Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen-Gesamtfakultät
der
Universität Heidelberg

vorgelegt von
Diplom-Physiker Siegmar Schleif
aus Dortmund
Tag der mündlichen Prüfung: 14. Oktober 1998

# Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit Ereignissen aus radiativer Elektron-Proton-Streuung am H1-Experiment bei HERA unter besonderer Berücksichtigung des rückwärtigen Kalorimeters

Gutachter :
Prof. Dr. Karlheinz Meier
Prof. Dr. Ulrich Straumann

**Zusammenfassung**

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Bestimmung der Strukturfunktion des Protons $F_2(x, Q^2)$ mit tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignissen bei denen ein reelles kollineares Photon im Anfangszustand abgestrahlt wird. Für diese Messung werden vom H1-Detektor am Elektron-Proton-Speicherring HERA im Jahre 1996 aufgezeichnete Daten verwendet.

Das neue elektromagnetische Spaghetti-Kalorimeter, das in der Arbeit eingehend beschrieben wird, ermöglicht mit dieser Methode die erste Messung der Strukturfunktion $F_2$ des Protons im gesamten kinematischen Bereich $10^{-5} \leq x_B \leq 0,02$ und $0,1$ GeV$^2 \leq$ Q$^2 \leq 60$ GeV$^2$. Damit kann der kinematische Bereich, in dem die Strukturfunktion $F_2$ gemessen wurde, bis zum Meßbereich früherer Fixed-Target-Experimente ausgedehnt werden und der Übergang zwischen dem durch störungstheoretischen QCD-Modelle zugänglichen Bereich und der Photoproduktion erforscht werden.

Die gemessenen Werte der Strukturfunktion $F_2$ stimmen sehr gut mit den Parametrisierungen von Abramowicz et al. und Badelek-Kwiecinski überein, während die Parametrisierungen von Glück, Reya und Vogt und Donnachie und Landshoff nur einen Teil der Daten gut beschreiben.

**Abstract**

This thesis describes the measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ using deep inelastic Electron-Proton-events which undergone the process of initial state radiation a real photon collinear to the electron's original direction. For this measurement the data recorded with the detector H1 at the HERA ring in 1996 are used.

The used method includes the new electromagnetic spaghetti calorimeter, which is described in great detail, and allows for the first time to measure the structure function $F_2$ of the proton in the full kinematical region between $10^{-5} \leq x_B \leq 0,02$ and $0,1$ GeV$^2 \leq$ Q$^2 \leq 60$ GeV$^2$. Thereby, not only it is possible to access the overlap region with previous performed fixed target experiments, but also the transition region between perturbative QCD and photoproduction can be investigated.

The measured values of the proton structure function $F_2$ agree very well with the parametrisations of Abramowicz et al. and Badelek-Kwiecinski. On the other hand the parametrisations of Glück, Reya and Vogt and Donnachie and Landshoff agree with the data only in parts of the studied kinematical range.

Allerdings
Dem Physiker
„Ins Innre der Natur“
O Du Philister! -
„Dringt kein erschaffner Geist“
Mich und Geschwister
Mögt ihr an solches Wort
Nur nicht erinnern:
Wir denken: Ort für Ort
Sind wir im Innern.
„Glückselig! wem sie nur
die äußre Schale weist!“
Das hör ich sechzig Jahre wiederholen,
Ich fluche drauf, aber verstohlen;
Sage mir tausend, tausend Male:
Alles gibt sie reichlich und gern;
Natur hat weder Kern
Noch Schale,
Alles ist sie mit einem Male;
Dich prüfe du nur allermeist,
Ob du Kern oder Schale seist.

J.W. von Goethe, Zur Naturwissenschaft überhaupt, Band 1 (1820)

# Inhaltsverzeichnis

# Kapitel 1

# Einleitung

Es ist ein Ziel der Physik, den Aufbau der Materie zu erforschen. Dabei wird untersucht, aus welchen Bestandteilen die Materie besteht und wie die einzelnen Bestandteilen untereinander wechselwirken.
Nachdem schon im antiken Griechenland über den Aufbau der Materie und über die verschiedenen Wechselwirkungen spekuliert wurde, haben erst die Entdeckungen der letzten dreihundert Jahre Aufschluß über die Zusammensetzung und die zu Grunde liegenden Kräfte der Materie gegeben.
So besteht die Materie aus Atomen. Atome bestehen aus einer Atomhülle und einem Atomkern. Der Aufbau des Atoms und seiner Komponenten wird durch die Quantentheorie beschrieben. Dabei können zwei Teilchensorten unterschieden werden:

1. Bosonen werden die Teilchen genannt, die einen ganzzahligen Spin (Eigendrehimpuls) besitzen.

2. Fermionen werden die Teilchen genannt, die einen halbzahligen Spin haben.

Die Bestandteile des Atoms sind Fermionen, während die Teilchen, über die die Fermionen wechselwirken, Bosonen sind. Die Atomhülle wird von Elektronen gebildet. Nach heutigem Wissen [OPAL97], [OPAL98], [L396], [Nar87] sind Elektronen Teilchen, die keine innere Struktur besitzen und als punktförmig angenommen werden können. Dagegen besteht der Atomkern aus Protonen und Neutronen. Seit den 1950er Jahren wurden viele Experimente durchgeführt, mit denen die innere Struktur von Protonen und Neutronen aufgeklärt wurde und die zu Grunde liegenden Wechselwirkungen erforscht wurde. Zu diesem Zweck werden Teilchen auf hohe Energien beschleunigt und mit anderen Teilchen zur Kollision gebracht. Aus dem Ablauf der Reaktionen können die interessierenden physikalischen Informationen gewonnen werden.
So wurden im Laufe der Jahre weitere Teilchen entdeckt. Es können insbesondere zwei Teilchensorten unterschieden werden:

- Die Teilchen, die über die starke Kraft, miteinander wechselwirken, werden Hadronen genannt. Zu den Hadronen gehören insbesondere das Proton und das Neutron.

- Alle anderen Teilchen, die nur über die elektromagnetische oder die schwache Kraft sowie über die Gravitation miteinander wechselwirken, werden Leptonen genannt. Zu den Leptonen gehören das Elektron, das Myon, das Tauon sowie drei verschiedene Neutrinos.

Die Anfang der 1960er Jahre festgestellten Symmetriebeziehungen zwischen den damals bekannten Hadronen führten zu der von Gell-Mann [Gel62], [Gel64], Neeman [Nee61] und Okubo [Oku62] aufgestellten Hypothese, die Hadronen bestünden aus sogenannten Quarks. Die Quarks seien dabei punktförmige Teilchen mit einer drittelzahligen elektrischen Ladung und halbzahligem Spin. Eine Bestätigung erfuhr diese Hypothese durch die Entdeckung des $\Omega^-$-Teilchens 1964 [Bar64]. Masse und Quantenzahlen dieses Teilchens waren vorher mit Hilfe des Quarkmodells

vorhergesagt worden.
Im Quarkmodell bestehen die Baryonen, d.h. die Hadronen mit halbzahligem Spin, aus drei Quarks, während die Mesonen, d.h. Hadronen mit ganzzahligem Spin, aus zwei Quarks bestehen. So besteht zum Beispiel das Proton aus zwei Up-Quarks und einem Down-Quark, das Neutron aus einem Up-Quark und zwei Down-Quarks.
Insgesamt kennt man heute sechs Quarks: Up-Quark, Down-Quark, Strange-Quark, Charm-Quark, Bottom-Quark und Top-Quark. Up-Quark und Down-Quark sind die beiden Quarks mit der kleinsten Masse, während das Top-Quark am schwersten ist.
Das Quarkmodell erhielt eine die Bestätigung durch die Ende der 1960er Jahre am SLAC (Stanford Linear Accelerator) durchgeführten Elektron-Proton-Streuexperimente, mit denen direkt nachgewiesen wurde, daß das Proton aus punktförmigen Konstituenten besteht. Weitere Streuexperimente folgten.
Seit 1992 werden Elektron-Proton-Streuexperimente am Elektron-Proton-Speicherring HERA am DESY in Hamburg durchgeführt. Im Rahmen des H1-Experimentes an diesem Speicherring wurde diese Arbeit erstellt. Dabei wurden radiative Ereignisse mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand kollinear zum einlaufenden Elektron benutzt. Damit kann der Steuprozeß in einem ansonsten unzugänglichen kinematischen Bereich untersucht werden. Die Kinematik solcher Ereignisse wird im zweiten Kapitel vorgestellt. Die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit werden ebenfalls in diesem Kapitel diskutiert.
Im dritten Kapitel wird das Experiment H1 vorgestellt. Insbesondere der Aufbau und die Eigenschaften der Detektoren zum Nachweis des Elektrons und des Photons werden vorgestellt.
Danach folgt im vierten Kapitel die Besprechung der Ereignisselektion zur Untergrundunterdrückung und der Effizienzen der Analyse. Der verbliebene Untergrund wird aufgrund von Simulationsrechnungen abgeschätzt.
Im fünften Kapitel werden die Ergebnisse dieser Analyse diskutiert. Die Strukturfunktion $F_2$ des Protons wird über zwei verschiedene Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik bestimmt. Die Bestimmung der systematischen Fehler wird anschließend diskutiert.
Eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit und ein Anhang schließen diese Arbeit ab.

# Kapitel 2

# Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung mit und ohne Abstrahlung eines Photons vorgestellt. Durch die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand verändert sich die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung. Dadurch wird ein neuer kinematischer Bereich zugänglich, in dem die Struktur des Protons bestimmt werden kann. Anschließend wird die Bedeutung der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung diskutiert. Schließlich werden drei in dieser Arbeit verwendete Rekonstruktionsmethoden für die kinematischen Größen vorgestellt.

## 2.1 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

Zunächst soll in diesem Abschnitt die Kinematik der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung in der niedrigsten Ordnung der elektromagnetischen Wechselwirkung diskutiert werden. Danach wird der Wirkungsquerschnitt für diesen Streuprozess angegeben und im Rahmen des Quark-Parton-Modells interpretiert. Anschließend erfolgt eine kurze Einführung in die Bedeutung der Strukturfunktion $F_2$ im Rahmen der Quantenchromodynamik und ein Einblick in die Relevanz der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung.

### 2.1.1 Die Kinematik der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung und der Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung der elektromagnetischen Wechselwirkung

Durch die Streuung von Leptonen – zum Beispiel Elektronen und Myonen – an Hadronen können Informationen über den Aufbau der Hadronen und über die in Hadronen herrschenden Kräfte gewonnen werden. Leptonen und Hadronen können über die schwache und die elektromagnetische Kraft miteinander wechselwirken[1]. Da die Viererimpulse der einlaufenden Streupartner, also zum Beispiel Elektron und Proton, bekannt sind, lassen sich dann durch Messung der Viererimpulse der Reaktionsprodukte nach der Streuung Informationen über den Streuprozeß, über die zu Grunde liegenden Wechselwirkungen und über den Aufbau der Streupartner gewinnen. Bei der tiefinelastischen Streuung hängt der Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Reaktion von mindestens zwei unabhängigen Variablen ab. So kann zum Beispiel der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels und der Energie des gestreuten Elektrons angegeben werden. Es ist aber zweckmäßiger, den Wirkungsquerschnitt als Funktion von Lorentzskalaren anzugeben.

In der Kinematik der tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung mögen für die Vierervektoren der Streupartner folgende Bezeichnungen gelten:

$$k_\mu = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p_e} \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

[1] Die Gravitation spielt als schwächste bekannte Kraft in der experimentellen Hochenergiephysik keine Rolle.

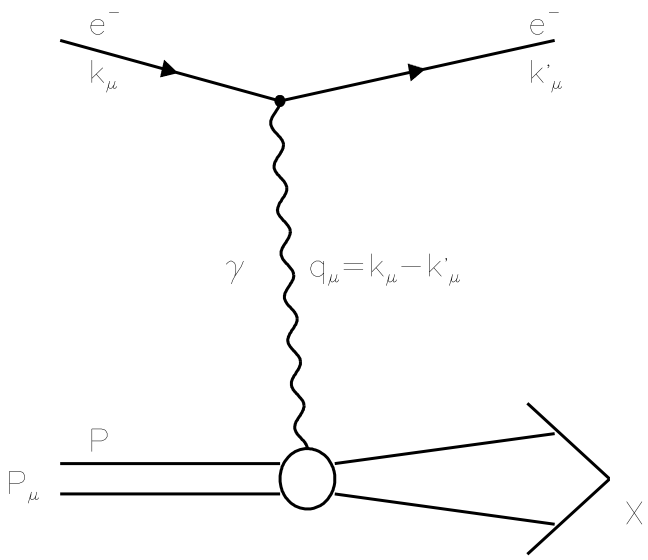


Abbildung 2.1: Veranschaulichung der kinematischen Größen in der tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung. Die kinematischen Variablen werden im Text erklärt.

und

$$k'_\mu = \begin{pmatrix} E' \\ \vec{p'_e} \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

sind die Viererimpulse des einlaufenden ($k_\mu$) und des gestreuten ($k'_\mu$) Elektrons und $E$ bzw. $E'$ die Anfangsenergie des Elektrons bzw. die Energie des Elektrons nach der Streuung.

$$P\mu = \begin{pmatrix} E_P \\ \vec{p_P} \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

ist der Viererimpuls des Protons vor dem Streuprozess mit $E_P$ als der Energie des Protons vor der Streuung. Zusätzlich lassen sich weitere Lorentzskalare definieren:
Mit $s$ wird das Quadrat der Schwerpunktsenergie gegeben durch

$$s = (k_\mu + P_\mu)^2, \tag{2.4}$$

bezeichnet. Mit $q_\mu$ für den Viererimpulsübertrag der Reaktion

$$q_\mu = k_\mu - k'_\mu, \tag{2.5}$$

können folgende Lorentzskalare definiert werden:

$$Q^2 = -q^2 = (k_\mu - k'_\mu)^2 \tag{2.6}$$

ist der Viererimpulsübertrag der Reaktion zwischen Elektron und Proton, während die invariante Masse $W$ des hadronischen Endzustandes X gegeben ist durch

$$W^2 = (P_\mu + q_\mu)^2 \tag{2.7}$$

Weitere Lorentzskalare sind

$$x_B = \frac{q_\mu^2}{2(P_\mu q_\mu)} \tag{2.8}$$

und

$$y_B = \frac{P_\mu q_\mu}{P_\mu k_\mu}. \tag{2.9}$$

$x_B$ und $y_B$ werden auch als Bjorken-Skalenvariable bezeichnet. Für $Q^2$ gilt dann – bei Vernachlässigung der Protonmasse [2] $M_P$ über folgende Beziehung :

$$Q^2 = s \cdot x_B \cdot y_B \tag{2.10}$$

und für $W$ gilt

$$W^2 = Q^2 \cdot (\frac{1}{x_B} - 1). \tag{2.11}$$

Im in dieser Arbeit betrachteten kinematischen Bereich der Variablen $Q^2$, das heißt für $Q^2 < 100$ GeV$^2$, können Effekte der schwachen Wechselwirkung vernachlässigt werden. Diese Prozesse werden aufgrund der großen Masse der Eichbosonen um den Faktor $\frac{Q^2}{Q^2+M^2}$ unterdrückt, wobei $M$ die Masse des W-Bosons oder Z-Bosons ist, so daß sie erst bedeutend werden, wenn der Impulsübertrag in der Größenordung der jeweiligen Masse ist. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron-Nukleon-Streuung unter Vernachlässigung der Effekte der schwachen Wechselwirkung und unter Nichtbeachtung der höheren Ordnungen in der elektromagnetischen Wechselwirkung lautet bei Verwendung der oben angegebenen kinematischen Größen:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_B Q^4}[y_B^2 x_B F_1(x_B, Q^2) + (1 - y_B)F_2(x_B, Q^2)]. \tag{2.12}$$

Die hier angegebene Form des Wirkungsquerschnittes folgt allein aus der QED (Quantenelektrodynamik). So spiegelt der erste Term in diesem Wirkungsquerschnitt, $\frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}$ als der „Rutherford-Term“, das $\frac{1}{r}$-Verhalten des Potentials einer elektrischen Punktladung wider. Die Information über den Aufbau des Protons, an dem das Elektron streut, ist in den sogenannten Strukturfunktionen $F_1$ und $F_2$ enthalten.

Die Ende der 1960er-Jahre am SLAC durchgeführten ersten tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuexperimente [Blo69], [Bre69] und [Fri72] zeigten, daß das Proton aus Partonen aufgebaut ist: Das Elektron wird - wie diese und spätere Experimente zeigen - an punktförmigen, elektromagnetisch wechselwirkenden Konstituenten des Protons gestreut. Diese Partonen werden mit den Quarks identifiziert. In diesem Modell haben die oben eingeführten Bjorken-Skalenvariablen folgende Bedeutung:

Ist $\xi$ der Impulsbruchteil, den das Parton trägt, dann gilt[3]:

$$(\xi P_\mu + q_\mu)^2 = m_q^2, \tag{2.13}$$

was weiterhin $\xi^2 P_\mu^2 + q^2 + 2\xi q P_\mu = m_q^2$ ergibt, dabei ist $m_q$ die Quarkmasse. Wird diese vernachlässigt, dann gilt für $\xi$:

$$\xi = -\frac{P_\mu q_\mu}{P_\mu^2} + \sqrt{\left(\frac{P_\mu q_\mu}{P_\mu^2}\right)^2 - \frac{q_\mu^2}{P_\mu^2}} \tag{2.14}$$

Bei genügend großem $Q^2$, d.h. $Q^2 \gg \xi^2 P_\mu^2$, kann $\xi^2 P_\mu^2$ vernachlässigt werden (Bjorken-Limes, [Bjo69]). Dann gilt für die Variable $\xi$:

$$\xi = \frac{q_\mu^2}{2(P_\mu q_\mu)} \tag{2.15}$$

[2] Die Protonmasse kann insbesondere bei kleinen $x_B$ und großen $Q^2$ vernachlässigt werden, siehe auch die Diskussion in [Coo97] und [Hal84].

[3] Dabei wird die Lichtgeschwindigkeit c=1 gesetzt.

Unter dieser Bedingung ist dann $x_B = \xi$. Damit kann das Lorentzskalar $x_B$ als der Impulsbruchteil des Protons, den das Quark trägt, das mit dem Elektron wechselwirkt, interpretiert werden. $y_B$ kann als der relative Energieverlust angesehen werden.
Die Strukturfunktionen $F_1$ und $F_2$ in der Gleichung für den Wirkungsquerschnitt 2.12 haben folgende Bedeutung: Die Strukturfunktionen $F_1$ und $F_2$ können als Linearkombinationen eines elektrischen Formfaktors $G_E$ und eines magnetischen Formfaktors $G_M$ aufgefaßt werden [Hal84]:

$$G_E = F_1(x_B, Q^2) + \frac{\kappa q^2}{4M_P^2} F_2(x_B, Q^2) \tag{2.16}$$

$$G_M = F_1(x_B, Q^2) + \kappa F_2(x_B, Q^2), \tag{2.17}$$

wobei $\kappa$ das anomale magnetische Moment des Nukleons ist, das im Falle des Protons gleich 1,79 ist, und $M_P$ die Protonmasse ist. Wird die Reaktion in einem Bezugssystem beobachtet,in dem für den Impuls des hadronischen Endzustandes X nach dem Streuprozess $\vec{p'_P}$ gilt $\vec{p'_P} = -\vec{p_P}$, dem sogenannten Breit-System, dann können der elektrische Formfaktor $G_e$ und der magnetische Formfaktor $G_m$ als die Fouriertransformierten der elektrischen Ladungsverteilung und des magnetischen Momentes aufgefaßt werden. Im hier vorgestellten **Quark-Parton-Modell** gilt für die Strukturfunktion $F_2$:

$$F_2 = \sum_i [e_i^2 (x_B q_i(x_B) + x_B \bar{q_i}(x_B))] \tag{2.18}$$

Dabei sind die Größen $q_i(x_B)$ und $q_i(\bar{x}_B)$ die Wahrscheinlichkeiten, ein Quark bzw. ein Antiquark mit dem jeweiligen Impulsbruchteil $x_B$ zu finden. Insbesondere ist im Quark-Parton-Modell: $q_i(x_B, Q^2) = q_i(x_B)$ und $\bar{q_i}(x_B, Q^2) = \bar{q_i}(x_B)$, es besteht also keine $Q^2$-Abhängigkeit der Strukturfunktionen, dieses Verhalten der Strukturfunktionen wird Skaleninvarianz genannt und folgt aus dem Bjorken-Limes. Dies gilt, weil die Wechselwirkungszeit des Elektrons mit dem Proton bei genügend großen $Q^2$ gegenüber der Wechselwirkungszeit der Quarks untereinander im Proton kurz ist, so daß die Quarks als „quasi“ ungebunden innerhalb des Protons betrachtet werden dürfen.
Im Quark-Parton-Modell kann die Strukturfunktion $F_2$ somit als die mit dem Quadrat der Ladung gewichtete Summe der Impulsverteilungen $x_B \cdot q_i$ und $x_B \cdot \bar{q_i}$ der Quarks und Antiquarks verstanden werden, wobei die Summe über alle Quarks $q_i$ und Antiquarks $\bar{q_i}$ läuft. Daß die Strukturfunktionen nur von $x_B$, nicht aber von $Q^2$ abhängen, kann dahingehend interpretiert werden, daß die Partonen als punktförmige Objekte angesehen werden müssen, die nicht miteinander wechselwirken. Weiterhin gilt für die Beziehung zwischen den beiden Strukturfunktionen $F_1$ und $F_2$ im Quark-Parton-Modell die Callan-Gross-Relation [Cal69], die aus dem Koeffizientenvergleich der Gleichung für den Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung mit dem Dirac-Wirkungsquerschnitt für punktförmige Teilchen mit halbzahligem Spin folgt:

$$2xF_1 = F_2 \tag{2.19}$$

Experimentelle Tests [Pen83], [Per90] ergaben eine bis auf kleinere Abweichungen gute Bestätigung der Callan-Gross-Relation. Abweichungen von der Callan-Gross-Relation ergeben sich dann, wenn

- die Quarks nicht punktförmig sind,
- die Quarks keine Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ sind, oder
- Effekte berücksichtigt werden müssen, die aus der Wechselwirkung zwischen Quarks untereinander resultieren.

Evidenzen für einen Einfluß nicht punktförmiger Quarks auf den Lepton-Nukleon-Wirkungsquerschnitt können erst bei sehr hohen Impulsüberträgen $Q^2$ erwartet werden. Dies ist mit dem immer besseren Auflösungsvermögen der Lepton-Nukleon-Streuung bei immer höheren $Q^2$ begründet. Das

die Quarks Teilchen mit einem Spin $\frac{1}{2}$ sind, ergibt sich auch aus der Winkelverteilung von Zwei-Jet-Ereignissen bei Reaktionen des Typs:
$e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow Jet1 + Jet2$ [Wu84]
Wenn es bei relativ niedrigen $Q^2$ Abweichungen vom von der Callan-Gross-Relation vorhergesagten Verhalten gibt, dann können sie dem dritten obengenannten Effekt zugeschrieben werden. Tatsächlich wird ein solcher Effekt aufgrund der starken Wechselwirkung der Quarks untereinander erwartet. Die Träger der starken Wechselwirkung sind die zuerst am DESY nachgewiesenen [Bra79], [Ber79], [Bar79], [Wu84] Gluonen. Es wird eine Strukturfunktion $F_L$ definiert, für die gilt:

$$F_L = 2x_B F_1 - F_2 \tag{2.20}$$

Diese Strukturfunktion $F_L$ ist ein Maß dafür, wie stark der Einfluß der Gluonenabstrahlung das Callan-Gross-Verhalten verändert. Da es im Quark-Parton-Modell keine Wechselwirkung der Partonen untereinander gibt, ist die Callan-Gross-Relation exakt erfüllt, das heißt $F_L(x_B) = 0$. Das bedeutet, daß die Quarks nicht mit longitudinal polarisierten Photonen wechselwirken können. Da im Quark-Parton-Modell die Quarks wegen des Bjorken-Limes als masselos angenommen werden, ist ihre Helizität wohldefiniert, d.h. $(\vec{\sigma_q}\vec{p_q}) = \pm\frac{1}{2}$. Eine Wechselwirkung mit einem nicht-transversal polarisierten Photon würde eine Verletzung der Drehimpulserhaltung bedeuten und ist somit nicht möglich.

### 2.1.2 Grundlagen der QCD und der Unterschied zum Quark-Parton-Modell

Im Unterschied zum Quark-Parton-Modell wird die Wechselwirkung der Quarks untereinander über die Gluonen, den Trägern der starken Kraft, in der Quantenchromodynamik (QCD) voll berücksichtigt. Die „Ladung“ der QCD ist die sogenannte „Farbe“, ein zusätzlicher Freiheitsgrad der Quarks innerhalb der Hadronen. Es gibt drei „Farben“ und drei „Anti-Farben“. Die QCD ist eine nichtabelsche Eichtheorie, das bedeutet, daß die Eichbosonen der starken Wechselwirkung, die Gluonen ebenfalls – anders als das Photon in der elektromagnetischen Wechselwirkung – untereinander wechselwirken können. Diese starke Selbstwechselwirkung der Gluonen untereinander ist der Grund dafür, daß es keine freien farbtragenden Objekte gibt (sogenannte Confinement).
Damit ergibt sich ein zum Quark-Parton-Modell deutlich verschiedenes Bild, das sehr viel besser unter anderem mit den folgenden experimentellen Ergebnissen im Einklang steht :

- Die sogenannte Skalenverletzung, darunter wird die Veränderung der Strukturfunktion $F_2$ in Abhängigkeit von $Q^2$ verstanden [Fox74], [And77], [Dre83]. Die Skalenverletzung ist eine direkte Konsequenz der Emission und Absorption von Gluonen.

- Die Verletzung der Impulssummenregel (Momentum Sum Rule):

$$\int_x^1 x_B \left( \sum_i (q_i(x_B) + \bar{q_i}(x_B)) dx_B \right) = 1 \tag{2.21}$$

  Tatsächlich wird ein Wert von $0,44 \pm 0,02$ gemessen [Gro79]. Der Rest des Impulses wird von den Gluonen getragen.

Insbesondere die Verletzung der Skaleninvarianz kann mit Hilfe der Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi-Gleichung (DGLAP-Gleichung) [Gri72], [Alt77],[Dok77] :

$$\frac{dq(x_B,Q^2)}{dlog(Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left( q(y,Q^2) P_{qq}(\frac{x}{y}) + g(y,Q^2) P_{qg}(\frac{x}{y}) \right) \tag{2.22}$$

$$\frac{dg(x_B,Q^2)}{dlog(Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left( \sum_i^{N_f} (q_i(y,Q^2) P_{gq}(\frac{x}{y})) + g(y,Q^2) P_{gg}(\frac{x}{y}) \right) \tag{2.23}$$

beschrieben werden. Dabei sind $P_{qq}$,$P_{qg}$,$P_{gq}$ und $P_{gg}$ sogenannte „Splittingfunktionen“, $\alpha_s$ die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, $g(x_B, Q^2)$ die Gluonendichte und $N_f$ die Anzahl der Quarksorten. In der Elektron-Proton-Streuung wird nämlich nicht nur an den Valenzquarks sondern insbesondere bei kleinen $x_B$ an den Seequarks gestreut. Diese entstehen durch die Fluktuation von Gluonen in Quark-Antiquark-Paare. Dabei geben die Splittingfunktionen

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3}\frac{1+z^2}{1-z} \tag{2.24}$$

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3}\frac{1+(1-z)^2}{z} \tag{2.25}$$

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2}(z^2+(1-z)^2) \tag{2.26}$$

$$P_{gg}(z) = 6(\frac{z}{1-z} + \frac{1-z}{z} + z(1-z)) \tag{2.27}$$

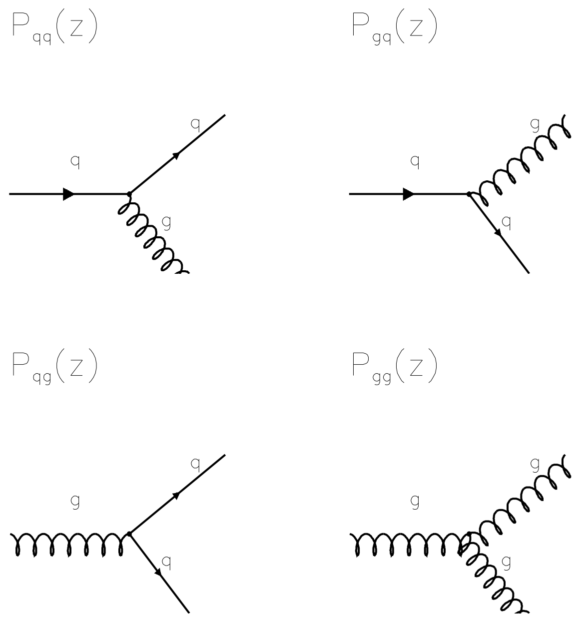


Abbildung 2.2: Veranschaulichung der Splittingfunktionen in der DGLAP-Gleichung

an, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, daß in einem Prozeß[4] $i \to j$ aus dem einen Parton „ i “ das andere Parton „ j “ entsteht, das den Bruchteil $z$ des Impulses des ersten Partons besitzt, siehe Abbildung 2.2.
Die DGLAP-Gleichung sagt also eine schwache logarithmische Abhängigkeit der Quarkdichten $q_i$ vom Impulsübertrag $Q^2$ voraus. Dies ist auch in vielen Experimenten so gefunden worden [Bos78], [Aub85]. Diese Resultate bedeuten, daß die Strukturfunktion $F_2$ bei kleinem $x_B$, also da, wo im wesentlichen an den Seequarks gestreut wird, mit zunehmenden $Q^2$ immer größer wird.
Ein Photon hat mit zunehmendem Impulsübertrag $Q^2$ nach der Heisenbergschen Unschärferelation [Hei27] $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$ ein immer besseres Auslösungsvermögen, weil mindestens der Impuls $p_x \approx \frac{\hbar}{2 \cdot \Delta x}$ verwendet werden muß, um eine Struktur der Größe $\Delta x$ aufzulösen. Für

[4] Im Falle der DGLAP-Gleichung liegen also die Prozesse $q->q$, $g->q$, $q->g$ und $g->g$ vor.

$Q^2_{groß} > Q^2_{klein}$ kann das Photon im Proton mit einer größeren Wahrscheinlichkeit „weichere" Quarks, d.h. Quarks, die einen kleinen Impulsbruchteil $x_B$ tragen, detektieren, als bei einem kleineren $Q^2_{klein}$.

Die Gültigkeit der DGLAP-Gleichung beruht aber auf der Gültigkeit und Anwendbarkeit störungstheoretischer Grundlagen. Sind diese nicht mehr erfüllt, kann die DGLAP-Gleichung nicht mehr angewandt werden. Die Gültigkeit der störungstheoretischen Grundlagen in der QCD wird durch das Verhältnis zwischen dem Impulsübertrag $Q^2$ und der Naturkonstanten $\Lambda_{QCD}$ bestimmt. Es gilt nämlich für die starke Kopplungskonstante $\alpha_s$:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\log(\frac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}})} \tag{2.28}$$

Ist $Q^2$ nicht viel größer als $\Lambda^2_{QCD}$, dann wird $\alpha_s$ so groß, daß die DGLAP-Gleichung nicht mehr gilt, weil störungstheoretische Methoden nicht mehr verwendet werden dürfen. Der Grund für dieses Verhalten ist die Selbstwechselwirkung der Gluonen untereinander. Die Konstante $\Lambda_{QCD}$ gibt also die Größenordnung an, bei der Quarks und Gluonen nicht mehr als „schwach wechselwirkend" innerhalb des Protons betrachtet werden dürfen. Experimentell bestimmte Meßwerte ergeben für $\Lambda_{QCD}$: $\Lambda_{QCD} = 234 \pm 76$ MeV [5] [PDG96]. Das Studium der Strukturfunktionen im Bereich $Q^2 = \Lambda^2$ ist daher besonders interessant. Kann die Strukturfunktion $F_2$ zum Beispiel im Bereich $0,1\ \mathrm{GeV}^2 \leq \mathrm{Q}^2 \leq 100\ \mathrm{GeV}^2$ gemessen werden, dann kann der Übergang zwischen dem störungstheoretisch erklärbaren und dem nicht mehr störungstheoretisch erklärbaren Verhalten untersucht werden. Dies ist eine der wesentlichen Motivationen für die hier vorgestellte Messung der Strukturfunktion $F_2$.

Ein Effekt der Gluonenabstrahlung zeigt sich darin, daß die Strukturfunktion $F_L$ nicht mehr gleich Null ist. Das ist gleichbedeutend damit, daß die Quarks mit longitudinal polarisierten Photonen wechselwirken. Dies kann damit erkärt werden, daß aufgrund abgestrahlter Gluonen, wie in 2.3 dargestellt, die Helizität der Quarks nicht mehr wohldefiniert ist. Aus diesem Grund ist die Drehimpulserhaltung nicht verletzt, wenn Quarks auch mit longitudinal polarisierten Photonen wechselwirken. Somit ist der Wirkungsquerschnitt mit longitudinal polarisierten Photonen $\sigma_L \neq 0$. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_L$ hängt mit der Strukturfunktion $F_L$ zusammen:

$$F_L(x_B, Q^2) = Q^2 \frac{\sigma_L}{4\pi^2\alpha}. \tag{2.29}$$

Für die Strukturfunktion $F_2$ gilt in analoger Weise

$$F_2(x_B, Q^2) = Q^2 \frac{\sigma_L + \sigma_T}{4\pi^2\alpha}, \tag{2.30}$$

wobei $\sigma_T$ der Wirkungsquerschnitt mit transversal polarisierten Photonen ist. Longitudinal polarisierte Photonen gibt es nur für $Q^2 \neq 0$. Das bedeutet, daß für den Fall $Q^2 \to 0$ der Wirkungsquerschnitt $\sigma_L$ immer kleiner wird, so daß $F_L$ für sehr kleine $Q^2$ verschwindet. Ebenso ist $F_L$ für $Q^2 \to \infty$ vernachlässigbar klein, weil dann die Quarks im Proton „asymptotisch" frei werden und Abstrahlungseffekte der Gluonen gering werden.

Die Messung der Strukturfunktion $F_L$ bietet zusätzliche Informationen über den Aufbau der Nukleonen. Da die Wechselwirkung der Quarks mit longitudinal polarisierten Photonen von der Emission/Absorption von Gluonen abhängt, kann durch die Messung von $F_L$ direkt die Gluonendichte bestimmt werden, wenn gleichzeitig $F_2$ bekannt ist. Der Zusammenhang wird durch die Altarelli-Martinelli-Gleichung [Alt78] gegeben:

$$F_L(x_B, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2) \cdot x_B^2}{2\pi} \left( \int_{x_B}^1 \frac{du}{u^3} \left[ \frac{8}{3} F_2(u, Q^2) + 4(\sum_{i \equiv q} e_i^2)(ug(u, Q^2))(1 - \frac{x_B}{u}) \right] \right) \tag{2.31}$$

[5]Kombination statistischer, systematischer und theoretischer Fehler

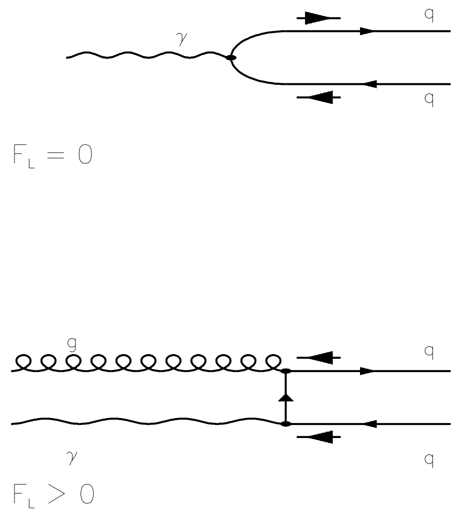


Abbildung 2.3: Veranschaulichung des Einflusses der Emission und Absorption von Gluonen in der QCD im Unterschied zum Quark-Parton-Modell. Oben : Quark-Parton-Modell. Unten QCD. Die Pfeile oberhalb bzw. unterhalb der jeweiligen Quarklinien geben mögliche Spinausrichtungen an. Bei Gluonenabstrahlung ist die Helizität der Quarks keine Erhaltungsgröße mehr, so daß auch die Reaktion mit longitudinal polarisierten Photonen möglich ist.

### 2.1.3 Abhängigkeit der Strukturfunktion $F_2$ von $x_B$

Im vorigen Abschnitt wurde die Abhängigkeit der Strukturfunktion $F_2$ vom Lorentzskalar $Q^2$ diskutiert. Während die Entwickung der Strukturfunktion $F_2$ als Funktion von $Q^2$ durch die DGLAP-Gleichungen gegeben wird, macht die bis heute entwickelte störungstheoretische Quantenchromodynamik keine eindeutige Vorhersage der Abhängigkeit der Strukturfunktion $F_2$ als Funktion von $x_B$. Verschiedene Parametrisierungen der Strukturfunktion $F_2$ sind in den letzten 20 Jahren vorgestellt worden. In der hier vorgestellten Analyse ist die Parametrisierung von Abramowicz, Levin, Levy und Maor [ALLM91], [ALLM97] von besonderer Bedeutung, weil diese Parametrisierung sowohl an die Daten im gesamten bis 1997 gemessenen $Q^2$-Bereich angepaßt wurde und mit allen zur Verfügung stehenden Daten eine gute Übereinstimmung zeigt.
Die Strukturfunktion $F_2$ kann in zwei Anteile zerlegt werden:

$$F_2 = F_{2,See} + F_{2,Valenz} \tag{2.32}$$

$F_{2,See}$ ist der von den Quarks des „Quark-Antiquark-Sees“ im Nukleon herrührende Anteil. $F_{2,Valenz}$ ist der Anteil der Strukturfunktion, der von den Valenzquarks innerhalb des Nukleons, an dem gestreut wird, stammt. Dieser Anteil dominiert bei großen $x_B$. Für $x_B \to 1$ nähert sich die Wahrscheinlichkeit, ein Quark zu finden, das (fast) den gesamten Impuls des Nukleons trägt, dem Wert Null, d.h. $F_{2,Valenz} \to 0$. Andererseits verschwindet auch die Wahrscheinlichkeit ein Valenzquark bei kleinen $x_B$ zu finden: $F_{2,Valenz} \to 0$ für $x_B \to 0$. Aus diesen Gründen wird für den Valenzquarkanteil häufig eine Parametrisierung der Form

$$F_{2,Valenz} = C_v \cdot x_B^{a_v} \cdot (1 - x_B)^{b_v} \cdot v(x_B) \tag{2.33}$$

angenommen. Dabei sind $C_v, a_v$ und $b_v$ Parameter, die durch die Anpassung an die Daten gewonnen werden, die Funktion $v(x_B)$ enthält eine je nach Autor und verwendeten Datenpunkten verschiedene Funktion [GRV90], [GRV92], [GRV95], [GRV98], [MRS93a], [MRS93b], [MRS94], [Bad92], [Bad96],[ALLM91] und [ALLM97].

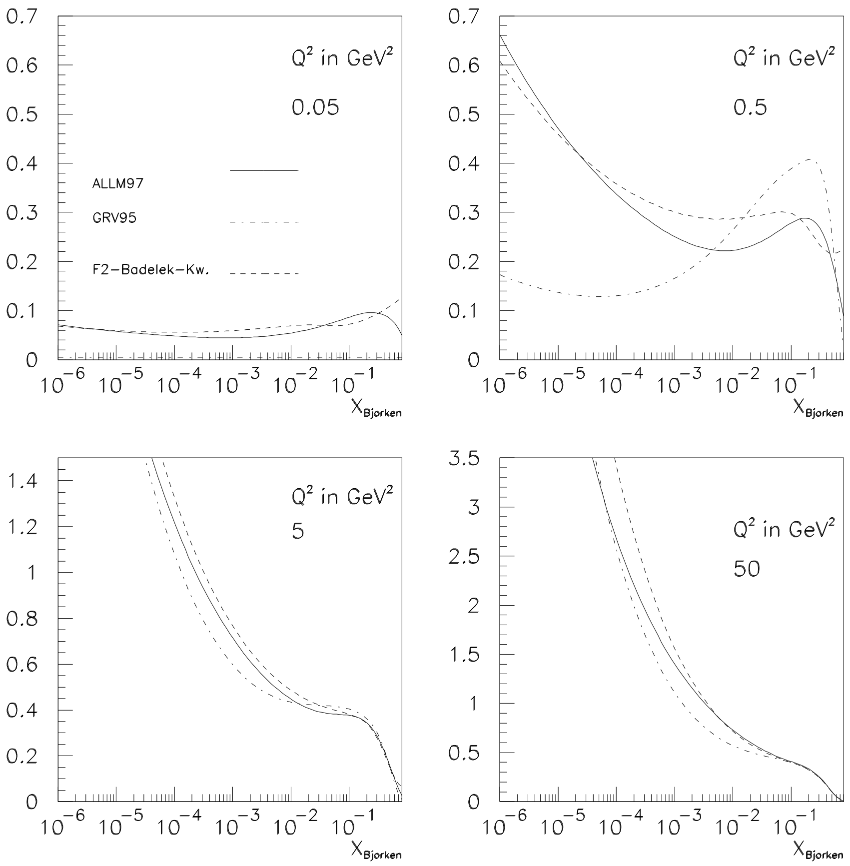


Abbildung 2.4: Drei verschiedene Parametrisierungen der Strukturfunktion $F_2$ als Funktion von $x_B$ für vier verschiedene $Q^2$-Werte. Gezeigt werden die Parametrisierungen von Glück, Reya und Vogt (GRV94), Abramowicz et al. (ALLM97) und Badelek-Kwiecinski.

Analoge Argumente gibt es in bezug auf das asymptotische Verhalten der Strukturfunktion für den Seequarkanteil:
Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Gluon, das einen gewissen Impulsbruchteil vom Quark wegträgt, emittiert wird, ist für kleine Impulsbruchteile größer als für große Impulsbruchteile. Da ein solches Gluon mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit wieder in ein Quark-Antiquark-Paar konvertiert, ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon mit einem Seequark wechselwirkt umso größer, als ein Seequark einen kleinen Impulsbruchteil am Impuls des Protons trägt. Damit gelten für $F_{2,See}$ folgende Bedingungen:
$F_{2,See}$ steigt an für $x_B \to 0$ und $F_{2,See} \to 0$ für $x_B \to 1$. Somit wird im allgemeinen für die Parametrisierung von $F_{2,See}$ ebenfalls eine Funktion

$$F_{2,See} = C_s \cdot x_B^{a_s} \cdot (1 - x_B)^{b_s} \cdot s(x_B) \tag{2.34}$$

angesetzt. Hierbei sind – wie für den Valenzquarkanteil an der Strukturfunktion – $C_s, a_s$ und $b_s$ Parameter, die aus den Daten gewonnen werden müssen; die Funktion $s(x_B)$ ist je nach Autor

und Anzahl der Datenpunkte verschieden.
Verschiedene Parametrisierungen werden in Abbildung 2.4 gezeigt. Es ist allerdings möglich, für einige Exponenten die Größenordnung der Werte aus physikalischen Überlegungen heraus zu bestimmen:
Für $x_B \to 1$ wird der Protonimpuls hauptsächlich vom Valenzquark, an dem gestreut wird, getragen, so daß die anderen Valenzquarks, die keinen Impuls tragen, „Beobachter" werden. Aus Abzählregeln [Bro73] folgt dann für den Exponenten $b$ – sowohl beim Valenzquarkanteil als auch beim Seequarkanteil: $b = 2 \cdot n_s - 1$, dabei ist $n_s$ die Anzahl der Beobachter, so daß für Valenzquarks – wegen $n_s = 2 - b_v = 3$ gilt. Für Seequarks wird angenommen $n_s = 4$, und somit $b_s = 5$. Glück, Reya und Vogt bestimmen z.B. [GRV98] den Parameter $b_v$ zu: $b_v = 2,72$ für u-Quarks und $b_v = 4,09$ für d-Quarks. Dieses naive Modell ergibt also in diesem Falle Resultate für die Exponenten $b$, die ansatzweise mit den Werten aus Parametrisierungen übereinstimmen.
Für kleine $x_B$ und kleine $Q^2$ wird die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Regge-Theorie beschrieben [DoLa92], [Coo97]. Die Regge-Theorie ist ein phänomenologischer Ansatz, der in den 1960er Jahren entwickelt wurde, um Hadron-Hadron-Streuprozesse erklären zu können. Dabei wird von einer Partialwellenanalyse des Wirkungsquerschnitts ausgegangen. Bei der Betrachtung der Partialwellenamplituden erkennt man Polstellen in der komplexen Drehimpulsebene. Diese Polstellen werden Regge-Pole genannt [Bop89].
Der totale Wirkungsquerschnitt der Hadron-Hadron-Streuung nimmt von kleinen zu großen Schwerpunktsenergien bei $\sqrt{s} \approx 50$ GeV – der Wert ist von der Art der Hadron-Hadron-Streuung abhängig – ab und steigt dann wieder zu größeren Schwerpunktsenergien an. Dieses Verhalten kann durch den Austausch eines Regge-Poles zwischen den Streupartnern erklärt werden. Der erste Beitrag, der für den Abfall des Wirkungsquerschnittes verantwortlich ist, kommt vom sogenannten Reggeon-Austausch. Der totale Wirkungsquerschnitt verhält sich für $Q^2 \to 0$ bei niedrigen Schwerpunktsenergien wie folgt: $\sigma_{tot} \approx s^{-\frac{1}{2}}$. Dagegen wird der Anstieg des totalen Wirkungsquerschnittes für große Schwerpunktsenergien durch den Austausch eines sogenannten Pomerons erklärt. Das Pomeron ist ein Regge-Pol, der die Quantenzahlen des Vakuums besitzt. Der Anstieg des totalen Wirkungsquerschnittes wird durch $\sigma_{tot} \approx s^{\delta_P}$ beschrieben, dabei ist $\delta_P$ hier ein kleiner Wert, so daß der Exponent geringfügig größer ist als null. Zum Beispiel ist bei der Parametrisierung von Donnachie und Landshoff [DoLa92] dieser Wert 0,0808.
Die Parametrisierung von Abramowicz et al. beruht auf der Aufspaltung der Strukturfunktion $F_2$ in zwei Anteile:

$$F_2 = F_{2,P} + F_{2,R} \tag{2.35}$$

Dabei ist $F_{2,P}$ der Pomeronanteil, der dem Seequarkanteil von $F_2$ entspricht und $F_{2,R}$, der dem Valenzquarkanteil von $F_2$ entspricht. Das bedeutet, daß insbesondere bei kleinen $x_B$-Werten der Pomeronanteil dominiert. Dabei ist $\delta_P$ von $Q^2$ abhängig: Bei kleinen $Q^2$ ist $\delta_P$ kleiner als bei großen $Q^2$. Abramowicz et al. benutzen für ihre Parametrisierung der Strukturfunktion insgesamt 1356 Datenpunkte und insgesamt 23 freie Anpassungsparameter [ALLM97]. Damit kann die Strukturfunktion $F_2$ im gesamten bis heute gemessenen $Q^2$- und $x_B$-Bereich beschrieben werden.

## 2.2 Möglichkeiten der Rekonstruktion kinematischer Variablen

In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Möglichkeiten der Rekonstruktion der kinematischen Variablen diskutiert. Zuerst wird die Rekonstruktion der kinematischen Variablen für die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung der elektromagnetischen Wechselwirkung vorgestellt. Die Strukturfunktion $F_2$ wird in dieser Arbeit mit Hilfe von zwei verschiedenen Methoden bestimmt. Diese beiden Methoden werden ausführlich diskutiert. Eine dritte Rekonstruktionsmethode wird für technische Studien benutzt.
Im Vergleich dazu wird die Rekonstruktion der kinematischen Variablen für die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung mit der Abstrahlung eines Photons – insbesondere bei der Abstrah-

lung eines Photons im Anfangszustand – diskutiert. Die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden werden miteinander verglichen. Die Vorteile der Behandlung radiativer Ereignisse werden herausgestellt.

### 2.2.1 Kinematik der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung

Die oben definierten lorentzinvarianten Größen $x_B$, $y_B$ und $Q^2$ können auf unterschiedliche Art und Weise gemessen werden. Gemessen werden Energien und Winkel der Reaktionsprodukte, aus denen die Bjorken-Skalenvariablen und $Q^2$ rekonstruiert werden. In der hier vorgestellten Analyse werden drei Methoden benutzt, die die kinematischen Variablen in unterschiedlicher Weise rekonstruieren :

- die Elektron-Methode [Bent91],
- die $\Sigma$-Methode [Bas95] und
- die Jacquet-Blondel-Methode [Bent91] ,

die nun im Detail vorgestellt werden.

#### Elektron-Methode

Bei der Elektron-Methode [Bent91] wird die Bjorken-Skalenvariablen $x_B$ und $y_B$ sowie $Q^2$ mit Hilfe des Elektronstreuwinkels [6] $\theta_e$ und der Energie des gestreuten Elektrons $E'$ gemessen. Die kinematischen Variablen $x_B$ und $y_B$ werden dann wie folgt berechnet :

$$x_B = x_e = \frac{EE'\cos^2(\frac{\theta_e}{2})}{E_P[E - E'\sin^2(\frac{\theta_e}{2})]} \tag{2.36}$$

$$y_B = y_e = 1 - \frac{E'}{E}\sin^2(\frac{\theta_e}{2}). \tag{2.37}$$

Der Viererimpulsübertrag bestimmt sich dann zu:

$$Q_e^2 = 4EE'\cos^2(\frac{\theta_e}{2}). \tag{2.38}$$

Die Bestimmung der Energie des Elektrons und des Streuwinkels $\theta_e$ ist aufgrund der Energie- und Ortsauflösung und der eventuell vorhandenen Mißkalibration des messenden Detektors fehlerbehaftet. So ergibt sich für den Fehler in der kinematischen Variablen $y_B$, gemessen mit der Elektron-Methode :

$$\frac{\Delta y_e}{y_e} = \sqrt{\left(\frac{(y_e-1)}{y_e}\frac{\Delta E'}{E'}\right)^2 + \left(\frac{(1-y_e)}{y_e}\cot(\frac{\theta_e}{2})\Delta\theta_e\right)^2} \tag{2.39}$$

$$= \sqrt{\left(\left[\frac{E'\sin^2(\frac{\theta_e}{2})}{E - E'\sin^2(\frac{\theta_e}{2})}\right]\frac{\Delta E'}{E'}\right)^2 + \left(\left[\frac{E'\sin^2(\frac{\theta_e}{2})}{E - E'\sin^2(\frac{\theta_e}{2})}\right]\cot(\frac{\theta_e}{2})\Delta\theta_e\right)^2} \tag{2.40}$$

und für $Q_e^2$:

$$\frac{\Delta Q_e^2}{Q_e^2} = \sqrt{(\frac{\Delta E'}{E'})^2 + (\tan(\frac{\theta_e}{2})\Delta\theta_e)^2} \tag{2.41}$$

und damit gilt für den Fehler auf $x_e$ wegen der Beziehung $Q^2 = sx_By_B$:

$$\frac{\Delta x_e}{x_e} = \sqrt{(\frac{\Delta Q_e^2}{Q_e^2})^2 + (\frac{\Delta y_e}{y_e})^2}. \tag{2.42}$$

[6] Der Elektronstreuwinkel $\theta_e$ wird in bezug auf die Richtung des einlaufenden Protons gemessen.

Es wird deutlich, daß für eine gute Messung der kinematischen Variablen eine genaue Energie- und Winkelbestimmung der gestreuten Elektronen nötig ist. In zwei Fällen wird der relative Fehler der gemessenen Variablen besonders groß:
Ein Maximum erreicht der relative Fehler der kinematischen Variablen bei großen Streuwinkeln $\theta_e$. Der Faktor $\cot(\frac{\theta_e}{2})$ wird dann sehr groß. Aber auch für $E' \approx E$, also dann, wenn das Elektron „quasielastisch" an einem Parton gestreut wurde, werden die Fehler in $Q^2$ und $x_e$ groß, weil der Faktor $\frac{1}{E-E'\sin^2(\frac{\theta_e}{2})}$ dominierend wird. Das Elektron wird in diesem Fall „quasielastisch" an einem Parton gestreut, also liegen ungefähr gleiche Energien des gestreuten Partons und des gestreuten Elektrons vor. Dies ist gleichzeitig der Bereich, bei dem $y_e$ klein wird, weil $\frac{E'}{E}\sin^2(\frac{\theta_e}{2})$ in diesem Falle $\approx 1$ wird. Daher ist die ist die Bestimmung der kinematischen Variablen mit der Elektron-Methode in einem großen kinematischen Bereich, das heißt für $y_e < 0,1$, mit großen Fehlern behaftet. Aus diesem Grunde werden auch andere Rekonstruktionsmethoden benutzt. Andererseits ist die Rekonstruktion mit der Elektron-Methode sehr vorteilhaft für $y_e > 0,1$, weil in diesem kinematischen Bereich die Bestimmung der Energie des gestreuten Elektrons und des Streuwinkels mit hoher Präzision möglich ist.

Der Bereich $y_e < 0,1$ ist der Bereich des sogenannten kinematischen Maximums, der in der kinematischen Ebene dadurch gekennzeichnet ist, daß die in Rückwärtsrichtung gestreuten Elektronen ungefähr die Strahlenergie haben. Dies wird auch in Abbildung 2.5 verdeutlicht, in der bei einer Anfangsenergie des Elektrons von 27,5 GeV und einer Protonenergie von 820 GeV die Linien gleicher Energie und gleicher Winkel in der $x - Q^2$-Ebene eingezeichnet sind. Bei einer Energie $E' = E\sin(\frac{\theta}{2})$ hat der Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B}$ einen Pol. Streut nämlich das Elektron an einem Quark, das den gleichen Impuls hat, kann keine Energie ausgetauscht werden, es kann sich nur die Richtung der Teilchen ändern.

### Σ-Methode

Eine weitere Methode, die kinematischen Variablen zu berechnen, bietet die sogenannte Σ-Methode [Bas95]. Im H1-Detektor können nicht nur der Streuwinkel des Elektrons und dessen Energie gemessen werden. Auch der hadronische Endzustand kann zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik herangezogen werden. Mit Hilfe des gemessenen hadronischen Impulses und der hadronischen Energie einerseits und des Streuwinkels des Elektrons andererseits können die Bjorken-Skalenvariablen $x_B$ und $y_B$ sowie $Q^2$ rekonstruiert werden:

$$y_B = y_\Sigma = \frac{(E - p_z)_{hadronisch}}{(E - p_z)_{total}} \tag{2.43}$$

$$Q^2 = Q^2_\Sigma = \frac{E'^2 \sin^2(\theta_e)}{1 - y_\Sigma} \tag{2.44}$$

$$x_B = x_\Sigma = \frac{Q^2_\Sigma}{s y_\Sigma} \tag{2.45}$$

Dabei ist $(E - p_z)_{total}$ die Summe

$$\sum_i (E_i - p_{zi}) = (E - p_z)_{total} \tag{2.46}$$

über alle Energien und Impulse in z-Richtung aller nachgewiesenen Teilchen in allen vorhandenen Detektoren und $(E - p_z)_{hadronisch}$ die entsprechende Summe

$$(E - p_z)_{hadronisch} = \sum_h (E_h - p_{zh}) \tag{2.47}$$

über alle Teilchen **ohne** das gestreute Elektron. Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit Hilfe der Σ-Methode hat den Vorteil, daß der Fehler für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen nur schwach davon abhängt, wo in der kinematischen Ebene die Variablen

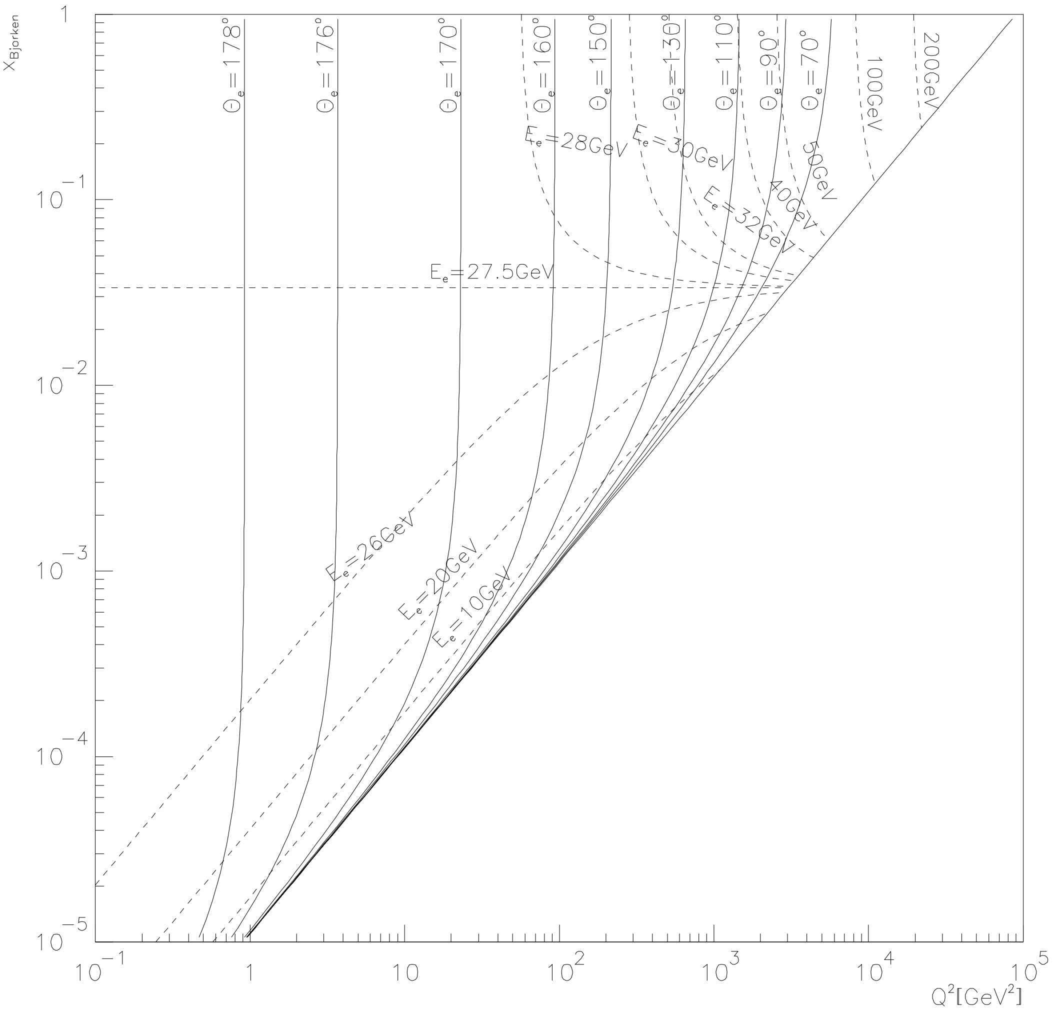


Abbildung 2.5: Kinematische $x_B - Q^2$-Ebene der Elektron-Proton-Streuung mit $E = 27,5$ GeV und $E_P$=820 GeV. Eingezeichnet sind die Linien konstanter Energie $E'$ des gestreuten Elektrons(gestrichelt) und gleicher Streuwinkel $\theta_e$ (durchgezogen).

rekonstruiert werden. Zwar müssen dafür Probleme der hadronischen Energiebestimmung in Kauf genommen werden, allerdings ist der Fehler auf $y_B$, insbesondere bei kleinen $y_B$, bei der Rekonstruktion mit Hilfe der $\Sigma$-Methode kleiner als bei der Rekonstruktion mit der Elektron-Methode:

$$\frac{\Delta y_\Sigma}{y_\Sigma} = (1 - y_\Sigma)\sqrt{\left(\frac{\Delta(E-p_z)_{hadronisch}}{(E-p_z)_{hadronisch}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E'}{E'}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\theta_e}{\tan(\frac{\theta_e}{2})}\right)^2} \tag{2.48}$$

Damit wird auch der Fehler insbesondere bei kleinen $y_B$ gemessen mit der $\Sigma$-Methode kleiner als bei einer Messung mit Hilfe der Elektron-Methode. Die $\Sigma$-Methode erlaubt somit die Messung des Wirkungsquerschnittes bzw. der Strukturfunktion $F_2$ in einem größeren kinematischen Bereich als die Elektron-Methode. Andererseits kann mit der Elektron-Methode – insbesondere bei kleinen $x_B$ – genauer die Kinematik rekonstruiert werden. Bei großen $y_B$ wird daher in der Regel die Elektron-Methode benutzt, um die kinematischen Größen zu rekonstruieren, bei kleinen $y_B$ wird die $\Sigma$-Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Größen bevorzugt.

#### Jacquet-Blondel-Methode

Eine dritte Methode [Bent91] zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen, die in dieser Arbeit verwendet wurde, basiert nur auf der Rekonstruktion mit Hilfe der hadronischen Energie und des hadronischen Transversalimpulses $p_{T,hadronisch}$; diese Rekonstruktionsmethode benutzt also überhaupt keine gemessene Elektroninformation. Die kinematischen Variablen werden wie folgt rekonstruiert:

$$y_{JB} = \frac{(E - p_z)_{hadronisch}}{2E} \tag{2.49}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{(p_{T,hadronisch})^2}{1 - y_{JB}} \tag{2.50}$$

$$x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{s y_{JB}} \tag{2.51}$$

Von den hier vorgestellten mit der Jacquet-Blondel-Methode rekonstruierten Variablen wird in dieser Arbeit nur $y_{JB}$ [7].

### 2.2.2 Kinematik der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung bei radiativen Ereignissen

In Abbildung 2.1 wird die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung dargestellt. Abbildung 2.6 veranschaulicht Prozesse nächsthöherer Ordung in der Quantenelektrodynamik. Es gibt :

- Sogenannte radiative Korrekturen. Ein Photon kann vom einlaufendem Lepton oder vom Quark abgestrahlt werden. In Abbildung 2.6 a und Abbildung 2.6 b sind ohne Beschränkung der Allgemeinheit nur Abstrahlungen vom auslaufenden bzw. einlaufendem Elektron dargestellt.
- Vertexkorrekturen, dargestellt in Abbildung 2.6 c, wieder nur für die Leptonlinie
- Vakuumpolarisation, dargestellt in Abbildung 2.6 d.
- Boxdiagramme, das heißt der Austausch von zwei Photonen, dargestellt in Abbildung 2.6 d und 2.6 f.

In dieser Arbeit werden hauptsächlich Ereignisse, bei denen ein Photon im Rahmen des Wechselwirkungsprozesses mit dem Proton abgestrahlt wird und die als radiative Ereignisse bezeichnet oder als tiefinelastische Streuung mit Bremsstrahlung klassifiziert werden, betrachtet. Durch die zusätzliche Abstrahlung eines Photons bei der Reaktion mit dem Proton verändern sich einerseits die Kinematik der tiefinelastischen Streuung und, daraus folgend, auch der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung.

[7] Die Jacquet-Blondel-Methode wird zur Bestimmung der Vertex-Effizienz und zur Ermittlung eines Schnittparameters verwendet, weil bei dieser Methode die kinematischen Variablen allein durch den hadronischen Endzustand bestimmt werden, wie in Kapitel 4 erklärt wird.

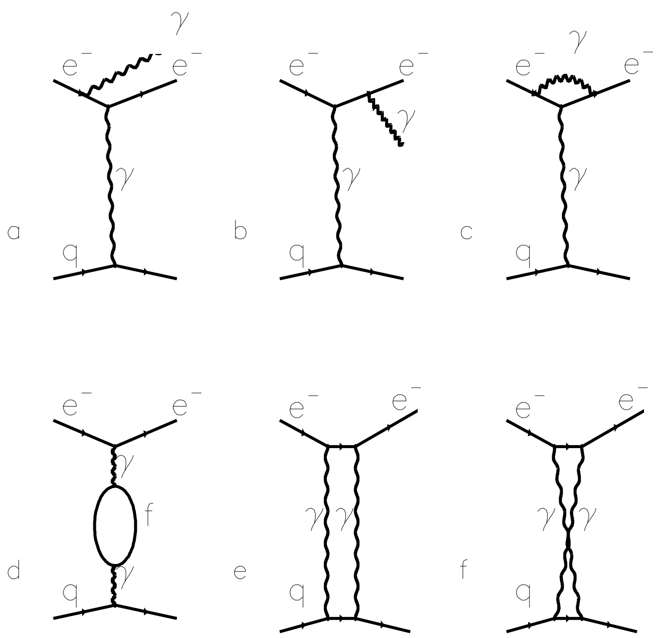


Abbildung 2.6: Darstellung von Prozessen zweiter Ordnung in der Quantenelektrodynamik für die Elektron-Quark-Streuung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt tiefinelastischer Streuereignisse mit Bremsstrahlung der Form $ep \to e\gamma X$, wie in Abbildung 2.7 dargestellt, kann in der folgenden Form aufgeschrieben werden [Kwi91]:

$$\frac{d^5\sigma}{dx_B dy_B d^3l} = \frac{\mathcal{M}}{(2k'_\mu l_\mu)(2k_\mu l_\mu)(Q^2)} \tag{2.52}$$

$$= \frac{M_1}{2k'_\mu l_\mu} + \frac{M_2}{2k_\mu l_\mu} + \frac{M_3}{Q^2} \tag{2.53}$$

wobei $l_\mu$ der Impuls des abgestrahlten Photons ist und die übrigen Variablen den im Abschnitt 2.1 eingeführten Größen entsprechen, wie in Abbildung 2.4 veranschaulicht wird. Die Größen $\mathcal{M}$ und $M_i$ entsprechen einerseits den aus den Matrixelementen berechneten Größen und andererseits den aufgrund der Partialbruchzerlegung in Gleichung 2.53 im Wirkungsquerschnitt enthaltenen kinematischen Größen, die für die folgende Diskussion des generellen Verhaltens des differentiellen Wirkungsquerschnittes nicht wesentlich sind. Dieser differentielle Wirkungsquerschnitt besitzt drei Pole, die durch die drei Summanden in der obigen Gleichung repräsentiert werden:

- Einen ersten Pol für Ereignisse, für die gilt:
  $2k'_\mu l_\mu \approx 0$, das sind Ereignisse bei denen das abgestrahlte Photon nahezu kollinear mit dem gestreuten Elektron ist. Solche Ereignisse werden, wie weiter unter erklärt wird, als „Final-State-Radiation“ Ereignisse bezeichnet, im folgenden kurz FSR genannt.

- Einen zweiten Pol im Wirkungsquerschnitt gibt es für Ereignisse, für die gilt:
  $2k_\mu l_\mu \approx 0$, das sind Ereignisse bei denen das abgestrahlte Photon bevorzugt kollinear mit dem einlaufenden Elektron ist. Solche Ereignisse werden, wie weiter unten ausgeführt, als „Initial-State-Radiation“ Ereignisse bezeichnet, im folgenden kurz ISR genannt.

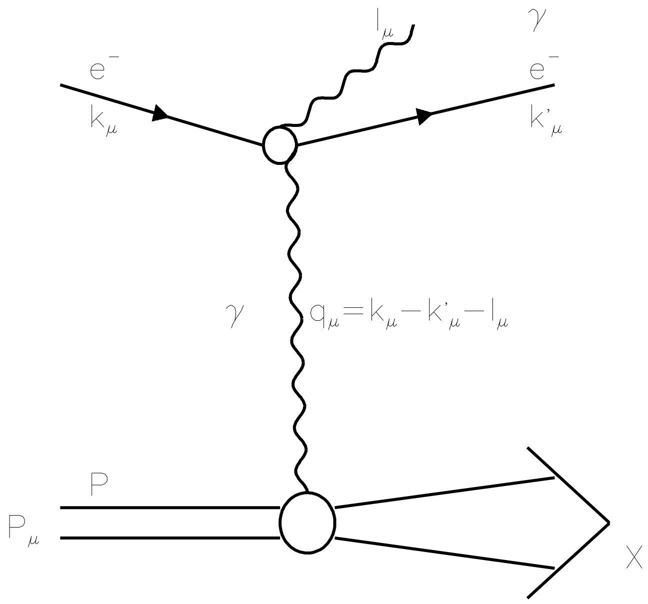


Abbildung 2.7: Veranschaulichung der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung mit Bremsstrahlung.

- Einen dritten Pol besitzt der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit Bremsstrahlung, bei denen für das Photon, das zwischen Quark und Elektron ausgetauscht wird, gilt:
  $Q^2 \approx 0$, das sind sogenannte QED-Compton-Ereignisse. Es handelt sich hier um eine elastische Elektron-Proton-Streuung. Bei diesen Ereignissen sind mit den Energien der beiden Teilchen Photon und Elektron deren Winkel mit vorgegeben, so daß andererseits mit Hilfe der beiden Streuwinkel $\theta_e$ für das Elektron und $\theta_\gamma$ für das Photon die jeweiligen Energien nach dem Streuprozess berechnet werden können.

Dadurch, daß der Wirkungsquerschnitt in drei Anteile aufgespalten werden kann, können die drei Prozesse separat behandelt und unabhängig voneinander in der Nähe ihrer jeweiligen Pole analysiert werden

In dieser Arbeit spielt insbesondere der zweite oben aufgeführte Pol des Wirkungsquerschnitts eine große Rolle, da die Abstrahlung eines zweiten Photons mit dem Impuls $l_\mu$ den Viererimpuls des virtuellen Photons der tiefinelastischen Reaktion verändert, für den nun gilt :

$$q_\mu = k_\mu - (k'_\mu - l_\mu) \tag{2.54}$$

Somit gilt für den Viererimpulsübertrag $Q^2$:

$$Q^2 = -(k_\mu - (k'_\mu - l_\mu))^2 = 2k_\mu k'_\mu - (2k'_\mu l_\mu - 2k_\mu l_\mu). \tag{2.55}$$

Zwei Extremfälle lassen sich allein aufgrund ihrer kinematischen Besonderheiten unterscheiden:

- Fall 1:
  Es sei $l_\mu \parallel k'_\mu$, so daß $2k'_\mu l_\mu \approx 0$. In diesem Falle ist $Q^2 = 2k_\mu k'_\mu + 2k_\mu l_\mu$. Berücksichtigt man Energie und Winkel des abgestrahlten Photons nicht und rekonstruiert $Q^2$ aus dem gestreuten Elektron unter Vernachlässigung des zweiten Terms $2k_\mu l_\mu$ , so ist das so

rekonstruierte falsche $Q^2$ kleiner als das wahre $Q^2$. In diesem Fall kann das Bremsstrahlungsereignis so betrachtet werden, als ob das Photon erst im Endzustand nach erfolgter Wechselwirkung mit dem Proton von dem Elektron abgestrahlt worden wäre. Solche Ereignisse werden aus diesem Grund als Final State Radiation bezeichnet. Abbildung 2.6 b veranschaulicht solche Prozesse.

- Fall2 :
  Es sei $l_\mu \parallel k_\mu$, so daß $2k_\mu l_\mu \approx 0$. In diesem Falle ist $Q^2 = 2k_\mu k'_\mu - 2k'_\mu l_\mu$. Berücksichtigt man Energie und Winkel des abgestrahlten Photons nicht und rekonstruiert $Q^2$ aus dem gestreuten Elektron unter Vernachlässigung des zweiten Terms $2k'_\mu l_\mu$ , so ist das so rekonstruierte falsche $Q^2$ größer als das wahre $Q^2$. In diesem Fall kann das Bremsstrahlungsereignis - wegen der Beziehung $Q^2 = sx_By_B$ - so betrachtet werden, als ob das Photon bereits vor der mit dem Proton erfolgten Wechselwirkung abgestrahlt worden wäre. In diesem Falle läge eine effektiv reduzierte Anfangsenergie des Elektrons $E_{neu} = E - E_\gamma$ und damit auch eine veränderte Schwerpunktsenergie vor. Solche Ereignisse werden daher als Ereignisse mit einer Abstrahlung des Photons im Anfangszustand oder als Initial-State-Radiation-Ereignisse bezeichnet. Abbildung 2.6 a veranschaulicht solche Prozesse.

Somit sind die Ereignisklassen, die die Pole des Wirkungsquerschnittes der tiefinelastischen Streuung bilden, auch kinematisch besonders ausgezeichnet. Weil die Beziehung $Q^2 = sx_By_B$ weiterhin gültig bleibt, wird zum Beispiel im Falle der Abstrahlung des Photons im Anfangszustand $Q^2$ kleiner, so daß dies einer verringerten Schwerpunktsenergie entspricht. Dieser Fall ist besonders interessant, weil dadurch Streuprozesse mit einem $x_B$ und $Q^2$ beobachtet werden, die bei vorgegebenen Anfangsenergien für Proton und Elektron wegen der Relation $Q^2 = sx_By_B$ bei Reaktionen ohne Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand nicht beobachtbar sind. Insbesondere weil ein kontinuierliches effektives Anfangsenergiespektrum des Elektrons zur Verfügung steht, hat die Nutzung von tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignissen mit ISR einer einfachen Senkung der Anfangsenergie der Elektronen gegenüber Vorteile. Dies ist eine wesentliche Motivation, solche Ereignisse zu studieren. Die Berechnung der „wahren“ Ereigniskinematik ist aber im hier interessierenden Fall der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand verschieden, je nachdem, ob mit Hilfe der Elektron-Methode, der Jacquet-Blondel-Methode oder der $\Sigma$-Methode die kinematischen Variablen rekonstruiert werden. Effektiv wird die Anfangsenergie des Elektrons $E$ verringert, so daß im Vergleich zur Kinematik von tiefinelastischen Elektron-Proton Reaktionen überall, wo bei der Berechnung der kinematischen Variablen die Strahlenergie des Elektrons benutzt wurde, diese um $E_\gamma$ verringert werden muss. Aus diesem Grund sind somit die Korrekturen für die Berechnung kinematischer Variablen mit Hilfe der Elektron-Methode am größten. Der Effekt, den ein verändertes $Q^2$ auf die anderen kinematischen Variablen ausübt, läßt sich in diesem Falle sehr deutlich demonstrieren, weil in die Berechnung aller kinematischer Variablen die Anfangsenergie des Elektrons direkt eingeht. Die „wahren“ kinematischen Variablen, unter Berücksichtigung der Korrektur auf die Photonenergie, berechnen sich somit unter Einführung des Parameters

$$z = \frac{E - E_\gamma}{E} \tag{2.56}$$

zu:

$$\begin{aligned} x_{e,wahr} &= \frac{(E - E_\gamma)E'\cos^2(\frac{\theta_e}{2})}{E_P[(E - E_\gamma) - E'\sin^2(\frac{\theta_e}{2})]} && (2.57)\\ &= \frac{x_e y_e z}{y_e + z - 1} && (2.58) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} y_{e,wahr} &= 1 - \frac{E'}{E - E_\gamma}\sin^2(\frac{\theta_e}{2}) && (2.59)\\ &= \frac{y_e + z - 1}{z} && (2.60) \end{aligned}$$

$$Q^2_{e,wahr} = 4(E - E_\gamma)E' \cos^2(\frac{\theta_e}{2}) \tag{2.61}$$
$$= zQ^2_e \tag{2.62}$$

Diese Korrektur auf die kinematischen Variablen hat interessante Folgen. Die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand eröffnet einen ansonsten nicht zugänglichen kinematischen Bereich, in dem der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung gemessen werden kann. Für die kinematischen Variablen, gemessen mit der Elektron-Methode, ergibt sich im Vergleich zur Kinematik ohne Berücksichtigung der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand:

$$x_{e,wahr} > x_e \tag{2.63}$$
$$Q^2_{e,wahr} < Q^2_e \tag{2.64}$$
$$y_{e,wahr} < y_e \tag{2.65}$$

Die Korrektur muß so nur für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit Hilfe der Elektronmethode berücksichtigt werden. Diese Veränderung in der Ereigniskinematik wird auch in Abbildung 2.8 veranschaulicht. Schwarz sind einige tiefinelastische Ereignisse mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand in der $x - Q^2$-Ebene bei Berechnung mit der Elektron-Methode aufgetragen. Die Kreise bezeichnen die Ereignisse nach Berücksichtigung der Abstrahlung des Photons im Anfangszustand. Deutlich ist die Verschiebung zu kleineren Werten von $Q^2$ und größeren Werten von $x_B$ zu erkennen. Insbesondere befinden sich die Ereignisse jetzt in einem Bereich in der $x - Q^2$-Ebene, der mit der tiefinelastischen Streuung ohne Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand nicht zugänglich ist.

Das zeigen insbesondere die in Abbildung 2.8 eingezeichneten Linien gleicher Elektronstreuwinkel:
Die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand eröffnet einen neuen kinematischen Bereich. Wird ein Photon im Anfangszustand abgestrahlt, dann verändert sich in Abhängigkeit von der Energie des abgestrahlten Photons die Ereigniskinematik.

Die in Abbildung 2.8 eingezeichneten gepunkteten Linien zeigen die Migrationstrajektorien bei sich verändernder Energie des abgestrahlten Photons bei vorgegebener Energie und vorgegebenem Winkel des Elektrons. Je größer die Energie des abgestrahlten Photons ist, um so geringer wird $Q^2$ und um so größer wird $x_B$ gemäß Gleichung 2.65 bei vorgegebenem $x_e$ und $Q^2_e$ und sich veränderdem $z$.
Bei den anderen Rekonstruktionsmöglichkeiten ergeben sich geringere Korrekturen, weil hier die Abhängigkeit von der Anfangsenergie des einlaufenden Elektrons geringer ist.

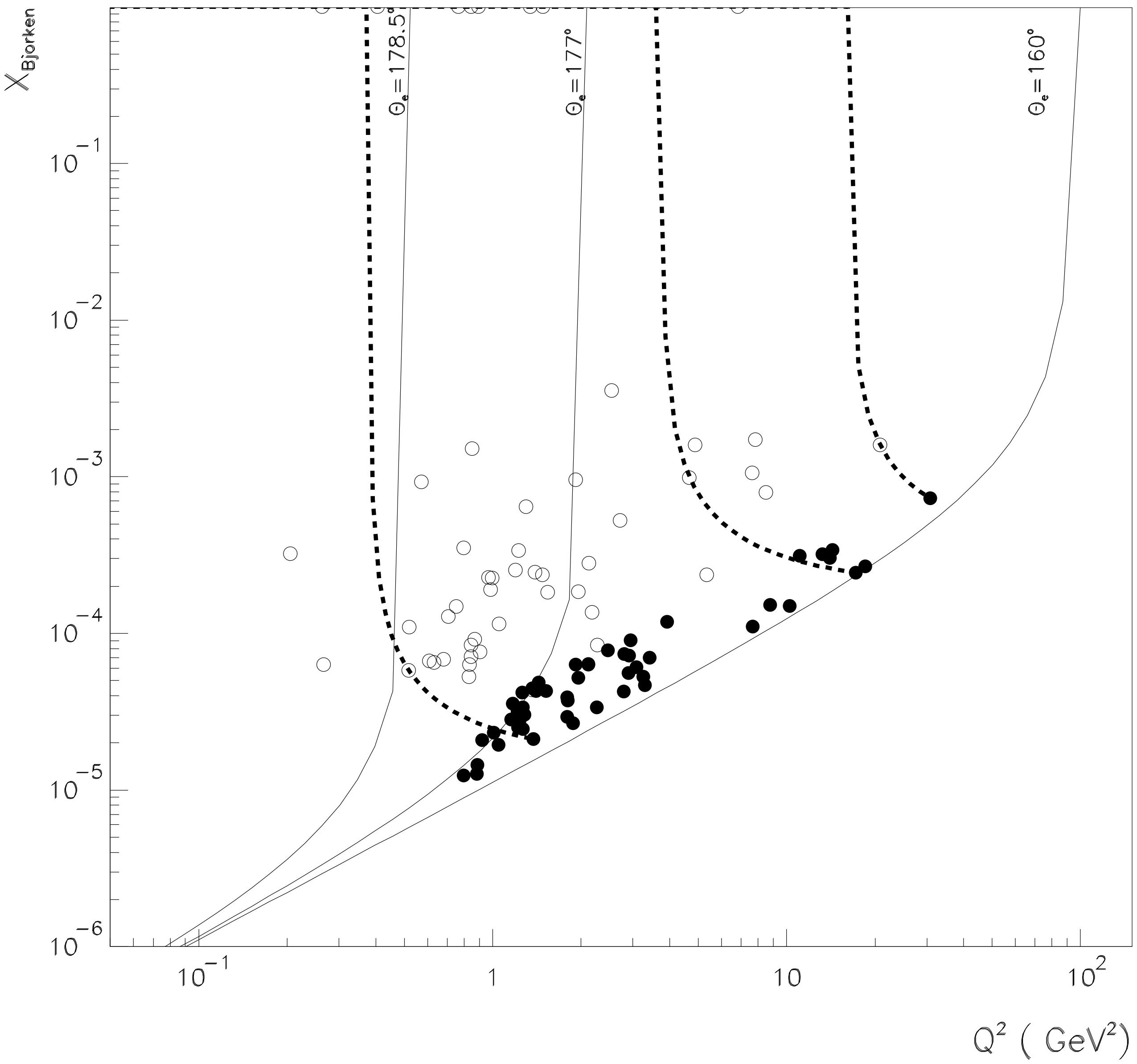


Abbildung 2.8: Darstellung von tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignissen mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand in der kinematischen $x_B - Q^2$-Ebene. Eingezeichnet sind auch die Elektronstreuwinkel $\theta_e$. Die schwarzen Punkte repräsentieren die Ereignisse bei Rekonstruktion mit der Elektronen-Methode ohne Berücksichtigung der Abstrahlung des Photons, die Kreise die Ereignisse bei Rekonstruktion unter Berücksichtigung der Photonenabstrahlung. Die gestrichelten Linien stellen Beispiele für die Migrationstrajektorien dar.

So gilt für die Ereignisse, die mit der $\Sigma$-Methode rekonstruiert werden:

$$y_B = y_{\Sigma,wahr} = y_\Sigma \tag{2.66}$$

$$Q^2 = Q^2_{\Sigma,wahr} = Q^2_\Sigma \tag{2.67}$$

$$x_B = x_{\Sigma,wahr} = \frac{Q^2_\Sigma}{y_\Sigma s_{eff}} \tag{2.68}$$

mit $s_{eff} = 4E_P(E_e - E_\gamma)$. Es ist zu erkennen, daß nur für $x_B$ eine Korrektur auf die Energie des abgestrahlten Photons notwendig ist. Am geringsten ist die Korrektur bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit der Jacquet-Blondel-Methode, da in diesem Falle die Anfangsenergie des Elektrons überhaupt nicht in die Berechnung der Kinematik eingehen kann. Somit ändern sich die kinematischen Variablen überhaupt nicht. Wird also die Ereigniskinematik bei radiativen Ereignissen mit Abstrahlung des Photons im Anfangszustand einmal mit Hilfe der Elektron-Methode und ein anderes Mal mit Hilfe der Jacquet-Blondel-Methode berechnet, dann kann aus der Differenz zwischen den kinematischen Variablen $y_e$, berechnet ohne Korrektur, und $y_{JB}$ ermittelt werden, wie groß die mutmaßliche Energie des abgestrahlten Photons gewesen ist:

$$E_{miss} = E \cdot (y_e - y_{JB}) \tag{2.69}$$

Unter der Annahme, daß $y_{JB} = y_{e,wahr}$ ist, gilt nämlich:

$$E_{miss} = \frac{1}{2}(2E - (E - p_z)_{Detektor}) = E_\gamma \tag{2.70}$$

Dabei ist $(E - p_z)_{Detektor} = \sum_i (E_i - p_{zi})$ die Summe über alle im Detektor nachgewiesenen Energien und Impulse [8].

## 2.3 Photoproduktion

Bei Elektron-Proton-Streuprozessen mit sehr kleinen $Q^2 \approx 0$ GeV$^2$ ist das ausgetauschte Photon fast reell. Das Photon kann dann in einen hadronischen Zustand fluktuieren. Dieser hadronische Zustand wechselwirkt mit dem Proton. Da hier ein Prozeß vorliegt, bei dem effektiv Hadronen miteinander wechselwirken, ist der Wirkungsquerschnitt für solche Photoproduktionsereignisse verglichen mit dem Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Elektron-Proton-Streuereignisse sehr viel höher. Diese Photoproduktionsprozesse werden auch Prozesse mit aufgelösten Photonen [9] genannt. Zwei Beispiele für solche Prozesse werden in Abbildung 2.9 vorgestellt:

Der hadronische Zwischenzustand V fragmentiert. Daher geht nur ein Teil des ursprünglichen Photonenimpulses in den Streuprozeß ein. Der Photonenrest, der den restlichen Photonenimpuls trägt, führt zu einem hadronischen Energiefluß in Richtung des gestreuten Elektrons. Diese Hadronen können fehlidentifiziert und für aus den aus tiefinelastischen Ereignissen stammende Elektronen gehalten werden. Somit stellen Photoproduktionsereignisse mit aufgelösten Photonen eine wesentliche Untergrundquelle für die Messung tiefinelastischer Elektron-Proton-Ereignisse dar. Direkte Photoproduktionsprozesse, bei denen das Photon direkt mit dem Proton reagiert, führen dagegen zu hadronischen Energieflüssen in Richtung des einlaufenden Protons und stellen in dieser Beziehung kein Problem dar, weil die Hadronen nicht mit den Elektronen fehlidentifiziert werden können.

[8] Es muß bemerkt werden, daß im Falle von tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignissen mit ISR $(E - p_z)_{Detektor} \neq (E - p_z)_{total}$ ist, da ein Teil der Energie von nachzuweisenden Photon fortgetragen wird. Wird das Photon nachgewiesen, kann $(E - p_z)_{total}$ wieder über $(E - p_z)_{total} = (E - p_z)_{Detektor} + 2E_\gamma$ berechnet werden.

[9] engl. resolved photoproduction

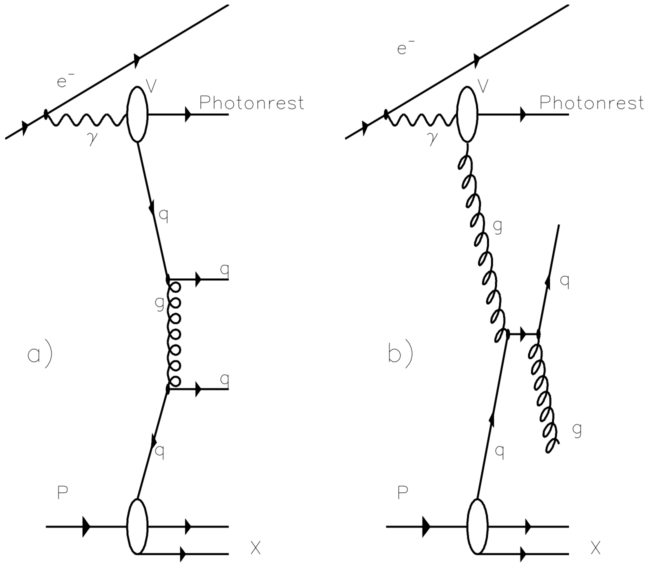


Abbildung 2.9: Veranschaulichung von zwei möglichen Photoproduktionsprozessen. Das Photon fluktuiert in ein Vektormeson V, das wiederum mit dem Proton wechselwirkt.

## 2.4 Ereignisgeneratoren

Zum Vergleich mit gemessenen Ereignissen und zur Untersuchung des Einflusses der Selektionsschnitte werden simulierte Ereignisse verwendet. Die Simulation läuft in zwei Schritten ab:
Zuerst erfolgt die Generierung des Ereignisses, das ist die programmtechnische Erzeugung des physikalischen Prozesses einschließlich der gesamten Ereigniskinematik. Danach wird das generierte Ereignis im Detektor-Simulations-Programm weiterverarbeitet.
Ereignisse der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung werden mit dem Ereignisgenerator DJANGO [Sch91], [Cha93] erzeugt. DJANGO benutzt die Generatoren HERACLES und LEPTO, um tiefinelastische radiative Elektron-Proton-Ereignisse zu erzeugen.
HERACLES [Kwi91b] ist ein Ereignisgenerator für tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung. Er enthält alle elektroschwachen Strahlungskorrekturen in erster und zweiter Ordnung der Störungsrechnung. Die Struktur des Programmes erlaubt eine gesonderte Behandlung des Streuprozesses in Bornscher Näherung und der verschiedenen elektroschwachen Korrekturen. HERACLES erzeugt die Ereignisse auf dem Parton-Niveau. Zur kompletten Ereignissimulation einschließlich der Fragmentation und Hadronisierung muß das Programm LEPTO aufgerufen werden.
Mit dem Programm LEPTO [Ing91] können tiefinelastische Lepton-Nukleon-Ereignisse in erster Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung auf Parton-Niveau simuliert werden. Dabei werden für die Partondichten innerhalb des Nukleons Parametrisierungen aus der PDFLIB [Plo97] verwendet. Zusätzlich werden Prozesse der höheren Ordnungen in der QCD berücksichtigt, wie Gluonabstrahlung und Boson-Gluon-Fusion. Höhere Ordnungen in der QCD werden ebenfalls über den sogenannten „Parton-Schauer"-Ansatz berücksichtigt. Zusätzlich benutzt LEPTO das Programmpaket JETSET [Sjo94] zur Beschreibung der sogenannten Hadronisierung. Dabei entstehen aus den Quarks- und Gluonenkaskaden die farbneutralen Hadronen.
Zur Beschreibung des Untergrundes aus Photoproduktionsereignissen wird das Programm PHOJET [Eng95] verwendet.

## 2.5 Möglichkeiten der Messung der Strukturfunktion $F_L$

Ereignisse mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand sind auch geeignet, die Strukturfunktion $F_L$ zu messen. Bei festen Anfangsenergien von Proton und Elektron ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie $s$ festgelegt. Bei konstanter Schwerpunktsenergie ist wegen der Beziehung $Q^2 = x_B y_B s$ bei gegebenem $x_B$ und $Q^2$ die Bjorken-Variable $y_B$ festgelegt. Ändert sich die Schwerpunktsenergie, ist dies nicht mehr der Fall. Wird der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 2.12 durch Ersetzung von $F_1$ durch $F_L$ umgeschrieben, so lautet er :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_B Q^4}[(\frac{y_B^2}{2} + 1 - y_B)F_2(x_B, Q^2) - \frac{y_B^2}{2}F_L(x_B, Q^2)]. \tag{2.71}$$

Wird der Wirkungsquerschnitt bei fester Anfangsenergie von Elektron und Proton gemessen, dann können daraus die Strukturfunktionen $F_2$ und $F_L$ nicht unabhängig voneinander bestimmt werden. Zur Messung der Strukturfunktion $F_2$ wurde daher bisher immer ein Wert für die Strukturfunktion $F_L$ angenommen. Die Möglichkeit, die Strukturfunktion $F_L$ zu messen, ergibt sich dann, wenn der differentielle Wirkungsquerschnitt bei verschiedenen Schwerpunktsenergien bestimmt wird. Verschiedene Fixed-Target-Experimente, wie E140 [Whi90], NMC [Ama92] und CCFR [Yan96] haben den differentiellen Wirkungsquerschnitt bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien bestimmt, indem die Anfangsenergie der Elektronen variiert wurde. Gemessen werden in diesem Falle zwei differentielle Wirkungsquerschnitte an je zwei verschiedenen Schwerpunktsenergien. Damit stehen für die zwei Unbekannten, hier $F_2$ und $F_L$, zwei Gleichungen zur Verfügung. Mit dieser Methode kann $F_L$ völlig unabhängig von $F_2$ bestimmt werden.
Eine alternative Möglichkeit wurde von Krasny et al. vorgeschlagen[Kra92]:
Der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Elektron-Proton-Streuereignisse mit ISR kann unter Benutzung der Variablen

$$\epsilon = \frac{2(1 - y_B(z))}{1 + (1 - y_B(z))^2} \tag{2.72}$$

mit einem von $z = \frac{E - E_\gamma}{E}$ abhängigen $y_B(z) = \frac{Q^2}{zsx_B}$ geschrieben werden als :

$$\frac{d^3\sigma}{dx_B dQ^2 dz} = \alpha^3 P(z)\frac{1 + (1 - y(z))^2}{x_B Q^4}[F_2(x_B, Q^2) - (1 - \epsilon(z))F_L(x_B, Q^2)]. \tag{2.73}$$

wobei

$$P(z) = \frac{1 + z^2}{1 - z}\ln(\frac{E^2\theta_a^2}{m_e^2}) - \frac{z}{1 - z} \tag{2.74}$$

mit $\pi - \theta_a$ als dem Kegel, in dem die im Anfangszustand emittierten Photonen nachgewiesen werden und $m_e$ der Elektronenmasse. In diesem Falle erfolgt die Variation der Schwerpunktsenergie durch die Abstrahlung des Photons im Anfangszustand. Die Variation in der Variable z spiegelt sich in der Variation von $\epsilon$ wider. Somit ist mit tiefinelastischen Streueereignissen mit ISR eine unabhängige Bestimmung von $F_2$ und $F_L$ möglich, vorausgesetzt die Statistik ist in jedem $(x_B, Q^2, z)$-Bin hinreichend groß. Studien [Kra92] zeigen, daß dafür eine totale integrierte Luminosität von 200 pb$^{-1}$ notwendig ist, um $F_L$ für $0.0006 \leq x_B \leq 0,02$ und $15 < Q^2 < 120$ GeV$^2$ so zu bestimmen, daß der relative statistische Fehler geringer ist als 20 %. Allerdings verändert die Wahl des Bins, in dem der Wirkungsquerschnitt gemessen wird, auch die zur Verfügung stehende Statistik. Insbesondere bei kleinen $Q^2$ ist es möglich, mit geringerer integrierter Luminosität auszukommen, da der Wirkungsquerschnitt wegen des $\frac{1}{Q^4}$-Verhaltens zu kleineren $Q^2$ stark zunimmt.
Ein anderes von der Kollaboration H1 vorgeschlagenes Verfahren [H1D97A] basiert darauf, die für $y_B < 0,35$ mit guter Genauigkeit gemessene Strukturfunktion $F_2$ mit Hilfe der DGLAP-Gleichungen bis in den Bereich $0,6 < y_B < 0,78$ zu extrapolieren. In diesem kinematischen Bereich wird dann auch der Wirkungsquerschnitt nach Gleichung 2.71 bestimmt. Bei kleinen

$y_B$ ist der kinematische Gewichtungsfaktor $\frac{y_B^2}{2}$ für $F_L$ gering, dagegen der kinematische Gewichtungsfaktor $\frac{y_B^2}{2}+1-y_B$ für $F_2$ groß. Bei großen $y_B$ werden beide Gewichtungsfaktoren ungefähr gleich groß. Die Strukturfunktion $F_L$ wird dann aus dem Wirkungsquerschnitt gewonnen, indem die extrapolierte Strukturfunktion $F_2$ vom Wirkungsquerschnitt subtrahiert wird. Es muß aber bemerkt werden, daß damit keine von $F_2$ unabhängige Messung von $F_L$ vorgenommen wird, sondern nur eine auf den DGLAP-Gleichungen basierende Extrapolation erfolgt.

# Kapitel 3

# Das H1-Experiment

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden mit dem Detektor H1 am Elektron-Proton-Speicherring HERA im Jahr 1996 aufgezeichnet. Der Einbau eines neuen Kalorimeters, dem SPACAL, zum Nachweis gestreuter Elektronen mit geringem $Q^2$, d.h. $0,35\ \mathrm{GeV}^2 \leq \mathrm{Q}^2 \leq 150\ \mathrm{GeV}^2$, hat die Möglichkeiten zur Messung der Strukturfunktionen $F_2$ und $F_L$ erheblich erweitert. Daher werden die besonderen Eigenschaften dieses neuen Kalorimeters detailliert in diesem Kapitel diskutiert.
Abschließend werden die Eigenschaften des Luminositätsdetektors, der in der Analyse tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuprozesse mit ISR eine besonders wichtige Rolle spielt, vorgestellt.

## 3.1 Der Speicherring HERA

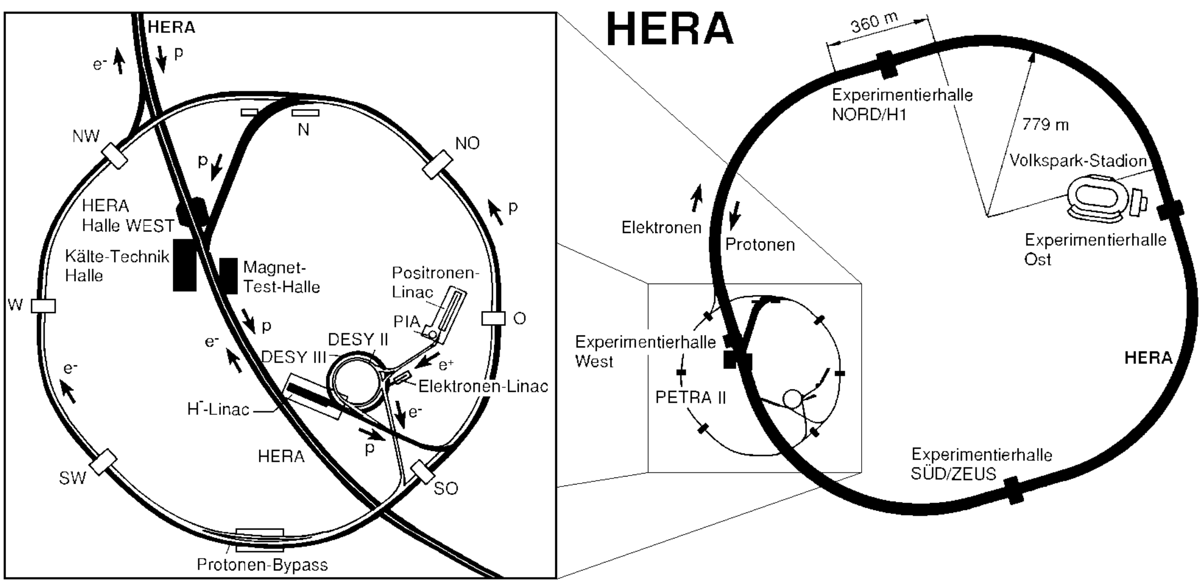


Abbildung 3.1: Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage am Deutschen Elektronen-SYnchrontron. Zu sehen sind auch die Vorbeschleuniger für HERA, DESY und PETRA. Der H1-Detektor befindet sich in der Experimentierhalle Nord.

Die sich in Hamburg am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) befindende Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) wurde in den Jahren 1984 bis 1991 als der weltweit erste Elektron-Proton-

Speicherring [1] gebaut. Der HERA-Ring hat eine Länge von 6,3 km. In den vier Wechselwirkungspunkten, an denen sich neben dem Experiment H1 auch die drei Experimente ZEUS, HERMES und HERA-B befinden, wird die Struktur der Materie und die Wechselwirkungen, denen sie unterliegt, erforscht. In zwei Wechselwirkungspunkten, an denen sich die Experimente ZEUS und H1 befinden, kollidieren Protonen und Elektronen. Diese beiden Detektoren sind Multifunktionsdetektoren, mit denen verschiedene Eigenschaften der Elektron-Proton-Streuung untersucht werden. Die beiden anderen Experimente, HERMES und HERA-B, sind Fixed-Target-Experimente, mit denen die Spinstrukturfunktionen des Protons, und die CP-Verletzung im B-Mesonen-System untersucht wird.
Die Elektronen hatten im Datennahmejahr 1996 eine Energie von 27,5 GeV, die Protonen eine Energie von 820 GeV. Elektronen und Protonen sind im HERA-Ring in Paketen gebündelt. Im Jahr 1996 bestand eine Füllung von HERA aus 181 Elektronpaketen und 189 Protonpaketen, so daß der der zeitliche Abstand zwischen je zwei Elektron-Proton-Kollisionen 96 ns beträgt. Die durchschnittlichen Stromstärke des Elektronenstroms betrug $I_e = 20$ mA, die des Protonenstroms betrug $I_P = 60$ mA. Die Luminosität eines Speicherringes ist gegeben durch

$$\mathcal{L} = \frac{N_e N_P f}{A}, \tag{3.1}$$

wobei $N_e$ und $N_P$ die Anzahl der Elektronen und der Protonen im jeweiligen Teilchepaket, $f$ die Kollisionsfrequenz und $A$ der Kollisionsquerschnitt der beiden Teilchenpakete ist. Die durchschnittliche Luminosität des HERA-Speicherringes hatte 1996 den Wert $\mathcal{L} = 2,6 \cdot 10^{30}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.
Wurde die Anzahl der Reaktionen eines bestimmten physikalischen Prozesses ermittelt, dann ergibt sich aus der Luminosität $\mathcal{L}$ und der gemessenen Ereignisrate $R_K$ der Wechselwirkung der Wirkungsquerschnitt $\sigma$ zu:

$$\sigma = \frac{R_K}{\mathcal{L}}. \tag{3.2}$$

Die integrierte Luminosität $L$ ist definiert als das Zeitintegral

$$L = \int \mathcal{L} dt. \tag{3.3}$$

Der Wirkungsquerschnitt kann somit auch über die Anzahl der Ereignisse $N_K$ der zu untersuchenden Wechselwirkung der Wirkungsquerschnittes $\sigma$ zu:

$$\sigma = \frac{N_K}{L} \tag{3.4}$$

bestimmt werden.

## 3.2 Der H1-Detektor

### 3.2.1 Der Aufbau und die Komponenten des H1-Detektors

Mit dem H1-Detektor sollen die aus den Elektron-Proton-Streuungen entstandenen Reaktionsprodukte möglichst vollständig nachgewiesen werden. Energie und Impuls der Reaktionsprodukte werden durch die verschiedenen Kalorimeter und Spurkammern gemessen [H1D97].
Der H1-Detektor ist zylindersymmetrisch aufgebaut, weist aber in Protonflugrichtung eine stärkere Instrumentierung auf. Dieses Design des Detektors wurde wegen der höheren Energie des Protons im Vergleich zur Energie des Elektrons gewählt, so daß der Schwerpunkt des Elektron-Proton-Systems sich in Richtung des Protons bewegt. Somit ist der Nettoenergiefluß der Reaktionsprodukte in Protonflugrichtung ausgerichtet. Das H1-Koordinatensystem wird in bezug

[1] In den Jahren 1994 bis 1997 wurden am HERA-Ring statt Elektronen Positronen verwendet. Wird weiterhin von Elektronen gesprochen, so sind darunter ohne weiteres auch Positronen zu verstehen, es sei denn die Unterschiede zwischen einer Elektron-Proton-Streuung oder einer Positron-Proton-Streuung werden hervorgehoben

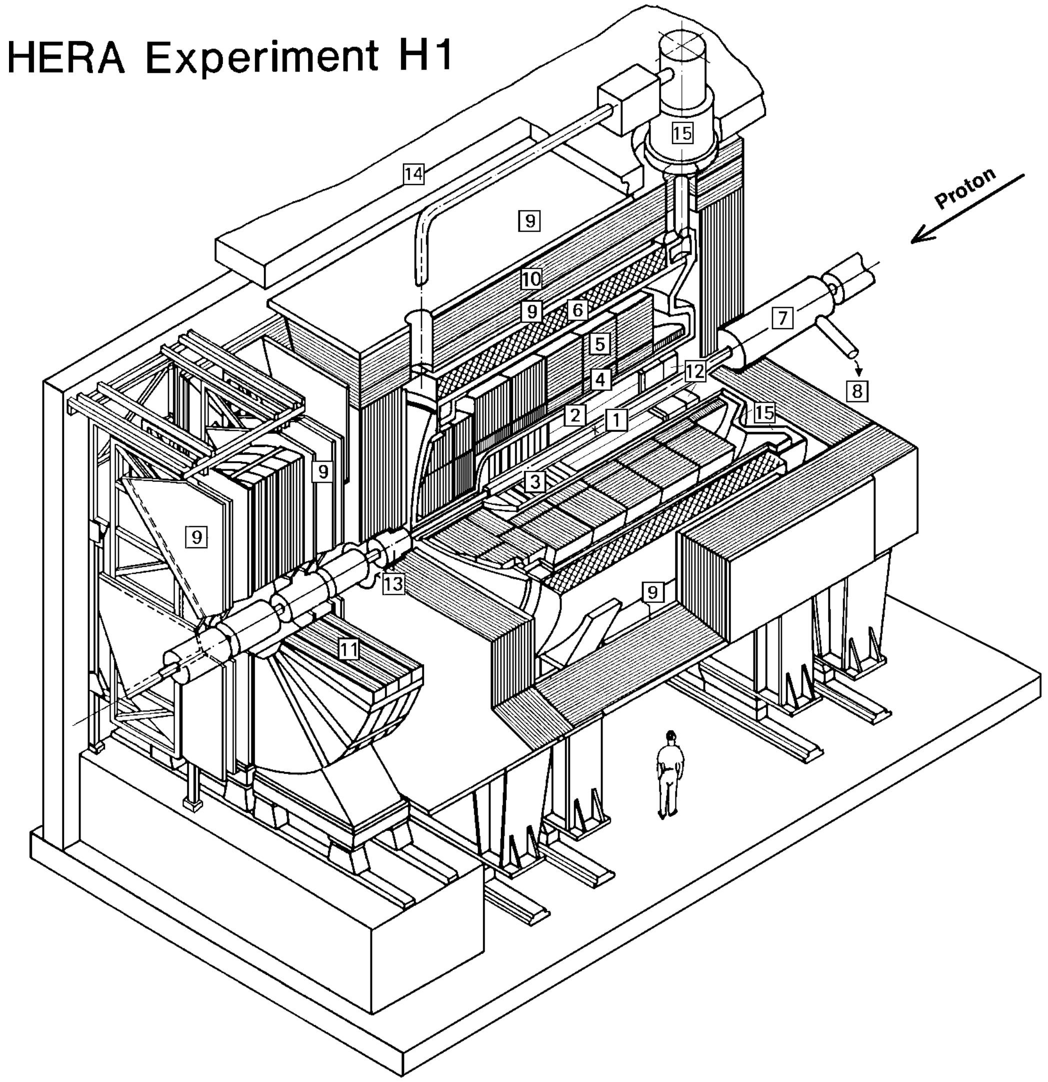


Abbildung 3.2: Der Detektor H1. Die durch Zahlen angegebenen Komponenten und Subdetektoren werden im Text diskutiert.

auf die Protonenflugrichtung definiert: Das einlaufende Proton fliegt in positive $z$-Richtung. Die positive $x$-Achse des H1-Koordinatensystems zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Ringes, das Koordinatensystem ist rechtshändig. Richtungsbezeichnungen wie „vorne" oder „vorwärts" sind somit auf die Flugrichtung des einlaufenden Protons zu beziehen.
Der H1-Detektor ist wie folgt aufgebaut:
Im Inneren des Detektors befinden sich die der Impulsmessung und Vertexmessung dienenden Spurkammern, die von Kalorimetern, die im wesentlichen der Energiemessung dienen, umgeben sind. Diese Subdetektoren werden wiederum von Spule, Eisenjoch und Myonensystem umhüllt. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten, aus denen der H1-Detektor im Jahre 1996 bestand, aufgeführt und ihr Zweck näher erklärt:

- Direkt am Strahlrohr, in Abbildung 3.2 mit (1) bezeichnet, befindet sich die zentrale innere Proportionaldrahtkammer CIP (Central Inner Proportional Chamber), die von der zentralen Spurkammer (2) umgeben wird. Die CIP wird zur Bestimmung der Effizienz des Ereignisvertex verwendet. Die zentrale Spurkammer besteht aus zwei Hauptteilen, der inneren und der äußeren Driftkammer, CJC1 und CJC2 (Central Jet Chamber). Die Drähte dieser Kammern sind in $z$-Richtung, d.h. parallel zur Strahlrichtung, gespannt. Das Impulsauflösungsvermögen der CJC beträgt $\frac{\sigma_p}{p} = 3 \cdot 10^{-3} \cdot p$ (GeV). Zur genauen Messung der

$z$-Komponente der Spuren und des Ereignisvertex in $z$-Richtung dienen zwei weitere Subdetektoren, die CIZ (Central Inner Z-Chamber) und die COZ (Central Outer Z-Chamber), die sich zwischen der CIP und der CJC1 bzw. zwischen der CJC1 und der CJC2 befinden. Das zentrale Spurkammersystem wird in dieser Analyse zur Bestimmung des Ereignisvertex benutzt. Das Auflösungsvermögen für die Positionsbestimmung des Ereignisvertex in $z$-Richtung ist $\sigma_z = 22$ mm für die CJC und $\sigma_z = 0,35$ mm für die beiden $z$-Kammern. Mit der zentralen Spurkammer können Impulse geladener Teilchen in einem Polarwinkelbereich von $25° < \theta < 155°$ gemessen werden.

- In positiver $z$-Richtung schließt sich das Vorwärtsspurkammersystem FTD (Forward Tracking Detector) an, in Abbildung 3.2 mit (3) bezeichnet, das in dieser Analyse ebenfalls zur Bestimmung des Ereignisvertex herangezogen wird. Es ist aus drei gleichartigen Modulen aufgebaut, die jeweils aus Driftkammern, Vieldrahtproportionalkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren bestehen. Mit dem Vorwärtsspurkammersystem wird zur Impulsmessung ein Winkelbereich von $7° < \theta < 25°$ erfaßt. Die Ortsauflösung des Vorwärtsspurkammersystems beträgt [2] $\sigma_{r,\phi} < 170$ $\mu$m.

- Das Flüssigargonkalorimeter LAr (Liquid Argon Calorimeter) wird in dieser Analyse zur Messung der Energie des hadronischen Endzustandes verwendet. Es besteht aus zwei Teilen, dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter, in Abbildung 3.2 mit (4) und (5) markiert. Das LAr besteht aus einem aktiven Medium (Ionisationsmedium), dem flüssigen Argon, das sich zwischen den Absorberplatten des elektromagnetischen (4) und des hadronischen (5) Teils befindet. Im elektromagnetischen Teil werden Absorberplatten aus Blei mit einer Gesamtdicke von insgesamt 20 bis 30 Strahlungslängen ($X_0$) benutzt. Im hadronischen Kalorimeterteil werden Stahlplatten als Absorbermaterial mit einer Gesamtdicke von insgesamt 5 bis 7 hadronischen Wechselwirkungslängen ($\lambda$) verwendet. Die Energieauflösung des LAr beträgt $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$ für hadronische Schauer und $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$ für elektromagnetische Schauer. Die Ortsauflösung des LAr beträgt je nach Energie und Teilchenart zwischen $\sigma_r = 0.21$ cm und $\sigma_r = 0.40$ cm ([H1C94]). Das Flüssigargonkalorimeter deckt einen Streuwinkelbereich von $4° < \theta < 154°$ ab.

- Im hinteren Bereich des H1-Detektors liegt zunächst die rückwärtige Driftkammer BDC und dahinter das Spaghetti-Kalorimeter SPACAL (12), das ausführlich im nächsten Abschnitt beschrieben wird.
  Die BDC besteht [Sch96] aus vier gegeneinander um jeweils $11,25°$ im Azimutwinkel $\phi$ verdrehte Doppellagen, die ihrerseits aus 32 Driftzellen aufgebaut sind. Jede Doppellage besteht aus je einer Lage Anoden- und Kathodendrähte. Die 16 Driftzellen,die sich bis zu einem radialen Abstand von $22,78$ cm vom Strahlrohr befinden, haben mit 5,08 mm kleinere Abmessungen und kürzere Driftzeiten als die 16 äußeren Driftzellen, die 15,24 mm groß sind. Der von der BDC abgedeckte Streuwinkelbereich von $153,5° < \theta < 177,5°$ sorgt dafür, daß ein Großteil der in den hinteren Detektorteil gestreuten geladenen Teilchen eine Spur hinterlassen. Für die Rekonstruktion einer Spur sind Spurpunkte in mindestens vier der acht Doppellagen notwendig. Der Fehler auf den Streuwinkel $\Delta\theta$ wurde zu $\Delta\theta \leq 0,5$ mrad bestimmt [Sch96].

- Alle bisher besprochenen Detektorkomponenten liegen innerhalb der Solenoid-Magnetspule (6), die ein Feld von 1,15 Tesla erzeugt.

- Außerhalb der Spule liegt das Vorwärtskalorimeter PLUG (13), es wird zum Nachweis der Energie von Teilchen in einem Streuwinkelbereich von $0,7° < \theta < 3,3°$ benutzt. Die Energieauflösung des PLUG ist $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{150\%}{\sqrt{E(GeV)}}$.

[2] $\phi$ ist hierbei der Azimutwinkel.

- Um die Spule herum befindet sich das Eisenjoch (9) und (10). Es dient zur Rückführung des magnetischen Flusses. Im Eisenjoch befinden sich Detektoren zum Nachweis von Myonen. Auch die aufgrund von Leckverlusten in den Kalorimetern nicht detektierten Schauerteilchen werden im Eisenjoch mit Hilfe sogenannter Streamertubes nachgewiesen.

- Nicht in Abbildung 3.2 gezeigt, aber im Rahmen der hier vorgestellten Analyse wichtig, ist das Luminositätssystem, das aus zwei Elektrondetektoren und einem Photondetektor besteht. Es befindet sich in rückwärtiger Richtung. Der größere der beiden Elektrondetektoren ist 33,4 m vom nominalen Wechselwirkungspunkt entfernt, der kleinere der beide Elektrondetektoren 44 m . Der Photondetektor ist 102,9 m vom Koordinatenursprung des H1-Koordinatensystems entfernt. Das Luminositätssystem wird ausführlich in Abschnitt 3.4 besprochen.

- Das Flugzeitsystem TOF[3] besteht aus Szintillationszählern, die sich an verschiedenen Positionen am Strahlrohr befinden:
  Das Vorwärts-TOF FTOF befindet sich bei $z \approx 790$ cm innerhalb des Vorwärtsmyonsystems (11), das PLUGTOF befindet sich bei $z \approx 540$ cm (13), das rückwärtige TOF BTOF befindet sich bei $z \approx -320$ cm hinter dem SPACAL und die Veto-Wände befinden sich bei $z \approx -340$ cm. Mit Hilfe des TOF-Systems ist es möglich, das Zeitverhalten der im H1-Detektor nachgewiesenen Ereignisse mit einer Auflösung von 1 ns zu messen. Die Reaktionen im Inneren des H1-Detektors finden zu einem festen Zeitpunkt bezüglich der Ankunftszeit der Teilchenpakete statt. Strahlinduzierte Untergrundereignisse finden in bezug auf diese Ankunftszeit früher statt. Insbesondere wird daher mit Hilfe des TOF-Systems der strahlinduzierte Untergrund verworfen. Das geschieht vor allem im Rahmen des Triggersystems des H1-Detektors.

### 3.2.2 Das Triggersystem des H1-Detekors

Daten, die mit dem H1-Detektor genommen werden, durchlaufen ein mehrstufiges Selektionsverfahren. Im Rahmen dieses Selektionsverfahrens wird versucht, die Untergrundkontamination so weit wie möglich zu verringern und gleichzeitig mit möglichst hoher Effizienz die gewünschten Daten zu erhalten. Der erste Schritt zur Untergrundreduktion erfolgt im Rahmen der Datennahme durch das Triggersystem des H1-Detektors. Eine solche Datenverarbeitung wird auch Echtzeit- oder „Online"-Datenverarbeitung genannt:
Ereignisse werden vom H1-Detektor nur aufgezeichnet, wenn der **Trigger** (Auslöser) angesprochen hat.
Mit der Kollisionsfrequenz von $f = 10,4$ MHz der Teilchenpakete im HERA-Ring wird eine besonders hohe Luminosität bezweckt. Allerdings ergeben sich daraus auch große Untergrundbeiträge wegen der Wechselwirkung des Protonenstrahls mit dem Restgas im Strahlrohr und mit der Strahlwand. Aus dem hohen Wirkungsquerschnitt für solche Ereignisse ergibt sich eine Ereignisrate von $\approx 50$ kHz [H1D97]. Daneben sind auch die große Ereignisrate der elastischen Bremsstrahlungsereignisse $e + p \rightarrow e + p + \gamma$ , die auch zur Luminositätsbestimmung benutzt werden, von Bedeutung, sowie die Ereignisrate für Photoproduktionsereignisse von ca. 200 Hz. Die Ereignisrate für die tiefinelastische Streuung im Akzeptanzbereich des SPACALs liegt aber nur in der Größenordnung von 5 Hz. Somit muß die Ereignisselektion eine Untergrundunterdrückung von etwa $1 : 10^4$ erreichen.
Das H1-Trigger-System besteht zur Zeit aus vier Stufen, den sogenannten „Levels".
Die volle Ereignisinformation wird während der Zeit der Triggerentscheidung auf Level 1, die ungefähr 2,5 $\mu s$ beträgt, in sogenannten Pipelines für alle Ereignisse und für alle Detektorelemente zwischengespeichert. Das bedeutet, daß während des Prozesses der Triggerentscheidung auf dieser ersten Stufe die Datennahme nicht angehalten wird. Erst wenn eine positive Triggerentscheidung des L1-Triggers vorliegt, wird die Datennahme gestoppt und das Ereignis vollständig

[3] engl. Time Of Flight = TOF

ausgelesen. Die L1-Trigger-Entscheidung basiert auf der Kombination verschiedener Triggersignale, die auch **Triggerelemente** genannt werden. Dies sind zum Beispiel die Existenz von Spuren in einem Spurdetektor oder das Überschreiten einer bestimmten Energieschwelle in einem Kalorimeter.
Die Triggerelemente werden zu sogenannten **Subtriggern** kombiniert. Die Subtrigger basieren auf diversen Ereignissignaturen, die die einzelnen gesuchten und gewünschten Reaktionen auszeichnen. Insgesamt existieren 128 verschiedene Subtrigger. Es wird verlangt, daß mindestens eine Subtriggerbedingung erfüllt ist, so daß mindestens eine der Signaturbedingungen für den L1-Trigger erfüllt ist. Einige der Subtrigger können teilweise sehr hohen Untersetzungsfaktoren, sogenannten **Prescalefaktoren**, unterliegen.
Die Triggerinformation wird von der zweiten Triggerstufe L2 weiterverarbeitet. Wegen der Vorselektion, die vom L1-Trigger bereits durchgeführt wurde, sind nun auch Entscheidungen unter Einbeziehung komplexerer Algorithmen möglich. Im Jahr 1996 bestand der L2-Trigger aus zwei verschiedenen Systemen. Das eine L2-Triggersystem beruhte auf topologischen Kriterien, das andere L2-Triggersystem basierte auf neuronalen Netzwerk-Algorithmen.Die Entscheidung auf dieser Triggerstufe beruht auf der gesamten vom H1-Triggersystem zur Verfügung gestellten Information, also auch der Information, die nicht den Subtriggern für Level 1 zur Verfügung gestellt wird. Dabei werden Auswertemethoden und logische Kombinationen der Information benutzt, die auf Level 1 nicht zur Anwendung kommen. Die Entscheidung auf dieser zweiten Triggerstufe wird innerhalb von 20 $\mu$s gefällt.
Eine wirksame L3-Triggerstufe wird zur Zeit nicht betrieben.
Das Ereignis wird anschließend vom L4-Trigger weiterverarbeitet. Der L4-Softwaretrigger bestand 1996 aus einer Prozessor-Farm von insgesamt 32 parallel arbeitenden Prozessoren. Auf dieser Stufe steht die gesamte Detektorinformation zur Verfügung. Die Ereignisse werden teilweise rekonstruiert. So steht die komplette Kalibrationsinformation noch nicht zur Verfügung und die Spurinformation wird aus Zeitgründen nicht umfassend ausgewertet. Trotzdem ist auf dieser Triggerstufe schon eine relativ genaue Entscheidung basierend auf der feinen auf dieser Triggerstufe zur Verfügung stehenden Detektorauflösung möglich.
Nach der Entscheidung auf der vierten Triggerstufe werden die Ereignisse mit ihrer gesamten Detektorinformation auf Magnetbändern gespeichert. Alle weiteren Datenverarbeitungen werden auf Basis dieser aufgezeichneten Daten vorgenommen. Eine solche Datenverarbeitung wird „Offline“-Datenverarbeitung genannt. Innerhalb eines Zeitraumes von einigen Stunden bis einigen Tagen werden alle Ereignisse vollständig rekonstruiert. Hier wird die gesamte Detekorinformation inklusive aller Kalibrationsinformationen verwendet. Gleichzeitig werden alle Ereignisse klassifiziert, das heißt alle Ereignisse werden auf interessierende physikalische Signaturen überprüft und einer bestimmten Physikklasse zugeordnet. Kann ein Ereignis nicht einer bestimmten Physikklasse zugeordnet werden, wird es verworfen. Diese Filterstufe wird auch Level 5 genannt. Alle akzeptierten Ereignisse stehen der weiteren Analyse auf Festplatten in Form von sogenannten „ Data-Summary-Tapes“, kurz DST genannt, zur Verfügung.

### 3.2.3 Die Detektorsimulation

Zum Verständnis der mit dem Detektor aufgezeichneten Daten ist eine Simulation des Ansprechverhaltens des Detektors notwendig, um die aufgezeichneten Daten mit den theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können. Zur Simulation des Detektors H1 wird das Programmpaket H1SIM verwendet, das auf dem Simulationspaket GEANT [Bru91] beruht . GEANT bietet dem Benutzer die Möglichkeit, Geometrien mit diversen Materialien in geometrischen Einheiten zu implemtieren, verschiedene Teilchen mit einer beliebigen Energie zu erzeugen und diese mit den vorher definierten Medien wechselwirken zu lassen. Die von den, im vorigen Kapitel diskutierten Generatoren DJANGO und PHOJET erzeugten Datensätze werden als Eingabewerte von H1SIM weiterverwendet, mit denen H1SIM die Detektorsignale zur möglichst realistische Beschreibung des Detektors simuliert. Simulierte Ereignisse unterliegen der gleichen Selektion und

Analyse wie die vom Detektor aufgezeichneten Daten.

## 3.3 Das rückwärtige Kalorimeter SPACAL

Bei Ereignissen mit kleinen $Q^2$ und kleinem $x_B$ in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung werden die Elektronen in den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors gestreut. Die Messung der Strukturfunktion $F_2$ im Bereich kleiner $Q^2$ und kleiner $x_B$ erfordert insbesondere bei Benutzung der Elektron-Methode eine gute Energiemessung und eine gute Winkelmessung des gestreuten Elektrons. Aber auch eine gute Teilchenidentifikation ist im Rückwärtsbereich des H1-Detektors erforderlich, um Elektronen von hadronischen Clustern zu trennen, die von hadronischen Endzustand –insbesondere bei kleinem $x_B$ – und vor allem vom Photoproduktionsuntergrund herrühren. Das rückwärtige Spaghetti-Kalorimeter SPACAL[4] wurde im Jahre 1995 in

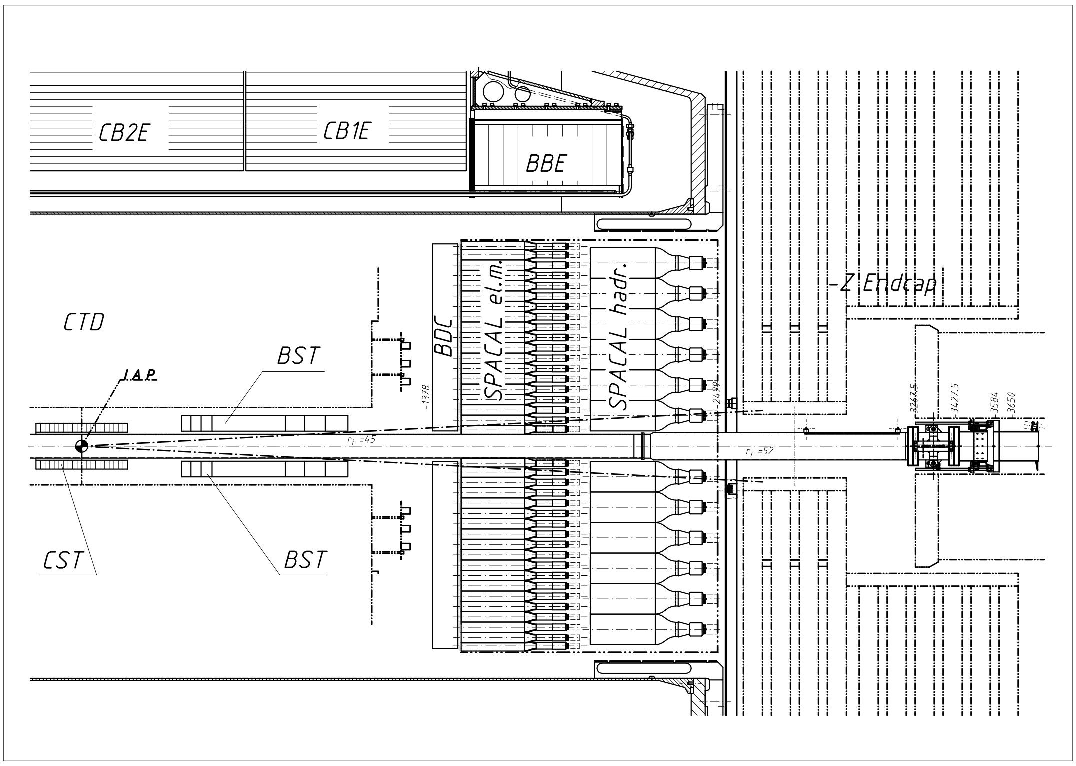


Abbildung 3.3: Die rückwärtige Region des H1-Detektors nach der Modernisierung 1995. Vor der elektromagnetischen Sektion des SPACALs befindet sich festmontiert die Driftkammer BDC. Hinter der elektromagnetischen Sektion des SPACALs befindet sich die hadronische Sektion des SPACALs.

den H1-Detektor eingebaut. Es ersetzte das bis dahin dort befindliche rückwärtige Kalorimeter BEMC[5], ein Sandwichkalorimeter. Die folgenden Abschnitte sollen den Aufbau des SPACALs vorstellen und die wichtigsten Eigenschaften dieses Kalorimeters diskutieren. Insbesondere wird auch die Rekonstruktion der Daten näher erläutert. Danach werden die verschiedenen Kalibrationsmethoden des SPACALs erklärt.

### 3.3.1 Der Aufbau des SPACALs

Das rückwärtige H1-Kalorimeter SPACAL ist ein Sampling-Kalorimeter mit szintillierenden Plastikfasern als aktivem Material und Blei als Absorbermaterial. Bei Sampling-Kalorimetern

[4]Abkürzung der englischen Bezeichnung SPAghetti CALorimeter
[5]Abkürzung der englischen Bezeichnung Backward ElectroMagnetic Calorimeter

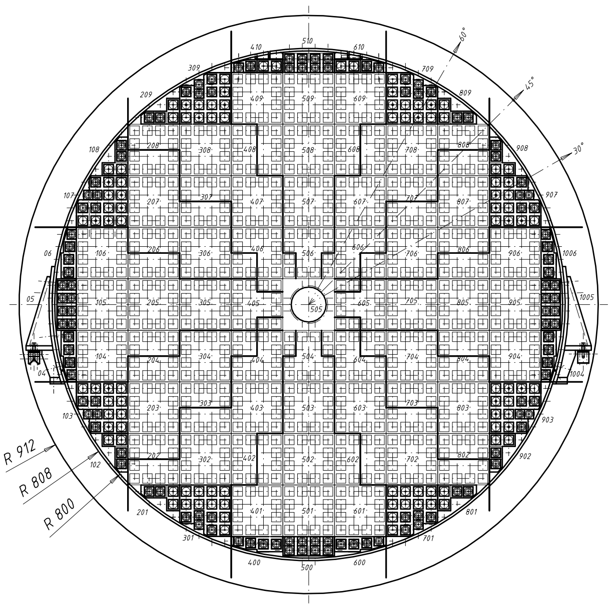


Abbildung 3.4: Frontansicht der elektromagnetischen Sektion des SPACALs. Zu sehen ist die Zellstruktur. Die Supermodule, die mehrere Zellen umfassen, sind eingerahmt. Die dunkleren Zellen, gehören zu speziellen Supermodulen.

wird nur die im aktiven Material absorbierte Energie zur Energiebestimmung verwendet. Die in Sampling-Kalorimeter eindringenden Teilchen verursachen im Absorbermaterial aber auch im aktiven Material einen Schauer. Nur die im aktiven Material durch die Schauerteilchen deponierte Energie führt zu Anregung des Szintillatormaterials. Das Szintillationslicht kann dann zur Energiemessung verwendet werden. Die Einzelheiten bezüglich der Entstehung und Ausbreitung von hochenergetischen Schauern können in [Kle92] gefunden werden.
Für die relative Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters ergibt sich für den statistischen Term, auch Sampling-Term genannt:

$$\frac{\sigma}{E} = K \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}, \tag{3.5}$$

wobei $K$ ein Proportionalitätsfaktor ist, der sich aus den intrinsischen Eigenschaften des Kalorimeters ergibt.
Das rückwärtige H1-Spaghetti-Kalorimeter SPACAL bestand 1996 aus drei **Sektionen**: - der elektromagnetischen Sektion ,
- der hadronischen Sektion
und
-dem rückwärtigen PLUG-Kalorimeter (BPLUG).
Das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter sind Zylinder mit einem Durchmesser von 1,60 m und einer jeweiligen Dicke von 25 cm[6] , siehe auch die Abbildungen 3.4 und 3.5. Beide Sektionen werden von einem Aluminiumring zusammengehalten. Sie sind räumlich getrennt, siehe Abbildung 3.3. Alle drei Sektionen haben in ihrer Mitte ein Loch, durch das das Strahlrohr führt.
Im folgenden soll der prinzipielle Aufbau des SPACALs anhand der elektromagnetischen Sek-

[6]Ohne das jeweilige Auslesesystem.

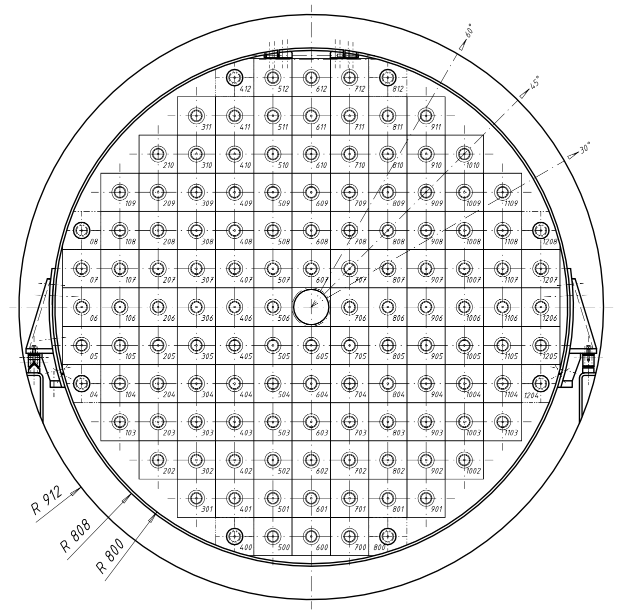


Abbildung 3.5: Frontansicht des hadronischen SPACAL. Zu sehen ist die Zellstruktur. Die innerhalb der Zellstruktur zu sehenden Kreise stellen die auslesenden Photomultiplier dar.

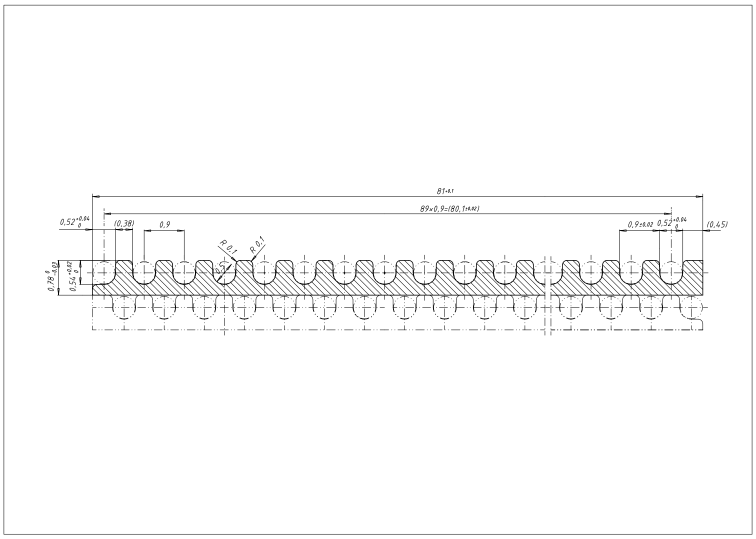

Abbildung 3.6: Aufbau des SPACAL: Frontansicht auf die Blei-Faser-Matrix. Die eingelegten Fasern fungieren als aktives Material.

tion näher dargestellt werden [H1S96B]:
Das SPACAL besteht aus aufeinandergeschichteten Bleilagen, die mit Rillen versehen sind, in denen die Fasern des aktiven Materials liegen. Diese langen Kunstoffasern waren namensgebend für das Kalorimeter („Spaghetti“). Für ein Spaghetti-Kalorimeter kann der Proportionalitätsfaktor $K$ aus Gleichung 3.3 wie folgt aus den geometrischen Verhältnissen bestimmt werden

[Wig91]:

$$K = 6,5\% \cdot \sqrt{R \cdot d(\mathrm{mm})}, \tag{3.6}$$

wobei R das Volumenverhältnis von Absorbermaterial zum aktivem Material und $d$ die Dicke der Fasern ist.

Der Aufbau der Blei-Faser-Matrix wird in Abbildung 3.6 dargestellt. In jeder Bleilage von 0,78 mm Höhe sind im Abstand von 0,9 mm die 0,5 mm dicken Fasern in den parallel zum Strahlrohr liegenden Rillen eingebettet. In der jeweils nächsten Bleilage befinden sich die Szintillationsfasern um den halben Faserabstand von 0,45 mm versetzt in den Rillen, so daß jede Faser von sechs anderen Fasern im gleichen Abstand umgeben ist. Das Faser-Blei-Profil hat somit eine hexagonale Grundstruktur. Das Blei-Faser-Verhältnis beträgt in der elektromagnetischen Sektion 2,3 : 1 . Für die elektromagnetische Sektion des SPACALs ergibt sich daher für die Energieauflösung gemäß Gleichung 3.4:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E}}, \tag{3.7}$$

für den Sampling-Term, in guter Übereinstimmung mit den Teststrahlresultaten [Hut96], [H1S95A].

Die Fasern emittieren blaues Licht mit einem Emissionsmaximum bei einer Wellenlänge von 430 nm, das durch Totalreflexion bis zur Rückseite des SPACALs weitergeleitet wird. Die Fasern treten an der Rückseite des SPACALs aus, werden gebündelt und auf Lichtmischer gegeben, die das Licht zu Sekundärelektronenvervielfachern, auch Photomultiplier genannt, weiterleiten. Von je einem Photomultiplier wird eine **Zelle** mit einer Grundfläche von $4,05 \cdot 4,05\ \mathrm{cm}^2$ ausgelesen. Je zwei Zellen bilden ein sogenanntes Submodul - mit Ausnahme einiger Zellen am Rande des SPACALs und direkt am Strahlrohr. Diese Submodule werden von bis zu acht Photomultipliern ausgelesen. Der Aufbau eines aus zwei Zellen bestehenden Submoduls wird in Abbildung 3.7 gezeigt. Die Submodule stellen die kleinste Konstruktionseinheit des SPACALs dar. Zwei bis

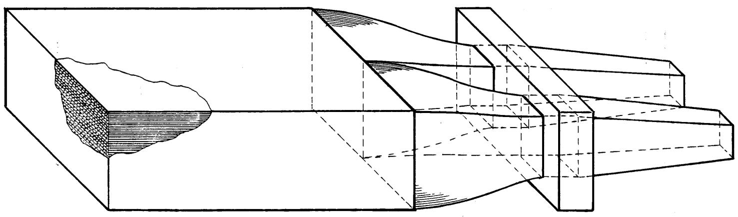

Abbildung 3.7: Aufbau eines Submodules. Links ist die Blei-Faser-Matrix zu sehen, rechts die Faserbündel und Lichtmischer.

acht Submodule bilden jeweils die **Supermodule**. Die elektromagnetische Sektion besteht aus 60 quadratischen Supermodulen und 20 Randmodulen, sowie einem speziellen inneren Modul, dem **Insert** direkt am Strahlrohr. Die quadratischen Supermodule haben eine Grundfläche von $16,26 \cdot 16,26\ \mathrm{cm}^2$ und werden jeweils von $60\mu$m dickem Klebeband zur mechanischen Stabilisierung umgeben. Sie bestehen aus acht Submodulen und werden von je 16 Photomultipliern ausgelesen. Die an den Photomultipliern eines Supermoduls anliegenden Spannungen werden mit Hilfe eines sogenannten Hochspannungsmoduls kontrolliert.

Die hadronische Sektion des SPACALs besteht aus Zellen mit einer Grundfläche von $12 \cdot 12\ \mathrm{cm}^2$. Sie werden von je einem Photomultiplier ausgelesen. Die Fasern in der hadronischen Sektion des SPACALs haben eine Dicke von 1 mm, das Blei-Faser-Verhältnis ist 3,4 : 1. Ansonsten ist die hadronische Sektion prinzipiell wie die elektromagnetische Sektion aufgebaut. Während aber die

| Eigenschaften der elektromagnetischen und hadronischen Sektrion des SPACALs | | |
|---|---|---|
| Eigenschaft | elektromagn. Sektion | hadronische Sektion |
| Blei-Faser-Verhältnis | 2,3:1 | 3,4 :1,0 |
| Dicke der Fasern in mm | 0,5 | 1,0 |
| Faser-Typ | BICRON BCF-12 | BICRON BCF-12 |
| Photomultiplier-Typ | Hamamatsu R5505 | Hamamatsu R2490-06 |
| Moliere-Radius $r_M$ in mm | 25,5 | 24,5 |
| Strahlungslänge $X_0$ in mm | 9,0 | 8,5 |
| Dicke der Sektion in mm | 250 | 246 |
| Zellvolumen | 4,05 x 4,05 x 25 cm$^3$ | 12 x 12 x 24,5 cm$^3$ |

Tabelle 3.1: Eigenschaften der elektromagnetischen und der hadronischen Sektion des SPACALs im Vergleich.

elektromagnetische Sektion aus 1192 Zellen besteht, ist die hadronische Sektion in 136 Zellen gegliedert. Eine ähnliche Granularität wie für die elektromagnetische Sektion ist nicht notwendig, weil diese Sektion nur zum Nachweis hadronischer Schauer benutzt wird. Sowohl die elektromagnetische als auch die hadronische Sektion des SPACALs wurde in der hier besprochenen Analyse benutzt, nicht aber das aus zwölf Zellen aufgebaute BPLUG, da dieses im Jahre 1996 noch nicht voll operationsfähig war. Es wurde 1998 durch ein neues Kalorimeter, das sogenannte VLQ ersetzt[7].
Gemeinsamkeiten und Unterschiede der elektromagnetischen und der hadronischen Sektion des SPACALs werden in Tabelle 3.1 anhand einiger wichtiger Größen aufgeführt.

#### Die Auslese des SPACALs

Die Signalauslese des SPACALs erfolgt über sogenannte Fine-Mesh-Photomultiplier, da diese besonderen Photomultiplier speziell zum Betrieb in einem hohen Magnetfeld entworfen wurden. Da in einem Magnetfeld die Lorentzkraft die Elektronen ablenkt, ist eine Bewegung der Elektronen in Richtung der Magnetfeldlinien besonders günstig, da so die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zum Magnetfeld gering gehalten werden können. Daher müssen die Dynoden eines Photomultipliers, der innerhalb eines Magnetfeldes arbeiten soll, senkrecht zur Magnetfeldrichtung ausgerichtet sein. Die Dynoden innerhalb der Photomultiplier sind gitterförmig. Die Sekundärelektronen werden in Richtung der Achse der Photomultiplier beschleunigt und führen dabei durch die Bewegung auf Spiralbahnen weitere Sekundärelektronenemission in den jeweils nächsten Dynoden herbei. In den parallel zum Magnetfeld ausgerichteten Photomultipliern driften die Sekundärelektronen nur mit einer geringen Geschwindigkeit von der Hauptachse der Photomultiplier weg, so daß trotz des großen Magnetfeldes eine genügende Signalverstärkung erreicht wird. Die Verstärkungen $G$, die auch in einem Magnetfeld von bis zu 1,2 T erreicht werden, sind im Durchschnitt $G = 1,2 \cdot 10^4$ für die Photomultiplier in der elektromagnetischen Sektion und $G = 3,3 \cdot 10^4$ für die Photomultiplier in der hadronischen Sektion [H1S97A].
Die vielfältigen Aufgaben, die das SPACAL zu erfüllen hat, erfordern drei verschiedene Auslesezweige [H1S98A]. Der erste Auslesezweig dient der Energiemessung, der zweite Auslesezweig dient der Zeitmessung, der dritte Auslesezweig wird für den SPACAL-Trigger verwendet.

Im ersten Auslesekanal wird das Signal, nach der Verzögerung von 2,3 bis 2,5 $\mu$s, die der H1-Trigger zur Auslöseentscheidung benötigt, auf zwei 12-bit ADCs [8] gegeben. Um einen größeren Signalbereich mit guter Genauigkeit überdecken zu können, arbeiten die beiden ADCs mit zwei verschiedenen effektiven Auflösungen, so daß wirksam zur Energiemessung $2^{14}$ Energiekanäle zur

[7]VLQ=Very low $Q^2$-Kalorimeter
[8]engl. Bezeichnung für Analog-Digital-Umwandler Analog-Digital-Converter=ADC.

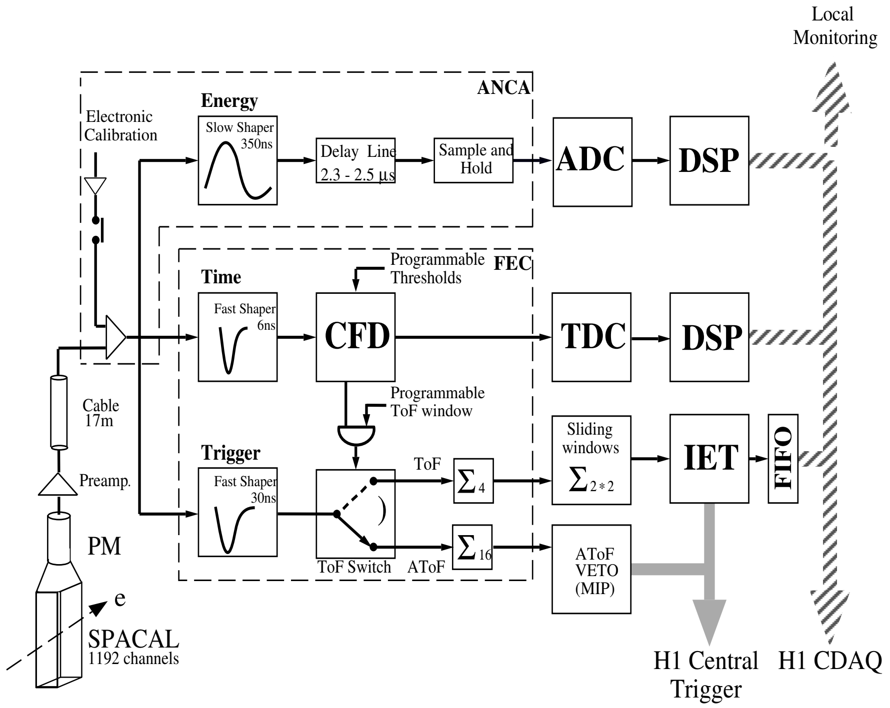


Abbildung 3.8: Darstellung der Elektronikkette des SPACALs. Es werden drei Auslesekanäle unterschieden : Energieauslese, Zeitauslese und Triggerinformation.

Verfügung stehen, dabei besteht für den unteren Kanalbereich eine genauere Energieauflösung. Die so digitalisierten Signale werden von Digital-Signal-Prozessoren, kurz DSP genannt, weiterverarbeitet. Auf dieser Verarbeitungsstufe wird das Pedestal[9] subtrahiert, ein Schnitt auf das Rauschen durchgeführt, zur Datenkompression wird der Nullpunkt unterdrückt, und es erfolgt eine Umnumerierung der einzelnen Kanalnummern.
Signale vom SPACAL werden in insgesamt vier DSPs verarbeitet. Um unter anderem die von den DSPs gelieferten Informationen in ein gemeinsames Datenformat zu bringen, werden die Signale in sogenannten „Event-Buildern“ [10], AM29000 RISC-Prozessoren, weiterverarbeitet. Die hier erstellten von der Ereignisrekonstruktion zu verarbeitenden Datenstrukturen werden auch Bänke genannt.
Das zweite Signal wird auf einen sogenannten „Fast-Shaper“ gegeben, einen Differenzierer, der dafür sorgt, daß das Signal innerhalb von 3 nsec seinen Maximalwert erreicht. Dieses Signal wird dann von einem Diskriminator weiterverarbeitet, der die Signalschwelle so setzt, daß diese immer die gleiche relative Höhe bezüglich des Maximums des Signals besitzt[11]. Dadurch soll verhindert werden, daß die Zeitdifferenz zwischen den Zeitsignalen des SPACALs und dem HERA-Referenzsignal von der absoluten Signalhöhe abhängt. Die Zeitdifferenzen werden dann auf einen Zeit-Digital-Umwandler, kurz TDC[12] genannt, gegeben und in einem DSP, wie die Energiesignale, weiterverarbeitet. Diese spezielle Behandlung der Photomultipliersignale zur Zeitmessung ist deshalb sinnvoll, weil mit Hilfe der Zeitinformation insbesondere die Triggereigenschaften des SPACALs kontrolliert werden sollen, wie im nächsten Abschnitt erklärt werden wird.
Der dritte Signalzweig führt zum Triggersystem des SPACAL.

[9] Die Kanalnummer des effektiven Nullpunkt der Signalskala eines ADCs ist größer als Null, damit zum Beispiel Rauscheffekte besser untersucht werden können.
[10] Das heißt Ereignis-Hersteller, weil auf diesen Rechnern die Ereignisinformation zusammengestellt wird.
[11] So ein Diskriminator wird Constant-Fraction-Discriminator = CFD genannt.
[12] engl. Time-Digital Converter= TDC

**Der Trigger des SPACALs**

Der SPACAL-Trigger nimmt zwei wichtige Aufgaben wahr:
Einerseits soll mit Hilfe der Zeitinformation Untergrund unterdrückt werden (Veto-Funktion), andererseits sollen mit Hilfe der im SPACAL deponierten Energie Ereignisse erkannt werden (eigentliche Triggerfunktion).
Die Veto-Funktion des SPACAL-Triggers ist besonders wichtig. Wegen des hohen Wirkungsquerschnittes der Protonen mit dem Strahlrestgas gibt es sehr viele Ereignisse aus der Richtung der einlaufenden Protonen außerhalb des H1-Detektors, die im SPACAL Energie deponieren. Diese Ereignisse können mit Hilfe der Zeitinformation des SPACALs verworfen werden, da Ereignisse, die aus dem Inneren des Detektors kommen, später das SPACAL treffen. Signale des SPACALs, die innerhalb des Zeitfensters liegen, das aufgrund der TDC-Messungen für Ereignisse aus der Wechselwirkungszone eingestellt wurde, befinden sich im sogenannten „TOF-Bereich", Ereignisse, die außerhalb dieses Zeitfensters liegen, befinden sich im sogenannten „ATOF-Bereich"[13]. Ereignisse, die sich im ATOF-Bereich befinden, werden durch das **ATOF-Veto** verworfen.
Der SPACAL-Trigger ist speziell zur Messung von Elektronkandidaten in der rückwärtigen Region des H1-Detektors konzipiert worden. Die in der hier diskutierten Analyse verarbeiteten Signale sind alle durch den **Inklusiven-Elektron-Trigger (IET)** mit ausgelöst worden. Das Prinzip des IET beruht auf einer Einteilung des SPACALs in Triggerfenster von je vier quadratisch angeordneten Zellen. Je vier benachbarte Triggerfenster bilden einen **Triggercluster** von je 16 Zellen, die ebenfalls quadratisch angeordnet sind. Die dadurch erreichte Granularität für den Trigger ist nur viermal geringer als die Granularität des SPACALs selbst. Das Prinzip des Triggers wird in Abbildung 3.9 veranschaulicht. Es ist dort zu sehen, daß genügend deponierte Energie im Punkt B in bis zu 7 Triggerclustern erfaßt werden kann, so daß eine genügend hohe Nachweiswahrscheinlichkeit gegeben ist.

Durch den Überlapp der verschiedenen Triggercluster wird eine hohe und gleichmßige Triggereffizienz unabhängig vom Auftreffpunkt des Teilchens, das im SPACAL Energie deponiert, garantiert. Insgesamt wird das elektromagnetische SPACAL von 308 Triggerfenstern überdeckt. Auf der ersten Triggerstufe L1 wird das IET-Triggerelement so definiert, daß in mindestens einem Triggercluster Energie oberhalb der geforderten Schwelle deponiert sein muß. Die Auslöseschwellen des IET-Triggers können in 25 Regionen des SPACALs individuell eingestellt werden. Die Auslöseschwellen werden „$IET > 0$" für die niedrigste Schwelle, „$IET > 1$" für die mittlere Schwelle und „$IET > 2$" für die höchste Schwelle genannt. 1996 waren die Auslöseschwellen in den verschiedenen Bereichen des SPACALs auf jeweils gleiche Werte eingestellt. Sie betrugen:
- $IET > 0$ : 500 MeV
- $IET > 1$ : 2 GeV
- $IET > 2$ : 6 GeV

für die Triggercluster. Das bedeutet, daß zum Beispiel bei der Existenz eines 4x4-Zellen umfassenden Triggerclusters mit einer Energie von mehr als 2 GeV die Signale „$IET > 0$ " und „$IET > 1$ " an die H1-Trigger-Logik gegeben werden. Alle Subtrigger, die diese Bedingung beinhalten, und bei denen die anderen Triggerbedingungen auch erfüllt sind, geben dann die Auslese des Ereignisses frei.
Auf der zweiten Triggerstufe können die Informationen der einzelnen Triggerelemente individuell analysiert werden. Das heißt, daß es zum Beispiel möglich ist, in einzelnen Bereichen des SPACALs eine höhere oder niedrigere Energieschwelle zu verlangen und somit die Untergrundunterdrückung bzw. Ereignisselektion auf einzelne Bereiche zu beschränken oder bestimmte topologische Ereignismuster zu verlangen.
Neben dem auf Triggerclustern basierendem IET-Trigger gibt es auch noch zwei globale Triggerschwellen, die auf die gesamte in der elektromagnetischen Sektion des SPACALs deponierte Energie sensitiv sind: Die Auslöseschwelle „$TOF - E1$ " liegt bei 500 MeV, die Auslöseschwelle

[13] engl. Anti-Time-Of-Flight = ATOF

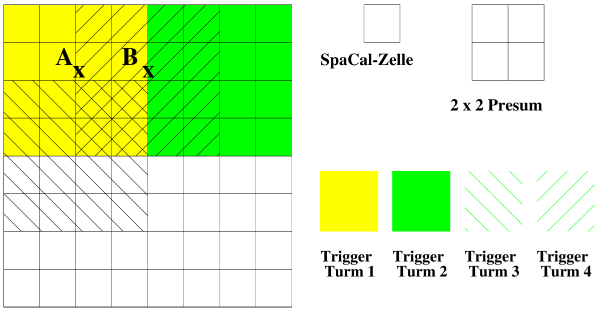


Abbildung 3.9: Veranschaulichung der Funktionsweise des SPACAL-Triggers. Die Energiedeposition am Ort B führt zu vier verschiedenen sich überlappende Triggerclustern, die aus jeweils 16 Zellen bestehen.

„$TOF - E2$ " liegt bei 12 GeV. Während mit der niedrigeren der beiden Triggerschwellen Ereignisse aufgezeichnet werden sollen, die zur Beobachtung der niedrigsten IET-Triggerschwelle dienen, werden mit der höheren der beiden Triggerschwellen Ereignisse im kinematischen Maximum aufgezeichnet, die zur Kalibration dienen.

### 3.3.2 Beobachtung und Korrektur von SPACAL-Daten mit dem LED-System

Für eine präzise Messung der Energie der in das SPACAL gestreuten Teilchen ist eine hinreichende Stabilität der Energierekonstruktion des SPACALs notwendig. Soll eine Genauigkeit der absoluten Energieskala des SPACALs auf 1 % erreicht werden und gleichzeitig eine relative Energieauflösung von 2% im Bereich des kinematischen Maximums, d.h. bei 27,5 GeV erreicht werden, dann muß insbesondere das Antwortverhalten des SPACALs auf 1% stabil sein. Die für die Auslese des SPACALs verwendeten Photomultiplier zeigten aber in Serientests, daß die Verstärkung der Photomultiplier stärkeren relativen Schwankungen unterliegt als die geforderten 1% [Jan96]. Zwei Auswirkungen der Photomultiplierschwankungen können unterschieden werden:

1. Es gibt kurzfristige Schwankungen der Photomultiplier-Verstärkung. Innerhalb von zwei Stunden sind relative Verstärkungsänderungen von bis zu 10% beobachtet worden [Jan96].

2. Die Verstärkung eines Photomultipliers verändert sich langfristig, das heißt viele kurzfristige Schwankungen addieren sich im Laufe der Zeit zu einem allgemeinen Trend. So wurde 1995 ein allgemeiner Trend der Verstärkungsabnahme für alle Photomultiplier beobachtet. Im Jahr 1996 konnte so ein allgemeiner Trend zwar nicht beobachtet werden, aber die verschiedenen Photomultiplier zeigten eine individuelle langfristige Verstärkungsänderung.

Die Änderungen der Photomultiplierverstärkung hat also zwei Folgen:
Einerseits verschlechtert sich die Energieauflösung des SPACALs, insbesondere durch die kurzfristigen Verstärkungsschwankungen, andererseits schwankt auch die Energieskala, die auf 1% stabil sein soll, wesentlich stärker als verlangt.
Um diese Verstärkungsänderungen zu korrigieren und die geforderte Stabilität der Energieskala zu gewährleisten, ist ein System zur Beobachtung und Korrektur der Photomultiplierverstärkung gebaut worden. Grundlage ist die Beobachtung der Photomultiplier mit Hilfe definierter Ereignisse, bei denen Licht von Leuchtdioden – auch LED[14] genannt – auf die Photomultiplier und gleichzeitig auf Photodioden gegeben wird. Photodioden sind zeitlich sehr stabil, so daß ihre Signale als Referenz dienen können. Instabilitäten der von den Leuchtdioden emittierten Lichtmenge werden durch den Vergleich der Lichtmenge, die die Photomultiplier empfangen und die die Photodioden empfangen, erkannt und korrigiert, wie weiter unten ausgeführt werden wird.
Das Beobachtungssystem, im folgenden **CAM-System**[15] genannt, ist modular aufgebaut [Jan96]:
Das CAM-System besteht aus CAM-Modulen als den größten Untereinheiten des Systems, die wiederum aus Photodioden, Leuchtdioden und Lichtleitfasern zu den Photomultipliern bestehen.
Die regulären, aus 16 Zellen bestehenden Supermodule der elektromagnetischen Sektion und die aus 15 Zellen bestehenden Randmodule sind jeweils mit einem eigenen CAM-Modul ausgestattet. Die anderen Randmodule und das Insert des SPACALs werden von CAM-Modulen in der Nachbarschaft versorgt. Die hadronische Sektion besitzt 9 CAM-Module der gleichen Bauweise.
Innerhalb eines CAM-Moduls befinden sich vier oder fünf optische Einheiten, die wie folgt aufgebaut sind:
Die grünes Licht aussendende Leuchtdiode gibt ihr Licht auf eine Kontrollfaser, die einen Durchmesser von 1 mm hat, und acht Versorgungsfasern mit einem Durchmesser von 0,5 mm. Das Licht wird von der Kontrollfaser zu einer Photodiode weitergeleitet, während die Versorgungsfasern mit vier bzw. fünf Lichtmischern verbunden sind, so daß die Photomultiplier über den jeweils davor befindlichen Lichtmischer beleuchtet werden, siehe Abbildung 3.10. Um bei Wartungsarbeiten die CAM-Module abnehmen zu können, existieren zwischen den von den CAM-Modulen kommenden Lichtleiterfasern und den Fasern, mit denen das Licht auf die Lichtmischer gegeben wird, eine Kopplungsstelle.
Jedes CAM-Modul besitzt also 32 oder 40 Versorgungsfasern, je nachdem ob es 4 oder 5 LEDs

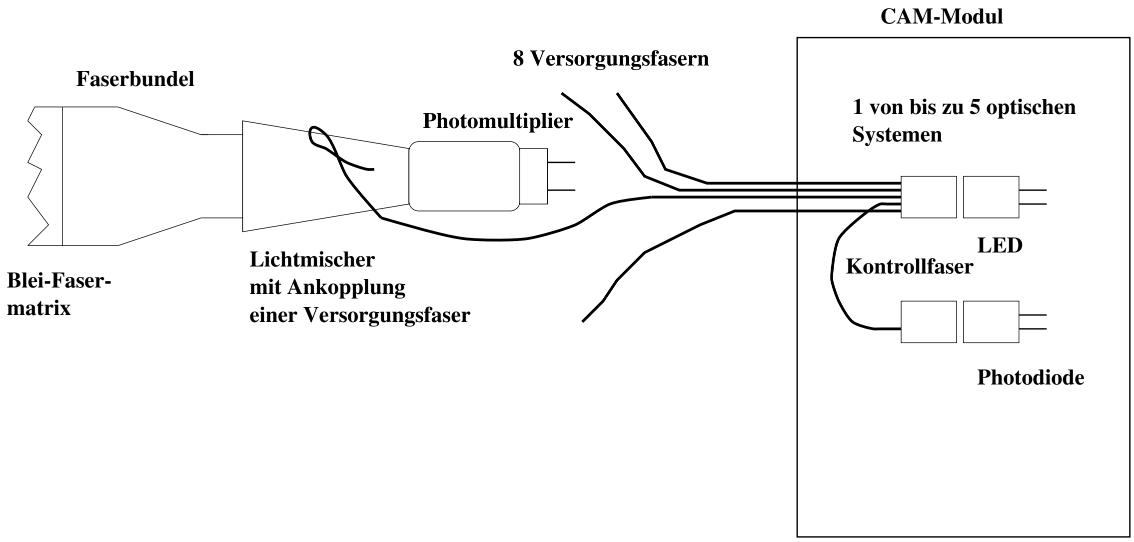


Abbildung 3.10: Darstellung des CAM-Systems [Jan96].

bzw. Photodioden enthält. Das System ist so konstruiert worden, daß jeder Photomultiplier

[14]engl. Light Emitting Diode = LED
[15]engl. Calibration and Monitoring = CAM

wahlweise von einer oder von zwei LEDs beleuchtet und von einer oder zwei Photodioden kontrolliert werden kann.
Die Beleuchtung der Photomultiplier und Photodioden durch die LED findet mit einer Frequenz von ca. 1 Hz während der Datennahme statt. Die Pulse für diese besonderen LED-Ereignisse werden in Lücken zwischen den HERA-Teilchenpaketen generiert, bei LED-Ereignissen wird somit keine durch Teilchenkollisionen im Detektor deponierte Energiedeposition registriert. Damit wird einerseits ausgeschlossen, daß LED-Ereignisse zu einer Verfälschung von Physikereignissen bzw. zu deren Verwerfung und somit zu einer Verringerung der effektiven für Analysezwecke nutzbaren Luminosität führen, andererseits wird die Kalibration durch LED-Ereignisse auch nicht durch zusätzliche Lichtsignale verfälscht.

### Beobachtung und Korrektur der Verstärkungsänderung der Photomultiplier

Da die LEDs auch Schwankungen ihrer Lichtmenge aufzeigen, wird das Signalverhältnis $V$ zwischen dem Photomultipliersignal und dem jeweiligen Photodiodensignal gebildet:

$$V = \frac{S_{Photomultiplier}}{S_{Photodiode}}. \tag{3.8}$$

Durch die Bildung des Verhältnisses werden Änderungen in der Lichtmenge der Leuchtdioden, die in den Signalen der Photomultiplier bzw. der Photodioden auftreten, herauskorrigiert. Eventuelle Schwankungem der Lichtmenge der LEDs spielen also bei Betrachtung des obigen Verhältnisses keine Rolle. Allerdings schwanken die Signalhöhen der Photomultiplier gemäß der Photoelektronenstatistik [16]. Dies wird in Abbildung 3.11 deutlich. Gezeigt wird die Verteilung der

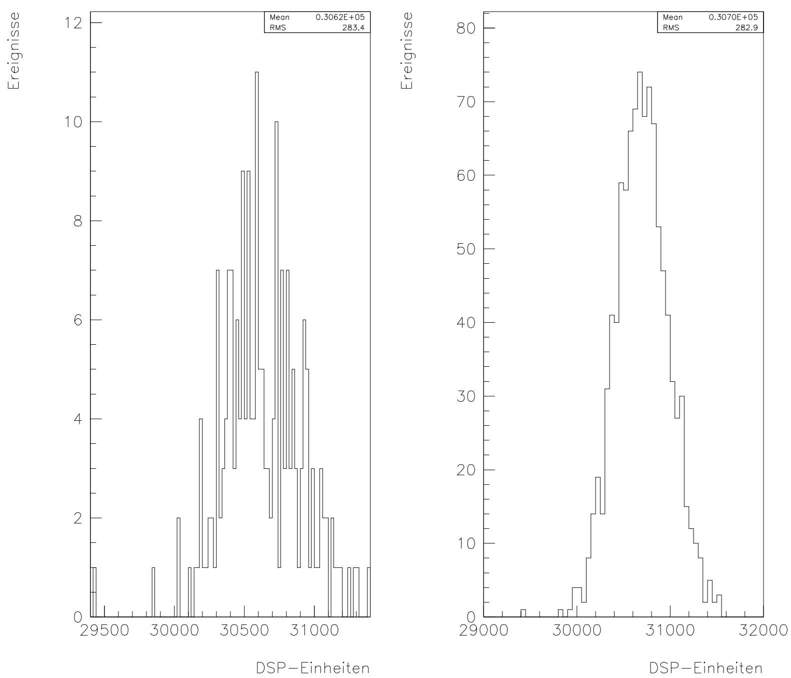


Abbildung 3.11: Verteilung der Signalhöhen für einen Photomultiplier für 200 und 1000 LED-Ereignisse. Der Daten stammen aus dem Jahr 1996.

Kanalnummern für 200 und 1000 LED-Ereignisse für einen typischen Photomultiplier. Die relative Standardabweichung $\sigma_{rel} = \frac{\sigma}{Signal}$ der Verteilung für den in Abbildung 3.11 vorgestellten

[16] Die Verteilung der Photoelektronen pro Ereignis gehorcht der Poissonstatistik.

Photomultiplier ist $\sigma_{rel} = 0,09\%$, so daß für 200 Ereignisse für den Fehler auf den Mittelwert gilt : $\frac{\sigma}{\sqrt{200}} = 0,0065\%$. Die Verteilung der Standardabweichungen der Signalhöhenverteilungen für alle Photomultiplier wird ausführlich in [Jan96] diskutiert. Wird eine Genauigkeit von 0,5% verlangt, so ist eine Anzahl von maximal $N = 200$ LED-Ereignissen ausreichend, um über diese Schwankungen zu mitteln, weil der Fehler des Mittelwertes hinreichend klein wird[Jan96]:
Die maximale gemessene Standardabweichung der Signalhöhenverteilung eines Photomultipliers ist 7%, so daß der daraus folgende Fehler auf den Mittelwert mit $\frac{7\%}{\sqrt{200}} = 0,5\%$ gering genug ist, um eine Genauigkeit der Energieskala von 1% zu gewährleisten. Somit erfolgt nach jeweils 200 LED-Ereignissen – das heißt bei einer eingestellten Frequenz von 1 Hz für Zeiträume von jeweils 3 min 20 sec innerhalb eines Datennahmeruns – eine neue LED-Kalibration. Zur Berechnung der Verstärkungsänderungen der Photomultiplier wird somit das Verhältnis $V_j$ für den Photomultiplier $j$ wie folgt gebildet :

$$V_j = \frac{1}{N_j} \sum_{i}^{N_j} \frac{S_{i,j,Photomultiplier}}{S_{i,j,Photodiode}} \tag{3.9}$$

Da die Photomultipliersignale und die Photodiodensignale oberhalb einer bestimmten Signalschwelle liegen müssen, um für die Berechnung des Verhältnisses $V_j$ herangezogen zu werden, ist es möglich, daß $N_j$ geringer ist als der festgelegte Wert von $N = 200$. Das kann zum Beispiel an der schlechten Lichtleitung zwischen den CAM-Modulen und den Photomultipliern liegen. Insbesondere hat sich während der Datennahme in den Jahren 1995 und 1996 herausgestellt, daß die Kopplungen zwischen den Versorgungsfasern, die aus den CAM-Modulen austreten, und den Fasern, mit denen das Licht auf die Lichtmischer gegeben wird, sehr unterschiedlich sind. So können bei schwachen Kopplungen auch Wackelkontakte auftreten. 1995 wurden die Photomultiplier nur von jeweils einer LED beleuchtet. Im Laufe der Datennahmeperiode fielen mehrere Kopplungen aus. Die davon betroffenen Photomultiplier konnten daher nicht weiter mit Hilfe des CAM-Systems beobachtet werden. Die Berechnung der Verstärkungsänderung erfolgt bezüglich eines zu Beginn des Jahres aufgezeichneten Referenzwertes. Abgespeichert werden nur die Differenzen der relativen Verstärkungsänderungen.

### Beleuchtung der Photomultiplier mit zwei Leuchtdioden

Empfängt der Photomultiplier von 2 Leuchtdioden Licht, so liegt die mittlere Lichtmenge höher, als wenn er nur von einer LED empfänge, dadurch werden die relativen Schwankungen aufgrund der Photoelektronenstatistik geringer. Dies ist eine der wesentlichen Motivationen dafür, jeden Photomultiplier an zwei LEDs und damit auch an zwei Photodioden anzuschließen. Ein weiterer Grund ist, daß auch bei Ausfall einer Faserkopplung immer noch die Beleuchtungsmöglichkeit durch die zweite LED besteht. Ein dritte Grund ist die Möglichkeit, durch die Beobachtung der Photomultiplier und Photodioden, die von verschiedenen LEDs beleuchtet werden, zu untersuchen, ob eine Veränderung des Photomultiplier-Photodioden-Verhältnisses auch aufgrund von eventuell möglichen Instabilitäten der Photodioden erfolgt. Damit ist eine Überprüfung der Stabilitätsannahme für die Photodioden gegeben.
Das in Gleichung 3.8 berechnete Verhältnis $V$ ist sensitiv auf eine eventuelle Veränderung des Photodiodensignals, somit kann ohne weitere Information nicht entschieden werden, ob wirklich bei einer Änderung des Verhältnisses $V$ der Photomultiplier sein Signal und nicht die Photodiode ihr Signal verändert hat. Durch die Beleuchtung mit zwei LEDs bei bei bekannten Faserankopplungen können die beiden Signale separiert werden, so daß festgestellt werden kann, welches Gerät für die Änderung des Verhältnisses $V$ verantwortlich gewesen ist. Die möglichen Beleuchtungsoptionen werden in Abbildung 3.12 gezeigt:
Die vier zur Verfügung stehenden Photodioden beleuchten jeweils die obere Hälfte, die untere Hälfte, die linke Hälfte und die rechte Hälfte des Supermoduls, das vom CAM-Modul versorgt wird. Die Berechnung der Korrekturfaktoren erfolgt wie folgt:
Da die Kopplungen der beiden Versorgungsfasern des jeweiligen Photomultipliers verschieden

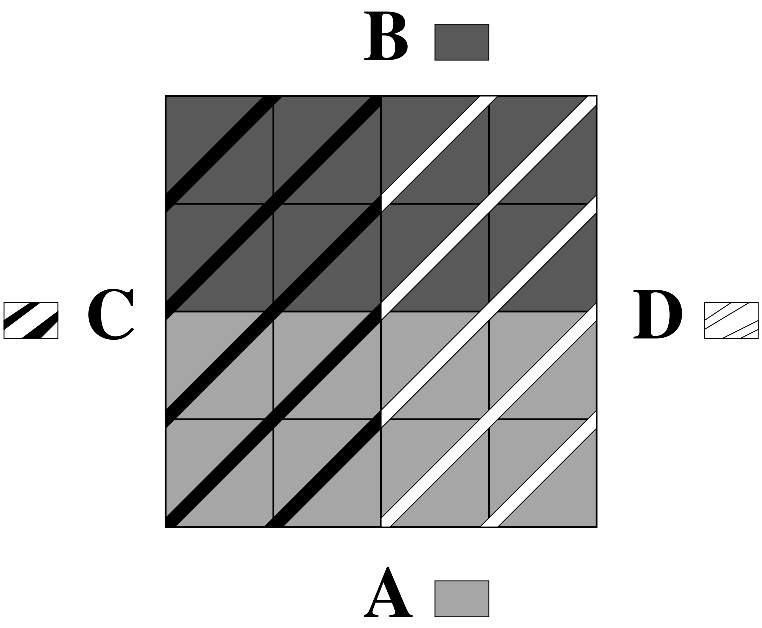


Abbildung 3.12: Beleuchtungsoptionen mit dem CAM-System für ein reguläres Supermodul mit 16 Zellen. A, B, C und D bezeichnen die von je einer LED beleuchteten Zellen, so daß jede LED die Hälfte des Supermoduls beleuchtet. Daurch ist eine Redundanz in der Versorgung der Photomultiplier mit Licht durch den Überlapp der beleuchteten Regionen gegeben.

ist, müssen Kopplungskonstanten $k$ bestimmt werden, die durch spezielle Beleuchtungsruns ermittelt werden müssen. Dabei werden die Photomultiplier jeweils von einer LED beleuchtet, zuerst im Beleuchtungsmodus oben/unten, dann im Beleuchtungsmodus rechts/links. Die Photomultiplier sind dann von der jeweils anderen LED beleuchtet worden. Anschließend werden die Photomultiplier von allen LEDs beleuchtet. Die Kopplungskonstante der jeweiligen Faserankopplung ergibt sich dann aus dem Verhältnis:

$$k_{1/2} = \frac{1.}{N_{1/2}} \sum_{i}^{N_{1/2}} \frac{S_{i,1/2,Photomultiplier}}{S_{1+2,Photomultiplier}} \tag{3.10}$$

Dabei ist $S_{i,1/2,Photomultiplier}$ das Signal des jeweiligen Photomultipliers, wenn er von einer LED – entweder 1 oder 2 – beleuchtet wird und $S_{1+2,Photomultiplier}$ das Signal des jeweiligen Photomultipliers bei doppelter Beleuchtung.
Bei Einbeziehung der beiden Kopplungskonstanten $k_{1/2}$ werden die Korrekturfaktoren wie folgt berechnet:

$$V_j = \frac{1.}{N_j} \sum_{i}^{N_j} \frac{S_{i,j,Photomultiplier}}{k_1 \cdot S_{i,j,Photodiode1} + k_2 \cdot S_{i,j,Photodiode2}} \tag{3.11}$$

Durch die Beleuchtung mit zwei LEDs war es 1996 möglich, Probleme mit Photodioden zu erkennen und bei der Veränderung der Photomultiplier-Photodioden-Verhältnisse zwischen Veränderung der Photomultiplierverstärkung und der Änderung der Photodiodenverstärkung zu unterscheiden. Ein Beispiel dafür wird im Anhang A dargestellt.

**Ergebnisse der LED-Korrektur 1996**

Abbildung 3.13 zeigt die Veränderung der Verteilung der mit Hilfe des CAM-Systems gewonnenen Korrekturfaktoren für das Jahr 1996. Die dunkle Verteilung zeigt die Verteilung der normierten Korrekturfaktoren für den Referenzrun. Im Laufe der Zeit veränderten sich die Verstärkungen der Photomultiplier. Die schraffierte Verteilung der normierten Korrekturfaktoren zeigt, daß bis

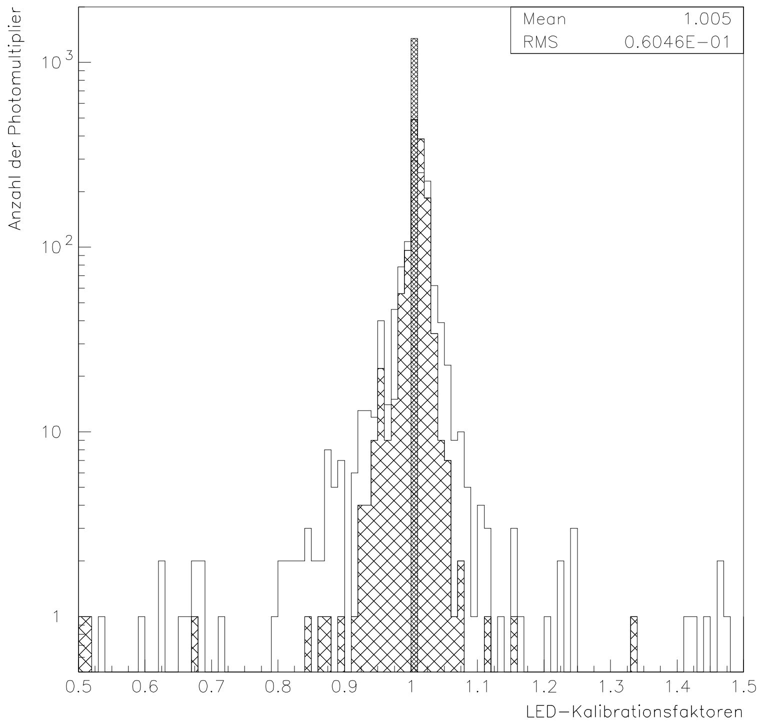


Abbildung 3.13: Verteilung der normierten Mittelwerte der Photomultiplier- Photodioden-Verhältnisse zu Beginn der Datennahme 1996 (dunkel), am 6.9.1996 (schraffiert) und am Ende der Datennahme. Deutlich ist die sukzessive Verbreiterung im Laufe der Zeit zu erkennen.

zum 7.9.1996 – nach vierzig Tagen – für die Verstärkungen der Photomultiplier keine globalen Verschiebungen zu niedrigen Verstärkungen zu sehen sind. Allerdings zeigt die Abbildung 3.13 auch, daß im Laufe der Zeit die Verstärkungen der Photomultiplier immer weiter auseinanderdrifteten, so daß am Ende der Datennahme – nach weiteren 86 Tagen – die Verteilung der Korrekturfaktoren eine Breite von 6 % erreicht. Aufgrund der Korrektur der Photomultiplierverstärkungen mit dem LED-System wird erwartet, daß sich die Energieauflösung des SPACALs verbessert, das heißt das kinematische Maximum eine geringere Breite als vor der Korrektur besitzt. Das Ergebnis der Korrektur wird in Abbildung 3.14 für eine Meßreihe am Ende der Datennahme des Jahres 1996 gezeigt. Deutlich ist erkennbar, daß das kinematische Maximum nach der Korrektur schmaler und höher geworden ist. Wird an die hochenergetische rechte Flanke des kinematischen Maximums eine Gaußfunktion angepasst, so verringert sich die relative Breite des Maximums von $3,70\%$ auf $3,48\%$. Somit ergibt sich durch die LED-Korrektur eine relative Verbesserung von $6,4\%$ der Energieauflösung des SPACALs. Dies stimmt gut mit der Breite der Korrekturfaktoren zu diesem Zeitpunkt von 6% überein.

### 3.3.3 Datennahme und Ereignisrekonstruktion

Die von den verschiedenen Komponenten des H1-Detektors erzeugten Signale werden, nachdem sie vom H1-Trigger akzeptiert wurden, miteinander kombiniert. Die so erfaßten Rohdaten werden dann vom Standort des H1-Detektors zum DESY transferiert. Dort werden die Daten mit Hilfe des sogenannten „Logging-Jobs“ aufgezeichnet und in mehrere Datenströme aufgeteilt. Neben dem Hauptdatenstrom, der alle aufgezeichneten Daten enthält, existieren noch andere

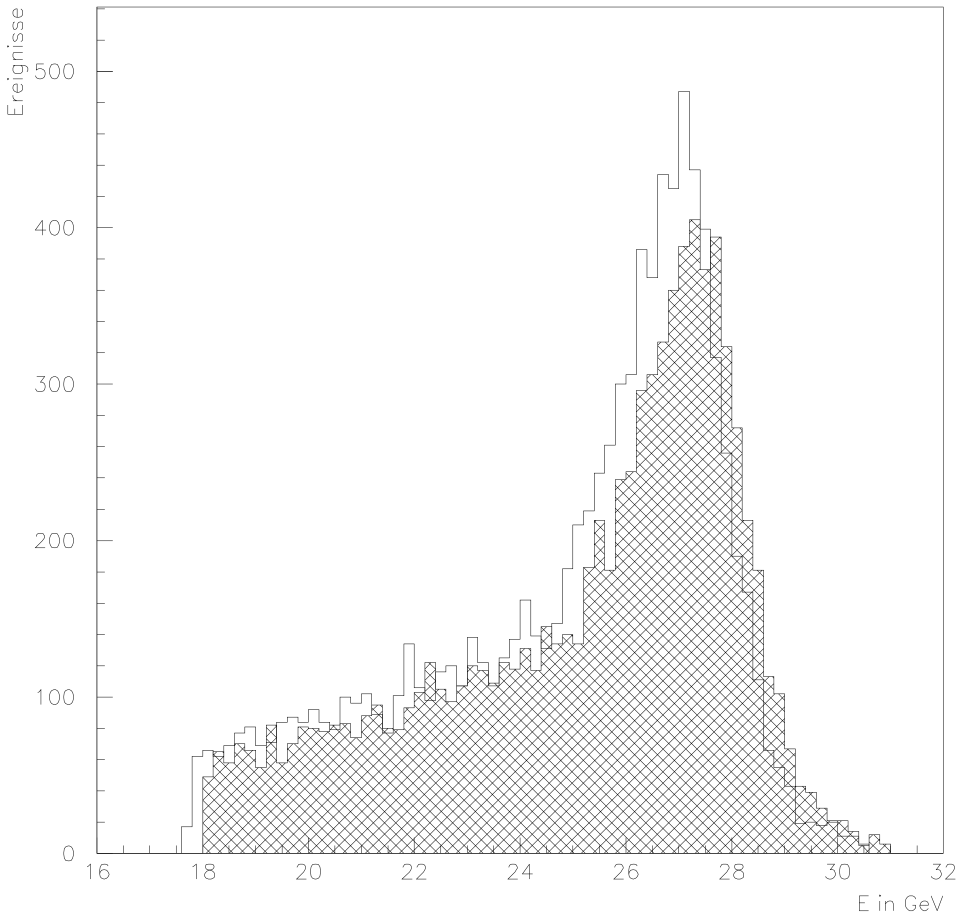


Abbildung 3.14: Das kinematische Maximum ohne LED-Korrektur(schraffiert) und mit LED-Korrektur (hell). Es ist zu erkennen, daß das kinematische Maximum durch die Korrektur schmaler und höher wird.

Datenströme, die zu Detektorstudien verwendet werden:
Auf der Triggerstufe L4 werden verschiedene Ereignisse für bestimmete Zwecke markiert, zum Beispiel für die Bestimmung der Luminosität oder für die Kalibration einzelner Subdetektoren. Diese verschiedenen Ereignisse werden vom „Logging-Job“ auf verschiedene Bänder oder auf Festplatte geschrieben. Dort stehen diese Ereignisse einer schnellen Analyse zur Verfügung. Damit wird eine schnelle und effektive Untersuchung der Detektoreigenschaften während der Datenahme ermöglicht, da diese jeweils speziellen Ereignisse nicht aus der großen Menge der Ereignisse des Hauptdatenstromes extra herausgesucht werden müssen.
Die jeweils abgespeicherten Daten der diversen speziellen Datenströme werden von verschiedenen Programmen automatisch weiterverarbeitet, die z.B aus den abgespeicherten Rohdaten der Datenströme Kalibrationskonstanten berechnen und in die H1-Datenbasis schreiben, siehe Abbildung 3.15.
1995 wurden für das SPACAL zwei spezielle Datenströme geschaffen:

1. Ein Datenstrom für Ereignisse, die für die Kalibration mit Hilfe des kinematischen Maximums verwendet werden.

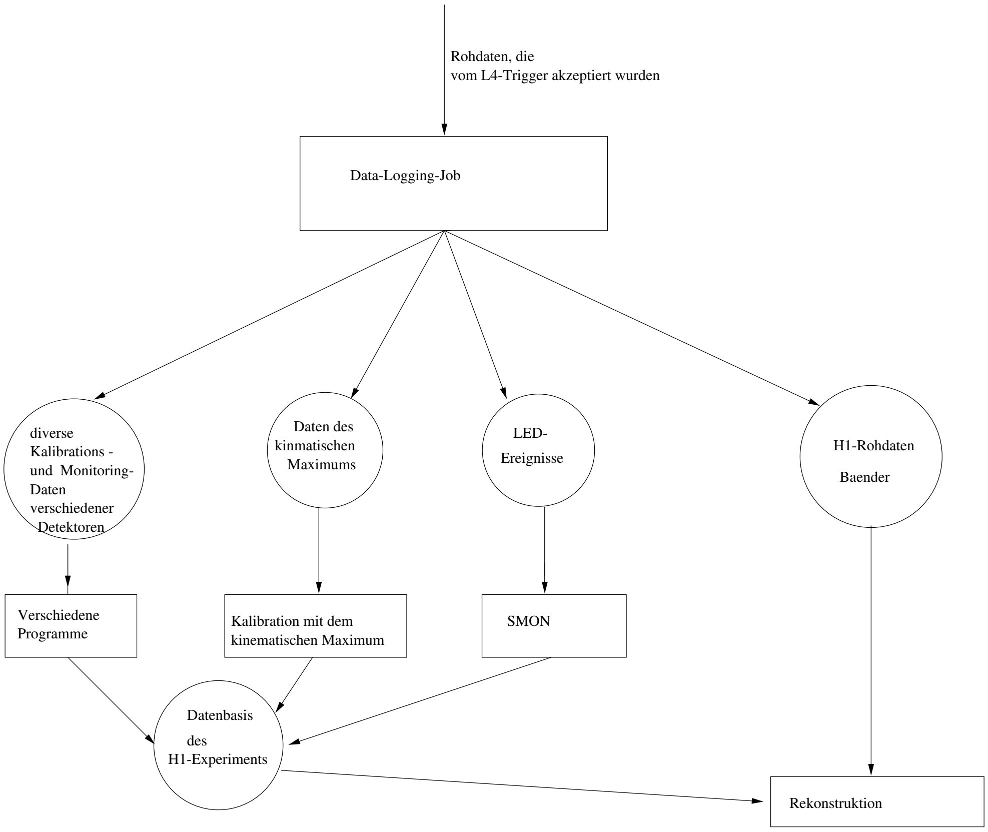


Abbildung 3.15: Veranschaulichung des Datenflusses im H1-Experiment nachdem die Daten vom Trigger akzeptiert wurden.

2. Ein Datenstrom für Ereignisse, mit denen die Verstärkung der Photomultiplier kontrolliert werden sollte. Diese speziellen Ereignisse, die mit Hilfe des im nächsten Abschnitt erklärten LED-Systems erzeugt werden, werden automatisch im Programm SMON verarbeitet und die daraus gewonnene Information in die Datenbasis des H1-Experiments geschrieben.

Nachdem die Daten des Hauptdatenstromes auf sogenannten Rohdatenbändern gespeichert und die Informationen der anderen Datenströme ausgewertet worden ist, startet die vollständige Rekonstruktion der H1-Daten mit dem Programmpaket H1REC. Die Rekonstruktion wird schrittweise für die einzelnen Detektorkomponenten durchgeführt, so daß das Programmpaket H1REC einen modularen Aufbau hat. Das bedeutet, daß nacheinander die Detektorsignale für alle Subdetektoren des H1-Detektors unabhängig voneinander bearbeitet werden. Ein Teil dieses Programmpaketes ist für die Rekonstruktion der SPACAL-Energien zuständig, der im folgenden vorgestellt wird:

Die SPACAL-Rekonstruktion besteht aus mehreren sogenannten Modulen, die jeweils eine genau definierte Aufgabe haben. Zu Beginn der Datenrekonstruktion liegen die Informationen der einzelnen Zellen in Form von sogenannten DSP-Einheiten vor. Das erste Modul der SPACAL-Rekonstruktion ist das Programm SSCALE. In diesem Programm werden die Zellinformationen so weiterverarbeitet, daß sie für eine physikalische Analyse genutzt werden können. Nachdem ein Ereignis verarbeitet wurde, stehen die einzelnen Energien der Zellen gut kalibriert zur Verfügung. Zu diesem Zweck werden die vom SPACAL genommenen Daten zuerst mit den abgespeicherten Daten für die Korrektur der Photomultiplierverstärkungen, die mit Hilfe des im vorigen Abschnitts ausführlich besprochenen LED-Systems erzeugt wurden, kalibriert. Zusätzlich werden die Kalibrationsergebnisse der verschiedenen Kalibrationen angewendet. Außerdem wird auf das Rauschen des Detektors symmetrisch geschnitten: Nur Energieeinträge, die vom Betrag her größer als 15 MeV sind, werden akzeptiert. Abbildung 3.17 zeigt die Verteilung der

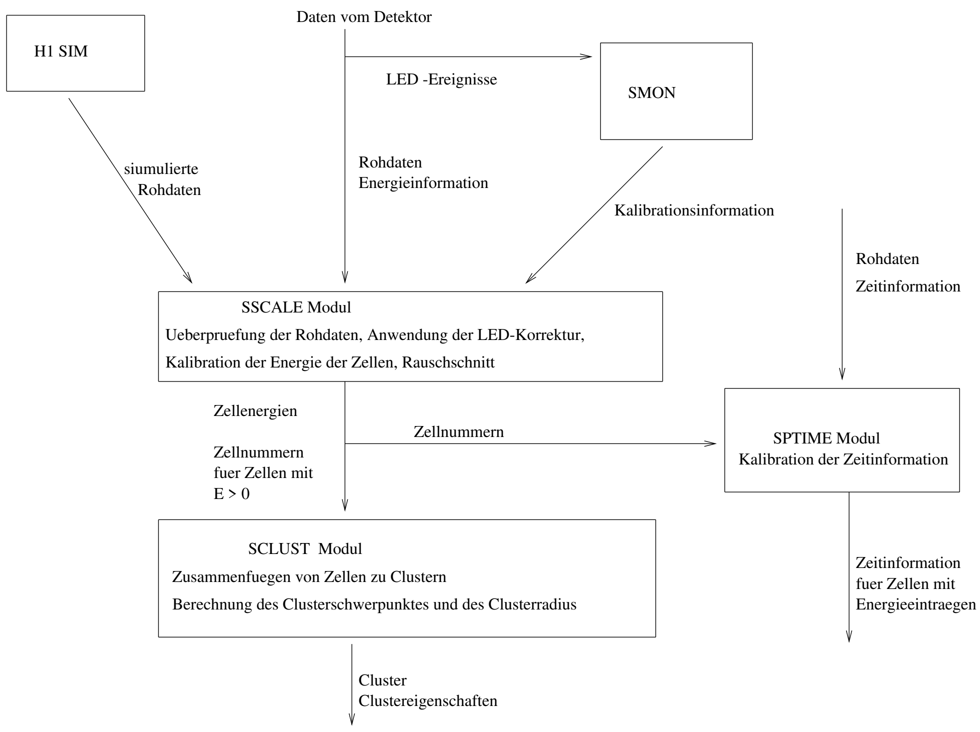


Abbildung 3.16: Fluß der Daten in der SPACAL-Rekonstruktion.

Rauschbreiten für die innersten zweihundert Zellen des SPACALS. Es ist zu erkennen, daß die mittlere Breite des Rauschens bei ca. 5 MeV liegt. Abbildung 3.18 zeigt das Rauschniveau für die innersten 200 Zellen des SPACALs im Vergleich zum angewendeten Rauschschnitt und zur Energiedeposition kosmischer Myonen im SPACAL. Wegen des Rauschens des Detektors gibt es auch Auslesekanäle mit „negativen" Energieeinträgen.

### 3.3.4 Rekonstruktion elektromagnetischer Cluster

Teilchen, die ihre Energie im SPACAL deponieren, verteilen diese Energie über mehrere benachbarte Zellen. Die optimale Information über das in das Kalorimeter gestreute Teilchen kann erhalten werden, wenn die von dem Teilchen in den verschiedenen Zellen deponierte Energie zusammengefaßt wird, so daß die in diesem Gefüge von Zellen deponierte Energie der Energie des gestreuten Teilchens entspricht. Zellen, in denen Energie von verschiedenen Teilchen deponiert wurde, sollen zu unterschiedlichen „Zusammenballungen" gehören, so daß unterschiedliche Teilchen getrennt werden können. Aus diesem Grunde ist die Bildung einer Einheit, die aus den verschiedenen zusammengehörigen Zellen besteht, zu einem topologischem Ganzen, dem **Cluster**, Voraussetzung zur Aufgabenerfüllung des SPACALs. So soll die Energiesumme aller Zellen, die zum Cluster gehören, die **Clusterenergie**, der Energie entsprechen, die das Teilchen im Kalorimeter deponiert hat. Der Algorithmus, der im Rahmen dieser Arbeit mitentwickelt wurde, versucht die verschiedenen besonderen Eigenschaften des SPACALs, vor allem seine gute Granularität, auszunutzen, um eine gute Teilchenidentifikation und Energiemessung zu ermöglichen. Teilchen, die eng benachbart in das SPACAL fliegen und dort Energie deponieren, sollen getrennt werden. Andererseits sollen aber kleinere Energiefluktuationen nicht zu einem „Aufsplitten" des Schauers eines Teilchens auf verschiedene Cluster führen.
Diesen Anforderungen versucht der im SPACAL verwendete Clusteralgorithmus Rechnung zu tragen.

Der Clusteralgorithmus bildet Cluster jeweils in der elektromagnetischen und der hadronischen Sektion sowie im BPLUG. Die verschiedenen Schritte zur Bildung eines Clusters sind

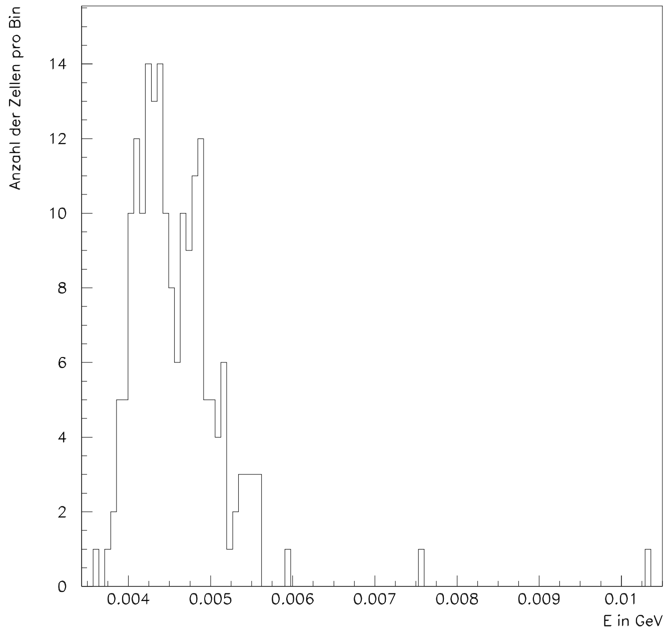


Abbildung 3.17: Verteilung der Breite des Rauschens für die inneren 200 Zellen des SPACALs.

folgende:

1. Zu Beginn des Algorithmus werden alle Zellen einer Sektion des SPACALs ihrer Energie nach geordnet.

2. Danach wird die Zelle mit der höchsten Energie in der jeweiligen Sektion zum Zentrum eines Clusters erklärt. Diese Zelle bildet hinsichtlich der in ihr deponierten Energie ein lokales Maximum im Vergleich zu allen sie umgebenden Zellen.

3. Sukzessive werden weitere Zellen dem Zellverband zugefügt, wobei die Zellenergie abnimmt. Die zum Zellverband verknüpften Zellen hängen untereinander zusammen.

4. Findet der Algorithmus eine Zelle, die keine Nachbarzelle hat, in der Energie deponiert wurde, wird diese Zelle der Kern eines neuen Clusters, weil sie ein lokales Energiemaximum darstellt.
   So bilden sich die jeweiligen Cluster um die verschiedenen lokalen Energiemaxima.

5. Alle Zellen, die topologisch zusammenhängen, gehören, bis auf weiter unten beschriebene Ausnahmen, prinzipiell zu einem Cluster.

6. Die Clusterbildung wird solange durchgeführt, bis alle Zellen, in denen Energie durch ein Ereignis deponiert wurde, zu Clustern zusammengefügt worden sind. Die Energie hat dabei oberhalb bzw. unterhalb eines Rauschschnittes zu liegen.

7. Zellen, die eine „negative “ Energie besitzen, werden, um Energie von Zellen, die zwar eine positive Energie besitzen, aber in der Nähe des Rauschschnittes liegen, zu kompensieren, ebenfalls zu den benachbarten Clustern hinzugefügt. Sind solche Zellen von Clustern durch Zellen getrennt, die keine Energie enthalten, gehören sie zu keinem Cluster.

8. Die Cluster werden ihrer Energie nach sortiert.

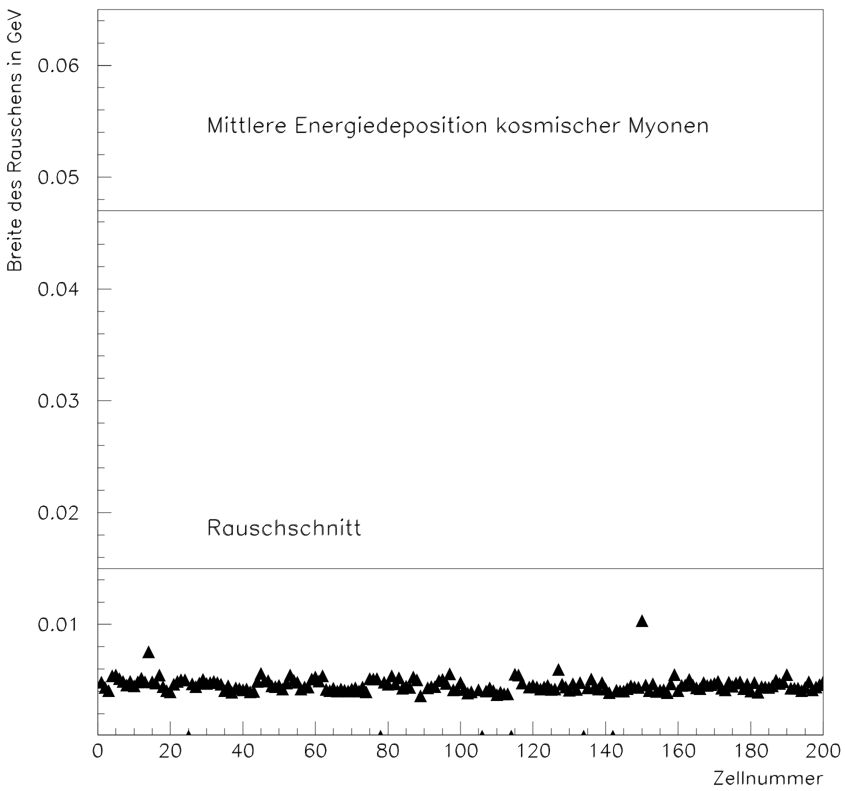


Abbildung 3.18: Das Breite des Rauschens für die inneren 200 Zellen des SPACALs. Die Rauschbreite wurde über die Anpassung einer Gaußkurve an die Daten dieses speziellen Datennahmeruns zur Studie des Rauschens ermittelt. Es ist zu erkennen, daß der Rauschschnitt von 15 MeV ungefähr einem 3-$\sigma$-Schnitt auf das Rauschen entspricht.

Folgende Fälle können im Verlaufe des Algorithmus unterschieden werden:

- Eine Zelle besitzt keine Nachbarzellen mit höherer oder gleich hoher Energie. In diesem Falle ist die entsprechende Zelle der Kern eines neuen Clusters, weil sie ein lokales Energiemaximum darstellt.
- Eine Zelle hat nur eine Nachbarzelle mit höherer Energie. Dann gehört die entsprechende Zelle zu dem Cluster, zu dem auch die Nachbarzelle gehört.
- Eine Zelle hat zwei oder mehr Nachbarzellen, die bereits einem Cluster zugeordnet wurden. Gehören alle Nachbarzellen zu einem Cluster, wird die zu untersuchende Zelle diesem Cluster ebenfalls zugeschlagen. Gehören die Nachbarzellen zu verschiedenen Clustern, werden weitere, weiter unten zu besprechende Untersuchungen vorgenommen, die den Zweck haben zu entscheiden, zu welchem Cluster die entsprechende Zelle gehören soll. Normalerweise wird eine Zelle dem Cluster hinzugefügt, zu dem die Nachbarzelle mit der höchsten Energie gehört. Die Ausnahmefälle werden im nächsten Unterabschnitt diskutiert.

### Das Problem des Zusammenfügens und Teilens der Cluster

Hat eine zu untersuchende Zelle zwei oder mehr Nachbarzellen, die zu verschiedenen Clustern gehören, muß untersucht werden, ob die entsprechende Zelle dem einen oder dem anderen Cluster

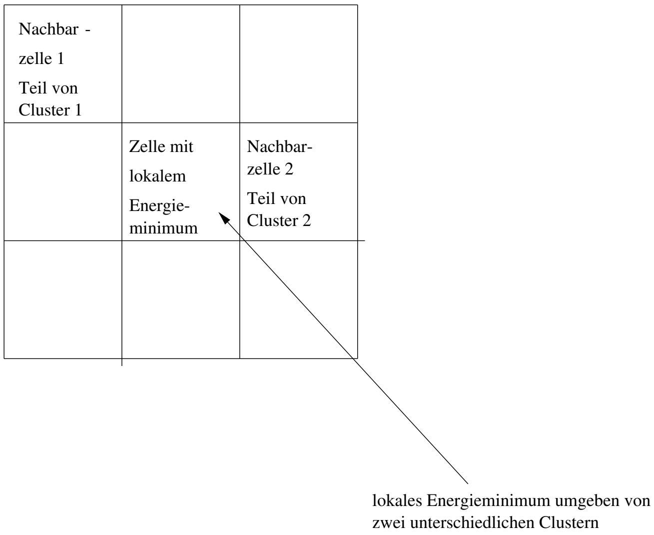


Abbildung 3.19: Beispiel einer Zelle, die ein lokales Energieminimum darstellt. Diese Zelle hat zwei Nachbarzellen, in denen eine höhere Energie deponiert wurde und die unterschiedlichen Clustern angehören. Wie die Zelle, die ein lokales Energieminimum darstellt, zu einem der beiden Cluster hinzugefügt wird, wird im Text erklärt.

hinzugefügt wird, oder ob die diversen Cluster nicht zusammengfügt werden sollen. Dies wird in Abbildung 3.19 verdeutlicht. Die Gründe, die zu solchen lokalen Energieminima führen, sind zum Beispiel:

- Bei der Bildung des Schauers kann es Zufallsfluktuationen gegeben haben, die zu einem lokalen Minimum führten.

- Zwei Teilchen sind relativ eng benachbart in das Kalorimeter geflogen. Ein Beispiel dafür sind Ereignisse , bei denen neutrale Pionen durch Photoproduktion entstehen und die durch den Prozess $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$ zerfallen.

Im ersten Falle sollen die beiden durch ein lokales Energieminimum getrennten Cluster zusammengefügt werden, im zweiten Falle sollen die beiden Cluster getrennt bleiben.

Eine Zelle, die ein lokales Energieminimum besitzt, wird von Nachbarzellen mit höherer deponierter Energie umgeben. Es wird angenommen, daß die Energie in dieser Zelle von den in den Bereich dieser Zelle hineinleckenden Schauerteilen der verschiedenen Cluster um diese Zelle herum gebildet wird. Die untersuchte Zelle soll nun dem Cluster zugeordnet werden, dessen Schauer für die in der Zelle deponierte Energie hauptverantwortlich ist. Daher wird die Zelle mit dem lokalen Energieminimum dem Cluster zugefügt, dessen Nachbarzelle die höchste Energie von allen Nachbarzellen der untersuchten Zelle besitzt. Bestehen allerdings zwischen den verschiedenen Nachbarzellen nur geringe Energieunterschiede, wird als Kriterium die Clusterenergie der umgebenden Cluster herangezogen.

Es gibt dann folgende Fälle :

- Das lokale Minimum, das diese Zelle bildet, ist so wenig ausgeprägt, daß die Cluster zusammengefügt werden, oder ein Cluster hat so wenig Energie, daß dieser zum Cluster mit der höheren Energie zugefügt wird oder

- der Cluster mit der höheren Energiedepositionsdichte in der Nähe des lokalen Minimums hat eine geringere Energie als der andere Cluster und die Differenz der Energiedepositionsdichten der beiden ist Cluster gering.

Diese Kriterien werden ausführlich an einem Beispiel im Anhang erklärt.

### Einige Eigenschaften des Clusteralgorithmus

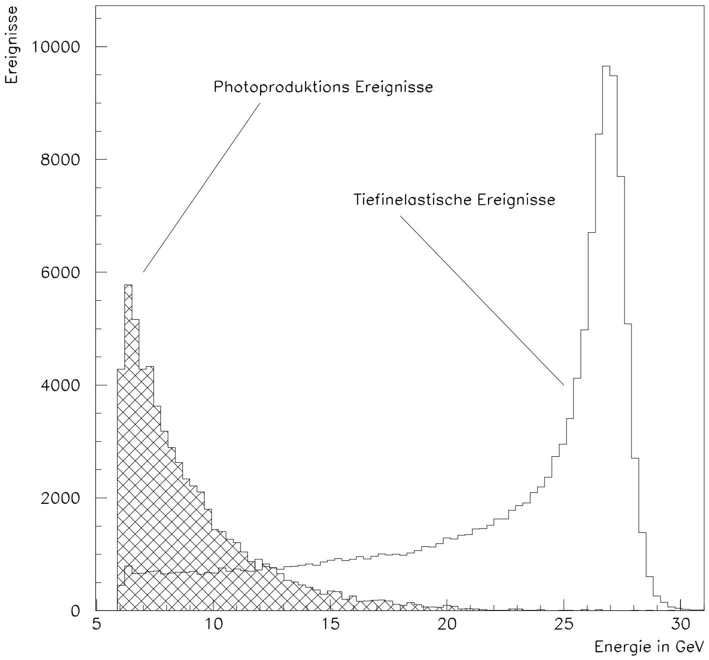


Abbildung 3.20: Simuliertes Energiespektrum der im SPACAL nachgewiesenen Teilchen, die durch tiefinelastische Streuung und Photoproduktion erzeugt werden.

Zur Demonstration der Eigenschaften der mit Hilfe des oben beschriebenen Clusteralgorithmus gebildeten Clustern wurden Elektronenkandidaten aus den mit dem H1-Detektor gewonnenen Daten selektiert.
Abbildung 3.20 zeigt das theoretisch erwartete Energiespektrum im SPACAL. Das Energiespektrum besteht aus zwei Beiträgen:
Der erste Beitrag resultiert aus Ereignissen, die von tiefinelastischen Streuprozessen herrühren, der zweite Beitrag kommt von Ereignissen der Photoproduktion:

1. Bei hohen Energien dominiert das Energiespektrum der tiefinelastischen Streuung. Das Energiespektrum der Elektronen besitzt, wie im Kapitel 2 erklärt, ein Maximum bei 27,5 GeV, sowie Ausläufer zu niedrigeren Energien.

2. Unterhalb von $E \approx 12$ GeV steigt das gesamte Energiespektrum zu niedrigen Energien stark an. Das Energiespektrum der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung wird von einem Energiespektrum – erzeugt von Teilchen im Rahmen der Photoproduktion – überlagert.

Mit der Bedingung $E_{Cluster} > 10GeV$ werden also überwiegend Elektronen aus der tiefinelastischen Streuung selektiert. Abbildung 3.21 zeigt vier Eigenschaften der so aus den Daten gewonnenen Ereignissen.
Ein Cluster kann aus zusätzlichen sogenannten „Subclustern“ bestehen. Unter einem Subcluster wird der Bereich um ein zusätzliches lokales Energiemaximum verstanden, der durch ein lokales Minumum von den anderen lokalen Maxima des Clusters getrennt ist und durch den oben beschriebenen Algorithmus dem Zellverband um die Zelle mit der höchsten Energie des Clusters zugefügt wurde. Abbildung 3.21 stellt oben links die Anzahl der Subcluster für aus den Daten

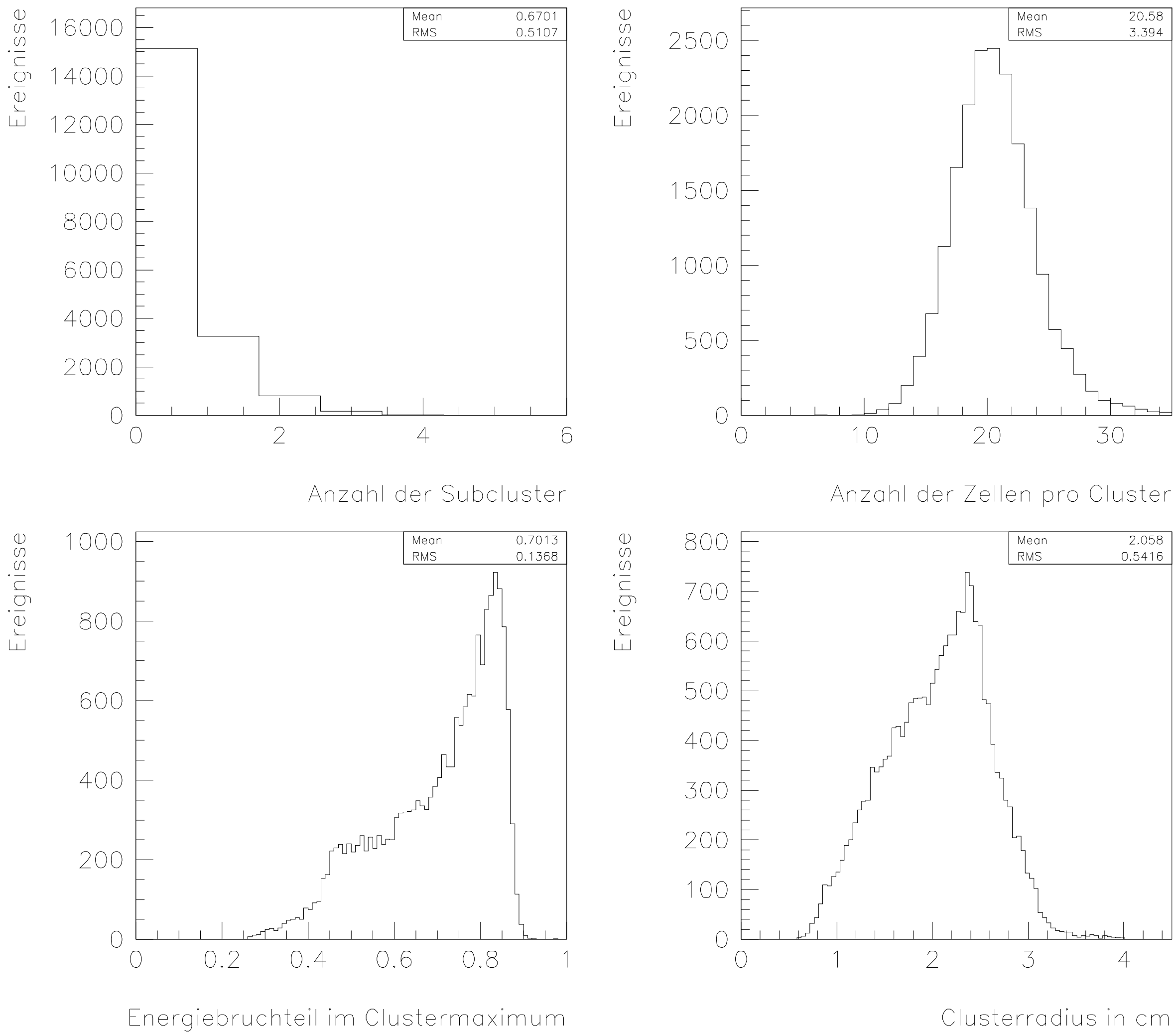


Abbildung 3.21: Vier Eigenschaften von Clustern in der elektromagnetischen Sektion des SPACALs für Cluster mit einer Clusterenergie $E_{Cluster} > 10$ GeV. Gezeigt werden Ereignisse, die mit dem H1-Detektor gewonnen wurden.
Oben links: Anzahl der zusätzlichen lokalen Maxima in einem Cluster, auch Subcluster genannt.
Oben links : Anzahl der Zellen pro Cluster.
Unten links : Energiebruchteil der Clusterenergie in der Zelle mit der maximalen Zellenergie.
Unten rechts : Clusterradius des Clusters, wie im Text definiert.

selektierte tiefinelastische Elektron-Proton-Streuereignisse dar. Diese Größe kann zur Untersuchung von Energieverlusten in passivem Material vor dem Detektor dienen:
Die im passiven Material vor dem Kalorimeter im Präschauer entstehenden Sekundärteilchen können die Ursache für die Bildung von Subclustern sein. Insbesondere ist die Anzahl der im passiven Material vor einem Kalorimeter im Präschauer entstehenden Sekundärteilchen proportional zum Energieverlust im passiven Material, so daß mit Hilfe der Anzahl der Subcluster eines Clusters im SPACAL Information über den Energieverlust im passiven Material gewonnen werden kann.
Abbildung 3.21 stellt oben rechts die Anzahl der Zellen pro Cluster dar. Obwohl, wie in Ab-

bildung 3.21 unten links zu sehen ist, die Energie in der Zelle des Clusters mit der höchsten Energie im Durchschnitt 70 % der Clusterenergie beträgt, besteht der Cluster doch im Durchschnitt aus 20 Zellen. Dadurch enthält ein Cluster im SPACAL im Durchschnitt mehr Energie als ein Cluster, der wie die Triggercluster, die die Grundlage des IET-Triggers bilden, nur aus 16 Zellen bestehen würde, die quadratisch um die Zelle mit der höchsten Energie des Clusters angeordnet wären. Es wird erreicht, daß eventuell entstehende Satellitencluster, die aber mit dem Hauptcluster topologisch verbunden sind, dem Hauptcluster zugefügt werden.
Die in Abbildung 3.21 unten links zu sehende Größe „Clusterradius“ ist ein Maß für die transversale Ausdehnung eines Clusters und wird im nächsten Unterabschnitt im Zusammenhang mit der Ortsmessung im SPACAL definiert.
Mit Hilfe der Detektorsimulation kann untersucht werden, wie gut die Energie des einfliegenden Teilchens rekonstruiert wird. Abbildung 3.22 zeigt das Verhältnis $\frac{E_{generiert}}{E_{Cluster}}$ für Elektronen im Energiebereich des kinematischen Maximums. Die Energie des gestreuten Elektrons wird in der

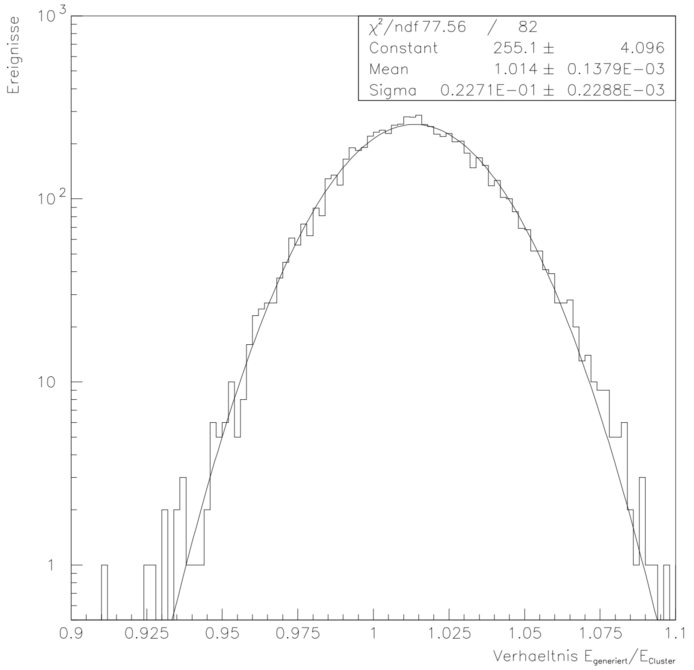


Abbildung 3.22: Güte der Energierekonstruktion von simulierten hochenergetischen Elektronen. Gezeigt wird das Verhältnis $\frac{E_{generiert}}{E_{Cluster}}$ für gestreute Elektronen im Bereich des kinematischen Maximums $E_{Cluster} > 22GeV$.

Detektorsimulation mit einer Genauigkeit von $1,4\%$ rekonstruiert. Die Breite des Verhältnisses von $2,4\%$ spiegelt die Detektorauflösung in der Simulation wider.

### 3.3.5 Ortsmessung im SPACAL

Eine Aufgabe des Clusteralgorithmus stellt die Festlegung der Schwerpunktskoordinaten des Clusters dar. Die Schwerpunktskoordinaten eines elektromagnetischen Schauers werden mit Hilfe der Energiedepositionen in den einzelnen zum Cluster gehörenden Zellen berechnet. Verschiedene Berechnungsmethoden für die Bestimmung der x- und y-Koordinaten des Clusterschwerpunkts sind untersucht worden:

Bei der sogenannten **linearen Gewichtung** werden die Koordinaten x und y gemäß

$$x = \frac{\sum_i x_i E_i}{\sum_i E_i} \tag{3.12}$$

$$y = \frac{\sum_i y_i E_i}{\sum_i E_i} \tag{3.13}$$

berechnet, wobei $x_i$ und $y_i$ die Koordinaten der Mittelpunkte der einzelnen zum Cluster gehörenden Zellen sind. Jede Zelle wird somit mit der Zellenergie gewichtet. Der Moliere-Radius $r_M$ beträgt nur 2,55 cm für die elektromagnetische Sektion des SPACALs, so daß bei zentralem Einschuß in eine Zelle der elektromagnetischen Sektion 85 % der Energie in dieser Zelle sein können, wie Abbildung 3.21 zu entnehmen ist. Die Zelle mit der höchsten Energie erhält bei dieser Gewichtung der Zellenergien zur Ermittlung des Clusterschwerpunkts ein so hohes Gewicht, daß der Mittelpunkt dieser Zelle als Clusterschwerpunkt rekonstruiert wird. Die Information, die in der Energieverteilung in den übrigen Zellen des Clusters enthalten ist, wird hingegen kaum genutzt.

Eine andere Gewichtungsmethode ist die sogenannte **Wurzel-Gewichtung** [She95]. Bei ihr werden die x- und y-Koordinaten des Clusterschwerpunkts gemäß

$$x = \frac{\sum_i x_i \sqrt{E_i}}{\sum_i \sqrt{E_i}}, \tag{3.14}$$

$$y = \frac{\sum_i y_i \sqrt{E_i}}{\sum_i \sqrt{E_i}} \tag{3.15}$$

berechnet. Bei der Wurzel-Gewichtung erhalten die Zellen an den Ausläufern der transversalen Schauerverteilung ein relativ höheres Gewicht als bei der linearen Gewichtung. Diese Gewichtungsmethode wurde für die Rekonstruktion der im Jahre 1995 aufgezeichneten Daten benutzt.

Die **logarithmische Gewichtung** gibt den Ausläufern der transversalen Energieverteilung ein noch höheres Gewicht als die Wurzel-Gewichtung. Die Koordinaten des Clusterschwerpunkts werden berechnet zu [Awe92]

$$x = \frac{\sum_i x_i w_i}{\sum_i w_i}, \tag{3.16}$$

$$y = \frac{\sum_i y_i w_i}{\sum_i w_i}. \tag{3.17}$$

Dabei ist $w_i$ der logarithmische Gewichtungsfaktor, der wie folgt definiert ist:

$$w_i = max(0, W_0 + \ln(\frac{\mathrm{E_i}}{\sum_\mathrm{i} \mathrm{E_i}})). \tag{3.18}$$

Der dimensionslose Abschneideparameter $W_0$ sorgt dafür, daß nur Zellen, die eine Energie oberhalb einer gewissen Schwellenenergie besitzen, zur Berechnung der Clusterschwerpunktskoordinaten herangezogen werden. Je geringer der $W_0$-Parameter ist, umso höher ist die Energieschwelle in Bruchteilen der Clusterenergie. Je größer der $W_0$-Parameter wird, umso mehr Zellen des Clusters werden zur Berechnung der Koordinaten des Clusterschwerpunkts benutzt. Insbesondere wird bei Benutzung der logarithmischen Gewichtung eine größere Genauigkeit der Ortsmessung im Vergleich zur Wurzel-Gewichtung erzielt. Eine ausführliche Diskussion und ein Vergleich der verschiedenen Gewichtungsmethoden ist in [Poe96] zu finden. Die Untersuchung in [Poe96] zeigte auch, daß die optimale Ortsauflösung erreicht werden kann, wenn der Parameter $W_0$ abhängig ist vom Einschußwinkel der Primärteilchen. Aus diesem Grunde wurde in der hier besprochenen Analyse die vorgeschlagene Abhängigkeit des Parameters $W_0$ vom Einschußwinkel

$$W_{0,x}(\theta, \phi) = W_{max} - 0,10 \cdot \theta \cdot \cos(\phi), \tag{3.19}$$

$$W_{0,y}(\theta, \phi) = W_{max} - 0,10 \cdot \theta \cdot \sin(\phi) \tag{3.20}$$

mit $W_{max}$=5,12 verwendet. Mit der Bestimmung des Clusterschwerpunkts ist es möglich, einen wichtigen Parameter der transversalen Ausdehnung des Clusters zu berechnen, den **Clusterradius**. Dieser ist definiert als:

$$R_{cl} = \frac{\sum_i \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2} E_i}{\sum_i E_i} \tag{3.21}$$

Die Verteilung des Clusterradius ist in Abbildung 3.21 unten rechts für die aus den Daten gewonnenen Ereignisse zu sehen. Bei Clustern, die eine große transversale Ausbreitung haben – also zum Beispiel durch hadronische Schauer erzeugte Cluster – ist der Clusterradius groß im Vergleich zu Clustern, die durch elektromagnetische Schauer erzeugt werden.
Die $z$-Position des Clusters ist abhängig von der Energie des Clusters. Gemäß [Nag65],[Bat70] und [Lon75] verändert sich das Schauermaximum logarithmisch mit der Energie des Clusters. Untersuchungen [Zho96] haben ergeben, daß sich die Position des Clusterschwerpunkts $z$ in $z$-Richtung gut durch folgende Parametrisierung beschreiben lassen:

$$z = 0,822 + \ln(415,5 \cdot \mathrm{E_{Cluster}}), \tag{3.22}$$

Der Winkelabstand $\delta$ zwischen zwei Clustern ist ein Maß für die Güte der Ortsrekonstruktion

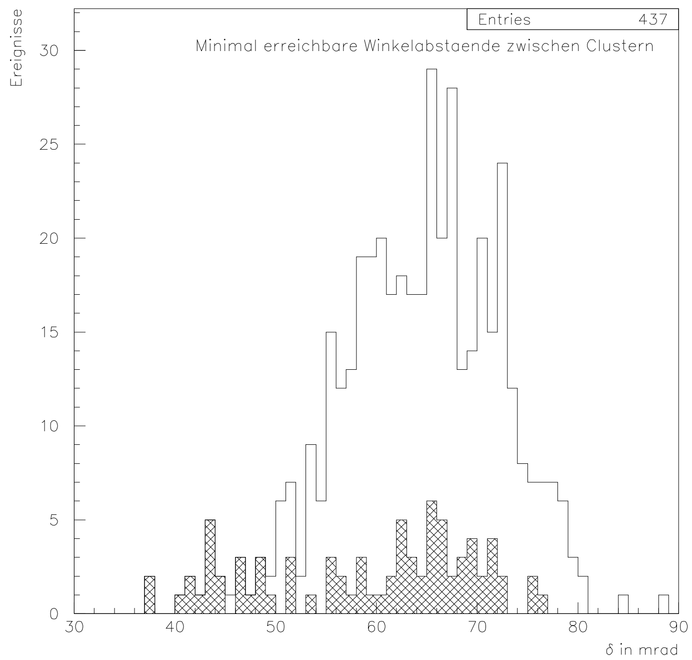


Abbildung 3.23: Winkeltrennung benachbarter Cluster in der elektromagnetischen Sektion des SPACALs. Gezeigt wird der Winkelabstand $\delta$ für den Cluster mit der höchsten und der zweithöchsten Energie, wobei der maximale Abstand zwischen den beiden Clustern 12 cm beträgt. In den Fällen, in denen der Cluster mit der zweithöchsten Energie eine Clusterenergie von $E_{Cluster} > 1$GeV besitzt, ist der Winkelabstand $\delta$ grau eingezeichnet worden.

und der Auswirkung der feinen Granularität des SPACALs. Die Rekonstruktion der Cluster im SPACAL bedingt einen Mindestabstand der Zellen mit der höchsten Energie zweier Cluster von 8 cm, da sich mindestens eine Zelle, die ein lokales Energieminimum darstellt, sich zwischen diesen beiden Zellen befinden muß. Die Zelle, die ein lokales Energieminimum darstellt, wird in diesem Fall dem Cluster mit der höheren Clusterenergie zugeordnet. Damit kann

sich eventuell der Clusterschwerpunkt bzgl. der Koordinate der Zelle mit der höchsten Energie des Clusters in Richtung auf den zweiten Cluster verschieben, so daß der Minimalabstand zwischen zwei Clustern auf bis zu 6,5 cm verringern kann. Abbildung 3.23 zeigt den minimalen Winkelabstand zwischen zwei Clustern für Cluster, deren Clusterschwerpunkte einen geringeren Abstand als 12 cm haben. Der minimale Winkelabstand wird in den Fällen erreicht, bei denen der zweithöchste Cluster eine relativ hohe Energie hat. In Abbildung 3.23 ist zu erkennen, daß die Winkelabstände zwischen den Clustern mit der höchsten Energie und der zweithöchsten Energie für Clusterenergien $E_{Cluster} > 1$ GeV des Clusters mit der zweithöchsten Energie geringer sind als in den übrigen Fällen. Dies ist auf zwei Ursachen zurückzuführen:
Erstens werden Zellverbände, die eine geringere Energie als 200 MeV haben und die durch ein lokales Energieminimum von einem höherenergetischen Cluster getrennt sind, mit diesem Cluster verbunden, weil das Energieminimum in diesem Fall als zufällige Energiefluktuation angesehen wird. Zweitens führt eine relativ hohe Energie des benachbarten zweiten Clusters zu einer verhältnismäßig hohen Energie des lokalen Energieminimums, das zum ersten Cluster gehört. Dies führt zu einer Verschiebung des Clusterschwerpunkts des ersten Clusters in Richtung zum zweiten Cluster.

### 3.3.6 Kalibration von SPACAL-Daten

In einem Kalorimeter wird die Energie $E$ deponiert. Durch die Ausleseelektronik des Kalorimeters wird aber ein Spannungssignal $S$ ausgegeben, das proportional zur im Kalorimeter deponierten Energie ist:

$$S(V) \sim E(GeV) \tag{3.23}$$

Aufgabe der Kalibration ist die Ermittlung des Proportionalitätsfaktors $f$ zwischen dem Spannungssignal $S$ und der gespeicherten Energie. Die verschiedenen Zellen mit der Nummer $i$ des SPACALs haben jeweils einen eigenen Kalibrationsfaktor $f_i$, so daß für die Festlegung der Energieskala für die verschiedenen Zellen folgende Beziehung gilt:

$$E_i(GeV) = f_i\left(\frac{\mathrm{GeV}}{V}\right) \cdot S_i(V). \tag{3.24}$$

Die Ermittlung der Konstanten $f_i$ für das SPACAL geschieht mit Hilfe der folgenden Kalibrationsmethoden:

1. Kalibration mit kosmischem Myonen,
2. Kalibration mit dem kinematischen Maximum,
3. Kalibration mit QED-Compton-Ereignissen,
4. Kalibration mit Hilfe der Massenbestimmung des $\pi_0$-Teilchens.

Diese Kalibrationsmethoden werden nun vorgestellt.

#### Kalibration mit kosmischen Myonen

Supernovaexplosionen, Pulsare und die Sonne sind die Quellen für die kosmische Strahlung, die zur Bildung von hochenergetischen Myonen in der oberen Erdatmosphäre führt [Sim83], [Sch92], [PDG96]. Die Myonen haben auf Meeresniveau eine durchschnittliche Energie von ungefähr 2 GeV. Weil sie mit einer hohen Ereignisrate von 70 Hzm$^{-2}$sr$^{-1}$ für $E \geq 1$ GeV auf die Erdoberfläche treffen [PDG96], sind sie zur Kalibration des SPACALs gut geeignet. Im Kalorimeter verlieren die Myonen ihre Energie durch Ionisation. Der Energieverlust durch Ionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [Per90], [Kle92]. Der Energieverlust eines hochenergetischen Teilchens pro Schichtdicke nimmt mit zunehmender Teilchenenergie ab, erreicht für

$\beta = \frac{v}{c} \approx 0,97$ ein Minimum und steigt dann nur schwach wieder an, so daß die deponierte Energie im Kalorimeter pro Weglänge für alle Myonen unabhängig von ihrer Energie angenommen werden kann, sobald die Energie größer ist als circa 1,5 GeV. Die durchschnittliche Energie der kosmischen Myonen ist circa 2 GeV. Nach Selektion der das SPACAL durchquerenden Myonen erhält man für die verschiedenen Zellen eine Energieverteilung, die durch eine Landau-Funktion beschrieben wird. Das Maximum dieser Verteilung liegt in der elektromagnetischen Sektion des SPACALs nach erfolgter Spurlängenkorrektur pro Zelle bei einer im Vergleich zur durch elektromagnetische Schauer deponierten äquivalenten Energiemenge von $E_{max} = 45$ MeV [Dav97]. Eine beispielhafte Energieverteilung für eine Zelle der elektromagnetischen Sektion zeigt Abbildung 3.24. In der hadronischen Sektion werden nach erfolgter Spurlängenkorrektur für die Energie des Maximums der Landau-Funktion $E_{max} = 180$ MeV pro Zelle gefunden. Vor der Ka-

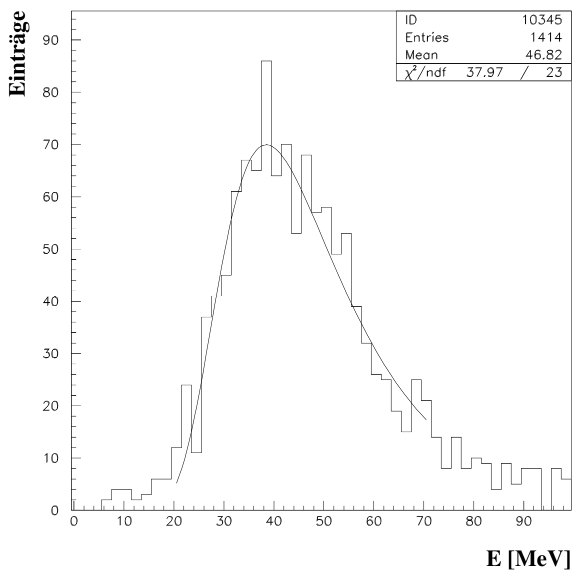


Abbildung 3.24: Beispiel einer Energieverteilung nach der Kalibration mit kosmischem Myonen in einer Zelle des SPACALs (aus [Dav97]).

libration differiert die Energie des Maximums der Energieverteilung in den verschiedenen Zellen. Die Kalibration wird dadurch erreicht, daß alle Zellen einer Sektion mit Kalibrationskonstanten $f_{i,\mu}$ versehen werden, so daß

$$E_{i,neu} = f_{i,\mu} \cdot E_{i,alt}, \tag{3.25}$$

damit das Maximum der Energieverteilung für alle Zellen bei dem gleichen Wert liegt. Einzelheiten der Kalibration mit kosmischen Myonen sind in [Dav97] zu finden. Somit liefert die Kalibration mit kosmischen Myonen nur eine Relativkalibration der jeweiligen Zelle. Für die absolute Festlegung der Energieskala müssen andere Verfahren benutzt werden. Die relative Genauigkeit der Kalibration mit kosmischen Myonen wird in [Dav97] mit 8,5 % in der elektromagnetischen Sektion des SPACALs und mit 7,5 % in der hadronischen Sektion angegeben.

### Kalibration mit dem kinematischen Maximum

Das kinematische Maximum wurde schon in Kapitel 2 erwähnt. Mit dem kinematischen Maximum kann die Energiekalibration des SPACAL mit großer Genauigkeit erfolgen. Das kinematische Maximum zeigt sich deutlich in der gemessenen Energieverteilung des Clusters mit der höchsten Energie im SPACAL, siehe Abbildung 3.25, wo Daten und Monte-Carlo-Studien verglichen werden. Das kinematische Maximum ist in den Energiespektren der Zellen mit der höchsten Energie dieses Clusters ebenfalls zu erkennen, was daraus folgt, daß in diesen Zellen eine großer Teil der gesamten Clusterenergie enthalten ist, siehe Abbildung 3.21 unten links. Mit der Kalibration mit dem kinematischen Maximum sollen die einzelnen Zellen individuelle Kalibrationskonstanten erhalten. Damit wird einerseits die Interkalibration aller Zellen angestrebt, andererseits sollen alle Zellen der elektromagnetischen Sektion damit absolut kalibriert werden. Daher wird die Kalibration auf Zellniveau durchgeführt. Das erfordert, daß einerseits Elektronenkandidaten selektiert werden und andererseits ein großer Teil der Clusterenergie in den jeweiligen Zellen enthalten ist. Die Selektionsbedingungen auf der Triggerstufe L4 zur Gewinnung von Ereignissen im kinematischen Maximum erfordern somit, daß der Clusterradius des Clusters mit der höchsten Energie $R_{cl} < 4$ cm ist und dieser Cluster mindestens 80% der Gesamtenergie der elektromagnetischen Sektion besitzt. Weitere Selektionsschnitte im Rahmen der Kalibration erfordern $R_{Cl} < 3,3\,\text{cm}$ und $E_{Cluster} > 23$ GeV [Mey97]. Die Kalibration erfolgt nun, indem die kinematischen Maxima der einzelnen Zellen mit den kinematischen Maxima aus Monte-Carlo Studien verglichen werden. Durch Verschiebung der Energiespektren der jeweiligen Zellen gemäß

$$E_{i,neu} = f_{i,kin.Max.} \cdot E_{i,alt} \tag{3.26}$$

wobei die Faktoren $f_{i,kin.Max}$ die Kalibrationsfaktoren für die verschiedenen Zellen sind, erhält

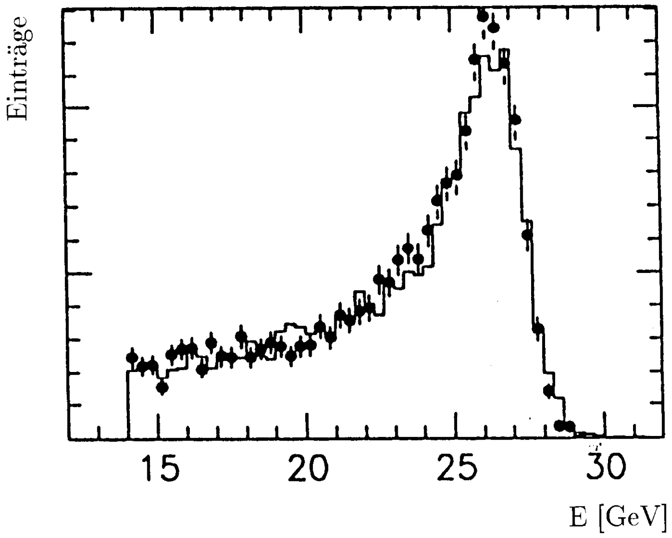


Abbildung 3.25: Kalibrierter kinematischer Peak, aus [SPC97]. Die Monte-Carlo-Simulation wird durch das Histogramm dargestellt, die Daten werden durch die Punkte repräsentiert. Die gezeigte Energie ist die Clusterenergie des Elektronkandidaten.

man eine bessere Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Allerdings ist die Kalibration mit dem kinematischen Maximum statistisch limitiert:
Da der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung durch den Faktor $\frac{1}{Q^4}$ dominiert wird, ist die Ereignisrate in der am Strahlrohr liegenden Region des SPACALs hoch, fällt aber dann rasch zu kleinen Elektronstreuwinkeln ab. So konnten 1996 nur die inneren 500 Zellen mit dem kinematischen Maximum kalibriert werden. Die Kalibration mit Hilfe des kinematischen Maximums erfolgt in mehreren Stufen:
Nach den direkt im Anschluß an die Datennahmeperiode ermittelten Kalibrationskonstanten [SPC97] erfolgt eine weitere Kalibration [Gla98] im Rahmen der Analyse der Daten, weil dann

weitere vorher nicht zugängliche Informationen zur Verfügung stehen. Die Genauigkeit der Kalibration mit dem kinematischen Maximum wird in [Mey97] mit 0,7 % bzw in [Gla98] mit besser als 1% angegeben. In diesen Quellen sind auch weitere Einzelheiten bezüglich dieser Kalibrationsmethode zu finden.

### Kalibration mit QED-Compton-Ereignissen

Die in Kapitel 2 erwähnten QED-Compton-Ereignisse bieten die Möglichkeit, das SPACAL nicht nur im Bereich des kinematischen Maximums zu kalibrieren sondern auch bei niedrigeren Clusterenergien. Die Ereignissignatur dieser Ereignisse ist eindeutig:
Es gibt keine hadronische Aktivität im Detektor, da wegen $Q^2 \approx 0$ bei elastischer Streuung das Proton im Strahlrohr verschwindet. Ansonsten werden nur das Elektron und das Photon nachgewiesen. Diese Ereignisse bilden somit ein wichtiges Hilfsmittel zur Energiekalibration. Außerdem ist der Wirkungsquerschnitt für solche Ereignisse sehr gut bekannt, somit werden QED-Compton-Ereignisse auch zur Messung der integrierten Luminosität benutzt.

Bei QED-Compton-Prozessen $e+p \rightarrow e+\gamma+p$ wird nach zwei elektromagnetischen Clustern, dem Elektronkandidaten und dem Photonkandidaten, im SPACAL gesucht, der Rest des H1-Detektors darf keine Energieeinträge vorweisen. Das Proton verschwindet im Strahlrohr. Der Azimutwinkel zwischen den beiden Clustern beträgt $\phi = 180°$. Die Energiebestimmung geschieht auf zweifache Weise:
Einmal wird die Energie der beiden Teilchen gemessen. Für die Summe der beiden Energien muß gelten:
$E'_e + E_\gamma = E$, wobei $E'_e$ die gemessene Energie des Elektronkandidaten, $E_\gamma$ die gemessene Energie des im SPACAL nachgewiesenen Photons und $E$ die Strahlenergie des Elektrons ist.

Andererseits kann die Energie beider Cluster mit Hilfe der gemessenen Polarwinkel $\theta_e$ und $\theta_\gamma$ bestimmt werden:

$$E_{e,Winkel} = \frac{2 \cdot E \cdot \sin(\theta_e)}{\sin(\theta_\gamma) + \sin(\theta_e) + \sin(\theta_\gamma + \theta_e)} \tag{3.27}$$

$$E_{\gamma,Winkel} = \frac{2 \cdot E \cdot \sin(\theta_\gamma)}{\sin(\theta_\gamma) + \sin(\theta_e) + \sin(\theta_\gamma + \theta_e)} \tag{3.28}$$

Damit ist es möglich die Energie der beiden Teilchenkandidaten über den gesamten Energiebereich zu bestimmen, so daß bei genügend hoher Statistik die Energieskala für in das SPACAL gestreute Elektronen im Energiebereich 4 GeV $\leq E_e \leq$22 GeV überprüft werden kann, indem die relative Differenz $\Delta L$ zwischen der gemessenen Energie der jeweiligen Cluster und der mit Hilfe der beiden Winkel berechneten Energie berechnet wird. Die Größe $\Delta L$ ist definiert als:

$$\Delta L = \frac{E_{gemessen} - E_{berechnet}}{E_{berechnet}}, \tag{3.29}$$

wobei $E_{gemessen}$ hier die gemessene Energie des jeweiligen Clusters ist und $E_{berechnet}$ die in Gleichung 3.28 berechnete Energie des jeweiligen Clusters ist. $\Delta L$ gibt somit die Abweichung von der Linearität an. Die so bestimmte Abweichung zwischen der gemessenen und der berechneten Energieskala in Abhängigkeit von der Energie des Clusters mit der höchsten Energie wird in Abbildung 3.27 für acht verschiedene Sektoren des SPACALs, wie in Abbildung 3.26 definiert, gezeigt. Es ist zu erkennen, daß sowohl in der Simulation als auch in den Daten eine deutliche Abweichung von der Linearität existiert. Die Abweichung von der Linearität ist für kleine Clusterenergien am größten. Die Abweichung von der Linearität beträgt bei der niedrigsten betrachteten Energie von 4 GeV je nach Sektor zwischen -10 % und -13,5%, bei der höchsten betrachteten Energie von 23 GeV je nach Sektor zwischen 2 % und 4,5%. Die Abweichung von der Linearität ist für die simulierten Ereignisse deutlich geringer als für die Daten, so daß zwischen Daten und Simulation insbesondere für kleine Clusterenergien eine große Diskrepanz von bis zu 5 % beobachtet wird. Die Abweichung von der Linearität kann insbesondere durch

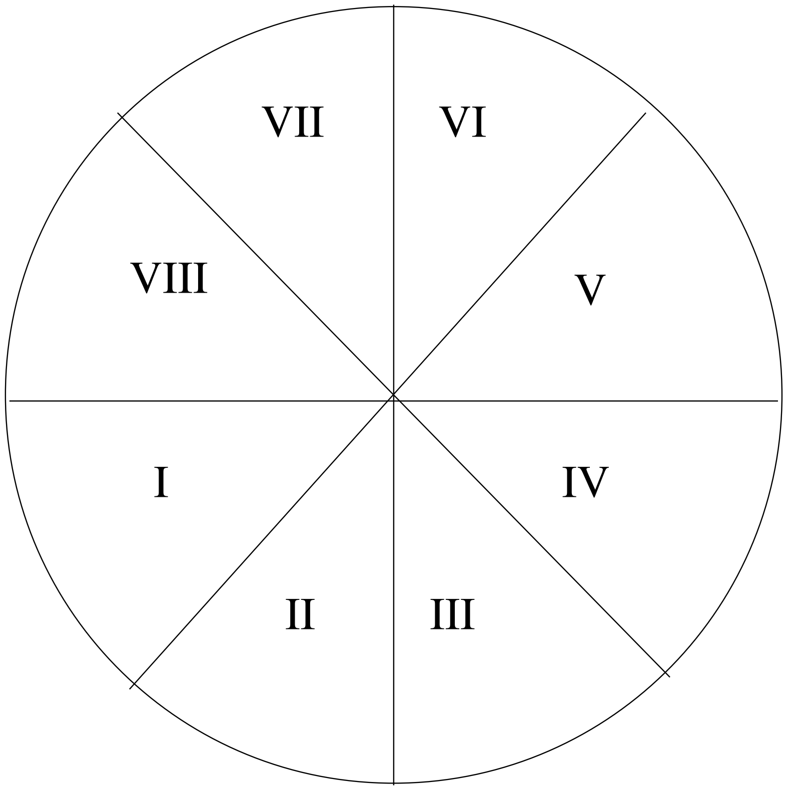


Abbildung 3.26: Die acht verschiedenen Sektoren der elektromagnetischen Sektion des SPACALs, für die mit QED-Compton-Ereignissen die Energieskala bestimmt wurde.

passives Material vor dem Kalorimeter erklärt werden. Dieses passive Material besteht aus Kabeln, Kühlrohren, der Ausleseelektronik der zentralen Spurkammer, Befestigungsvorrichtungen für die einzelnen Detektoren und der Strahlrohrwand. Teilchen, die das passive Material vor dem SPACAL durchqueren, verlieren im passiven Material Energie. Je geringer die Anfangsenergie des Teilchens ist, umso höher ist der relative Energieverlust. Dies führt zur beobachteten Nichtlinearität. Der Überschuß bei hohen Energien ist ein Hinweis auf eine Fehlkalibration. Der Unterschied in der Nichtlinearität zwischen Daten und Simulation kann mit Unterschieden zwischen der Menge des passiven Materials, das sich vor dem Detektor befindet und der Menge des passiven Materials in der Simulation erklärt werden. Die ortsabhängige Dicke des vor dem SPACAL befindlichen passiven Materials war eine wesentliche Motivation dafür, die QED-Compton-Kalibration in acht verschiedenen Sektoren des SPACALs zu untersuchen. Die Korrektur der Nichtlinearität der elektromagnetischen Sektion des SPACALs erfolgt in zwei getrennten Stufen:

1. Bei der ersten Korrekturstufe erfolgt eine Angleichung der Nichtlinearität der Monte-Carlo-Simulation an die Nichtlinearität in den Daten. Dazu wird ein Polynom zweiten Grades an die relative Differenz zwischen Daten und Simulation angepaßt. Für alle Ereignisse in der Monte-Carlo-Simulation wird die so parametrisierte Differenz von der Clusterenergie in der Simulation subtrahiert.
   Mit dieser Korrekturstufe ist bereits eine korrekte Beschreibung der gemessenen Nichtlinearität in der Simulation erreicht worden. Das Ergebnis dieser Korrektur ist in Abbildung 3.28 für alle acht Sektoren in der elektromagnetischen Sektion des SPACALs zu sehen.

2. Danach kann zusätzlich noch eine absolute Korrektur der Nichtlinearität in Daten und Simulation erfolgen. Dazu wird ein Polynom dritten Grades an die von der Clusterenergie

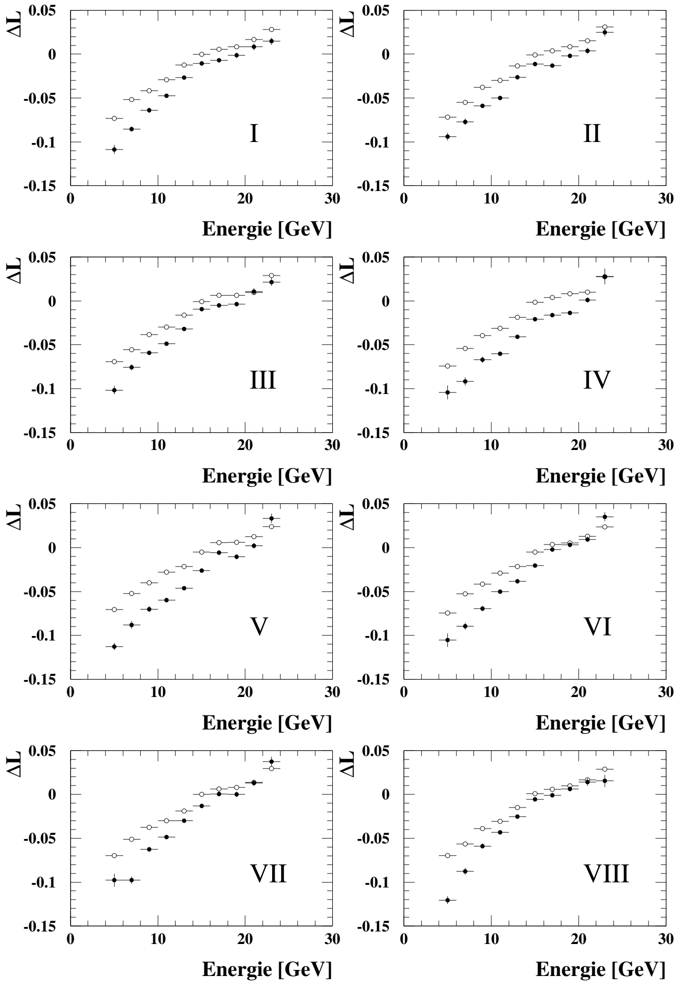


Abbildung 3.27: Relative Nichtlinearität $\Delta L$ des SPACALs gemessen mit QED-Compton-Ereignissen in den acht Oktanten des SPACALs. Die römischen Ziffern bezeichnen die oben definierten Oktanten. Die Abbildung wurde [Stam98] entnommen. Die hellen Kreise aus der Monte-Carlo-Simulation und die dunklen Punkte aus den Daten weichen stark voneinander ab.

abhängige relative Nichtlinearität $\Delta L$ angepaßt und die Clusterenergie aller Ereignisse sowohl in den Daten als auch in der Simulation linearisiert. Dabei werden die aus der Anpassung folgenden Energiedifferenzen auf die Energien des Clusters mit der höchsten Energie hinzuaddiert.

Nach erfolgter vollständiger Korrektur ist die elektromagnetische Sektion des SPACALs im ganzen Energiebereich absolut kalibriert. Das heißt, daß die Energiesumme $E_\gamma + E' = E$ tatsächlich der Strahlenergie des Elektronenstrahls entspricht. Allerdings kann durch die so erfolgte zusätzliche Kalibration der elektromagnetischen Sektion des SPACALs der durch passives Material vor dem Kalorimeter herbeigeführte Effekt einer zusätzlichen Energieverschmierung nicht korrigiert werden. Abbildung 3.29 zeigt unten die Summe der beiden Clusterenergien. Deutlich ist zu erkennen, daß in der Monte-Carlo-Simulation die Breite des Energiemaximums geringer ist als in den Daten. Studien [Stam98] haben gezeigt, daß mit zusätzlichem passiven Material von etwa einer Strahlungslänge eine bessere Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation bezüglich der Breite der Energiesumme erzielt werden kann.
Aus diesem Grunde wurde in der hier vorgestellten Analyse zusätzliches passives Material vor

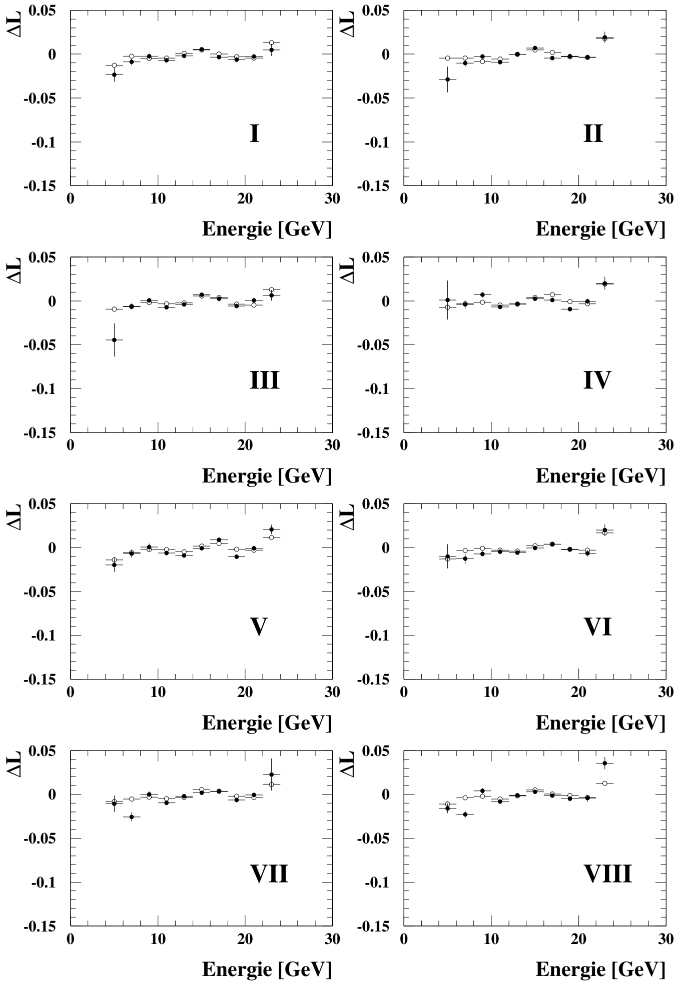


Abbildung 3.28: Relative Nichtlinearität $\Delta L$ des SPACALs gemessen mit QED-Compton-Ereignissen in den 8 Oktanten nach der Korrektur. Gezeigt wird der Vergleich zwischen der Monte-Carlo-Simulation (helle Kreise) und den Daten (dunkle Punkte). Die Abbildung wurde [Stam98] entnommen.

dem SPACAL für die simulierten Ereignisse berücksichtigt, indem simulierte Ereignisse einer zusätzlichen Energieverschmierung unterworfen wurden.

### Kalibration mit Hilfe der Massenbestimmung von $\pi_0$-Teilchen

$\pi_0$-Teilchen enstehen im H1-Detektor durch Photoproduktion. Sie zerfallen zu 99% in zwei Photonen. Es werden die Energien der beiden Photonen und deren Polarwinkel gemessen. Dadurch kann die invariante Masse der beiden Photonkandidaten bestimmt werden, siehe Abbildung 3.30. Da die Masse des $\pi_0$-Teilchens sehr genau bekannt ist, kann damit die Energieskala im Energiebereich $0,1$ GeV $\leq E_\gamma \leq 5$ GeV bestimmt werden. Anders als mit der Kalibration mit dem kinematischen Maximum und mit QED-Compton-Ereignissen ist mit dieser Methode auch die äußere Region des SPACALs mit hinreichender Statistik kalibrierbar [Swa96] [Mue97]. Die absolute Kalibration mit $\pi_0$'s ist nur bis zu einer Clusterenergie von 5 GeV signifikant.

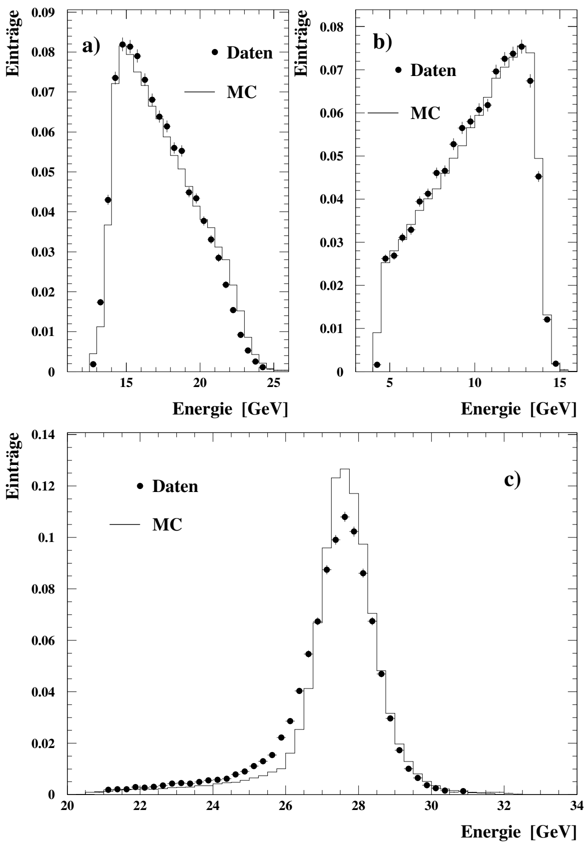


Abbildung 3.29: Energie des Clusters mit der höchsten Energie (a)und des Clusters mit der zweithöchsten Energie (b) und die Summe der beiden Cluster (unten). Es werden jeweils Daten und Simulationen verglichen. Die Abbildung wurde [Stam98] entnommen.

### 3.3.7 Anwendung der Kalibrationsmethoden

Bei der Messung der Strukturfunktion $F_2$ mit Elektron-Proton-Ereignissen ohne ISR mit dem SPACAL wird für eine Clusterenergie von $E_{Cluster} = 10$ GeV ein Fehler von 3% auf die Energieskala angenommen [H1D97B]. In der Analyse der Daten des Jahres 1995 wurde allerdings wegen der geringen Statistik eine Nachkalibration mit QED-Compton-Ereignissen nicht verwendet. Für die Messung der Energie der in das SPACAL gestreuten Elektronen aus der tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung mit ISR soll insbesondere bei kleinen Energien eine größere Genauigkeit angestrebt werden. Während bei tiefinelastischen Ereignissen ohne ISR ein großer Teil der Ereignisse eine Clusterenergie von mehr als 15 GeV hat, hat bei tiefinelastischen Ereignissen mit ISR der größte Teil der Ereignisse eine Clusterenergie von weniger als 15 GeV, so daß eine Verringerung des Fehlers auf die Energieskala im niedrigen Energiebereich geboten ist. Daher wurde im Rahmen dieser Analyse das SPACAL wie folgt kalibriert:

1. Alle Zellen des SPACALs wurden zuerst mit Hilfe des kinematischen Maximums kalibriert.

2. Danach wurde die die QED-Compton-Kalibration zusätzlich zur Kalibration mit dem kinematischen Maximum durchgeführt.

3. Da aber auch die Kalibration mit dem kinematischen Maximum eine absolute Kalibration darstellt, muß die Energieskala für alle Zellen um einen globalen Faktor korrigiert werden. Damit bleibt die Interkalibration von der Kalibration mit dem kinematischen Maximum erhalten, die globale Festlegung der Energieskala erfolgt mit der QED-Compton-Kalibration.

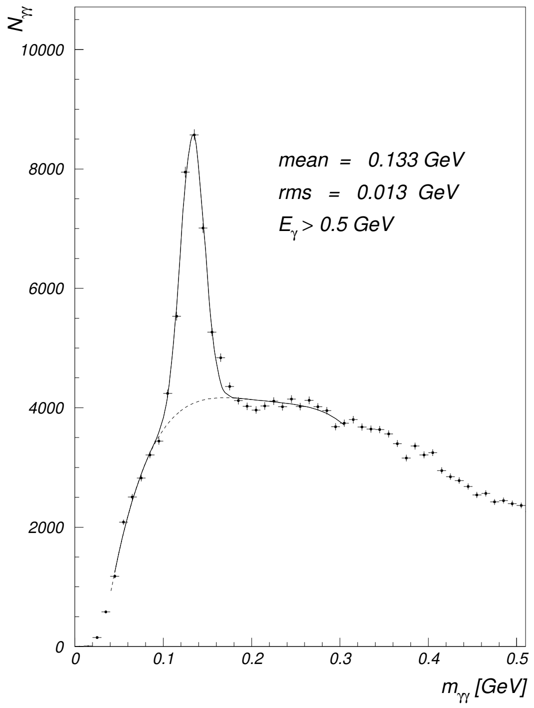


Abbildung 3.30: $\pi_0$-Massenspektrum von [Swa98]

4. Vergleiche zwischen Monte-Carlo-Simulationen und den Daten ergaben für die globale Korrektur eine Verschiebung um $\frac{\Delta E}{E} = 1,5\%$.

5. Durch Anwendung anderer Faktoren konnte der systematische Fehler der gesamten Kalibration auf 2% festgestellt werden.

### 3.3.8 Zusammenfassung der Eigenschaften des SPACALs

Das neue Kalorimeter SPACAL hat eine im Vergleich zum BEMC [H1B95] bessere Ortsauflösung [Poe96], eine bessere Energieauflösung [H1S95A], einen größeren Winkelakzeptanzbereich [H1S96B] und besteht zudem aus einer zusätzlichen hadronischen Sektion[H1S96A]. Diese Eigenschaften garantieren eine bessere Unterdrückung von Untergrundereignissen insbesondere aus Photoproduktion und einen größeren Meßbereich im Vergleich zu früheren Messungen am H1-Detektor. Tabelle 3.2 listet einige wesentliche Unterschiede zwischen dem alten und dem neuen Kalorimeter auf[17] . Es fällt besonders auf, daß das SPACAL eine bessere Energie- und Ortsauflösung hat. Der konstante Term in der Energieauflösung von 1% kommt zum Beispiel durch eventuelle longitudinale Leckverluste zustande. Er wurde in Testmessungen bestimmt [Hut96],[H1S95A]. Die Ortsauflösung wird durch den Vergleich zwischen den BDC-Spurpunkten und dem Clusterschwerpunkt im SPACAL ermittelt [Poe96]. Die Güte der Kalibration für das BEMC wurde [Bru96] entnommen.

[17] Das Zeichen $\oplus$ in der Zeile für die Energieauflösung steht für eine Addition des Quadrates der jeweiligen Terme und anschließende Radizierung der Summe

| Vergleich einiger Eigenschaften des BEMC mit dem SPACAL | | |
|---|---|---|
| Eigenschaft | BEMC | SPACAL |
| Energieauflösung | $\frac{10\%}{\sqrt{(E[GeV])}} \oplus 1,7\% \oplus \frac{0,39}{E[GeV]}$ | $\frac{7\%}{\sqrt{(E[GeV])}} \oplus 1\%$ |
| Winkelakzeptanz | $151° \leq \theta_e \leq 175°$ | $150° \leq \theta_e \leq 177°$ |
| hadronische Sektion | nicht vorhanden | vorhanden |
| Granularität | 88 Module mit 472 Auslesekanälen | 1340 Zellen , davon 1192 in der elektromagn. Sektion |
| Ortsauflösung | 0,7 cm | 0,4 cm |
| Zeitauflösung | nicht vorhanden (extra TOF-System) | 1 ns |
| Güte der Kalibration | 1 % | 1 % |

Tabelle 3.2: Aufzählung einiger Eigenschaften des alten rückwärtigen Kalorimeters BEMC und des neuen Kalorimeters SPACAL im Vergleich.

## 3.4 Das Luminositätssystem

### 3.4.1 Der Aufbau des Luminositätssystems

Zur Bestimmung der Ereigniskinematik und der Selektion radiativer Ereignisse mit ISR ist die genaue Messung der Energie im Photondetektor wesentlich. Das abgestrahlte Photon kann im Photondetektor des Luminositätssystem nachgewiesen werden. Das Luminositätssystem erfüllt aber hauptsächlich den Zweck, mit Hilfe von Bremsstrahlungsereignissen $e + p \to e + p + \gamma$ die Luminosität zu messen. Bei diesen Ereignissen ist sowohl $Q^2 \approx 0$ als auch $l_\mu^2 \approx 0$, so daß gilt : $E = E' + E_\gamma$. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion wird zur Bestimmung der Luminosität benutzt, weil er gut bekannt und im Vergleich zu Prozessen einen relativ großen Wirkungsquerschnitt hat, der Größenordung von einigen mbarn liegt. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion lautet in ultrarelativistischer Näherung, d.h. $E \gg m_e c^2$ und bei Vernachlässigung des Rückstoßes des Protons [Lan90]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{BH}}{d\delta dE_\gamma} &= 8\alpha r_e^2 \frac{E}{E'E_\gamma} \frac{\delta_{BH}}{(1+\delta_{BH}^2)^2} \\ &\times \left( \left[ \frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - \frac{4\delta_{BH}}{(1+\delta_{BH}^2)^2} \right] \ln\left(\frac{2EE'\hbar}{m_e E_\gamma}\right) \right. \\ &\left. - \frac{1}{2} \left[ \frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} + 2 - \frac{16\delta_{BH}}{(1+\delta_{BH}^2)^2} \right] \right) \end{aligned} \tag{3.30}$$

mit $\delta_{BH} = \frac{E'\theta_{BH}}{m_e}$, dabei ist $m_e$ die Elektronmasse, $r_e$ der klassische Elektronenradius und $\theta_{BH}$ der Öffnungswinkel des Photons und des Elektrons bezüglich der Richtung des einlaufenden Elektrons. Beide Teilchen fliegen also in einem sehr engen Kegel mit dem Öffnungswinkel $\theta_{BH} \approx \frac{m_e}{E}$ in die rückwärtige Richtung. Bei $E$=27,5 GeV ist dieser Öffnungswinkel $\theta_{BH} \approx 0,019$ mrad groß. Da das Elektron Energie verloren hat, wird es aber nicht mehr so stark von den Magneten des Speicherringes abgelenkt wie ein Elektron mit der Strahlenergie von $E = 27,5$ GeV, so daß es aus dem Strahlrohr austritt. Dagegen fliegt das Photon geradlinig weiter und verläßt das Protonstrahlrohr, wo es sich krümmt, das heißt bei $z = -92,3$ m durch ein Austrittsfenster.
Das Luminositätssystem [H1D97] besteht aus drei räumlich getrennten Kalorimetern, den zwei Elektrondetektoren und dem Photondetektor. In den Elektrondetektoren werden die aus dem Strahrohr ausgetretenen Elektronen nachgewiesen. Der größere der beiden Elektrondetektoren befindet sich bei $z = -33,4$ m, der kleinere bei $z = -44$ m. In dieser Studie wurde nur der größere der beiden Elektrondetektoren benutzt, weil in den in dieser Arbeit benutzten Detektorsimulationen der kleinere der beiden im nicht zugänglichen kinematischen Bereich liegt. Der

| Vergleich einiger Eigenschaften der beiden Detektoren des Luminositätssystems | | |
|---|---|---|
| Eigenschaft | Elektrondetektor | Photondetektor |
| Granularität, Anzahl der Zellen | $7 \cdot 7$ | $5 \cdot 5$ |
| Zusammensetzung | TlCl (78%) + TlBr (22%) | TlCl ( 78%) + TlBr ( 22%) |
| Querschnittsfläche in $mm^2$ | $154 \cdot 154$ | $100 \cdot 100$ |
| Ortsauflösung in mm | 0,3 - 1,2 | 0,3 - 1,2 |
| Energieauflösung in % | $\frac{22\%}{\sqrt{(E[GeV])}} \oplus 1\%$ | $\frac{22\%}{\sqrt{(E[GeV])}} \oplus 1\%$ |
| Winkelakzeptanz in mrad | 0 - 5 | 0 -0,45 |

Tabelle 3.3: Auflistung einiger Eigenschaften des Luminositätssystems.

Elektrondetektor wird in dieser Analyse zur Bestimmung der Energieauflösung des Photondetektors mit Bremsstrahlungsereignissen benötigt. Zur Unterdrückung von Bremsstrahlungsereignissen wird der Elektrondetektor ebenfalls benutzt.
Der Elektrondetektor ist ein Kalorimeter, in dem Cerenkovlicht, das die durch den Detektor fliegenden Schauerteilchen emittieren, zur Energiebestimmung der im Detektor deponierten Energie benutzt wird. Das Detektormaterial ist eine Mischung aus Thalliumchlorid und Thalliumbromid. Jede Detektorzelle wird über Photomultiplier[18] ausgelesen. Aus dem gleichen Material besteht der bei $z = -102,9$ m befindliche Photondetektor. Vor dem Photondetektor befinden sich ein Filter, bestehend aus 2 $X_0$ Blei, und ein Wasser-Cerenkov-Vetozähler, der 1 $X_0$, d.h. 35 cm dick ist. Damit soll die niederenergetische Synchrotronstrahlung herausgefiltert werden. Mit dem Vetozähler kann die im Filter und im Vetozähler selbst deponierte Energie bestimmt werden: Ereignisse, bei denen viel Energie im Vetozähler deponiert wird, haben auch viel Energie im Filter verloren. Durch die Energiedeposition im Filter wird einerseits die Energieauflösung verschlechtert, andererseits die im Photondetektor deponierte Energie geringer als bei Ereignissen ohne Deposition von Energie im Vetozähler. Nur solche Bremsstrahlungsereignisse werden zur Luminositätsmessun berücksichtigt, bei denen keine Energie im Vetozähler deponiert wurde.
Die Eigenschaften des Luminositätssystems werden in Tabelle 3.4.1 dargestellt. Abbildung 3.31 zeigt den Aufbau des Luminositätssystems.

### 3.4.2 Eigenschaften des Luminositätssystems

Wichtige Eigenschaften für die Messung der in tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignissen mit ISR emittierten Photonen sind die Energieauflösung und die Winkelakzeptanz des Photondetektors. Die Energieauflösung des Photondetektors wird durch Bremsstrahlungsereignisse bestimmt, bei denen gleichzeitig Energie im Photondetektor und im Elektrondetektor deponiert wird. Die Summe beider Energien muß der Strahlenergie des Elektronstrahls entsprechen, die Breite dieser Verteilung entspricht der Energieauflösung des Gesamtsystems. Durch Strahlungsschäden verschlechtert sich die Energieauflösung des Luminositätssystems im Laufe der Zeit. So wird die Energieauflösung für die Detektoren des Luminositätssystems für das Jahr 1992 mit jeweils $\frac{10\%}{\sqrt{(E[\mathrm{GeV}])}} \oplus 1\%$ [H1D97] angegeben, für das Jahr 1994 dagegen schon mit $\frac{13{,}1\%}{\sqrt{(E[GeV])}} \oplus 1\%$ [Hue96] angegeben. Die Energieauflösung verschlechterte sich auch innerhalb des Jahres 1996. Die Energieauflösung des Luminositätssystems für den in dieser Arbeit relevanten Teil der Datennahmeperiode 1996 wird mit $\frac{22\%}{\sqrt{(E[\ \mathrm{GeV}])}} \oplus 1\%$ [Lev97] angegeben. Diese Angabe wurde überprüft:
Abbildung 3.32 zeigt die Summe aus der Energie des Elektron- und des Photondetektors für Bremsstrahlungsereignisse während der Datennahmeperiode 1996. Einmal wurden Ereignisse berücksichtigt, bei denen keine Energie im Vetozähler deponiert wurde – Abbildung 3.32 oben – ein anderes Mal wurden nur Ereignisse verwendet, bei denen Energie im Vetozähler deponiert wurde – Abbildung 3.32 unten. Im ersten Fall beträgt die relative Breite der Summe aus den

[18] Photomultiplier der Sorte FEU-147.

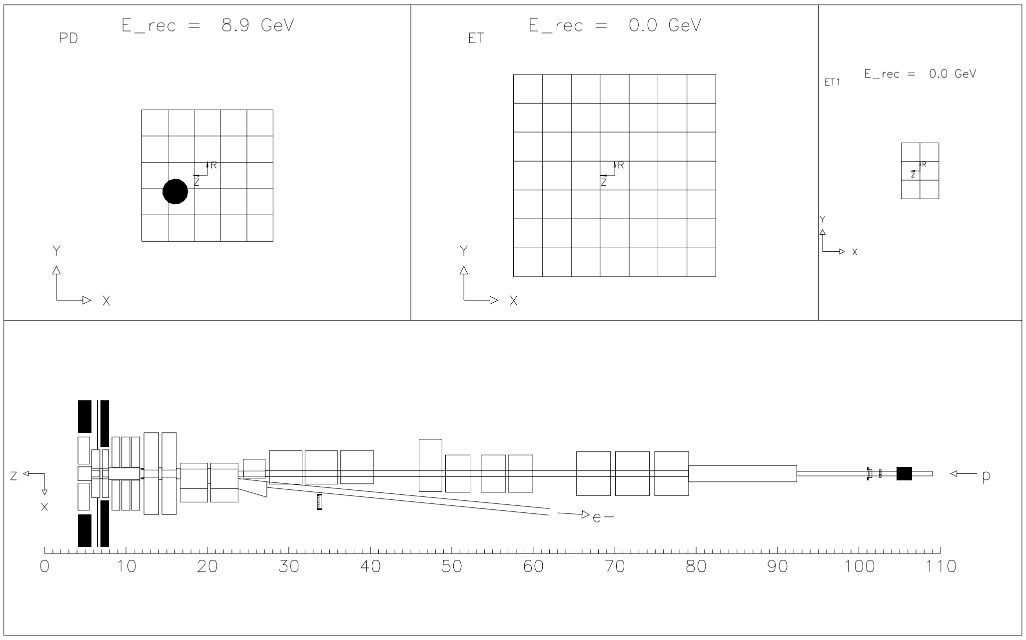


Abbildung 3.31: Aufbau des Luminositätssystem des H1-Detektors. Links wird der Aufbau des Photondetektors gezeigt, in der Mitte ist der Elektrondetektor rechts neben dem Strahlrohr zu sehen, Rechts wird der zweite kleinere Elektrondetektor gezeigt. Unten wird der Gesamtaufbau des Systems dargestellt.

beiden Energien 4, 8%. Unter der Voraussetzung, daß sowohl der Elektrondetektor als auch der Photondetektor die gleiche Energieauflösung besitzen und der konstante Term von 1% aus den Testmessungen sich nicht geändert hat, beträgt die Energieauflösung der beiden Kalorimeter jeweils:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{17,5\%}{\sqrt{(E[GeV])}} \oplus 1\%. \tag{3.31}$$

In der zweiten abgebildeten Summe ist die im Vetozähler deponierte Energie mit enthalten, weil für die tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignisse mit ISR diese Energie immer mit berücksichtigt wird. Die Gesamtbreite der Summe beträgt 5, 97%. Die Differenz zur Summe ohne Berücksichtigung des Vetozählers liefert die zusätzliche nur auf den Vetozähler zurückzuführende Energieauflösung. Daraus folgt für das gesamte Photondetektorsystem eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{23,5\%}{\sqrt{(E[GeV])}} \oplus 1\%. \tag{3.32}$$

Im weiteren wird unter dem Photondetektor immer das Gesamtsystem bestehend aus dem eigentlichen Photondetektor und dem Vetozähler verstanden.
Um wirklichkeitsnah zu simulieren wird die Energie des abgestrahlten Photons wie folgt behandelt:
Die generierte Photonenergie wird gaußförmig mit Hilfe eines Zufallsgenerators verschmiert, um die Detektoreinflüsse zu „simulieren“. Dabei wird folgende Formel verwendet:

$$\sigma_{simuliert} = 24\% \cdot \sqrt{(E_{\gamma,generiert}[(\mathrm{GeV})])} + 1\% \cdot E_{\gamma,generiert}[(\mathrm{GeV})]) \tag{3.33}$$

Die Winkelakzeptanz des Photondetektors wird dabei berücksichtigt. Sie beträgt $0,025° =$

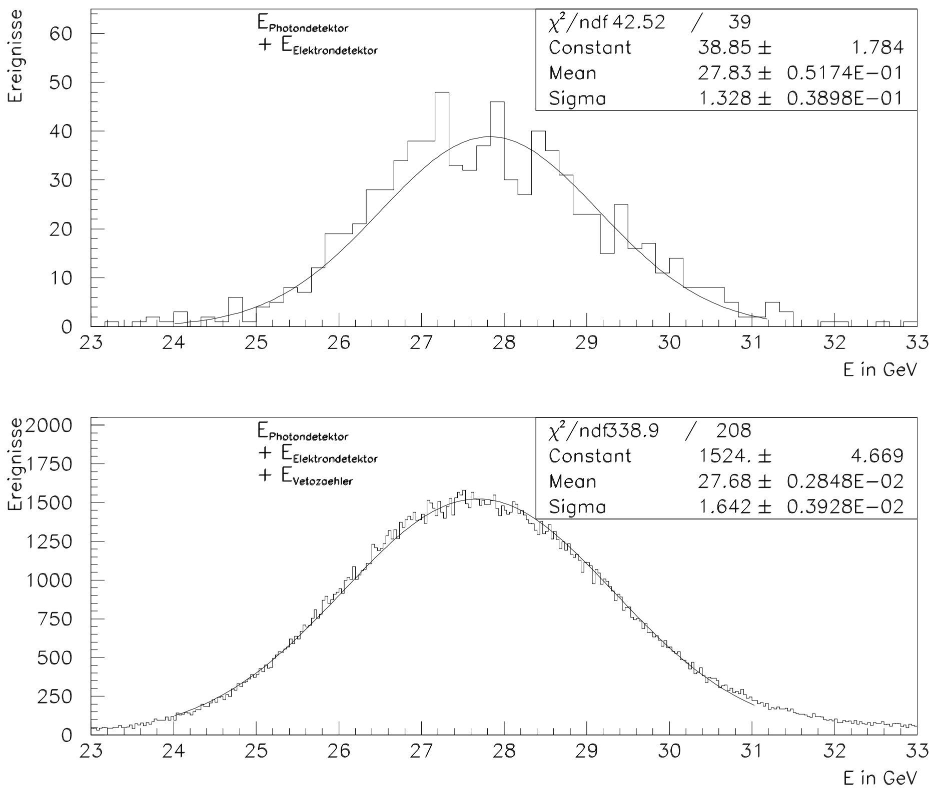


Abbildung 3.32: Oben: Summe der Energien des Photondetektors und des Elektrondetektors für Ereignisse ohne Energiedeposition im Vetozähler. Unten: Summe der Energien des Photondetektors, des Vetozählers und des Elektrondetektors für Ereignisse, bei denen Energie im Vetozähler deponiert wurde. An diese Verteilungen wurde die Gaußfunktion angepaßt. Die Breite der jeweiligen Gaußfunktion gibt die Energieauflösung des Luminositätssystems wieder.

$0,436$ mrad. Nur Photonen innerhalb dieses Öffnungswinkels werden berücksichtigt.
Die Linearität des Photondetektors wird ebenfalls überprüft. Dazu wird angenommen, daß die Energieskala des Elektrons in tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignissen mit ISR ideal sei. Abbildung 3.33 zeigt die Korrelation zwischen der im Photondetektor nachgewiesenen Energie und der Energie des Clusters mit der höchsten Energie im SPACAL für Elektron-Proton-Ereignisse mit ISR. Es ist zu erkennen, daß eine sehr gute Antikorrelation zwischen den beiden Energien besteht. Hohen Energien im Photondetektor entsprechen häufig niedrige Energien des Clusters mit der höchsten Energie im SPACAL. Diese Verteilung stellt nichts anderes dar als die Korrelation der Überlagerung vieler kinematischer Maxima bei variabler effektiver Strahlenergie aufgrund der Abstrahlung des Photons im Anfangszustand. Wird die kalibrierte Energie des Clusters mit der höchsten Energie im SPACAL als Maßstab genommen, dann zeigt die Abweichung der Verteilung von der Energiesumme $E_\gamma + E_{Cluster} = 27,5$ GeV, die durch eine Line angedeutet wird, die Mißkalibration des Photondetektors an. Es ist zu erkennen, daß die Abweichung von dieser Ideallinie sehr gering ist und mit abnehmender Photonenergie größer wird. Sie wird im systematischen Fehler berücksichtigt.

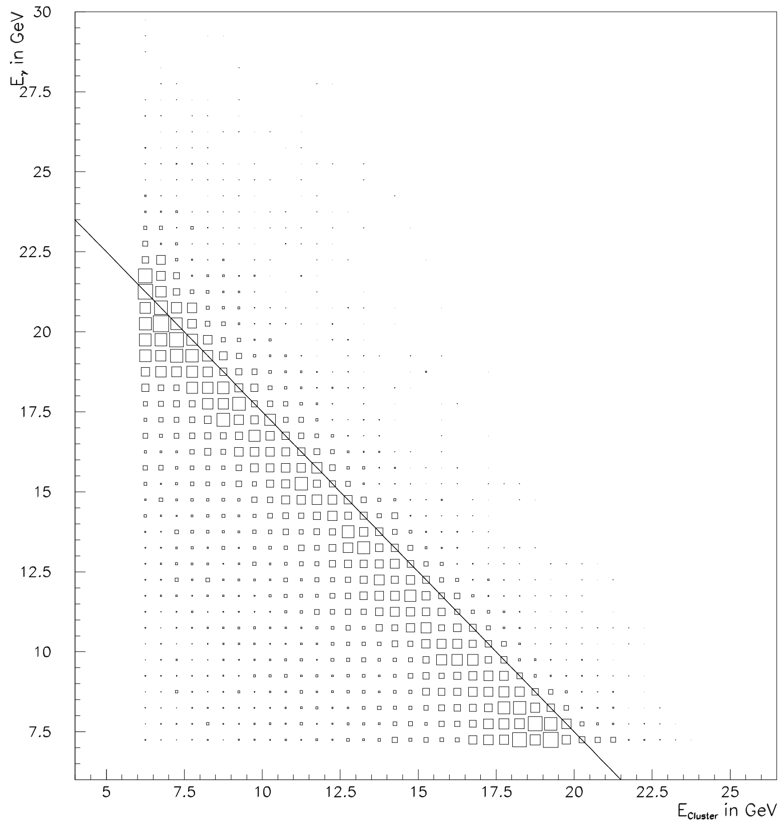


Abbildung 3.33: Korrelation zwischen der Energie im Photondetektor und der Energie des Clusters mit der höchsten Energie im SPACAL für Elektron-Proton-Ereignisse mit ISR. Die Linie gibt die Idealskala von $E_\gamma + E_{Cluster} = 27,5$ GeV an.

# Kapitel 4

# Ereignisselektion und Untergrundbestimmung

Die Bestimmung der Strukturfunktion $F_2$ wird mit Hilfe einer Ereignismenge durchgeführt, die soweit wie möglich von Untergrundbeiträgen bereinigt worden ist. Das bedeutet, daß nur Ereignisse selektiert werden sollen, bei denen eine große Sicherheit besteht, daß sie von einer tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung stammen. Der verbleibende Untergrund muß gut durch die Monte-Carlo-Simulationen beschrieben werden. Er wird dann statistisch von der gesamten Ereignismenge subtrahiert.
Bei der Selektion tiefinelastischer Elektron-Proton-Ereignisse mit ISR ist insbesondere auf die Selektion des Elektronkandidaten im SPACAL zu achten, andererseits ist auch die Selektion des Photons, das vom gleichen Ereignis stammt, von Bedeutung. Die Reduzierung des Photoproduktionsuntergrundes spielt dabei eine wichtige Rolle. Bei der Vorstellung der Selektion radiativer Ereignisse zur Bestimmung der Strukturfunktion $F_2$ werden zwei Schwerpunkte gesetzt:
Einerseits werden die Trigger-Bedingungen für radiative Ereignisse umfassend vorgestellt und für die verschiedenen benutzten Trigger die Effizienzen angegeben. Andererseits werden die verschiedenen Selektionsschnitte und die mit diesen zusammenhängenden Schnitteffizienzen ausführlich untersucht.
Anschließend werden die hauptsächlichen Untergrundbeiträge diskutiert.

## 4.1 Die Datennahmeperiode 1996

Im Jahre 1996 wurden mit dem H1-Detektor vom 28.6.1996 bis zum 2.12.1996 Daten genommen. Die Datennahmeperiode wird in sogenannte Luminositätsruns aufgeteilt, deren Dauer im wesentlichen durch die jeweilige Elektronenfüllung in HERA beschränkt ist [1]; diese werden wiederum in Datennahmeruns aufgeteilt.
Dies hat mehrere Ursachen. Einerseits können sich die Triggerbedingungen während der Datennahme ändern. Andererseits ist ein so komplexes Datennahmegerät – wie der H1-Detektor – aus mehreren Subkomponenten aufgebaut, die nicht immer reibungslos funktionieren, was zu Unterbrechungen der Datennahme führen kann. Damit ergibt sich die Notwendigkeit, die Datennahmeperiode in Unterabschnitte einzuteilen, je nachdem, ob eine wichtige Komponente zur Verfügung steht oder nicht. Es werden nur die Meßreihen, im folgenden Datennahmeruns genannt, in der Datennahmeperiode berücksichtigt, bei denen die folgenden für die Analyse der Daten aus der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung wesentlichen Detektoren angeschaltet waren und bei denen für die folgenden Detektoren keine Probleme mit der Hochspannung vorhanden waren:

- **Das SPACAL** wird zur Identifikation des gestreuten Elektrons benötigt.

[1] Protonen können wegen der im Vergleich zu Elektronen vernachlässigbaren Synchrotronstrahlung wesentlich länger im Beschleuniger verbleiben.

| Effizienz des H1-Detektors 1996 | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Integrierte Luminosität | $pb^{-1}$ | Effizienzen in % | | | | | |
| Von HERA produziert | 14,36 | | | | | | |
| Von HERA an H1 geliefert | 13,29 | 92 | | | | | |
| Gesamte H1-Datennahme | 10,96 | 76 | 82 | | | | |
| H1-Daten auf Band gespeichert | 8,91 | 62 | 67 | 81 | | | |
| H1-Physikdaten | 8,70 | 60 | 65 | 79 | 97 | | |
| H1-Qualitätsruns | 7,29 | 51 | 55 | 67 | 82 | 84 | |
| H1-Qualitätsruns im Analysezeitraum | 4,81 | 34 | 36 | 44 | 54 | 55 | 66 |

Tabelle 4.1: Effizienzen der Datennahme des H1-Experiments. Die im rechten Tabellenteil angegebenen Effizienzen sind auf die jeweils obere Datenmenge zu beziehen [Lev96]. Der relative Fehler der Luminositätsmessung beträgt 2 %.

- **Das Flüssig-Argon-Kalorimeter** wird zum Nachweis des hadronischen Endzustandes verwendet.
- **Mit dem Luminositätssystem** wird einerseits die Luminosität mit Hilfe von Bremsstrahlungsereignissen bestimmt, andererseits wird mit dem Photondetektor auch die Energie des abgestrahlten Photons der tiefinelastischen Streuereignisse mit ISR gemessen.
- **Die CJC, die CIZ, die COZ und der FTD** werden zur Bestimmung des Ereignisvertex der Ereignisse benutzt.
- **Die CIP** wird benutzt, um die Effizienz der Vertex-Messung in z-Richtung zu ermitteln.
- **Die BDC** wird zur Bestimmung des Elektronenstreuwinkels $\theta_e$ zusammen mit dem SPACAL und zur Untergrundunterdrückung benutzt.
- **Das Flugzeitsystem TOF** und die Vetozähler werden zur Untergrundunterdrückung benötigt.

Datennahmeruns, die diese Bedingungen erfüllen, werden im folgenden als **Qualitätsruns** bezeichnet. Die gesamte von HERA gelieferte und von H1 aufgezeichnete integrierte Luminosität aller Qualitätsruns beträgt 7,29 pb$^{-1}$.
Tabelle 4.1 zeigt im Vergleich die gesamte von HERA produzierte integrierte Luminosität, die von HERA an H1 gelieferte integrierte Luminosität, die integrierte Luminosität aller vom H1-Detektor gemessenen Daten, die integrierte Luminosität der vom H1-Detektor aufgezeichneten Daten, die auf Band gespeichert wurden, die Luminosität der zur Physikanalyse zur Verfügung stehenden Daten und die Luminosität der Qulitätsruns. Die jeweiligen Datensätze in Tabelle 4.1 sind jeweils eine Untermenge des vorigen Datensatzes. Die in Tabelle 4.1 angegebenen Effizienzen beziehen sich auf die jeweilige Obermenge. So werden von den insgesamt von HERA produzierten Ereignissen nur 62% als H1-Daten auf Band gespeichert, wie der dritten Spalte der Tabelle 4.1 zu entnehmen ist, während die Ereignismenge, die zu den Qualitätsruns gehört, nur 51% der gesamten von HERA produzierten Ereignismenge umfaßt.
Nicht alle Qualitätsruns des Jahres 1996 wurden für die hier vorgestellte Analyse verwendet, weil zu Beginn der Datennahmeperiode 1996 die im nächsten Abschnitt vorgestellten Trigger für radiative Ereignisse eine zu hohe Triggerrate hatten, so daß diese Trigger relativ hohe Untersetzungsfaktoren aufwiesen. Die mit der Datennahme verbundenen Schwierigkeiten werden im nächsten Abschnitt erläutert. Aus diesem Grunde werden in dieser Analyse nur die Daten nach dem 12.9.1998 verwendet, nachdem diese Schwierigkeiten behoben waren. Die gesamte integrierte Luminosität aller Qualitätsruns in diesem Analysezeitraum beträgt 4,81 pb$^{-1}$ $\pm$ 2%.
Zusätzlich muß noch eine Korrektur aufgrund des Schnittes auf die z-Position des Vertex angebracht werden, dieser Schnitt wird im Abschnitt 4.4 ausführlich erklärt. Auch Ereignisse, die

außerhalb des in der Analyse angewandten z-Vertex-Schnittes ihren Vertex haben, tragen ebenso zur integrierten Luminosität bei wie die Ereignisse, die innerhalb des angewandten z-Vertex-Schnittes liegen. Wird also verlangt, daß die Ereignisse innerhalb eines bestimmten z-Vertex-Bereiches liegen, dann muß der Wert für die integrierte Luminosität entsprechend vermindert werden. Nach dieser Korrektur beträgt die gesamte integrierte Luminosität in der hier vorgestellten Analyse **4,45** $pb^{-1} \pm$ **2%** .

## 4.2 Trigger für radiative Ereignisse

### 4.2.1 Der L1 -Trigger

In diesem Abschnitt sollen die Trigger für die in dieser Arbeit analysierten radiativen Ereignisse vorgestellt werden.
Für den Level-1-Trigger wurden 1996 Subtrigger implementiert, die speziell zur Selektion radiativer Ereignisse benutzt werden konnten. Eine einfache Signatur radiativer Ereignisse mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand (ISR -Ereignisse) ist ein Triggercluster –wie in Kapitel 3 definiert– in der elektromagnetischen Sektion des SPACALs und ein Energiesignal im Photondetektor. Um einen möglichst großen Bereich in der $x_B$-$Q^2$-Ebene abzudecken und insbesondere die Strukturfunktion $F_2$ bei kleinen $x_B$ und $Q^2$ zu messen, wurde geplant, Ereignisse mit geringer Energie im SPACAL und gleichzeitig geringer Energie im Photondetektor ohne weitere Bedingung zu selektieren. Im SPACAL war im Jahre 1996 die Energieschwelle $IET > 1$ vorgesehen, bei einer Energie von 2 GeV liegend, im Photondetektor eine Energieschwelle von 5,5 GeV.
Im SPACAL gab es während des gesamten Jahres 1996 einen Bereich mit einer besonders hohen Rate des IET-Triggers. Dieser Bereich im SPACAL, der bei x=-7,5 cm und y=2 cm lokalisiert war, wurde auch heißer Fleck oder „Hotspot“ genannt. Die Ereignisse, die an dieser Stelle auf das SPACAL trafen, entstanden vermutlich dadurch, daß der Elektronstrahl einen Kollimator vor dem H1-Detektor berührte und dadurch ein Teil der Elektronen in diesen Teil des SPACALs abgelenkt wurde. Zur Unterdrückung dieser Untergrundereignisse wurde weiterhin ein Signal vom zentralen bzw. Vorwärtsspurtrigger verlangt. Zusätzlich wurde auf der Triggerstufe L2 sichergestellt, daß nur Ereignisse aufgezeichnet wurden, die nicht im Bereich des „Hotspots“ zu lokalisieren waren.
Ein weiteres Problem stellte ein defektes Hochspannungsmodul im inneren Bereich des SPACALs dar. Dieses nicht funktionierende Hochspannungsmodul versorgte die im Supermodul rechts vom Strahlrohr befindlichen Photomultiplier mit der notwendigen Betriebsspannung.
Wegen dieser Probleme, die im Anhang ausführlich erläutert werden, wird der in Abbildung 4.1 dargestellte Bereich aus der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse herausgenommen:
Rechts vom SPACAL bei 8 cm< $x$ <24 cm und -8 cm< $y$ <8 cm befindet sich das defekte Hochspannungsmodul, links vom SPACAL bei -16 cm< $x$ <-6 cm und -8 cm< $y$ <8 cm befindet sich der Bereich des „Hotspots“. Die Zellen rechts vom Strahlrohr zwischen den beiden Bereichen werden ebenfalls aus der Analyse herausgenommen, da elektromagnetische Schauer für diesen Bereich schon stark in das Strahlrohr hineinlecken.

**Definition von Triggereffizienzen** :
Die Effizienz eines Triggerelementes gibt an, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, daß ein gesuchtes Ereignis den Trigger auslöst.
Die Effizienz eines Triggerelements $\epsilon$ ist wie folgt definiert:

$$\epsilon = \frac{\#\text{Ereignisse, die die Selektionskriterien erfüllen und ein positives Triggersignal haben}}{\#\text{Ereignisse, die die Selektionskriterien erfüllen}} \tag{4.1}$$

Um die Effizienz eines Triggerelements zu ermitteln, muß ein Referenzsample, bezüglich dessen die Effizienz ermittelt wird, unabhängig vom zu untersuchenden Trigger selektiert worden

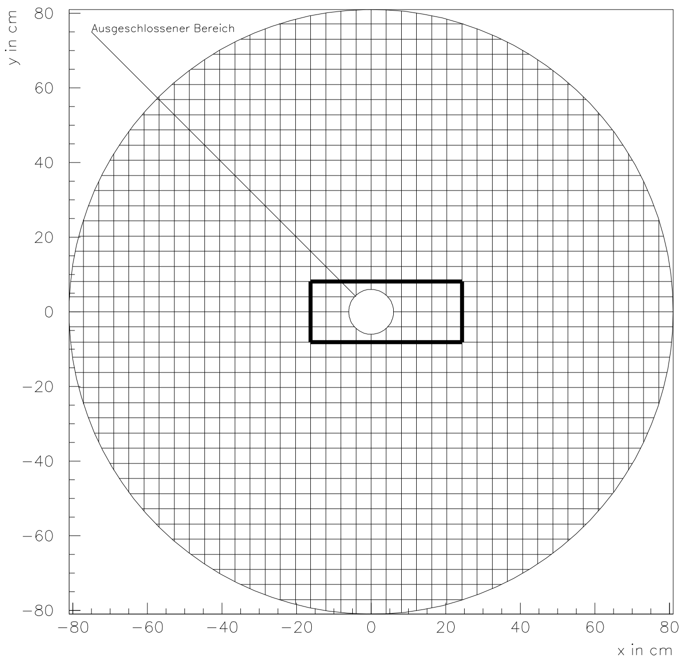


Abbildung 4.1: Darstellung des SPACALs und des Akzeptanzschnittes, der in der Analyse angewandt wurde, um den Bereich des „ Hotspot “ und des defekten Hochspannungsmoduls herauszuschneiden.

sein. Das bedeutet, daß für die Selektion des Referenzsamples nur Subtrigger verwendet werden dürfen, die das zu untersuchende Triggerelement nicht enthalten. Weiterhin müssen auch gewisse Selektionsschnitte angewandt werden. Dies soll an einem Beispiel erläutert werden:
Soll die Effizienz des IET-Triggers im SPACAL untersucht werden, so muß die Selektion der Ereignisse des Referenzsamples Schnitte zur Selektion von Elektronen enthalten: Für die Auslösung des IET-Triggers ist die Energie in Triggerclustern, wie in Kapitel 3 definiert, entscheidend. Hadronische Cluster sind im SPACAL wesentlich ausgedehnter als die Triggercluster. Werden also nicht speziell Cluster, die von elektromagnetischen Schauern herrühren, selektiert, ist das Referenzsample, bezüglich dessen die Effizienz ermittelt wird, so kontaminiert, daß die so ermittelte Triggereffizienz zu niedrig bestimmt wird. Die Effizienz hängt ganz allgemein von einer Variablen $x_T$ ab, bezüglich derer die Effizienz ermittelt wird. Zum Beispiel kann diese Variable für ein Kalorimeter eine Funktion der triggernden Energiedeposition sein. Die auf diese Weise ermittelten Effizienzen werden mit Hilfe einer Funktion der Form

$$\epsilon(x_T) = \frac{P_3}{e^{\frac{P_1 - x_T}{P_2}} + 1} \tag{4.2}$$

parametrisiert [Kur93], dabei ist $x_T$ die jeweils gemessene Größe. Die Parameter $P_i$ haben folgende Bedeutung :

- Der Parameter $P_1$ gibt den Schwellenwert der Effizienz an, das ist der Wert, bei dem die Effizienz den Wert von 50% der Maximaleffizienz erreicht.
- Der Parameter $P_2$ gibt die Unschärfe der Schwelle an. Beim Wert $P_1 \pm 3 \cdot P_2$ erreicht die Effizienz einen Wert von 95% bzw. 5%.
- Der Parameter $P_3$ gibt die maximal erreichbare Effizienz an.

Die folgenden Unterabschnitte stellen nun die einzelnen verwendeten Triggerelemente vor: Zuerst werden die Trigger des SPACALs vorgestellt, danach die Trigger des Luminositätssystems und schließlich die verwendeten Spurtrigger. Im Anschluß an die Diskussion der einzelnen Triggerelemente werden die verwendeten Subtrigger vorgestellt und ein Überblick über die Datennahme des Jahres 1996 gegeben.

### Effizienzen des IET-Triggers

Da das Elektron mit Hilfe des SPACALs nachgewiesen wird, ist eine Energiesignal im SPACAL zur Aufzeichnung von tiefinelastischen Ereignissen mit ISR erforderlich. Das SPACAL wird seit 1996 in zwei Triggerregionen, eine innere und eine äußere, aufgeteilt. Die Gründe dafür werden im Zusammenhang mit der Behandlung des sogenannten „Hotspots" im Anhang diskutiert. Die

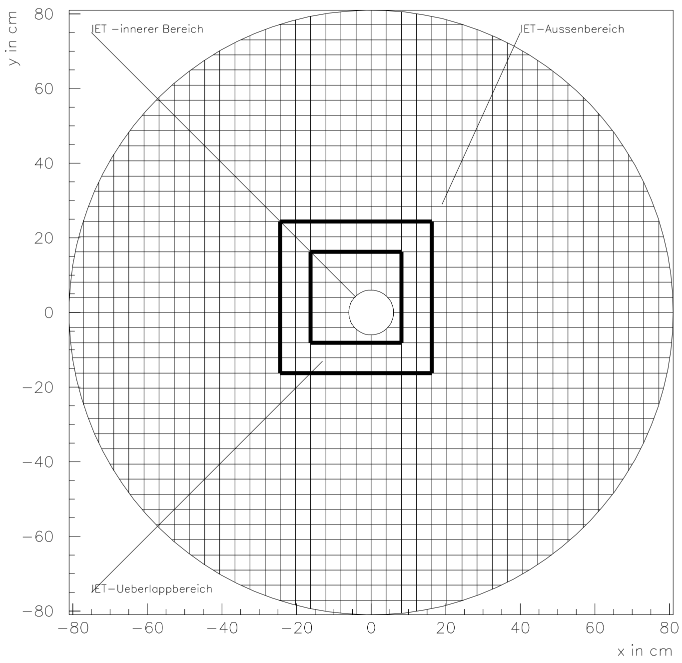


Abbildung 4.2: Darstellung der verschiedenen SPACAL-Triggerzonen. Drei Zonen sind zu erkennen: Der innere Teil des SPACALs gehört zum inneren IET-Triggerbereich, der eingerahmt ist, er befindet sich direkt am Strahlrohr. Er wird vom Bereich, der sowohl vom inneren als auch vom äußeren IET-Triggerbereich überdeckt wird, umrahmt. Der äußere Teil des SPACALs gehört allein zum äußeren Triggerbereich des SPACALs.

Aufteilung in die innere und die äußere Region wird in Abbildung 4.2 gezeigt.

Zwischen dem inneren und dem äußeren Bereich ist ein Überlapp von 2 Zellen zu erkennen. Alle Ereignisse, die in diesen Bereich ein Triggersignal erzeugen, können von beiden Triggern, dem inneren IET und dem äußeren IET getriggert werden. Für beide Regionen sind die jeweiligen Effizienzen der Triggerelemente $IET > 1_{innen}$ und $IET > 1_{außen}$ als Funktion der Clusterenergie des Elektronkandidaten getrennt bestimmt worden. Die Abbildung 4.3 zeigt die Effizienz [2] des Triggerelements $IET > 1_{außen}$. Die Effizienz wird mit Hilfe der Funktion in Gleichung 4.2

[2] Die Fehler zu den Effizienzwerten in allen Effizienzdarstellungen in dieser Arbeit sind mit der Formel für die Fehlerrechnung bei vorhandener Binomialstatistik berechnet worden: $\Delta = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot (1-\epsilon)}{N}}$, wobei $\epsilon$ die Effizienz und N die Anzahl der Ereignisse in dem jeweiligen Bin ist. In dem Falle, daß $\epsilon = 1$ ist, verschwindet der Fehler auf die

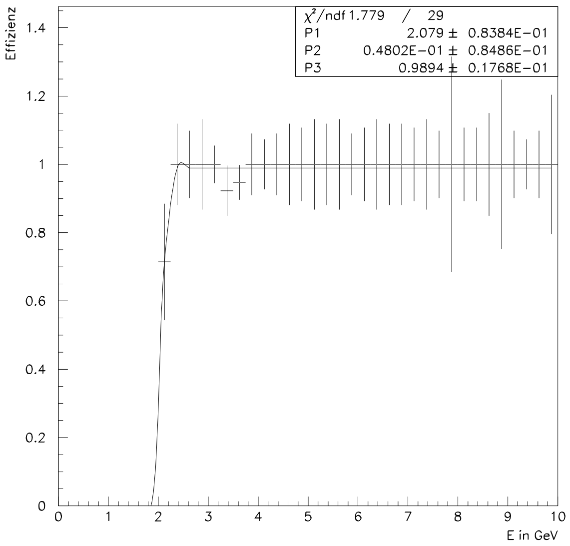


Abbildung 4.3: Effizienz des Triggerelements $IET > 1_{außen}$ als Funktion der Clusterenergie.

als Funktion der Clusterenergie des Clusters mit der größten Energie $E_{Cluster}$ parametrisiert. Der Abbildung 4.3 ist zu entnehmen, daß die Schwelle des Triggers $IET > 1_{außen}$ bei 2 GeV liegt, daß diese Schwelle eine sehr kleine Breite von 0,2 GeV hat und daß die Effizienz des Triggerelements bei $99^{+1}_{-2}\%$ für Energien $E_{Cluster} > 3,5$ GeV liegt. Die relativ geringe Unschärfe der Triggerschwelle ist ein Maß für die Güte der relativen Kalibration der Zellen gegeneinander, erreicht durch die Einstellung der Hochspannung der Photomultiplier. Die Effizienz des Triggerelements $IET > 1_{innen}$ ist ebenfalls bestimmt worden. Die Effizienz dieses Triggerelements liegt für Energien $E_{Cluster} > 2$ GeV bei 100 %, die Energie der Triggerschwelle ist geringer als 2 GeV.

### Effizienzen der Trigger des Luminositätssystems

Neben dem Vorhandensein eines Energiesignals im SPACAL ist zum Studium tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung mit ISR zur Detektion des abgestrahlten Photons auch ein Signal im Photondetektor notwendig. Im Photondetektor waren zu Beginn der Datennahmeperiode 1996 drei Triggerelemente vorgegeben, die von der im Photondetektor und Vetozähler nachgewiesenen Gesamtenergie abhängig waren:

- *LU-PD-low*, mit einer niedrigen Triggerschwelle bei $E_\gamma = 5,5$ GeV,
- *LU-PD*, mit einer mittleren Triggerschwelle bei $E_\gamma = 6,5$ GeV,
- *LU-PD-high*, mit einer hohen Triggerschwelle bei $E_\gamma = 17$ GeV.

---

Effizienz $\Delta$ nach der obigen Formel. In diesem Falle wird ein Konfidenzwert $\epsilon_K$ berechnet gemäß $\epsilon_K = 0,32^{\frac{1,0}{N}}$. Nur die Darstellungsweise in den hier gezeigten Abbildungen bedingt, daß die Fehlerbalken in diesem Fall auch über den Effizienzwert $\epsilon = 1$ herausragen, obwohl es natürlich keine Effizienzwerte $\epsilon > 1$ gibt. Bei der Fehlerberechnung für Effizienzen $\epsilon < 1$ tritt dieses Darstellungsproblem nicht auf.

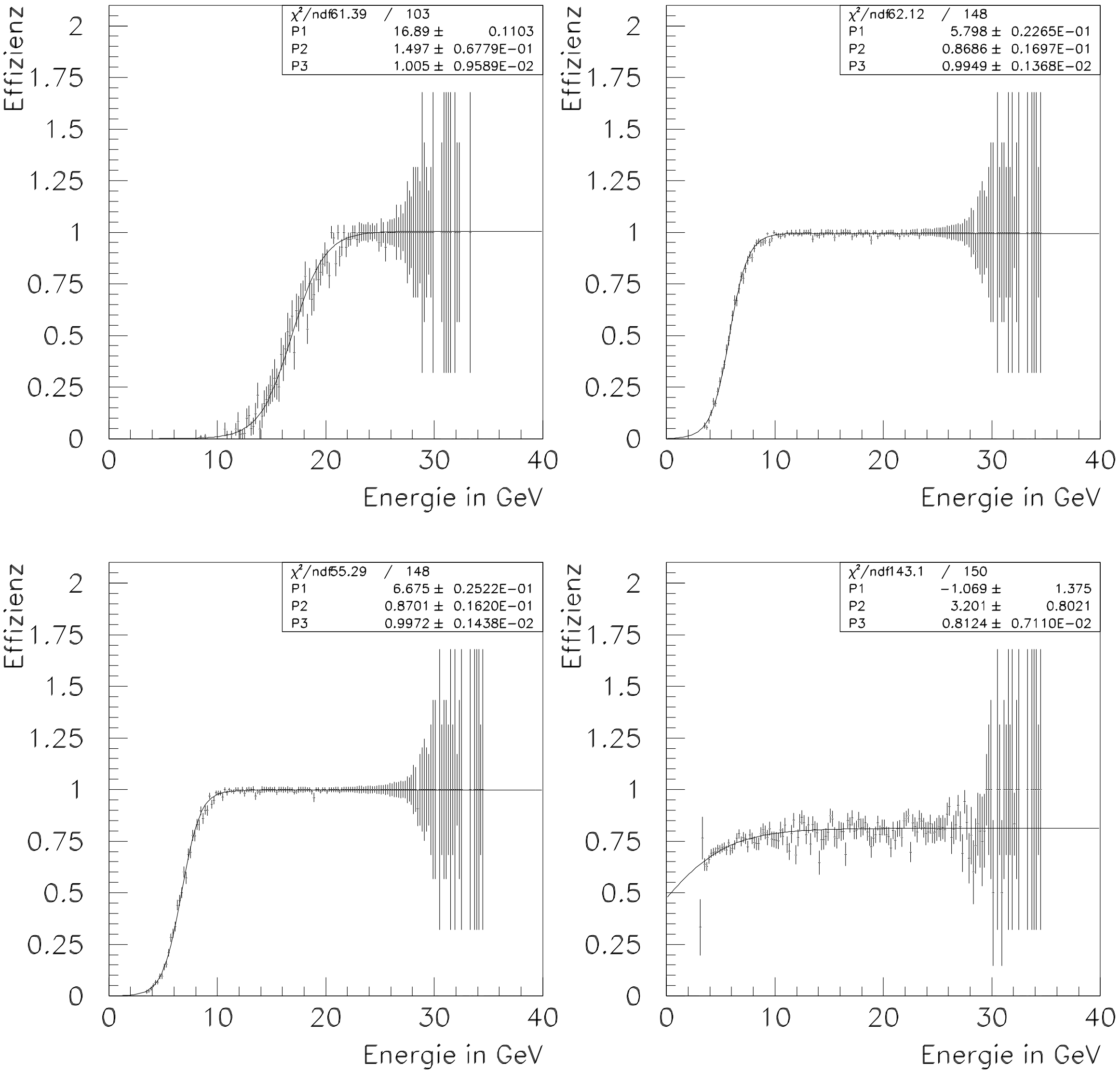


Abbildung 4.4: Darstellung der Effizienzen der Triggerelemente des Luminositätssystems: Oben links : Die Effizienz des Triggerelementes *LU-PD-high*. Oben rechts: Die Effizienz des Triggerelementes *LU-PD*. Unten links: Die Effizienz des Triggerelementes *LU-PD-low*. Unten rechts:Die Effizienz des Triggerelementes *LU-WAT-VET*. Die angegebene Parametrisierung für die Effizienz des Triggerelementes *LU-WAT-VET* ist nur sinnvoll für Energien $E_\gamma > 2$ GeV.

Zusätzlich existierte noch als weiteres Triggerelement *LU-WAT-VET*, dieses Triggerelement hat eine Vetofunktion: Ereignisse, die viel Energie im Bleifilter vor dem Vetozähler deponiert haben, lösen das Triggersignal *LU-WAT-VET* aus. Solche Ereignisse werden zur Luminositätsbestimmung nicht verwendet. Die Triggerschwelle dieses Triggerelements liegt bei ca. $E_\gamma = 1,5$GeV. Alle vier Triggereffizienzen als Funktion der gemessenen Energie im Photondetektor werden in Abbildung 4.4 vorgestellt. Die Effizienzen wurden mit Hilfe der in Gleichung 4.2 angegebenen Funktion parametrisiert. Die drei Triggerelemente *LU-PD-high*, *LU-PD* und *LU-PD-low* erreichen jeweils oberhalb der Schwellenenergie eine Effizienz, die innerhalb der Fehler mit 100%

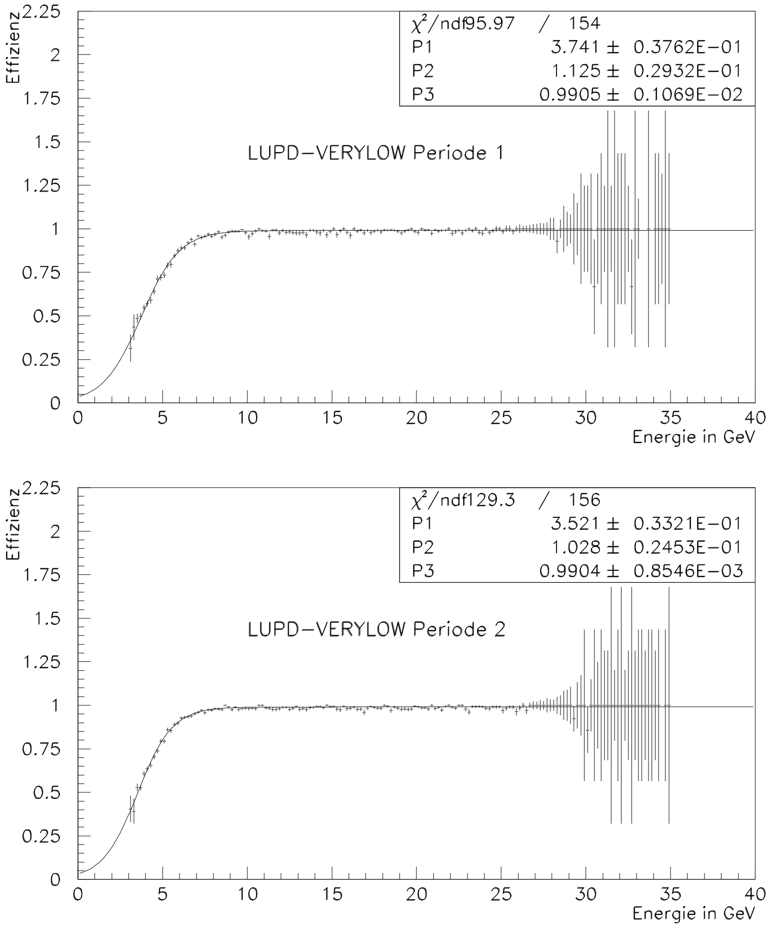


Abbildung 4.5: Effizienz des Triggerelements $LU - PD - verylow$. Oben ist die Effizienz dieses Triggerelements im zweiten Drittel der Datenperiode dargestellt, unten im dritten Drittel der Datenperiode.

verträglich ist, wie der Abbildung 4.4 zu entnehmen ist. Dies ist beim Triggerelement *LU-WAT-VET* nicht der Fall. Da für das Auslösen des Triggersignals nur die im Vetozähler deponierte Energie wesentlich ist, nicht aber die im eigentlichen Photondetektor deponierte Energie, ist es somit möglich, daß bei einem Ereignis relativ viel Energie im Photondetektor deponiert wird, gleichzeitig aber wenig Energie im Vetozähler, so daß das Triggersignal nicht ausgelöst wird. Das ist der Grund dafür, daß dieses Triggerelement nur eine Effizienz von $80\% \pm 0,5\%$ für Energien 2,5 GeV $> E_\gamma <$ 30 GeV besitzt. Am 17.9.1996 wurde das Triggerelement *LU-PD-high*, weil es nicht gebraucht wurde, abgeschafft und durch das Triggerelement *LU-PD-very-low* ersetzt. Die Energieschwelle für dieses Triggerelement war bis zum 31.10.1996 $E_\gamma = 3,74$ GeV, danach $E_\gamma = 3,5$ GeV. Beide Effizienzkurven werden in den Abbildungen 4.5 gezeigt.

**Effizienzen der verwendeten Spurtrigger**

Zwei Triggerelemente von Spurtriggern wurden zur Untergrundunterdrückung in dieser Arbeit verwendet:

Die CIP, die COP und die erste Proportionaldrahtkammer des FTD werden benutzt, um das Triggerelement *ZVTX-T0* zu aktivieren. Aus allen von den Proportionaldrahtkammersignalen

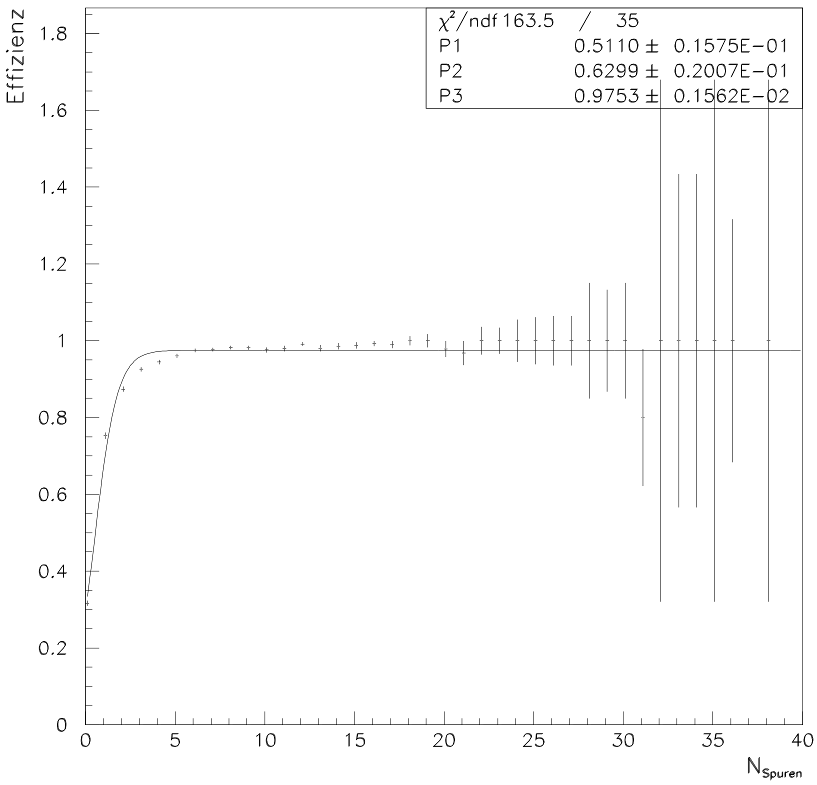


Abbildung 4.6: Effizienz des Triggerelements $ZVTX$-$T0$ als Funktion der vom zentralen Spurkammersystem gemessenen Spuren.

rekonstruierten Spurpunkten werden Spuren gebildet und die z-Position des Vertex für diese Spuren – wie in [Eic92] genauer beschrieben – in ein Histogramm mit 16 Kanälen entlang der z-Achse eingetragen. Das Triggerelement $ZVTX$-$T0$ bedeutet, daß es mindestens einen Eintrag in diesem Histogramm gibt [H1D97]. Für die Bestimmung der Triggereffizienz des Triggerelements kann die Effizienz als Funktion der Anzahl der vom zentralen Spurkammersystem detektierten Spuren parametrisiert werden, siehe Abbildung 4.6. Dabei wird wieder die in Gleichung 4.2 vorgestellte Parametrisierung verwendet, die in diesem Fall von der Anzahl der von den zentralen Spurkammern nachgewiesenen Spuren $N_S$ abhängt.

Schon bei einer nachgewiesenen Spur ist die Effizienz 79%, ab ca. 5 nachgewiesenen Spuren liegt die Effizienz des Triggerelements bei $97,5\% \pm 0,2\%$. Allerdings ist die Anpassung der Funktion 4.2 an die Effizienzwerte nicht besonders gut, weil der Punkt bei $N_S = 0$ mit einem sehr kleinen Fehler die Schwellenform der Effizienzkurve verfälscht und für $N_S > 15$ – mit Ausnahme von zwei Werten ein zweiter Plateauwert in der Triggereffizienz erreicht wird.
Allerdings haben tiefinelastische Elektron-Proton-Streuereignisse mit ISR häufiger eine Spur in Vorwärtsrichtung. Aus diesem Grund wird mit Hilfe eines Triggers auf Spuren in Vorwärtsrichtung Untergrund unterdrückt und tiefinelastische Elektron-Proton-Ereignisse mit ISR selektiert. Wenn in mindestens drei der vier Vorwärtsproportionalkammern der FPC je ein Signal gefunden

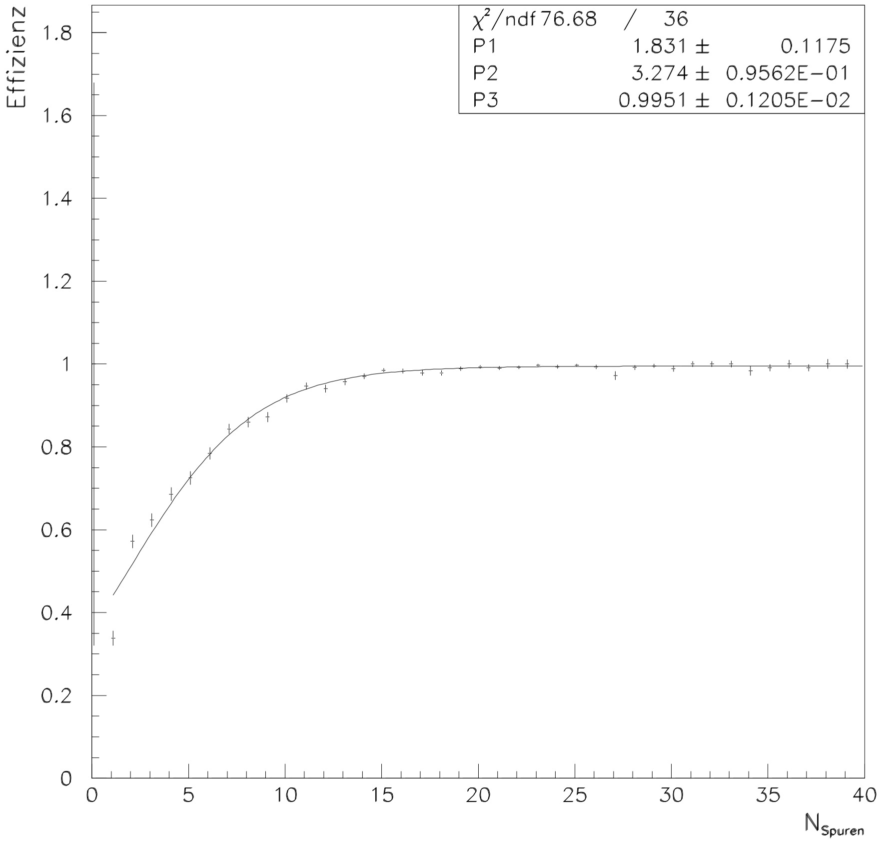


Abbildung 4.7: Effizienz der Kombination *RAY-T0* als Funktion der Zahl der vom zentralen und Vorwärtsspurkammersystem gemessenen Spuren.

wird, so daß die das zu einer Spur verbunden werden kann [H1D97], wird das Triggerelement $FW$-$T0$ aktiviert. Beide Spurtriggerelemente werden zur sogenannten Kombination

$$RAY - T0 = ZVTX - T0 \vee FW - T0, \tag{4.3}$$

verknüpft, weil es häufig zentrale oder nur Vorwärtsspuren gibt. Allerdings ist das Triggerelement $FW$-$T0$ bestimmend für die Effizienz der Kombination $RAY$-$T0$ deren Effizienz in Abbildung 4.7 gezeigt wird. Gibt es nur eine Spur in Vorwärtsrichtung, dann ist die Effizienz der Kombination $RAY$-$T0$ nur 40%. Die Kombination $RAY$-$T0$ erreicht eine Effizienz von mehr als 95% erst dann,wenn mehr als 15 Spuren vorhanden sind. Die Maximaleffizienz beträgt $99,5\% \pm 0,1\%$.

### Überblick über die Datennahmeperiode 1996

Drei Subtrigger zum Auslösen der Datennahme für tiefinelastische Elektron-Proton-Ereignisse mit ISR wurden im Jahr 1996 benutzt:

- Der erste Subtrigger löste die Datennahme aus, wenn im inneren Bereich des SPACALs, wie in Abbildung 4.2 definiert, die Energieschwelle in einem Triggerfenster überschritten wurde, also die Clusterenergie mindestens eines Triggerclusters größer war als 2 GeV. Zusätzlich wurde noch ein Signal im Photondetektor verlangt, so daß das Triggerelement $LU$-$PD$ angesprochen hatte. Zur Unterdrückung von Untergrund wurde die Spurtriggerkombination $RAY$-$T0$ ebenfalls gefordert [3]. Dieser Subtrigger wird S10 genannt.

- Im äußeren Bereich des SPACALs standen zur Aufzeichnung von tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuungen mit ISR zwei Subtrigger zur Verfügung. Der eine Subtrigger war dazu bestimmt, möglichst untergrundfrei und im Bereich niedriger Energien des Elektronkandidaten im SPACAL die Daten aufzuzeichnen. Auch sollten Ereignisse mit möglichst niedrigen Photonenergien genommen werden. Daher wurde das Triggerelement mit der jeweils niedrigsten Triggerschwelle im Photondetektorbereich verwendet. Zur Untergrundunterdrückung wurde zusätzlich die Spurtriggerkombination $RAY$-$T0$ verwendet [4]. Dieser Subtrigger wird S62 genannt.

- Außerdem wurde ein Subtrigger implementiert, der die Spurtriggerkombination nicht enthielt. Damit sollten Ereignisse, die kein Signal in den Spurtriggern enthielten, aufgezeichnet werden. Wegen des großen Untergrundes bei niedrigen Energien im Photondetektor, wurde für diesen Trigger das Triggerelement $LU$-$PD$ verwendet. Dieser Subtrigger wird S12 genannt.

Zusätzlich zu den oben vorgestellten Bedingungen mußten alle Subtrigger noch sogenannte TOF-Bedingungen erfüllen:
Das im Abschnitt 3.2 vorgestellte TOF-System eignet sich hervorragend zur Unterdrückung von Strahl-Restgasereignissen und von Strahl-Strahlrohrwand-Ereignissen. Aus diesem Grund wurden für alle obengenannten Subtrigger eine Antikoinzidenz mit verschiedenen TOF-Bedingungen verlangt. Nach dem 7.11.1996 wurde zum Beispiel eine Antikoinzidenz mit dem hadronischen SPACAL-ATOF-Veto verlangt. Das bedeutet, daß im hadronischen Teil des SPACALs im sogenannten ATOF-Bereich – wie in Kapitel 3 ausgeführt – kein Signal oberhalb einer niedrigen Energieschwelle sein durfte.
Während der Datennahme 1996 änderten sich die Triggerbedingungen der Trigger für radiative Ereignisse mehrfach. Tabelle 4.2 stellt die Triggerbedingungen für die drei Subtrigger für tiefinelastische Ereignisse mit ISR – die oben definierten Subtrigger S10, S12 und S62 – während der Datennahme 1996 vor.

[3] Auch Ereignisse, die alternativ ein T0-Signal im Flüssig-Argon-Kalorimeter hinterließen konnten aufgezeichnet werden. Allerdings war die Effizienz dieses Kalorimetertriggerelements $LAR$-$T0$ mit $\epsilon < 5\%$ so gering, daß es in dieser Analyse unbedeutend ist.

[4] Auch hier konnten alternativ Ereignisse mit dem Kalorimetertriggerelement $LAR$-$T0$ aufgezeichnet werden

| Subtrigger für tiefinelatische Ereignisse mit ISR | | |
|---|---|---|
| Subtrigger | Triggerbedingung | Runbereich |
| S10 | $LU\text{-}PD \wedge IET > 1_{innen}$ $\wedge(RAY\text{-}T0 \vee LAR\text{-}T0)$ | seit 12.9.1996 |
| S12 | $LU\text{-}PD \wedge IET > 1_{außen}$ | seit 12.9.1996 |
| S62 | $(LU\text{-}PD\text{-}low \vee LU\text{-}WAT\text{-}VET)\wedge$ $IET > 1_{außen} \wedge (RAY\text{-}T0 \vee LAR\text{-}T0)$ | seit 12.9.1996 bis 17.9.1996 |
| S62 | $LU\text{-}PD\text{-}very\text{-}low \wedge IET > 1_{außen}$ $\wedge(RAY\text{-}T0 \vee LAR\text{-}T0)$ | seit 17.9.1996 |

Tabelle 4.2: Definition der Subtrigger S10, S12 und S62 für tiefinelastische Ereignisse mit ISR.

### 4.2.2 Der L2 -Trigger

Ereignisse, die in der inneren Triggerzone des SPACALs Energie deponierten und daher auf Level 1 den Subtrigger S10 auslösten, mußten zusätzlich auf Level2 eine Triggerbedingung erfüllen: Ereignisse, die im Bereich des sogenannten „Hotspots“ einen bestimmten Triggercluster ausgelöst hatten, wurden nicht berücksichtigt, sofern in keinem anderen Triggercluster Energie deponiert wurde. Dieser Triggercluster überdeckt den Bereich $-16,2$ cm $<$ x $<$ 0 cm und $-8,1$ cm $<$ y $<$ 8,1 cm, diese Region liegt, vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen, links neben dem Strahlrohr. Die Effizienz für diese Triggerbedingung auf Level 2 beträgt 100%.
Große Schwankungen der Verstärkungen der Photomultiplier können zu Ineffizienzen des IET-Triggers führen. Im Bereich des defekten Hochspannungsmoduls kam es infolge der Schwankungen der Hochspannungen der Photomultiplier zu Erhöhungen der Ereignisrate. Diese hohe Ereignisrate der Subtrigger für radiative Ereignisse machten nach dem 15.11.96 die Implementierung einer zusätzlichen Triggerbedingung auf der zweiten Triggerstufe notwendig, so daß der von dem defekten Hochspannungsmodul versorgte Teil des SPACALs auf Level 2 mit der zusätzlichen Bedingung $IET > 2$ versehen wurde. Damit wurden nur Ereignisse mit einer Clusterenergie von mehr als 6 GeV in diesem Bereich vom Trigger akzeptiert. Die Effizienz beträgt $98,4\% \pm 0,03\%$. Die Effizienz wurde für alle Ereignisse ermittelt die im in Abbildung 4.1 gezeigten äuseren Bereich des SPACALs ihren Cluster mit der höchsten Energie hatten.

### 4.2.3 Der L4 -Trigger

Auch tiefinelastische Ereignisse mit ISR müssen Bedingungen, die auf dem Level4-Trigger gestellt wurden, erfüllen. Dazu werden die Ereignisse, wie in Kapitel 3 beschrieben, auf dieser Trigger-Stufe rekonstruiert. Da der L4-Trigger während der Datennahme arbeitet werden die Ereignisse nicht vollständig rekonstruiert:
Von den Spurdetektoren wird nur die CJC benutzt, nicht aber die z-Spurkammern CIZ und COZ. Zusätzlich gibt es große Unterschiede zwischen der „schnellen“ Spurrekonstruktion auf dieser Software-Triggerstufe und der späteren vollständigen Rekonstruktion auf Level 5 [Pro94], so daß es erhebliche Differenzen zwischen der voll rekonstruierten Vertexposition und der auf dem Level 4-Trigger rekonstruierten Vertexposition geben kann. Insbesondere kann die z-Position des voll rekonstruierten Vertex $z_{Vertex}$ und die z-Position des auf Level 4 rekonstruierten Vertex $z_{Vertex,L4}$ differieren. Weiterhin werden zum Beispiel die Ereignisse, bei denen in den SPACAL-Zellen Energie deponiert wurde, auf dieser Triggerstufe mit einer geringeren Genauigkeit kalibriert.

Folgende für diese Analyse wichtigen Schnitte waren auf dem Level4-Trigger implementiert [Mue97]:

- Es wurde verifiziert, ob im SPACAL ein Cluster gefunden wurde und gleichzeitig ein Triggerelement des IET-Triggers vorhanden war. Das bedeutet, daß ein Ereignis, bei dem ein IET-Triggerelement gesetzt war, verworfen wurde, falls kein Cluster im SPACAL gefunden wurde.

- Es wurde ein Clusterradius von $R_{Cl} < 4,5$ cm zur Unterdrückung von Photoproduktionsuntergrund und zur Selektion von Elektronkandidaten verlangt [5].

- Für Ereignisse, bei denen nur ein Subtrigger mit einer Vertex-Bedingung gesetzt war, wurde auf Level 4 ein rekonstruierter Vertex im Bereich -50 cm$< z_{Vertex,L4} <$ 100 cm verlangt. Ereignisse, bei denen nur der Subtrigger S12 gesetzt war, unterlagen einem solchen Schnitt nicht.

- Ereignisse, bei denen ein Triggerelement des Photondetektors verlangt wurde, mußten eine rekonstruierte Energie von $E_\gamma > 1$ GeV nach der Level 4-Rekonstruktion vorweisen.

- Insbesondere durch den sogenannten „Hotspot" war die Rate der von Level 4 akzeptierten Ereignisse so hoch, daß ein Programm zur Verwerfung der Ereignisse, die im Bereich des „Hotspots" den Cluster mit der höchsten Energie im SPACAL hatten, implementiert wurde. Dieser Schnitt wurde nur für Ereignisse, bei denen die Subtrigger S10 und S62 gesetzt waren, angewandt.

Aufgrund dieser Schnitte ist eine gründliche Untersuchung der Effizienz des L4-Triggers notwendig. 1% der vom Level 4-Trigger verworfenen Ereignisse werden als spezieller Datensatz, den sogenannten „L4-Reject-Tapes", gesammelt, um die Effizienz des Triggers zu ermitteln. Diese Ereignisse wurden im Rahmen dieser Studie untersucht. Insgesamt 2 Ereignisse wurden auf diesem Datensatz gefunden, die als gute tiefinelastische Elektron-Proton-Ereignisse mit ISR gelten können [6]. Die daraus resultierende Ineffizienz des L4-Triggers wird im Rahmen des systematischen Fehlers berücksichtigt.

## 4.3 Ereignisklassifikation

Im Rahmen der vollständigen Rekonstruktion der vom Detektor H1 aufgezeichneten Daten werden alle Ereignisse klassifiziert und physikalischen Ereignisklassen zugeordnet. Diese Zuordnung ist unabhängig von den vorher zur Datennahme verwendeten Trigger auf Level 1, Level 2 und Level 3.
Vollständig rekonstruiert werden Ereignisse im Rahmen des Level 5-Filters nur dann, wenn die z-Position des vollständig rekonstruierten Vertex im Intervall [-40 cm, 100 cm] liegt.
Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuereignisse mit ISR werden einer eigenen Ereignisklasse zugeordnet. Für die Analyse von tiefinelastischen Ereignissen mit ISR werden nur Ereignisse verwendet, die den folgenden Selektionsschnitten auf Level 5 genügen:

- Für die gemessene Energie im Photondetektor muß gelten:

$$3 \text{ GeV} < \mathrm{E}_\gamma < 35 \text{ GeV}. \tag{4.4}$$

  Die Bedingung $E_\gamma < 35$ GeV wird verlangt, um tiefinelastische Elektron-Proton-Ereignisse mit ISR bei gleichzeitigem Bremsstrahlungsereignis zu verwerfen, bei dem das im Rahmen des Bremsstrahlungsereignisses emittierte Photon eine hohe Energie besitzt.

- Mindestens ein Cluster im SPACAL muß die Bedingung

$$2 \text{ GeV} < \mathrm{E}_{\mathrm{Cluster}} < 35 \text{ GeV} \tag{4.5}$$

[5]Dieser Schnitt wird weiter unten im Abschnitt 4.4.3 ausführlich erklärt.
[6]Das bedeutet, daß diese Ereignisse alle, im Abschnitt 4.4 erläuterten Bedingungen erfüllen, die zur endgültigen Selektion der tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignisse mit ISR verwendet werden.

erfüllen. Gleichzeitig wird für den Clusterradius $R_{cl}$ verlangt:

$$0 \text{ cm} < \mathrm{R_{cl}} < 4,5 \text{ cm} \tag{4.6}$$

Mit diesem Schnitt werden Photoproduktionsereignisse verworfen.

1 % der Ereignisse, die nicht klassifiziert werden können, werden auf einem speziellen Datensatz, den sogenannten „L5-Reject-Tapes“, gesammelt, um die Effizienz der Selektion zu untersuchen. Diese Ereignisse wurden untersucht. Es wurden keine Ereignisse gefunden, die die Analysekriterien, wie im nächsten Abschnitt beschrieben, erfüllten. Die Effizienz der Selektion auf dieser Stufe ist 100% mit einem Fehler von 0,004 %.
Die von der Ereignisklassifikation selektierten Ereignisse bilden das Ausgangssample aller weiteren Untersuchungen. Für den Analysezeitraum nach dem 12.9.1996 verbleiben insgesamt 2411481 Ereignisse.

## 4.4 Selektion der Ereignisse und Bestimmung der Effizienzen

Nach der Selektion auf dem Level-5-Filter steht ein Ereignissample zur Verfügung, das noch eine erhebliche Untergrundkontamination besitzt, da im Rahmen der Ereignisklassifikation nur Minimalanforderungen an ein Ereignis gestellt werden. Folgende Untergrundquellen sind noch vorhanden:

1. Eine Quelle sind Strahl-Restgasereignisse und Strahl-Strahlrohrwand-Ereignisse.

2. Eine weitere Untergrundquelle sind Photoproduktionsereignisse, bei denen ein zusätzliches Photon im Photondetektor nachgewiesen wird. Das zusätzliche Photon kann von einem gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignis stammen oder von der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand des Photoproduktionsereignisses.

3. Die dritte Untergrundquelle sind tiefinelastische Elektron-Proton-Streuereignisse, bei denen gleichzeitig durch ein Bremsstrahlungsereignis ein Photon emittiert wird, das im Photondetektor nachgewiesen wird.

**Vorselektion des Analysesamples** :
Die mehr als zwei Millionen Ereignisse des klassifizierten Ausgangssamples bilden eine für weitere Untersuchungen zu große Ereignismenge. Aus diesem Grunde wird für alle weiteren Untersuchungen – auch für Untergrundstudien – eine Vorselektion getroffen:
Alle Ereignisse, die bestimmte Vorselektionsschnitte erfüllen, werden Teil des Analysesamples. Außerdem verbleiben von allen Ereignissen des Ausgangssamples 5 % im Analysesample. Diese Ereignisse erhalten ein Gewicht von 20, es sei denn sie sie erfüllen die Bedingungen der Vorselektion. Folgende Vorselektionsbedingungen werden gestellt:

- Schnitt V1 :Für die Energie im Photondetektor muß gelten:

$$E_\gamma > 3,5 GeV \tag{4.7}$$

- Schnitt V2-A: Es wird ein Ereignisvertex gefordert, mit :

$$-45 \text{ cm} < \mathrm{z_{Vertex}} < 45 \text{ cm}, \tag{4.8}$$

  es sei denn, das Ereignis erfüllt die folgenden Bedingungen:

  - Schnitt V2-B1: Für die Energie im Elektrondetektor gilt :

$$E_{ETAG} = 0 \text{ GeV} \tag{4.9}$$

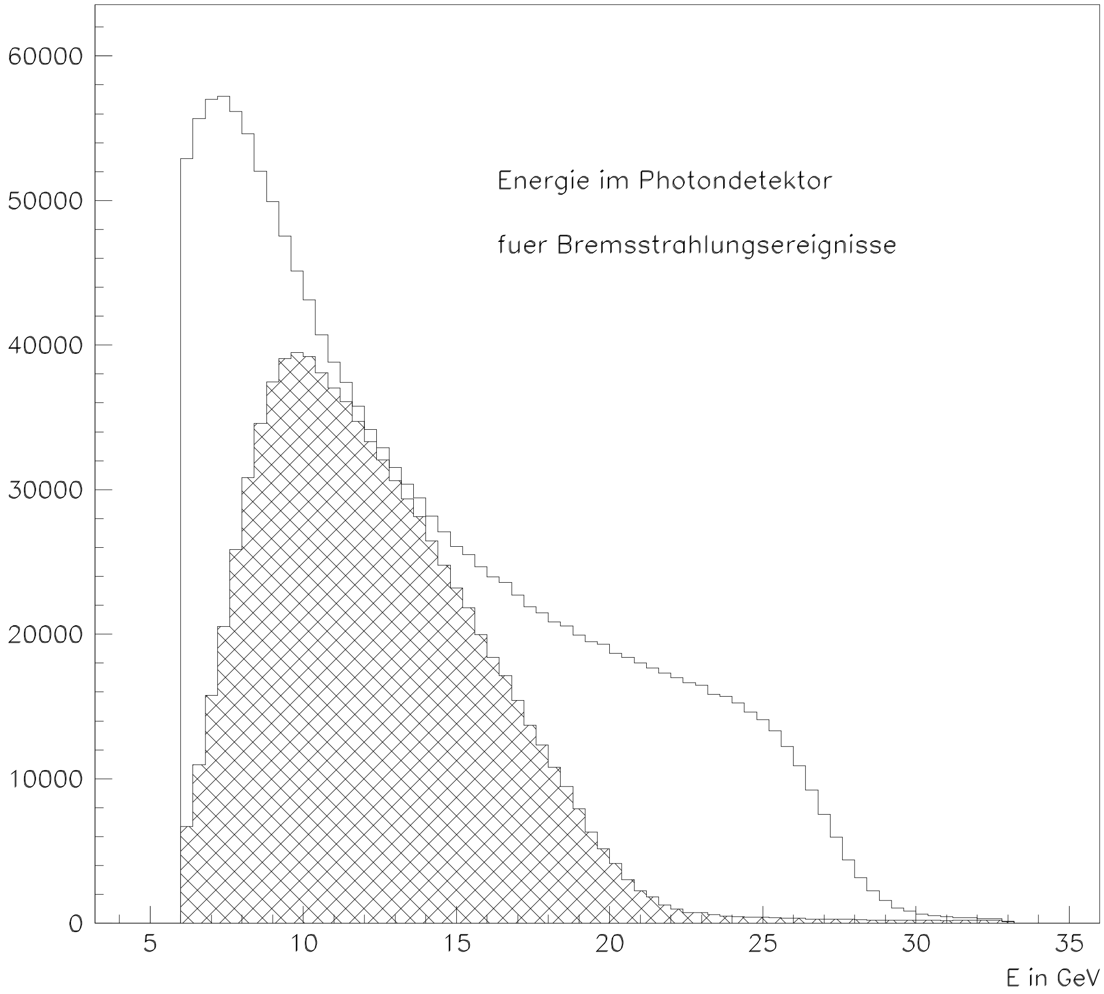


Abbildung 4.8: Energiespektrum von Bremsstrahlungsereignissen. Für Ereignisse, bei denen ein Elektron im Elektrondetektor nachgewiesen wird, wird das Energiespektrum schraffiert gezeigt. Das Absinken des Energiespektrums bei den niedrigsten Energien ist eine Folge der kleiner werdenden Triggereffizienz bei kleinen Energien im Photondetektor.

– Schnitt V2-B2: Für den Clusterradius gilt:

$$R_{Cl} < 4 \text{ cm} \tag{4.10}$$

– Schnitt V2-B3: Für die Größe $(E - p_z)_{total}$ muß gelten:

$$(E - p_z)_{total} > 20 \text{ GeV} \tag{4.11}$$

– Schnitt V2-B4: Für die Größe $\delta = \frac{E_\gamma - E\cdot(y_e - y_{JB})}{E_\gamma}$ muß gelten:

$$\delta < 2 \tag{4.12}$$

Die gewählten Vorselektionsschnitte haben folgende Bedeutung:
Zu sehr niedrigen Energien $E_\gamma$ steigt das Energiespektrum im Photondetektor sehr stark an. Im

niedrigsten Energiebereich finden sich die meisten Ereignisse, wie in Abbildung 4.8 gezeigt wird. Die Kontamination mit Untergrundereignissen aus der obengenannten dritten Untergrundquelle nimmt ebenfalls zu, und zwar so stark, daß diese Ereignisse bei sehr niedrigen Energien $E_\gamma$ dominieren. Das hängt damit zusammen, daß die Überlappwahrscheinlichkeit von tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignissen ohne ISR mit gleichzeitig stattfindenden Bremsstrahlungsereignissen mit kleiner werdender Energie des im Rahmen des Bremsstrahlungsereignisses abgestrahlten Photons zunimmt. Bei einer Energie von $E_\gamma = 5$ GeV betrug [7] 1996 diese Wahrscheinlichkeit 3,9 %, bei einer Energie von $E_\gamma = 3 GeV$ bereits 5,6% [Fav97].
Der Schnitt auf die $z$-Position des Ereignisvertex soll der Unterdrückung des Untergrundes aus der ersten obengenannten Untergrundquelle dienen. Dieser Schnitt wird ausführlich in Abschnitt 4.4.2 diskutiert.
Allerdings ist die Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf $z$-Position des Ereignisvertex besonders kritisch. Dieser Schnitt wird daher in der Vorselektion nur verlangt, wenn die Bedingungen V2-B1 bis V2-B4 nicht erfüllt sind. Mit diesen Schnitten sollen insbesondere tiefinelastische Elektron-Proton-Ereignisse mit ISR vorselektiert werden, während für Untergrundstudien nur Ereignisse benutzt werden, die einen Ereignisvertex innerhalb der oben angegebenen Grenzen besitzen.
Mit dem Schnitt V2-B1 werden zwei Sorten von Untergrundereignissen unterdrückt:
Tiefinelastische Elektron-Proton-Ereignisse und Photoproduktionsereignisse, bei denen gleichzeitig ein Bremsstrahlungsereignis stattfindet, so daß das Elektron in den Elektrondetektor gelangt, werden verworfen. Bei einem tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignis mit ISR muß diese Energie gleich Null sein, weil das Elektron in das SPACAL gestreut wurde. Abbildung 4.8 zeigt, daß mit dem Schnitt auf die Energie im Elektrondetektor im wesentlichen Bremsstrahlungsereignisse mit einer Photonenenergie von 10 GeV< $E_\gamma$ <17 GeV verworfen werden. Auch bei Photoproduktionsereignissen wird das Elektron unter so kleinem Winkel gestreut, daß es durch das Strahlrohr den H1-Detektor verläßt. Durch den Energieverlust kann es so durch die HERA-Magnete abgelenkt werden, daß es im Elektrondetektor nachgewiesen wird. Die im SPACAL deponierte Energie stammt dann vom hadronischen Endzustand des Photoproduktionsereignisses.
Mit dem Schnitt V2-B2 werden Photoproduktionsereignisse unterdrückt: Hadronische Schauer haben in der Regel einen größeren Clusterradius als elektromagnetische Schauer. Dieser Schnitt wird in Abschnitt 4.4.3 eingehend besprochen.
Mit dem Schnitt V2-B3 sollen Ereignisse, bei denen im Strahlrohr Energie in Rückwärtsrichtung – zum Beispiel durch ein im Strahlrohr verschwindendes Elektron bei Photoproduktionsereignissen – unterdrückt werden. In diesem Falle ist die Beziehung $(E - p_z)_{total} = 2 \cdot E$ – wobei E die Strahlenergie des Elektrons darstellt und die Größe $(E - p_z)_{total}$ in Kapitel 2 definiert wurde – nicht mehr erfüllt.
Die Variable $\delta$ ist ein Maß für die im Photondetektor gemessene Energie im Vergleich zur fehlenden Energie $E_{miss}$ im H1-Detektor. Die Variable $\delta$ ist wie folgt definiert:

$$\delta = \frac{E_\gamma - E \cdot (y_e - y_{JB})}{E_\gamma} \tag{4.13}$$

Gilt $\delta > 2$, so ist die Energie $E_{miss} = E \cdot (y_e - y_{JB})$ negativ. Das bedeutet, daß $(E - p_z)_{hadronisch}$ sehr groß ist. Vor allem große hadronische Aktivität in der Rückwärtsregion durch Photoproduktion kann dazu führen. Der Schnitt V2-B4 stellt somit eine effektive obere Grenze für $(E - p_z)_{total}$ dar.
Nach der Vorselektion verbleiben insgesamt 789256 Ereignisse.

**Übersicht über die Selektionsschnitte:**

[7] Diese Wahrscheinlichkeit der Zufallskoinzidenz zwischen einem Bremsstrahlungsereignis und irgendeinem anderen stattfindenden Ereignis hängt von der jeweiligen Luminosität ab.

Auf der Basis des vorselektierten Ereignissamples werden die endgültigen Selektionsschnitte angewandt, um soweit wie möglich Ereignisse aus den oben genannten drei Untergrundquellen zu verwerfen. Dabei werden neue Schnitte eingeführt oder Schnitte verschärft, die bereits in der Ereignisklassifikation oder in der Vorselektion benutzt wurden. Nachfolgend sollen die Selektionsschnitte, die in Tabelle 4.4 zusammenfassend aufgelistet werden, kurz vorgestellt werden:
Zur Unterdrückung der ersten Untergrundquelle dienen hauptsächlich die in den vorigen Abschnitten diskutierten Triggerbedingungen. Der in Abschnitt 4.2 vorgestellte geometrische Schnitt und die Bedingung, daß der Clusterschwerpunkt des Elektronkandidaten einen Mindestabstand im SPACAL zum Strahlrohr von 8,7 cm hat, werden ebenfalls angewandt. Der Grund für den letztgenannten Schnitt sind mögliche Leckverluste der Energie des Clusters in der Nähe des Strahlrohres.
Weil der Trigger des Luminositätssystems erst bei einer Energie von $E_\gamma = 7$ GeV eine Effizienz von mehr als 99 % erreicht, werden nur Ereignisse mit $E_\gamma > 7$ GeV in der Analyse verwendet. Wegen der Unsicherheit in der Bestimmung des Photoproduktionsuntergrundes ist ein Schnitt $E_{Cluster} > 6$ GeV auf die Energie des Clusters mit der höchsten Energie im SPACAL notwendig. Der Schnitt auf die z-Position des Ereignisvertex wird – im Unterschied zur Vorselektion – für alle endgültig selektierten Ereignisse verlangt, weil die z-Position des Ereignisvertex für die Berechnung des Elektronstreuwinkels notwendig ist.
Die Unterdrückung des Photoproduktionsuntergrundes kann im SPACAL mit Hilfe der longitudinalen und transversalen Schauerinformation erfolgen:
Hadronische Schauer haben in der Regel neben dem größeren Clusterradius als elektromagnetische Schauer auch eine größere longitudinale Ausdehnung; hier ist der Schnitt auf die Energie in der hadronischen Sektion hinter dem Cluster mit der höchsten Energie in der elektromagnetischen Sektion ein Schnitt, der –wie weiter unten gezeigt wird– effizient Untergrund von Photoproduktionsereignissen verwerfen kann. Da hadronische Schauer nicht nur einen Cluster bilden wie elektromagnetische Cluster, sondern um einen Cluster mit der höchsten Energie häufig Satellitencluster zu finden sind, ist ein Schnitt auf die Energie in einem Bereich um den Cluster mit der höchsten Energie im SPACAL ebenfalls sinnvoll. Damit lassen sich auch Photoproduktionsereignisse verwerfen, bei denen der hadronische Endzustand aus Pionen besteht, da hier zwei benachbarte elektromagnetische Cluster durch den Zerfall $\pi_0 \rightarrow \gamma + \gamma$ entstehen. Der Schnitt auf die Größe $(E - p_z)_{total}$ wird für die endgültige Selektion tiefinelastischer Elektron-Proton-Ereignisse mit ISR verschärft, um Photoproduktionsereignisse zu unterdrücken. Auch der Schnitt auf den Abstand zwischen der dem Clusterschwerpunkt nächsten Spur in der BDC[8] ist ein sinnvolles Mittel, um Photoproduktionsereignisse zu unterdrücken.

Ereignisse aus der dritten Untergrundquelle werden teilweise durch den Schnitt in der Vorselektion auf die Energie im Elektrondetektor – $E_{ETAG} = 0$ GeV – verworfen. Andererseits kann auf die fehlende Energie $E_{miss}$ geschnitten werden, die in Kapitel 2 definiert wurde:
Die Bedingung

$$E_{miss} \approx E_\gamma, \tag{4.14}$$

die tiefinelastische Elektron-Proton-Ereignisse mit ISR erfüllen müssen, ist für tiefinelastische Elektron-Proton-Ereignisse ohne ISR mit einem gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignis nicht erfüllt. Aufgrund der Energieauflösung der Kalorimeter werden bei tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignissen mit ISR die beiden Energien nur ungefähr gleich sein. Geschnitten wird in dieser Analyse daher auf die Variable $\delta$.
Zwei Grenzfälle sollen die Eigenschaften dieser Variablen verdeutlichen:

- Wenn das im Photondetektor nachgewiesene Photon die Energie $E_\gamma$ hat, die $E_{miss}$ entspricht, kann davon ausgegangen werden, daß das im Photondetektor nachgewiesene Photon von dem tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuereignis stammt.
  Dann gilt : $\delta = 0$.

[8] Auch dieser Schnitt wird weiter unten erklärt.

| Selektionsschnitte | | | |
|---|---|---|---|
| Schnittnr. | Größe | Schnittkriterium | Begründung |
| N1 | Betriebsbereitschaft der wichtigsten H1-Komponenten | siehe Abschnitt 4.1 | Datenqualität |
| N2 | Triggerbedingungen | siehe Abschnitt 4.2 | Kontrolle des Eingangskanals |
| N3 | Geometrischer Schnitt | siehe Abschnitt 4.2 | |
| N4 | Schnitt auf die Position des Clusters | $R = \sqrt{x^2+y^2} > 8,7$ cm | Leckverluste der Clusterenergie |
| N5 | Energie im Photondetektor | $E_\gamma > 7$ GeV | Triggereffizienz hoch genug |
| N6 | Energie im SPACAL | $E_{Cluster} > 6$ GeV | Unterdrückung niederenergetischen Untergrundes |
| N7 | z-Vertex | -35 cm $< z_{Vertex} <$ 35 cm | Unterdrückung von Untergrunderеignissen |
| N8 | $E - p_z$ | $(E-p_z)_{total} > 40$ GeV | Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen |
| N9 | Clusterradius | $R_{Cl}$ <3,5 cm | Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen |
| N10 | Energie in der hadronischen Sektion | $E_{hadr,Zyl}$ <0,5 GeV | Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen |
| N11 | Energie im Ring um den Elektronkand. | $E_{Ring}$ <2 GeV | Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen |
| N12 | Schnitt auf den Abstand zwischen der BDC-Spur und dem Clusterschwerpunkt | $D_{BDC-SPACAL}$ <2,5 cm | Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen |
| N13 | Schnitt auf $y_B$ | $y_B$ <0,85 | Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen |
| N14 | Keine Energie im Elektrondetektor | $E_{ETAG} = 0$ GeV | Unterdrückung von Überlappereignissen DIS + Bremsstr. |
| N15 | $E_{miss} = E_\gamma$ | $\mid \delta \mid$<0,5 | Unterdrückung von Überlappereignissen DIS + Bremsstr. |

Tabelle 4.3: Aufstellung der verschiedenen Selektionsschnitte unter Angabe ihres Zwecks.

- Stammt das nachgewiesene Photon von einem Bremsstrahlungsstrahlungsereignis und das im SPACAL nachgewiesene Elektron von einem tiefinelastischen Ereignis ohne ISR, dann ist $y_e = y_{JB}$ und damit $E_{miss} = 0$,
  damit gilt dann für $\delta$ in diesem Fall : $\delta = 1$.

Somit sind für die Verteilung dieser Größe $\delta$ zwei Maxima zu erwarten: Ein Maximum bei $\delta = 0$, das tiefinelastischen Ereignissen mit ISR ohne gleichzeitige Bremsstrahlungsereignisse entspricht, und ein Maximum bei $\delta = 1$, das tiefinelastischen Ereignissen ohne ISR mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen entspricht.
Zur Verdeutlichung wird für eine Datenstichprobe die Größe $\delta$ in Abbildung 4.9 gezeigt. Daher

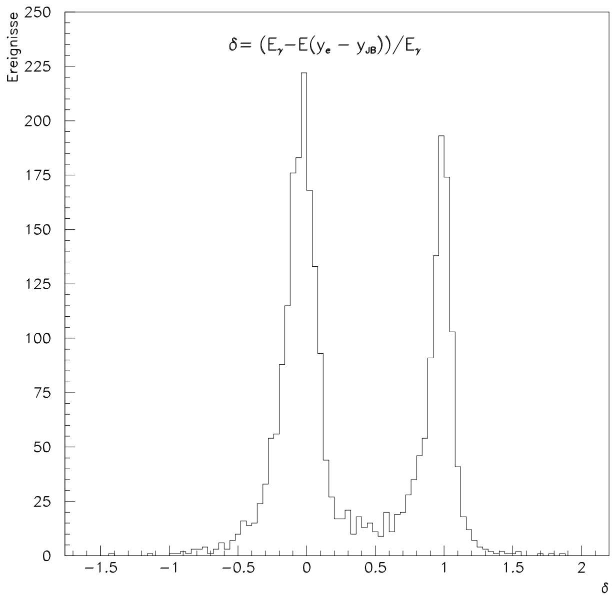


Abbildung 4.9: Verteilung der Variable $\delta$ bei einer Datenstichprobe. Die Ereignisse wurden unter Verwendung der Schnitte N1 bis N14 selektiert.

wird zur Selektion von tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuereignissen folgender Schnitt angewendet:

$$| \delta |< 0,5. \tag{4.15}$$

Mit diesem Schnitt kann ein großer Teil des Untergrundes aus tiefinelastischen Streuereignissen ohne ISR mit einer Zufallskoinzidenz mit einem Bremsstrahlungsereignis verworfen werden. Der übriggebliebene Untergrund wird mit Hilfe der Simulationen von Photoproduktionsereignissen und tiefinelastischen Ereignissen mit der Überlagerung von Bremsstrahlungsereignissen abgeschätzt.

Nach allen angewendeten Schnitten verbleibt eine Ereignismenge von **19044 Ereignissen**, mit denen die Strukturfunktion $F_2$ berechnet wird. In den folgenden Abschnitten werden die verschiedenen Schnitte diskutiert und die Effizienzen für die Schnitte in Daten und Monte-Carlo-Simulationen verglichen.
Die Pfeile in den Bildern deuten die Schnittgrenzen an.

### 4.4.1 Simulationen zum Vergleich mit den Messungen

Um die selektierten Daten zu verstehen und den Einfluß der oben vorgestellten Schnitte abschätzen zu können wurden drei verschiedene Simulationsdatensätze erstellt:

1. Es wurden tiefinelastische Elektron-Proton-Streuereignisse mit dem Programm DJANGO 6.0 generiert und anschließend mit dem Programm H1SIM simuliert. Die tiefinelastischen Ereignisse mit ISR wurden selektiert. Die simulierte Ereignismenge entspricht einer integrierten Luminosität von 6370 $nb^{-1}$.

2. Auf die gleiche Weise wurden tiefinelastische Elektron-Proton-Streuereignisse ohne ISR generiert und simuliert. Die tiefinelastischen Ereignisse mit ISR wurden aus dem Sample ausgeschlossen. Zusätzlich wurde jedem dieser simulierten Ereignisse künstlich je ein Bremsstrahlungsereignis aus den Daten überlagert. Die simulierte Ereignismenge entspricht einer integrierten Luminosität von 290 $nb^{-1}$.

3. Es wurden Photoproduktionsereignisse mit dem Programm PHOJET 3.0 generiert und mit dem Programm H1SIM simuliert. Zusätzlich wurde diesen simulierten Ereignisse künstlich je ein Bremsstrahlungsereignis aus den Daten überlagert. Dieser Ereignismenge entspricht eine integrierte Luminosität von 150 $nb^{-1}$.

Die unter den Punkten 2 und 3 vorgestellten Sample werden zur Abschätzung des Untergrundes verwendet. Die unter den Punkten 2 und 3 erwähnten Bremsstrahlungsereignisse wurden aus den für die Bestimmung der Luminosität verwendeten Bremsstrahlungsereignissen selektiert. Voraussetzung für die Selektion ist, daß diese Ereignisse ein positives Triggersignal *LU-PD-low* besitzen. Da dieses Triggerelement erst bei 8 GeV eine Effizienz von 99,5 % besitzt, werden Bremsstrahlungsereignisse mit einer Energie im Intervall [3 GeV, 8 GeV] mit einem entsprechendem Gewichtungsfaktor $g > 1$ versehen, der sich aus der Triggereffizienz ergibt.
Jedes simulierte Ereignis und jedes Bremsstrahlungereignis besitzt eine Ereignisnummer. Bremsstrahlungsereignisse mit einer ungeraden Ereignisnummer werden für die Überlagerung mit simulierten tiefinelastischen Ereignissen verwendet, Ereignisse mit einer geraden Ereignisnummer für die Überlagerung mit simulierten Photoproduktionsereignissen. Damit wird eine möglichst unbeeinflußte und zufällige Überlagerung bezweckt. Das Problem der absoluten Normierung der Untergrundereignisse wird in Abschnitt 4.6 besprochen.
Die simulierten Ereignissample werden auf die gleiche Weise rekonstruiert und selektiert wie die gemessenen Daten.
In den folgenden Abschnitten werden die verschiedenen simulierten Ereignisse mit den Daten verglichen. Die Daten sind in den Verteilungen als schwarze Dreiecke angegeben, die Summe der Monte-Carlo-Simulationen sind die durchgezogenen Linien. Der Untergrund aus tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuereignissen mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen ist hell schraffiert dargestellt, der Untergrund aus Photoproduktionsereignissen mit gleichzeitig nachgewiesenem Photon im Photondetektor wird dunkel schraffiert dargestellt.

### 4.4.2 Bestimmung der z-Vertex-Effizienz

Die Kenntnis des Elektronstreuwinkels $\theta_e$ ist entscheidend für die Bestimmung der kinematischen Größen $x_B$ und $Q^2$ sowohl mit der Elektronmethode als auch mit der Sigma-Methode. Eine gute Kenntnis des Streuwinkels ist aber nur mit Hilfe der gemessenen Vertex-Position in z-Richtung möglich. Aus diesem Grunde wird in dieser Analyse verlangt, daß das Ereignis einen rekonstruierten Vertex besitzt. Der Ereignisvertex wird mit Hilfe der im Kapitel 3 vorgestellten zentralen Spurkammern –insbesondere der CIZ und der COZ– bzw. des FTD bestimmt, indem die mit diesen Detektoren gemessenen Spuren auf die Strahlrohrachse extrapoliert werden:
Zuerst wird die Position in der $x-y$-Ebene bestimmt, indem die von der zentralen Spurkammer bzw. die vom Vorwärtsspurkammersystem gemessenen Spuren zum Strahlrohr extrapoliert werden und der geringste Abstand $D_{ca}$ zur Strahlrohrachse bestimmt wird. Bezüglich der durch die Strahlrohrachse und der zur Strahlrohrachse parallelen Gerade mit dem Abstand $D_{ca}$ wird eine Ebene definiert. Die stark von Ereignis zu Ereignis variierende z-Position des Vertex $z_{Vertex}$ wird durch den Durchstoßpunkt der Spuren in dieser Ebene gegeben [H1D97]. Wie schon im Abschnitt 4.3 ausgeführt, wird im Rahmen der vollständigen Ereignisrekonstruktion ein erster

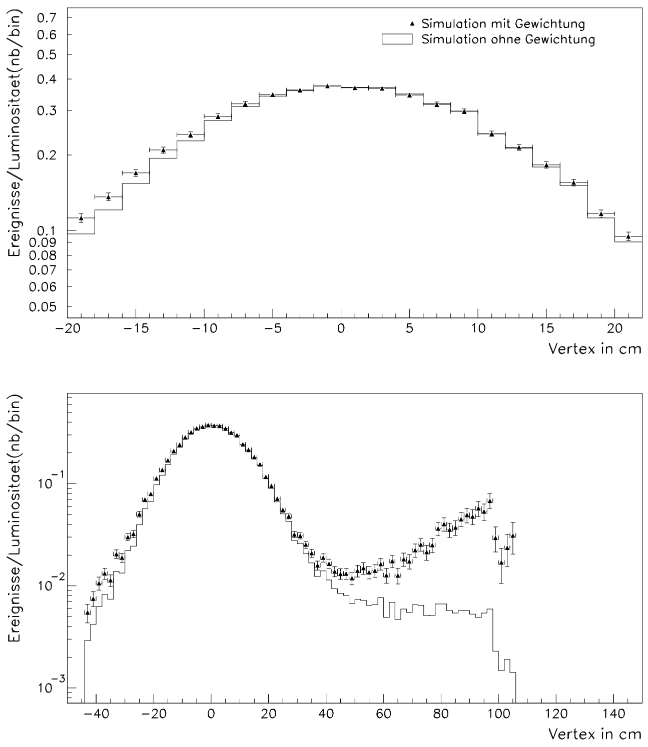


Abbildung 4.10: z-Position des rekonstruierten Vertex für simulierte Ereignisse der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung mit ISR mit und ohne Umgewichtung des Vertex. Oben: Vergleich zwischen gewichteter und ungewichteter Verteilung im Bereich -20 cm $< z_{Vertex} <$ 20 cm. Unten: Vergleich über den gesamten Bereich.

Schnitt auf die Position des Vertex unternommen. In der Monte-Carlo-Simulation besteht ein Teil des Vergleichssamples aus Ereignissen, die mit einer geringfügig anderen mittleren $z$-Vertex-Position und Breite der Vertexverteilung generiert wurden. Um diese Ereignisse mit den Daten vergleichen zu können, wurde die Position des Vertex für diese Ereignisse bezüglich der mittleren $z$-Vertex-Position in den Daten umgewichtet. Abbildung 4.10 zeigt im Vergleich die Vertexverteilung in der Monte-Carlo-Simulation vor und nach der Umgewichtung.
Die Vertexverteilung in z-Richtung nach Anwendung aller anderen Schnitte – mit Ausnahme des Schnittes auf den Vertex selbst – wird in Abbildung 4.11 dargestellt und mit den Simulationsergebnissen verglichen.
Weiterhin wird auch auf die Position des Ereignisvertex in bezug auf den Ursprung des H1-Koordinatensystems geschnitten: Der Abstand des Ereignisvertex zum Koordinatenursprung darf in dieser Analyse nicht mehr als 35 cm betragen. Mit diesem Schnitt sollen insbesondere Strahl-Restgasereignisse, Strahl-Strahlrohrwandereignisse und Ereignisse, deren Vertex zu weit vom nominalen Wechselwirkungspunkt entfernt ist, unterdrückt werden. Dieser letzte Ereignistyp wird unterdrückt, weil außerhalb dieses Bereiches die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation in der $z$-Vertex-Position nicht mehr vorhanden ist.
Der Protonenstrahl besteht nicht nur aus den Protonpaketen, die in der Wechselwirkungszone mit den Elektronen wechselwirken, sondern auch noch aus sogenannten Satellitenpaketen. Diese reagieren bezüglich der im nominalen Wechselwirkungspunkt stattfindenden Reaktionen früher oder später mit den Elektronen. Die Ereignisse mit einer $z$-Position des Vertex zwischen 45 cm und 85 cm stammen von Kollisionen mit sogenannten „späten“ Satellitenpaketen des Protonenstrahls.
Die Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf den Vertex stellt ein spezielles Problem dar :

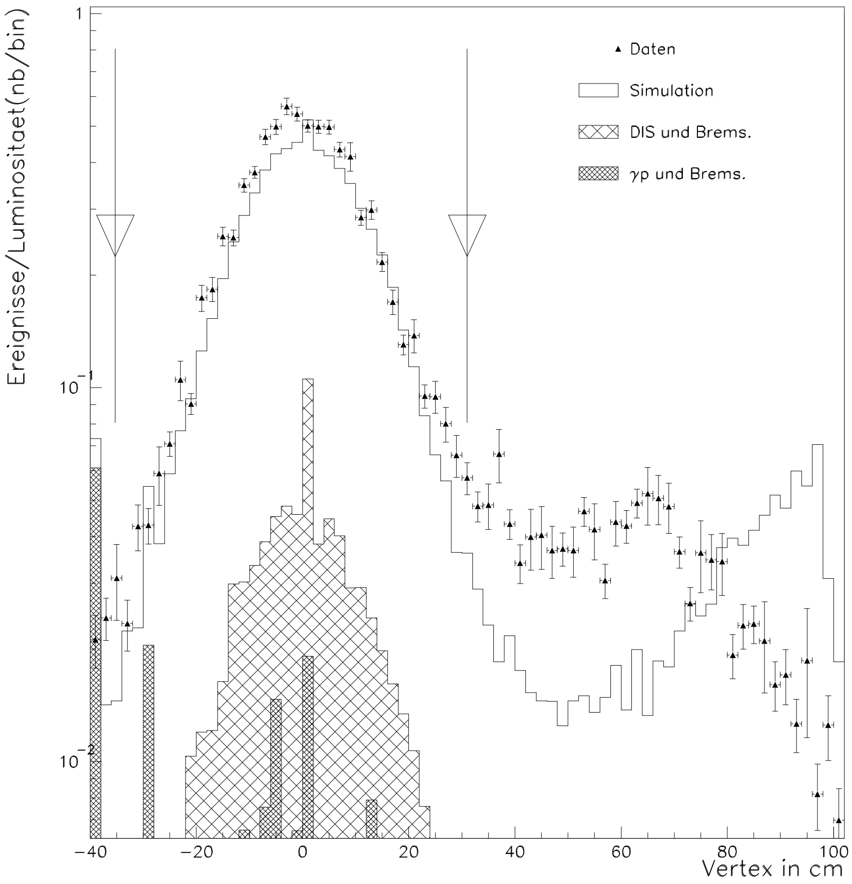


Abbildung 4.11: z-Position des rekonstruierten Vertex für Ereignisse der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung mit ISR. Schraffiert: Der Untergrund aus tiefinelastischen Streuereignissen ohne ISR und mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen. Dunkel : Photoproduktionsereignisse mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen. Die Fläche unter den Verteilungen ist auf die Luminosität normiert.

Die Vertex -Effizienz ist definiert als

$$\epsilon_{Vertex} = \frac{\#[\text{Ereignisse, deren z-Vertex gemessen wurde}]}{\#[\text{Ereignisse, die einen z-Vertex haben}]} \tag{4.16}$$

Die besondere Schwierigkeit bei der Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf die z-Positon des Vertex liegt darin zu prüfen, ob die Ereignisse tatsächlich einen mit den Spurdetektoren gemessenen Vertex hatten, obwohl es ansonsten keinen im H1-Detektor zur Verfügung stehenden adäquaten – das heißt mit der gleichen Güte messenden – Subdetektor zur Bestimmung des z-Vertex gibt. Das ist problematisch im Hinblick auf die Festlegung des Referenzsamples, bezüglich dessen die Effizienz gemessen werden soll. Zudem hängt die Bestimmung des z-Vertex nicht allein vom Streuwinkel des Elektrons ab, sondern auch von der Rekonstruktion von Vorwärtsspuren, die vom hadronischen Endzustand erzeugt werden. Wird das Elektron unter einem großen Streuwinkel in bezug zur Protonrichtung in den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors gestreut, so wird der Vertex im wesentlichen auf der Basis der vom gestreuten hadronischen Endzustand hervorgerufenen Spuren rekonstruiert. Allerdings ist bei sehr kleinem $y_B$ auch der Streuwinkel

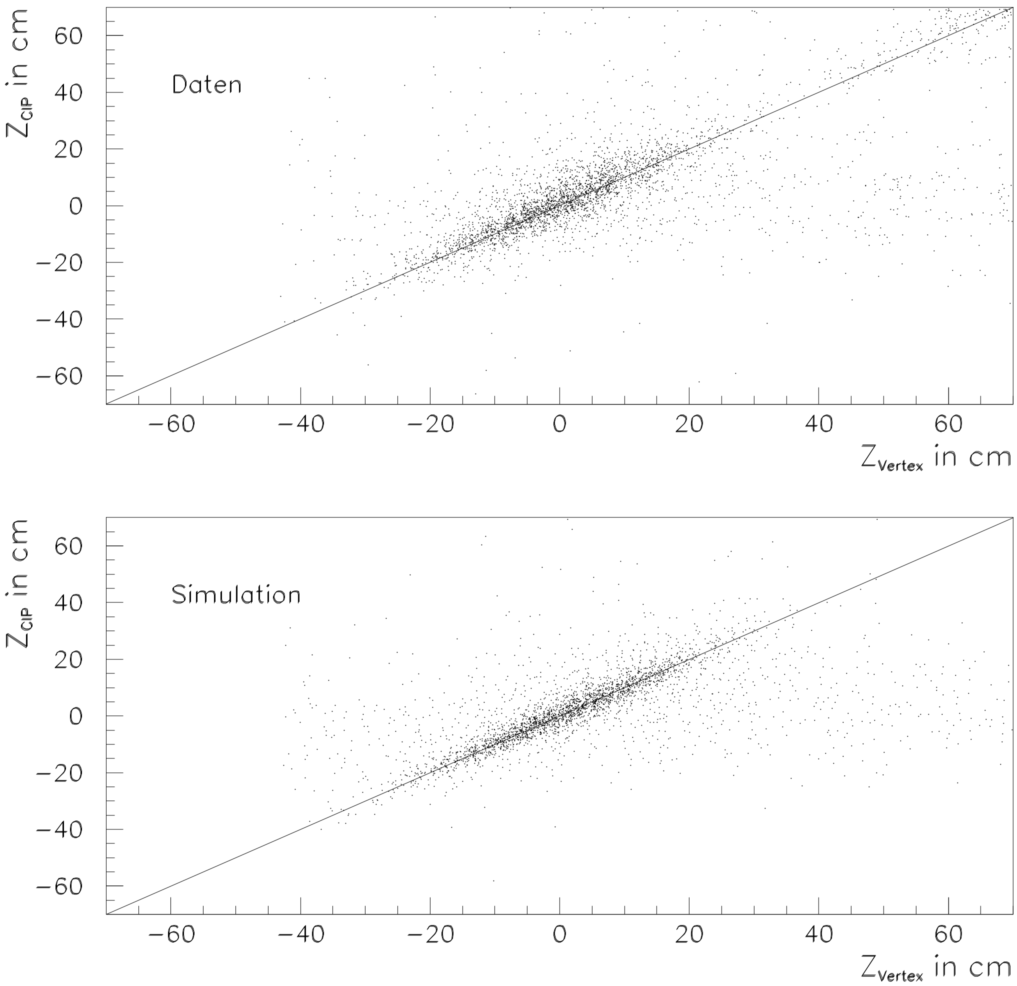


Abbildung 4.12: Korrelation zwischen der mit der CIP gemessenen z-Position des Vertex $z_{CIP}$ und der mit den Driftkammern gemessenen z-Position des Vertex $z_{Vertex}$. Oben: Daten. Unten: Monte-Carlo-Simulation.

des hadronischen Systems in bezug auf die Protonrichtung so klein, daß keine geladenen Teilchen im Winkelbereich der zentralen oder Vorwärtsspurkammern beobachtet werden können. Tiefinelastische Streuereignisse mit ISR haben im Mittel einen geringeren Impulsübertrag $Q^2$ als tiefinelastische Streuereignisse ohne ISR, somit ist die Häufigkeit eines kleinen Streuwinkels bei radiativen tiefinelastischen Ereignissen mit ISR größer als bei Ereignissen ohne Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand. Daher tritt bei tiefinelastischen Ereignissen mit ISR die Schwierigkeit der Messung von Spuren, die vom hadronischen Endzustand verursacht werden, verstärkt auf.

Im Falle kleiner $y_B$ ist eine Vertexrekonstruktion nur schwer oder gar nicht möglich. Daher wurde im Rahmen dieser Analyse großer Wert auf eine möglichst umfassende Behandlung der Vertex-Effizienz gelegt und mit Hilfe dreier verschiedener Methoden versucht, diese Effizienz aus den Daten und aus den Simulationen zu ermitteln.

Wegen der großen Abhängigkeit der Vertex-Effizienz von $y_B$ ist es sinnvoll, die Effizienz als Funktion von $y_{JB}$ zu ermitteln. Die Verwendung der kinematischen Variablen $y_{JB}$ empfiehlt sich, weil diese kinematische Variable, anders als z.B. $y_e$, unabhängig von der im Anfangszu-

stand abgestrahlten Photonenergie ist und somit Effekte des Photondetektors keine Rolle bei der Berechnung der kinematischen Variable spielen.
Für Ereignisse, bei denen die Elektronkandidaten im äußeren Bereich des SPACALs, d.h. für Abstände vom Strahlrohr von mehr als 18 cm, gemessen wurden, kann der Ereignisvertex mit hinreichender Genauigkeit auch mit Hilfe der CIP ermittelt werden. Diese Methode basiert auf der Annahme, daß ein Elektron, daß in den äußeren Bereich des SPACALs und gleichzeitig in den Winkelakzeptanzbereich der CIP gestreut wurde, ein Signal in der CIP erzeugt. In diesem Falle kann mit Hilfe mindestens zweier CIP-Spurpunkte und des SPACAL-Clusters sowie der zum SPACAL-Cluster gehörenden BDC-Spur eine Spur des Elektrons von der CIP bis zum SPACAL extrapoliert werden, ohne die CJC zur Spurerkennung zu benutzen. Diese Spur wird dann zu einer z-Vertex-Referenzmessung mit Hilfe der CIP, im folgenden als $z_{CIP}$ genannt, benutzt. Diese Methode wird im Detail in ([Pan93]) und ([Pan94]) beschrieben. Abbildung 4.12 zeigt die Korrelation des so bestimmten z-Vertex $z_{CIP}$ mit dem z-Vertex $z_{Vertex}$, der mit der oben beschriebenen Standard-Methode mit der zentralen Spurkammer und der Vorwärtsspurkammern ermittelt wird. Diese Korrelation ist sowohl für Daten als auch für Simulationsereignisse deutlich erkennbar und somit kann mit Hilfe der CIP-Methode der Vertex mit hinreichender Genauigkeit ermittelt werden.

Wird mit $S_{all}$ die Gesamtheit aller Schnitte bezeichnet und mit $S_{N-Vert}$ die Gesamtheit aller Schnitte N1 bis N6 und N8 bis N15 – wie in Tabelle 4.3 definiert – dann wird die z-Vertex-Effizienz nun nach folgender Gleichung ermittelt :

$$\epsilon_{Vertex} = \frac{\#\text{ [ Ereignisse, mit CIP-Vertex } |z_{CIP}| < 35 \text{ cm, die } S_{all} \text{ erfüllen]}}{\#\text{ [ Ereignisse, mit CIP-Vertex } |z_{CIP}| < 35 \text{ cm, die } S_{N-Vert} \text{ erfüllen]}} \tag{4.17}$$

Dabei müssen die Ereignisse zusätzlich die übrigen in Tabelle 4.3 aufgeführten Bedingungen erfüllen. Abbildung 4.13 zeigt die so mit Hilfe der Daten als Funktion der kinematischen Variablen $y_{JB}$ ermittelte Effizienz der Bestimmung des z-Vertex für Daten und Monte-Carlo-Simulationen im Vergleich. Es ist zu erkennen, daß die so aus den Daten ermittelte Effizienz der z-Vertex-Bestimmung auf 1% mit der aus den Simulationen ermittelten Effizienz der Bestimmung des z-Vertex für große $y_{JB} > 0,1$ übereinstimmt.
Für den Bereich $0,01 < y_{JB} < 0,1$ beträgt der Unterschied zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation zwischen 1% und 3 % und wird bei kleinen $y_{JB}$ größer. Für $y_{JB} < 0,01$ erreicht die relative Differenz zwischen der Vertexeffizienz ermittelt mit Daten einerseits und mit den Simulationsereignissen andererseits einen Wert von bis zu 10%.
Elektronenclustern, die im inneren Bereich des SPACALs, d.h. für $R < 18$ cm, nachgewiesen werden, kann kein mit Hilfe der CIP zu ermittelnden z-Vertex entsprechen, weil Elektronkandidaten, die in diesem Bereich nachgewiesen werden, keine Signale in der CIP hinterlassen können, da sie außerhalb des Akzeptanzbereiches der CIP fliegen. Somit muß mit Hilfe einer anderen Methode versucht werden, den Untergrund genügend zu unterdrücken und den Vertexbereich einzuschränken, um die Vertexeffizienz für die im inneren Bereich des SPACALs nachgewiesenen Elektronkandidaten zu ermitteln. Zwei Methoden wurden im Rahmen dieser Analyse dafür untersucht:
- **Die „BDC-Methode“**
und
- **die „PlugTOF-Methode“**.
Die Schwierigkeit bei diesen beiden Methoden liegt darin, ein genügend reines Referenzsample zu erhalten. Bei der BDC-Methode wird unter Beibehaltung aller anderen in Tabelle 4.3 aufgeführten Schnitte – N1 bis N6 und N8 bis N15 – ein mit Hilfe der BDC gemessener Vertex verlangt. Die mit der BDC gemessene Spur wird dabei auf die Strahlrohrachse extrapoliert. Dabei muß die Anzahl der BDC-Spurpunkte, durch die eine Spur angepaßt wird, größer als 6 sein[9], damit

[9] Die BDC besteht, wie in Kapitel 3 dargelegt, aus 4 Doppellagen, so daß maximal 8 Spurpunkte möglich sind. Mindestens 4 Spurpunkte werden zur Rekonstruktion der Spur benötigt.

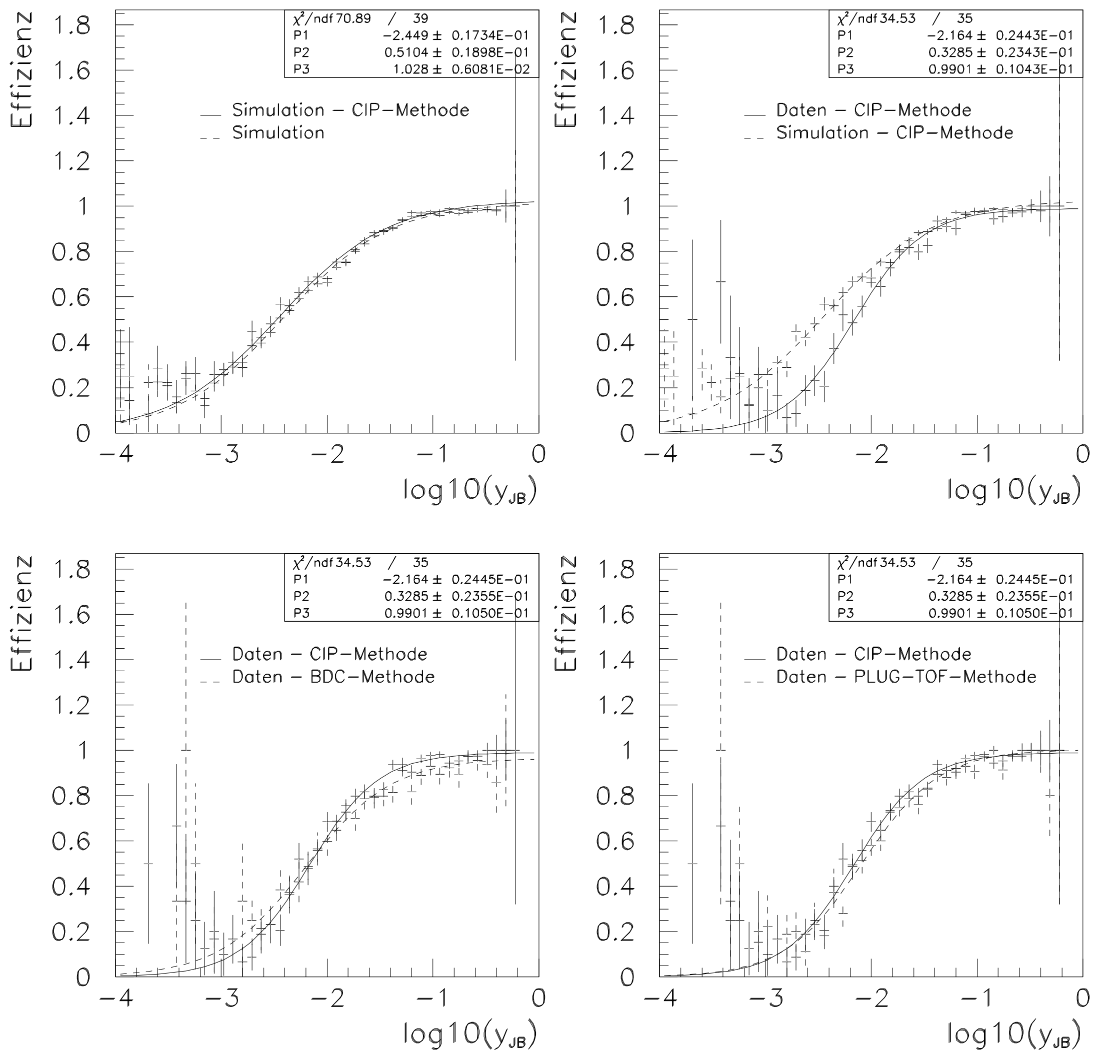


Abbildung 4.13: Effizienzen der Bestimmung der z-Position des Vertex mit verschiedenen Methoden im Außenbereich des SPACALs, $R > 18$ cm: Oben links: Vergleich der Vertexeffizienzen für simulierte Ereignisse. Verglichen werden die Vertexeffizienz ermittelt mit der im Text beschriebenen CIP-Methode und die tatsächliche Vertexeffizienz, die sich aus dem Anteil der simulierten Ereignisse mit einem rekonstruierten Vertex ergibt. Oben rechts : Vergleich der Vertexeffizienz in Daten und Simulationen unter Benutzung der CIP-Methode. Für $y_{JB} > 0{,}01$ ist eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulationen zu erkennen. Unten: Vergleich der Vertexeffizienz in den Daten gemessen mit der CIP-Methode und gemessen mit der BDC-Methode und der PLUG-TOF-Methode im Außenbereich des SPACALs.

die Festlegung des Streuwinkels des Elektronkandidaten mit Hilfe der BDC $\theta_{e,BDC}$ hinreichend stabil ist. Gleichzeitig wird verlangt, daß die Energie des hadronischen Endzustandes größer als 1 GeV ist, da nur ein hinreichend energiereicher hadronischer Endzustand garantiert, daß eine für das zentrale Spurkammersystem nachweisbare Spur erzeugt wird.
Beide zusätzlichen Bedingungen werden gefordert, um sicherzustellen, daß der Vertexbereich, der mit Hilfe des BDC-Vertex eingeschränkt werden soll, nicht zu sehr von Untergrundereignis-

sen bzw. von Ereignissen außerhalb des geforderten Vertexbereiches kontaminiert ist.
Ein BDC-Vertex $z_{BDC}$ wird nun so definiert, daß die BDC-Spur in Richtung auf die Strahlrohrachse extrapoliert wird und der Schnittpunkt der Projektion dieser Spurverlängerung auf die durch die $z$- und $y$-Achse des H1-Koordinatensystems aufgespannte Ebene den gesuchten Wert $z_{BDC}$ ergibt.
Da der mit der BDC gemessene Spurbereich nur sehr kurz ist, ist die so ermittelte Vertexposition in z-Richtung wegen des großen Hebelarms mit einer großen Unsicherheit behaftet. Die ermittelte Verteilung der Position des z-Vertex $z_{BDC}$ ist verglichen mit den beiden anderen oben beschriebenen Methoden – der Bestimmung des z-Vertex mit der CIP $z_{CIP}$ und mit der Standard-Methode $z_{Vertex}$ – sehr viel breiter. Aus diesem Grunde wird für das Referenzsample ein Intervall $z_{BDC} \in$[-25 cm,25 cm] gewählt, um Migrationen aus dem Bereich $z_{Vertex} \in ]\infty, -35$ cm] bzw. $z_{Vertex} \in [35cm, \infty[$ in das Referenzsample möglichst gering zu halten.
Als Referenzsample dienen somit alle Ereignisse, die alle anderen Schnitte erfüllen, einen BDC-Vertex mit mindestens 6 Spurpunkten haben, der im Intervall [-25 cm, 25 cm] liegt, und einen hadronischen Endzustand mit einer Energie von mehr als 1 GeV besitzen. Für die Effizienz gilt:

$$\epsilon_{Vertex} = \frac{\#[\text{ Ereignisse, mit BDC-Vertex } |z_{BDC}| < 25 \text{ cm, die } S_{all} \text{ erfüllen}]}{\#[\text{Ereignisse, mit BDC-Vertex } |z_{BDC}| < 25 \text{ cm, die } S_{N-Vert} \text{ erfüllen}]} \tag{4.18}$$

Abbildung 4.13 zeigt unten für den äußeren Bereich des SPACALs, das heißt für $R >$ 18cm, die mit Hilfe der BDC-Methode ermittelte Effizienz auf die z-Position des Vertex. Es ist zu erkennen, daß die mit Hilfe der BDC ermittelte Effizienz geringer ist als die mit Hilfe der CIP ermittelte Effizienz. Der Grund liegt darin, daß der mit der BDC ermittelte Vertex in z-Richtung $z_{BDC}$ eine schlechte Auflösung hat. Somit ergeben sich Migrationen von Ereignissen, deren Vertex in z-Richtung $z_{Vertex}$ innerhalb des Intervalls $[-35cm, 35cm]$ liegt, deren BDC-Vertex aber außerhalb des Intervalls für den BDC-Vertex liegt. Andererseits ist in Abbildung 4.13 zu erkennen, daß die mit der CIP-Methode ermittelte Effizienz und die mit der BDC ermittelte Effizienz für $R >$ 18 cm insbesondere für $0,001 < y_{JB} < 0,03$ gut übereinstimmen. Die Abweichung zwischen den mit den beiden verschiedenen Methoden ermittelten Effizienzwerten beträgt für $y_{JB} > 0,03$ maximal 2,5 %.
Die Methode, die sich des PLUG-TOFs bedient, um den Untergrund im Referenzsample für die Bestimmung der z-Vertex-Effizienz zu unterdrücken, und auch in der Analyse für tiefinelastische Elektron-Proton-Ereignisse ohne ISR verwendet wurde [Mey97], ist im Rahmen der hier vorgelegten Analyse tiefinelastischer Ereignisse mit Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand ebenfalls benutzt worden. Da bei Ereignissen mit einem abgestrahlten Photon im Anfangszustand der hadronische Endzustand in die Vorwärtsrichtung des Detektors fliegt, wird erwartet, daß zum hadronischen Endzustand gehörende Teilchen das PLUG treffen. Die Analyse der Flugzeitverteilung des PLUG-TOFs zeigt, daß die Kontamination von Ereignissen mit einem gemessenen Vertex $z_{Vertex}$ minimal ist, wenn für die mit dem PLUG-TOF nachgewiesene Zeit $t_{PLUG}$ gilt: 70 ns $> t_{PLUG} > 52,5$ ns, siehe Abbildung 4.15. Dieser Schnitt wurde daher für die Selektion der Ereignisse für das Referenzsamples zusätzlich zu den in Tabelle 4.3 angegebenen Schnitten N1 bis N6 und N8 bis N15 verwendet mit den zwei zusätzlichen Bedingungen, daß einerseits für die im SPACAL gemessene Zeit $t_{SPAC}$ gilt : $t_{SPAC} >$ 11 ns, andererseits der hadronische Endzustand eine Energie von mehr als 1 GeV besitzt.

Abbildung 4.14 zeigt die mit den beiden Methoden für Ereignisse mit einem Cluster im inneren Bereich des SPACALs, d.h. für $R <$ 18 cm, jeweils ermittelte Effizienz, den Vertex in z-Richtung $z_{Vertex}$ im Intervall [-35 cm,35 cm ] zu finden. Die Effizienz ist wieder als Funktion von $y_{JB}$ aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß beide Methoden nur eine Übereinstimmung der Effizienz auf etwa 5% für $y_{JB} > 0,05$ ergeben. Die mit Hilfe der BDC gemessene Effizienz ist im inneren Bereich des SPACALS deutlich geringer als im äußeren Bereich: Während im äußeren Bereich eine Effizienz von 97% mit der BDC-Methode für $y_{JB} > 0,03$ gemessen wird, ist die Effizienz für im inneren Bereich nachgewiesene Elektronkandidaten für $0,25 > y_{JB} > 0,05$ nur 92%. Dies ist auf zwei Effekte zurückzuführen:

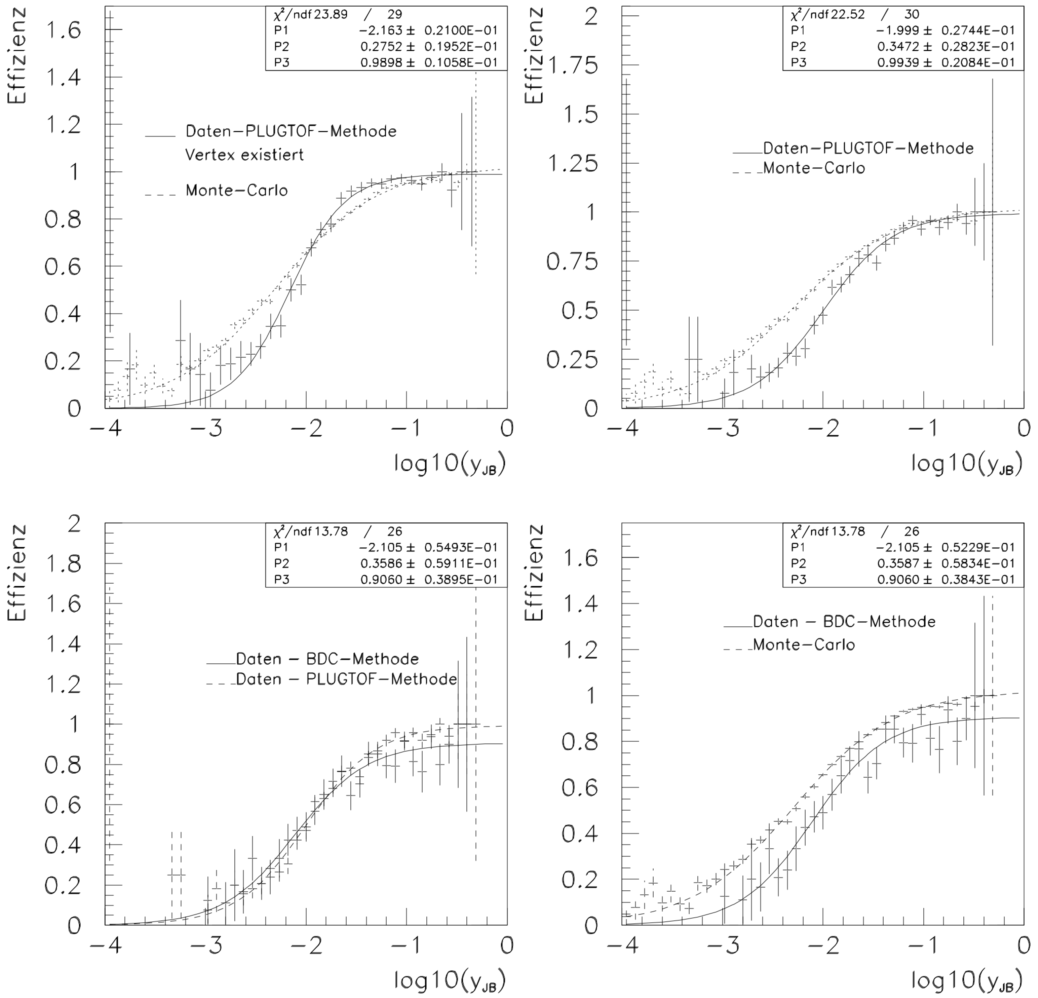


Abbildung 4.14: Vergleich der Vertexeffizienz ermittelt für Elektronkandidaten im inneren Bereich des SPACALs, d.h $R < 18$ cm mit der BDC-Methode und der PLUGTOF-Methode als Funktion von $y_{JB}$. Die mit der BDC-Methode ermittelte Vertexeffizienz ist im Vergleich mit der mit Hilfe des PLUG-TOFs ermittelten Effizienz deutlich niedriger (unten links). Auch im Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation ist die mit Hilfe der BDC mit den Daten ermittelte Vertexeffizienz (unten rechts) geringer als die Vertexeffizienz ermittelt mit dem PLUG-TOF (oben rechts).

Bei kleinen Elektronstreuwinkeln $\theta_e$ wird die Rekonstruktion des Streuwinkels mit der BDC wegen des kleinen Hebelarms immer problematischer. Damit wird auch die Bestimmung des Wertes $z_{BDC}$ immer ungenauer, so daß die Selektion von Ereignissen, mit denen die Vertexeffizienz bestimmt werden soll, immer schwieriger wird.

Hier hat die mit Hilfe des PLUG-TOFs ermittelte Vertexeffizienz den Vorteil, daß die Selektion des zur Effizienzbestimmung benötigten Referenzsamples einfacher ist. Die Kontamination durch Ereignisse aus den „späten“ Satelliten kann durch die Kombination von Zeitschnitten auf die Zeit im SPACAL $t_{SPAC}$ und die im PLUG-TOF gemessene Zeit $t_{PLUG}$ gering gehalten werden, wie dies in Abbildung 4.15 demonstriert wird.

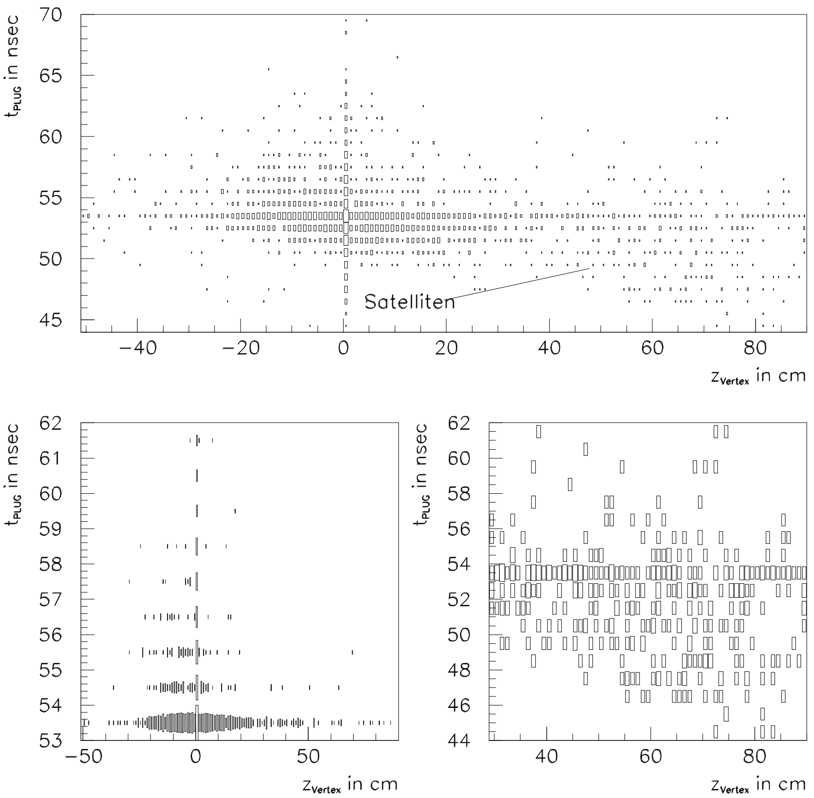


Abbildung 4.15: Korrelation zwischen der im PLUG-TOF gemessenen Zeit und der $z$-Position des Vertex. Oben: Korrelation im Zeitfenster 70 ns $> t_{PLUG} >$ 45 ns. Deutlich sind die sog. Satellitenereignisse zu erkennen. Mit dem Schnitt $t_{PLUG} > 52,5$ ns werden diese Ereignisse verworfen (unten rechts), es verbleibt allerdings ein signifikanter Anteil an Ereignissen mit einem Vertex zwischen -35 cm und 35 cm (unten links).

Andererseits ist das Referenzsample zur Ermittlung der Effizienz des z-Vertex mit Hilfe der CIP – im Außenbereich – weniger mit Untergrund kontaminiert als das mit Hilfe der BDC oder des PLUG-TOFs ermittelten Referenzsample, weil diese beiden Detektoren eine schlechtere Auflösung in z-Richtung als die CIP besitzen. Aus diesem Grunde ist im äußeren Bereich des SPACALs die Bestimmung der Vertexeffizienz mit Hilfe der CIP vorzuziehen, was in dieser Analyse auch geschieht.
Im Innenbereich des SPACALs wird als Vertexeffizienz die mit dem PLUG-TOF ermittelte Vertexeffizienz benutzt.

### 4.4.3 Effizienz des Schnittes auf den Clusterradius

Die Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen mit einem gleichzeitigen Photon im Photondetektor ist eine der wesentlichen Aufgaben der Selektion. Die transversale Ausdehnung des Schauers ist dazu ein wesentliches Hilfsmittel. Die transversale Ausdehnung des Schauers schlägt sich im relativen Energieanteil bezüglich der Clusterenergie der zum Cluster gehörenden Zellen nieder. Da bei Photoproduktionsereignissen die Cluster im SPACAL durch Hadronen erzeugt werden und hadronische Cluster eine größere transversale Ausdehnung als elektromagnetische Cluster haben, ist wegen der feinen Granularität der elektromagnetischen Sektion des SPACALs der Clusterradius $R_{Cl}$ besonders geeignet, als Maß für die transversale Ausdehnung des Schauers zu dienen. Testmessungen mit dem SPACAL am CERN [H1S95B] haben gezeigt, daß durch Elektronen hervorgerufene Cluster einen Clusterradius zwischen 1cm und 3,5 cm haben. Hadronen, insbesondere Pionen, bilden Cluster mit einem deutlich größeren Clusterradius.

Abbildung 4.16 zeigt oben die Verteilung des Clusterradius in den Daten (schwarze Dreiecke) und in der Monte-Carlo-Simulation. Der Vergleich zwischen den Daten und den Simulationsergebnissen zeigt, daß ab einem Clusterradius von 3,5 cm die Ereignisse aus der Photoproduktion die simulierten Ereignisse dominieren. Dies ist eine hinreichend gute Bestätigung der Teststrahlergebnisse. Die Daten beschreiben die Simulationsverteilung des Clusterradius hinreichend gut, so daß ein Schnitt zur Unterdrückung der Photoproduktion von $R_{cl} < 3,5$cm gerechtfertigt ist. Der Vergleich zwischen Daten und Simulation zeigt, daß der Clusterradius für die simulierten tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuereignisse im Mittel um 10 % kleiner ist als in den Daten. Dies korrspondiert mit der Beobachtung, daß die Anzahl der zum Cluster mit der höchsten Energie im SPACAL gehörenden Zellen in den Daten größer ist als in den Simulationen. Analog ist der im Mittel in der Zelle mit der höchsten Energie deponierten Energieanteil an der Clusterenergie in den Daten geringer als in den Simulationsereignissen, wie Abbildung 4.16 unten zeigt. Diese Beobachtungen lassen sich mit einem Unterschied im passivem Material vor dem SPACAL in den Daten und der Detektorsimulation erklären, wie er auch durch die Unterschiede in der Energieskala zwischen den Daten und den simulierten Ereignissen bei QED-Compton-Ereignissen [Stam98] nahegelegt wird. Es konnte aber gezeigt werden, daß eine kohärente Anpassung des Clusterradius um 10% in den simulierten Ereignissen ausreicht, um eine genügende Übereinstimmung zwischen den Verteilungen des Clusterradius – insbesondere an der rechten Flanke der Verteilung – in den Daten und in den Simulationen zu erreichen [Mey97]. Daher wurde der Clusterradius für die simulierten Ereignisse mit dem Faktor 1,1 multipliziert, siehe Abbildung 4.16.

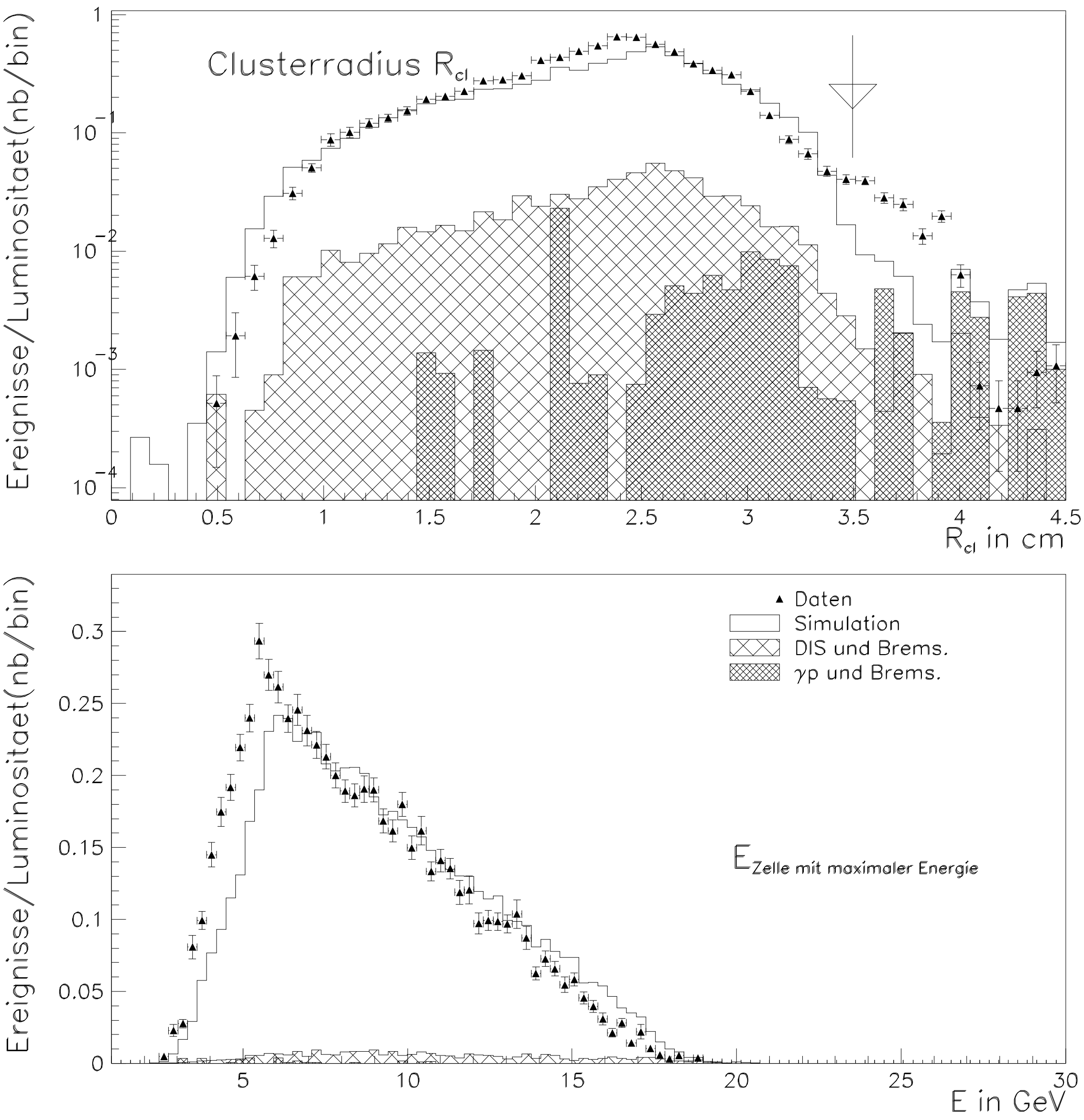


Abbildung 4.16: Oben: Verteilung des Clusterradius für Daten und Simulationen. Die schwarzen Dreiecke stellen die Datenpunkte dar, das Histogramm die Simulation. Schraffiert: Der Untergrund aus tiefinelastischen Streuereignissen ohne ISR und mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen. Dunkel : Photoproduktionsereignisse mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen. Der Pfeil gibt an, wo auf diese Größe geschnitten wird. Unten : Die Energie in der Zelle mit der höchsten Energie in Daten und Simulationen. Die Fläche unter den Verteilungen ist auf die Luminosität normiert.

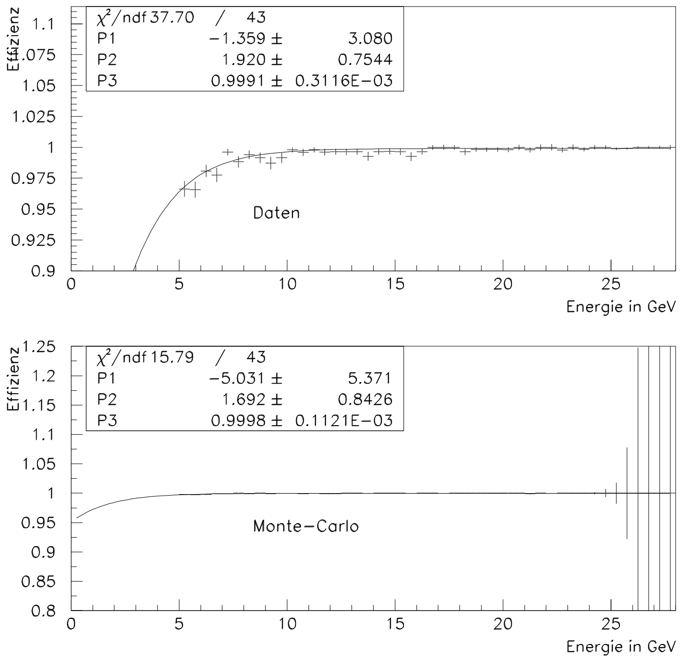


Abbildung 4.17: Effizienz des Schnittes auf den Clusterradius in Daten und der Simulation tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuereignisse mit ISR als Funktion der Energie des Elektronkandidaten im SPACAL. Oben: Effizienz in den Daten. Unten: Effizienz in der Simulation.

Die Effizienz des Schnittes auf den Clusterradius wurde ebenfalls studiert. Bei der Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf den Clusterradius muß berücksichtigt werden, daß mit dem Schnitt auf den Clusterradius Untergrund verworfen werden soll. Andererseits ist die Effizienz eines Schnittes so definiert, daß das Referenzsample, bezüglich dessen die Effizienz bestimmt wird, nicht von Untergrund kontaminiert ist. Aus diesem Grunde ist der Schnitt auf die Energie in einem Ring um den Cluster mit der höchsten Energie im SPACAL verschärft worden[10]:
$E_{Ring} < 0,5$ GeV. Ein zusätzlicher Schnitt auf den Cluster mit der höchsten Energie in der hadronischen Sektion des SPACALs $E_{hadr,Cl1} < 0,5$ GeV soll weitere Kontamination durch Photoproduktionsuntergrund verringern. Die Effizienz $\epsilon$ ist nun definiert als

$$\epsilon_{R_{cl}} = \frac{\#[\text{Ereignisse, die alle Selektionsschnitte erfüllen}]}{\#[\text{Ereignisse, die die Selektionsschnitte N1-N8 und N10-N15 erfüllen}]} \quad (4.19)$$

Der Abbildung 4.17 ist zu entnehmen, daß die Effizienz des Schnittes auf den Clusterradius bis $E_{Cluster} = 8 GeV$ mit 100 % verträglich ist und bis zu dieser Clusterenergie nicht von der Energie des Clusters in der elektromagnetischen Sektion abhängt. Erst für geringere Energien ist eine schwache Abhängigkeit in den Daten – nicht aber in der Simulation – zu erkennen. Der Vergleich mit der Simulation zeigt im Rahmen der Fehler daher für $E_{Cluster} > 6$ GeV eine gute Übereinstimmung.

### 4.4.4 Effizienz des Schnittes auf die Energie in einem Ring um den Elektronkandidaten

Hadronische Schauer entstehen durch die Wechselwirkung eines primär wechselwirkenden Hadrons mit den Kernen des Absorbermaterials. Dabei kann es häufig vorkommen, daß – aufgrund

[10] Siehe die Diskussion im nächsten Abschnitt.

der größeren Absorptionslänge für hadronische Schauer – sich ein sekundär entstandenes Hadron über eine längere Strecke im Absorbermaterial bewegt und erst dann eine weitere Kaskade von Sekundärteilchen erzeugt wird [Kle92]. So entsprechen dann dem hadronischen Schauer mehrere getrennte, aber eng beieinanderliegende Cluster, mit einem energiereichen Cluster umgeben von mehreren Satellitenclustern. Dies unterscheidet hadronische Schauer von elektromagnetischen Schauern. Neben dem Schnitt auf den Clusterradius kann damit ein weiterer Schnitt zur Unterdrückung des Photoproduktionsuntergrundes gefunden werden:
Die Energie in einem Ring mit dem Radius von 40 cm soll geringer sein als 2 GeV.

Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, enthalten elektromagnetische Cluster im Mittel 20 Zellen, somit sind die Zellen des Clusters in einem Radius von 10 cm bis 15 cm um den Clusterschwerpunkt zu finden, wenn bei Aufsicht auf die x-y-Ebene der Cluster annähernd kreisförmig ist. Da elektromagnetische Cluster aus bis zu 35 Zellen bestehen können, ist eine untere Grenze für den Radius des Ringes um den Cluster von 25 cm sinnvoll. Andererseits sollen aber Sekundärcluster voll in dem Ring um den Cluster mit der höchsten Energie enthalten sein. Somit ist ein Ring mit dem Radius von 40 cm um diesen Cluster gewählt worden. Zur Bestimmung des Energieschnittes auf die Energie im Ring von 40 cm um den Cluster mit der höchsten Energie $E_{Ring}$ wurde eine Untersuchung der Effizienz des Schnittes und der Verwerfungseffizienz durchgeführt. Die **Verwerfungseffizienz** ist definiert durch den Anteil der Untergrundereignisse, die durch den Schnitt auf eine bestimmte Größe – hier die Energie im Ring um den Cluster – verworfen werden:

$$RP = \frac{\#[\text{Ereignisse, die alle Selektionsschnitte erfüllen}]}{\#[\text{Ereignisse, die die Selektionsschnitte N1-N10 und N12-N15 erfüllen}]}. \tag{4.20}$$

Mit Hilfe der Studie der Effizienz und der Verwerfungseffizienz als Funktion des Schnittparameters kann entschieden werden, welchen Wert der Schnittparameter haben kann, um eine hohe Verwerfungseffizienz $RP$ und eine hohe Effizienz $\epsilon$ zu erhalten.
Zum Studium des Verhaltens der Effizienz und der Verwerfungseffizienz wurden Monte-Carlo-Simulationen verwendet. Abbildung 4.19 zeigt, daß mit abnehmender Schnittenergie, also schärfer werdendem Schnitt, einerseits die Effizienz abnimmt, andererseits die Verwerfungseffizienz zunimmt. So wird bei einem Schnitt von $E_{Ring}$ <0,5 GeV 81% der verbleibenden Photoproduktionsereignisse verworfen, während andererseits die Effizienz nur 93 % beträgt, d.h. 7 % der verbleibenden tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuereignisse werden verworfen. Bei einem Schnitt von $E_{Ring}$ <2 GeV werden zwar nur 44% der verbleibenden Photoproduktionsereignisse verworfen, aber die Effizienz beträgt 98%. Um einen möglichst hohen Effizienzwert zu erhalten, wurde der letztgenannte Schnittwert in dieser Analyse verwendet.

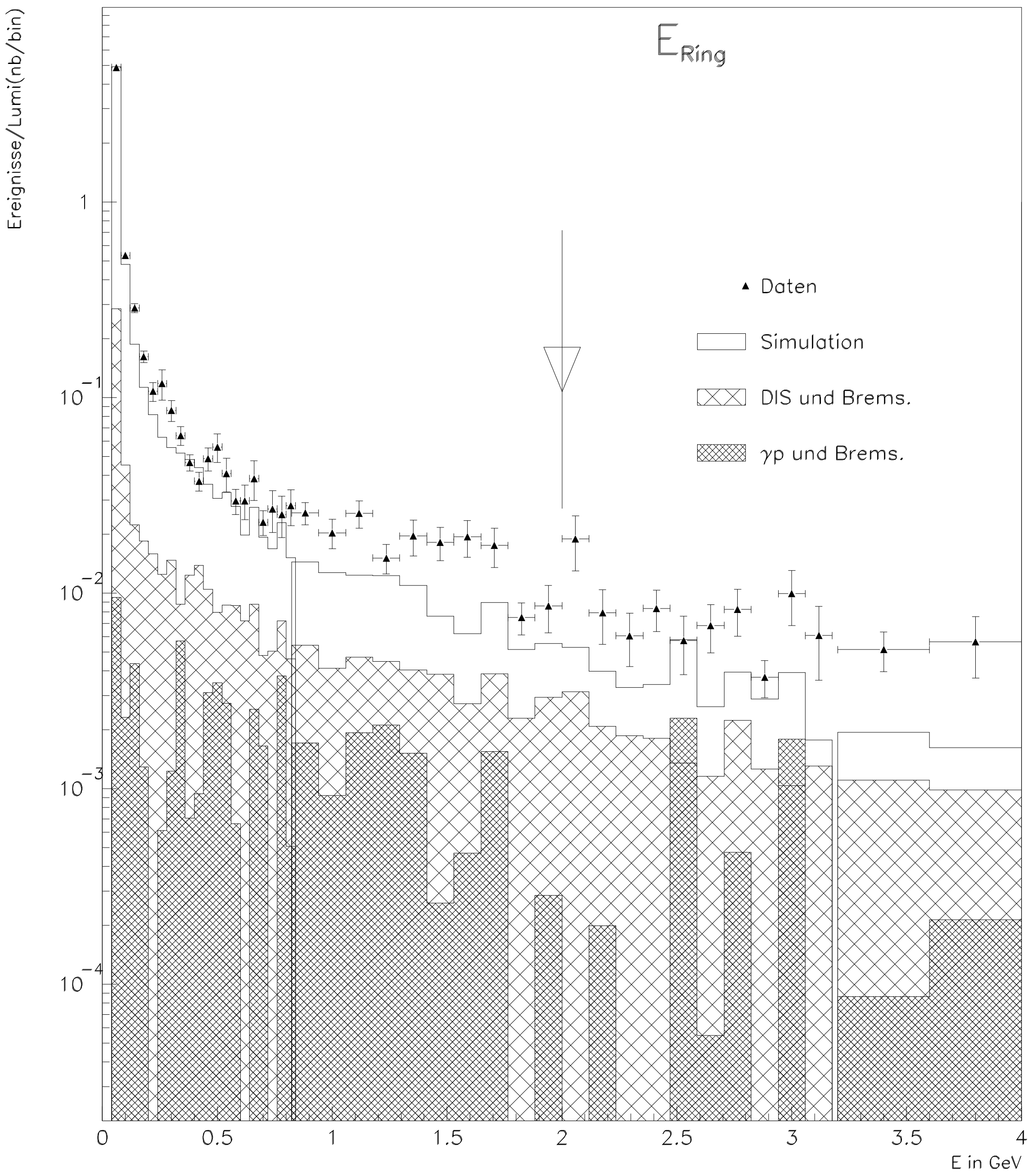


Abbildung 4.18: Energie in einem Ring mit dem Radius 40 cm um den Elektronkandidaten im SPACAL. Die schwarzen Dreiecke stellen die Datenpunkte dar, das Histogramm die Simulation Schraffiert: Der Untergrund aus tiefinelastischen Streuereignissen ohne ISR und mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen. Dunkel : Photoproduktionsereignisse mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen. Der Pfeil gibt an, wo auf diese Größe geschnitten wird.

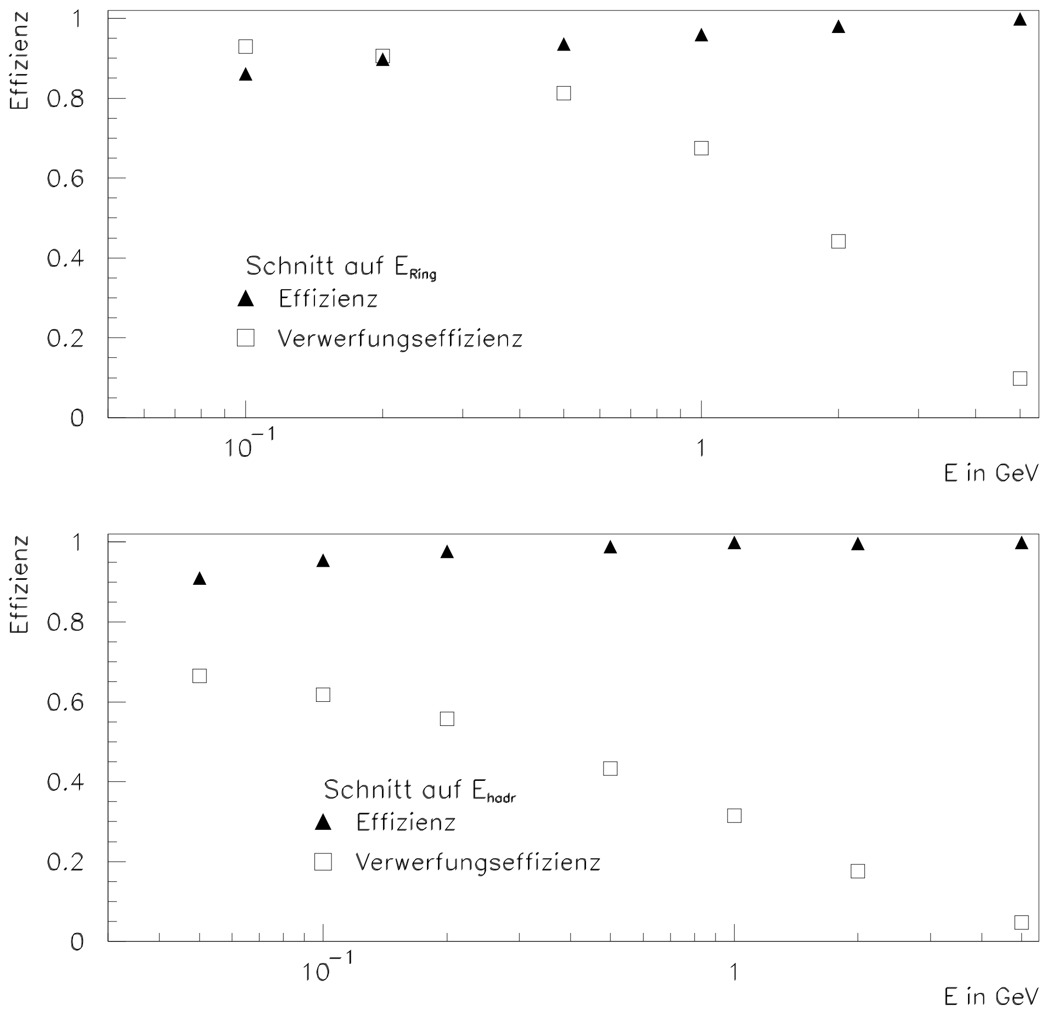


Abbildung 4.19: Vergleich der Abhängigkeit der Effizienz und der Verwerfungseffizienz vom Schnittparameter $E_{Ring,Zyl}$ (oben) und $E_{hadr,Zyl}$ (unten).

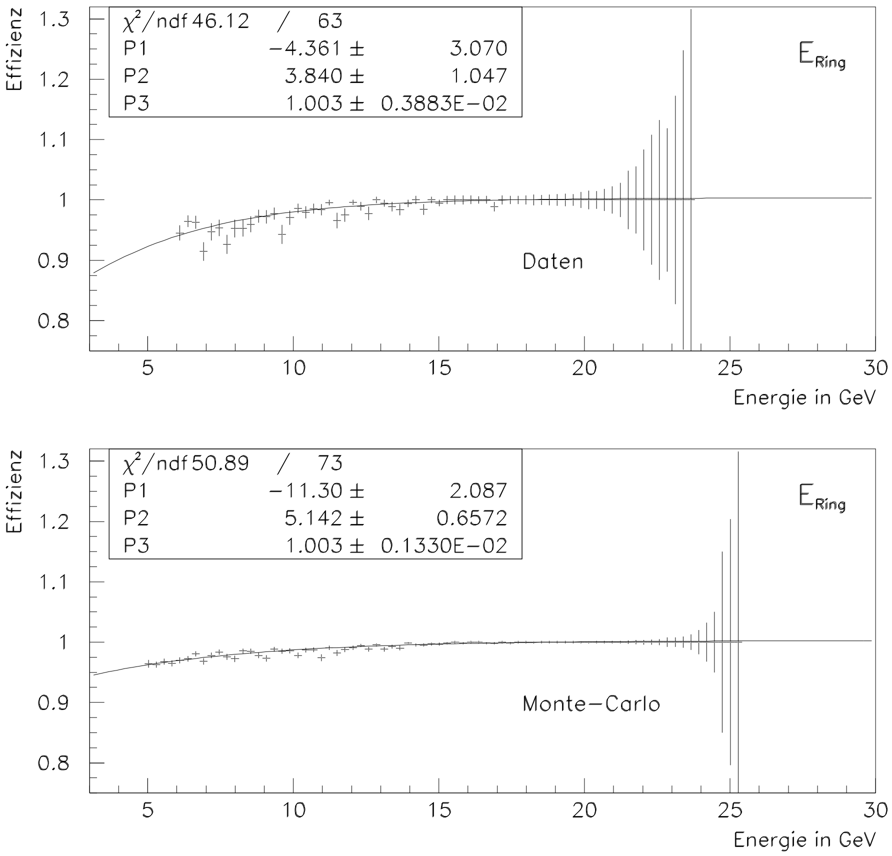


Abbildung 4.20: Effizienz des Schnittes auf die Energie in einem Ring um den Cluster mit der höchsten Energie im SPACAL für Daten (oben) und für die Monte-Carlo-Simulation (unten).

Die Abhängigkeit der Effizienz von der Energie des Clusters mit der höchsten Energie in der elektromagnetischen Sektion des SPACALs wurde ebenfalls studiert. Die Abbildung 4.20 zeigt oben die Effizienz für den Schnitt $E_{Ring} < 2\text{GeV}$ in den Daten und unten für die Monte-Carlo-Simulationen. An beide Effizienzverteilungen ist die in Gleichung 4.2 angegebene Funktion angepaßt worden. Es ist zu erkennen, daß die Effizienz als Funktion der Energie des Elektronkandidaten 100% sowohl in den Daten als auch in den Monte-Carlo-Simulationen beträgt, solange die Energie höher ist als 13 GeV. In den Daten ist eine deutliche Abnahme der Effizienz zu erkennen. Die Effizienz beträgt in den Daten für eine Clusterenergie von 6 GeV nur noch 90 %. Die Effizienz für die Simulationsereignisse ist auch bei niedrigen Energien höher als 95 %. Die gemäß der Gleichung 4.2 angepaßte Funktion beschreibt sowohl die Effizienz in für die Daten als auch die Effizienz für die Simulationsereignisse, obwohl dem Parameter $P_1$ keine Bedeutung zukommt, da er im unphysikalischen Bereich liegt.

### 4.4.5 Effizienz des Schnittes auf die Energie in der hadronischen Sektion des SPACAL

Zur Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen wird für die Energie in der hadronischen Sektion hinter dem Cluster in der elektromagnetischen Sektion, der den Elektronkandidaten repräsentiert, folgende Bedingung verlangt :

$$E_{hadr,Zyl} < 0,5 \text{ GeV}. \tag{4.21}$$

Die gesamte Energie in der hadronischen Sektion hinter dem Elektronkandidaten $E_{hadr,Zyl}$ wird wie folgt bestimmt:
Der Clusterschwerpunkt wird in die Mitte der hadronischen Sektion projiziert, und die Energie aller Zellen, deren Mittelpunkt weniger als 30 cm vom Projektionspunkt entfernt ist, wird aufsummiert.

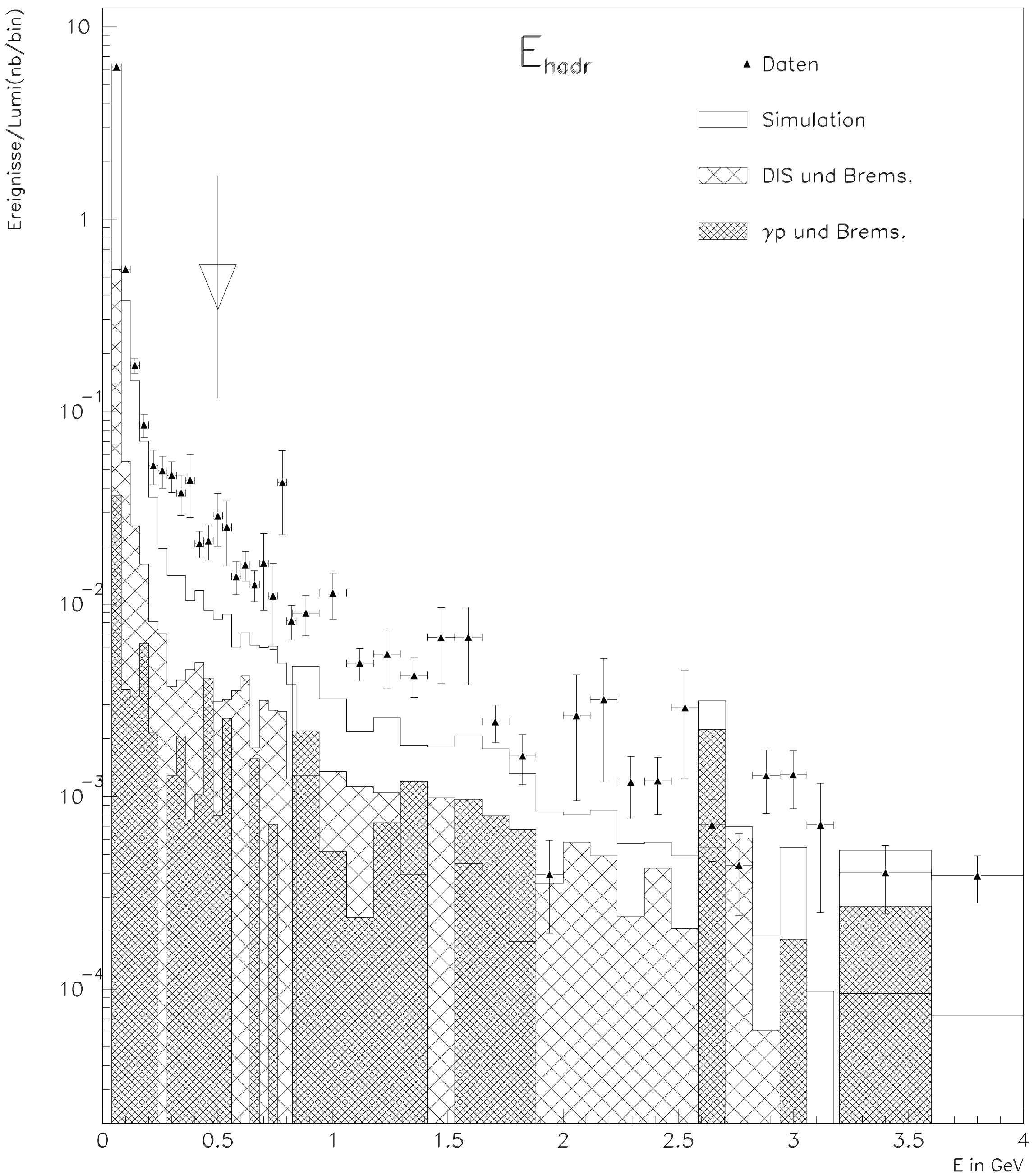


Abbildung 4.21: Energie in der hadronischen Sektion hinter dem Elektronkandidaten. Die schwarzen Dreiecke stellen die Datenpunkte dar, das Histogramm die Simulation. Schraffiert: Der Untergrund aus tiefinelastischen Streuereignissen ohne ISR und mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen. Dunkel : Photoproduktionsereignisse mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen.

Ebenso wie für den Schnitt auf die Energie im Ring um den Elektronkandidaten wurde in diesem Fall untersucht, wie die Effizienz und die Verwerfungseffizienz vom Schnittparameter abhängt. In Abbildung 4.19 unten sind die Effizienz und die Verwerfungseffizienz für den Schnitt auf die Energie in der hadronischen Sektion hinter dem Cluster mit der höchsten Energie als Funktion des sich verändernden Energieschnittes aufgetragen. Die Verwerfungseffizienz nimmt zu kleinen Energien hin zu und erreicht bei kleinen Energien $E_{hadr,Zyl} = 0,05$ GeV einen Wert von 62 %. Die Effizienz beträgt für diesen Wert 95 %. Beim in dieser Analyse gewählten Schnitt beträgt die Verwerfungseffizienz 43 %. Insgesamt sind die Effizienzen – bei gleichem Wert des Schnittes – für den Schnitt auf den Ring um den Cluster mit der höchsten Energie im SPACAL niedriger als für den Schnitt auf die Energie in der hadronischen Sektion. Bei der Verwerfungseffizienz ist es umgekehrt.
Abbildung 4.22 zeigt oben die Effizienz des Schnittes auf die Energie in der hadronischen Sektion

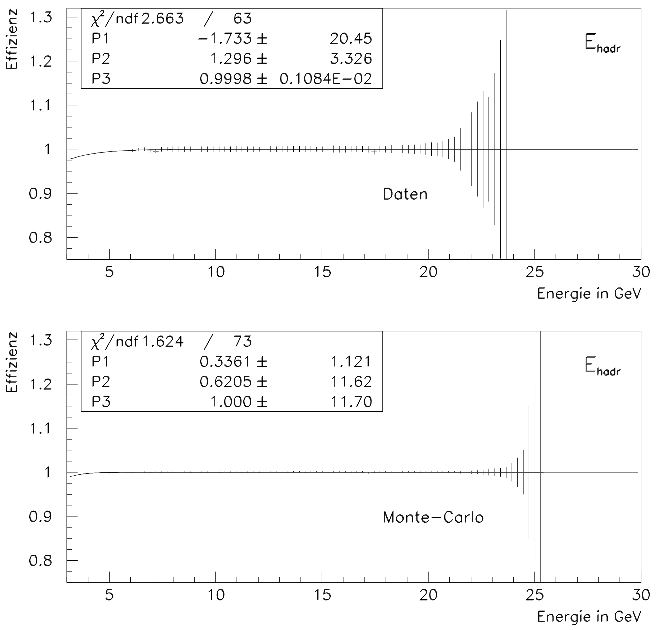


Abbildung 4.22: Effizienzen des Schnittes auf die Energie hinter dem Cluster mit der höchsten Energie in der hadronischen Sektion (unten) für die Daten (oben) und die Monte-Carlo-Simulationen (unten). Beide Effizienzen sind mit 100% verträglich.

hinter dem Cluster mit der höchsten Energie in der elektromagnetischen Sektion. Die Effizienz ist unabhängig von der Energie und mit 100% verträglich. Dies stimmt auch gut überein mit der Effizienz aus der Monte-Carlo-Simulation, die in dieser Abbildung unten gezeigt wird.

### 4.4.6 Effizienz des Schnittes auf den Abstand zwischen der BDC-Spur und dem Clusterschwerpunkt im SPACAL

In dieser Analyse wird der Streuwinkel $\theta_e$ des Elektrons mit Hilfe der BDC bestimmt. Dabei wird die mit der BDC erhaltene Spur verwendet:
Der Durchstoßpunkt der dem Cluster mit der höchsten Energie im SPACAL nächsten Spur in der mittleren x-y-Ebene der BDC wird mit dem Ereignisvertex verbunden. Der so ermittelte Winkel $\theta_{e,Z-BDC}$ wird benutzt, um den Durchstoßpunkt in die x-y-Ebene des Clusterschwerpunkts zu projizieren. Es wird nun als weitere Bedingung verlangt, daß der Abstand zwischen dem mit der BDC bestimmten Projektionspunkt in der x-y-Ebene des Clusterschwerpunkts und

dem Clusterschwerpunkt geringer ist als 2,5 cm. Damit soll die Güte der Winkelmessung des Elektronstreuwinkels erhöht werden: Da der Winkel mit zwei Detektoren, dem SPACAL und der BDC bestimmt worden ist, kann so der systematische Fehler der Winkelmessung verringert werden. Gleichzeitig kann der Untergrund aus Photoproduktionsereignissen verringert werden: Ereignisse bei denen ein Photon und ein $\pi^{\pm}$ mit geringem Abstand auf die rückwärtigen Detektoren treffen erzeugen eine ähnliche Signatur wie Elektronen, da die geladenen Pionen eine Spur in der BDC und die Photonen im SPACAL einen elektromagnetischen Cluster erzeugen. Der Abstand zwischen der durch das Pion erzeugten Spur und dem Cluster in der elektromagnetischen Sektion des SPACALs wird im Mittel aber größer sein, als bei einer Spur und einem Cluster, die durch ein Elektron erzeugt wurden. Somit kann durch diesen Schnitt Photoproduktionsuntergrund unterdrückt werden. Abbildung 4.23 zeigt den Abstand zwischen dem Clusterschwerpunkt und dem projizierten Spurpunkt. Verglichen werden Daten- und Simulationsereignisse. Deutlich ist ein signifikanter Unterschied zwischen den Daten und den Ergebnissen der Simulation zu erkennen:
Der Abstand zwischen der projizierten BDC-Spur und dem Clusterschwerpunkt ist für die simulierten Ereignisse deutlich geringer als für die Daten. Einer der Gründe für dieses Verhalten ist ein Problem in der Rekonstruktion der BDC-Spuren in den Daten. Dies zeigt sich auch in Abbildung 4.24. In dieser Abbildung wird die Effizienz des Schnittes auf den Abstand zwischen dem projizierten BDC-Spurpunkt und dem Clusterschwerpunkt als Funktion des Abstandes des Clusterschwerpunktes von der Strahlrohrachse gezeigt. Insbesondere ist ein Bereich relativ niedriger Effizienz zwischen 20 cm< $R$ <28 cm zu erkennen. Die niedrige Effizienz in diesem Bereich kam unter anderem durch einen Numerierungsfehler im Rekonstruktionsprogramm für die BDC zustande [Wal98]. Eine andere Analyse legt den Einfluß von passivem Material, das sich vor der BDC befindet, aber nicht im Simulationsprogramm H1SIM des H1-Detektors implementiert ist, nahe [Mey97]. Zur Beschreibung der Effizienz auf den Schnitt auf den Abstand zwischen dem projizierten BDC-Spurpunkt und dem Clusterschwerpunkt wird folgende Funktion an die Effizienzwerte angepaßt:

$$\epsilon(R) = P_1 + R \cdot P_2 + \frac{P_3}{P_5 + (P_4 - R)^2}, \tag{4.22}$$

dabei ist R der Abstand von der Strahlrohrachse. Der Parameter $P_1$ gibt die Effzienz $\epsilon$ an der Stelle $R = 0cm$ an. Der Parameter $P_2$ gibt die Veränderung der Effizienz als Funktion des Abstandes vom Strahlrohr. Der Parameter $P_4$ gibt die Stelle an, an der die Effizienz ihr lokales Minimum hat. Die Parameter $P_3$ und $P_5$ geben die Breite der Region der relativ niedrigen Effizienz und das „Vorzeichen“ der Effizienzänderung an. Die Effizienz läßt sich gut durch die angegebene Funktion beschreiben.
Wird der Schnittparameter von 2,5 cm auf 3 cm bzw. 4 cm gelockert ergeben sich höhere Effizienzen, insbesondere im Bereich zwischen 20 cm< $R$ <28 cm. Andererseits wird damit die Bestimmung des Elektronstreuwinkels unsicherer, weil der Abstand zwischen der projizierten BDC-Spurpunkt und dem Clusterschwerpunkt im SPACAL größer wird. Um einen geringeren systematischen Fehler zu erhalten, wurde daher der Schnitt N12 gewählt.
Auch die Energieabhängigkeit der Effizienz auf den Abstand zwischen dem projizierten BDC-Spurpunkt und dem Clusterschwerpunkt im SPACAL wurde untersucht. Abbildung 4.25 zeigt die Effizienz als Funktion der Clusterenergie und parametrisiert mit Hilfe der durch Gleichung 4.2 gegebenen Funktion. Die Effizienz zeigt oberhalb von $E_{Cluster} = 10$ GeV keine Energieabhängigkeit und liegt im Durchschnitt bei 97 %. Bei niedrigen Energien wird die Effizienz etwas geringer und liegt für $E_{Cluster} = 6$ GeV bei 90 %. Die Energieabhängigkeit ist deutlich schwächer ausgeprägt als die Radiusabhängigkeit.

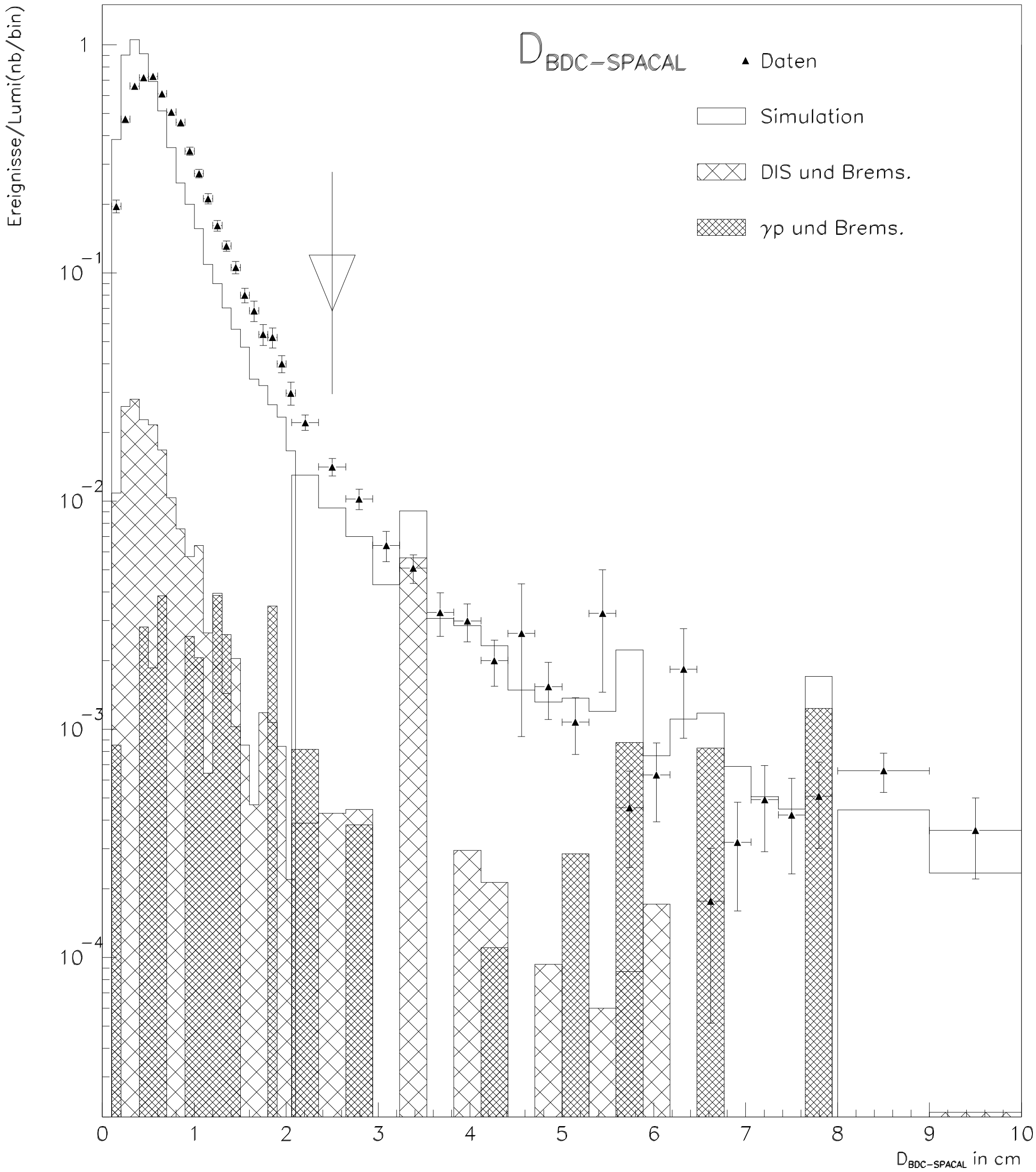


Abbildung 4.23: Vergleich des Abstandes zwischen dem Clusterschwerpunkt des Clusters mit der höchsten Energie im SPACAL und dem projizierten BDC-Spurpunkt -wie im Text beschrieben. Die schwarzen Dreiecke stellen die Datenpunkte dar, das Histogramm die Simulation. Schraffiert: Der Untergrund aus tiefinelastischen Streuereignissen ohne ISR und mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen. Dunkel : Photoproduktionsereignisse mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen.

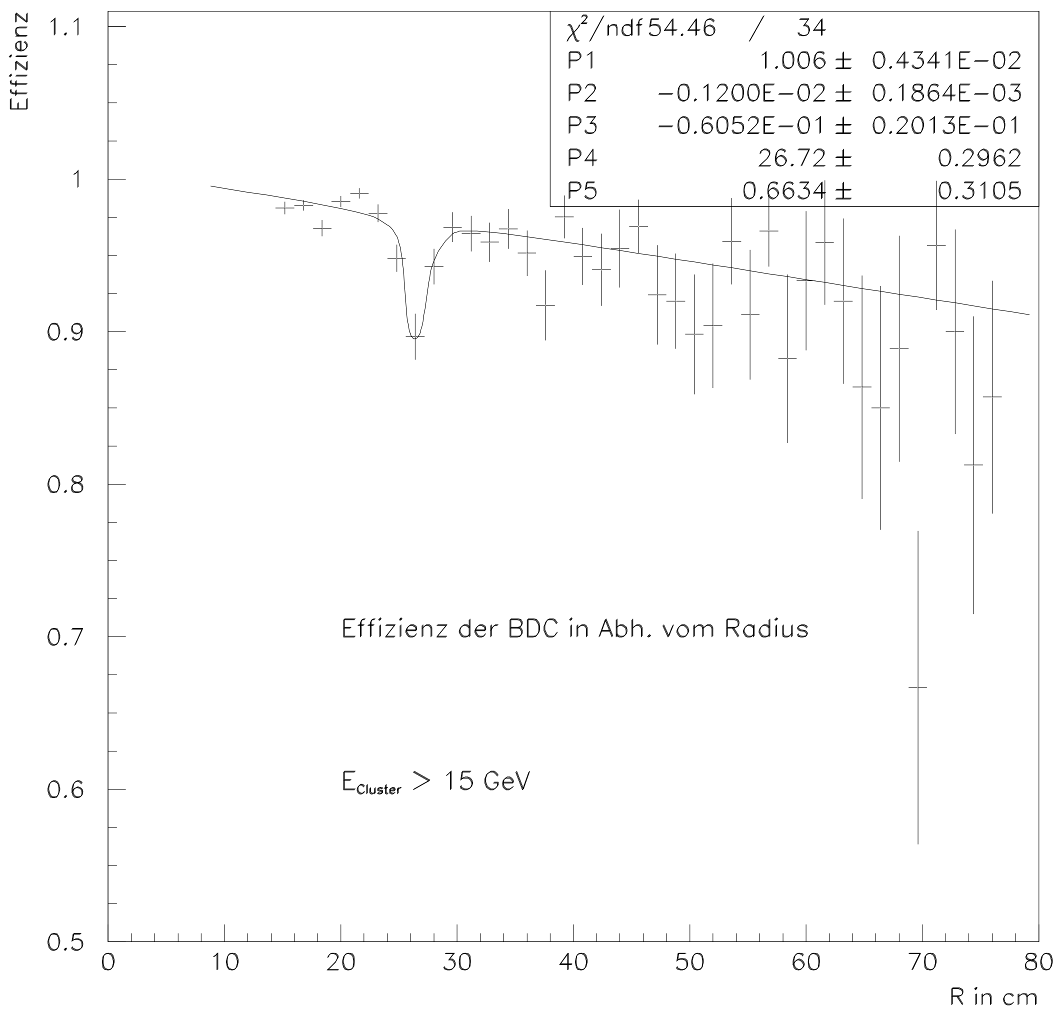


Abbildung 4.24: Effizienz des Schnittes auf den Cluster-BDC-Spurpunkt-Abstand als Funktion des Abstandes des Clusterschwerpunkts von der Strahlrohrachse.

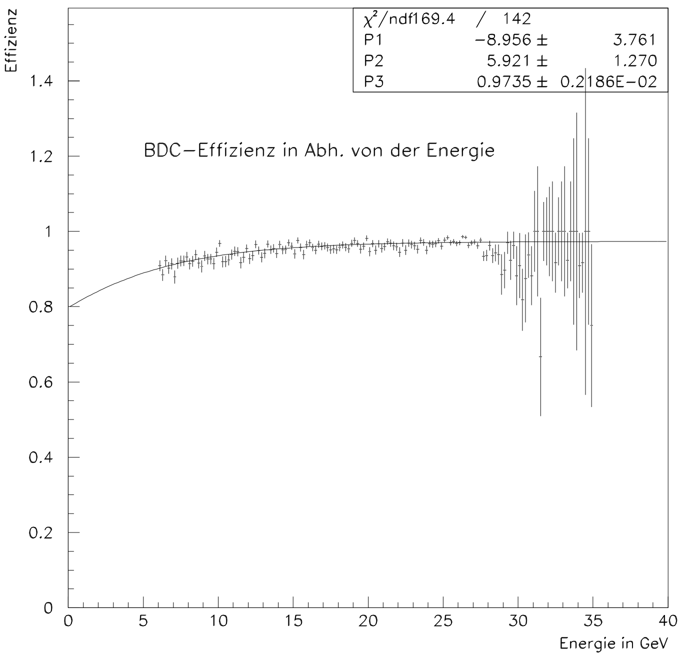


Abbildung 4.25: Effizienz des Schnittes auf den projizierten Abstand zwischen dem BDC-Spurpunkt und dem Clusterschwerpunkt des Clusters mit der höchsten Energie im SPACAL als Funktion der Clusterenergie.

## 4.5 Untergrundbestimmung

Auch nach Anwendung aller oben aufgeführten Schnitte verbleibt ein nicht zu vernachlässigender Untergrund. Folgende Untergrundklassen können die Kriterien der Ereignisselektion erfüllen:

1. Tiefinelastische Ereignisse mit ISR mit einem zusätzlichen Bremsstrahlungsereignis durch Zufallskoinzidenz: Das im Photondetektor nachgewiesene Photon kann dabei entweder vom tiefinelastischen Streuereignis oder vom Bremsstrahlungsereignis kommen. Im ersten Fall liegt ein Ereignis vor, das zur gesuchten Ereignisklasse der tiefinelastischen Ereignisse mit ISR gehört. Im zweiten Fall liegen Untergrundereignisse vor. Außerdem ist es möglich, daß sowohl das im Rahmen des tiefinelastischen Ereignisses emittierte Photon als auch das Photon des Bremsstrahlungsereignisses im Photondetektor Energie deponieren. Solche Ereignisse werden unten näher erläutert.

2. Tiefinelastische Ereignisse ohne ISR, bei denen – durch Zufallskoinzidenz – das Photon eines Bremsstrahlungsereignisses Energie im Photondetektor deponiert: Diese Ereignisse sind Untergrundereignisse.

3. Photoproduktionsereignisse mit einem Bremsstrahlungsereignis, bei denen das abgestrahlte Photon im Photondetektor nachgewiesen wird: Auch diese Ereignisse bilden einen Beitrag zum Untergrund, der nach allen angewandten Schnitten verbleibt.

4. Photoproduktionsereignisse, bei denen zusätzlich ein Photon abgestrahlt wird: Ereignisse dieses Typs gehören ebenfalls zum Untergrund.

Ereignisse, bei denen die im Photondetektor nachgewiesene Energie von zwei Photonen deponiert wurde – einem Photon vom tiefinelastischen Ereignis mit ISR und einem Photon vom Bremsstrahlungsereignis – können entweder zum Untergrund gehören oder zur gesuchten Ereignisklasse: Ist die Energie des Photons, das vom tiefinelastischen Ereignis mit ISR stammt, höher als der in Tabelle 4.3 angegebene Schwellenwert von 7 GeV, dann zählt dieses Ereignis zu der gesuchten Ereignisklasse, andernfalls wird es zum Untergrund gerechnet.
Untergrundereignisse, die nach allen im vorigen Abschnitt vorgestellten Schnitten im Datensample verbleiben, müssen statistisch subtrahiert werden. Dazu muß insbesondere die Wahrscheinlichkeit der Zufallskoinzidenz zwischen einem Bremsstrahlungsereignis und einem tiefinelastischen Ereignis bzw. einem Photoproduktionsereignis festgestellt werden. Zur Feststellung der Überlappwahrscheinlichkeit gibt es mehrere Möglichkeiten :

- Für Ereignisse, die im kinematischen Maximum liegen, kann die Anzahl der Ereignisse bestimmt werden, bei denen Energie im Photondetektor nachgewiesen worden ist. Diese tiefinelastischen Ereignisse können keine Ereignisse mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand sein, da die Energie der gestreuten Elektronen der Strahlenergie des Elektronenstrahls entspricht. Die im Photondetektor nachgewiesene Energie muß von einem Photon aus einem Bremsstrahlungsprozeß stammen.

- Die Ereignisse mit der Bedingung $\delta > 0,5$ sind tiefinelastische Eletron-Proton-Ereignisse mit gleichzeitigem Bremsstrahlungsstrahlungsereignis bzw. Photoproduktionsereignisse mit gleichzeitigem Bremsstrahlungsereignis. Diese Ereignisse werden dadurch simuliert, daß – wie in Abschnitt 4.4 dargelegt – Bremsstrahlungsereignisse simulierten tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignissen bzw. Photoproduktionsereignissen überlagert werden. Die in den Daten mit der Bedingung $\delta > 0,5$ selektierten Ereignisse können nun mit den simulierten Ereignissen verglichen werden und für beide Ereignisklassen kann die Überlappwahrscheinlichkeit durch den Vergleich der integrierten Luminosität der simulierten Ereignisse mit der integrierten Luminosität der Daten erhalten werden.

Für diese Analyse wurde die Überlappwahrscheinlichkeit mit der zweiten oben angegebenen Methode bestimmt.

Abbildung 4.26 zeigt die Verteilung der Variablen $\delta$, der in der Abbildung angegebene Pfeil deutet an, wo für die Selektion tiefinelastischer Ereignisse mit ISR in dieser Analyse geschnitten wird. Das Maximum bei $\delta = 0$ entspricht den tiefinelastischen Ereignissen mit ISR, bei denen $E_{miss} = E_\gamma$ ist, das Maximum bei $\delta = 1$ entspricht dem Untergrund aus tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignissen ohne ISR mit einem gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignis. Der Untergrund aus tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung ohne ISR und Bremsstrahlung ist in der Simulation mit einer Überlappwahrscheinlichkeit von **4,4 %** absolut normiert worden, der Untergrund aus Photoproduktionsereignissen und einem Photon im Photondetektor – das heißt der Untergrund der oben genannten Klassen 4 und 5 – ist in der Simulation mit **3,6 %** normiert worden. Abbildung 4.26 zeigt, daß der so normierte Untergrund die Verteilung der Größe $\delta$ gut beschreibt. Abbildung 4.27 zeigt die Verteilung der Größe $\delta$ in vier verschiedenen Energieintervallen der Clusters mit der höchsten Energie in der elektromagnetischen Sektion des SPACALs. Es ist zu sehen, daß in allen vier Energieintervallen die absolut normierten simulierten Untergrundereignisse zusammen mit den simulierten Ereignissen der tiefinelastischen Streuung mit ISR die Daten beschreiben.

### 4.5.1 Der Untergrund aus Zufallskoinzidenzen von tiefinelastischer Streuung und Bremsstrahlungsereignissen

Um zu überprüfen, ob die simulierten Untergrundereignisse den Untergrund in den Daten beschreiben, sind Ereignisse in den Daten, die die Bedingungen für tiefinelastische Eletron-Proton-Ereignisse mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen erfüllen, selektiert worden. Folgende Schnitte zur Selektion von tiefinelastischen Ereignissen ohne ISR mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen sind angewendet worden:

- Die Energie des Clusters mit der höchsten Energie im SPACAL ist höher als 12 GeV.
- Es werden die in Tabelle 4.3 angegebenen Bedingungen N1 bis N2 und N4 bis N12 verlangt.
- Zur Selektion des Untergrundes wird $\delta > 0,5$ verlangt.
- Um Ereignisse im Bereich des kinematischen Maximums zu selektieren, wird zusätzlich die Bedingung $y_B < 0,1$ verlangt.

Abbildung 4.28 ist zu entnehmen, daß der Untergrund aus tiefinelastischen Ereignissen ohne ISR mit gleichzeitigem Bremsstrahlungsereigniss in den Daten gut von der Simulation mit gleichzeitiger Überlagerung eines Bremsstrahlungsereignisses beschrieben wird. Dies trifft auf die Energieverteilungen wie auf die Winkelverteilungen zu. Die simulierten Ereignisse sind mit der oben genannten Überlappwahrscheinlichkeit von 4,4 % normiert worden.

In Abbildung 4.28 ist oben rechts das kinematische Maximum zu erkennen. Nach den in Kapitel 3 durchgeführten Kalibrationen, insbesondere der Kalibration mit dem kinematischen Maximum und der Kalibration mit QED-Compton-Ereignissen und der darauffolgenden Korrektur der globalen Energieskala um 1,5 %, um die Vorteile beider Kalibrationen nutzen zu können, ergibt sich die gewünschte gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation, wie sie in Abbildung 4.28 zu sehen ist.

### 4.5.2 Der Untergrund aus Zufallskoinzidenzen von Photoproduktion und Bremsstrahlungsereignissen

Auch der Untergrund aus Photoproduktionsereignissen mit einem gleichzeitigen Signal im Photondetektor muß durch die Simulation von Photoproduktionsereignissen mit gleichzeitiger Überlagerung eines Bremsstrahlungsereignisses beschrieben werden. Zu diesem Zweck sind speziell Photoproduktionsereignisse selektiert worden, die die folgenden Bedingungen erfüllen:

- Die Energie des Clusters mit der höchsten Energie im SPACAL ist geringer als 12 GeV.

- Die in Tabelle 4.3 angegebenen Bedingungen N1 bis N8 müssen erfüllt werden.

- Um speziell Photoproduktionsereignisse zu selektieren, wird zusätzlich für die Ereignisse $R_{cl} > 3,5$ cm verlangt.

Der Abbildung 4.29 ist zu entnehmen, daß sowohl die Energieverteilungen als auch die Winkelverteilungen in Daten und Simulationen gut übereinstimmen. Die Ereignisse aus der Monte-Carlo-Simulation sind mit der oben angegebenen Überlappwahrscheinlichkeit von $3,6\%$ normiert worden.

Die Untergrundereignisse in den Daten bestehen aus zwei Anteilen:
Der erste Anteil besteht aus den Photoproduktionsereignissen mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen, der zweite Anteil aus Photoproduktionsereignissen mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand, das dann im Photondetektor nachgewiesen wird. Durch die Simulation und die gleichzeitige Überlagerung von Bremsstrahlungsereignissen wird aber nur der erste Anteil beschrieben. Für Photoproduktionsereignisse gilt in bezug auf $Q^2 : Q^2 \rightarrow 0\text{GeV}^2$.
Das Energiespektrum im Photondetektor für Bremsstrahlungsereignisse und für Ereignisse mit einer Abstrahlung des Photons im Anfangszustand ist gleich, daher kann bei einem entsprechend hohen Gewichtungsfaktor, der in die zu berechnende Überlappwahrscheinlichkeit eingeht, der Untergrund aus Photoproduktionsereignissen mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand durch die Photoproduktionsereignisse mit einem gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignis beschrieben werden.
Aus diesem Grunde wird erwartet, daß die so ermittelte Überlappwahrscheinlichkeit für Photoproduktionsereignisse größer ist als für tiefinelastische Streuereignisse. Gerade das trifft nicht zu, sie ist kleiner. Dies wird im systematischen Fehler brücksichtigt.

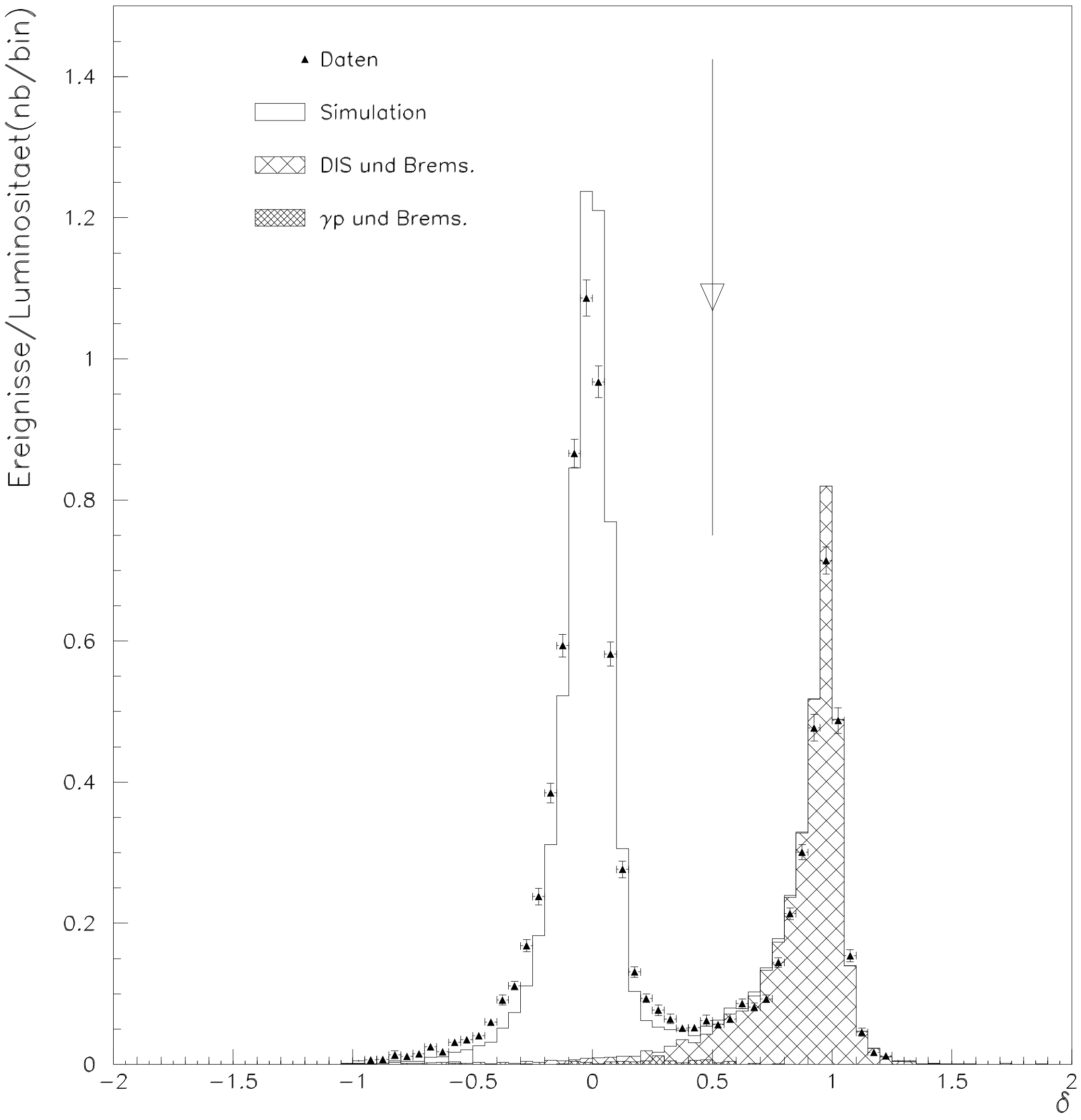


Abbildung 4.26: Verteilung der Variablen $\delta = \frac{E_\gamma - E(y_e - y_{JB})}{E_\gamma}$ in Daten und Monte-Carlo-Simulationen. Die schraffierte Verteilung gibt den normierten Untergrund aus Bremsstrahlungsereignissen mit gleichzeitigen tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuereignissen ohne ISR an, der Anteil der von Photoproduktionsereignissen mit einem zusätzlichen Signal im Photondetektor herrührt ist dunkel schraffiert eingezeichnet. Der Pfeil gibt an, wo auf diese Größe geschnitten wird.

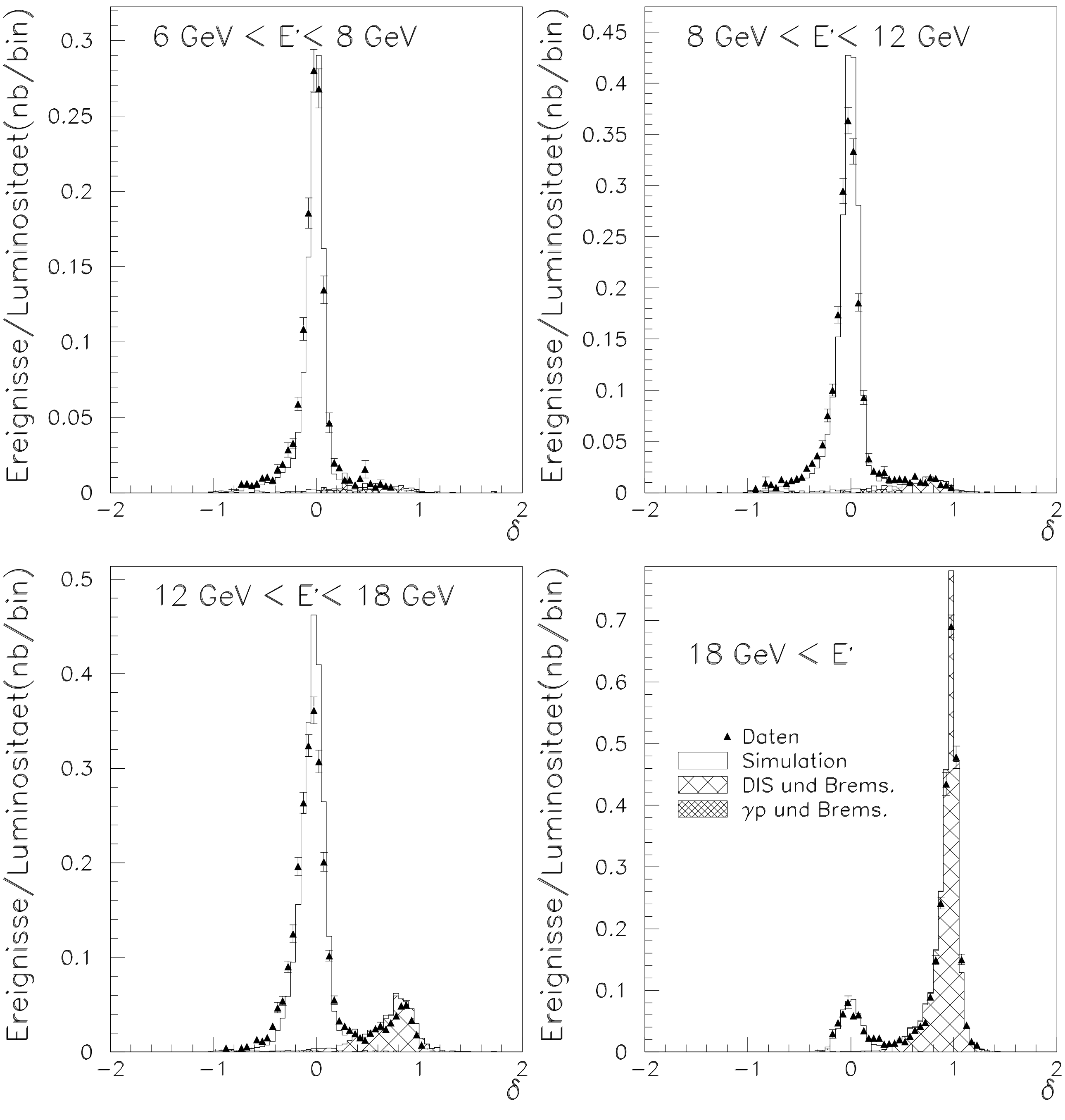


Abbildung 4.27: Verteilung der Variablen $\delta$ in Daten und Monte-Carlo-Simulationen in vier Intervallen der Energie des Elektronkandidaten im SPACAL.Die schraffierten Verteilungen gibt den normierten Untergrund aus Bremsstrahlungsereignissen mit gleichzeitigen tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuereignissen ohne ISR an.

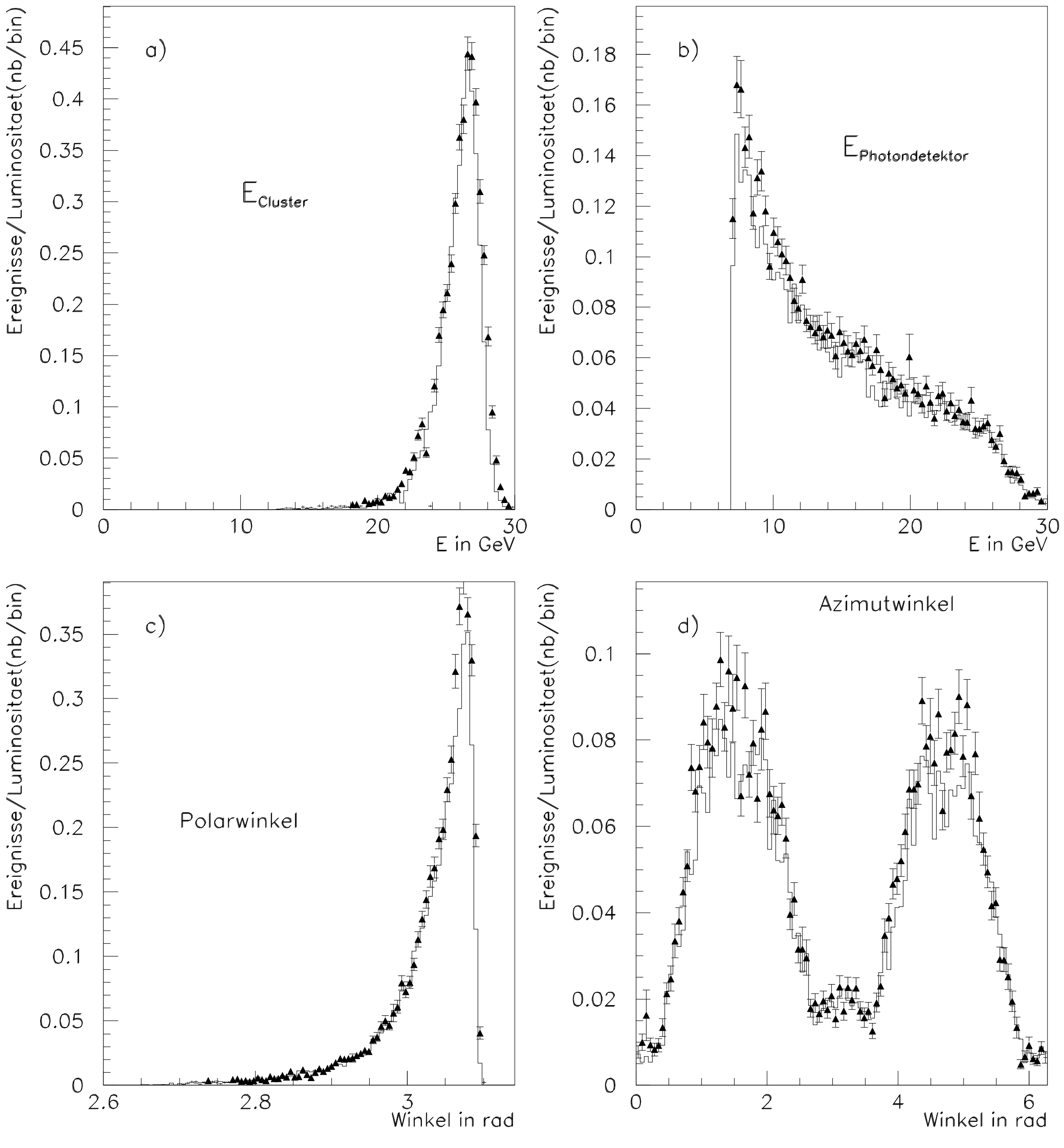


Abbildung 4.28: Energie- und Winkelverteilungen des Untergrundes aus tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuereignissen ohne ISR und gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen in Daten und Monte-Carlo.

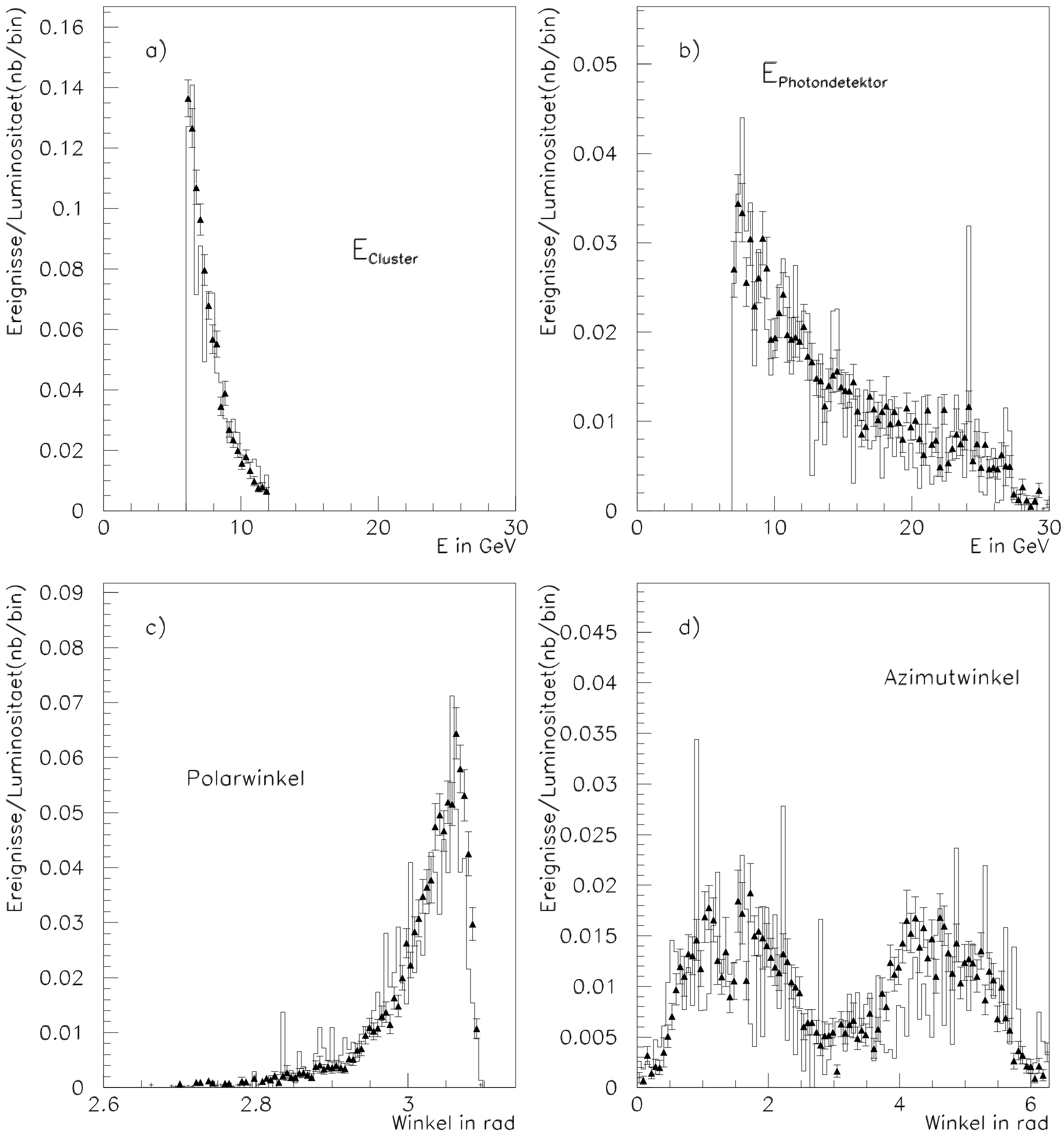


Abbildung 4.29: Energie- und Winkelverteilungen des Untergrundes von Photoproduktionsereignissen und gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen in Daten und Monte-Carlo.

# Kapitel 5

# Messung der Strukturfunktion $F_2$ mit radiativen Ereignissen

In diesem Kapitel wird die Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ mit tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuereignissen mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand diskutiert. Zuerst wird die Entfaltungsmethode für die Strukturfunktion erklärt. Danach wird die Festlegung der Flächenelemente in der $x - Q^2$-Ebene im Zusammenhang mit der Stabilität und der Reinheit der Ereignisse in der kinematischen Ebene diskutiert. Ein ausführlicher Vergleich der Ergebnisse der Simulationen mit den Daten folgt. Anschließend wird die Strukturfunktion $F_2$ mit radiativen Ereignissen vorgestellt.

## 5.1 Das Meßprinzip zur Messung der Strukturfunktion $F_2$

Die Strukturfunktion $F_2$ ist bei Vernachlässigung der Strukturfunktion $F_L$ und Vernachlässigung der Effekte der schwachen Wechselwirkung unter Berücksichtigung der kinematischen Vorfaktoren proportional zum Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B}$. Bei tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuereignissen mit ISR wird wegen der Abstrahlung des Photons im Anfangszustand der Wirkungsquerschnitt $\frac{d^3\sigma}{dQ^2 dx_B dz}$ gemessen, wobei $z = \frac{E - E_\gamma}{E}$ ist. Der Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B}$ ergibt sich durch Integration aus dem dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} = \int_0^{z_{max}} \frac{d^3\sigma}{dQ^2 dx_B dz} dz. \tag{5.1}$$

Dabei ist $z_{max}$ durch den Selektionsschnitt auf die Energie im Photondetektor $E_\gamma > 7$ GeV gegeben.
Im Experiment wird aber für einen gewählten Bereich in der $x_B$-$Q^2$-Ebene die Anzahl $N_D$ der Ereignisse gemessen, deren kinematischen Variablen in den Intervallgrenzen des jeweiligen Flächenelementes liegen. Durch die angewendeten Schnitte und die begrenzte Akzeptanz A des Detektors werden nicht alle prinzipiell meßbaren Ereignisse gemessen, sondern nur ein Bruchteil davon, so daß auf die Effizienz und die Akzeptanz des Detektors korrigiert werden muß. Die Definition der Akzeptanz ist :

$$A = \frac{N_D}{N_{wahr}}, \tag{5.2}$$

dabei ist $N_{wahr}$ die Anzahl der „wahren“ Ereignisse, die tatsächlich in dem durch die Energie - und Winkelschnitte eingeschränkten Bereich des Phasenraumes bei einem idealen Detektor hätten nachgewiesen werden müssen. Diese Zahl ist a priori unbekannt, kann aber aus dem Studium von Monte-Carlo-Simulationen ermittelt werden. Aus diesem Grunde ist es wichtig, daß die Detektorsimulation die Eigenschaften des Detektors tatsächlich beschreibt. Gezeigt werden muß diese Voraussetzung durch den Vergleich wichtiger Ereignisparameter zwischen Simulation und Daten.

Sind die Anzahl der Ereignisse $N_D$, die Akzeptanz A, die Effizienz $\epsilon$ und die integrierte Luminosität $L$ bekannt, dann ergibt sich daraus für den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt integriert in einem Flächenelement $\Delta x_B \cdot \Delta Q^2$:

$$\int_{\Delta x_B \Delta Q^2} \frac{d^2\sigma}{dx_B dQ^2} \cdot dx_B dQ^2 = \frac{N_D}{A\epsilon L}. \tag{5.3}$$

Das Integral wird dabei über das gesamte Flächenelement ausgeführt. Allerdings ist noch zu berücksichtigen, daß noch zusätzlicher Untergrund in dem jeweiligen Flächenelement verblieben ist, der für jedes Flächenelement von den gemessenen Ereignisanzahlen zu subtrahieren ist. Somit gilt :

$$\int_{\Delta x_B \Delta Q^2} \frac{d^2\sigma}{dx_B dQ^2} \cdot dx_B dQ^2 = \frac{N_D - N_B}{A\epsilon L}, \tag{5.4}$$

dabei sind $N_B$ die verbliebenen Untergrundereignisse in dem jeweiligen Flächenelement. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt gilt – wie in Kapitel 2 diskutiert wurde:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_B Q^4}[(\frac{y_B^2}{2} + 1 - y_B)F_2(x_B, Q^2) - \frac{y_B^2}{2}F_L(x_B, Q^2)] \tag{5.5}$$

$$= \frac{4\pi\alpha^2}{x_B Q^4}(\frac{y_B^2}{2(1+R)} + 1 - y_B)F_2(x_B, Q^2), \tag{5.6}$$

mit $R = \frac{F_L}{F_2 - F_L}$.
Unter den gleichen Voraussetzungen wie für die Daten wird – zum Vergleich mit den Daten – mit den simulierten Ereignissen der Wirkungsquerschnitt bestimmt:

$$\int_{\Delta x_B \Delta Q^2} \frac{d^2\sigma_{MC}}{dx_B dQ^2} \cdot dx_B dQ^2 = \frac{N_{MC}}{A_{MC}\epsilon_{MC}L_{MC}}, \tag{5.7}$$

wobei $N_{MC}$ die Anzahl der in der Simulation rekonstruierten Ereignisse im jeweiligen Flächenelement ist, $\epsilon_{MC}$ die Effizienz in der Selektion und in den Analyseschnitten in der Simulation ist, $A_{MC} = \frac{N_{MC}}{N_{gen}}$ die Detektorakzeptanz in der Simulation ist und $L_{MC}$ die den simulierten Ereignissen entsprechende integrierte Luminosität ist.
Wird das Verhältnis

$$\frac{\left(\int_{\Delta x_B \Delta Q^2} \frac{d^2\sigma}{dx_B dQ^2} \cdot dx_B dQ^2\right)}{\left(\int_{\Delta x_B \Delta Q^2} \frac{d^2\sigma_{MC}}{dx_B dQ^2} \cdot dx_B dQ^2\right)} = \frac{\left(\frac{\Delta^2\sigma}{\Delta x_B \Delta Q^2}\right)}{\left(\frac{\Delta^2\sigma_{MC}}{\Delta x_B \Delta Q^2}\right)} = \frac{\frac{N_D - N_B}{A\epsilon L}}{\frac{N_{MC}}{A_{MC}\epsilon_{MC}L_{MC}}} \tag{5.8}$$

der integrierten differentiellen Wirkungsquerschnitte zwischen Daten und Simulation gebildet, kann die Strukturfunktion $F_2$ bestimmt werden über :

$$\frac{\left(\frac{\Delta^2\sigma}{\Delta x_B \Delta Q^2}\right)}{\left(\frac{\Delta^2\sigma_{MC}}{\Delta x_B \Delta Q^2}\right)} = \frac{F_2}{F_{2,MC}} \tag{5.9}$$

$$= \frac{\frac{N_D - N_B}{\epsilon L}}{\frac{N_{MC}}{\epsilon_{MC}L_{MC}}} = \frac{N_D - N_B}{N_{MC}}\frac{\epsilon_{MC}L_{MC}}{\epsilon L}. \tag{5.10}$$

Dabei ist benutzt worden, daß die Akzeptanz der Daten in der Simulation richtig beschrieben wird, daß also für die Akzeptanz in den Daten gilt : $A = \frac{N_D}{N_{gen}}$. Somit gilt für die gesuchte zu messende Strukturfunktion:

$$F_2 = \frac{(N_D - N_B) \cdot L_{MC} \cdot F_{2,MC}}{N_{MC} \cdot L \cdot \frac{\epsilon}{\epsilon_{MC}}} \tag{5.11}$$

Allerdings muß berücksichtigt werden, daß hier angenommen worden ist, daß entweder die Strukturfunktion $F_L = 0$ ist oder diese Strukturfunktion in den Simulationen korrekt beschrieben

wird.
Zweitens muß berücksichtigt werden, daß es Effekte gibt, die in den Simulationen nicht beschrieben werden. Wichtig sind in diesem Zusammenhang zusätzliche radiative Korrekturen, $\delta_{RC}$. Unter Berücksichtigung insbesondere dieser Korrekturen ergibt sich dann für die Strukturfunktion $F_2$:

$$F_2 = \frac{(N_D - N_B) \cdot L_{MC} \cdot F_{2,MC}(1 + \delta_{RC})}{N_{MC} \cdot L \cdot \frac{\epsilon}{\epsilon_{MC}}} \tag{5.12}$$

Das bedeutet, daß die gemessene Strukturfunktion $F_2$ mit Hilfe Strukturfunktion $F_{2,MC}$ in der Simulation bestimmt wird. Um diese Abhängigkeit zu umgehen wird wie folgt vorgegangen: Es wird eine Strukturfunktion $F_{2,MC}$ so ausgewählt, daß die bisher gemessenen Daten gut durch diese Strukturfunktion beschrieben werden. Die aus den Daten so ermittelte Strukturfunktion wird dann für die Simulation benutzt. Mit Hilfe dieses iterativen Verfahrens kann dann die Strukturfunktion $F_2$ unabhängig von der Strukturfunktion, die am Anfang in der Simulation benutzt wurde, ermittelt werden. Dieses Verfahren wird auch als „Bin-zu-Bin“-Korrektur bezeichnet [Coo97].

## 5.2 Festlegung der Flächenelemente in der $x - Q^2$ -Ebene

Für die Festlegung der Flächenelemente in der $x_B$-$Q^2$-Ebene sind folgende Gesichtspunkte wichtig:

- Es sollen genügend Ereignisse in den Flächenelementen enthalten sein, damit der statistische Fehler möglichst gering ist. Aus diesem Grunde sind die Flächenelemente in dieser Analyse größer als in Analysen, bei denen die Strukturfunktion $F_2$ mit tiefinelastischen Ereignissen ohne ISR gemessen wird.

- Die Flächenelemente sollen einen möglichst großen Teil der $x_B$-$Q^2$-Ebene zur Messung der Strukturfunktion überdecken.

- Die Breite des Flächenelementes darf nicht kleiner sein als die Detektorauflösung in $x_B$ und $Q^2$:

$$\Delta x_B > \sigma(x_B) \tag{5.13}$$
$$\Delta Q^2 > \sigma(Q^2) \tag{5.14}$$

  Damit soll erreicht werden, daß ein möglichst großer Teil der Ereignisse, deren „wahre“ auf das Partonniveau bezogene kinematischen Größen innerhalb der jeweiligen Intervallgrenzen liegen, auch in den jeweiligen Intervallgrenzen rekonstruiert werden. Aufgrund der guten Rekonstruktion in $Q^2$ ergeben sich für die Breite der Flächenelemente bezüglich dieser Größe weniger Probleme als bei $x_B$.
  Ist die Breite der Flächenelemente geringer als die Detektorauflösung, dann wird der Anteil der Ereignisse, der aus anderen Flächenelementen in das zu untersuchende Flächenelement durch Migration hineingelangt, so groß, daß die Anzahl der Ereignisse in dem Flächenelement weniger vom Wirkungsquerschnitt als vielmehr von der Detektorauflösung abhängt.

Die in dieser Analyse benutzten Flächenelemente werden in Abbildung 5.1 in der $x_B$-$Q^2$-Ebene gezeigt. Die Analyse beschränkt sich auf Flächenelemente, die gewissen Anforderungen an die Stabilität und die Reinheit genügen. Die Stabilität ist definiert als:

$$\text{Stabilität(i)} = \frac{\#\ [\text{Ereignisse, die in Flächenelement i generiert und rekonstruiert wurden}]}{\#\ [\text{Ereignisse, die in Flächenelement i generiert wurden}]} \tag{5.15}$$

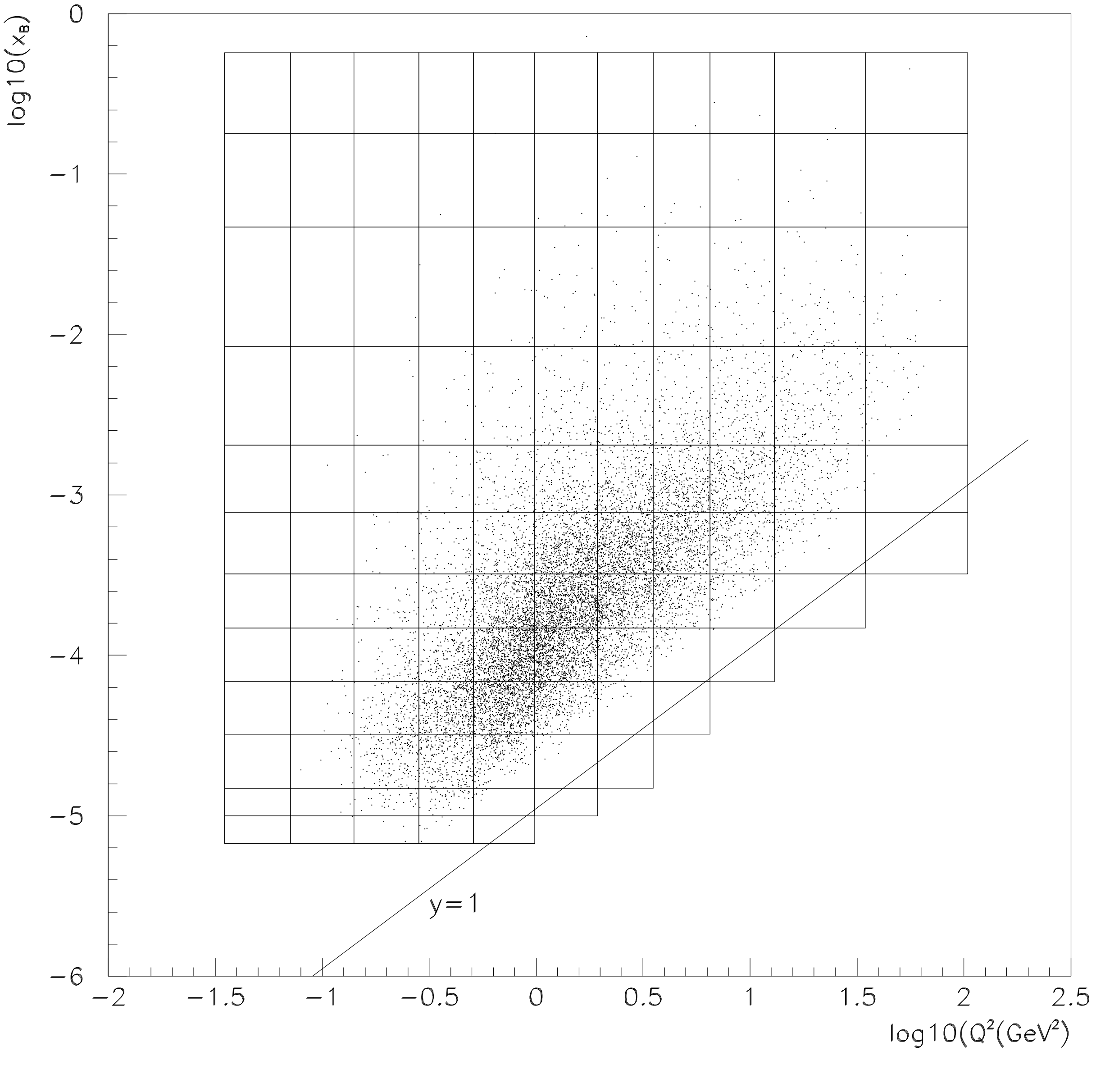


Abbildung 5.1: Verteilung der tiefinelastischen Streuereignisse mit ISR in der $x_B - Q^2$-Ebene. Gezeigt werden zusätzlich die Flächenelemente, wie sie in der vorliegenden Analyse verwendet wurden.

| Festlegung der Intervallgrenzen in $Q^2$ | | |
|---|---|---|
| $Q^2_{min}$ GeV$^2$ | $Q^2_{mitte}$ GeV$^2$ | $Q^2_{max}$ GeV$^2$ |
| 0,071 | 0,10 | 0,141 |
| 0,141 | 0,20 | 0,283 |
| 0,283 | 0,38 | 0,510 |
| 0,510 | 0,71 | 0,987 |
| 0,987 | 1,38 | 1,93 |
| 1,936 | 2,62 | 3,54 |
| 3,54 | 4,80 | 6,51 |
| 6,52 | 9,22 | 13,04 |
| 13,04 | 21,25 | 34,64 |
| 34,64 | 60,00 | 103,92 |

Tabelle 5.1: Intervallgrenzen und die Zentren der Intervalle in $Q^2$

| Festlegung der Intervallgrenzen in $x_B$ | | |
|---|---|---|
| $x_{B,min}$ | $x_{B,mitte}$ | $x_{B,max}$ |
| 0,00000674 | 0,0000082 | 0,00001 |
| 0,00001 | 0,0000122 | 0,0000148 |
| 0,0000148 | 0,0000218 | 0,0000322 |
| 0,0000322 | 0,000047 | 0,0000686 |
| 0,0000686 | 0,000101 | 0,000148 |
| 0,000148 | 0,000218 | 0,000322 |
| 0,000322 | 0,000501 | 0,00078 |
| 0,00078 | 0,00126 | 0,00204 |
| 0,00204 | 0,00414 | 0,00839 |
| 0,00839 | 0,0198 | 0,04690 |
| 0,04690 | 0,0196 | 0,1788 |
| 0,1788 | 0,32 | 0,5724 |

Tabelle 5.2: Intervallgrenzen und die Zentren der Intervalle für $x_B$

Die Reinheit ist wie folgt definiert:

$$\text{Reinheit(i)} = \frac{\#\ [\text{Ereignisse, die in Flächenelement i generiert und rekonstruiert wurden}]}{\#\ [\text{Ereignisse, die in Flächenelement i rekonstruiert wurden}]} \tag{5.16}$$

Sowohl die Stabilität als auch die Reinheit werden mit Hilfe der simulierten Ereignisse ermittelt. Alle Ereignisse, die zur Ermittlung der Reinheit und der Stabilität herangezogen werden, müssen die im vorigen Kapitel vorgestellten Selektionsbedingungen erfüllen. Es wird verlangt, daß für die Flächenelemente jeweils gilt:

$$\text{Stabilität(i)} > 30\% \tag{5.17}$$

$$\text{Reinheit(i)} > 30\% \tag{5.18}$$

Damit werden die Flächenelemente, die durch zu große Migrationen kontaminiert werden, bei der Bestimmung der Strukturfunktion nicht berücksichtigt. Die obigen Bedingungen wirken sich auf die Auswahl der Flächenelemente, die zur Bestimmung der Strukturfunktion herangezogen werden, unterschiedlich aus, je nachdem, welche Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen benutzt wird.

Durch den Schnitt auf die Reinheit der Flächenelemente werden Flächenelemente, bei denen die kinematischen Variablen mit der Elektronen-Methode rekonstruiert werden, insbesondere bei hohen Werten der Skalenvariable $x_B$ verworfen. Bei hohen Werten von $x_B$ ist der Fehler auf diese Variable – wie in Kapitel 2 gezeigt wurde – groß. Insbesondere bei kleinen Werten von $y_B$ beherrscht die Energieauflösung die Meßunsicherheit der Variable $x_B$. Aus diesem Grunde nimmt die Reinheit zu kleinen $x_B$-Werten hin ab. Im vorletzten Flächenelement ist jedoch bei $Q^2 = 1,38$ GeV$^2$, $Q^2 = 2,61$ GeV$^2$, $Q^2 = 4,8$ GeV$^2$ und $Q^2 = 21,25$ GeV$^2$ eine Erhöhung der Reinheit zu beobachten. Um die Migrationseinflüsse zu verringern und auch in einigen Flächenelemente mit hohen Werten der Skalenvariablen $x_B$ die Strukturfunktion $F_2$ messen zu können, wird die „Ausdehnung" der Flächenelemente zu hohen Werten von $x_B$ hin größer. Dadurch existieren Flächenelemente bei hohen $x_B$, bei denen die Ereignisse innerhalb des Flächenelemente migrieren, so daß die Reinheit höher ist, als in den benachbarten Flächenelementen.
Ein analoger Effekt kann bei der Stabilität der Flächenelemente, wenn die kinematischen Variablen mit der Elektron-Methode gemessen werden, beobachtet werden: Ebenfalls nimmt die Stabilität zu hohen Werten der Skalenvariable $x_B$ hin ab. In den Abbildungen 5.2 und 5.3 werden die Reinheit und die Stabilität als Funktion von $x_B$ für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit der Elektron-Methode gezeigt. Eingezeichnet ist auch die Schwellenbedingung von 30%. Es ist zu erkennen, daß aufgrund des Schnittes auf die Stabilität und die Reinheit von den 67 Flächenelementen mit einer Ereigniszahl $N_{MC} \neq 0$, die zur Verfügung stehen, nur 31 prinzipiell zur Messung der Strukturfunktion herangezogen werden. Die höchste erreichte Reinheit in einem Flächenelement ist 81% , die höchste erreichte Stabilität beträgt 78 %, wenn von einem Flächenelement bei $Q^2 = 0,1 GeV$ mit nur einem Ereignis abgesehen wird.
Bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit der $\Sigma$-Methode kann bezüglich der Reinheit und der Stabilität in den Abbildungen 5.4 und 5.5 beobachtet werden, daß einerseits sehr viel mehr Flächenelemente eine Stabilität und Reinheit von mehr als 30 % haben als bei der Rekonstruktion mit der Elektron-Methode, andererseits aber auch Flächenelemente mit einer so hohen Reinheit und Stabilität wie bei der Elektron-Methode existieren. Die höchste erreichte Reinheit bei einer Rekonstruktion mit dieser Methode beträgt 83%, die höchste erreichte Stabilität 75%. Allgemein zeigt sich bei der Rekonstruktion mit der $\Sigma$-Methode keine so große Abhängigkeit der Reinheit und der Stabilität von der Skalenvariablen $x_B$. Die Abhängigkeit der Fehler der rekonstruierten Größen $x_B$ und $Q^2$ von $y_B$ ist bei dieser Methode geringer als bei der Elektron-Methode.

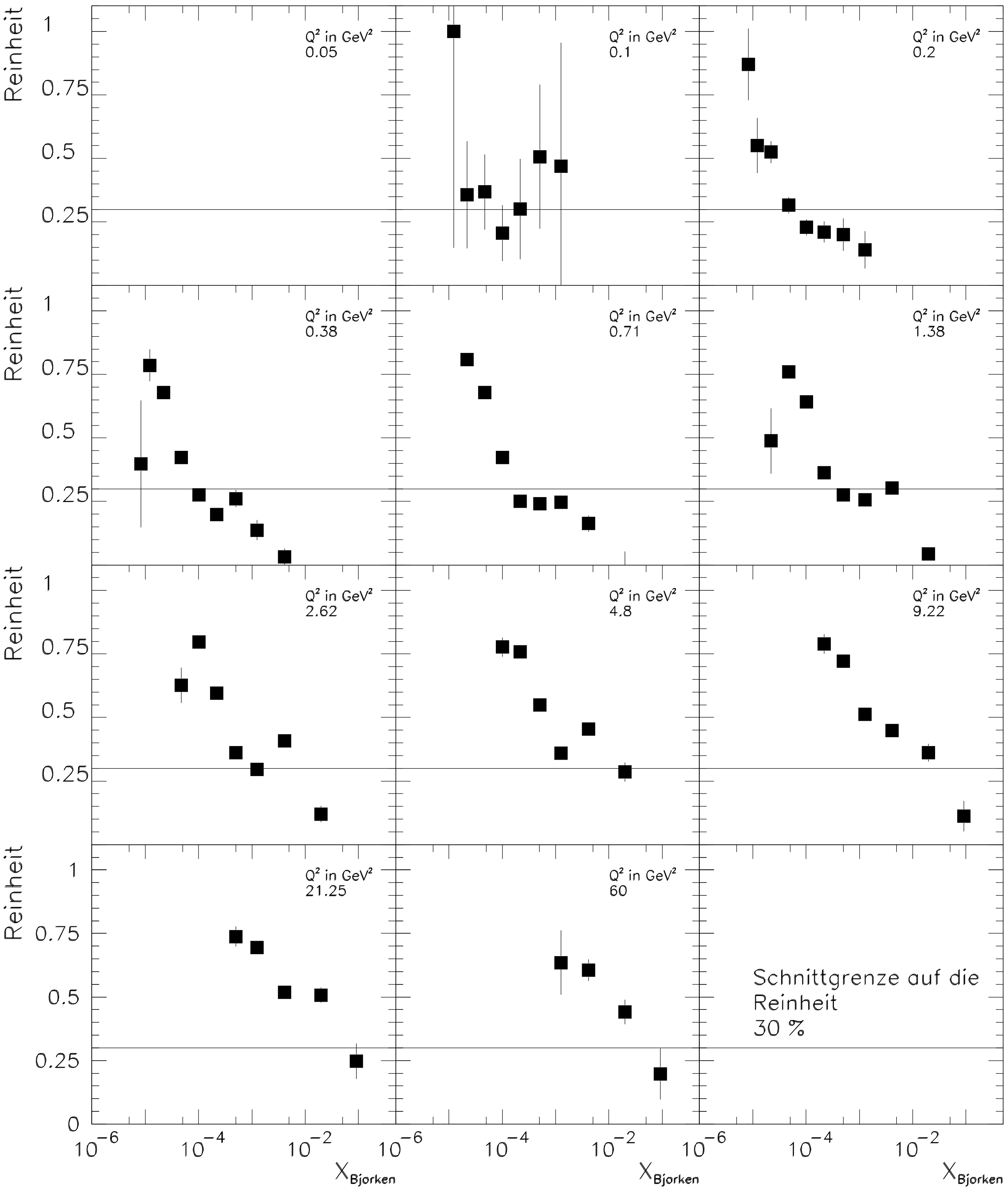


Abbildung 5.2: Die Reinheit –wie im Text definiert – als Funktion von $x_B$ für verschiedene $Q^2$ für die Rekonstruktion mit der Elektron-Methode.

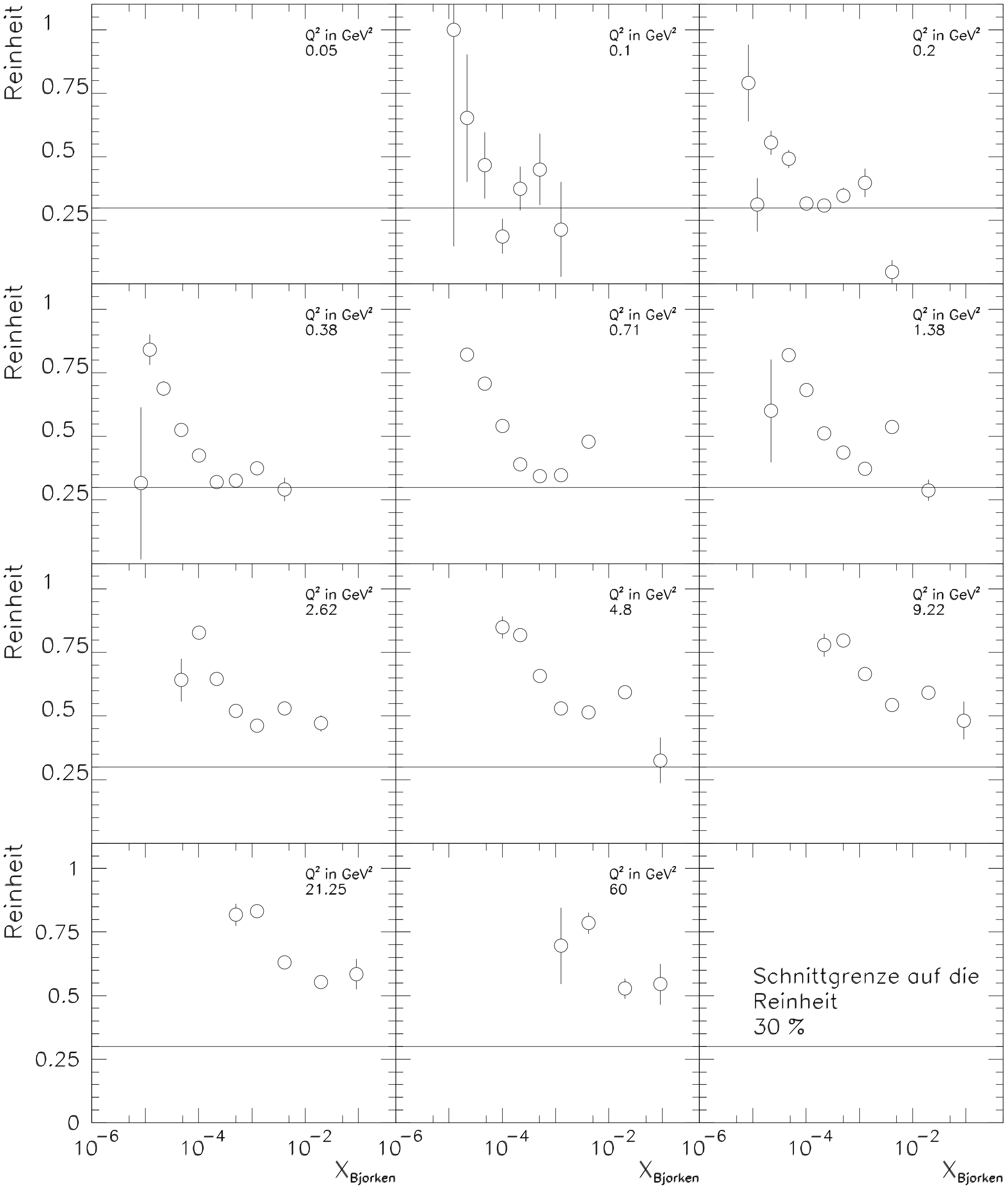


Abbildung 5.3: Die Reinheit –wie im Text definiert – als Funktion von $x_B$ für verschiedene $Q^2$ für die Rekonstruktion mit der Sigma-Methode.

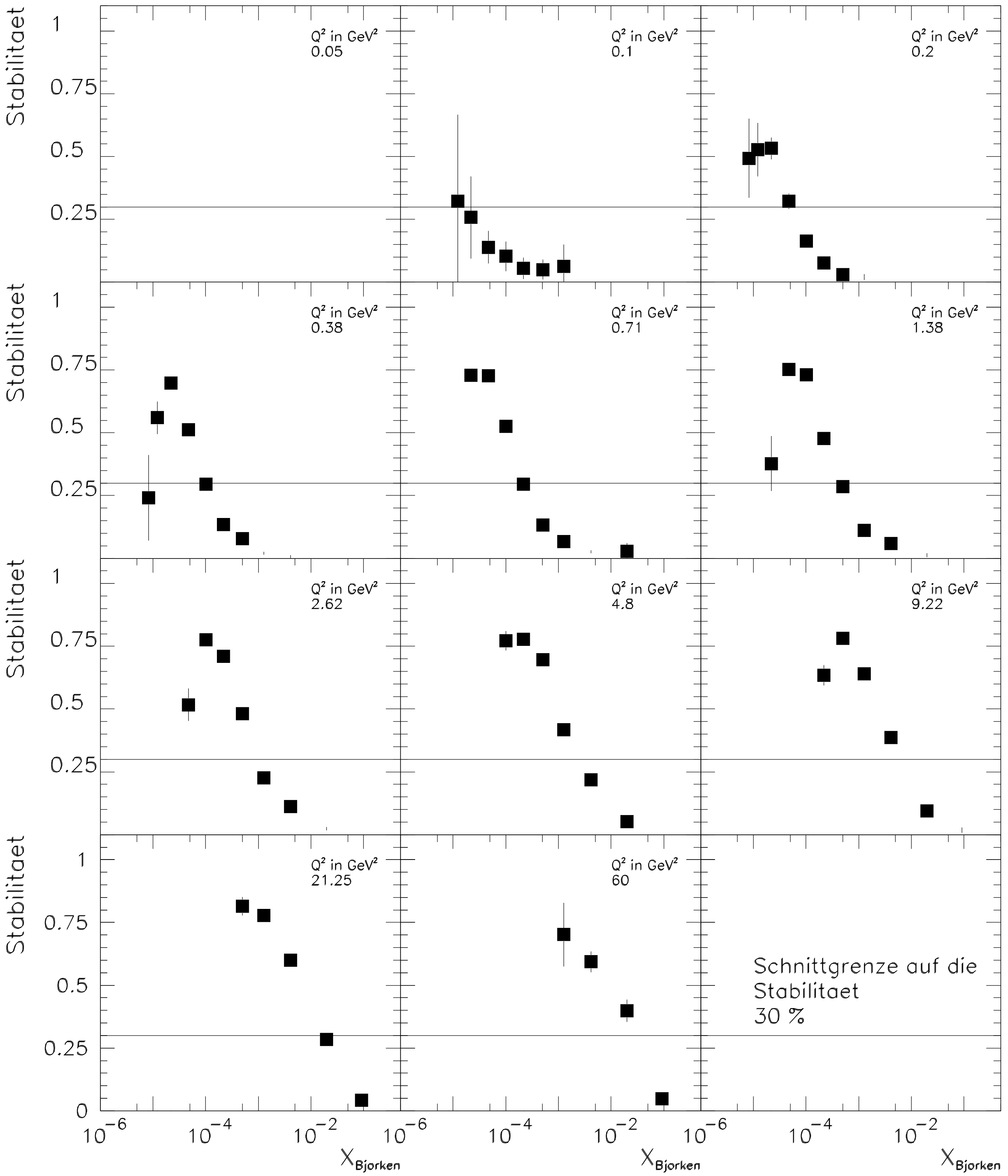


Abbildung 5.4: Die Stabilität –wie im Text definiert – als Funktion von $x_B$ für verschiedene $Q^2$ für die Rekonstruktion mit der Elektron-Methode.

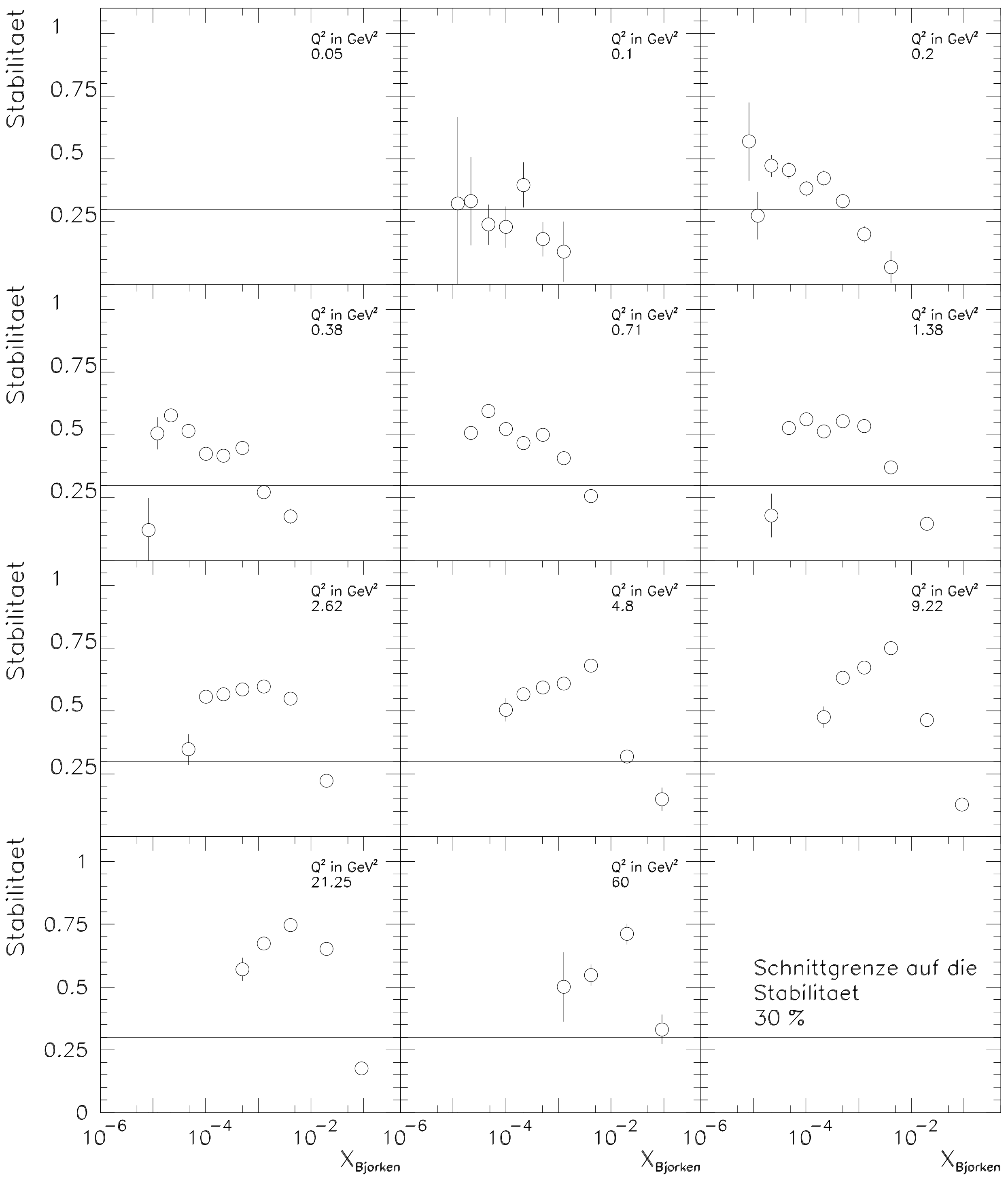


Abbildung 5.5: Die Stabilität –wie im Text definiert – als Funktion von $x_B$ für verschiedene $Q^2$ für die Rekonstruktion mit der Sigma-Methode.

## 5.3 Strahlungskorrekturen

Bei der Bestimmung der Strukturfunktion $F_2$ mit radiativen Ereignissen muß berücksichtigt werden, daß radiative Korrekturen $\delta_{RC}$ in der Monte-Carlo-Simulation nicht enthalten sind: Der Ereignisgenerator DJANGO enthält keine Prozesse in der dritten Ordnung der elektromagnetischen Wechselwirkung. Das bedeutet, daß radiativen Korrekturen zweiter oder höherer Ordnung nicht generiert werden. Abbildung 5.6 verdeutlicht die Situation.

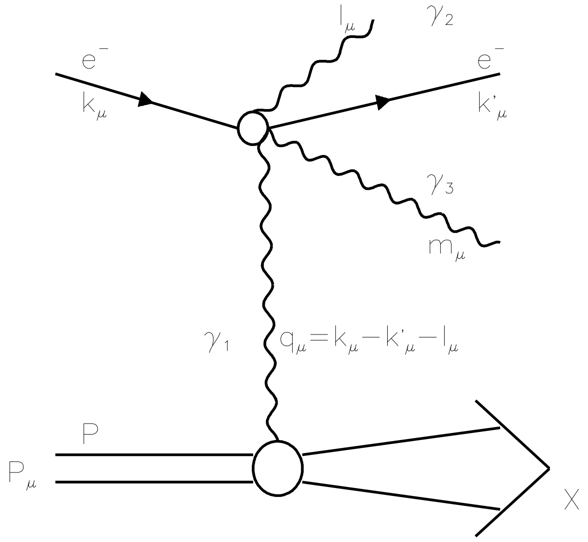


Abbildung 5.6: Veranschaulichung der kinematischen Größen in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung bei Abstrahlung von zwei Photonen.

Neben dem Photon $\gamma_1$, das mit dem Proton wechselwirkt, und dem abgestrahlten Photon $\gamma_2$ gibt es noch ein drittes abgestrahltes Photon $\gamma_3$. Der Viererimpulsübertrag ist nun gegeben durch

$$Q^2 = -(k_\mu - (k'_\mu - l_\mu - m_\mu))^2 = 2k_\mu k'_\mu - (2k'_\mu[l_\mu + m_\mu] - 2k_\mu[l_\mu + m_\mu] + 2l_\mu m_\mu). \qquad (5.19)$$

Mit der Detektion des zweiten abgestrahlten Photons im Photondetektor hängen die radiativen Korrekturen davon ab, in welchen Winkelbereich das dritte Photon abgestrahlt und welche Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen benutzt wird. Es können nämlich – wie bei der Betrachtung des Streuvorganges in zweiter Ordnung der elektromagnetischen Wechselwirkung – drei Fälle unterschieden werden: Abstrahlung des dritten Photons im Anfangszustand (ISR), Abstrahlung des dritten Photons im Endzustand (FSR) und QED-Compton-Ereignisse. Bei der Abstrahlung beider Photonen im Anfangszustand, so daß beide Photonen im Photondetektor wie ein Photon nachgewiesen werden, können die kinematischen Größen $x_B$, $y_B$ und $Q^2$ wie im Fall bei der Abstrahlung nur eines Photons berechnet werden. Wird das dritte Photon – im Gegensatz zum zweiten Photon – im Endzustand abgestrahlt, dann hängt die richtige kinematische Rekonstruktion davon ab, ob das dritte Photon mit dem Elektron einen Cluster bildet und somit die Energie des Photons zur Energie des Elektrons hinzuaddiert wird. Wird das dritte Photon nicht nachgewiesen, dann wird dadurch die Rekonstruktion der kinematischen Größen verfälscht. Aus diesem Grunde muß eine Korrektur auf die Messung der Strukturfunktion angebracht werden. Die Korrekturen auf den Wirkungsquerschnitt in dritter Ordnung der elektromagnetischen Wechselwirkung sind berechnet worden in [Anl97] und [Anl98]. Diese Korrektur

ist bei der Benutzung der Elektron-Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Größen am größten, bei Benutzung der Jacquet-Blondel am kleinsten, analog zu den Korrekturen, die im Falle der Abstrahlung eines zweiten Photons angebracht werden müssen, siehe Kapitel 2.
Die Korrekturen für die Rekonstruktion mit der Elektron-Methode sind unter Verwendung des Programmes MISICA 0.1 [Anl98a] durchgeführt worden. Dieses Programm rechnet analytisch die radiative Korrektur $\delta_{RC}$ als Funktion der bezüglich der Energie des zweiten abgestrahlten Photons korrigierten kinematischen Größen, wie sie in Kapitel 2 definiert wurden, aus. Die Korrektur ist von den drei unabhängigen Variablen des dreifach differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d^3\sigma}{dQ^2 dx_B dz}$ abhängig. Es gibt allerdings bei der hier vorgenommenen Messung einige Einschränkungen des Phasenraumes. Einerseits ist die Energie des zweiten Photons durch $E_\gamma > 7$ GeV eingeschränkt – und damit auch die Variable z – andererseits wird durch den Schnitt $(E - p_z)_{total} > 40$ GeV der Energiebereich des dritten Photons eingeschränkt. Wird zum Beispiel das dritte Photon in rückwärtiger Richtung abgestrahlt und verschwindet im Strahlrohr, so kann die Energie dieses Photons nur bis zu 10 GeV betragen. Bei einer größeren Energie des nicht detektierten Photons fällt $(E - p_z)_{total}$ unter die Schnittgrenze. Diese Schnitte können im Programm MISICA 0.1 berücksichtigt werden. Abbildung 5.7 zeigt als eine Funktion von $y_e$ bei Berücksichtigung der vom zweiten Photon fortgetragenen Energie – nicht aber der vom dritten Photon fortgetragenen Energie – die radiativen Korrekturen $\delta_{RC}$. Oben sind ist die Korrektur $\delta_{RC}$ bei verschiedenen Werten der Skalenvariablen $x_e$ zu sehen, ohne den Schnitt auf die Energie des dritten abgestrahlten Photons und bei einer Photonenenergie des zweiten abgestrahlten und nachgewiesenen Photons von 5 GeV. Es ist zu erkennen, daß bei großen Werten von $y_e$ die radiativen Korrekturen sehr groß werden, bei $x_e = 0,01$ und $y_e \to 1$ werden sie fast 300 % . Das Verhalten von $\delta_{RC}$ ähnelt sehr dem der radiativen Korrektur für die Bornsche Näherung, wie in [Spi91] dargestellt. Dieses Verhalten der radiativen Korrektur ist ein Grund für den Schnitt $y_B < 0,85$.
Abbildung 5.7 zeigt unten den Einfluß des Schnittes auf die abgestrahlte Photonenergie bei einer Photonenergie von $E_\gamma = 8$ GeV (links) und bei einer Photonenergie von $E_\gamma = 15$ GeV (rechts) des abgestrahlten und im Photondetektor nachgewiesenen zweiten Photons bei $x_e$=0,01. Die radiative Korrektur bleibt in beiden Fällen deutlich unter 15 %.
Die radiative Korrektur bei der Rekonstruktion mit der $\Sigma$- oder der Jacquet-Blondel-Methode ist geringer als bei der Rekonstruktion mit der Elektron-Methode. In [Anl97] wird die radiative Korrektur $\delta_{RC}$ unter Benutzung der Elektron- und der Jacquet-Blondel-Methode verglichen. Unter sonst gleichen Bedingungen beträgt die Korrektur für $x_e$ = 0,01 und $E_\gamma$ = 5 GeV bei Benutzung der Elektron-Methode für $y_e < 0,85$ maximal $\delta_{RC} = 60\%$ und bei Benutzung der Jacquet-Blondel-Methode nur $\delta_{RC} = 5\%$. Bei Benutzung der $\Sigma$-Methode ergeben sich ähnliche Resultate, wie bei der Benutzung der Jacquet-Blondel-Methode [Anl97a].
Leider ist es mit Hilfe des Programmes MISICA 0.1 nur möglich, die radiative Korrektur mit Hilfe der Elektron-Methode auszurechnen. Daher wird sie nur bei dieser Rekonstruktionsmethode angewandt und bei der Berechnung der Strukturfunktion $F_2$ mit der $\Sigma$-Methode stattdessen ein systematischer Fehler in der Größenordung der Korrektur angenommen. Zur Ermittlung der Strukturfunktion $F_2$ mit radiativen Ereignissen wird die Korrektur $\delta_{RC}$ über $z$ integriert und für die Flächenelemente in $x_B$ und $Q^2$ ausgerechnet [Fav98]. Die Korrektur ist im Flächenelement mit dem höchsten $Q^2 = 60\text{GeV}^2$ mit 28% am größten und ist im Flächenelement mit dem geringsten $Q^2 = 0,1$ GeV$^2$ mit 18% ebenfalls groß, während sie im mittleren $Q^2$-Bereich minimal ist. Sie wird nur bei der Entfaltung angewendet, der Vergleich zwischen den Daten und den Simulationsrechnungen wird ohne diese Korrektur durchgeführt.

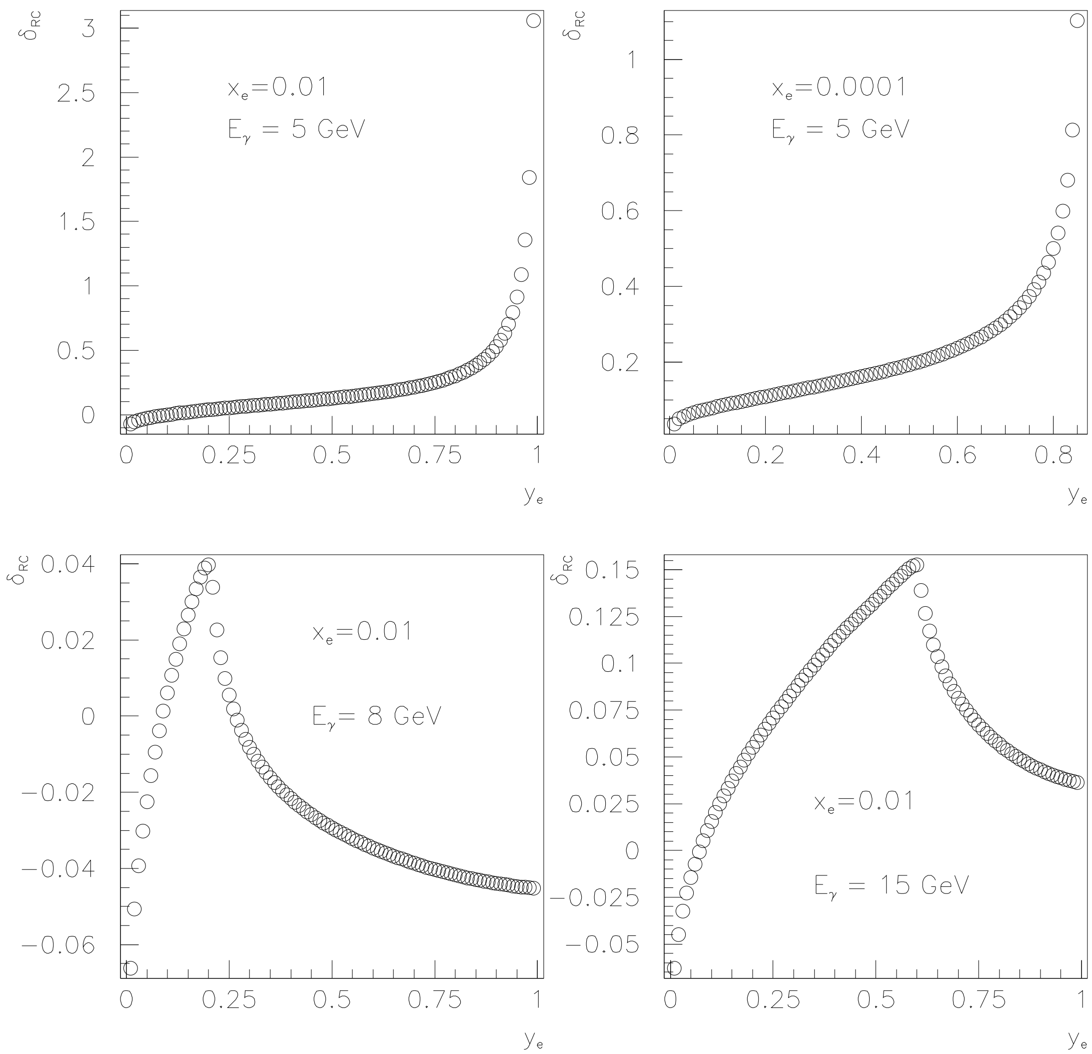


Abbildung 5.7: Strahlungskorrekturen $\delta_{RC}$ als Funktion von $y_e$ für verschiedene Energien des im Photondetektors nachgewiesenen Photons und verschiedene Werte von $x_e$. Durch geschickte Wahl eines Energieschnittes kann die radiative Korrektur stark verringert werden, wie im Text erläutert wird.

## 5.4 Vergleich der Simulationsrechnungen mit den Daten

Aus den selektierten Ereignissen läßt sich die Strukturfunktion $F_2$ des Protons bestimmen. Um aber die Strukturfunktion $F_2$ mit dem in Abschnitt 5.1 vorgestellten Verfahren messen zu können, bedarf es einer guten Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Das ist notwendig, damit die Bedingung $A_{MC} = A$ für die Gleichheit der Akzeptanz in der Monte-Carlo-Simulation und den Daten erfüllt ist, soll aber auch aus den folgenden Gründen sichergestellt werden:
Bei der gewählten Meßmethode, die durch die Gleichung

$$F_2 = \frac{(N_D - N_B) \cdot L_{MC} \cdot F_{2,MC}(1 + \delta_{RC})}{N_{MC} \cdot L \frac{\epsilon}{\epsilon_{MC}}} \tag{5.20}$$

beschrieben wird, sind folgende Punkte zu beachten:

1. Es muß gezeigt werden, daß die Summe aus simulierten Untergrundereignissen und simulierten tiefinelastischen Ereignissen mit ISR der Ereignismenge in den Daten entspricht. Dies ist wegen der statistischen Subtraktion der simulierten Untergrundereignisse von den gemessenen Ereignissen $(N_D - N_B)$ notwendig. Da angestrebt wird, daß die Strukturfunktion $F_{2,MC}$ in der Simulation nicht sehr verschieden ist von der zu messenden Strukturfunktion $F_2$, sollten die die Verteilungen der Größen, mit denen die kinematischen Variablen bestimmt werden, sowie die kinematischen Variablen selbst in den Daten und in der Simulation übereinstimmen. Die Bedingung, daß die Strukturfunktion in der Simulation nicht sehr verschieden ist von der zu messenden Strukturfunktion, bedeutet, daß die für die Simulation verwendete Strukturfunktion auf Messungen älterer Experimente beruht und die verwendete Parametrisierung alle bekannten Daten beschreibt.

2. Weiterhin muß das Verhältnis der Effizienzen in den Daten und in der Simulation bekannt sein. Im Idealfall ist das Verhältnis $\frac{\epsilon}{\epsilon_{MC}} = 1$. Häufig ist dies aber nicht der Fall, und es gibt bzgl. der Effizienzen große Unterschiede zwischen den Daten und der Simulation. Diese Unterschiede müssen durch die Bildung des Verhältnisses zwischen der Effizienz in den Daten und der Effizienz in der Monte-Carlo-Simulation in die Bestimmung der Strukturfunktion und durch die Bildung eines entsprechenden Gewichtes für die einzelnen Ereignisse entweder für die Ereignisse in der Monte-Carlo-Simulation oder für die einzelnen Ereignisse in den Daten bestimmt werden. Deutlich wird dies insbesondere bei der Effizienz des Triggers: Jedes Ereignis in den Daten muß die geforderten Triggerbedingungen erfüllen, während die Ereignisse in der Monte-Carlo-Simulation keine Triggerbedingungen erfüllen müssen. Somit werden auch keine Ereignisse in der Simulation zu Unrecht verworfen. Dies ist in den Daten anders.
   Auch andere Selektionsbedingungen können in Daten und Monte-Carlo-Simulation unterschiedliche Effizienzen besitzen. In der Monte-Carlo-Simulation ist es möglich, die Effizienz eines Schnittes ohne eventuelle Untergrundbeiträge zu bestimmen. In den Daten kann durch die zur Verfügung stehenden anderen Schnitte und eventuelle zusätzliche Bedingungen der Untergrund bei der Ereignismenge, mit der die Effizienz gemessen werden soll, stark verringert werden. Es ist aber möglich, daß eine gewisse Kontamination durch die Untergrundereignisse, die durch den Schnitt, dessen Effizienz überprüft werden soll, eigentlich verworfen werden sollen, im Referenzsample verbleiben. Zusätzlich können kleine Unterschiede im Antwortverhalten des Detektors in den Daten und in der Monte-Carlo-Simulation zu Effizienzunterschieden führen. Einflüsse passiven Materials vor dem Detektor, die nicht in der Simulation enthalten sind, sind dafür ein Beispiel. Solche Effekte müssen einerseits durch das Verhältnis der Effizienzen, andererseits durch die Bestimmung des systematischen Fehlers berücksichtigt werden.

3. Die mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation gewonnenen Aussagen über die Reinheit und die Stabilität in den jeweiligen $x_B$-$Q^2$-Flächenelementen soll möglichst mit der Reinheit und

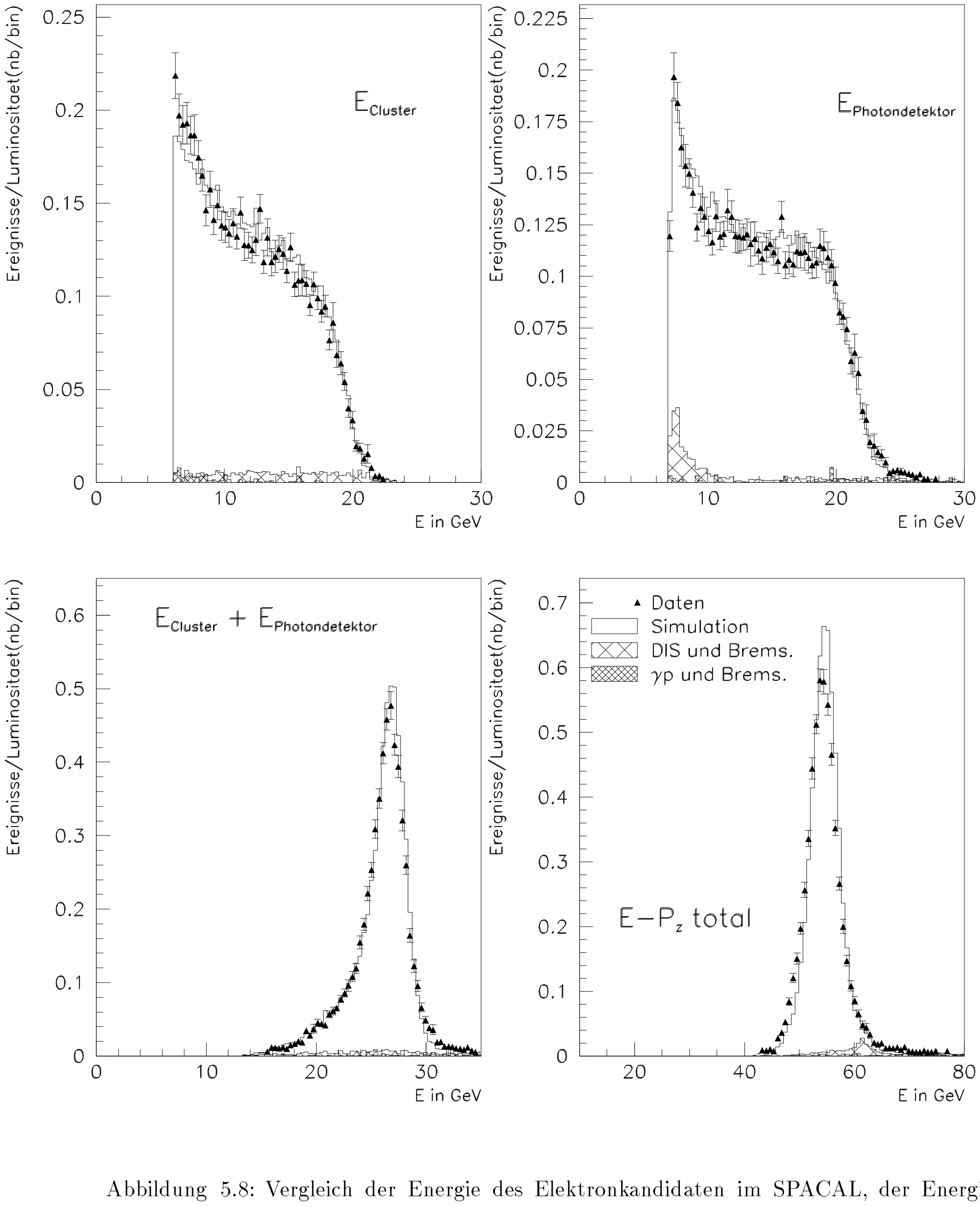


Abbildung 5.8: Vergleich der Energie des Elektronkandidaten im SPACAL, der Energie des Photons im Photondetektor, der Summe dieser beiden Energien und von $(E - p_z)_{total}$ zwischen den Daten und den Simulationsrechnungen.

mit der Stabilität der Ereignisse in den Daten übereinstimmen. Das bedeutet, daß die Beschreibung der verschiedenen existierenden Detektoreffekte in der Monte-Carlo-Simulation mit der Realität übereinstimmen muß. Alle eventuellen Unterschiede zwischen der Monte-Carlo-Simulation und den Daten in dieser Beziehung müssen im systematischen Fehler berücksichtigt werden. Stimmen die wichtigsten Verteilungen in den Daten und in der Monte-Carlo-Simulation überein, dann kann davon ausgegangen werden, daß diese Unterschiede sehr gering sind.

Für den Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation ist die Wahl der für die Simulation verwendeten Strukturfunktionsparametrisierung wichtig. Für den Vergleich zwischen simulierten Ereignissen und den Daten ist die Parametrisierung MRSD0 für die Strukturfunktion $F_2$ von Martin, Sterling und Roberts [MRS93a] für die Simulation der tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignisse mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand verwendet worden. Allerdings ist diese Parametrisierung nicht mehr aktuell und mit den neuesten Daten von HERA [H1D96], [ZEUS96] nicht verträglich. Daher ist die Parametrisierung von Abramowicz et al. [ALLM97] für die Strukturfunktion benutzt worden. Dazu hat jedes simulierte Ereignis ein Gewicht $\frac{F_{2,ALLM97}}{F_{2,MRSD0}}$ aus dem Verhältnis der beiden Strukturfunktionsparametrisierungen erhalten. Analog wurde für die Simulation des Untergrundes aus tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignissen ohne Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand bei gleichzeitiger Überlagerung eines Bremsstrahlungsereignisses verfahren. Die Simulation solcher Ereignisse wurde mit der Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt [GRV95] vorgenommen. Für jedes diese Ereignisse wurde somit das Gewicht $\frac{F_{2,ALLM97}}{F_{2,GRV}}$ verwendet.
In Abbildung 5.8 ist die Gegenüberstellung von Daten und Monte-Carlo-Simulation in vier Energieverteilungen zu sehen. Es wird die Energie des Elektronkandidaten im SPACAL, die Energie im Photondetektor, die Summe der beiden Energien und $(E - p_z)_{total}$ gezeigt. Die Verteilungen der Simulationsrechnungen bestehen aus der Summe der auf die Luminosität normierten Ereignisse der Simulation tiefinelastischer Elektron-Proton-Ereignisse mit ISR und der Untergrundereignisse. Die simulierten Untergrundereignisse werden zusätzlich dargestellt als schwach schraffierte Verteilungen – tiefinelastische Elektron-Proton-Ereignisse ohne ISR mit einem gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignis – und stark schraffierte Verteilungen – Photoproduktionsereignisse mit einem gleichzeitig nachgewisenen Photon im Photondetektor.
Die Verteilung der Energie des Elektronkandidaten steigt zu kleinen Clusterenergien – sowohl in den Daten als auch in der Simulation – an. Der Untergrund aus Zufallskoinzidenzen aus tiefinelastischen Ereignissen ohne ISR mit einem Bremsstrahlungsereignis ist über den gesamten Energiebereich verteilt. Es gibt nur einen kleinen Anteil aus Photoproduktionsereignissen mit einem gleichzeitigen nachgewiesenen Photon im Photondetektor. Diese Ereignisse finden sich nur bei kleinen Clusterenergien im SPACAL, das Spektrum dieser Ereignisse steigt zu kleinen Energien stark an, wie in Abbildung 4.29 im Kapitel 4 bereits gezeigt.
Im Gegensatz dazu konzentrieren sich die beiden Arten von Untergrundereignissen bei kleinen Photonenenergien. In geringem Maße gibt es aber auch Untergrundbeiträge bei höheren Energien. Im mittleren Energiebereich 12 GeV $< E_\gamma <$ 16 GeV gibt es ein schwach ausgeprägtes Minimum. In diesem Energiebereich ist der Schnitt auf die Energie im Elektrondetektor wirksam. Bremsstrahlungsereignisse, bei denen das Photon eine Energie im oben genannten Intervall besitzt, werden also durch den Schnitt auf die Energie im Elektronendetektor $E_{Edet} = 0$ GeV verworfen.
Bei der Summe der Energie des Elektronkandidaten und des Photons zeigt die Gegenüberstellung von Daten und Monte-Carlo-Simulation eine geringe Abweichung: Die Verteilung ist in den Daten etwas breiter als in der Simulation. Trotz Berücksichtigung der Effekte zusätzlichen passiven Materials vor dem SPACAL in der Simulation ist nur eine weitgehende Annäherung – aber keine völlige Übereinstimmung – der Breite der Verteilung in der Simulation an die in den Daten beobachteten Breite gelungen. Prinzipiell können die beobachteten Unterschiede an beiden verwendeten Detektoren – dem SPACAL bzw. dem Photondetektor – liegen. Allerdings

wird das SPACAL durch die Simulation bei Berücksichtigung passiver Materialeffekte vor dem Detektor gut beschrieben. Dies wird insbesondere in Abbildung 4.28 a) in Kapitel 4 deutlich: Dort wird im Elektronspektrum für Daten und Monte-Carlo-Simulationen das kinematische Maximum von tiefinelastischen Untergrundereignissen ohne ISR verglichen. Die Übereinstimmung – auch in der Breite der Verteilung – ist gut. Somit ist die in Abbildung 5.8 gezeigte Diskrepanz eher dem Photondetektor zuzuschreiben. Diese Diskrepanz wird im systematischen Fehler der Strukturfunktionsmessung berücksichtigt.
Diese Abweichung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation ist ebenfalls in der Verteilung von $(E - p_z)_{total}$ zu erkennen.
Dagegen zeigen die Winkelverteilungen in Abbildung 5.9 eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation. Sowohl der Polarwinkel des Elektrons als auch der Azimutwinkel des Elektrons zeigen die gleiche Abhängigkeit. Der maximal erreichbare Polarwinkel beträgt in Daten und Simulation 3,1 rad$= 177,5°$. Dieser Winkel ergibt sich auch aus dem Schnitt $\sqrt{x^2_{Cluster} + y^2_{Cluster}} > 8,5$ cm und dem Schnitt auf den Vertex $-35\text{cm} < z_{\text{Vertex}} < 35\text{cm}$. Bemerkenswert ist die Struktur der Verteilung des Azimutwinkels. Sie kommt durch den Akzeptanzschnitt wegen des sogenannten „Hotspots“ zustande. Der Mindestabstand, den ein Cluster zum Strahlrohr haben muß, ist rechts mit 24 cm und links mit 16 cm größer ist als oben und unten mit jeweils 8,5 cm. Daher gibt es – wegen des mit $\frac{1}{Q^4}$ zu kleinen $Q^2$ ansteigenden Wirkungsquerschnittes – bei $\phi_e = \frac{\pi}{2}$ rad und $\phi_e = \frac{3\pi}{2}$ rad jeweils ein Maximum, bei $\phi_e = 0$ rad ein absolutes Minimum und bei $\phi = \pi$ rad ein etwas höheres lokales Minimum. Es wird erwartet, daß der hadronische Endzustand wegen der Erhaltung des Transversalimpulses einen Abstand von $\delta\phi = \pi$ rad im Azimutwinkel vom Elektronkandidaten hat. Daher wird die in bezug auf den Azimutwinkel $\phi_{hadron}$ eine zu $\phi_e$ analoge Struktur der Verteilung mit zwei Maxima und zwei Minima erwartet.
Da die in den Abbildungen 5.8 und 5.9 gezeigten Verteilungen für Daten und Monte-Carlo-Simulation gut miteinander übereinstimmen, kann davon ausgegangen werden, daß die durch die Effizienzunterschiede in Daten und Simulation bedingten Gewichte einwandfrei bestimmt worden sind. Weiterhin ist zu erkennen, daß die Abschätzung des in den Daten verbliebenen Untergrundes durch die beiden simulierten Untergrundsample korrekt ist.

In Abbildung 5.10 werden die kinematischen Variablen $x_B$ und $Q^2$, einmal rekonstruiert mit der Elektron-Methode und ein anderes Mal mit der $\Sigma$-Methode. In der Abbildung werden Daten und Simulation einander gegenübergestellt. Wie bei den anderen Abbildungen wurden die Effizienzen der Selektionsschnitte und die einzelnen Ereignisse mit den daraus folgenden Gewichten versehen. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation für beide Rekonstruktionsmethoden ist gut.
Daraus kann geschlossen werden, daß die Parametrisierung $F_{2,ALLM}$ eine gute Beschreibung auch der Daten dieser Analyse liefert.

Abbildung 5.11 zeigt den Vergleich der Verteilungen der Variablen $y_e$ und $y_\Sigma$. Während für $y_e$ zwischen Daten und Simulation eine gute Übereinstimmung zu erkennen ist, gibt es zwischen der Verteilung der Variablen $y_\Sigma$ in den Daten und in der Monte-Carlo-Simulation zwischen $0,1 \leq y_\Sigma \leq 0,7$ eine Abweichung.

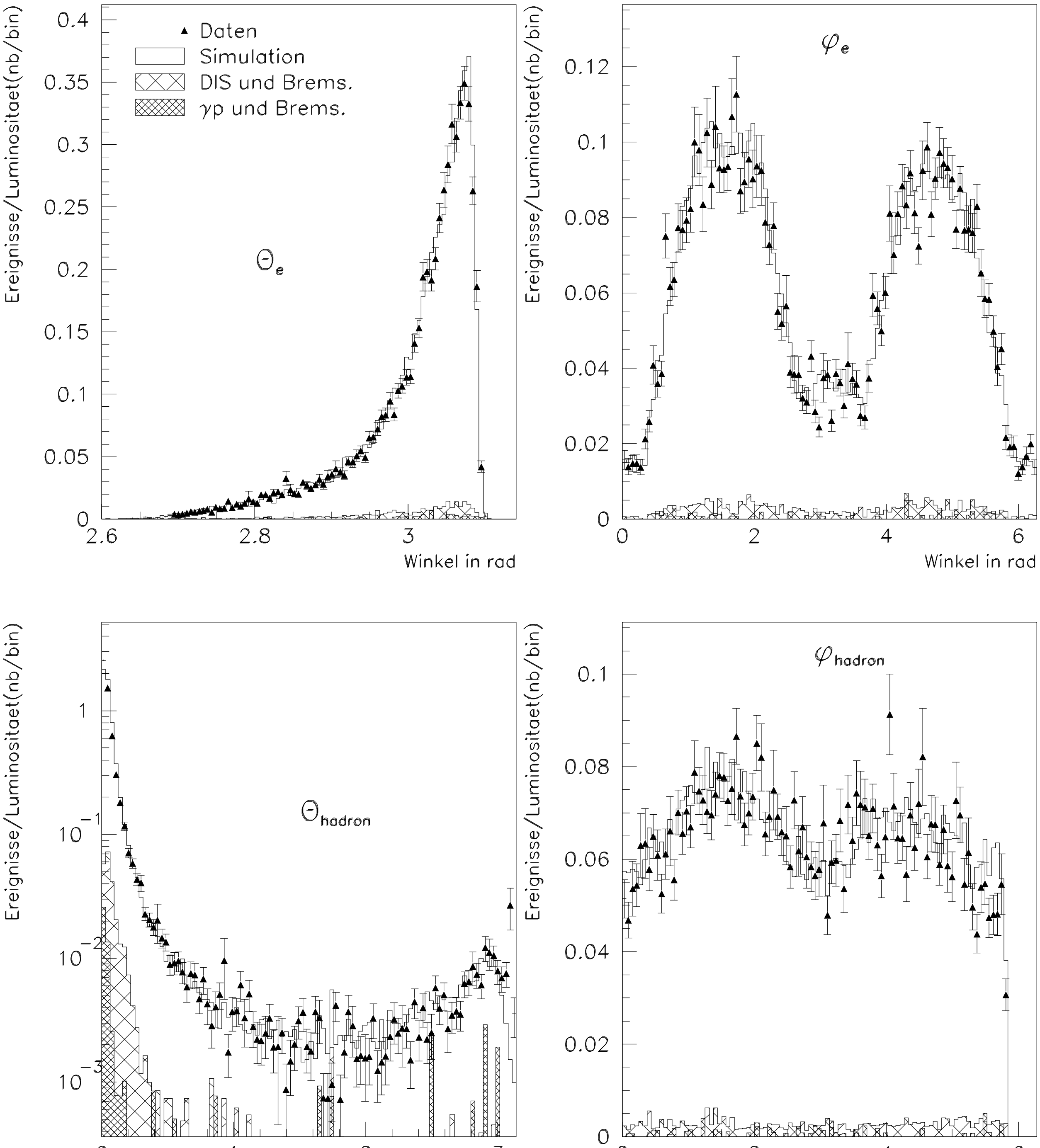


Abbildung 5.9: Vergleich des Polar- und Azimutwinkels des Elektronkandidaten zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation (oben) und des energiegewichteten Polar- und Azimutwinkels des hadronischen Endzustandes (unten).

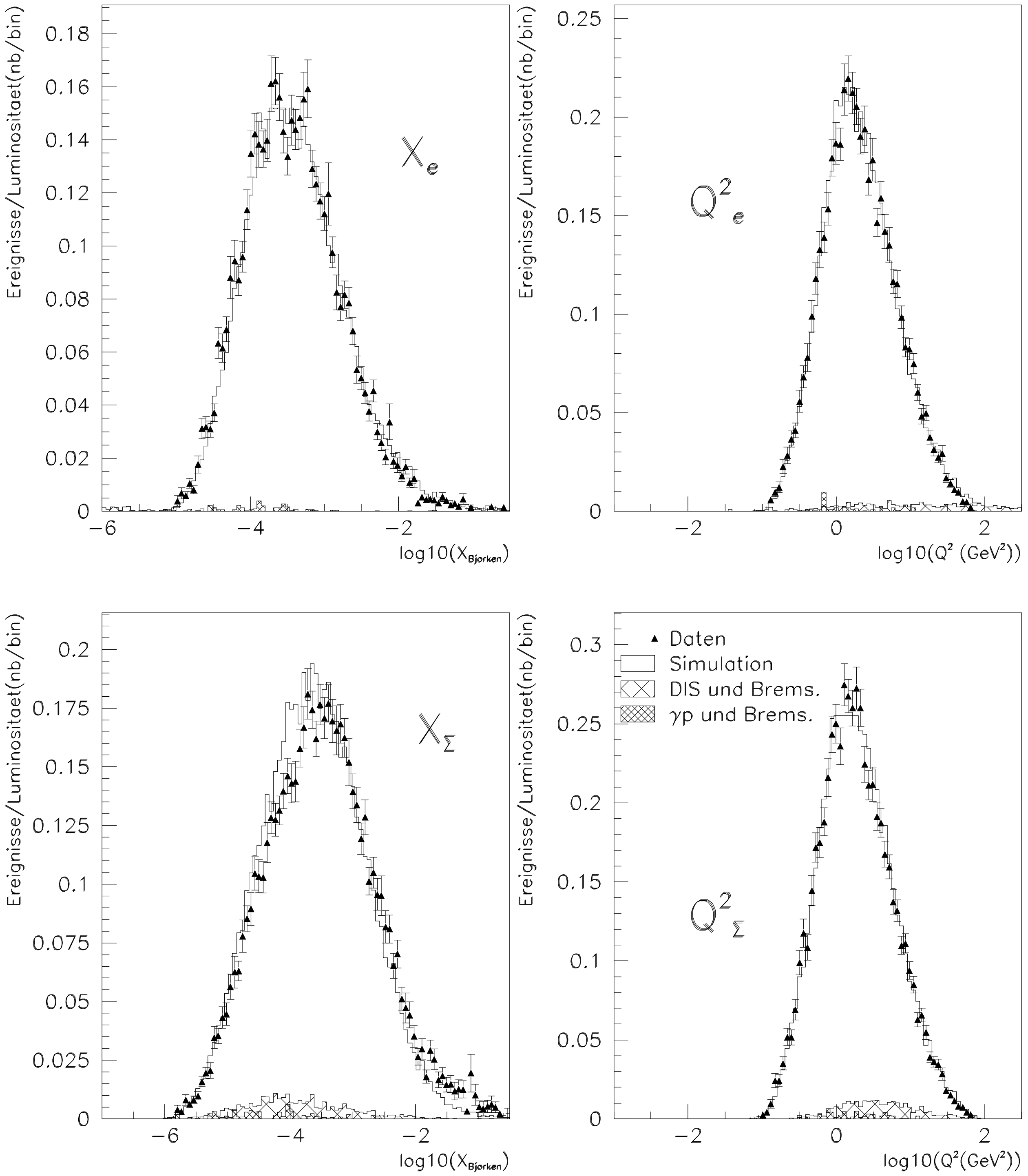


Abbildung 5.10: Vergleich der Verteilung der kinematischen Größen $x_B$ und $Q^2$ zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation. Oben werden die Verteilungen bei Verwendung der Elektron-Methode verglichen, unten die Verteilungen bei Verwendung der $\Sigma$-Methode.

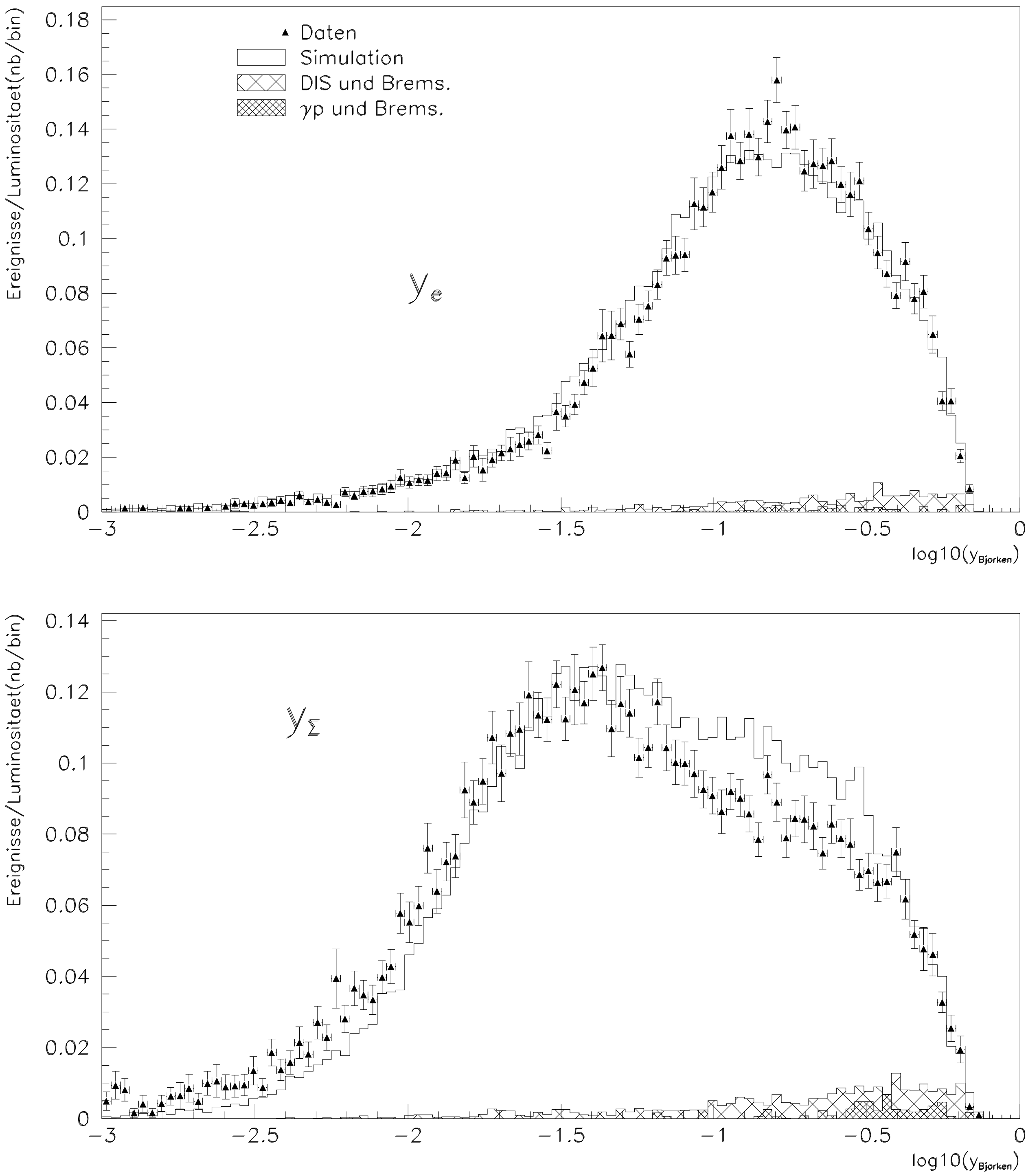


Abbildung 5.11: Vergleich der gemessenen und simulierten Verteilungen der Variablen $y_B$. Oben wird diese Variable bei Verwendung der Elektron-Methode gezeigt, unten werden die gemessenen Ereignisse und die Ereignisse der Monte-Carlo-Simulation bei Verwendung der $\Sigma$-Methode gegenübergestellt.

## 5.5 Bestimmung systematischer Fehler der Messung

Folgende systematische Fehler wurden in dieser Analyse untersucht:

1. Für die **Genauigkeit der Energieskala** bei einer Elektronenergie von 27,5 GeV wird ein Wert von 1 % angegeben [Mey97]. Allerdings nimmt der Fehler der Energiemessung aufgrund des passiven Materials vor dem SPACAL zu kleinen Energien hin zu, wie in Kapitel 3 diskutiert wurde. Die Energie des im SPACAL nachgewiesenen Elektronkandidaten ist daher mit einer Unsicherheit behaftet, die mit der Energie abnimmt, solange keine Korrektur mit Hilfe der QED-Compton-Kalibration durchgeführt wird. Nach Durchführung der QED-Compton-Korrektur wird die Abweichung zwischen Daten und Simulationen einerseits und der idealen Energieskala, die durch perfekte Linearität ausgezeichnet ist, andererseits geringer. Die Abweichung nach der Korrektur wird auf 2 % abgeschätzt. Somit wird als Fehler auf die Energieskala für elektromagnetische Cluster über den gesamten Energiebereich des SPACALs ein Fehler von 2% angenommen. Der Fehler auf die Energieskala hat einen großen Einfluß auf die Werte der Strukturfunktion $F_2$ insbesondere bei kleinen Werten der Skalenvariable $x_B$. Der relative Fehler beträgt bei den kleinsten $Q^2$-Werten bis zu 36 % ($Q^2 = 0,2$ GeV$^2$) und ist bei hohen $Q^2$-Werten ($Q^2 = 21,25$ GeV$^2$) 30 %, wenn mit der $\Sigma$-Methode rekonstruiert wird. Wird mit der Elektron-Methode rekonstruiert, dann kann dieser relative Fehler größer sein als 40 %.

2. Die **Genauigkeit der Energieskala im Photondetektor** wird mit 1 % bei 7 GeV und von 0,6 % bei 27 GeV angegeben [Lev98]. Der Einfluß der Mißkalibration auf den Gesamtfehler ist bei kleinen $x_B$-Werten am größten. Der maximale systematische relative Fehler ist bei Benutzung der $\Sigma$-Methode 20 % für $Q^2 = 21,25$ GeV$^2$ und bei Benutzung der Elektron-Methode bei $Q^2 = 60$ GeV$^2$ mit 27 % am grösten.

3. Die systematische **Unsicherheit der Winkelmessung des Polarwinkels** $\theta_e$ des Elektrons beträgt $\Delta\theta = 1$ mrad. Dieser Fehler ergibt sich aus der Ortsauflösung der BDC. Diese wird zwar mit $\Delta\theta = 0,5$ mrad angegeben [Sch96]. Allerdings gilt dieser Wert nur für im Jahr 1995 aufgezeichneten Daten. Die Vergrößerung des Fehlers in dieser Analyse wird durch die vergleichsweise schlechte Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation, wie in Abbildung 4.23 in Kapitel 4 gezeigt, motiviert. Ein weiterer Grund liegt in den – im vorigen Kapitel geschilderten – Problemen mit der Rekonstruktion von BDC-Spuren und den damit zusammenhängenden Problemen der Effizienz des Schnittes auf den Abstand zwischen der projizierten BDC-Spur und dem Clusterschwerpunkt. Der Fehler $\Delta\theta = 1$ mrad korrespondiert mit einer mittleren Ortsauflösung von $\sigma_r = 1,5$ mm. Der daraus resultierende relative Fehler auf die Strukturfunktion $F_2$ ist bei kleinen $x_B$ größer als bei großen $x_B$. Eine Abhängigkeit von $Q^2$ ist nicht erkennbar. Bei der Elektron-Methode ist dieser Fehler geringer als bei der $\Sigma$-Methode.

4. Die **Genauigkeit der hadronischen Energieskala** im Flüssigargon-Kalorimeter wird mit 4% angegeben [Fle98]. Allerdings wird der hadronische Endzustand für tiefinelastische Ereignisse in Vorwärtsrichtung gestreut, so daß 80 % der Ereignisse ihre Energie entweder im PLUG deponieren oder im Flüssigargon-Kalorimeter nahe am Strahlrohr. Aus diesem Grunde wird für die hadronische Energieskala eine systematische Unsicherheit von insgesamt 5% abgeschätzt. Der Einfluß dieser systematischen Unsicherheit ist bei beiden Rekonstruktionsmethoden vergleichbar. Der maximale relative Fehler auf die Strukturfunktion ist bei der Elektron-Methode 29 % ($Q^2 = 2,62$GeV$^2$) und bei der $\Sigma$-Methode 22 % ($Q^2 = 0,2$ GeV$^2$). Allerdings ist der relative Fehler in den meisten Flächenelementen auf die Strukturfunktion geringer als 10%. Dieser systematische Fehler kommt hauptsächlich durch Selektionsunterschiede zustande, da sich die Größen $\delta$ und $(E - p_z)_{total}$ auf die geschnitten wird, ändern. Daher ist nicht nur die Ermittlung der Strukturfunktion mit der

$\Sigma$-Methode betroffen von der Änderung der hadronischen Energieskala sondern auch die Ermittlung mit der Elektron-Methode.

5. Da bei der Bestimmung der Strukturfunktion $F_2$ der **Einfluß der Strukturfunktion $F_L$** vernachlässigt wurde, muß der Einfluß dieser Strukturfunktion als systematischer Fehler berücksichtigt werden. Für die Bestimmung des systematischen Fehlers wurde ein Wert für die Größe $R = \frac{F_L}{F_2 - F_L} = 0,4$ angenommen, was kompatibel ist mit der Extraktion der Strukturfunktion $F_L$ durch die H1-Kollaboration [H1D97A] und insbesondere mit von der Strukturfunktion $F_2$ unabhängige Messungen der Fixed-Target-Experimente CCFR [Yan96] und E140 [Tao90].
Der daraus folgende systematische relative Fehler auf die Strukturfunktion $F_2$ ist bei der Messung der Strukturfunktion mit der $\Sigma$-Methode geringer als bei der Messung mit der Elektron-Methode. Der relative Fehler ist bei der Verwendung der Elektron-Methode maximal 28 % ($Q^2 = 2,62\text{GeV}^2$). Bei Verwendung der $\Sigma$-Methode ist der maximale relative Fehler 25 % ($Q^2 = 21,25$ GeV$^2$).

6. Um den **Einfluß der Entfaltung mit Hilfe einer anderen Strukturfunktion** abzuschätzten wurde die Strukturfunktion $F_2$ mit einer anderen Parametrisierung $F_{2,MC}$ entfaltet. Damit soll der Einfluß der Beeinflussung der Messung durch die Wahl der Parametrisierung ALLM97 [ALLM97] abgeschätzt werden. Die Parametrisierung $D_0$ von Martin, Roberts und Sterling [KMRS90], [MRS93a], [MRS93b] beschreibt im kinematischen Bereich $x_B < 3 \cdot 10^{-3}$ die gemessene Strukturfunktion $F_2$ nicht [Pep94]. Die Abweichung dieser Parametrisierung von den gemessenen Daten ist besonders groß. Daher wurde diese Parametrisierung zur Bestimmung dieses systematischen Fehlers gewählt. Der relative Fehler nimmt zu kleinen Werten von $x_B$ hin zu und ist bei Benutzung der Elektron-Methode größer als bei Benutzung $\Sigma$-Methode.

7. Um den **Einfluß einer anderen Energieauflösung des Photondetektors** abzuschätzen, wurde diese um 2 % variiert. Der Grund ist in der in den Daten zu beobachtenden größeren Breite der Verteilung der Summe $E_\gamma + E_{Cluster}$ und von $(E - p_z)_{total}$ im Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation zu sehen; dieser Unterschied wurde in Abschnitt 5.4 diskutiert. Der Einfluß dieser systematischen Unsicherheit ist bei der Rekonstruktion mit der Elektron-Methode im Durchschnitt größer als bei der Rekonstruktion mit der $\Sigma$-Methode. Er steigt zu kleinen $x_B$-Werten an.

8. Ein weiterer systematischer Fehler ergibt sich aufgrund der **Unsicherheit in der absoluten Normierung des Untergrundes aus tiefinelastischen Ereignissen** ohne ISR mit Bremsstrahlungsereignissen. Die Analyse des Untergrundes in den Daten unter der Bedingung $\delta > 0,5$ im Vergleich mit den Simulationen tiefinelastischer Ereignisse ohne ISR und überlagerten Bremsstrahlungsereignissen ergab für die Überlappwahrscheinlichkeit einen Wert von 4,4 %. Wie in Kapitel 4 beschrieben, kann die Überlappwahrscheinlichkeit auch mit der Anzahl der Bremsstrahlungsereignisse mit dem gleichzeitigen Nachweis eines Elektrons im SPACAL berechnet werden. Die Energie des gestreuten Elektrons muß sich im kinematischen Maximum befinden. Die Analyse dieser Ereignisse ergab eine Überlappwahrscheinlichkeit von 3% [Fav97], im Widerspruch zu der obigen Analyse. Der Grund für diese Diskrepanz konnte nicht gefunden werden. Aus diesem Grunde wird der relative Fehler der Überlappwahrscheinlichkeit mit 40% abgeschätzt.

9. Der systematische Fehler in der **Normierung der Untergrundereignisse aus Photoproduktion** mit gleichzeitigem Nachweis eines Photons im Photondetektor wurde ebenfalls abgeschätzt. Die ermittelte Überlappwahrscheinlichkeit beträgt 3,6 %.
Die Untergrundereignisse in den Daten setzen sich, wie in Kapitel 4 beschrieben, aus zwei Anteilen zusammen: Einerseits Photoproduktionsereignissen mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen und andererseits Photoproduktionsereignissen mit der Abstrahlung eines

Photons im Anfangszustand. Aus diesem Grunde wird für diesen gemeinsamen Normierungsfaktor ein höherer Wert erwartet als für die Überlappwahrscheinlichkeit für die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung. Da dies nicht der Fall ist, wird als systematische Unsicherheit für die absolute Normierung ein relativer Fehler von 30 % angenommen. Der daraus folgende Fehler auf die Messung der Strukturfunktion $F_2$ ist wegen der geringen Untergrundkontamination klein.

Der systematische Fehler, der aus der Unsicherheit bezüglich der Untergrundnormierung folgt, wird in den Tabellen 5.3 und 5.4 gemeinsam für die Unsicherheit für die Normierung des tiefinelastischen und des Photoproduktionsuntergrundes mit gleichzeitigen Bremsstrahlungsereignissen in einer Spalte angegeben. Der Grund dafür liegt in der gemeinsamen Behandlung beider Untergründe in Rahmen der $F_2$-Berechnung. Es ist zu erkennen, daß für einige Flächenelemente dieser Fehler verschwindet. Der Grund liegt darin, daß für diese Flächenelemente keine Untergrundereignisse simuliert und rekonstruiert wurden. Der Fehler ist – bis auf einige Flächenelemente bei großen $Q^2$ – geringer als 10 %.

10. Als **systematische Unsicherheit der Triggereffizienz** wird ein Fehler von 0,5 % angenommen. Er ergibt sich aus den globalen Unsicherheiten der verschiedenen untersuchten Triggereffizienzen. Zusätzlich gibt es Unsicherheiten bzgl. globaler TOF-Triggerbedingungen. Diese Bedingungen gelten für alle Subtrigger, wie in Abschnitt 4.2.1 erwähnt.

11. Die **systematische Unsicherheit für den Schnitt auf den Abstand** zwischen dem Clusterschwerpunkt des Clusters mit der höchsten Energie im SPACAL und dem projizierten Spurpunkt der BDC wird wie folgt abgeschätzt:
    - Im Bereich der niedrigen Effizienz zwischen 21 cm < R < 28 cm wird eine Unsicherheit der Effizienz von 3 % angenommen. Der Grund für diese vergleichsweise hohe Unsicherheit liegt in der hohen Ineffizienz in diesem Bereich, die in der Simulation nicht vorkommt.
    - Im Bereich $R > 50$ cm wird wegen der geringen Statistik und der geringer werdenden Effizienz für größere Abstände vom Strahlrohr ein Fehler von 2% angenommen. - Im übrigen Akzeptanzbereich des SPACALs wird eine Unsicherheit in der Effizienz des Schnittes von 1% abgeschätzt.

12. Die Behandlung des **systematischen Fehlers auf die Vertex-Effizienz** ist für die Ereignisse, deren Cluster des Elektronkandidaten in der inneren Region des SPACALs bei $R < 18$ cm liegen und die Ereignisse, deren Cluster des Elektronkandidaten im äußeren Bereich liegen, unterschiedlich. Für Ereignisse mit dem Cluster im inneren Bereich beträgt der relative systematische Fehler der Vertex-Effizienz für $y_{JB} > 0,8$ , wo die Effizienz 100 % beträgt, nur 2% , sonst 9%. Dieser Wert ergibt sich aus dem Vergleich der Effizienz zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation. Befindet sich der Cluster im äußeren Bereich, sind die Unterschiede in der Vertex-Effizienz zwischen Daten und Simulation gering. Daher wird hier allgemein ein relativer systematischer Fehler von 2% angenommen.

13. Da auf dem speziellen Datensatz mit **vom Level4-Trigger verworfenen Ereignissen** zwei Ereignisse gefunden wurden, ist der systematische Fehler, der von diesem Trigger herrührt, 2,1 %. Die zwei gefundenen Ereignisse entsprechen insgesamt 400 verworfenen Ereignissen, weil der spezielle Datensatz nur für die Hälfte der rekonstruierten Ereignisse erstellt wurde und weil nur 1% der verworfenen Ereignisse auf diesen Datensatz geschrieben werden.

14. Der **systematische Fehler aufgrund fehlender Strahlungskorrekturen** in der Simulation wurde mit Hilfe der mit dem Programm MISICA gewonnenen Ergebnisse abgeschätzt. Da bei Verwendung der Elektron-Methode eine Korrektur auf die Effekte in nächsthöherer Ordnung in der elektromagnetischen Wechselwirkung durchgeführt wird, wird der systematische Fehler hier nur auf 1 % veranschlagt. Bei Benutzung der $\Sigma$-Methode

| Systematische Unsicherheiten in %: Elektron-Methode | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $Q^2$(GeV$^2$) | $x_B$ | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8+9 |
| 0,20 | 0,0000218 | 15,6 | 6,9 | 6,3 | 17,0 | 25,9 | 0,9 | 27,7 | 1,21 |
| 0,38 | 0,0000218 | 27,4 | 14,4 | 10,3 | 24,0 | 18,9 | 2,2 | 21,3 | 0,0 |
| 0,38 | 0,000047 | 36,3 | 8,0 | 16,3 | 22,2 | 21,6 | 1,9 | 19,2 | 0,36 |
| 0,71 | 0,0000218 | 10,7 | 6,9 | 19,9 | 4,4 | 0,8 | 9,1 | 4,1 | 4,75 |
| 0,71 | 0,000047 | 30,5 | 10,4 | 2,2 | 17,5 | 15,2 | 3,9 | 12,2 | 0,63 |
| 0,71 | 0,000101 | 30,5 | 0,5 | 3,8 | 15,9 | 10,3 | 4,3 | 9,0 | 0,96 |
| 1,38 | 0,000047 | 24,3 | 0,1 | 6,2 | 10,5 | 6,5 | 2,9 | 2,5 | 4,58 |
| 1,38 | 0,000101 | 38,7 | 2,0 | 2,4 | 11,8 | 10,1 | 4,6 | 10,4 | 1,65 |
| 1,38 | 0,000218 | 32,6 | 0,7 | 5,0 | 7,5 | 2,9 | 11,7 | 4,7 | 0,66 |
| 2,62 | 0,000047 | 34,0 | 10,1 | 24,4 | 28,9 | 28,4 | 23,5 | 4,9 | 14,55 |
| 2,62 | 0,000101 | 21,4 | 4,1 | 6,1 | 11,6 | 8,1 | 3,8 | 2,9 | 4,65 |
| 2,62 | 0,000218 | 41,8 | 11,0 | 3,2 | 18,0 | 17,1 | 0,1 | 14,9 | 2,75 |
| 2,62 | 0,000501 | 34,3 | 0,7 | 6,8 | 7,1 | 4,9 | 10,5 | 3,5 | 0,95 |
| 4,80 | 0,000101 | 29,3 | 3,5 | 15,1 | 2,1 | 3,7 | 0,7 | 14,0 | 11,06 |
| 4,80 | 0,000218 | 28,8 | 0,8 | 5,2 | 12,6 | 12,5 | 5,6 | 2,4 | 4,80 |
| 4,80 | 0,000501 | 47,0 | 9,3 | 3,3 | 20,9 | 11,1 | 2,4 | 15,9 | 1,78 |
| 9,22 | 0,000218 | 2,6 | 6,4 | 16,9 | 8,0 | 12,3 | 13,4 | 5,2 | 38,19 |
| 9,22 | 0,000501 | 14,6 | 2,4 | 6,2 | 12,9 | 13,3 | 5,8 | 4,1 | 3,35 |
| 9,22 | 0,00126 | 33,2 | 2,0 | 5,1 | 9,3 | 1,2 | 6,4 | 2,3 | 1,27 |
| 9,22 | 0,00414 | 15,3 | 1,8 | 10,0 | 5,4 | 2,2 | 3,5 | 1,1 | 1,34 |
| 21,25 | 0,000501 | 44,0 | 8,9 | 11,2 | 16,4 | 16,6 | 3,5 | 0,8 | 16,3 |
| 21,25 | 0,00126 | 23,1 | 7,2 | 3,2 | 18,2 | 4,8 | 5,2 | 10,3 | 2,67 |
| 21,25 | 0,00414 | 37,1 | 1,9 | 13,4 | 6,9 | 5,1 | 7,0 | 2,3 | 2,05 |
| 60,00 | 0,00414 | 54,2 | 21,5 | 0,8 | 15,9 | 17,6 | 0,9 | 13,2 | 5,29 |
| 60,00 | 0,0198 | 3,9 | 16,1 | 14,8 | 7,2 | 5,4 | 11,4 | 6,2 | 0,90 |

Tabelle 5.3: Systematische Fehlerquellen bei der Messung der Strukturfunktion $F_2$ mit der Elektron-Methode. Die Numierierung der Fehlerquellen entspricht der Fehlernumerierung im Text.

wird eine solche Korrektur nicht durchgeführt, daher beträgt hier der systematische Fehler 5 %.

15. Der **Fehler in der Bestimmung der Luminosität** beträgt 2 % [Lev98b].

Der totale systematische Fehler wurde durch quadratische Addition der einzelnen Fehler ermittelt. Von den oben angegebenen systematischen Fehlern werden die ersten neun Fehlerquellen, die den systematischen Fehler dominieren, in der nachfolgenden Tabellen aufgeführt.

Für die ersten vier systematischen Unsicherheiten, dem Fehler auf die Energie des Elektronkandidaten, den Fehler auf die Energie des abgestrahlten Photons, den Fehler auf die Winkelmessung und den Fehler auf die hadronische Energieskala wurde die jeweilige Meßgröße in den Daten um die entsprechende systematische Unsicherheit variiert und die Strukturfunktion $F_2$ neu bestimmt. Die Differenz zur Strukturfunktionsmessung ohne Variation der Meßgrößen ergibt dann den jeweiligen systematischen Fehler. Analog wurden die systematischen Unsicherheiten bezüglich der Variation des Verhältnisses R, der Entfaltung mit einer anderen Strukturfunktion und der Unsicherheit bezüglich der Energieauflösung des Photondetektors bestimmt. In diesen Fällen wurde die Monte-Carlo-Simulation entsprechend abgeändert und dann die Strukturfunktion $F_2$ bestimmt. Wieder ist der systematische Fehler die Abweichung zum ursprünglichen Wert. Die systematischen Unsicherheiten auf die Untergrundnormierung, die Triggereffizienzen und die Schnitteffizienzen wurden im Rahmen der Datenanalyse für jedes Ereignis individuell bestimmt.

| Systematische Unsicherheiten in % : Σ-Methode | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $Q^2$(GeV$^2$) | $x_B$ | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8+9 |
| 0,10 | 0,000218 | 3,2 | 0,3 | 27,0 | 3,7 | 0,5 | 1,2 | 1,1 | 0,0 |
| 0,20 | 0,0000082 | 3,1 | 1,8 | 1,7 | 1,7 | 8,1 | 5,3 | 22,8 | 0,0 |
| 0,20 | 0,0000218 | 29,6 | 7,2 | 7,2 | 5,1 | 5,3 | 1,3 | 1,9 | 0,0 |
| 0,20 | 0,000047 | 27,9 | 1,2 | 7,7 | 22,3 | 5,8 | 3,3 | 5,4 | 0,62 |
| 0,20 | 0,000101 | 9,6 | 2,5 | 1,8 | 3,0 | 2,6 | 2,7 | 5,7 | 0,71 |
| 0,20 | 0,000501 | 36,1 | 3,9 | 4,2 | 0,8 | 1,5 | 8,5 | 1,2 | 0,0 |
| 0,38 | 0,0000122 | 2,4 | 4,3 | 8,2 | 1,9 | 9,1 | 3,2 | 2,3 | 0,0 |
| 0,38 | 0,0000218 | 34,6 | 13,5 | 9,7 | 1,0 | 1,3 | 1,0 | 0,9 | 0,92 |
| 0,38 | 0,000047 | 15,7 | 2,0 | 5,8 | 3,5 | 3,7 | 3,0 | 2,8 | 0,72 |
| 0,38 | 0,000101 | 25,0 | 0,8 | 5,0 | 6,3 | 1,6 | 4,4 | 1,4 | 0,87 |
| 0,38 | 0,000218 | 19,6 | 1,2 | 10,1 | 12,0 | 1,4 | 0,3 | 2,0 | 0,13 |
| 0,38 | 0,000501 | 21,3 | 1,2 | 11,5 | 1,9 | 0,2 | 0,3 | 0,5 | 0,53 |
| 0,71 | 0,0000218 | 5,2 | 0,4 | 26,2 | 17,9 | 5,3 | 2,5 | 5,9 | 9,44 |
| 0,71 | 0,000047 | 11,1 | 2,8 | 9,0 | 9,0 | 4,1 | 1,8 | 0,5 | 2,53 |
| 0,71 | 0,000101 | 17,8 | 0,4 | 10,4 | 6,7 | 0,2 | 0,8 | 1,4 | 1,2 |
| 0,71 | 0,000218 | 18,1 | 2,4 | 3,7 | 7,4 | 0,9 | 4,1 | 0,5 | 0,46 |
| 0,71 | 0,000501 | 13,8 | 2,8 | 8,9 | 3,4 | 1,7 | 3,1 | 1,5 | 0,51 |
| 0,71 | 0,00126 | 5,2 | 0,1 | 7,9 | 2,9 | 0,0 | 1,6 | 0,7 | 0,54 |
| 1,38 | 0,000047 | 22,2 | 3,1 | 9,8 | 17,1 | 10,7 | 2,5 | 7,2 | 10,31 |
| 1,38 | 0,000101 | 13,1 | 1,3 | 9,3 | 5,6 | 0,5 | 2,5 | 1,1 | 3,41 |
| 1,38 | 0,000218 | 13,5 | 0,2 | 7,5 | 7,9 | 0,3 | 1,2 | 1,6 | 2,01 |
| 1,38 | 0,000501 | 19,5 | 1,5 | 5,9 | 8,2 | 0,8 | 0,7 | 1,1 | 0,82 |
| 1,38 | 0,00126 | 17,2 | 0,9 | 7,4 | 4,3 | 0,9 | 0,4 | 1,9 | 0,27 |
| 1,38 | 0,00414 | 11,9 | 0,7 | 3,7 | 0,8 | 0,5 | 2,2 | 0,0 | 0,47 |
| 2,62 | 0,000101 | 16,2 | 0,1 | 12,2 | 9,0 | 1,4 | 3,7 | 3,5 | 7,56 |
| 2,62 | 0,000218 | 10,0 | 2,0 | 8,2 | 10,2 | 1,9 | 2,6 | 1,8 | 5,36 |
| 2,62 | 0,000501 | 14,4 | 4,7 | 10,8 | 10,3 | 0,1 | 1,3 | 0,6 | 2,55 |
| 2,62 | 0,00126 | 14,1 | 0,9 | 11,9 | 4,1 | 0,4 | 2,8 | 3,5 | 0,69 |
| 2,62 | 0,00414 | 12,8 | 1,4 | 9,7 | 0,5 | 1,1 | 1,8 | 0,1 | 0,62 |
| 4,80 | 0,000218 | 22,6 | 2,8 | 14,7 | 8,4 | 3,7 | 2,9 | 0,4 | 10,58 |
| 4,80 | 0,000501 | 15,9 | 1,2 | 13,4 | 5,6 | 5,4 | 1,4 | 0,8 | 4,46 |
| 4,80 | 0,00126 | 17,3 | 1,0 | 9,1 | 5,6 | 0,2 | 1,7 | 2,2 | 0,98 |
| 4,80 | 0,00414 | 12,9 | 1,3 | 12,0 | 3,8 | 0,3 | 0,9 | 1,1 | 1,0 |
| 4,80 | 0,0198 | 1,8 | 1,1 | 10,7 | 2,1 | 2,4 | 0,7 | 2,7 | 0,45 |
| 9,22 | 0,000501 | 11,6 | 4,0 | 16,1 | 17,8 | 0,5 | 0,6 | 5,0 | 11,11 |
| 9,22 | 0,00126 | 14,4 | 2,5 | 5,5 | 10,0 | 0,8 | 0,3 | 1,6 | 3,53 |
| 9,22 | 0,00414 | 15,8 | 0,8 | 10,6 | 2,5 | 0,5 | 2,0 | 0,7 | 0,91 |
| 9,22 | 0,0198 | 3,7 | 1,9 | 5,5 | 4,0 | 0,7 | 0,2 | 1,9 | 0,43 |
| 21,25 | 0,000501 | 30,2 | 20,6 | 16,2 | 19,9 | 24,7 | 8,6 | 5,9 | 29,23 |
| 21,25 | 0,00126 | 12,8 | 0,4 | 7,3 | 18,6 | 1,8 | 3,2 | 1,6 | 9,7 |
| 21,25 | 0,00414 | 10,3 | 3,1 | 12,1 | 7,2 | 1,3 | 3,1 | 2,3 | 2,64 |
| 21,25 | 0,0198 | 6,5 | 0,7 | 9,9 | 3,1 | 0,1 | 3,3 | 1,8 | 1,81 |
| 60,00 | 0,00414 | 6,9 | 6,4 | 8,2 | 4,1 | 7,9 | 2,3 | 4,1 | 15,5 |
| 60,00 | 0,0198 | 7,4 | 10,0 | 8,1 | 11,6 | 4,7 | 7,1 | 3,9 | 3,14 |
| 60,00 | 0,0916 | 15,9 | 2,5 | 25,8 | 2,4 | 3,3 | 5,3 | 0,2 | 1,95 |

Tabelle 5.4: Systematische Fehlerquellen bei der Messung der Strukturfunktion $F_2$ mit der Σ-Methode. Die Numierierung der Fehlerquellen entspricht der Fehlernumerierung im Text. Angegeben werden die relativen Fehler in % auf die Strukturfunktion $F_2$.

| Werte der Strukturfunktion $F_2$ | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Elektron-Methode | | | | |
| $Q^2 in \mathrm{GeV}^2$ | $x_B$ | $F_2$ | stat. Fehler auf $F_2$ | system. Fehler auf $F_2$ |
| 0,20 | 0,0000218 | 0,229 | 0,026 | 0,107 |
| 0,38 | 0,0000218 | 0,315 | 0,023 | 0,159 |
| 0,38 | 0,000047 | 0,307 | 0,018 | 0,170 |
| 0,71 | 0,0000218 | 0,499 | 0,044 | 0,139 |
| 0,71 | 0,000047 | 0,470 | 0,020 | 0,202 |
| 0,71 | 0,000101 | 0,420 | 0,016 | 0,162 |
| 1,38 | 0,000047 | 0,772 | 0,046 | 0,228 |
| 1,38 | 0,000101 | 0,585 | 0,021 | 0,258 |
| 1,38 | 0,000218 | 0,534 | 0,017 | 0,199 |
| 2,62 | 0,000047 | 0,779 | 0,199 | 0,500 |
| 2,62 | 0,000101 | 0,768 | 0,043 | 0,213 |
| 2,62 | 0,000218 | 0,659 | 0,033 | 0,346 |
| 2,62 | 0,000501 | 0,621 | 0,022 | 0,238 |
| 4,80 | 0,000101 | 0,905 | 0,150 | 0,330 |
| 4,80 | 0,000218 | 0,821 | 0,065 | 0,288 |
| 4,80 | 0,000501 | 0,816 | 0,035 | 0,458 |
| 9,22 | 0,000218 | 0,650 | 0,335 | 0,181 |
| 9,22 | 0,000501 | 1,119 | 0,072 | 0,290 |
| 9,22 | 0,00126 | 0,893 | 0,039 | 0,321 |
| 9,22 | 0,00414 | 0,566 | 0,030 | 0,115 |
| 21,25 | 0,000501 | 1,160 | 0,287 | 0,605 |
| 21,25 | 0,00126 | 1,077 | 0,075 | 0,357 |
| 21,25 | 0,00414 | 0,728 | 0,042 | 0,302 |
| 60,00 | 0,00414 | 0,793 | 0,115 | 0,511 |
| 60,00 | 0,0196 | 0,389 | 0,068 | 0,108 |

Tabelle 5.5: Werte der Strukturfunktion $F_2$ gemessen mit der Elektron-Methode.

## 5.6 Die Resultate der Strukturfunktionsmessung

Die Strukturfunktion $F_2$ wird mit Hilfe des im Abschnitt 5.1 diskutierten Extraktionsverfahrens für alle selektierten Flächenelemente bestimmt, in denen die Bedingungen des Abschnittes 5.2 bzgl. der Reinheit und Stabilität erfüllt sind und deren systematischer und statistischer Fehler geringer als 100 % sind.
Die Meßergebnisse für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit der Elektron-Methode werden in Tabelle 5.5 vorgestellt und in Abbildung 5.12 dargestellt. Die Meßergebnisse für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit der $\Sigma$-Methode werden in Tabelle 5.6 angegeben und in Abbildung 5.13 gezeigt [1]. Durch die Verwendung zweier Methoden ist es möglich, über einen größeren kinematischen Bereich die Strukturfunktion zu messen und in einzelnen Flächenelementen eine höhere Reinheit und Stabilität zu erreichen, wenn die Ergebnisse beider Methoden kombiniert werden.

Die angegebenen statistischen und systematischen Fehler für die Strukturfunktionsmessung stehen neben den jeweiligen gemessenen Werten der Strukturfunktion $F_2$. Es ist zu erkennen, daß mit der $\Sigma$-Methode die Strukturfunktion in einem größeren kinematischen Bereich gemessen wird, als bei der Rekonstruktion mit der Elektron-Methode. Dies hängt mit der größeren

[1] Der Fehler der Untergrundnormierung ist in den Tabellen 5.5 und 5.6 in den statistischen Fehler eingegangen, weil dieser Fehler im Rahmen des statistischen Fehlers berechnet wird.

| Werte der Strukturfunktion $F_2$ | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Sigma-Methode | | | | |
| $Q^2 in \mathrm{GeV}^2$ | $x_B$ | $F_2$ | stat. Fehler auf $F_2$ | system. Fehler auf $F_2$ |
| 0,10 | 0,000218 | 0,010 | 0,029 | 0,030 |
| 0,20 | 0,0000082 | 0,193 | 0,090 | 0,053 |
| 0,20 | 0,0000218 | 0,159 | 0,022 | 0,054 |
| 0,20 | 0,000047 | 0,184 | 0,017 | 0,072 |
| 0,20 | 0,000101 | 0,177 | 0,014 | 0,030 |
| 0,20 | 0,000501 | 0,133 | 0,015 | 0,053 |
| 0,38 | 0,0000122 | 0,586 | 0,112 | 0,105 |
| 0,38 | 0,0000218 | 0,305 | 0,027 | 0,122 |
| 0,38 | 0,000047 | 0,253 | 0,018 | 0,054 |
| 0,38 | 0,000101 | 0,280 | 0,017 | 0,081 |
| 0,38 | 0,000218 | 0,281 | 0,015 | 0,078 |
| 0,38 | 0,000501 | 0,203 | 0,012 | 0,055 |
| 0,71 | 0,0000218 | 0,419 | 0,053 | 0,147 |
| 0,71 | 0,000047 | 0,412 | 0,023 | 0,086 |
| 0,71 | 0,000101 | 0,347 | 0,016 | 0,084 |
| 0,71 | 0,000218 | 0,345 | 0,014 | 0,080 |
| 0,71 | 0,000501 | 0,340 | 0,012 | 0,070 |
| 0,71 | 0,00126 | 0,311 | 0,014 | 0,046 |
| 1,38 | 0,000047 | 0,702 | 0,059 | 0,240 |
| 1,38 | 0,000101 | 0,551 | 0,025 | 0,110 |
| 1,38 | 0,000218 | 0,439 | 0,020 | 0,088 |
| 1,38 | 0,000501 | 0,412 | 0,014 | 0,099 |
| 1,38 | 0,00126 | 0,408 | 0,013 | 0,089 |
| 1,38 | 0,00414 | 0,404 | 0,018 | 0,066 |
| 2,62 | 0,000101 | 0,775 | 0,055 | 0,187 |
| 2,62 | 0,000218 | 0,542 | 0,044 | 0,103 |
| 2,62 | 0,000501 | 0,486 | 0,024 | 0,111 |
| 2,62 | 0,00126 | 0,497 | 0,017 | 0,105 |
| 2,62 | 0,00414 | 0,477 | 0,017 | 0,089 |
| 4,80 | 0,000218 | 0,788 | 0,113 | 0,232 |
| 4,80 | 0,000501 | 0,684 | 0,049 | 0,160 |
| 4,80 | 0,00126 | 0,620 | 0,025 | 0,135 |
| 4,80 | 0,00414 | 0,467 | 0,017 | 0,092 |
| 4,80 | 0,0198 | 0,619 | 0,041 | 0,091 |
| 9,22 | 0,000501 | 0,812 | 0,121 | 0,229 |
| 9,22 | 0,00126 | 0,739 | 0,048 | 0,146 |
| 9,22 | 0,00414 | 0,586 | 0,023 | 0,121 |
| 9,22 | 0,0198 | 0,536 | 0,031 | 0,061 |
| 21,25 | 0,000501 | 1,082 | 0,451 | 0,568 |
| 21,25 | 0,00126 | 0,900 | 0,130 | 0,225 |
| 21,25 | 0,00414 | 0,743 | 0,044 | 0,145 |
| 21,25 | 0,0198 | 0,456 | 0,030 | 0,067 |
| 60,00 | 0,00414 | 0,674 | 0,180 | 0,117 |
| 60,00 | 0,0198 | 0,439 | 0,060 | 0,098 |
| 60,00 | 0,0916 | 0,348 | 0,097 | 0,112 |

Tabelle 5.6: Werte der Strukturfunktion $F_2$ gemessen mit der Sigma-Methode.

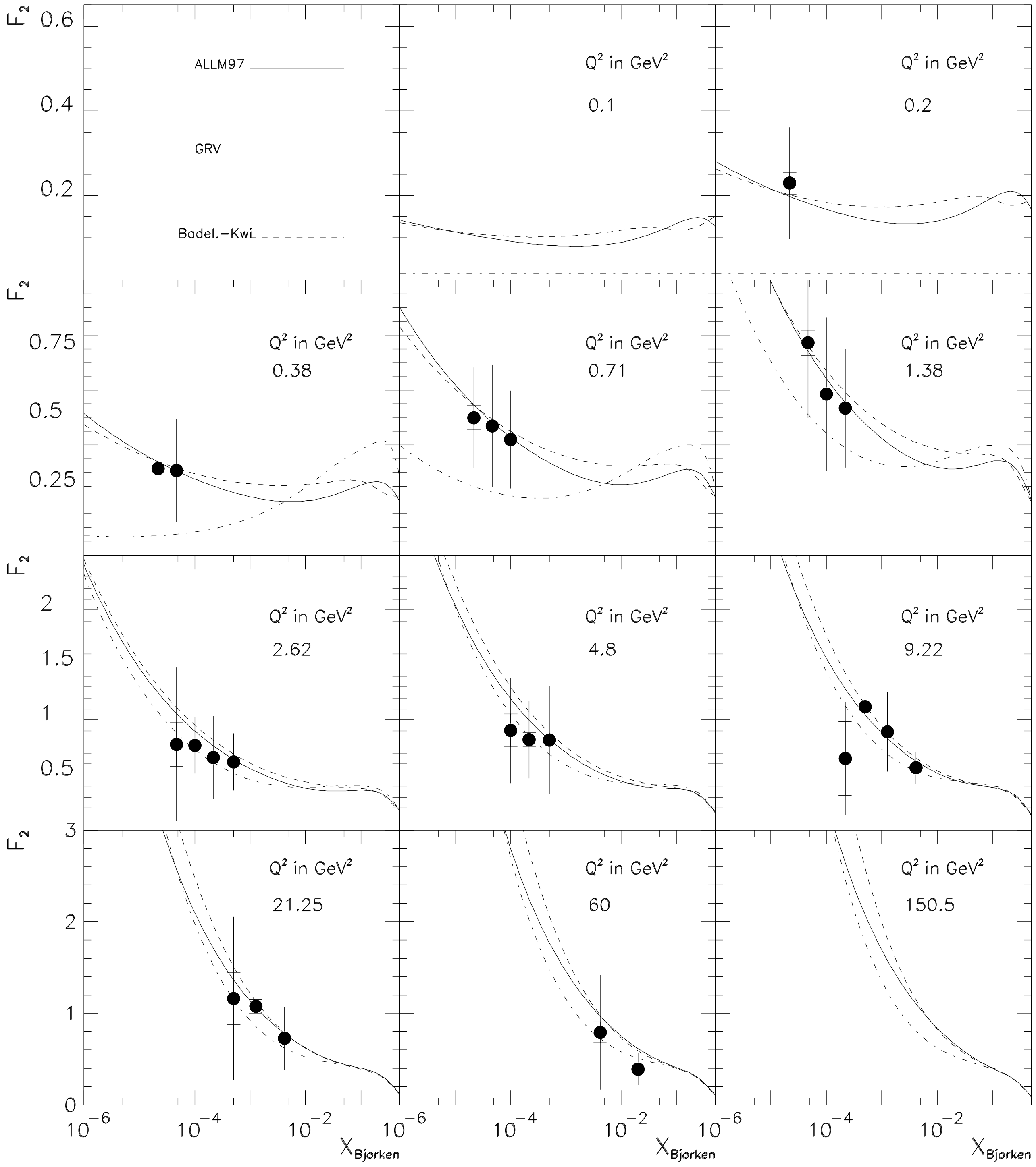


Abbildung 5.12: Die Strukturfunktion $F_2$ gemessen mir der Elektron-Methode. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an, die äußeren Fehlerbalken den Gesamtfehler, der sich aus der Addition des statistischen und des systematischen Fehlers ergibt.

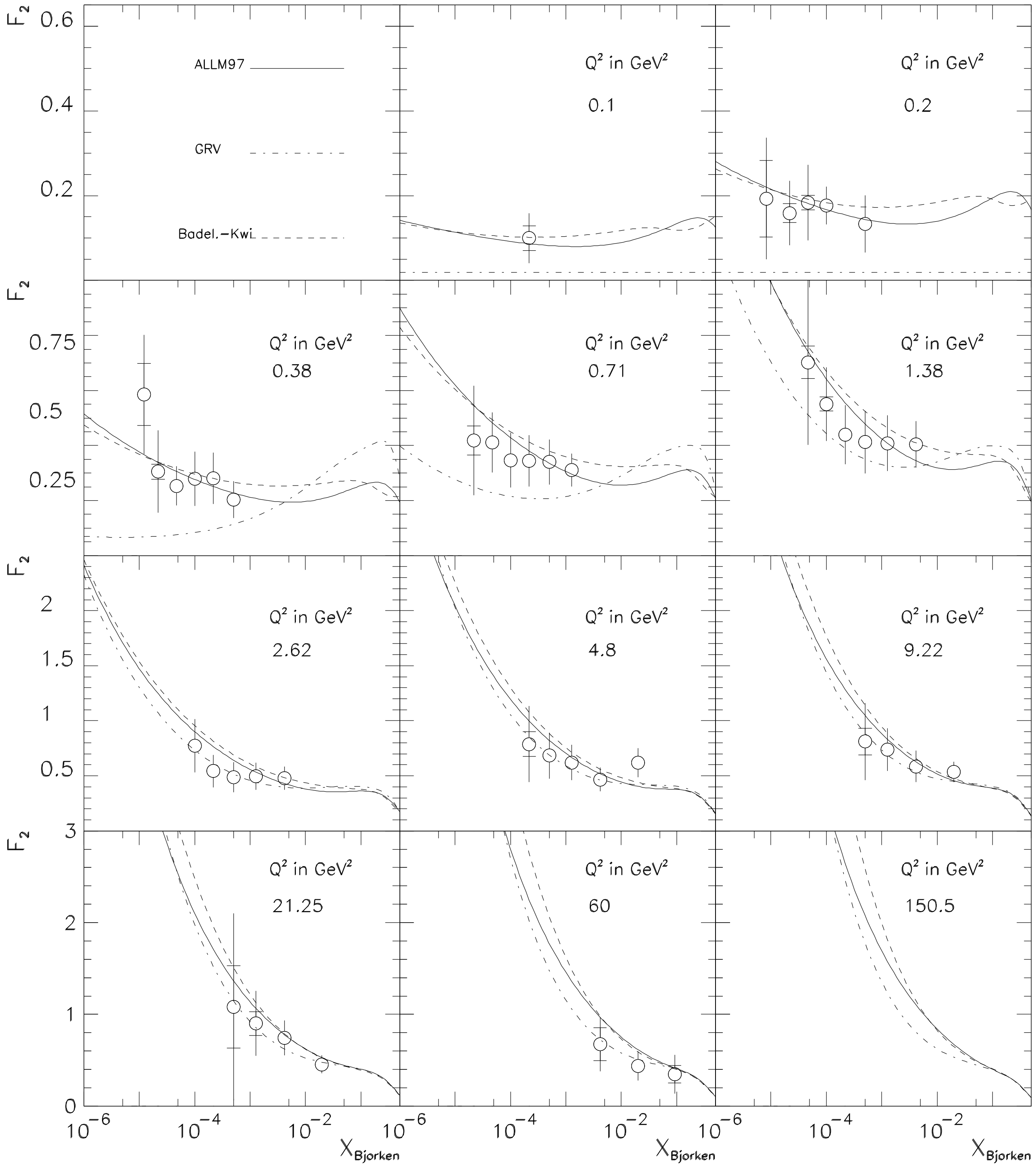


Abbildung 5.13: Die Strukturfunktion $F_2$ gemessen mit der $\Sigma$-Methode. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an, die äußeren Fehlerbalken den Gesamtfehler, der sich aus der Addition des statistischen und des systematischen Fehlers ergibt.

Stabilität über einen größeren kinematischen Bereich im Vergleich zur Elektron-Methode zusammen. Weiterhin sind die systematischen Fehler bei Benutzung der $\Sigma$-Methode deutlich geringer als bei Benutzung der Elektron-Methode. Beides resultiert aus der geringen Sensitivität der $\Sigma$-Methode im Bereich des kinematischen Maximums bei großen Werten von $y_B$, wie in Kapitel 2 erläutert. Durch diese Messung der Strukturfunktion $F_2$ wird ein vorher noch nicht zugänglicher kinematischer Bereich erschlossen.

## 5.7 Vergleich der Resultate mit anderen Messungen und mit theoretischen Vorhersagen

Eines der wichtigen Ziele der hier vorliegenden Messung der Strukturfunktion $F_2$ ist die Erweiterung des kinematischen Bereiches in dem die Strukturfunktion $F_2$ gemessen worden ist, und zwar in zweierlei Hinsicht:

- Mit der Benutzung von Ereignissen mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand ist es möglich, den Bereich der Strukturfunktionsmessung zu großen Werten von $x_B$ zu erweitern und damit die Verbindung zwischen den am Speicherring HERA mit den Experimenten ZEUS und H1 gemessenen Werten und den Strukturfunktionsmessungen von Fixed-Target-Experimenten, wie EMC, NMC, BCDMS und E665, zu erhalten.

- Die Benutzung von Ereignissen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung mit ISR macht die Messung der Strukturfunktion $F_2$ bei sehr kleinen $Q^2$-Werten möglich. Damit kann der Übergang von der durch die DGLAP-Gleichung beherrschten perturbativen QCD, die eine gute Beschreibung der Strukturfunktionsmessungen bei $Q^2$-Werten von $Q^2 > 0,85\ \mathrm{GeV}^2$ liefert und den phänomenologischen Modellen aus der Regge-Theorie erforscht werden.

Die Abbildungen 5.14 und 5.15 zeigen die in dieser Analyse gemessene Strukturfunktion $F_2$ im Vergleich mit vier Parametrisierungen und mehreren Messungen. Durch den größeren abgedeckten kinematischen Bereich in der $x_B - Q^2$-Ebene und wegen des geringeren Fehlers soll hier im wesentlichen die Messung der Strukturfunktion $F_2$ mit der $\Sigma$-Methode diskutiert werden.
Folgende Daten von Fixed-Target-Experimenten sind zum Vergleich der Messung herangezogen worden:

- Bei niedrigen Werten von $Q^2$ hat die E665-Kollaboration die Werte der Strukturfunktion $F_2$ gemessen [Ada96]. Die von dieser Kollaboration gemessenen Werte der Strukturfunktion werden zum Vergleich für die Flächenelemente mit $Q^2 \leq 0,71\ \mathrm{GeV}^2$ herangezogen.

- Bei $Q^2 = 1,38\ \mathrm{GeV}^2$ und $Q^2 = 2,62\ \mathrm{GeV}^2$ wird mit den von der NMC gemessenen Strukturfunktionswerten [Ama92] verglichen.

- Bei größeren Werten von $Q^2$ hat die EMC-Kollaboration Werte der Strukturfunktion $F_2$ bestimmt [Aub85]. Diese Werte werden im Bereich $Q^2 \geq 4,8\ \mathrm{GeV}^2$ mit den in dieser Analyse bestimmten Meßwerten verglichen.

- Strukturfunktionswerte, die von der BCDMS-Kollaboration gemessen wurden [Ben90], werden bei $Q^2 = 9,22\ \mathrm{GeV}^2$ mit den Meßwerten, die in dieser Analyse gewonnen wurden, verglichen.

Folgende am Speicherring HERA gemessene Werte werden zum Vergleich herangezogen:

- Die ZEUS-Kollaboration hat 1995 die Strukturfunktion $F_2$ mit ihrem neuen Strahlrohr-Kalorimeter BPC[2] gemessen [ZEUS97]. Diese Messung wird zum Vergleich bei kleinen $Q^2 \leq 0,38\ \mathrm{GeV}^2$ verwendet.

[2]engl. für Beam-Pipe-Calorimeter

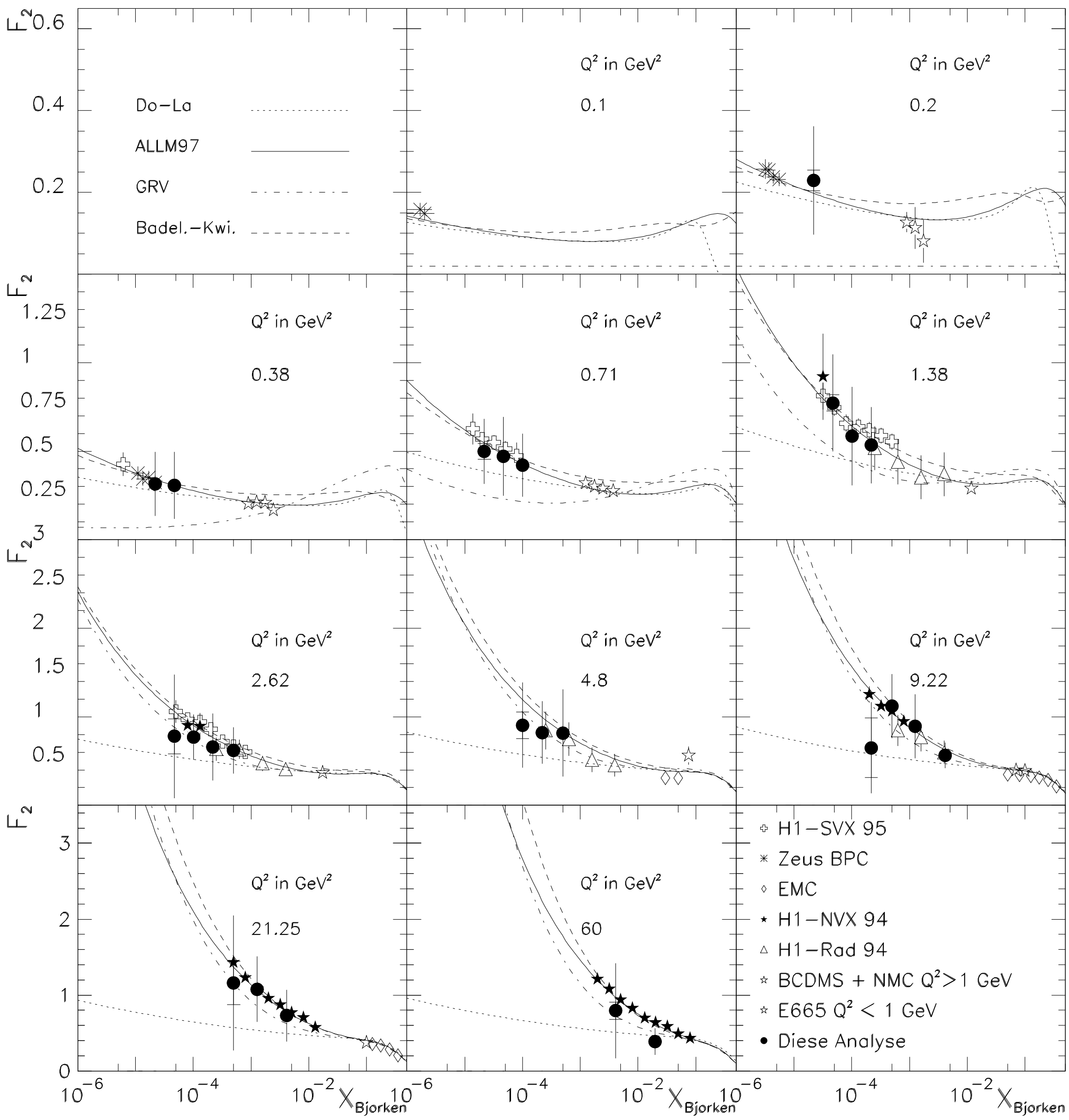


Abbildung 5.14: Die Strukturfunktion $F_2$ gemessen mit der Elektron-Methode im Vergleich mit anderen Messungen und vier verschiedenen Parametrisierungen.

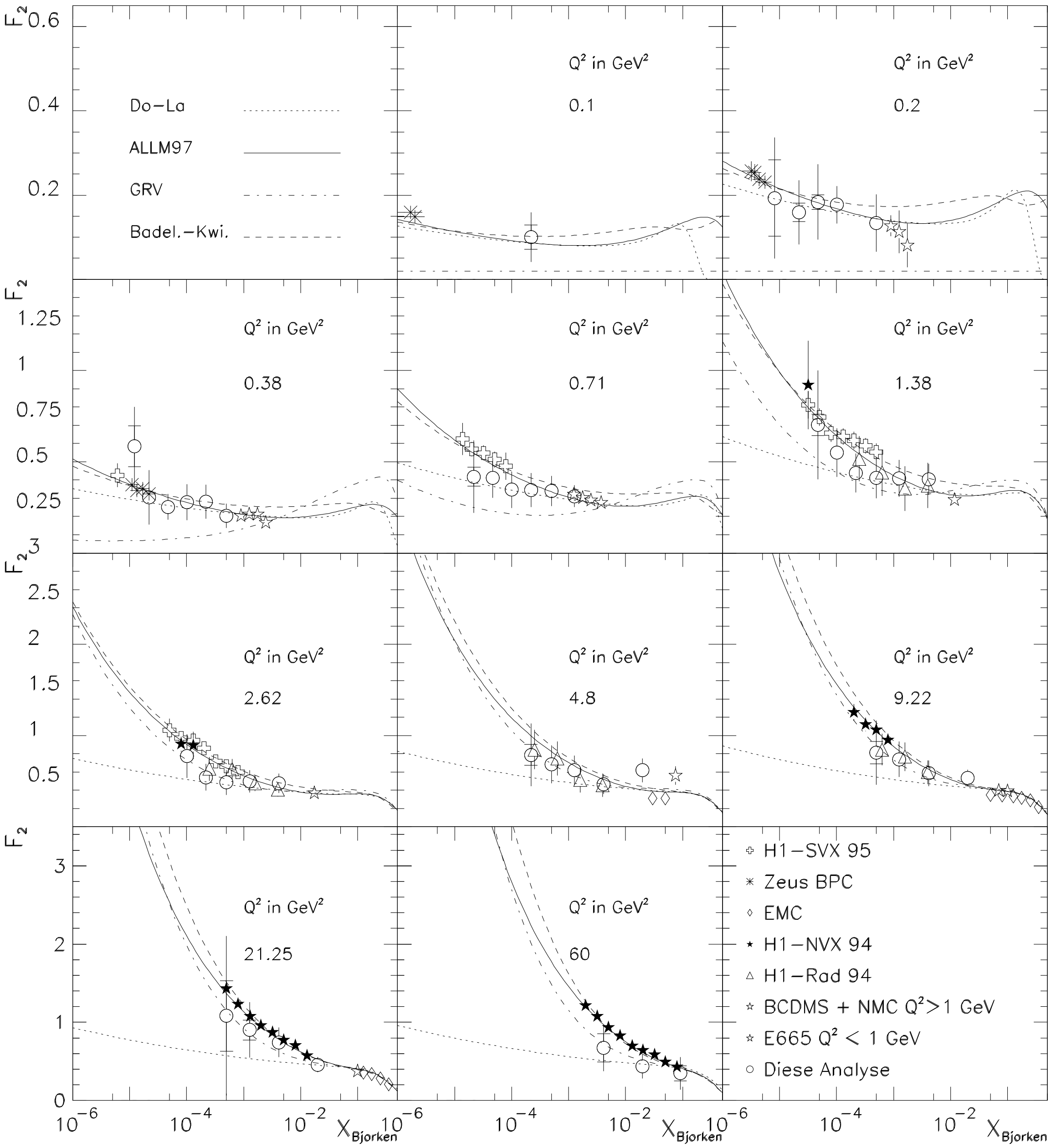


Abbildung 5.15: Die Strukturfunktion $F_2$ gemessen mit der $\Sigma$-Methode im Vergleich mit anderen Messungen und verglichen mit vier verschiedenen Parametrisierungen.

- Die von der H1-Kollaboration gemessenen Daten aus dem Jahr 1995, die mit einem zu positiven z-Werten verschobenen Vertex bestimmt wurden, um die Strukturfunktion $F_2$ bei kleineren $Q^2$- und $x_B$-Werten zu messen, werden in den Abbildungen 5.14 und 5.15 mit „SVX“ bezeichnet [H1D97B].

- Schon mit den im Jahre 1994 aufgezeichneten Daten wurde mit tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignissen mit ISR die Strukturfunktion $F_2$ gemessen [Hue96]. Diese Werte werden mit H1-Rad 94 bezeichnet.

- Schließlich werden die Werte der Strukturfunktion, die auf den im Jahr 1994 vom H1-Detektor aufgezeichneten Daten beruhen [H1D96] ebenfalls gezeigt.

Die in dieser Analyse erzielten Ergebnisse stimmen insbesondere gut mit den Werten der Strukturfunktion $F_2$, die mit den Daten von 1994 unter Benutzung von tiefinelastischen Elektron-Proton-Ereignissen mit ISR gemessen wurden, überein. Für $1,38\,\mathrm{GeV}^2 \leq \mathrm{Q}^2 \leq 9,22\,\mathrm{GeV}^2$ liegen auch die systematischen Fehler beider Messungen im gleichen Bereich. Die statistischen Fehler der in dieser Arbeit ermittelten Werte sind um den Faktor zwei geringer. Dies zeigt, daß die Größe des systematischen Fehlers die eigentliche Limitierung dieser Meßmethode darstellt.
Die in dieser Arbeit ermittelten Meßwerte stimmen auch gut mit den anderen von der H1-Kollaboration bestimmten Werten der Strukturfunktion überein. Im Bereich $0,38\,\mathrm{GeV}^2 \leq \mathrm{Q}^2 \leq 2,62\,\mathrm{GeV}^2$ kann diese Messung mit der mit verschobenem z-Vertex bestimmten Strukturfunktion verglichen werden. Obwohl die Strukturfunktion im allgemeinen bei kleineren Werten von $x_B$ gemessen wurde, gibt es einige Punkte, wo der Meßbereich beider Messungen überlappt. Für $Q^2 = 0,71\ \mathrm{GeV}^2$ stimmen die Werte beider Messungen für $x_B \leq 0,0001$ nicht überein. Die hier vorgestellte Messung mit der $\Sigma$-Methode liegt systematisch unter den von der H1-Kollaboration publizierten Werten, obwohl die publizierten Meßwerte jeweils noch im Fehlerbereich der hier vorgestellten Messung sind. Die mit der Elektron-Methode rekonstruierten Meßwerte stimmen gut mit der publizierten Messung überein.
Für $Q^2 = 1,38\ \mathrm{GeV}^2$ zeigen die mit der $\Sigma$-Methode ermittelten Werte einen etwas steileren Anstieg zu kleinen Werten von $x_B$ als die mit der Elektron-Methode rekonstruierten Werte und die von der H1-Kollaboration veröffentlichten Meßwerte der Strukturfunktion. Für $21,25\ \mathrm{GeV}^2 \leq \mathrm{Q}^2 \leq 60\,\mathrm{GeV}^2$ liegen die hier ermittelten Meßwerte etwas unterhalb der von der H1-Kollaboration publizierten Meßung der Strukturfunktion, aber noch innerhalb des systematischen Fehlers. Die Übereinstimmung mit den verschiedenen von der H1-Kollaboration publizierten Messungen der Strukturfunktion ist bei großen Werten von $x_B$ besser als bei kleinen Werten von $x_B$.

So stimmen bis auf die Meßwerte, die bei $Q^2 = 0,71\ \mathrm{GeV}^2$ unter Benutzung der $\Sigma$-Methode rekonstruiert wurden, die in dieser Analyse gemessenen Werte mit den anderen von der H1-Kollaboration publizierten Meßwerten im Rahmen der Fehler überein, wo ein Überlapp zwischen den verschiedenen Messungen besteht.

Im kinematischen Bereich $Q^2 \leq 0,38\,\mathrm{GeV}^2$ kann eine gute Übereinstimmung mit den von der ZEUS-Kollaboration gemessenen Werten festgestellt werden. Die bei den niedrigsten mit der hier vorgestellten Messung zugänglichen $x_B$-Werten bestimmten Strukturfunktionswerte sind mit den von der ZEUS-Kollaboration gemessenen Werten im Rahmen des systematischen Fehlers vergleichbar.

Im kinematischen Bereich $Q^2 \leq 0,2\ \mathrm{GeV}^2$ werden erstmals Werte der Strukturfunktion $F_2$ mit dem H1-Detektor gemessen. Für den kinematischen Bereich $0,38\ \mathrm{GeV}^2 \leq \mathrm{Q}^2 \leq 0,71\ \mathrm{GeV}^2$ kann der mit dem H1-Detektor gemessene kinematische Bereich beträchtlich erweitert werden, da für $Q^2 \leq 0,65\,\mathrm{GeV}^2$ nur vier gemessene Werte der Strukturfunktion $F_2$ vorliegen. Insbesondere wird in diesem kinematischen Bereich die „Lücke“ zwischen den am HERA-Ring gemessenen Meßwerten und den mit den Fixed-Target-Experimenten gemessenen Strukturfunktionswerten

geschlossen und damit erstmals für $Q^2 \leq 0,2$ GeV$^2$ und $0,0000082 \leq x_B \leq 0,0005$ die Strukturfunktion $F_2$ des Protons gemessen.
Für $4,8$ GeV$^2 \leq$ Q$^2 \leq 21,25$ GeV$^2$ kann jeweils ein neuer Meßwert der Strukturfunktion $F_2$ bei $x_B = 0,02$ bestimmt werden. Die H1-Kollaboration hat in diesem kinematischen Bereich noch keine Werte der Protonstrukturfunktion gemessen.

Die zum Vergleich herangezogenen Parametrisierungen sind die von Glück, Reya und Vogt [GRV95], die von Badelek und Kwiecinski [Bad92], [Bad96] und die von Abramowicz et al. [ALLM97] vorgeschlagenen Anpassungen an die bis heute gemessenen Werte der Strukturfunktion $F_2$.

Die Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt geht von einer Startskala von $Q_0^2 = 0,34$ GeV$^2 \approx (3 \cdot \Lambda_{\mathrm{QCD}})^2$ aus. Die Anfangsverteilungen in $x_B$ für die Quarks – sowohl der Valenzquarks als auch der u- und d-Seequarks – wurden als „valenzartig" angenommen, ebenfalls die Anfangsverteilung für die Gluonen. Ausgehend von dieser Skala werden die Quarkdichten – und damit die Strukturfunktion $F_2$ in erster und zweiter Ordnung der Störungstheorie gemäß den DGLAP-Gleichungen entwickelt. Mit der Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt stimmt die Messung bis $Q^2 = 2,62$GeV$^2$ gut überein, für die gemessenen Werte bei kleineren $Q^2$ ergibt sich eine deutliche Abweichung, was nicht verwundert, weil der störungstheoretische Ansatz für die QCD nur für den Bereich $Q^2 \gg \Lambda^2_{QCD}$ gilt und die Parametrisierung somit nur für Bereiche $Q^2 > Q_0^2$ gültig ist. Für $Q^2 < 2,62$ GeV$^2$ nähert sich diese Parametrisierung ihrem valenzartigem Ausgangszustand (gut bei $Q^2 = 0,38$ GeV$^2$ zu sehen). Aus dem Vergleich zwischen den in dieser Arbeit gemessenen Werten und der Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt kann erwartungsgemäß der Schluß gezogen werden, daß die Entwicklung mit den DGLAP-Gleichungen im Rahmen dieses Modells bis $Q^2 = 2,62$GeV$^2$ gilt. Der Anstieg der Strukturfunktion $F_2$ zu kleinen Werten von $x_B$ wird sehr gut durch das Modell von Glück, Reya und Vogt für $Q^2 \geq 2,62$ GeV$^2$ beschrieben.

Verglichen wird auch mit der Parametrisierung von Donnachie und Landshoff [DoLa92], [DoLa94]. Diese Parameterisierung beruht auf der Phänomenologie der Regge-Theorie. Zunächst beschreibt diese Parametrisierung das Verhalten des Photoproduktionswirklungsquerschnittes bei $Q^2 = 0$ GeV$^2$. Das Modell wird dann extrapoliert in den Bereich mit $Q^2 \neq 0$ GeV$^2$. Somit sollte diese Anpassung an frühere Daten insbesondere im Bereich kleiner $Q^2$ gut mit den hier gemessenen Werten übereinstimmen, da sie die nicht störungstheoretisch behandelbaren Prozesse beschreibt. Es ist zu erkennen, daß bei kleinen Werten von $Q^2$ und insbesondere bei großen Werten von $x_B$ dieses Modell gut mit den Daten übereinstimmt. Für $Q^2 \geq 2,62$ GeV$^2$ sind bei Betrachtung der mit der $\Sigma$-Methode ermittelten Werte bei kleinen Werten von $x_B$ signifikante Abweichungen von den Datenpunkten zu beobachten.

Dagegen sind die gemessenen Werte der Strukturfunktion $F_2$ in allen Flächenelementen mit den von Badelek und Kwiecinski sowie den von Abramowicz et al. vorgeschlagenen Parametrisierungen kompatibel. Beide Modelle versuchen, in ihrer Beschreibung der Strukturfunktion $F_2$ den störungstheoretischen Ansatz mit dem nichtstörungstheoretischen Bereich, für den phänomenologische Modelle existieren, zu verbinden.
Die Parametrisierung von Badelek und Kwiecinski geht aus von einem Ansatz

$$F_2(x_B, Q^2) = F_2(x_B, Q^2)^V + \frac{Q_0^2}{Q_0^2 + Q^2} \cdot F_2(\hat{x}, Q^2 + Q_0^2)^{AS} \tag{5.21}$$

mit $\hat{x} = \frac{Q^2+Q_0^2}{s+Q^2+Q_0^2-M_P}$ und $M_P$ der Protonmasse. Der erste Summand $F_2(x_B, Q^2)^V$ entspricht dem sogenannten „Vektor-Dominanz"-Anteil, der bei $Q^2 \to 0$ GeV$^2$ dominiert; $F_2(\hat{x}, Q^2+Q_0^2)^{AS}$ entspricht dem aus dem Parton-Modell stammenden Anteil. Dabei gilt die Bedingung, daß $F_2(x_B, Q^2) \to F_2(\hat{x}, Q^2)^{AS}$ für $Q^2 \to$ groß. Dabei sind die Parameter des Modells einerseits

der Parameters $Q_0^2$ andererseits die bei relativ großen $Q^2$ aus den Daten bestimmte Funktion $F_2^{AS}$.
Es ist zu erkennen, daß diese Parametrisierung gut in allen $Q^2$-Bereichen mit allen Meßwerten übereinstimmt. Insbesondere der Übergang zwischen dem Bereich bei großen $Q^2 \geq 1,38$ GeV$^2$ und kleinen $Q^2 \leq 0,38$ wird gut beschrieben.

Gleiches trifft zu auf das bereits in Kapitel 2 eingeführte Modell, das von Abramowicz et al. vorgeschlagen wurde. Die 23 Parameter dieses Modells wurden bestimmt durch eine Anpassung an den Photoproduktionswirkungquerschnitt bei $Q^2 = 0$ GeV$^2$ und die Werte früherer Strukturfunktionsmessungen.
Die ALLM-Parametrisierung stimmt bei kleinen Werten von $Q^2$ und bei großen Werten von $Q^2$ bei allen Werten von $x_B$ mit den Meßwerten dieser Messung im Rahmen des systematischen Fehlers und mit den Ergebnissen der anderen Experimente sehr gut überein.

Daß die hier präsentierte Messung der Strukturfunktion über einen großen $Q^2$-Bereich zwischen $0,1$ GeV$^2 \leq$ Q$^2 \leq 60$ GeV$^2$ gut mit den Parametrisierungen von Badelek-Kwiecinski und Abramowicz et al. verträglich ist, zeigt, daß zur Parametrisierung der Strukturfunktion ein rein perturbativer Ansatz nicht ausreicht, wenn die Strukturfunktion $F_2$ insbesondere bei geringen $Q^2$ beschrieben werden soll.

Die im Rahmen dieser Analyse erzielten Ergebnisse sind in eine von der H1-Kollaboration im Juli 1998 in Vancouver auf der 29. Internationalen Hochenergiephysikkonferenz publizierten Messung der Strukturfunktion $F_2$ eingeflossen [H1D98]. Folgende Unterschiede bestehen zwischen der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse der Daten und den daraus resultierenden Meßwerten der Strukturfunktion $F_2$ und den im Juli 1998 in Vancouver vorgestellten Ergebnissen:

1. Der Datensatz, auf dem die Messung der in Vancouver vorgestellten Strukturfunktion $F_2$ beruht, ist eine Untermenge der hier verwendeten Ereignisse. Insgesamt wurden nur 8000 Ereignisse, die einer integrierten Luminosität von $L = 3$ pb$^{-1}$ entsprechen, verwendet.

2. Es wurde für die verwendeten Ereignisse in der Analyse eine andere Energiekalibration angewandt.

3. Es wurde ein anderer Schnitt auf die $z$-Position des Vertex angewendet: $\mid z \mid \leq 30$ cm.

4. Die Vertex-Effizienz wurde für die in Vancouver vorgestellte Messung verschieden ermittelt.

5. Folgende in dieser Arbeit angegebenen systematischen Fehlerquellen sind in den gezeigten Fehlern nicht enthalten :
   Die Fehler auf den möglichen Einfluß von $F_L$ auf die Messung von $F_2$, der Fehler auf die Energieauflösung des Photondetektors und der Fehler auf die Entfaltung mit einer anderen Strukturfunktion wurden nicht berücksichtigt.

Ansonsten stimmt der Gang der Analyse mit der hier vorgestellten Arbeit überein. Die in Vancouver auf der 29. Internationalen Hochenergiephysikkonferenz vorgestellten Resultate werden in Abbildung 5.16 gezeigt.

Abbildung 5.17 zeigt die von der H1-Kollaboration aus den in den Jahren 1996 und 1997 aufgezeichneten Daten ermittelten Werte der Strukturfunktion $F_2$ . Zusätzlich werden die von den Kollaborationen NMC und BCDMS sowie am SLAC gemessenen Werte gezeigt. Deutlich ist zu erkennen, daß mit den mit dem H1-Detektor gemessenen Werten ein sehr großer kinematischer Bereich abgedeckt wird. Die mit der in dieser Arbeit diskutierten Methode gemessenen Werte der Strukturfunktion $F_2$ ermöglichen eine Erweiterung des Bereiches zu besonders kleinen Werten von $Q^2$ und sind in der Abbildung 5.7 am linken Rand zu finden.

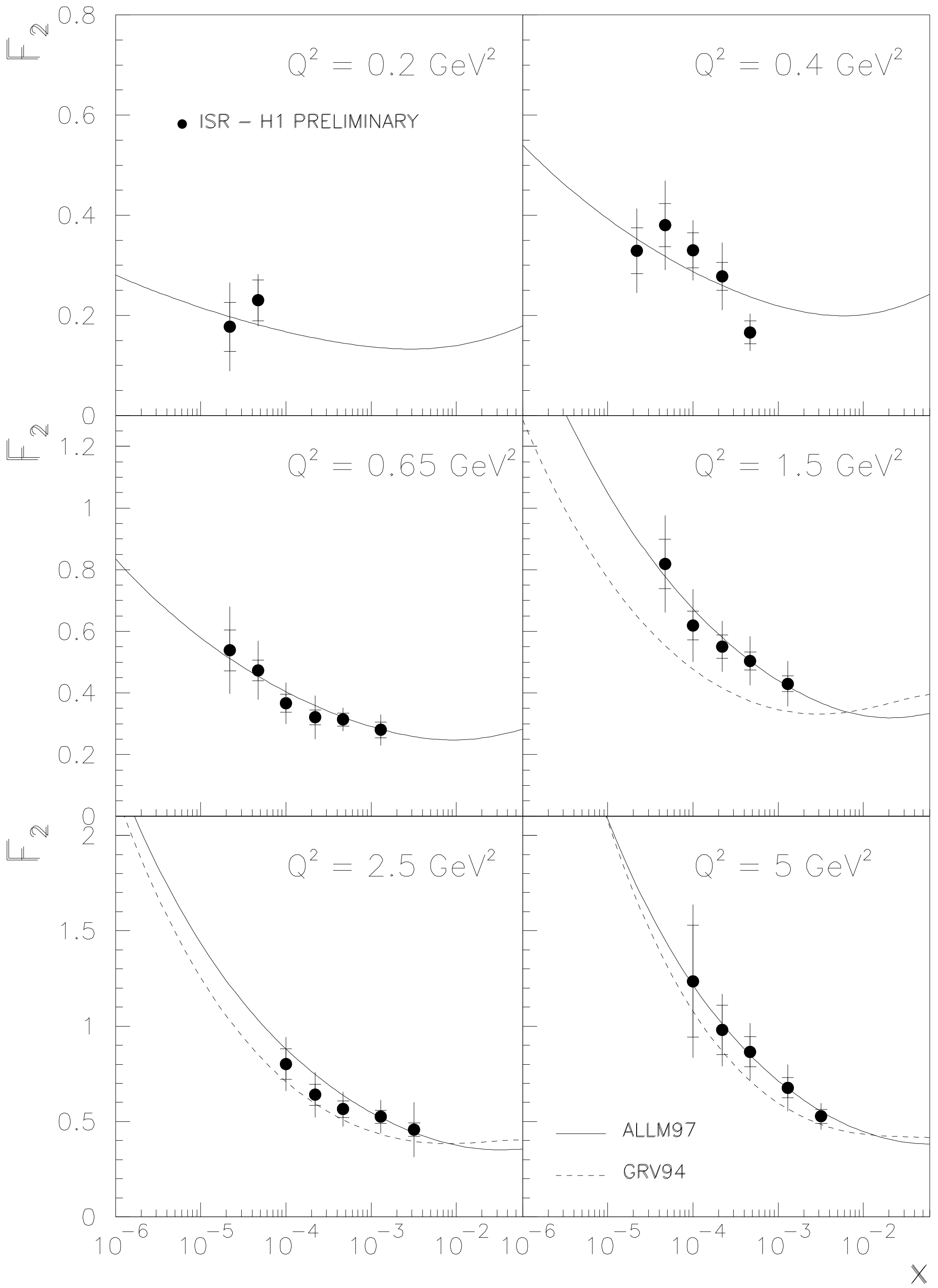


Abbildung 5.16: Die Strukturfunktion $F_2$ gemessen mit der $\Sigma$-Methode, die in Vancouver auf der 29. Internationalen Hochenergiephysikkonferenz gezeigt wurde.

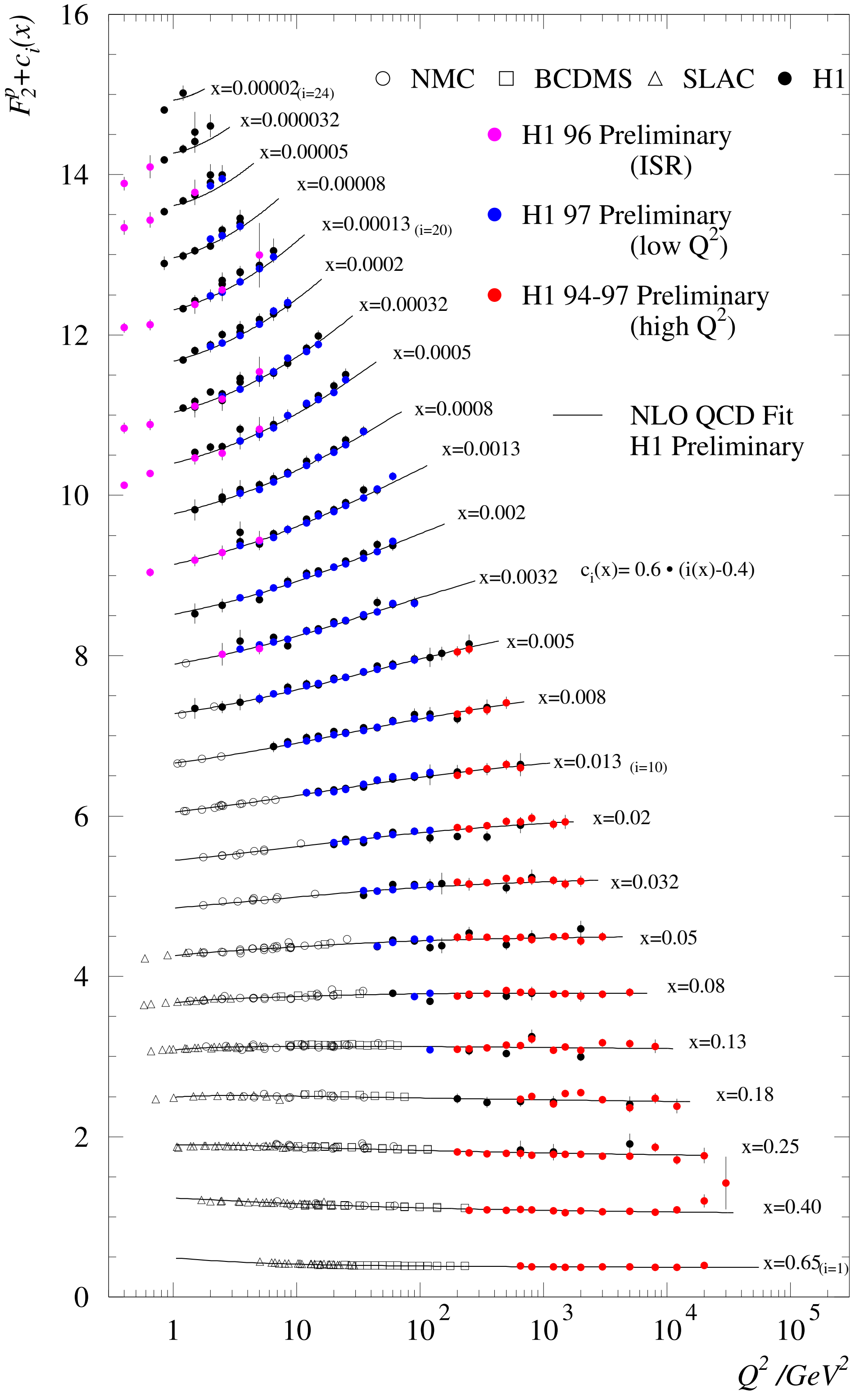


Abbildung 5.17: Die mit dem H1-Detektor gemessene Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$. Zusätzlich werden die von den Experimenten NMC und BCDMS und am SLAC gemessenen Werte der Strukturfunktion gezeigt. Es ist zu erkennen, daß die QCD eine gute Beschreibung über den gesamten $Q^2$- und $x_B$-Bereich liefert. Die auf dieser Analyse beruhenden Meßwerte, die in Vancouver auf der 29. Internationalen Hochenergiephysikkonferenz gezeigt wurden, sind am linken Rand zu erkennen (graue Punkte) [H1D98B].

# Kapitel 6

# Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit Ereignissen aus der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung mit der Abstrahlung eines reellen kollinearen Photons im Anfangszustand bestimmt. Diese Analyse beruht auf Daten, die im Jahr 1996 mit dem H1-Detektor am Speicherring HERA aufgezeichnet wurden. Die Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von 4,45 pb$^{-1} \pm 2\%$. Dabei wurde das gestreute Elektron mit den Detektorkomponenten, die im Winter 1994/1995 eingebaut wurden, der Driftkammer BDC und dem Kalorimeter SPACAL, nachgewiesen.
Einen besonderen Schwerpunkt dieser Arbeit bildete die Untersuchung der Eigenschaften des SPACAL. Die rechnergestützte Aufbereitung der vom SPACAL registrierten Signale sowie die Energiekalibration des Kalorimeters wurden im Detail erläutert. Ein Hauptgewicht kam dabei der Darstellung der Korrektur der Energiewerte durch das Kalibrationssystem CAM zu. Es ermöglicht eine zusätzliche Verbesserung der Energieauflösung um bis zu 6 % und garantiert die Stabilität der Energiemessung durch die zur Auslese verwendeten Photomultiplier.
In dieser Arbeit wurden zur Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ insbesondere die Effizienzen der zur Datenselektion verwendeten Trigger sowie der zur Selektion angewendeten Schnitte diskutiert. Dabei lag der Schwerpunkt auf der Unterdrückung des Untergrundes aus Photoproduktionsereignissen mit dem SPACAL. Durch den Schnitt auf die Energie, die sich in der hadronischen Sektion hinter dem den Elektronkandidaten repräsentierenden Cluster befindet, sowie mit dem Schnitt auf die Energie in einem Ring um diesen Cluster konnten bei einer hohen Schnitteffizienz 43 % bzw. 44 % zusätzlicher Untergrund verworfen werden. Die Effizienz der Bestimmung des Wechselwirkungspunktes wurde über drei verschiedene Methoden direkt aus den Daten bestimmt. Für Ereignisse mit einem Elektronenkandidaten nahe am Strahlrohr zeigte die Methode, unter Zuhilfenahme des PLUG-TOFs die Effizienz zu messen, die besten Resultate. Für Ereignisse mit einem Elektronenkandidaten im Außenbereich des SPACALs zeigten die drei gewählten Methoden vergleichbare Ergebnisse, wodurch eine große Redundanz erzielt werden konnte. Die Messung des Streuwinkels der Elektronen geschah mit Hilfe der Driftkammer BDC und unter Auswertung der Vertexposition.
Die Strukturfunktion $F_2$ wurde durch zwei Rekonstruktionsmethoden bestimmt, die Elektron-Methode und die $\Sigma$-Methode. Um die radiative Korrekturen in der Ordnung $\alpha_{em}^3$ zu berechnen, wurde erstmals das analytische Programm MISICA verwendet. Die mit der Elektron-Methode ermittelten Meßwerte wurden mit den mit diesem Programm erzielten Werten korrigiert.
Die Werte der Strukturfunktion $F_2$, die durch die Elektron-Methode sowie die $\Sigma$-Methode gemessen werden, stimmen innerhalb ihrer statistischen und systematischen Fehler überein. Die Strukturfunktion wird in dieser Arbeit in einem kinematischen Bereich gemessen, in dem bisher keine experimentellen Resultate vorlagen:
Erstmals wurde in dieser Analyse die Strukturfunktion $F_2$ im gesamten kinematischen Bereich zwischen $Q^2 = 0{,}1$ GeV$^2$ und $Q^2 = 0{,}2$ GeV$^2$ bestimmt. Im Meßbereich zwischen $Q^2 = 0{,}1$ GeV$^2$ und $Q^2 = 0{,}71$ GeV$^2$ wurde die Strukturfunktion $F_2$ erstmals im Bereich $x_B \geq 10^{-5}$ am HERA-Ring gemessen. Für $Q^2 \geq 1{,}38$ GeV$^2$ stimmen die hier gemessenen Werte der Struk-

turfunktion $F_2$ mit den früheren mit dem H1-Detektor gemessenen Meßwerten überein. Für 4,8 GeV$^2$Q$^2 \leq$ 21,25 GeV$^2$ wurde im Vergleich zu früheren Messungen der H1-Kollaboration je ein Meßwert bei $x_B = 0{,}02$ zusätzlich ermittelt, so daß hier der Überlapp zu Ergebnissen aus Fixed-Target-Experimenten erreicht wird.
Im gesamten kinematischen Bereich stimmt die hier vorgestellte Strukturfunktion $F_2$ mit den Parametrisierungen von Badelek und Kwiecinski [Bad96] und von Abramowicz et al. [ALLM97] gut überein. Dagegen ist bei großen Werten von $Q^2$ auch eine gute Übereinstimmung mit der Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt [GRV95] zu beobachten. Bei kleinen Werten von $Q^2$ existiert eine gute Übereinstimmung mit dem Modell von Donnachie und Landshoff [DoLa94]. Das bedeutet, daß nur Parametrisierungen, die sowohl den störungstheoretischen QCD-Ansatz als auch den phänomenologischen Regge-Ansatz beinhalten, mit den Daten im gesamten kinematischen Bereich kompatibel sind.

# Anhang A

# Einzelheiten der Rekonstruktion vom SPACAL aufgezeichneter Daten

In diesem Teil des Anhangs sollen zwei besondere Vorteile der Rekonstruktion der vom SPACAL aufgezeichneten Daten erläutert werden, wie im Kapitel 3 angedeutet.

## A.1 Technische Einzelheiten des LED-Systems: Beispiel für die Separation von Photomultipliereffekten und Photodiodeneffekten

In Kapitel 3 wurde die Beleuchtung der Photomultiplier mit dem LED-System vorgestellt. Durch die gleichzeitige Beleuchtung mit zwei Leuchtdioden und die dadurch nötige Beobachtung der Photomultipliersignale bietet gleichzeitig die Möglichkeit auch eventuelle Veränderungen der Photodiodensignale zu beobachten und zu korrigieren. Wird für die Signalverhältnisse zwischen Photomuplitpliern und Photodioden eine große Veränderung angezeigt, kann so überprüft werden, ob die Veränderung an der erwarteten Instabilität der Photomultiplier liegt, oder ob ein Problem mit den sonst stabilen Photodioden existiert.

Das wird durch die in den Abbildungen A.1 und Abbildung A.2 gezeigten Beispiele demonstriert. Dargestellt werden in diesen Abbildungen die Signalhöhen als Funktion der Runnummer. Die Photomultiplier mit den Nummern 714 und 716 werden durch dasselbe CAM-Modul beleuchtet. Die Photomultiplier 714 und 716 haben eine gemeinsame Photodiode, jeweils als PD2 in Abbildung A.1 bezeichnet. Die Photodioden PD1 sind jeweils unterschiedlich. Es ist zu erkennen, daß mit Ausnahme des Photmultipliers 714 alle Signale mit der Zeit ansteigen, während für den Photomultiplier 714 das Signal um den Faktor 5 abnimmt. Wird das Verhältnis $\frac{S_{Photomultiplier}}{k_1 \cdot S_{Photodiode1} + k_2 \cdot S_{Photodiode2}}$ gebildet, dann sinkt dieses Verhältnis ebenfalls um den Faktor 5. Der Anstieg der Signale für die beiden Photodioden kann durch eine Variation der Lichtmenge der LEDs erklärt werden. Darauf deutet auch der leichte Anstieg des Signals für den Photomultiplier 716 hin. Der leichte Anstieg des Signals des Photomultipliers 716 ist vergleichbar mit dem Signalanstieg für die drei angegebenen Photodioden. In Abbildung A.2 ist dagegen der Fall zu beobachten, daß eine Photodiode eine große Schwankung ihrer Signalhöhe zeigt:
Die Untersuchung des Verhältnisses $\frac{S_{Photomultiplier}}{k_1 \cdot S_{Photodiode1} + k_2 \cdot S_{Photodiode2}}$ zeigte für die Photomultiplier 788 und 789 einen sehr starken Anstieg zwischen den Datennahmeruns 166150 und 166200. Alle Photomultiplier, die von der in Abbildung A.2 als PD1 bezeichneten Photodiode kontrolliert werden, zeigten in diesem Abschnitt dieses Verhalten, je nachdem, wie stark die optische Kopplung zur LED war, die auch diese Photodiode beleuchtet. Ist eine optische Kopplung nämlich schwach , d.h. $k_1 \ll k_2$, dann wird der jeweilige Photomultiplier im wesentlichen nur von einer LED beleuchtet. Wie zu erkennen ist, verringerte sich das von der Photodiode PD1 kommende Signal, während auch bei Photomultipliern, die eine starke Kopplung mit der entsprechenden

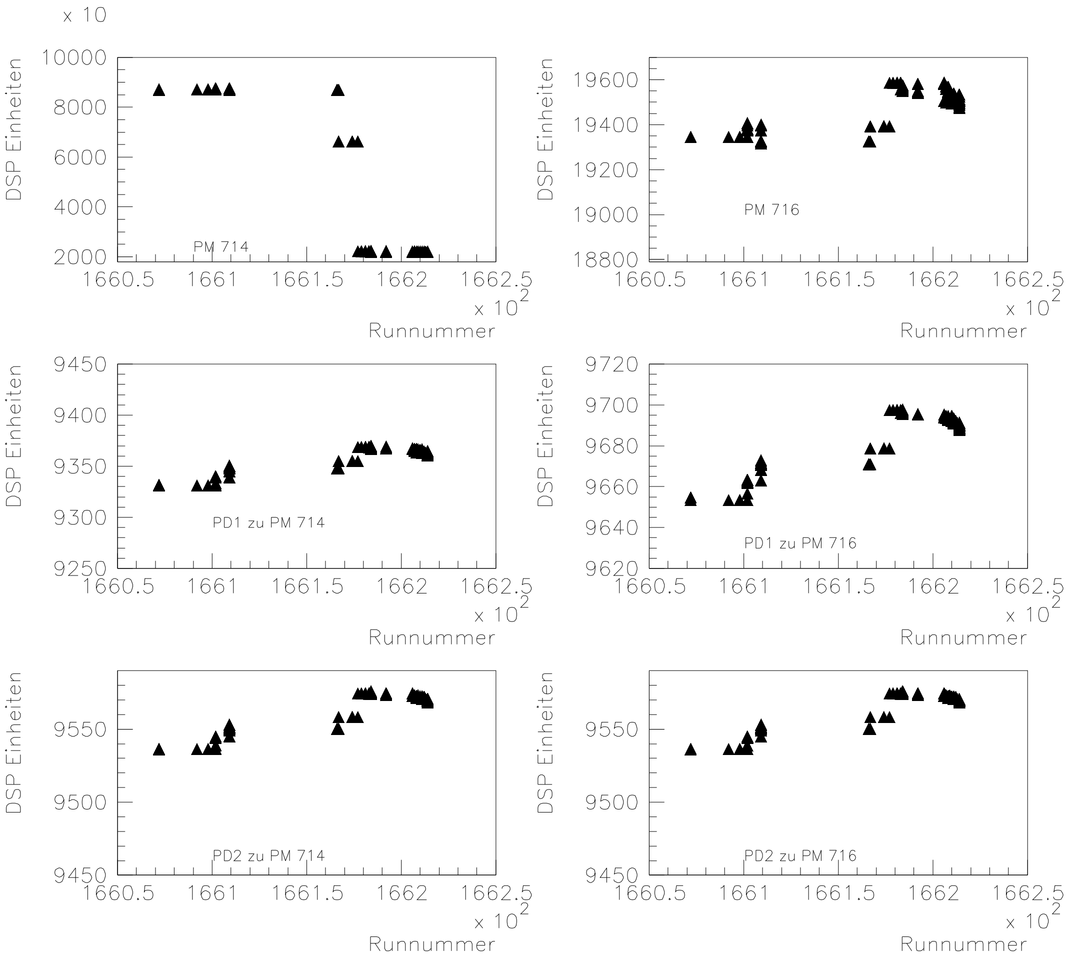


Abbildung A.1: Veränderung der Photomultiplier- und Photodiodensignale-Verhältnisse für zwei Photomultiplier und vier Photodioden, die von dem gleichen CAM-Modul versorgt werden. Die beiden Photomultiplier gehören zum gleichen Supermodul. Während sich die Höhe der Photodiodensignale kaum verändert, ändert sich das Photomultipliersignal von Photomultiplier 714 in der Mitte der beobachteten Datenperiode um den Faktor 5.

LED hatten, kein starker Signalabfall zu beobachten war. Die Veränderung des Photomultiplier-Photodioden-Verhältnisses kann somit auf die Veränderung des Photodiodensignals der Photodiode PD1 zurckgeführt werden. Dieses Beispiel zeigt also, daß durch die Beleuchtung der Photomultiplier mit 2 LEDs und die Kontrolle mit 2 Photodioden zusätzliche Information zur Verfügung gestellt wird, die erlaubt, zwischen Veränderungen des Photomultipliersignals und des Photodiodensignals zu unterscheiden.

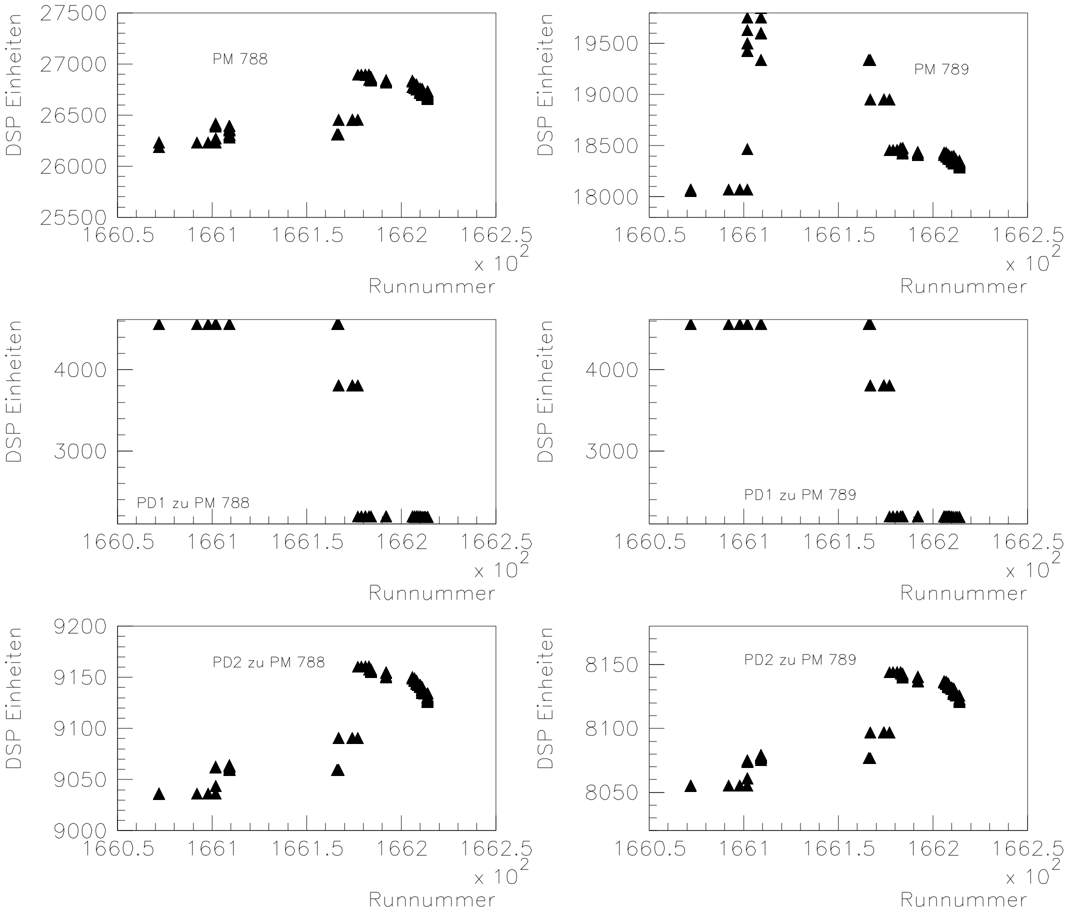


Abbildung A.2: Veränderung der Photomultiplier- und Photodiodensignale-Verhältnisse für zwei Photomultiplier und vier Photodioden, die von dem gleichen CAM-Modul versorgt werden. In diesem Falle zeigt die gemeinsame zum Photomultiplier 788 und 789 gehörende Photodiode eine starke Signalveränderung, so daß das Photomultiplier-Photodioden-Verhältnis stark ansteigt.

## A.2 Ein Beispiel zum Clusteralgorithmus

Das folgende Beispiel soll die Bildung eines Clusters – wie in Kapitel 3 beschrieben – verdeutlichen.

Abbildung A.4 zeigt drei durch lokale Minima getrennte Zellverbände, also Einheiten, die sich um lokale Maxima bilden und durch lokale Minima getrennt sind. Die Cluster, die der Clusteralgorithmus später ausgibt, werden aus diesen Einheiten gebildet.
Zuerst wird das lokale Minimum zwischen den beiden Zellverbänden C1 und C2 betrachtet. Die Energie der Zelle im lokalen Minimum ist $E_{Min}$. Ist $E_{N1}$ die Energie der Nachbarzelle, die zu dem Zellverband C1 mit der höheren Energie $E_{C1}$ gehört, und $E_{N2}$ die Energie der Nachbarzelle, die zu dem Zellverband C2 mit der niedrigeren Energie gehört, dann wird die zu untersuchende Zelle, die ein lokales Energieminimum besitzt, wenn die Zelle N1 die Nachbarzelle mit der höheren Energie ist, dem Zellverband C1 hinzugefügt. Wenn allerdings die Differenz $E_{N1} - E_{N2}$ geringer ist als eine vorgegebene Energieschwelle, ist das Kriterium wichtiger, daß der Zellverband C1 der energiereichere der beiden Zellverbände ist.

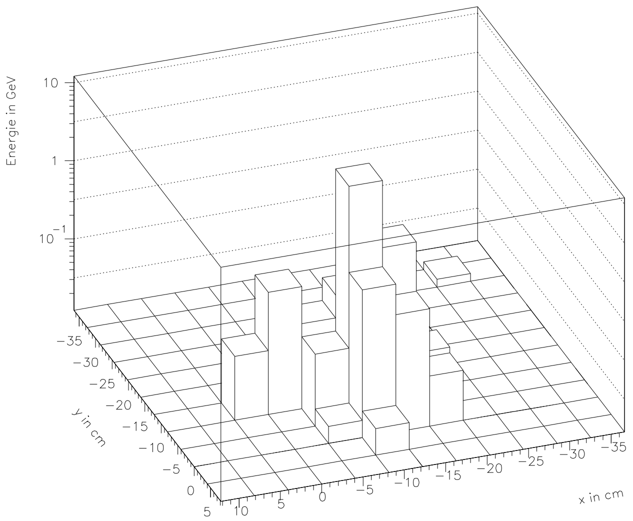


Abbildung A.3: Beispiel eines Elektronen-Clusters in der elektromagnetischen Sektion mit einem zweiten lokalen Energiemaximum, daß den Kern eines Subclusters bildet.

In der Abbildung A.4 würde die Zelle mit dem lokalen Energieminimum dem zweiten, energieärmeren Zellverband zugefügt. Die beiden Zellverbände bleiben getrennt und bilden eigenständige Cluster C1 und C2. Die oben genannte Energieschwelle kann vom Benutzer des Algorithmus frei eingestellt werden. Ist das lokale Energieminimum relativ gering, können die beiden zu betrachtenden Zellverbände zusammengefügt werden. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn der zweite energieärmere Zellverband nur eine sehr geringe Gesamtenergie im Vergleich zum energiereicheren Zellverband besitzt oder die jeweiligen lokalen Energiemaxima, die die Zentren der beiden Zellverbände bilden, nur durch ein unwesentlich niedrigeres Energieminimum getrennt werden. Seien $E_{Z1}$ und $E_{Z2}$ die jeweiligen Zentren der Zellverbände, so werden die beiden Zellverbände zu einem Cluster vereinigt, wenn
- einerseits die Energie des zweiten Zellverbandes $E_{C2}$ eine bestimmte einzustellende Mindestclusterenergie unterschreitet,
- andererseits, wenn die Energiedifferenz $E_{Z2} - E_{Min}$ geringer ist als eine einzustellende Energieschwelle und gleichzeitig $E_{Min}$ größer ist als eine weitere Energieschwelle, die als maximale Minimalenergie angesehen werden kann.

Die Vereinigung zweier Cluster kann am Beispiel des kleinsten Zellverbandes C3 in der Abbildung A.4 erklärt werden. Die Energie dieses Zellverbandes ist so gering im Vergleich zur Minimalenergie, die eigenständige Cluster besitzen müssen, daß er mit dem Cluster C2 zu einem Cluster verbunden wird. Es ensteht also in diesem Falle ein neuer Cluster mit zwei „Subclustern", die durch ein lokales Minimum getrennt sind. Dieser neue Cluster hat dann die Clusterenergie $E_{C2,neu} = E_{C2} + E_{C3}$
Ein Beispiel für einen Cluster mit einem „Subcluster" zeigt Abbildung A.3. Deutlich ist das zweite lokale Energiemaximum links neben der Zelle mit der maximalen Energie zu sehen.

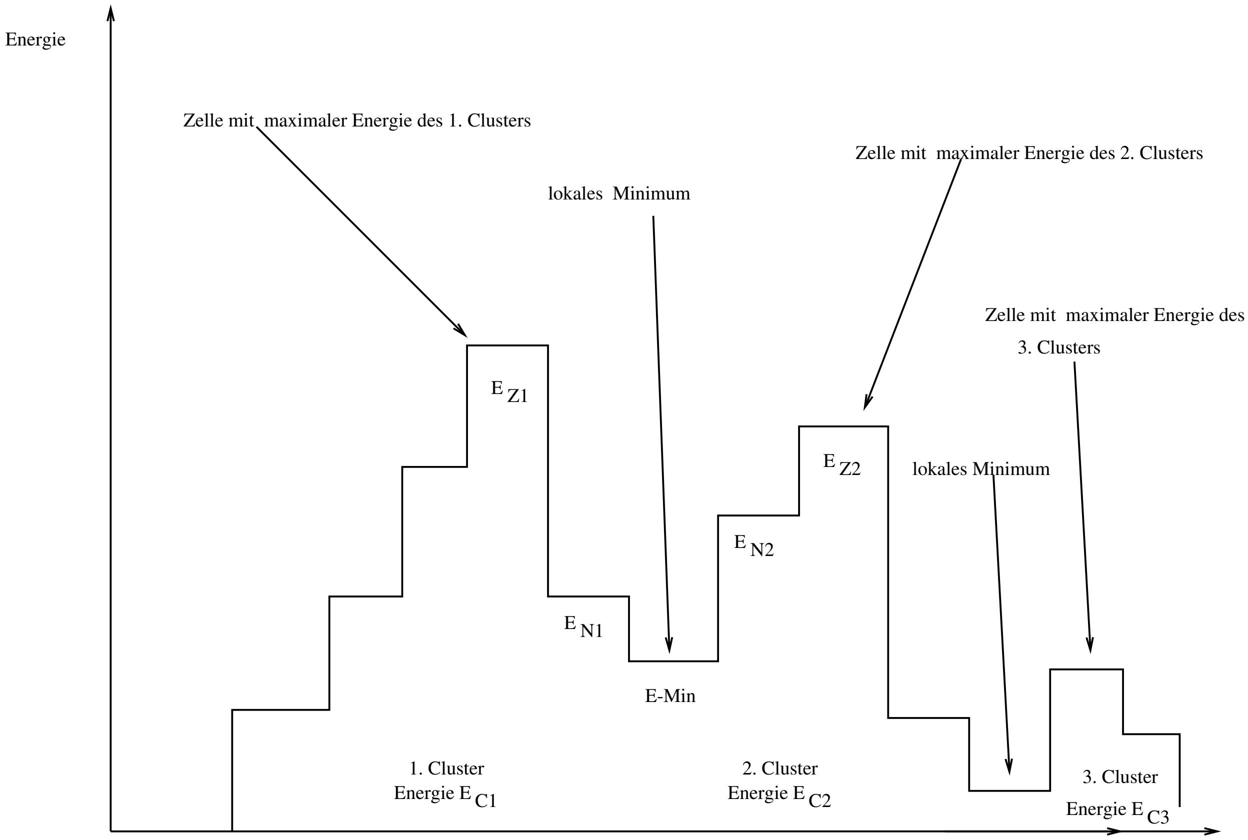


Abbildung A.4: Topologie der durch den Clusteralgorithmus gebildeten Zellverbände im Falle dreier Zellverbände unterschiedlicher Energie mit unterschiedlichen lokalen Maxima. Die drei Zellverbände werden durch zwei lokale Minima getrennt. In diesem Beispiel werden zwei Cluster gebildet: Cluster 1 und 2 werden getrennt, die Zelle mit dem lokalen Energieminimum wird dem zweiten Cluster zugeordnet. Der dritte Zellverband mit geringerer Energie wird dem zweiten Cluster zugefügt. Das Beispiel wird im Text ausführlich erklärt.

# Anhang B

# Probleme der Datennahme 1996

In diesem Abschnitt sollen die Probleme während der Datennahme des Jahres 1996 dargestellt werden.
Schon zu Beginn der Datennahme wurde eine sehr hohe Ereignisrate im SPACAL beobachtet. Auch das Energiespektrum der im SPACAL gemessenen Clusterenergien $E_{Cluster}$ zeigte im Vergleich mit dem theoretisch vorhergesagten Energiespektrum (siehe Abbildung 3.20 in Kapitel 3) deutliche Abweichungen. Insbesondere ist zu erkennen, daß das theoretische Energiespektrum bei Addition des von der Photoproduktion stammenden Beitrags und des von der tiefinelastischen Streuung stammenden Beitrags bei ca. 12 GeV bis 15 GeV ein lokales Minimum besitzt. Abbildung B zeigt oben links das gemessene Energiespektrum im SPACAL zu Beginn der Datennahmeperiode 1996. Neben dem lokalen Maximum bei ca. 27,5 GeV und dem Anstieg des Energiespektrums zu niedrigen Energien ist ein weiteres Maximum bei 12 bis 15 GeV zu erkennen.

Die Ereignisse, die zu dem Maximum im Energiespektrum bei 12 GeV bis 15 GeV führten, waren während der gesamten Datennahmeperiode 1996 im SPACAL bei x=2 cm und y=-7,5cm lokalisiert, das heißt direkt neben dem Strahlrohr. Abbildung B zeigt unten links den Bereich im SPACAL, der eine besonders hohe Ereignisrate besaß. Die Ereignisse waren im wesentlichen in einer Zelle im inneren Bereich des SPACAL konzentriert –wie in Abbildung B unten rechts zu sehen ist – allerdings änderte sich die Position des Bereichs mit der besonders hohen Triggerrate und die Triggerrate selbst in der obengenannten Region des SPACALs je nach Einstellung der Strahloptik. Die in diesem Bereich des SPACALs detektierten Ereignisse machten ungefähr 90 % aller im SPACAL getriggerten Ereignisse aus.
Dieser Bereich mit der hohen Triggerrate war der in Kapitel4 erwähnte heiße Fleck bzw. „Hotspot". Diese Ereignisse hatten ein zu hohen Energien stark abfallendes Energiespektrum. Die Bildung des Maximums bei 12 bis 15 GeV rührt von der Triggerschwelle mit der Bezeichnung „$TOF-E2$" des SPACAL-Triggers her, die auf die gesamte in der elektromagnetischen Sektion gemessene Energie sensitiv ist. Dieses Triggerelement hatte eine Energieschwelle von 12 GeV mit einer Breite von 2 GeV. Ereignisse mit geringerer Energie als diese Energieschwelle waren sehr viel stärker untersetzt als Ereignisse mit einer Energie oberhalb dieser Schwelle. „Hotspot"-Ereignisse könnten auf der L1-Stufe des Triggers nicht als Untergrundereignisse erkannt werden. Besonders bedeutsam war der Einfluß der Ereignisse des „Hotspots" auf den Trigger, der radiative tiefinelastische Elektron-Proton-Streuereignisse mit ISR selektieren sollte. Das ist in Abbildung B oben rechts zu erkennen. Die hohe Rate, mit der „Hotspot"-Ereignisse auf das SPACAL trafen, zusammen mit der hohen Rate für Bremsstrahlungsereignisse führte zu einer hohen Wahrscheinlichkeit für die Zufallskoinzidenz eines Bremsstrahlungsereignisses mit einem „Hotspot"-Ereignis. Somit wurden Trigger für radiative Streuereignisse sehr häufig von solchen Ereignisse ausgelöst, obwohl gar kein tiefinelastisches Streuereignis stattgefunden hatte. Abbildung B oben rechts zeigt, daß solche Ereignisse den Trigger dominierten, was deutlich an der Dominanz des Maximums um 14 GeV zu erkennen ist. Diese Ereignisse waren auch an der gleichen Stelle im SPACAL lokalisiert wie die „Hotspot"-Ereignisse der anderen Trigger für tie-

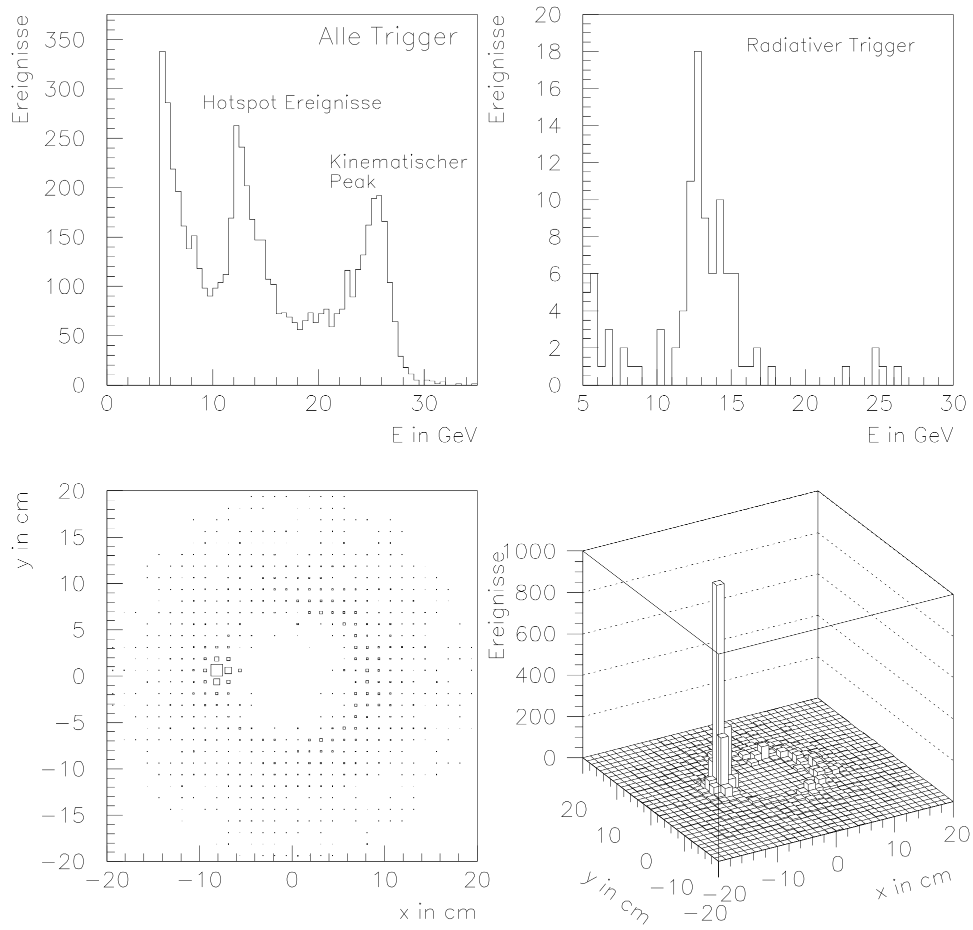


Abbildung B.1: Darstellung des Problems der hohen Triggerrate zu Beginn der Datennahme 1996. Die hohen Triggerraten waren in einem Bereich nahe des Strahlrohrs lokalisiert. Das Problem dieses sogenannten „Hotspots“ wird im Text erklärt. Oben links : Energiespektrum aller getriggerten Ereignisse im SPACAL . Oben rechts : Energiespektrum im SPACAL der vom Trigger für radiative Ereignisse getriggerten Ereignisse . Unten links : Lokalisierung des „Hotspot“ im SPACAL. Unten rechts: Ereignisse, die in der sogenannten „Hotspot“-Region getriggert wurden (hoher Turm) im Vergleich mit allen anderen im Zentrum des SPACAL getriggerten Ereignisse.

finelastische Ereignisse. Damit waren – wegen der sehr hohen Ereignisrate – auch sehr hohe Untersetzungsfaktoren verbunden. Dies ist der Grund dafür, daß eine Studie radiativer tiefinelastischer Ereignisse mit ISR für Datennahmeruns zu Beginn der Datennahmeperiode 1996 nicht möglich gewesen ist.

Ein weiteres Problem stellte das im Kapitel 4 erwähnte defekte Hochspannungsmodul im inneren Bereich des SPACALs dar. Dieses nicht funktionierende Hochspannungsmodul versorgte die im Supermodul rechts vom Strahlrohr befindlichen Photomultiplier mit der notwendigen Betriebsspannung. Einerseits waren die Spannungen der Photomultiplier, die von diesem Modul versorgt wurden, nicht individuell steuerbar. Zusätzlich zeigten im Laufe der Datennahme einige von diesem Hochspannungsmodul versorgte Photomultiplier auch große Verstärkungsschwankungen, die zwar vom LED-System korrigiert wurden aber zu großen Ineffizienzen des IET-Triggers in dieser SPACAL-Region führten. Aus diesem Grunde waren die Verstärkungen der Photomultiplier in dieser Region unbestimmt. Daher werden Ereignisse, die in diesem Bereich das SPACAL trafen, aus der Studie tiefinelastischer Ereignisse mit ISR ausgeschlossen. Zur Lösung des „Hotspot“-Problems und des Problems mit dem defekten Hochspannungsmodul wurde ab dem 5.9. 1996 der im Kapitel 3 eingeführten IET-Trigger in zwei Bereiche getrennt. Damit wurde es möglich auf Ereignisse im inneren Bereich des SPACALs –wie in Kapitel 4 erläutert – zu triggern, ohne von den Problemen direkt am Strahlrohr tangiert zu werden.

# Tabellenverzeichnis

# Abbildungsverzeichnis

# Literaturverzeichnis


[Ada96] M.R. Adams et al., (E665-Kollaboration) Physical Review D54, p.3006 (1996)

[ALLM91] H. Abramowicz et al., Physics Letters B269, p. 465 (1991)

[ALLM97] H. Abramowicz et al., DESY-Preprint 97-251 (1997)

[Alt77] G. Altarelli, Parisi, Nuclear Physics B126, p. 298 (1977)

[Alt78] G. Altarelli und G. Martinelli, Physics Letters 76B, p. 89 (1978)

[Ama92] Amaudruz et al., NMC-Collaboration, Physics Letters B 294, p. 120 (1992)

[And77] H.L. Anderson et al. Physical Review Letters 38, p. 1450 (1977)

[Anl97] H.Anlauf et al. , JETP Letters 66, p. 391 (1997); Erratum JETP Letters 67, p. 305 (1998); hep-ph/9711333

[Anl97a] H.Anlauf RACO-Meeting in Kosice, 9.-10.6.1997

[Anl98] H.Anlauf et al. hep-ph/9805384 (1998)

[Anl98a] H.Anlauf Programm MISICA 0.1, private Mitteilung (1998)

[Awe92] T.C. Awes , Nuclear Instruments and Methods A311,p. 130-138 (1992)

[Arn95] C.A. Arndt,
Kalibration des H1-Spaghetti-Kalorimeters mit Halo-Myonen
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1995)

[Aub85] J.J. Aubert et al. (EMC-Collaboration), Nuclear Physics B259, p. 189 (1985)

[Bad92] B. Badelek, J. Kwiecinski, Physics Letters B 295, p. 263 (1992)

[Bad96] B. Badelek, J. Kwiecinski, Review of Modern Physics 68, p. 445 (1996)

[Bar64] V.E. Barnes et al., Physical Review Letters 12, p. 204 (1964)

[Bar79] W. Bartel et al. (JADE-Kollaboration), Physics Letters B91, p.142 (1979)

[Bas95] U. Bassler,G. Bernardi, Nuclear Instruments and Methods A 361, 1995, p. 197

[Bat70] G. Bathow et al., Nuclear Physics B20, p.592 (1970)

[Bent91] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman, Physics at HERA ,Proceedings of the Workshop, ed. Buchmüller,Ingelman , Band 1, p. 25, Hamburg (1991)

[Ber79] Ch. Berger et al. (Pluto-Kollaboration), Physics Letters 86 B, p. 418 (1979)

[Ben90] A.C. Benvenuti et al. (BCDMS-Kollaboration), Physics Letters B237, p. 599 (1990)

[Bjo69] J.D. Bjorken, Physical Review 179, p. 1547 (1969)

[Blo69] E. D. Bloom et al., Physical Review Letters 23, p. 930 (1969)

[Bop89] F. W. Bopp, Kerne, Hadronen und Elementarteilchen, Teubner Studienbücher, ISBN 3-519-03068-3 (1989)

[Bos78] P.C.Bosetti et al., (BEBC-Kollaboration), Nuclear Physics B142, p.1 (1978)

[Bra79] R. Brandelik et al., (TASSO-Kollaboration), Physics Letters B 86, p. 243 (1979)

[Bre69] M. Breidenbach et al., Physical Review Letters 23, p. 935 (1969)

[Bro73] S.J. Brodsky, G.R. Farrar, Physical Review Letters 31, p. 1153 (1973)

[Bru91] R.Brun et al., Manual zu GEANT 3.15, CERN (1991)

[Bru96] C. Brune,
Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ Dissertation, Universität Heidelberg (1996)

[Cal69] C.G. Callan, D.J. Gross, Physical Review Letters 22, p. 156 (1969)

[Cha93] K. Charlula, G.A. Schuler, H. Spiesberger, DJANGO6-Manual (1993)

[Coo97] A. M. Cooper-Sarkar, R.C.E. Devenish, A. De Roeck, DESY 97-226 ; hep-ph/9712301 (1997)

[Dav97] A. David,
Kalibration des H1-Spaghetti-Kalorimeters mit kosmischen Myonen
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1997)

[DoLa92] A. Donnachie, P.V. Landshoff, Physics Letters B 296, p. 227 (1992)

[DoLa94] A. Donnachie, P.V. Landshoff, Zeitschrift für Physik C 61,p. 139 (1994)

[Dok77] Yu. L. Dokshitzer, Sov. Physics JETP 46, p. 641 (1977)

[Dre83] J. Drees, H.E. Montgomery, Annual Review of Nuclear Science 33, p. 383 (1983)

[Eic92] R. Eichler et al., Nuclear Instruments and Methods A323,p. 532-536 (1992)

[Eng95] R. Engel, PHOJET-Manual, Universität Siegen, Preprint 95-05 (1995) R. Engel, J. Ranft, Physical Review D54, p. 4244 (1996)

[Fav97] L. Favart, RACO-Meeting, 2.4. 1997

[Fav98] L. Favart, private Mitteilung (1998)

[Fle98] M. Fleischer et al., Performance and Upgrade of H1 Calorimeters: LAr Calorimeter, SPACAL and VLQ, DESY 98-005 (1998)

[Fox74] D.J. Fox, Physical Review Letters 33, p. 1504 (1974)

[Fri72] J.L. Friedman, H.W. Kendall, Annual Review of Nucl. and Part. Science, (1972)

[Gel62] M. Gell-Mann, Physical Review 125, p. 1067 (1962)

[Gel64] M. Gell-Mann, Physics Letters 8, p. 215 (1964)

[Gla98] A. A. Glazov,
Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ and of $F_L(x, Q^2)$ with the H1 Detector at HERA
Dissertation, Universität Berlin (1998)

[Gro79] J.G.H. de Groot et al., (CDHS-Collaboration) Zeitschrift f. Physik C1, p.143 (1979)

[Gri72] V.N. Gribov, L.N. Lipatov, Soviet Journal of Nuclear Physics 15, p. 438 (1972)

[GRV90] M.Glück, E.Reya und A. Vogt , Zeitschrift f. Physik C48, p. 471 (1990)

[GRV92] M.Glück, E.Reya und A. Vogt , Zeitschrift f. Physik C53, p. 127 (1992)

[GRV95] M.Glück, E.Reya und A. Vogt , Zeitschrift f. Physik C67, p.433 (1995)

[GRV98] M.Glück, E.Reya und A. Vogt , hep-ph/9806404, (1998)

[Hal84] F. Halzen, A.D. Martin, Quarks and Leptons, John Wiley and Sons, ISBN 0-471-81187-4, (1984)

[Hei27] W. Heisenberg, Zeitschrift für Physik 43, p. 172 (1927)

[Hue96] M.Hütte,
Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ in radiativer ep-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA
Dissertation, Universität Dortmund (1996)

[Hut96] H. Hutter,
Teststrahluntersuchungen an einem Spaghetti-Kalorimeter für den H1-Detektor
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1996)

[H1C94] B.Andrieu et al. ; Die H1 Kalorimeter-Gruppe,
Nuclear Instruments and Methods A344, p. 492 (1994)

[H1D96] S. Aid et al., H1-Kollaboration,
Nuclear Physics B470, p.3 (1996)

[H1D97] I. Abt et al., H1-Kollaboration, Nuclear Instruments and Methods A386, p. 310 (1997)

[H1D97A] C. Adloff et al., H1-Kollaboration,Physics Letters B 393, p. 452 (1997)

[H1D97B] C. Adloff et al., H1-Kollaboration, Nuclear Physics B 497, p.3 (1997)

[H1D98] H1-Kollaboration, 29. ICHEP 1998, Vancouver, Abstract 534, Parallelsession 4, Plenarytalk 6 (1998)

[H1D98B] H1-Kollaboration, http : //www – h1.desy.de/h1/www/general/home/intra – home.html (1998)

[H1B95] J.Ban et al., Die H1-BEMC-Gruppe
The H1 Backward Calorimeter BEMC and its Inclusive Electron Trigger DESY 95-177

[H1S95A] T.Nicholls et al., Die H1-SpaCal-Gruppe
Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1-Detector
Nucl. Instr. Meth. A374 (1996), p.149-156

[H1S95B] R.D. Appuhn et al., Die H1-SpaCal-Gruppe
Hadronic response and e/pi Separation with the H1 lead/fibre Calorimeter
Nuclear Instruments and Meth. A 382, p. 395 (1996) und DESY 95-250

[H1S96A] R.D. Appuhn et al., Die H1-SpaCal-Gruppe
The H1 backward upgrade with a SPACAL Calorimeter: the hadronic section
DESY 96-013

[H1S96B] R.D. Appuhn et al., Die H1-SpaCal-Gruppe
H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter Nuclear Instruments and Methods A386 (1997), p. 397-408

[H1S97A] R.D. Appuhn et al., Die H1-SpaCal-Gruppe
Series Tests of Fine Mesh Photomultiplier tubes in Magnetic Fields up to 1,2 Tesla
Nuclear Instruments and Methods A404 (1998), 265

[H1S98A] Die H1-SpaCal-Gruppe,
Electronics of the H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeters, in Vorbereitung, wird in Nuclear Instruments and Methods erscheinen

[Ing91] G. Ingelman, Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, ed. Buchmüller, Ingelman, Band 3, p. 1366, Hamburg (1991)

[Jan96] J.Janoth,
Das Kalibrationssystem CAM für das neue Kalorimeter SPACAL des Detektors H1 bei HERA und Analyse erster Daten
Dissertation, Universität Heidelberg (1996)

[KMRS90] J. Kwiecinski, A.D. Martin, W.J. Sterling, R.G. Roberts, Physical Review D 42, p. 3645 (1990)

[Kle92] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag, (1992)

[Kra92] W. Krasny et al., Zeitschrift f. Physik C53, p. 687 (1992)

[Kur93] T.Kurca,
The H1-Trigger for Neutral Current Deep Inelastic Scattering Events at Low $Q^2$
Dissertation, Universität Hamburg (1993)

[Kwi91] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger und H.J.M. Möhring, Zeitschrift für Physik C 50, p. 165 (1991)

[Kwi91b] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.J.Möhring, Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, ed. Buchmüller, Ingelman, Band 3, p. 1294, Hamburg (1991)

[L396] L3-Kollabroation, L3-Note 2229, 29. ICHEP 1998, Vancouver (1998)

[Lan90] L.D. Landau, E.M. Lifschitz, Lehrbuch der theoretischen Physik, Band 4, Akademie-Verlag Berlin, ISBN 3-8171-1329-3,(1990)

[Lev96] S. Levonian, Luminosity Summary Tables,
http : //www – h1.desy.de/h1/www/general/home/intra – home.html (1996)

[Lev97] S. Levonian, H1-Upgrade-Meeting, 26.11.1997

[Lev98] S. Levonian, private Mitteilung (1998)

[Lev98b] S. Levonian, H1-Meeting, März 1998

[Lon75] E.Longo, I.Sestili, Nucl. Instruments and Meth. 128, p.283, (1975)

[Mey97] A. Meyer,
Measurement of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$ of the Proton at low $Q^2$ with the H1 Detector at HERA Using the NEW Detector Components SPACAL and BDC Dissertation, Universität Hamburg (1997)

[Mue96] K. Mueller, R. Beyer, 1996 L4 Filter Farm Selection Algorithm, H1-Note in Bearbeitung (1996)

[Mue97] C. Müller,
Kalibration des H1-SPACAL mit $\pi_0$'s und Messungen zu ihrer inklusiven Produktion im Detektor H1 bei HERA Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1997)

[MRS93a] A.D. Martin, W.J. Sterling, R.G. Roberts, Physical Review D 47, p. 867 (1993)

[MRS93b] A.D. Martin, W.J. Sterling, R.G. Roberts, Physics Letters B, p. 145 (1993)

[MRS94] A.D. Martin, W.J. Sterling, R.G. Roberts, Physical Review D 50, p. 6734 (1993)

[Nar87] B. Naroska, Physics Reports 148, p. 68 (1987)

[Nee61] Y. Neeman, Nuclear Physics 26, p. 222 (1961)

[Nag65] H. Nagel, Zeitschrift für Physik 186, 319 (1965)

[Oku62] S. Okubo, Progress in Theoret. Physics 27, p. 949 (1962)

[OPAL97] K. Ackerstaff et al., OPAL-Kollaboration, CERN-PPE/97-101, Europhysics Journal C2, p. 441 (1997)

[OPAL98] G.Abbiendi et al., OPAL-Kollaboration, CERN-EP/98-108, wird in Europhysics Journal C erscheinen (1998)

[Pan93] A. Panitch, P. Marage, H1-Note 05/93-297 (1993)

[Pan94] A. Panitch, P. Marage, F. Zomer H1-Note 07/94-369 (1994)

[PDG96] Partical Data Group, Physical Review D 54, Teil 1-I (1996)

[Pen83] M.R. Pennington, Cornerstones of QCD, Report Progress Physics 46, p. 393 (1991)

[Pep94] E. Peppel, Messung der Protonstrukturfunktion $F_2$ unter besonderer Berücksichtigung des H1-Rückwärtskalorimeters, Dissertation Universitat Hamburg (1994)

[Per90] D. Perkins, Hochenergiephysik, Addison-Wesley , ISBN 3-89319-111-9, (1990)

[Plo97] H.Plothow-Besch, W5051 - PDFLIB, Computer Program Library, CERN, Genf (1997)

[Poe96] R.Pöschl
Untersuchung der Ortsauflösung des H1-Spaghetti-Kalorimeters unter besonderer Berücksichtigung großer Einschußwinkel der Primärteilchen
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1996)

[Pro94] R. Prosi, H1-Note 11/94-412 (1994)

[Sch91] G.A.Schuler, H.Spiesberger, Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, ed. Buchmüller, Ingelman, Band 3, p. 1419, Hamburg (1991)

[Sch92] H. Scheffler, H. Elsässer, Bau und Physik der Galaxis, Bi-Wissenschaftsverlag, ISBN 3-411-14402-5, (1992)

[Sch94] S. Schleif,
Untersuchungen des Einflusses von passivem Material auf die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1994)

[Sch96] B. Schwab,
Das Rückwärtskammersystem des H1 Experiments
Dissertation, Universität Heidelberg (1996)

[She95] V. Shekelyan, private Anweisung (1995)

[Sim83] J.A. Simpson, Annual Review Nucl. Part. Science 33, p. 323 (1983)

[Sjo94] T. Sjöstrand, JETSET-Manual, Computer Physics Commun. 82, p.74 (1994)

[SPC97] V. Boudry et al., Die H1-SpaCal-Gruppe
The SPACAL Fest on January 30th 1997

[Spi91] H. Spiesberger et. al., Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, ed. Buchmüller, Ingelman, Band 3, p. 798, Hamburg (1991)

[Stam98] R.Stamen,
Analyse quasireeller QED-Compton-Ereignisse
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1998)

[Swa96] M. Swart,
Untersuchungen zur Photoproduktion von $\pi_0$- und $\eta_0$-Mesonen mit dem neuen Rückwärtskalorimeter von H1
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1996)

[Swa98] M. Swart, private Mitteilung (1998)

[Tao90] L.H. Tao et al. (E140X-Kollaboration), Zeitschrift f. Physik C70, p. 387 (1990)

[Wal98] R. Wallny, private Mitteilung (1998)

[Whi90] L.W.Whitlow et al., Physics Letters B 250, p. 193 (1990)

[Wig91] R. Wigmans, Perfomance and Limitations of Hadron Calorimeters, CERN-PPE/91-205 (1991)

[Wu84] Wu, Physics Reports 107, p. 59 (1984)

[Yan96] U.K. Yang et.al, CCFR-Collaboration, J.Physics G, Nucl. Part. Physics 22, p. 775 (1996)

[ZEUS97] J. Breitweg et al. (ZEUS-Kollaboration), Physics Letters B 407, p. 432 (1997)

[ZEUS96] M. Derrick et al. (ZEUS-Kollaboration), Zeitschrift für Physik C72, p. 399 (1996)

[Zho96] A. Zhokin, J.Katzy, S. Schleif, ELAN-Meeting, April 1996

**Danksagung** :

Für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Lehrstuhl durchzuführen, danke ich Herrn Prof. Dr. Karlheinz Meier.
Herrn Prof. Dr. Ulrich Straumann danke ich für die Bereitschaft, sich als Zweitgutachter zur Verfügung zu stellen.
Für die kritische Durchsicht des Manuskripts und die Hilfe beim Korrekturlesen danke ich Claus Beier, Dr. Manfred Fleischer, Oliver Nix, Roman Pöschl, Dr. Hartmut Rick und Dr. Jürgen Stiewe.
Ich danke den Mitgliedern der Arbeitsgruppe RACO, auch Dr. Laurent Favart und Rainer Stamen, für die Zusammenarbeit bei der Auswertung der Daten des Jahres 1996.
Mein besonderer Dank gilt Dr. Pavel Murin aus Kosice, mit dem ich zusammen das Rekonstruktionspaket für die vom SPACAL genommenen Daten konzipiert und geschrieben habe.
Bei der Implementierung der SPACAL-Rekonstruktion und des Programmpaketes SMON hat auch Dr. Ralf Gerhards geholfen.
Für die Übernahme der Betreuung der gesamten SPACAL-Rekonstruktion und des Programmes SMON, die es mir endlich ermöglichte, mich der interessanten Hochenergiephysik zu widmen, danke ich Roman Pöschl.
Für viele wertvolle Diskussionen und vielfältige Hilfestellungen danke ich sehr herzlich allen Kollegen aus dem Raum 604 im Gebäude 1b am DESY. Ich danke Claus, Dirk, Frank, Hartmut, Joachim, Marcus, Oliver und Roman dafür, daß sie mich und meinen Pessimismus mit viel Geduld ertragen und mich immer wieder aufgebaut haben.
Bedanken möchte ich mich auch bei allen Mitgliedern der SPACAL-Gruppe, insbesondere den Leitern der Gruppe Dr. Gerhard Müller und Dr. Vincent Boudry für die fruchtbare Zusammenarbeit.

**Erklärung**

Ich, Siegmar Schleif, geb. am 23.3.1968 in Dortmund, versichere hiermit:
Ich habe die vorliegende Dissertation selbst verfaßt und mich dabei keiner anderen als der ausdrücklich bezeichneten Quellen und Hilfsmittel bedient.

Weiterhin wurde diese Dissertation nirgendwo anderweitig von mir als Prüfungsarbeit verwendet oder einer anderen Fakulät als Dissertation vorgelegt.

Siegmar Schleif