Studien zur Jetproduktion in der Vorwärtsregion des H1–Detektors bei kleinem x_B in der tiefinelastischen Streuung

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

DISSERTATION

von
Diplom-Physiker Joachim Kurzhöfer
aus Iserlohn

Dortmund
Oktober 1995

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

Das Ziel der Elementarteilchenphysik ist die Erforschung der elementaren Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen. Zu dem derzeitigen Erkenntnisstand haben Streuexperimente einen wesentlichen Beitrag geleistet. Anfang dieses Jahrhunderts ermöglichte die Untersuchung der Streuung von α–Teilchen an einer Goldfolie durch E. Rutherford [RUTH11] einen Einblick in die innere Struktur des Atoms, Streuexperimente mit hochenergetischen Leptonen zeigten 1956 [HOFS56], daß das Proton ein ausgedehntes Objekt ist. Heute ist das Innere des Protons Gegenstand vieler Experimente.

Nach dem bisher als gültig angenommenen Standardmodell der Elementarteilchenphysik [GLAS61, WEIN67, SALA68, FRIT73] ist die uns bekannte Materie aus Fermionen aufgebaut. Die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen werden durch Austausch von Eichbosonen vermittelt. Die Fermionen lassen sich in zwei Gruppen einteilen, die Leptonen, die neben der Gravitation nur elektroschwach wechselwirken und die Quarks, die auch stark miteinander wechselwirken können. Von jeder Gruppe sind zur Zeit drei Generationen bekannt, wobei die uns bekannte stabile Materie nur aus Teilchen der ersten Generation aufgebaut ist.

Während die Leptonen als freie Teilchen beobachtet werden können, treten die Quarks in der Natur nur in gebundenen Zuständen, den Hadronen, auf. Streuexperimente bei hohen Energien können die innere Struktur von Hadronen auflösen, das ausgetauschte Eichboson wechselwirkt dann direkt mit einem Quark oder Gluon, dem Eichboson der starken Wechselwirkung. Bei solchen Experimenten spricht man auch von Streuung an Partonen, da bei hohen Energien die Zeitdauer der Wechselwirkung klein gegenüber den typischen Wechselwirkungszeiten der Quarks und Gluonen innerhalb der Hadronen ist, so daß das Quark oder Gluon als ein quasifreies Teilchen,ein Parton, betrachtet werden kann.

In der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung werden hochenergetische Elektronen entweder am ruhenden Proton gestreut oder mit hochenergetischen Protonen in Kollision gebracht. Bei der Speicherringanlage HERA am DESY in Hamburg kollidieren Elektronen oder Positronen mit einer Energie von etwa 27 GeV mit Protonen von rund 820 GeV.

Die Experimente am Speicherring HERA ermöglichen das Studium von Prozessen in kinematischen Bereichen, die vorher nicht zugänglich waren. Insbesondere der kinematische Bereich, in dem die Partonen nur einen sehr kleinen Impulsbruchteil des Protons tragen, war bisher Gegenstand vieler Spekulationen. Dabei ist die Entwicklung der Partondichten von großem Interesse, da Einflüsse von neuer Physik aufgrund der hohen Partondichten bei kleinem x_B erwartet werden [MUEL90]. Zu dieser neuen Physik gehören sowohl die Ursachen für den beobachteten steilen Anstieg der Strukturfunktion F_2 als auch mögliche Rekombinationseffekte bei Gluonen. In dieser Arbeit wird erstmalig eine neue Methode angewendet, mit der diese beiden Fragestellungen untersucht werden können.

Im zweiten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung und des Quark–Parton–Modells diskutiert. Nach der Beschreibung von zwei Entwicklungsgleichungen für die Partondichten wird die in dieser Arbeit verwendete exklusive Analysemethode erläutert. Sie basiert auf der Untersuchung einer speziellen Klasse von Ereignissen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung, die einen hochenergetischen Jet in der Nähe der Proton–Flugrichtung aufweisen. Die Vorteile dieser Methode liegen in dem direkten Zugriff auf die Dynamik der Entwicklung der Partondichten, ohne von unbekannten Partondichten abhängig zu sein [MART92]. Eine kurze Abhandlung über die verwendeten Monte–Carlo–Generatoren beschließt das Kapitel.

Das dritte Kapitel ist der Beschreibung des H1–Detektors gewidmet, wobei die für diese Arbeit relevanten Komponenten des Detektors genauer besprochen werden. Dies betrifft insbesondere das Flüssig–Argon–Kalorimeter, da die untersuchten Jets aus Signalen dieses Kalorimeters gebildet werden.

Im vierten Kapitel werden die einzelnen Schritte der Datennahme und der Selektion des untersuchten Datensatzes besprochen. Dabei werden auch mögliche Verluste des Signals durch die Selektionsschnitte diskutiert.

Das fünfte Kapitel behandelt Jets. Es beginnt mit der Erläuterung von zwei Jet–Algorithmen, die auf unterschiedlichen Ansätzen beruhen. Bei dem anschließenden Vergleich wird ihre Eignung für die Analyse von Jets nahe der Protonflugrichtung untersucht. Die Beschreibung der Selektion von Jets aus dem selektierten Datensatz beendet das Kapitel.

Im sechsten Kapitel werden die verschiedenen Untergrundbeiträge zu dem selektierten Datensatz diskutiert. Die Bestimmung der Beiträge erfolgt sowohl mit Hilfe simulierter Ereignisse als auch durch zusätzliche Signaturen in den Daten.

Das siebte Kapitel enthält die Diskussion der Resultate dieser Analyse. Nach einer kurzen Präsentation der Ergebnisse einer inklusiven Messung erfolgt ein Vergleich der Daten mit den Vorhersagen zweier Monte–Carlo–Modelle. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Jets nahe der Protonflugrichtung bei kleinem Bjørken–x_B wird bestimmt.

Abschließend werden die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung behandelt. Nach der Definition von kinematischen Größen folgt eine Diskussion des Wirkungsquerschnittes und seine Deutung im Quark–Parton–Modell. Die analytische Berechnung des in dieser Analyse untersuchten differentiellen Wirkungsquerschnittes für Jets wird anschließend besprochen. Den Abschluß bildet eine Beschreibung von Ereignis–Generatoren.

2.1 Kinematik in der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung

Abbildung 2.1 zeigt den Feynmangraphen für tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung mit dem neutralen Strom in niedrigster Ordnung der elektro–schwachen Störungstheorie. Ein Elektron mit dem Viererimpuls l und ein Proton mit dem Viererimpuls p laufen ein und tauschen ein virtuelles Photon oder Z^0–Boson mit dem Viererimpuls $q = l - l'$ aus. Das auslaufende Elektron besitzt danach den Viererimpuls l'. Das Proton wird in der Regel durch den Austausch angeregt und es wird ein hadronischer Endzustand beobachtet, der im allgemeinen aus vielen Teilchen besteht.

Üblicherweise werden für die Beschreibung der Ereigniskinematik die im folgenden definierten Größen verwendet.

- Der Betrag des Quadrats des Viererimpulsübertrags q ist gegeben als

$$Q^2 = -q^2 = -(l - l')^2.$$

- Die Bjørken–Skalenvariable x_B ist definiert als

$$x_B = \frac{Q^2}{2pq}.$$

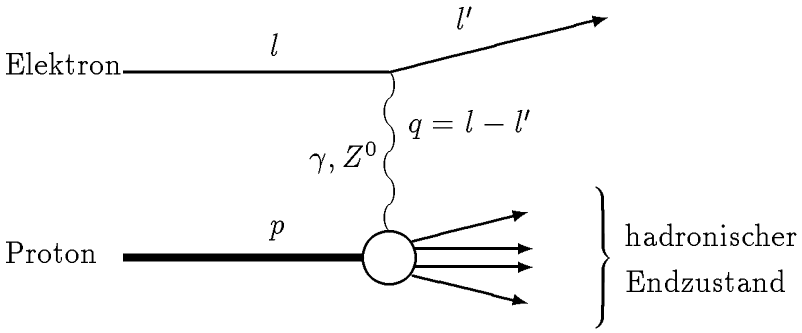


Abb. 2.1: *Der Feynmangraph der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung in niedrigster Ordnung mit einem neutralen Strom.*

Die Bjørken–Skalenvariable x_B besitzt den Wertebereich $0 \leq x_B \leq 1$. Im Rahmen des naiven Quark–Parton–Modells kann sie unter Vernachlässigung aller Teilchenmassen und der Transversalimpulse der Partonen im Proton als der Bruchteil des Protonimpulses interpretiert werden, den das Parton vor dem Streuprozeß trägt.

- Die Skalenvariable y ist definiert als

$$y = \frac{pq}{pl}.$$

Die Skalenvariable y liegt ebenfalls im Wertebereich $0 \leq y \leq 1$. Im Ruhesystem des Protons vereinfacht sich obige Definition zu

$$y = \frac{E_e^* - E_e^{*'}}{E_e^*},$$

wobei E_e^* und $E_e^{*'}$ die Energie des einlaufenden, beziehungsweise auslaufenden Elektrons sind, und y ist dann der übertragene Energiebruchteil.

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s ist definiert als

$$s = (p + l)^2.$$

Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist bei der Speicherringanlage HERA durch die Energien des einlaufenden Elektrons und des Protons vollständig festgelegt.

Diese vier lorentzinvarianten Größen sind nicht voneinander unabhängig, sondern durch

$$Q^2 = x_B y s$$

miteinander verknüpft. Wegen der Festlegung der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ durch die Strahlenergien genügen zwei der drei kinematischen Größen x_B, y und Q^2 zur vollständigen Beschreibung der Kinematik.

Eine weitere, häufig verwendete lorentzinvariante Variable ist die invariante Masse des gesamten hadronischen Endzustandes:

$$W^2 := (p + l - l')^2 = (p + q)^2 = \frac{1 - x_B}{x_B} Q^2 + m_p^2$$

Es ist vorteilhaft, wenn auch die zur Jetdefinition (siehe Kapitel 5) eingesetzten Variablen möglichst invariant gegenüber Lorentztransformationen entlang der Strahlachse, im folgenden mit z–Achse benannt, sind. Ein solcher Satz von Variablen besteht aus dem Transversalimpuls P_T, dem Azimutwinkel φ und der Rapidität ζ. Die Rapidität ζ wird definiert als

$$\zeta := \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_z}{E - P_z} \right) .$$

Sie ist zwar nicht lorentzinvariant, verschiebt sich aber bei Lorentztransformationen entlang der Strahlachse nur um einen konstanten Wert, die Differenz in der Rapidität zwischen zwei Teilchen ist somit invariant gegenüber diesen Lorentztransformationen. Da man in der Regel nicht die Massen aller beteiligten Teilchen kennt, wird anstatt der Rapidität die Pseudorapidität η verwendet, die wie folgt definiert ist:

$$\eta := \frac{1}{2} \ln \left(\frac{P + P_z}{P - P_z} \right) .$$

Die Formeln zeigen, daß sich die Rapidität und die Pseudorapidität für masselose Teilchen gleich sind und bei kleinen Massen oder kleinen Rapiditätsbeträgen fast entsprechen. Die Pseudorapidität kann aus dem Polarwinkel θ, der zwischen dem Teilchen und der Flugrichtung des einlaufenden Protons aufgespannt wird, berechnet werden:

$$\eta = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) .$$

2.2 Wirkungsquerschnitte für die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung

Der Wirkungsquerschnitt σ für die Streuung zweier Teilchen a und b aneinander ist gegeben durch [HALZ84]:

$$d\sigma = \frac{1}{4F} \frac{1}{(2\pi)^{3N_e+4}} |\mathcal{M}|^2 \delta^{(4)}(l_a + p_b - \sum_{i=1}^{N_e} p_i) \prod_{i=1}^{N_e} \left(\frac{d^3 p_i}{2E_i} \right) \tag{2.1}$$

mit

F = Fluß der einlaufenden Teilchen,
$\mathcal{M}$ = Übergangsmatrixelement,
l_a = Viererimpuls des einlaufenden Teilchens a,
p_b = Viererimpuls des einlaufenden Teilchens b,
p_i = Viererimpuls des auslaufenden Teilchens i im Endzustand,
E_i = Energie des auslaufenden Teilchens i im Endzustand und
N_e = Anzahl der Teilchen im Endzustand.

Der Term F normiert auf die Teilchenflüsse, die Deltafunktion sorgt für die Viererimpulserhaltung bei dem Streuprozeß und der nachfolgende Term multipliziert mit dem Phasenraum der auslaufenden Teilchen. Die eigentliche Physik der Wechselwirkung zwischen den beiden Teilchen ist in dem Übergangsmatrixelement $\mathcal{M}$ enthalten.

Das Übergangsmatrixelement $\mathcal{M}$ läßt sich im Rahmen der Störungstheorie für die tiefinelastische Streuung mit Hilfe der sogenannten Feynmanregeln berechnen. Dabei wird im folgenden davon ausgegangen, daß die Beiträge durch Austausch eines Eichbosons der schwachen Wechselwirkung gegenüber dem Beitrag durch Austausch eines Photons vernachlässigbar sind. Aufgrund der, im Vergleich zu dem in dieser Arbeit untersuchten Q^2–Bereich, großen Masse der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung stellt diese Annahme eine gute Näherung dar.

Für den Prozeß der tiefinelastischen Elektron–Proton–Steuung gilt dann:

$$\mathcal{M} = -e j_e^\mu \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} J^\nu_{hadron} , \tag{2.2}$$

wobei

e = Elementarladung,
j_e^μ = Viererstrom des Elektrons,
$\frac{g_{\mu\nu}}{q^2}$ = Propagator des ausgetauschten Photons und
J^ν_{hadron} = hadronischer Viererstrom

ist. In Gleichung 2.1 geht das Betragsquadrat der Übergangsmatrix $\mathcal{M}$ ein, das sich als

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{q^4} L^e_{\mu\nu} W^{\mu\nu}_{hadron} 4\pi m_p \tag{2.3}$$

mit

$L^e_{\mu\nu}$ = leptonischer Tensor,
$W^{\mu\nu}_{hadron}$ = hadronischer Tensor und
m_p = Masse des Protons

darstellen läßt.

Der leptonische Tensor für unpolarisierte Elektronen hat die Form

$$\begin{aligned} L^{e}_{\mu\nu} &= \frac{1}{2}\sum_{Spins}[\bar{u}(l')\gamma_\mu u(l)][\bar{u}(l')\gamma_\nu u(l)]^* \\ &= 2(l'_{a,\mu}l_{a,\nu} + l_{a,\mu}l'_{a,\nu} - (l_a l'_a - m_e^2)g_{\mu\nu}). \end{aligned}$$

Hierbei bezeichnet $l'_{a,\mu}$, beziehungsweise $l'_{a,\nu}$, den Viererimpuls des auslaufenden Elektrons mit der Masse m_e, die im relativistischen Limit vernachlässigt werden kann. Der hadronische Tensor hat aufgrund der inneren Struktur des Protons eine komplexere Form. Zur Parametrisierung wird der hadronische Tensor in einer allgemeinen Form aus dem metrischen Tensor $g^{\mu\nu}$ und den unabhängigen Viererimpulsen q des Photons und p des einlaufenden Protons konstruiert. Unter Ausschluß aller antisymmetrischen Terme, deren Beiträge zu dem Wirkungsquerschnitt nach dem Einsetzen in Gleichung 2.3 verschwinden, da $L^{e}_{\mu\nu}$ symmetrisch ist, erhält man folgenden Ansatz:

$$W^{\mu\nu}_{hadron} = -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{m_p^2}p^\mu p^\nu + \frac{W_4}{m_p^2}q^\mu q^\nu + \frac{W_5}{m_p^2}(p^\mu q^\nu + q^\mu p^\nu) \tag{2.4}$$

Der Term mit W_3 wurde weggelassen, weil er für paritätsverletzende Strukturfunktionen steht, die den Austausch eines Eichbosons der schwachen Wechselwirkung voraussetzen. Aus der Forderung nach Stromerhaltung am hadronischen Vertex

$$q_\mu W^{\mu\nu}_{hadron} = q_\nu W^{\mu\nu}_{hadron} = 0$$

folgt

$$\begin{aligned} W_5 &= -\frac{p\cdot q}{q^2}W_2, \\ W_4 &= \left(\frac{p\cdot q}{q^2}\right)^2 W_2 + \frac{m_p^2}{q^2}W_1. \end{aligned}$$

Somit sind nur zwei der vier tiefinelastischen Strukturfunktionen der Gleichung 2.4 voneinander unabhängig und 2.4 läßt sich schreiben als

$$W^{\mu\nu}_{hadron} = W_1\left(-g^{\mu\nu} + \frac{m_p^2}{q^2}\right) + W_2\left(p^\mu - \frac{p\cdot q}{q^2}q^\mu\right)\left(p^\nu - \frac{p\cdot q}{q^2}q^\nu\right)$$

Die W_i sind Funktionen von lorentzinvarianten Skalarvariablen, die am hadronischen Vertex rekonstruiert werden können, zum Beispiel x_B und Q^2. Mit der Definition von

$$F_1(x_B, Q^2) = m_p W_1(x_B, Q^2) \text{ und} \tag{2.5}$$

$$F_2(x_B, Q^2) = \frac{p\cdot q}{m_p}W_2(x_B, Q^2) \tag{2.6}$$

ergibt sich nach Einsetzen in Gleichung 2.1 und α als elektromagnetische Feinstrukturkonstante

$$\frac{d^2\sigma}{dx_B\,dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_B Q^4}\left(y^2 x_B F_1(x_B,Q^2) + (1-y)F_2(x_B,Q^2)\right). \tag{2.7}$$

$F_1(x_B,Q^2)$ und $F_2(x_B,Q^2)$ werden als Strukturfunktionen des Protons bezeichnet. Bisher können die Strukturfunktionen in der bei HERA erreichbaren kinematischen Region nur experimentell bestimmt werden, eindeutige theoretische Vorhersagen sind nicht möglich.

Bei der tiefinelastischen Streuung ist das Photon virtuell und kann im Gegensatz zu einem reellen Photon auch longitudinal polarisiert sein. Der Zusammenhang zwischen den Strukturfunktionen F_1 und F_2 und dem Verhältnis R der Wirkungsquerschnitte für den Austausch eines longitudinal polarisierten Photons zum Wirkungsquerschnitt für den Austausch eines transversal polarisierten Photons ergibt sich zu [COOP91]:

$$R = \frac{F_2(x_B,Q^2) - 2x_B F_1(x_B,Q^2)}{2x_B F_1(x_B,Q^2)} = \frac{F_L(x_B,Q^2)}{2x_B F_1(x_B,Q^2)} = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}. \tag{2.8}$$

$F_L(x_B,Q^2)$ wird als longitudinale Strukturfunktion bezeichnet, σ_L ist der Wirkungsquerschnitt für longitudinal polarisierte Photonen und σ_T für transversal polarisierte Photonen. Mit Hilfe dieser Gleichung läßt sich Gleichung 2.7 in der Form

$$\frac{d^2\sigma}{dx_B\,dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{x_B Q^4}\left(2(1-y) + \frac{y^2}{1+R}\right)F_2(x_B,Q^2) \tag{2.9}$$

schreiben. In dieser Gleichung kommt neben dem unbekanntem R, nur noch eine Strukturfunktion vor. Die Größe R ist bis jetzt bei HERA noch nicht gemessen worden. Rechnungen unter Verwendung der QCD Relation [ALTA78] und der MSRH–Parametrisierung [MART93b] haben für den in dieser Arbeit untersuchten kinematischen Bereich Werte von $0,2$ bis $0,3$ ergeben. Eine ausführliche Tabelle mit den berechneten Werten von R befindet sich in [H1-95a].

Die Gleichung 2.9 eignet sich somit zur experimentellen Bestimmung von $F_2(x_B,Q^2)$ aus dem gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt [H1-93c, H1-95a].

2.2.1 Naives Quark–Parton–Modell

Um das komplexe Spektrum der Hadronen zu beschreiben, führte Gell–Mann die Quarks ein [GELL64]. Danach sind die Hadronen aus Quarks zusammengesetzt. Die Struktur des Protons, die bei der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung sichtbar wird, ergibt sich durch die Auflösung der Quarkstruktur des Protons durch das ausgetauschte Photon mit einer sehr kleinen Wellenlänge. Das Modell zur Beschreibung der tiefinelastischen

Elektron–Proton–Streuung, das sogenannte naive Quark–Parton–Modell [BJOR69], sieht die Streuung als elastische Streuung der Elektronen an sogenannten Partonen, die sich frei im Proton bewegen. Die Lebensdauer eines Parton–Zustandes beträgt für die tiefinelastische Streuung im Breit–System $\tau_{Parton} \sim q_z/m_\perp^2$, während die Zeitdauer der Wechselwirkung $\tau_{Wechselw.} \sim 1/q_z$ ist. Im Breit–System ist q_z gleich $\sqrt{Q^2}$, und $m_\perp^2 = m_{Parton}^2 + k_t^2$, wobei das Parton den Viererimpuls $k = xp + k_t$ besitzt. In der QCD ist $k_t^2 \ll q_z^2$ und daher ist $\tau_{Parton} \gg \tau_{Wechselw.}$ [GRIB83]. Deswegen kann für den Zeitraum der Streuung die Wechselwirkung des Quarks mit anderen Quarks des Protons vernachlässigt werden und das Quark als freies Teilchen, Parton, behandelt werden.

Der gesamte Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron–Proton Streuung ergibt sich dann durch die inkohärente Summe aller Beiträge der Streuung von Elektronen an den einzelnen Quarks im Proton:

$$\frac{d^2\sigma}{d\tilde{x}dQ^2} = \sum_q \int_0^1 f_q(\kappa)\frac{d^2\hat{\sigma}_{eq}}{d\tilde{x}dQ^2}d\kappa \tag{2.10}$$

$$= \sum_q \int_0^1 f_q(\kappa)\frac{2\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4}\left[1+(1-y)^2\right]\delta(\tilde{x}-\kappa)d\kappa \tag{2.11}$$

wobei

$\sum_q$ = Summe über alle Quarks im Proton,

$f_q(\kappa)$ = Wahrscheinlichkeit ein Quark q mit dem Anteil κ am Impuls des Protons im Proton zu finden und

$\frac{d^2\hat{\sigma}_{eq}}{d\tilde{x}dQ^2}$ = Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Elektrons an einem Quark ist.

Im Quark–Parton–Modell mit als masselos betrachteten Partonen ist $\tilde{x}$ mit der Bjorkenvariablen x_B identisch. Die Strukturfunktionen F_1 und F_2 ergeben sich damit zu

$$F_2(x_B, Q^2) = x_B \sum_{l=1}^{N_{parton}} e_l^2 f_l(x_B) = F_2(x_B), \tag{2.12}$$

$$F_1(x_B, Q^2) = F_1(x_B) = \frac{1}{2x_B}F_2(x_B). \tag{2.13}$$

Wie aus den Gleichungen 2.12 und 2.13 ersichtlich hängen die Partondichten und somit auch die Strukturfunktionen F_1 und F_2 nur von x_B, aber nicht von Q^2 ab. Die Gleichung 2.13 wird als Callan–Gross–Relation [CALL69] bezeichnet, aus ihr folgt, daß im naiven Quark–Parton–Modell F_L beziehungsweise R verschwinden.

2.2.2 QCD–Korrekturen und Skalenverletzung

Experimentelle Untersuchungen zeigten, daß die Strukturfunktionen entgegen den Vorhersagen des naiven Quarkmodell eine Abhängigkeit von Q^2 aufweisen [BLOO69, H1-94a]. Dies wird als Skalenverletzung bezeichnet, deren Ursache sich im Rahmen der Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik (QCD), aus der inneren Struktur des Protons ergibt. Das Proton besteht danach neben den drei als Valenzquarks bezeichneten Quarks auch aus Gluonen, die von Quarks oder Gluonen abgestrahlt werden und ihrerseits Gluonen und Quark–Antiquarkpaare, die sogenannten Seequarks, erzeugen können.

Gluonen sind die Eichbosonen der starken Wechselwirkung. Das Besondere an ihnen ist, daß sie selber Farbladung tragen und somit auch untereinander wechselwirken. Dies führt zu dem sogenannten Confinement. So sind zwei Quarks durch ein Farbfeld verbunden, dessen Energie bei größeren Abständen proportional zum Abstand der Quarks ist [FEYN72]. Wird ein Quark von dem anderen getrennt, z. B. durch einen Streuprozeß, bekommt das Farbfeld eine solche Stärke, daß Quark–Antiquark–Paare gebildet werden und so das Farbfeld aufspalten wird. Deswegen ist es experimentell nicht möglich, im Detektor ein freies Quark oder Gluon nachzuweisen. Stattdessen sieht man im Detektor ein zusammengehöriges Bündel von Teilchen, das als Jet bezeichnet wird. Bei kurzen Distanzen ist die Kopplungskonstante α_s der QCD so klein, daß zur Berechnung von starken Wechselwirkungen Störungsrechnungen verwendet werden können. Eine Beschreibung der starken Wechselwirkung über größere Distanzen, wie sie bei der Fragmentation von Partonen in Hadronen auftreten, ist zur Zeit durch die Störungstheorie nicht möglich.

Zur Bestimmung der Strukturfunktionen muß neben der niedrigsten mindestens auch die nächste Ordnung der QCD–Störungsreihe mitberücksichtigt werden. In Ordnung α_s tragen reelle Beiträge durch QCD–Compton Prozesse (Abbildung 2.2) und Boson–Gluon–Fusionsprozesse (Abbildung 2.3) bei. Weiterhin erfährt das naive Quark–Parton–Modell virtuelle Korrekturen aufgrund der Interferenz von Schleifengraphen, bei denen ein Gluon abgestrahlt und wieder absorbiert wird.

Bei der Integration dieser Beiträge für das Betragsquadrat des Matrixelements treten Singularitäten auf. Die ultravioletten Divergenzen werden in der starken Kopplungskonstanten α_s absorbiert, die dadurch von Q^2 abhängig wird und gegeben ist durch (z.B. [REY81]):

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\log(Q^2/\Lambda)} . \tag{2.14}$$

N_f ist die Anzahl der Quarkflavors im Proton und Λ ein freier Parameter. Die infraroten Divergenzen und die kollinearen oder Massendivergenzen im Endzustand werden

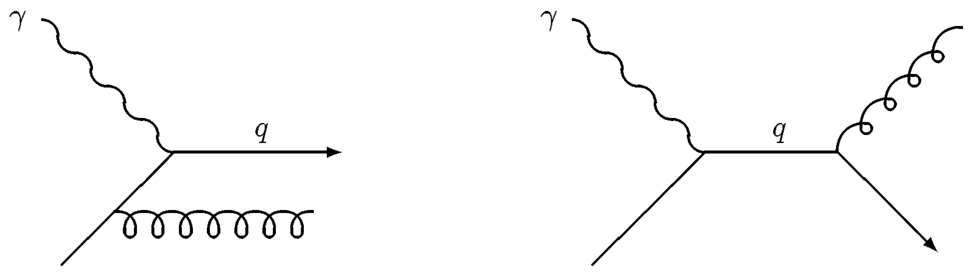


Abb. 2.2: *Feynmangraphen der QCD–Compton–Prozesse*

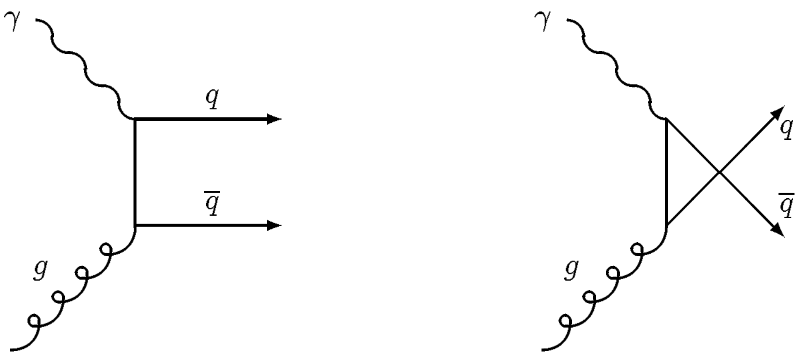


Abb. 2.3: *Feynmangraphen der Boson–Gluon–Fusion*

durch die Divergenzen der virtuellen Beiträge kompensiert. Es verbleiben die kollinearen Divergenzen zum einlaufenden Quark, die in den Partonverteilungen absorbiert werden [MART93a]. Einen Ansatz für die dynamische Entwicklung der Partonverteilungen stellen die Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi (DGLAP) Gleichungen [ALTA77] dar:

$$\frac{\partial f_l(x_B, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_B}^{1} \frac{dy}{y} \left[f_l(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x_B}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x_B}{y}\right) \right] \tag{2.15}$$

$$\frac{\partial g(x_B, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_B}^{1} \frac{dy}{y} \left[g(y, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x_B}{y}\right) + \sum_{l=1}^{N_f} \left(f_l(y, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x_B}{y}\right) \right) \right] \tag{2.16}$$

Hierbei ist

$f_l(x_B, Q^2)dx_B$ = Wahrscheinlichkeit, ein Quark der Flavour l mit einem Impulsanteil aus dem Intervall $[x_B, x_B + dx_B]$ des Protons zu finden,

$g(x_B, Q^2)dx_B$ = Wahrscheinlichkeit, ein Gluon mit einem Impulsanteil aus dem Intervall $[x_B, x_B + dx_B]$ des Protons zu finden,

$P_{ij}(z)$ = die sogenannte Splittingfunktion, die die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung des Partons i durch Parton j angibt, wobei das Parton i den Impulsbruchteil z des Partons j trägt [ALTA77, DOKS77].

Diese Gleichungen bestimmen die Entwicklung der Partondichten in Q^2. Zur Berechnung der Partondichten für ein vorgegebenes (x_B, Q^2) wird eine Anfangsverteilung $f_l(x_B, Q_0^2)$, beziehungsweise $g(x_B, Q_0^2)$ vorgegeben und in Q^2 entwickelt. Für die Anfangsverteilung existieren ebenso keine eindeutigen theoretischen Vorhersagen wie für die Partondichten bei kleinen Werten von x_B. Man erwartet, daß die DGLAP–Gleichungen die Entwicklung der Partondichten für $x_B > 10^{-2}$ und $Q^2 > 4\ GeV^2$ beschreibt. Ein Beispiel für die Beschreibung von Partondichten mit der DGLAP–Gleichung findet man unter anderem in [GLÜC93].

Bei der Ableitung der Entwicklung der Partondichten werden nur Terme proportional zu $\log Q^2$ berücksichtigt, wobei angenommen wird, daß Terme mit $\log 1/x_B$ klein genug sind, um vernachlässigt zu werden. Nähere Details findet man in [MART93a].

In den neuen kinematischen Regionen, die mit HERA erschlossen werden, ist noch offen, ob auch die Physik in diesen Regionen noch vollständig durch die DGLAP–Gleichungen beschrieben werden kann.

Ein anderer Ansatz liegt der Balitzskii–Fadin–Kuraev–Liptatov (BFKL) Gleichung zugrunde [FADI75]. Bei der BFKL–Gleichung werden die Terme mit $\log(1/x_B)$ aufsummiert, anstatt wie bei DGLAP mit $\log(Q^2)$. Daher wird erwartet, daß die BFKL–Gleichung in dem Bereich von kleinem x_B anwendbar ist [H1-95f]. Die Entwicklungsgleichung für die Partondichten hat die Form:

$$-x_B \frac{\partial f_l'(x_B, k^2)}{\partial \log(1/x_B)} = \int_{k_0^2}^{\infty} dk'^2 K(k, k') f_l'(x_B, k'^2), \tag{2.17}$$

wobei $K(k, k')$ eine Art von Splittingfunktion darstellt und k_0 ein infraroter Abschneidewert ist, um Regionen mit großem α_s auszuschließen. Für die Lösungen gilt:

$$f_l'(x_B, k^2) \propto x_B^{\lambda} \tag{2.18}$$

Für die Berechnung der Partondichten muß auch wie bei der DGLAP–Gleichung eine Anfangsverteilung vorgegeben werden. Der Parameter λ hängt nur schwach von dem gewählten k_0^2 für die Anfangsverteilung der Partondichten ab. Numerische Rechnungen mit laufender Kopplungskonstante α_s haben für λ etwa $0,4 - 0,5$ ergeben [MART93a].

Beiden Entwicklungsgleichungen ist gemeinsam, daß die Partondichten zu kleinem x_B hin ansteigen, was bei HERA für den Bereich $10^{-4} \leq x_B \leq 10^{-2}$ beobachtet wird. Dieser Anstieg muß irgendwann abbrechen, da das Proton nur endlich viel Platz für Partonen bietet. Mit zunehmenden Partondichten nimmt die Wahrscheinlichkeit für Wechselwirkungen der Partonen untereinander zu und damit auch Rekombinationen von Gluonen. In den Entwicklungsgleichungen sind solche Wechselwirkungen nicht berücksichtigt. Sie müssen durch zusätzliche, nichtlineare Terme ergänzt werden [GRIB83]. Ein phänomenologischer Ansatz der DGLAP Gleichung für die Gluondichte mit zweiter Näherung für die Rekombination hat dann beispielsweise die Form [BART91]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial g(x_B, Q^2)}{\partial \log Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_B}^{1} \frac{dy}{y} \left[g(y, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x_B}{y}\right) + \sum_{l=1}^{N_f} \left(f_l(y, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x_B}{y}\right)\right)\right] \\ &\quad - \frac{81}{16} \frac{1}{r^2} \frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2} \int_{x_B}^{1} \frac{dy}{y} \left[y g(y, Q^2)\right]^2 . \end{aligned} \tag{2.19}$$

Der Parameter r beschreibt die Größe des räumlichen Bereichs, in dem die Rekombinationsprozesse stattfinden. Die Partondichte für Gluonen könnte einerseits gleichmäßig im ganzen Proton ansteigen, dann wäre r durch die Größe des Protons gegeben, oder aber ungleichmäßig, wobei die Partondichten in der Nähe der Valenzquarks stark ansteigen. Diese Zonen werden als Hotspots bezeichnet [MUEL90]. In diesem Fall wäre r sehr viel kleiner und die Rekombinationseffekte würden schon bei größeren Werten von x_B beobachtbar sein. Diese Gleichung ist nur solange gültig, wie der Korrekturterm klein gegenüber dem normalen Entwicklungsterm ist. Sind beide Terme von vergleichbarer Größe, treten noch weitere wichtige Korrekturen auf, deren Form bis heute nicht bekannt ist [DOKS91]. Die BFKL–Gleichung kann auf ähnliche Weise ergänzt werden.

2.3 Der differentielle Jet–Wirkungsquerschnitt

Die Dynamik der Partondichten kann inklusiv über die Strukturfunktionen untersucht werden, allerdings ist es problematisch, zwischen der DGLAP–Entwicklung und der BFKL–Entwicklung zu unterscheiden. Die theoretischen Vorhersagen sind phänomenologisch und hängen zudem stark von den verwendeten Anfangsverteilungen ab. Zum heutigen Zeitpunkt können die gemessenen Strukturfunktionen bei kleinem x_B [H1-95a,

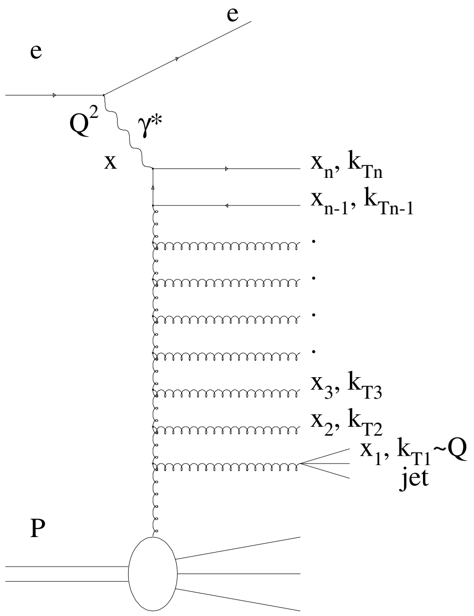


Abb. 2.4: *Der Prozeß der tiefinelastischen Streuung mit Partonkaskade.*

Zeus95] sowohl durch die DGLAP-Entwicklung (siehe etwa [GLÜC93]) als auch durch die BFKL–Entwicklung beschrieben werden. Der beobachtete steile Anstieg der Strukturfunktionen kann sowohl von der BFKL–Entwicklung an sich als auch von der Anfangsverteilung für die DGLAP–Entwicklung herrühren.

Im folgenden werden daher Methoden beschrieben, die direkt auf die Unterschiede zwischen der DGLAP– und der BFKL–Entwicklung abzielen.

Sie untersuchen nicht den eigentlichen Streuprozeß, sondern die Vorgänge im Proton, die zu der Erzeugung der am Streuprozeß beteiligten Partonen geführt haben. In Abbildung 2.4 sind diese beispielhaft dargestellt. Ein Quark des einlaufenden Protons strahlt ein Gluon ab, das wiederum Quarks und Gluonen abstrahlt. So baut sich eine Partonkaskade auf, an deren Ende der eigentliche Streuprozeß der tiefinelastischen Streuung stattfindet.

Die Auswirkungen der gewählten Entwicklungsgleichung zeigt sich in der inneren Struktur der Kaskade. In der Tabelle 2.1 sind die wesentlichen Unterschiede zwischen den Partonkaskaden entwickelt mit der DGLAP–Gleichung und der BFKL–Gleichung zusammengefaßt. Diese Angaben beruhen auf den Berechnungen in der führenden Ordnung der Logarithmen $\alpha_s \ln(Q^2)$ für die DGLAP–Gleichung und $\alpha_s \ln(1/x_B)$ für die BFKL–

Eigenschaft der Partonkaskade	DGLAP–Gleichung	BFKL–Gleichung
Ordnung im Transversalimpuls	$k_{T,1} \ll k_{T,2} \ll \ldots \ll k_{T,n}$	keine besondere Ordnung
Ordnung in x	$x_1 > x_2 > \ldots > x_n$	$x_1 \gg x_2 \gg \ldots \gg x_n$

Tab. 2.1: *Eigenschaften der Partonkaskade*

Gleichung [MUEL94].

Der größte Unterschied zwischen beiden Entwicklungen betrifft die Ordnung im Transversalimpuls der Partonen untereinander. Während sie bei der Entwicklung mit der DGLAP–Gleichung streng geordnet sind, besteht diese Ordnung bei der Entwicklung mit der BFKL–Gleichung nicht. Dort läuft die Entwicklung des Transversalimpulses eher zufällig ab, das in der Kaskade nachfolgende Parton kann sowohl einen höheren als auch einen niedrigeren Transversalimpuls besitzen [BART94].

Aufgrund dieses Unterschiedes ist das mittlere $< k_T >$ der Partonen in der Kaskade bei der BFKL–Entwicklung größer als bei der DGLAP–Entwicklung, was einen erhöhten transversalen Energiefluß im Bereich der Kaskade zur Folge hat. Als Konsequenz wird daher erwartet, daß die BFKL–Entwicklung mehr transversale Energie E_T als die DGLAP–Entwicklung zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest erzeugt [H1-95f]. Eine inklusive Untersuchungsmethode studiert daher den transversalen Energiefluß bis zu einem minimalen Winkel von etwa 5° zum Proton und vergleicht ihn mit theoretischen Vorhersagen von analytischen Rechnungen [KWIE94a, KWIE94b] und entsprechend simulierten Ereignissen [H1-94b]. In Abschnitt 7.2 wird kurz auf diese Untersuchung eingegangen.

Nach einem Vorschlag von Mueller [MUEL90, MUEL91] konzentriert sich die in dieser Analyse verwendete, exklusive Methode auf den Anfang und das Ende der Partonkaskade. Bei den untersuchten Ereignissen ist das Ende der Kaskade durch den Streuprozeß bestimmt. Das Parton am Anfang der Kaskade erzeugt einen zusätzlichen hochenergetischen Jet[1], im folgenden als Vorwärtsjet bezeichnet, der separat nachgewiesen wird. Um die Unterschiede zwischen den Vorhersagen der beiden Entwicklungen zu vergrößern, wird mit der Forderung $k_{T,1}^2 \approx Q^2$ die Kaskadenentwicklung bei der DGLAP–Gleichung im Gegensatz zur BFKL–Entwicklung aufgrund der starken Ordnung im Transversalimpuls der Partonen unterdrückt [MART92]. Die zusätzliche Forderung nach einem möglichst hohen $x_j = E_j/E_{Proton}$, dem Impulsanteil des Vorwärtsjets an dem Proton, stellt einerseits sicher, daß der Jet von einem Parton am Anfang der Kaskade stammt, und andererseits gehen in die Berechnung des Wirkungsquerschnittes die Partondichten

---

[1] Zur genaueren Definition von Jets siehe Kapitel 5.

nur an der Stelle x_j ein. Bei den hier untersuchten Werten von x_j größer als 0,025 sind die Partondichten experimentell genau gemessen. Dadurch ist diese Methode nahezu unabhängig von den verwendeten Strukturfunktionen [MART92]. Außerdem vergrößert ein möglichst großes Verhältnis von x_j/x_B den Phasenraum für die Jet–Produktion bei der BFKL–Entwicklung, die von diesem Verhältnis abhängt [BART92, TANG92].

Abbildung 2.5 zeigt das relevante Diagramm für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die tiefinelastische Streuung mit der Produktion eines Vorwärtsjets [MART92].

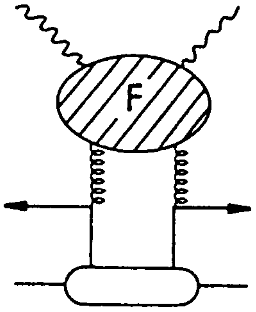


Abb. 2.5: *Das Diagramm für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die tiefinelastische Streuung mit der Produktion eines Vorwärtsjets. Aus [MART92].*

Der Wirkungsquerschnitt für diese Ereignisse ist gegeben durch [MART92]:

$$\frac{\partial\sigma}{\partial x_B \partial Q^2} = \int_{x_{j0}}^{\infty} dx_j \int_{k_0^2}^{\infty} dk_T^2 \frac{4\pi\alpha_s^2}{x_B Q^4} \left[(1-y)\frac{\partial F_2}{\partial x_j \partial k_t^2} + \frac{1}{2} y^2 \frac{\partial 2 x_B F_1}{\partial x_j \partial k_t^2} \right] \tag{2.20}$$

Die Größe X_{j0} beschränkt die Integration auf Bereiche mit einem Jet, für den $x_j \geq x_{j0}$ gilt.

Ein Vergleich mit Gleichung 2.7 für den Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung zeigt sofort die Ähnlichkeit. Die zusätzlichen Bedingungen aufgrund des Vorwärtsjets stecken allein in den nach den Jetvariablen abgeleiteten Strukturfunktionen, über die in Gleichung 2.20 integriert wird. Unter Verwendung der BFKL–Gleichung ergibt sich für die abgeleitete Strukturfunktion F_2 folgende Gleichung:

$$\frac{\partial F_2}{\partial x_j \partial k_T^2} = \frac{3\alpha_s(Q^2)}{\pi k_T^4} \sum_{Partonen} f_a(x_j, k_T^2) F(z, Q^2, k_T^2), \tag{2.21}$$

wobei

$$f_a(x_j, k_T^2) \quad = \quad \text{Partondichte für das Parton } a \text{ an der Stelle } (x_j, k_T^2)$$

$$z = \frac{x_B}{x_j} \text{ und}$$

$F(z, Q^2, k_T^2)$ = beschreibt den Gluon–Photon Subprozeß inklusive der Emission weicher Gluonen, gezeigt in dem oberen Teil der Abbildung 2.5.

Wie aus Gleichung 2.21 ersichtlich geht in die differentielle Strukturfunktion die Partondichte für x_j, aber nicht x_B ein. F erfüllt die BFKL–Gleichung, die symbolisch in Abbildung 2.6 dargestellt ist [MART92]:

$$F(z, k_T^2) = F_0(k_T^2) + \int_z^1 \frac{dz'}{z'} \int dk_T'^2 K(k_T, k_T') F(z', k_T'^2) \tag{2.22}$$

F_0 ist nur der Quarkbox– und der gekreuzte Quarkbox–Beitrag zu der Funktion F, dargestellt in Abbildung 2.6. Der restliche Term summiert die effektiven Beiträge der Gluonkaskade auf, die sowohl von virtuellen als auch realen Gluon–Emissionen stammen.

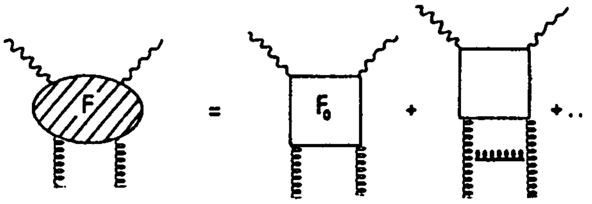


Abb. 2.6: *Das Diagramm zeigt die führende* $\ln(1/x_B)$ *Approximation für den Term F von Gleichung 2.22 und Abbildung 2.5. Aus [MART92].*

Abbildung 2.7 gibt Auskunft über den Zusammenhang zwischen x_j, k_T^2 und dem Winkel θ_j, unter dem der Vorwärtsjet im Laborsystem beobachtet werden kann.

Die untere Grenze für den Winkel wird von dem Detektor vorgegeben, und wurde bei den Berechnungen in [MART92] auf 5° gesetzt. Aus der Verteilung ist ersichtlich, daß Vorwärtsjets mit großem x_j nur unter kleinen Winkeln θ_j auftreten, daher auch die Bezeichnung Vorwärtsjets. Bei vorgegebenem θ_j sind größere Werte von x_j nur bei Jets mit größeren k_T^2 zu beobachten, allerdings mit einer sehr kleinen Ereignisrate.

Die Tabelle 2.2 enthält die berechneten Wirkungsquerschnitte für tiefinelastische Streuung mit Jet–Produktion für verschiedene, bei HERA erreichbare, kinematische Regionen. Dabei sind folgende Schnitte bei der Integration berücksichtigt worden:

- $x_j > 0,05$
- $\theta_j > 5°$

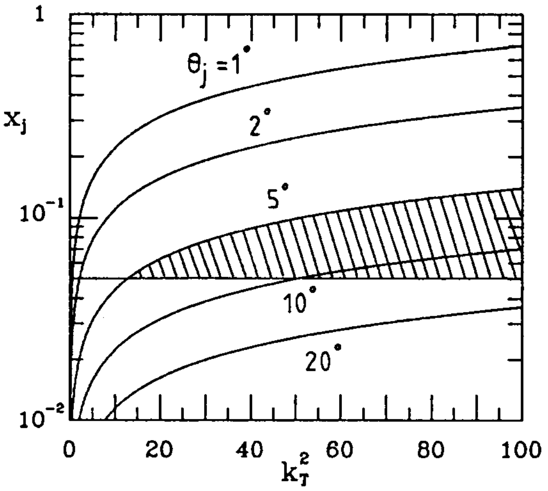


Abb. 2.7: *Die Abhängigkeit zwischen kinematischen Jetvariablen für den Vorwärtsjet. Das eingezeichnete schraffierte Band entspricht Vorwärtsjets mit einem Winkel* $\theta_j > 5°$ *und einem* $x_j > 0,05$ *[BART92].*

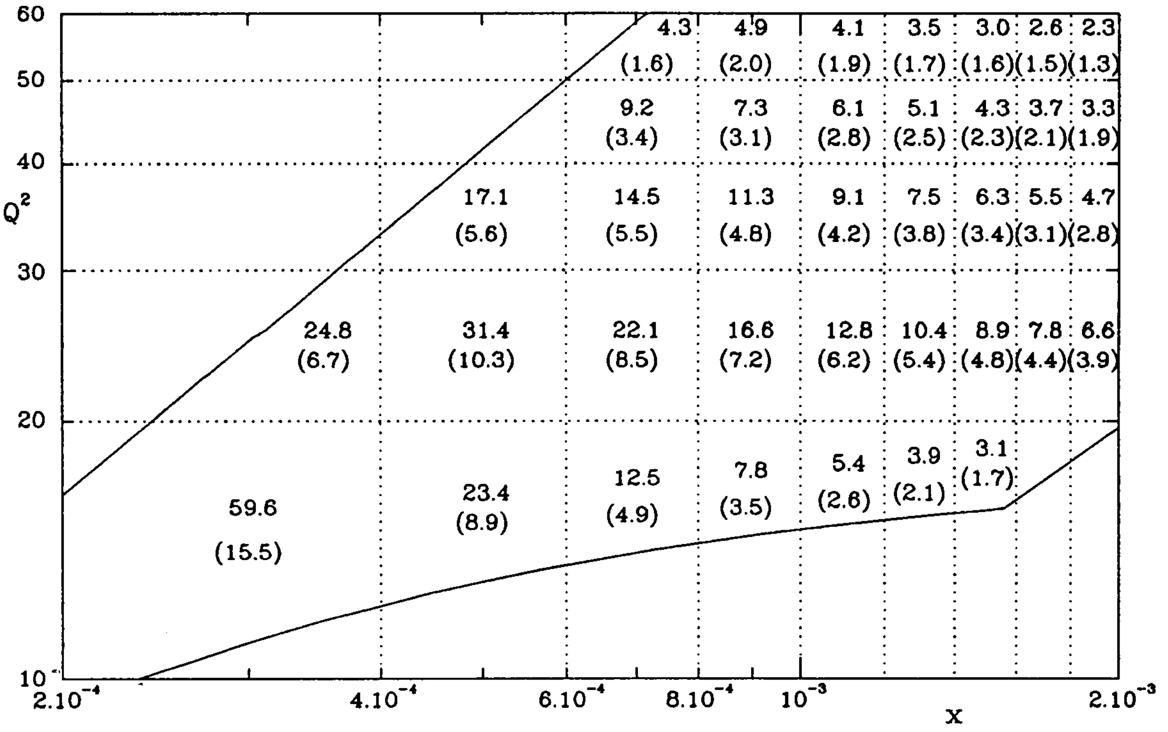
- $\frac{1}{2}Q^2 < k_T^2 < 2Q^2$

Die Werte ohne Klammern geben die Wirkungsquerschnitte inklusive BFKL–Effekte, mit Klammern den Wirkungsquerschnitt nur für die Quarkbox–Approximation $F = F_0$, also ohne BFKL–Effekte an.

Dabei ist zu beachten, daß die Identifizierung der BFKL–Entwicklung nur über die relative Änderung des Wirkungsquerschnittes in den einzelnen Regionen zueinander möglich ist, da die absoluten Wirkungsquerschnitte Normierungsunsicherheiten unterliegen. Aufgrund der für die Analyse zur Verfügung stehenden Luminosität ist es angebracht, die Tabelle nur in zwei Bereiche in x_B zu unterteilen. Der erste Bereich, im folgenden als Region 1 bezeichnet, reicht von $2 \cdot 10^{-4}$ bis $1 \cdot 10^{-3}$, die Region 2 von $1 \cdot 10^{-3}$ bis $2 \cdot 10^{-3}$. Bei der Unterteilung der Tabelle in die beiden Regionen, $2 \cdot 10^{-4} < x_B < 1 \cdot 10^{-3}$ und $1 \cdot 10^{-3} < x_B < 2 \cdot 10^{-3}$, erhält man für das Verhältnis $Region1/Region2$ einen Wert von 2, 0 inklusive BFKL–Effekte und 1, 3 ohne BFKL–Effekte.

Eine neuere Rechnung, welche die in dieser Arbeit verwendeten Selektionsschnitte berücksichtigt, kommt auf ein Verhältnis von 1, 63 für die BFKL–Gleichung und 1, 01 für den 3–Jet–Wirkungsquerschnitt auf dem Born–Niveau [BART95].

Ziel dieser Arbeit ist es, festzustellen, ob diese vorgeschlagene Methode experimentell anwendbar ist und wenn ja, das Verhältnis des Wirkungsquerschnittes zwischen den beiden Regionen zu bestimmen, da dieses Verhältnis Zugriff auf die zugrundeliegende Dynamik



Tab. 2.2: *Die Wirkungsquerschnitte, angegeben in pb, für tiefinelastische Streuung mit Jet–Produktion für verschiedene, bei HERA erreichbare, kinematische Regionen. Die Zahlen in den Klammern stehen für die Quarkbox–Approximation $F = F_0$ (siehe Abbildung 2.6), die Zahlen ohne Klammern enthalten zusätzlich die Gluon–Emissionen aufgrund der BFKL–Entwicklung [MART92].*

der Partondichten ermöglicht. Dabei ist von besonderem Interesse, ob die Daten von der Rechnung mit oder ohne BFKL–Effekte besser beschrieben werden.

2.4 Monte–Carlo–Generatoren

2.4.1 Physikalische Grundlagen

Zur Simulation physikalischer Prozesse werden Monte–Carlo–Generatoren verwendet. Der Ablauf der Produktion kann in zwei Schritte aufgegliedert werden. Im ersten Schritt werden Partonen erzeugt, die danach im zweiten Schritt in Hadronen überführt werden. Es gibt verschiedene Wege, QCD–Effekte in Monte–Carlo–Modelle zu integrieren. Ein

Weg führt über die Matrixelemente. Gemäß den Wirkungsquerschnitten werden die unterschiedlichen partonischen Endzustände „gewürfelt“, wobei die Impulse der Partonen durch die differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmt sind. Allerdings existieren zur Zeit für die tiefinelastische Streuung nur Monte–Carlo–Modelle mit Hadronisierung, die Matrixelemente bis zur ersten Ordnung in α_s enthalten [WEGN94]. Daher kann die im vorherigen Abschnitt besprochene Partonkaskade in einem rein auf Matrixelemente beschränkten Monte–Carlo–Generator nicht erzeugt werden.

Das Partonschauermodell basiert dagegen auf den QCD–Partonverzweigungen in der „leading logarithm approximation“, wobei nur die führenden kollinearen Singularitäten der vollständigen QCD–Rechnung beachtet werden. Der Name des Modells kommt von der Eigenschaft, daß die bei dem harten Subprozeß erzeugten Partonen in weitere Partonen zerfallen. Somit können Endzustände mit beliebig vielen Partonen erzeugt werden. Aufgrund der kollinearen Näherung ist allerdings die Vorhersage für harte QCD–Abstrahlung unter großen Winkeln unsicher (siehe z.B. [BENG88]).

Zur Vermeidung der jeweiligen Problembereiche ist es vorteilhaft, beide Modelle kombinieren zu können. Die Simulation beginnt dann mit einer harten Abstrahlung, wie sie von den Matrixelementen in der ersten Ordnung α_s beschrieben werden, und anschließend werden weiche Abstrahlungen durch Partonschauer hinzugefügt [INGE80].

Einen ganz anderen Ansatz verfolgt das Farbdipolmodell [GUST86, GUST88, ANDE89]. Die Abstrahlung von Gluonen wird als Abstrahlung eines Gluons von einem Farbdipol angesehen. Die abstrahlenden Dipole können sowohl $q\bar{q}, qg, \bar{q}g$ als auch gg–Dipole sein. Ein Problem stellt allerdings der Prozess $g \to q\bar{q}$ dar, der die Grundlage für die Photon–Gluon–Fusion ist, aber nicht einfach in das Modell eingefügt werden kann.

Nach der Generierung der Partonen erfolgt die Simulation des hadronischen Endzustandes. Zur Zeit existieren dafür nur phänomenologische Näherungen. Ein in vielen Monte–Carlo–Generatoren verwendetes Modell ist das Lund–String–Modell [ANDE83]. Das String–Modell betrachtet das zwischen Partonen aufgespannte Farbfeld als Farbflußröhre ohne transversalen Freiheitsgrad.Für große Abstände wird eine lineare Abhängigkeit zwischen der Energie des Farbfeldes und Abstand der Partonen erwartet. Wenn die Partonen auseinanderlaufen, erhöht sich die Energie in der Farbflußröhre, bis sie durch Erzeugung eines $q\bar{q}$–Paares aufbricht. Sofern genügend Energie vorhanden ist, kommt es zu weiteren Aufspaltungen. Im Lund–String–Modell bleiben an jeder Stelle des Fragmentationprozesses Energie, Impuls und Flavour erhalten. Die Fragmentation ist lorentzinvariant.

2.4.2 Aufbau verschiedener Generatoren

Im folgenden werden die Generatoren kurz erläutert, die in dieser Arbeit Vewendung fanden. Alle Generatoren führen die Fragmentation gemäß dem Lund–String–Modell mit dem Programm JETSET [ANDE83] durch:

- Der Monte–Carlo–Generator LEPTO [INGE80, INGE91] erzeugt Ereignisse in der tiefinelastischen Elektron–Protonstreuung gemäß den Wirkungsquerschnitten der elektroschwachen Wechselwirkung in führender Ordnung der Kopplungskonstanten α. Für die Einbeziehung von QCD–Effekten stehen drei Möglichkeiten zur Auswahl:
    - das Partonschauermodell (PS),
    - das Matrixelementmodell (ME) und
    - die Kombination aus beiden, das Matrixelemente plus Partonschauer–Modell (MEPS).

  Die Partonkaskaden dieses Generators sind in k_T entsprechend der DGLAP–Gleichung geordnet. Die Matrixelemente-Option enthält alle Matrixelemente bis zur ersten Ordnung in α_s. Inwieweit dieser phänomenologische Generator die Vorhersagen der DGLAP–Gleichung oder der BFKL–Gleichung beschreibt, insbesondere die Vorgänge innerhalb der Partonkaskade, ist zur Zeit noch nicht geklärt worden [H1-95f].

- Der Monte–Carlo–Generator ARIADNE [LÖNN92] ist eine Implementation des Farbdipolmodells. Für die Generierung von Ereignissen der Boson–Gluon–Fusion wird der Generator LEPTO mit der Matrixelemente–Option aufgerufen. Werden die Partonen in der Kaskade in x_j, wie sowohl von der GLAP– als auch der BFKL–Gleichung vorhergesagt, geordnet, sind sie nicht mehr in k_T geordnet. Diese Eigenschaft entspricht den Vorhersagen der BFKL–Gleichung, allerdings ist auch bei diesem Generator noch nicht geklärt, inwieweit er der Theorie entspricht. Dies gilt insbesondere für den Bereich der Partonkaskade [H1-95f].

- Der Generator DJANGO [SCHU91] ist eine Verbindung von HERACLES, LEPTO und JETSET. HERACLES [KWIA91] enthält bei der Simulation von tiefinelastischen Ereignissen alle Matrixelemente bis zur ersten Ordnung in α_s als auch für elektromagnetische Strahlungskorrekturen die leptonischen und quarkonischen Korrekturen, sowie deren Interferenzen der Ordnung α. Ferner sind alle virtuellen Ein–Schleifen–Korrekturen implementiert. Dieser Generator zeichnet sich daher

	LEPTO	ARIADNE	DJANGO
Matrixelemente	Ja	nur Boson–Gluon Fusion	Ja
Partonschauer	Ja	Nein	Ja
Farbdipole	Nein	Ja	Nein
Strahlunskorrekturen	Nein	Nein	Ja

Tab. 2.3: *Implementierte Modelle in den verwendeten Generatoren*

gegenüber den vorher besprochenen Generatoren durch die Beschreibung der wichtigsten Anteile der elektromagnetischen Strahlungskorrekturen aus.

Die Vorhersagen der Monte–Carlo–Generatoren bezüglich der Partonkaskade können nur nach dem zweiten Schritt, also nach Bildung des hadronischen Endzustandes verglichen werden, da die Partonen nur einen Zwischenzustand darstellen, dessen Definition vom Monte–Carlo–Generator abhängig ist. Das Niveau des hadronischen Endzustandes wird im folgenden als Hadron–Niveau bezeichnet, das Niveau der gemessenen und rekonstruierten Signale im Detektor als Detektor–Niveau.

Um vom Hadron–Niveau zum Detektor-Niveau zu gelangen, werden die Signale, welche das Elektron und der hadronischen Endzustand im Detektor erzeugen würden, simuliert. Die Siumulation hält sich dabei so gut wie möglich an die realen Eigenschaften des Detektors, wodurch die simulierten Ereignisse im weiteren wie gemessene Daten behandelt werden können.

Kapitel 3

Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel werden Eigenschaften der Speicherringanlage HERA und des H1–Detektors beschrieben, mit dem die verwendeten Daten im Jahre 1993 aufgezeichnet wurden. Die Beschreibung konzentriert sich dabei auf die für die Selektion und Analyse der Daten relevanten Detektorkomponenten. Eine ausführliche Beschreibung des Detektors findet man in [H1-93b].

3.1 Der Speicherring HERA

Der Doppelspeicherring HERA wurde von 1984 bis 1991 bei DESY in Hamburg gebaut und besteht aus zwei separaten Ringen mit einem Umfang von jeweils $6,3\,km$. Ein Ring besteht aus normalleitenden Magneten und dient zur Beschleunigung und Speicherung von Elektronen oder Positronen. Der andere Ring ist mit supraleitenden Magneten bestückt, um die notwendigen Feldstärken für die Beschleunigung und Speicherung von Protonen mit einer Energie von $820\ GeV$ zu liefern.

Die Abbildung 3.1 zeigt den Speicherring HERA und die für die Beschleunigung der Elektronen und Protonen verwendeten Anlagen. Die Elektronen werden von einem Linearbeschleuniger mit einer Energie von $500\ MeV$ in das Synchroton DESY II injiziert und dort auf $7\ GeV$ beschleunigt. Die nächste Stufe ist der Speicherring PETRA, von dem sie bei einer Energie von $12\ GeV$ an HERA übergeben werden, wo die Elektronen ihre Endenergie erreichen, die im Jahr 1993 $26.7\ GeV$ betrug.

Eine H^-–Quelle mit einem nachgeschalteten Linearbeschleuniger erzeugt $50\ MeV$ H^- Ionen. Den Ionen werden die Elektronen abgestreift und die dadurch entstandenen Proton in DESY III injiziert. Dort werden die Protonen auf 7.5 GeV, in PETRA auf 40 GeV und schließlich in HERA auf 820 GeV beschleunigt [WIIK91].

In zunächst zwei der vier möglichen Wechselwirkungszonen, der Experimentierhalle Nord mit dem Experiment H1 und der Experimentierhalle Süd mit dem Experiment ZEUS, werden die ansonst getrennten Strahlen zur Kollision gebracht. Das Experiment H1 wird

Abb. 3.1: *Der Speicherring HERA und seine Vorbeschleuniger*

im folgenden Abschnitt beschrieben, Informationen zum Experiment Zeus findet man in [Zeus86]. In der Experimentierhalle Ost nimmt zur Zeit das Experiment HERMES die ersten Daten, um die Streuung von polarisierten Elektronen aus HERA an polarisierten Kernen zu untersuchen [Hermes]. In der Wechselwirkungszone der Experimentierhalle West wird das Experiment HERA B zum Studium der Eigenschaften des B–Quarks mittels Streuung von hochenergetischen Protonen aus HERA an Drahttargets aufgebaut [HeraB].

In Speicherringen werden zur Beschleunigung Hochfrequenzfelder verwendet, der Strahl ist in einzelne Pakete unterteilt. In HERA können maximal jeweils 220 Teilchenpakete gespeichert werden, wobei der zeitliche Abstand zwischen zwei Paketen und somit auch zwischen zwei Kollisionen von Elektron–Paketen mit Proton–Paketen in den Wechselwirkungszonen 96 ns beträgt. Dabei haben während des Betriebes nicht alle Pakete einen Kollisionspartner, um den durch Strahl–Wand oder Strahl–Gas–Reaktionen verursachten Untergrund bestimmen zu können. Die Ausdehnung der Wechselwirkungszone entlang der Strahlachse wird durch die Länge der einzelnen Protonpakete bestimmt.

Der Experimentierbetrieb am Speicherring HERA begann im Jahr 1992 mit jeweils 10 Paketen und einer integrierten Luminosität von etwa 50 nb^{-1}. Im Jahre 1993 betrug die gelieferte Luminosität rund 1 pb^{-1}, wobei von den 94 Elektronpaketen und 90 Protonpaketen 84 miteinander kollidierten. Der in dieser Arbeit untersuchte Datensatz wurde aus den aufgezeichneten Daten des Jahre 1993 selektiert.

3.2 Der H1 Detektor

Die Bestimmung von differentiellen Wirkungsquerschnitten verlangt eine möglichst genaue Messung der den Prozessen zugrunde liegenden Kinematik. Ein Schwerpunkt der HERA–Physik ist die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung, daher ist beim Entwurf des H1–Detektors auf eine gute Identifizierung und Messung von Elektronen Wert gelegt worden. Die Asymmetrie in den Energien der beiden Strahlen spiegelt sich auch im Aufbau des Detektors wieder. In der Regel bewegt sich das Elektron–Proton Ruhesystem im Laborsystem in Richtung der Protonen und somit wird auch der überwiegende Teil der Energie in Richtung des Protonenstrahles deponiert. Weitere Anforderungen ergeben sich durch die Kollisionsfrequenz von etwa 10 MHz und die erforderliche Strahlenresistenz des Detektors.

Im folgenden wird als Vorwärtsrichtung ($\theta = 0$) die Flugrichtung der Protonen bezeichnet, die Rückwärtsrichtung ist dementsprechend die Flugrichtung der Elektronen.

Der H1–Detektor besteht aus verschiedenen einzelnen Komponenten, dargestellt in Abbildung 3.2. Die einzelnen Komponenten werden im folgenden kurz erklärt, dabei werden die Kalorimeter ausführlicher behandelt, da die Analyse im wesentlichen auf ihren Daten basiert.

3.2.1 Der Aufbau des H1–Detektors

Abbildung 3.2 zeigt den H1–Detektor. Das Strahlrohr $\boxed{1}$ ist am Wechselwirkungspunkt von den zentralen Spurkammern $\boxed{2}$ umgeben, die in Vorwärtsrichtung durch ein Vorwärtsspurkammersystem $\boxed{3}$ und in Rückwärtsrichtung durch eine Proportionalkammer ergänzt werden. Im zentralen und Vorwärtsbereich schließt sich das Flüssig–Argon–Kalorimeter an, bestehend aus einem elektromagnetischen $\boxed{4}$ und einem hadronischen Teil $\boxed{5}$. Das gesamte Flüssig–Argon–Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten $\boxed{15}$. Im Rückwärtsbereich ist das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter $\boxed{12}$ (BEMC) installiert, zur Energiemessung im Vorwärtsbereich nahe am Strahlrohr wird das sogenannte PLUG–Kalorimeter $\boxed{13}$ eingesetzt. Das Flüssig–Argon–Kalorimeter wird von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ umschlossen, die ein Magnetfeld von etwa 1,15 Tesla erzeugt. Das Eisenjoch $\boxed{10}$ dient zur Rückführung des magnetischen Flusses und ist zur Messung von Myonen und als zusätzliches hadronisches Kalorimeter mit Streamerkammern instrumentiert $\boxed{9,10}$. Ebenfalls zur Messung von Myonen schließt sich in Vorwärtsrichtung ein Myonspektrometer $\boxed{9,11}$ an. In der Abbildung nicht zu sehen ist das Flugzeitsystem, das sich zwischen dem Rückwärtskalorimeter und dem Eisenjoch befindet und aus mehre-

Abb. 3.2: *Perspektivische Darstellung des H1–Detektors* ren Lagen von Szintillationszählern besteht. Der Hauptdetektor wird ergänzt durch das in Abbildung 3.3 gezeigte Luminositäts–System, das aus einem in Elektronflugrichtung hinterm Wechselwirkungspunkt aufgestellten Elektron– beziehungsweise Photondetektor besteht. Im folgenden werden die Einzelkomponenten des H1–Detektors kurz erläutert.

Abb. 3.3: *Der Photon–Detektor (3) ist 102,9 m vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt in Elektronenflugrichtung aufgebaut. Vor dem Photon–Detektor befinden sich ein Čerenkov–Zähler (5), ein Filter und ein Kollimator (6). Der Elektron–Tagger (4) ist neben dem Strahlrohr der Elektronen 33,4 m entfernt vom nominellen Wechselwirkungspunkt aufgebaut. Die Elektronen werden durch einen Dipolmagneten direkt hinterm dem Detektor abgelenkt. Der Photon–Detektor und der Elektron–Tagger können vertikal aus der Strahlnähe bewegt werden und so vor zuviel Bremsstrahlung, wie sie etwa bei der Injizierung der Strahlen auftritt, geschützt werden. [H1L93]*

3.2.2 Die Spurkammern

Die Spurkammern bestimmen die Flugbahn geladener Teilchen. Da sich die Spurkammern innerhalb des Magnetfeldes befinden, werden geladene Teilchen abgelenkt und der

Impuls der Teilchen ist aus der Krümmung der Bahn berechenbar. Weil die Krümmung der Teilchenbahnen mit kleinerem Impuls stärker wird, können kleine Impulse gut gemessen werden, bei hohen Impulsen verschlechtert sich hingegen die Auflösung. Eine weitere Aufgabe der Spurkammern ist die Lokalisierung des Ursprungsortes der geladenen Teilchen. Dies ist insbesondere wichtig für die genaue Bestimmung der Position des Wechselwirkungspunktes entlang der Strahlachse, da aufgrund der Länge der Protonpakete der Wechselwirkungspunkt vom Strahl her nur auf einen Bereich von rund 60 cm eingeschränkt wird. Zusätzlich liefern die Kammern auch noch ein schnelles Zeitsignal, welches für die Bestimmung des Kollisionszeitpunktes genutzt wird.

Im H1 Detektor kommen verschiedene Arten von Spurkammern zum Einsatz, die für unterschiedliche Aufgaben optimiert sind. In Abbildung 3.2 des Detektors sind die zentralen Spurkammern mit $\boxed{2}$ bezeichnet, die Abfolge und der radiale Aufbau ist aus Abbildung 3.4 ersichtlich. Es werden drei verschiedene Arten von Kammern verwendet, die jeweils in einem inneren und äußeren Zylinder um das Strahlrohr gruppiert sind. Die Vieldrahtproportionalkammern (CIP,COP) finden hauptsächlich in der ersten Triggerstufe Verwendung, die Z–Driftkammern (CIZ,COZ) dienen der Verbesserung der Auflösung entlang der Strahlachse und die Jetkammern (CJC1,CJC2) ermöglichen allgemeine Messung von geladenen Teilchen im Zentralbereich. Im Vorwärtsbereich des Detektors bestehen die Spurkammern $\boxed{3}$ aus drei nahezu gleichen sogenannten Supermodulen. Jedes Supermodul ist aus einer planaren Driftkammern, einer zweilagigen Vieldrahtproportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsmodul und einer radialen Driftkammer zusammengesetzt. Im Rückwärtsbereich des Detektors befindet sich eine Vieldrahtproportionalkammer $\boxed{12}$, um die Position von Teilchen, insbesondere von Elektronen aus Streuprozessen mit Impulsüberträgen bis etwa 100 GeV^2, genau zu bestimmen.

In der Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Kenngrößen der einzelnen Spurkammern aufgeführt.

3.2.3 Die Kalorimeter

An die Spurkammern schließen sich die Kalorimeter an, mit denen die Energie von Teilchen mit Ausnahme von Neutrinos und Myonen gemessen wird.

3.2.3.1 Grundlagen der Kalometrie

Bei der Energiedeposition in Materie werden durch hochenergetische Teilchen Sekundärteilchen erzeugt, die zusammen die Energie des Primärteilchens besitzen. Da die Sekundärteilchen wiederum ihre Energie an mehrere Teilchen weitergeben, entwickelt sich

Zentralbereich (CJC,CIZ,COZ,CIP,COP)		$\approx$ 10000 Kanäle
Winkelbereich – Radiale Abmessungen	$10° < \theta < 170°$	$150 < r < 850$ mm
Ortsauflösung der Jetkammern	$\sigma_{r\phi} = 190\mu$m	$\sigma_z = 22,0$ mm
Ortsauflösung der Z–Driftkammern	$\sigma_{r\phi}$ =25 und 58 mm	$\sigma_z = 350\mu$m
Impulsauflösung – dE/dx Auflösung	$\sigma_p/p^2 = 0.01$ GeV^{-1}	$\sigma_{dE}/dE = 10$ %
Vorwärtsbereich (FTD)		$\approx$ 5000 Kanäle
Winkelbereich – Radiale Abmessungen	$7° < \theta < 25°$	$150 < r < 750$ mm
Ortsauflösung	$\sigma_r = 35$ mm	$\sigma_{x,y} = 230\mu$m
Rückwärtsbereich (BPC)		$\approx$ 2500 Kanäle
Winkelbereich – Radiale Abmessungen	$155° < \theta < 175°$	$135 < r < 650$ mm
Ortsauflösung		$\sigma_{x,y} = 1$ mm

Tab. 3.1: *Kenngrößen der Spurkammern im H1–Detektor*

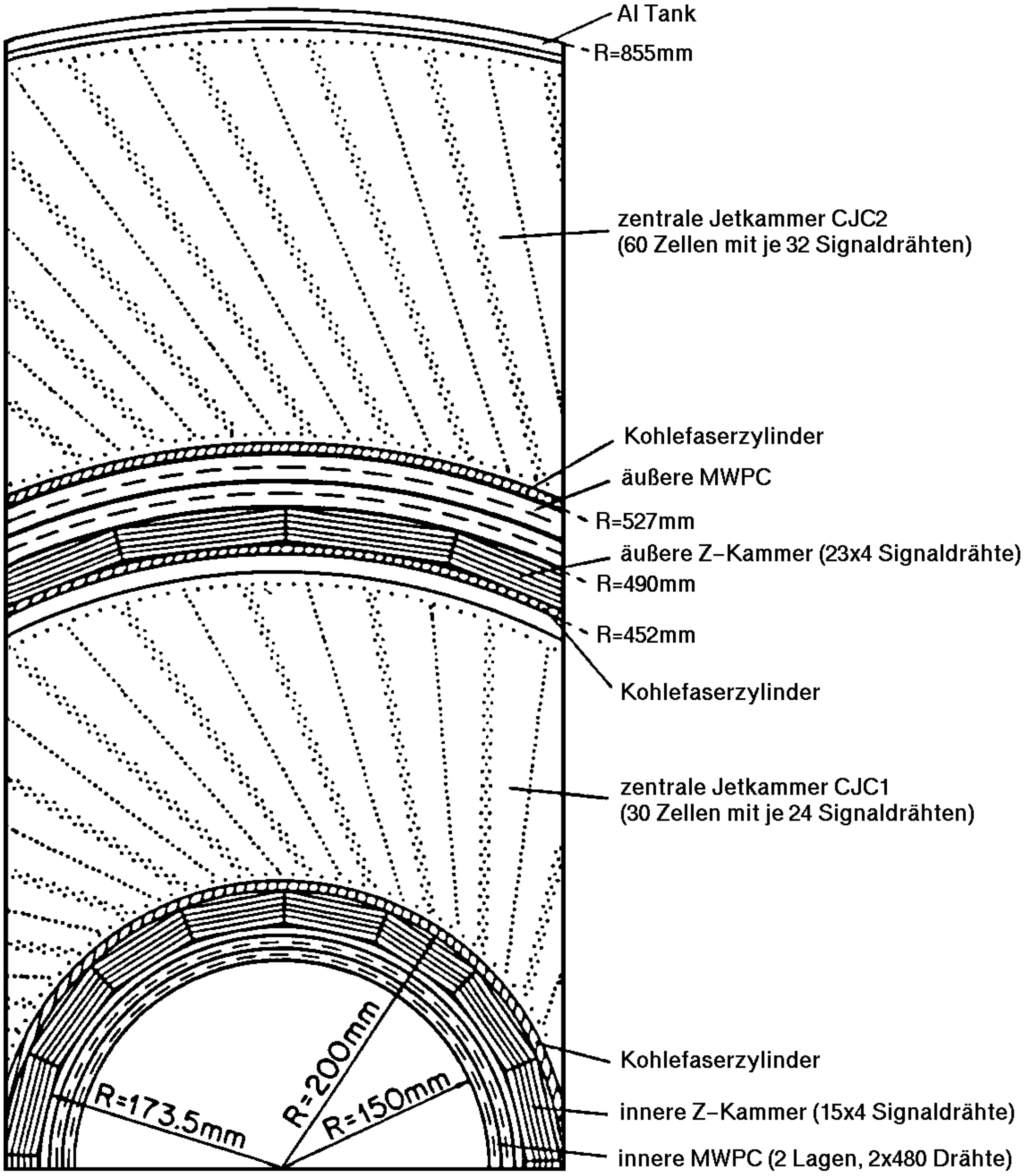


Abb. 3.4: *Radialer Schnitt durch die Spurkammern im Zentralbereich des Detektors. Zu sehen ist sowohl die Abfolge der Kammern als auch die Lage der Drähte innerhalb der Kammern.*

aus einem Primärteilchen ein Teilchenschauer. Aufgrund der dabei ablaufenden Prozesse unterscheidet man zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern.

Elektromagnetische Schauer werden durch Elektronen, Positronen oder Photonen ausgelöst. Bei der Entwicklung des Schauers werden kaskadenartig Photonen durch Bremsstrahlung Photonen und Elektronen und Positronen durch Paarbildung erzeugt. Zur Beschreibung des Energieverlustes durch Bremsstrahlung wird die materialabhängige Strahlungslänge X_0 verwendet. Sie entspricht der mittleren Weglänge, die ein hochenergetisches Elektron in Materie zurücklegen muß, bis seine Energie auf $1/e \approx 38\%$ abgefallen ist [SEGR65]. Bei der Paarbildung ist die untere Grenze für die Energie der Photonen durch die Masse des Elektron–Positron Paares gegeben. Aufgrund der Energie– und Impulserhaltung kann die Paarbildung nur im Bereich eines Atomkerns stattfinden, für sie beträgt die mittlere freie Weglänge $9/7X_0$ [OTT53]. Die einzelnen Prozesse der Schauerentwicklung sind für sich zwar verstanden und analytisch berechenbar, doch wegen des komplexen Zusammenspiels entzieht sich die Schauerentwicklung einer detaillierten analytischen Beschreibung. Mit Hilfe eines einfachen Modells [ROSS64] lassen sich jedoch Aussagen über das mittlere Verhalten der Schauer ableiten:

- Die Gesamtlänge der Teilchenspuren in einem Schauer ist proportional zur Energie des Primärteilchens.
- Die longitudinale Lage des Schauermaximums hängt logarithmisch von der Energie des Primärteilchens ab.

Zur Analyse sind diese Aussagen jedoch zu ungenau, weshalb Simulationen auf Monte–Carlo–Basis verwendet werden [NELS85].

Ein wesentlicher Bestandteil von **hadronischen Schauern** sind dagegen nukleare Prozesse innerhalb von Atomkernen, die von hochenergetischen Hadronen getroffen werden. Analog zu der Größe X_0 definiert man für hadronische Schauer die materialabhängige Wechselwirkungslänge λ_{abs}. In der Regel ist λ_{abs} sehr viel größer als X_0, was sich in der Konstruktion der elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter niederschlägt. Die Aussage über die logarithmische Abhängigkeit des Schauermaximums von der Energie gilt aber auch für hadronische Kalorimeter. In Abbildung 3.5 sind die Strahlungslängen und Wechselwirkungslängen für das Flüssig–Argon–Kalorimeter des H1–Detektors eingezeichnet.

Die in der Hochenergiephysik verwendeten Kalorimeter nutzen zur Energiebestimmung die Proportionalität zwischen der Energie des Primärteilchens und der Gesamtlänge der Teilchenspuren. Das Primärteilchen tritt in Materie ein und über die deponierte Energie entlang der Spur der erzeugten Sekundärteilchen wird auf die Energie des Primärteilchens zurückgeschlossen. Zur Bestimmung der deponierten Energie entlang der Spuren in einem Schauer werden verschiedene Methoden verwandt. Die Kalorimeter des H1–Detektors messen die von den geladenen Sekundärteilchen durch Ionisation freigesetzte Ladung oder das durch Anregung von Atomen ausgesandte Szintillationslicht. Dabei unterscheidet man zwischen homogenen und Sampling–Kalorimetern. Die Ersteren verwenden das gleiche Material zur Absorbtion des Schauers und zum Nachweis der Sekundärteilchen. Beispiele für diesen Typ sind die im Luminositäts–System verwendeten Kalorimeter (Abschnitt 3.2.4). Sampling–Kalorimeter bestehen aus zwei verschiedenen Materialien, einem Absorbermaterial, in dem sich der Schauer entwickelt und einem Nachweismaterial, in dem die Ionisierung oder Anregung durch den Schauer gemessen wird. Der Vorteil von Sampling–Kalorimetern ist der kompakte Aufbau, da als Absorber Materialien mit niedrigen X_0 beziehungsweise λ_{abs} wie etwa Blei verwendet werden kann. Die Energiedichte des Schauers wird dann stichprobenartig in den Schichten des Nachweismediums gemessen. Ein Nachteil sind die Sampling–Fluktuationen, die durch den nicht homogenen Aufbau des Kalorimeters verursacht werden. Vertreter dieser Art von Kalorimetern sind das Flüssig–Argon–, das Rückwärts– und das Plug–Kalorimeter des H1–Detektors.

3.2.3.2 Aufbau der H1–Kalorimeter

Bei dem Entwurf des H1–Detektors ist auf eine gute Identifikation von Elektronen, Myonen und neutralen Teilchen bei gleichzeitig guter Auflösung für die Messung von Jets mit hohen Teilchendichten Wert gelegt worden. Deshalb befinden sich das Flüssig–Argon–Kalorimeter und das Rückwärtskalorimeter innerhalb der Magnetspule, um das inaktives Material vor den elektromagnetischen Kalorimetern zu minimieren.

Das **Flüssig–Argon–Kalorimeter** wurde aufgrund der guten Stabilität, der einfachen Kalibrierung, und der feinen Granularität ausgewählt. Es ist entlang der Strahlachse wie aus Abbildung 3.5 ersichtlich in 8 Modulringe unterteilt. Jeder dieser Ringe besteht aus acht zirkular angeordneten Oktanten. Die elektromagnetischen Sektionen verwenden als Absorbermaterial Blei, bei den hadronischen Sektionen kommt Stahl als Absorber zum Einsatz. Das Nachweismaterial, flüssiges Argon, befindet sich zwischen Platten aus Absorbermaterial. Beim Durchgang von Teilchen werden im flüssigen Argon freie Elektronen durch Ionisation gebildet, die dann durch ihre Bewegung in dem zwischen den einzelnen Absorberplatten angelegtem elektrischem Feld gemessen werden. Die weitere Signalverarbeitung geschieht in zwei unabhängigen Zweigen. Ein Zweig wird zur Triggerung verwendet und verfügt über sehr schnelle Verstärker, der andere Zweig dient der genauen

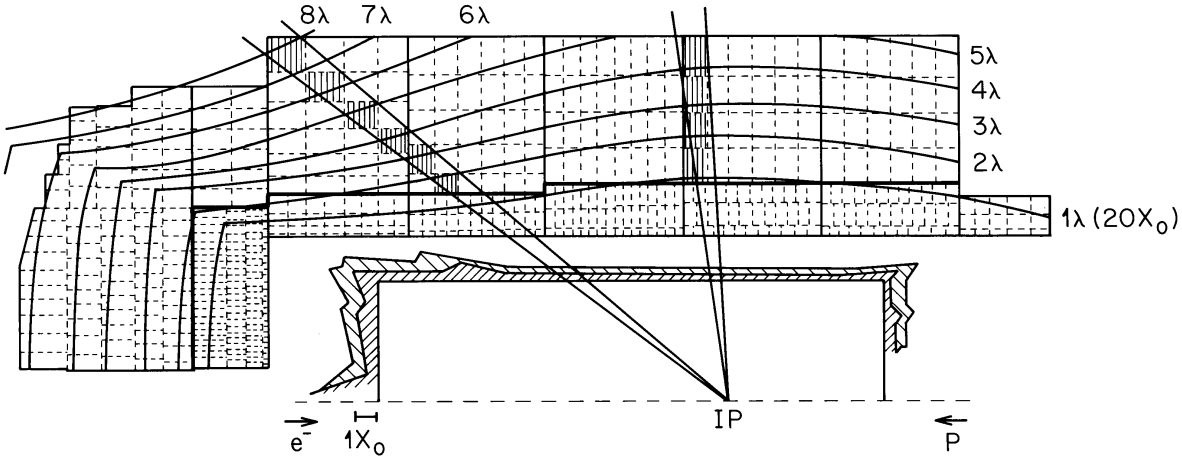


Abb. 3.5: *Der Aufbau des H1 Flüssig–Argon–Kalorimeters. Die durchgezogenen Linien zeigen den geometrischen Aufbau in acht Ringen des Flüssig–Argon–Kalorimeters sowie den Verlauf gleicher Strahlungslängen und Absorbtionslängen. Die gestrichelten Linien deuten die feine Segmentierung des Kalorimeters an [H1-93b].*

Ladungsbestimmung mit Hilfe eines langsameren Verstärkers, der etwa 2,2 μs für die Signalbearbeitung benötigt. Einige relevante Kenngrößen des Flüssig–Argon–Kalorimeters sind in der zusammenfassenden Tabelle 3.2 aufgeführt.

In tiefinelastischen Streuung bei kleinen Impulsüberträgen Q^2von 2 GeV^2 bis etwa 100 GeV^2 wird das Elektron nur geringfügig abgelenkt und deponiert seine Energie im Rückwärtskalorimeter. Das **Rückwärtskalorimeter BEMC** (**B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter) ist ein elektromagnetisches Blei–Szintillator–Kalorimeter, bestehend aus 88 einzelnen Modulen. Der Aufbau ist aus Abbildung 3.6 ersichtlich. Zwei gegenüberliegende Seiten eines Moduls werden von zwei, optisch voneinander getrennten Wellenlängenschiebern ausgelesen, an deren Ende PIN–Photodioden aufgeklebt sind. Dies ermöglicht eine Positionsbestimmung des Schauerschwerpunktes mit einer Genauigkeit von $1-2$ cm. Die elektromagnetischen Schauer können so mit Signalen der Proportionalkammer vor dem Rückwärtskalorimeter in Verbindung gebracht werden, was die Elektronidentifizierung verbessert. Hadronische Schauer sind aufgrund der Absorptionslänge von nur $\approx 1\lambda_{abs}$ im Rückwärtskalorimeter unzureichend meßbar. Zur Verbesserung der Identifikation von Elektronen und der Messung von hadronischen Schauern wurde ein neues Kalorimeter für den Rückwärtsbereich entwickelt, mit Blei als Absorbermaterial und szintillierenden Fasern als Nachweismaterial [H1-93a]. Dieses Kalorimeter ist Anfang 1995 eingebaut

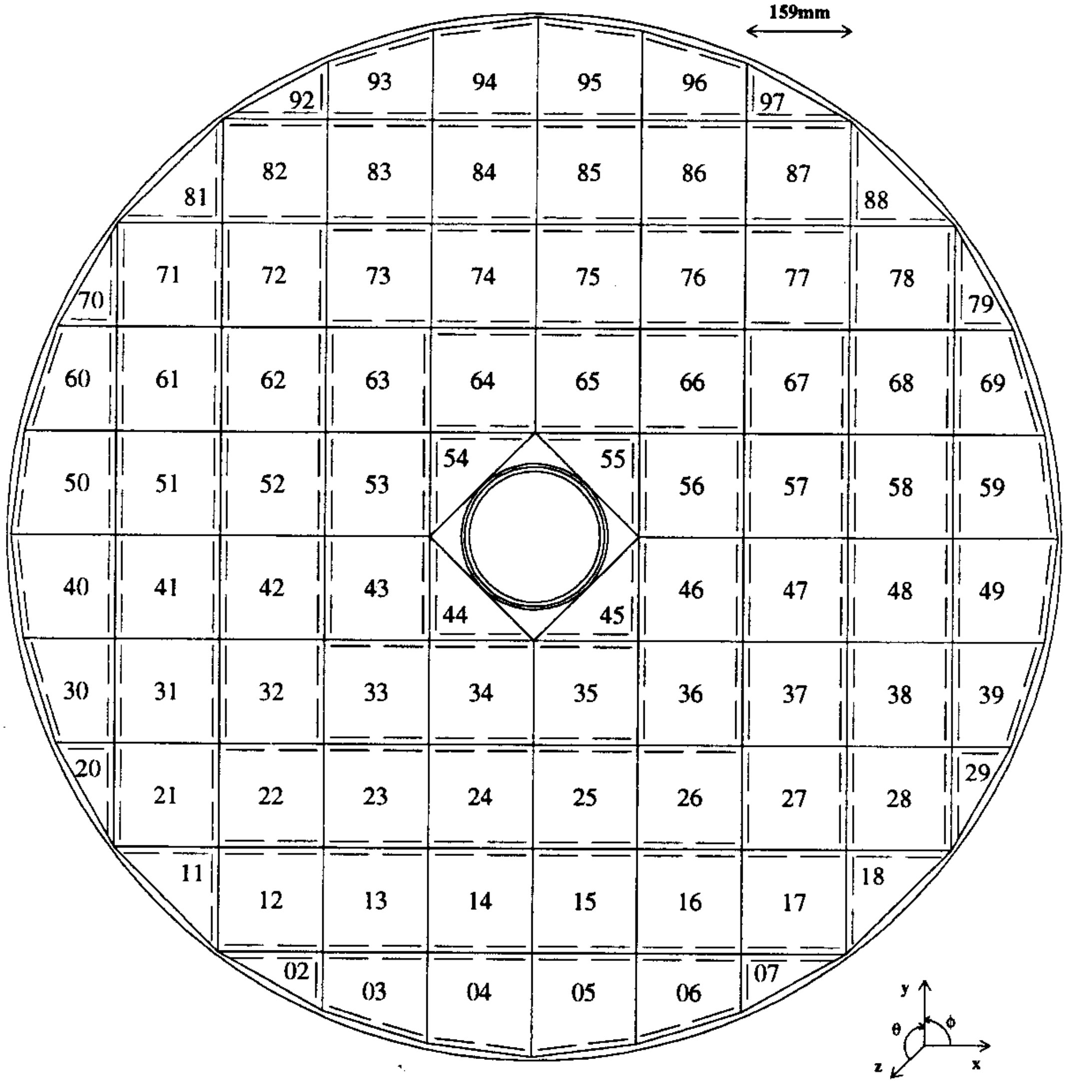


Abb. 3.6: *Das Rückwärtskalorimeter BEMC*

worden.

Das **PLUG–Kalorimeter** ermöglicht Energieflußmessungen im Vorwärtsbereich zwischen dem Strahlrohr und dem Flüssig–Argon–Kalorimeter. Die Hauptaufgabe des PLUG–Kalorimeters ist dabei die Messung von Hadronen nahe dem Strahlrohr, die aufgrund des Boostes des Schwerpunktsystems in Vorwärtsrichtung einen nicht unerheblichen Anteil am gesamten Transversalimpuls des Ereignisses tragen können. Aufgrund des im Detektor verfügbaren Platzes und der Anforderungen an Linearität, Winkel- und Energieauflösung wurde ein sehr kompaktes Sampling–Kalorimeter gebaut. Es besteht aus neun Absorberplatten aus Kupfer und 8 Schichten mit Siliziumdetektoren als Nachweismedium.

Das den Detektor umhüllende **Eisenjoch** $\boxed{10}$ dient nicht nur zur Rückführung des Magnetfeldes, sondern auch zur Messung von Myonen und zur Bestimmung der Energie, die durch das hadronische Kalorimeter nicht absorbiert wurde. Dazu ist es mit Streamerkammern $\boxed{9{,}10}$ instrumentiert, die sowohl analog als auch digital ausgelesen werden. Mit den digitalen Informationen wird die Spur der Teilchen rekonstruiert, die analogen Informationen ermöglichen die Energiebestimmung. Insofern dient das instrumentierte Eisen sowohl als Spurkammer als auch als Kalorimeter. Myonen deponieren als minimal ionisierende Teilchen nur wenig Energie im Detektor und zerfallen in der Regel auch nicht im Detektor. Zusätzlich befindet sich in Vorwärtsrichtung ein aus Driftkammern und einem Toroidmagneten aufgebautes Myon–Spektrometer, daß den Winkelbereich von $5^\circ < \theta < 20^\circ$ abdeckt.

Weitere Kalorimeter des H1–Detektors sind diejenigen des Luminostäts–Systems, sie werden in Abschnitt 3.2.4 beschrieben.

3.2.3.3 Rekonstruktion von Kalorimeter–Signalen

Die Kalorimeter messen die deponierte Ladung, beziehungsweise das erzeugte Licht in jedem einzelnen Kalorimeterkanal. Die Rekonstruktion wandelt die gemessenen Werte in die deponierten Energien um, wendet verschiedene Verfahren zur Rauschunterdrückung an und faßt benachbarte Kanäle zu Gruppen zusammen, die als Cluster bezeichnet werden. Die folgende Beschreibung beschränkt sich auf das Flüssig–Argon und das Rückwärtskalorimeter, da nur diese Kalorimeter in die Analyse einbezogen wurden.

Im Flüssig–Argon–Kalorimeter werden die gemessenen Ladungen in deponierte Energien pro Kanal umgerechnet. Die elektromagnetische Energieskala basiert auf der Kalibration mit Elektronen, die in Testmessungen durchgeführt wurde [H1-94c]. Das gemessene Signal setzt sich aus dem physikalischen Signal der freigesetzten Ladung und dem Rauschen der Elektronik zusammen. Die Standardabweichung des Rauschspektrums σ variiert zwischen 10 bis 30 MeV pro Kanal. Schon bei der Datennahme wird eine Pedestal–Subtraktion durchgeführt und bei der Rauschunterdrückung alle Kanäle mit Signalen innerhalb $\pm 2\sigma$ im Rückwärtsbereich, bis $\pm 3\sigma$ im Vorwärtsbereich des Detektors verworfen. Die nachfolgende topologische Rauschunterdrückung läßt nur alle Kanäle mit einer Energie größer als 4σ, sowie alle benachbarten Kanäle passieren. Die Anzahl der angesprochenen Kanäle wird durch die Rauschunterdrückung um einen Faktor 5–10 verringert [SHEK93, BABA94].

Im allgemeinen deponieren hochenergetische Teilchen ihre Energie über viele Kanäle hin-

Kalorimeter		
Material	Anzahl der Kanäle	Winkelbereich
Zellengröße	Dicke	Auflösung
LAr–Kalorimeter: Elektromagnetischer Teil		
Blei – Argon	30784 Kanäle	$4° < \theta < 154°$
10 bis 100 cm^2	20 bis 30 X_0	$12\% \; / \; \sqrt{E_e} \oplus 1\%$
LAr–Kalorimeter: Hadronischer Teil		
Stahl – Argon	13568 Kanäle	$4° < \theta < 138°$
50 bis 2000 cm^2	4,7 bis 7 λ_{abs}	$50\% \; / \; \sqrt{E_h} \oplus 2\%$
Elektromagnetisches Rückwärtskalorimeter		
Blei – Szintillator	472 Kanäle	$151° < \theta < 177°$
16 × 16 cm^2	22 X_0 (1 λ_{abs})	$10\% \; / \; \sqrt{E_e} \oplus 3\%$
Plug–Kalorimeter		
Kupfer – Silizium	336 Kanäle	$0,7° < \theta < 3,3°$
5 × 5 cm^2	22 X_0 (1 λ_{abs})	$10\% \; / \; \sqrt{E_e} \oplus 3\%$
Instrumentiertes Eisen		
Eisen – Streamerkammern	3888 Kanäle	$6° < \theta < 172°$
900 bis 2000 cm^2	4,5 λ_{abs}	$100\% \; / \; \sqrt{E_h} \oplus 3\%$
Elektron–Tagger		
Tl(Cl/Br)	49 Kanäle	$179,7° < \theta$
2,2 × 2,2 cm^2	21,5 X_0	$10\% \; / \; \sqrt{E_e} \oplus 1\%$
Photon–Detektor		
Tl(Cl/Br)	25 Kanäle	$\pi - 0,45 \text{ mrad} < \theta < \pi$
2 × 2 cm^2	21,5 X_0	$10\% \; / \; \sqrt{E_e} \oplus 1\%$

Tab. 3.2: *Kenngrößen der Kalorimeter im H1 Detektor*

weg, so daß sich die Energie des Primärteilchens erst durch die Zusammenfassung von Kanälen zu Clustern ergibt. Der im Flüssig–Argon–Kalorimeter verwendete Algorithmus ist auf die Form von elektromagnetischen Schauern optimiert, so daß diese genau einen Cluster bilden [GÖRL91]. Hadronische Schauer sind räumlich weiter ausgedehnt als elektromagnetische Schauer und werden daher meist auf mehrere Cluster verteilt. Die Bildung der Cluster geschieht in zwei Schritten. Der erste, zweidimensionale Schritt sucht die longitudinalen Schichten der einzelnen Kalorimetermodule nach zusammenhängenden Energiedepositionen ab. Innerhalb einer solchen Region wird nach einzelnen, voneinander getrennten Maxima geschaut und, sofern vorhanden, wird die Region weiter aufgespalten. Der dritte, dreidimensionale Schritt faßt die zweidimensionalen Regionen zu dreidimensionalen Clustern zusammen, zuerst innerhalb der einzelnen Kalorimetermodulen und anschließend zwischen ihnen. Die Cluster im Rückwärtskalorimeter werden durch Zusammenfassen von Modulen mit den direkt benachbarten Modulen, also maximal 9 Modulen, gebildet. Aufgrund der Größe der Module deponieren die Teilchenschauer transversal ihre Energie vollständig in dem Cluster.

Auf die Cluster werden weitere Korrekturen für inaktives Material vor und zwischen den Kalorimetern angewendet. Die Kalibration des Flüssig–Argon–Kalorimeters wurde mit Elektronen an Teststrahlen am CERN durchgeführt. Die Skala wird als die elektromagnetische Energieskala bezeichnet und ist so bestimmt, daß mit ihr die von den Elektronen im Kalorimeter deponierte Energie rekonstruiert wird [H1-94c].

Die H1–Kalorimeter sind nicht kompensierende Kalorimeter, bei ihnen ist das Signal für Elektronen rund 30% größer als das für Hadronen gleicher deponierter Energie. Hinzu kommt, daß von Hadronen ausgelöste Schauer sowohl hadronische als auch elektromagnetische Schauerkomponenten enthalten können. Die Korrekturfaktoren hängen somit von dem Verhältnis der beiden Komponenten zueinander ab. Aufgrund der feinen Segmentierung des Kalorimeters, sowohl transversal als auch longitudinal (Abbildung 3.5), ist die Identifizierung von elektromagnetischen und hadronischen Schaueranteilen möglich. Damit wird eine nachträgliche Gewichtung zur Kompensierung des unterschiedlichen Signalverhaltens möglich [WELL90, WELL94]. In die Gewichtung geht die Verteilung der Energiedichte in dem Schauer ein, wobei das verwendete Verfahren insbesondere für hadronische Jets optimiert ist.

3.2.4 Das Luminositäts–System

Ohne die Messung der Luminosität ist die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten nicht möglich. Weiterhin wird das Luminositäts–System zur Erkennung von Photoproduktionsereignissen verwendet.

Die Bethe–Heitler Ereignisse $ep \to ep\gamma$ bieten sich zur Luminositätsmessung aus drei Gründen an: erstens ist der Wirkungsquerschnitt sehr hoch und die Rate somit auch für kurze Zeitperioden sehr gut messbar, zweitens haben die Ereignisse eine eindeutige Signatur und lassen sich gut messen, und drittens ist der Wirkungsquerschnitt genau berechenbar [BETH34]. Das Luminositäts–System wurde so ausgelegt, daß es die abgestrahlten Photonen in Koinzidenz mit dem gestreuten Elektron nachweist. Es besteht wie aus Abbildung 3.3 ersichtlich, aus zwei räumlich getrennten Kristallglas–Kalorimetern, dem Photon–Detektor und dem Elektron–Tagger. Der Wasser–Čerenkov Zähler dient als Veto zur Photonenidentifizierung. Die charakteristische Signatur der Bethe–Heitler

Ereignisse, daß die Energie des Elektrons und des Photons zusammengenommen gleich der Energie des einlaufenden Elektrons ist, wird zur Kalibrierung der beiden Kalorimeter und zur Unterdrückung von Untergrund verwendet. Der Untergrund aus Elektron–Restgasatom Streuungen wird mit Hilfe von Elektronstrahlpaketen gemessen, die keinen Kollosionspartner im Protonstrahl haben.

Der Elektron–Tagger wird darüberhinaus als Meßgerät zum Nachweis von γp –Wechselwirkungen mit Impulsüberträgen $Q^2 < 10^{-2}\ GeV^2$ verwendet, bei denen das Elektron unter sehr kleinen Winkel gestreut wird. Einige Kenngrößen des Luminositäts–System sind in der Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

3.2.5 Das Flugzeitsystem

Das Flugzeitsystem ist sehr wichtig für die Unterdrückung des vom Protonstrahl erzeugten Untergrundes. Für die tiefinelastische Streuung wird dieser Untergrund im wesentlichen durch Teilchen gebildet, die durch Kollision des Protonstrahl mit Gasresten vor dem Detektor im Strahlrohr erzeugt werden und dann das Rückwärtskalorimeter durchqueren. Diese Teilchen passieren das Rückwärtskalorimeter zeitgleich mit dem Protonpaket, während Teilchen, die durch Elektron–Proton Kollision im Wechselwirkungspunkt erzeugt werden, typischerweise $\approx 13\ ns$ später eintreffen. Diese Zeitdifferenz wird zur Erkennung dieser Untergrundquelle verwendet.

In Abbildung 4.1 ist das Flugzeitsystem als die beiden langen Striche hinterm dem Rückwärtskalorimeter eingezeichnet. Das Flugzeitsystem besteht aus zwei Szintillatorwänden, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt aus gesehen bei $1,95\ m$, beziehungsweise $2,25\ m$ in Rückwärtsrichtung hinterm dem Rückwärtskalorimeter angeordnet sind. Die erste Wand besteht aus 16 Zählern mit einer Fläche von je $31,7 \times 31,7 cm^2$. Ein Zähler deckt somit 4 Module des Rückwärtskalorimeters ab. Die zweite Wand ist mit acht Zählern mit einer Fläche von je $31,7 \times 63,4 cm^2$bestückt. Die Zeitauflösung des gesamten Flugzeitsystems beträgt $4ns$, die eines einzelnen Zählers $2ns$.

Die Signale des Flugzeitsystems werden in drei Zeitfenster aufgeteilt, Untergrund, Wechselwirkung und Global. Das Untergrundfenster startet $18\ ns$ vor der Spitze der Untergrundsignale und ist $25\ ns$ lang. Das Wechselwirkungsfenster schließt sich $1\ ns$ später an und dauert insgesamt $13,1\ ns$. Die restlichen Zeitabschnitte gehören dem globalen Fenster an.

3.3 Das Triggersystem

Die Aufgabe eines Triggers ist die Trennung physikalisch interessanter Wechselwirkungen von Untergrundereignissen. Die kleinen Wirkungsquerschnitte einiger Prozesse, die untersucht werden sollen, erfordern eine hohe Luminosität und somit hohe Strahlströme. Dies bedingt aber auch eine hohe Rate von Untergrundereignissen, die sich im wesentlichen aus Synchrotonstrahlung vom Elektronstrahl, Strahl–Gas– und Strahl–Wand–Ereignissen zusammensetzen. Daraus ergeben sich zwei grundlegende Anforderungen an das Triggersystem:

- Abgesehen vom dominanten physikalischen Prozeß, der Photoproduktion, liegt die zu erwartende Rate der physikalischen Prozesse, wie etwa der tiefinelastischen *ep*–Streuung, selbst bei der Design–Luminosität von $1,5 * 10^{31}\ cm^{-2}s^{-1}$ zusammengenommen im Bereich von nur einigen Hertz. Die Untergrundereignisse haben dagegen eine um mehrere Größenordnungen höhere Rate ($\approx 10 - 100$ kHz bei Design–Luminosität). Insofern ist die Existenz eines sehr schnellen und effizienten Triggers von entscheidender Bedeutung für die Datennahme der HERA–Experimente. Um den erforderlichen Trennungsfaktor von physikalischen Ereignissen und Untergrundereignissen zu erzielen, muß der Trigger neben einfachen Triggersignalen auch sehr komplexe Verknüpfungen zwischen Signalen einzelner Komponenten des Detektors ausführen können. Ein Beispiel ist die Verbindung von Spuren in den Spurkammern, die bestimmte Qualitätskriterien erfüllen müssen, mit lokalen Energiedepositionen im Kalorimeter. Dieser Anforderung wird mit einem mehrstufigen Triggeraufbau Rechnung getragen, wobei jeder höheren Triggerstufe mehr Informationen und Zeit für die Triggerentscheidung zur Verfügung steht.

- Bei einem Beschleunigerbetrieb entsprechend dem HERA–Design zirkulieren Elektronen und Protonen in maximal bis zu 210 von 220 möglichen Teilchenpaketen. Dies führt zu einer Kollisionsfrequenz von etwa 10,4 MHz, das heißt, alle 96 ns ist eine physikalisch interessante Wechselwirkung möglich. Um praktisch alle physikalisch interessanten Ereignisse zu behalten, sollte der Trigger nahezu totzeitfrei arbeiten.

Im Endausbau des Triggers sind vier Triggerstufen für den Betrieb bei Design–Luminosität vorgesehen. Im Jahre 1993 waren nur die erste und die vierte Triggerstufe implementiert, weshalb auch nur diese beiden Triggerstufen in den nächsten Abschnitten genauer erläutert werden.

Bei der zweiten Triggerstufe handelt es sich um einen Trigger, der die Signale von verschiedenen Detektorkomponenten entsprechend der zu erwartenden Topologie eines Ereignisses verknüpft. Dafür bleiben der Triggerstufe 20 μs Zeit, der angestrebte Reduktionsfaktor ist ≈ 5. Der Trigger wird in zwei Versionen, sowohl unter Verwendung von konventioneller Elektronik als auch eines neuronalen Netzes, soll für die Datennahme im Jahr 1995 implementiert werden. Auch die dritte Triggerstufe soll mit Hilfe von Ereignis–Topologien eine weitere Reduktion der Ereignisrate bewirken. Im Unterschied zu der zweiten Triggerstufe stehen mehr Informationen der einzelnen Detektorkomponenten und bis zu 800 μs an Zeit zur Verfügung.

3.3.1 Die erste Triggerstufe

Ein Problem für die erste Triggerstufe, die totzeitfrei arbeitet, ergibt sich aus den Auslese– und Verarbeitungszeiten der einzelnen Detektorkomponenten, die in der Regel viel größer als 96 ns sind. So integriert das Flüssig–Argon–Kalorimeter die Ladungssignale und kann daher das Triggersignal erst nach etwa $2,1\mu s \approx 22$ Kollisionsintervallen zur Verfügung stellen, das eigentliche Signal braucht mehr als 2 ms. Um die erste Triggerstufe trotzdem totzeitfrei betreiben zu können, werden die Detektorsignale in einer 24–stufigen Pipeline zwischengespeichert. Der ersten Triggerstufe bleiben somit 2,3 μs Zeit (24 Kollisionen à 96 ns) , um zu entscheiden, ob das Ereignis weiter ausgewertet werden soll oder verworfen wird. Aus den synchronisierten Triggersignalen der Subdetektoren werden insgesamt 128 Triggerelemente gebildet. Diese werden in der zentralen Triggerlogik zu 128 Subtrigger verknüpft. Die endgültige Triggerentscheidung wird durch ein logisches ODER aller Subtrigger getroffen. Die wichtigsten Triggerinformationen sind das Vorhandensein eines Wechselwirkungspunktes, von dem mehrere Spuren ausgehen, globale und lokale Energiedepositionen im Kalorimeter und Signale im Myon-Bereich oder Elektron–Tagger. Ist die Triggerentscheidung positiv, wird die Datennahme angehalten und die Zwischenspeicher ausgelesen.

3.3.2 Die vierte Triggerstufe

Der vierten Triggerstufe stehen die gesamten Detektorinformationen zur Verfügung und es werden für die Rekonstruktion der Ereignisse vielfach dieselben Programme verwendet wie für die endgültige Rekonstruktion. Die Verarbeitung geschieht auf einer asynchron arbeitenden Prozessorfarm, die 1993 aus 14 parallel arbeitenden Prozessoren bestand.

Die Triggerentscheidungen sind als Filter implementiert, die sequentiell abgearbeitet werden. Es gibt drei Grundarten von Filtern:

1. Filter, die sofort zu einer positiven Triggerentscheidung führen. Diese Filter werden für eindeutige Signaturen von physikalischen Ereignissen oder bestimmten seltenen Untergrundereignissen eingesetzt, die zur Überprüfung der Detektorkomponenten wichtig sind. Ein Beispiel dafür sind Ereignisse mit kosmischen Myonen, die quer durch den Detektor gehen. Mit ihnen kann unter anderem die Kalibration der Spurkammern, des Kalorimeters und des instrumentierten Eisens zueinander überprüft werden. Die eindeutige Signatur ergibt sich hier durch die Signale im instrumentierten Eisen und den Spurkammern.

2. Filter, die sofort zu einer negativen Triggerentscheidung führen. Diese Filter sprechen auf Untergrundsignaturen an, wie etwa viele Spuren, die auf einen Wechselwirkungspunkt außerhalb des Detektors zeigen. Dies ist die charakteristische Signatur für ein Strahl–Gas– oder Strahl–Wand–Ereignis im Strahlrohr vor dem Detektor.

3. Filter, die einzelne Triggerentscheidungen der vorherigen Triggersstufe mit mehr Informationen überprüfen und gegebenenfalls korrigieren. Bei der Datennahme 1993 waren das die Subtrigger der ersten Triggerstufe. Eine Anwendung ist zum Beispiel die Qualitätskontrolle der Spuren, die zu einer positiven Triggerentscheidung geführt haben. Genügen die Spuren nicht bestimmten Kriterien, werden die entsprechenden Trigger zurückgesetzt.

Sofern nicht ein Filter der beiden ersten Kategorien zu einer endgültigen Triggerentscheidung führt, wird nach dem Durchlaufen aller Filter das Ereignis nur dann behalten, wenn mindestens ein Subtrigger der ersten Triggerstufe noch positiv ist. Zur Kontrolle der einzelnen Filterdefinitionen werden nicht alle Ereignisse verworfen, sondern ein bestimmter Prozentsatz eines jeden Filters in spezielle Dateien abgespeichert. Damit können die Signalverluste aufgrund dieser Triggerstufe kontrolliert werden. Nähere Informationen für 1993 findet man in [PROS95].

Kapitel 4

Die Selektion des Datensatzes

Die im Detektor registrierten Ereignisse stammen von Elektron–Proton–, Photon–Proton–Wechselwirkungen und auch von Strahl–Gas und Strahl–Wand Reaktionen. Das Ziel der Selektion ist die möglichst gute Trennung der verschiedenen Ereignisklassen.

In der Topologie entsprechen die gesuchten Ereignisse den der tiefinelastischen Streuung bei kleinen x_B und Q^2 mit dem Signal des gestreuten Elektrons im Rückwärtskalorimeter und der zusätzlichen Signatur eines hochenergetischen Jets in der Vorwärtsregion des Detektors. Abbildung 4.1 zeigt ein typisches Ereignis im Detektor. In diesem Ereignis sind die beiden für die Selektion maßgeblichen Signaturen, die Signatur des Elektrons im Rückwärtskalorimeter und die Signatur des Jets in der Vorwärtsregion, klar erkennbar. Die Kriterien für die Selektion des Datensatzes lassen sich in vier Bereiche unterteilen. Diese Bereiche sind im einzelnen:

- Schnitte, die sich auf das gestreute Elektron beziehen. Diese Schnitte dienen der möglichst guten Identifizierung des gestreuten Elektrons und werden ausführlich in Abschnitt 4.2.1 behandelt.
- Schnitte, die den Jet in der Vorwärtsregion betreffen. Diese Schnitte werden in Abschnitt 5.4 diskutiert, nachdem in Kapitel 5 zuvor verschiedene Algorithmen zur Bildung von Jets präsentiert und verglichen werden.
- Schnitte, die besondere Signaturen von Untergrundereignissen zur Unterdrückung derselben verwenden. Sie werden in Abschnitt 4.2.2 besprochen.
- Schnitte, die den Datensatz in den kinematischen Variablen x_B und y auf die in Abschnitt 2.3 definierten Regionen 1 und 2 eingrenzen. Sie werden in Abschnitt 4.2.3 behandelt.

Technisch bedingt geschieht die Selektion in zwei zeitlich getrennten Schritten. Die ersten Selektionsschnitte werden direkt bei der Datennahme angewendet, um Untergrundereignisse so früh wie möglich abzutrennen und dadurch das zu verarbeitende Datenvolumen

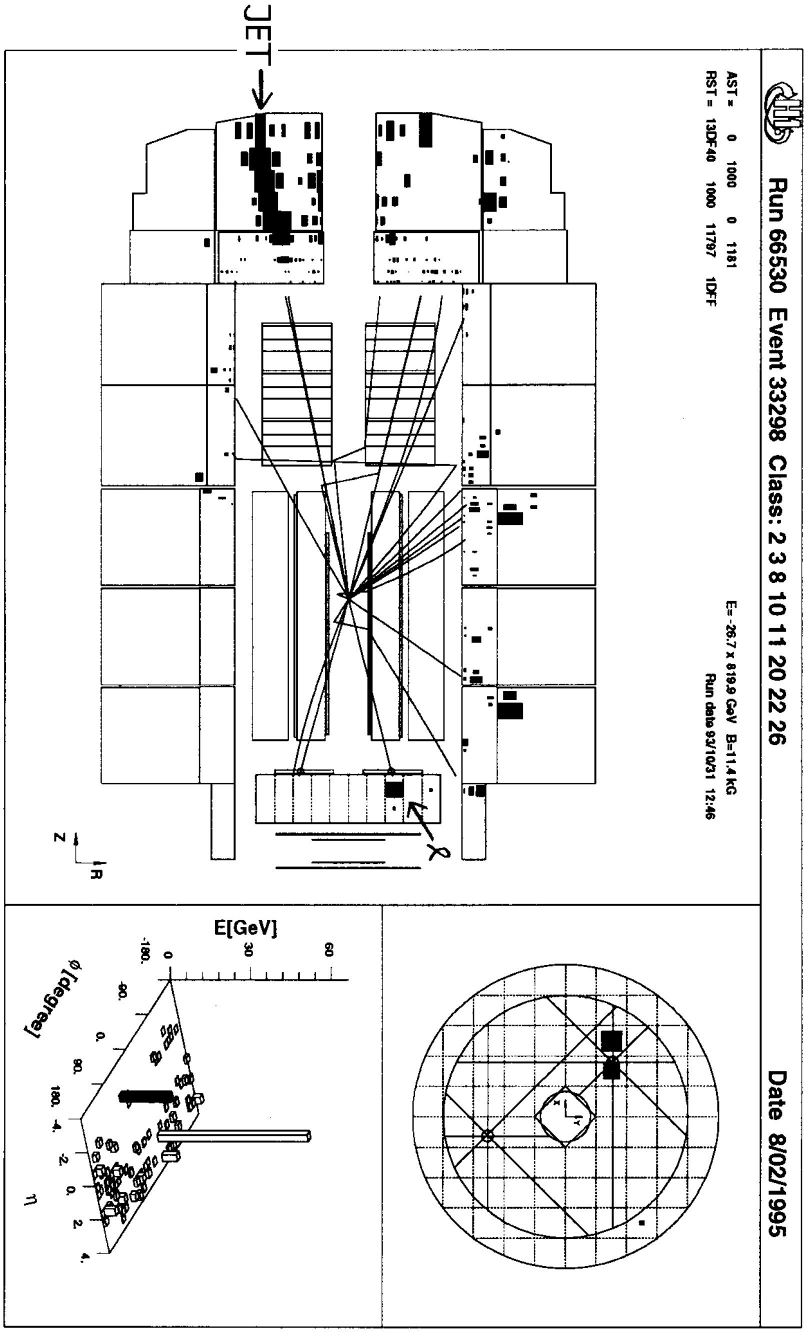


Abb. 4.1: *Das gestreute Elektron wird im Rückwärtskalorimeter nachgewiesen. Das Parton des harten Streuprozesses deponiert seine Energie im mittleren Teil des Detektors und im vorderen Teil des Detektors ist ein zusätzlicher, hochenergetischer Jet sichtbar. Die rechte untere Abbildung zeigt ein Aufsicht auf das Rückwärtskalorimeter, links davon ist die Energiedeposition im Kalorimeter in der* $\eta - \varphi$*–Ebene mit einem schwarzen Balken für das Elektronsignal dargestellt.*

um mehrere Größenordnungen zu verringern. Diese Schnitte beginnen mit der ersten Triggerstufe und reichen bis zur Klassifizierung in physikalische Prozesse, die dem beobachteten Ereignis zugrunde liegen können. Erst nach diesem Schritt werden die Ereignisse auf sogenannten Data–Summary–Tapes (DSTs) zusammengefaßt und stehen für die verschiedenen physikalischen Analysen, in deren Rahmen der zweite Selektionsschritt durchgeführt wird, zur Verfügung. Einige Schnitte werden in beiden Selektionsschritten durchgeführt, wobei die Schnittgrenzen im zweiten Selektionsschnitt enger gesetzt sind.

Die Selektionsschnitte unterdrücken nicht nur unerwünschten Untergrund, sondern verwerfen auch Teile des untersuchten Signals. Diese Verluste müssen korrigiert werden. Die Akzeptanzverluste sind ein Maß für den verbliebenen Anteil des Signals nach einem Selektionsschnitt und somit ein wichtiger Aspekt der Selektion. Die Korrektur der Akzeptanzen geschieht in zwei Schritten.

Zuerst werden die Unterschiede in den Akzeptanzen zwischen den gemessenen und den simulierten Ereignissen bestimmt und ausgeglichen. Diese Akzeptanzdifferenzen entstehen durch Unterschiede in bestimmten Detektoreigenschaften zwischen dem realen Detektor und der Detektorbeschreibung in der Simulation. Diese Akzeptanzbestimmung geschieht durch den Vergleich von ausgewählten Größen zwischen den gemessenen Daten und simulierten Ereignissen, wie etwa der Trefferwahrscheinlichkeit in verschiedenen Lagen einer Spurkammer, oder aus den Daten selber mit Hilfe von Ereignissen, die besondere Signaturen aufweisen, wie etwa eine Teilchenspur, die sich über mehrere Spurkammern erstreckt. Die für diese Analyse relevanten Akzeptanzen und ihre Bestimmung werden bei der ausführlichen Diskussion des jeweiligen Selektionsschnittes in den folgenden Abschnitten behandelt. Falls nicht anders beschrieben, sind die Akzeptanzen im Rahmen der Strukturfunktionsanalysen bestimmt worden [MÜLL94] und in der Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Der Unterschied zwischen der relativ zu der mit Simulationen bestimmten Akzeptanz und der absoluten Akzeptanz auf Detektorniveau beträgt dabei nur zwei bis drei Prozent und ist damit kleiner als der statistische Fehler der Messung.

Weitere Akzeptanzunterschiede entstehen durch Unterschiede zwischen den richtigen Werten auf dem Hadron–Niveau und den rekonstruierten Werten auf dem Detektor–Niveau, wie etwa der Elektronenergie. Diese Akzeptanzunterschiede werden mit Hilfe von simulierten Ereignissen beim Übergang vom Detektor– auf das Hadron–Niveau in Abschnitt 7.4.2 korrigiert und auch dort diskutiert.

4.1 Der erste Selektionsschritt

Beim ersten Selektionsschritt liegt das Hauptgewicht auf der Verringerung der gesamten Datenrate, da die Signale im Detektor hauptsächlich durch Untergrund erzeugt werden. Die verwendeten Schnitte müssen dabei sehr genau kontrolliert werden, da die Ereignisse bei einer negativen Triggerentscheidung sofort unwiderruflich gelöscht werden. Eine Bestimmung der Triggerakzeptanz über die verworfenen Ereignisse ist somit nicht möglich, und ohne das Wissen, welcher Anteil des Signals durch die Trigger akzeptiert wird, ist eine absolute Normierung des Signales auf die Luminosität nicht möglich. Daher werden neben den physikalischen Triggern sogenannte Monitortrigger eingesetzt, deren Triggerbedingungen sich von den physikalischen Triggern unterscheiden. Um die Rate der Monitortrigger klein zu halten, ist es notwendig, entweder mehrere Trigger miteinander zu verknüpfen oder aber nur einen bekannten Bruchteil der Monitortrigger zu behalten, zum Beispiel nur jedes 128–te Ereignis, das diese Trigger auslöst. Somit stellt die Rate der Monitortrigger für die Datenverarbeitung kein Problem dar und ermöglicht trotzdem die Bestimmung der Akzeptanz der physikalischen Trigger. Bei der vierten Triggerstufe wird auch ein Teil der verworfenen Ereignisse behalten und zur Triggerüberprüfung verwendet. In Ereignissen der tiefinelastischen Streuung bei kleinem x_B und Q^2 wird das Elektron immer in das Rückwärtskalorimeter gestreut. Die Schnitte für die Selektion bei der Datennahme konzentrieren sich auf die Signaturen eines Elektrons in diesem Kalorimeter, da das Signal sehr deutlich ist und mit einfachen Schnitten soweit vom Untergrund befreit werden kann, daß die Triggerrate niedrig ist.

4.1.1 Kriterien der ersten Triggerstufe

Der in der ersten Triggerstufe verwendete Trigger ist der sogenannte BSET–Trigger (BEMC single electron trigger). Die Aufgabe des BSET–Triggers ist die Erkennung von Elektronen, die durch tiefinelastische Streuung in das Rückwärtskalorimeter gelangen. Zur Gewinnung der Triggerinformation werden im Rückwärtskalorimeter Gruppen aus den einzelnen Modulen des Kalorimeters gebildet. Dazu wird die Energie der Module mit einer deponierten Energie oberhalb von typischerweise 3 GeV und der angrenzenden Module mit mindestens $1,3$ GeV aufsummiert. Die Energien aller Gruppen werden wiederum aufaddiert und drei Triggerelemente entsprechend drei unterschiedlichen Schwellenwerten gebildet. Der Trigger mit dem mittleren Schwellenwert ($\approx 5-8$ GeV), verknüpft mit dem Veto–Signal des Flugzeitsystems, ist der Ereignistrigger BCL2. Die beiden anderen Trigger werden zur Kontrolle dieses Triggers verwandt. Der Trigger mit der niedrigen Schwelle ($\approx 2-3$ GeV) (BCL1) muß aufgrund der hohen Ereignisrate mit anderen Triggern wie etwa den Spurtriggern verknüpft werden. Er dient zur Überprüfung des Verhaltens des BCL2 Triggers in der Nähe der Triggerschwelle. Der Trigger mit dem hohen Schwellenwert ($\approx 15 - 18\ GeV$) (BCL3) hat dagegen eine so niedrige Rate, daß er ohne Verknüpfung mit einem anderen Detektorsignal verwendet wird. Dies ermöglicht unter anderem die Akzeptanzbestimmung für das Flugzeitsystem. Ausführlichere Informationen findet man in [KURC93] und [BAN92].

Die Triggerakzeptanz beträgt fast überall 100 %, nur an den Rändern des Rückwärtskalorimeters gibt es größere Abweichungen. In der Tabelle 4.1 sind die Triggerakzeptanzen für einzelne $x_B - Q^2$ Bereiche aufgeführt, die im Rahmen der Analysen der Strukturfunktion F_2 mit dem BCL1– und BCL3–Trigger bestimmt worden sind [BASS94]. Der Fehler der Triggerakzeptanz liegt bei 2 %.

Regionen in Q^2	Regionen in x_B*10^4 $\binom{von}{bis}$						
	$\binom{1,5}{2,2}$	$\binom{2,2}{3,2}$	$\binom{3,2}{4,6}$	$\binom{4,6}{6,8}$	$\binom{6,8}{10,0}$	$\binom{10,0}{17,8}$	$\binom{17,8}{31,6}$
4,2 - 5,6	0,91	0,89	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
5,6 - 7,5	0,94	0,95	0,92	0,85	0,0	0,0	0,0
7,5 - 10,0	0,0	0,95	0,98	0,95	0,91	0,88	0,85
10,0 - 13,3	0,0	0,0	0,96	1,0	0,99	0,98	0,96
13,3 - 17,8	0,0	0,0	0,0	0,97	1,0	1,0	1,0
17,8 - 23,7	0,0	0,0	0,0	0,94	0,98	1,0	1,0
23,7 - 31,6	0,0	0,0	0,0	0,0	0,95	0,99	1,0
31,6 - 42,2	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,97	1,0
42,2 - 56,2	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,98

Tab. 4.1: Akzeptanzen des BCL2–Triggers für einzelne x_B–Q^2Regionen. Die selektierten Ereignisse befinden sich alle in den von Null verschiedenen Regionen der Triggerakzeptanz. [BASS94]

Im DST-Datensatz sind alle Ereignisse enthalten, die unter anderem auch eine Energie von mehr als 4 GeV im Rückwärtskalorimeter enthalten müssen. Wenn ein Trigger zu früh angesprochen hatte, wurden die Daten des Detektors auch zu früh ausgelesen, was unter anderem bei den Kalorimetern zu einer falschen Energiemessung führte. Der BCL2–Trigger hatte dieses Problem nicht. Das Vorhandensein des BCL2–Triggers garantiert somit, das das Ereignis zum richtigen Zeitpunkt ausgelesen worden ist, und wird daher bei der Selektion überprüft. Insgesamt $0,1\%$ der Ereignisse haben keinen BCL2–Trigger und werden von der Selektion ausgeschlossen.

4.1.2 Kriterien der vierten Triggerstufe

Im Jahr 1993 waren die zweite und dritte Triggerstufe noch nicht in Betrieb, die vierte Triggerstufe schloß sich direkt an die erste Triggerstufe an.

Die Hauptaufgabe der vierten Triggerstufe ist die Säuberung der Daten von Untergrundereignissen. Dazu wird einerseits nach Signaturen von Untergrundereignissen gesucht und andererseits die Triggerentscheidungen der ersten Triggerstufe mit viel ausführlicheren Informationen des Detektors überprüft. Die im Jahre 1993 verwendeten Filter und ihre Parameter sind in [PROS95] beschrieben.

Für die gesuchten Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton Streuung bei niedrigen Impulsüberträgen haben insbesondere folgende Filter Einfluß auf die Triggerentscheidung der vierten Stufe:

- Ein Filter, der nach Spuren sucht, die von Teilchen stammen, die außerhalb des Detektors erzeugt wurden, und solche Ereignisse sofort verwirft. Die Anforderungen an diese Spuren bezüglich Länge und Anzahl sind so bestimmt worden, daß nur wirkliche Untergrundereignisse verworfen werden. Dies wurde durch eine visuelle Überprüfung der verworfenen Ereignisse kontrolliert.

- Zwei Filter untersuchen die Existenz des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes, insbesondere die Lage entlang der Strahlachse und die Qualität der für die Rekonstruktion herangezogenen Spuren. Diese Filter setzen alle Trigger zurück, die einen rekonstruierten Wechselwirkungspunkt erfordern, falls die Anforderungen nicht erfüllt werden.

- Ein Filter bestimmt unter Verwendung der gleichen Routine wie in der endgültigen Rekonstruktion die Energie des energiereichsten Clusters im Rückwärtskalorimeter und vergleicht sie mit dem Schwellenwert (siehe 4.1.1). Ist die Energie zu niedrig, werden die BSET–Trigger der ersten Triggerstufe zurückgesetzt.

- Viele Ereignisse, die durch den BSET–Trigger akzeptiert werden, sind auf Synchrotonstrahlung oder Teilchen aus der Protonrichtung zurückzuführen. Diese Ereignisse erzeugen ein ungewöhnlich hohes Signal in nur einer der vier Photodioden eines Kalorimetermoduls, wie aus der Abbildung 4.2 ersichtlich ist. Um sie zu unterdrücken, setzt ein Filter die BSET–Trigger zurück, falls mehr als 80 % der Energie des Moduls mit der höchsten Energie nur von einer Photodiode stammen.

Die Überprüfung dieser Filter mit simulierten Ereignissen und den Monitorereignissen der vierten Triggerstufe ergab eine Akzeptanz von $1,00$ mit einem systematischen Fehler von

$0,02$. Viele dieser Filterkriterien werden bei dem zweiten Selektionsschnitt mit stärkeren Schnittbedingungen nochmal angewendet, weshalb die entsprechenden Akzeptanzen in dieser Arbeit dort bestimmt werden.

4.1.3 Klassifizierung von Ereignissen

Der letzte Abschnitt des ersten Selektionsschrittes umfaßt die vollständige Rekonstruktion der Ereignisse und die anschließende Klassifizierung der Ereignisse in verschiedene physikalische Klassen. Dabei kann ein Ereignis gleichzeitig mehreren Klassen angehören. Für die tiefinelastischen Streuung bei kleinem Q^2 sind zwei Klassen definiert, die beide auf der Energie, die im Rückwärtskalorimeter deponiert wird, basieren, aber unterschiedliche Zusatzbedingungen verwenden. Dies ermöglicht die gegenseitige Überprüfung der Akzeptanz. Die verwendeten Daten gehören mindestens einer der beiden Klassen an.

Die erste Klasse fordert einen Cluster im Rückwärtskalorimeter mit mehr als 4 GeV, einen rekonstruierten Wechselwirkungspunkt und kein Untergrundsignal vom Flugzeitsystem. Die zweite Klasse konzentriert sich allein auf das Elektronsignal. Die Ereignisse dieser Klasse beinhalten mindestens einen Cluster mit mehr als 8 GeV Energie, der außerhalb eines Quadrates mit 26 cm Seitenlänge um den Mittelpunkt des Strahlrohres liegt. Zusätzlich ist der Clusterradius kleiner als 8 cm oder der transversale Abstand zwischen einem Signal in der Proportionalkammer direkt vor dem Rückwärtskalorimeter und dem Schwerpunkt des Clusters kleiner als 10 cm. Der Molière–Radius des Rückwärtskalorimeters hat einen Wert von ungefähr $3,4$ cm [H1-95g]. Außerdem werden in dieser Klasse auch Ereignisse eingeordnet, die einen Cluster mit mehr als 4 GeV in der Übergangsregion zwischen dem Rückwärtskalorimeter und dem Flüssig–Argon-Kalorimeter aufweisen.

Nur Ereignisse, die mindestens einer physikalischen Klasse nach der Klassifizierung angehören, werden anschließend in den DSTs abgespeichert. Da in dem nachfolgenden Selektionsschritt alle Schnitte der Ereignisklassifizierung mit höheren Schnittgrenzen enthalten sind, werden die Akzeptanzen dort diskutiert.

Für die untersuchten Datennahmeperioden sind insgesamt 94319 Ereignisse in mindestens einer der beiden bislang diskutierten Klassen enthalten.

4.2 Der zweite Selektionsschritt

Nach der Reduktion der Daten durch den ersten Selektionsschnitt werden im zweiten Schritt direkt diejenigen Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung her-

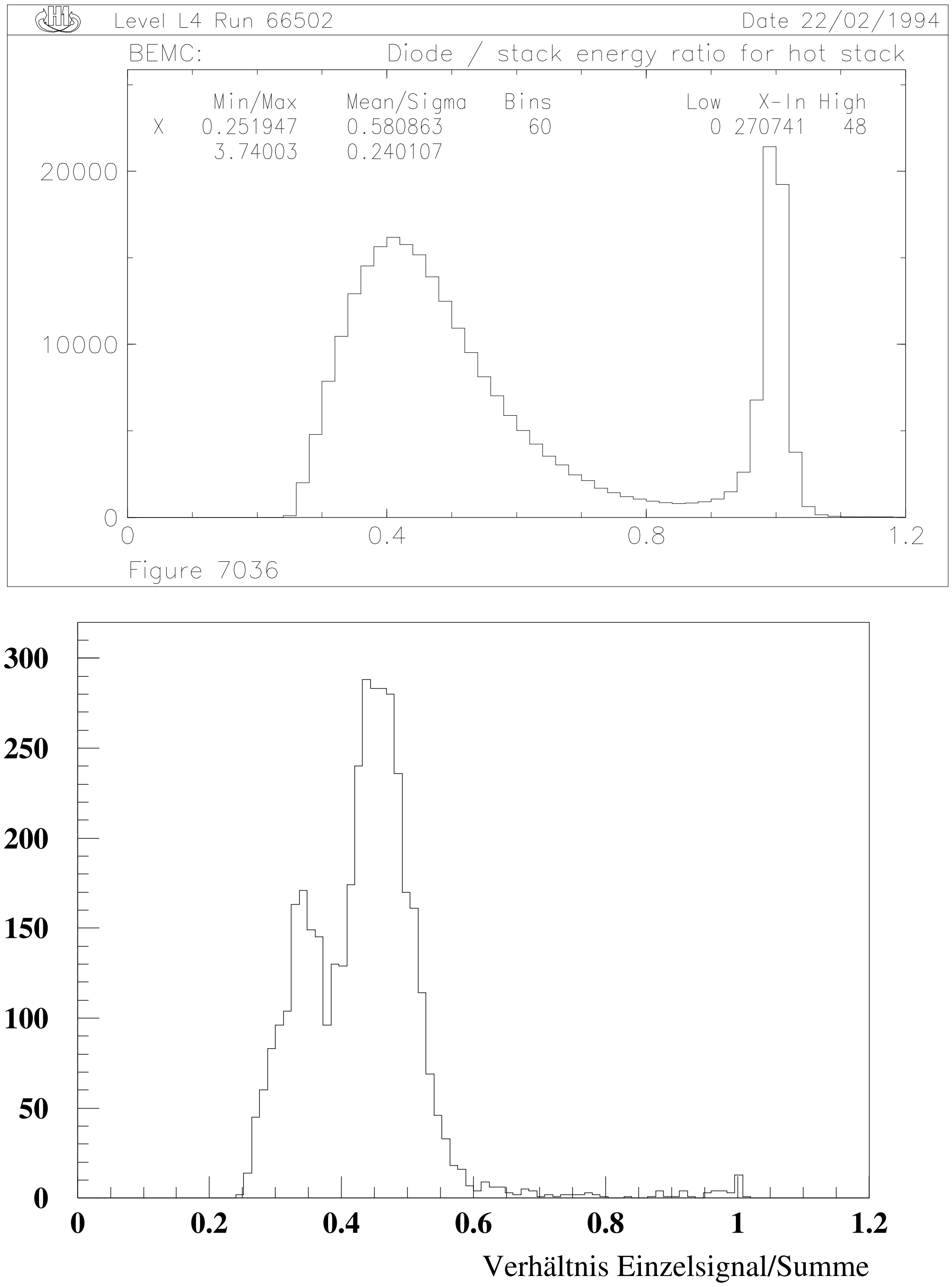


Abb. 4.2: *Die obere Abbildung zeigt das Energieverhältnis der Photodiode mit der höchsten Energie zur Summe aller Photodioden innerhalb des Moduls nach der Rekonstruktion der vierten Triggerstufe. In der unteren Abbildung ist das gleiche Spektrum für Elektronkandidaten mit einer Energie von mehr als 14 GeV dargestellt. Die Häufung bei dem Wert 1 wird durch direkte Diodentreffer hervorgerufen. Aus [PEPP94].*

ausgefiltert, die abgesehen von der Signatur eines Jets in der Vorwärtsregion des Detektors alle Voraussetzungen der gesuchten Ereignisse erüllen.

Eine wichtige Voraussetzung für Effizienz der Selektion ist die einwandfreie Funktion der verwendeten Detektorkomponenten. Diese Komponenten sind die zentralen Driftkammern, die Proportionaldriftkammern im Zentralbereich, das Rückwärtskalorimeter mitsamt der davor befindlichen Proportionalkammer ebenso wie das Flüssig–Argon–Kalorimeter und das Flugzeitsystem. Vor der eigentlichen Datenanalyse werden diese Komponenten überprüft und bei Problemen die Daten von der Analyse ausgeschlossen. Dies wird bei der Berechnung der Luminosität berücksichtigt.

Die Selektion der Daten aus den DSTs beinhaltet Schnitte auf Elektronsignale, Untergrundsignale und die Kinematik. Zuerst werden die Schnitte vorgestellt, die das gestreute Elektron betreffen. Danach erfolgt die Beschreibung von Schnitte, die der Unterdrückung von Untergrundereignissen dienen. Die letzten Schnitte in diesem Kapitel schränken den kinematischen Bereich der untersuchten Daten auf den der analytischen Rechnung (Abschnitt 2.3) ein.

Bei der Besprechung der Schnitte sind die jeweiligen Verteilungen in der Schnittvariablen dargestellt und der Schnitt als Linie eingezeichnet. Um die Auswirkung des Schnittes zu verdeutlichen, sind alle anderen Schnitte ausgeführt. Die angegebenen Zahlen für die von dem Schnitt verworfenen Ereignissen beziehen sich auf die Ereignisse, die nur allein durch den besprochenen Schnitt aus der Selektion fallen.

Nach allen Schnitten bleiben von den 94319 Ereignissen insgesamt 11097 Ereignisse übrig.

4.2.1 Selektionsschnitte auf das Elektronsignal

Das gestreute Elektron ist eins der beiden wesentlichen Signaturen der gesuchten Ereignisse. Die Schnitte auf das Elektronsignal stellen zum einen sicher, daß sich das Elektronsignal in einer Region des Rückwärtskalorimeters befindet, in der es gut gemessen werden kann, zum anderen dienen sie der Unterdrückung von Signalen, die fälschlicherweise als Elektron identifiziert werden können.

4.2.1.1 Energie und Polarwinkel des Elektrons

Der erste Schnitt betrifft die Energie des rekonstruierten Elektrons. Der gewählte Grenzwert von 12 GeV unterdrückt den Untergrund von Photoproduktionsereignissen ohne zu stark in das Signal zu schneiden, wie aus Abbildung 4.3 ersichtlich ist. Bei den Ereignissen der Photoproduktion ist der Transversalimpuls des ausgetauschten Photons praktisch

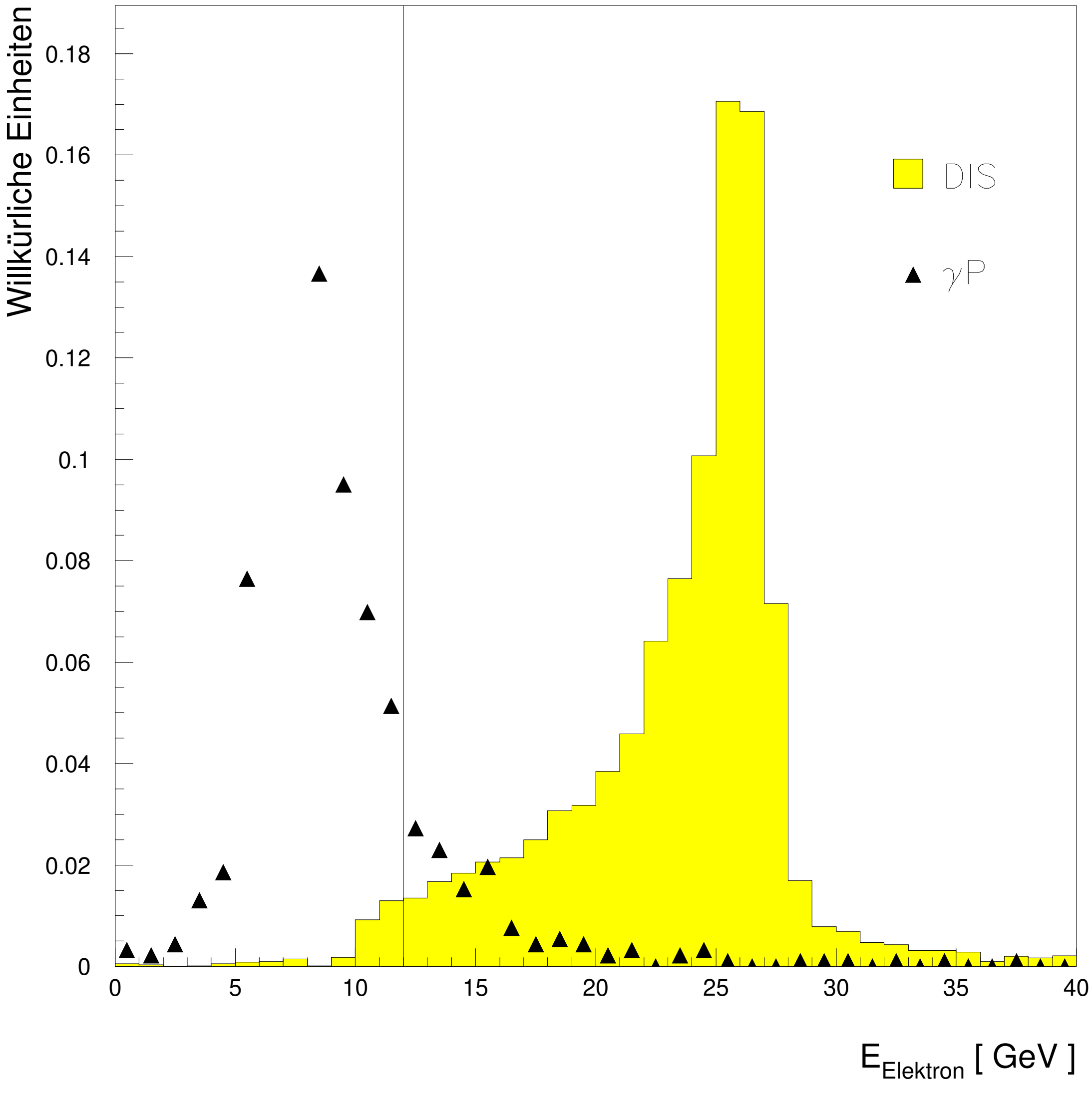


Abb. 4.3: *Die Energie des energiereichsten Clusters im Rückwärtskalorimeter für simulierte Ereignisse der tiefinelastischen Streuung (DIS) und der Photoproduktion (γP). Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert, die eingezeichnete Linie stellt die Schnittgrenze von* 12 *GeV dar.*

gleich Null, und es kann daher als quasi-reelles Photon betrachtet werden. Das Elektron verläßt den Detektor durch das Strahlrohr. Allerdings können Reaktionsprodukte im Rückwärtskalorimeter ein Signal erzeugen, das als Elektronsignal interpretiert werden kann. Die abgebildeten Photoproduktionsereignisse wurden mit dem Monte–Carlo–Generator Pythia [SJÖS91] erzeugt, simuliert und als Ereignisse der tiefinelastischen Streuung von der Ereignisklassifizierung eingeordnet. Die simulierten Ereignisse der tiefinelastischen Streuung sind mit dem LEPTO–Generator mit der Matrixelemente und Partonschauer Option generiert worden. Dies gilt auch für die weiteren Verteilungen in diesem Kapitel, in denen Ereignisse von tiefinelastischer Streuung und Photoproduktion gegenübergestellt sind. Die Verteilung der Energie des Elektrons in den Daten ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Näheres zur Photoproduktion findet man in Abschnitt 6.2.

Der systematische Fehler der Elektronenenergie im Rückwärtskalorimeter ist kleiner als $1,7\ \%$ [BRUN94]. Die Variation des Schnittes um $\pm 1,7\ \%$ führt zu einer Änderung der Anzahl der Ereignisse nach allen Selektionsschnitten von $\pm 1,4\ \%$ in der in Abbildung 4.16 definierten Region 1, die Ereignisse der Region 2 bleiben unbeeinflußt.

Durch die Beschränkung des Polarwinkels θ des Elektrons auf einen Bereich von 160° bis 173° wird sichergestellt, daß das Elektron sich in einem Bereich des Rückwärtskalorimeters befindet, der eine sehr genaue Messung der Energie zuläßt und auch von der Proportionalkammer, die sich direkt davor befindet, abgedeckt wird. Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung des Polarwinkels θ des Elektrons mit den eingezeichneten Schnittgrenzen. Der Schnitt auf Winkel größer als 160° schließt 246 Ereignisse aus dem Datensatz aus, und die Forderung nach einem Winkel kleiner als 173° verwirft 3627 Ereignisse. Die systematische Unsicherheit der Winkelbestimmung ist durch die Proportionalkammer bestimmt und beträgt $1\ mrad \approx 0.06^\circ$ [MÜLL94]. Dies führt zu einem systematischen Fehler von $\pm 1,4\ \%$ in der Bestimmung der Jetraten. Die Kammereffizienz wird in Abschnitt 4.2.1.3 behandelt.

4.2.1.2 Der Clusterradius im Rückwärtskalorimeter

Elektronen erzeugen im Rückwärtskalorimeter im allgemeinen einen Schauer, der sich auf ein oder zwei Module verteilt, während Hadronen ihre Energie über einen größeren Bereich deponieren. Daher bietet der energiegewichtete Clusterradius r_{ecra} eine Möglichkeit zur Unterscheidung elektromagnetischer und hadronischer Schauer. Berechnet wird r_{ecra} mit folgender Formel [PEPP94, KASS94]:

$$r_{ecra} = \frac{1}{E_{Cluster}} \sum_{i=1}^{n} E_i |r_i - r_C|$$

mit n = Anzahl der Module im Cluster,

E_i = Energie des Moduls i des Clusters,

$$|r_i - r_C| = \sqrt{(x_i - x_C)^2 + (y_i - y_C)^2},$$

$$x_C = \frac{1}{E_{Cluster}} \sum_{i=1}^{n} E_i x_i \quad \text{und} \quad y_C = \frac{1}{E_{Cluster}} \sum_{i=1}^{n} E_i y_i.$$

In Abbildung 4.6 ist die Verteilung von r_{ecra} für tiefinelastische Streuung und Photoproduktion anhand von simulierten Ereignissen dargestellt. Während r_{ecra} bei der tiefinelastischen Streuung schnell abfällt, zeigt die Photoproduktion eine flache Verteilung.

Die Selektion verwirft alle Ereignisse mit einem r_{ecra} größer als 4 cm, wie es in der Abbildung 4.7 dargestellt ist.

Die Akzeptanzen sind durch Vergleich von Verteilungen zwischen Daten und simulierten Ereignissen in r_{ecra} bestimmt worden. Es ergibt sich eine Akzeptanzkorrektur von $0,98 \pm 0,02$ zwischen den Daten und simulierten Ereignissen [MÜLL94].

4.2.1.3 Der Abstand zwischen dem Clusterschwerpunkt und dem nächsten Treffer in der BPC

Im nächsten Selektionsschnitt wird der Schwerpunkt des Clusters im Rückwärtskalorimeter unter Verwendung der Position des Wechselwirkungspunktes in die Proportionalkammer (BPC) projiziert und die transversale Entfernung d_{BPC} zum nächsten Treffer in der Kammer bestimmt. Abbildung 4.8 zeigt die typische Verteilung dieses Abstandes für tiefinelastische Streuung und Photoproduktion. Die bei der Selektion maximal zulässige Entfernung beträgt 4 cm, die zugehörige Verteilung in den Daten ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Die Schnittgrenze ist so gewählt worden, um die Signalverluste so gering wie möglich zu halten, aber noch Untergrundereignisse verwerfen zu können.

Die Akzeptanzen sind durch Untersuchungen der Trefferwahrscheinlichkeit in den einzelnen Drahtlagen der BPC bestimmt worden. Zusätzlich wurden auch die Ereignisse untersucht, die in der zentralen Driftkammer eine Spur in Richtung der BPC ausweisen. Die gemittelte Akzeptanz von Daten zu Monte–Carlo–Ereignissen liegt bei $0,98 \pm 0,02$ [MÜLL94].

4.2.2 Schnitte gegen Untergrundereignisse

Diese Schnitte dienen nicht der Erkennung von Signaturen der gesuchten Ereignisse, sondern von eindeutigen Signaturen von Untergrundereignisse. Werden solche Signaturen in einem Ereignis gefunden, wird es aus dem Datensatz ausgeschlossen.

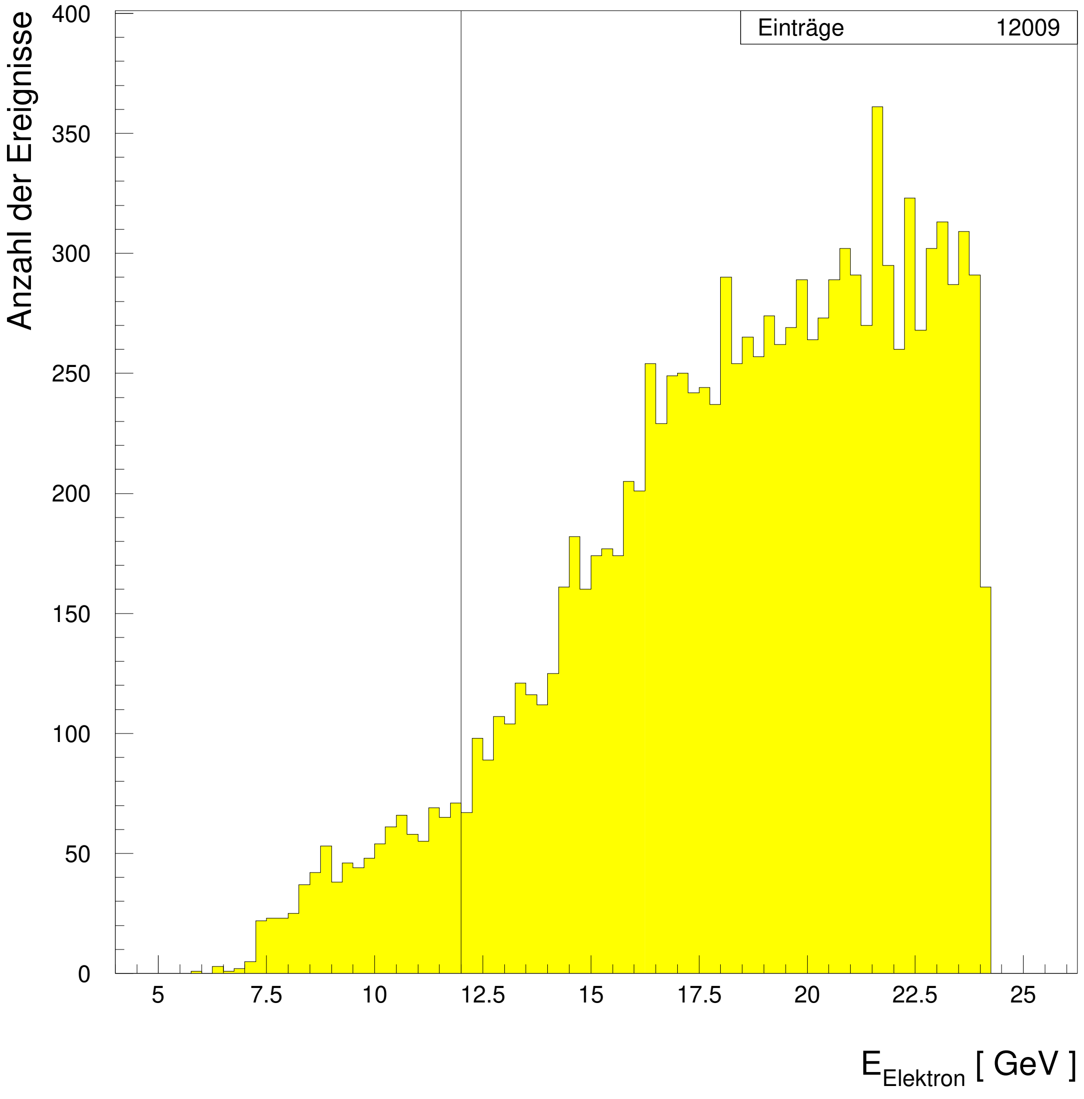


Abb. 4.4: *Die Energie des höchstenergetischen Clusters im Rückwärtskalorimeter für die in diesem Kapitel selektierten Daten. Die Linie stellt den Selektionsschnitt von 12 GeV dar.*

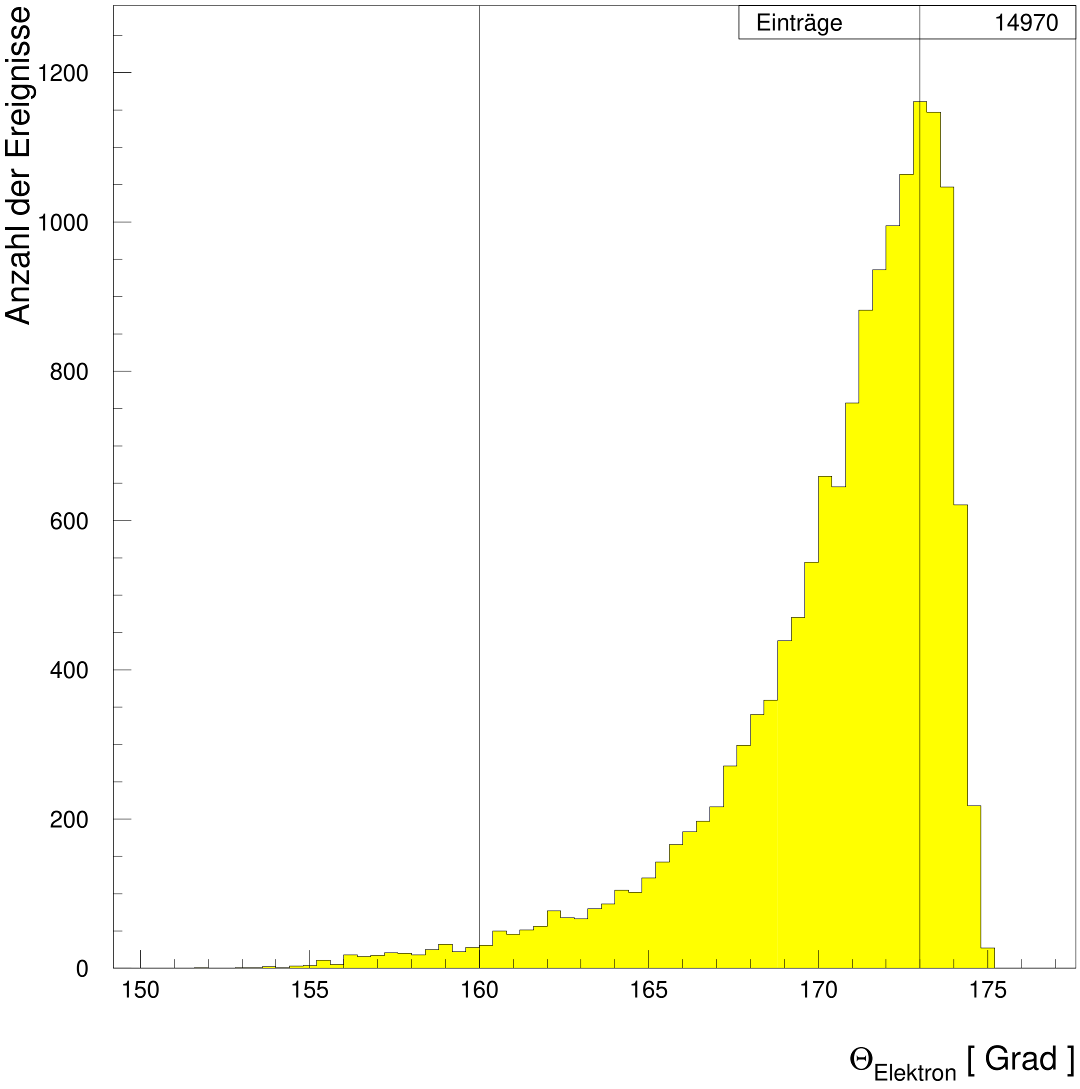


Abb. 4.5: *Der Polarwinkel θ des Elektrons für die in diesem Kapitel selektierten Daten. Die beiden Linien kennzeichnen den Bereich der von der Selektion akzeptierten Ereignisse.*

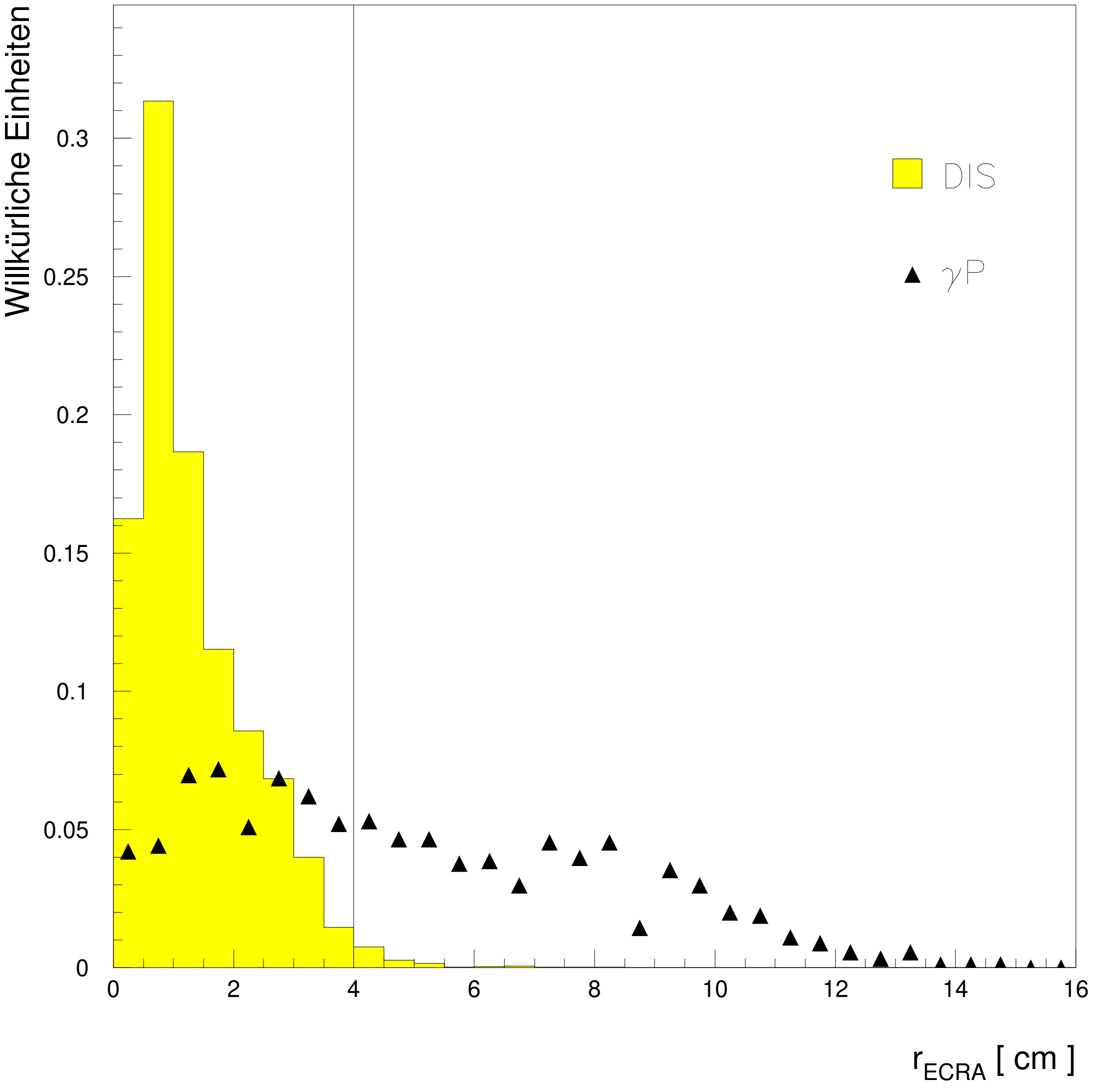


Abb. 4.6: *Der Clusterradius* r_{ecra} *für simulierte Ereignisse der tiefinelastischen Streuung (DIS) und der Photoproduktion* (γP). *Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert, die eingezeichnete Linie stellt die Schnittgrenze von* 4 cm *dar.*

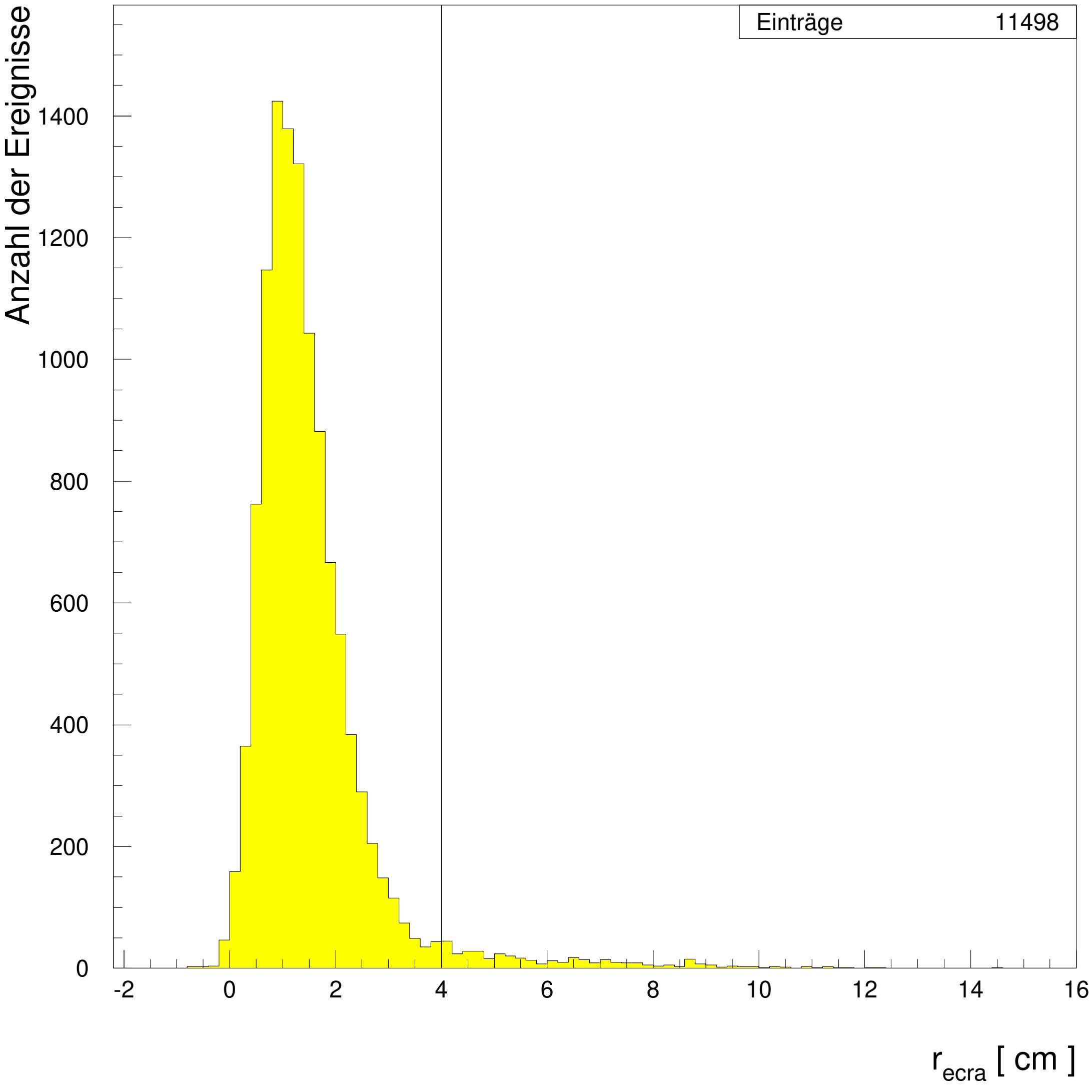


Abb. 4.7: *Verteilung des Clusterradius r_{ecra} für die in diesem Kapitel selektierten Daten. Die eingezeichnete Linie stellt die Schnittgrenze von 4 cm dar.*

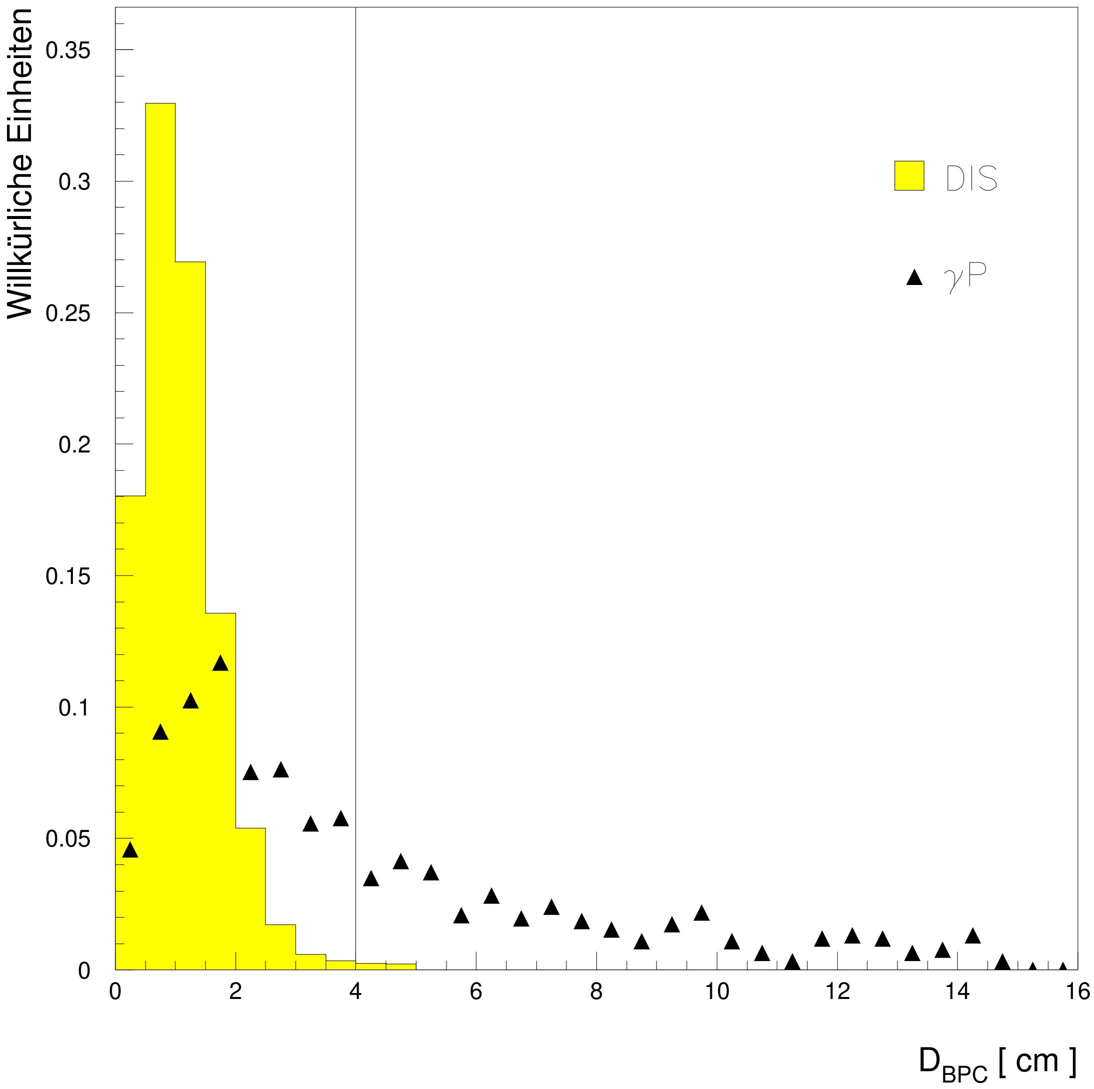


Abb. 4.8: *D_{BPC} für simulierte Ereignisse der tiefinelastischen Streuung (DIS) und der Photoproduktion (γP). Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert, die eingezeichnete Linie stellt die Schnittgrenze von 4 cm dar.*

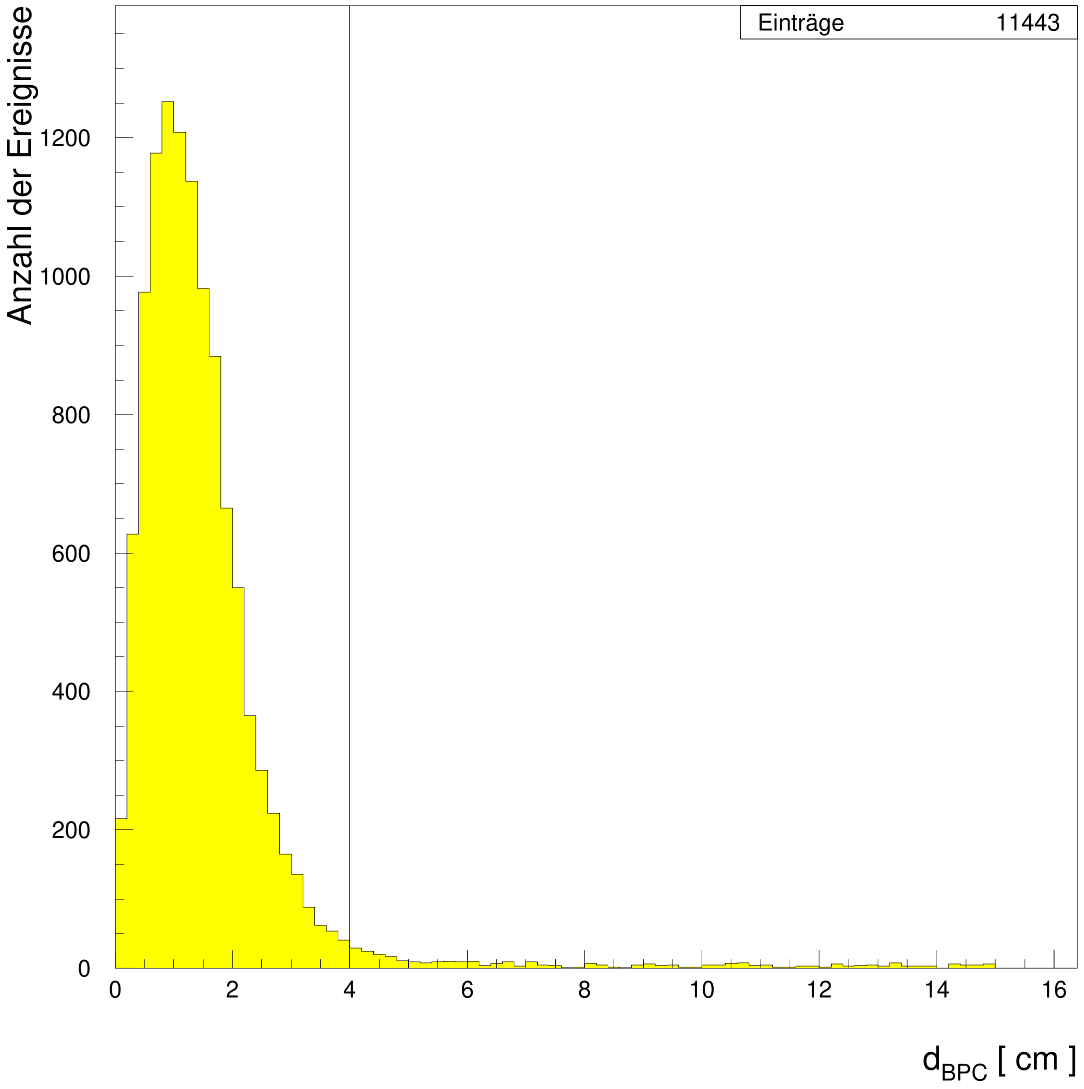


Abb. 4.9: *D_{BPC}-Verteilung für die in diesem Kapitel selektierten Daten. Die Linie stellt die Schnittgrenze von 4 cm dar.*

Ein Untergrundbeitrag wird durch Strahl–Gas oder Strahl–Wand Ereignisse im Strahlrohr vor dem Detektor verursacht. Die bei diesen Reaktionen entstehenden Teilchen kommen nicht aus dem zentralen Detektorbereich, sondern treten von außerhalb in den Detektor ein und deponieren ihre Energien im Kalorimeter. Da hier dieser Untergrund ein Elektronsignal im Rückwärtskalorimeter vortäuscht, ist hauptsächlich der Protonstrahl für diesen Untergrund verantwortlich. Ein Abschätzung des nach der Selektion verbliebenen Untergrundbeiträges aufgrund von Strahl–Gas oder Strahl–Wand Ereignissen findet man in Abschnitt 6.3.

4.2.2.1 Schnitt mit Hilfe des Flugzeitsystems

Eine Möglichkeit diesen Strahl–Untergrund zu erkennen bietet das Flugzeitsystem. Der zeitliche Abstand zwischen den Teilchen dieses Untergrundes und dem eigentlichen Signal ergibt sich aus der Entfernung zwischen dem Flugzeitsystem und dem Wechselwirkungspunkt. Falls ein Signal in den Szintillatoren des Flugzeitsystem hinter dem Elektron–Cluster im Rückwärtskalorimeter im Zeitintervall des Untergrundfensters nachweisbar ist, wird das Ereignis verworfen. Dies betrifft 58 Ereignisse bei diesem Schnitt. Die Akzeptanz ist durch die Überprüfung verworfener Ereignisse bestimmt worden und beträgt $0,98 \pm 0,02$ [MÜLL94]. Allerdings war im Jahr 1993 die Effizienz bei der Unterdrückung dieses Untergrundes nicht sehr groß.

4.2.2.2 Der RVFIT–Schnitt

Eine andere Möglichkeit für die Erkennung von Strahl-Untergrund stellt die Überprüfung der Spuren in der zentralen Driftkammer dar. Eine typische Signatur dieses Untergrundes sind mehrere Spuren, die einen Ursprungsort außerhalb des zentralen Detektorbereiches aufweisen. Ein typisches Ereignis ist in Abbildung 4.10 abgebildet. Als Selektionskriterium wird das Verhältnis aus der Zahl der Spuren, die dem rekonstruierten Wechselwirkungspunkt zugeordnet werden, und der Anzahl der Spuren, deren Startpunkt in der inneren zentralen Driftkammer liegt und die einen Transversalimpuls von mindestens 350 MeV aufweisen, gebildet:

$$\mathrm{RVFIT} = \frac{\textit{Anzahl der dem Wechselwirkungspunkt zugeordneten Spuren}}{\textit{Anzahl der Spuren in der inneren Driftkammer}}$$

Ereignisse mit $RVFIT < 0,25$ oder einem rekonstruierten Wechselwirkungspunkt, aber keiner Spur in der inneren Driftkammer, werden verworfen. Im letzten Falle ist der Wechselwirkungspunkt aus Spuren in der äußeren Driftkammer oder den Spurkammern im Vorwärtsbereich des Detektors rekonstruiert worden. Detaillierte Untersuchungen mit *RVFIT* findet man in [DERO93].

Die Kontrolle der verworfenen Ereignisse mittels visueller Inaugenscheinnahme als auch die Analyse des Verhaltens des Schnittes bei simulierten Ereignissen der tiefinelastischen Streuung zeigt, daß nur $(2 \pm 1)\%$ der verworfenen Ereignisse nicht zum Untergrund gehören. Es gibt keinen Akzeptanzunterschied zwischen Meßdaten und simulierten Ereignissen. Als Akzeptanzkorrektur zwischen Daten und simulierten Ereignissen wird daher der Wert $1,00$ mit einem Fehler von $0,02$ verwendet. Insgesamt 1049 Ereignisse werden bei der Selektion durch diesen Schnitt verworfen.

4.2.2.3 Der Schnitt auf $\sum(E - P_z)$

Der Untergrund von Photoproduktionsereignissen und Strahlungsereignissen wird auch mit Hilfe des sogenannten $E-P_z$ Schnitts unterdrückt. Dabei wird die Summe $\sum(E_i - p_{zi})$ über alle Cluster im Kalorimeter gebildet. Betrachtet man das einlaufende System aus Proton und Elektron, ist die Summe gleich der zweifachen Energie des Elektrons. Werden alle Teilchen richtig im Detektor rekonstruiert, muß sich wegen Erhaltung von Energie und Impuls im Endzustand der gleiche Wert ergeben. Bei der Photoproduktion wird aber in der Regel das Elektron nicht im Hauptdetektor nachgewiesen, weil es den Detektor durch das Strahlrohr verläßt. Die berechnete Summe ist dann wesentlich kleiner. Hadronen, die den Detektor durch das Strahlrohr unbeobachtet in Protonrichtung verlassen, tragen kaum zu dieser Summe bei, weil für sie die Energie ungefähr gleich dem Impuls in z–Richtung ist.

Abbildung 4.11 zeigt das Spektrum der Summe für Photoproduktionsereignisse und Ereignisse der tiefinelastischen Streuung. Ereignisse, bei denen die Summe einen Wert von $30\ GeV$ unterschreitet, werden verworfen. Abbildung 4.12 zeigt die $E - P_z$ Verteilung für die selektierten Ereignisse, 105 Ereignisse fallen aufgrund des Schnittes aus der Analyse heraus. Untersuchungen haben keine Akzeptanzunterschiede zwischen Daten und simulierten Ereignissen ergeben, es wird daher eine Akzeptanz von $1,0$ verwendet.

4.2.2.4 Der Wechselwirkungspunkt

Zur Ermittlung der Kinematik des Ereignisses ist die Bestimmung der Position des Wechselwirkungspunktes entlang der Strahlachse von großer Wichtigkeit, denn sie wird zur Berechnung der Winkel des gestreuten Elektrons und der Jets benötigt. Die Position des Wechselwirkungspunktes wird mit Hilfe von Spuren in den zentralen Spurkammern bestimmt. Die dafür verwendeten Spuren erfüllen dabei folgende Kriterien:

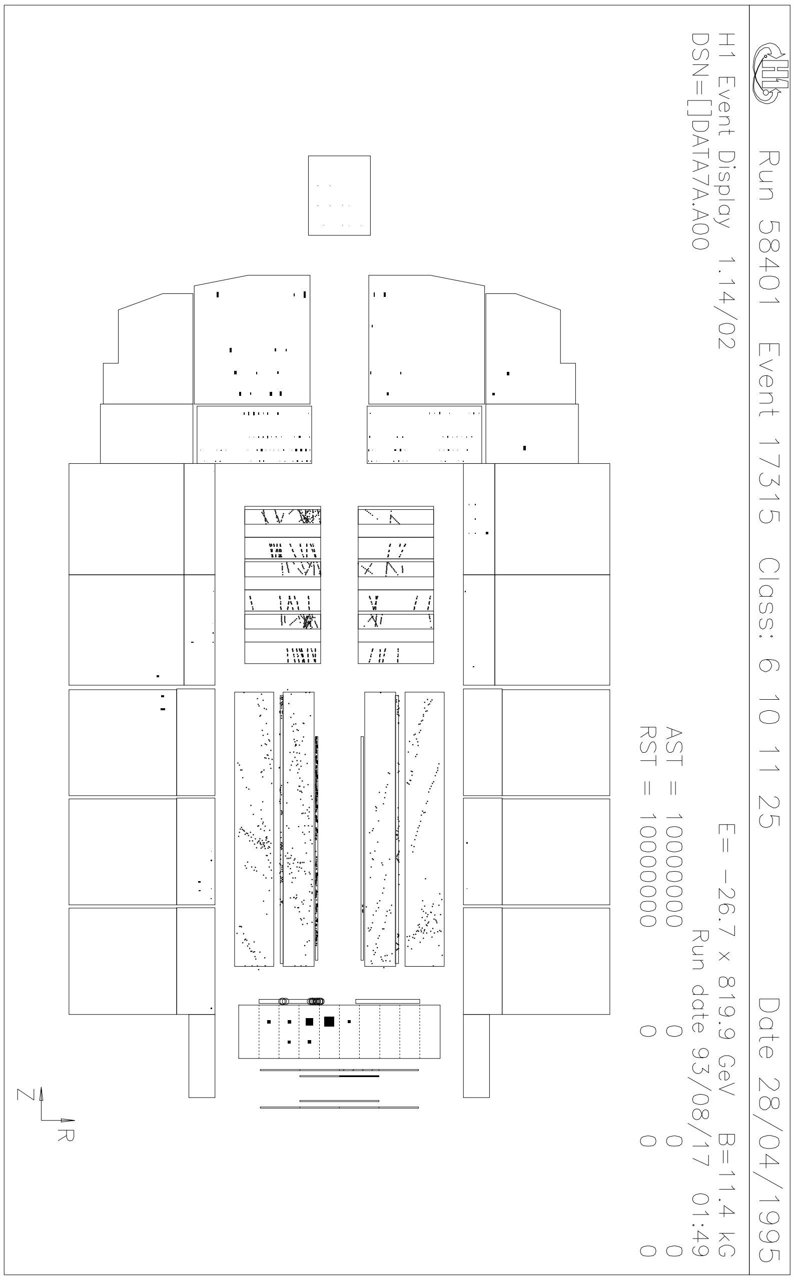


Abb. 4.10: *Ein Strahl–Untergrundereignis. Die Spuren in der zentralen Driftkammer deuten auf einen Entstehungsort hinter dem Rückwärtskalorimeter hin.*

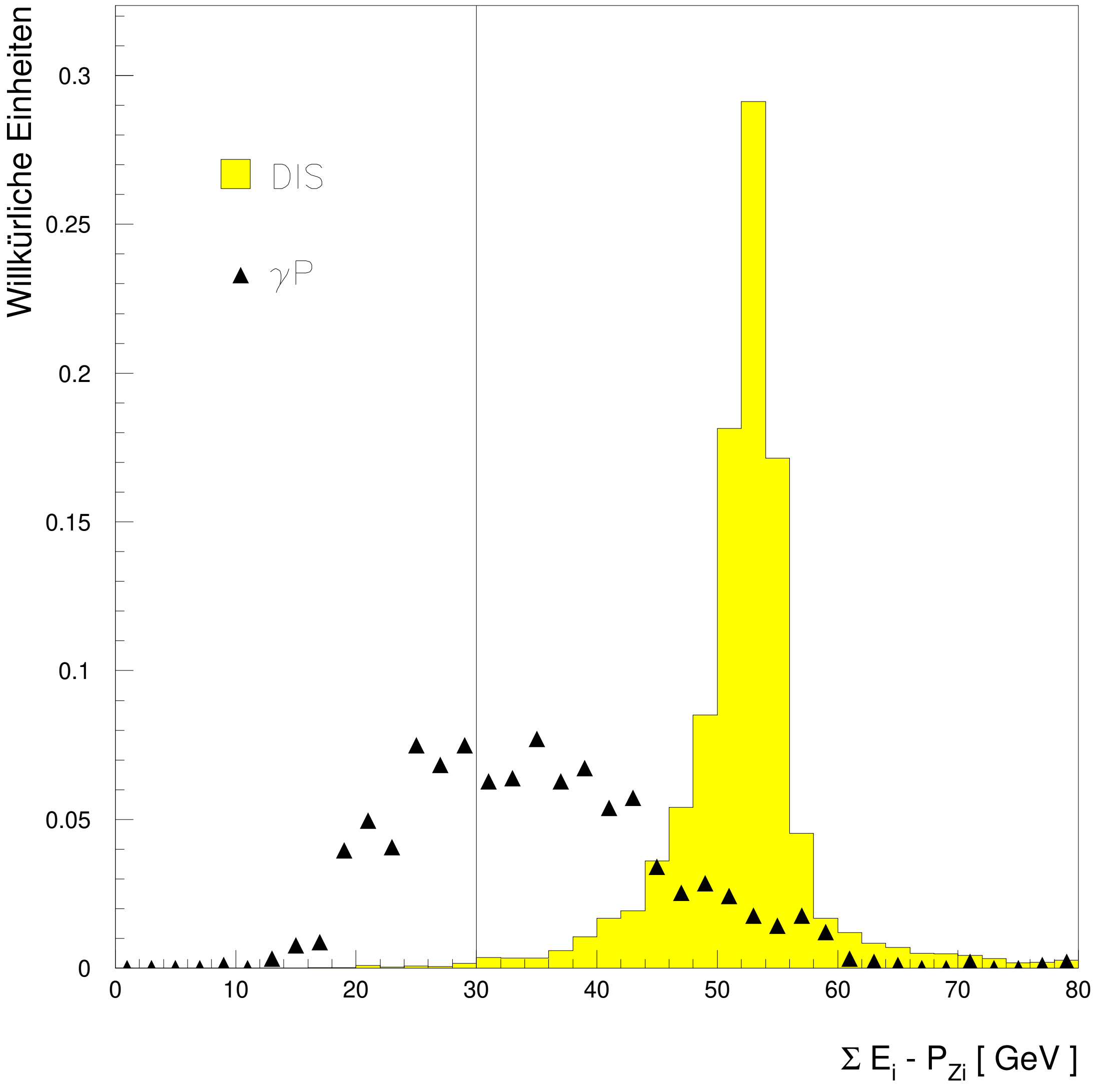


Abb. 4.11: *Die Verteilung der Summe* $\sum E_i - p_{zi}$ *über alle Kalorimetercluster im Detektor für simulierte Ereignisse der Photoproduktion und der tiefinelastische Streuung. Die Linie zeigt die Position des Schnittes, Ereignisse mit einem Summenwert kleiner als 30 GeV werden verworfen.*

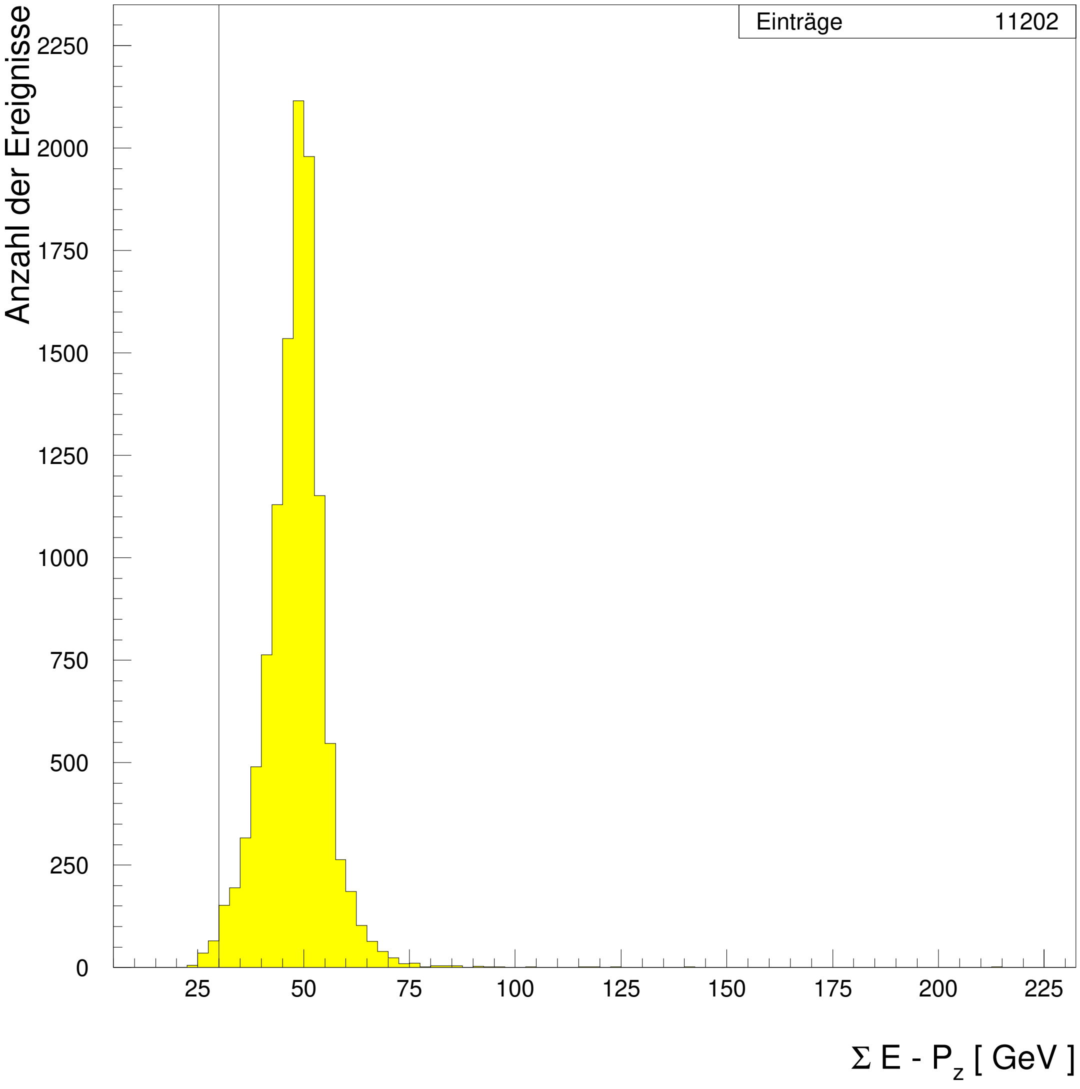


Abb. 4.12: *Die Verteilung der Summe* $\sum E_i - p_{zi}$ *über alle Kalorimetercluster im Detektor für die in diesem Kapitel selektierten Daten. Die Linie zeigt die Position des Schnittes, Ereignisse mit einem Summenwert kleiner als 30 GeV fallen aus der Selektion heraus. In dem Datensatz nach der vollständigen Selektion sind keine Ereignisse mit einem Wert von größer als 70 GeV mehr enthalten.*

  - Die Spuren bestehen aus mindestens 10 Treffern in den Spurkammern.

- Die extrapolierten Spuren haben einen minimalen transversalen Abstand zur Strahlachse von weniger als 2 *cm*.

- Der erste Treffer der Spuren liegt innerhalb eines Radius von 30 *cm* um die Strahlachse.

Der rekonstruierte Wechselwirkungspunkt muß bei der Selektion innerhalb eines Bereiches von ±30 *cm* um den nominellen Wechselwirkungspunkt liegen. Abbildung 4.13 zeigt die Verteilung der Position des Wechselwirkungspunktes entlang der Strahlachse. Aufgrund der 1993 verwendeten Strahloptik lag der nominelle Wechselwirkungspunkt bei einer Z–Position von -5 *cm*. Im Mittel wurde der Wechselwirkungspunkt mit 17 Spuren rekonstruiert. Vergleiche der Spureffizienz und der Effizienz für einen einzelnen Treffer in den Spurkammern zwischen Daten und simulierten Ereignisse haben einen Akzeptanzunterschied von $0,96 \pm 0,02$ ergeben [BASS94]. Allerdings dürfte der Akzeptanzunterschied in dem untersuchten Datensatz kleiner sein, da aufgrund des geforderten Jets in der Vorwärtsregion in der Regel mehrere Spuren in der zentralen Driftkammer erzeugt werden. Daher ist die Akzeptanz für die Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes mit $0,98 \pm 0,02$ abgeschätzt worden. Damit liegt sowohl der ursprüngliche Wert als auch die maximale Akzeptanz innerhalb des Fehlerbereiches.

Die Tabelle 4.2 faßt die einzelnen Akzeptanzunterschiede der vorher besprochenen Schnitte zwischen gemessenen Daten und simulierten Ereignissen zusammen. Der Fehler der Gesamtakzeptanzen ist durch die quadratische Summe über die Fehler der einzelnen Akzeptanzen berechnet worden.

Selektionsschnitt	Abschnitt	Region 1	Region 2
Erste Triggerstufe	4.1.1	$0,98 \pm 0,01$	$0,99 \pm 0,01$
Vierte Triggerstufe	4.1.2	$1,00 - 0,01$	$1,00 - 0,01$
r_{ecra}	4.2.1.2	$0,98 \pm 0,02$	
d_{BPC}	4.2.1.3	$0,98 \pm 0,02$	
Flugzeitsystem	4.2.2.1	$0,98 \pm 0,02$	
RVFIT	4.2.2.2	$1,00 - 0,02$	
Rekonstruierter Wechselwirkungspunkt	4.2.2.4	$0,98 \pm 0,02$	
Gesamtakzeptanz		$0,90 \pm 0,04$	$0,91 \pm 0,04$

Tab. 4.2: *Die Akzeptanzen der Selektionsschnitte relativ zu den simulierten Ereignissen. In der Spalte Referenz ist aufgeführt, in welchem Abschnitt die Akzeptanzen besprochen werden.*

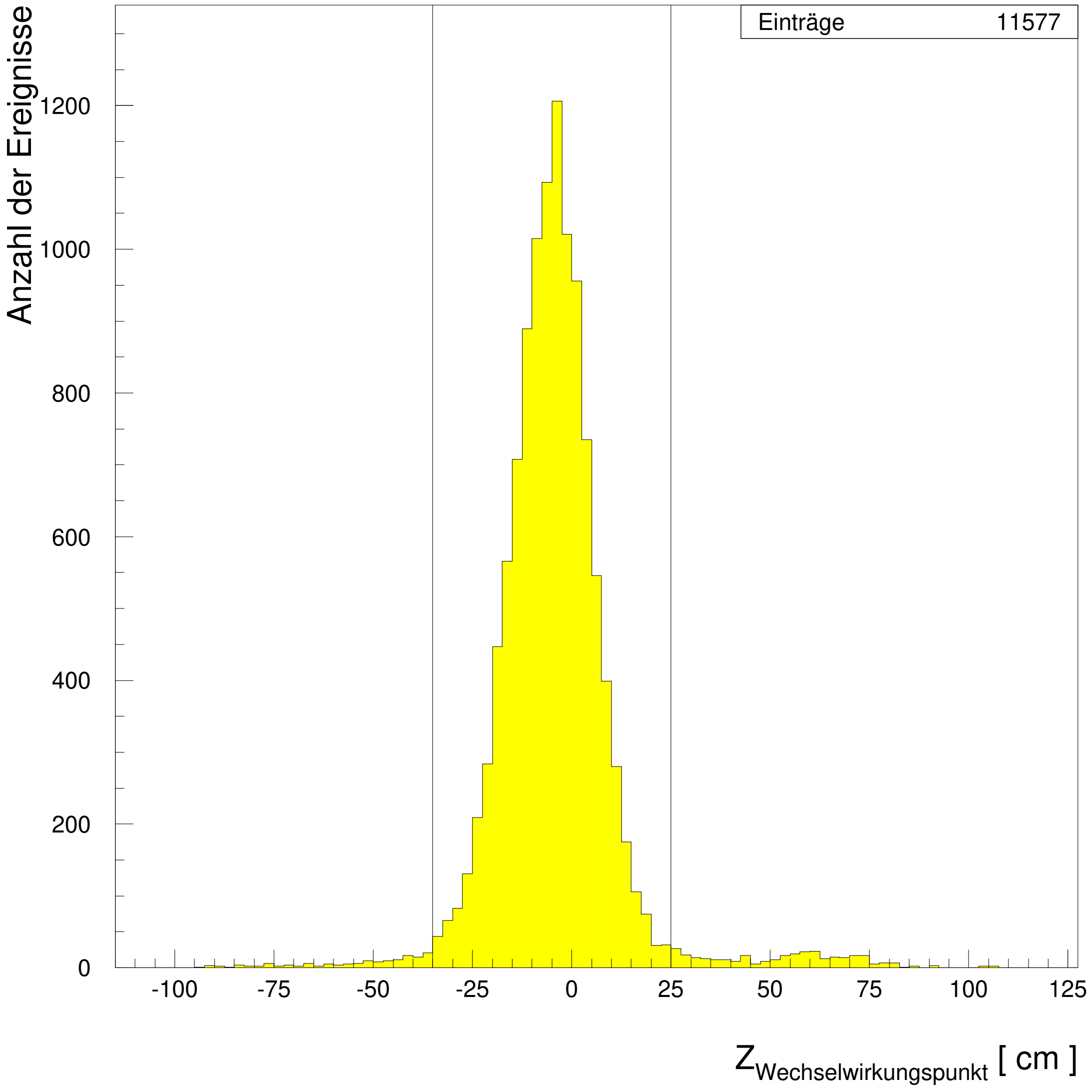


Abb. 4.13: *Die Position des Wechselwirkungspunktes entlang der Strahlachse für die in diesem Kapitel selektierten Daten, die Linien stellen die Schnittgrenzen von* -35 cm *beziehungsweise* 25 cm *dar. Der nominelle Wechselwirkungspunkt lag 1993 aufgrund der Strahloptik bei einer Position von* $-5cm$. *Die beobachteten Ereignisse zwischen* 50 cm *und* 80 *sind im wesentlichen auf Reaktionen von Elektronen in den Satellitenpaketen zurückzuführen (siehe 4.3).*

4.2.3 Kinematische Schnitte

Im folgenden werden die Messung und die Schnitte auf die kinematischen Variablen x_B, Q^2 und y erläutert.

Die kinematischen Variablen x_B, Q^2 und y können auf verschiedene Wege bestimmt werden, die auch untereinander gemischt werden können. Unter der Voraussetzung, daß die Strahlenergien und damit die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ bekannt sind, verbleiben zwei freie Parameter, um die komplette Kinematik festzulegen. Übliche Meßgrößen sind die Energie und der Winkel des gestreuten Elektrons, beziehungsweise des gestreuten Quarks oder hadronischen Endzustandes. Welche Methode die beste Auflösung bietet hängt von der betrachteten kinematischen Region ab. Einige bei H1 verwendete Methoden sind:

- die Elektron–Methode, die die Energie und den Polarwinkel des gestreuten Elektrons verwendet. Sie bietet sich insbesondere bei kleinem bis mittleren Q^2 und $y > 0,1$ an.

$$\begin{aligned} x_B &= \frac{A}{P}\frac{E_e(1+\cos\theta)}{2A - E_e(1-\cos\theta)} \\ Q^2 &= 2AE_e(1+\cos\theta) \\ y &= 1 - \frac{E_e}{2A}(1-\cos\theta) \end{aligned}$$

mit
A = Energie des einlaufenden Elektrons,
P = Energie des einlaufenden Protons,
E_e = Energie des gestreuten Elektrons,
θ = Polarwinkel des gestreuten Elektrons.

- die Jacquet–Blondel–Methode [JACQ79] bestimmt die kinematischen Variablen dagegen mit dem hadronischen Energiefluß:

$$\begin{aligned} y &= \frac{\sum_h (E_h - p_{z,h})}{2A} \\ Q^2 &= \frac{(\sum_h p_{x,h})^2 + (\sum_h p_{y,h})^2}{1-y} \\ x_B &= \frac{Q^2}{4APy} \end{aligned}$$

Die Summation erstreckt sich über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes, beinhaltet also nicht das gestreute Elektron.

- die Sigma–Methode, basierend auf der Methode von Jacquet–Blondel, beruht auf einem Vorschlag von Bassler und Bernardi [BASS93]. Der Nenner 2A in den Formeln für y und x_B wird mit Hilfe der Energie– und Impulserhaltung ersetzt:

  $$2A = \sum_h (E_h - p_{z,h}) + E_e(1 - \cos\theta)$$

  Die Gleichungen zur Bestimmung der kinematischen Variablen ergeben sich dann zu:

  $$\begin{aligned} y &= \frac{\sum_h (E_h - p_{z,h})}{E_e(1 - \cos\theta) + \sum_h (E_h - p_{z,h})} \\ Q^2 &= \frac{(E_e \sin\theta)^2}{1 - y_B} \\ x_B &= \frac{E_e(1 + \cos\theta)}{2 P y_B} \end{aligned}$$

  Die Vorteile dieser Methode liegen in der Unempfindlichkeit gegenüber Strahlungskorrekturen (siehe Abschnitt 6.1 oder [OBRO94]) und Kalibrationsfehler des Kalorimeters, da die Energie des einlaufenden Elektrons in den Gleichungen nicht mehr vorkommt und sowohl im Nenner als auch im Zähler über den hadronischen Endzustand summiert wird.

Die Verteilungen in Abbildung 4.14 zeigen die relative Differenz als Maß für die Auflösung der Elektron und der Sigma–Methode bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen x_B und Q^2 anhand simulierter Ereignisse.

Aufgrund der besseren relativen Differenz für den in dieser Arbeit untersuchten kinematischen Bereich wird im folgenden die Elektron–Methode verwendet.

Aus der analytischen Berechnung des Jet–Wirkungsquerschnittes in [MART92] folgt, daß die größten Unterschiede zwischen der DGLAP–Vorhersage und der BFKL–Vorhersage bei kleinem x_B und kleinem bis mittleren Q^2 zu erwarten sind. Die Analyse beschränkt sich daher auf einen Bereich in x_B von $2 \cdot 10^{-4}$ bis $2 \cdot 10^{-3}$. Die untere Schranke für Q^2 ergibt sich aus den Anforderungen an die Mindestenergie von 12 GeV und den maximalen Polarwinkel von 173° für das Elektron und liegt bei $\approx 5\ GeV^2$. Für die später erfolgenden Schnitte auf die Jeteigenschaften ist die möglichst genaue Bestimmung von Q^2 von Bedeutung.

In Abbildung 4.15 ist die Abhängigkeit des Polarwinkels des gestreuten Quarks von y für verschiedene Q^2 aufgetragen. Durch die Begrenzung von y auf Werte oberhalb $0,1$ ist sichergestellt, daß das Quark am Elektron–Vertex nicht in den Vorwärtsbereich des Detektors unterhalb von 20° gestreut werden kann.

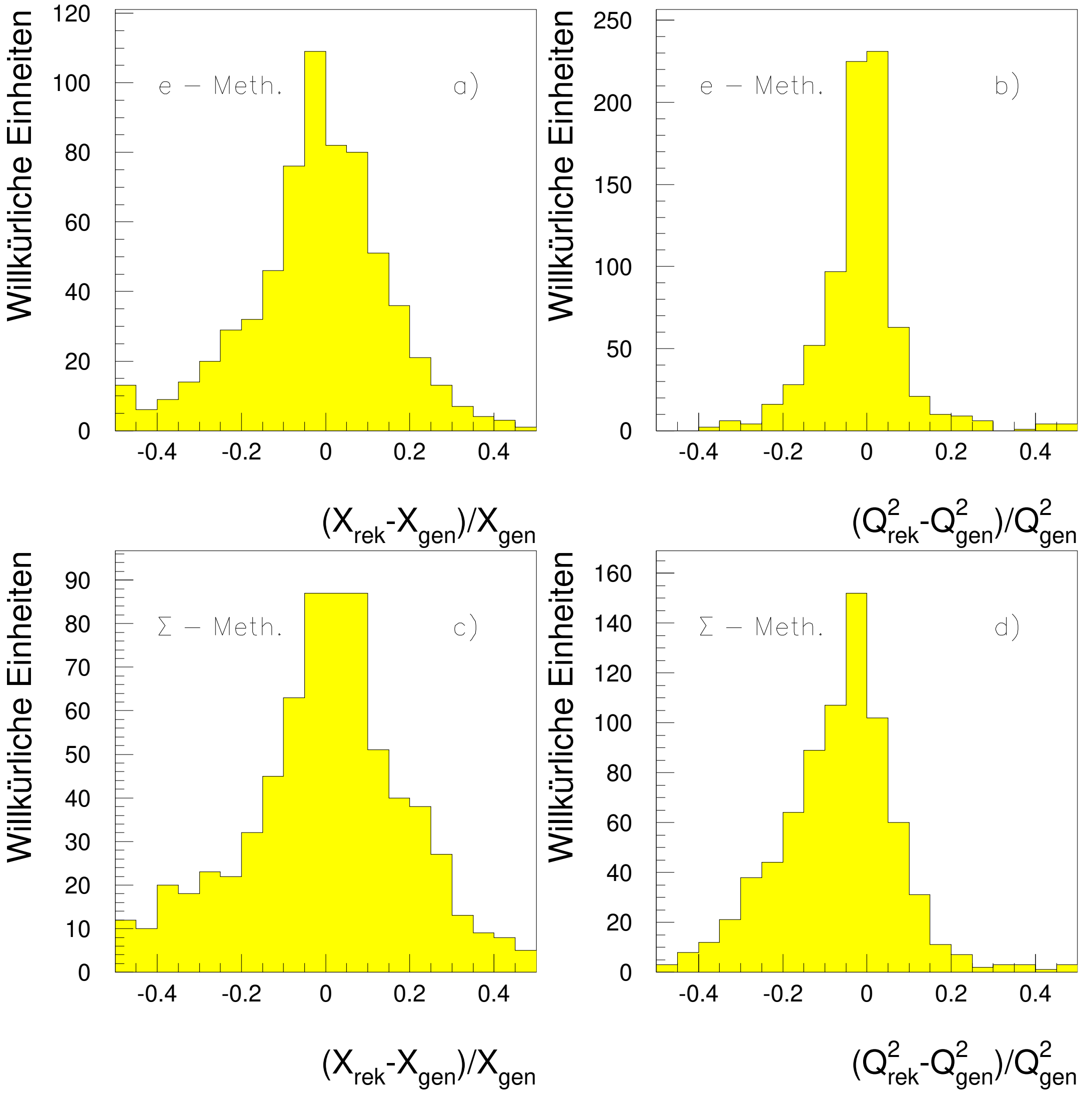


Abb. 4.14: *Die vier Abbildungen zeigen* $(A_{rekonstruiert} - A_{generiert})/A_{generiert}$ *für die kinematischen Variablen* x_B *(a,c) und* Q^2 *(b,d) für die Elektron–Methode (a,b) und die Sigma–Methode (c,d) anhand von simulierten Ereignissen mit* y *größer als* $0,1$, *wie in der Selektion gefordert.*

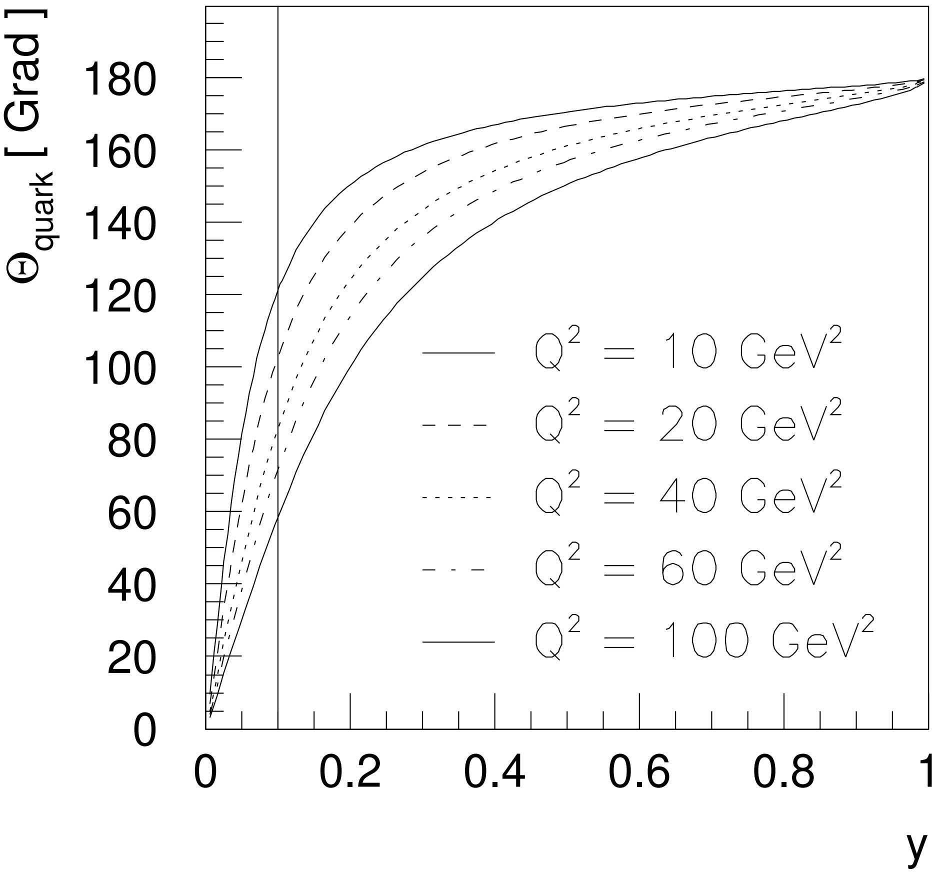


Abb. 4.15: *Der Polarwinkel des gestreuten Quarks in Abhängigkeit von y für verschiedene Werte von Q^2. Die senkrechte Line bei 0,1 stellt die untere Grenze für y in der Selektion dar.*

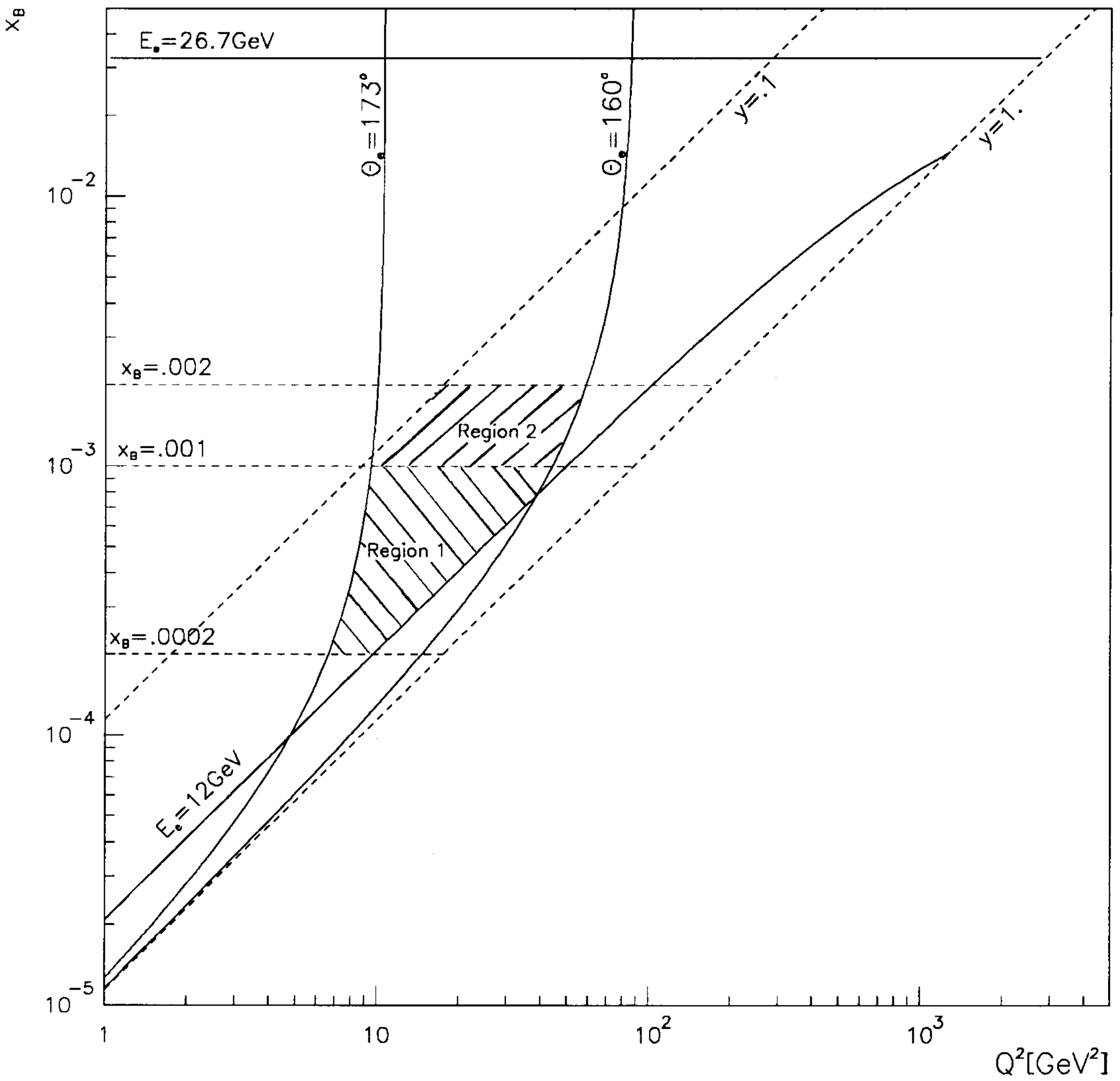


Abb. 4.16: *Die untersuchten Regionen mit den Selektionsschnitten in x_B, Q^2, y, Elektronenergie und Polarwinkel des Elektrons in der x_B–Q^2 Ebene. Die beiden Regionen sind durch Schraffuren hervorgehoben.*

In Abbildung 4.16 sind in die kinematische x_B–Q^2 Ebene die Schnitte in den kinematischen Variablen x_B, Q^2 und y als auch die Schnitte auf die Elektronenergie und den Polarwinkel eingetragen. So ist ersichtlich, durch welche Schnitte die beiden untersuchten Regionen eingegrenzt werden.

Die folgenden Abbildungen verdeutlichen die Kinematik der analysierten Ereignisse. Die Abbildung 4.17 zeigt die Verteilungen der kinematischen Variablen x_B und y mit den eingezeichneten Schnittgrenzen für die Elektron–Methode, Abbildung 4.18 die Lage der Ereignisse nach der vollständigen Selektion in der x_B–Q^2 Ebene. Die einzelnen Schnitte, die die Grenzen der Verteilung in der x_B–Q^2 Ebene setzen, sind aus Abbildung 4.16 ersichtlich. Horizontal sind das die Schnitte in x_B, die linke Seite wird durch den maximalen Polarwinkel des gestreuten Elektrons und dem Schnitt in y festgelegt, die rechte Seite durch den minimalen Polarwinkel und die minimale Energie des gestreuten Elektrons.

4.3 Bestimmung der Luminosität

Die Luminosität wurde mit Hilfe der zentralen Datenbank von H1 berechnet, in der die Luminosität jedes Datennahmeabschnittes abgespeichert ist. Sie ergibt sich zu $333,3 nb^{-1}$. Dieser Wert der Luminosität beinhaltet noch nicht die Korrekturen für zwei Effekte. Die erste Korrektur betrifft die sogenannten Satelliten–Pakete. Einige Teilchen befinden sich an den eigentlichen Strahl–Paketen vor- oder nachgelagerten Positionen, so daß sie nicht mehr an den Kollisionen in dem nominellen Wechselwirkungsbereich beteiligt sind, aber voll zu den Bethe–Heitler–Ereignisse beitragen, mit denen die Luminosität bestimmt wird. Daher muß dieser Beitrag zu der Luminosität wieder abgezogen werden. Die Größe der Korrektur beträgt $-3,3$ %. Der systematische Fehler der Luminosität beträgt $^{+3,5\%}_{-4,5\%}$ [LEVO95a].

Die zweite Korrektur betrifft Perioden, in denen aufgrund von Elektronikproblemen bestimmte Bereiche des Flüssig–Argon–Kalorimeters kohärentes Rauschen zeigten. Da diese Perioden immer nur kurz in den einzelnen Datennahmeabschnitten auftraten, wird für jedes einzelne Ereignis überprüft, ob ein kohärentes Rauschsignal vorliegt, und wenn dies zutrifft, das Ereignis verworfen. Nach Anwendung aller Schnitte, die nicht auf den Daten des Flüssig–Argon–Kalorimeters beruhen, beträgt der Anteil der Ereignisse mit einem kohärenten Rauschsignal $4,3 \pm 1,0\%$. Die korrigierte Luminosität des analysierten Datensatzes beträgt daher $308,4\ nb^{-1}$ mit einem systematischen Fehler von $^{+3,6\%}_{-4,5\%}$.

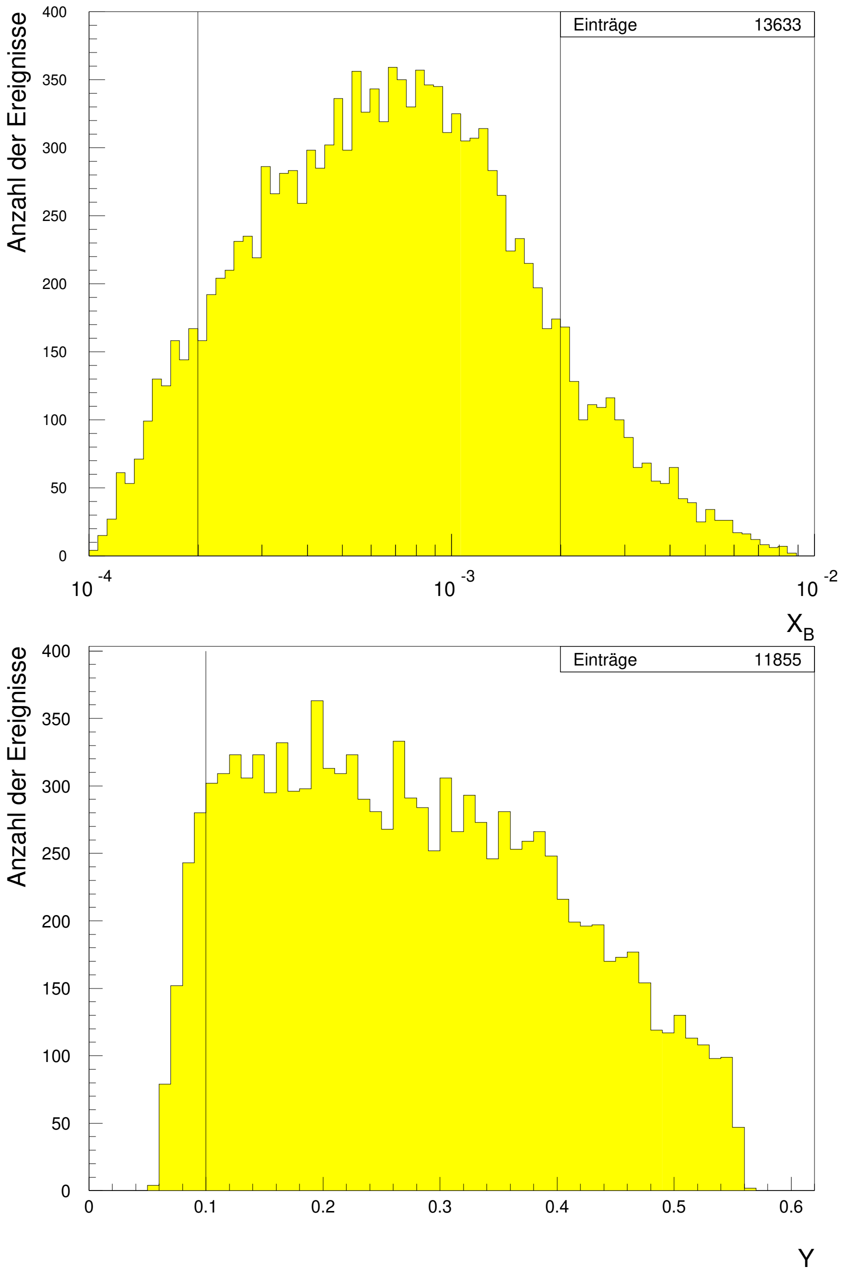


Abb. 4.17: *Die Verteilung in den kinematischen Variablen x_B und y der in diesem Kapitel selektierten Daten, die Linien stellen die Schnittgrenzen dar.*

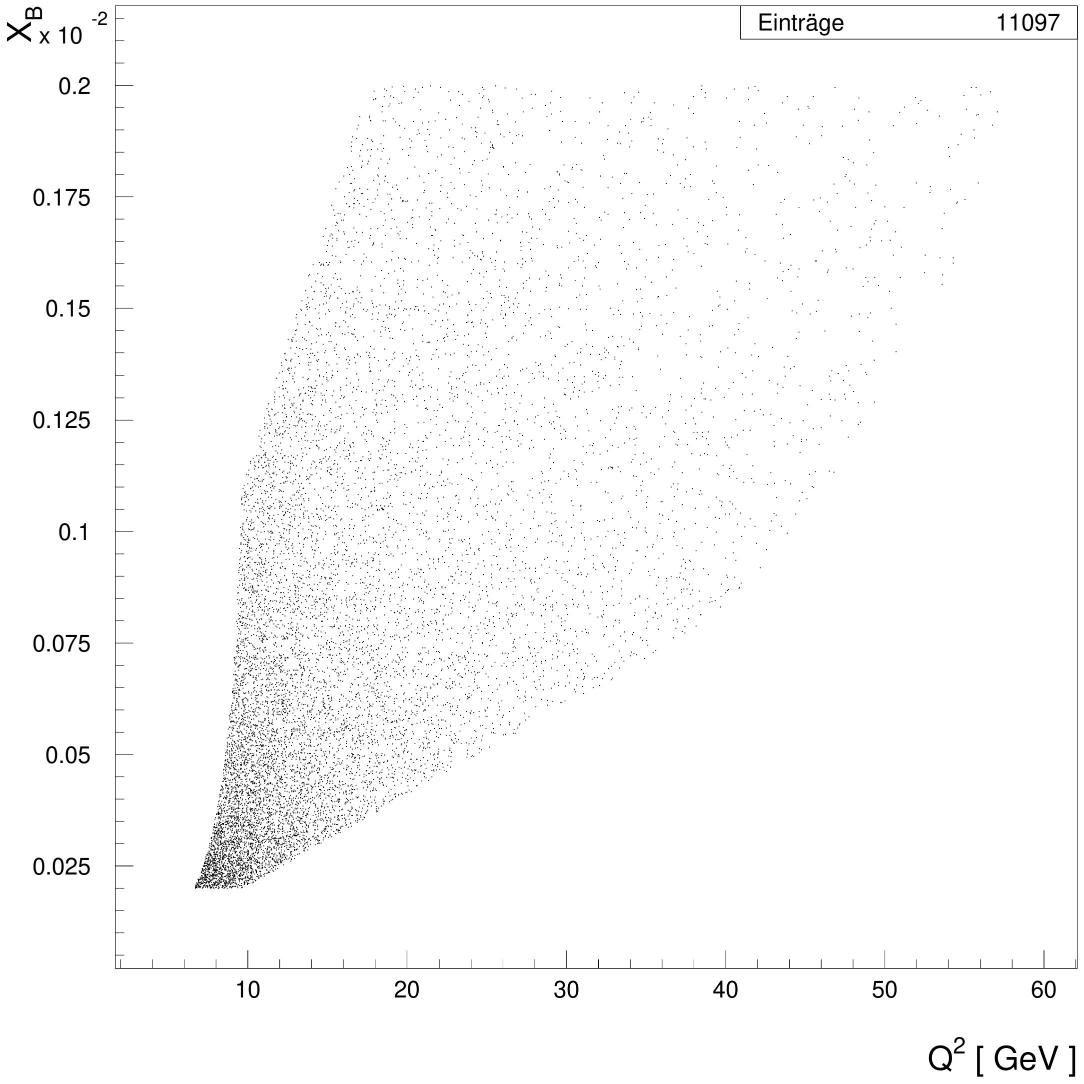


Abb. 4.18: *Das Diagramm stellt die Position der in diesem Kapitel selektierten Daten in der* x_B*–*Q^2 *Ebene dar. Die kinematischen Variablen sind mit der Elektron–Methode rekonstruiert worden.*

Kapitel 5

Jets – Algorithmen und Selektion

Wie schon vorher ausgeführt wurde (siehe Kapitel 2), lassen sich Quarks und Gluonen nicht als freie Teilchen im Detektor nachweisen, sondern fragmentieren in Hadronen. Hochenergetische Partonen zeigen sich im Detektor als eine lokalisierte Gruppe von Teilchen, die als Jets bezeichnet werden, und erzeugen daher in den Meßdaten daher lokalisierte Energiedepositionen, die sich über größere Bereiche erstrecken können.

Diese Energiedepositionen zu Jets zusammenzufassen ist die Aufgabe der Jet–Algorithmen. Die experimentelle Definition eines Jets hängt von dem verwendeten Jet–Algorithmus und der Wahl seiner Parameter ab. Daher ist es erstrebenswert, daß derselbe Jet–Algorithmus mit denselben Parametern auf verschiedenen Niveaus, sei es nun das Hadron–Niveau oder das Detektor–Niveau, eingesetzt werden kann, um die Ergebnisse auf dem Detektor–Niveau auch auf andere Niveaus extrapolieren zu können. Die Algorithmen sind deswegen so gehalten, daß sie von den Startobjekten nur den Viererimpuls benötigen, gleichgültig, ob diese Startobjekte Partonen, Hadronen oder Kalorimetercluster sind.

Die Analyse konzentriert sich auf die Untersuchung von Jets in einem experimentell schwierigen Bereich des Detektors, der Vorwärtsregion in einem Polarwinkelbereich von $6^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$. Im folgenden ist mit dem Begriff **Vorwärtsregion** immer dieser Polarwinkelbereich gemeint, und der Transversalimpuls ist immer bezüglich der Strahlachse angegeben. Aufgrund der effektiven Breite der Jets können bei Polarwinkeln unterhalb von etwa 10° Teile des Jets nicht mehr nachgewiesen werden, da das Flüssig–Argon–Kalorimeter bei $\approx 4,4^\circ$ endet. Bei einem Winkel von 6° sind es transversal bis zur geometrischen Grenze nur 0,57 Wechselwirkungslängen λ_{abs} im hadronischen Teil des Kalorimeters. Die Akzeptanz für Jets nimmt deswegen zu kleineren Polarwinkeln hin ab. Außerdem deponieren Teilchen des Protonrestes und Untergrund aus Strahl–Wand und Strahl–Gas Reaktionen ihre Energie in diesem Bereich.

In diesem Kapitel werden zuerst zwei verschiedene Gruppen von Jet–Algorithmen erklärt, die in der Hochenergiephysik gebräuchlich sind: die Gruppe der Cluster–Algorithmen und die Gruppe der Konus–Algorithmen. Nach einem Vergleich ihrer Eignung für die Analyse schließt sich die Selektion der Ereignisse mit mindestens einem Jet in der Vorwärtsregion des Detektors und die Bestimmung systematischer Unsicherheiten aufgrund der Jet–Selektion an.

5.1 Cluster–Algorithmen

Die Bezeichnung Cluster–Algorithmus ergibt sich aus der Verfahrensweise dieser Jet–Algorithmen. Sie fassen die Startobjekte, wie etwa Hadronen oder Kalorimetercluster, zu immer größeren Gruppen zusammen, bis eine Stoppbedingung erfüllt ist. Die dann verbliebenen Gruppen werden als Jets bezeichnet.

Die Algorithmen in dieser Gruppe unterscheiden sich in der Art der Zusammenfassung der Objekte und der Stoppbedingung der Iteration. Ein bekannter Vertreter ist der sogenannte JADE–Algorithmus [JADE86], der im folgenden näher behandelt wird.

Der JADE–Algorithmus berechnet für jede Kombination zweier Objekte i und j unter Vernachlässigung der Massen die invariante Masse des Paares:

$$m_{ij}^2 = 2E_iE_j(1 - \cos\vartheta_{ij}).$$

Das Paar mit der kleinsten invarianten Masse m_{ij} wird durch das neue Objekt k ersetzt, das durch die Addition der Viererimpulse $p_k = p_i + p_j$ gebildet wird. Diese Prozedur wird solange wiederholt, bis die invariante Masse m_{ij}^2 aller Kombinationen größer ist als der Abschneidewert $y_{cut}M^2$. Die für den JADE–Algorithmus relevanten Parameter sind:

- Der Parameter y_{cut} hat die Bedeutung einer maximalen Distanz, innerhalb derer zwei Objekte zusammengefaßt werden können. Ein für Jet–Analysen gebräuchlicher Wert ist 0,02 [H1-95b], der auch für den folgenden Vergleich mit einem Konus–Algorithmus verwendet wird.

- Die Massenskala M. In der tiefinelastischen Streuung werden Q^2, W^2 WQ oder eine Kombination aus ihnen als Quadrat der Massenskala im JADE–Algorithmus benutzt. Für die hadronische invariante Masse W spricht zum einen die Wahl dieser Massenskala für Rechnungen in höherer Ordnung der QCD, als auch die Übereinstimmung der experimentellen und theoretischen Beobachtungen, daß Transversalimpulseffekte (im hadronischen Schwerpunktsystem) durch $< p_t^2 > \propto W^2$ gegeben sind [ALTA78, H1-94b, H1-95b].

Bei Cluster–Algorithmen werden alle Startobjekte Jets zugeordnet. Der JADE–Algorithmus ist ursprünglich für Jet–Analysen in e^+e^-–Reaktionen entwickelt worden. Bei der

Anwendung in der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung ergeben sich aber Probleme durch den Protonrest, der in der Regel den Detektor unbeobachtet durch das Strahlrohr verläßt, wobei allerdings auch Teilchen aus dem Strahlrohr herausfliegen und im Detektor nachgewiesen werden. Die Cluster–Algorithmen bilden in diesem Fall dann einen zusätzlichen Jet oder ordnen diese Teilchen einem anderen Jet zu, dessen Werte dadurch verfälscht werden. Eine Lösung für dieses Problem besteht in der Einführung eines zusätzlichen Pseudoteilchens, das den fehlenden Longitudinalimpuls des Ereignisses erhält und sich in Richtung des ungestreuten Protons bewegt. Dadurch können Cluster–Algorithmen auch den Jet des Protonrestes beschreiben [FLEI91, CROM91]. Näheres zu Jet–Analysen mit Cluster–Algorithmen findet man in [WEGN94].

5.2 Konus–Algorithmen

Bei den Konus–Algorithmen werden, wie der Name schon sagt, zur Jet–Definition Konen aufgespannt und alle Objekte innerhalb eines Konusses zu einem Jet zusammengefaßt.

Üblicherweise wird dazu ein zweidimensionales Gitter mit den Größen des Azimutwinkels φ und der Pseudorapidität η als Koordinaten erzeugt. Diese beiden Größen sind voneinander unabhängig und bestimmen daher eindeutig die Lage eines Objekts auf dem Gitter. Der Abstand zweier Objekte auf dem Gitter ist näherungsweise invariant gegenüber Lorentztransformationen entlang der Strahlachse. Die einzelne Gitterzellen enthalten den aufsummierten Transversalimpuls aller Startobjekte, die innerhalb der Zellgrenzen liegen.

Auf dem Gitter werden die gesuchten Konen als Kreise beschrieben, deren Lage durch ihre Mittelpunkte und Radien gegeben ist. Als Kreismittelpunkte werden nur die Mittelpunkte der Gitterzellen zugelassen. Die Zuordnung des Kreismittelpunktes zur einer sogenannten Startzelle erfolgt durch eine geeignete Methode. Zwei verschiedene Methode werden später in diesem Abschnitt besprochen.

Der Radius des Kreises ist gegeben durch die sogenannte Snowmass–Definition [HUTH90]:

$$R_{jet} > \sqrt{(\eta_{Zelle} - \eta_{Startzelle})^2 + (\varphi_{Zelle} - \varphi_{Startzelle})^2} \,.$$

R_{jet} ist eine konstanter Wert.

Alle Zellen, deren Zellmittelpunkt innerhalb des Kreises liegt, werden zu einem Jet zusammengefaßt und als bereits einem Jet zugeordnet markiert. Danach wird die nächste Startzelle bestimmt und die noch nicht markierten Zellen innerhalb des neuen Kreises wieder einem Jet zugeordnet. Diese Prozedur wird solange wiederholt, bis kein neuer Jet mit einem Transversalimpuls größer als ein vorgegebener Abschneidewert mehr gebildet werden kann.

Ein wichtiger Einflußfaktor bei der Bildung der Jets ist die Reihenfolge, in der die Startzellen ausgewählt werden, weil die Zuordnung von Zellen zu einem Jet direkt davon betroffen ist. Zellen, die sonst für den Jet zur Verfügung stehen würden, könnten bei einer anderen Reihenfolge der Startzellen bereits einem anderen Jet zugewiesen worden sein. Somit kann die Wahl der Methode für die Auswahl der Startzellen einen großen Einfluß auf die gebildeten Jets haben.

Bei einer üblichen Methode für die Auswahl der Startzelle wird jeweils die Zelle mit dem höchsten eingetragenen Transversalimpuls genommen. Die Auswahl ist so sehr schnell durchzuführen. Nachteilig ist die Abhängigkeit der Transversalimpulsverteilung der Jets über dem gesamtem Bereich von dem Abschneidewert. Wird der Abschneidewert variiert, können neue Jets mitten in der Abfolge des Jet–Algorithmus gebildet oder alte Jets nicht mehr erzeugt werden. Dies verändert für die danach zu bildenden Jets zur Verfügung stehenden Gitterzellen und damit auch die Jets selber. Diese Jets können einen höheren Transversalimpuls als die Jets zuvor aufweisen, weil die Reihenfolge der Jet–Bildung nur durch den Transversalimpuls der Startzelle bestimmt ist, und somit ist die gesamte Verteilung des Transversalimpulses der Jets von der Änderung betroffen.

Dies ist insbesondere für diese Analyse von Nachteil. Wie in Abschnitt 2.3 diskutiert wurde, wird für die Analyse ein möglichst hohes $x_j = E_j/E_{Proton}$ gefordert, also eine möglichst hohe Energie. Die Konus–Algorithmen verwenden anstatt der Energie den Transversalimpuls, weil dieser invariant gegenüber Lorentztransformationen entlang der Strahlachse ist. Die größte Annäherung an die Forderung nach maximaler Jetenergie bei gleichzeitiger Beibehaltung der Unabhängigkeit von Lorentztransformationen entlang der Strahlachse von Seiten der Konus–Algorithmen ist die Forderung nach dem maximalen Transversalimpuls des Jets. Diese Forderung ist bei der obigen Methode nicht erfüllt.

Deswegen wurde eine Methode für die Auswahl der Startzelle entwickelt, bei der die Reihenfolge der Jeterzeugung allein von dem Transversalimpuls der Jets selber bestimmt wird [KURZ94]. Als Startzelle wird diejenige Zelle ausgewählt, deren dadurch festgelegter Jet den höchsten Transversalimpuls aller möglichen Jets auf dem Gitter aufweist. Eine Variation des Abschneidewerts für den Transversalimpuls beeinflußt dadurch nur die Jets, deren Transversalimpuls in dem Variationsbereich liegt.

Im Anhang A wird der Jet–Algorithmus mit der neuen Methode genauer beschrieben. Dieser Algorithmus findet auch Anwendung bei physikalischen Jet–Analysen der Photoproduktion und wird dort mittlerweile schon auf der Ebene der Ereignisklassifizierung eingesetzt.

Die Parameter, die im Konus–Algorithmus verwendet werden, sind:

- Die Größe und Segmentierung des Gitters. In der Analyse ist die Größe durch den Bereich des Kalorimeters vorgegeben, und geht von $0 < \varphi < 2\pi$ und $-3,25 < \eta < 3,25$. Dies entspricht im Laborsystem einem Polarwinkelbereich von $4,4°$ bis $175,6°$, geht also im Vorwärtsbereich bis an die geometrische Grenze des Flüssig–Argon–Kalorimeters und im Rückwärtsbereich bis nahe an die geometrische Grenze des Rückwärtskalorimeters. Die Segmentierung beträgt jeweils 26 gleichgroße Bereiche in beiden Gittervariablen, da beide ungefähr die gleichen Wertebereiche überstreichen.

- Der Eintrag in die Startzelle. Dafür muß die Zelle einen bestimmten Transversalimpuls aufweisen. In der Analyse ist dieser Wert so niedrig (200 MeV) gewählt worden, daß praktisch nur Zellen ohne Signal von der Gruppe der Startzellen ausgeschlossen werden.

- Der Radius des Konus. Bei e^+e^-–Analysen wird üblicherweise ein Radius von $1,0$ verwendet, bei $p\bar{p}$–Analysen $0,7$. Die Analyse ist mit einem Radius vom $1,0$ durchgeführt worden.

- Der Abschneidewert für den Transversalimpuls der Jets. Um eine deutliche Jet–Signatur in der schwierigen Vorwärtsregion von 6° bis 20° zu erhalten, ist ein minimaler Transversalimpuls von 5 GeV gewählt worden.

5.3 Vergleich eines Cluster–Algorithmus mit einem Konus–Algorithmus

Das Ziel dieser Analyse ist die Bestimmung eines differentiellen Wirkungsquerschnittes auf dem Hadron–Niveau. Für die Beurteilung der Eignung eines Jet–Algorithmus für diese Analyse ist daher die Korrelation zwischen Jets des Detektor– und des Hadron–Niveaus das entscheidende Kriterium. Dies beinhaltet sowohl den Anteil der Ereignisse, bei denen in beiden Niveaus ein Jet gefunden wird, als auch die Korrelation in Energie und Winkel der Jets zwischen beiden Niveaus.

Die Monte–Carlo Ereignisse sind mit ARIADNE generiert und danach simuliert worden, weil der Colour–Dipol–Generator die Meßdaten am besten beschreibt, wie in Kapitel 7 demonstriert wird. Die Ereignisse sind gemäß den Selektionskriterien aus Kapitel 4 vorselektiert, und müssen weiterhin mindestens einen Jet mit einer Energie größer als $20,5$ GeV und einem Transversalimpuls größer als 5 GeV in der Vorwärtsregion aufweisen. Diese Schnitte werden später in diesem Kapitel ausführlicher begründet. Wenn mehrere

Jets in einem Ereignis auftreten, die diese Bedingungen erfüllen, wird nur der Jet mit der höchsten Energie betrachtet, da die Jets von den gesuchten Partonen am Anfang der Partonkaskade aufgrund der Ordnung in x_j die höchste Energie besitzen.

Die Tabelle 5.1 gibt die Effizienzen der verschiedenen Jet–Algorithmen für das Finden eines Jets beim Übergang vom Detektor– zum Hadron–Niveau und umgekehrt an. Aus dem Übergang vom Detektor– zum Hadron–Niveau kann man entnehmen, wie empfindlich der Algorithmus auf Signale ist, die nicht von einem entsprechenden Jet auf dem Hadron–Niveau herrühren, sondern von Detektoreffekten. Der geringsten Einfluß zeigt sich bei dem Konus–Algorithmus, 61 % der Ereignisse mit einem Jet auf dem Detektor–Niveau weisen auch einen Jet auf dem Hadron–Niveau auf. Die beiden Clusteralgorithmen sind mit nur 51 % beziehungsweise 39 % schon empfindlicher auf Detektoreffekte. Der Übergang vom Hadron– auf das Detektor–Niveau ist ein Maß für die Nachweiswahrscheinlichkeit von Jets des Hadron–Niveaus auf dem Detektor–Niveau. Hier zeigen sich große Unterschieden zwischen den Algorithmen. Während der Konus–Algorithmus bei 77% der Ereignisse mit einem Jet auf dem Hadron–Niveau auch einen Jet auf dem Detektor–Niveau identifiziert, besitzen beide Cluster–Algorithmen mit 37 % beziehungsweise 35 % eine unbefriedigende Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Cluster–Algorithmen sind in der Vorwärtsregion auch auf Hadronen, die unter sehr kleinen Winkel zum Proton abgestrahlt werden und auf dem Detektor–Niveau nicht nachgewiesen werden, sehr empfindlich. Die Einführung des Pseudoteilchens kann die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht signifikant erhöhen.

In die in Abbildung 5.1 gezeigten Übereinstimmungen in Energie und Polarwinkel der Jets gehen nur diejenigen Ereignisse ein, in denen auf beiden Niveaus ein den obigen Anforderungen genügender Jet gefunden worden ist. Die Übereinstimmungen sind ein Maß, wie gut die Jet–Eigenschaften auf dem Hadron–Niveau durch den Jet auf dem Detektor–Niveau wiedergegeben werden. In der Tabelle 5.2 sind die Mittelwerte und die Standardabweichung der in Abbildung 5.1 gezeigten Verteilungen aufgelistet. Sowohl bei der Energie als auch beim Polarwinkel der Jets ist der Mittelwert und die Standardabweichung bei dem Konus–Algorithmus deutlich besser als bei den Cluster–Algorithmen, wie auch direkt aus der Abbildung 5.1 ersichtlich ist. Der Konus–Algorithmus weist nicht nur die besseren Nachweiswahrscheinlichkeiten auf, sondern auch die bessere Rekonstruktion der Jetgrößen beim Übergang vom Hadron– auf das Detektor–Niveau und umgekehrt auf.

Die Einführung des Pseudoteilchens für den Protonrest hat sich für Jet–Analysen im Zentralbereich bewährt, in der Vorwärtsregion ist die Verbesserung nur beim Übergang vom Detektor– auf das Hadron–Niveau deutlich. Die Effizienzen der Cluster–Algorithmen sind deutlich schlechter als beim Konus–Algorithmus, deshalb wird für die folgenden Untersuchungen und die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Konus–Algorithmus angewendet. Bei den bisher veröffentlichten H1–Analysen über Jets, die den Cluster–Algorithmus nutzen, wurde die Vorwärtsregion immer explizit von der Analyse ausgeklammert.

	Anzahl der Ereignisse			Gleiche Ereignisse in %	
Jet–Algorithmus	DE	HA	DE & HA	DE $\Rightarrow$ HA	HA $\Rightarrow$ DE
Konus	1150	911	706	61	77
Cluster mit Pseudoteilchen	771	1049	390	51	37
Cluster ohne Pseudoteilchen	945	1049	365	39	35

Tab. 5.1: *Die Effizienz verschiedener Jet–Algorithmen in der Vorwärtsregion für den Übergang vom Detektor–Niveau (DE) auf das Hadron–Niveau (HA) und umgekehrt.*

Jet–Algorithmus	Übereinstimmung in			
	Energie		Polarwinkel	
	Mittelw.	Stabw.	Mittelw.	Stabw.
Konus–Algorithmus	0,040	0,20	0,013	0,16
Cluster–Alg. mit Pseudoteilchen	0,078	0,32	–0,052	0,27
Cluster–Alg. ohne Pseudoteilchen	–0,065	0,30	0,022	0,28

Tab. 5.2: *Die Mittelwerte und Standardabweichungen der Verteilungen von Abbildung 5.1.*

5.4 Selektion aufgrund von Jeteigenschaften

Die folgenden Schnitte beziehen sich auf den Jet in der Vorwärtsregion. Die Selektionskriterien orientieren sich an den Schnitten, die bei der analytischen Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes angewandt wurden [MART92]. Die Wahl der Schnittwerte wird später bei der detaillierten Besprechung der Schnitte erläutert.

Die Selektionsschnitte betreffen im einzelnen

- die Energie E_j des Jets. Der gewählte Wert liegt bei $20,5\ GeV$.
- den Polarwinkel θ_j des Jets. Der zulässige Bereich ist die Vorwärtsregion, also der Winkelbereich zwischen 6° und 20°.

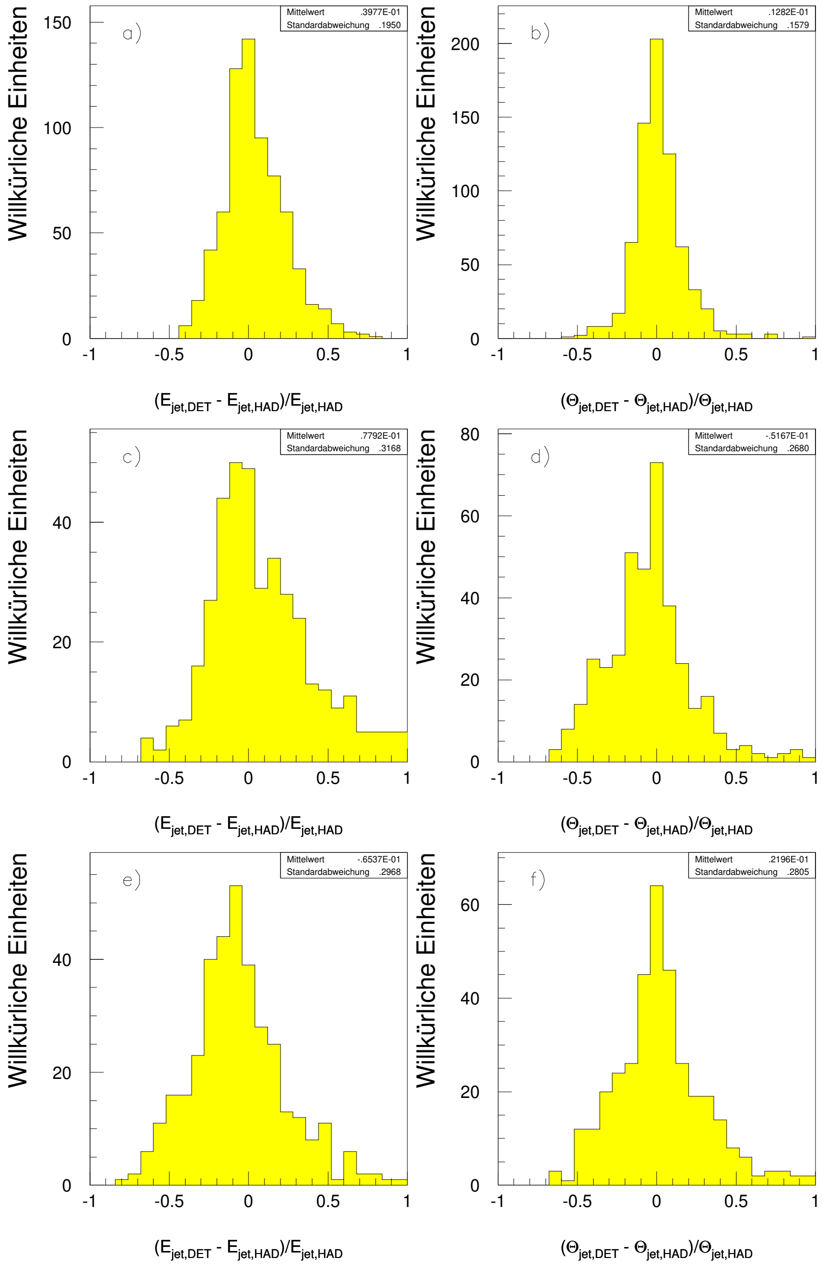


Abb. 5.1: *Die Übereinstimmungen zwischen der Energie (a,c,e) und dem Polarwinkel (b,d,f) zwischen Hadron– und Detektor–Niveau für einen Konus–Algorithmus (a,b) und einen Cluster–Algorithmus mit (c,d) und ohne Pseudoteilchen (e,f).*

- den Transversalimpuls $P_{T,j}$ des Jets. Die Schnittgrenze liegt bei 5 GeV.
- das Verhältnis des Quadrates des Transversalimpulses des Jets zu Q^2. Der selektierte Bereich ist
$$0,5 < \frac{P_{T,j}^2}{Q^2} < 4,0.$$

Diese Schnitte sind nicht voneinander unabhängig. So ist der Schnitt in $P_{T,j}$ in Verbindung mit den Winkelschnitten auch ein Schnitt in der zulässigen Energie. In Abbildung 5.2 ist der Einfluß des $P_{T,j}$–Schnittes auf die Energie des Jets dargestellt, nur Jets, die in dem Bereich oberhalb beider Linien liegen, passieren die Selektionsschnitte. Bei einem Winkel von 6° entspricht der Schnitt in $P_{T,j}$ bei masselosen Jets einem Schnitt in E_j von $47,8$ GeV. Man erhält somit bis zu einem Winkel von $14,1°$ eine Winkelabhängigkeit für den Minimalwert der Energie des Jets, die sich natürlich in den Verteilungen in der Jet–Energie und dem Polarwinkel niederschlägt. Diese Winkelabhängigkeit ist nicht unerwünscht, da die mittlere deponierte Energie durch den Protonrest oder in Strahl–Wand und Strahl–Gas Reaktionen mit zunehmenden Polarwinkel abnimmt. Der letzte Selektionsschnitt aus der Liste schließt Ereignisse mit einem rekonstruierten Q^2 kleiner als $6,25$ GeV^2 aus.

Für die im folgenden gezeigten Verteilungen in den Schnittgrößen sind alle Selektionsschnitte des Kapitels 4 und dieses Abschnittes bis auf die gerade besprochene Schnittgröße ausgeführt. Nach allen Schnitten bleiben von den 11097 in Kapitel 4 selektierten Ereignissen insgesamt 439 übrig.

5.4.1 Energie des Jets

Ein Schnitt in der Energie des Jets entspricht einem Schnitt in x_{jet}, die über die Relation $x_{jet} = E_j/E_{Proton}$ verknüpft sind. In Kapitel 2 wurde gezeigt, daß der Phasenraum für die Entwicklung der Partonkaskaden von dem Verhältnis x_{jet}/x_B abhängt. Daher ist es für die Analyse wünschenswert, daß das geforderte minimale x_{jet} so groß wie möglich gewählt wird. Andererseits nimmt die Anzahl der selektierten Ereignisse natürlich bei Erhöhung der Mindestenergie für Jets ab und damit die für die Analyse zur Verfügung stehende Statistik. Der gewählte Schnittwert von $20,5$ GeV läßt nur Ereignisse mit einem $x_{jet} > 0.025$ passieren. Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung in der Jet–Energie. Aufgrund der Schnitte in dem Transversalimpuls und Polarwinkel der Jets fällt die Verteilung nach dem Schnittwert von $20,5$ GeV ab. Die systematische Unsicherheit ergibt sich im wesentlichen aus der Unsicherheit der hadronischen Energieskala. Aufgrund der Korrelation zwischen den Schnitten in der Energie und dem Transversalimpuls des Jets wird der dadurch

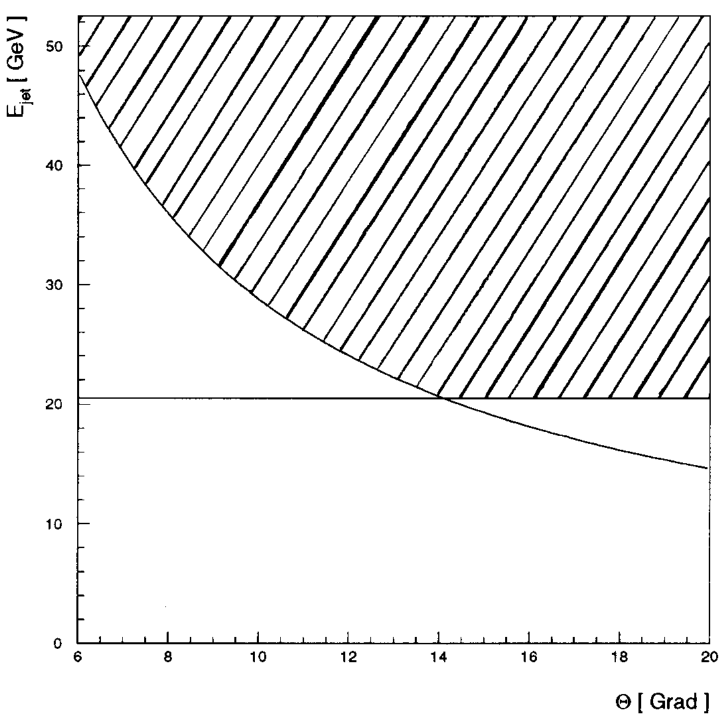


Abb. 5.2: *Die eingezeichnete Funktion stellt die Energie* E_{jet} *eines masselosen Jets mit einem Transversalimpuls* $P_{T,jet}$ *von* 5 *GeV in Abhängigkeit vom Polarwinkel* θ *des Jets dar. Die horizontale Linie steht für den Schnitt in der Jet–Energie von* 20, 5 *GeV. Der erlaubte Bereich für die Jet–Selektion ist schraffiert.*

verursachte systematische Fehler bei der Besprechung des Transversalimpulses für beide Schnitte zusammen bestimmt.

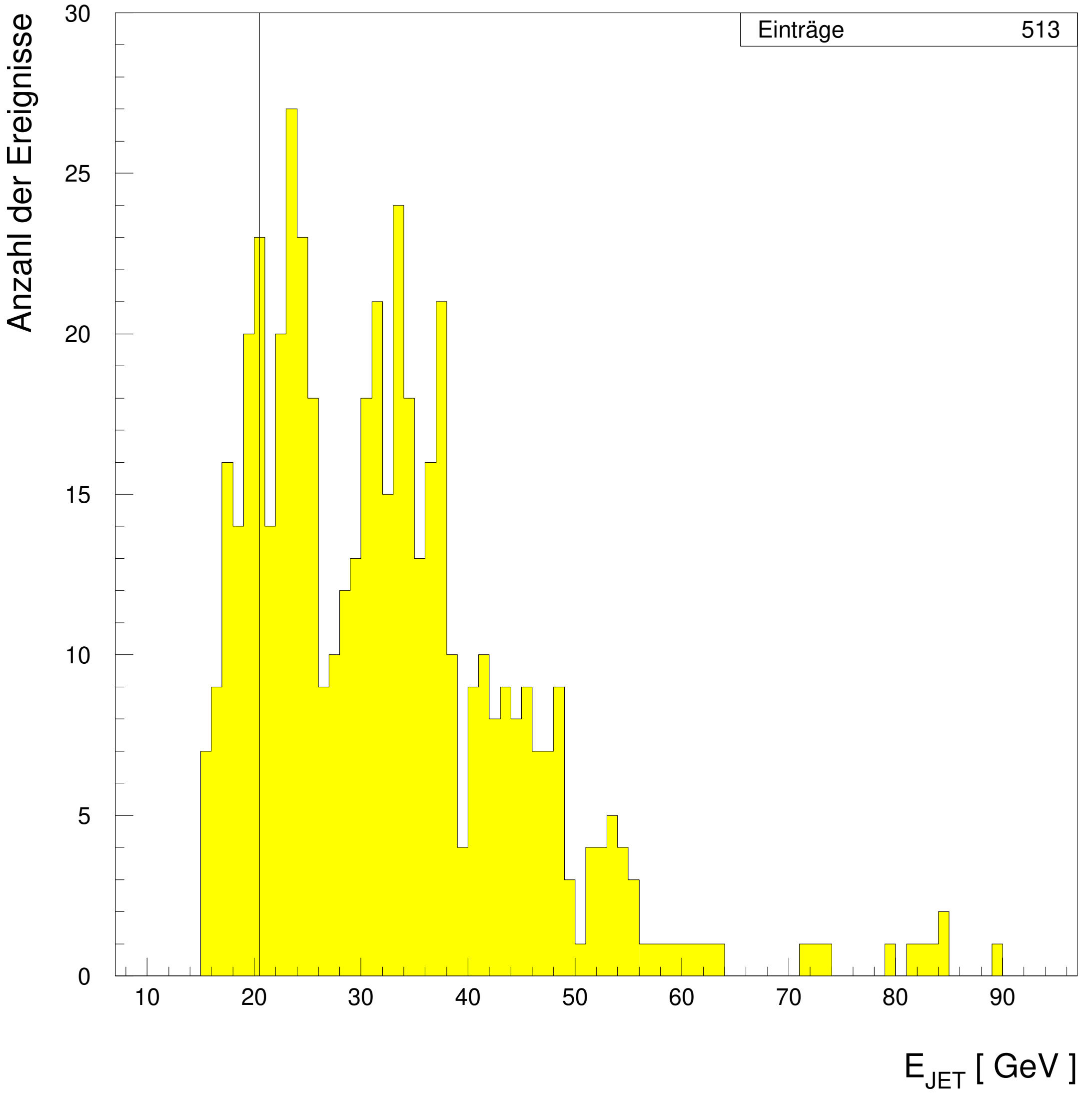


Abb. 5.3: *Die Verteilung der Energie des Jets für die selektierten Ereignisse der Daten. Die eingezeichnete Linie stellt den Schnittwert von* 20,5 *GeV dar.*

5.4.2 Polarwinkel des Jets

Der zulässige Bereich im Polarwinkel θ_{jet} von 6° bis 20° entspricht in der Pseudorapidität einem Bereich von $2,95$ bis zu $1,74$. Wie aus Abbildung 5.4 ersichtlich ist, fällt die Jetrate für Winkel kleiner als 7° aufgrund des geometrischen Akzeptanzbereiches des Flüssig–Argon–Kalorimeters und der Breite hadronischer Schauer ab. Dies wird in Abschnitt 7.3.2 ausführlicher diskutiert. Der Abfall zu 20° hin ergibt sich aus der Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes. Wie aus Abbildung 2.7 ersichtlich ist, steigt mit dem Winkel der Jets bei gleichbleibenden x_j das erforderliche k_T^2 des Jets stark an, was aufgrund der Forderung von $k_T^2 \approx Q^2$ einer Erhöhung von Q^2 und damit einer Erniedrigung des Wirkungsquerschnittes entspricht. In Verbindung mit dem Schnitt in y ist bis auf Untergrundereignisse sichergestellt, daß der Jet in der Vorwärtsregion von den Partonkaskaden und nicht vom gestreuten Quark stammt (Abbildung 4.15).

Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit des Polarwinkels der Jets wird der Winkel des Jets auf dem Detektor– mit dem auf dem Hadron–Niveau verglichen. Aus der Tabelle 5.2 ergibt sich eine Verschiebung von $1,3\%$. Eine Variation der Schnittwerte um 2% führt zu einer Änderung von 2% in der Anzahl der selektierten Ereignisse in den beiden analysierten Regionen. Die systematische Unsicherheit des gesuchten Jet–Wirkungsquerschnittes aufgrund der Unsicherheit des Polarwinkels der Jets wird damit auf 2% abgeschätzt.

5.4.3 Transversalimpuls des Jets

Ein wichtiger Schnitt betrifft den Transversalimpuls des Jets, der einem winkelabhängigen Schnitt in der Jet–Energie und somit auch in x_{jet} entspricht. Wie man anhand Abbildung 5.5 erkennt, steigt die Transversalimpulsverteilung der Jets zu kleinen Impulsen hin stark an. Als Abschneidewert ist ein Wert von 5 GeV gewählt worden.

Die systematische Unsicherheit in der Bestimmung des Transversalimpulses der Jets wird wie bei der Jet–Energie durch die Unsicherheit der hadronischen Energieskala bestimmt. Zur Überprüfung und Korrektur der hadronischen Energieskala werden Ereignisse betrachtet, die nur das gestreute Elektron im Rückwärtskalorimeter und einen Jet vom gestreuten Quark in der Vorwärtsregion aufweisen. Bei solchen Ereignissen wird der Transversalimpuls des Elektrons $p_{t,e}$ von dem Transversalimpuls des Quarkjets $P_{T,q}$ balanciert. Die Energie des Elektrons und damit auch $p_{t,e}$ wird allein von der Kalibration des Rückwärtskalorimeters bestimmt, dagegen $P_{T,q}$ im wesentlichen von der Genauigkeit der hadronischen Energieskala. Zum relativen Vergleich wird $P_{T,q}$ entgegengesetzt zur Richtung von $p_{t,e}$ projiziert und das Verhältnis zwischen beiden Beträgen gebildet. Der

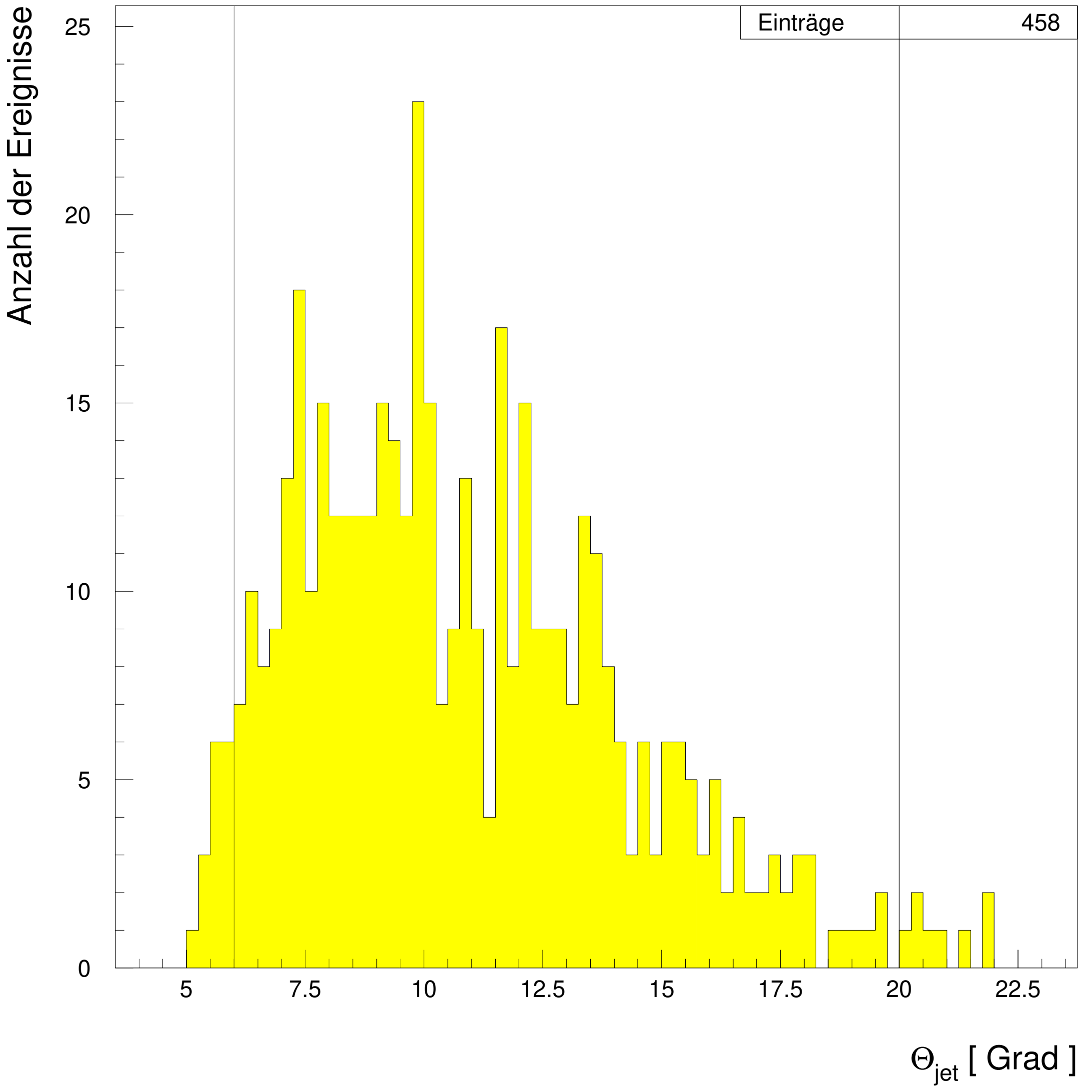


Abb. 5.4: *Die Verteilung des Polarwinkels des Jets für die selektierten Ereignisse der Daten. Die eingezeichneten Linien stellen die Schnittwerte von 6° und 20° dar.*

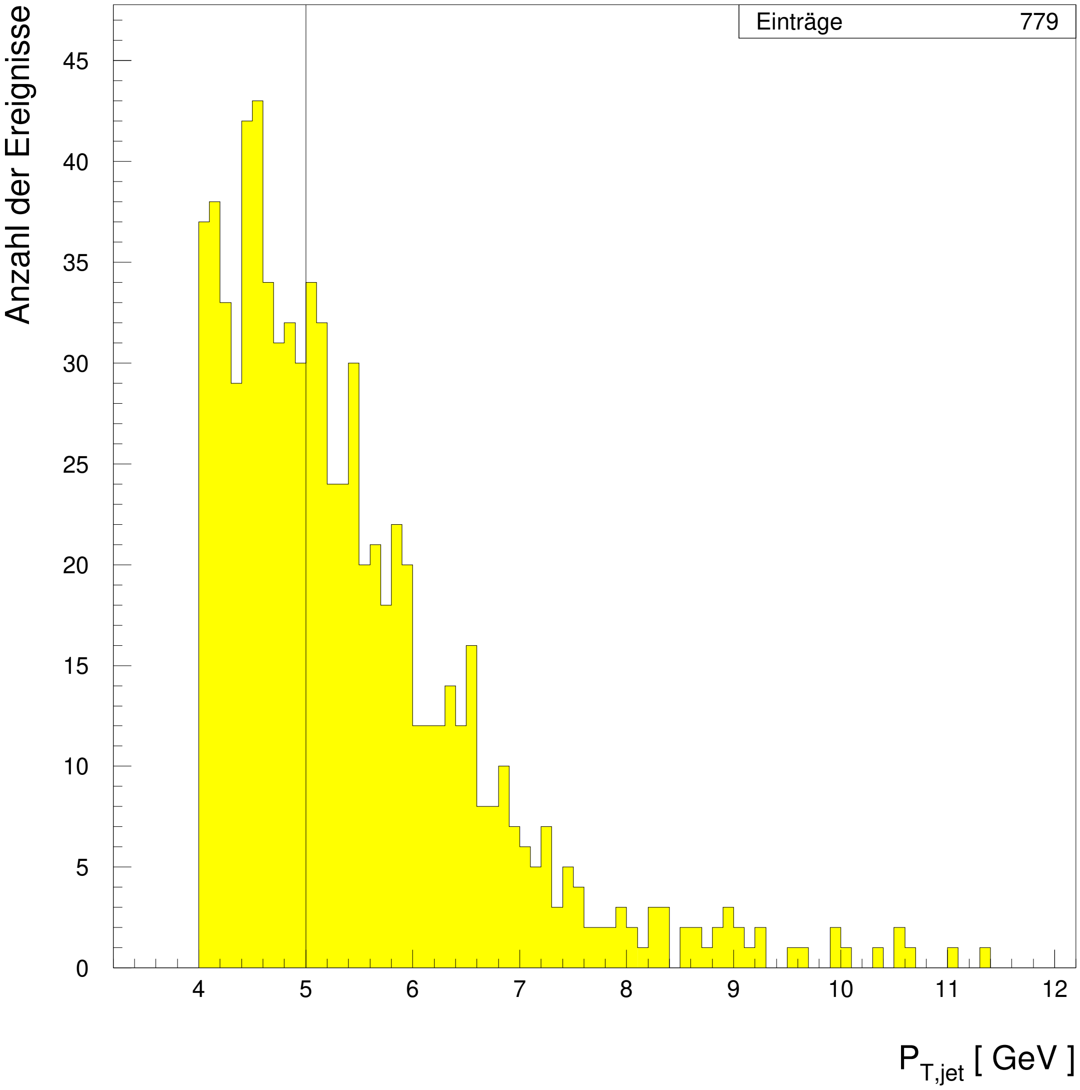


Abb. 5.5: *Die Verteilung des Transversalimpulses der Jets bezüglich der Strahlachse für die selektierten Ereignisse der Daten. Die eingezeichnete Linie stellt den Schnittwert von 5 GeV dar.*

Vergleich von Daten mit simulierten Ereignisse hat für 1993 eine Korrektur von $+4\%$ mit einer Unsicherheit von $\pm 5\%$ der hadronischen Energieskala für gemessene Ereignisse ergeben [GAYL95].

Zur Bestimmung des sich daraus ergebenden systematischen Fehlers ist die hadronische Energieskala um die systematische Unsicherheit variiert, alle Daten neu rekonstruiert und unter Beibehaltung aller Schnittwerte neu selektiert worden. Eine um 5% höhere hadronische Energieskala bewirkt einen Anstieg in der Anzahl der Jets in der Region 1 (siehe Abbildung 4.16) um 12%, beziehungsweise 14% in der Region 2, während eine um 5% niedrigere hadronische Energieskala zu einem Abfall von 21% in der Region 1 und 12% in der Region 2 führte. Die Unterschiede zwischen den Regionen ist auf die unterschiedliche Steigung in der Verteilung des Transversalimpulses zurückzuführen, wie aus den beiden Verteilungen in Abbildung 7.9 hervorgeht. Dies ist aufgrund der Transversalimpulsverteilung plausibel. Aus der Unsicherheit der hadronischen Energieskala ergibt sich damit der dominierende systematische Fehler bei der Bestimmung des Jet–Wirkungsquerschnittes mit $+12\%$, -21% für die Region 1 und $+14\%, -12\%$ für die Region 2.

5.4.4 Das Verhältnis $P_{T,j}^2/Q^2$ der Jets

In Kapitel 2 wurde gezeigt, daß die Erzeugung eines hochenergetischen Jets bei der DGLAP–Entwicklung gegenüber der BFKL–Entwicklung in führender Ordnung durch die Forderung $K_{T,jet} \approx Q^2$ stark unterdrückt wird. Der Selektionsschnitt auf das Verhältnis $P_{T,j}^2/Q^2$ setzt dies in der Analyse um. Die Verteilungen in Abbildung 5.6 sind sehr breit. Q^2 kann mit dem Elektron sehr genau gemessen werden (Abbildung 4.14). Die Unsicherheit des Transversalimpulses, der in dem Quotienten sogar quadratisch eingeht, ist in dem vorherigen Abschnitt diskutiert worden und außerdem aus Abbildung 7.9 ersichtlich. Eine analog zur Abbildung 7.9 durchgeführte Anpassung einer Gausskurve ergab nur die halbe Standardabweichung wie für $P_{T,j}$. Die systematischen Unsicherheit von $P_{T,j}$ ist damit, auch aufgrund der Unsicherheit in der hadronischen Energieskala, viel größer als die von Q^2. Somit wird die Unsicherheit von $P_{T,j}^2/Q^2$ im wesentlichen von der Unsicherheit in $P_{T,j}$ gegeben und ist zusammen mit dieser in vorherigen Abschnitt bestimmt worden.

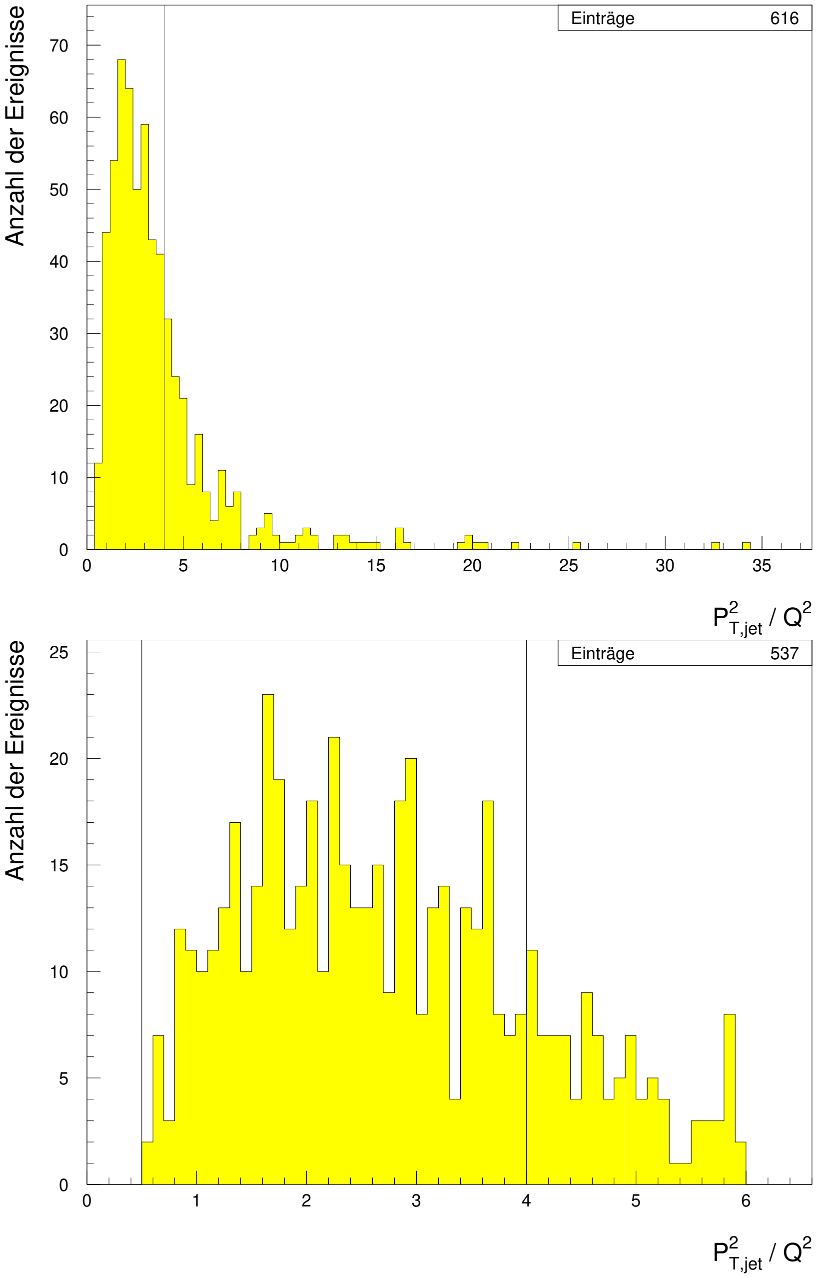


Abb. 5.6: *Die Verteilung von* $P^2_{T,jet}/Q^2$ *der Jets für die selektierten Ereignisse. Das obere Bild zeigt die komplette Verteilung, das untere einen Ausschnitt für* $P^2_{T,jet}/Q^2 < 6,0$. *Die eingezeichneten Linien stellen die Schnittwerte von* $0,5$ *und* $4,0$ *dar.*

Kapitel 6

Die verbliebenen Untergrundbeiträge

Der mit den Selektionsschnitten erzeugte Datensatz enthält neben den gesuchten auch noch Ereignisse von anderen physikalischen Prozessen. Diese Ereignisse bilden den Untergrund zum Signal und werden im folgenden als Untergrundereignisse bezeichnet. Der überwiegende Anteil der möglichen Untergrundereignisse wird zwar durch entsprechend gewählte Selektionsschnitte unterdrückt, es verbleibt aber ein Beitrag, dessen Größe in diesem Kapitel bestimmt wird.

Zu dem in dieser Arbeit untersuchten Signal gibt es im wesentlichen drei verschiedene Arten von Untergrundbeiträgen. Bei dem ersten Beitrag handelt es sich zwar um Ereignisse der tiefinelastischen Streuung, aber durch die Abstrahlung eines zusätzlichen Photons durch das Elektron vor oder nach dem Streuprozeß kann die Kinematik des Ereignisses falsch rekonstruiert werden. Der zweite Beitrag kommt von der Photoproduktion, bei der nicht Elektronen, sondern quasi–reelle Photonen mit dem Proton wechselwirken. Der letzte Beitrag entsteht durch die Überlagerung von mehreren Ereignissen im Detektor, wie etwa ein normales tiefinelastische Ereignis ohne Jet in der Vorwärtsregion und einem Strahl–Gas oder Strahl–Wand Ereignis, das den Jet in der Vorwärtsregion erzeugt.

6.1 Untergrund durch Strahlungskorrekturen

Die Strahlungskorrekturen in der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung werden im folgenden nur kurz erläutert. Eine ausführliche Diskussion findet man in [OBRO94].

Der Einfluß höherer Ordnungen der Störungstheorie zeigt sich nicht nur auf der Partonseite der tiefinelastischen Streuung, sondern auch auf der Leptonseite. Der Beitrag der niedrigsten Ordnung der Störungstheorie der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung, in Abbildung 6.1 a) als Feynmangraph dargestellt, wird im folgenden als Born–Niveau bezeichnet. Es enthält nur Ereignisse, bei denen neben dem ausgetauschten Photon oder

Z^0–Boson kein weiteres Teilchen abgestrahlt oder absorbiert wird.

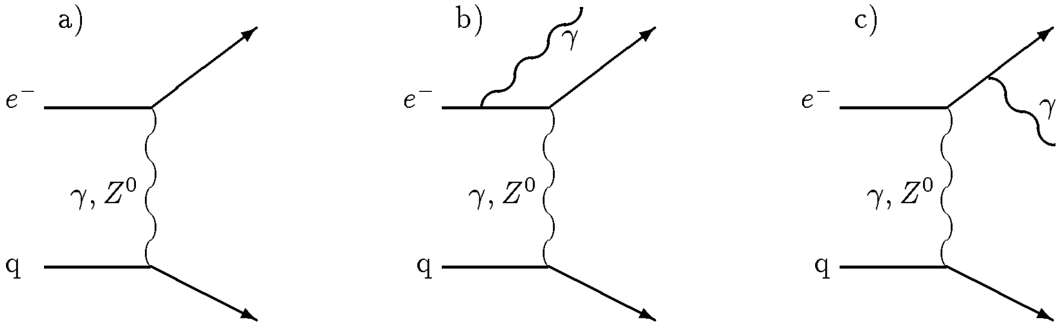


Abb. 6.1: *Der Feynmangraph a) stellt die niedrigste Ordnung der Störungstherie für tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung, das sogenannte Born–Niveau dar. Die Feynmangraphen b) und c) zeigen Beispiele für Prozesse in der nächsthöheren Ordnung, bei denen das ein– beziehungsweise auslaufende Elektron ein reelles Photon abstrahlt.*

Beim einlaufenden oder gestreuten Quarks werden die Photonen vorwiegend unter kleinen Winkeln abgestrahlt,so daß sich ein großer Teil der aus der QED resultierenden Strahlungskorrekturen in der Definition der Partondichteverteilungen und der Fragmentationsfunktionen absorbiert läßt [KRIP88]. Bei den Elektronen hingegen ist insbesondere der Beitrag der nächsthöheren Ordnung nicht vernachlässigbar, wie Bardin et al. [BARD89] und Böhm und Spiesberger [BOEH87] gezeigt haben. Dieser Beitrag beinhaltet unter anderem Prozesse, bei denen ein zusätzliches Vektorboson emittiert und wieder absorbiert wird und daher nicht von dem Endzustand des Born–Niveaus unterschieden werden kann, und bei denen ein reelles Photon vom Elektron abgestrahlt wird (Abbildung 6.1 b) und c)).

In Abbildung 6.2 a) ist die mit dem DJANGO–Generator simulierte Verteilung des Winkelunterschiedes zwischen dem auslaufenden Elektron und dem von ihm emittierten Photon aufgetragen. Die Winkeldifferenz ist fast immer sehr klein, so daß aufgrund der Auflösung die Schauer des Elektrons und des Photons nur zusammen gemessen werden. Die Rekonstruktion ergibt die Kinematik des stattgefundenen Streuprozesses, es finden keine Migrationen statt. Diese Ereignisse stellen daher keinen Untergrund dar. Im folgenden wird deswegen nur noch die Strahlungskorrekturen für das einlaufende Elektron betrachtet.

Bei der Abstrahlung des Photons vom einlaufenden Elektron fliegt das Photon überwiegend in Richtung des Elektronstrahls, wie aus Abbildung 6.2 b) ersichtlich ist. Das Elektron besitzt nach der Abstrahlung die Energie $E_{Strahl} - E_\gamma$ und nimmt mit dieser

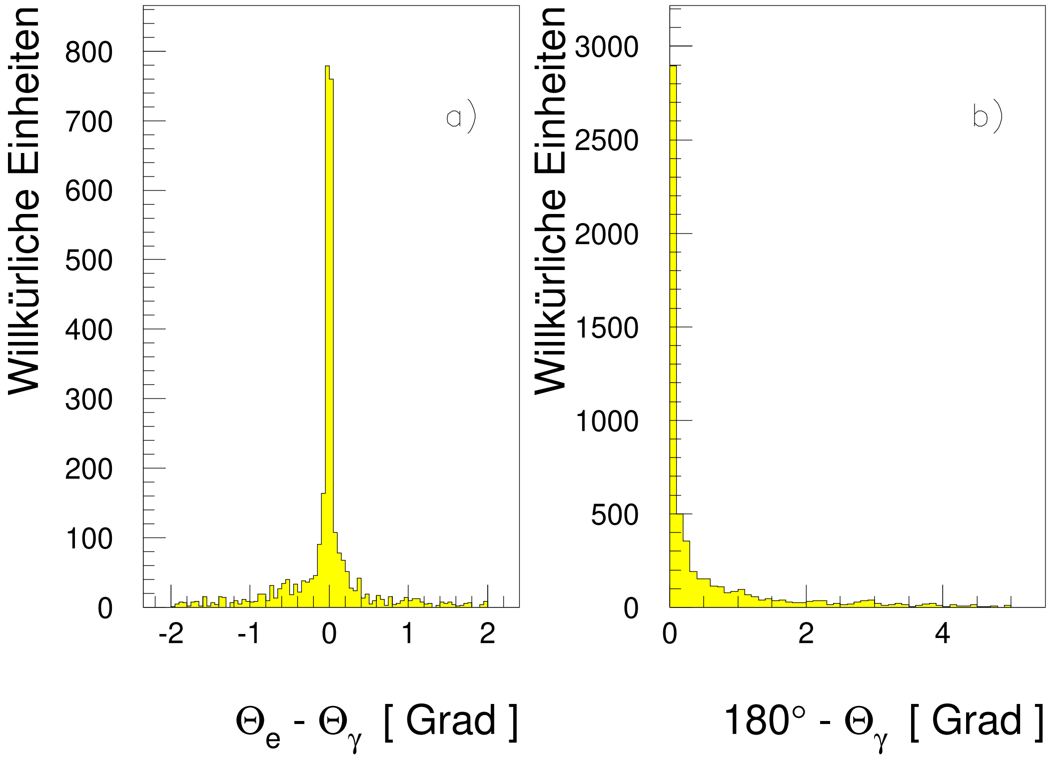


Abb. 6.2: *Das linke Bild a) zeigt die Verteilung der Winkeldifferenz zwischen dem auslaufenden Elektron und dem abgestrahlten Photon, das rechte Bild b) zwischen dem von einem einlaufenden Elektron emittierten Photon und der Strahlachse für mit dem DJANGO–Generator simulierten Ereignisse.*

Energie an dem Streuprozeß teil. Die Rekonstruktion der Kinematik mittels der Elektron–Methode wird verfälscht, da bei dem Streuprozeß die wirkliche Energie des einlaufenden Elektrons ungleich der angesetzten Strahlenergie ist. Die kinematischen Variablen werden so gegenüber den richtigen Werten verschoben. Die Verschiebung in x_B zu kleineren Werten bewirkt generelle Migrationen von Ereignissen in Richtung zu kleinerem x_B. Die y–Verschiebung hin zu größeren Werten und die dadurch verbundene Migration beinhaltet ein besonderes Problem. Durch den Schnitt in y wird über die Kinematik sichergestellt, daß der Jet des direkt an dem Streuprozeß beteiligten Quarks nicht in der Vorwärtsregion liegt, sondern von einem weiteren Parton stammt. Das ist bei diesen Untergrundereignissen nicht mehr sichergestellt, die Selektionskriterien bevorzugen aufgrund des Jets in der Vorwärtsregion sogar solche Ereignisse. Ein Indiz dafür ist die Häufung von Signalen im Photondetektor für die selektierten Ereignisse. Wie später in diesem Abschnitt ausgeführt wird, kann das abgestrahlte Photon mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit im Photondetektor nachgewiesen werden. Nach der Selektion von Kapitel 4 weisen $2,5\%$ aller Ereignisse ein Signal im Photondetektor auf, nach der Selektion der Jets stieg ihr Anteil auf $6,5\%$ an, was auf einen erhöhten Untergrundanteil schließen läßt.

Eine Methode, diesen speziellen Untergrund zu unterdrücken, wäre die Forderung nach dem Nachweis des Jets des gestreuten Quarks im Zentral– oder Rückwärtsbereich des Detektors. Allerdings hat dieser Jet aufgrund der Kinematik nur eine geringe Energie, die über einen weiten Bereich deponiert wird. Die Nachweiseffizienz, ermittelt mit simulierten Ereignissen, liegt nur bei etwa 50%. Außerdem würde dadurch nur ein Teil des Untergrundes verworfen werden können.

Der hier gewählte Ansatz bestimmt mit Hilfe des Luminositätssystems nachträglich den Anteil der Strahlungskorrekturen am Signal und subtrahiert ihn. Wie vorher schon ausgeführt, wird das Photon in Richtung des Elektronstrahles abgestrahlt. Der Photondetektor des Luminositätssystem hat im Polarwinkel eine Akzeptanz von $\pi - 0,45\ mrad < \theta < \pi$. Studien mit dem Django–Generator, der Strahlungskorrekturen der nächsthöheren Ordnung beinhaltet, ergaben, daß $32 \pm 3\%$ der Untergrundereignisse das Photon in diesen Winkelbereich abstrahlen. Die Effizienz des Photondetektors für den Nachweis dieser Photonen beträgt $0,99$ [FLEI94]. Die gesamte Effizienz für den Nachweis der Untergrundereignisse beträgt somit $0,32 \pm 0,03$. Insgesamt haben von den 439 selektierten Ereignissen 26 ein Signal im Photondetektor. Die Verteilung der Energie im Photondetektor ist in Abbildung 6.3 gezeigt.

Allerdings erzeugen auch Rauschen und überlagerte Bethe–Heitler Ereignisse ein Signal im Photondetektor. Die drei Ereignisse mit einer Energie von weniger als $3\ GeV$ sind wahrscheinlich auf Rauschen zurückzuführen [LEVO95b] und werden daher nicht mehr in der Untergrundbestimmung berücksichtigt. Es verbleiben also noch 23 Ereignisse. Die Wahrscheinlichkeit, daß sich die Signale einer tiefinelastischen Streuung im Hauptdetektor und die eines Bethe–Heitler Ereignisses im Luminositätssystem überlagern, liegt zwischen 1% und 2%, dies entspricht bei 439 Ereignissen $4 - 9$ solcher Überlagerungseignisse. Von den insgesamt 26 Ereignissen weisen zwei ein Signal im Elektrontagger auf, sind also Bethe–Heitler Ereignisse. Ein weiteres Ereignis weist eine sehr hohe Photonenergie von 23 GeV auf, jedoch zeigt das Ereignis im Detektor keine Auffälligkeiten, insbesondere stimmen die kinematischen Variablen rekonstruiert mit der Elektron–Methode mit denen der Sigma–Methode gut überein. Daher ist es wahrscheinlich, daß es sich bei diesem Ereignis auch um die Überlagerung eines Bethe–Heitler–Ereignisses handelt. Aufgrund

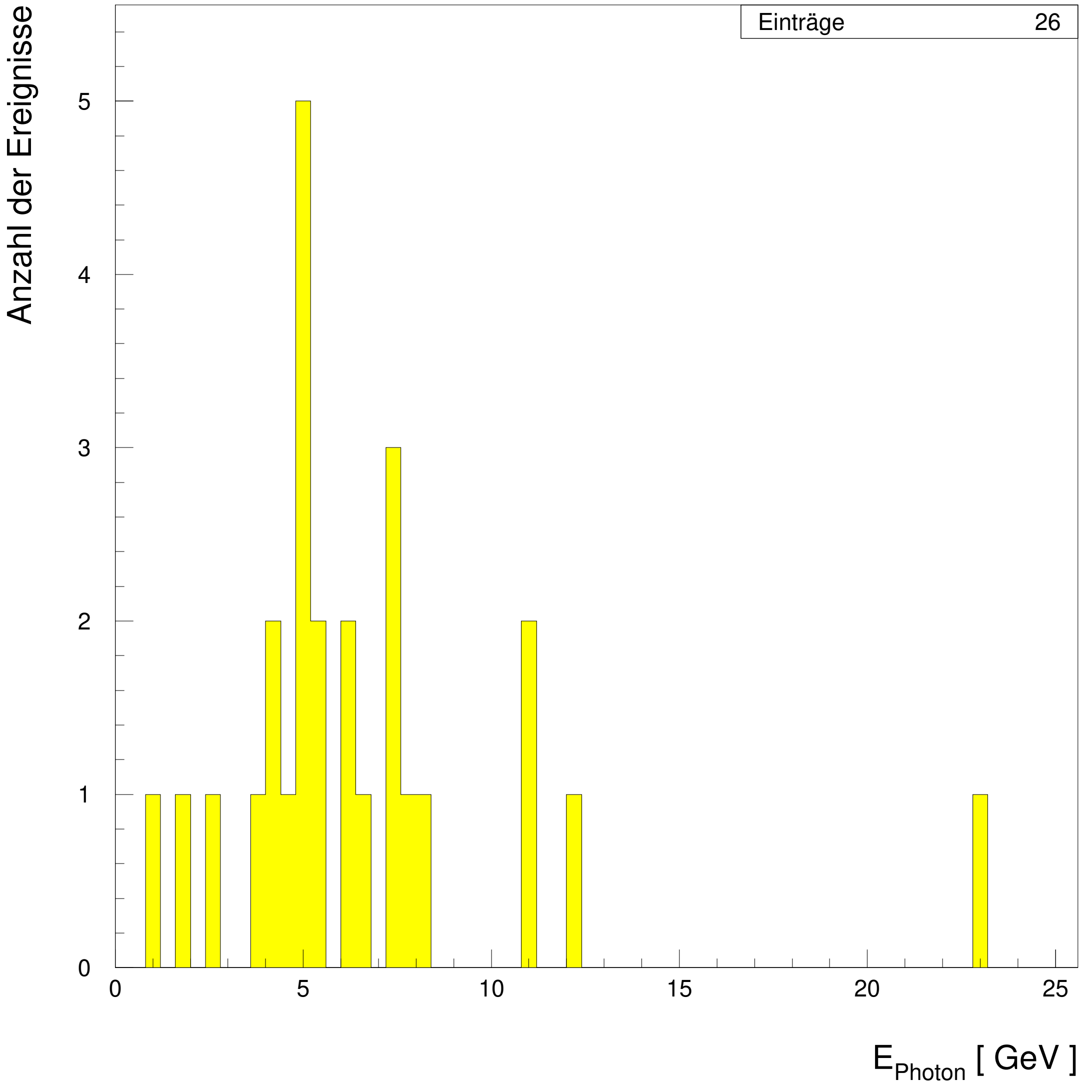


Abb. 6.3: *Aufgetragen ist die Energie im Photondetektor für die selektierten Ereignisse*

des Akzeptanzbereiches des Elektrontaggers fällt die Effizienz, sowohl das Photon im Photondetektor, als auch das dazugehörige Elektron im Elektrontagger nachzuweisen für Photonenergien kleiner als 10 GeV stark ab [FLEI94], der Beitrag der Bethe–Heitler Ereignisse zu dem Signal im Photondetektor ist also größer als die drei identifizierten Ereignisse. Studien des Signals im Photondetektor haben ergeben, daß etwa $25 \pm 5\%$ der Ereignisse der tiefinelastischen Streuung mit einem Signal im Photon–Detektor von der

Überlagerung eines Bethe–Heitler Ereignisses herrühren [FAVA95]. Bei 23 Ereignissen entspricht das einem Anteil von etwa 6 Ereignissen, 17 Ereignisse stammen demnach von Strahlungskorrekturen des einlaufenden Elektrons. Die Bethe–Heitler–Ereignisse stehen in keiner Verbindung mit der tiefinelastischen Streuung, die im Detektor beobachtet wird. Die Überlagerungswahrscheinlichkeit mit Bethe–Heitler Ereignissen ist daher unabhängig von tiefinelastischen Streuprozessen und insbesondere von der Kinematik, und sollte eine Konstante für alle Ereignisse sein. Da sich nach der Selektion von Kapitel 4 das Verhältnis der Ereignisse in Region 1 zu Region 2 wie $2,67 : 1$ verhält, sollte dies in etwa auch für die Verteilung der Bethe–Heitler Ereignisse auf beide Regionen gelten. Daher werden vier von den Photondetektorereignissen in Region 1 und zwei in Region 2 abgezogen.

Zur Überprüfung, ob das beobachtete Signal im Photondetektor im wesentlichen von den Strahlungskorrekturen herrührt, wird die Größe $\sum(E - P_z)$ analysiert. Wenn die Photonen von den eingelaufenden Elektronen abstammen, fehlt bei der Bestimmung vom $\sum(E - P_z)$ das Zweifache der Photonenenergie. In Abbildung 6.4 ist deswegen die Verteilung von $E_{Strahl} - \sum(E - P_z)/2 - E_{Photon}$ dargestellt, die für vom einlaufenden Elektron abgestrahlte Photonen Null ergeben sollte. Die meisten Ereignisse liegen innerhalb eines 2 GeV–Bereiches um den Nullpunkt, was für diesen Untergrundbeitrag spricht. Die Verteilung stimmt mit simulierten Verteilungen überein, wobei die Statistik der Daten allerdings sehr gering ist.

Von den restlichen 17 Ereignissen mit einem Signal im Photondetektor entfallen 14 auf Region 1 und 3 auf Region 2. Mit der Nachweiswahrscheinlichkeit von 32% ergibt sich somit ein Untergrundsignal von 44 Ereignissen für die Region 1 und 9 Ereignissen für Region 2. In der Tabelle 6.1 sind die einzelnen Schritte zur Bestimmung des Untergrundes durch Strahlungskorrekturen mit den Fehlern zusammengefaßt.

Die Unsicherheit bei der vollständigen Bestimmung der Strahlungskorrekturen durch simulierten Ereignisse ist aufgrund der zur Verfügung stehenden Statistik größer als bei der obigen Methode, außerdem ist bei der Generierung ein unterschiedlicher Satz von Monte–Carlo–Parametern als bei den in dieser Arbeit zum Vergleich herangezogenen simulierten Ereignissen verwendet worden.

6.2 Ereignisse der Photoproduktion

Bei der Photoproduktion strahlt das Elektron ein Photon mit verschwindend kleinem Transversalimpuls aus. Das abgestrahlte Photon ist daher praktisch auf der Massenschale und wird in den Prozessen als reelles Photon betrachtet. Das Photon kann dann auf verschiedene Weise mit einem Parton des Protons wechselwirken. In Abbildung 6.5 sind zwei

	Region 1	Region 2
Ereignisse mit einem Signal im Photondetektor	18 ± 4	5 ± 2
Bethe–Heitler Ereignisse	4 ± 2	2 ± 1
Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen	$0,32 \pm 0,03$	
Untergrundereignisse durch Strahlungskorrekturen	44 ± 15	9 ± 8

Tab. 6.1: *Bestimmung der Strahlungskorrekturen. Von den Ereignissen mit einem Signal im Photondetektor werden die Ereignisse aufgrund von Bethe–Heitler Prozessen abgezogen und die verbliebenen Ereignisse durch die Nachweiswahrscheinlichkeit für diesen Untergrund im Photondetektor geteilt. Die Fehler der Ereigniszahlen sind statistischer Natur.*

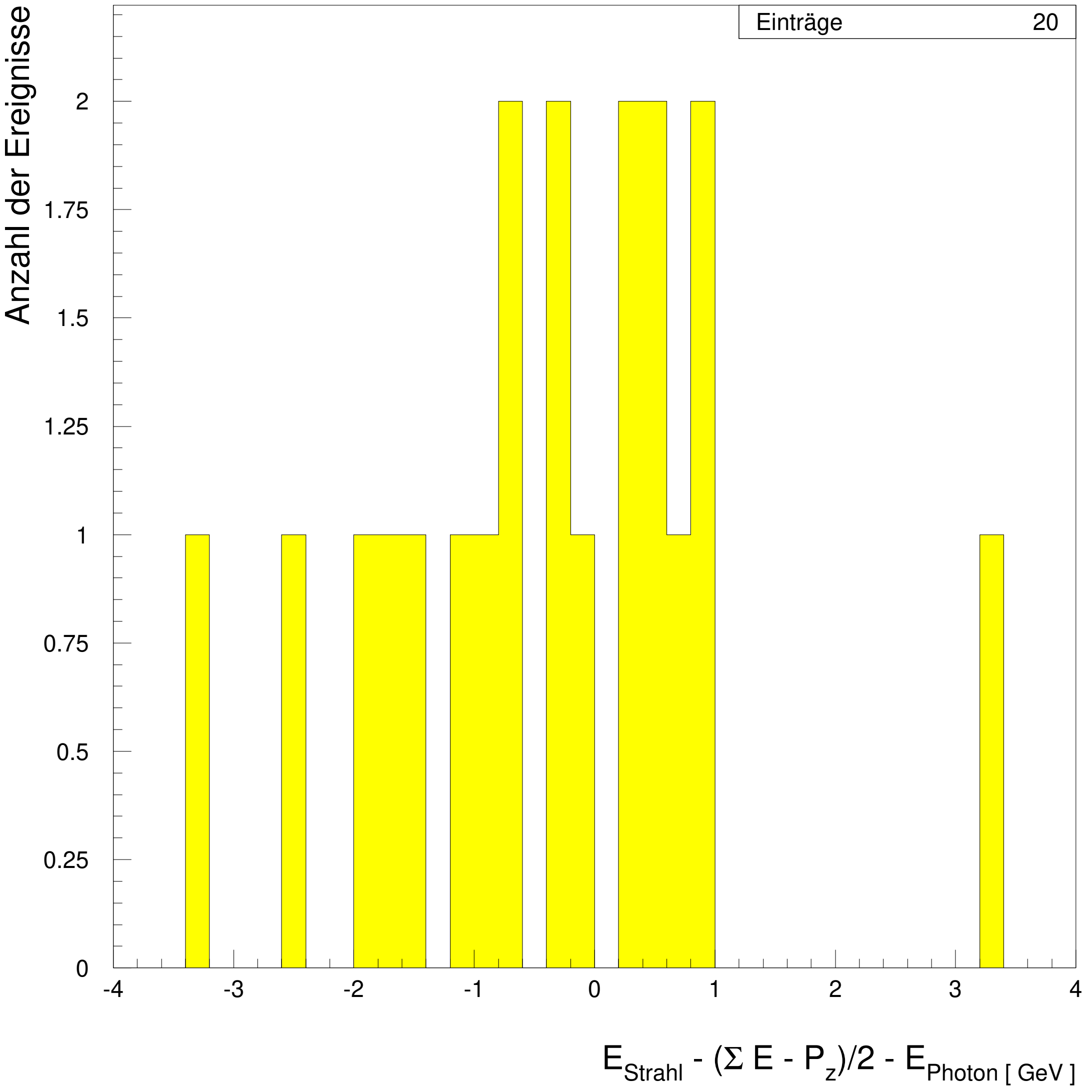


Abb. 6.4: *Aufgetragen ist* $E_{Strahl} - (\sum E - P_z)/2 - E_{Photon}$ *für die selektierten Ereignisse mit einem Signal im Photondetektor, wobei die drei identifizierten Bethe–Heitler–Ereignisse und die Rausch–Ereignisse ausgeschlossen sind.*

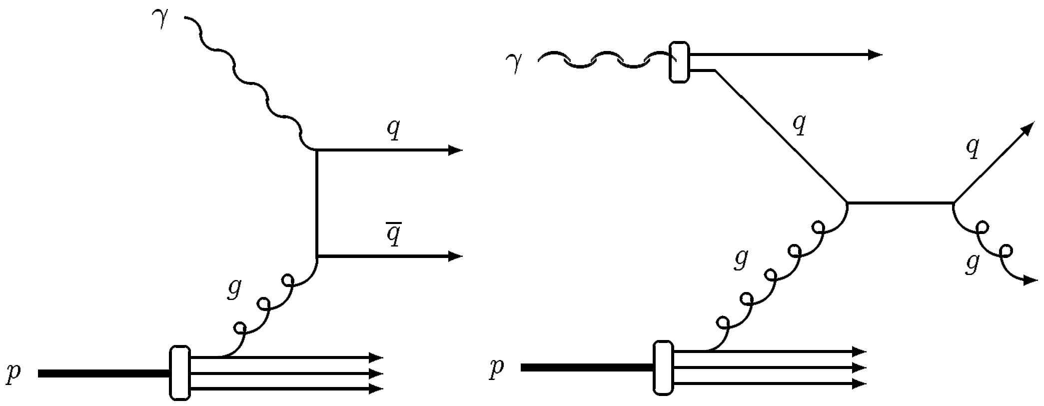


Abb. 6.5: *Der linke Feynmangraph stellt einen direkten Prozeß niedrigster Ordnung des Photons dar, die Photon–Gluon–Fusion. Bei dem rechten Feynmangraphen handelt es sich um einen Prozeß des aufgelösten Photons in niedrigster Ordnung. Bei beiden Prozessen entstehen Partonen mit hohem Transversalimpuls, die zur Bildung von Jets im hadronischen Endzustand führen. Aus [RICK94].*

typische Prozesse als Feynman–Diagramme skizziert. Man unterscheidet dabei zwischen direkten Prozessen, bei denen das Photon direkt mit einem Parton des Protons wechselwirkt, und aufgelösten Prozessen, die sich im Rahmen des Vektormeson–Dominanz–Modells beschreiben lassen. Dieses Modell geht davon aus, daß sich das Photon in Reaktionen mit Hadronen wie ein Vektormeson verhält [SAKU60, GELL61, BAUE78].

Das Elektron verläßt bei Prozessen der Photoproduktion den Detektor durch das Strahlrohr. Allerdings können Reaktionsprodukte wie etwa der Rest des aufgelösten Photons im Rückwärtskalorimeter ein Signal erzeugen, das als Elektronsignal interpretiert werden kann. Zwar ist es nur ein kleiner Bruchteil der Ereignisse der Photoproduktion, die ein Signal entsprechend einem Elektron mit einer Energie von 12 *GeV* oder höher erzeugen. Da aber der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion viel größer als derjenige der tiefinelastischen Streuung ist, trägt die Photoproduktion spürbar zum Untergrund bei. Die Bestimmung des genauen Beitrags erfolgt sowohl aus den Daten als auch mit Hilfe simulierter Ereignisse.

Nach dem Verlassen des Detektors durch das Strahlrohr werden die Elektronen mit dem Feld eines Dipolmagneten abgelenkt. Ein Teil der Elektronen kann so im Elektrontagger des Luminositätssystem nachgewiesen werden. Neben den zwei vorher erwähnten Bethe–Heitler Ereignissen weisen drei weitere Ereignisse des selektierten Datensatzes ein Signal im Elektrontagger auf. Da bei den Bethe–Heitler–Ereignissen aufgrund der hohen

Nachweiswahrscheinlichkeit des Photondetektors auch das Photon nachgewiesen werden müßte, handelt es sich bei den drei Ereignissen höchstwahrscheinlich um Photoproduktionsuntergrund. Die Akzeptanz des Elektrontaggers hängt von der Energieverteilung der Elektronen und den Strahlbedingungen ab. Aufgrund der geringen Statistik des Signals kann die Akzeptanz des Elektrontaggers für den Nachweis der Elektronen aus den Untergrundereignissen nur abgeschätzt werden und liegt in dem Bereich von $0,2$ bis $0,5$, was einem gesamten Untergrundbeitrag von sechs bis fünfzehn Ereignissen entspricht.

Diese Abschätzung von sechs bis fünfzehn Ereignissen wurde mit Hilfe von Simulationsrechnungen überprüft. Ein Problem bei der Bestimmung des Untergrundes mit simulierten Ereignissen ist der hohe Rechenaufwand. Da der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion sehr viel höher ist als derjenige der tiefinelastischen Streuung, müßten für die gleiche Luminosität viel mehr Ereignisse generiert werden. Für die Luminosität der Daten wären das rund $3,3 \cdot 10^6$ Ereignisse. Daher wird nach der Generierung der Ereignisse auf Hadron–Niveau mit dem Pythia–Generator [SJÖS91] nur erst das Rückwärtskalorimeter simuliert. Befindet sich ein elektronähnliches Signal im Rückwärtskalorimeter, wird das komplette Ereignis simuliert und rekonstruiert, ansonsten wird es verworfen. Insgesamt sind $2,7 \cdot 10^6$ Ereignisse für die verschiedenen Photoproduktionsprozesse generiert worden, von denen $2,5 \cdot 10^4$ simuliert und rekonstruiert worden sind.

Nach Anwendung aller Selektionsschnitte ergibt sich aus den simulierten Ereignissen ein Beitrag von 8 ± 4 Ereignissen für Region 1 und 2 ± 2 Ereignissen für Region 2. Zusammengenommen entspricht dieses einem Untergrundbeitrag von zehn Ereignissen und stimmt somit mit der Abschätzung aufgrund der Daten überein.

6.3 Überlagerung von zwei Ereignissen

Der letzte Untergrundbeitrag entsteht durch Überlagerung der Signale von zwei voneinander unabhängigen Wechselwirkungen. Beide würden nur aufgrund ihrer eigenen Signale von der Selektion ausgeschlossen, erst durch die Zusammenlegung der Signale werden die Selektionsbedingungen erfüllt. Von allen Überlagerungsmöglichkeiten haben Ereignisse der tiefinelastischen Streuung, welche die Bedingungen von Kapitel 4 erfüllen, mit Strahl–Wand oder Strahl–Gas–Ereignissen, die für den Jet in der Vorwärtsregion verantwortlich sind, die höchste Wahrscheinlichkeit.

Innerhalb des Zeitraums, in dem das Kalorimeter aufgrund der Integrationszeit von $2,2$ μs bei der Auslese auf Signale empfindlich ist, passieren bis zu 30 Strahlpakete den Wechselwirkungspunkt. Das Triggersystem des Flüssig–Argon–Kalorimeters löst dagegen zeitlich das Signal für jedes einzelne Strahlpaket auf, allerdings werden nur die Signale von den drei Paketen vor und nach der eigentlichen Wechselwirkung abgespeichert. Diese Signale können herangezogen werden, um zu bestimmen, ob neben dem Zeitpunkt der eigentlichen Wechselwirkung noch irgendwann Energie im Vorwärtsbereich des Detektors deponiert worden ist [PIEU95]. Von den 439 Ereignissen trifft dies für drei Ereignisse zu, die zwischen 6 und 9 GeV im Vorwärtsbereich 96 ns vor, beziehungsweise nach der eigentlichen Wechselwirkung aufweisen. Dies bedeutet, daß dort eine Überlagerung stattgefunden haben könnte, ist aber kein hinreichendes Kriterium, da auch bei normalen Ereignissen solche kleinen Verschiebungen stattfinden können, was aufgrund einiger Signaleigenschaften bei zwei der drei Ereignisse wahrscheinlich ist [CARL95]. Insofern kann mit dieser Methode der Untergrundbeitrag nur nach oben abgeschätzt werden. Drei von 439 Ereignissen weisen ein potentielles Untergrundsignal auf. Allerdings wird nur in 6 von 30 möglichen Paketen nachgeschaut. Von diesen 30 Paketen waren 1993 allerdings im Mittel ungefähr nur die Hälfte mit Teilchen gefüllt, so daß sich die Zahl der zum Untergrund beitragenden Pakete halbiert. Dies ergibt zusammen eine obere Abschätzung für den Untergrund von

$$\frac{\text{3 Ereignisse mit Überlagerungssignal}}{\text{439 Ereignisse}} * \frac{\text{15 Pakete, die beitragen können}}{\text{6 Pakete, die überwacht werden}} \approx 2\%$$

Weil dies nur eine Abschätzung nach oben ist, werden die zwei Prozent nicht vom Signal abgezogen, sondern dem systematischen Fehler zugerechnet. In der folgenden Tabelle sind alle Untergrundbeiträge für die beiden Regionen zusammengefaßt.

Untergrundereignisse durch	Region 1	Region 2
Strahlungskorrekturen	44 ± 15	9 ± 8
Photoproduktion	8 ± 4	2 ± 2
Überlagerung	0 ± 6	0 ± 3
Insgesamt	52 ± 17	11 ± 9

Tab. 6.2: *Die verschiedenen Beiträge zum Untergrund*

Kapitel 7

Resultate

In diesem Kapitel wird zuerst auf die verwendeten Monte–Carlo–Generatoren und den zur Simulation verwendeten Parametern eingegangen und danach kurz die inklusive Messung des Energieflusses in der Vorwärtsregion besprochen. Dem schließt sich ein Abschnitt an, in dem die Eigenschaften der in Kapitel 5 selektierten Jets in der Vorwärtsregion von 6° bis 20° näher untersucht werden. Den Abschluß bildet die Bestimmung des differentiellen Jet–Wirkungsquerschnittes für die Jets in der Vorwärtsregion auf dem Hadron–Niveau.

7.1 Die Anpassung der Monte–Carlo–Generatoren

In vielen Abbildungen dieses Kapitels werden die Verteilungen der Daten mit den Vorhersagen des MEPS–Modells, erzeugt durch den LEPTO Generator, und des CDM–Modells, wie es in dem Generator ARIADNE implementiert ist, verglichen. Sowohl der LEPTO– als auch der ARIADNE–Generator bieten neben der Wahl der Partondichtefunktionen noch weitere freie Parameter, durch welche die Vorhersagen verändert werden können. Die Vorgaben aufgrund der Theorie setzen der Wahl der Parameter nur weite Schranken, allerdings müssen die Generatoren auf jeden Fall alle experimentell bestimmten Eigenschaften so gut wie möglich reproduzieren. Dadurch wird der mögliche Variationsbereich der Parameter weiter eingeschränkt. Trotzdem verbleibt noch Freiheit in der Wahl der Parameter. Beispielsweise wirken einige Parameter nur auf Teilbereiche der Simulation, so daß die erzeugten Hadronen in der untersuchten Vorwärtsregion von 6° bis 20° in θ aufgrund der Parameterwahl sehr stark variieren können, ohne die Physik des harten Streuprozesses signifikant zu verändern.

Die Fragestellung nach einem harten Parton am Beginn der Partonkaskade im Proton vor dem eigentlichen Streuprozeß bei kleinem x_B wird in dieser Arbeit erstmalig experimentell untersucht. Bei dem Vergleich muß daher beachtet werden, daß durch eine andere Wahl der Parameter etwaige Differenzen zwischen den experimentellen Daten und den Vorhersagen der Modelle für diese Analyse verringert, dadurch aber die Vorhersagen für andere experimentelle Ergebnisse gleichzeitig verschlechtert werden können. Durch die neuen experimentellen Daten werden somit auch neue Schranken für die Parameter der Modelle gesetzt oder führen sogar zu Veränderungen in den Modellen. Bei der Erstellung der neuen Version des LEPTO–Generators sind die HERA–Ergebnisse über Energieflüsse mitberücksichtigt worden, und nach ersten Tests beschreibt die neue Version den Energiefluß im Vorwärtsbereich wesentlich besser die Daten als die für diese Arbeit verfügbare Version [HESS95].

Für den Vergleich zwischen Daten und simulierten Ereignissen sind daher die Parameter der Generatoren so gewählt worden, daß die Generatoren den gemessenen Energiefluß bei großem x_B und Q^2, eine kinematische Region, in der die theoretischen Unsicherheiten sehr klein sind [H1-94b], beschreiben.

In dem MEPS–Modell werden Divergenzen der Matrixelemente durch einen Schnitt auf die invariante Parton–Parton Masse ($m_{ij} > y_{cut} W$) vermieden. Für diese Analyse wurde der Schnitt so parametrisiert, daß er in einem Abstand von 2 GeV der Grenze folgt, ab der die Beiträge der Ordnung α_s den totalen Wirkungsquerschnitt übersteigen. Die Variation des Abstandes auf $1,9$ GeV und $2,1$ GeV hat keine größeren Unterschiede als 5% ergeben, wobei der statistische Fehler in der gleichen Größenordnung liegt. Die Vorhersagen des CDM–Modells zeigen nur kleine Abhängigkeiten vom Parameter y_{cut}, der die Beimischung von Boson–Gluon–Fusion Ereignissen reguliert. In dieser Analyse ist der Standardwert für $y_{cut} = 0,015$ verwendet worden. Für beide Generatoren wurde die MRSH–Parametrisierung [MART93b] der Partondichten eingesetzt, die zu einer guten Beschreibung der bei HERA gemessenen Strukturfunktion F_2 führt [H1-93c].

Beide Generatoren sind in der Lage, die Messungen der Strukturfunktion F_2 und die Jetwirkungsquerschnitte außerhalb der Vorwärtsregion ($\theta_j > 20°$) zu beschreiben [H1-95a, H1-95b]. Daß trotzdem noch Unterschiede zwischen den experimentellen Daten und den Vorhersagen der Monte–Carlo–Generatoren bestehen, zeigt die Verteilung der Anzahl der Cluster im Flüssig–Argon– und Rückwärtskalorimeter pro Ereignis für tiefinelastische Streuung bei kleinem Q^2 in Abbildung 7.1. Weder LEPTO noch ARIADNE geben die Daten exakt wieder.

Wenn nicht anders vermerkt, sind die Verteilungen auf die Anzahl der Ereignisse normiert. Die Luminosität der simulierten Ereignisse entspricht für das CDM–Modell dem $2,2$–fachen, für das MEPS–Modell dem $3,3$–fachen der Luminosität der Daten. Die eingezeichneten Fehlerbalken der Daten stellen den statistischen Fehler dar.

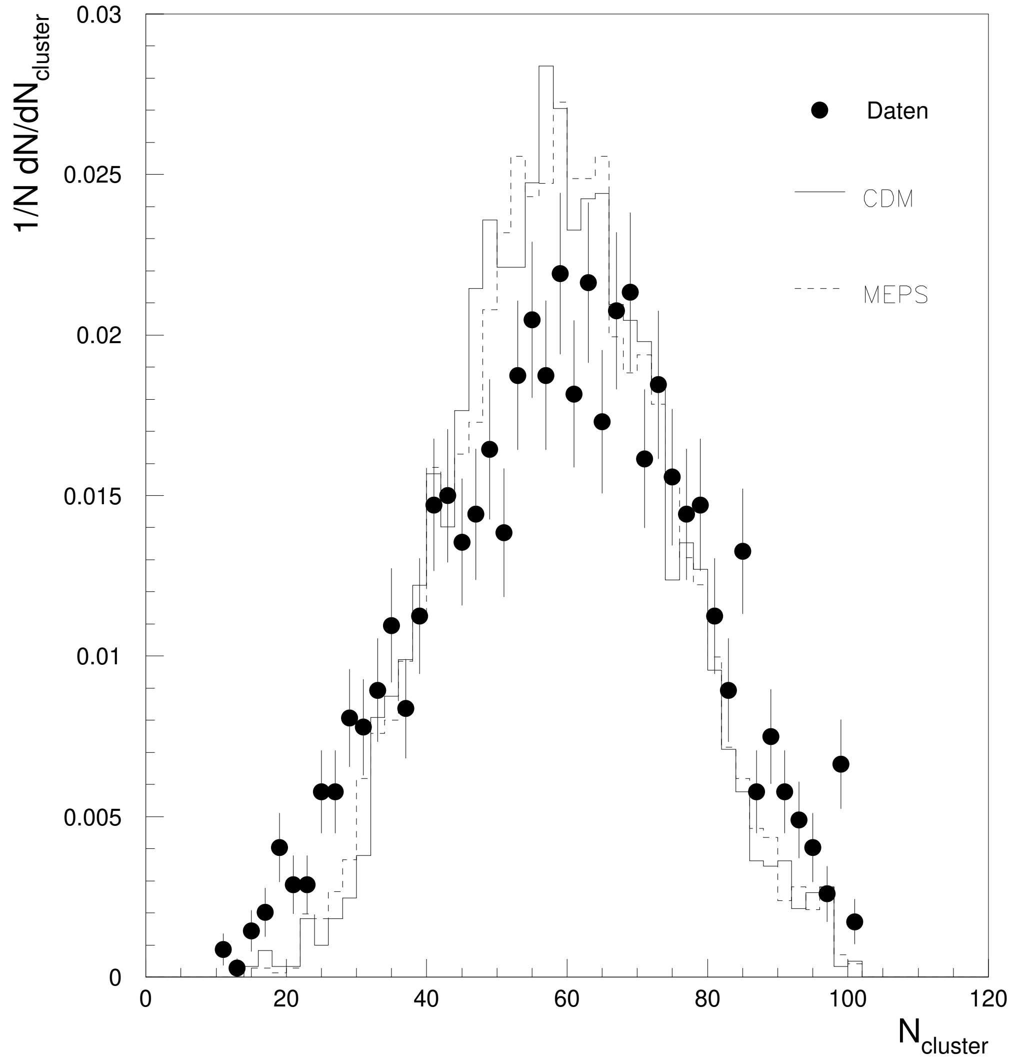


Abb. 7.1: *Die Anzahl der Cluster pro Ereignis im Flüssig–Argon– und Rückwärtskalorimeter für tiefinelastische Streuung bei kleinem Q^2. Das Elektron wird mit einer Mindestenergie von 14 GeV im Rückwärtskalorimeter nachgewiesen.*

7.2 Der Energiefluß in der Vorwärtsregion

In Abschnitt 2.3 ist die inklusive Messung der Partonkaskade über den Energiefluß in der Vorwärtsregion erläutert worden. In Abbildung 7.2 ist der transversale Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem für neun verschiedene Regionen in x_B und Q^2 dargestellt [H1-95f]. Das Verhältnis der Pseudorapidität η im hadronischen Schwerpunktsystem zu dem Polarwinkel θ im Laborsystem hängt von der Kinematik des Prozesses ab. In dem untersuchtem kinematischen Bereich liegt die Vorwärtsregion im hadronischen Schwerpunktsystem im Bereich von etwa -1 bis 0.5 in η.

Die verwendeten Selektionsschnitte sind im einzelnen:

- Die Energie des Elektrons ist größer als 12 GeV.
- Der Polarwinkel θ_e des Elektrons ist kleiner als $173°$.
- Der maximal erlaubte Abstand zwischen dem Schwerpunkt des Elektronclusters und dem nächstgelegenen Treffer in der BPC ist 4 cm.
- Dieser Treffer hat einen maximalen Abstand von 60 cm von der Strahlachse.
- Es gibt kein Vetosignal vom Flugzeitsystem.
- Die Z–Position des Wechselwirkungspunktes befindet sich innerhalb $\pm$ 30 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt.
- Das Ereignis enthält kein kohärentes Rauschsignal und nicht mehr als 100 Cluster.
- Das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes W^2 ist größer als 4400 GeV^2.
- In der Vorwärtsregion ($\theta < 20°$) des Detektors werden mindestens $0,5$ GeV gemessen. Dieser Selektionsschnitt richtet sich gegen diffraktive Ereignisse, bei denen das Proton ein farbloses Objekt abstrahlt, das mit dem Photon vom Elektron wechselwirkt [INGE85, BONI88]. Aufgrund der Farblosigkeit gibt es keinen Farbfluß und damit auch keine Hadronen zwischen dem Proton und dem abgestrahlten Objekt. Dies führt im Detektor zu einem Bereich, beginnend in der Vorwärtsregion, in dem keine Energie deponiert wird. Dieser diffraktive Beitrag ist in keinem der hier besprochenen Monte–Carlo–Generatoren oder analytischen Rechnungen enthalten, und wird daher von der Analyse ausgeschlossen. Näheres zu diesen Ereignissen findet man in [H1-95c].

Während das Colour–Dipol–Modell die Daten gut beschreibt, ist das MEPS–Modell insbesondere bei kleinem x_B dazu nicht in der Lage. Die beobachtete Größenordnung und x_B–Abhängigkeit der mittleren transversalen Energie stimmt mit auf der BFKL–Entwicklung basierenden QCD–Störungsrechnungen überein [H1-95f], wobei für die Abschätzung des Beitrages der Hadronisierung das Colour–Dipol–Modell herangezogen wurde. Obwohl die BFKL–Entwicklung eine natürliche Erklärung der Daten liefert, ist es auch möglich, daß das zur Zeit verwendete Hadronisierungsverfahren unzulänglich ist und verbesserte, auf der DGLAP–Entwicklung basierende Modelle auch in der Lage wären, die beobachteten Daten zu beschreiben.

7.3 Analyse der Jets

Zuerst wird untersucht, inwieweit die Jets, die der Jet–Algorithmus in der Vorwärtsregion findet, mit den Erwartungen und Jets aus anderen Bereichen übereinstimmen. Dazu wird der transversale Energiefluß im und um den Jet als auch das Quadrat des Transversalimpulses relativ zur Jetachse der am Jet beteiligten Cluster untersucht. Danach werden die Verteilungen in einigen Jetgrößen und mögliche Einflüße auf die Jetraten besprochen. Die abschließende Diskussion der Verteilung der selektierten Ereignisse in den kinematischen Variablen leitet zur Bestimmung des Jetwirkungsquerschnittes über.

7.3.1 Jetprofile

Aufgrund des geforderten Transversalimpulses von mindestens 5 GeV und der Energie von minimal $20,5$ GeV sollte ein Jet als stark lokalisierte Energiedeposition über dem normalen Energiefluß in der Vorwärtsregion deutlich sichtbar sein. In Abbildung 7.3 ist der transversale Energiefluß um die Jetachse in Abhängigkeit von der Pseudorapidität $\Delta\eta$ und dem Azimutwinkel $\Delta\varphi$ aufgetragen.

Die Profile der Jets heben sich deutlich vom normalen Energiefluß in der Vorwärtsregion ab. Das Colour–Dipol–Modell beschreibt den Energiefluß des Jets sehr gut, während das MEPS–Modell direkt an der Jetachse zuviel transversale Energie vorhersagt. Interessant ist auch die Beschreibung des Energieflußes für $\Delta\varphi$ gegen $\pm\pi$. Dort zeigt sich, daß die transversale Energiedeposition außerhalb des Jets von beiden Modellen beschrieben wird, die beobachteten Differenzen im transversalen Energiefluß (Abbildung 7.2) treten nicht auf. Ein Grund dafür kann die Forderung eines energiereichen Jets in der Vorwärtsregion sein, der natürlich aufgrund der Partonkaskaden und des Farbflusses das gesamte transversale Energiespektrum in der Vorwärtsregion beeinflußt.

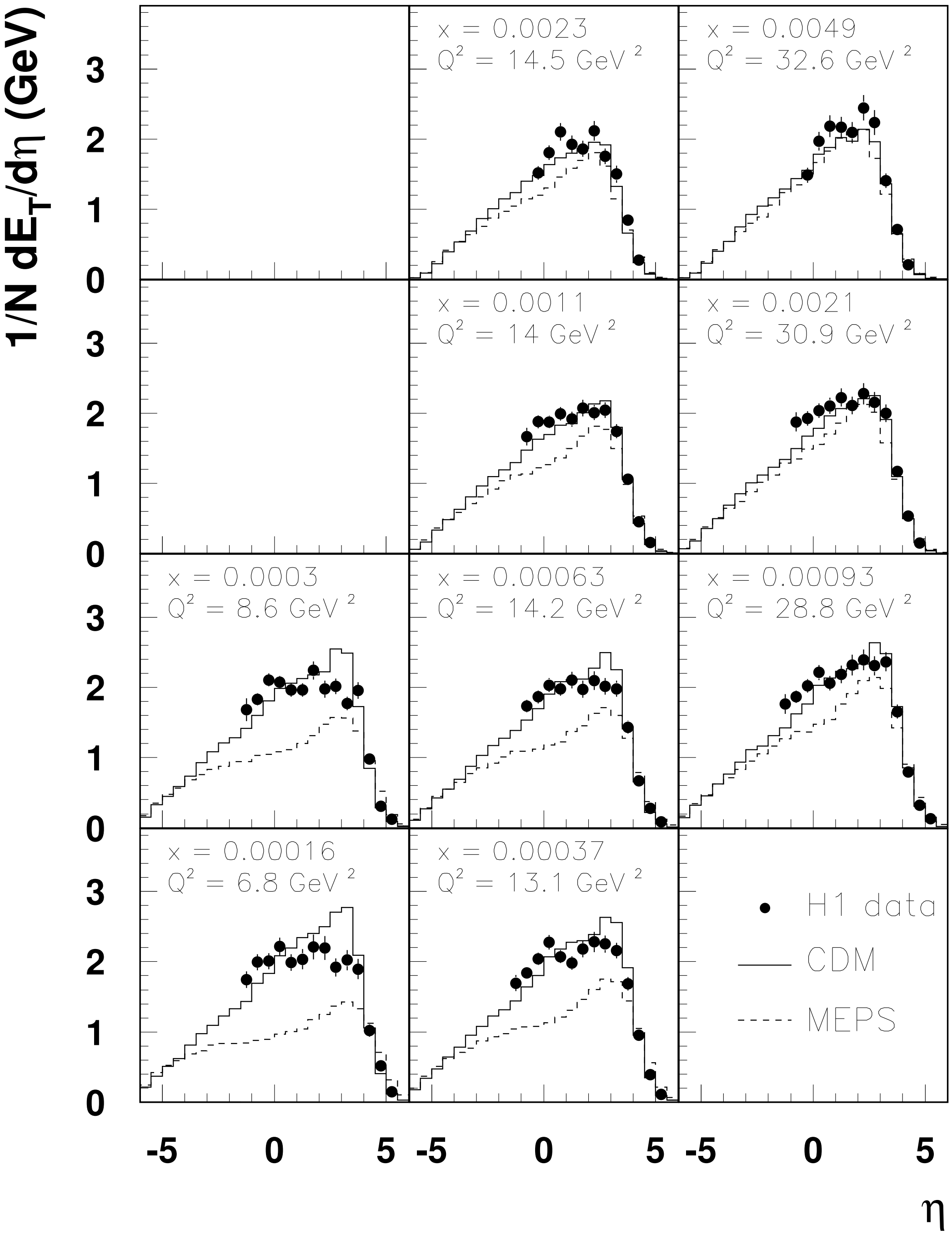


Abb. 7.2: *Der transversale Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η. Die Richtung des Protonrestes geht nach links. Die Daten sind für neun verschiedene Regionen in x_B und Q^2aufgetragen. Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert, die eingezeichneten Fehler zeigen nur den statistischen Fehler an. Aus [H1-95f]*

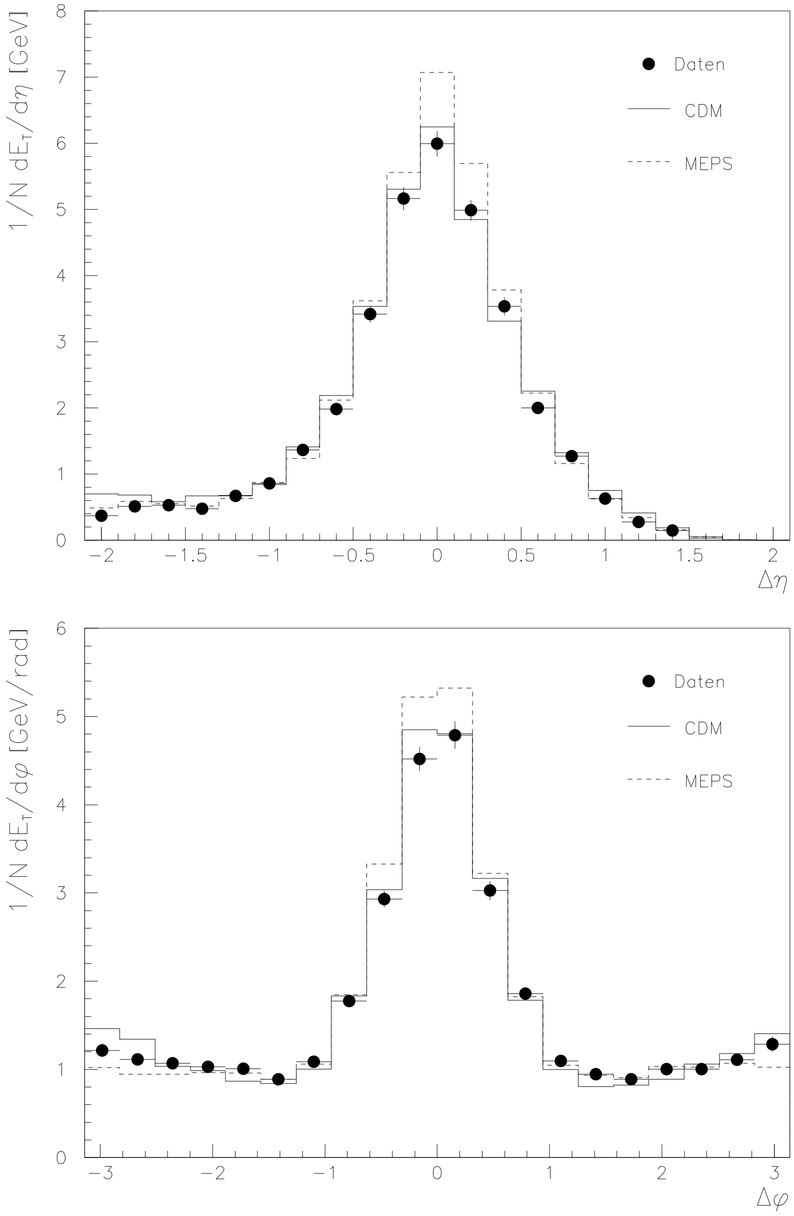


Abb. 7.3: *Transversaler Energiefluß um die Jetachse von den in Kapitel 5 selektierten Jets in Abhängigkeit von a) der Pseudorapidität $\Delta\eta$ und b) dem Azimutwinkel $\Delta\varphi$. Auf der x–Achse ist der Abstand in der jeweiligen Größe zur Jetachse aufgetragen. Die eingetragenen Ereignisse erfüllen die Selektionsschnitte von Kapitel 4 und 5 und weisen nur einen Jet in der Vorwärtsregion auf. Die eingetragene Energie stammt aus einem Band mit der Breite des Jets entlang der aufgetragenen Größe in der η–φ–Ebene.*

Bei dem Studium von Jets in der Vorwärtsregion für Photoproduktionsereignisse hat sich gezeigt, daß der transversale Energiefluß außerhalb der Jets generell unterschätzt wird und daher für den Vergleich mit den Monte–Carlo–Modellen bis zu $2,3\ GeV$ transversale Energie vom Jet abgezogen werden [H1-95d]. Dieser Effekt ist bei der tiefinelastischen Streuung nicht zu beobachten. Dadurch ist es eher wahrscheinlich, daß die Physik in der Photoproduktion nicht richtig durch die dort verwendeten Monte–Carlo–Modelle beschrieben wird, während ein unverstandener Detektoreffekt, der generell zu einem höheren transversalen Energiefluß führt, unwahrscheinlich ist.

Mit den Profilen der Jets läßt sich studieren, ob die Akzeptanz für Jets bei kleinen Winkeln von 6° bis 8°, aufgrund der geometrischen Kalorimeterakzeptanz ein problematischer Bereich, auch von den simulierten Ereignissen richtig beschrieben wird. In Abbildung 7.4 sind die gleichen Verteilungen wie in Abbildung 7.3 gezeigt, allerdings nur für Jets mit $6^\circ < \theta_j < 8^\circ$. Die Verteilung in $\Delta\eta$ zeigt zu positiven Werten hin einen steilen Abfall, der durch die Akzeptanz des Flüssig–Argon–Kalorimeters verursacht wird. Bei einem Winkel des Jets von 6° würden im Laborsystem Cluster bis zu $2,2^\circ$ innerhalb des Konus liegen, allerdings endet das Kalorimeter und auch das Gitter des Jet–Algorithmus schon bei $4,4^\circ$. Bei kleineren Jetwinkeln können also Teile des Jets außerhalb des Akzeptanzbereiches liegen, wie auch das obere Jetprofil von Abbildung 7.4 zeigt. Da die simulierten Ereignisse im Rahmen der Fehler das gleiche Verhalten zeigen, wird die Akzeptanz insoweit richtig beschrieben.

In Abbildung 7.5 ist die Verteilung des Quadrates des Transversalimpulses der zum Jet gehörenden Cluster relativ zur Jetachse gezeigt. Ausgehend von großem P_T^2 bis hinab zu $1\ GeV^2$ zeigt die Verteilung ein exponentielles Verhalten, um dann zu kleineren Werten hin stärker anzusteigen. Dieses Verhalten ist auch bei Jets der Proton–Proton–Streuung [BREA84] und der Elektron–Elektron–Streuung [ALTH83] zu beobachten, insofern entsprechen die in dieser Arbeit untersuchten Jets den bei anderen Experiementen analysiertem Jets [GEIS90]. Auch die beiden Monte–Carlo–Modelle reproduzieren die gleiche Verteilung und geben sehr gut die Verteilung in den Daten wieder.

7.3.2 Eigenschaften von Jets

In den Abbildungen 7.6, 7.7, 7.8 und 7.9 sind die Verteilungen der Jet–Größen Energie E_j, Polarwinkel θ_j, Azimutwinkel φ_j und Transversalimpuls $P_{T,j}$ getrennt für die beiden Regionen in x_B dargestellt.

Der Vergleich der Jetenergien in den Daten mit denen der Monte–Carlo–Modelle (Abbildung 7.6) zeigt, daß das MEPS–Modell im Mittel energiereichere Jets als in den Daten

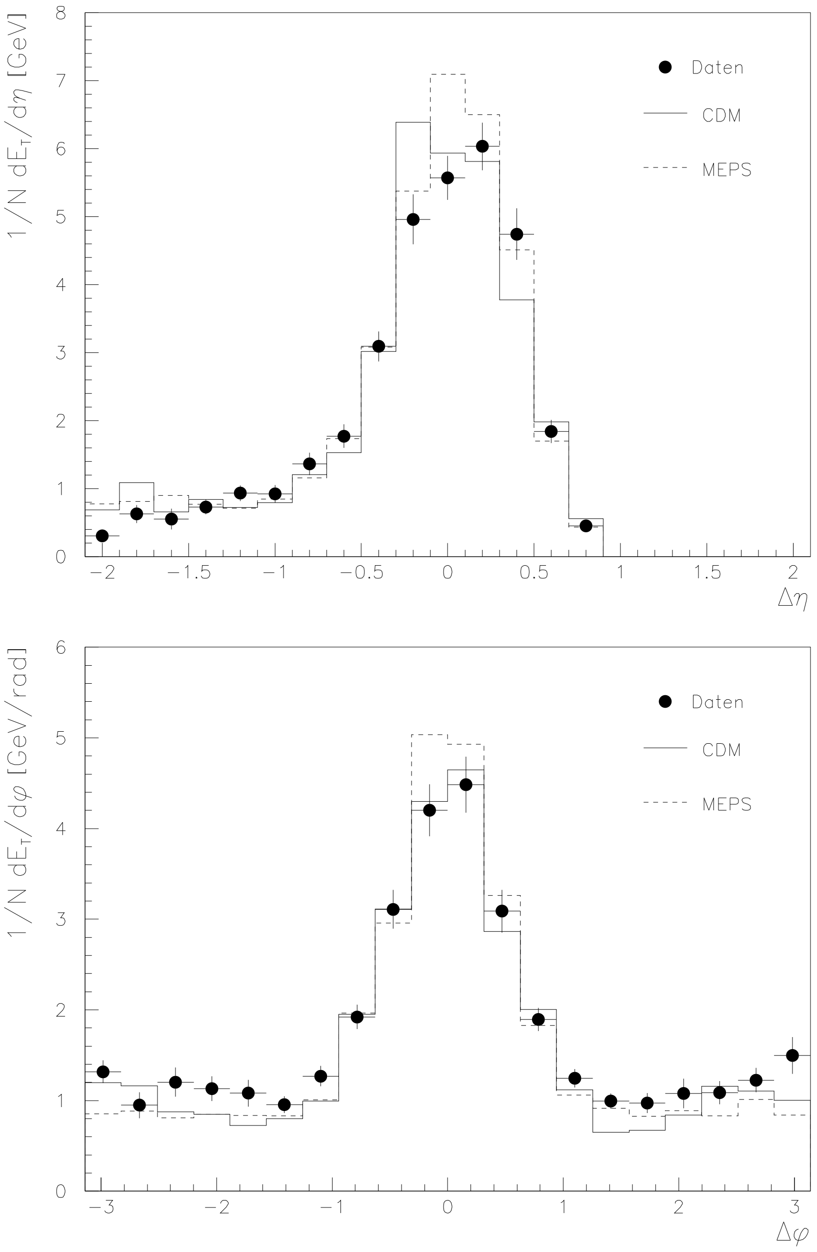


Abb. 7.4: *Transversaler Energiefluß um den Jet in Abhängigkeit von a) der Pseudorapidität η und b) dem Azimutwinkel φ für Jets mit einem Winkel θ_j zwischen 6° und 8°. Ansonsten gilt das Gleiche wie in Abbildung 7.3*

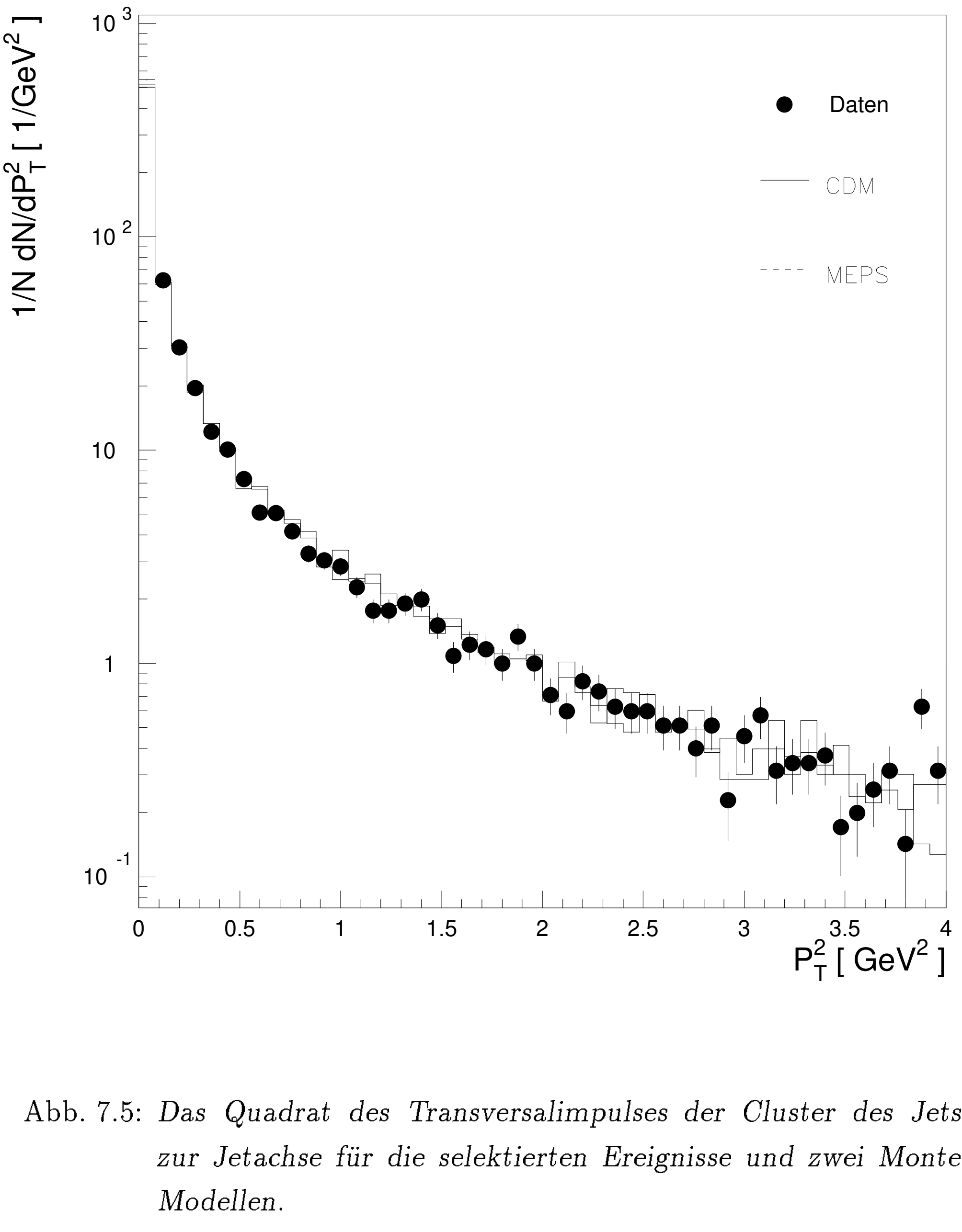


Abb. 7.5: *Das Quadrat des Transversalimpulses der Cluster des Jets relativ zur Jetachse für die selektierten Ereignisse und zwei Monte–Carlo–Modellen.*

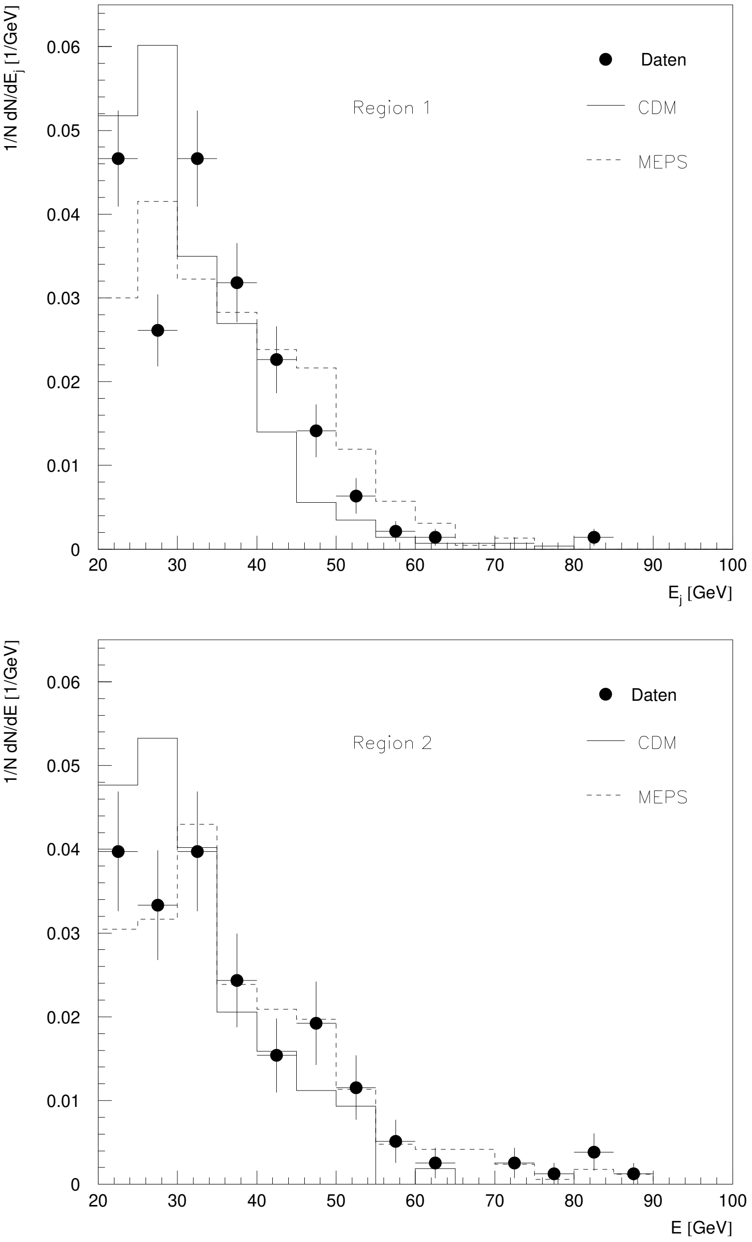


Abb. 7.6: *Die Energie E_j der Jets. Die obere Verteilung enthält die Ereignisse der Region 1 ($2 \cdot 10^{-4} < x_B < 1 \cdot 10^{-3}$), die untere diejenigen der Region 2 ($1 \cdot 10^{-3} < x_B < 2 \cdot 10^{-3}$).*

vorkommend erzeugt, während die Jets des CDM–Modells durchschnittlich zuwenig Energie aufweisen. Diese Beobachtung trifft für beide Regionen in x_B zu, wobei sie in Region 1 besonders deutlich wird. Die Daten liegen zwischen den Vorhersagen beider Modelle. Dies hat unter anderem zur Folge, daß das Verhältnis der Jetraten in den beiden Regionen von der geforderten Mindestenergie für die Jets abhängt. Dieser Einfluß wird im Abschnitt 7.3.3.1 diskutiert.

Die Verteilung der Daten im Polarwinkel des Jets (Abbildung 7.7) wird von beiden Monte–Carlo–Modellen beschrieben bis auf den Winkelbereich von $6° - 8°$, wo es besonders in Region 1 größere Abweichung zwischen dem Monte–Carlo–Generatoren und den Daten gibt. Vom Winkel 20° bis hin zu 8° steigt die Verteilung linear an, um dann abzubrechen und zu 6° hin sehr steil abzufallen. Die Veränderung bei 8° wird durch die Akzeptanz in η des Flüssig–Argon–Kalorimeters verursacht. Allerdings hat die Größe des Abfalls noch andere Ursachen. Indiz dafür ist das sehr unterschiedliche Verhalten der beiden Monte–Carlo–Modelle, obwohl bei beiden das Detektorverhalten mit dem gleichen Programm simuliert worden ist. Ein Grund dafür könnte unterschiedliche Verteilungen von Hadronen in Energie und Polarwinkel sein.

Die bei kleinen Winkel sichtbaren Akzeptanzprobleme werden bei der Bestimmung des systematischen Fehlers des Wirkungsquerschnittes mitberücksichtigt.

Die Verteilung in φ_j (Abbildung 7.8) ist im Rahmen des statistischen Fehlers flach, wie es von der Theorie aus erwartet wird, da keine Richtung in φ ausgezeichnet ist.

Die Verteilung der Transversalimpulse (Abbildung 7.9) fällt ausgehend vom Wert des Selektionsschnittes von 5 GeV steil ab, wobei die Verteilung für Ereignisse in der Region 1 schneller abfällt als in Region 2. Dies ist die Ursache für die unterschiedlichen Veränderung in den Jetraten bei Variation der hadronischen Energieskala (Abschnitt 5.4.3. Auch diese Verteilung wird nur annähernd von den Monte–Carlo–Modellen beschrieben. Aufgrund der Korrelation zwischen Energie und Transversalimpuls zeigen sich die gleichen Differenzen zwischen Daten und simulierten Ereignisse wie bei der Energie des Jets, das MEPS-Modell erzeugt im Mittel Jets mit einem höheren und das CDM–Modell Jets mit einem niedrigeren Transversalimpuls als in den Daten.

7.3.3 Einflüsse auf die Jetraten

7.3.3.1 Höhe der Schnittenergie

Wie in dem vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, wird die Verteilung der Jetenergien nicht von den Monte–Carlo–Generatoren beschrieben. Daher ist zu erwarten, daß das Verhältnis der Anzahl der Jets zwischen beiden Regionen vom Schnittwert für die minimale

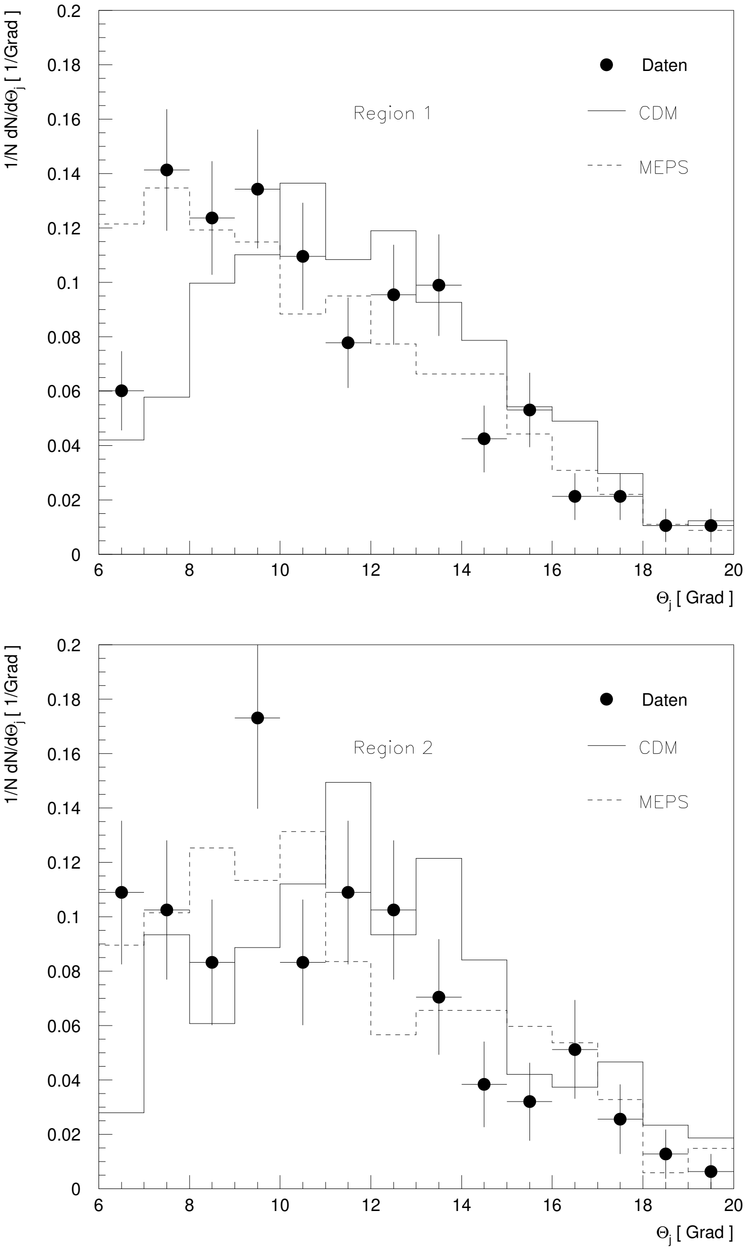


Abb. 7.7: *Der Polarwinkel* θ_j *der Jets. Die obere Verteilung enthält die Ereignisse der Region 1* ($2 \cdot 10^{-4} < x_B < 1 \cdot 10^{-3}$)*, die untere diejenigen der Region 2* ($1 \cdot 10^{-3} < x_B < 2 \cdot 10^{-3}$).

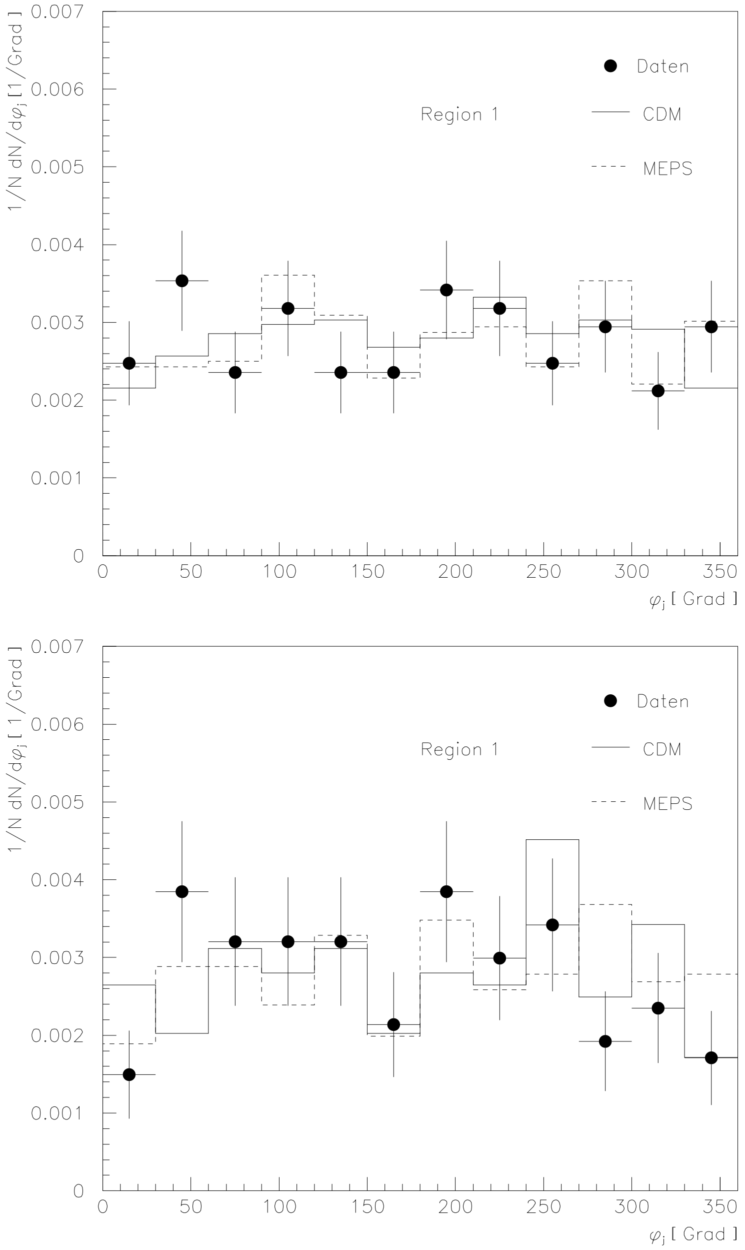


Abb. 7.8: *Der Azimutwinkel* φ_j *der Jets. Die obere Verteilung enthält die Ereignisse der Region 1* ($2 \cdot 10^{-4} < x_B < 1 \cdot 10^{-3}$)*, die untere diejenigen der Region 2* ($1 \cdot 10^{-3} < x_B < 2 \cdot 10^{-3}$)*.*

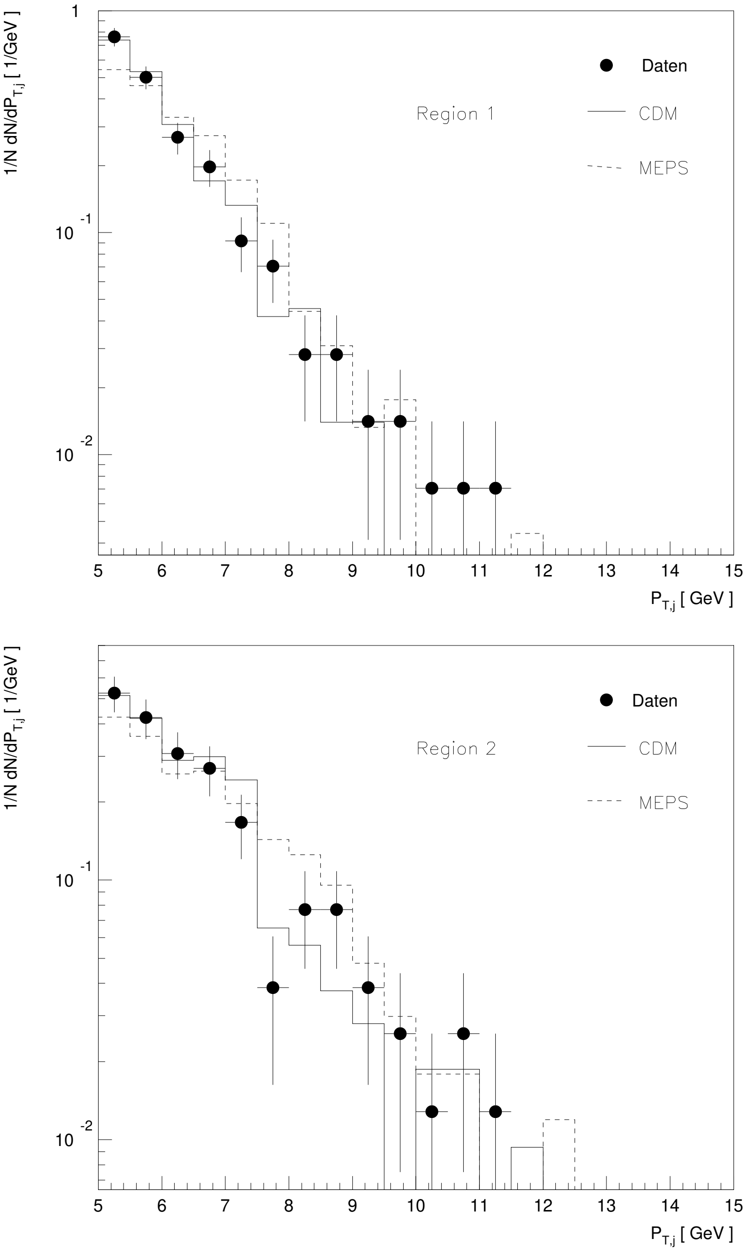


Abb. 7.9: *Der Transversalimpuls $P_{T,j}$ der Jets normiert auf die Anzahl der Ereignisse. Die obere Verteilung enthält die Ereignisse der Region 1 ($2 \cdot 10^{-4} < x_B < 1 \cdot 10^{-3}$), die untere diejenigen der Region 2 ($1 \cdot 10^{-3} < x_B < 2 \cdot 10^{-3}$).*

Jetenergie abhängig ist. Diese Abhängigkeit der Jetraten von der geforderten Mindestjetenergie ist in Abbildung 7.10 dargestellt. Die beiden oberen Diagramme geben die Anzahl der gefundenen Jets für beide Regionen getrennt wieder. Bei dem Vergleich mit den Monte–Carlo–Modellen ist zu beachten, daß die Daten insbesondere in der Region 1 noch Untergrundbeiträge enthalten (siehe Tabelle 6.2), da eine genauere Abschätzung bei hohen Schnittenergien aufgrund der zur Verfügung stehenden Statistik nicht möglich ist. Untersuchungen des Untergrundbeitrages bei einer Schnittenergie von 41 GeV haben allerdings gezeigt, daß innerhalb des statistischen Fehlers der Untergrundanteil an den Daten in der gleichen Größenordnung wie bei der Schnittenergie von $20,5$ GeV liegt. Der Einfluß der Untergrundbeiträge auf die beobachtete Abhängigkeit der Anzahl der Ereignisse von der Schnittenergie sollte daher eher klein sein. Dies wird auch durch die in Abschnitt 7.3.3.3 besprochenen Verteilungen bestätigt.

Die Zahlen der Monte–Carlo–Modelle sind auf die Luminosität der Daten normiert. Die Verteilungen fallen steil ab, wie es aufgrund der Verteilung in der Jetenergie zu erwarten war. Auffallend ist, daß das CDM–Modell die Steigung in beiden Regionen gut wiedergibt, während das MEPS–Modell insbesondere in Region 1 dazu nicht in der Lage ist. Die eingezeichneten Fehler sind rein statistischer Natur, die systematischen Fehler sind größer.

Das in dem unteren Diagramm abgebildete Verhältnis der Ereigniszahl in den beiden Regionen zeigt für den Schnitt in der Jetenergie ein konstantes Verhältnis sowohl in den Daten als auch für beide Monte–Carlo–Modelle bis etwa 35 GeV. Das Verhältnis zwischen beiden Regionen ist also bei der verwendeten Schnittgrenze von $20,5$ GeV unempfindlich gegenüber Variationen in diesem Schnitt. Dies ist für den Vergleich des differentiellen Jet–Wirkungsquerschnittes mit den Monte–Carlo–Vorhersagen wichtig. Erst bei etwa 35 GeV verändert sich das Verhältnis, denn bei diesem Wert treten auch in der Verteilung der Jetenergie (Abbildung 7.6) größere Unterschiede zwischen den Daten und den Monte–Carlo–Modellen auf.

7.3.3.2 Energiegewichtung

Der nächste Punkt betrifft den Einfluß der Energiegewichtung der hadronischen Cluster auf die Jetraten. Wie in Abschnitt 3.2.3.3 ausgeführt, werden die Cluster erst auf die Energieskala von Elektronen kalibriert, um dann in Abhängigkeit von der Energiedichteverteilung die Cluster auf die hadronische Energieskala umzuwichten. Eine offene Frage ist, ob es durch das Wichten zu nichtlinearen Veränderungen zwischen der Jetenergie auf der elektromagnetischen Energieskala und der hadronischen Energieskala kommt. Nach den Ausführungen in Abschnitt 3.2.3.3 wird erwartet, daß die rekonstruierte Energie von hadronischen Schauern auf der elektromagnetischen Skala im Mittel etwa 30% zu klein ist. Um diese Verluste näherungsweise auszugleichen, ist in Abbildung 7.11 die Jetenergie auf der elektromagnetischen Skala, aufgetragen gegen die Jetenergie auf der hadronischen Energieskala, mit einem Faktor $1,5$ skaliert zu sehen. Bis auf vereinzelte Ausnahmen ist ein linearer Zusammenhang zwischen der Jetenergie auf beiden Energieskalen erkennbar, wobei die hadronische Energie und die mit dem Faktor $1,5$ skalierte Energie der elektromagnetischen Energieskala im Mittel gleich sind. Das Gewichten verhält sich somit wie erwartet und fügt den Jets auf der hadronischen Energieskala im Mittel keine Nichtlinearitäten zu.

7.3.3.3 Untergrundbeiträge

Wie in Kapitel 6 besprochen wurde, gibt es einen nicht vernachlässigbaren Untergrundbeitrag zu den Daten. Dessen Vorhandensein wird aus der folgenden Verteilung deutlich. Bestimmte Anteile der Untergrundbeiträge zeichnen sich dadurch aus, daß neben dem Jet in der Vorwärtsregion das Elektronsignal im Rückwärtskalorimeter das einzige Objekt im Detektor ist. Ein Beispiel für solch einen Beitrag sind die Ereignisse mit Strahlungskorrekturen, wo der Jet des gestreuten Quarks in der Vorwärtsregion liegt (siehe Kapitel 6). Daher müssen sich beide Objekte im Transversalimpuls genau balancieren. Dies bedeutet insbesondere, daß die beiden Objekte im Azimutwinkel genau entgegengesetzt liegen müssen, also einen Abstand von 180° in φ haben. Wenn noch andere Objekte vorhanden sind, wie etwa durch den Jet des gestreuten Quarks bei den Ereignissen mit einem zusätzlichen Jet in der Vorwärtsregion, ist diese eindeutige Korrelation nicht mehr so stark gegeben.

In Abbildung 7.12 ist diese Verteilung oben für alle Jets und unten nur für Jets mit einer Energie größer als 41 *GeV* dargestellt. In der oberen Darstellung ist bei 180° ein zusätzlicher Beitrag erkennbar, allerdings nicht sehr signifikant, die Abweichung von den Vorhersagen der Monte–Carlo–Modelle beträgt weniger zwei Standardabweichungen des statistischen Fehlers der Meßdaten. In der unteren Verteilung von Abbildung 7.12 ist zwar auch ein Maximum bei 180° vorhanden, es wird aber von den Monte–Carlo–Modellen im Rahmen des statistischen Fehlers beschrieben.

Dieses Verhalten ist ein Indiz dafür, daß der Untergrundbeitrag von Prozessen, wo der Jet in der Vorwärtsregion das Elektronsignal im Transversalimpuls ausbalanciert, wie etwa Strahlungskorrekturen, bei höheren Jet–Energie eher weniger zum Signal beitragen als bei niedrigeren Jet–Energien. Die wünschenwerte Erhöhung der geforderten Mindestenergie von Jets bei höherer Statistik der Daten könnte gleichzeitig auch zu einer Verringerung des Untergrundbeitrages führen.

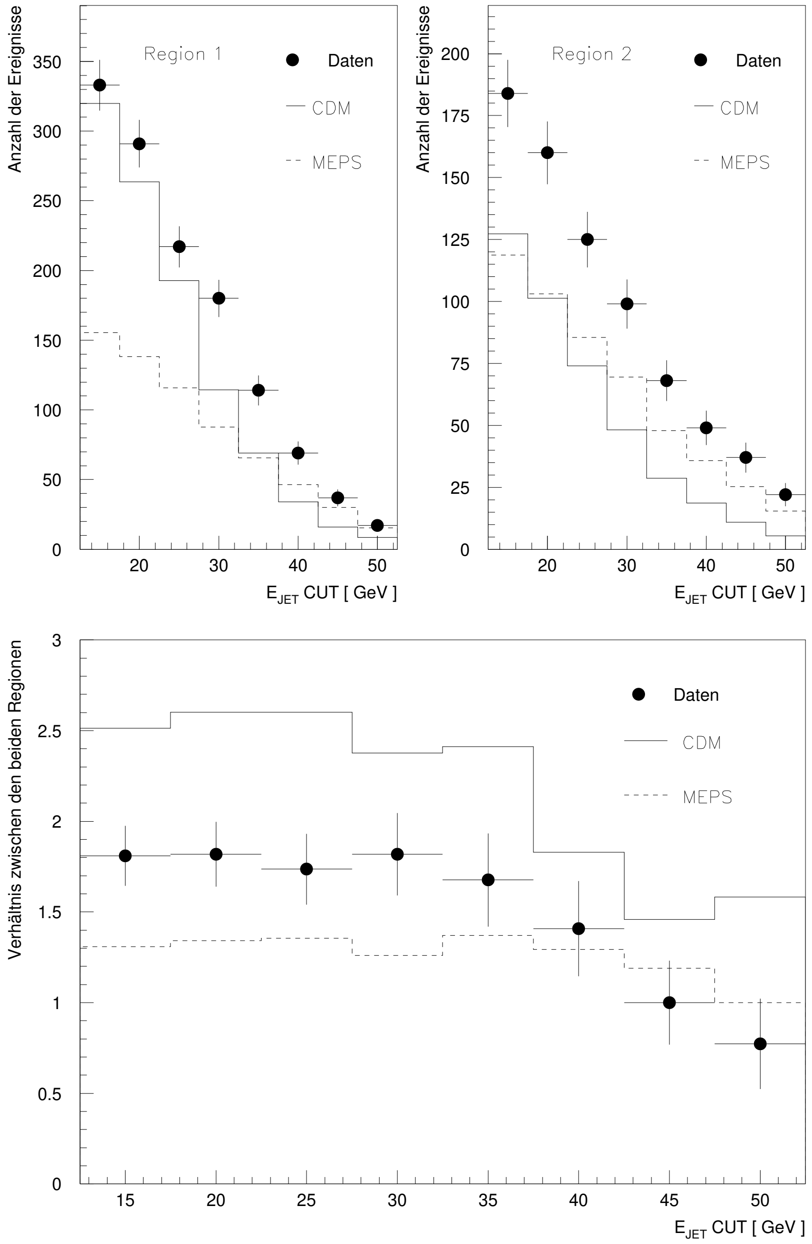


Abb. 7.10: *In den beiden oberen Abbildungen ist die Anzahl der gefundenen Jets in Abhängigkeit von der geforderten minimalen Jetenergie aufgetragen. Die untere Abbildung zeigt das Verhältnis zwischen den Ereignisse in Region 1 zu Region 2. Die Daten sind nicht auf die zusätzlichen Untergrundbeiträge korrigiert. Die Einträge der beiden Monte–Carlo–Modelle sind auf die Luminosität der Daten normiert.*

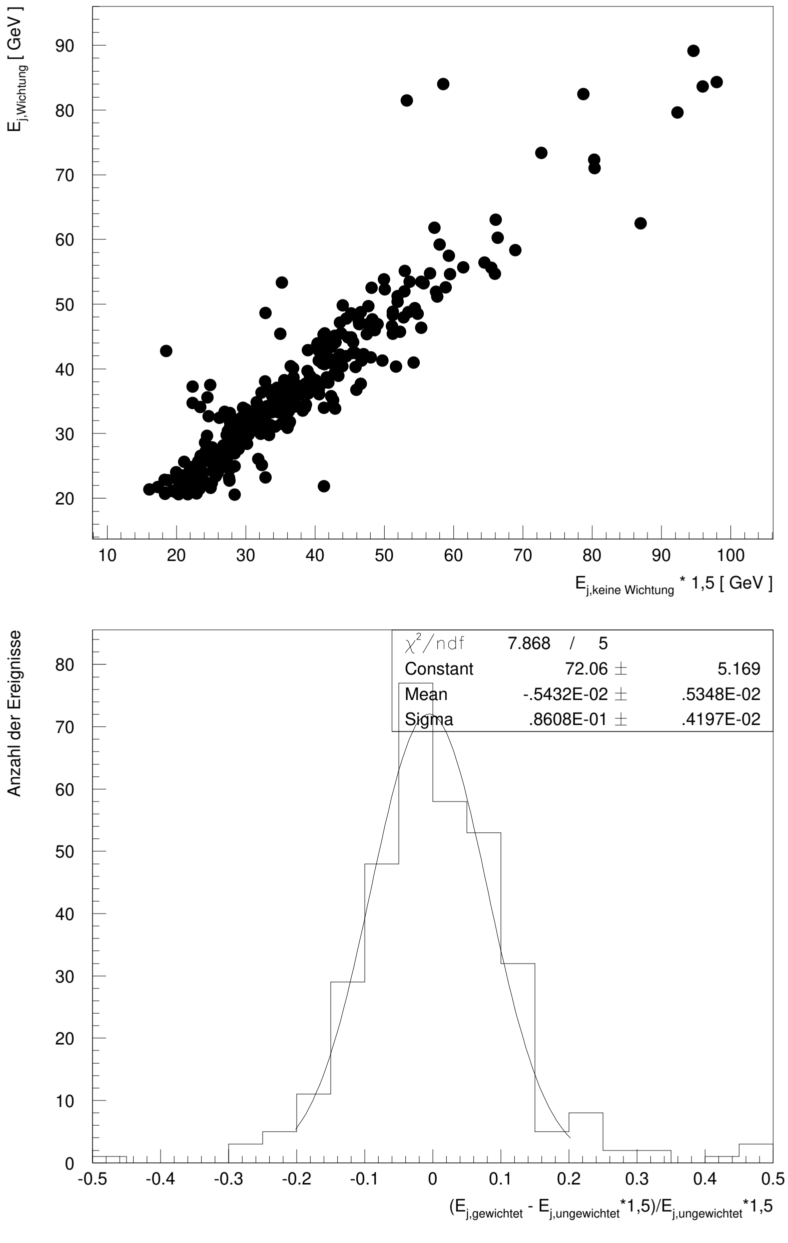


Abb. 7.11: *In der oberen Abbildung ist die Energie der Jets auf der hadronischen Energieskala (y–Achse) gegen die mit den Faktor 1,5 skalierten Energie der Jets auf der elektromagnetischen Energieskala (x–Achse) aufgetragen. Die untere Verteilung gibt die relative Differenz zwischen diesen beiden Energien wieder.*

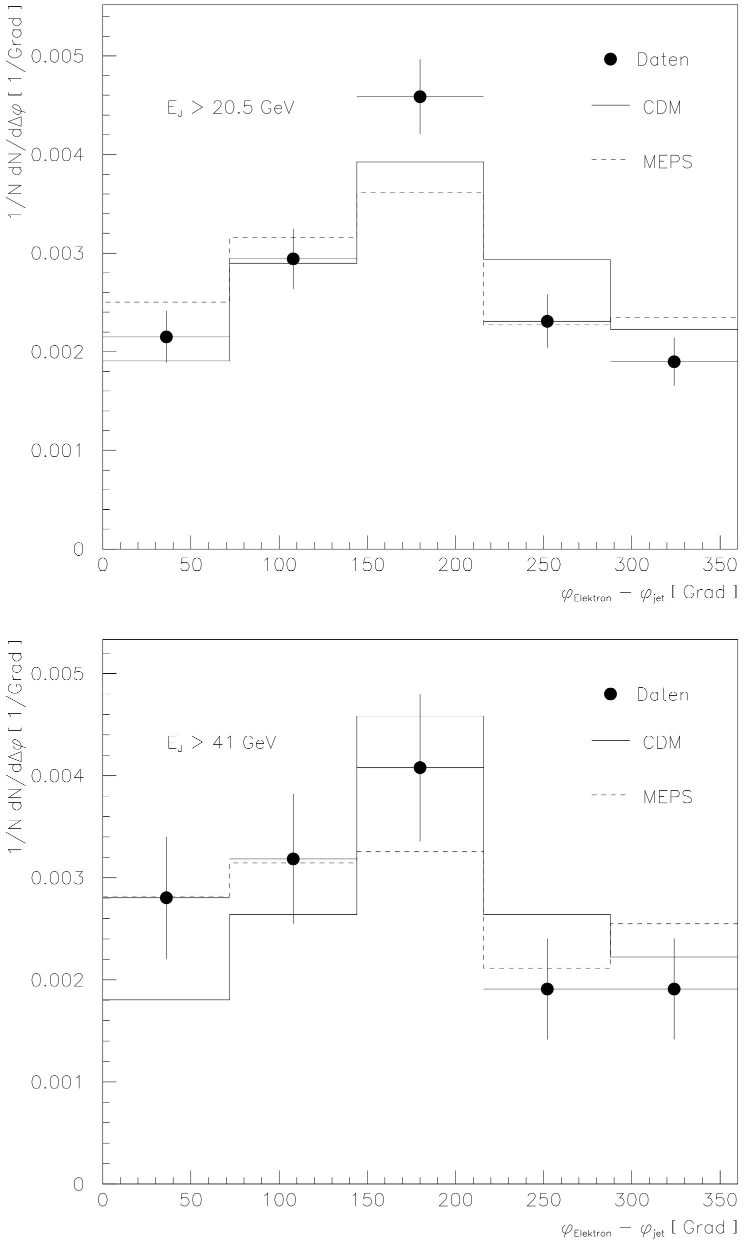


Abb. 7.12: *Aufgetragen ist die Differenz in* φ *zwischen dem Jet und dem Elektron. In der oberen Verteilung sind alle Jets eingetragen, in der unteren nur Jets mit einer Energie größer als* 41 *GeV.*

7.3.4 Kinematische Eigenschaften der Jets

Die folgenden Verteilungen befassen sich mit den kinematischen Variablen der selektierten Ereignisse. Bei den Daten ist zu beachten, daß sie wie in den vorherigen Verteilungen in diesem Kapitel nicht auf die Detektorakzeptanz und Untergrundbeiträgen korrigiert sind, mit Ausnahme der Verteilung in Abbildung 7.13. Die Detektorakzeptanzunterschiede werden in der untersuchten kinematischen Region hauptsächlich durch die Akzeptanz des BCL2–Triggers (siehe Tabelle 4.1) verursacht. Unterschiede größer als 4% in der Gesamtakzeptanz sind nur für Q^2 kleiner als 10 GeV^2 zu erwarten, und betrifft daher, wie aus Abbildung 7.15 ersichtlich ist, nur einen geringen Teil des Datensatzes.

Der Untergrundanteil zeigt eine Abhängigkeit von x_B wie aus den in Kapitel 6 bestimmten Anteilen (Tabelle 6.2) hervorgeht. Bei den Zahlen ist zu beachten, daß in Region 1 fast doppelt so viele Ereignisse wie in Region 2 enthalten sind, in Region 1 ereicht der Untergrundbeitrag ein Anteil von $\approx$ 18%, in Region 2 liegt er bei $\approx$ 7%. Eine genauere Bestimmung der Abhängigkeit des Untergrundes ist aufgrund der zur Verfügung stehenden Statisik nicht möglich. Die dadurch entstehende Unsicherheit bei dem Vergleich mit den Monte–Carlo–Modellen betrifft insbesondere die Verteilung in x_B die von besonderem Interesse ist, da sich hier die Unterschiede zwischen den einzelnen Beschreibungen der QCD–Entwicklung am ehesten zeigen sollten. In Abbildung 7.13 ist zu einem die x_B Verteilung normiert auf die Luminosität dargestellt, die Daten sind für die über den ganzen kinematischen Bereich gemittelten Detektorakzeptanz korrigiert worden. Die Daten zeigen einen kontinuierlichen, deutlichen Anstieg in der Rate zu kleinem x_B hin. Das CDM–Modell vermag die Daten ungefähr zu beschreiben, während das MEPS–Modell zu kleinem x_B hin immer deutlicher von den Daten abweicht. Aufgrund der Untergrundabhängigkeit ist zu erwarten, daß die Daten ohne einen Untergrundanteils weniger stark zu kleinem x_B ansteigen und insgesamt weniger Ereignisse vorhanden sein würden. Aufgrund der Größenordnung des Untergrundanteils sollten die Daten allerdings trotzdem noch deutlich über der Vorhersage des MEPS–Modells liegen.

Sowohl die Verteilung der Ereignisse in y als auch Q^2 wird von beiden Monte–Carlo–Modellen vorhergesagt, wie aus den Abbildungen 7.14 und 7.15 ersichtlich ist. Nur direkt an der Schnittgrenze von $0,1$ in y stimmen die Daten nicht mehr mit den Vorhersagen der Monte–Carlo–Generatoren überein. In Region 1 beträgt das mittlere $Q^2 \approx 16$ GeV^2, in Region 2 liegt es bei 26 GeV^2. Die meisten Ereignisse sind bei kleinem Q^2, wie es zum Beispiel von der analytischen Berechnung des Jet–Wirkungsquerschnittes (Tabelle 2.2) vorhergesagt wird.

In die analytische Berechnung der Wirkungsquerschnittes geht unter anderem das Verhält-

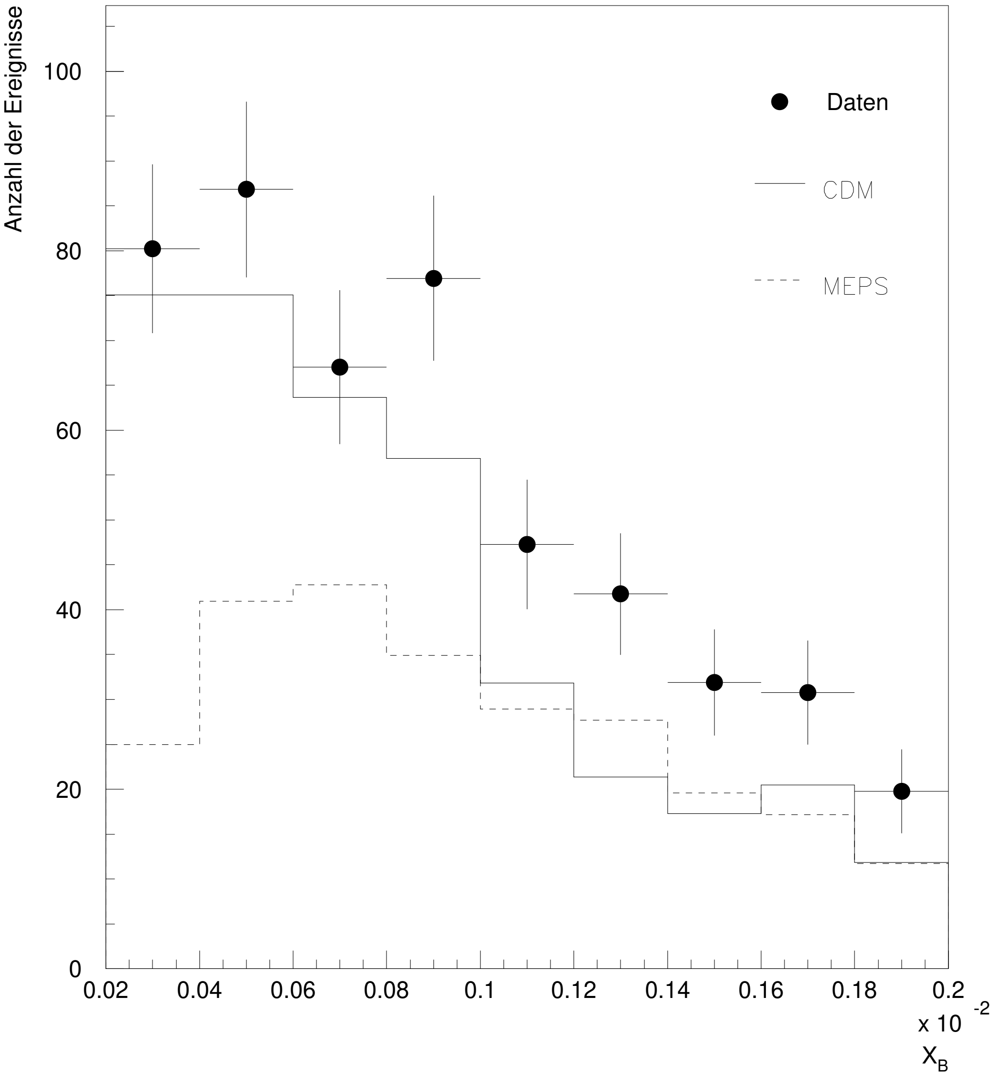


Abb. 7.13: *In der Abbildung ist die Verteilung der Ereignisse in x_B normiert auf die Luminosität der Daten aufgetragen.*

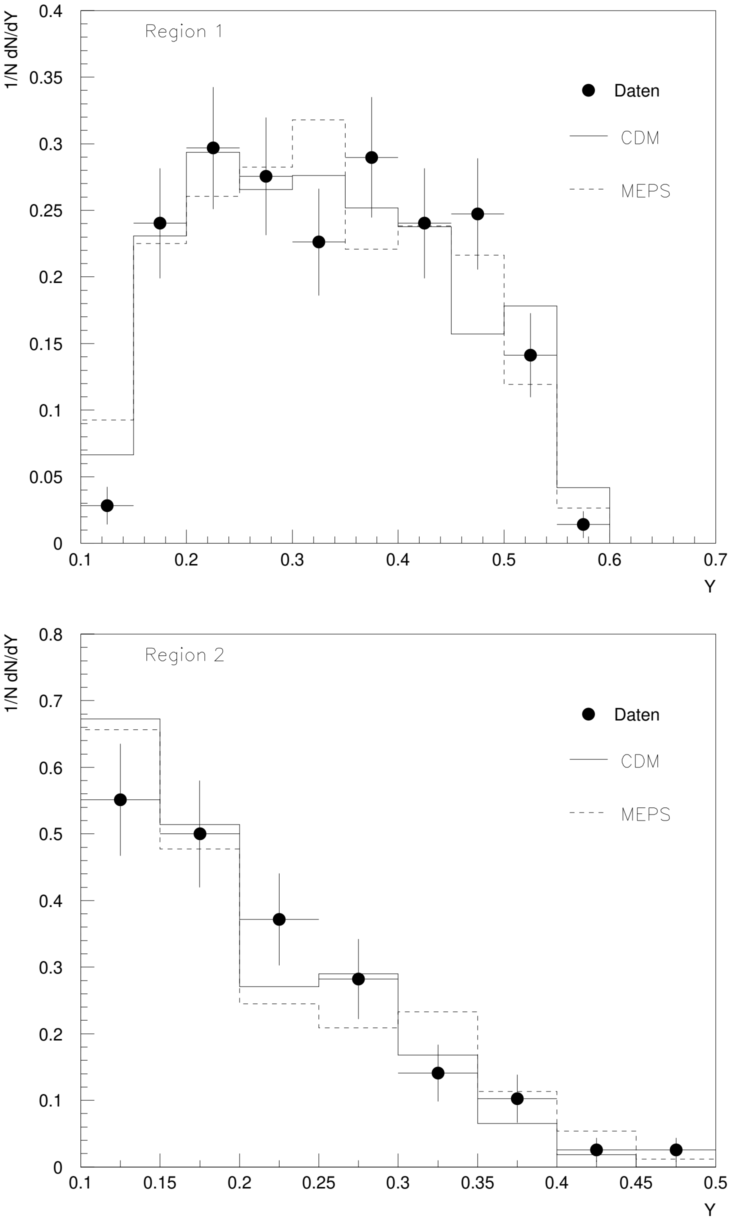


Abb. 7.14: *In den beiden Abbildungen ist die Verteilung der Ereignisse in y aufgetragen, die obere Abbildung enthält die Ereignisse der Region 1, die untere die der Region 2.*

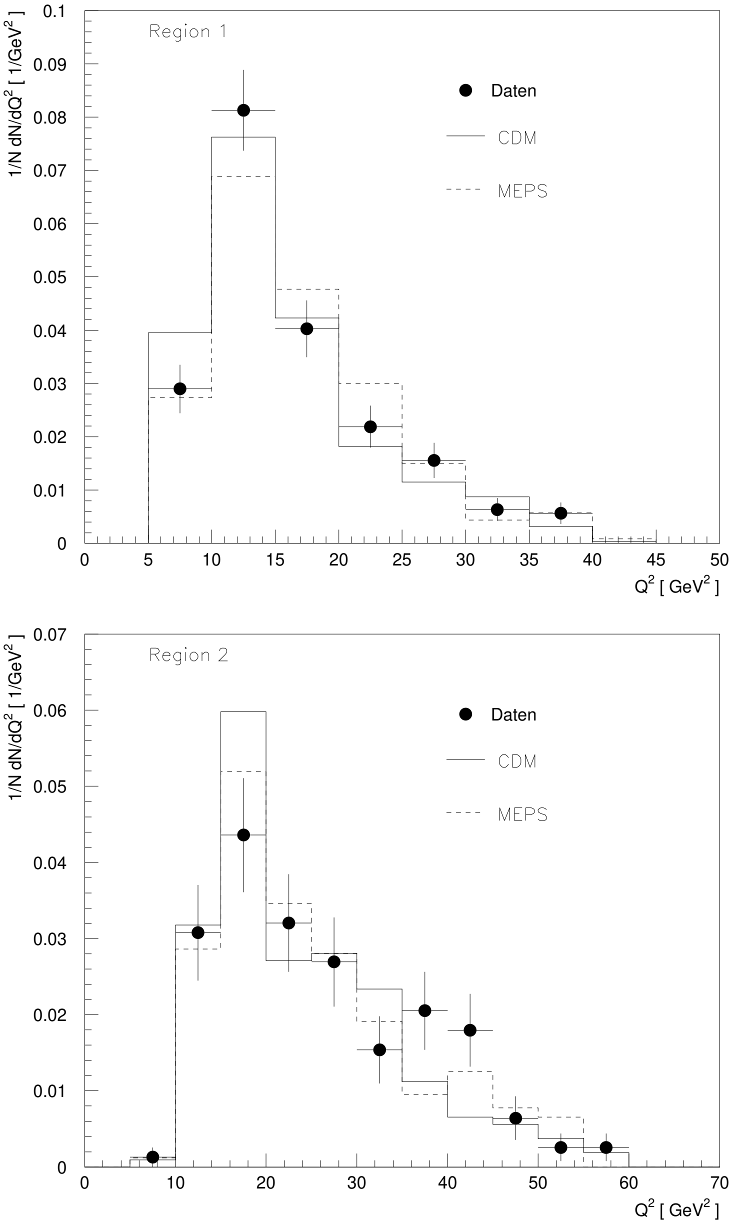


Abb. 7.15: *In den beiden Abbildungen ist die Verteilung der Ereignisse in* Q^2 *aufgetragen, die obere Abbildung enthält die Ereignisse der Region 1, die untere die der Region 2.*

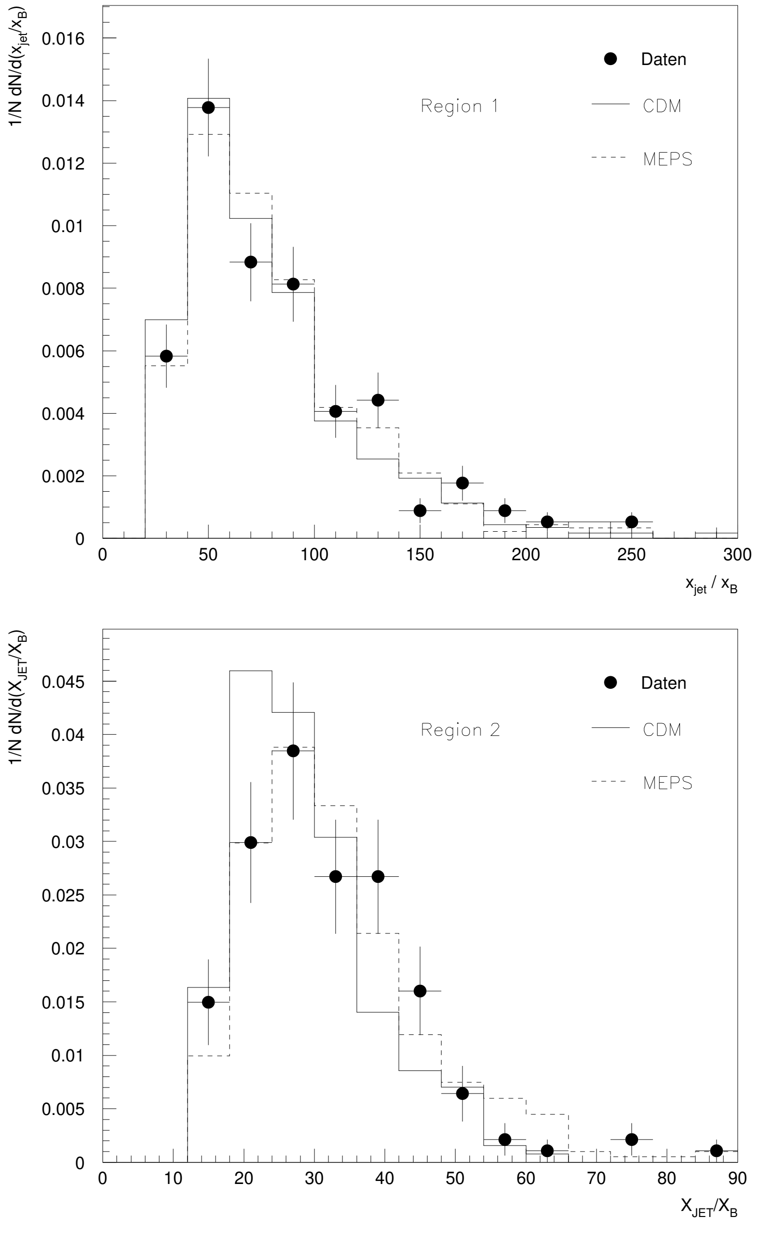


Abb. 7.16: *Das Verhältnis* x_{jet}/x_B *für die Ereignisse.*

nis von x_{jet} zu x_B ein. Die Abbildung 7.16 zeigt die Verteilung dieser Variable für beide Regionen getrennt. Die Verteilung in Region 1 wird von beiden Monte–Carlo–Modellen beschrieben, während in Region 2 Differenzen auftreten, wobei die Differenzen zwischen den Monte–Carlo–Modellen und den Daten im Rahmen des statistischen Fehlers liegen. Für signifikante Aussagen ist die zur Verfügung stehende Statistik zu gering.

7.4 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

Der erste Schritt zur Bestimmung des Jet–Wirkungsquerschnittes betrifft Korrekturen der Daten auf dem Detektor–Niveau, um die Daten direkt mit den simulierten Ereignissen vergleichen zu können. Im zweiten Schritt werden mit Hilfe der Monte–Carlo–Modelle die Ergebnisse auf dem Detektor–Niveau auf das Hadron–Niveau übertragen.

7.4.1 Korrekturen auf der Detektor–Ebene

Der nach den Selektionskriterien von Kapitel 4 und 5 erzeugte Datensatz weist insgesamt 283 Ereignisse in der Region 1 und 156 Ereignisse in Region 2 auf. Diese können noch nicht absolut mit den Vorhersagen der Monte–Carlo–Modelle verglichen werden, da sie eine unterschiedliche Akzeptanz auf dem Detektor–Niveau aufweisen und zusätzlich Untergrundbeiträge enthalten. Dabei ist zu beachten, daß Untergrundbeiträge, die mit den gemessenen Daten ermittelt worden sind, vor der Akzeptanzkorrektur abgezogen werden, da sich ihre Normierung aus der Anzahl der gemessenen Ereignisse ergibt. Untergrundbeiträge, die durch Monte–Carlo–Methoden vorhergesagt werden, beziehen dagegen ihre Normierung aus der Luminosität und dürfen erst nach der Korrektur der Akzeptanzunterschiede zwischen gemessenen und simulierten Ereignissen des Untergrundbeitrages subtrahiert werden.

Dabei muß im Prinzip beachtet werden, daß die Akzeptanzen der Untergrundereignisse sich von derjenigen der gesuchten Ereignisse unterscheiden können, weil die Ereignisse verschiedenen physikalischen Prozessen entstammen. In dieser Analyse wurde nur der Untergrundbeitrag der Photoproduktion durch Simulation bestimmt (Abschnitt 6.2). Der Beitrag zum Signal ist mit weniger als 3% bei einem Fehler von rund 2% klein. Selbst bei einem Akzeptanzunterschied in der Größenordnung von 10% zwischen den gesuchten Ereignissen und den Untergrundbeiträgen der Photoproduktion ist dessen Einfluß auf das korrigierte Signal und dessen Fehler sehr gering, und wird daher im folgenden vernachlässigt.

Die Abfolge der Korrektur der Akzeptanzen und Untergrundbeiträge ist daher wie folgt: Zuerst wird der Beitrag der Strahlungskorrekturen von den gemessenen Ereignissen abgezogen, dann der in Tabelle 4.2 zusammengefaßte Akzeptanzunterschied (Kapitel 4) zwischen Daten und Monte–Carlo–Generatoren korrigiert, und zuletzt die Beiträge der Photoproduktion subtrahiert. Die Tabelle 7.1 zeigt den Ablauf und das Ergebnis dieser Schritte.

	Region 1 $2 \cdot 10^{-4} < x_B < 1 \cdot 10^{-3}$	Region 2 $1 \cdot 10^{-3} < x_B < 2 \cdot 10^{-3}$
Anzahl der gemessenen Ereignisse	283	156
– Strahlungskorrekturen	44	9
Ereignisse ohne Strahlungskor.	239	147
/ Akzeptanzkorrektur	$0,90$	$0,91$
Akzeptanzkorrigierte Ereignisse	266	162
– Beitrag der Photoproduktion	8	2
Voll Korrigierte Ereignisse	258	160

Tab. 7.1: *Korrektur der Daten auf Untergrundbeiträge und Akzeptanzen.*

Der Gesamt–Fehler ist in zwei Typen aufgeteilt, den statistischen und den systematischen Fehler. Der statistische Fehler ergibt sich aus der statistischen Unsicherheit der Anzahl der gefundenen Ereignisse, der systematische Fehler kommt aufgrund möglicher Unsicherheiten bei der Bestimmung von Korrekturgrößen und Selektionskriterien zustande. In der folgenden Tabelle 7.2 sind alle Fehler zusammengetragen, die zum Ergebnis auf dem Detektor–Niveau beitragen. Die Unsicherheiten einiger Größen der Jets auf dem Detektor–Niveau, nämlich Energie, Transversalimpuls und $P_{T,j}^2/Q^2$ werden maßgeblich von der Unsicherheit der hadronischen Energieskala bestimmt, und sind im dort angegeben Fehler enthalten. Der Fehler des Polarwinkels des Jets θ_j ist in Abschnitt 5.4.2 mit 2% bestimmt worden. Allerdings kommt es, wie aus Abbildung 7.7 deutlich wird, bei kleinen Winkeln zu Unterschieden zwischen den Daten und simulierten Ereignissen. Aufgrund dessen wird der systematische Fehler aufgrund des Schnittes im Polarwinkel des Jets mit 5% nach oben hin abgeschätzt.

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers sind die einzelnen Beiträge quadratisch addiert worden. Der Gesamt–Fehler ergibt sich aus der quadratischen Summe des statistischen und systematischen Fehlers. Der dominierende Fehlerbeitrag stammt von der Unsicherheit der hadronischen Energieskala, die übrigen Fehler tragen zusammen nur mit zusätzlichen 2 bis 3 Prozent bei.

	Region 1 $2 \cdot 10^{-4} < x_B < 1 \cdot 10^{-3}$	Region 2 $1 \cdot 10^{-3} < x_B < 2 \cdot 10^{-3}$
statistischer Fehler	$\pm 5,9\%$	$\pm 8,0\%$
Detektorakzeptanz	$\pm 4\%$	$\pm 4\%$
Strahlungskorrekturen	$\pm 6\%$	$\pm 5\%$
Photoproduktion	$\pm 2\%$	$\pm 1\%$
Überlagerungsereignisse	-2%	-2%
Energie des Elektrons	$\pm 1,4\%$	0%
θ des Elektrons	$\pm 1,4\%$	$\pm 1,4\%$
hadronische Energieskala	$+12\% \ -21\%$	$+14\% \ -12\%$
θ des Jets	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$
Luminosität	$+3,6\% \ -4,5\%$	$+3,6\% \ -4,5\%$
systematischer Fehler	$+15\% \ -23\%$	$+17\% \ -15\%$
Gesamt–Fehler	$+16\% \ -24\%$	$+18\% \ -17\%$

Tab. 7.2: *Zusammenfassung der Beiträge zur Fehlerbestimmung der korrigierten Ereignisanzahl auf Detektor–Niveau.*

In Abbildung 7.17 und Tabelle 7.3 ist die Anzahl der Ereignisse beider Regionen für die Daten und die Vorhersagen der beiden Monte–Carlo–Modelle eingetragen. In der Region 1 ($2 \cdot 10^{-4} < x_B < 1 \cdot 10^{-3}$) werden die Daten von der Vorhersage des CDM–Modells sehr gut beschrieben, während die MEPS–Vorhersage etwa zwei Standardabweichungen zu niedrig liegt. In der Region 2 ($1 \cdot 10^{-3} < x_B < 2 \cdot 10^{-3}$) werden die Daten weder vom CDM–Modell noch vom MEPS–Modell beschrieben, die Abweichung beträgt rund zwei Standardabweichungen. Das Verhältnis zwischen den beiden Regionen wird vom MEPS–Modell besser beschrieben als vom CDM–Modell. Keines der beiden Modelle ist damit in der Lage, die Daten in allen Aspekten zu beschreiben.

7.4.2 Der Wirkungsquerschnitt auf dem Hadron–Niveau

Der gesuchte Wirkungsquerschnitt ist ein Jetwirkungsquerschnitt, gibt also multipliziert mit der Luminosität an, wieviele Jets mit den vorgegebenen Kriterien bei der tiefinelastischen Streuung in der Vorwärtsregion erwartet werden. Daher tragen Ereignisse, die zwei Jets in der Vorwärtsregion aufweisen, welche die Selektionsbedingungen erfüllen, doppelt zum Wirkungsquerschnitt bei. Im selektierten Datensatz ist dies bei 12 Ereignissen in der Region 1 und 6 Ereignissen in der Region 2 der Fall. Ein Ereignis mit drei

	Anzahl der Ereignisse		Verhältnis
	Region 1	Region 2	
Daten	258^{+41}_{-62}	160^{+29}_{-27}	1,61
CDM–Modell	260 ± 11	97 ± 7	2,68
MEPS–Modell	136 ± 6	101 ± 6	1,35

Tab. 7.3: *Die Anzahl der Ereignisse nach der Korrektur von Detektorakzeptanzen und der Subtraktion der Untergrundbeiträge und das Verhältnis zwischen beiden Regionen. Bei den Daten ist der Gesamt–Fehler angeben, bei den Monte–Carlo–Modellen die statistische Unsicherheit.*

oder mehr solcher Jets befindet sich nicht im Datensatz.

Ziel dieser Arbeit ist es, einen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, der mit den analytischen Rechnungen und damit direkt mit den theoretischen Modellen verglichen werden kann. In den Zahlen auf dem Detektor–Niveau sind immer noch Detektoreffekte wie zum Beispiel die geometrische Akzeptanzen des H1–Detektors enthalten, was einen Vergleich mit den analytischen Rechnungen auf dem Parton–Niveau sehr schwierig macht.

Ideal wäre daher die Bestimmung des Jetwirkungsquerschnittes auf dem Parton–Niveau. Die zum Übergang vom Detektor– auf das Parton–Niveau notwendigen Faktoren können nur mit Hilfe von simulierten Ereignissen bestimmt werden, denn nur bei diesen stehen die Informationen für beide Niveaus zur Verfügung. Allerdings ist das Parton–Niveau für die verwendeten Monte–Carlo–Generatoren nur eine Zwischenstufe, die für jeden Generator anders definiert ist. Die Virtualität, bei der von der Partongenerierung zur Fragmentation übergegangen wird, ist für jeden Generator und sogar für einzelne Optionen desselben Generators unterschiedlich [GRIN95]. Inwieweit Unterschiede zwischen den Partonen der Generatoren und der analytischen Rechnung, insbesondere für Partonen in der untersuchten Partonkaskade, auf die Unterschiede der zugrundeliegenden Modelle oder der unterschiedlichen Definition des Parton–Niveaus zurückzuführen ist, ist nicht bekannt.

Wohl definiert ist dagegen das Hadron–Niveau, bei dem alle Partonen fragmentiert sind. Auf diesem Niveau sind die Generatoren zum Teil optimiert und daher können die Ergebnisse der einzelnen Generatoren direkt gegeneinander verglichen werden. Außerdem sind die Ergebnisse frei von Detektoreffekten. Deswegen wird in dieser Arbeit der Jetwirkungsquerschnitt auf dem Hadron–Niveau bestimmt.

Beim Übergang vom Detektor– auf das Hadron–Niveau müssen zuerst die Selektionskriterien an das Hadron–Niveau angepaßt werden. Die Energie und der Winkel des gestreuten Elektrons, die Position des Wechselwirkungspunktes und die kinematischen

Variablen werden vom Monte–Carlo–Generator geliefert. Die Schnitte gegen Untergrund, wie zum Beispiel der Clusterradius im Rückwärtskalorimeter, entfallen völlig. Auf dem Hadron–Niveau sind keine Detektoreffekte vorhanden, dazu gehört insbesondere auch das Strahlrohr. Damit können auf dem Hadron–Niveau Teilchen beitragen, die auf dem Detektor–Niveau aufgrund der geometrischen Akzeptanz des Kalorimeters nicht nachgewiesen werden. Weil der Jet–Algorithmus auf dem Hadron–Niveau aber mit demselben Gitter wie auf dem Detektor–Niveau arbeitet, wird auch auf Hadron–Niveau die Akzeptanz des Kalorimeter annähernd berücksichtigt.

Falls die Monte–Carlo–Modelle die Korrekturen beim Übergang vom Detektor–Niveau zum Hadron–Niveau richtig beschreiben, ergibt sich der gesuchte Faktor einfach aus der Zahl der Ereignisse, die alle Selektionskriterien auf dem Hadron–Niveau erfüllen, dividiert durch die entsprechende Anzahl von Ereignissen auf dem Detektor–Niveau. Die Korrekturfaktoren für den Übergang auf das Hadron–Niveau sind in der Tabelle 7.4 zusammengestellt.

Generator–Modell	Region 1	Region 2
MEPS–Modell	0,91	1,0
CDM–Modell	0,80	0,95
Mittelwert	0,85	0,97

Tab. 7.4: *Korrekturfaktoren für den Übergang von Detektor– auf Hadron–Niveau*

Dabei sieht man aber nicht die Größe der wirklichen Gewinne oder Verluste von Ereignissen beim Übergang, im folgenden als Übergangsfaktoren bezeichnet, weil Teile der Ereignisse, beim Übergang auf das Hadron–Niveau verloren gehen, durch zusätzliche Ereignisse, die die Selektionskriterien nur auf Hadron–Niveau erfüllen, kompensiert werden. Im folgenden werden die Übergangsfaktoren näher untersucht.

In der Abbildung 7.18 ist in Kreisdiagrammen der Zusammenhang zwischen den beiden Niveaus dargestellt. Die Zahl, die nur im linken Kreis enthalten ist, gibt die Anzahl derjenigen Ereignisse an, die nur auf dem Detektor–Niveau die Selektionskriterien erfüllen. Für die Zahlen im rechten Kreis gilt das Entsprechende auf dem Hadron–Niveau. Die Zahl in der Mitte, die im Überlappbereich beider Kreise steht, gibt die Anzahl der gemeinsamen Ereignisse an, ist also die Anzahl der Ereignisse, die sowohl auf Detektor– als auch auf Hadron–Niveau die Selektionskriterien erfüllen. Somit lassen sich aus diesen Diagrammen auch die Übergangsfaktoren bestimmen.

Die Übergangsfaktoren in den einzelnen Regionen haben einen Anteil am Signal von 55%

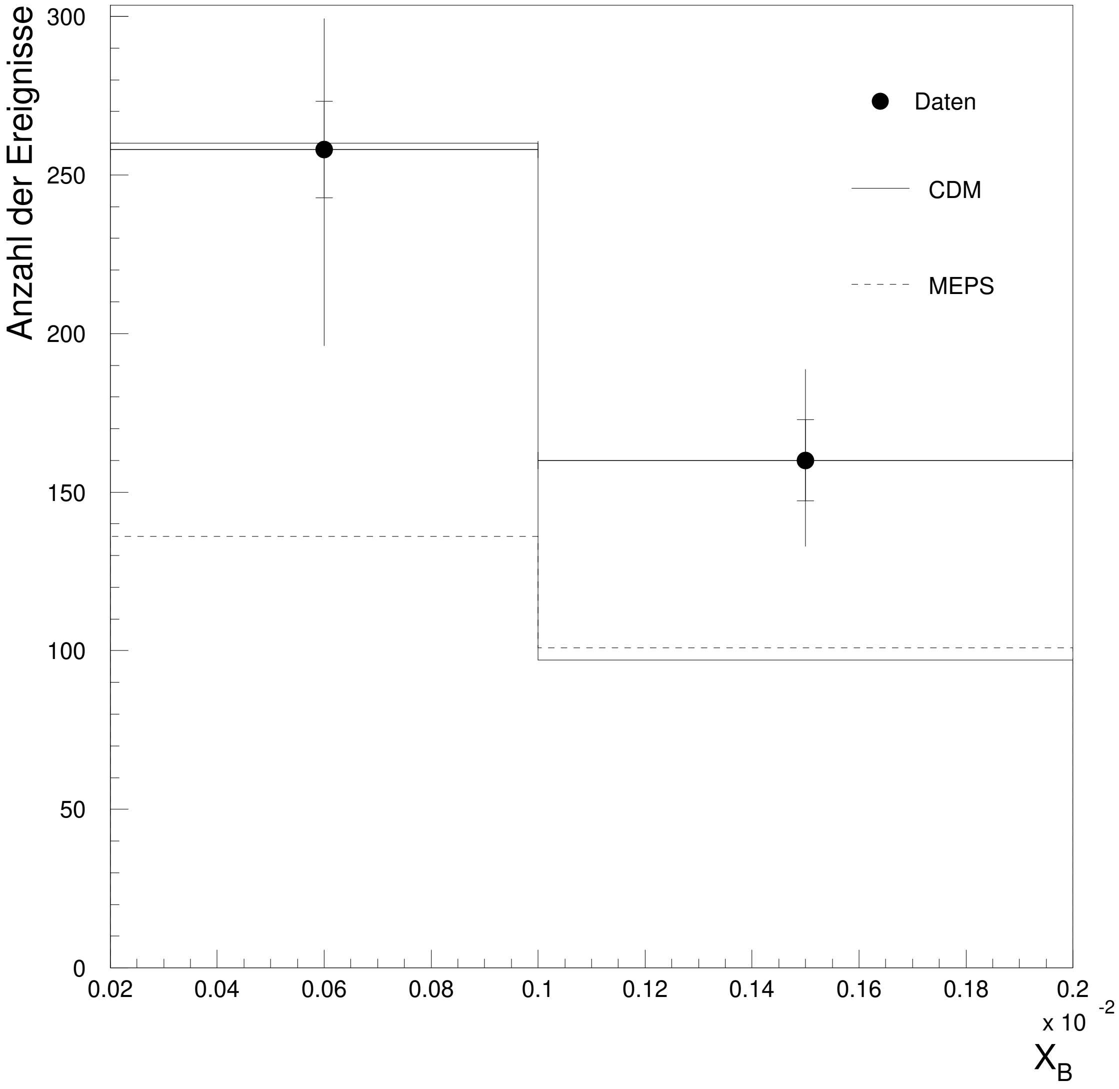


Abb. 7.17: *Die Anzahl der Ereignisse nach der Korrektur von Detektorakzeptanzen und der Subtraktion der Untergrundbeiträge. Der innere Fehlerbalken gibt den statistischen Fehler an, der äußere steht für den Gesamt–Fehler.*

Abb. 7.18: *Die Kreisdiagramme enthalten jeweils drei Zahlen. Die Zahl in der Mitte steht für die Anzahl der simulierten Ereignisse, welche die Selektionskriterien auf beiden Niveaus erfüllen, die Zahlen links und rechts davon für die Ereignisse, die nur auf einem Niveau den Kriterien genügen.*

bis hin zu 65%, während die Korrekturfaktoren das Signal um maximal 20% verändern. Die Ursachen für die Übergangsfaktoren werden exemplarisch für die Region 1 des CDM–Modells untersucht.

Insgesamt erfüllen 572 Ereignisse die Selektionsbedingungen auf dem Detektor–Niveau, wobei aber nur 197 davon auch alle Bedingungen auf dem Hadron–Niveau erfüllen, also werden insgesamt 375 Ereignisse bei der Selektion auf dem Hadron–Niveau verworfen. Diese 375 Ereignisse setzen sich wie folgt zusammen:

- Die Schnitte auf das **Elektron**, von denen auf dem Hadron–Niveau nur die Anforderungen an die Energie und den Winkel des Elektrons übrigbleiben, schließen 23 Ereignisse aus.
- Die **kinematischen Schnitte** verwerfen zusammen 106 Ereignisse, wobei 64 auf den Schnitt in $y > 0,1$ und 42 auf den Schnitt $2 \cdot 10^{-4} < x_B < 1 \cdot 10^{-3}$ entfallen.
- Die Forderung nach einem **Jet auf dem Hadron–Niveau** in dem Winkelbereich zwischen 6° und 20° mit einer minimalen Energie von 10 *GeV* und einem Transversalimpuls größer als 5 *GeV* verringert die Anzahl der Ereignisse um 196 und ist damit die Hauptquelle für die Übergangsfaktoren.
- Die weiteren Schnitte auf die **Jeteigenschaften**, also $E_j > 20,5$ *GeV* und $0,5 < P_{T,j}^2/Q^2 < 4$ verwerfen die restlichen 50 Ereignisse.

An den Übergangsfaktoren haben die Elektrongrößen und kinematischen Variablen somit einen Anteil von 34%, während 66% von der Selektion der Jets herrühren. Die Hauptquelle mit einem Anteil von 52% an den Übergangsfaktoren ist die Forderung nach einem Jet. Ursache dafür könnte die Auflösung in dem Transversalimpuls des Jets sein, da aufgrund der Verteilung (siehe Abbildung 7.9) viele Ereignisse in der Nähe der Schnittgrenze von 5 *GeV* liegen und allein aufgrund der Auflösung auf dem Hadron–Niveau diesen Schnitt nicht mehr erfüllen könnten. Um daher den Einfluß des $P_{T,j}$–Schnittes abzuschätzen, sind die Jets auf dem Hadron–Niveau noch einmal mit einem geringeren Mindesttransversalimpuls von 4 *GeV* gebildet worden. Dadurch wird anstatt bei 196 Ereignisse nur noch bei 90 Ereignissen kein Jet auf dem Hadron–Niveau gefunden. Dies ist im Einklang mit der obigen Vermutung, daß die Ursache für einen Großteil der Verluste aufgrund der Jetselektion die Auflösung in der Transversalimpulsverteilung ist.

Die andere Frage ist, woher die zusätzlichen Ereignisse kommen, wenn man vom Detektor–Niveau auf das Hadron–Niveau übergeht, oder anders formuliert, welche Selektionsschnitte die Ereignisse auf dem Detektor–Niveau von der Selektion ausschließen. Insgesamt betrifft dies 259 Ereignisse, davon entfallen auf die einzelnen Schnitte:

- Insgesamt 73 Ereignisse werden aufgrund der Anforderungen an das **rekonstruierte Elektron, den Wechselwirkungspunkt, $\sum(E - P_z)$ und RVFIT** nicht berücksichtigt.
- Weitere 43 Ereignisse erfüllen die **kinematischen Schnitte** auf dem Detektor–Niveau nicht.
- Einen **Jet auf dem Detektor–Niveau** in dem Winkelbereich zwischen 6° und 20° mit einer minimalen Energie von 10 GeV und einem Transversalimpuls größer als 5 GeV weisen 68 Ereignisse nicht auf.
- Der Schnitt auf die **Jetenergie** schneidet 16 Ereignisse weg.
- Der Schnitt auf das **Verhältnis** $P_{T,j}^2/Q^2$ verwirft die restlichen 59 Ereignisse.

Wieder sind die Selektionsschnitte auf den Jet mit einem Anteil von 55% Hauptursache für die Übergangsfaktoren. Um auch hier den Einfluß der des Transversalimpulses der Jets an den Übergangsfaktoren studieren zu können, ist der geforderte Mindesttransversalimpuls $P_{T,j}$ auf dem Detektor–Niveau auf 4 GeV heruntergesetzt worden. Dadurch verringern sich die Übergangsfaktoren aufgrund der Forderung nach einem Jet auf dem Detektor–Niveau von 68 auf 26 Ereignisse. Dies bestätigt zusammen mit dem Ergebnis für die Übergangsfaktoren beim Übergang vom Detektor– auf das Hadron–Niveau die Annahme, daß die Auflösung von Jetgrößen Hauptursache für die beobachteten Übergangsfaktoren ist. Der hohe Anteil von Verlusten aufgrund des Verhältnisses $P_{T,j}^2/Q^2$ ergibt sich aus dem Ausläufer in Abbildung 7.22, die später in dieser Abschnitt diskutiert werden.

Für die Auflösung von kinematischen und Jet–Größen als Hauptquelle der Übergansfaktoren spricht auch, daß die Korrekturfaktoren im Durchschnitt mit 10% eher klein sind, obwohl die Übergangsfaktoren im Mittel etwa 60% des beobachteten Signals ausmachen. Die Übergangsfaktoren entstehen im wesentlichen nicht durch systematische Effekte, sondern sind aufgrund der Auflösung in den Schnittgrößen bei Werten nahe der Schnittgrenzen bedingt. Bei einer symmetrischen Verteilung in der Auflösung sollten die Gewinne und Verluste nahe einer Schnittgrenze sich größtenteils statistisch herausmitteln.

Die folgenden vier Abbildungen 7.19,7.20,7.21 und 7.22 zeigen die relative Differenz $(A_{Detektor} - A_{Hadron})/A_{Hadron}$ in der Energie, dem Transversalimpuls, dem Winkel θ_j und dem Verhältnis $P_{T,j}^2/Q^2$ der Jets auf dem Detektor–Niveau mit den Jets auf den Hadron–Niveau für diejenigen Ereignisse, die die Selektionsbedingungen auf beiden Niveaus erfüllen. Die oberen Verteilungen stammen vom CDM–Modell, die unteren vom MEPS–Modell.

Wie man den Verteilungen entnehmen kann, sind die Auflösungen sehr symmetrisch bis auf die Verteilung für $P_{T,j}^2/Q^2$ und weisen nur kleine Verschiebungen von maximal 2,5% in den Jetgrößen zwischen Detektor– und Hadron–Niveau auf. Die Ursache für die Ausläufer in der Verteilung von $P_{T,j}^2/Q^2$ (Abbildung 7.22) sind die schwachen Ausläufer in θ_j (Abbildung 7.21), die zu entsprechenden Ausläufern in $P_{T,j}$ führen, die wiederum quadratisch in $P_{T,j}^2/Q^2$ eingehen, was auch zu einer viel breiteren Verteilung insgesamt führt. Bei einigen Ereignissen ist der Polarwinkel der Jets auf dem Detektor-Niveau größer als auf dem Hadron–Niveau. Wenn das Kalorimeter direkt an der Gittergrenze des Jet–Algorithmus nicht mehr voll effizient ist, können Teilchen dort auf dem Hadron–Niveau voll beitragen, während auf dem Detektor–Niveau ihre Energie nur noch teilweise sichtbar ist. Sie tragen daher weniger zum Jet bei, was insbesondere einen größeren Polarwinkel zur Folge hat.

Den Hauptbeitrag zu den Übergangsfaktoren aufgrund der Jetselektion liefert der Schnitt auf den Transversalimpuls. Die Auflösungen für die Energie, den Polarwinkel und den Transversalimpuls sind vergleichbar, doch die Verteilung des Transversalimpulses (Abbildung 7.9) steigt zum Schnittwert hin sehr steil an, so daß ein großer Anteil der Ereignisse nahe an der Schnittgrenze liegt, was bei einer Auflösung von 11% zu größeren Übergangsfaktoren in beide Richtungen führt als bei den Schnitten in der Energie und dem Polarwinkel.

Die maximale Abweichung der Korrekturfaktoren der einzelnen Monte–Carlo–Modelle vom Mittelwert beträgt maximal etwa 7%. Aufgrund der Übergangsfaktoren wird der Fehler mit 15% abgeschätzt.

Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes ist in der Tabelle 7.5 zusammengefaßt, die Fehler sind in Tabelle 7.6 aufgelistet. Die Ereignisse mit zwei Jets werden doppelt gezählt, die Anzahl der Ereignisse dann mit den Korrekturfaktoren multipliziert und durch die Luminosität dividiert. Zum Vergleich sind die entsprechenden Jetwirkungsquerschnitte für die beiden Monte–Carlo–Modelle beigefügt.

Die einzelnen Fehlerbeiträge zum systematischen Fehler und Gesamt–Fehler werden quadratisch addiert.

Die gemessenen differentiellen Jet–Wirkungsquerschnitte für die beiden Regionen sind:

$$\text{Region 1} \quad : \quad 744 \pm 44(stat)\,{}^{+156}_{-201}(sys) \quad pb$$

$$\text{Region 2} \quad : \quad 522 \pm 42(stat)\,{}^{+120}_{-110}(sys) \quad pb$$

Die Abbildung 7.23 zeigt die Jetwirkungsquerschnitte mit den Fehlern als Diagramm.

	Region 1	Region 2
Korrigierte Anzahl der Ereignisse auf Detektor–Niveau	258	160
+ Anzahl der Ereignisse mit zwei Jets	12	6
Anzahl der Jets auf Detektor–Niveau	270	166
× Korrekturfaktor Detektor– → Hadron–Niveau	0,85	0,97
Anzahl der Jets auf Hadron–Niveau	230	161
/ Luminosität in nb^{-1}	308,4	
Wirkungsquerschnitt für Jets auf dem Hadron–Niveau	744 pb	522 pb
Wirkungsquerschnitt für Jets im CDM–Modell	705 pb	305 pb
Wirkungsquerschnitt für Jets im MEPS–Modell	410 pb	336 pb

Tab. 7.5: *Bestimmung des Jetwirkungsquerschnittes auf dem Hadron–Niveau*

Fehler	Region 1	Region 2
statistischer Fehler der Ereignisse auf Detektor–Niveau	$\pm 5,9\%$	$\pm 8,0\%$
systematischer Fehler der Ereignisse auf Detektor–Niveau	$+15\% \; -23\%$	$+17\% \; -15\%$
Fehler aufgrund der Ereignisse mit zwei Jets	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$
Fehler der Korrekturfaktoren	$\pm 15\%$	$\pm 15\%$
statistischer Fehler des Jetwirkungsquerschnittes	$\pm 5,9\%$	$\pm 8,0\%$
systematischer Fehler des Jetwirkungsquerschnittes	$+21\% \; -27\%$	$+23\% \; -21\%$
Gesamt–Fehler	$+22\% \; -28\%$	$+24\% \; -22\%$

Tab. 7.6: *Fehler des Jetwirkungsquerschnittes auf dem Hadron–Niveau*

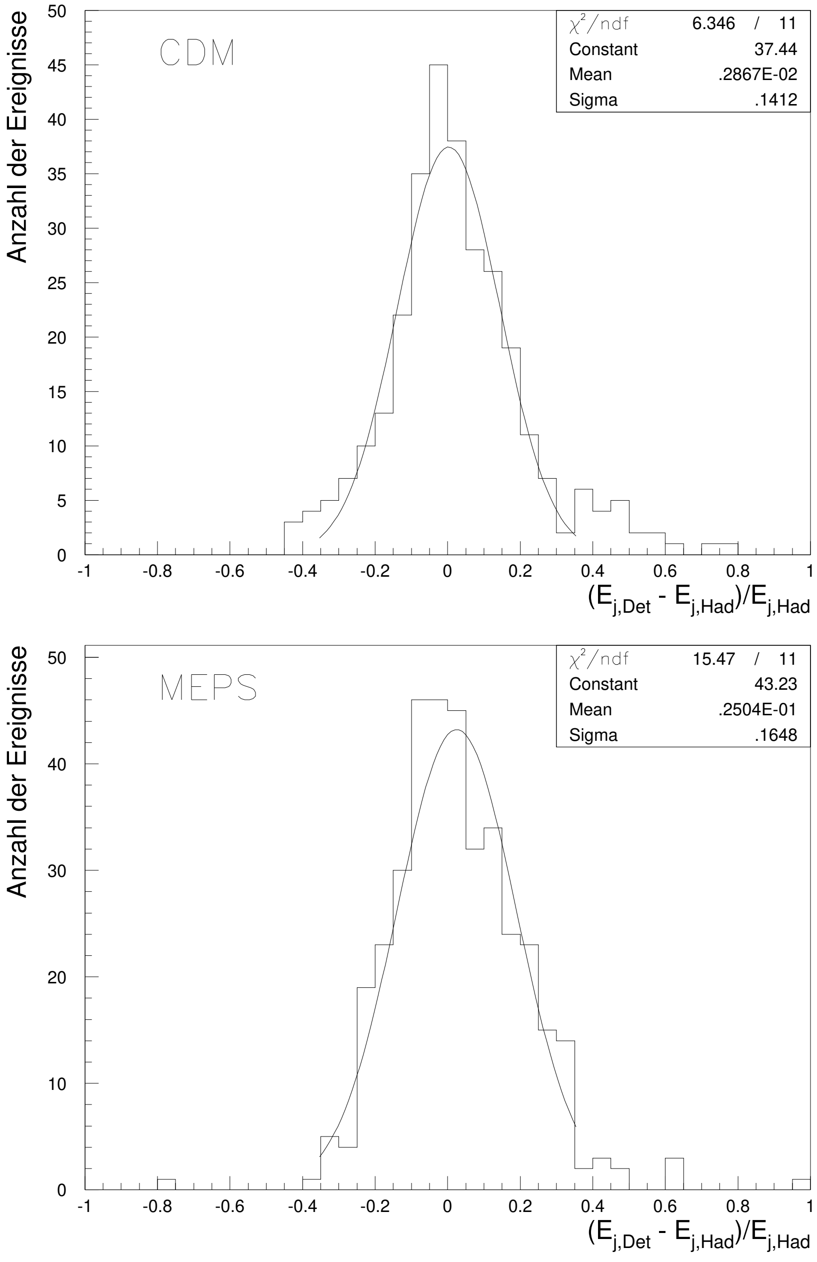


Abb. 7.19: *Die Verteilungen zeigen die relative Differenz* $(E_{j,det} - E_{j,had})/E_{j,had}$ *der Jetenergie zwischen dem Detektor–Niveau und dem Hadron–Niveau für das CDM–Modell (oben) und das MEPS–Modell (unten). Die in den oberen rechten Ecken angegebenen Werte beziehen sich auf die angepassten und eingezeichneten Gaußfunktionen.*

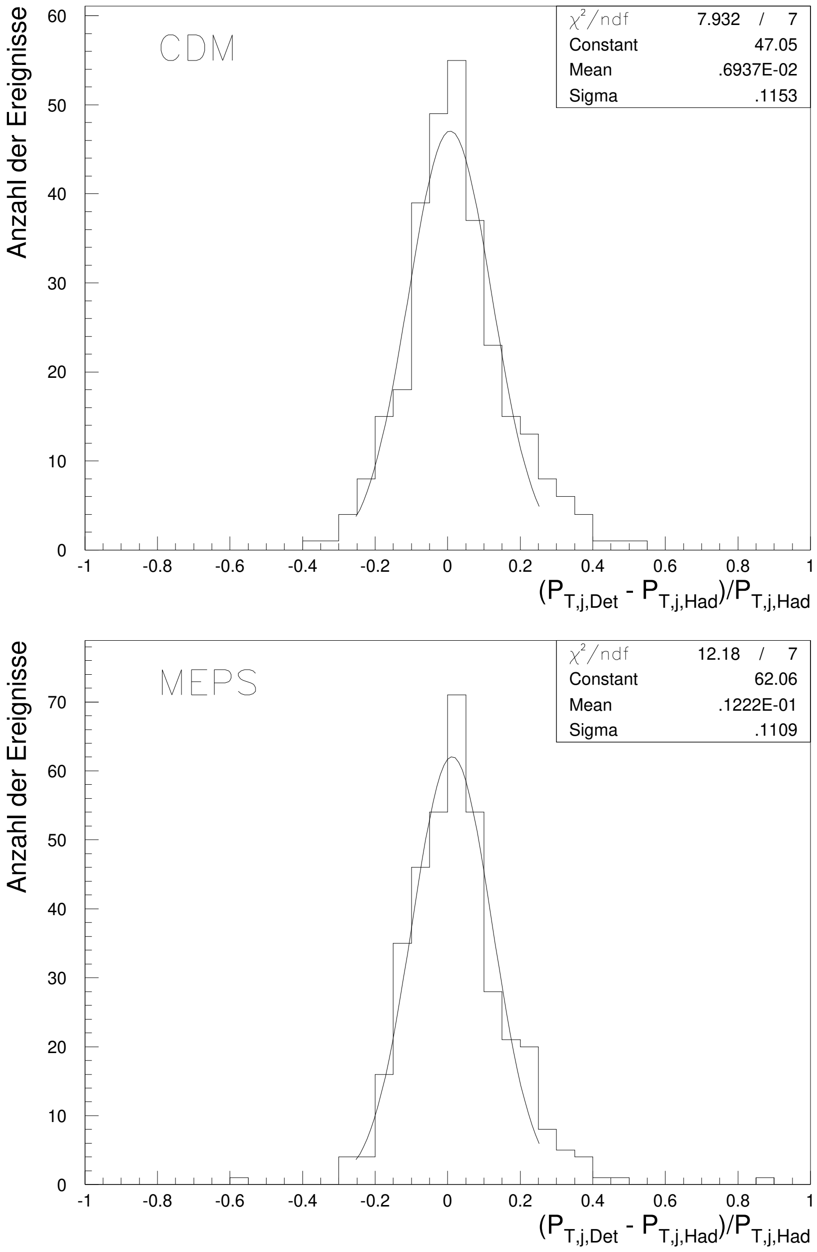


Abb. 7.20: *Die Verteilungen zeigen die relative Differenz* $(P_{T,j,det} - P_{T,j,had})/P_{T,j,had}$ *der Transversalimpulses zwischen dem Detektor–Niveau und dem Hadron–Niveau für das CDM–Modell (oben) und das MEPS–Modell (unten). Die in den oberen rechten Ecken angegebenen Werte beziehen sich auf die angepassten und eingezeichneten Gaußfunktionen.*

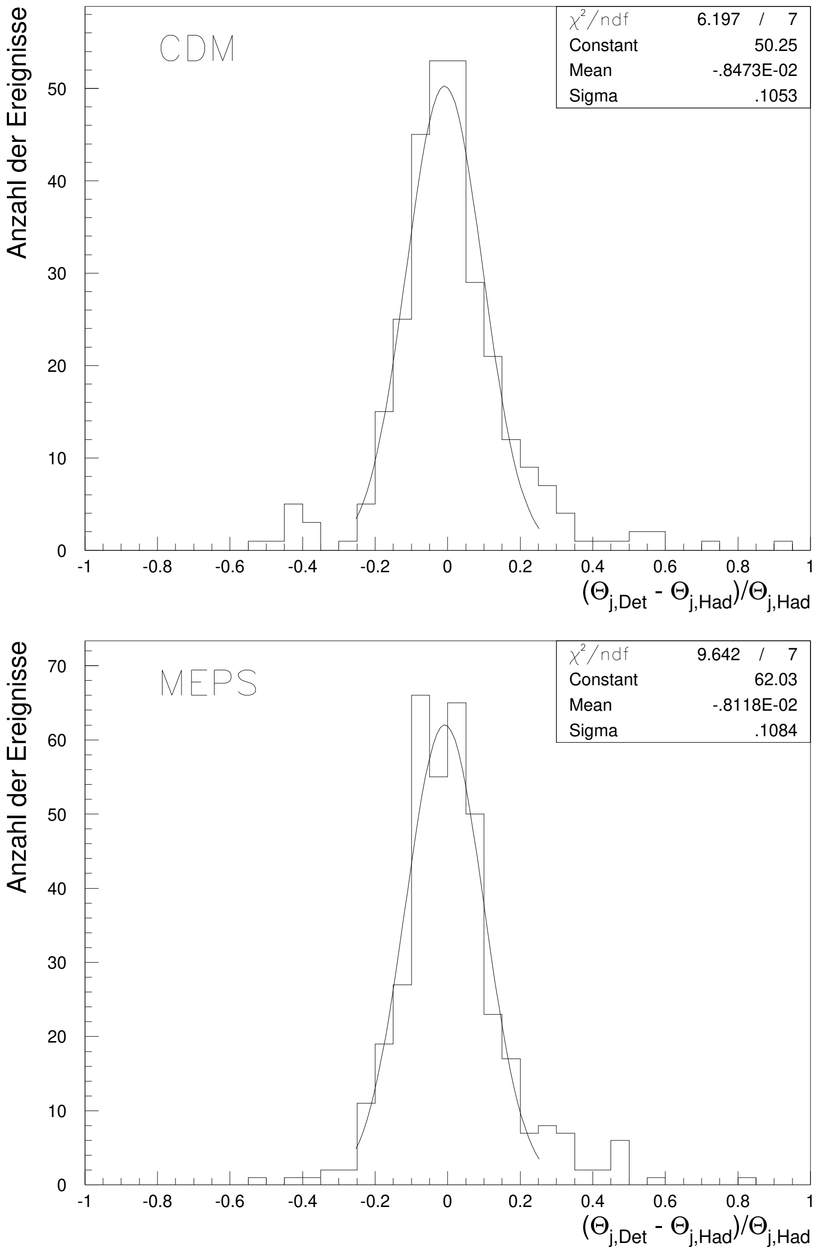


Abb. 7.21: *Die Verteilungen zeigen die relative Differenz* $(\theta_{j,det} - \theta_{j,had})/\theta_{j,had}$ *des Jetwinkels zwischen dem Detektor–Niveau und dem Hadron–Niveau für das CDM–Modell (oben) und das MEPS–Modell (unten). Die in den oberen rechten Ecken angegebenen Werte beziehen sich auf die angepassten und eingezeichneten Gaußfunktionen.*

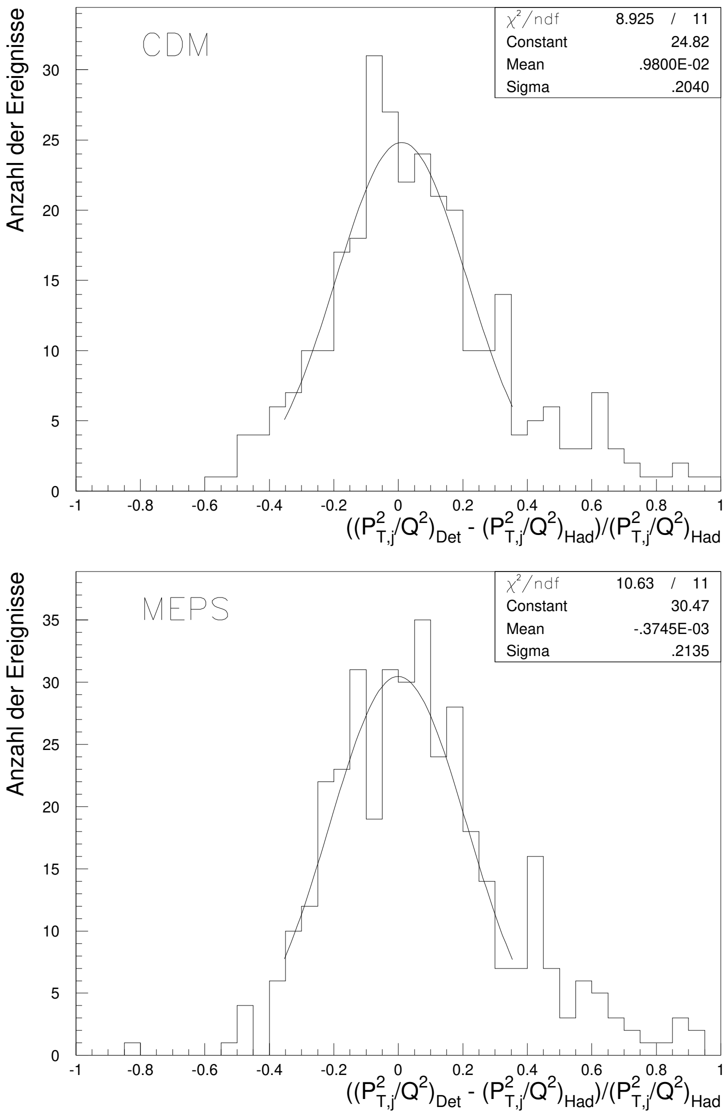


Abb. 7.22: *Die Verteilungen zeigen die relative Differenz*

$$\frac{\left(\frac{P^2_{T,j}}{Q^2}\right)_{Det} - \left(\frac{P^2_{T,j}}{Q^2}\right)_{Had}}{\left(\frac{P^2_{T,j}}{Q^2}\right)_{Had}}$$

zwischen dem Detektor–Niveau und dem Hadron–Niveau für das CDM–Modell (oben) und das MEPS–Modell (unten). Die in den oberen rechten Ecken angegebenen Werte beziehen sich auf die angepassten und eingezeichneten Gaußfunktionen.

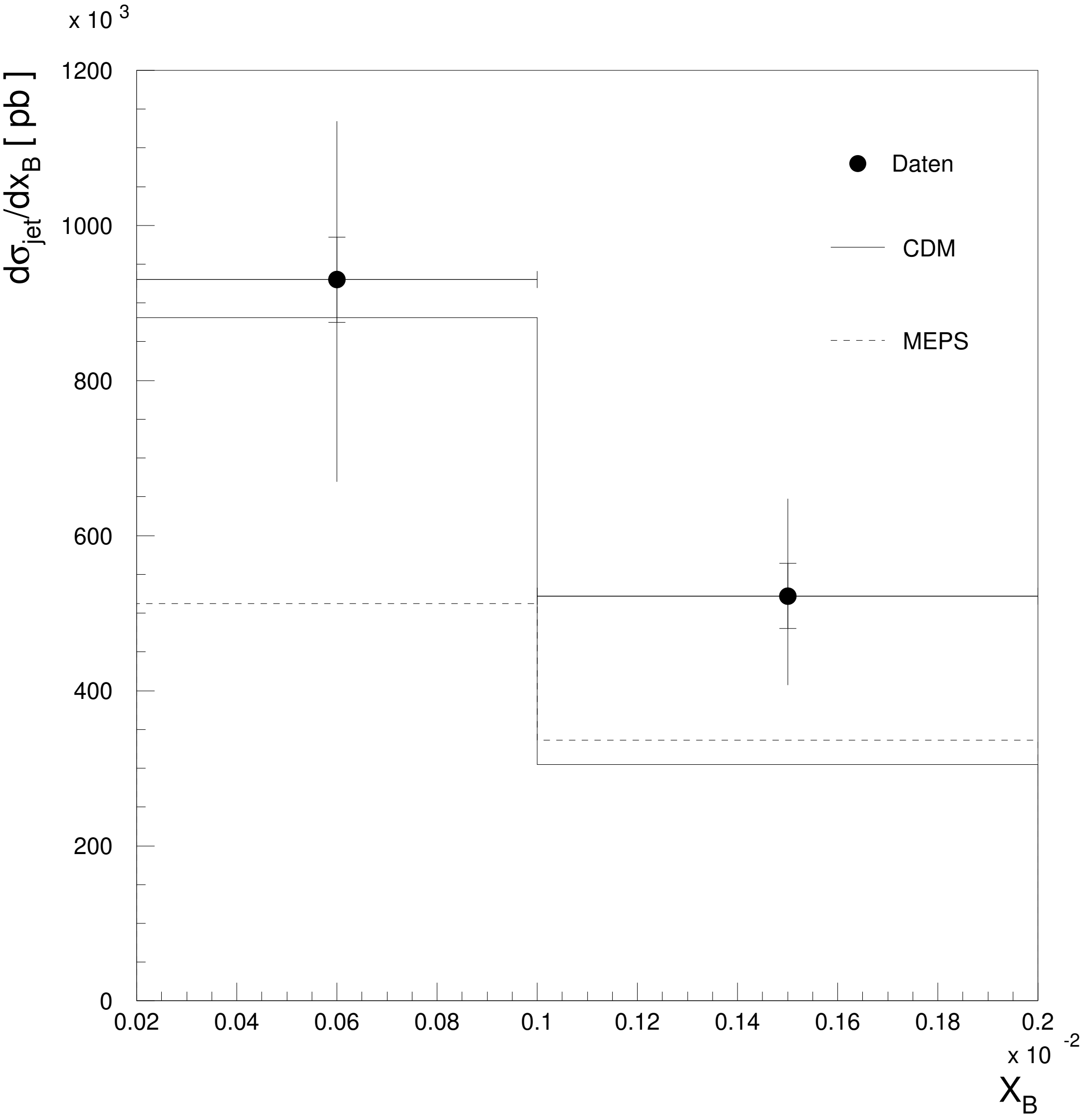


Abb. 7.23: *Der Jetwirkungsquerschnitt auf dem Hadron–Niveau für die Daten und zwei Monte–Carlo–Modelle. Der innere Fehlerbalken gibt den statistischen Fehler an, der äußere steht für den Gesamt–Fehler.*

7.4.3 Der Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

Beim Vergleich des bestimmten Wirkungsquerschnittes mit den Vorhersagen der zwei Monte–Carlo–Modellen zeigt sich, daß beide Modelle in der Region 2 einen zu geringen Wirkungsquerschnitt ergeben, allerdings untereinander konsistent sind. Dies ist bei der Region 1 nicht der Fall, hier werden die Daten durch die Vorhersage des CDM–Modells gut beschrieben, während das MEPS–Modell wieder einen viel zu kleinen Wirkungsquerschnitt ergibt.

Wie in Abschnitt 2.3 erwähnt, gibt es bei der absoluten Vorhersage des analytisch berechneten Wirkungsquerschnittes auf dem Hadron–Niveau Unsicherheiten, weshalb nur das Verhältnis zwischen den beiden Regionen aussagekräftig ist. Das gemessene Verhältnis auf dem Hadron–Niveau beträgt 1,43. Der Fehler für das Verhältnis ist kleiner als der Fehler für den Wirkungsquerschnitt, weil systematische Effekte, die die Ereignisse in beiden Regionen gleich stark betreffen, wie etwa die Unsicherheit der Luminositätsbestimmung, auf das Verhältnis der beiden Regionen keinen Einfluß haben. Die relevanten Fehler für das Verhältnis sind in Tabelle 7.7 für beide Regionen zusammengefaßt. Der größte Fehlerbeitrag stammt wie bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes (Abschnitt 5.4.3) von der Unsicherheit der hadronischen Energieskala. Allerdings bezieht er sich jetzt nur noch auf die Verschiebung des Verhältnisses zwischen den beiden Regionen und ist dadurch kleiner als in der Tabelle 7.2. Die möglichen Verschiebungen werden als Fehler beiden Regionen zugeschlagen.

Das gemessene Verhältnis des Jet–Wirkungsquerschnittes zwischen den beiden Regionen mit Angabe des Gesamt–Fehlers beträgt damit

$$1,43^{+0,20}_{-0,27}.$$

Wie am Ende von Abschnitt 2.3 erwähnt, kommt eine neue analytische Rechnung auf dem Parton–Niveau zu einem Verhältnis von $1,63$ für die BFKL–Gleichung und $1,01$ für den 3–Jet–Wirkungsquerschnitt auf dem Born–Niveau [BART95]. Das Verhältnis des Jet–Wirkungsquerschnittes zwischen den beiden Regionen von $1,43$ tendiert mehr zum berechneten Wert mit BFKL–Effekten (Abweichung rund eine Standardabweichung) als zum Wert ohne BFKL–Effekte (Abweichung rund eineinhalb Standardabweichungen), allerdings ist diese Aussage aufgrund der Fehler nicht signifikant. Offen bleibt auch noch die Frage, inwieweit man das auf dem Parton–Niveau berechnete Verhältnis auf das Hadron–Niveau übertragen kann.

Allerdings kann mit Hilfe der Monte–Carlo–Generatoren untersucht werden, ob die Eigenschaften der beobachteten Jets durch die Partonen oder die Hadronisierung festgelegt

Fehler	Region 1	Region 2
statistischer Fehler	$\pm 5,9\%$	$\pm 8,0\%$
Detektorakzeptanz	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$
Strahlungskorrekturen	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$
Photoproduktion	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$
Überlagerungsereignisse	-1%	-1%
Energie des Elektrons	$\pm 1,4\%$	0%
θ des Elektrons	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$
hadronische Energieskala	$+3\%\ -10\%$	$+3\%\ -10\%$
θ des Jets	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$
Fehler für den Korrekturfaktor	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$
systematischer Fehler	$+7\%\ -12\%$	$+7\%\ -12\%$
Gesamt–Fehler	$+9\%\ -13\%$	$+11\%\ -14\%$

Tab. 7.7: *Beiträge zur Bestimmung des Fehlers des Verhältnisses der Jetwirkungsquerschnitte der beiden Regionen auf Hadron–Niveau.*

werden.

In Abbildung 7.24 ist dazu die relative Differenz der Jetenergie zwischen Detektor– und Parton–Niveau aufgetragen. Die Jetenergie ist von den Jeteigenschaften die wichtigste, da sich aus ihr direkt die Größe x_{jet} ergibt.

Die Verteilungen zeigen, daß die Jetenergie auf dem Detektor–Niveau bei beiden Monte–Carlo–Modellen eng mit der Energie auf dem Parton–Niveau verknüpft ist. Die Abweichung in der mittleren Energie liegt bei -3% bis -4%, die Auflösung ist vergleichbar mit der Auflösung der Jetenergie zwischen Detektor– und Hadron–Niveau (Abbildung 7.24.). Dies bedeutet, daß die beobachteten Jets auf dem Detektor–Niveau bei beiden Monte–Carlo–Modellen im wesentlichen durch die generierten Partonen und nicht durch die nachfolgende Hadronisierung bestimmt werden. Der exklusiven Jet–Wirkungsquerschnitt und die Jeteigenschaften werden daher von der Physik auf dem Parton–Niveau dominiert, und nicht von den Prozessen während der Hadronisierung.

7.4.4 Schlußfolgerungen

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß die von Mueller vorgeschlagene Methode experimentell durchführbar ist. Mit dem verwendeten Jet–Algorithmus ist es möglich, auch auf dem Detektor–Niveau im schwierigen Vorwärtsbereich Jets zu bestimmen, die in ihren

Eigenschaften Jets auf dem Hadron und Parton–Niveau entsprechen.

Die zum ersten Mal gemessenen Jet–Wirkungsquerschnitte für Jets in der Vorwärtsregion in der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung liegen bis zu zwei Standardabweichungen über den Vorhersagen der Monte–Carlo–Generatoren, die auch nicht alle Eigenschaften wie zum Beispiel die Energieverteilung der Jets beschreiben. Daher ergeben sich neue Anforderungen an die Monte–Carlo–Generatoren und ihre Parametern, die von diesen erfüllt werden müssen.

Zumindestens bei den simulierten Ereignissen hat sich gezeigt, daß direkte Rückschlüsse von den Jets auf dem Detektor–Niveau auf entsprechende Jets auf dem Parton–Niveau möglich sein sollten. Allerdings verwenden beide Generatoren das gleiche Fragmentationsmodell, so daß weitere Generatoren mit anderen Fragmentationsmodellen verfügbar sein müssen, bevor man allgemeine Aussagen auch auf dem Parton–Niveau machen kann.

Mit der zusätzlichen Luminosität in den nach 1993 folgenden Datennahmeperioden wird nicht nur der statistische Fehler gesenkt, sondern durch härtere Schnitte wie zum Beispiel auf den Winkel oder die Energie der Jets läßt sich der systematische Fehler verringern, wodurch diese Methode zu signifikanten Ergebnissen bei dem Vergleich der verschiedenen Ansätze für die Entwicklung der Partondichte führen könnte. Außerdem ermöglicht die höhere Statistik die Unterteilung der Ereignisse in noch mehr kinematische Regionen, wodurch die Abhängigkeiten des Jet–Wirkungsquerschnittes von den Variablen x_B Q^2 und x_{jet}/x_B genauer untersucht werden können. Abbildung 7.13 gibt einen Hinweis darauf, daß die Aussagen dann sehr viel signifikanter werden könnten.

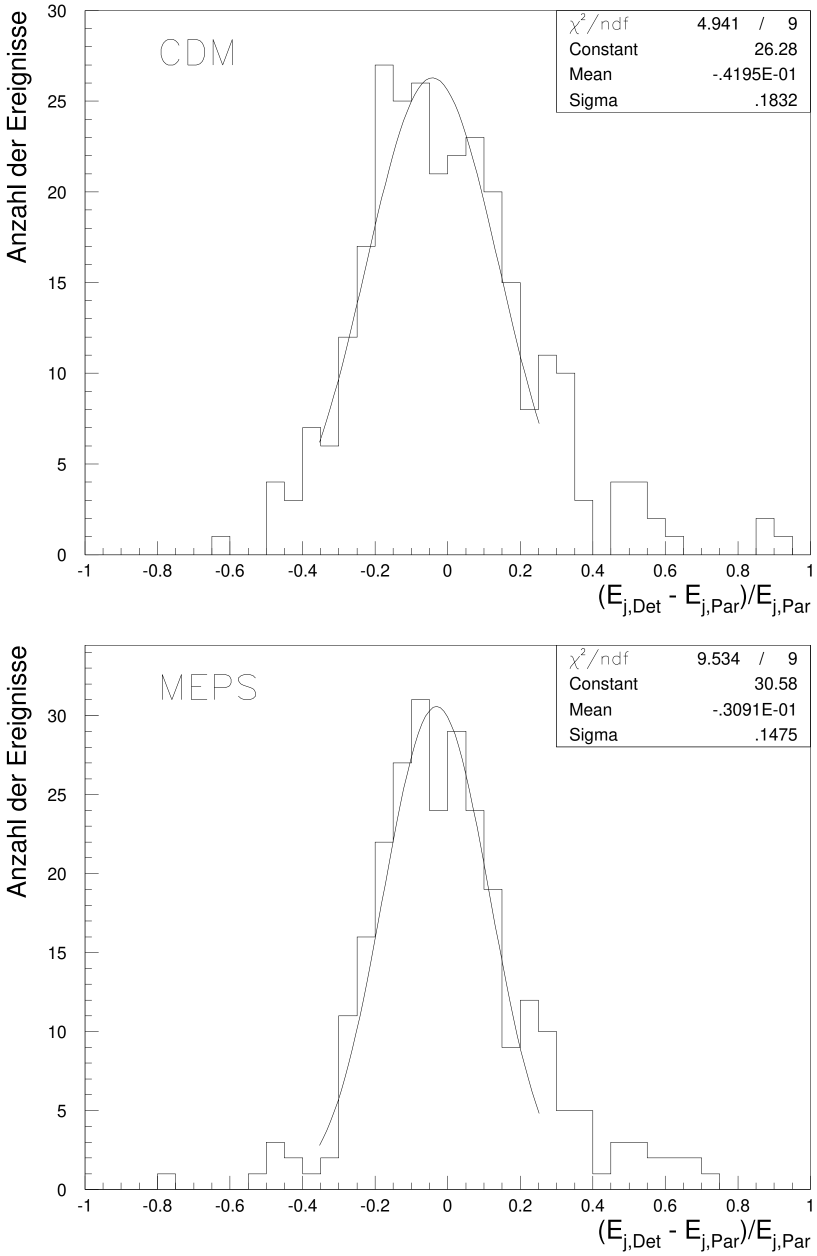


Abb. 7.24: *In den beiden Verteilung ist die Jetenergie auf dem Detektor–Niveau gegen die Jetenergie auf dem Parton–Niveau aufgetragen. Die Ereignisse der oberen Verteilung sind mit dem CDM–Modell erzeugt worden, die der unteren mit dem MEPS–Modell.*

Zusammenfassung

Die Experimente bei HERA erschließen einen neuen kinematischen Bereich für das Studium der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung, wobei erstmalig auch kleine Werte der Bjørkenvariablen x_B bis $\approx 10^{-4}$ erreicht werden können. Dabei ist unklar, ob die Daten in diesem kinematischen Bereich durch die QCD-Dynamik der Partondichten, beschrieben durch die DGLAP-Gleichung oder die BFKL–Gleichung, wiedergegeben werden. Es wird erwartet, daß die BFKL–Gleichung die Daten bei kleinem x_B beschreibt, da sie alle führende Terme der Ordnung $\alpha_s \ln 1/x_B$ der Störungstheorie aufsummiert, während die DGLAP–Gleichung alle führenden Terme der Ordnung $\alpha_s \ln Q^2$ berücksichtigt. Die derzeitigen Messungen der Strukturfunktion F_2 erlauben es nicht, zwischen den beiden Entwicklungs–Gleichungen zu unterscheiden, da die Strukturfunktion vielleicht eine zu inklusive Meßgröße darstellt.

Ein Unterschied zwischen den beiden Entwicklungsgleichungen in führender Ordnung ist die Ordnung des Transversalimpulses innerhalb einer Partonkaskade. Während die DGLAP–Gleichung eine strenge Reihenfolge vorgibt, ist dies bei der BFKL–Gleichung nicht der Fall. Als Konsequenz wird für letztere zum einem ein höherer Energiefluß zwischen Proton und gestreutem Quark erwartet, zum anderen ein unterschiedliches Verhalten der Wirkungsquerschnitte für die Existenz eines hochenergetischen Jets, der von einem Parton am Anfang der Kaskade herrührt. In dieser Arbeit ist erstmalig die Produktion von Jets in der Region rund um das Proton im Laborsystem bei tiefinelastischer Streuung für kleine Werte von x_B untersucht worden. Durch geeignete Schnitte, wie zum Beispiel die Forderung, daß Q^2 ungefähr gleich dem Quadrat des Transversalimpulses des Jets ist, werden die Unterschiede zwischen den Vorhersagen der beiden Entwicklungsgleichungen noch verstärkt.

Aus den 1993 aufgezeichneten Daten ist ein Datensatz selektiert worden, der Ereignisse der tiefinelastische Streuung mit einem Jet mit mindestens $2,5\%$ der Energie des Protons unter einem Winkel von 6° bis 20° zur Protonflugrichtung enthält. Dabei ist durch die Wahl der kinematischen Region vorgegeben, daß dieser Jet nicht von dem gestreuten Quark stammt.

Da der untersuchte Winkelbereich aufgrund der Nähe zum Strahlrohr meßtechnisch schwierig ist, wurde ein neuer Jet–Algorithmus entwickelt. Er basiert auf den üblichen Konus-Algorithmen, verwendet aber eine andere Reihenfolge bei der Bildung der Jets. Die

Korrelation zwischen Jets auf dem Detektor–Niveau und Jets auf dem Hadron–Niveau ist in dem in dieser Arbeit untersuchtem Winkelbereich für diesen Jet–Algorithmus und einen Cluster–Jet–Algorithmus untersucht worden, wobei der neue Jet–Algorithmus die besseren Übereinstimmungen liefert.

Die Untergrundbeiträge zum Signal sind anhand zusätzlicher Signaturen in den Daten oder mit Hilfe von simulierten Ereignissen bestimmt und vom gemessenen Signal subtrahiert worden.

Verschiedene Eigenschaften des selektierten Datensatzes sind mit den Vorhersagen eines MEPS– und eines CDM–Monte–Carlo–Modells verglichen worden. In dem Datensatz sind absolut mehr Jets enthalten als beide Monte–Carlo–Modelle vorhersagen. Im Durchschnitt weisen die Jets des CDM–Modells zuwenig Energie, die des MEPS-Modells zuviel Energie auf. Die gemessene Abhängigkeit der Jetraten von x_B liegt zwischen den Vorhersagen des MEPS–Modells und des CDM–Modells.

Der kinematische Bereich wurde in zwei in x_B getrennte Regionen unterteilt und erstmalig der differentielle Wirkungsquerschnitt für Jets auf dem Hadron–Niveau für beide Regionen bestimmt:

$$\text{Region 1} \;:\; 744 \;\pm 44(stat)\; \begin{matrix}+156\\-201\end{matrix}(sys)pb$$

$$\text{Region 2} \;:\; 522 \;\pm 42(stat)\; \begin{matrix}+120\\-110\end{matrix}(sys)pb$$

Das gemessene Verhältnis der Jet–Wirkungsquerschnitte auf dem Hadron–Niveau zwischen den beiden Regionen beträgt:

$$1,43 \begin{matrix}+0,20\\-0,27\end{matrix}.$$

Neuere analytische Rechnungen haben für das Verhältnis der Jet–Wirkungsquerschnitte auf dem Parton–Niveau 1,63 mit BFKL-Effekten und 1,01 ohne BFKL–Effekten ergeben [BART95]. Es ist aber unklar, inwieweit das Verhältnis bei dem Übergang vom Parton–Niveau auf das Detektor–Niveau durch die Hadronisierung beeinflußt wird. Studien mit einem MEPS– und einem CDM–Modell ergaben, daß die Eigenschaften der Jets durch die Partonen und nicht durch die Hadronisierung bestimmt werden und deshalb die gemessenen Jets Rückschlüsse auf die Eigenschaften der Partonen erlauben.

Mit der Statistik der Datennahme der nächsten Jahre ist es wahrscheinlich möglich, die Eigenschaften der Partonen in der Kaskade genauer zu untersuchen und signifikante Aussagen über die Entwicklung der Partonen zu machen.

Anhang A

Der Jet–Algorithmus QGCONE

Der Konus–Jet–Algorithmus QGCONE basiert auf der Snowmass–Definition [HUTH90], verwendet aber für die Bestimmung der Reihenfolge der Jeterzeugung den gesamten Transversalimpuls innerhalb des Jetkonus.

Im folgenden wird der interne Ablauf im Algorithmus beschrieben, eine genauere Beschreibung inklusive einer dokumentierten Implementation als FORTRAN Unterprogramm findet man in [KURZ94].

Die an den Algorithmus übergebenen und von dem Algorithmus zurückgegeben Parameter sind durch die Schriftart SMALL CAPS hervorgehoben.

Der Jet–Algorithmus definiert zuerst ein Gitter, das von –RAPMAX bis RAPMAX in der Pseudorapidität η und 0 bis 2π in dem Azimutwinkel φ reicht, und teilt es in NRAPB äquidistante Regionen in η und NAZMB äquidistante Regionen in φ auf. Die Startobjekte liegen als VIERERIMPULSVEKTOREN vor und der Transversalimpuls p_T jedes Startobjektes wird in die entsprechende Zelle des Gitters gefüllt. Jede Zelle mit einem Transversalimpuls größer ETMIN wird als Startzelle betrachtet und der Transversalimpuls aller Zellen, deren Abstand

$$D := \sqrt{(\eta_{Zelle} - \eta_{Startzelle})^2 + (\varphi_{Zelle} - \varphi_{Startzelle})^2}$$

kleiner als RJET ist, aufsummiert. Dieser Transversalimpuls und die Koordinaten der Startzelle werden, sofern der Transversalimpuls >ETSMIN gilt, in eine Liste als Jet–Kandidat eingetragen.

Ein Jet–Kandidat ist als möglicher Jet zu verstehen, ob aus dem Jet–Kandidaten tatsächlich ein Jet gebildet wird, hängt von dem weiteren Ablauf ab.

Die Liste der Jet–Kandidaten wird nun nach dem Transversalimpuls P_T der Jet–Kandidaten sortiert.

Es folgt eine Schleife in dem Programm, die bei jedem Durchlauf aus einem Jet–Kandidaten einen Jet erzeugt. Diese Schleife wird solange durchlaufen, bis keine Jet–Kandidaten mehr vorhanden sind. Zu Anfang der Schleife wird der Jet mit dem höchsten P_T nochmal berechnet, wobei diesmal die benutzten Zellen für die weitere Verwendung gesperrt werden. Neben dem Transversalimpuls des Jets wird ein mit dem Tranversalimpuls der einzelnen Zellen gewichteter Mittelwert für die Pseudorapidität η und den Azimutwinkel φ des Jets bestimmt, um die Richtung des Jets genauer als die Gitterauflösung zu berechnen. Der masselose Viererimpulsvektor des Jets ergibt sich dann zu

$$\begin{aligned} P_x &= P_T \cos < \varphi > \\ P_y &= P_T \sin < \varphi > \\ P_z &= P_T \sinh < \eta > \\ E &= P_T \cosh < \eta > \end{aligned}$$

Aus dem möglichen Jet ist damit ein Jet erzeugt worden worden und gehört somit nicht mehr zu den Jet–Kandidaten. Der erzeugte Jet wird in die Liste der Jets eingetragen und aus der Liste der Jet–Kandidaten gelöscht.

Ist die Liste der Jet–Kandidaten danach leer, sind alle Jets gebildet worden und der Jet–Algorithmus ist fertig.

Ansonsten wird aus den Jet–Kandidaten derjenige mit dem höchsten Transversalimpuls ausgewählt und unter Berücksichtigung der gesperrten Zellen neu berechnet. Nun gibt es mehrere Möglichkeiten:

- Der ausgewählte Jet–Kandidat hat immer noch den höchsten Transversalimpuls von allen Jet–Kandidaten. In diesem Fall geht der Algorithmus zurück an den Anfang der Schleife und bildet den Jet.
- Der ausgewählte Jet–Kandidat erfüllt die Bedingung $P_T >$ ETSMIN nicht mehr. War er der letzte Jet–Kandidat, ist der Algorithmus fertig. Andersfalls wird er aus der Liste der Jet–Kandidaten entfernt und der Algorithmus wählt unter den verbliebenen Jet–Kandidaten denjenigen mit dem höchsten Transversalimpuls aus, berechnet ihn neu und vergleicht wieder.
- Der Transversalimpuls ist größer als ETSMIN, aber kleiner als beim nachfolgenden Jet–Kandidaten vor der Sperrung der Zellen. In diesem Falle werden alle Jet–Kandidaten neu berechnet, überprüft und gegebenenfalls aus der Liste der Jet–Kandidaten entfernt. Danach geht es zurück an den Anfang der Schleife mit der Bildung des nächsten Jets.

Die Fortran–Implementation beinhaltet noch zusätzliche Mechanismen, um die Zuordnung der Startobjekte zu den gebildeten Jets zu ermöglichen.

Literaturverzeichnis

[ALTA77] G. Altarelli, G. Parisi
Asymptotic freedom in parton language
Nucl. Phys. B 126 (1977) 298

[ALTA78] G. Altarelli und G. Martinelli
Transverse momentum of jets in electroproduction from quantum chromodynamics
Phys. Lett. B76 (1978) 89

[ALTH83] M. Althoff et al.
Jet production and fragmentation in e^+e^- *annihilation at 12-GeV to 43-GeV*
Z. Phys. C 22 (1983) 307

[ANDE83] B. Andersson, G.Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand
Parton fragmentation and string dynamics
Phys. Rep. (1983) 31.

[ANDE89] B. Andersson, G.Gustafson, L. Lönnblad, U. Petterson
Coherence effects in deep inelastic scattering
Z. Phys. C 43 (1988) 625

[BABA94] A. Babaev
Performance of the H1 Liquid Argon Calorimeter
H1–Report, H1–12/94–413, 1994

[BAN92] J. Ban et al.
The BEMC Single Electron Trigger (BSET)
H1 Interner Bericht, H1–07/92-235, 1992

[BARD89] D. Bardin et al.
Electroweak radiative corrections to deep inelastic scattering at HERA
Z. Phys. C 42 (1989) 679

[BART91] J. Bartels, J. Feltesse
QCD at low x: Summary
Proceedings of the workshop Physics at HERA (1991), Vol. 1, DESY, 1991

[BART92] J. Bartels, A. DeRoeck, M. Loewe
Measurement of hot spots inside the proton at HERA and LEP/LHC
Z. Phys C 54 (1992) 635

[BART94] J. Bartels, H. Lotter
A note on the BFKL pomeron and the 'HOT SPOT' cross-section
Phys. Lett. B 309 (1993) 400

[BART95] J. Bartels, V. Del Duca, A. De Roeck, D. Graudenz und M. Wüsthoff
Preprint in Vorbereitung

[BASS93] U. Bassler und G. Bernardi
Progress on Kinematical Variables Reconstruction. Consequences for D.I.S. Physics at Low x
H1–Report, H1–03/93–274

[BASS94] U. Bassler
Persönliche Mitteilung

[BAUE78] T.H. Bauer, R.D. Spital, D.R. Yennie, F.M. Pipkin
The hadronic properties of the photon in high–energy interactions
Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261

[BENG88] M. Bengtsson, G. Ingelmann und T. Sjöstrand
Improved parton showers in e–p interactions
Phys. Lett. B 214 (1988) 645

[BETH34] H. Bethe und W. Heitler
Proc. Roy. Soc A146 (1934) 83

[BJOR69] J.D. Bjorken, E.A. Paschos
Inelastic electron–proton and gamma–proton scattering and the structure of the nucleon
Phys. Rev. 185 (1969) 1975

[BLOO69] E.D. Bloom et al.
High–energy inelastic e–p scattering at 6° *and* 10°
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930

[BOEH87] M. Böhm und H. Spiesberger
Radiative corrections to neutral current deep inelastic lepton nucleon scattering at HERA energies
Nucl. Phys. B 294 (1987) 1081

[BONI88] R. Bonino et al.
Evidence for transverse jets in high mass diffraction
Phys. Lett. B 211 (1988) 239

[BREA84] A. Breakstone et al.
The four jet structure of large transverse momentum events in pp interactions at the ISR
Z. Phys. C 23 (1984) 1

[BRUN94] C. Brune, U. Hölzke und K. Meier
BEMC Calibration 1993
H1–Report, H1–04/94–352

[CALL69] C.G. Callan, D.J. Gross *High–energy electroproduction and the constitution of the electric current*
Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156

[CARL95] T. Carli
Persönliche Mitteilung

[COLO90] M. Colombo
Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssig–Argon–Kalorimeter des H1 Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund,1990

[COOP91] A. M. Cooper-Sarkar, R.C.E. Devenish, M. Lancaster
Measurement of F_L at low–x and the extraction of the gluon distribution
Proceedings of the workshop Physics at HERA (1991), Vol. 1, DESY, 1991

[CROM91] M. Crombie und A. Wegner
Jet ratios: towards an extraction of the strong coupling
Proceedings of the workshop Physics at HERA (1991), Vol. 1, DESY, 1991

[DERO93] A. DeRoeck et al.
Analysis II of the 1992 Data of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$
H1–Report, H1–12/93–332, 1993

[DOKS77] Y.L. Dokshitzer
Sov. Phys. JETP, 46:461, 1977

[DOKS91] Y.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, A.H. Mueller, S.I. Troyan
Basics of PERTURBATIVE QCD
Editions Frontieres, Gif–sur–Yvette, 1991

[EBBI92] R. Ebbinghaus
Überprüfung eines Algorithmus zur Trennung von Elektronen und Hadronen im Flüssig–Argon–Kalorimeter des H1–Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1992

[EBBI93] R. Ebbinghaus, M. Colombo, D.Wegener
e/π Separation in the H1 LAr Calorimeter: From Test Beam to Real World!
H1–Report, H1–12/93–334, 1993

[FADI75] V.S. Fadin, E.A. Kuraev, L.N. Lipatov
On the pomeranchuk singularity in asymptotically free theories
Phys. Lett. B 60 (1975) 50

[FAVA95] Laurent Favart
Persönliche Mitteilung, 1995

[FEYN72] R.P. Feynman
Photon–Hadron Interactions
W.A. Benjamin, INC., Reading, Massachusetts, 1972

[FLEI91] F.Fleischer et al.
The Hadronic Final State in ep–Scattering: Global Features and Jet Reconstruction
Proceedings of the workshop Physics at HERA (1991), Vol. 1, 303

[FLEI94] M. Fleischer
Untersuchung radiativer Ereignisse in der tief inelastischen ep–Streuung mit dem H1–detektor bei HERA
Dissertation, DESY FH1K–94–04, 1994

[FRIT73] H. Fritzsch, M. Gell–Mann, H. Leutwyler
Advantages of the color octet gluon picture
Phys. Lett. B 47 (1973) 365

[GAYL95] J. Gayler
E scale activities since last DIS Meeting
Interner H1 Bericht auf dem DIS Summary Meeting, 15 Februar 1995

[GEIS90] W.M. Geist, D. Drijard, A. Putzer, R. Sosnowski, D. Wegener
Hadronic production of particles at large transverse momentum: Its relevance to hadron structure, parton fragmentation and scattering
Phys. Rep. 197, Nos. 5 & 6 (1990) 263–375

[GELL61] M. Gell–Mann, F. Zachariasen
Form Factors and Vector Mesons
Phys. Rev. 124 (1961) 953

[GELL64] M. Gell–Mann
A schematic modell of baryons and mesons
Phys. Lett. 8 (1964) 214

[GLAS61] S.L. Glashow
Partial–symmetries of weak interactions
Nucl. Phys 22 (1961) 579

und

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

[GLÜC93] M. Glück, E. Reya, A. Vogt
Comparing radiatively generated parton distributions with recent measurements of $F_2(x, Q^2)$ in the small x region
Phys. Lett. B 306 (1993) 145–150

[GÖRL91] L. Görlich, H. P. Wellisch
Documentation of the LAr clustering
H1–Report, H1–12/91–204, 1991

[GRIB83] L.V. Gribov, E.M. Levin, M.G. Ryskin
Semihard Processes in QCD
Phys. Reports 100, Nos. 1 & 2 (1983) 1

[GRIN95] G. Grindhammer
Persönliche Mitteilung

[GUST86] G.Gustafson
Dual description of a confined color field
Phys. Lett. B 175 (1986) 453

[GUST88] G.Gustafson
Dipole formulation of QCD cascades
Nucl. Phys. B 306 (1988) 746

[H1-93a] H1 Kollaboratation
Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector
DESY PRC 93/02, März 1993

[H1-93b] H1 Kollaboration
The H1 Detector at HERA
DESY 93–103, Juli 1993.

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

[H1-94a] H1 Kollaboration
Scaling violations of the proton structure function F_2 at small x
Phys. Lett. B 321 (1994) 161

[H1-94b] H1 Kollaboration
Energy Flow and Charged Particle Spectra in Deep Inelastic Scattering at HERA
Z. Phys. C94 (1994) 377

[H1-94c] H1 Kalorimeter–Gruppe
Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons
Nucl. Instr. and Meth. A 350 (1994) 57–72

[H1-95a] H1 Kollaboration
A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$
Nucl. Phys. B 439 (1995) 471

[H1-95b] H1 Kollaboration
Determination of the strong coupling constant from jet rates in deep inelastic scattering
Phys. Lett. B 346 (1995) 415–425

[H1-95c] H1 Kollaboration
First Measurement of the Deep–Inelastic Structure of Proton Diffraction
Phys. Lett. B 348 (1995) 681-696

[H1-95d] H1 Kollaboration
Inclusive Parton Cross Sections in Photoproduction and Photon Structure
Nucl. Phys. B 445 (1995) 195

[H1-95e] H1 Kollaboration
The gluon density of the proton at low x from a QCD analysis of F_2
Phys. Lett. B 354 (1995) 494

[H1-95f] H1 Kollaboration
Transverse Energy and Forward Jet Production in the Low x Regime at HERA
Phys. Lett. B 356 (1995) 118

[H1-95g] H1 BEMC Gruppe
The H1 Backward Calorimeter BEMC and its Inclusive Electron Trigger
DESY 95–177, Publikation in Nucl. Instr. Meth. A in Vorbereitung

[H1L93] Online Graphik des LUMI-MACs
Halle Nord, Hamburg 1993

[HALZ84] F. Halzen, A. D. Martin
Quarks and Leptons
John Wiley & Sons, 1984

[HeraB] Hera B Kollaboration
HERA-B: An experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring DESY PRC 93–04

[Hermes] Hermes Kollaboration
A Proposal to Measure the Spin dependent structure functions of the neutron and the proton at Hera
DESY–PRC 90–01

[HESS95] F. Hess
Persönliche Mitteilung

[HOFS56] R. Hofstadter
Electron Scattering and Nuclear Structure
Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214

[HUTH90] J. E. Huth et al.
Toward a standardization of jet definitions
Fermilab-Conf-90/249-E (1990)
Snowmass Summer Study, 1990, 134-136

[INGE80] G. Ingelman, T. Sjostrand
A Monte Carlo for leptoproduction
Lund preprint LU TP 80–12, Lund, 1980

[INGE85] G. Ingelman und P. Schlein
Jet structure in high mass diffractive scattering
Phys. Lett. B 152 (1985) 256

[INGE91] G. Ingelmann
LEPTO 6.1
Proceedings of the workshop Physics at HERA (1991), Vol. 3, DESY, 1991

[JACQ79] F. Jacquet und A. Blondel
Proceedings of the Study of an ep Facility in Europe
ED. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 393

[JADE86] JADE Kollaboration, W. Bartel et al.
Experimental studies on multi-jet production in e+ e- annihilation at PETRA energies
Z.Phys. C 33 (1986) 23

[KASS94] H.-P. Kasselmann
Untersuchungen zur Messung von Elektronen mit dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter (BEMC) des HERA H1–Detektors
Dissertation, interner Bericht DESY FH1K–94–07, Universität Hamburg, 1994

[KRIP88] J. Kripfgans, H.–J. Möhring, H. Spiesberger
Electromagnetic corrections to deep inelastic scattering at HERA
Z. Phys. C 38 (1988) 653

[KURC93] Tibor Kurča
The H1–Tigger for Neutral Current Deep Inelastic Scattering Events
Dissertation, Universität Hamburg, 1993

[KURZ94] J. Kurzhöfer
The QJCONE jet algorithm and its implementation in H1PHAN
H1–Report, H1–08/94–375

[KWIA91] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.–J. Möhring
HERACLES, an event generator for ep interactions at HERA including radiative processes
Proceedings of the workshop Physics at HERA", Volume 2, DESY 1991

[KWIE94a] J. Kwieciński, A.D. Martin, P.J. Sutton, K. Golec–Biernat
QCD Predictions for the transverse energy flow in deep inelastic scattering in the HERA small x regime
Phys. Rev. D50 (1994) 217

[KWIE94b] J. Kwieciński, A.D. Martin, P.J. Sutton, K. Golec–Biernat
Transnsverse energy flow at HERA
Phys. Lett. B 335 (1994) 220

[LEVO95a] S. Levonian
How to get most up-to-date Lumi information?
Interner Vortrag, H1 Physik Meeting 2–3 März, 1995

[LEVO95b] S. Levonian
Persönliche Mitteilung

[LÖNN92] L. Lönnblad
Comp. Phys. Commun. 71 (1992) 15

[LOTT93] Hans Lotter
Numerische Simulation der Balitzskii–Fadin–Kuraev–Lipatov–Evolution in Prozessen der assoziierten Jet–Produktion
Diplomarbeit, II. Institut für theoretische Physik der Universität Hamburg, 1993

[MART92] A.D. Martin, J. Kwieciński, P.J. Sutton
Identifying the Lipatov $x^{-\lambda}$ *behaviour at HERA*
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 29A (1992) 67–72

[MART93a] A.D. Martin
Structure functions and small x physics
Durham preprint, DTP/93/66, Durham, 1993

[MART93b] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts
MRS Parton Distributions
Proc. of the workshop on Quantum Field Theory and Theoretical Aspects of High Energy Physics, eds. B. Geyer und E.M. Ilgenfritz (1993) 11

[MUEL90] A.H. Mueller
Parton distributions at very small x–values
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 18C (1990) 125-132

[MUEL91] A.H. Mueller
Jets at LEP and HERA
J. Phys. G 17 (1991) 1443

[MUEL94] A.H. Mueller
Deep inelastic scattering and small x physics
Columbia preprint CU–TP–658 (1994)

[MÜLL94] K. Müller
Measurement of the proton structure function F_2 *at the low Bjorken x at the H1 experiment*
Dissertation, Universität Zürich, 1994

[NELS85] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers
The EGS4 Code System
SLAC–Report–265, Stanford Linear Accelerator Center, 1985

[OBRO94] U. Obrock
Experimentelle Untersuchungen der Strahlungskorrekturen in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung bei HERA–Energien
Dissertation, Universität Dortmund, 1994

[OTT53] K. Ott
Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten
Kosmische Strahlung (2. Auflage), S. 320–349
W. Heisenberg (Herausgeber), Springer Verlag, Berlin 1953

[PEPP94] E. Peppel
Messung der Protonstrukturfunktion F2 unter besonderer Berücksichtigung des H1–Rückwärtskalorimeters
Dissertation, Interner DESY Bericht FH1K–94–03, 1994

[PIEU95] A. Pieuchot, J. Marks und C. Vallée
Pile–up Energy Detection using the Liquid Argon Big Tower Timing Information
H1–Report, H1–01/95–423

[PROS95] R. Prosi
The 1993 L4 Filter Farm Selection Algorithm
H1–Report, H1–03/95–432, 1995

[REY81] E. Reya
Pertubative quantum chromodynamics
Phys. Rep. 69 (1981) 195

[RICK94] H. Rick
Untersuchungen zur hadronischen Struktur quasireeller Photonen bei HERA
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1994

[ROSS64] B. Rossi
High Energy Particles
Prentice Hall, New York 1964

[RUTH11] E. Rutherford
Phil. Mag 21 (1911) 669

[SAKU60] J.J. Sakurai
Theory of Strong Interactions
Ann. Phys.(NY) 11 (1960) 1

[SALA68] A. Salam
Gauge unification of fundamental forces
Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 195

[SCHU91] G.A. Schuler, H. Spiesberger
DJANGO – the interface for the event generators HERACLES and LEPTO
Proceedings of the workshop Physics at HERA"(1991) Volume 3, 1419

[SEGR65] E. Ségre
Nuclei and Particles
Benjamin, New York 1965

[SHEK93] V. Shekelyan
Simulation and Reconstruction in H1 Liquid Argon Calorimetry
H1–Report, H1–04/93–288, 1993

[SJÖS91] T. Sjöstrand
PYTHIA 5.6 — PYTHIA at HERA
Proceedings of the workshop Physics at HERA"(1991) Volume 3, 1405

[SPI91] H. Spiesberger et al.
Radiative corrections at HERA
Proceedings of the workshop Physics at HERA"(1991) Volume 2, 798

[TANG92] W.K. Tang
The structure function $\nu W(2)$ *of hot spots at HERA*
Phys. Lett. B 278 (1992) 363

[WEGN94] A. Wegner
Messung von Multijetraten in der tief inelastischen Elektron–Proton Streuung mit dem H1 Detektor bei HERA
Dissertation, Interner DESY Bericht FH1K–94–06, 1994

[WEIN67] S. Weinberg
A model of leptons
Phys. Rev. Lett. 12 (1967) 1264

und

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

[WELL90] H. P. Wellisch
Untersuchung von Wichtungsmethoden zur Optimierung der Energieauflösung von Hadronen in einem Flüssig–Argon Blei/Eisen Kalorimeter
Diplomarbeit, MPI München, 1990

[WELL94] H.P. Wellisch, J.P. Kubenka, H. Oberlack, P.Schacht
Hadronic Calibration of the H1–LAr Calorimter using Software Weighting Techniques
H1–Report, H1–02/94–346, 1994

[WIIK91] B.H. Wiik
Hera Status
Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelmann, Hamburg, 1991, Vol. 1,1.

[Zeus86] Zeus Kollaboration
The Zeus Detector: Technical Proposal
DESY–HERA–ZEUS–1, March 1986

[Zeus95] Zeus Kollaboration
Measurement of the proton structure function F_2 *from the 1993 HERA data*
Z. Phys. C 65 (1995) 379

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die Aufgabenstellung dieser Arbeit danken. Seine aufmerksame Betreuung hat mir bei der Erstellung dieser Doktorarbeit sehr geholfen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Albert DeRoeck. Seine äußerst hilfreichen Vorschläge und Anregungen und insbesondere die ausführlichen Gespräche mit ihm haben wesentlich zu dem Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen.

Auch den anderen Mitgliedern unserer Analysegruppe, Ewelina Mroczko und Jesus Guillermo Contreras Nuño, bin ich für die vielen Stunden gemeinsamer Arbeit und fruchtbarer Diskussionen sehr dankbar.

Weiterhin danke ich den Mitgliedern des Lehrstuhls EV der Abteilung Physik an der Universität Dortmund, die eine Atmosphäre geschaffen haben, in der es Spaß machte zu arbeiten. Ihre Hilfsbereitschaft hat viele Probleme schon im Ansatz gelöst. Dieser Dank gilt insbesondere Kerstin Borras, Klaus Wacker und Albin Walther, die zum Teil mehrfach mit konstruktiver Kritik zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Danken möchte ich auch allen Mitgliedern der H1–Kollaboration und der HERA-Maschinengruppe, ohne deren Bemühungen eine Analyse wie diese hier nicht durchführbar ist.

Schließlich möchte ich meinen Eltern für die Ermöglichung des Physik–Studiums danken und für die vielfältige Unterstützung, die sich nicht nur auf das Studium erstreckte.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Vertragsnummer 6DO57I gefördert.