größten Energie im BEMC wurde auf 4 GeV erniedrigt. Um die Effizienz des Triggers des BEMC bestimmen zu können, mußten außerdem Ereignisse verwendet werden, die durch einen anderen, vom BEMC unabhängigen Trigger als Kandidaten für ein physikalisches Ereignis gekennzeichnet wurden. Hierzu wurde ein Triggersignal des zentralen Spurendetektors verwendet[1].
Es sei N die Anzahl aller so selektierten Ereignisse und N_{trigger} die Anzahl der Ereignisse, bei denen zusätzlich ein Triggersignal des BEMC vorhanden ist. Dann ist die Effizienz des benutzten Triggers des BEMC gegeben durch:

$$\epsilon_{\mathrm{trigger}} = \frac{N_{\mathrm{trigger}}}{N}. \tag{6.2}$$

Abbildung 6.1 zeigt $\epsilon_{\mathrm{trigger}}$ in Abhängigkeit von E_{clust}. Bei $E_{\mathrm{clust}} \approx 8$GeV, dies entspricht ungefähr der eingestellten Schwelle des Triggers, liegt $\epsilon_{\mathrm{trigger}}$ in der Größenordnung von 50% und steigt mit wachsendem E_{clust} steil an. Für $E_{\mathrm{clust}} >$ 10GeV steigt $\epsilon_{\mathrm{trigger}}$ bei weiterem Anwachsen von E_{clust} langsamer an und erreicht schließlich den Wert $\epsilon_{\mathrm{trigger}} = 1$.
Die Punkte in Abbildung 6.2 zeigen die Anzahl N der selektierten Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit Abstrahlung eines hochenergetischen Photons vom einlaufenden Elektron in Abhängigkeit von E_{clust}. Das in derselben Abbildung gezeigte graue Histogramm zeigt künstliche Untergrundereignisse, siehe Abschnitt 5.4. Die absolute Anzahl der künstlichen Untergrundereignisse wurde entsprechend der in Abbildung 5.13 gezeigten Anpassung gewählt.

[1]Es wurde das Subtriggerbit 48 abgefragt, das eine logische Verknüpfung des sogenannten z–vertex Triggers, des Triggers der BPC und des sogenannten DC-rϕ–Triggers darstellt.

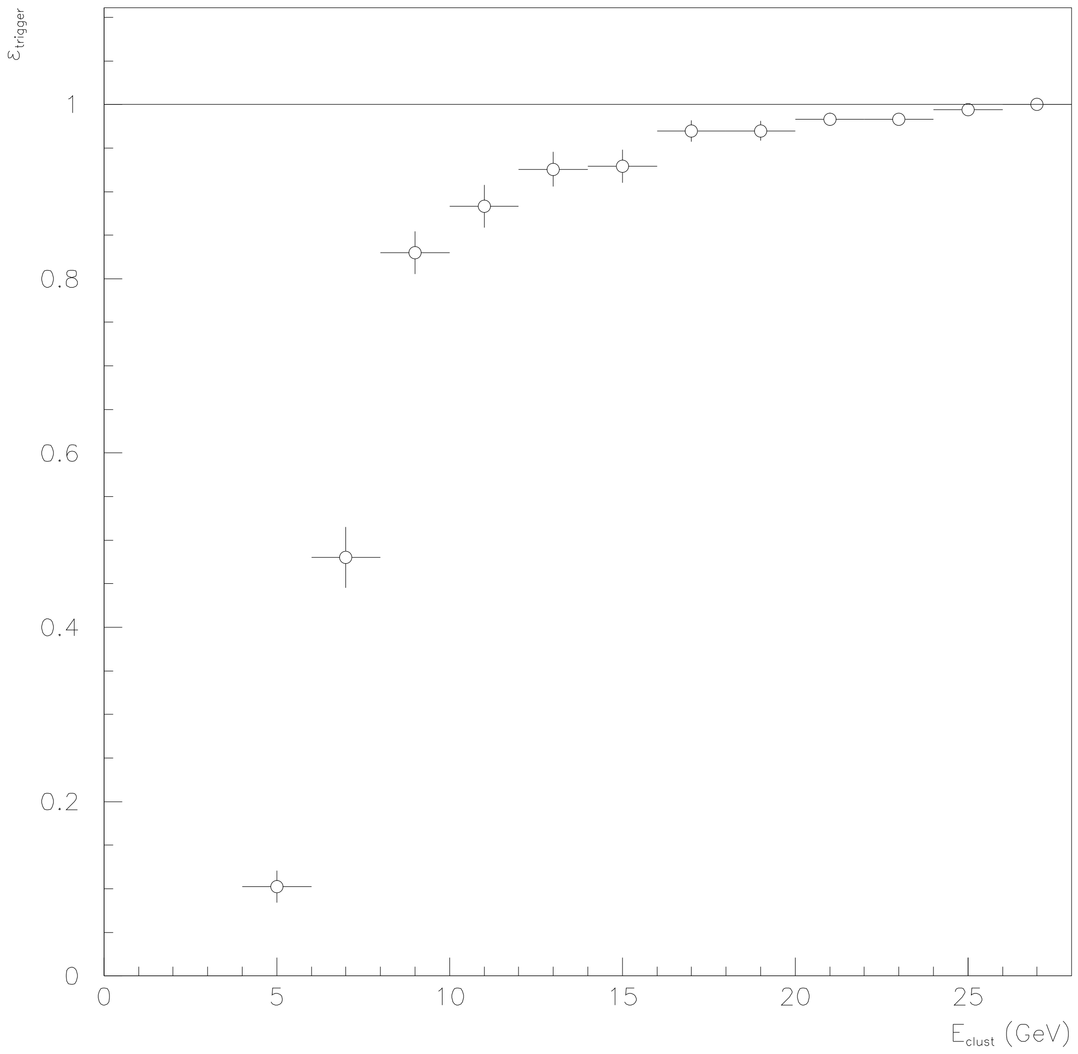


Abbildung 6.1: Abhängigkeit der Effizienz $\epsilon_{\text{trigger}}$ des benutzten Triggers des BEMC von E_{clust}. Die Schwelle des Triggers war auf eine Energie von ungefähr 8 GeV eingestellt.

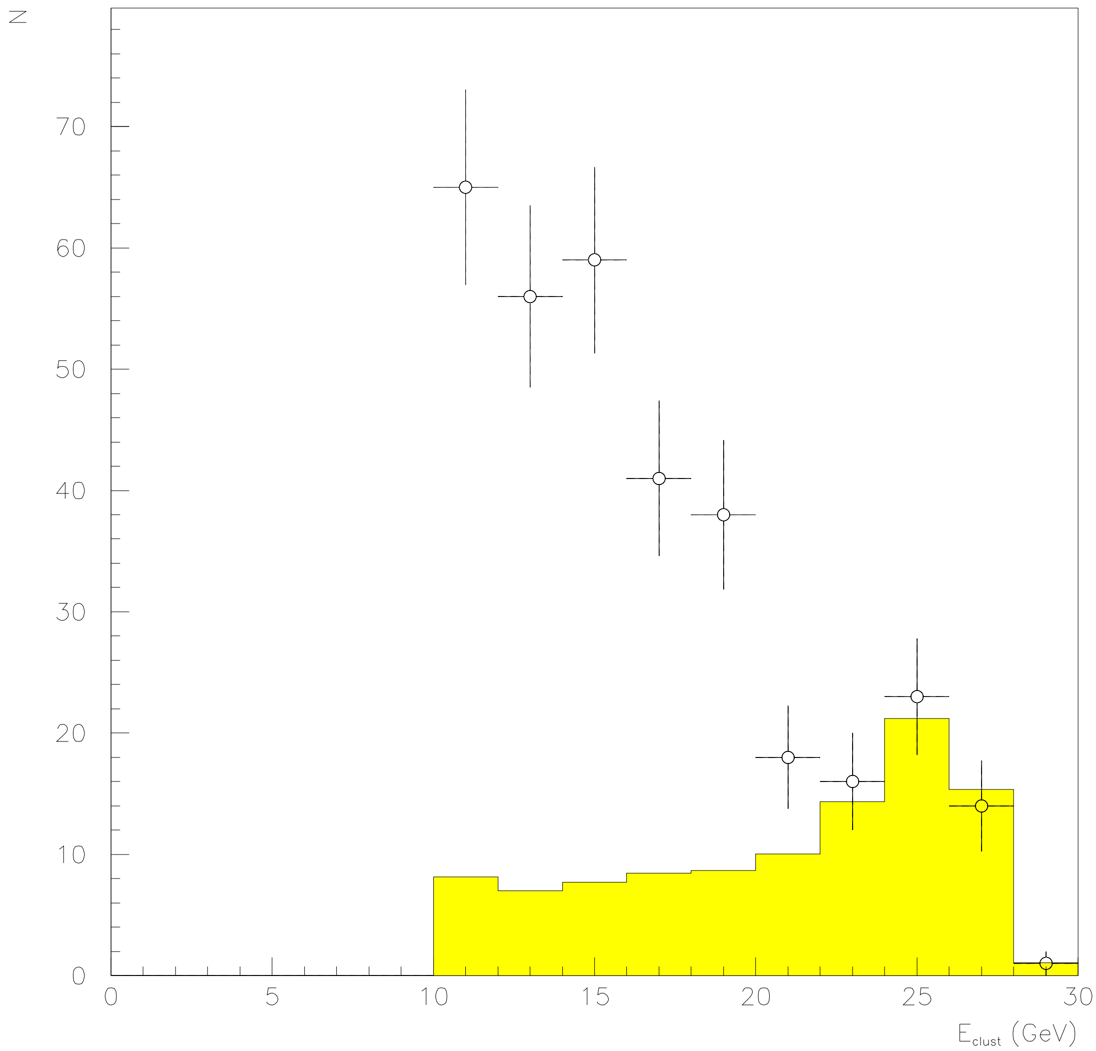


Abbildung 6.2: Anzahl N der selektierten Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit Abstrahlung eines hochenergetischen Photons vom einlaufenden Elektron in Abhängigkeit von E_{clust}. Die Punkte zeigen Daten, das graue Histogramm künstliche Untergrundereignisse siehe Abschnitt 5.4.

Da bei der Selektion der Ereignisse $E_{PD} + E_{\text{veto}} > 5\text{GeV}$ gefordert wird, erwartet man aus kinematischen Gründen nur sehr wenige Ereignisse mit $E_{\text{clust}} > 22\text{GeV}$. Im Rahmen der statistischen Fehler ist die Anzahl der Ereignisse in den Daten sehr gut mit der Annahme verträglich, daß für $E_{\text{clust}} > 22\text{GeV}$ nur Untergrund aus Zufallskoinzidenzen zwischen Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines Photons und Bremsstrahlungsereignissen vorhanden ist.
In Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit Abstrahlung eines hochenergetischen Photons sollte die beobachtete Verteilung von E_{clust} für verschiedene Intervalle in $E_{PD} + E_{\text{veto}}$ unterschiedlich sein. Zum Beispiel sollte bei einer Erhöhung von $E_{PD} + E_{\text{veto}}$ das maximal beobachtete E_{clust} abnehmen. Aus diesem Grund hängt $\epsilon_{\text{trigger}}$ von $E_{PD} + E_{\text{veto}}$ ab. Die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dE_\gamma$ wird für den Bereich $5\text{GeV} \leq E_{PD} + E_{\text{veto}} \leq 17\text{GeV}$ durchgeführt. Dieser Bereich wird in 6 Intervalle mit einer Breite von je 2 GeV aufgeteilt. Diese Intervalle seien mit der Variablen k durchnumeriert. Zur Bestimmung von $\epsilon^*_{k,\text{trigger}}$ für eines dieser Intervalle wird die Anzahl der selektierten Kandidaten, die in das entsprechende Intervall k fallen, in Abhängigkeit von E_{clust} in ein Histogramm eingetragen. Es sei N_j die Anzahl der selektierten Kandidaten im Kanal j dieses Histogramms und $N_{j,\text{unter}}$ die mit der Stichprobe von künstlichen Untergrundereignissen abgeschätzte Anzahl von Untergrundereignissen im gleichen Kanal. Dann kann die Anzahl $N_{j,\text{einl}}$ der Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon durch $N_{j,\text{einl}} = N_j - N_{j,\text{unter}}$ abgeschätzt werden. Die Effizienz $\epsilon^*_{k,\text{trigger}}$ für das betrachtete Intervall k in $E_{PD} + E_{\text{veto}}$ ergibt sich zu:

$$\epsilon^*_{k,\text{trigger}} = \frac{\sum_j (N_{j,\text{einl}} \cdot \epsilon_{j,\text{trigger}})}{\sum_j (N_{j,\text{einl}})}, \tag{6.3}$$

wobei $\epsilon_{j,\text{trigger}}$ die aus Abbildung 6.1 abgelesene Effizienz des Triggers des BEMC für diejenige Energie E_{clust} ist, die dem Kanal j entspricht. Die auf diese Weise bestimmten Werte für $\epsilon^*_{k,\text{trigger}}$ sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

E_γ (GeV)	$5 - 7$	$7 - 9$	$9 - 11$
$\epsilon^*_{k,\text{trigger}}$ (%)	$94,8 \pm 3,2$	$94,3 \pm 3,4$	$92,7 \pm 2,2$
E_γ (GeV)	$11 - 13$	$13 - 15$	$15 - 17$
$\epsilon^*_{k,\text{trigger}}$ (%)	$91,8 \pm 2,0$	$89,7 \pm 2,0$	$88,3 \pm 2,0$

Tabelle 6.1: Effizienz $\epsilon^*_{k,\text{trigger}}$ des benutzten Triggers des BEMC für die betrachteten Intervalle in $E_{PD} + E_{\text{veto}}$.

6.1.2 Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf r_{clust}

Der Schnitt auf den Radius des Clusters mit der größten Energie im BEMC dient der Unterdrückung des Untergrundes aus Photoproduktionsereignissen, bei denen ein Teilchen des hadronischen Endzustandes vortäuscht, daß das gestreute Elektron das BEMC getroffen hat, siehe Abbildung 4.3. Da nicht auszuschließen ist, das die selektierte Stichprobe von Ereignissen der tief-inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon, noch Untergrund aus Photoproduktionsereignissen enthält, wenn auf den Schnitt auf r_{clust} verzichtet wird, kann die Effizienz dieses Schnittes nicht zuverlässig aus dieser Stichprobe bestimmt werden. Aus diesem Grund wird die Effizienz $\epsilon_{r_{\mathrm{clust}}}$ des Schnittes $r_{\mathrm{clust}} < 4$cm aus Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit 24GeV $\leq E_{\mathrm{clust}} \leq$ 29GeV bestimmt. Wie in Abschnitt 4.1 und in [DeR93] gezeigt wurde, existiert für diese Werte von E_{clust} kein Untergrund aus Photoproduktionsereignissen. Da die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Clusters in guter Näherung unabhängig von der Energie des Teilchens ist [Ama81], das diesen Cluster verursacht, kann der so für $\epsilon_{r_{\mathrm{clust}}}$ bestimmte Wert für alle untersuchten Energien E_{clust} verwendet werden.
Es sei N die Anzahl der mit den in Abschnitt 4.1 dargestellten Schnitten selektierten Kandidaten für tief-inelastische Elektron–Proton–Streuung mit 24GeV $\leq E_{\mathrm{clust}} \leq$ 29GeV, wobei der Schnitt auf r_{clust} nicht angewendet wurde. $N_{r_{\mathrm{clust}}}$ sei die Anzahl der Ereignisse aus demselben Intervall in E_{clust}, bei denen zusätzlich auch $r_{\mathrm{clust}} < 4cm$ gefordert wurde. Dann ergibt sich $\epsilon_{r_{\mathrm{clust}}}$ durch:

$$\epsilon_{r_{\mathrm{clust}}} = \frac{N_{r_{\mathrm{clust}}}}{N} = \frac{6091}{6147} = 0,9909 \pm 0,0012. \tag{6.4}$$

Eine Variation der Grenzen des zur Bestimmung von $\epsilon_{r_{\mathrm{clust}}}$ betrachteten Intervalls in E_{clust} um ein GeV führt, wie erwartet, im Rahmen des statistischen Fehlers zu keiner Veränderung des Wertes von $\epsilon_{r_{\mathrm{clust}}}$. Um zu untersuchen, ob $\epsilon_{r_{\mathrm{clust}}}$ eine Abhängigkeit von θ_e besitzt, wurde das Intervall $160^o \leq \theta_e \leq 172^o$ in drei Intervalle mit einer Breite von je 4^o aufgeteilt und $\epsilon_{r_{\mathrm{clust}}}$ einzeln für jedes dieser Intervalle bestimmt. Im Rahmen der statistischen Fehler stimmten die dabei für $\epsilon_{r_{\mathrm{clust}}}$ erhaltenen Werte mit dem oben angegebenen Wert überein. Somit ergab sich kein Hinweis auf eine Abhängigkeit von $\epsilon_{r_{\mathrm{clust}}}$ von θ_e.

6.1.3 Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf d_{BPC}

Wie in Abschnitt 4.1 erläutert wurde, liefert auch der Schnitt auf d_{BPC} eine leichte Unterdrückung von Untergrund aus Photoproduktionsereignissen. Aus diesem Grund wird auch die Effizienz $\epsilon_{d_{BPC}}$ des Schnittes auf den geringsten Abstand d_{BPC} zwischen dem Schwerpunkt des Clusters mit der größten Energie im BEMC und dem nächsten in der BPC rekonstruierten Punkt aus der Stichprobe von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit

$24\text{GeV} \leq E_{\text{clust}} \leq 29\text{GeV}$ bestimmt. Da zur Bestimmung von $\epsilon_{d_{BPC}}$ auch Ereignisse benötigt werden, bei denen kein Punkt in der BPC rekonstruiert wurde, wird hier zur Messung des Streuwinkels θ_e des Elektrons, der bei der Selektion für den Schnitt $160^o \leq \theta_e \leq 172^o$ benötigt wird, der Schwerpunkt des Clusters mit der größten Energie im BEMC verwendet.
Es sei N die Anzahl der selektierten Ereignisse aus dem angegebenen Intervall in E_{clust}, bei denen der Schnitt $d_{BPC} < 4cm$ nicht angewendet wurde und N_{BPC} sei die Anzahl der selektierten Ereignisse, nach zusätzlicher Anwendung dieses Schnittes. Dann ergibt sich:

$$\epsilon_{d_{BPC}} = \frac{N_{BPC}}{N} = \frac{6413}{6653} = 0,9640 \pm 0,0023, \tag{6.5}$$

wobei nur der statistische Fehler angegeben ist.
Dieses Resultat ist in guter Übereinstimmung mit dem Resultat einer von A. Panitch durchgeführten Analyse [Pan94]. Laut Panitch gibt es Hinweise darauf, daß sich die Genauigkeit der Rekonstruktion des Schwerpunktes eines Clusters im BEMC mit fallendem E_{clust} verschlechtert. Dies kann dazu führen, daß ein zu großer Abstand d_{BPC} zwischen dem Schwerpunkt des Clusters und dem nächstgelegenen in der BPC rekonstruierten Punkt bestimmt wird, so daß der Schnitt $d_{BPC} < 4\text{cm}$ bei niedrigem E_{clust} eine geringere Effizienz besitzen könnte. Nach [Pan94] ist der Wert von $\epsilon_{d_{BPC}}$ daher zusätzlich mit einem relativen systematischen Fehler von 1,5% behaftet. Dieser systematische Fehler wird in dieser Analyse übernommen. Somit gilt:

$$\epsilon_{d_{BPC}} = 0,964 \pm 0,015. \tag{6.6}$$

6.1.4 Abschätzung der Effizienz des Flugzeitzählers

Zur Selektion von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten, hochenergetischen Photon wird gefordert, daß kein Signal im Untergrundfenster in derjenigen Auslesezelle des Flugzeitzählers registriert wird, die sich direkt hinter dem Cluster mit der größten Energie im BEMC befindet. Um zu überprüfen, ob durch diesen Schnitt fälschlicherweise Ereignisse verworfen werden, wurde nach Ereignissen gesucht, die bis auf diesen Schnitt alle anderen in Abschnitt 4.2 erläuterten Schnitte erfüllen. Es wurde lediglich ein solches Ereignis gefunden. In diesem Ereignis wurde in fast allen Auslesezellen des Flugzeitzählers ein Signal im Untergrundfenster registriert. Außerdem wurden im zentralen Spurendetektor 84 Spuren geladener Teilchen rekonstruiert, die sich mit der Strahlachse nicht am rekonstruierten Wechselwirkungspunkt schneiden. Für sehr viele dieser Spuren ist der Wert der z–Koordinate des Schnittpunktes der Spur mit der Strahlachse kleiner als -150 cm. Daher wird angenommen, daß dieses Ereignis wirklich durch Untergrund verursacht wurde und somit kein Ereignis verworfen wurde, daß am Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors stattgefunden hat.

Mit Hilfe der folgenden Abschätzung kann eine untere Schranke für die Effizienz ϵ_{flug} des Flugzeitzählers angegeben werden: Nach der Binominalverteilung gilt für die Wahrscheinlichkeit w_{k_0}, daß k_0 von N_0 Ereignissen durch den Schnitt, der das Signal des Flugzeitzählers benutzt, verworfen werden

$$w_{k_0} = \left(\begin{array}{c} N_0 \\ k_0 \end{array} \right) (1 - \epsilon_{\text{flug}})^{k_0} \cdot \epsilon_{\text{flug}}^{N_0 - k_0}. \tag{6.7}$$

Somit beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß kein Ereignis verworfen wird:

$$w_0 = \epsilon_{\text{flug}}^{N_0}. \tag{6.8}$$

Die Wahrscheinlichkeit W, daß ϵ_{flug} innerhalb des Intervalls $[\epsilon_{\text{flug,min}}, 1]$ liegt, ergibt sich zu

$$W = \frac{\int_{\epsilon_{\text{flug,min}}}^{1} w_0 \ \ \mathrm{d}(\epsilon_{\text{flug}})}{\int_0^1 w_0 \ \ \mathrm{d}(\epsilon_{\text{flug}})}. \tag{6.9}$$

Aus der Forderung, daß W größer als 68% sein soll, ergibt sich mit $N_0 = 330$:

$$\epsilon_{\text{flug}} > 0,32^{1/(N_0+1)} = 99,7\%. \tag{6.10}$$

6.1.5 Bestimmung der Effizienz der Rekonstruktion eines Wechselwirkungspunktes

Zur genauen Rekonstruktion des Streuwinkels des Elektrons muß die Lage des Wechselwirkungspunktes bekannt sein. Daher werden zur Analyse nur Ereignisse mit einem rekonstruierten Wechselwirkungspunkt mit $-55\text{cm} \leq z_{wwp} \leq 45\text{cm}$ verwendet. Da hierdurch Ereignisse verworfen werden, muß zur Messung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dE_\gamma$ die Effizienz ϵ_{wwp} dieses Schnittes auf einen rekonstruierten Wechselwirkungspunkt bestimmt werden. Hierbei muß beachtet werden, daß die Stichprobe von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon, die zur Bestimmung von ϵ_{wwp} benutzt wird, noch Untergrund aus Zufallskoinzidenzen von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons und Bremsstrahlungsereignissen enthält. Da dieser Untergrund die für ϵ_{wwp} erhaltene Werte verfälschen kann, wird in diesem Abschnitt zusätzlich der Schnitt $\Delta E/(E_{PD}+E_{\text{veto}}) < 0,5$ verwendet, mit dem der überwiegende Teil des Untergrundes unterdrückt werden kann, siehe Abbildung 5.13. Aus der in Abschnitt 5.4 beschriebenen Stichprobe von künstlichen Untergrundereignissen und der dort durchgeführten Anpassung der absoluten Anzahl von Untergrundereignissen folgt, daß sich nach diesem Schnitt in der selektierten Stichprobe von 220 Ereignissen noch ca. 10 Untergrundereignisse befinden.
Zur Bestimmung von ϵ_{wwp} werden auch Ereignisse benötigt, bei denen kein Wechselwirkungspunkt rekonstruiert werden konnte. Um dennoch zu gewährleisten,

daß die einzelnen Ereignisse in der Nähe des nominellen Wechselwirkungspunktes des H1–Detektors stattgefunden haben, werden in diesem Abschnitt nur Ereignisse benutzt, bei denen in der Auslesezelle des Flugzeitzählers, die sich direkt hinter dem Cluster mit der größten Energie im BEMC befindet, ein Signal im Wechselwirkungsfenster registriert wurde.
Es sei N_{ges} die Anzahl der Ereignisse, die mit den in Abschnitt 4.2 genannten und den beiden oben erläuterten Schnitten aus den Daten selektiert wurden, wobei kein rekonstruierter Wechselwirkungspunkt gefordert wurde. $N_{\mathrm{ges,wwp}}$ bezeichne die Anzahl der Ereignisse, die selektiert wurden, wenn zusätzlich ein rekonstruierter Wechselwirkungspunkt mit $-55\mathrm{cm} \leq z_{wwp} \leq 45\mathrm{cm}$ gefordert wurde. Dann sei

$$\epsilon_{\mathrm{schein}} = \frac{N_{\mathrm{ges,wwp}}}{N_{\mathrm{ges}}}. \tag{6.11}$$

Zur Bestimmung von ϵ_{wwp} aus $\epsilon_{\mathrm{schein}}$ muß noch der Einfluß des trotz der Verwendung des Schnittes $\Delta E/(E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}) < 0,5$ in den Daten verbleibenden Untergrundes aus zufälligen Koinzidenzen von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons und Bremsstrahlungsereignissen abgeschätzt werden. Mit Hilfe der Stichprobe aus künstlichen Untergrundereignissen wurde die Anzahl N_{unter} ($N_{\mathrm{unter,wwp}}$) der zufälligen Koinzidenzen abgeschätzt, die ohne einen rekonstruierten Wechselwirkungspunkt zu fordern (mit der Forderung eines rekonstruierten Wechselwirkungspunktes mit $-55\mathrm{cm} \leq z_{wwp} \leq 45\mathrm{cm}$) selektiert wurden. Es folgt:

$$\epsilon_{\mathrm{schein}} = (1 - z_{\mathrm{unter}})\epsilon_{\mathrm{wwp}} + z_{\mathrm{unter}} \frac{N_{\mathrm{unter,wwp}}}{N_{\mathrm{unter}}}, \tag{6.12}$$

mit

$$z_{\mathrm{unter}} = \frac{N_{\mathrm{unter}}}{N_{\mathrm{ges}}}. \tag{6.13}$$

Somit ergibt sich

$$\epsilon_{\mathrm{wwp}} = \frac{\epsilon_{\mathrm{schein}} - z_{\mathrm{unter}}(N_{\mathrm{unter,wwp}}/N_{\mathrm{unter}})}{1 - z_{\mathrm{unter}}}. \tag{6.14}$$

Mit Gleichung 6.14 wurde ϵ_{wwp} einzeln für jedes der Intervalle bestimmt, die zur Messung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dE_\gamma$ benutzt werden. Der Unterschied zwischen ϵ_{wwp} und $\epsilon_{\mathrm{schein}}$ beträgt für alle 6 untersuchten Intervalle in $E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}$ weniger als ein Prozent. Abbildung 6.3 zeigt ϵ_{wwp} in Abhängigkeit von $E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}$ für Daten und simulierte Ereignisse. Sowohl in den Daten als auch für die simulierten Ereignisse fällt ϵ_{wwp} mit ansteigendem $E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}$ ab. Dies folgt daraus, daß Ereignisse, bei denen ein hochenergetisches Photon vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wurde, nach Gleichung 2.58 tendenziell niedrige Werte für Q^2 besitzen. Da die invariante Masse M_X des hadronischen Endzustandes durch

$$M_X = Q^2 \left(\frac{1 - x_B}{x_B} \right) \tag{6.15}$$

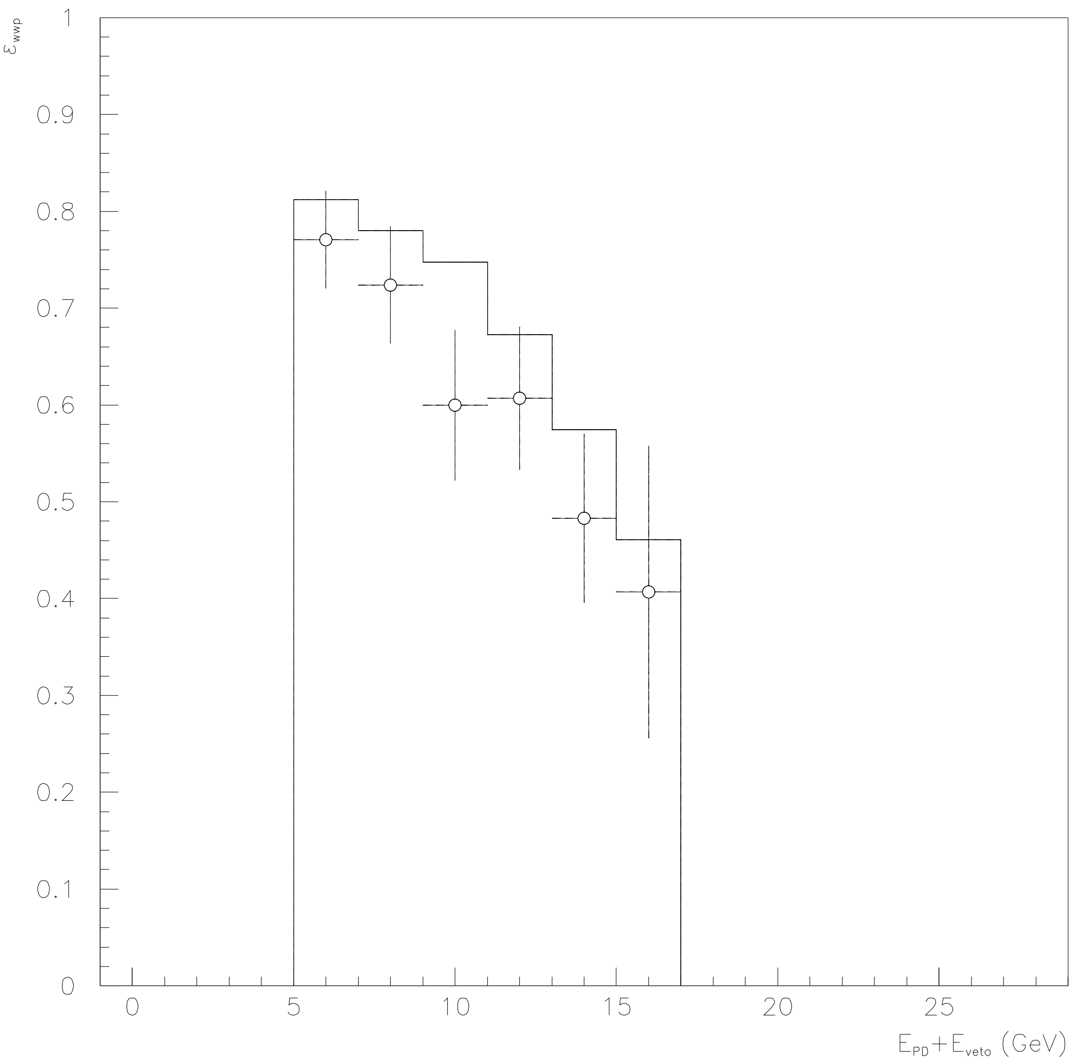


Abbildung 6.3: Abhängigkeit der Effizienz ϵ_{wwp} der Rekonstruktion eines Wechselwirkungspunktes in Abhängigkeit von $E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}$. Die Punkte zeigen Daten, das Histogramm zeigt simulierte Ereignisse.

mit Q^2 verknüpft ist, besitzen Ereignisse mit hohem $E_{PD} + E_{\rm veto}$ meist niedriges M_X. Dies bedeutet, daß die Multiplizität geladener Teilchen in solchen Ereignissen gering ist, wodurch die Wahrscheinlichkeit, daß ein Wechselwirkungspunkt rekonstruiert werden kann, niedrig wird.
Für den gesamten betrachteten Bereich in $E_{PD}+E_{\rm veto}$ ist $\epsilon_{\rm wwp}$ für die Daten geringer als für simulierte Ereignisse. Ein entsprechendes Verhalten wird auch in Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons für $E_{\rm clust} \gtrsim 24$GeV beobachtet [Pan94]. Dies kann einerseits daraus folgen, daß der zur Erzeugung der simulierten Ereignisse benutzte Generator DJANGO nicht dafür optimiert ist, den hadronischen Endzustand von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung korrekt zu beschreiben. Andererseits könnten die toten Auslesezellen der CJC1 und CJC2, die in der untersuchten Datennahmeperiode 1993 vorhanden waren, in der Simulation nicht korrekt beschrieben sein.

6.1.6 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dE_\gamma$

Abbildung 6.4 zeigt die Anzahl der selektierten Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon in Abhängigkeit von $E_{PD} + E_{\rm veto}$. Die Punkte zeigen Daten, das graue Histogramm zeigt den mit Hilfe der Stichprobe von künstlichen Untergrundereignissen abgeschätzten Untergrund aus zufälligen Koinzidenzen von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons und Bremsstrahlungsereignissen. Dieser Untergrund hat ein lokales Minimum bei $E_{PD} + E_{\rm veto} \approx 11$GeV. In Bremsstrahlungsereignissen entspricht diese Energie des Photons, einer Energie E'_e des Elektrons von ungefähr 16 GeV. Wie in [H1-92] gezeigt wurde, besitzt der Elektrondetektor des Luminositätssystems in diesem Bereich von E'_e eine hohe geometrische Akzeptanz. Daher wird der überwiegende Anteil der zufälligen Koinzidenzen durch den bei der Selektion verwendeten Schnitt, daß kein Cluster im Elektrondetektor rekonstruiert worden ist, siehe Abschnitt 4.2, verworfen. Für niedrigere oder höhere Energien des Elektrons in Bremsstrahlungsereignissen sinkt die geometrische Akzeptanz des Elektrondetektors. Hierdurch verfehlt das Elektron bei einer größeren Anzahl von Bremsstrahlungsereignissen den Elektrondetektor, wodurch ein geringerer Anteil der zufälligen Koinzidenzen aus Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons und Bremsstrahlungsereignissen durch den Schnitt auf einen im Elektrondetektor rekonstruierten Cluster verworfen werden kann. Da außerdem der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlungsereignisse mit steigender Photonenergie E_γ abnimmt [Alt74], ergibt sich das in Abbildung 6.4 für die Untergrundereignisse gezeigte Spektrum.
Für $E_{PD} + E_{\rm veto} > 17$GeV ist die in den Daten beobachtete Anzahl von Ereignissen konsistent mit der Annahme, daß ausschließlich Untergrund aus den oben

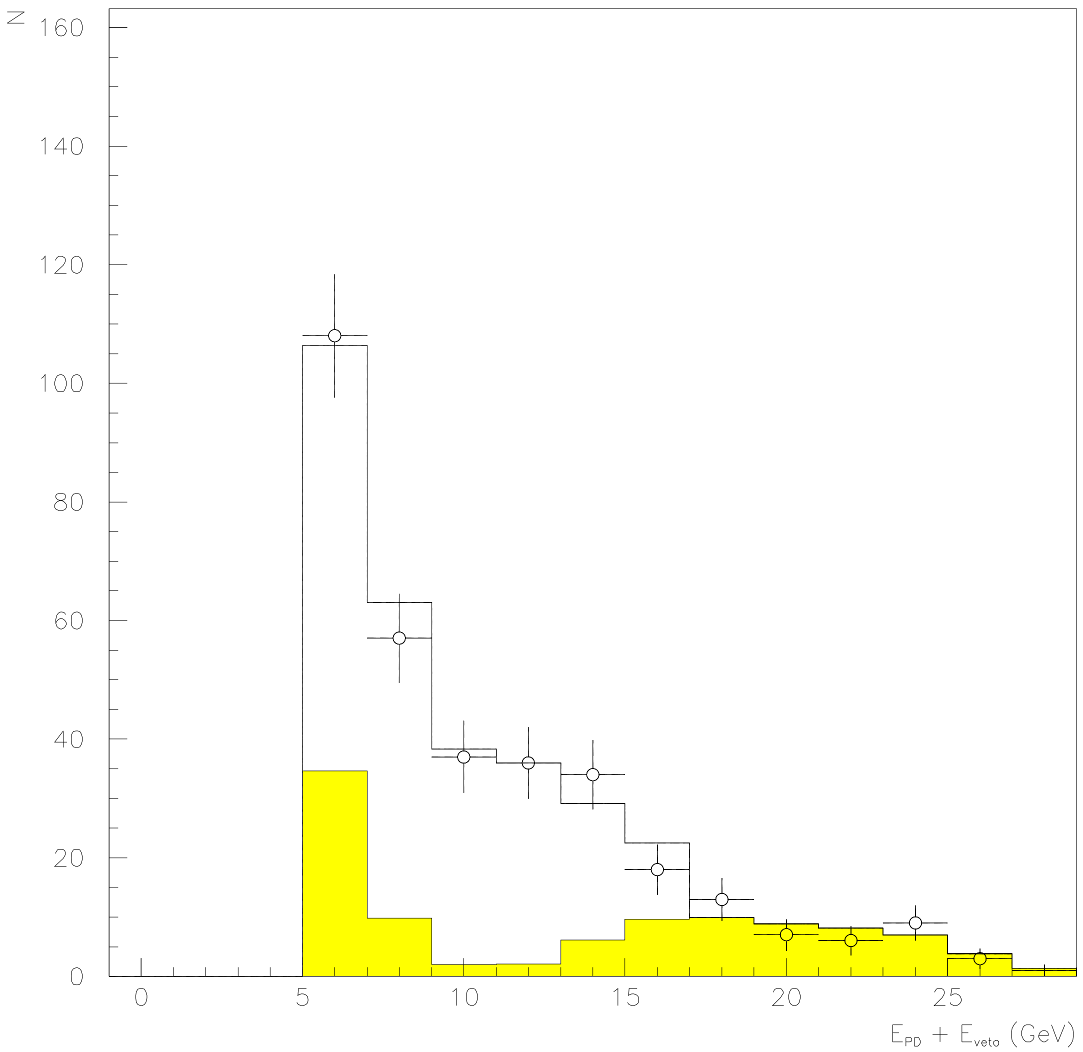


Abbildung 6.4: Anzahl der selektierten Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon in Abhängigkeit von $E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}$. Die Punkte zeigen Daten, das graue Histogramm zeigt den mit Hilfe der Stichprobe von künstlichen Untergrundereignissen abgeschätzten Untergrund aus zufälligen Koinzidenzen von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons und Bremsstrahlungsereignissen. Das weiße Histogramm zeigt die Summe aus diesen Untergrundereignissen und simulierten Ereignissen, wobei auf die für die Daten und die simulierten Ereignisse unterschiedlichen Effizienzen korrigiert wurde, siehe Text.

diskutierten zufälligen Koinzidenzen vorhanden ist. Dies war aufgrund des bei der Selektion verwendeten Schnittes $E_{\rm clust} > 10$GeV zu erwarteten.
Das weiße Histogramm in Abbildung 6.4 zeigt die Summe aus künstlichen Untergrundereignissen und simulierten Ereignissen. Bei der Erzeugung der simulierten Ereignisse wurden die Partondichteverteilungen GRV von Glück et al.[Glu92] verwendet. Die im weißen Histogramm in Abbildung 6.4 gezeigte Anzahl von Ereignissen wurde so normiert, daß sie der integrierten Luminosität $L = 245 nb^{-1}$ der Daten entspricht. Außerdem wurde eine Korrektur auf die in den Daten und der Simulation unterschiedlichen Effizienzen des Triggers $\epsilon_{\rm trigger}$ und der Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes $\epsilon_{\rm wwp}$ durchgeführt, so daß das weiße Histogramm einer absoluten Vorhersage entspricht. Im Rahmen der Statistik werden die Daten sehr gut durch diese Vorhersage beschrieben.
Unter der Annahme, daß die oben betrachteten Effizienzen unabhängig voneinander sind ergibt sich der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE_\gamma$ für Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit Abstrahlung eines hochenergetischen Photons vom einlaufenden Elektron innerhalb des wie folgt definierten Akzeptanzbereichs

- $E_e > 10$GeV,
- $160^o \leq \theta_e \leq 172^o$,
- $E_\gamma > 5$GeV und
- $\theta_\gamma < 179.97^o$

durch:

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = \frac{N_{\rm selekt} - N_{unter,selekt}}{\epsilon_{\rm wwp}\ \epsilon_{\rm trigger}\ \epsilon_{d_{BPC}}\ \epsilon_{r_{\rm clust}}\ L\ \Delta E_\gamma}, \qquad (6.16)$$

mit

$N_{\rm selekt}$	=	Anzahl der selektierten Ereignisse,
$N_{unter,selekt}$	=	aus der Stichprobe von künstlichen Untergrundereignissen abgeschätzte Anzahl der selektierten zufälligen Koinzidenzen aus Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons und Bremsstrahlungsereignissen,
$\epsilon_{\rm wwp}$	=	Effizienz der Rekonstruktion eines Wechselwirkungspunktes,
$\epsilon_{\rm trigger}$	=	Effizienz des benutzten Triggers des BEMC,

$\epsilon_{d_{BPC}}$ = Effizienz des Schnittes auf den minimalen Abstand d_{BPC} eines in der BPC rekonstruierten Punktes zum Schwerpunkt des Clusters mit der größten Energie im BEMC,
$\epsilon_{r_{\text{clust}}}$ = Effizienz des Schnittes auf den Radius des Clusters mit der größten Energie im BEMC,
L = 245 nb^{-1} = integrierte Luminosität der Daten und
ΔE_γ = 2 GeV = Breite der zur Bestimmung von $d\sigma/dE_\gamma$ benutzten Intervalle in $E_{PD} + E_{\text{veto}}$.

Die Punkte in Abbildung 6.5 zeigen den nach Gleichung 6.16 bestimmten Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE_\gamma$ für den oben angegebenen Akzeptanzbereich. Die inneren Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken zeigen die quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurden die folgenden Beiträge berücksichtigt:

- Die statistischen bzw. systematischen Fehler der in Gleichung 6.16 benutzten Effizienzen ϵ_{wwp}, $\epsilon_{\text{trigger}}$, $\epsilon_{d_{BPC}}$ und $\epsilon_{r_{\text{clust}}}$.

- Der Beitrag einer möglichen Verschiebung der absoluten Skala bei der Messung von $E_{PD} + E_{\text{veto}}$ um 3,5%. Dies ist die maximale Unsicherheit, die bei der Überprüfung der Kalibrierung des Photondetektors und des Vetodetektors in Ereignissen mit $E_{\text{veto}}/(E_{PD} + E_{\text{veto}}) > 0,2$ aufgetreten ist, siehe Abschnitt 5.3. Zur Untersuchung des sich hieraus ergebenden systematischen Fehlers wurde die in den Daten gemessene Energie $E_{PD} + E_{\text{veto}}$ um 3,5% variiert und die Anzahl der selektierten Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon in den einzelnen benutzten Intervallen in $E_{PD} + E_{\text{veto}}$ neu bestimmt. Nach dieser Variation wich die Anzahl von selektierten Kandidaten in keinem der benutzten Intervalle in $E_{PD} + E_{\text{veto}}$ um mehr als 12 % vom vorherigen Wert ab.

- Der Beitrag zum systematischen Fehler, der sich durch die Unsicherheit der absoluten Anzahl von selektierten zufälligen Koinzidenzen von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons und Bremsstrahlungsereignissen ergibt. Um diesen Beitrag abzuschätzen wurde die absolute Normierung der Anzahl der Ereignisse in der benutzten Stichprobe von künstlichen Untergrundereignissen um 20% variiert. Eine solche Variation würde in Abbildung 5.13 dazu führen, daß das in den Daten sichtbare lokale Maximum bei $\Delta E/(E_{PD} + E_{\text{veto}}) \approx 1$ von den künstlichen Untergrundereignissen schlechter beschrieben würde. Diese Variation führt im Intervall $15\text{GeV} < E_{PD} + E_{\text{veto}} < 17\text{GeV}$ zu einer Veränderung des gemessenen

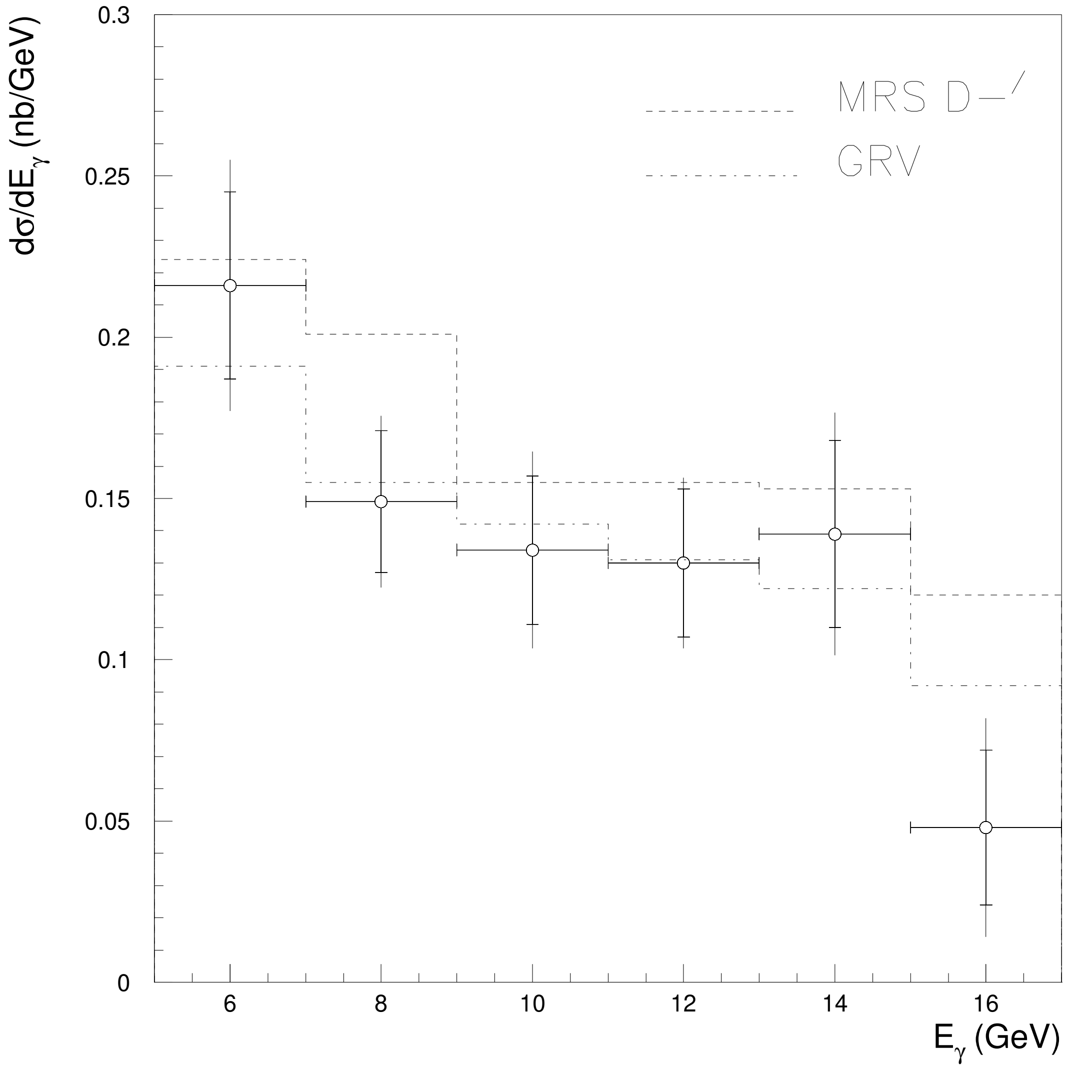


Abbildung 6.5: Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE_\gamma$ für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon für den im Text genannten Akzeptanzbereich. Die inneren Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken die quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler. Die absolute Skala des gezeigten Wirkungsquerschnitts ist mit einer zusätzlichen Unsicherheit von 5% aufgrund des systematischen Fehlers der Messung der integrierten Luminosität behaftet. Zum Vergleich sind theoretische Vorhersagen gezeigt, die mit dem Generator HERACLES [Kwi91] berechnet wurden. Hierzu wurden Partondichteverteilungen MRS D-' und MRS D0' von Martin et al. [Mar93] bzw. GRV von Glück et al. [Glu92] benutzt.

Wirkungsquerschnitts um 23%. In allen anderen Intervallen ist die entsprechende Veränderung des gemessenen Wirkungsquerschnitts geringer als 10%.

- Der Beitrag aufgrund der endlichen Auflösung des Photondetektors und des Vetodetektors. Hierzu wurde mit simulierten Ereignissen die Anzahl von selektierten Kandidaten für die einzelnen Intervalle in $E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}$ mit derjenigen Anzahl verglichen, die sich ergeben würde, wenn für die Selektion und die Analyse die wirkliche Energie E_γ des Photons anstatt der gemessenen Energie $E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}$ benutzt wird. Der Vergleich ergab einen maximalen Unterschied der Anzahl der selektierten Kandidaten von 15% für $15\mathrm{GeV} < E_{PD} + E_{\mathrm{veto}} < 17\mathrm{GeV}$.

- Der Beitrag der systematischen Unsicherheit der Messung der integrierten Luminosität. Der entsprechende relative Fehler von 5% ist in Abbildung 6.5 nicht gezeigt.

Zum Vergleich zeigt Abbildung 6.5 theoretische Vorhersagen für $d\sigma/dE_\gamma$ für $E'_e > 10\mathrm{GeV}$, $160^o < \theta_e < 172^o$ und $\theta_\gamma > 179.97^o$ in Abhängigkeit von E_γ. Zur Berechnung dieser Vorhersagen wurde der Generator HERACLES verwendet. Gezeigt sind die Resultate für drei verschiedene Partondichteverteilungen: MRS D-' und MRS D0' von Martin et al.[Mar93] und GRV von Glück et al. [Glu92]. Da die Partondichteverteilungen MRS D-' und MRS D0' nur für Impulsüberträge $Q^2 > 5\mathrm{GeV}^2$ gültig sind, wurde angenommen, daß sich die entsprechenden Quark– und Gluondichteverteilungen für $Q^2 < 5\mathrm{GeV}^2$ verhalten wie [Vol75]:

$$\begin{aligned} q_l(x_B, Q^2) &= q_l(x_B, Q^2 = 5\mathrm{GeV}^2) \cdot (1 - \exp(-A^2 Q^2)) \quad \text{und} \\ g_l(x_B, Q^2) &= g_l(x_B, Q^2 = 5\mathrm{GeV}^2) \cdot (1 - \exp(-A^2 Q^2)), \end{aligned} \tag{6.17}$$

mit $A = 3,37\mathrm{GeV}^2$. Während die Partondichteverteilungen MRS D0' und GRV in der Lage sind, die Daten zu beschreiben, liegt MRS D-' tendenziell zu hoch. Die Partondichteverteilungen GRV sind außerdem in der Lage, die von der H1–Kollaboration für die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ gemessenen Daten zu beschreiben [H1-93a]. Daher ist der in dieser Arbeit gemessene Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE_\gamma$ konsistent mit den für $F_2(x_B, Q^2)$ bestimmten Resultaten.

6.2 Untersuchung der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung bei kleinem Q^2

Nach Gleichung 2.58 ist in Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon der Impulsübertrag Q^2 auf das Proton kleiner als der mit Methode A aus Abschnitt

2.1.2 rekonstruierte Impulsübertrag Q_e^2. Daher erlauben diese Ereignisse, die tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung in einem kinematischen Bereich zu untersuchen, der ansonsten außerhalb der Akzeptanz des H1–Detektors liegen würde. Dies wird durch Abbildung 6.6 veranschaulicht: Abbildung 6.6a) zeigt Wertepaare (x_e, Q_e^2) für die selektierten Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon. Die eingezeichneten Linien stellen die durch die bei der Selektion verwendeten Schnitte in E_{clust} und θ_e bedingten kinematischen Grenzen dar. Wie erwartet liegen alle gezeigten Punkte innerhalb dieser Grenzen. Abbildung 6.6b) zeigt Wertepaare (x_B, Q^2) für dieselben Ereignisse. Der überwiegende Teil der Ereignisse liegt außerhalb der eingezeichneten kinematischen Grenzen.
In diesem Abschnitt wird die Messung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$ für Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon erläutert. Während die Effizienzen $\epsilon_{r_{\mathrm{clust}}}$ und $\epsilon_{d_{BPC}}$ nicht von Q^2 abhängen und daher deren Werte aus Abschnitt 6.1 übernommen werden können, müssen die Effizienzen $\epsilon_{\mathrm{trigger}}$ und ϵ_{wwp} für diese Messung neu bestimmt werden. Diese Bestimmung wird im folgenden zunächst erläutert.

6.2.1 Bestimmung der Effizienz des Triggers des BEMC

Die Bestimmung der Effizienz des Triggers des BEMC für die Messung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$ lehnt sich an Abschnitt 6.1.1 an. Die Messung von $d\sigma/dQ^2$ benutzt 7 Intervalle in Q^2, die mit der Variablen m durchnumeriert seien. Die Anzahl der selektierten Ereignisse in Abhängigkeit von E_{clust} wird für je ein Intervall m in ein Histogramm eingetragen. $N_{j,\mathrm{einl}}$ bezeichne die Anzahl der Ereignisse im Kanal j dieses Histogramms nach Abzug des mit der Stichprobe aus künstlichen Untergrundereignissen abgeschätzten Untergrundes. Dann ergibt sich die Effizienz $\epsilon'_{m,\mathrm{trigger}}$ für das Intervall m zu:

$$\epsilon'_{m,\mathrm{trigger}} = \frac{\sum_j (N_{j,\mathrm{einl}} \cdot \epsilon_{j,\mathrm{trigger}})}{\sum_j (N_{j,\mathrm{einl}})}, \tag{6.18}$$

wobei $\epsilon_{j,\mathrm{trigger}}$ die aus Abbildung 6.1 abgelesene Effizienz des Triggers des BEMC für diejenige Energie E_{clust} ist, die dem Kanal j entspricht. Die Resultate für $\epsilon'_{m,\mathrm{trigger}}$ sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt. Nach Gleichung 2.58 fällt Q^2 mit wachsender Energie E_γ des abgestrahlten Photons ab. Wie in Abschnitt 6.1.1 erläutert, nimmt die Effizienz $\epsilon^*_{k,trigger}$ des Triggers des BEMC mit steigender Energie E_γ des abgestrahlten Photons ab, siehe Tabelle 6.1. Somit sollte $\epsilon'_{m,\mathrm{trigger}}$ mit ansteigendem Q^2 wachsen. Wie Tabelle 6.2 zeigt, ist diese Tendenz vorhanden.

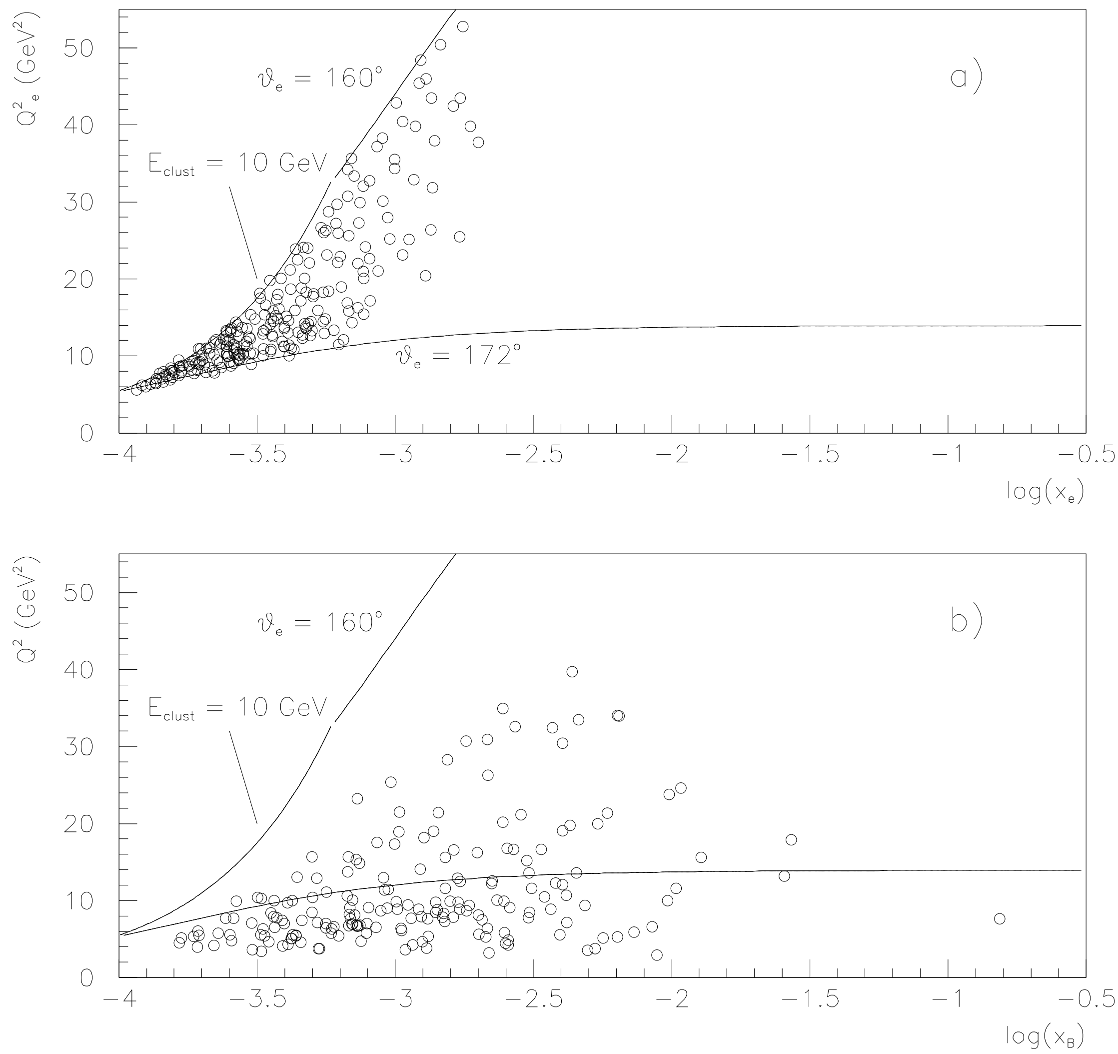


Abbildung 6.6: a): Wertepaare (x_e, Q_e^2) für die selektierten Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon. b): Wertepaare (x_B, Q^2) für dieselben Ereignisse. Die eingezeichneten Linien veranschaulichen den Einfluß der bei der Selektion benutzten Schnitte in E_{clust} und θ_e.

Q^2 (GeV)	$2-5$	$5-8$	$8-11$	$11-14$
$\epsilon'_{m,\mathrm{trigger}}$ (%)	$89,8 \pm 1,0$	$92,1 \pm 1,0$	$94,4 \pm 1,0$	$93,8 \pm 1,0$
Q^2 (GeV)	$14-17$	$17-26$	$26-35$	
$\epsilon'_{m,\mathrm{trigger}}$ (%)	$95,2 \pm 1,0$	$94,7 \pm 1,0$	$96,0 \pm 1,0$	

Tabelle 6.2: Effizienz $\epsilon'_{m,\mathrm{trigger}}$ des benutzten Triggers des BEMC für die verschiedenen betrachteten Intervalle in Q^2.

6.2.2 Bestimmung der Effizienz der Rekonstruktion eines Wechselwirkungspunktes

Die Bestimmung der Effizienz der Rekonstruktion eines Wechselwirkungspunktes für die Messung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$ wurde in Analogie zu der in Abschnitt 6.1.5 erläuterten Methode durchgeführt. Abbildung 6.7 zeigt ϵ_{wwp} in Abhängigkeit von Q^2 für Daten und simulierte Ereignisse. ϵ_{wwp} steigt sowohl für die Daten als auch für simulierte Ereignisse mit wachsendem Q^2 an. Nach Gleichung 6.15 wird die invariante Masse des hadronischen Endzustandes und somit die Multiplizität geladener Teilchen in einem Ereignis mit ansteigendem Q^2 größer. Hieraus folgt, daß auch die Wahrscheinlichkeit, den Wechselwirkungspunkt eines Ereignisses rekonstruieren zu können, mit wachsendem Q^2 ansteigen sollte. Wie bei der Bestimmung von ϵ_{wwp} in Abhängigkeit von $E_{PD}+E_{\mathrm{clust}}$ diskutiert ist ϵ_{wwp} für die Daten niedriger als für simulierte Ereignisse, siehe Abbildung 6.3.

6.2.3 Messung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$

Die Punkte in Abbildung 6.8 zeigen die Anzahl der selektierten Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon in Abhängigkeit von Q^2. Mit Ausnahme des Intervalls $2\mathrm{GeV} < Q^2 < 5\mathrm{GeV}$ fällt die Anzahl der selektierten Kandidaten mit steigendem Q^2 ab. Dies entspricht der Erwartung, da der entsprechende Wirkungsquerschnitt mit wachsendem Q^2 kleiner werden sollte, siehe Gleichung 2.28. Die vergleichsweise geringe Anzahl von Ereignissen im Intervall $2\mathrm{GeV} < Q^2 < 5\mathrm{GeV}$ resultiert aus den bei der Selektion benutzten Schnitten $E_{\mathrm{clust}} > 10\mathrm{GeV}$ und $\theta_e < 172^o$. Das ebenfalls in Abbildung 6.8 gezeigte graue Histogramm zeigt die mit Hilfe der Stichprobe von künstlichen Untergrundereignissen abgeschätzte Anzahl von selektierten zufälligen Koinzidenzen von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons und Bremsstrahlungsereignissen. Das weiße Histogramm zeigt die Summe von Untergrundereignissen und simulierten Ereignissen. Hierzu wurde dieselbe Stich-

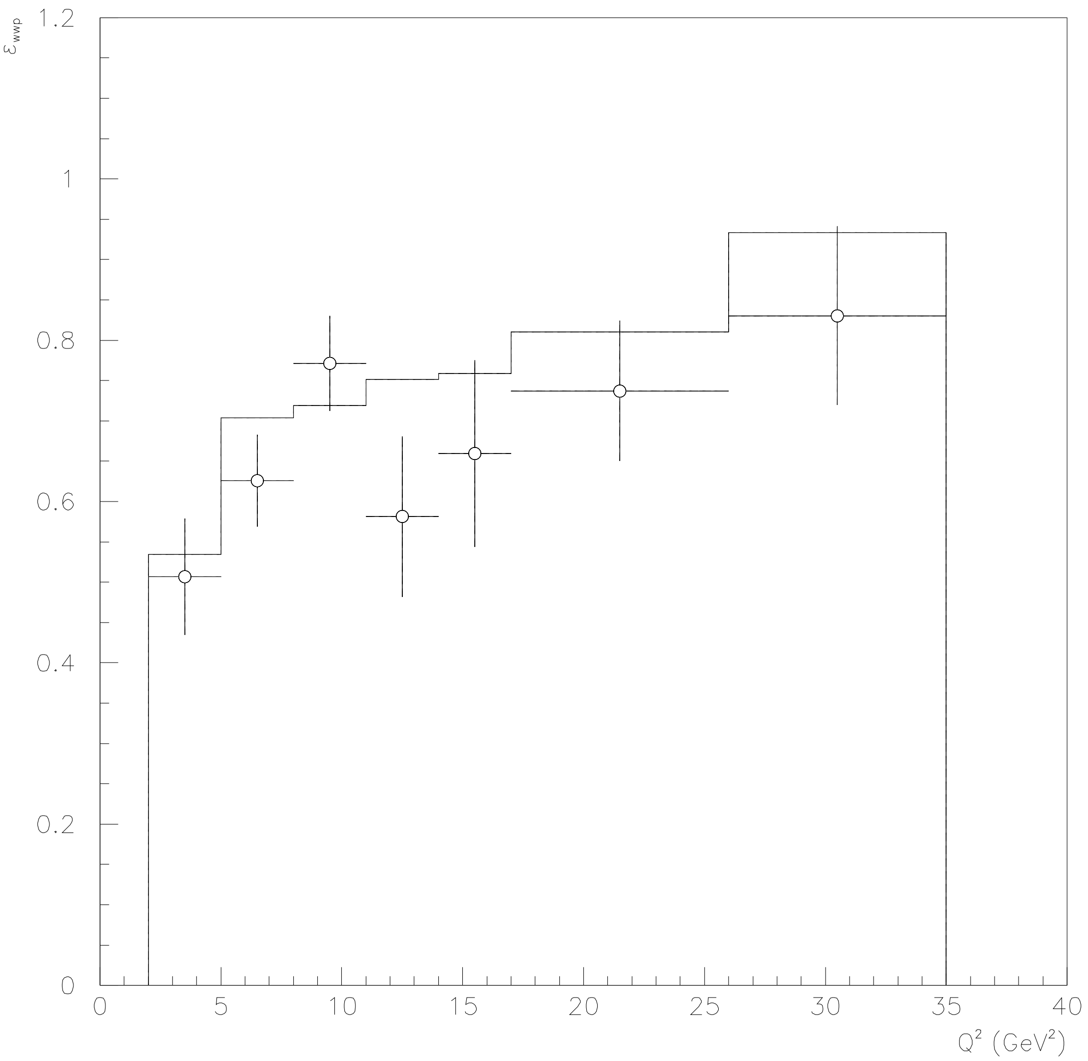


Abbildung 6.7: Effizienz ϵ_{wwp} der Rekonstruktion eines Wechselwirkungspunktes in Abhängigkeit von Q^2. Die Punkte zeigen ϵ_{wwp} für Daten, das Histogramm für simulierte Ereignisse.

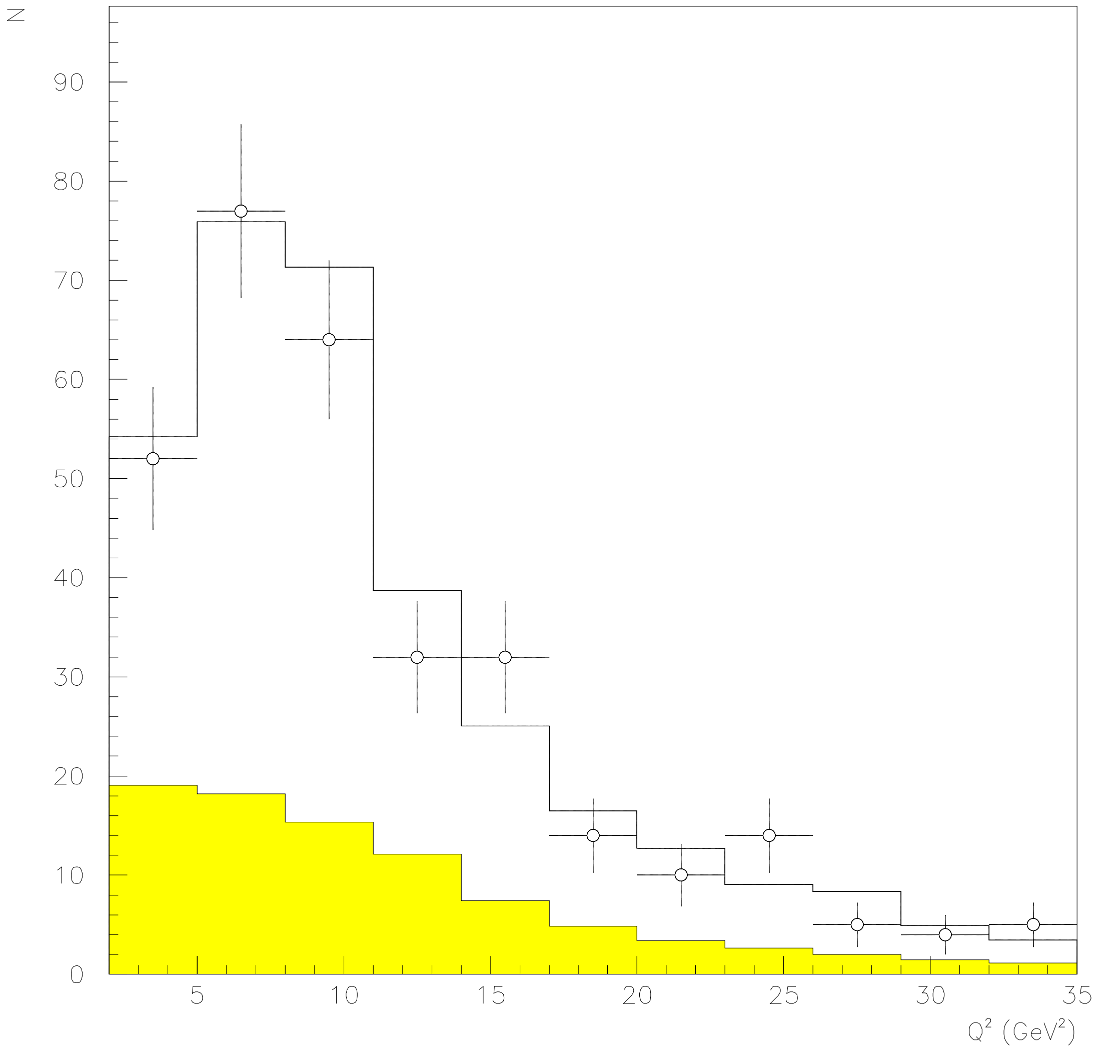


Abbildung 6.8: Anzahl der selektierten Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon in Abhängigkeit von Q^2. Die Punkte zeigen Daten, das graue Histogramm zeigt den mit Hilfe der Stichprobe von künstlichen Untergrundereignissen abgeschätzten Untergrund aus zufälligen Koinzidenzen von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons und Bremsstrahlungsereignissen. Das weiße Histogramm zeigt die Summe aus diesen Untergrundereignissen und simulierten Ereignissen, wobei auf die für die Daten und die simulierten Ereignisse unterschiedlichen Effizienzen korrigiert wurde.

probe von simulierten Ereignissen wie in Abbildung 6.4 benutzt. Wie in Abbildung 6.4 wurde die Anzahl der simulierten Ereignisse so skaliert, daß sie der integrierten Luminosität der Daten entspricht. Außerdem wurde eine Korrektur auf die in den Daten und der Simulation unterschiedlichen Effizienzen $\epsilon_{m,\mathrm{trigger}}$ und ϵ_{wwp} durchgeführt. Im Rahmen der statistischen Genauigkeit werden die Daten durch das weiße Histogramm sehr gut beschrieben.
In Analogie zu Gleichung 6.16 wurde aus der Anzahl der selektierten Kandidaten in den Daten der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ bestimmt. Abbildung 6.9 zeigt $d\sigma/dQ^2$ in Abhängigkeit von Q^2. Die inneren Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken zeigen die quadratische Summe des statistischen und systematischen Fehlers. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurden die folgenden Beiträge berücksichtigt:

- Die statistischen bzw. systematischen Fehler der benutzten Effizienzen ϵ_{wwp}, $\epsilon_{\mathrm{trigger}}$, $\epsilon_{d_{BPC}}$ und $\epsilon_{r_{\mathrm{clust}}}$.

- Der Beitrag einer möglichen Verschiebung der absoluten Skala bei der Messung von $E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}$ um 3,5%. Zur Bestimmung dieses Beitrags wurde die in den Daten gemessene Energie $E_{PD} + E_{\mathrm{veto}}$ um 3,5% variiert. Die Anzahl der selektierten Kandidaten wich in keinem der benutzten Intervalle von Q^2 um mehr als 10 % vom vorherigen Wert ab.

- Der Beitrag zum systematischen Fehler, der sich durch die Unsicherheit der absoluten Anzahl von selektierten zufälligen Koinzidenzen von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons und Bremsstrahlungsereignissen ergibt. Wie bei der Bestimmung von $d\sigma/dE_\gamma$ wurde die absolute Normierung der Anzahl der Ereignisse in der benutzten Stichprobe von künstlichen um 20% variiert. Diese Variation führte in keinem Intervall zu einer Veränderung des gemessenen Wirkungsquerschnitts um mehr als 11%.

- Der Beitrag aufgrund der endlichen Auflösung des Photondetektors und des Vetodetektors. Hierzu wurde mit simulierten Ereignissen die Anzahl von selektierten Kandidaten für die einzelnen Intervalle in Q^2 mit derjenigen Anzahl verglichen, die sich ergeben würde, wenn für die Selektion und die Analyse der wirkliche Impulsübertrag Q^2 anstatt des gemessenen benutzt wird. Der sich hieraus ergebende relative Unsicherheit war in keinem der benutzten Intervalle größer als 10 %.

- Der Beitrag der systematischen Unsicherheit der Messung der integrierten Luminosität. Der entsprechende relative Fehler von 5% ist in Abbildung 6.9 nicht gezeigt.

In Abbildung 6.9 sind außerdem mit dem Generator HERACLES berechnete theoretische Vorhersagen für die Partondichteverteilungen MRS D-', MRS D0'

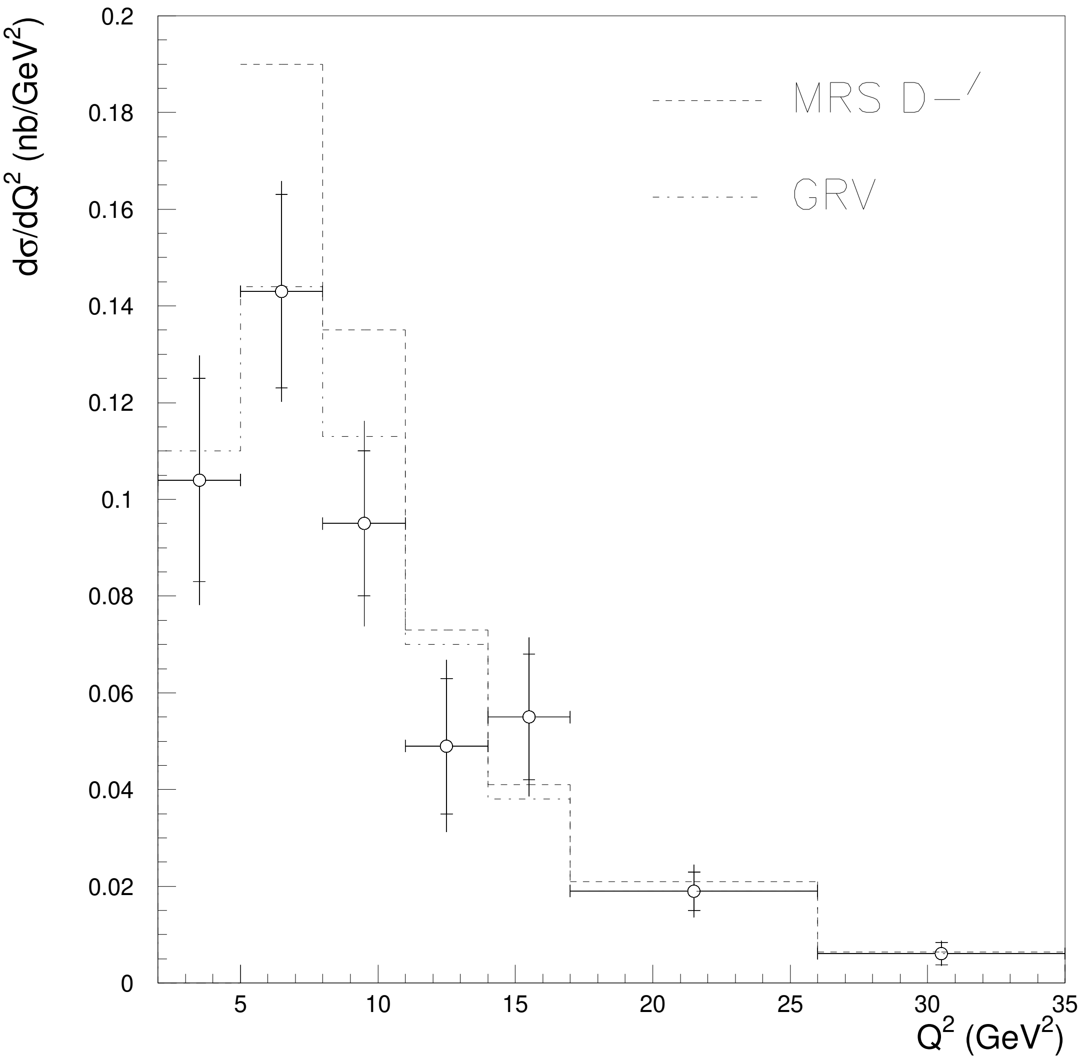


Abbildung 6.9: Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon für den Akzeptanzbereich $E_e > 10\text{GeV}$, $160^o < \theta_e < 172^o$, $E_\gamma > 5\text{GeV}$ und $\theta_\gamma > 179.97^o$. Die inneren Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken die quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler. Die absolute Skala des gezeigten Wirkungsquerschnitts ist mit einer zusätzlichen Unsicherheit von 5% aufgrund der systematischen Fehlers der Messung der integrierten Luminosität behaftet. Zum Vergleich sind theoretische Vorhersagen gezeigt, die mit dem Generator HERACLES [Kwi91] berechnet wurden. Hierzu wurden Partondichteverteilungen MRS D-' und MRS D0' von Martin et al. [Mar93] bzw. GRV von Glück et al. [Glu92] benutzt.

und GRV für $d\sigma/dQ^2$ eingetragen. Für hohe Q^2 stimmen die Resultate dieser Messung gut mit allen drei gezeigten theoretischen Vorhersagen überein. Dies ist in so fern eine gute Überprüfung der absoluten Skala von $d\sigma/dQ^2$, da auch die in diesem Bereich von Q^2 mit Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines hochenergetischen Photons mögliche Messung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ gezeigt hat, daß die benutzten Partondichteverteilungen in der Lage sind, die Daten zu beschreiben [H1-93a]. Für $Q^2 < 11\mathrm{GeV}^2$ sind lediglich die Partondichteverteilungen MRS D0' und GRV in der Lage die Daten zu beschreiben, wohingegen die Partondichteverteilungen MRS D-' eine zu hohe Vorhersage für $d\sigma/dQ^2$ ergeben. Diese Tendenz, daß auf MRS D-' basierende Vorhersagen bei so niedrigem Q^2 zu hohe Vorhersagen für Wirkungsquerschnitte in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ergeben, wird auch bei der Messung von $F_2(x_B, Q^2)$ beobachtet, siehe [H1-93a].
Es ist möglich die Maschinenparameter von HERA so zu verändern, daß der Wechselwirkungspunkt innerhalb des H1–Detektors verschoben ist. Hierdurch ist es ebenfalls möglich den Meßbereich in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung zu kleinen Werten von Q^2 zu erweitern. Während der Datennahmeperiode 1993 wurden eine Datenmenge, die einer integrierten Luminosität von $2\mathrm{nb}^{-1}$ entspricht, mit einem so verschobenen Wechselwirkungspunkt aufgenommen. Eine auf diesen Daten beruhende Messung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ zeigt im Rahmen der statistischen und systematischen Fehlern ebenfalls eine Übereinstimmung mit Vorhersagen, die auf den Partondichteverteilungen GRV beruhen [Rae94].

6.3 Überprüfung der Rate von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC

Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung, bei denen ein isoliertes hochenergetisches Photon das Kalorimeter des H1–Detektors trifft, stellen im Prinzip einen weiteren experimentell zugänglichen Beitrag zu den Strahlungskorrekturen dar. Für den überwiegenden Teil dieser Ereignisse ist der Winkel zwischen dem gestreuten Elektron und dem abgestrahlten Photon so klein, daß beide Teilchen einen gemeinsamen Cluster im Kalorimeter erzeugen. Ein solches Ereignis kann daher nicht von einem Ereignis der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines Photons unterschieden werden. Erst wenn der Winkel zwischen dem gestreuten Elektron und dem abgestrahlten Photon hinreichend groß ist, können zwei voneinander isolierte Cluster im Kalorimeter rekonstruiert werden. Obwohl die Anzahl der entsprechenden Ereignisse nach

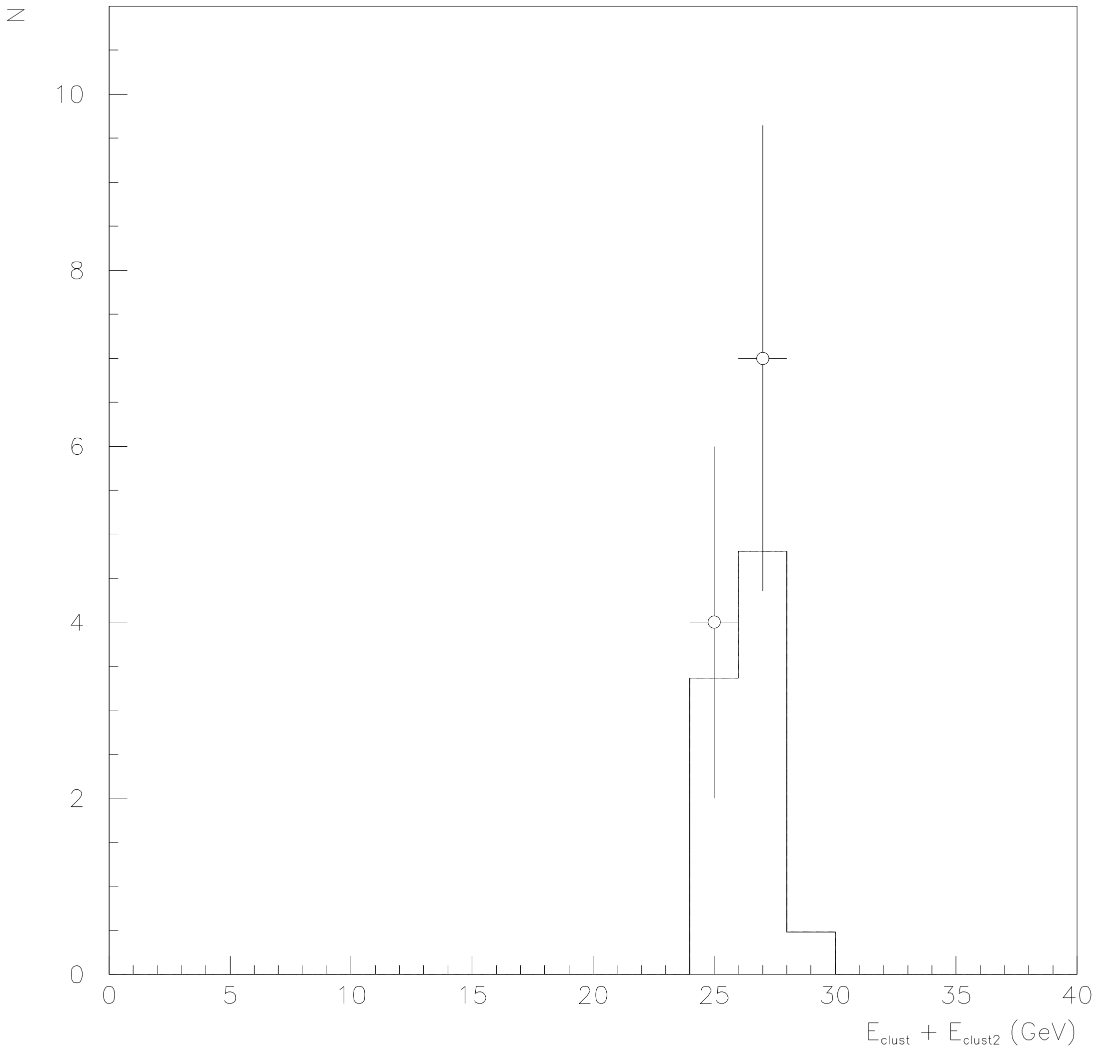


Abbildung 6.10: Anzahl der selektierten Kandidaten für tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC in Abhängigkeit von $E_{\text{clust}} + E_{\text{clust2}}$. Die Punkte zeigen Daten, das Histogramm zeigt simulierte Ereignisse. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde so skaliert, daß sie der integrierten Luminosität der Daten entspricht.

der in Abschnitt 2.6.1 dargestellten Diskussion relativ klein sein sollte, wird diese Anzahl im folgenden mit der theoretischen Vorhersage verglichen:
Abbildung 6.10 zeigt die Anzahl der Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC, die mit den in Abschnitt 4.3 erläuterten Kriterien aus den Daten selektiert wurden, in Abhängigkeit von $E_{\mathrm{clust}}+E_{\mathrm{clust2}}$. Die Punkte zeigen Daten, das Histogramm zeigt simulierte Ereignisse, die mit dem Generator DJANGO unter Benutzung der Partondichteverteilungen GRV [Glu92] erzeugt wurden. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde so skaliert, daß sie der integrierten Luminosität der Daten von $L = 245nb^{-1}$ entspricht. Sowohl für die Daten, als auch für die simulierten Ereignisse ist die Summe $E_{\mathrm{clust}} + E_{\mathrm{clust2}}$ der rekonstruierten Energien für alle selektierten Kandidaten ungefähr so groß wie die Energie E_e des einlaufenden Elektrons. Dies entspricht dem in Abschnitt 5.1 diskutierten Maximum im Spektrum von E_{clust} für Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines Photons.
Aus den Daten wurden 11 Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC selektiert. Um diese Anzahl mit der Erwartung aus simulierten Ereignissen vergleichen zu können, muß eine Korrektur auf die für die Daten von eins verschiedene Effizienz des Triggers des BEMC durchgeführt werden. Eine detailierte Bestimmung dieser Effizienz erscheint aufgrund der geringen Anzahl der selektierten Ereignisse nicht sinnvoll. Da für alle selektierten Ereignisse $E_{\mathrm{clust}} > 14\mathrm{GeV}$ gilt, kann aus Abbildung 6.1 abgeschätzt werden, daß die Effizienz des Triggers des BEMC in der Größenordnung von mindestens 90% liegt. Somit sollte höchstens ein Ereignis durch die Ineffizienz des Triggers verloren gehen.
Aus der Stichprobe von simulierten Ereignissen wurden 18 Kandidaten selektiert. Da diese Stichprobe einer integrierten Luminosität von $L_{sim} = 510\mathrm{nb}^{-1}$ entspricht, werden in den Daten $18 \cdot L/L_{sim} = 9 \pm 2$ Ereignisse erwartet. Dies stimmt gut mit der in den Daten beobachteten Anzahl überein.

6.4 Bestimmung der integrierten Luminosität mit Ereignissen der quasi-reellen QED–Compton–Streuung

Der Wirkungsquerschnitt für quasi–reelle QED–Compton–Streuung ist theoretisch bekannt, siehe Gleichung 2.74. Daher können diese Ereignisse dazu benutzt werden, die von HERA gelieferte integrierte Luminosität zu messen.
In Ereignisse der quasi–reellen QED–Compton–Streuung werden in der Regel nur zwei Cluster rekonstruiert, die vom gestreuten Elektron und dem abgestrahlten Photon verursacht werden. Diese typische Topologie erlaubt, praktisch untergrundfreie Stichproben zu selektieren. Im folgenden soll gezeigt werden, daß kein

Hinweis dafür gefunden werden konnte, daß die Stichprobe von Kandidaten für quasi–reelle QED–Compton–Streuung, die mit den in Abschnitt 4.4 erläuterten Schnitten aus den Daten selektiert wurde, Untergrund enthält. Abbildung 6.11 zeigt die Anzahl der selektierten Kandidaten für quasi–reelle QED–Compton–Streuung in Abhängigkeit von $E_{\text{clust}} + E_{\text{clust2}}$. Die Punkte zeigen Daten, das Histogramm zeigt simulierte Ereignisse, die mit dem Generator COMPTON [Car91] erzeugt wurden. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde in den Abbildungen 6.11 bis 6.14 so skaliert, daß sie der Anzahl der selektierten Ereignisse in den Daten entspricht. Laut Gleichung 4.2 sollte die Summe der Energien E'_e des gestreuten Elektrons und E_γ des abgestrahlten Photons für den in dieser Untersuchung ausgewählten Bereich der Polarwinkel θ_e und θ_γ um weniger als 3% von der Energie E_e des einlaufenden Elektrons abweichen. Aus diesem Grund ergibt sich das in Abbildung 6.11 sichtbare Maximum bei $E_{\text{clust}} + E_{\text{clust2}} \approx E_e$. Die in Abbildung 6.11 gezeigten Daten werden von der Vorhersage der simulierten Ereignisse gut beschrieben.
Abbildung 6.12 zeigt die Anzahl der selektierten Kandidaten in Abhängigkeit von $\Delta\phi$ für Daten und simulierte Ereignisse. Zur Definition von $\Delta\phi$ siehe Abbildung 4.8. Da für den Impulsübertrag auf das Proton $Q^2 \approx 0$ gilt, besitzt das Proton nach dem Streuprozeß einen sehr kleinen Transversalimpuls. Aus diesem Grund müssen sich die Transversalimpulse des gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons annähernd kompensieren. Dies bedingt, daß die Verteilung des Winkels $\Delta\phi$ zwischen den beiden Clustern, die durch diese beiden Teilchen erzeugt worden sind, ein Maximum bei 180^o besitzt. Dadurch daß die Bedingung $Q^2 = 0$ nicht exakt erfüllt ist und durch die endliche Auflösung, mit der die Schwerpunkte der beiden Cluster bestimmt werden können, werden in Abbildung 6.13 auch Einträge bei kleinerem $\Delta\phi$ erzeugt. Im Rahmen der statistischen Fehler stimmen Daten und simulierte Ereignisse gut miteinander überein.
Abbildung 6.13 zeigt die Anzahl der selektierten Ereignisse in Abhängigkeit der Größe Δp_t. Hierbei ist Δp_t gegeben durch

$$\Delta p_t = \sqrt{(p'_{x,e} + p_{x,\gamma})^2 + (p'_{y,e} + p_{x,\gamma})^2}, \tag{6.19}$$

wobei $p'_{i,e}$ die Komponente i des Impulses des gestreuten Elektrons und $p_{i,\gamma}$ die Komponente i des Impulses des abgestrahlten Photons bezeichnet. Das Maximum der gezeigten Verteilung liegt bei $\Delta p_t \approx 0$. Durch die endliche Auflösung der Messung der Energien und der Polarwinkel des gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons wird sowohl in den Daten, als auch in den simulierten Ereignissen ein Ausläufer zu hohen Werten von Δp_t beobachtet.
Abbildung 6.14 zeigt die Anzahl der selektierten Ereignisse in Abhängigkeit der invarianten Masse $W_{e,\gamma}$ des Elektron–Photon–Systems. Der Wirkungsquerschnitt für quasi–reelle QED–Compton–Streuung fällt mit ansteigendem $W_{e,\gamma}$ ab [Cou91b]. Hieraus folgt der in Abbildung 6.14 sichtbare Abfall der Anzahl der beobachteten Ereignisse für $W_{e,\gamma} > 3,5\text{GeV}$. Die relativ niedrige Zählrate bei $W_{e,\gamma} < 3,5\text{GeV}$

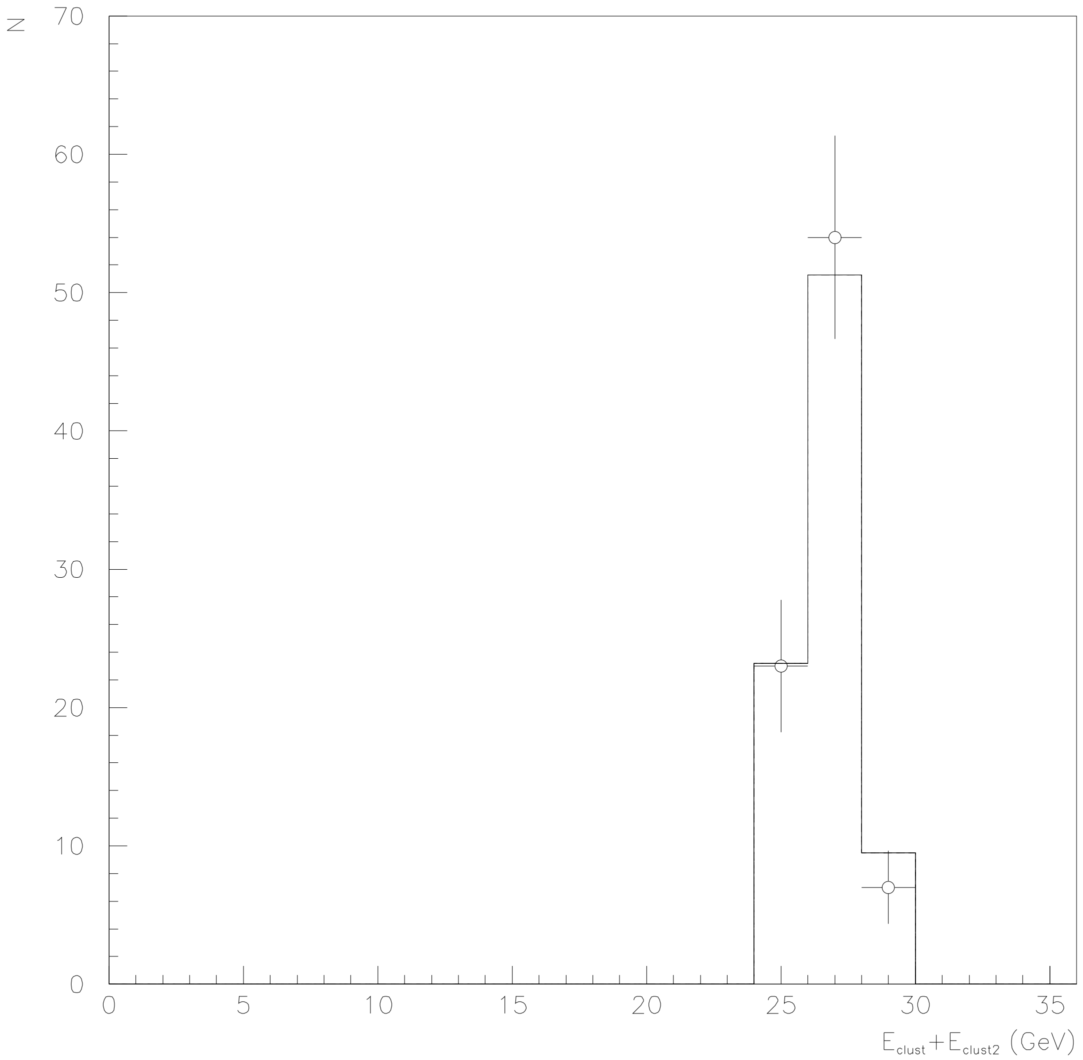


Abbildung 6.11: Anzahl der selektierten Kandidaten für quasi–reelle QED–Compton Streuung in Abhängigkeit von $E_{\text{clust}} + E_{\text{clust2}}$. Die Punkte zeigen Daten, das Histogramm zeigt simulierte Ereignisse. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde so skaliert, daß sie mit der Anzahl der aus den Daten selektierten Kandidaten übereinstimmt.

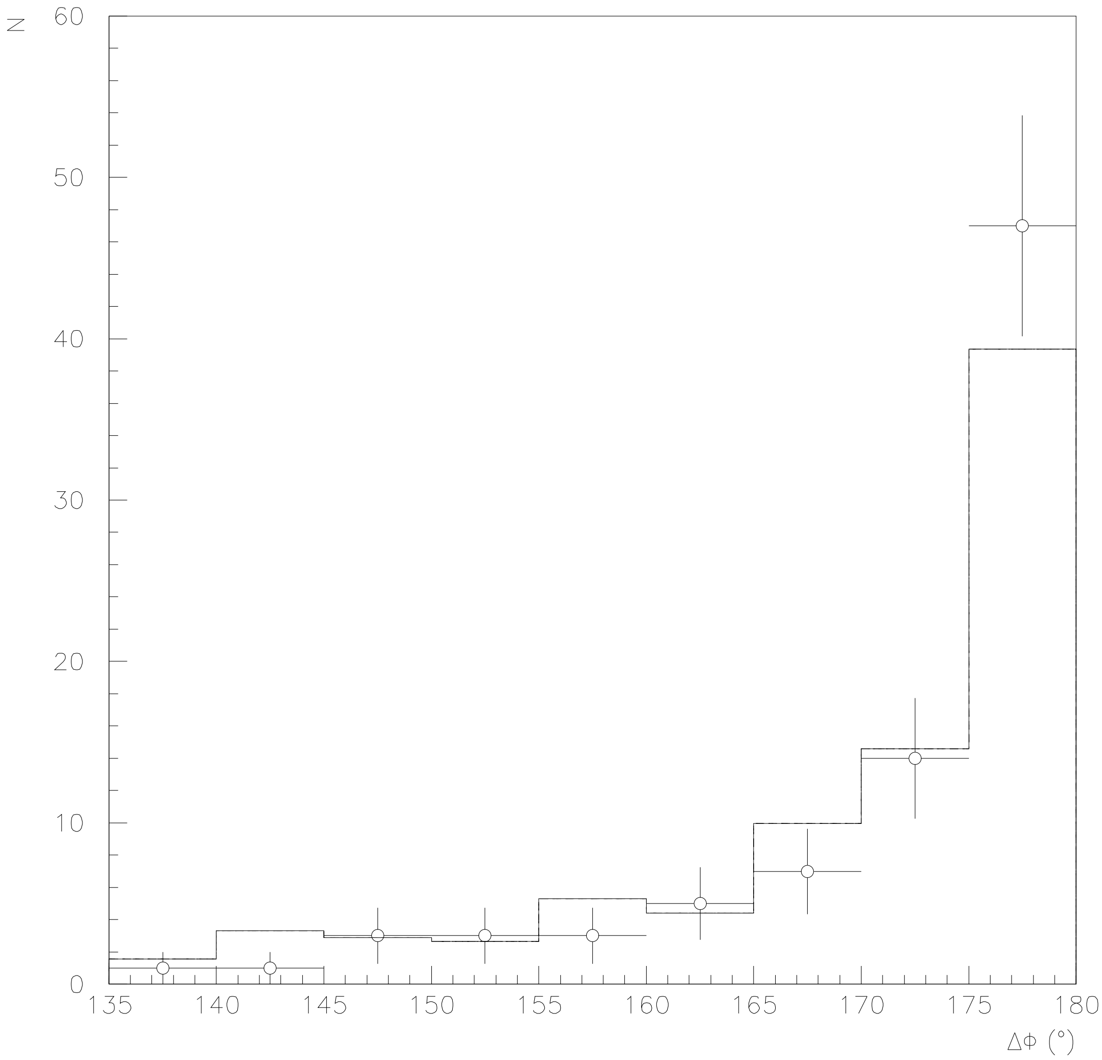


Abbildung 6.12: Anzahl der selektierten Kandidaten für quasi–reelle QED–Compton Streuung in Abhängigkeit von $\Delta\phi$. Die Punkte zeigen Daten, das Histogramm zeigt simulierte Ereignisse. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde so skaliert, daß sie mit der Anzahl der aus den Daten selektierten Kandidaten übereinstimmt.

ist durch die bei der Selektion verwendeten Schnitte $E_{\text{clust}} > 10$ GeV, $\theta_e < 172^o$, $E_{\text{clust2}} > 4$GeV und $\theta_2 < 172^o$ bedingt. Auch in Abbildung 6.14 werden die Daten gut durch die simulierten Ereignisse beschrieben.
Die aus den Daten selektierte Stichprobe, die 84 Ereignisse enthält, wurde mit einem Programm zur graphischen Darstellung von Ereignissen überprüft. Da sich bei dieser Überprüfung kein Hinweis ergab, daß die selektierte Stichprobe Untergrund enthält, und da außerdem die in den Abbildungen 6.11 bis 6.14 gezeigten Verteilungen gut durch die simulierten Ereignisse beschrieben werden können, wird im folgenden davon ausgegangen, daß es sich bei den aus den Daten selektierten Ereignissen ausschließlich um Ereignisse der quasi–reellen QED–Compton–Streuung handelt.
Zur Bestimmung der von HERA gelieferten integrierten Luminosität wird die Anzahl N_{Daten} der aus den Daten selektierten Ereignisse mit der Anzahl N_{sim} der selektierten simulierten Ereignisse verglichen. Die Stichprobe der simulierten Ereignisse entspreche der integrierten Luminosität L_{sim}. Dann ergibt sich die von HERA gelieferte Luminosität durch

$$L = \frac{N_{\text{Daten}}}{N_{\text{sim}}} L_{\text{sim}}. \tag{6.20}$$

Gleichung 6.20 ist jedoch nur gültig, wenn in den Daten keine zusätzlichen Verluste von Ereignissen auftreten, die nicht für simulierte Ereignisse vorhanden sind. Eine Ineffizienz des Triggers des BEMC kann, wie die folgende Abschätzung zeigt, nicht zu solchen Verlusten führen: Die Effizienz, daß der Cluster mit der größten oder zweitgrößten Energie im BEMC ein Triggersignal erzeugt, kann aus Abbildung 6.1 abgelesen werden. Es sei $\epsilon_{clust1,l}$ ($\epsilon_{clust2,l}$) die Effizienz des Triggers des BEMC, die der Energie E_{clust} (E_{clust2}) im Ereignis l entspricht. Dann ist die Wahrscheinlichkeit P_{notrig}, daß im Ereignis l keiner der beiden Cluster ein Triggersignal des BEMC auslöst, gegeben durch:

$$P_{\text{notrig}} = (1 - \epsilon_{clust1,l}) \cdot (1 - \epsilon_{clust2,l}). \tag{6.21}$$

Hieraus ergibt sich die mittlere Effizienz $\epsilon_{\text{trigger,QED}}$ des Triggers des BEMC für Ereignisse der QED–Compton–Streuung zu

$$\epsilon_{\text{trigger,QED}} = 1 - \left(\frac{1}{N_{\text{sim}}} \sum_{l=1}^{N_{\text{sim}}} (1 - \epsilon_{clust1,l}) \cdot (1 - \epsilon_{clust2,l}) \right). \tag{6.22}$$

$\epsilon_{\text{trigger,QED}}$ wurde nach Gleichung 6.22 zunächst mit Hilfe der Stichprobe von simulierten Ereignissen bestimmt, da im Prinzip nicht auszuschließen ist, daß eine Ineffizienz des Triggers des BEMC die wirkliche Verteilung von E_{clust} und E_{clust2} verfälschen könnte. Es ergab sich ein Wert von $\epsilon_{\text{trigger,QED}} = 0,9921 \pm 0,0045$. Da der für $\epsilon_{\text{trigger,QED}}$ bestimmte Wert sehr nahe bei eins liegt, sollten in den Daten keine wesentlichen Verluste von Ereignissen aufgrund einer Ineffizienz des

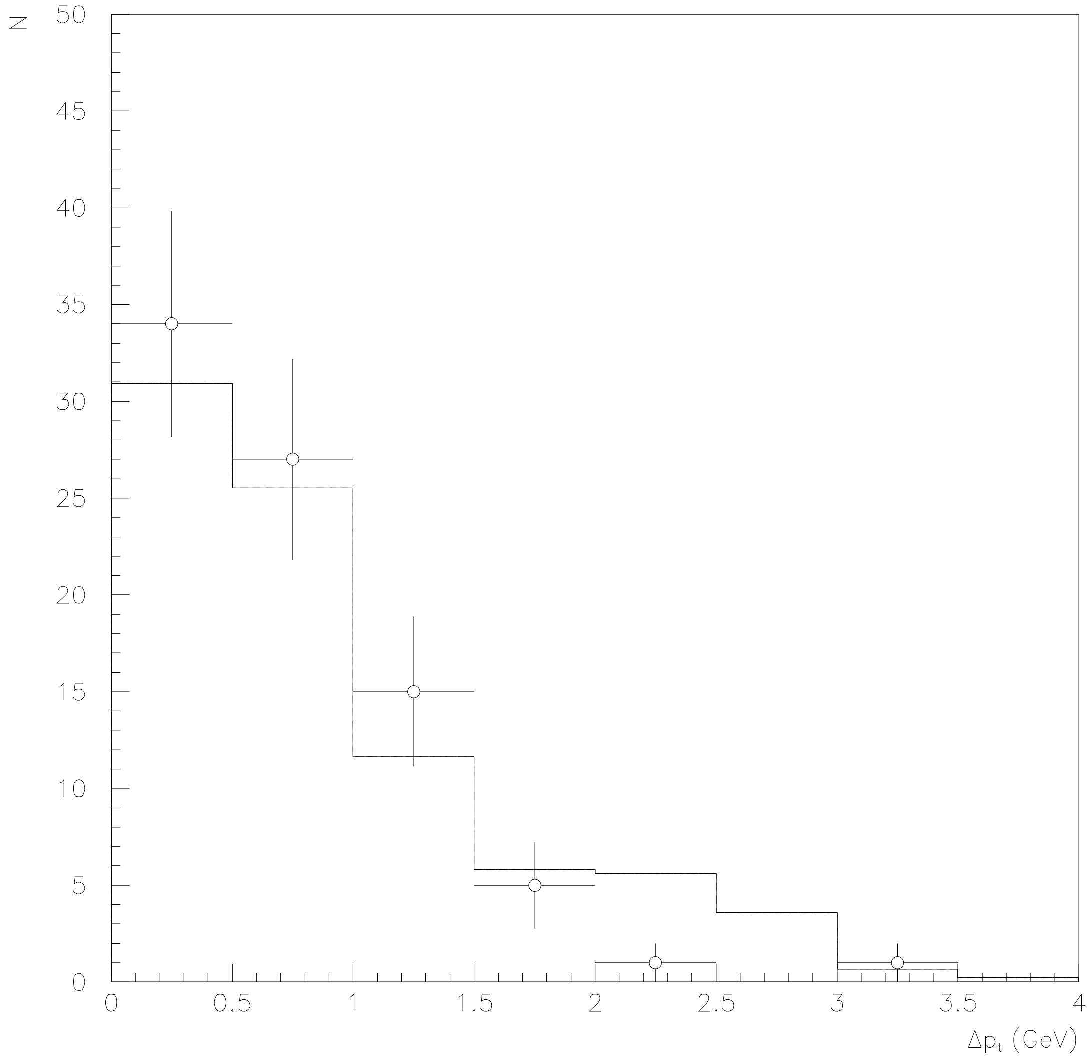


Abbildung 6.13: Anzahl der selektierten Kandidaten für quasi–reelle QED–Compton Streuung in Abhängigkeit von Δp_t. Die Punkte zeigen Daten, das Histogramm zeigt simulierte Ereignisse. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde so skaliert, daß sie mit der Anzahl der aus den Daten selektierten Kandidaten übereinstimmt.

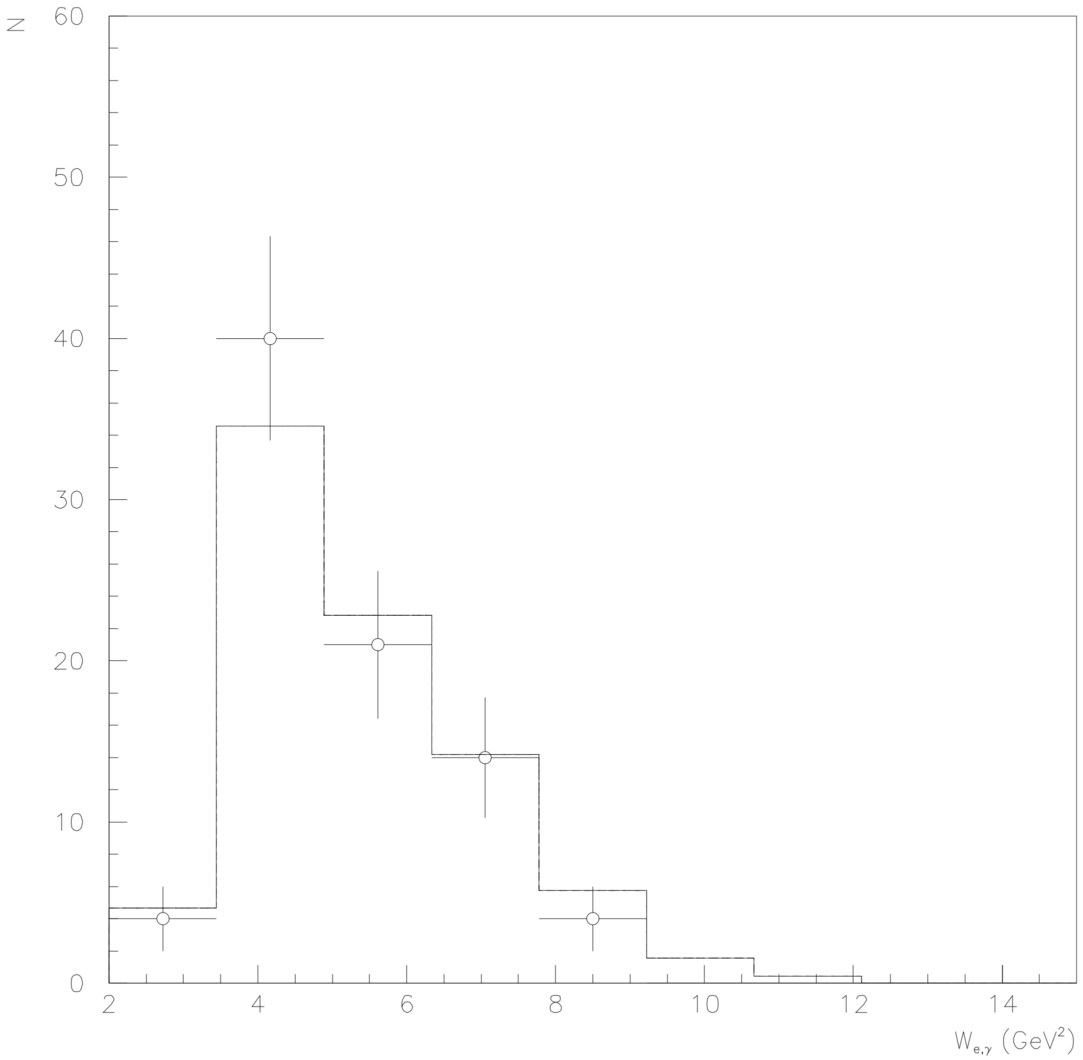


Abbildung 6.14: Anzahl der selektierten Kandidaten für quasi–reelle QED–Compton Streuung in Abhängigkeit von $W_{e,\gamma}$. Die Punkte zeigen Daten, das Histogramm zeigt simulierte Ereignisse. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde so skaliert, daß sie mit der Anzahl der aus den Daten selektierten Kandidaten übereinstimmt.

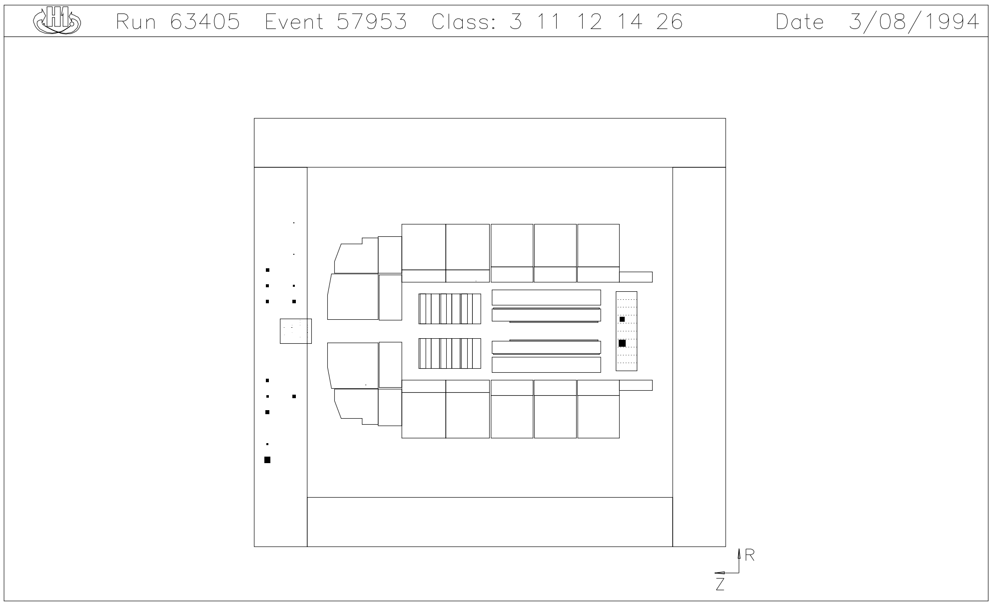


Abbildung 6.15: Beispiel für ein Ereignis der quasi–reellen QED–Compton–Streuung, das von der Ereignisklassifikation fälschlichlicherweise verworfen wurde.

Triggers des BEMC auftreten und der oben bestimmte Wert kann daher mit der aus den Daten selektierten Stichprobe überprüft werden, wobei Gleichung 6.22 entsprechend angewendet werden kann. Diese Überprüfung ergab in guter Übereinstimmung mit dem oben angegebenen Wert: $\epsilon_{\text{trigger,QED}} = 0,9932 \pm 0,0079$. Im Rahmen der für diese Analyse zur Verfügung stehenden Statistik kann daher die Ineffizienz des Triggers des BEMC zu keinem signifikanten Verlust von Ereignissen führen.

In der Ereignisklassifikation existieren drei Unterklassen für Kandidaten für Prozesse mit Abstrahlung von harten Photonen. Eine dieser Unterklassen, im folgenden als Unterklasse A bezeichnet, definiert Schnitte zur Selektion von Kandidaten für quasi-reelle QED–Compton–Streuung. Einer der dabei verwendeten Schnitte fordert, daß neben den beiden im BEMC rekonstruierten Clustern, die durch das gestreute Elektron und das abgestrahlte Photon verursacht sind, im gesamten H1–Detektor kein weiterer Cluster mit mehr als 2 GeV rekonstruiert wird. Hierdurch werden Ereignisse verworfen, bei denen durch eine Fehlfunktion einer Komponente des H1–Detektors isolierte Cluster vorgetäuscht werden, falls diese Fehlfunktion vorher nicht bekannt war und daher nicht der entsprechende gesamte Run verworfen wurde. Abbildung 6.15 zeigt ein Beispiel für ein solches Ereignis. Dieses Ereignis erfüllt alle in Abschnitt 4.4 erläuterten Schnitte, z.B. stimmt der für $E_{\mathrm{clust}} + E_{\mathrm{clust2}}$ gemessene Wert im Rahmen von 2% mit dem nach Gleichung 4.2 für E_θ berechneten Wert überein und der Winkel $\Delta\phi$ zwischen den beiden im BEMC rekonstruierten Clustern beträgt $\Delta\phi \approx 178^o$. In dem Bereich des Flüssig–Argon–Kalorimeters, der zwischen den Clustern, die im instrumentierten Eisen im vorderen Bereich des H1–Detektors rekonstruiert werden, und dem Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors liegt, werden keine Cluster rekonstruiert. Daher ist es unwahrscheinlich, daß die Cluster im instrumentierten Eisen durch Teilchen verursacht wurden, die am Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors erzeugt wurden. Aus diesem Grund kann angenommen werden, daß Abbildung 6.15 ein Ereignis der quasi–reellen QED–Compton–Streuung zeigt, in dem zufällig zusätzliche Cluster rekonstruiert werden, die nicht durch das eigentliche Ereignis verursacht werden. Das gezeigte Ereignis wurde nur deshalb bei der Analyse gefunden, da es gleichzeitig die Kriterien erfüllt, die für die Unterklasse für Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC, die im folgenden als Unterklasse B bezeichnet wird, definiert sind. Für Ereignisse, die in die Unterklasse B fallen, wird gefordert, daß der minimale Abstand d_{BPC} zwischen einem in der BPC rekonstruierten Punkt und dem Schwerpunkt des Clusters mit der größten Energie im BEMC maximal 15 cm beträgt. Der Cluster mit der größten Energie im BEMC kann in Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung auch durch das abgestrahlte Photon verursacht sein. Da in diesem Fall meist kein zugehöriger Punkt in der BPC rekonstruiert werden kann, enthält auch die Unterklasse B nicht alle Ereignisse der quasi–reellen QED–Compton–Streuung. Mit Hilfe der Ereignisse, die in die Unterklasse B fallen, läßt sich allerdings wie folgt bestimmen, mit welcher Effizienz ϵ_A Ereignisse der quasi–reellen QED–Compton–Streuung in die Unterklasse A fallen: Es sei N_B die Anzahl der selektierten Ereignisse, die in die Unterklasse B fallen und N_{A+B} sei die Anzahl der selektierten Ereignisse, die sowohl in die Unterklasse A als auch in die Unterklasse B fallen. Dann gilt:

$$\epsilon_A = \frac{N_{A+B}}{N_B}. \tag{6.23}$$

Entsprechend wird Gleichung 6.20 zu

$$L = \epsilon_A \cdot \frac{N_A}{N_{\mathrm{sim}}} \cdot L_{\mathrm{sim}} = \frac{N_A N_B}{N_{A+B}} \cdot \frac{1}{N_{\mathrm{sim}}} \cdot L_{\mathrm{sim}}. \tag{6.24}$$

Für die aus den Daten selektierte Stichprobe gilt: $N_A = 64$, $N_B = 68$, $N_{A+B} = 48$. Mit $N_{\mathrm{sim}} = 380$ und $L_{\mathrm{sim}} = 907\mathrm{nb}^{-1}$ ergibt sich $L = 216 \pm 44\mathrm{nb}^{-1}$. Dieser Wert ist im Rahmen des angegebenen Fehlers in guter Übereinstimmung mit dem Wert von $L = 245 \pm 12\mathrm{nb}^{-1}$ der aus Bremsstrahlungsereignissen bestimmt wurde.

Abbildung 6.16 zeigt die integrierte Luminosität, die von HERA in verschiedenen Bereichen von Runs geliefert wurde. Die Kreise zeigen Resultate, die sich aus Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung ergeben. Die Dreiecke zeigen entsprechende Resultate für Bremsstrahlungsereignisse. Abbildung 6.16 verdeutlicht, daß auch die zeitliche Abhängigkeit der von HERA gelieferten Luminosität, die mit Bremsstrahlungsereignissen gemessen wurde, mit den Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung gut reproduziert werden kann.

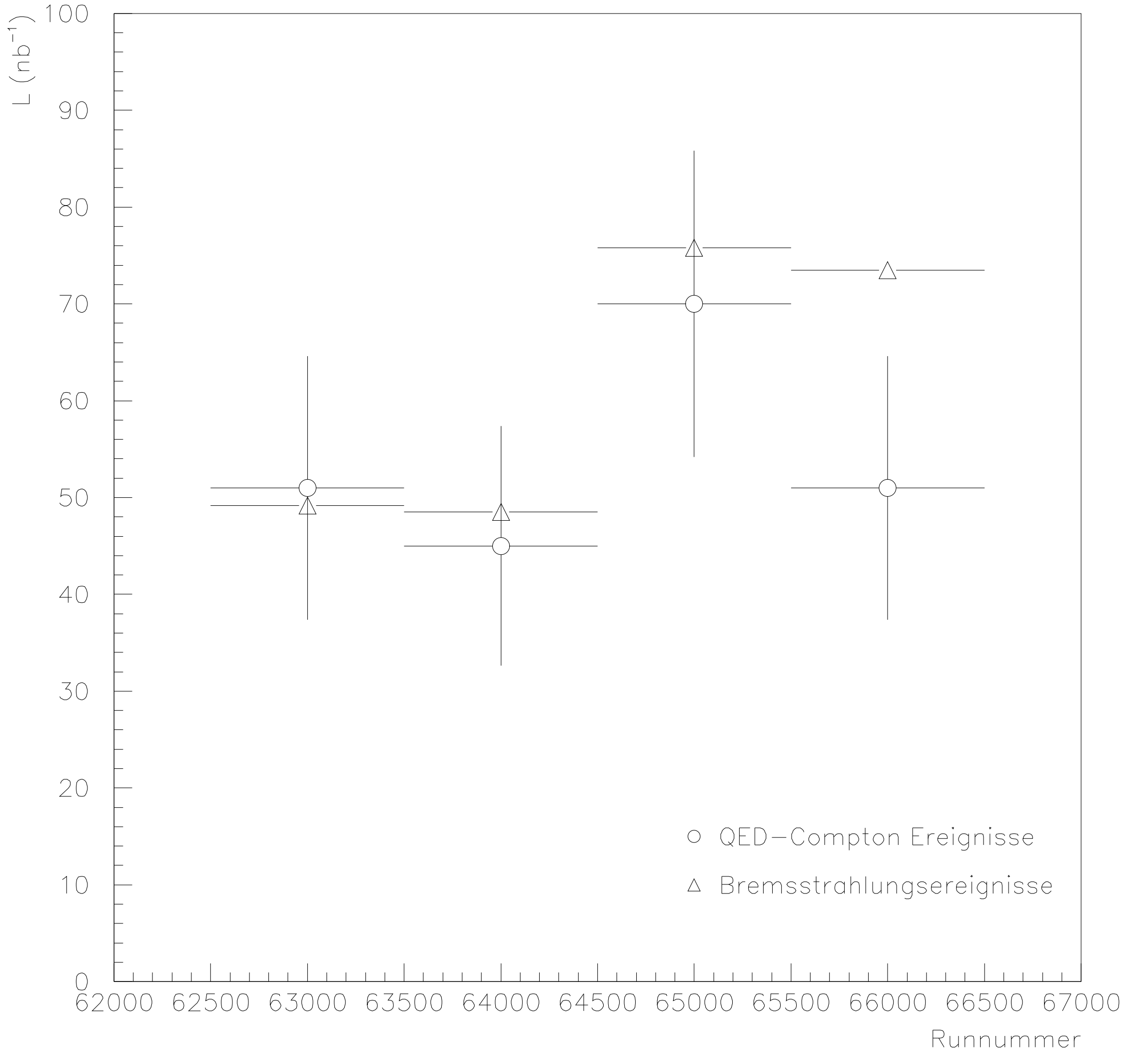


Abbildung 6.16: Vergleich der integrierten Luminosität, die mit der im Text beschriebenen Methode aus Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung bestimmt wurde, mit dem entsprechenden Resultat aus Bremsstrahlungsereignissen. Die statistischen Fehler für die Messung der Luminosität mit Bremsstrahlungsereignissen ist kleiner als die zur Darstellung benutzten Symbole.

Kapitel 7

Bestimmung des Strahlungskorrekturfaktors δ zur Messung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ des Protons

Die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons ist nach Gleichung 2.36 mit dem Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/(dx_B dQ^2)|_{\text{Born}}$ auf dem Born–Niveau verknüpft. $d^2\sigma/(dx_B dQ^2)|_{\text{Born}}$ ist eine theoretisch berechenbare, aber nicht meßbare Größe, da zum experimentell meßbaren Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/(dx_B dQ^2)|_{\text{Mess}}$, wie in Abschnitt 2.6 erläutert, auch alle höheren Ordnungen der Störungstheorie beitragen. Daher muß $d^2\sigma/(dx_B dQ^2)|_{\text{Mess}}$ auf diese Beiträge höherer Ordnungen korrigiert werden, um eine Messung von $F_2(x_B, Q^2)$ zu ermöglichen.
Der Strahlungskorrekturfaktor δ ist definiert durch:

$$\left.\frac{d^2\sigma}{dx_B\ dQ^2}\right|_{\text{Mess}} = \left.\frac{d^2\sigma}{dx_B\ dQ^2}\right|_{\text{Born}} (1\ +\ \delta),$$

siehe Gleichung 2.52. Der Strahlungskorrekturfaktor δ hängt davon ab, welche Methode zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik benutzt wird. Im folgenden wird beschrieben, wie der Strahlungskorrekturfaktor δ für die von der H1–Kollaboration durchgeführte Messung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons bestimmt wurde[1]:
Mit dem Generator HERACLES[Kwi91] wurden Stichproben von Ereignissen unter der Verwendung der theoretischen Vorhersagen MRS D-' und MRS D0' von Martin et al.[Mar93] bzw. GRV von Glück et al.[Glu92] für die Partondich-

[1] Bei den verschiedenen, innerhalb der H1–Kollaboration zur Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ durchgeführten Analysen, wurden unterschiedliche Schnitte auf die Energie und den Streuwinkel des Elektrons benutzt. Die in dieser Arbeit genannten Resultate für den Strahlungskorrekturfaktor beziehen sich auf die Schnitte $E_e > 8$GeV und $\theta_e < 173^o$.

teverteilungen des Protons erzeugt. Für den Bereich niedriger Q^2 wurde angenommen, daß sich die Partondichteverteilungen entsprechend Gleichung 6.18 verhalten[Vol75]. Für jede der drei benutzten theoretischen Vorhersagen der Partondichteverteilungen wurde jeweils eine Stichprobe erzeugt, die auf dem berechneten Wirkungsquerschnitt des Born–Niveaus beruht. Außerdem wurde je eine Stichprobe produziert, bei der zur Berechnung des entsprechenden Wirkungsquerschnitts die vollständigen, elektroschwachen Korrekturen der nächst höheren, über das Born–Niveau hinausgehenden Ordnung berücksichtigt wurden, siehe Abschnitt 2.6. Die integrierte Luminosität jeder der erzeugten Stichproben entsprach mindestens dem zehnfachen der integrierten Luminosität der für die Analyse zur Verfügung stehenden Daten. Somit sollte der bei der Bestimmung von δ auftretende statistische Fehler keinen wesentlichen Beitrag zum Fehler der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons verursachen. Die Simulation des Verhaltens des H1–Detektors für eine so große Menge von Ereignissen kann nicht innerhalb einer vertretbaren Rechenzeit durchgeführt werden. Daher basiert die Bestimmung des Strahlungskorrekturfaktors direkt auf Ereignissen, die von HERACLES erzeugt wurden. Ereignisse, für die eine vollständige Simulation des Verhaltens des H1–Detektors durchgeführt wurde, wurden lediglich verwendet, um zu untersuchen, ob Detektoreffekte und ein Schnitt auf die Größe E_{mis}, siehe Abschnitt 7.1.3, den Wert des Strahlungskorrekturfaktors beeinflussen. Hierbei konnte ausgenutzt werden, daß diese Untersuchungen mit vergleichsweise kleinen Stichproben von simulierten Ereignissen durchgeführt werden konnten.
Zur Messung von $F_2(x_B, Q^2)$ wurde der bei HERA zugängliche Bereich in x_B und Q^2 in Intervalle aufgeteilt. Mit Hilfe der erzeugten Stichproben wurde die Anzahl der Ereignisse gezählt, die in diese Intervalle in x_B und Q^2 fallen und daraus die entsprechenden Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/(dx_B dQ^2)|_{\mathrm{Born}}$ und $d^2\sigma/(dx_B dQ^2)|_{\mathrm{Mess}}$ bestimmt. Nach Gleichung 2.52 wurde hieraus der Strahlungskorrekturfaktor δ berechnet.

7.1 Bestimmung des Strahlungskorrekturfaktors δ_e für die Benutzung der Methode A zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik

Die Methode A zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik benutzt die Energie E'_e und den Polarwinkel θ_e des gestreuten Elektrons, siehe Gleichungen 2.7 – 2.9. Da bei den meisten bisher durchgeführten Experimenten zur Untersuchung der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung der hadronische Endzustand nur unzureichend vermessen werden konnte, war die Verwendung der Methode A die einzige Möglichkeit zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Der für diese Methode der Rekonstruktion der Ereigniskinematik bestimmte Strahlungskorrekturfaktor wird im folgenden mit δ_e bezeichnet.

7.1.1 Vergleich der Resultate des Generators HERACLES mit Resultaten des Programms TERAD

Neben dem Generator HERACLES existieren weitere Programme [Spi91], mit denen der Strahlungskorrekturfaktors δ_e berechnet werden kann. Während viele dieser Programme die Beiträge der nächst höheren, über das Born–Niveau hinausgehenden Ordnung nur näherungsweise berechnen, sind diese Beiträge im Programm TERAD[Akh91] wie in HERACLES vollständig implementiert. TERAD berechnet die Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/(dx_B dQ^2)|_{\mathrm{Born}}$ bzw. $d^2\sigma/(dx_B dQ^2)|_{\mathrm{Mess}}$ für vom Benutzer definierte Intervalle in x_e und Q_e^2 und erlaubt somit die Bestimmung von δ_e. Im Gegensatz zu HERACLES erzeugt TERAD keine Ereignisse. Dies hat zwar einerseits den Vorteil, daß ein mit TERAD für δ_e bestimmter Wert mit keinem statistischen Fehler behaftet ist. Andererseits ist es aber nicht möglich, den systematischen Einfluß zu untersuchen, der sich bei der Messung dadurch ergibt, daß das gestreute Elektron und ein unter einem kleinen Winkel vom gestreuten Elektron abgestrahltes Photon im Kalorimeter nicht voneinander getrennt werden können, siehe Abschnitt 7.1.2. Außerdem kann mit TERAD nicht nachvollzogen werden, in wie weit bei der Analyse benutzte Schnitte den Wert des Strahlungskorrekturfaktors δ beeinflussen. Ein weiterer Vorteil des in dieser Arbeit benutzten Generators HERACLES besteht darin, daß im Prinzip jede beliebige Methode zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik benutzt werden kann, während die Berechnung des Strahlungskorrekturfaktors mit TERAD nur für die Methoden A, B und C aus Abschnitt 2.1.2 möglich ist.
Zur Überprüfung der Konsistenz der für δ_e bestimmten Resultate, ist es sinnvoll die Resultate von HERACLES mit denen von TERAD zu vergleichen. Ein entsprechender Vergleich wurde schon in [Kra91a] durchgeführt. Da aber sowohl HERACLES, als auch TERAD seit diesem Vergleich modifiziert wurden und darüber hinaus HERACLES an die Software–Umgebung der H1–Kollaboration angepaßt wurde[2], ist ein solcher Vergleich nochmals durchgeführt worden, siehe hierzu auch [Akh93]:
Abbildung 7.1 zeigt δ_e für $Q_e^2 = 20.7\mathrm{GeV}$ in Abhängigkeit von x_e. Die für TERAD gezeigten Resultate wurden von A. Akhundov[Akh94] unter Benutzung der Partondichteverteilungen MRS H von Martin et al.[Mar93b] berechnet. Zur Bestimmung der in Abbildung 7.1 für HERACLES gezeigten Resultate wurde die eigentlich notwendige Einbeziehung des Einflusses von Photonen, die vom gestreuten Elektron unter einem so kleinen Winkel abgestrahlt wurden, daß sie im Kalorimeter nicht vom gestreuten Elektron getrennt werden können, nicht berücksichtigt, da ansonsten ein Vergleich mit TERAD nicht möglich wäre. Die in Abbildung 7.1 gezeigten Resultate für HERACLES und TERAD stimmen, wie auch für alle anderen untersuchten Intervalle in Q^2, im Rahmen der statistischen

[2]Es wurde z. B. ein anderer Zufallszahlengenerator implementiert und eine Anpassung an die von der H1–Kollaboration benutzten Programmpakete BOS und FPACK durchgeführt.

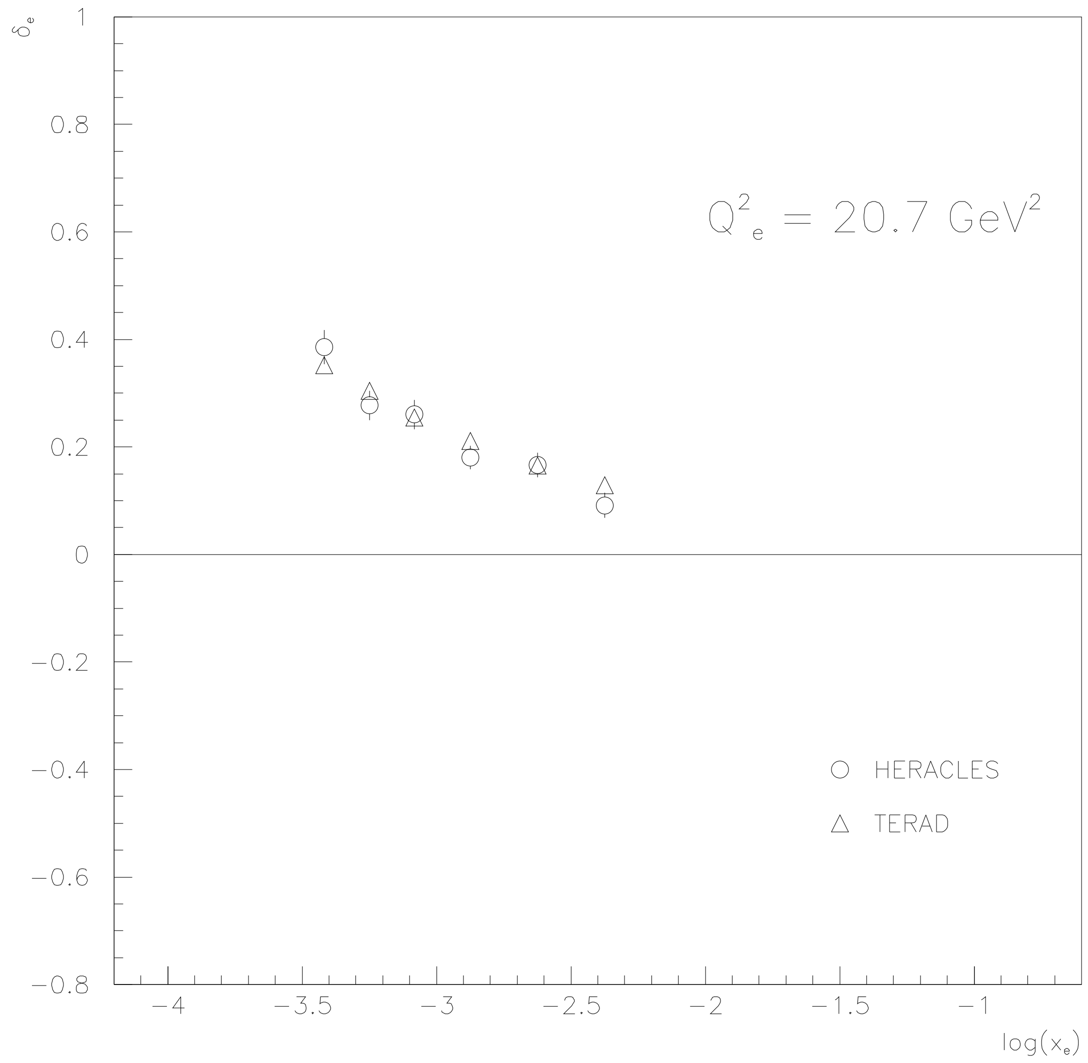


Abbildung 7.1: Vergleich zwischen den Resultaten für δ_e nach HERACLES und den entsprechenden Resultaten von TERAD.

Fehler überein. Daß zwei unterschiedliche Programme übereinstimmende Resultate liefern, kann als ein Hinweis darauf gewertet werden, daß sowohl HERACLES, als auch TERAD die Strahlungskorrekturen der nächst höheren, über das Born–Niveau hinausgehenden Ordnung korrekt beschreiben. Im Anhang sind alle für diesen Vergleich benutzten Resultate aufgelistet.
Abbildung 7.1 zeigt, daß der Strahlungskorrekturfaktor δ_e mit ansteigendem x_e abfällt. Dieses Verhalten läßt sich qualitativ wie folgt verstehen: Der dominante Anteil der Strahlungskorrekturen wird durch Ereignisse verursacht, bei denen ein hochenergetisches Photon vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wird. In solchen Ereignissen weichen nach den Gleichungen 2.58 und 2.61 Q_e^2 und Q^2 bzw. x_e und x_B voneinander ab. Nach den Gleichungen 2.7 – 2.9 fällt E_e' bei konstantem Q_e^2 mit sinkendem x_e. Da der Phasenraum für die Abstrahlung hochenergetischer Photonen vom einlaufenden Elektron mit sinkendem E_e' größer wird, werden solche Photonen vor allem bei kleinem x_e abgestrahlt. Die Abstrahlung eines hochenergetischen Photons vom einlaufenden Elektron hat zur Folge, daß $Q^2 < Q_e^2$ gilt, siehe Gleichung 2.58. Der meßbare Wirkungsquerschnitt steigt weiterhin mit abfallendem Q^2 an. Somit treten vor allem bei kleinem x_e Ereignisse auf, bei denen ein hochenergetisches Photon vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wird, die einen im Vergleich zum Born–Niveau höheren meßbaren Wirkungsquerschnitt verursachen.

7.1.2 Einfluß des Überlapps des gestreuten Elektrons mit abgestrahlten Photonen im BEMC

Bei den meisten bisherigen Experimenten zur Untersuchung der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung wurde zur Bestimmung von x_e und Q_e^2 der Impuls des gestreuten Elektrons mit einem Magnetspektrometer bestimmt. Im Gegensatz hierzu wird im H1–Detektor die Energie E_e' des gestreuten Elektrons mit einem Kalorimeter gemessen. Dies hat zur Folge, daß der Cluster, den das gestreuten Elektron erzeugt, und ein Cluster, der von einem Photon verursacht wird, das unter einem kleinen Winkel vom gestreuten Elektron abgestrahlt wurde, nicht voneinander getrennt werden können. Abbildung 7.2 zeigt die mittlere Anzahl der im BEMC rekonstruierten Cluster in Abhängigkeit vom Winkel $\alpha_{e,\gamma}$ zwischen den Impulsen des gestreuten Elektron und des abgestrahlten Photons für simulierte Ereignisse, die die folgenden Schnitte erfüllen: $E_e' > 10\mathrm{GeV}$, $160^o \leq \theta_e \leq 172^o$, $E_\gamma > 2\mathrm{GeV}$ und $160^o \leq \theta_\gamma \leq 172^o$. Diese Schnitte wurden gewählt, um sicher zu stellen, daß sowohl das gestreute Elektron als auch das abgestrahlte Photon im Akzeptanzbereich des BEMC liegen und beide Teilchen genug Energie besitzen, um im Prinzip einen Cluster im BEMC zu erzeugen. Um auszuschließen, daß Teilchen des hadronischen Endzustandes einen Cluster im BEMC erzeugen, wurde für die Erstellung von Abbildung 7.2 eine spezielle Stichprobe von Ereignissen benutzt, bei der lediglich das Detektorverhalten für das gestreute Elektron und

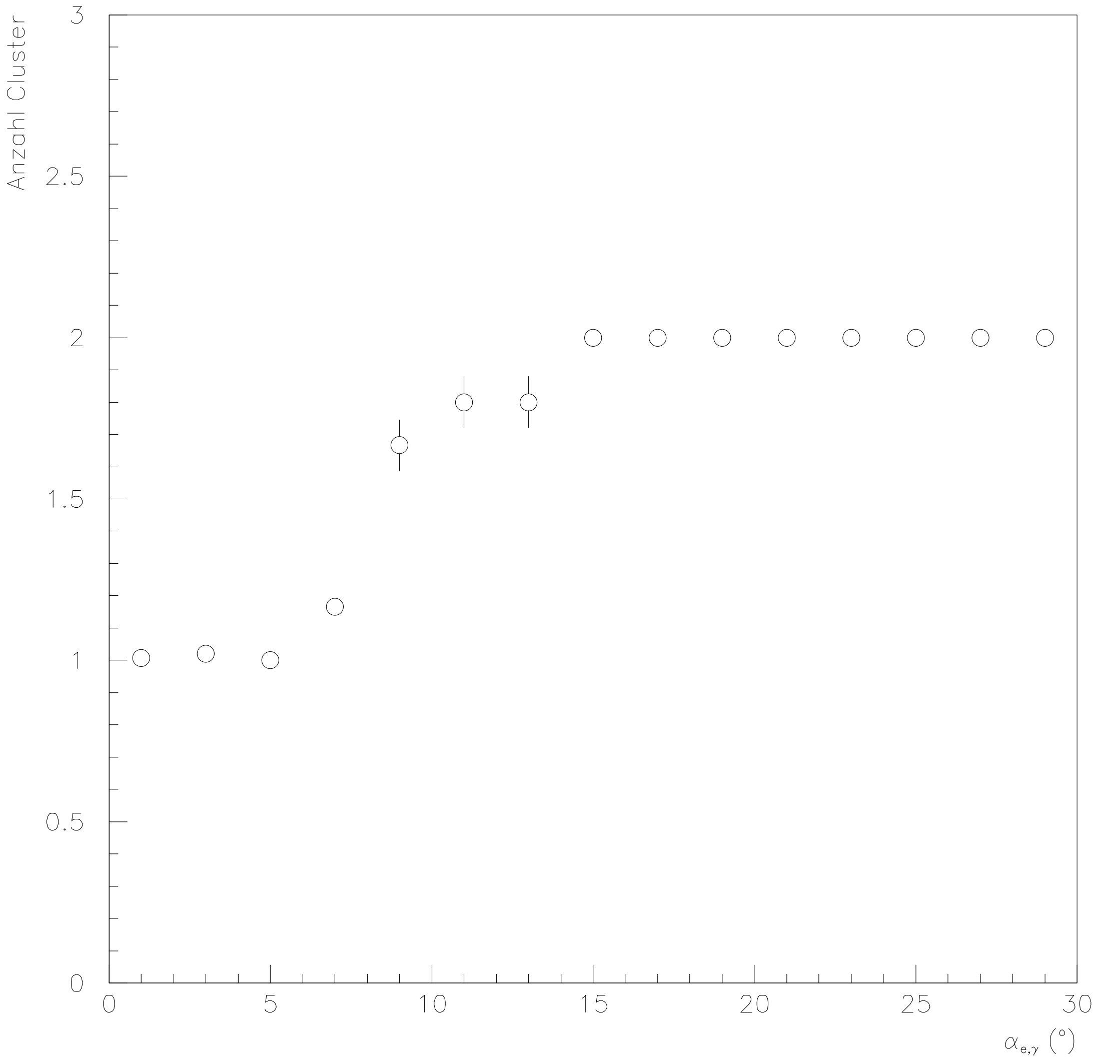


Abbildung 7.2: Mittlere Anzahl der im BEMC rekonstruierten Cluster in Abhängigkeit von $\alpha_{e,\gamma}$ für Ereignisse, bei denen lediglich das Detektorverhalten für das gestreute Elektron und das abgestrahlte Photon simuliert wurde.

das abgestrahlte Photon simuliert wurde, während der hadronische Endzustand unberücksichtigt blieb. Für Ereignisse mit $\alpha_{e,\gamma} < 5^o$ wird nur ein Cluster im BEMC rekonstruiert, so daß das gestreute Elektron und das abgestrahlte Photon nicht getrennt werden können. Mit ansteigendem $\alpha_{e,\gamma}$ wächst der Anteil der Ereignisse, für die zwei Cluster im BEMC rekonstruiert werden und für $\alpha_{e,\gamma} > 13^o$ werden ausschließlich zwei Cluster rekonstruiert.
Eine entsprechende Untersuchung wurde auch für Ereignisse durchgeführt, bei denen das gestreute Elektron das Flüssig–Argon–Kalorimeter des H1–Detektors trifft. Auch für diese Ereignisse konnte kein simuliertes Ereignis mit $\alpha_{e,\gamma} < 5^o$ gefunden werden, bei dem zwei getrennte Cluster rekonstruiert wurden.
Wird in einem Ereignis ein hochenergetisches Photon abgestrahlt und überlappen sich die Cluster des gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons im Kalorimeter des H1–Detektors, so wird im Kalorimeter die Summe der Energie E'_e des gestreuten Elektrons und E_γ des abgestrahlten Photons gemessen. Dies wird bei der Bestimmung von δ_e wie folgt berücksichtigt: Zur Berechnung von y_e, Q_e^2 und x_e nach den Gleichungen 2.7 – 2.9 wird E'_e durch die Summe $E'_e + E_\gamma$ ersetzt, falls in dem entsprechenden Ereignis ein Photon mit $\alpha_{e,\gamma} < \alpha_{e,\gamma,max}$ und $\theta_\gamma < 176^o$ abgestrahlt wurde. $\alpha_{e,\gamma,max}$ parametrisiert hierbei die Größe des Kegels um die Richtung des Impulses des gestreuten Elektrons, innerhalb dessen die Cluster des gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons nicht voneinander getrennt werden können. Die Wahl des hier verwendeten Schnittes $\theta_\gamma < 176^o$ läßt sich wie folgt begründen: Abbildung 7.3 zeigt die Korrelation zwischen E_{mis} und E_γ für simulierte Ereignisse mit abgestrahlten hochenergetischen Photonen. Für fast alle Ereignisse mit $\theta_\gamma < 176^o$ ist $E_{\text{mis}} \approx 0$. Hieraus folgt das in diesem Fall das abgestrahlte Photon den H1–Detektor getroffen und einen Cluster erzeugt haben muß. Für Ereignisse mit $\theta_\gamma > 176^o$ ist dagegen $E_{\text{mis}} \approx E_\gamma$. Dies bedeutet, daß Photonen mit $\theta_\gamma > 176^o$ den H1–Detektor durch die Strahlröhre verlassen, ohne ein Signal zu erzeugen. Daher können solche Photonen nicht mit dem Cluster des gestreuten Elektrons überlappen.
Abbildung 7.4 zeigt δ_e in Abhängigkeit von $\alpha_{e,\gamma,max}$ für $Q_e^2 = 15.6\text{GeV}^2$ und $x_e = 0,00039$. Zur Berechnung von δ_e wurden die Partonverteilungen GRV von Glück et al. [Glu92] verwendet. Für $\alpha_{e,\gamma,max} = 1^o$ ist δ_e um ca. 5% kleiner als für $\alpha_{e,\gamma,max} = 0^o$. Dies liegt darin begründet, daß für sehr viele der abgestrahlten Photonen $\alpha_{e,\gamma} < 1^o$ gilt. Bei weiterem Anwachsen von $\alpha_{e,\gamma,max}$ fällt δ_e relativ flach ab. Dies läßt sich wie folgt begründen: Wird $E'_e + E_\gamma$ anstelle von E'_e zur Rekonstruktion von Q_e^2 und x_e benutzt, so gilt im Rahmen der experimentellen Auflösung[3]: $x_e \approx x_B$ und $Q_e^2 \approx Q^2$. Ansonsten wäre $x_e < x_B$ und $Q_e^2 < Q^2$. Durch eine Vergrößerung von $\alpha_{e,\gamma,max}$ wächst die Anzahl der Ereignisse mit $x_e \approx x_B$ und $Q_e^2 \approx Q^2$ an, so daß δ_e abnimmt. Die Tendenz, daß der Absolutbetrag

[3]Eine geringe Korrektur kann sich dadurch ergeben, daß das gestreute Elektron durch die Abstrahlung eines Photons einen Rückstoß erhält. Somit kann der Polarwinkel des gestreuten Elektrons vor und nach der Abstrahlung des Photons unterschiedlich sein.

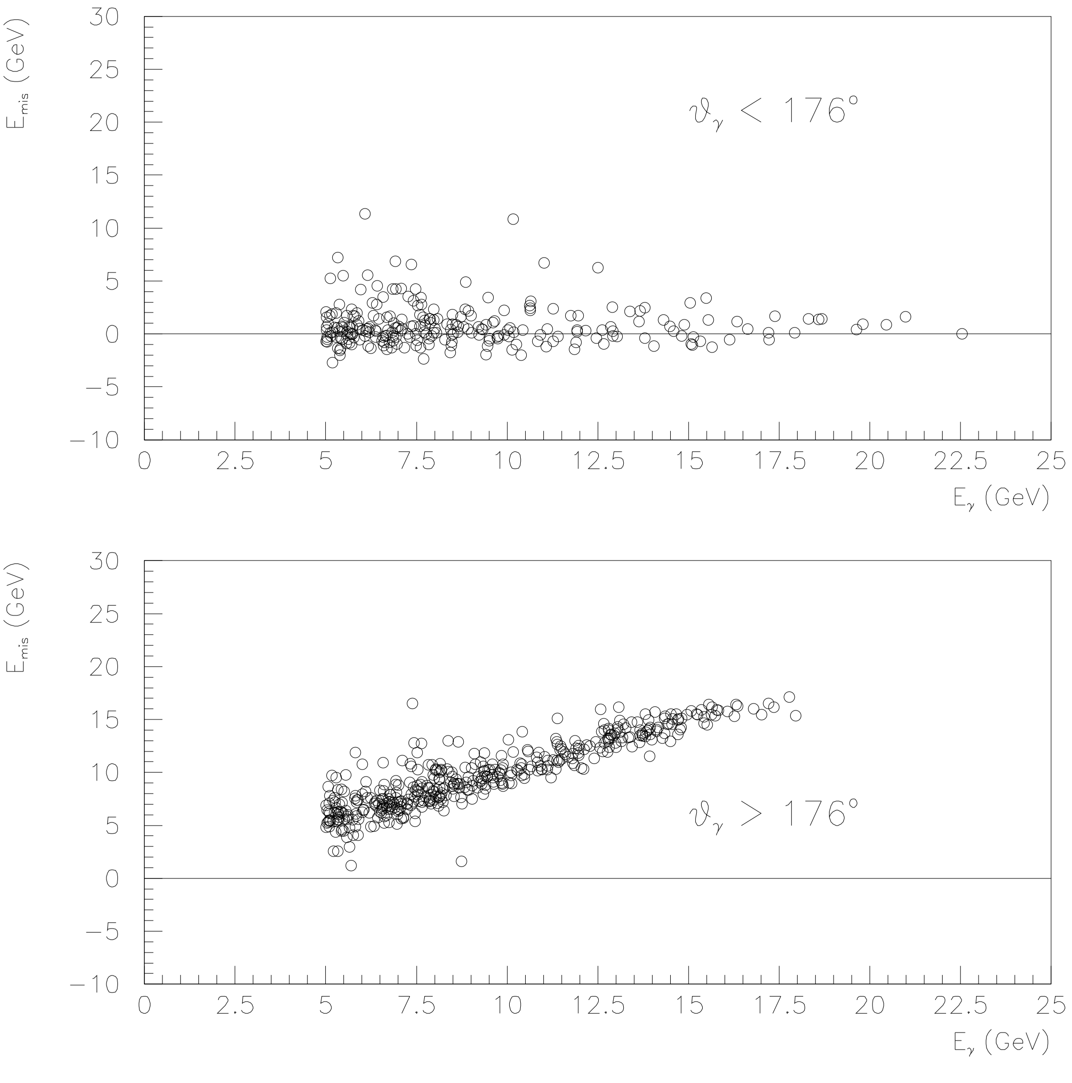


Abbildung 7.3: Korrelation zwischen E_{mis} und E_γ für Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem abgestrahlten hochenergetischen Photon. Oben: Für $\theta_\gamma < 176^o$, unten: für $\theta_\gamma > 176^o$.

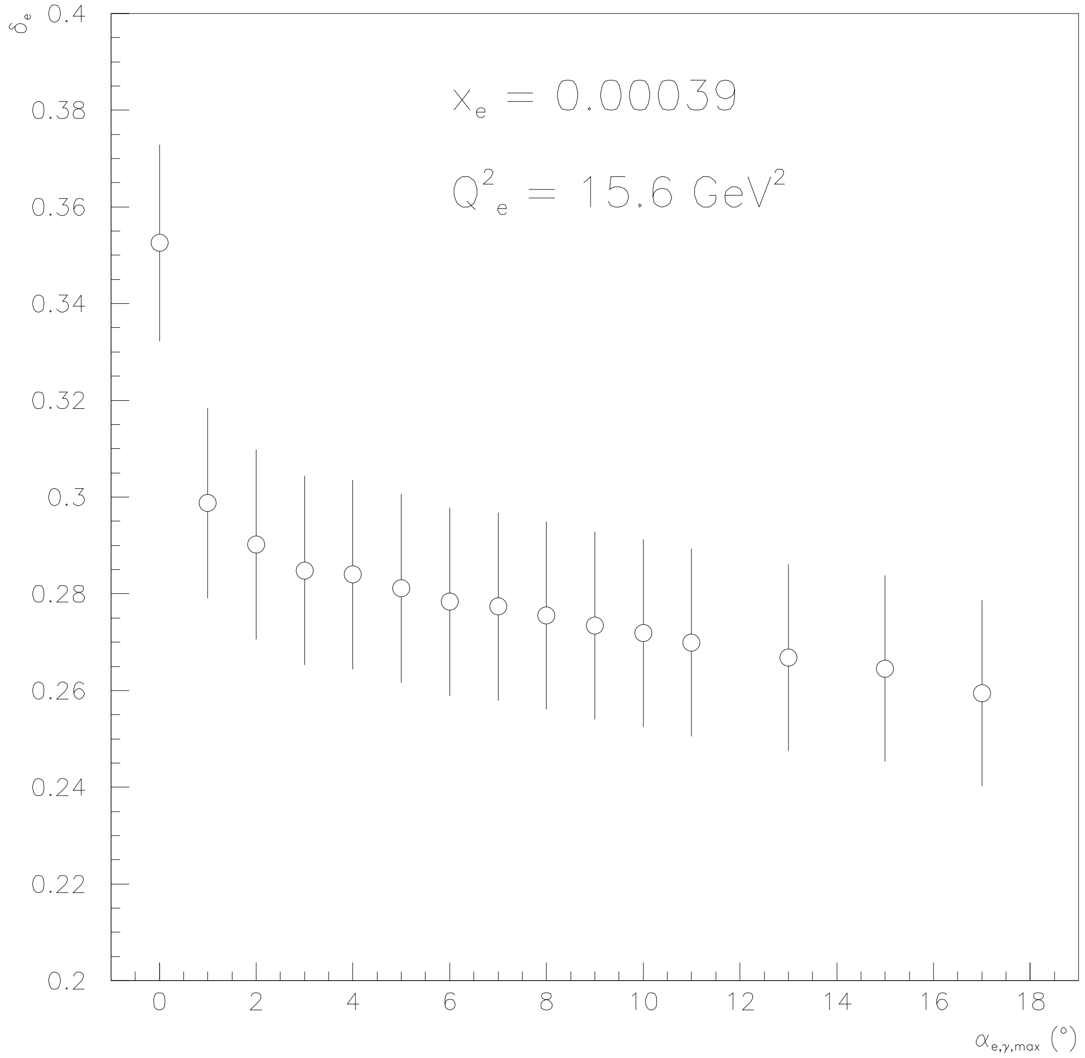


Abbildung 7.4: δ_e in Abhängigkeit von $\alpha_{e,\gamma,max}$ für $Q_e^2 = 15.6\mathrm{GeV}^2$ und $x_e = 0,00039$. Zur Berechnung von δ_e wurden die Partonverteilungen GRV von Glück et al. verwendet. Da für die Berechnung der einzelnen Punkte jeweils dieselbe Stichprobe von Ereignissen benutzt wurde, sind die gezeigten Fehler nicht unabhängig voneinander.

$|\delta_e|$ mit steigendem $\alpha_{e,\gamma,max}$ abnimmt, tritt für alle untersuchten Bereiche von x_e und Q_e^2 auf.
Im Anhang A sind die für δ_e bestimmten Resultate tabelliert. Die dort angegebenen Werte beziehen sich immer auf $\alpha_{e,\gamma,max} = 5^o$, da die Cluster des gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons in Ereignissen mit $\alpha_{e,\gamma} < 5^o$ stets überlappen, siehe Abbildung 7.2. Zur Bestimmung von δ_e wurden die Partondichteverteilungen GRV[Glu92] verwendet, da diese Partondichteverteilungen in der Lage sind sowohl die von der H1–Kollaboration gemessenen Werte der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$, als auch die in Kapitel 6 gemessen, experimentell zugänglichen Strahlungskorrekturen zu beschreiben. Die Differenz $\delta_e(\alpha_{e,\gamma,max} = 5^o) - \delta_e(\alpha_{e,\gamma,max} = 13^o)$ wurde als ein Beitrag zum systematischen Fehler von δ_e berücksichtigt, da erst für $\alpha_{e,\gamma} > 13^o$ in allen entsprechenden Ereignissen zwei getrennte Cluster im BEMC rekonstruiert werden.

7.1.3 Verminderung von δ_e bei kleinem x_e durch einen Schnitt auf E_{mis}

In Ereignissen, bei denen ein hochenergetisches Photon vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wird, weichen x_e bzw. Q_e^2 von x_B bzw. Q^2 ab. Hierdurch wird vor allem bei kleinem x_e ein großer Beitrag zu δ_e verursacht. Dieser Beitrag läßt sich verringern, indem solche Ereignisse bei der Analyse der Daten identifiziert und verworfen werden. Eine Möglichkeit Ereignisse mit einem hochenergetischen, vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon zu identifizieren, besteht darin, zu überprüfen, ob ein Cluster im Photondetektor des Luminositätssystems rekonstruiert wurde. Hierbei bestünde die Möglichkeit, daß auch Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Abstrahlung eines Photons verworfen würden, die in zufälliger Koinzidenz mit einem Bremsstrahlungsereignis stattfinden. Da außerdem die geometrische Akzeptanz des Photondetektors auf den Bereich $\theta_\gamma > 179.97^o$ beschränkt ist, wurde in dieser Arbeit die Größe E_{mis}, siehe Abschnitt 5.4, zur Identifikation von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit Abstrahlung eines hochenergetischen Photons vom einlaufenden Elektron benutzt. Eine ähnliche Vorgehensweise ist in [Kra91b] vorgeschlagen worden.
Bei der Analyse zur Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons wurde der Schnitt

$$\sum_{l=1}^{N_{\text{clust}}} (E_l - p_{z,l}) > 30\text{GeV} \tag{7.1}$$

zur Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen verwendet, wobei die Summe in Formel 7.1 über alle im H1–Detektor rekonstruierten Cluster läuft. E_l bezeichne die für den Cluster l rekonstruierte Energie und $p_{z,l}$ sei durch $p_{z,l} = E_l(1 - \cos(\theta_l))$ gegeben, wobei der zugehörige Polarwinkel θ_l aus der Koordinate z_{wwp} des Wechselwirkungspunktes und dem rekonstruierten Schwerpunkt des Clusters bestimmt wird. Der durch Formel 7.1 definierte Schnitt entspricht dem Schnitt

$$E_{\text{mis}} < 11,7\text{GeV}. \tag{7.2}$$

Dieser Schnitt wird im folgenden zur Verminderung von δ_e bei kleinem x_e benutzt.
Zur Untersuchung, mit welcher Wahrscheinlichkeit Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photonen durch den obigen Schnitt verworfen werden, wird im folgenden eine Stichprobe von simulierten Ereignissen mit $\theta_\gamma > 176^o$ verwendet. Photonen mit $\theta_\gamma < 176^o$ treffen das Kalorimeter des H1–Detektors, siehe Abbildung 7.3. Für die entsprechenden Ereignisse gilt daher[4] $E_{\text{mis}} < 11,7\text{GeV}$. Es sei N die Anzahl der Ereignisse, die die in Abschnitt 4.1 dargestellten Kriterien zur Selektion von Kandidaten der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung erfüllen. N_{cut} sei die Anzahl der Kandidaten, für die darüber hinaus auch $E_{\text{mis}} > 11,7\text{GeV}$ gilt. Dann ist die Wahrscheinlichkeit ϵ_{mis}, daß ein Ereignis durch den Schnitt $E_{\text{mis}} < 11,7\text{GeV}$ verworfen wird, durch

$$\epsilon_{mis} = \frac{N_{\text{cut}}}{N} \tag{7.3}$$

gegeben.
Abbildung 7.5 zeigt ϵ_{mis} in Abhängigkeit von E_γ für simulierte Ereignisse mit $\theta_\gamma > 176^o$. Für Ereignisse mit $E_\gamma < 9\text{GeV}$ ist ϵ_{mis} kleiner als 5%. Bei $E_\gamma \approx 11\text{GeV}$ steigt ϵ_{mis} steil an und erreicht bei $E_\gamma = 13\text{GeV}$ den Wert $\epsilon_{mis} = 1$. Die in Abbildung 7.5 gezeigten Resultate ändern sich im Rahmen der angegebenen Fehler nicht, wenn zur Bestimmung von ϵ_{mis} Ereignisse mit $\theta_\gamma > 177^o$ oder $\theta_\gamma > 175^o$ verwendet werden.
Mit Hilfe der aus den Daten selektierten Stichprobe von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon kann überprüft werden, ob die Größe ϵ_{mis} durch die simulierten Ereignisse korrekt beschrieben wird. Für die Daten ist lediglich die rekonstruierte Energie $E_{PD} + E_{\text{veto}}$ des abgestrahlten Photons bekannt. Daher kann für die Daten nur das Verhalten von ϵ_{mis} in Abhängigkeit von $E_{PD} + E_{\text{veto}}$ untersucht werden. Abbildung 7.6 zeigt ϵ_{mis} in Abhängigkeit von $E_{PD}+E_{\text{veto}}$ für Daten und simulierte Ereignisse. Der Untergrund von in den Daten vorhandenen zufälligen Koinzidenzen aus Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung und Bremsstrahlungsereignissen wurde durch den Schnitt $(E_{PD}+E_{\text{veto}}-E_{\text{mis}})/(E_{PD}+E_{\text{veto}}) < 0,5$ unterdrückt, siehe z.B Abbildung 5.14. Im Rahmen der statistischen Fehler ergeben sich aus den Daten und den simulierten Ereignisse übereinstimmende Resultate für ϵ_{mis}. Daher sollte die Simulation den Einfluß eines Schnittes auf E_{mis} korrekt beschreiben.

[4]Laut Simulation werden weniger als 1% der selektierten Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung, in denen kein abgestrahltes Photon auftritt, durch den Schnitt $E_{\text{mis}} < 11,7\text{GeV}$ verworfen

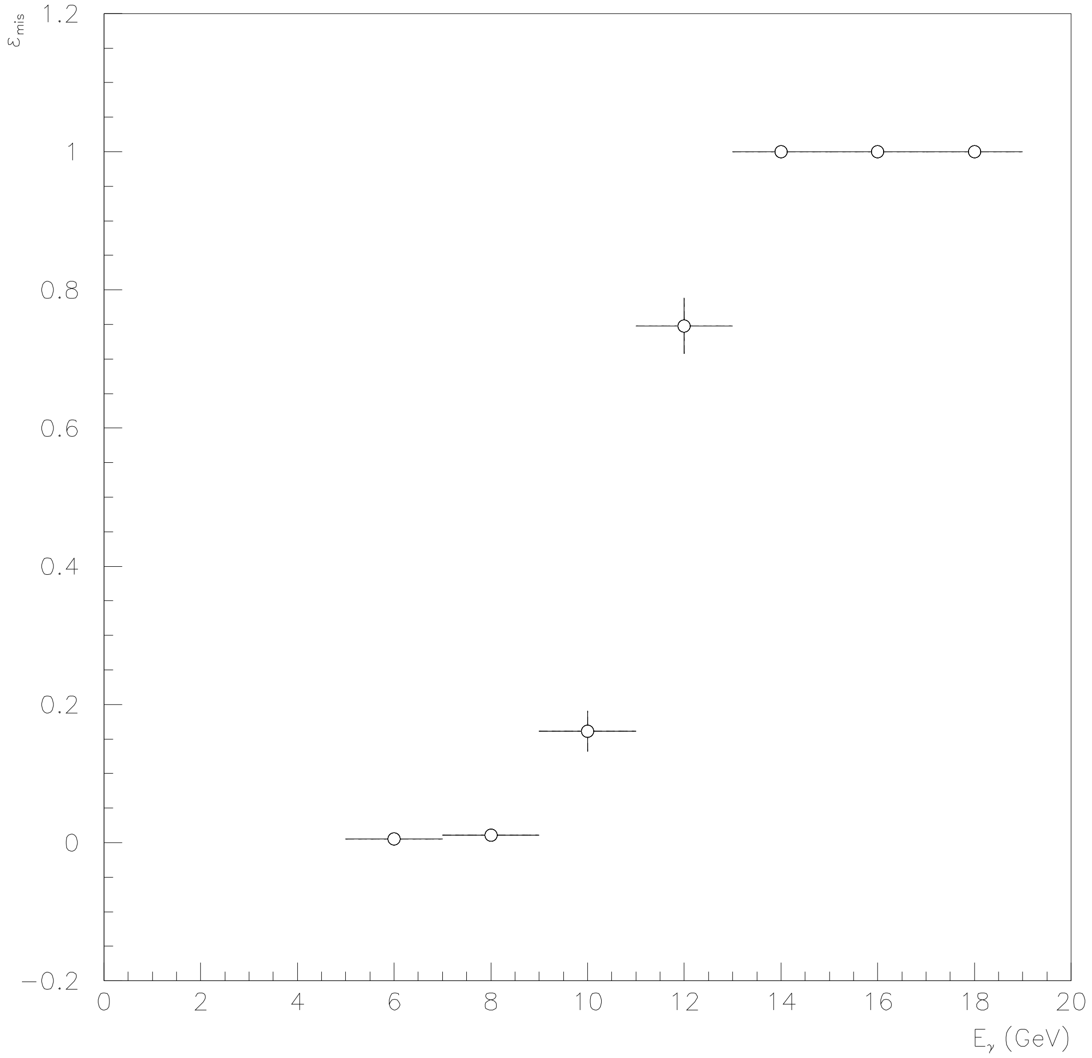


Abbildung 7.5: $\epsilon_{\rm mis}$ in Abhängigkeit von E_γ für simulierte Ereignisse mit $\theta_\gamma > 176^o$.

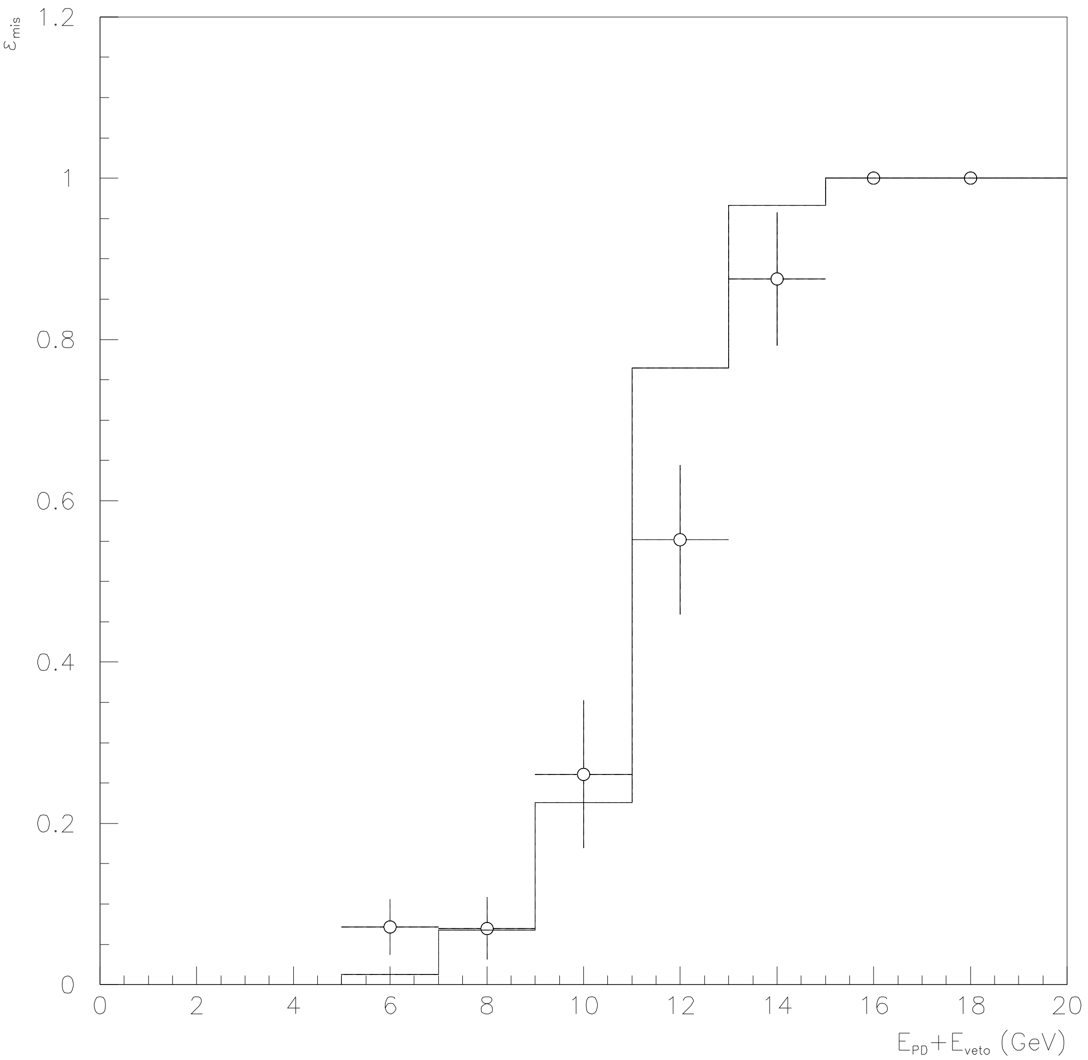


Abbildung 7.6: ϵ_{mis} in Abhängigkeit von $E_{PD} + E_{\text{veto}}$. Die Punkte zeigen Ereignisse, die mit den in Abschnitt 4.2 erläuterten Schnitten als Kandidaten für tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon aus den Daten selektiert wurden. Das Histogramm zeigt entsprechende simulierte Ereignisse, die mit dem Generator DJANGO erzeugt wurden.

Zur Berechnung von δ_e nach Anwendung des Schnittes $E_{\mathrm{mis}} < 11,7\mathrm{GeV}$ wurde wie folgt vorgegangen: Falls ein Ereignis ein Photon mit $\theta_\gamma > 176^o$ enthält, wurde eine gleichverteilte Zufallszahl Z aus dem Intervall $0 \leq Z \leq 1$ mit einem Zufallszahlengenerator erzeugt. War Z kleiner als der Wert von ϵ_{mis}, der der Energie E_γ des Photons entspricht, wurde das Ereignis verworfen. Ereignisse mit $Z > \epsilon_{\mathrm{mis}}$, $\theta_\gamma < 176^o$ oder ohne ein abgestrahltes Photon wurden nicht verworfen. Abbildung 7.7 zeigt δ_e für $Q_e^2 = 15,6\mathrm{GeV}^2$ in Abhängigkeit von x_e. Zur Berechnung von δ_e wurden die Partonverteilungen GRV von Glück et al. [Glu92] benutzt. Die Kreise in Abbildung 7.7 zeigen Resultate für δ_e ohne Anwendung des Schnittes $E_{\mathrm{mis}} < 11,7\mathrm{GeV}$. Die Dreiecke zeigen entsprechende Resultate nach Anwendung dieses Schnittes. Es fällt auf, daß der Wert von δ_e nach Anwendung des Schnittes $E_{\mathrm{mis}} < 11,7\mathrm{GeV}$ bei kleinem x_e deutlich verringert wird. Bei höherem x_e hat die Anwendung dieses Schnittes keinen Einfluß auf den Wert von δ_e, da in diesem Bereich die Energie E_e' des gestreuten Elektrons bereits so groß ist, daß kein Phasenraum für die Abstrahlung eines Photons mit einer Energie von $E_\gamma \geq 11,7\mathrm{GeV}$ zur Verfügung steht. Um zu überprüfen, in wie weit Variationen der für ϵ_{mis} verwendeten Werte die Resultate für δ_e beeinflussen, wurden die in Abbildung 7.6 für die Daten gezeigten Werte anstelle der vorher für ϵ_{mis} benutzten Werte, siehe Abbildung 7.5, zur Bestimmung von δ_e verwendet. Hierdurch veränderte sich das Resultat für δ_e in allen untersuchten Intervallen von x_B und Q^2 um weniger als 1,5%. Dies ist im Rahmen der weiteren systematischen Fehler vernachlässigbar klein.

Abbildung 7.8 zeigt Differenzen $\Delta\delta_e$ zwischen Werten des Strahlungskorrekturfaktors, die unter Benutzung verschiedener theoretischer Vorhersagen für die Partondichteverteilungen bestimmt wurden. Die Dreiecke zeigen die Differenzen zwischen den Resultaten für die Partondichteverteilungen MRS D0' und GRV, die Quadrate zeigen die Differenzen für die Partondichteverteilungen MRS D-' und GRV. Für die Abbildungen 7.8 a) und b) ist $Q_e^2 = 4,9\mathrm{GeV}^2$, für die Abbildungen 7.8 c) und d) ist $Q_e^2 = 15,6\mathrm{GeV}^2$. In a) und c) wurde kein Schnitt auf E_{mis} angewendet, während in b) und d) Resultate nach Anwendung des Schnittes $E_{\mathrm{mis}} < 11,7\mathrm{GeV}$ gezeigt werden. Die Anwendung des Schnittes $E_{\mathrm{mis}} < 11,7\mathrm{GeV}$ verringert die Unterschiede zwischen den Resultaten für δ_e für verschiedene theoretische Vorhersagen der Partondichteverteilungen bei kleinem x_e deutlich. Dies bedeutet, daß der systematische Fehler von δ_e nach Anwendung dieses Schnittes verringert wird. Dies ist nicht nur für die Analyse der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons, sondern auch für zukünftige Analysen bei HERA interessant, bei denen die tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung bei kleinem x_e untersucht werden soll, z.B. um festzustellen, ob Sättigungseffekte der Partondichteverteilungen auftreten. Hierbei muß berücksichtigt werden, daß die hier behandelte Methode A zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik im Bereich kleiner x_e eine gute experimentelle Auflösung besitzt und daß die anderen in Abschnitt 2.1 dargestellten Methoden außerdem im Bereich kleiner x_B dadurch mit einem systematischen Fehler behaftet sein können, daß im H1–Detektor nicht der ge-

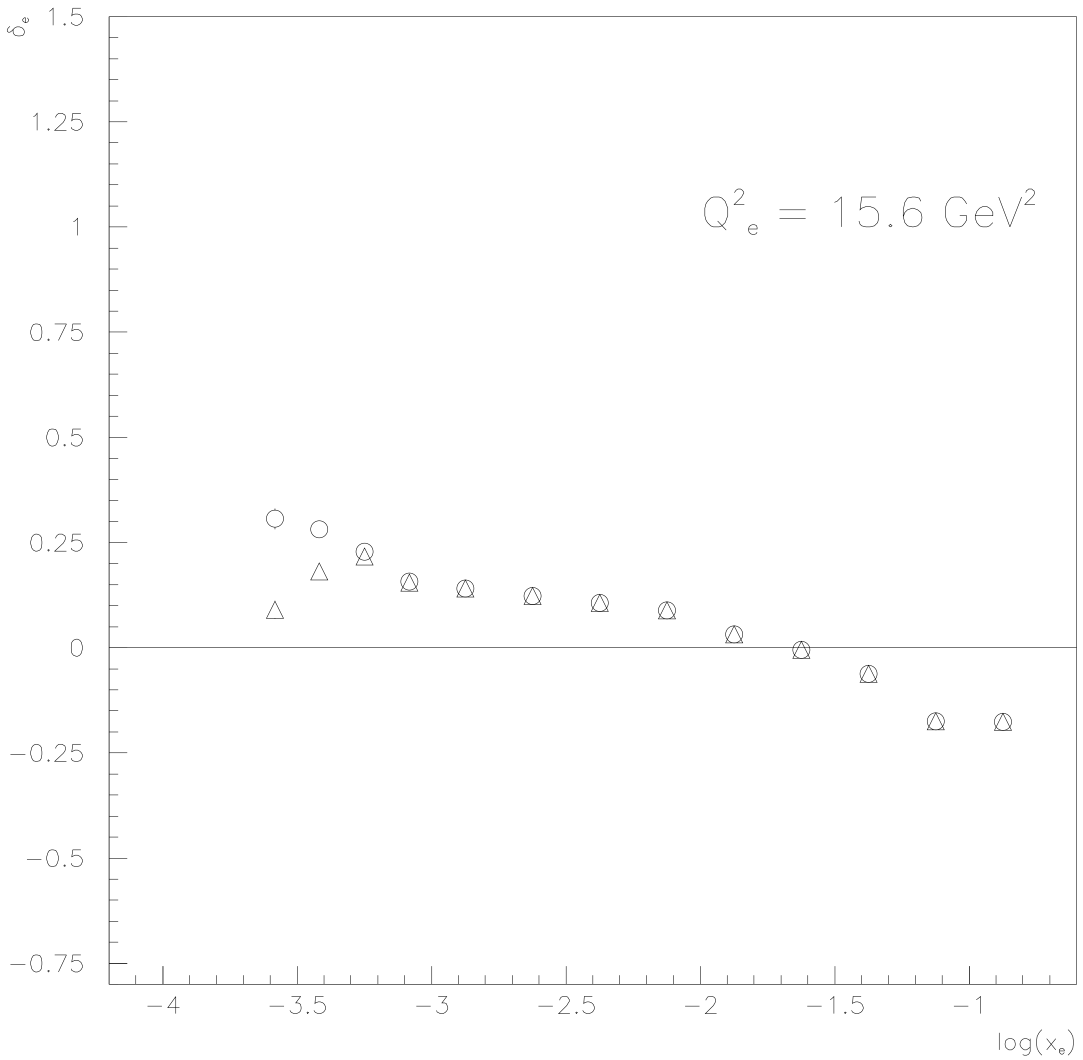


Abbildung 7.7: δ_e in Abhängigkeit von x_e für $Q_e^2 = 15,6\mathrm{GeV}^2$. Zur Berechnung von δ_e wurden die Partonverteilungen GRV von Glück et al. [Glu92] benutzt. Die Kreise zeigen die Resultate für δ_e ohne Anwendung des Schnittes $E_{\mathrm{mis}} < 11,7\mathrm{GeV}$. Die Dreiecke zeigen entsprechende Resultate nach Anwendung dieses Schnittes.

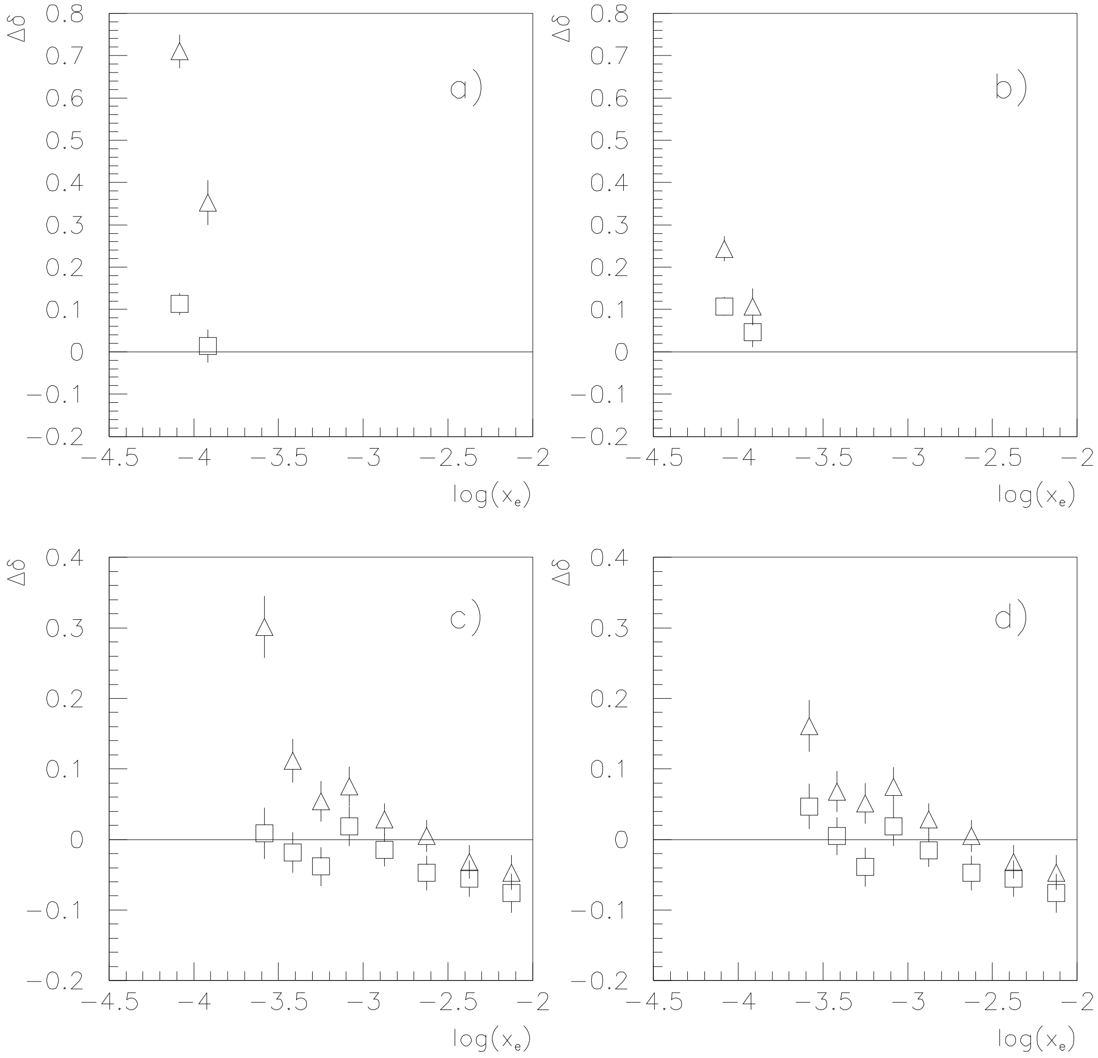


Abbildung 7.8: $\Delta\delta_e$ in Abhängigkeit von x_e. Die Dreiecke zeigen die Differenz der Resultate für δ_e für die Partonverteilungen MRS D0' und GRV, die Quadrate zeigen die Differenz der Resultate für δ_e für die Partonverteilungen MRS D-' und GRV. Die einzelnen Abbildungen zeigen $\Delta\delta_e$ für: a) $Q_e^2 = 4,9\text{GeV}^2$ ohne Schnitt auf E_{mis}, b) $Q_e^2 = 4,9\text{GeV}^2$ mit Schnitt auf E_{mis}, c) $Q_e^2 = 15,6\text{GeV}^2$ ohne Schnitt auf E_{mis} und d) $Q_e^2 = 15,6\text{GeV}^2$ mit Schnitt auf E_{mis}

samte Polarwinkelbereich durch ein hadronisches Kalorimeter abgedeckt ist. Ein Schnitt auf E_{mis} verringert den systematischen Fehler von δ_e somit gerade in dem Bereich von x_e, in dem die Methoden B – E zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik unsicher sind.
Ein weiterer Vorteil der Anwendung eines Schnittes auf E_{mis} ergibt sich aus folgender Überlegung: Die theoretischen Vorhersagen für die Partondichteverteilungen sind nur im Bereich $Q^2 > 5\mathrm{GeV}^2$ für MRS D0' und MRS D-' bzw. im Bereich $Q^2 > 0,2\mathrm{GeV}^2$ für GRV gültig. Durch die Abstrahlung eines hochenergetischen Photons können sehr niedrige Werte für Q^2 erreicht werden,[5] für die die theoretischen Vorhersagen der Partondichteverteilungen nicht mehr gültig sein können. In diesem Fall muß eine Annahme über das Verhalten der Partondichteverteilung bei kleinem Q^2 gemacht werden, um δ_e berechnen zu können. Diese Annahmen, siehe z. B. [Vol75], sind vor allem deshalb unsicher, da sie einen Bereich in x_B und Q^2 abdecken, der bisher keiner Messung zugänglich war. Ein Schnitt auf E_{mis} verwirft Ereignisse mit sehr niedrigem Q^2, so daß δ_e nicht mehr vom Verhalten der Partondichteverteilungen bei sehr kleinem Q^2 abhängig ist.
Die maximale Differenz $\Delta\delta_e$, die sich zwischen Resultaten von δ_e bei Benutzung der unterschiedlichen theoretischen Vorhersagen GRV, MRS D0' und MRS D-' der Partondichteverteilungen ergibt, wurde benutzt, um den entsprechenden Beitrag zum systematischen Fehler von δ_e abzuschätzen. Da die Partondichteverteilungen MRS D-' Werte für die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons vorhersagen, die höher liegen als die gemessenen Werte[H1-93a], und die Vorhersage für $F_2(x_B, Q^2)$ aus den Partondichteverteilungen MRS D0' im Vergleich zu den Daten zu niedrig liegt[H1-93a, H1-94], sollte sich somit eine obere Abschätzung für diesen Beitrag zum systematischen Fehler von δ_e ergeben.

7.2 Bestimmung des Strahlungskorrekturfaktors für die Methoden C, D und E zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik

Bei HERA ist es erstmals möglich, die Ereigniskinematik nicht nur mit der Methode A zu rekonstruieren. Um auch die anderen in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik bei der Messung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ verwenden zu können, muß der Strahlungskorrekturfaktor auch für diese Methoden bestimmt werden. Von der H1–Kollaboration wurden neben der Methode A auch die Methoden C, D und E, siehe Abschnitt 2.1.2, bei der Analyse benutzt. Die Bestimmung des Strahlungskorrekturfaktors für die Methoden C, D und E zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik ist in

[5] Dies gilt insbesondere für zukünftige Messungen bei H1, da der Einbau eines neuen Kalorimeters im rückwärtigen Bereich des H1–Detektors vorgesehen ist [H1-93d]. Dieses Kalorimeter soll erlauben, den Schnitt auf die minimale Energie des gestreuten Elektrons zu verringern.

Analogie zu Abschnitt 7.1 durchgeführt worden. Abbildung 7.9 zeigt den Wert des Strahlungskorrekturfaktors δ_g für die Methode C in Abhängigkeit von x_g für $Q_g^2 = 15,6\mathrm{GeV}^2$. Die Abbildungen 7.10 und 7.11 zeigen entsprechende Resultate für Methode D und E.
Die gezeigten Resultate wurden unter Benutzung der Partondichteverteilungen GRV[Glu92] bestimmt. Für den Parameter $\alpha_{e,\gamma,max}$, siehe Abschnitt 7.1.2, wurde ein Wert von 5^o gewählt. Wie aus den im Anhang A.4–A.6 tabellierten Resultaten ersichtlich, überschreitet der Strahlungskorrekturfaktor für die Methoden C – E lediglich für einen gemessenen Impulsübertrag unterhalb von ungefähr $12\mathrm{GeV}^2$ die Größenordnung von 10%. Bei gemessenen Impulsüberträgen von mehr als $10\mathrm{GeV}^2$ tritt außerdem nur ein schwache Abhängigkeit des Strahlungskorrekturfaktors von x_g bzw. x_{mJB} bzw. x_{zw} auf. Im Gegensatz zur Methode A zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik hat ein Schnitt auf E_{mis} für die Methoden C – E keinen wesentlichen Einfluß auf die absolute Größe, sowie die systematische Unsicherheit des Strahlungskorrekturfaktors bei kleinen Werten der Variablen x_g bzw. x_{mJB} bzw. x_{zw}. Bei Benutzung der Methoden C und E zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik liegt dies darin begründet, daß in Ereignissen, bei denen ein hochenergetisches Photon in Richtung des einlaufenden Elektrons abgestrahlt wird, die für x_g und x_{zw} bestimmten Werte größer sind als der Wert von x_B, siehe Gleichungen 2.17 und 2.25. Somit treten Ereignisse, bei denen ein hochenergetisches Photon vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wurde und bei denen ein Schnitt auf E_{mis} den Wert des Strahlungskorrekturfaktors verringern würde, vor allem im Bereich von hohen x_g und x_{zw} auf. In dem entsprechenden kinematischen Bereich wurde von der H1–Kollaboration keine Analyse zur Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ durchgeführt. Bei Benutzung der Methode D zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik gilt für Ereignisse, bei denen ein hochenergetisches Photon vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wurde, im Rahmen der experimentellen Auflösung $x_{mJB} \approx x_B$, siehe Gleichung 2.20. Da die Abstrahlung hochenergetischer Photonen vom einlaufenden Elektron tendenziell bei hohem x_B stattfindet[Kra91b], hat auch bei dieser Methode ein Schnitt auf E_{mis} keinen Einfluß auf die Größe von δ_{mJB} bei kleinem x_{mJB}.
Für den im Anhang angegebenen systematischen Fehler des Strahlungskorrekturfaktors wurden die folgenden Beiträge berücksichtigt:

- Die Differenz der Werte des Strahlungskorrekturfaktors für $\alpha_{e,\gamma,max} = 5^o$ und $\alpha_{e,\gamma,max} = 13^o$,

- die maximale Differenz, die sich zwischen den Resultaten des Strahlungskorrekturfaktors für die verschiedenen theoretischen Vorhersagen MRS D0', MRS D-' und GRV für die Partondichteverteilungen ergibt.

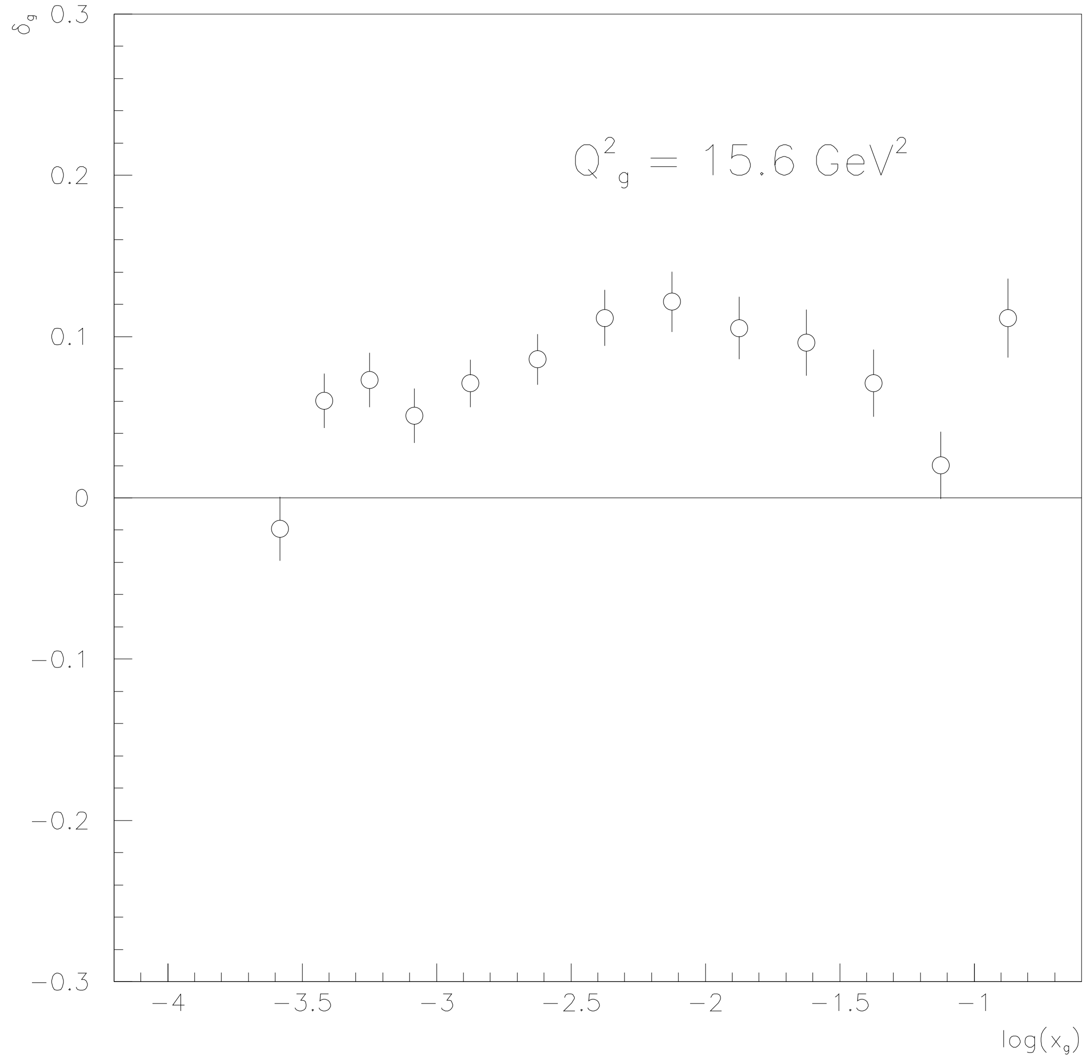


Abbildung 7.9: Der Strahlungskorrekturfaktor δ_g für die Methode C zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Aufgetragen ist δ_g in Abhängigkeit von x_g für $Q_g^2 = 15,6\mathrm{GeV}^2$. Zur Berechnung von δ_g wurden die Partonverteilungen GRV von Glück et al. [Glu92] benutzt.

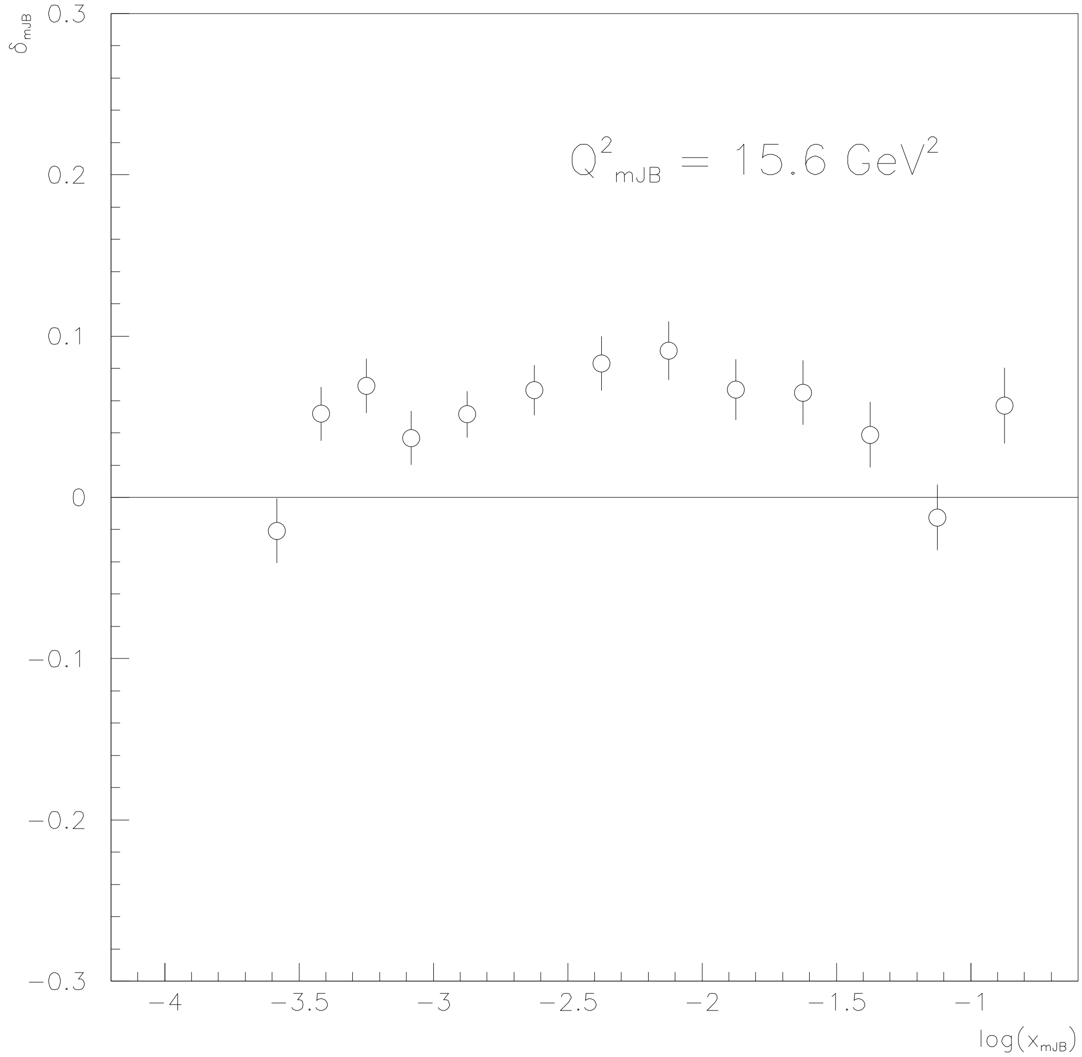


Abbildung 7.10: Der Strahlungskorrekturfaktor δ_{mJB} für die Methode D zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Aufgetragen ist δ_{mJB} in Abhängigkeit von x_{mJB} für $Q^2_{mJB} = 15,6\mathrm{GeV}^2$. Zur Berechnung von δ_{mJB} wurden die Partonverteilungen GRV von Glück et al. [Glu92] benutzt.

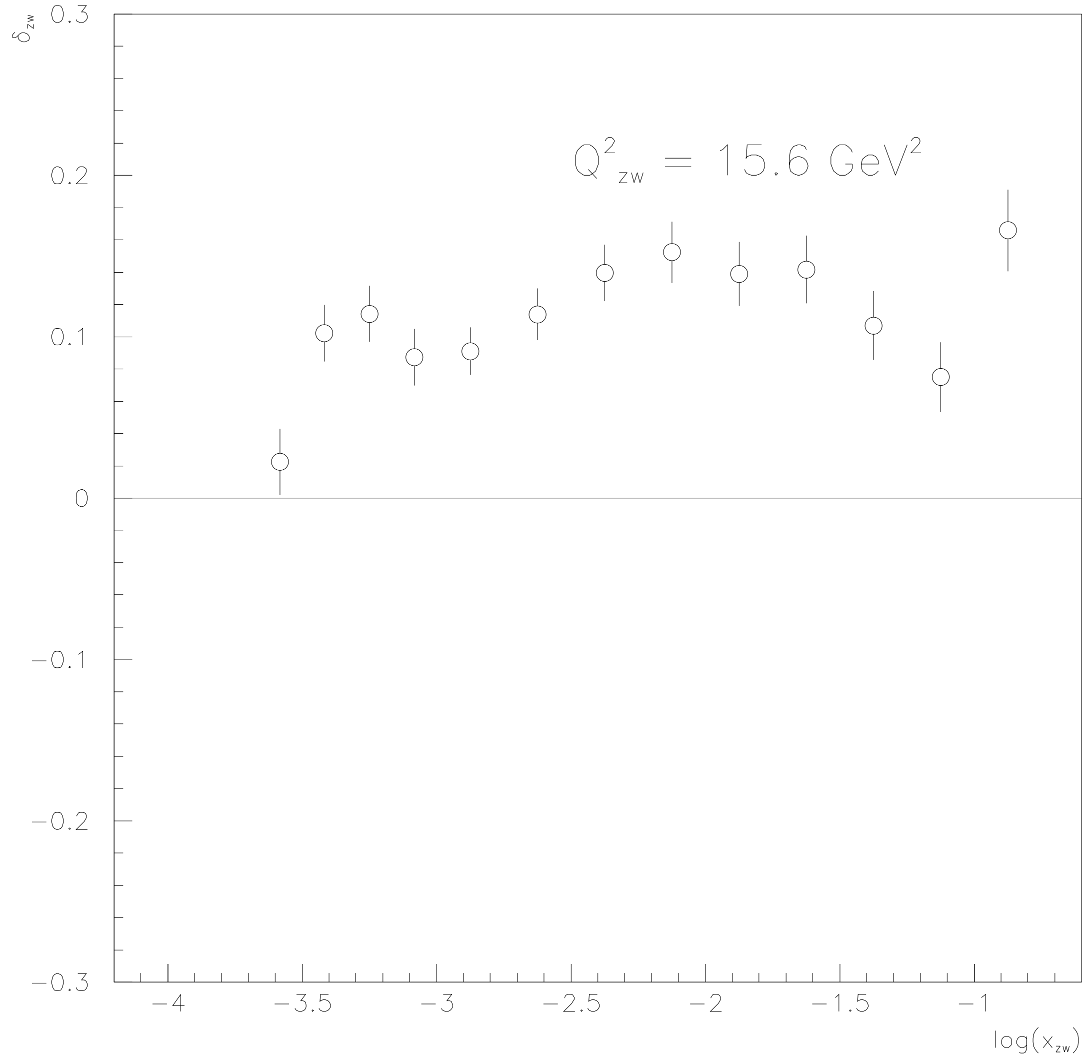


Abbildung 7.11: Der Strahlungskorrekturfaktor δ_{zw} für die Methode E zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Aufgetragen ist δ_{zw} in Abhängigkeit von x_{zw} für $Q^2_{zw} = 15,6\text{GeV}^2$. Zur Berechnung von δ_{zw} wurden die Partonverteilungen GRV von Glück et al. [Glu92] benutzt.

7.3 Resultate für die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons

Die in dieser Arbeit für den Strahlungskorrekturfaktor δ bestimmten Resultate wurden von der H1–Kollaboration zur Messung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ verwendet[H1-93a, Cha94, H1-94]. Die Abbildungen 7.12 und 7.13 zeigen $F_2(x_B, Q^2)$ in Abhängigkeit von x_B für verschiedene Werte von Q^2 [Cha94]. Im Rahmen der statistischen und systematischen Fehler führen die unterschiedlichen Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik zu übereinstimmenden Ergebnissen.

Die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons steigt mit fallendem x_B an. Dieses Verhalten wird, wie aus den Abbildungen 7.12 und 7.13 von Partondichteverteilungen MRS H[Mar93b], GRV[Glu92] und CTEQ 2[CTE93] im Rahmen der statistischen und systematischen Fehler korrekt beschrieben. Die Partondichteverteilung MRS D0'[Mar93] ergibt eine zu geringe Vorhersage für $F_2(x_B, Q^2)$.

Der beobachtete Anstieg von $F_2(x_B, Q^2)$ bedeutet, daß es in Zukunft bei HERA möglich sein könnte, Sättigungseffekte der Partondichten im Proton zu beobachten. Diese Sättigungseffekte könnten vor allem durch den Einbau eines neuen Kalorimeters in den H1–Detektor, das den Polarwinkelbereich $152^o \leq \theta \leq 178^o$ abdeckt[H1-93d], experimentell zugänglich werden, da hierdurch der kinematische Bereich, der mit dem H1–Detektor untersucht werden kann, zu noch kleineren x_B erweitert wird.

Ein Anstieg von $F_2(x_B, Q^2)$ mit abfallendem x_B wurde von Lipatov et al. vorhergesagt[Fad75], siehe Abschnitt 2.5. Ob der experimentell beobachtete Anstieg konsistent mit den Vorhersagen von Lipatov et al. ist, wird momentan untersucht.

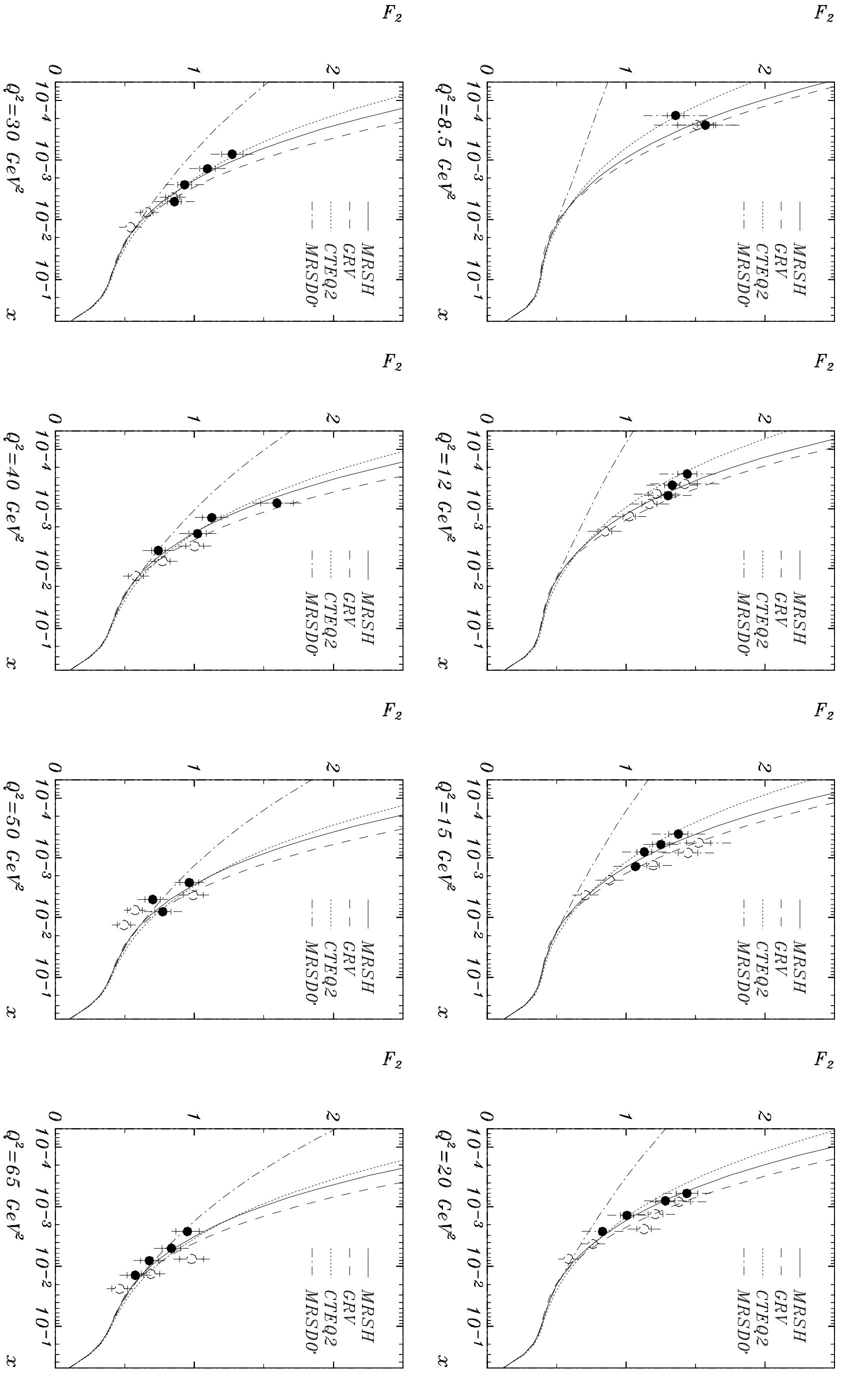


Abbildung 7.12: Die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons für verschiedene Q^2 in Abhängigkeit von x_B [Cha94]. Die ausgefüllten Punkte zeigen Resultate für Methode A, die offenen Punkte Resultate für Methode C zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik.

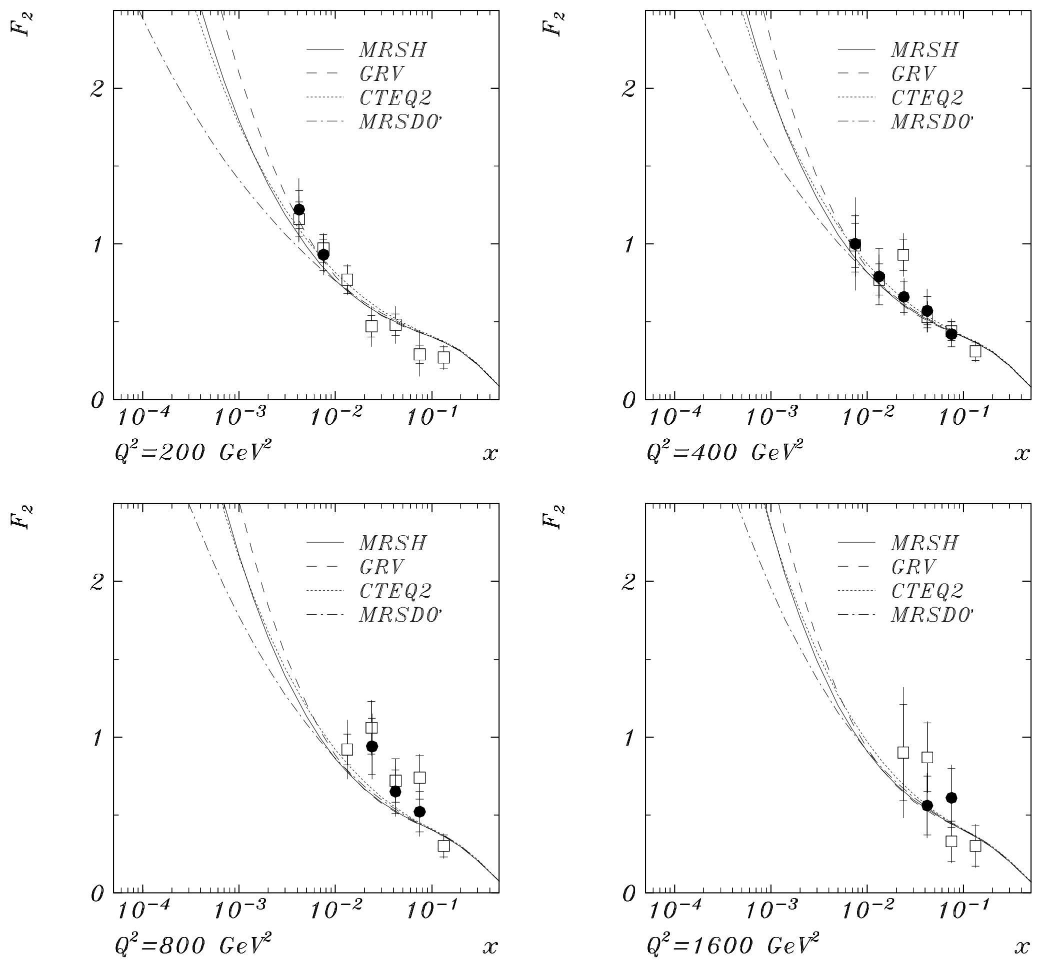


Abbildung 7.13: Die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons bei hohem Q^2 in Abhängigkeit von x_B [Cha94]. Die Kreise zeigen Resultate für Methode A, die Quadrate für Methode E zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik.

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigte sich mit der Untersuchung von Strahlungskorrekturen in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung.
Zur Untersuchung von experimentell zugänglichen Strahlungskorrekturen wurden Schnitte definiert, mit denen entsprechende Ereignisse aus den Daten selektiert werden konnten, die in der Datennahmeperiode 1993 mit dem H1–Detektor aufgezeichnet wurden. Die selektierten Stichproben entsprachen einer von der Speicherringanlage HERA gelieferten integrierten Luminosität von 245nb^{-1}.
Eine wesentliche Quelle für einen systematischen Fehler bei der Untersuchung der experimentell zugänglichen Strahlungskorrekturen, wäre eine Mißkalibrierung der bei der Analyse benutzten Kalorimeter des H1–Detektors. Aus diesem Grund wurde die Kalibrierung des BEMC und der Detektoren des Luminositätssystems überprüft. Zur Überprüfung der Kalibrierung des BEMC wurden zwei voneinander unabhängige Methoden benutzt: Zum einen wurde die Position des Maximums des Energiespektrums der gestreuten Elektronen kontrolliert, zum anderen wurde die Beziehung 4.2 zwischen den Polarwinkeln und den Energien des gestreuten Elektrons sowie des abgestrahlten Photons in Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung ausgenutzt. Beide Untersuchungen ergaben, daß die Energieskala des BEMC im Mittel mit einem Faktor von 0,99 zu multiplizieren ist, um die Energie von Teilchen, die einen elektromagnetischen Cluster im BEMC erzeugen, korrekt zu rekonstruieren. Es konnte außerdem gezeigt werden, daß die Auflösung des BEMC in den Daten wesentlich schlechter ist als für simulierte Ereignisse. Zur Überprüfung der Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems wurden Bremsstrahlungsereignisse verwendet. Es wurde gezeigt, daß die Kalibrierung des Photondetektors und des Elektrondetektors im Rahmen einer systematischen Genauigkeit von ungefähr einem Prozent richtig ist. Photonen, die den Photondetektor treffen, können beim Durchqueren des Bleifilters, der sich vor dem Photondetektor befindet, Energie verlieren. Mit Hilfe des Signals des Vetodetektors ist es möglich diesen Energieverlust abzuschätzen. Es wurde gezeigt, daß auch für Ereignisse, die ein so großes relatives Signal im Vetodetektor besitzen, so daß $E_{\text{veto}}/(E_{PD} + E_{\text{veto}}) > 0,2$ gilt, die rekonstruierte Energie eines abgestrahlten Photons im Mittel um lediglich 3,5% vom erwarteten Wert abweicht.
Mit Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon wurde die Interkalibrierung des Photondetektors und des Kalorimeters des H1–Detektors überprüft. Es wurde gezeigt, daß die in den Daten beobachtete Abhängigkeit der Größe $(E_{PD} + E_{\text{veto}}) - E_{\text{mis}}$ von $E_{PD} + E_{\text{veto}}$ durch simulierte Ereignisse beschrieben werden kann, siehe Abbildung 5.15. Die Genauigkeit der in dieser Arbeit entwickelte Methode zur Überprüfung der Interkalibrierung des Photondetektors und der Kalorimeter des

H1–Detektors war in der Datennahmeperiode 1993 durch die relativ niedrige Statistik beschränkt. Für zukünftige Datennahmeperioden wird eine wesentlich höhere Anzahl von Ereignissen erwartet, so daß mit dieser Methode dann eine größere Präzision erreicht werden kann.
Für Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon wurde der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE_\gamma$ bestimmt. Es wurde gezeigt, daß der gemessene Wirkungsquerschnitt mit der theoretischen Vorhersage des Generators HERACLES übereinstimmt, wenn zur Berechnung der entsprechenden Wirkungsquerschnitte die Partondichteverteilungen GRV[Glu92] verwendet werden. Da dieselben Partondichteverteilungen auch in der Lage sind, die von der H1–Kollaboration für die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons gemessenen Werte zu beschreiben, entspricht dieser Beitrag zu den Strahlungskorrekturen den Erwartungen. Es wurde außerdem erläutert, daß Ereignisse der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon dazu benutzt werden können, den bei HERA einer Messung zugänglichen kinematischen Bereich zu kleinem Q^2 zu erweitern. Eine Messung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$ für diese Ereignisse ergab, daß auch die Resultate dieser Messung durch die Partondichteverteilungen GRV beschrieben werden können. Die theoretischen Vorhersagen für $d\sigma/dQ^2$, die unter Benutzung der Partonverteilungen MRS D-', bestimmt wurden, liegen für $Q^2 < 11\text{GeV}^2$ höher als die gemessenen Wirkungsquerschnitte. Es wurde die Anzahl von Ereignissen der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem hochenergetischen Photon im BEMC mit der theoretischen Erwartung verglichen. In den Daten wurden 11 entsprechende Kandidaten selektiert. Diese Anzahl ist im Rahmen des statistischen Fehlers in guter Übereinstimmung mit der Erwartung von 9 ± 2 Ereignissen.
Ereignisse der quasi–reellen QED–Compton–Streuung wurden verwendet, um die von der Speicherringanlage HERA gelieferte integrierte Luminosität zu messen. Unter der Berücksichtigung des Verlustes von Ereignissen bei der Ereignisklassifikation ergab sich für die integrierte Luminosität ein Wert von $L = 216 \pm 44\text{nb}^{-1}$, der in guter Übereinstimmung mit dem Wert von $L = 245 \pm 12\text{nb}^{-1}$ ist, der sich aus Bremsstrahlungsereignissen ergibt. Die Genauigkeit der Bestimmung der integrierten Luminosität mit Hilfe von Ereignissen der quasi–reellen QED–Compton–Streuung war in der Datennahmeperiode 1993 vor allem durch die relativ niedrige Anzahl von Ereignissen beschränkt. Die in dieser Arbeit verwendete Methode wird bei der zukünftigen Datennahme, für die eine wesentlich höhere Anzahl von Ereignissen erwartet wird, mit einer höheren Präzision möglich sein.
Für die Messung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons wurde der Strahlungskorrekturfaktor bestimmt. Für die Methode A, die die Energie und den Polarwinkel des gestreuten Elektrons zur Messung der Ereigniskinematik verwendet, wurde gezeigt, daß ein Schnitt auf die Größe E_{mis} die absolute Größe und die systematische Unsicherheit des Strahlungskorrekturfaktors im Bereich kleiner x_e deutlich verringert.

Literaturverzeichnis

[Abe94] F. Abe et al., CDF Collaboration,
Evidence for top quark production in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8\,TeV$,
FERMILAB-Pub-94-097-E, 1994

[Akh91] A. Akhundov et al.,
TERAD91, a program package for the calculation of the cross section of deep inelastic NC and CC scattering at HERA,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 3
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Akh93] A. Akhundov, U. Obrock,
Treatment of the radiative corrections for the 92 $F_2(x_B, Q^2)$,
Interner Bericht H1-12/93-335, DESY 1993

[Akh94] A. Akhundov,
private Mitteilung

[Alt77] G. Altarelli, G. Parisi,
Asymptotic freedom in parton language,
Nucl. Phys. B 126 (1977) 298

[Alt74] G. Altarelli, B. Stella,
Electron angular distribution in $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ at high energies,
Nuovo Cim. Lett. 9 (1974) 416

[Ama81] U. Amaldi,
Fluctuations in calorimeter measurements,
Physica Scripta 23 (1981) 409

[Ban92] J. Ban et al.,
The BEMC Single Electron Trigger,
Interner Bericht H1-07/92-235, DESY 1992

[Bar89] D. Bardin et al.,
Electroweak radiative corrections to deep inelastic scattering at HERA,
Z. Phys. C 42 (1989) 679

[Bar91] J. Bartels, J. Feltesse,
QCD at lox x: Summary,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 1,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Bas93] U. Bassler, G. Bernardi,
Progress on kinematical variables reconstruction. Consequences for D.I.S. analysis at low x,
Interner Bericht H1-03/93-274, DESY 1993

[Ben91] S. Bentvelsen et al.,
Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 1,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Bjo65] J. D. Bjorken, S. D. Drell,
Relativistic quantum fields,
Mc Graw–Hill, New York, 1965

[Bjo69] J. D. Bjorken, E. A. Paschos,
Inelastic electron–proton and γ–proton scattering and the structure of the nucleon,
Phys. Rev. 185 (1969) 1975

[Blo37] F. Bloch, A. Nordsieck,
Note on the radiation field of the electron,
Phys. Rev. 52 (1937) 54

[Boe87] M. Böhm, H. Spiesberger,
Radiative corretions to neutral current deep inelastic lepton nucleon scattering at HERA energies,
Nucl. Phys. B 294 (1987) 1081

[Bru87] R. Brun et al.,
GEANT 3 Manual,
CERN-preprint CERN DD / EE / 84-1, CERN, 1987

[Car91] T. Carli et al.,
COMPTON 2.0 – Quasi real QED Compton Monte Carlo,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 3,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Cha94] F. Charles,
Measurement of the proton structure function F_2 in the experiment H1,
Interner Bericht H1-09/94-377, DESY 1994

[Coo91] A. M. Cooper–Sarkar et al.,
Measurement of F_L at low x and the extraction of the gluon distribution,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 1
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[CTE93] CTEQ Collaboration, J. Botts et al.,
CTEQ parton distributions and flavor dependence of sea quarks,
Phys. Lett. B304 (1993) 159

[DeR93] A. DeRoeck et al.,
Analysis 2 of the 1992 data of the structure function $F_2(x, Q^2)$,
Interner Bericht H1-12/93-332, DESY 1993

[Cal69] C. G. Callan, D. J. Gross,
High–energy electroproduction and the constitution of the electric current,
Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156

[Col89] P. D. B. Collins et al.,
Particle physics and cosmology,
John Wiley & Sons, 1989

[Cou91a] A. Courant et al.,
Quasi-real QED-Compton Monte Carlo for HERA,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 2
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Cou91b] A. Courant,
Quasi–Real QED Compton at HERA,
Interner Bericht H1-07/91-186, DESY 1991

[Cou92] A. Courant, S. Kermiche,
QED-Compton events in H1,
Interner Bericht H1-12/92-260, DESY 1992

[Duk84] D. W. Duke, J. F. Owens,
Q^2 dependent parametrizations of parton distribution functions,
Phys. Rev. D 30 (1984) 49

[Ead71] W. T. Eadie et al.,
Statistical methods in experimantal physics,
North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1971

[Fad75] V.S. Fadin, E. A. Kuraev, L. N. Lipatov,
On the pomeranchuk singularity in asymptotically free theories,
Phys. Lett. B 60 (1975) 50

[Fav94] L. Favart,
Integrated luminosity measurement using Bethe–Heitler overlapping events,
Interner Bericht H1-06/94-366, DESY 1994

[Fes85] H. Fesefeldt,
The simulation of hadronic showers – Physics and applications,
Aachen preprint PITHA 85/02, Aachen, 1985

[Fle93] M. Fleischer, E. Peppel,
BEMC energy calibration from quasielastic scattered electrons (1992 data),
Interner Bericht H1-07/93-304, DESY 1993

[Fri72] J. I. Friedman, H. W. Kendall,
Deep inelastic electron scattering,
Ann. Rev. Nucl. Sci. 22 (1972) 203

[Fri73] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler,
Advantages of the color octet gluon picture,
Phys. Lett. 47B (1973) 365

[Gas81] S. Gasiorowicz, J. L. Rosner,
Hadron spectra and quarks,
Am. J. Phys. 49 (1981) 954

[Gel64] M. Gell-Mann,
A schematic modell of baryons and mesons,
Phys. Lett. 8 (1964) 214

[Gla61] S.L. Glashow,
Partial–symmetries of weak interactions,
Nucl. Phys. 22 (1961) 579

und

S.L. Glashow,
Towards a unified theory. Threads in a tapestry,
Rev. Mod. Phys 52 (1980) 539

[Glu92] M. Glück, et al.,
Parton distributions for high-energy collisions,
Z. Phys. C 53 (1992) 127

[Gri83] L. V. Gribov, E. M. Levin, M. G. Ryskin,
Semihard Processes in QCD,
Phys. Rep. 100 (1983) 1

[Hal84] F. Halzen, A. D. Martin,
Quarks and leptons,
John Wiley & Sons, New York, 1984

[H1-93a] H1 Collaboration, I. Abt et al.
Measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ in the low x region at HERA,
Nucl.Phys.B 407 (1993) 515

[H1-93b] H1 Collaboration, I. Abt et al.
The H1 detector at HERA,
DESY preprint DESY 93-103, DESY, 1993

[H1-93c] H1 Collaboration, I. Abt et al.
The H1 liquid argon clorimeter system
NIM A 336 (1993) 460

[H1-93d] H1 Collaboration,
Technical proposal to upgrade the backward scattering region of the H1 detector,
DESY, 1993

[H1-92] H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,
Total photoproduction cross-section measurement at HERA energies,
Phys. Lett. B 297 (1992) 374

[H1-94] H1 Collaboration,
Publikation in Vorbereitung

[HER91] Proccedings of the workshop Physics at HERA", Volume 1–3,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Ing80] G. Ingelman, T. Sjostrand,
'A Monte Carlo for leptoproduction',
Lund preprint LU TP 80-12, Lund, 1980

[Jaq79] F. Jaquet, A. Blondel,
Detectors for charged current events,
Proceedings of the study of an ep facility for Europe,
ed. U Amaldi, DESY, Hamburg 1979

[Kle91] M. Klein,
On the Q^2, x range at HERA,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 1,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Kor94] M. Korn,
Untersuchungen zur Messung der Energie von Elektronen und Pionen mit dem Flüssigargon–Kalorimeter des Detektors H1,
Dissertation, Universität Dortmund, 1994

[Kra91a] G. Kramer, H. Spiesberger,
Radiative corrections to *ep* scattering, a survey,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 2
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Kra91b] M. W. Krasny,
A method to reduce the size of the radiative corrections at HERA,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 2
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Kri88] J. Kripfganz, H.-J. Möhring,
Electromagnetic corrections to deep inelastic scattering at HERA,
Z. Phys. C 38 (1988) 653

[Kri91] J. Kripfganz, H.-J. Möhring, H. Spiesberger,
Higher order leading logarithmic QED corrections to deep inelastic scattering at very high energies,
Z. Phys. C 49 (1991) 501

[Kuh92] M. Kuhlen,
The fast H1 detector Monte Carlo,
Interner Bericht H1-02/92-254, DESY 1992

[Kwi91] A. Kwiatkowski et al.
HERACLES, an event generator for ep interactions at HERA including radiative processes,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 2
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Kwi90] J. Kwiecinski et al.,
Parton distributions at low x,
Phys. Rev. D 42 (1990) 3645

[Mar91] A. D. Martin,
Structure functions and small x physics,
Durham preprint DTP/93/66, Durham, 1993

[Mar93] A. D. Martin, et al.,
Parton distributions updated,
Phys. Lett. B 306 (1993) 145

[Mar93b] A. D. Martin et al.,
Rutherford preprint RAL–93–077, Chilton 1993

[Mil91] A. Milsztajn et al.,
A comparison of high statistics measurements of the proton and deuteron structure functions,
Z. Phys. C 49 (1991) 527

[Mo69] L. W. Mo, Y. S. Tsai,
Radiative corrections to elastic and inelastic ep and μp scattering,
Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 205

[Pan94] A. Panitch,
Vertex reconstruction and BPC efficency determination for the 1993 structure function analysis,
Interner Bericht H1-08/94-373, DESY 1994

[Rae94] G. Rädel et al.,
$F_2(x, Q^2)$ at low x_{Bj}, low Q^2 from vertex-shifted data,
Interner Bericht H1-06/94-363, DESY 1994

[Rey81] E. Reya,
Pertubative quantum chromodynamics,
Phys. Rep. 69 (1981) 195

[Sal68] A. Salam,
Gauge unification of fundamental forces,
Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 525

[Sch91] G. A. Schuler, H. Spiesberger,
DJANGO – the interface for the event generators HERACLES and LEPTO,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 3
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Spi91] H. Spiesberger et al.,
Radiative corrections at HERA,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 2
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Vol75] N. Y. Volkonsky, L. V. Prokhorov,
Sov. Jour. Exp. Theor. Phys. Lett. 21 (1975) 389

[Wei67] S. Weinberg,
A model of leptons,
Phys. Rev. Lett. 12 (1967) 1264

und

S. Weinberg,
Conceptual foundations of the unified theory of weak and electromagnetic interactions,
Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 515

[Wel94] H. P. Wellisch et al.,
Hadronic calibration of the H1 LAr calorimeter using software weighting techniques,
Interner Bericht H1-02/94-346, DESY 1994

[Wii91] B. H. Wiik,
HERA status,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 1
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

Anhang A

Tabellarische Aufstellung der Resultate für den Strahlungskorrekturfaktor δ

A.1 δ_e für den Vergleich von HERACLES und TERAD

$\log(x_e)$	Q_e^2	δ_e (HERACLES)	δ_e (TERAD)
-4.08	4,9	.47 ± .03	.41
-3.92	4,9	.34 ± .05	.37
-3.92	6,6	.41 ± .02	.36
-3.75	6,6	.26 ± .03	.32
-3.92	8,8	.45 ± .04	.38
-3.75	8,8	.36 ± .02	.34
-3.58	8,8	.26 ± .02	.29
-3.42	8,8	.27 ± .03	.26
-3.25	8,8	.16 ± .06	.23
-3.75	11,7	.42 ± .04	.37
-3.58	11,7	.36 ± .02	.33
-3.42	11,7	.23 ± .02	.28
-3.25	11,7	.24 ± .02	.24
-3.08	11,7	.17 ± .02	.21
-2.88	11,7	.16 ± .02	.17
-2.62	11,7	.08 ± .02	.14

$\log(x_e)$	Q_e^2	δ_e (HERACLES)	δ_e (TERAD)
-3.58	15,6	.36 ± .03	.35
-3.42	15,6	.36 ± .02	.31
-3.25	15,6	.24 ± .02	.26
-3.08	15,6	.24 ± .02	.23
-2.88	15,6	.13 ± .02	.19
-2.62	15,6	.10 ± .02	.15
-2.38	15,6	.06 ± .02	.12
-3.42	20,7	.39 ± .03	.35
-3.25	20,7	.28 ± .03	.30
-3.08	20,7	.26 ± .03	.25
-2.88	20,7	.18 ± .02	.21
-2.62	20,7	.17 ± .02	.17
-2.38	20,7	.09 ± .02	.13
-3.42	27,7	.33 ± .08	.38
-3.25	27,7	.36 ± .04	.34
-3.08	27,7	.39 ± .03	.29
-2.88	27,7	.20 ± .03	.23
-2.62	27,7	.21 ± .03	.18
-2.38	27,7	.08 ± .03	.14
-2.12	27,7	.07 ± .03	.11
-3.25	36,9	.42 ± .07	.37
-3.08	36,9	.28 ± .04	.33
-2.88	36,9	.25 ± .03	.27
-2.62	36,9	.18 ± .03	.21
-2.38	36,9	.14 ± .03	.16
-2.12	36,9	.05 ± .03	.12
-3.08	49,2	.55 ± .07	.33
-2.88	49,2	.29 ± .04	.29
-2.62	49,2	.18 ± .04	.23
-2.38	49,2	.25 ± .04	.18
-2.12	49,2	.16 ± .04	.13
-1.88	49,2	.02 ± .04	.10

$\log(x_e)$	Q_e^2	δ_e (HERACLES)	δ_e (TERAD)
-2.88	65,6	.43 ± .05	.28
-2.62	65,6	.28 ± .04	.24
-2.38	65,6	.18 ± .04	.20
-2.12	65,6	.13 ± .04	.15
-1.88	65,6	.04 ± .04	.11
-2.38	87,5	.37 ± .06	.19
-2.12	87,5	.10 ± .05	.15
-1.88	87,5	.10 ± .05	.11
-1.62	87,5	.05 ± .06	.08

A.2 δ_e für Methode A zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik ohne Schnitt auf E_{mis}

$\log(x_e)$	Q_e^2	δ_e
-4.0830	4,9	.32 ± .019 ± .70
-3.9170	4,9	.31 ± .028 ± .35
-4.0830	6,6	.37 ± .076 ± .75
-3.9170	6,6	.29 ± .015 ± .41
-3.7500	6,6	.27 ± .018 ± .18
-3.5830	6,6	.26 ± .039 ± .11
-3.9170	8,8	.31 ± .036 ± .45
-3.7500	8,8	.30 ± .015 ± .33
-3.5830	8,8	.24 ± .014 ± .12
-3.4170	8,8	.226 ± .017 ± .054
-3.2500	8,8	.194 ± .022 ± .065
-3.0830	8,8	.179 ± .030 ± .081
-2.8750	8,8	.140 ± .044 ± .050

$\log(x_e)$	Q_e^2	δ_e
-2.6250	11,7	$.120 \pm .014 \pm .045$
-3.7500	11,7	$.33 \pm .029 \pm .30$
-3.5830	11,7	$.32 \pm .017 \pm .18$
-3.4170	11,7	$.227 \pm .016 \pm .095$
-3.2500	11,7	$.16 \pm .016 \pm .11$
-3.0830	11,7	$.184 \pm .016 \pm .043$
-2.8750	11,7	$.144 \pm .013 \pm .044$
-2.3750	11,7	$.081 \pm .016 \pm .028$
-2.1250	11,7	$.057 \pm .017 \pm .029$
-1.8750	11,7	$.008 \pm .018 \pm .042$
-1.6250	11,7	$-.027 \pm .018 \pm .024$
-1.3750	11,7	$-.06 \pm .019 \pm .10$
-1.1250	11,7	$-.144 \pm .018 \pm .061$
-.8750	11,7	$.090 \pm .031 \pm .056$
-3.5830	15,6	$.30 \pm .024 \pm .30$
-3.4170	15,6	$.28 \pm .019 \pm .11$
-3.2500	15,6	$.227 \pm .018 \pm .055$
-3.0830	15,6	$.157 \pm .018 \pm .075$
-2.8750	15,6	$.140 \pm .015 \pm .028$
-2.6250	15,6	$.122 \pm .016 \pm .047$
-2.3750	15,6	$.106 \pm .017 \pm .055$
-2.1250	15,6	$.088 \pm .018 \pm .076$
-1.8750	15,6	$.031 \pm .018 \pm .053$
-1.6250	15,6	$-.004 \pm .019 \pm .043$
-1.3750	15,6	$-.061 \pm .018 \pm .096$
-1.1250	15,6	$-.174 \pm .017 \pm .031$
-.8750	15,6	$-.171 \pm .019 \pm .026$
-3.5830	20,7	$.26 \pm .10 \pm .44$
-3.4170	20,7	$.35 \pm .025 \pm .19$
-3.2500	20,7	$.298 \pm .022 \pm .053$
-3.0830	20,7	$.201 \pm .021 \pm .092$
-2.8750	20,7	$.188 \pm .018 \pm .012$
-2.6250	20,7	$.139x0 \pm .018 \pm .024$
-2.3750	20,7	$.0966 \pm .019 \pm .0093$
-2.1250	20,7	$.079 \pm .020 \pm .041$
-.8750	20,7	$-.194 \pm .021 \pm .042$

$\log(x_e)$	Q_e^2	δ_e
-1.8750	20,7	$.042 \pm .021 \pm .077$
-1.6250	20,7	$.024 \pm .022 \pm .059$
-1.3750	20,7	$-.06 \pm .021 \pm .11$
-1.1250	20,7	$-.115 \pm .022 \pm .095$
-3.4170	27,7	$.26 \pm .057 \pm .38$
-3.2500	27,7	$.31 \pm .026 \pm .12$
-3.0830	27,7	$.288 \pm .026 \pm .054$
-2.8750	27,7	$.197 \pm .020 \pm .050$
-2.6250	27,7	$.135 \pm .020 \pm .067$
-2.3750	27,7	$.149 \pm .022 \pm .065$
-2.1250	27,7	$.068 \pm .022 \pm .035$
-1.8750	27,7	$.055 \pm .024 \pm .028$
-1.6250	27,7	$-.030 \pm .023 \pm .072$
-1.3750	27,7	$-.05 \pm .024 \pm .10$
-1.1250	27,7	$-.124 \pm .024 \pm .046$
-.8750	27,7	$-.179 \pm .025 \pm .034$
-3.2500	36,9	$.34 \pm .047 \pm .17$
-3.0830	36,9	$.308 \pm .030 \pm .090$
-2.8750	36,9	$.214 \pm .023 \pm .063$
-2.6250	36,9	$.14 \pm .023 \pm .10$
-2.3750	36,9	$.134 \pm .025 \pm .059$
-2.1250	36,9	$.064 \pm .025 \pm .053$
-1.8750	36,9	$.068 \pm .027 \pm .042$
-1.6250	36,9	$.010 \pm .028 \pm .046$
-1.3750	36,9	$-.068 \pm .027 \pm .081$
-1.1250	36,9	$-.111 \pm .028 \pm .039$
-.8750	36,9	$.15 \pm .030 \pm .10$
-3.0830	49,2	$.33 \pm .043 \pm .35$
-2.8750	49,2	$.267 \pm .028 \pm .073$
-2.6250	49,2	$.214 \pm .028 \pm .011$
-2.3750	49,2	$.116 \pm .028 \pm .043$
-2.1250	49,2	$.117 \pm .030 \pm .072$
-1.8750	49,2	$.07 \pm .031 \pm .11$
-1.6250	49,2	$.08 \pm .034 \pm .10$
-1.3750	49,2	$-.03 \pm .033 \pm .14$
-1.1250	49,2	$-.03 \pm .035 \pm .10$
-.8750	49,2	$-.192 \pm .033 \pm .070$

$\log(x_e)$	Q_e^2	δ_e
-3.0830	65,6	$.304 \pm .15 \pm .092$
-2.8750	65,6	$.32 \pm .036 \pm .14$
-2.6250	65,6	$.25 \pm .034 \pm .10$
-2.3750	65,6	$.179 \pm .033 \pm .031$
-2.1250	65,6	$.136 \pm .034 \pm .045$
-1.8750	65,6	$.114 \pm .038 \pm .095$
-1.6250	65,6	$.048 \pm .038 \pm .090$
-1.3750	65,6	$.01 \pm .039 \pm .23$
-1.1250	65,6	$-.02 \pm .041 \pm .13$
-.8750	65,6	$-.124 \pm .041 \pm .086$
-2.8750	87,5	$.464 \pm .064 \pm .098$
-2.6250	87,5	$.252 \pm .040 \pm .024$
-2.3750	87,5	$.179 \pm .039 \pm .037$
-2.1250	87,5	$.133 \pm .039 \pm .049$
-1.8750	87,5	$.088 \pm .042 \pm .031$
-1.6250	87,5	$.028 \pm .042 \pm .030$
-1.3750	87,5	$.03 \pm .047 \pm .19$
-1.1250	87,5	$-.101 \pm .044 \pm .085$
-.8750	87,5	$-.07 \pm .049 \pm .17$
-2.8750	116,7	$.49 \pm .21 \pm .23$
-2.6250	116,7	$.397 \pm .054 \pm .045$
-2.3750	116,7	$.195 \pm .045 \pm .087$
-2.1250	116,7	$.186 \pm .047 \pm .066$
-1.8750	116,7	$.115 \pm .049 \pm .049$
-1.6250	116,7	$.031 \pm .049 \pm .037$
-1.3750	116,7	$.00 \pm .052 \pm .11$
-1.1250	116,7	$-.16 \pm .050 \pm .13$
-.8750	116,7	$-.09 \pm .058 \pm .13$
-2.6250	199,8	$.37 \pm .076 \pm .28$
-2.3750	199,8	$.37 \pm .046 \pm .10$
-2.1250	199,8	$.32 \pm .045 \pm .15$
-1.8750	199,8	$.142 \pm .041 \pm .077$
-1.6250	199,8	$.099 \pm .042 \pm .021$
-1.3750	199,8	$.07 \pm .043 \pm .12$
-1.1250	199,8	$-.164 \pm .038 \pm .051$
-.8750	199,8	$-.11 \pm .046 \pm .12$

$\log(x_e)$	Q_e^2	δ_e
-2.3750	399	$.379 \pm .13 \pm .076$
-2.1250	399	$.310 \pm .068 \pm .091$
-1.8750	399	$.23 \pm .066 \pm .14$
-1.6250	399	$.104 \pm .061 \pm .030$
-1.3750	399	$.057 \pm .061 \pm .069$
-1.1250	399	$-.17 \pm .054 \pm .17$
-.8750	399	$-.146 \pm .060 \pm .086$

A.3 δ_e für Methode A zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik nach Anwendung des Schnittes $E_{\text{mis}} < 11,7\text{GeV}$

$\log(x_e)$	Q_e^2	δ_e
-4.0830	4,9	$.06 \pm .016 \pm .24$
-3.9170	4,9	$.13 \pm .025 \pm .10$
-4.0830	6,6	$.10 \pm .064 \pm .28$
-3.9170	6,6	$.08 \pm .013 \pm .18$
-3.7500	6,6	$.179 \pm .017 \pm .094$
-3.5830	6,6	$.24 \pm .039 \pm .10$
-3.9170	8,8	$.06 \pm .031 \pm .22$
-3.7500	8,8	$.12 \pm .014 \pm .17$
-3.5830	8,8	$.210 \pm .014 \pm .093$
-3.4170	8,8	$.220 \pm .017 \pm .050$
-3.2500	8,8	$.194 \pm .022 \pm .064$
-3.0830	8,8	$.179 \pm .030 \pm .081$
-2.8750	8,8	$.140 \pm .044 \pm .050$

$\log(x_e)$	Q_e^2	δ_e
-3.7500	11,7	$.08 \pm .024 \pm .14$
-3.5830	11,7	$.183 \pm .016 \pm .096$
-3.4170	11,7	$.208 \pm .016 \pm .081$
-3.2500	11,7	$.16 \pm .015 \pm .11$
-3.0830	11,7	$.183 \pm .016 \pm .043$
-2.8750	11,7	$.144 \pm .013 \pm .044$
-2.6250	11,7	$.120 \pm .014 \pm .045$
-2.3750	11,7	$.081 \pm .016 \pm .028$
-2.1250	11,7	$.057 \pm .017 \pm .029$
-1.8750	11,7	$.008 \pm .018 \pm .042$
-1.6250	11,7	$-.027 \pm .018 \pm .024$
-1.3750	11,7	$-.06 \pm .019 \pm .10$
-1.1250	11,7	$-.144 \pm .018 \pm .061$
-.8750	11,7	$.090 \pm .031 \pm .056$
-3.5830	15,6	$.09 \pm .021 \pm .16$
-3.4170	15,6	$.181 \pm .018 \pm .069$
-3.2500	15,6	$.216 \pm .018 \pm .051$
-3.0830	15,6	$.154 \pm .018 \pm .074$
-2.8750	15,6	$.140 \pm .015 \pm .028$
-2.6250	15,6	$.122 \pm .016 \pm .047$
-2.3750	15,6	$.106 \pm .017 \pm .055$
-2.1250	15,6	$.088 \pm .018 \pm .076$
-1.8750	15,6	$.031 \pm .018 \pm .053$
-1.6250	15,6	$-.004 \pm .019 \pm .043$
-1.3750	15,6	$-.061 \pm .018 \pm .096$
-1.1250	15,6	$-.174 \pm .017 \pm .031$
-.8750	15,6	$-.176 \pm .019 \pm .026$
-3.5830	20,7	$.08 \pm .096 \pm .16$
-3.4170	20,7	$.157 \pm .022 \pm .097$
-3.2500	20,7	$.239 \pm .022 \pm .042$
-3.0830	20,7	$.194 \pm .021 \pm .090$
-2.8750	20,7	$.187 \pm .018 \pm .013$
-2.6250	20,7	$.138 \pm .018 \pm .024$
-2.3750	20,7	$.096 \pm .019 \pm .0093$
-2.1250	20,7	$.079 \pm .020 \pm .041$
-1.8750	20,7	$.042 \pm .021 \pm .077$
-1.6250	20,7	$.024 \pm .022 \pm .059$
-1.3750	20,7	$-.06 \pm .021 \pm .11$
-1.1250	20,7	$-.115 \pm .022 \pm .095$
-.8750	20,7	$-.194 \pm .021 \pm .042$

$\log(x_e)$	Q_e^2	δ_e
-3.4170	27,7	$.02 \pm .049 \pm .28$
-3.2500	27,7	$.160 \pm .024 \pm .057$
-3.0830	27,7	$.255 \pm .025 \pm .046$
-2.8750	27,7	$.194 \pm .020 \pm .052$
-2.6250	27,7	$.135 \pm .020 \pm .066$
-2.3750	27,7	$.149 \pm .022 \pm .065$
-2.1250	27,7	$.068 \pm .022 \pm .035$
-1.8750	27,7	$.055 \pm .024 \pm .028$
-1.6250	27,7	$-.030 \pm .023 \pm .072$
-1.3750	27,7	$-.05 \pm .024 \pm .10$
-1.1250	27,7	$-.124 \pm .024 \pm .046$
-.8750	27,7	$-.179 \pm .025 \pm .034$
-3.2500	36,9	$.11 \pm .041 \pm .13$
-3.0830	36,9	$.187 \pm .028 \pm .042$
-2.8750	36,9	$.202 \pm .023 \pm .059$
-2.6250	36,9	$.14 \pm .023 \pm .10$
-2.3750	36,9	$.133 \pm .025 \pm .059$
-2.1250	36,9	$.064 \pm .025 \pm .053$
-1.8750	36,9	$.068 \pm .027 \pm .042$
-1.6250	36,9	$.010 \pm .028 \pm .046$
-1.3750	36,9	$-.068 \pm .027 \pm .081$
-1.1250	36,9	$-.11 \pm .028 \pm .039$
-.8750	36,9	$-.15 \pm .030 \pm .10$
-3.0830	49,2	$.11 \pm .038 \pm .25$
-2.8750	49,2	$.215 \pm .027 \pm .043$
-2.6250	49,2	$.211 \pm .028 \pm .011$
-2.3750	49,2	$.116 \pm .028 \pm .043$
-2.1250	49,2	$.117 \pm .030 \pm .072$
-1.8750	49,2	$.07 \pm .031 \pm .11$
-1.6250	49,2	$.08 \pm .034 \pm .10$
-1.3750	49,2	$-.03 \pm .033 \pm .14$
-1.1250	49,2	$-.03 \pm .035 \pm .10$
-.8750	49,2	$-.194 \pm .033 \pm .070$
-3.0830	65,6	$.030 \pm .13 \pm .099$
-2.8750	65,6	$.191 \pm .033 \pm .095$
-2.6250	65,6	$.235 \pm .033 \pm .095$
-2.3750	65,6	$.178 \pm .033 \pm .032$

$\log(x_e)$	Q_e^2	δ_e
-2.1250	65,6	$.136 \pm .034 \pm .045$
-1.8750	65,6	$.114 \pm .038 \pm .095$
-1.6250	65,6	$.048 \pm .038 \pm .090$
-1.3750	65,6	$.01 \pm .039 \pm .23$
-1.1250	65,6	$-.02 \pm .041 \pm .13$
-.8750	65,6	$-.124 \pm .041 \pm .086$
-2.8750	87,5	$.227 \pm .056 \pm .053$
-2.6250	87,5	$.206 \pm .038 \pm .015$
-2.3750	87,5	$.175 \pm .038 \pm .034$
-2.1250	87,5	$.133 \pm .039 \pm .049$
-1.8750	87,5	$.088 \pm .042 \pm .031$
-1.6250	87,5	$.028 \pm .042 \pm .030$
-1.3750	87,5	$.03 \pm .047 \pm .19$
-1.1250	87,5	$-.101 \pm .044 \pm .085$
-.8750	87,5	$-.07 \pm .049 \pm .17$
-2.8750	116,7	$.23 \pm .18 \pm .15$
-2.6250	116,7	$.266 \pm .050 \pm .085$
-2.3750	116,7	$.183 \pm .045 \pm .086$
-2.1250	116,7	$.186 \pm .047 \pm .065$
-1.8750	116,7	$.115 \pm .049 \pm .049$
-1.6250	116,7	$.031 \pm .049 \pm .037$
-1.3750	116,7	$.00 \pm .052 \pm .11$
-1.1250	116,7	$-.16 \pm .050 \pm .13$
-.8750	116,7	$-.09 \pm .058 \pm .13$
-2.6250	199,8	$.12 \pm .065 \pm .25$
-2.3750	199,8	$.273 \pm .043 \pm .086$
-2.1250	199,8	$.31 \pm .045 \pm .14$
-1.8750	199,8	$.141 \pm .041 \pm .078$
-1.6250	199,8	$.099 \pm .042 \pm .021$
-1.3750	199,8	$.07 \pm .043 \pm .12$
-1.1250	199,8	$-.164 \pm .038 \pm .051$
-.8750	199,8	$-.11 \pm .046 \pm .12$
-2.3750	399	$.151 \pm .11 \pm .082$
-2.1250	399	$.190 \pm .063 \pm .067$
-1.8750	399	$.22 \pm .065 \pm .14$
-1.6250	399	$.104 \pm .061 \pm .033$
-1.3750	399	$.057 \pm .061 \pm .069$
-1.1250	399	$-.17 \pm .054 \pm .17$
-.8750	399	$-.146 \pm .060 \pm .086$

A.4 δ_g für Methode C

$\log(x_g)$	Q_g^2	δ_g
-4.0830	4,9	$-.03 \pm .015 \pm .22$
-3.9170	4,9	$.187 \pm .026 \pm .087$
-4.0830	6,6	$-.05 \pm .057 \pm .31$
-3.9170	6,6	$-.02 \pm .012 \pm .16$
-3.7500	6,6	$.090 \pm .016 \pm .035$
-3.5830	6,6	$.507 \pm .045 \pm .042$
-3.9170	8,8	$-.05 \pm .028 \pm .19$
-3.7500	8,8	$.02 \pm .013 \pm .14$
-3.5830	8,8	$.053 \pm .013 \pm .023$
-3.4170	8,8	$.115 \pm .015 \pm .037$
-3.2500	8,8	$.184 \pm .022 \pm .016$
-3.0830	8,8	$.345 \pm .033 \pm .079$
-2.8750	8,8	$.92 \pm .066 \pm .16$
-3.7500	11,7	$-.03 \pm .022 \pm .12$
-3.5830	11,7	$.060 \pm .014 \pm .077$
-3.4170	11,7	$.060 \pm .014 \pm .022$
-3.2500	11,7	$.046 \pm .014 \pm .040$
-3.0830	11,7	$.094 \pm .015 \pm .061$
-2.8750	11,7	$.085 \pm .013 \pm .050$
-2.6250	11,7	$.108 \pm .014 \pm .036$
-2.3750	11,7	$.106 \pm .016 \pm .011$
-2.1250	11,7	$.124 \pm .018 \pm .020$
-1.8750	11,7	$.119 \pm .019 \pm .061$
-1.6250	11,7	$.123 \pm .020 \pm .030$
-1.3750	11,7	$.13 \pm .021 \pm .11$
-1.1250	11,7	$.096 \pm .022 \pm .052$
-.8750	11,7	$.763 \pm .045 \pm .095$
-3.5830	15,6	$-.01 \pm .019 \pm .13$
-3.4170	15,6	$.060 \pm .016 \pm .020$
-3.2500	15,6	$.073 \pm .016 \pm .012$
-3.0830	15,6	$.050 \pm .017 \pm .030$
-2.8750	15,6	$.0710 \pm .014 \pm .0054$
-2.6250	15,6	$.085 \pm .015 \pm .028$
-2.3750	15,6	$.111 \pm .017 \pm .064$
-2.1250	15,6	$.121 \pm .018 \pm .081$
-1.8750	15,6	$.105 \pm .019 \pm .050$
-1.6250	15,6	$.096 \pm .020 \pm .058$

$\log(x_g)$	Q_g^2	δ_g
-1.3750	15,6	$.071 \pm .020 \pm .060$
-1.1250	15,6	$.020 \pm .020 \pm .031$
-.8750	15,6	$.111 \pm .024 \pm .037$
-3.5830	20,7	$-.10 \pm .083 \pm .22$
-3.4170	20,7	$.046 \pm .021 \pm .077$
-3.2500	20,7	$.077 \pm .019 \pm .013$
-3.0830	20,7	$.063 \pm .019 \pm .047$
-2.8750	20,7	$.108 \pm .017 \pm .063$
-2.6250	20,7	$.110 \pm .018 \pm .027$
-2.3750	20,7	$.088 \pm .019 \pm .019$
-2.1250	20,7	$.101 \pm .020 \pm .026$
-1.8750	20,7	$.103 \pm .022 \pm .076$
-1.6250	20,7	$.130 \pm .024 \pm .065$
-1.3750	20,7	$.06 \pm .023 \pm .11$
-1.1250	20,7	$.08 \pm .025 \pm .11$
-.8750	20,7	$.054 \pm .026 \pm .045$
-3.4170	27,7	$-.09 \pm .045 \pm .25$
-3.2500	27,7	$.052 \pm .022 \pm .053$
-3.0830	27,7	$.100 \pm .023 \pm .026$
-2.8750	27,7	$.096 \pm .018 \pm .056$
-2.6250	27,7	$.090 \pm .020 \pm .050$
-2.3750	27,7	$.129 \pm .022 \pm .061$
-2.1250	27,7	$.093 \pm .023 \pm .047$
-1.8750	27,7	$.118 \pm .025 \pm .056$
-1.6250	27,7	$.038 \pm .025 \pm .068$
-1.3750	27,7	$.06 \pm .026 \pm .10$
-1.1250	27,7	$.063 \pm .028 \pm .049$
-.8750	27,7	$.060 \pm .030 \pm .043$
-3.2500	36,9	$-.01 \pm .037 \pm .14$
-3.0830	36,9	$.077 \pm .026 \pm .019$
-2.8750	36,9	$.084 \pm .021 \pm .010$
-2.6250	36,9	$.070 \pm .022 \pm .069$
-2.3750	36,9	$.104 \pm .024 \pm .058$
-2.1250	36,9	$.096 \pm .025 \pm .062$
-1.8750	36,9	$.127 \pm .028 \pm .052$
-1.6250	36,9	$.079 \pm .029 \pm .033$
-1.3750	36,9	$.039 \pm .030 \pm .054$
-1.1250	36,9	$.068 \pm .032 \pm .051$
-.8750	36,9	$.09 \pm .036 \pm .13$

$\log(x_g)$	Q_g^2	δ_g
-3.0830	49,2	$.00 \pm .035 \pm .24$
-2.8750	49,2	$.096 \pm .025 \pm .037$
-2.6250	49,2	$.139 \pm .027 \pm .051$
-2.3750	49,2	$.062 \pm .027 \pm .048$
-2.1250	49,2	$.103 \pm .029 \pm .054$
-1.8750	49,2	$.12 \pm .033 \pm .11$
-1.6250	49,2	$.15 \pm .035 \pm .10$
-1.3750	49,2	$.09 \pm .036 \pm .18$
-1.1250	49,2	$.09 \pm .039 \pm .11$
-.8750	49,2	$.04 \pm .040 \pm .11$
-3.0830	65,6	$-.063 \pm .12 \pm .055$
-2.8750	65,6	$.074 \pm .031 \pm .090$
-2.6250	65,6	$.12 \pm .031 \pm .10$
-2.3750	65,6	$.123 \pm .032 \pm .031$
-2.1250	65,6	$.129 \pm .034 \pm .044$
-1.8750	65,6	$.119 \pm .038 \pm .093$
-1.6250	65,6	$.114 \pm .040 \pm .080$
-1.3750	65,6	$.11 \pm .042 \pm .18$
-1.1250	65,6	$.11 \pm .045 \pm .15$
-.8750	65,6	$.11 \pm .049 \pm .15$
-2.8750	87,5	$.115 \pm .052 \pm .057$
-2.6250	87,5	$.090 \pm .036 \pm .035$
-2.3750	87,5	$.097 \pm .037 \pm .053$
-2.1250	87,5	$.101 \pm .038 \pm .065$
-1.8750	87,5	$.109 \pm .042 \pm .022$
-1.6250	87,5	$.055 \pm .043 \pm .050$
-1.3750	87,5	$.15 \pm .051 \pm .19$
-1.1250	87,5	$.07 \pm .051 \pm .13$
-.8750	87,5	$.14 \pm .058 \pm .22$
-2.8750	116,7	$.077 \pm .16 \pm .095$
-2.6250	116,7	$.143 \pm .046 \pm .090$
-2.3750	116,7	$.10 \pm .042 \pm .12$
-2.1250	116,7	$.120 \pm .045 \pm .038$
-1.8750	116,7	$.119 \pm .049 \pm .082$
-1.6250	116,7	$.051 \pm .050 \pm .021$
-1.3750	116,7	$.088 \pm .055 \pm .078$
-1.1250	116,7	$.012 \pm .057 \pm .073$
-.8750	116,7	$.072 \pm .066 \pm .088$
-2.6250	199,8	$.02 \pm .061 \pm .22$
-2.3750	199,8	$.160 \pm .040 \pm .066$
-2.1250	199,8	$.21 \pm .042 \pm .14$

$\log(x_g)$	Q_g^2	δ_g
-1.8750	199,8	$.098 \pm .040 \pm .078$
-1.6250	199,8	$.094 \pm .042 \pm .0087$
-1.3750	199,8	$.146 \pm .045 \pm .089$
-1.1250	199,8	$-.004 \pm .044 \pm .042$
-.8750	199,8	$.09 \pm .054 \pm .18$
-2.3750	399	$.034 \pm .10 \pm .045$
-2.1250	399	$.100 \pm .059 \pm .049$
-1.8750	399	$.14 \pm .062 \pm .12$
-1.6250	399	$.067 \pm .060 \pm .057$
-1.3750	399	$.11 \pm .064 \pm .10$
-1.1250	399	$-.06 \pm .058 \pm .17$
-.8750	399	$-.019 \pm .066 \pm .061$

A.5 δ_{mJB} für Methode D

$\log(x_{mJB})$	Q_{mJB}^2	δ_{mJB}
-4.0830	4,9	$-.03 \pm .015 \pm .22$
-3.9170	4,9	$.232 \pm .027 \pm .099$
-4.0830	6,6	$-.05 \pm .057 \pm .29$
-3.9170	6,6	$-.02 \pm .012 \pm .16$
-3.7500	6,6	$.095 \pm .016 \pm .048$
-3.5830	6,6	$.558 \pm .046 \pm .014$
-3.9170	8,8	$-.05 \pm .028 \pm .20$
-3.7500	8,8	$.01 \pm .013 \pm .14$
-3.5830	8,8	$.049 \pm .013 \pm .019$
-3.4170	8,8	$.111 \pm .015 \pm .033$
-3.2500	8,8	$.176 \pm .022 \pm .027$
-3.0830	8,8	$.346 \pm .033 \pm .053$
-2.8750	8,8	$1.094 \pm .071 \pm .089$
-3.7500	11,7	$-.02 \pm .022 \pm .12$
-3.5830	11,7	$.051 \pm .014 \pm .080$
-3.4170	11,7	$.044 \pm .014 \pm .021$
-3.2500	11,7	$.031 \pm .014 \pm .045$
-3.0830	11,7	$.069 \pm .015 \pm .057$
-2.8750	11,7	$.062 \pm .013 \pm .045$
-2.6250	11,7	$.083 \pm .014 \pm .036$
-2.3750	11,7	$.084 \pm .016 \pm .027$

$\log(x_{mJB})$	Q^2_{mJB}	δ_{mJB}
-2.1250	11,7	$.102 \pm .018 \pm .030$
-1.8750	11,7	$.094 \pm .019 \pm .055$
-1.6250	11,7	$.093 \pm .020 \pm .035$
-1.3750	11,7	$.10 \pm .021 \pm .11$
-1.1250	11,7	$.066 \pm .021 \pm .051$
-.8750	11,7	$.685 \pm .043 \pm .083$
-3.5830	15,6	$-.02 \pm .019 \pm .13$
-3.4170	15,6	$.051 \pm .016 \pm .022$
-3.2500	15,6	$.069 \pm .016 \pm .025$
-3.0830	15,6	$.036 \pm .016 \pm .021$
-2.8750	15,6	$.051 \pm .014 \pm .0085$
-2.6250	15,6	$.066 \pm .015 \pm .034$
-2.3750	15,6	$.082 \pm .017 \pm .057$
-2.1250	15,6	$.091 \pm .018 \pm .067$
-1.8750	15,6	$.066 \pm .018 \pm .028$
-1.6250	15,6	$.065 \pm .020 \pm .053$
-1.3750	15,6	$.038 \pm .020 \pm .068$
-1.1250	15,6	$-.012 \pm .020 \pm .027$
-.8750	15,6	$.056 \pm .023 \pm .030$
-3.5830	20,7	$-.10 \pm .083 \pm .19$
-3.4170	20,7	$.039 \pm .020 \pm .081$
-3.2500	20,7	$.066 \pm .019 \pm .023$
-3.0830	20,7	$.035 \pm .019 \pm .051$
-2.8750	20,7	$.091 \pm .016 \pm .066$
-2.6250	20,7	$.076 \pm .017 \pm .023$
-2.3750	20,7	$.058 \pm .018 \pm .016$
-2.1250	20,7	$.061 \pm .019 \pm .027$
-1.8750	20,7	$.076 \pm .021 \pm .099$
-1.6250	20,7	$.087 \pm .023 \pm .052$
-1.3750	20,7	$.03 \pm .023 \pm .11$
-1.1250	20,7	$.04 \pm .025 \pm .12$
-.8750	20,7	$.005 \pm .025 \pm .041$
-3.4170	27,7	$-.08 \pm .045 \pm .24$
-3.2500	27,7	$.044 \pm .022 \pm .050$
-3.0830	27,7	$.097 \pm .023 \pm .018$
-2.8750	27,7	$.076 \pm .018 \pm .048$
-2.6250	27,7	$.059 \pm .019 \pm .032$
-2.3750	27,7	$.094 \pm .021 \pm .058$
-2.1250	27,7	$.057 \pm .022 \pm .032$

$\log(x_{mJB})$	Q^2_{mJB}	δ_{mJB}
-1.8750	27,7	$.081 \pm .024 \pm .050$
-1.6250	27,7	$.008 \pm .024 \pm .057$
-1.3750	27,7	$.032 \pm .026 \pm .094$
-1.1250	27,7	$.018 \pm .027 \pm .043$
-.8750	27,7	$.017 \pm .029 \pm .048$
-3.2500	36,9	$-.01 \pm .037 \pm .14$
-3.0830	36,9	$.068 \pm .026 \pm .016$
-2.8750	36,9	$.069 \pm .021 \pm .018$
-2.6250	36,9	$.058 \pm .022 \pm .063$
-2.3750	36,9	$.074 \pm .024 \pm .064$
-2.1250	36,9	$.046 \pm .024 \pm .041$
-1.8750	36,9	$.096 \pm .028 \pm .043$
-1.6250	36,9	$.053 \pm .029 \pm .045$
-1.3750	36,9	$-.004 \pm .029 \pm .064$
-1.1250	36,9	$.015 \pm .031 \pm .025$
-.8750	36,9	$.05 \pm .035 \pm .13$
-3.0830	49,2	$-.00 \pm .035 \pm .24$
-2.8750	49,2	$.081 \pm .025 \pm .030$
-2.6250	49,2	$.105 \pm .026 \pm .033$
-2.3750	49,2	$.049 \pm .026 \pm .034$
-2.1250	49,2	$.085 \pm .029 \pm .050$
-1.8750	49,2	$.08 \pm .032 \pm .10$
-1.6250	49,2	$.12 \pm .035 \pm .10$
-1.3750	49,2	$.05 \pm .035 \pm .16$
-1.1250	49,2	$.07 \pm .038 \pm .11$
-.8750	49,2	$-.011 \pm .038 \pm .098$
-3.0830	65,6	$-.05 \pm .12 \pm .13$
-2.8750	65,6	$.072 \pm .031 \pm .083$
-2.6250	65,6	$.110 \pm .031 \pm .089$
-2.3750	65,6	$.096 \pm .031 \pm .040$
-2.1250	65,6	$.098 \pm .034 \pm .046$
-1.8750	65,6	$.097 \pm .037 \pm .081$
-1.6250	65,6	$.087 \pm .039 \pm .096$
-1.3750	65,6	$.07 \pm .041 \pm .18$
-1.1250	65,6	$.08 \pm .044 \pm .15$
-.8750	65,6	$.07 \pm .048 \pm .15$
-2.8750	87,5	$.121 \pm .053 \pm .049$
-2.6250	87,5	$.086 \pm .036 \pm .037$
-2.3750	87,5	$.071 \pm .036 \pm .054$
-2.1250	87,5	$.064 \pm .037 \pm .045$

$\log(x_{mJB})$	Q^2_{mJB}	δ_{mJB}
-1.8750	87,5	$.078 \pm .041 \pm .033$
-1.6250	87,5	$.014 \pm .042 \pm .043$
-1.3750	87,5	$.10 \pm .049 \pm .12$
-1.1250	87,5	$.01 \pm .049 \pm .12$
-.8750	87,5	$.09 \pm .056 \pm .23$
-2.8750	116,7	$.05 \pm .16 \pm .15$
-2.6250	116,7	$.131 \pm .046 \pm .084$
-2.3750	116,7	$.08 \pm .042 \pm .11$
-2.1250	116,7	$.098 \pm .045 \pm .055$
-1.8750	116,7	$.097 \pm .048 \pm .099$
-1.6250	116,7	$.015 \pm .048 \pm .016$
-1.3750	116,7	$.054 \pm .054 \pm .052$
-1.1250	116,7	$-.013 \pm .056 \pm .067$
-.8750	116,7	$-.004 \pm .062 \pm .055$
-2.6250	199,8	$.02 \pm .061 \pm .22$
-2.3750	199,8	$.143 \pm .040 \pm .076$
-2.1250	199,8	$.18 \pm .041 \pm .10$
-1.8750	199,8	$.074 \pm .039 \pm .064$
-1.6250	199,8	$.058 \pm .041 \pm .007$
-1.3750	199,8	$.095 \pm .044 \pm .092$
-1.1250	199,8	$-.068 \pm .042 \pm .042$
-.8750	199,8	$.03 \pm .052 \pm .17$
-2.3750	399	$.052 \pm .11 \pm .052$
-2.1250	399	$.096 \pm .059 \pm .037$
-1.8750	399	$.12 \pm .061 \pm .13$
-1.6250	399	$.040 \pm .059 \pm .026$
-1.3750	399	$.059 \pm .061 \pm .085$
-1.1250	399	$-.14 \pm .055 \pm .20$
-.8750	399	$-.065 \pm .064 \pm .054$

A.6 δ_{zw} für Methode E

$\log(x_{zw})$	Q^2_{zw}	δ_{zw}
-4.0830	4,9	$-.01 \pm .015 \pm .22$
-3.9170	4,9	$.061 \pm .024 \pm .092$
-4.0830	6,6	$-.02 \pm .059 \pm .29$
-3.9170	6,6	$.01 \pm .012 \pm .16$
-3.7500	6,6	$.068 \pm .015 \pm .050$
-3.5830	6,6	$.102 \pm .035 \pm .022$
-3.9170	8,8	$-.01 \pm .029 \pm .20$
-3.7500	8,8	$.05 \pm .013 \pm .14$
-3.5830	8,8	$.082 \pm .013 \pm .033$
-3.4170	8,8	$.103 \pm .015 \pm .025$
-3.2500	8,8	$.097 \pm .020 \pm .042$
-3.0830	8,8	$.112 \pm .029 \pm .023$
-2.8750	8,8	$.098 \pm .043 \pm .023$
-3.7500	11,7	$.00 \pm .023 \pm .12$
-3.5830	11,7	$.102 \pm .015 \pm .078$
-3.4170	11,7	$.099 \pm .015 \pm .016$
-3.2500	11,7	$.074 \pm .015 \pm .051$
-3.0830	11,7	$.125 \pm .016 \pm .057$
-2.8750	11,7	$.114 \pm .013 \pm .029$
-2.6250	11,7	$.1199 \pm .014 \pm .0066$
-2.3750	11,7	$.114 \pm .016 \pm .014$
-2.1250	11,7	$.125 \pm .018 \pm .035$
-1.8750	11,7	$.118 \pm .019 \pm .038$
-1.6250	11,7	$.113 \pm .020 \pm .039$
-1.3750	11,7	$.131 \pm .021 \pm .087$
-1.1250	11,7	$.096 \pm .022 \pm .056$
-.8750	11,7	$.770 \pm .045 \pm .067$
-3.5830	15,6	$.02 \pm .020 \pm .14$
-3.4170	15,6	$.102 \pm .017 \pm .026$
-3.2500	15,6	$.114 \pm .017 \pm .018$
-3.0830	15,6	$.087 \pm .017 \pm .051$
-2.8750	15,6	$.091 \pm .014 \pm .037$
-2.6250	15,6	$.113 \pm .016 \pm .004$
-2.3750	15,6	$.139 \pm .017 \pm .035$
-2.1250	15,6	$.152 \pm .019 \pm .067$

$\log(x_{zw})$	Q^2_{zw}	δ_{zw}
-1.8750	15,6	$.138 \pm .019\pm\ .024$
-1.6250	15,6	$.141 \pm .021\pm\ .040$
-1.3750	15,6	$.106 \pm .021\pm\ .039$
-1.1250	15,6	$.074 \pm .021\pm\ .031$
-.8750	15,6	$.165 \pm .025\pm\ .036$
-3.5830	20,7	$-.06 \pm .086\pm\ .21$
-3.4170	20,7	$.087 \pm .021\pm\ .079$
-3.2500	20,7	$.124 \pm .020\pm\ .019$
-3.0830	20,7	$.092 \pm .019\pm\ .066$
-2.8750	20,7	$.147 \pm .017\pm\ .051$
-2.6250	20,7	$.144 \pm .018\pm\ .035$
-2.3750	20,7	$.135 \pm .019\pm\ .022$
-2.1250	20,7	$.136 \pm .020\pm\ .0075$
-1.8750	20,7	$.137 \pm .022\pm\ .074$
-1.6250	20,7	$.166 \pm .024\pm\ .039$
-1.3750	20,7	$.11 \pm .024\pm\ .10$
-1.1250	20,7	$.13 \pm .026\pm\ .11$
-.8750	20,7	$.119 \pm .027\pm\ .044$
-3.4170	27,7	$-.06 \pm .046\pm\ .26$
-3.2500	27,7	$.102 \pm .023\pm\ .049$
-3.0830	27,7	$.159 \pm .024\pm\ .013$
-2.8750	27,7	$.135 \pm .019\pm\ .055$
-2.6250	27,7	$.128 \pm .020\pm\ .033$
-2.3750	27,7	$.170 \pm .022\pm\ .055$
-2.1250	27,7	$.131 \pm .023\pm\ .029$
-1.8750	27,7	$.162 \pm .026\pm\ .046$
-1.6250	27,7	$.087 \pm .026\pm\ .058$
-1.3750	27,7	$.11 \pm .027\pm\ .10$
-1.1250	27,7	$.119 \pm .029\pm\ .047$
-.8750	27,7	$.125 \pm .032\pm\ .056$
-3.2500	36,9	$.02 \pm .038\pm\ .15$
-3.0830	36,9	$.119 \pm .027\pm\ .018$
-2.8750	36,9	$.140 \pm .022\pm\ .013$
-2.6250	36,9	$.124 \pm .023\pm\ .057$
-2.3750	36,9	$.140 \pm .025\pm\ .035$
-2.1250	36,9	$.137 \pm .026\pm\ .063$
-1.8750	36,9	$.175 \pm .029\pm\ .053$
-1.6250	36,9	$.128 \pm .030\pm\ .038$
-1.3750	36,9	$.086 \pm .031\pm\ .048$
-1.1250	36,9	$.133 \pm .033\pm\ .047$
-.8750	36,9	$.15 \pm .038\pm\ .13$

$\log(x_{zw})$	Q^2_{zw}	δ_{zw}
-3.0830	49,2	$.05 \pm .036\pm\ .24$
-2.8750	49,2	$.140 \pm .026\pm\ .023$
-2.6250	49,2	$.177 \pm .027\pm\ .040$
-2.3750	49,2	$.108 \pm .028\pm\ .049$
-2.1250	49,2	$.166 \pm .031\pm\ .052$
-1.8750	49,2	$.18 \pm .034\pm\ .11$
-1.6250	49,2	$.189 \pm .036\pm\ .089$
-1.3750	49,2	$.15 \pm .038\pm\ .19$
-1.1250	49,2	$.16 \pm .041\pm\ .11$
-.8750	49,2	$.10 \pm .042\pm\ .11$
-3.0830	65,6	$-.026 \pm .12\pm\ .051$
-2.8750	65,6	$.132 \pm .032\pm\ .079$
-2.6250	65,6	$.18 \pm .032\pm\ .10$
-2.3750	65,6	$.166 \pm .033\pm\ .039$
-2.1250	65,6	$.176 \pm .035\pm\ .050$
-1.8750	65,6	$.184 \pm .039\pm\ .097$
-1.6250	65,6	$.19 \pm .042\pm\ .11$
-1.3750	65,6	$.15 \pm .043\pm\ .17$
-1.1250	65,6	$.16 \pm .047\pm\ .14$
-.8750	65,6	$.20 \pm .052\pm\ .16$
-2.8750	87,5	$.152 \pm .054\pm\ .049$
-2.6250	87,5	$.144 \pm .037\pm\ .035$
-2.3750	87,5	$.152 \pm .038\pm\ .051$
-2.1250	87,5	$.162 \pm .040\pm\ .075$
-1.8750	87,5	$.165 \pm .044\pm\ .020$
-1.6250	87,5	$.107 \pm .045\pm\ .048$
-1.3750	87,5	$.20 \pm .052\pm\ .15$
-1.1250	87,5	$.13 \pm .053\pm\ .13$
-.8750	87,5	$.21 \pm .060\pm\ .29$
-2.8750	116,7	$.130 \pm .17\pm\ .081$
-2.6250	116,7	$.193 \pm .048\pm\ .093$
-2.3750	116,7	$.17 \pm .044\pm\ .15$
-2.1250	116,7	$.178 \pm .047\pm\ .039$
-1.8750	116,7	$.182 \pm .051\pm\ .056$
-1.6250	116,7	$.113 \pm .052\pm\ .0089$
-1.3750	116,7	$.16 \pm .058\pm\ .11$
-1.1250	116,7	$.063 \pm .059\pm\ .060$
-.8750	116,7	$.140 \pm .069\pm\ .091$

$\log(x_{zw})$	Q^2_{zw}	δ_{zw}
-2.6250	199,8	$.09 \pm .064 \pm .19$
-2.3750	199,8	$.223 \pm .042 \pm .082$
-2.1250	199,8	$.29 \pm .044 \pm .15$
-1.8750	199,8	$.152 \pm .041 \pm .086$
-1.6250	199,8	$.146 \pm .043 \pm .023$
-1.3750	199,8	$.20 \pm .047 \pm .11$
-1.1250	199,8	$.045 \pm .045 \pm .049$
-.8750	199,8	$.17 \pm .057 \pm .22$
-2.3750	399	$.089 \pm .11 \pm .043$
-2.1250	399	$.152 \pm .061 \pm .060$
-1.8750	399	$.21 \pm .065 \pm .15$
-1.6250	399	$.123 \pm .062 \pm .058$
-1.3750	399	$.18 \pm .067 \pm .11$
-1.1250	399	$.00 \pm .062 \pm .18$
-.8750	399	$.064 \pm .070 \pm .044$

Danksagung

Während der letzten drei Jahre durfte ich in einer sehr angenehmen Atmosphäre an der „Front der Elementarteilchenphysik“ arbeiten. Hierfür möchte ich allen Mitgliedern der Lehrstuhls Experimentelle Physik 5 und den Mitgliedern der H1–Kollaboration danken.
Herrn Prof. Dr. D. Wegener danke ich dafür, mir diese Arbeit ermöglicht zu haben. Seine steten Anregungen und die zahlreichen Diskussionen mit ihm haben sehr zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen.
Herrn Prof. Dr. H. Kolanoski danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und dafür, daß er sich als Gutachter zur Verfügung gestellt hat.
Den Herren Dr. K. Wacker, Dr. D. Lüke und A. Kosche danke ich dafür, daß sie stets für hervorragende Bedingungen auf dem Rechnersystem der experimentellen Hochenergiephysik der Universität Dortmund gesorgt haben, so daß ich riesige Mengen an Rechenzeit und Plattenplatz verbrauchen konnte.
Mein besonderer Dank gilt auch allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für Strahlungskorrekturen der H1–Kollaboration: Dr. M. W. Krasny, Dr. A. Courant, L. Favart, Dr. M. Fleischer, Dr. S. Kermiche und Dr. P. Ribarics. Es hat Spaß gemacht, in einer solch effizienten Gruppe, in der ein sehr freundschaftliches Klima herrschte, zu arbeiten.
Herrn Dr. M. Korn, mit dem ich seit Beginn meiner Diplomarbeit das Büro teile, möchte ich für die viele Diskussionen und Anregungen danken. Er hat seinen Teil dazu beigetragen, das die Stimmung in unserem Büro nie zu langweilig wurde (die Meerschweine werden ihn doch noch schnappen).
Den Herrn M. Hütte und J. Spiekermann danke ich für das aufmerksame Lesen des Manuskripts dieser Arbeit. Ihnen möchte ich auch dafür danken, daß sie sich häufig in Diskussionen „verwickeln“ ließen, die sich oft als hilfreich erwiesen haben.
Herrn D. Pieloth möchte ich für die gute Zusammenarbeit und für die vielen Anregungen danken, die sich aus seinen detaillierten Untersuchungen ergeben haben.
Dem Graduiertenkolleg „Erzeugung und Zerfälle von Elementarteilchen“ des Fachbereichs Physik der Universität Dortmund danke ich für die mir gewährte Unterstützung. Die Teilnahme an Schulen, Konferenzen, Arbeitstreffen usw. wäre ohne das Graduiertenkolleg unmöglich gewesen.
Ganz besonders möchte ich mich bei Britta dafür bedanken, daß sie während meines gesamten Studiums Sorge getragen hat, daß die Dinge neben der Physik nicht zu kurz kommen und daß sie geduldig lange Arbeitszeiten und häufige Dienstreisen ertragen hat.
Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie unter der Projektnummer 6DO57I gefördert.