Die Messung der Rate von 2–Jet–Ereignissen in tiefinelastischer Streuung bei HERA

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

Dissertation

von
Diplom–Physiker Jürgen Spiekermann
aus Lippstadt

Dortmund
Juni 1997

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Schon seit frühesten Zeiten beschäftigt die Menschheit die Frage nach der Natur der Materie. Dabei hat stets die Idee elementarer Bausteine eine wesentliche Rolle gespielt. Aristoteles nahm an, daß alle Materie aus den „elementaren Stoffen“ Feuer, Luft, Erde und Wasser zusammengesetzt ist.

Nachdem die Alchimisten im Mittelalter lange vergeblich versucht hatten, das Element Gold „herzustellen“, wurden im 19. Jahrhundert die Stoffe als chemische Elemente oder Verbindungen aufgefaßt. So postulierte der Chemiker und Physiker Dalton im Jahre 1803, daß die Elemente jeweils aus einer Atomsorte bestehen und die Verbindungen aus verschiedenen Atomsorten in festem Mischungsverhältnis zusammengesetzt sind.

Nach der Entdeckung immer weiterer chemischer Elemente gelang es dem russischen Chemiker Mendelejew 1869 mit der Einführung des Periodensystems der chemischen Elemente, diese anhand ihrer Gewichte und chemischen Eigenschaften zu ordnen. Die philosophisch unbefriedigend große Anzahl elementarer Stoffe führte zu der Vermutung, daß diese eine Substruktur besitzen und verschiedene Kombinationen einiger weniger Grundbausteine darstellen.

Die räumliche Ausdehnung der Atome liegt, wie wir heute wissen, in der Größenordnung von einem Ångström. Da die räumliche Auflösung bei der Untersuchung von Strukturen aufgrund der Unschärferelation durch die Wellenlänge der eingesetzten Strahlung begrenzt ist, war der Nachweis einer Substruktur der Atome erst durch den Einsatz hochenergetischer Strahlungsquellen möglich. Röntgens Entdeckung der nach ihm benannten Röntgenstrahlung war 1895 ein wichtiger Schritt in diese Richtung.

Erst durch die Beobachtung der natürlichen Radioaktivität durch Becquerel im Jahre 1896 war eine Strahlungsquelle mit ausreichender Energie gefunden, die die Auflösung subatomarer Strukturen erlaubte. Durch Streuexperimente mit α–Strahlung konnten Rutherford und seine Mitarbeiter in der zweiten Dekade dieses Jahrhunderts nachweisen, daß die positive Ladung der Atome in einem räumlichen Bereich konzentriert ist, dessen Ausdehnung wesentlich kleiner als die des gesamten Atoms ist, während die negative Ladung über das ganze Atom verteilt ist [Rut11].

Als Bausteine der Atome wurden das Elektron, dessen Nachweis E. Wiechert und J. Thomson bereits 1897 gelang, sowie das Proton als Träger der positiven Ladung und das Neutron identifiziert. Das Neutron vermochte dabei die unterschiedlichen Gewichte sich chemisch ansonsten gleichverhaltender Atome zu erklären. Der explizite Nachweis des Neutrons gelang J. Chadwick erst 1931 [Cha32].

Das philosophisch und ästhetisch sehr befriedigende Weltbild, daß die gesamte Materie aus drei Grundbausteinen zusammengesetzt ist, geriet jedoch in den darauf folgenden Jahrzehnten mehr und mehr ins Wanken. Die Entwicklung der Teilchenbeschleuniger ermöglichte die Untersuchung der Materie mit Strahlung immer höherer Energie. 1956 gelang es Hofstadter zu zeigen, daß das Proton ein ausgedehntes Objekt mit einem mittleren Ladungsradius von etwa 0,8 fm ist [Hof56], was an dessen elementarem Charakter zweifeln ließ.

Zudem wurden immer mehr Teilchen entdeckt, die als ebenso elementar wie das Proton anzusehen waren. Die Physiker befanden sich daher in einer ähnlichen Situation wie schon zuvor Mendelejew, der die chemischen Elemente zwar anhand ihrer Eigenschaften zu ordnen vermochte, sich aber mit einer unbefriedigend großen Anzahl elementarer Stoffe konfrontiert sah. Es ergaben sich zwei große Klassen von Teilchen, zum einen die Leptonen, zu denen auch das Elektron gehört, zum anderen die Hadronen, die durch eine kurzreichweitige „Kraft“ miteinander wechselwirken und zu denen auch das Proton und das Neutron gehören.

Im Jahre 1964 postulierten Gell–Mann und Zweig, daß die Hadronen zusammengesetzte Objekte sind, und konnten so das beobachtete Spektrum der Teilchen erklären. Die Konstituenten wurden als Quarks bezeichnet. Der experimentelle Nachweis einer Substruktur des Protons durch Friedman, Kendall, Taylor und Mitarbeiter [FKT91] am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) wurde im Jahr 1990 mit dem Nobelpreis geehrt.

Das aus dieser Hypothese entwickelte, bis heute gültige „Standardmodell der Elementarteilchenphysik“ beschreibt die elementaren Bausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen untereinander. Es existieren demnach jeweils sechs elementare Leptonen und Quarks sowie deren Antiteilchen, die sich in drei sogenannte Generationen gliedern.

Jede Leptongeneration setzt sich aus einem einfach geladenen Teilchen (e^-, μ^-, τ^-) und einem ungeladenen Neutrino (ν_e, ν_μ, ν_τ) mit dem Spin $1/2\hbar$ zusammen. Die Generationen der Quarks bestehen jeweils aus einem Quark mit der Ladung $+2/3$ (u, c, t) sowie einem Quark mit der Ladung $-1/3$ (d, s, b). Sie sind wie die Leptonen Fermionen, d.h. sie tragen den Spin $1/2\hbar$. Die Quarks sind als solche nicht beobachtbar, sondern bilden in Kombinationen von jeweils drei Quarks bzw. einem Quark und einem Antiquark die beobachtbaren Baryonen und Mesonen.

Die Wechselwirkungen der Teilchen untereinander werden in Quantenfeldtheorien durch den Austausch sogenannter Eichbosonen, die den Spin $\hbar$ tragen, beschrieben. Für die elektromagnetische Wechselwirkung ist dies das Photon, für die schwache Wechselwirkung existieren zwei geladene (W^+,W^-) und ein ungeladenes (Z^0) Eichboson. Die starke Wechselwirkung wird durch die elektrisch neutralen, sogenannten Gluonen vermittelt. Die vierte fundamentale Wechselwirkung, die Gravitation, entzieht sich bisher einer vollständigen Beschreibung durch eine Quantenfeldtheorie. Sie kann aufgrund ihrer geringen Stärke in der Elementarteilchenphysik jedoch vernachlässigt werden.

Die Substruktur des Protons und die dynamischen Eigenschaften der Wechselwirkungen der Quarks sind bis heute Ziel experimenteller Studien. Hierzu wurde am DESY (Deutsches Elektronen–Synchrotron) 1992 der Speicherring HERA in Betrieb genommen, der die Kollision hochenergetischer Protonen mit Elektronen oder Positronen ermöglicht. Die hierbei im H1–Experiment beobachteten, sogenannten tiefinelastischen Streuereignisse sind Gegenstand der vorliegenden Analyse. Dabei findet sich eine Klasse von Ereignissen, in denen die in der Wechselwirkung entstandenen Teilchen zwei kollimierte Bündel bilden, sogenannte Jets, deren Eigenschaften Rückschlüsse auf die Dynamik der Wechselwirkungen der elementaren Teilchen erlauben.

Das folgende Kapitel dieser Arbeit liefert eine Einführung in die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen Streuung und die speziellen Eigenschaften der Jet–Ereignisse.

Im dritten Kapitel wird die Funktionsweise des für die Messung verwendeten H1–Detektor erläutert.

Ziel der vorliegenden Analyse ist es, die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von solchen Jet–Ereignissen in Abhängigkeit von Variablen, die den Streuprozeß charakterisieren, zu bestimmen. Das vierte Kapitel dokumentiert die hierzu optimierte Selektion der Streuereignisse.

Ein sinnvolles Resultat muß unabhängig von speziellen Eigenschaften des H1–Detektors und der Selektion sein, damit es z.B. mit anderen Messungen oder theoretischen Vorhersagen vergleichbar ist. Die notwendigen Korrekturen der gemessenen Daten aufgrund der beschränkten Detektorakzeptanz und den Ineffizienzen der Selektionsschnitte werden im fünften Kapitel dargelegt.

Der Vergleich des Meßresultats mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen und Modellen erfolgt im sechsten Kapitel. Zusätzlich wird eine weitere Observable analysiert, die die topologischen Eigenschaften der Streuereignisse berücksichtigt und ein weiteres Kriterium zur Interpretation des Resultats liefert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Die Kinematik der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung

Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Skizze des Streuprozesses mit neutralem Strom. Das einlaufende Lepton mit dem Viererimpuls k und das Proton mit dem Viererimpuls p tauschen ein Photon oder ein Z^0–Boson aus. Der aus der Reaktion resultierende Endzustand enthält das gestreute Elektron mit dem Viererimpuls k' sowie den hadronischen Endzustand, der in der Skizze mit X gekennzeichnet ist.

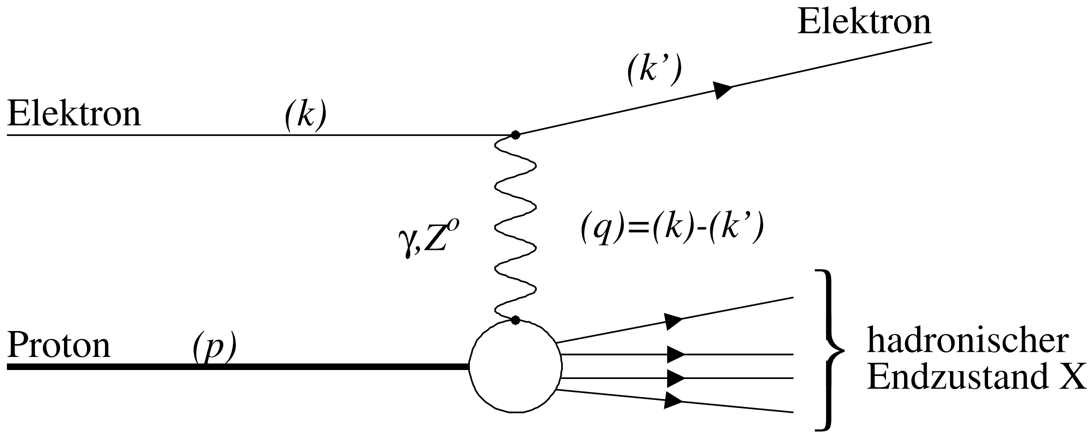

Abbildung 2.1: *Schematische Darstellung der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung. In Klammern sind die jeweiligen Viererimpulse der Teilchen angegeben.*

Daneben ist auch der Austausch der geladenen Eichbosonen W^+ und W^- möglich. Im Endzustand befindet sich dann als gestreutes Lepton ein Neutrino ν_e. Diese Ereignisklasse ist jedoch nicht Gegenstand dieser Analyse und wird im weiteren nicht behandelt.

Bei der Analyse des Streuprozesses haben sich die folgenden kinematischen Größen als nützlich erwiesen:

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie

$$s = (p + k)^2 \tag{2.1}$$

ist durch die Energien der kollidierenden Strahlen festgelegt.

- Die Virtualität des ausgetauschten Bosons ist gegeben durch

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2. \tag{2.2}$$

- Die Bjørken–Skalenvariable

$$x = \frac{Q^2}{2pq} \tag{2.3}$$

besitzt einen Wertebereich von $0 \leq x \leq 1$ und erhält im Rahmen des naiven Quark–Parton–Modells eine anschauliche Bedeutung, siehe Abschnitt 2.4.

- Die Skalenvariable

$$y = \frac{pq}{pk} \tag{2.4}$$

ist ebenfalls beschränkt auf $0 \leq y \leq 1$ und entspricht im Ruhesystem des Protons dem relativen Energieübertrag des Elektrons auf das ausgetauschte Boson.

- Das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes X

$$W^2 = (P + q)^2 \tag{2.5}$$

ist das Quadrat der für die Reaktion des ausgetauschten Bosons mit dem Proton zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie.

Nur jeweils drei der aufgeführten lorentzinvarianten Variablen sind unabhängig voneinander. Wählt man s, x und y als unabhängige Variablen, so gelten unter Vernachlässigung aller Teilchenmassen für Q^2 und W^2:

$$Q^2 = xys, \tag{2.6}$$
$$W^2 = ys - Q^2. \tag{2.7}$$

Für die Untersuchung des hadronischen Endzustands hat es sich als nützlich erwiesen, die Impulsvektoren von Teilchen durch einen Satz von Variablen auszudrücken, die besondere Eigenschaften unter Lorentztransformationen entlang der z–Richtung aufweisen. Die z–Richtung sei hierbei durch die Richtung des Protonstrahls definiert. Hierzu gehören der Transversalimpuls p_t und der Azimutwinkel ϕ, die beide invariant gegen solche Transformationen sind. Daneben verwendet man die Rapidität ζ, die für ein Teilchen mit der Energie E und der Impulskomponente p_z durch

$$\zeta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \tag{2.8}$$

gegeben ist. Diese ist zwar nicht invariant gegen Lorentztransformationen entlang der z–Richtung, ändert sich aber dabei unabhängig von Energie und Impuls des Teilchens nur um eine additive Konstante. Differenzen der Rapiditäten verschiedener Teilchen sind daher invariant.

Häufig sind die Massen der betrachteten Teilchen nicht bekannt. Man berechnet dann üblicherweise die Pseudorapidität

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) \tag{2.9}$$

aus dem Betrag des Impulses und der Komponente in z–Richtung. Die Pseudorapidität steht in direkter Beziehung zum Polarwinkel θ des betrachteten Teilchens:

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) . \tag{2.10}$$

Für masselose Teilchen sind Rapidität und Pseudorapidität identisch; für Teilchen, deren Masse sehr viel kleiner als ihr Transversalimpuls ist, stellt die Pseudorapidität eine gute Näherung dar.

2.2 Die Bestimmung der Ereigniskinematik

Im H1–Experiment können nicht nur der Streuwinkel und die Energie des gestreuten Elektrons, sondern auch der hadronische Endzustand gemessen werden. Die vorliegende Information zur Bestimmung der kinematischen Variablen eines Ereignisses ist damit redundant, und prinzipiell können verschiedene Methoden angewandt werden [H1–94c]. In der vorliegenden Analyse werden die kinematischen Variablen in der klassischen Weise allein aus dem Polarwinkel θ_e und der Energie E_e des gestreuten Elektrons bestimmt. Dabei gelten die folgenden Beziehungen:

$$Q^2 = 4\, E_{e,\mathrm{Strahl}}\, E_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2}, \tag{2.11}$$

$$y = 1 - \frac{E_e}{E_{e,\mathrm{Strahl}}} \sin^2 \frac{\theta_e}{2}, \tag{2.12}$$

$$x = \frac{Q^2}{y\, s}. \tag{2.13}$$

Hierbei ist $E_{e,\mathrm{Strahl}}$ die Elektronstrahlenergie.

Diese Methode besitzt über einen weiten kinematischen Bereich eine gute Auflösung. Lediglich im Bereich sehr kleiner Werte von y, der in dieser Analyse nicht berücksichtigt wird, vgl. Abschnitt 4.2, sind andere Methoden vorzuziehen.

2.3 Der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung

Der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung ist im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) berechenbar. Vergleicht man die Wirkungsquerschnitte $\sigma(Z^0)$ und $\sigma(\gamma)$ für den Austausch eines Z^0–Bosons bzw. eines Photons, so ergibt sich direkt aus dem Verhältnis der entsprechenden Propagatoren:

$$\frac{\sigma(Z^0)}{\sigma(\gamma)} \sim \left(\frac{Q^2}{Q^2 + M_{Z^0}^2}\right)^2. \tag{2.14}$$

Zusätzlich tragen zum Wirkungsquerschnitt Terme bei, die durch quantenmechanische Interferenz des Z^0– und Photonaustausches enstehen. Für diesen Anteil $\sigma(\gamma/Z^0)$ gilt die folgende Abhängigkeit:

$$\frac{\sigma(\gamma/Z^0)}{\sigma(\gamma)} \sim \frac{Q^2}{Q^2 + M_{Z^0}^2}. \tag{2.15}$$

Die Masse des Z^0–Bosons beträgt $M_{Z^0} = 91,188 \pm 0,002$ GeV [PDG96]. Für den in dieser Analyse betrachteten Bereich von 5 GeV$^2 \leq Q^2 \leq$100 GeV^2 ist daher der Anteil des Z^0–Austausches und der Interferenz vernachlässigbar klein und wird im weiteren nicht berücksichtigt.

Die Schwerpunktsenergie s ist durch die Energien der kollidierenden Strahlen festgelegt. Üblicherweise werden x und Q^2 als verbleibende unabhängige Variablen verwendet. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung ergibt sich dann unter Vernachlässigung der Interferenzterme mit der elektromagnetischen Feinstrukturkonstanten α in Bornscher Näherung zu:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^2}\left(y^2 x F_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2)\right). \tag{2.16}$$

In den beiden Strukturfunktionen F_1 und F_2 wird hierbei die innere Struktur des Protons parametrisiert. Sie können in dem bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich bisher nicht eindeutig aus der Theorie vorhergesagt werden. Ihre experimentelle Bestimmung ist ein wesentliches Ziel der HERA–Experimente.

2.4 Das naive Quark–Parton–Modell

Das reichhaltige Spektrum der in den 50er und 60er Jahren entdeckten Hadronen führte Gell–Mann zu der Annahme, daß die Hadronen aus fundamentaleren Objekten zusammengesetzt seien [Gel64]. Es gelang mit dieser Hypothese, die Ladungen und Spins der Hadronen zu erklären. Die Erweiterung des Modells zum sogenannten Quark–Parton–Modell erlaubt außerdem die Beschreibung der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung. Es beruht auf den folgenden Postulaten:

- Das Proton besteht, wie alle Hadronen, aus punktförmigen Quarks.
- Die Quarks im Proton bewegen sich wechselwirkungsfrei, parallel in Richtung des Protonimpulses
- Quarks haben einen Spin $1/2\hbar$.
- Quarks besitzen drittelzahlige elektrische Ladungen, gemessen in Einheiten der Elementarladung e. Das Proton besteht aus zwei u–Quarks mit der Ladung $+2/3e$ und einem d–Quark mit der Ladung $-1/3e$.
- Die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung wird als elastische Streuung des Elektrons an einem der Quarks betrachtet.

Unter diesen Annahmen lassen sich die Strukturfunktionen F_1 und F_2 des Protons aus der Theorie ableiten und man erhält [Bjø69]:

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} \sum_{i=1}^{N_{\mathrm{quark}}} e_i^2 x f_i(x), \tag{2.17}$$

$$F_2(x) = \sum_{i=1}^{N_{\mathrm{quark}}} e_i^2 x f_i(x). \tag{2.18}$$

Hierbei ist x die Bjørken–Skalenvariable. Sie entspricht unter Vernachlässigung der Quarkmassen dem Bruchteil des Protonimpulses, den das am Streuprozeß teilnehmende Quark trägt. Die Quarkdichten $f_i(x)$ sind die Wahrscheinlichkeitsdichten, ein Quark der Sorte i und der elektrischen Ladung e_i mit einem Impulsbruchteil x im Proton zu finden.

In diesem Modell hängen die Strukturfunktionen des Protons nur von der dimensionslosen Skalenvariablen x, nicht jedoch vom Impulsübertrag Q^2 ab. Diese als Skaleninvarianz bezeichnete Eigenschaft wurde in Streuexperimenten für $x \simeq 0{,}25$ am SLAC experimentell bestätigt [Blo69]

Aus den Gleichungen (2.17) und (2.18) ergibt sich die sogenannte Callan–Gross–Relation [Cal69]:

$$F_2(x) = 2xF_1(x). \tag{2.19}$$

Diese ist gültig unter der Annahme, daß die Quarks einen Spin von $1/2\hbar$ besitzen. Auch diese Aussage konnte experimentell bestätigt werden [Alb69], ist jedoch nur im naiven Quark–Parton–Modell exakt richtig.

In nachfolgenden Experimenten, in denen größere kinematische Bereiche zugänglich wurden, zeigte sich jedoch, daß die Skaleninvarianz nicht für alle Werte von x erfüllt ist, sondern die Strukturfunktionen im allgemeinen eine logarithmische Abhängigkeit von Q^2 besitzen. Außerdem wurde experimentell bestimmt, daß die Quarks nur etwa 50% des Protonimpulses tragen. Beide Beobachtungen können im Rahmen der Theorie der starken Wechselwirkung, Quantenchromodynamik (QCD) genannt, erklärt werden. Die Grundlagen werden im nächsten Abschnitt erläutert.

2.5 Die Grundlagen der QCD

Bereits 1964 wurde Farbe als innerer Freiheitsgrad der Quarks postuliert, um das Pauli–Prinzip für z.B. das $\Delta^{++}(1232)$ erfüllen zu können. Im Rahmen der QCD wurde diesem inneren Freiheitsgrad eine wesentlich weitreichendere Bedeutung zugeschrieben. Die Farbe ist hier, analog zur elektrischen Ladung in der QED, Ursache für die starke Wechselwirkung der Quarks untereinander. Die Quarks besitzen eine Farbladung, die in den drei Ausprägungen „rot“, „grün“ und „blau“ vorkommt. Die Antiquarks tragen dementsprechende Antifarben. Die Wechselwirkung wird durch masselose Eichbosonen vermittelt, die Gluonen genannt werden. Diese tragen Farbladungspaare, d.h. jeweils eine Farbe und eine Antifarbe. Es wird angenommen, daß die starke Wechselwirkung invariant ist unter Symmetrietransformationen der Gruppe $SU(3)_C$, die die Farbladungen vermischen oder vertauschen. Als freie Teilchen können nur farbneutrale Systeme existieren, z.B. Kombinationen dreier Quarks, die Baryonen, oder eines Quarks und eines Antiquarks, die Mesonen. Einzelne Quarks oder auch Gluonen hingegen sind nicht farbneutral und sind in den Hadronen „eingesperrt“(Confinement).

Die Quarks können demnach analog zur elektromagnetischen Wechselwirkung ($e^- \rightarrow e^-\gamma$) Gluonen abstrahlen, die ihrerseits Quark–Antiquark–Paare bilden können. Die Graphen der entsprechenden Prozesse sind in Abbildung 2.2 gezeigt. Das Proton enthält daher neben den Valenzquarks zusätzlich Gluonen und die sogenannten Seequarks. Neben den Partondichten für die Valenz– und Seequarks tritt daher auch eine entsprechende Verteilung $g(x)$ für die Gluonen auf.

Da den Quarks nur ein Anteil von 50% des Protonimpulses zugeordnet werden kann, wird der andere Teil von den Gluonen getragen. Auch die Verletzung der Skaleninvarianz in der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung erhält in der QCD eine natürliche Erklärung. Mit zunehmendem Viererimpulsübertrag Q^2 löst das ausgetauschte Photon kleinere Strukturen im Proton auf und wird sensitiv auf Gluonabstrahlungen der Quarks.

Bei der Berechnung des Matrixelements für die tiefinelastische Elektron–

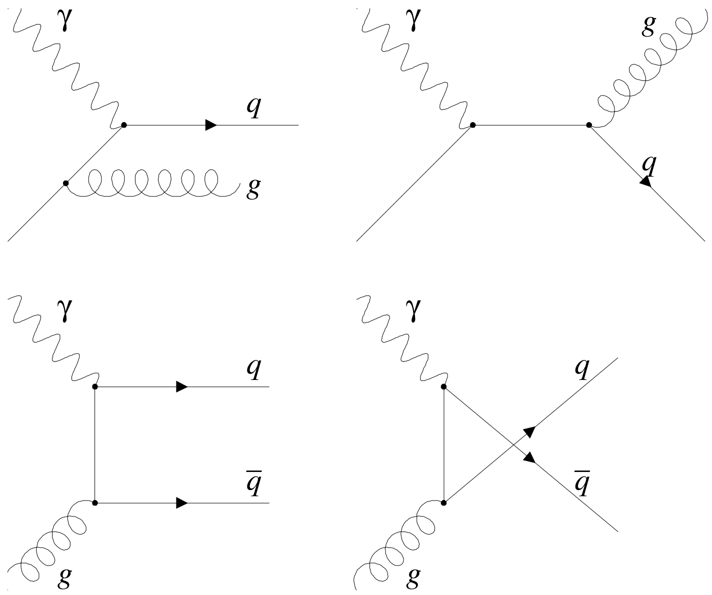

Abbildung 2.2: *Feynman–Graphen der reellen QCD–Korrekturen zur tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung in Ordnung α_s. Die beiden oberen Graphen zeigen die QCD–Compton–Streuung, d.h. die Abstrahlung eines Gluons vom ein– bzw. auslaufenden Quark, die beiden unteren die sogenannte Boson–Gluon–Fusion.*

Proton–Streuung treten Singularitäten auf. Die ultravioletten Singularitäten werden in der starken Kopplungskonstanten α_s absorbiert, die dadurch von Q^2 abhängig wird. In führender Ordnung in α_s gilt:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\log(Q^2/\Lambda)}. \tag{2.20}$$

N_f ist die Anzahl der Quarkflavours, für die $M^2_{\text{quark}} < Q^2$ gilt, und Λ ein aus der Theorie nicht bestimmbarer Skalenparameter, der zudem vom angewandten Renormierungsschema und der Anzahl der Quarkflavours abhängig ist. Für das häufig verwendete $\overline{\text{MS}}$ Renormierungsschema und $N_f = 5$ wird ein Wert von $\Lambda = 209^{+39}_{-33}$ MeV angegeben [PDG96].

Die Gleichung (2.20) gilt nur für Werte von $Q^2 \gg \Lambda$. Dann nimmt α_s mit zunehmendem Q^2 logarithmisch ab, und für genügend große Q^2 ist eine Störungsrechnung möglich. Die Ursache für dieses zur QED konträre Verhalten[1] liegt in der Selbstwechselwirkung der Gluonen.

Die kollinearen und infraroten Divergenzen, die durch Abstrahlung von Gluonen vom einlaufenden Quark oder durch die Aufspaltung des einlaufenden Gluons

[1] Die Kopplungskonstante α der elektromagnetischen Wechselwirkung nimmt mit zunehmendem Impulsübertrag zu, so besitzt sie für Impulsüberträge $\simeq M_Z$ den Wert $\alpha \simeq 1/128$

in ein Quark–Antiquark–Paar entstehen, können in den Partondichtefunktionen absorbiert werden. Anschaulich bedeutet dies, daß am Streuprozeß lediglich ein Quark mit vermindertem Protonimpulsbruchteil x teilnimmt. Die Partondichteverteilungen werden hierdurch abhängig vom Faktorisierungsschema und einer Faktorisierungsskala μ_F, die üblicherweise $\mu_F = Q^2$ gesetzt wird.

Ein Ansatz für die Beschreibung der dynamischen Entwicklung der Partondichten mit Q^2 sind die Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi– (DGLAP–) Gleichungen [Alt77, Dok77, Gri72]:

$$\frac{\partial f_i(x,Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \left(f_i(y,Q^2)P_{qq}(\frac{x}{y}) + g(y,Q^2)P_{qg}(\frac{x}{y})\right)\frac{dy}{y} \tag{2.21}$$

$$\frac{\partial g(x,Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \left(\sum_{i=1}^{N_f}(f_i(y,Q^2)P_{gq}(\frac{x}{y})) + g(y,Q^2)P_{gg}(\frac{x}{y})\right)\frac{dy}{y} \tag{2.22}$$

Hierbei sind $P_{ij}(z)$ die sogenannten Splitting–Funktionen, die die Wahrscheinlichkeit angeben, mit der ein Parton j in ein Parton i mit dem Impulsbruchteil z übergeht. Durch die Selbstwechselwirkung der Gluonen gibt es neben den Funktionen P_{qq}, P_{gq} und P_{qg} auch P_{gg}. Die Splitting–Funktionen können störungstheoretisch berechnet werden und erlauben dann zusammen mit den Gleichungen (2.21) und (2.22) eine Vorhersage der Partondichten für beliebige Werte von Q^2 aus vorgegebenen Partondichten bei einem $Q^2 = Q_0^2$. Die DGLAP–Gleichungen liefern somit quantitative Voraussagen für die Verletzung der Skaleninvarianz.

Bei der Ableitung der Entwicklung der Partondichten werden nur die führenden Terme proportional zu $\log Q^2$, nicht hingegen Terme proportional zu $\log 1/x$ berücksichtigt. Daher kann die Entwicklung nicht für den Bereich sehr kleiner x gültig sein. Ab welchen x–Werten signifikante Abweichungen sichtbar werden, ist jedoch unklar. Bisherige Messungen der Protonstrukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ über einen großen Bereich in Q^2 und x bis zu Werten von $x \simeq 10^{-5}$ werden erfolgreich durch DGLAP–basierte Parametrisierungen beschrieben [H1–96a].

Während die kollinearen Singularitäten aus Abstrahlungen im Endzustand durch Singularitäten virtueller Beiträge bei der Integration aller möglichen Endzustände kompensiert werden, sind die Matrixelemente für exklusive hadronische Endzustände, z.B. für zwei Partonen im hadronischen Endzustand, im Prinzip divergent. Bei Berechnungen der Wirkungsquerschnitte aus den Matrixelementen werden die Divergenzen durch die Wahl geeigneter Abschneideparameter vermieden. Durch die Wahl geeigneter Observablen, die u.a. insensitiv gegen kollineare oder infrarote Abstrahlungen der Partonen im Endzustand sind, können exklusive Wirkungsquerschnitte definiert werden, deren theroetische Berechnung in führender und nächsthöherer Ordnung möglich ist und die invariant gegen die Variation der speziellen Werte der Abschneideparameter sind, vgl. Abschnitt 2.11.1.

2.6 Hadronisierung

Die störungstheoretische Behandlung der QCD ist aufgrund des Verhaltens der Kopplungskonstanten α_s nur für große Impulsüberträge bzw. kurze räumliche Distanzen möglich. Außerdem betrachtet man die Quarks und Gluonen des Protons bei der Behandlung der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung als freie Teilchen. Aufgrund des Confinement müssen sich die dem Streuprozeß entspringenden Partonen jedoch zu Hadronen formieren. Störungstheoretisch sind diese Prozesse nicht zu erfassen und werden daher durch phänomenologische Modelle beschrieben. Eine Einführung in diese Thematik findet man in [Web94]. Die Modelle wurden in der Vergangenheit an gemessene Daten angepaßt und liefern zum Teil eine exzellente Beschreibung der beobachteten Multiplizitäten und Impulsspektren der Hadronen.

Allen Modellen ist gemein, daß in Richtung der Quarks und Gluonen mehr oder weniger kollimierte Bündel von Hadronen, sogenannte Jets [Sey95], gebildet werden. Durch die Definition geeigneter Jet–Algorithmen kann ein Zusammenhang zwischen den beobachtbaren Jet–Eigenschaften und den zugrundeliegenden Eigenschaften der Quarks und Gluonen des Endzustands hergestellt werden. Es soll an dieser Stelle betont werden, daß eine universelle Definition des Begriffs „Jet“ bisher nicht gefunden wurde, sondern Jets stets durch den zu ihrer Identifikation verwendeten Algorithmus definiert sind.

2.7 Jet–Algorithmen

Die sinnvolle Anwendung von Jet–Algorithmen zur Messung der Eigenschaften des hadronischen Endzustands und zum Vergleich mit theoretischen Vorhersagen stellt die folgenden wesentlichen Anforderungen an die Algorithmen:

- Die Algorithmen müssen eine eindeutige Bestimmung der Jets aus dem gemessenen hadronischen Endzustand ermöglichen.

- Sie müssen ebenso eindeutig Jets in Störungsrechnungen definieren und die nötigen Eigenschaften für endliche Resultate besitzen, u.a. müssen sie die infraroten und kollineare Divergenzen im Endzustand absorbieren.

- Es sollte eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen den Eigenschaften der Jets des hadronischen Endzustands und denen der Partonen vorhanden sein.

Aufgrund der verschiedenen topologischen Eigenschaften der Ereignisse in e^+e^-– bzw. $p\bar{p}$–Kollisionen, haben sich zwei Typen von Jet–Algorithmen durchgesetzt [Sey94].

- Sukzessive–Rekombinations–Algorithmen: Zu diesen gehört der in der e^+e^- Physik gebräuchliche JADE–Algorithmus [JAD91] und auch die Gruppe der $k_\perp$–Algorithmen. Ihnen ist gemein, daß dasjenige Paar aller möglichen (Pseudo–) Teilchenpaare, das den kleinsten „Abstand“ zueinander besitzt, zu einem Pseudoteilchen vereinigt wird, wobei auch zuvor erzeugte Pseudoteilchen berücksichtigt werden. Diese Prozedur wird solange wiederholt, bis der minimale „Abstand“ größer als ein vorgegebener Wert ist oder eine vorgegebene Anzahl von Pseudoteilchen erreicht ist. Die nach der Prozedur verbleibenden Pseudoteilchen bilden die endgültigen Jets. Die Algorithmen unterscheiden sich hinsichtlich der Definition des „Abstandes“ und der Methode des Vereinigens zweier Teilchen. So wird z.B. beim JADE–Algorithmus die invariante Masse zweier Teilchen als „Abstand“ definiert. Es zeigt sich, daß ohne besondere Vorkehrungen alle Teilchen des hadronischen Endzustands den Jets zugeordnet werden. Dies ist für Ereignisse in der e^+e^-–Physik sinnvoll, führt aber für Ereignisse in $p\bar{p}$– oder ep–Kollisionen dazu, daß Hadronen aus der Hadronisierung des Protonrests ebenfalls den Jets zugeordnet werden. Dies wird vermieden durch die Einführung spezieller Pseudoteilchen, die den Protonrest aufsammeln. Hierauf soll jedoch nicht weiter eingegangen werden, da in dieser Analyse ein Algorithmus der nächsten Gruppe verwendet wurde.

- Konus–Algorithmen: Bei den Konus–Algorithmen wird ein Jet rein geometrisch durch die Maximierung des Energieflusses in einen beschränkten räumlichen Bereich bestimmt. Üblicherweise definiert man den Konus durch einen Kreis mit Radius R in der durch die Pseudorapidität η und den Azimutwinkel ϕ der Teilchen aufgespannten Ebene. Zudem maximiert man in Experimenten, bei denen mindestens einer der Strahlen Protonen oder Antiprotonen enthält, nicht etwa die gesamte Energie E im Konus, sondern die sogenannte transversale Energie E_t, gegeben durch $E\sin\theta$, wobei θ der Winkel zur Strahlachse ist. Hierdurch wird erreicht, daß der Algorithmus invariant gegen Lorentztransformationen in Richtung der Strahlachse ist. Nur dann ist der Algorithmus unabhängig vom Protonimpulsbruchteil, der von dem an der Wechselwirkung teilnehmenden Parton getragen wird[2]. Dies ist notwendige Voraussetzung, damit bei der theoretischen Berechnung von Wirkungsquerschnitten die Faktorisierung der Partondichten ausgenutzt werden kann.

Der in dieser Analyse verwendete Algorithmus wurde von der CDF–Kollaboration entwickelt [CDF92] und genügt der sogenannten Snowmass–Konvention [Sno92]. Der Algorithmus besitzt drei Parameter: den Radius des Konus R, die minimale transversale Energie $E_{t,\mathrm{min}}$ und einen Parameter $f_{\mathrm{ov,max}}$, der die maxi-

[2] Genaugenommen gilt dies nur unter Vernachlässigung des vergleichsweise kleinen Transversalimpulses des Partons im Proton.

mal erlaubte Überlappung zweier Jets festlegt, wie weiter unten im Schritt 3 des Algorithmus beschrieben. Die folgenden vier Schritte führen zur Bestimmung der Jets:

1. Bildung von Jet–Kandidaten:
   Alle dem Algorithmus zur Verfügung gestellten Objekte werden als Jet–Initiatoren betrachtet. Aus allen Objekten, die sich innerhalb eines Konus mit dem Radius R um einen Jet–Initiator befinden, werden auf die folgende Weise die Jet–Eigenschaften bestimmt:

$$E_{t,\mathrm{Jet}} = \sum_{i \in \mathrm{Konus}} E_{t,i}, \tag{2.23}$$

$$\eta_{\mathrm{Jet}} = \frac{1}{E_{t,\mathrm{Jet}}} \sum_{i \in \mathrm{Konus}} \eta_i E_{t,i}, \tag{2.24}$$

$$\phi_{\mathrm{Jet}} = \frac{1}{E_{t,\mathrm{Jet}}} \sum_{i \in \mathrm{Konus}} \phi_i E_{t,i}. \tag{2.25}$$

   Für die Mittelwertbildung von ϕ wird dabei ein iteratives Verfahren angewandt, das die Diskontinuität im Azimutwinkel zwischen 0 und 2π umgeht. Die hier verwendete Methode, die Jet–Eigenschaften aus den ihm zugeordneten Objekten zu bestimmen, wurde 1990 in der Snowmass–Konvention festgelegt. Dabei wird zunächst nicht berücksichtigt, ob die Objekte bereits zuvor anderen Jet–Kandidaten zugeordnet worden sind. Ein mögliches Überlappen der Jets wird erst im Schritt 3 behandelt.

   Die neu bestimmte Jet–Achse weicht im allgemeinen von der Richtung des Jet–Initiators ab und wird als neuer Jet–Initiator verwendet. Dieser Prozeß wird wiederholt, bis die neue Jet–Achse und der Jet–Initiator identisch sind.

   Zusätzlich werden alle Punkte in der Mitte zwischen je zwei Objekten als Jet–Initator betrachtet und die zuvor beschriebene Iteration durchgeführt. Hiermit wird erreicht, daß der Algorithmus invariant gegen die Abstrahlung weicher Gluonen zwischen den Jets wird, die als zusätzliche Jet–Initiatoren fungieren könnten. Diese Eigenschaft wird als Infrarotstabilität bezeichnet und erlaubt erst die Berechnung von Jet–Wirkungsquerschnitten für diesen Algorithmus in höheren Ordnungen in α_s.

2. Anwendung des Parameters $E_{t,\mathrm{min}}$:
   Alle Jet–Kandidaten mit $E_{t,\mathrm{Jet}} < E_{t,\mathrm{min}}$ werden verworfen.

3. Behandlung überlappender Jets:
   Werden Objekte mehreren Jets zugeordnet, so muß entschieden werden, zu welchem Jet die Objekte letztendlich gehören sollen. Hierzu wird ermittelt, welcher Anteil der transversalen Energie eines Jets auch anderen Jets mit höherer transversaler Energie zugeordnet wurde. Ist dieser Anteil größer als

der Parameter $f_{\mathrm{ov,max}}$, so wird der Jet–Kandidat verworfen. Die verbleibenden Objekte, die immer noch zu mehreren Jets gehören, werden demjenigen zugeordnet, zu dessen Jet–Achse sie den geringsten „Abstand“ in der η–ϕ–Ebene haben. Mit dieser nun eindeutigen Zuordnung der Objekte zu den Jets werden die Jet–Größen, wie zuvor beschrieben, neu berechnet.

4. Endgültige Jets:
   Diejenigen der nach Schritt 3 verbliebenen Jets, deren transversale Energie oberhalb der geforderten $E_{t,\mathrm{min}}$ liegt, sind die endgültigen Jets.

Ein genereller Vergleich der Eigenschaften der verschiedenen Klassen von Jet–Algorithmen würde an dieser Stelle zu weit führen, es sei in diesem Zusammenhang auf [Sey94] verwiesen. Im nächsten Abschnitt wird lediglich diskutiert, inwieweit der Phasenraum für die Jet–Produktion durch die Auswahl des Algorithmus festgelegt wird.

2.8 Die Rate von 2–Jet–Ereignissen

In Ereignissen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung, d.h. $Q^2 \gg \Lambda$, besitzt das gestreute Lepton im Laborsystem[3] stets eine transversale Energie. Aufgrund der Energie– und Impulserhaltung im gesamten Ereignis muß diese von den Teilchen des hadronischen Endzustands kompensiert werden. Für die Analyse des hadronischen Endzustands im Hinblick auf Teilchenjets erzeugt die transversale Energie des Elektrons eine Verzerrung der transversalen Energien der Jets.

Ein geeigneteres Bezugssystem ist das durch das ausgetauschte Photon und das am Streuprozeß teilnehmende Parton des Protons definierte Schwerpunktsystem, im folgenden partonisches Schwerpunktsystem (pcms) genannt. In diesem System sind die in Abbildung 2.2 dargestellten Feynman–Graphen in führender Ordnung in α_s diejenigen, bei denen Partonen mit von Null verschiedener transversaler Energie im Endzustand erzeugt werden können. Dies bedeutet, daß es im Prinzip keine 1–Jet–Ereignisse gibt, jedoch können Ungenauigkeiten bei der Jet–Rekonstruktion an der Schwelle des geforderten Transversalimpulses dazu führen, daß der zweite Jet nicht erkannt wird. Insofern ist die inklusive Messung von 1–Jet–Ereignissen der Analyse von 2–Jet–Ereignissen sehr ähnlich, wobei die Klasse der 2–Jet–Ereignisse klarer definiert ist[4].

An dieser Stelle ist es nützlich, weitere Variablen einzuführen, die die Reaktion im pcms charakterisieren, mit deren Hilfe dann der Wirkungsquerschnitt für die

[3] Im Laborsystem verlaufen der Elektron– und Protonstrahl auf der durch sie definierten z–Achse, die Protonen bewegen sich in positiver z–Richtung.

[4] In der Literatur werden diese Ereignisse häufig auch als 1+1– bzw. 2+1–Jet–Ereignisse bezeichnet, um zum Ausdruck zu bringen, daß auch der Protonrest im allgemeinen einen Jet bildet.

2–Jet–Produktion angegeben werden kann.

- Die Variable ξ bezeichnet den Impulsanteil des einlaufenden Partons am Impuls des Protons und ist im allgemeinen ungleich x.

- Die lorentzinvariante Variable x_p wird in Analogie zu x im pcms definiert, siehe auch Gleichung (2.3):

$$x_p = \frac{Q^2}{2\xi pq} = \frac{x}{\xi}. \tag{2.26}$$

- Die Schwerpunktsenergie im pcms $\hat{s}$ ist definiert durch:

$$\hat{s} = (\xi p + q)^2 = Q^2 \left(\frac{1}{x_p} - 1 \right). \tag{2.27}$$

- Der Polarwinkel $\hat{\theta}$ des auslaufenden Quarks wird durch die Variable z_q ausgedrückt. z_q ist lorentzinvariant und es gilt:

$$z_q = \frac{pp_q}{pq} = \frac{1}{2}(1 - \cos\hat{\theta}). \tag{2.28}$$

  Dabei ist p_q der Viererimpuls des auslaufenden Quarks.

- Die transversale Energie E_t der auslaufenden Partonen kann durch $\hat{s}$ und z_q ausgedrückt werden:

$$E_t = \hat{s} z_q (1 - z_q). \tag{2.29}$$

Der Endzustand der Partonen kann durch drei unabhängige Variablen beschrieben werden, z.B. durch x_p, z_q und den Azimutwinkel des auslaufenden Quarks. Der über den Azimutwinkel integrierte, differentielle Wirkungsquerschnitt, normiert auf den totalen Wirkungsquerschnitt σ, ergibt sich dann [Lön95] für den QCD–Compton Prozeß ($\gamma^* q \to gq$) zu

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{QCDC}}}{\sigma} &= \frac{2\alpha_s}{3\pi} \frac{f_q(\xi, Q^2)}{f_q(x, Q^2)} \times \\ & \left(\frac{z_q^2 + x_p^2}{(1 - z_q)(1 - x_p)} + 2(x_p z_q + 1) + \frac{8 x_p z_q (1 - y)}{1 + (1 - y)^2} \right) \frac{\mathrm{d}x_p}{x_p} \mathrm{d}z_q \end{aligned} \tag{2.30}$$

und für die Boson–Gluon–Fusion ($\gamma^* g \to q\bar{q}$) zu

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{BGF}}}{\sigma} &= \frac{\alpha_s}{4\pi} \frac{f_g(\xi, Q^2)}{f_q(x, Q^2)} \times \\ & \left(\frac{(x_p^2 + (1 - x_p)^2)(z_q^2 + (1 - z_q)^2)}{z_q(1 - z_q)} + \frac{16 x_p (1 - x_p)(1 - y)}{1 + (1 - y)^2} \right) \frac{\mathrm{d}x_p}{x_p} \mathrm{d}z_q. \end{aligned} \tag{2.31}$$

In beiden Wirkungsquerschnitten trägt das Verhältnis der Partondichteverteilungen für x und ξ der Tatsache Rechnung, daß das am Streuprozeß teilnehmende Parton den Impulsbruchteil ξ am Protonimpuls und nicht den vom naiven Quark–Parton–Modell erwarteten Impulsbruchteil x trägt. Der Wirkungsquerschnitt für die Boson–Gluon–Fusion ist zudem symmetrisch in z_q und $1 - z_q$, wie man es für den Endzustand $q\bar{q}$ erwartet.

Im pcms können nur für Ereignisse mit mindestens 2 Partonen im Endzustand Jets nachgewiesen werden, daher ist der Wirkungsquerschnitt für 2–Jet–Ereignisse eine geeignete Observable zum Vergleich der theoretischen Berechnungen und der experimentellen Messungen. Hierdurch können die verwendeten Rechenmethoden und Modelle auf ihre Gültigkeit hin überprüft werden. Experimentell einfacher zu erfassen und theoretisch unproblematisch ist als Observable die Rate $\mathcal{R}_2$ von 2–Jet–Ereignissen, die definiert ist als:

$$\mathcal{R}_2 = \frac{\sigma_{2\mathrm{Jet}}}{\sigma}. \tag{2.32}$$

Dabei hängt $\mathcal{R}_2$ zwangsläufig vom verwendeten Jet–Algorithmus und den durch ihn beschränkten Jet–Phasenraum ab.

Abbildung 2.3 zeigt den Jet–Phasenraum für 2–Jet–Ereignisse in den Variablen $\sqrt{\hat{s}}$ und W. Die Grauwerte repräsentieren den Wirkungsquerschnitt in willkürlichen Einheiten auf einer logarithmischen Skala. Man erkennt den starken Abfall des Wirkungsquerschnitts mit zunehmender invarianter Masse $\sqrt{\hat{s}}$ der zwei Jets. Der Konus–Algorithmus erfordert von den Jets eine minimale transversale Energie $E_{t,\mathrm{min}}$. Aus dieser Bedingung und Gleichung 2.29 ergibt sich ein minimaler Wert für $\sqrt{\hat{s}}$ von $2E_{t,\mathrm{min}}$. Oberhalb dieses Wertes werden Jets akzeptiert. Diese Grenze ist in Abbildung 2.3 für $E_{t,\mathrm{min}} = 5$ GeV gezeigt. Der Phasenraum ist insbesondere für den Konus–Algorithmus nicht beschränkt in W.

Die Variable ξ kann aus $\sqrt{\hat{s}}$, W^2 und Q^2 berechnet werden. Nach Gleichung (2.26) und (2.27) gilt:

$$\hat{s} = Q^2\left(\frac{\xi}{x} - 1\right) \quad \Rightarrow \quad \xi = \frac{x}{Q^2}(\hat{s} + Q^2). \tag{2.33}$$

Mit Gleichung (2.7) ergibt sich:

$$\xi = \frac{\hat{s} + Q^2}{W^2 + Q^2}, \quad \text{für } Q^2 \ll \hat{s}: \quad \xi \simeq \frac{\hat{s}}{W^2}. \tag{2.34}$$

Für den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Bereich für Q^2 von 5 GeV $< Q^2 <$ 100 GeV ist die Näherung bei $E_{t,\mathrm{min}} = 5$ GeV $\Leftrightarrow \hat{s} > 100$ GeV^2 akzeptabel und kann in der folgenden Argumentation angewandt werden.

In die Abbildung 2.3 sind Linien für ξ–Werte von 0,002 bzw. 0,02 eingezeichnet. Es ist deutlich zu erkennen, daß der Konus–Algorithmus Ereignisse selektiert, für die ξ kleine Werte bis zu 0,002 annimmt.

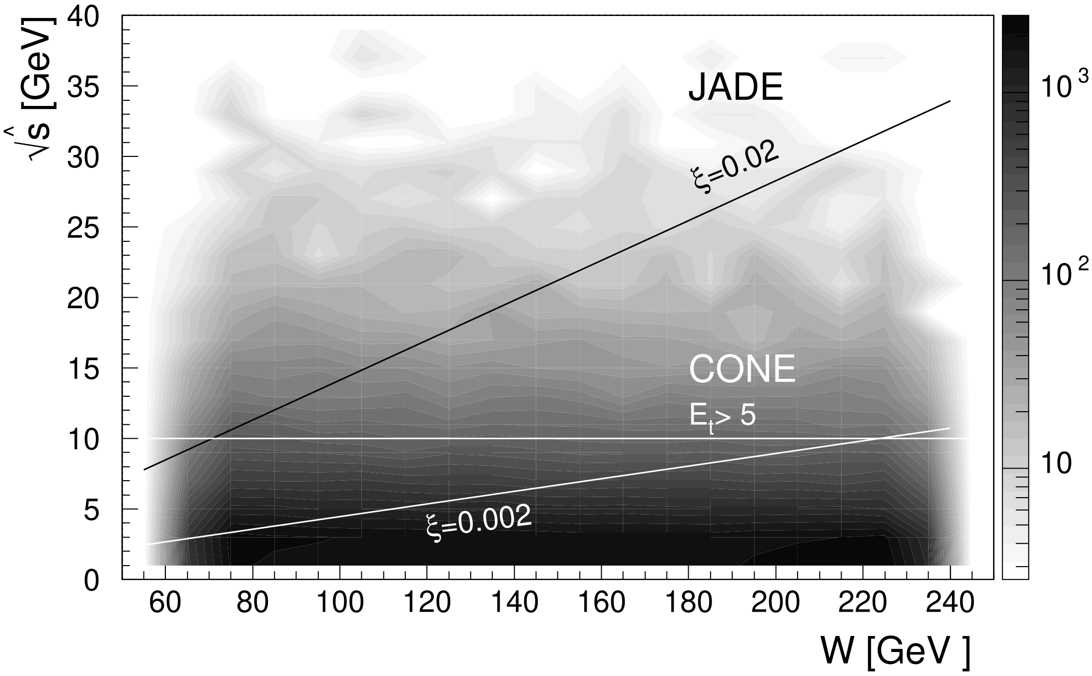

Abbildung 2.3: *Jet–Phasenraum für den JADE– und den Konus–Algorithmus in den Variablen $\sqrt{\hat{s}}$ und W. Die Grauwerte im Diagramm geben die Population des Phasenraums wieder. Dabei ist die Normierung der rechts angegeben Grauwertskala willkürlich. Grundlage der Abbildung sind Ereignisse, die mit dem LEPTO–Programm (siehe Abschnitt 2.11.1) generiert wurden. Die Fluktuationen im Bereich großer $\sqrt{\hat{s}}$ beruhen auf der dort geringen Statistik des für die Abbildung herangezogenen Ereignisdatensatzes.*

Der JADE–Algorithmus hingegen klassifiziert nur solche Ereignisse als 2–Jet–Ereignisse, für die gilt:

$$\frac{\hat{s}}{W^2} > y_{\mathrm{cut}}, \tag{2.35}$$

wobei y_{cut} der Auflösungsparameter des JADE–Algorithmus ist. Ein typischer Wert für diesen Parameter ist $y_{\mathrm{cut}} = 0,02$. Ein Vergleich mit Gleichung (2.34) zeigt, daß y_{cut} gerade den minimalen Wert für ξ definiert. Der JADE–Algorithmus selektiert also nur Ereignisse, die in Abbildung 2.3 oberhalb der Linie für $\xi = y_{\mathrm{cut}}$ liegen.

Zusammenfassend ist ersichtlich, daß der JADE– und der Konus–Algorithmus unterschiedliche Bereiche des Phasenraums erfassen. Der in dieser Arbeit verwendete Konus–Algorithmus ermöglicht dabei das Studium von Ereignissen, bei denen das an der Streuung teilnehmende Parton einen vergleichsweise kleinen Anteil ξ am Protonimpuls trägt.

2.9 Jets bei kleinen Werten von Q^2

Im vorangegangenen Abschnitt wurde die theoretische Berechnung der Jet–Rate unter der Annahme durchgeführt, daß das ausgetauschte virtuelle Photon als punktförmiges Teilchen in den Streuprozeß eingeht. Dies ist jedoch nur dann richtig, wenn die größte im Prozeß auftretende Virtualität die des Photons ist.

In 2–Jet–Ereignissen existiert mit $P^2 = \kappa E^2_{t,\mathrm{Jet}}$ eine zweite harte Skala, wobei κ ein unbestimmter Faktor in der Größenordnung von 1 ist[5]. Ist $P^2 \geq Q^2$, so kann die Struktur des Photons aufgelöst werden. Die Struktur des Photons wird dann analog zur Struktur des Protons durch Partondichteverteilungen beschrieben. Für quasireelle Photonen ergeben sich Verteilungen der Form $f_i^{\gamma,\mathrm{reell}}(x_\gamma, P^2)$, wobei x_γ der vom Parton getragene Anteil am Gesamtimpuls des Photons ist.

Für virtuelle Photonen hängen die Partondichtefunktionen jedoch zusätzlich von der Virtualität Q^2 des Photons ab. Wenn sich Q^2 von kleineren Werten her der Skala P^2 annähert, sollten die Partondichteverteilungen sich der störungstheoretisch berechenbaren Partonmodellformel $f_i^{\gamma,PM}$ annähern:

$$f_i^{\gamma,PM}(x_\gamma, Q^2, P^2) = \frac{3\alpha}{2\pi}\left(x^2 + (1-x)^2\right)\ln\frac{P^2}{Q^2}. \tag{2.36}$$

Der Übergang von den Partondichtefunktionen quasireeller Photonen zu den Partonmodellformeln ist bisher nicht berechenbar, es gibt jedoch Modelle, die zwischen f_i^{reell} und $f_i^{\gamma,PM}$ interpolieren. Von Drees und Godbole [Dre94] wird die folgende Parametrisierung vorgeschlagen:

$$f_i^\gamma(x_\gamma, Q^2, P^2) = f_i^{\gamma,\mathrm{reell}}(x_\gamma, P^2)L(P^2, Q^2, \omega), \text{ wobei } L \equiv \frac{\ln\frac{P^2+\omega^2}{Q^2+\omega^2}}{\ln\frac{P^2+\omega^2}{\omega^2}} \tag{2.37}$$

In der Parametrisierung für die Gluondichte ist L durch L^2 zu ersetzen. Der Parameter ω^2 kontrolliert die Steilheit des Unterdrückungsparameters L, d.h. je kleiner der Wert für ω^2 ist, desto stärker ist die Partondichteverteilung für virtuelle Photonen unterdrückt.

Daneben gibt es auch Vorhersagen für Partondichteverteilungen virtueller Photonen von Schuler und Sjøstrand [Schu95] bzw. Glück, Reya und Stratmann [Glü95-b]. Berechnungen von Jet–Raten auf der Grundlage letzterer Partondichteverteilungen werden im sechsten Kapitel zu einem Vergleich herangezogen.

[5]In der Literatur über die Struktur virtueller Photonen wird üblicherweise die Virtualität des Photons mit P^2 und die Skala des Prozesses mit Q^2 bezeichnet. Um konsistent mit den eingeführten Variablen für tiefinelastische ep–Streuung zu bleiben, werden hier die Symbole genau umgekehrt verwendet.

2.10 Theoretische Vorhersagen

Die theoretische Berechnung von Jet–Raten oder auch anderen im Zusammenhang mit Jets definierten Observablen und der Vergleich mit Messungen wird durch den Einfluß der Hadronisierung erschwert. Die Berechnung der Matrixelemente für Partonen ist störungstheoretisch möglich, siehe Gleichungen (2.30) und (2.31). Die Übertragung des für die Messungen angewandten Jet–Algorithmus auf die Rechnungen ist jedoch problematisch. So ist z.B. die 2–Jet–Rate für den Konus–Algorithmus in führender Ordnung in α_s für Partonen unabhängig vom gewählten Konus–Radius. Aufgrund der Hadronisierung hängt die gemessene Jet–Rate jedoch offensichtlich vom Konus–Radius ab. Ein Vergleich von Rechnung und Messung ist hier mit großen Unsicherheiten behaftet.

Erst in der nächsten Ordnung in α_s wird auch die Jet–Rate für störungstheoretische Rechnungen u.a. abhängig vom Konus–Radius. Die Unsicherheiten der Rechnungen werden deutlich reduziert, siehe [Ell92].

Seit kurzer Zeit stehen Programme zur Verfügung, die die Berechnung von Jet–Raten in der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung für den Konus–Algorithmus in der Ordnung α_s^2 ermöglichen [Cat96, Mir96]. Diese Programme sind jedoch nicht in der Lage wie die im nächsten Abschnitt beschriebenen Monte–Carlo–Generatoren, Ereignisse zu generieren, sondern berechnen die Jet–Rate für Partonen. Der Einfluß der Hadronisierung bleibt hierbei unberücksichtigt. Der Einfluß der Photonstruktur auf die Jet–Wirkungsquerschnitte in dem im Abschnitt 2.9 diskutierten kinematischen Bereich geht ebenfalls nicht in die Rechnung ein.

2.11 Monte–Carlo–Generatoren

Monte–Carlo–Generatoren erzeugen im Gegensatz zu den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Programmen komplette Ereignisse, d.h. sie generieren für jedes Ereignis die Liste aller entstandenen Teilchen und die zugehörigen Viererimpulse.

Diese Ereignisse können dann in einem weiteren Schritt einem Programm zugeführt werden, welches das Antwortverhalten des Detektors auf die Teilchen simuliert. Der Vergleich zwischen der simulierten Detektorantwort und dem generierten Endzustand erlaubt die Durchführung von Akzeptanz– und Effizienzkorrekturen.

Alle hier diskutierten Programme generieren zunächst einen partonischen Endzustand und führen in einem zweiten Schritt die Hadronisierung durch. Die Modelle, die zur Erzeugung des partonischen Endzustands und zur Hadronisierung verwendet werden, sind dabei unterschiedlich.

Im folgenden soll die Funktionsweise der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Monte–Carlo–Generatoren, soweit relevant, beschrieben werden.

2.11.1 LEPTO

Der Ereignisgenerator LEPTO erzeugt Ereignisse der tiefinelastischen ep–Streuung. Dabei sind zwei grundlegende Schritte durchzuführen. Im ersten Schritt müssen die kinematischen Variablen x und Q^2 des Ereignisses festgelegt werden. Dies geschieht anhand des inklusiven Wirkungsquerschnitts für die tiefinelastische Streuung in führender Ordnung in α. Dabei werden für Ereignisse mit neutralem Strom der Austausch von Photonen und Z^0–Bosonen sowie die γZ^0–Interferenz berücksichtigt. Als Option erlaubt der Generator u.a., den Einfluß der longitudinalen Strukturfunktion F_L einzubeziehen. Ebenso ist die Generation von Ereignissen mit geladenem Strom möglich.

Während die Berechnung des inklusiven Wirkungsquerschnitts bei gegebenen Partondichteverteilungen klar definiert ist, bereitet der zweite Schritt, die Generation des hadronischen Endzustands der Ereignisse, größere Schwierigkeiten. Man ermittelt zunächst den perturbativ berechenbaren partonischen Endzustand und führt dessen Partonen einem auf phänomenologischen Modellen beruhenden Hadronisierungsschema zu.

Der partonische Endzustand

Bei der üblicherweise gewählten Option „MEPS[6]" geschieht die Erzeugung des partonischen Endzustands in zwei Schritten. Zunächst wird das Matrixelement (ME) bis zur Ordnung α_s^1 berechnet und hieraus der Endzustand erzeugt. In niedrigster Ordnung trägt nur der Prozeß $\gamma^* q \to q$ bei, in erster Ordnung α_s^1 gehen zusätzlich die Prozesse $\gamma^* q \to qg$ (QCD–Compton) und $\gamma^* g \to q\bar{q}$ (Boson–Gluon–Fusion) bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts ein. Die Feynman–Graphen für die letzten beiden Prozesse sind in Abbildung 2.2 gezeigt, die Wirkungsquerschnitte in den Gleichungen (2.30) bzw. (2.31) gegeben. Die den Wirkungsquerschnitten zugrundeliegenden Matrixelemente sind divergent im Grenzfall kleiner Energie der Gluonen bzw. verschwindender Öffnungswinkel zwischen den Partonen ($x_p \to 0$, $z_q \to 0, 1$). Bei der Berechnung des inklusiven Wirkungsquerschnitts werden diese infraroten und kollinearen Divergenzen zum Teil durch virtuelle Korrekturen der niedrigeren Ordnung in α_s kompensiert und zum Teil in den Partondichteverteilungen absorbiert. Für die Generation einzelner Ereignisse muß man jedoch bei der Integration der Wirkungsquerschnitte Abschneidegrenzen einführen, um die divergenten Bereiche auszuschließen. In der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Version 6.5 des Programms wird dabei ein vom Benutzer wählbarer Mindestwert für die Variablen $\hat{s}$ und z_q angenommen.

Die Wahrscheinlichkeit P_{QPM}, daß ein Ereignis für die vorliegenden Werte von x und Q^2 als Ereignis der Ordnung α_s^0 generiert wird, ergibt sich aus den Wahrscheinlichkeiten $P_{\mathrm{QCD-C}}$ für ein QCD–Compton–Ereignis und P_{BGF} für Boson–

[6]MEPS = Matrixelement (ME) + Partonschauer (PS). Letztere werden im Abschnitt „Das Partonschauermodell" erörtert.

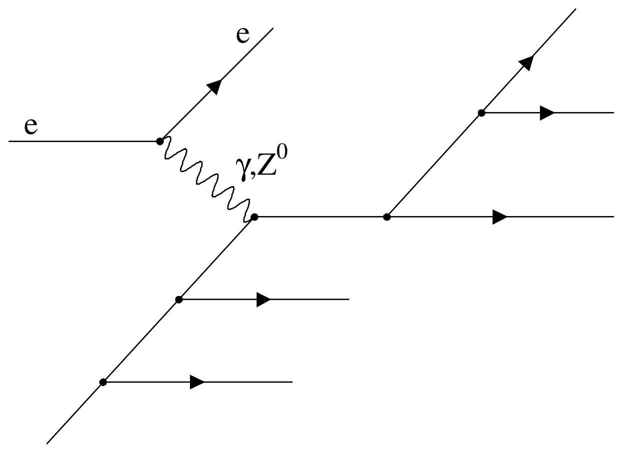

Abbildung 2.4: *Schematische Abbildung der Verzweigungsprozesse im Partonschauermodell. Die Linien stehen allgemein für Partonen. Es können Gluonen oder Quarks bzw. Antiquarks sein.*

Gluon–Fusion zu $P_{\mathrm{QPM}} = 1 - P_{\mathrm{QCD-C}} - P_{\mathrm{BGF}}$. Die Wahrscheinlichkeiten $P_{\mathrm{QCD-C}}$ und P_{BGF} hängen zwangsläufig von den gewählten Abschneidegrenzen ab. Durch ein automatisches Anheben einer der Abschneidegrenzen wird jedoch sichergestellt, daß die Summe beider Wahrscheinlichkeiten den Wert 1 nie überschreitet.

Mit den nun vorliegenden Wahrscheinlichkeiten kann dann „gewürfelt“ werden, welcher Typ von Ereignis und welche Werte für die Variablen x, Q^2, z_q, x_p und den Azimutwinkel der Partonen gewählt werden. Aus diesen lassen sich dann die Vierervektoren der Teilchen im Endzustand bestimmen.

Das Partonschauermodell

Beiträge zum Matrixelement höherer Ordnung in α_s werden durch die sogenannten Partonschauer [Ben88] berücksichtigt. Dabei werden für alle Ordnungen in α_s die führenden Terme proportional zu $(\alpha_s \ln Q^2)^n$ aufsummiert. In dieser Näherung (LLA = leading log approximation) wird die Multipartonemission zu einer Kaskade sukzessiver Emissionen, wie in Abbildung 2.4 dargestellt. Es können hierbei Abstrahlungen von den in den harten Streuprozeß einlaufenden (ISPS = initial state parton shower) sowie von den entstandenen Partonen (FSPS = final state parton shower) stattfinden. Diese Beiträge sind insbesondere für die Entstehung von Multi–Jet–Ereignissen wichtig und beeinflussen außerdem topologische Eigenschaften der Ereignisse, wie z.B. die Breite der Jets.

Im ISPS gewinnt das sich zunächst auf der Massenschale befindende Parton aus dem Proton durch Abstrahlung zeitartig virtueller Partonen an raumartiger Virtualität und geht dann die Wechselwirkung am elektroschwachen Vertex ein. Das auslaufende Parton befindet sich danach bereits auf der Massenschale oder ist zeitartig virtuell wie die vor der Wechselwirkung abgestrahlten Partonen. Abgebaut wird diese Virtualität im FSPS durch die Abstrahlung weiterer Partonen. Das generelle Verhalten der ISPS und FSPS ist ähnlich, da beide auf den Verzweigungsprozessen $q \to qg$, $g \to gg$ und $g \to q\bar{q}$ beruhen, die durch die Splitting–Funktionen der DGLAP–Gleichungen in der Näherung führender Logarithmen beschrieben werden, siehe Abschnitt 2.5.

Die FSPS sind analog zur Partonabstrahlung in $e^+e^- \to q\bar{q}$. Ihre theoretische Beschreibung ist weit fortgeschritten und detailliert anhand gemessener Daten getestet. Eine genaue Beschreibung findet man in [Ben88], es soll aber an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß Kohärenzeffekten bei der Abstrahlung weicher Gluonen durch die im Winkel geordnete Abstrahlung, d.h. abnehmende Öffnungswinkel in aufeinanderfolgenden Abstrahlungen, Rechnung getragen wird.

Die ISPS werden im sogenannten Rückwärtsevolutionsschema behandelt [Sjö85]. Hierbei wird der Schauer, ausgehend vom elektroschwachen Vertex, rückwärts mit abnehmender Virtualität bis hinunter zu den Partonen des Protons konstruiert. Dieser Prozeß ist komplizierter als die FSPS, da z.B. die Partondichteverteilungen im Proton berücksichtigt werden müssen.

Bei der Anwendung der Partonschauer treten prinzipielle Probleme auf. Aufgrund der getrennten Behandlung von ISPS und FSPS werden Interferenzeffekte zwischen ISPS und FSPS vernachlässigt und die Eichinvarianz gebrochen. Auch werden durch die Anwendung der LLA lediglich weiche Abstrahlungen oder solche unter kleinen Winkeln gut beschrieben, es kann jedoch nicht erwartet werden, daß die zu Multi–Jet–Ereignissen führenden harten Abstrahlungen korrekt behandelt werden.

Abhilfe schafft hier die Kombination des Matrixelements in der Ordnung α_s^1 mit den Partonschauern (MEPS). Dabei muß jedoch verhindert werden, daß Abstrahlungen, die durch das Matrixelement berücksichtigt werden, ein zweites Mal durch die Partonschauer stattfinden können. Für die Ereignisse der Ordnung α_s^0, bei denen $\hat{s}$ durch den Abschneidewert begrenzt ist, darf auch im FSPS keine härtere Abstrahlung stattfinden. Für die Ereignisse der Ordnung α_s^1 begrenzt die invariante Masse $\hat{s}$ der beiden Partonen die Härte der Abstrahlungen.

Die Virtualität, mit der die Rückwärtsentwicklung im ISPS beginnt, wird als diejenige des Quarkpropagators direkt vor dem Bosonvertex gewählt. Diese kann aus dem Vierervektor des Bosons und denen der beiden auslaufenden Partonen bestimmt werden. Je nach zugrundeliegendem Feynman–Graphen sind jedoch verschiedene Kombinationen möglich, aus denen diejenige mit der maximalen Virtualität gewählt wird.

Hadronisierung

Nachdem der partonische Endzustand festgelegt ist, müssen die Farbe tragenden Partonen aufgrund des Confinement in Hadronen fragmentiert werden. LEPTO bedient sich hierbei des Programms JETSET [Sjö93], das eine Implementation des Lund–String–Modells [And83] ist. Im einfachsten Fall besteht der Endzustand aus dem gestreuten Quark und dem Diquark des Protonrests. Zwischen den beiden Farb–Triplett–Zuständen wird ein Farb–String gespannt. Mit zunehmender Länge des String wächst die Energie im String und eine $q\bar{q}$–Paarbildung führt zum Aufbrechen des String. Die hieraus resultierenden Strings werden entsprechend behandelt, bis die Energie in den Strings zu klein ist, um neue $q\bar{q}$–Paare zu bilden und Mesonmassen zu erzeugen. Die resultierenden $q\bar{q}$–Paare werden zu farblosen Mesonen zusammengefaßt. Baryonen werden in diesem Modell erzeugt, indem beim Aufbrechen der Strings auch Diquark–Paare gebildet werden. Die resultierenden Mesonen und Baryonen bilden den hadronischen Endzustand.

Im Falle der Boson–Gluon–Fusion hinterläßt das entnommene Gluon den Protonrest in einem Farb–Oktett–Zustand. Das aus dem Gluon gebildete $q\bar{q}$–Paar bildet jeweils einen String mit dem Protonrest. Die durch ISPS oder FSPS abgestrahlten Gluonen stellen eine weitere Komplikation dar, sie bilden Knicke in den Strings.

In den jüngsten Versionen des LEPTO–Programms (Version 6.4 und 6.5) wurde eine weitere phänomenologische Modellannahme implementiert, um das Auftreten von Ereignissen mit großer Rapiditätslücke bei HERA [H1–94a] beschreiben zu können. In diesem als „Soft Colour Interaction“ bezeichneten Modell wird vor der Bildung der Strings eine Neuordnung der Farbzustände im partonischen Endzustand zugelassen, so daß z.B. im Falle der Boson–Gluon–Fusion ein String zwischen den Bestandteilen des Protonrests aufgespannt wird, ein anderer zwischen dem Quark und dem Antiquark. Es besteht dann kein String mehr zwischen dem Protonrest und den Partonen des Streuprozesses und es kann ein Rapiditätsbereich zwischen den Hadronen aus dem Streuprozeß und dem Protonrest entstehen, der frei von Hadronen ist.

2.11.2 ARIADNE

Während das im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Programm LEPTO ein kompletter Ereignisgenerator für tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung ist, stellt ARIADNE im Rahmen von LEPTO eine Alternative für die Behandlung der Streuung zwischen dem ausgetauschten Photon und dem Proton dar. Die kinematischen Variablen x und Q^2 eines jeden Ereignisses werden dabei von LEPTO beigesteuert. Die Behandlung der Streuung von Photon und Proton beruht dabei auf dem Farbdipolmodell (CDM = Colour Dipol Model). Dieses Modell ist eine alternative störungstheoretische Methode zum MEPS–Modell, welches in LEPTO verwendet wird.

Das Farbdipolmodell

Das Farbdipolmodell wurde zunächst für die Erzeugung hadronischer Endzustände für die Reaktion $e^+e^- \to q\bar{q}$ entwickelt. Die grundlegende Idee ist hier-

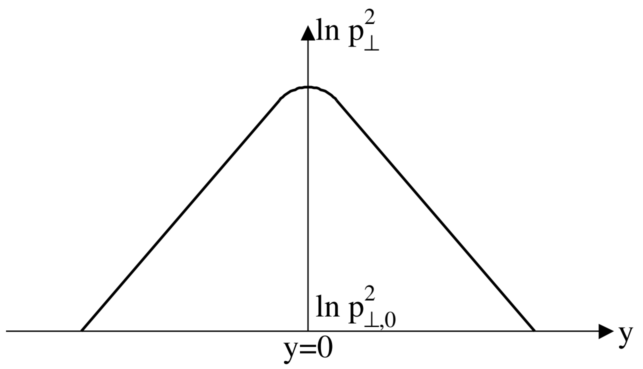

Abbildung 2.5: *Phasenraum für die Gluon–Emission im Farbdipolmodell in e^+e^-–Streuung, Erklärung siehe Text.*

bei, daß die beiden sich voneinander entfernenden Teilchen, Quark und Antiquark, ein System aus zwei Farbladungen bilden, die formal als Farbdipol betrachtet werden können. Die Dipolstrahlung manifestiert sich dann in einem abgestrahlten Gluon. Dieses bildet jeweils zusammen mit dem Quark bzw. Antiquark einen neuen Dipol, qg bzw. $g\bar{q}$. Diese dann als unabhängig voneinander betrachteten Dipole können weitere, weichere Dipolstrahlung erzeugen.

Die Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse können aus den entsprechenden Feynman–Graphen berechnet werden. Es zeigt sich, daß in der Näherung weicher Gluonabstrahlung der für das Gluon zugängliche Phasenraum eine einfache Form annimmt, die durch das in Abbildung 2.5 gezeigte Dreieck dargestellt wird. Die Variable y ist dabei die Rapidität des emittierten Gluons im Schwerpunktsystem des Dipols, $p_\perp$ sein Transversalimpuls. Die Form des Dreiecks ist durch die Beziehung $\Delta y = \ln(s_{\mathrm{dip}}/p_\perp^2)$ gegeben, wobei s_{dip} das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Dipols ist. Die Abstrahlung erfolgt immer innerhalb der Rapiditäten des emittierenden Partonpaars, so daß die aus Kohärenzeffekten resultierende Winkelordnung in QCD–Kaskaden automatisch erfüllt wird. Zudem wird dafür gesorgt, daß die Abstrahlungen geordnet bezüglich der Transversalimpulse der emittierten Gluonen stattfinden, d.h. in aufeinanderfolgenden Abstrahlungen gilt: $p_{\perp,1} > p_{\perp,2} > \ldots$. Dies entspricht jedoch nicht der Ordnung der Transversalimpulse der abgestrahlten Partonen in der Partonkaskade des auf den DGLAP–Gleichungen beruhenden Partonschauermodells, da diese dort zusätzlich in der Rapidität geordnet sind.

Für die Anwendung des Farbdipolmodells auf die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung sind Modifikationen nötig, die im nächsten Abschnitt erläutert werden.

Erweiterung des Modells auf tiefinelastische Streuung

Überträgt man das Farbdipolmodell von der e^+e^-–Streuung auf die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung, so zeigt sich ein wesentlicher Unterschied. Während die den Dipol bildenden Partonen in der e^+e^-–Streuung als punktförmige Teilchen angenommen werden können, setzen sich in der ep–Streuung der primäre Dipol und auch weitere Dipole aus einem punktförmigen Parton und dem räumlich ausgedehnten Protonrest zusammen. Für Dipolstrahlung gilt, daß die Abstrahlung für Wellenlängen λ, die kleiner als die transversale Ausdehnung der Antenne sind, unterdrückt ist. Daher kann für Abstrahlungen der Wellenlänge λ nur der Anteil des Protonrests mit der Ausdehnung $l \approx \lambda/2$ an der Abstrahlung teilnehmen. Hierdurch wird die Energie des Protonrests, die für Dipolstrahlung zur Verfügung steht, auf den Anteil $a(p_\perp)$ reduziert, wobei $p_\perp$ der reziproken Wellenlänge λ entspricht. Nimmt man an, daß der Protonrest eine eindimensionale räumliche Ausdehnung hat und seine Energie gleichmäßig verteilt ist, ergibt sich:

$$a(p_\perp) = \frac{\mu_p}{p_\perp}, \tag{2.38}$$

wobei $1/\mu_p$ ein Parameter für die Ausdehnung des Protonrests ist und in der Größenordnung der Protonmasse liegen sollte. In ARIADNE wird für $a(p_\perp)$ ein allgemeinerer Ansatz verwendet:

$$a(p_\perp) = \left(\frac{\mu_p}{p_\perp}\right)^{\alpha_p}. \tag{2.39}$$

Vergleiche mit Daten der EMC[7] [EMC87] haben jedoch gezeigt, daß eine gute Beschreibung der Daten mit dem Parameter $\alpha_p = 1$ erreicht wird [And89].

Der Phasenraum für die Gluonemission wird hierdurch auf der Seite des Protonrests eingeschränkt. Dies ist in Abbildung 2.6 veranschaulicht. Die gestrichelte Linie markiert dabei die obere Grenze für Gluonemissionen. Auf der Seite des gestreuten Quarks (positive y) ist der Einfluß klein, da hier das Gluon im wesentlichen Energie vom gestreuten Quark übernimmt. Die durch Punkte dargestellte Linie zeigt zum Vergleich die entsprechende Unterdrückung der Gluonemission im Partonschauermodell. Es ist klar zu erkennen, daß die Gluonemission in Richtung des Protonrests, d.h. in Richtung negativer y, für das Partonschauermodell stärker unterdrückt ist als für das Farbdipolmodell.

Im Grenzfall kleiner Transversalimpulse des Gluons stimmen der exakte Ausdruck in Ordnung α_s^1 für den QCD–Compton–Prozeß und der entsprechende Ausdruck im Farbdipolmodell bis auf den Faktor $(\mu_p/p_\perp)^{\alpha_p}$ überein, der für den exakten Ausdruck durch das Verhältnis der Partondichteverteilungen $f_i(\xi, Q^2)/f_i(x, Q2)$ ersetzt werden muß, siehe Gleichung (2.30). Rathsman hat gezeigt [Rat96], daß für den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Bereich

[7]EMC = **E**uropean **M** uon **C**ollaboration

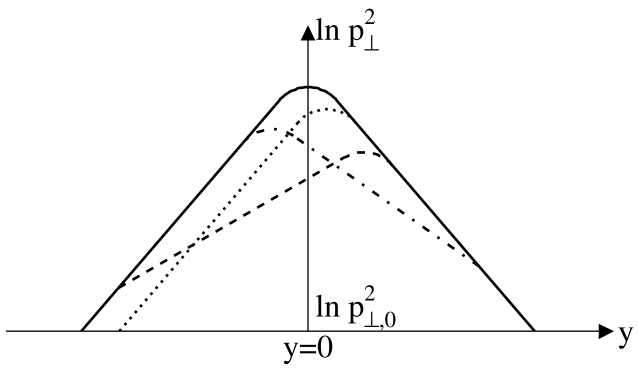

Abbildung 2.6: *Einschränkung des Phasenraums für die Gluon–Emission im Farbdipolmodell für ep–Streuung durch die Ausdehnung des Protonrests (- - -) und durch die Ausdehnung des gestreuten Quarks (- · - ·). Einschränkung des Phasenraums im Partonschauermodell (· · ·). Die Richtung negativer y ist die Richtung des Protonrests.*

$10^{-4} < x < 10^{-2}$ hierdurch in ARIADNE QCD–Compton–Ereignisse weit weniger unterdrückt werden als z.B. im MEPS–Modell, wo das exakte Matrixelement Anwendung findet.

In den jüngsten Versionen von ARIADNE (ab Version 4.07) ist eine zusätzliche Erweiterung eingeführt worden. Es wird nun auch diejenige Seite des Dipols, die durch das gestreute Quark gebildet wird, nicht mehr als punktförmig angenommen, sondern ebenso wie der Protonrest als ausgedehntes Objekt behandelt. Es wird ein zu $a(p_\perp)$ analoger Faktor

$$a_q(p_\perp) = \left(\frac{\mu_q}{p_\perp}\right)^{\alpha_q} \tag{2.40}$$

eingeführt, wobei $\mu_q \sim Q$ gilt, und α_q als Dimensionalität des gestreuten Quarks bezeichnet wird. Dies kann man dahingehend interpretieren, daß das Photon als ausgedehntes Objekt betrachtet und im Streuprozeß aufgelöst wird. In Abbildung 2.6 ist die zusätzliche Phasenraumgrenze durch eine strichpunktierte Linie dargestellt.

Während sich die QCD–Compton–Ereignisse ganz natürlich im Farbdipolmodell ergeben, werden die Boson–Gluon–Fusionen gar nicht beschrieben. Diese werden künstlich in das Farbdipolmodell eingebracht, indem man bei der Abstrahlung des primären Dipols aus dem Protonrest und dem gestreuten Quark auch die „Abstrahlung“ des entsprechenden Antiquarks zuläßt, wobei das Matrixelement für Boson–Gluon–Fusion angewandt wird. Hieraus resultieren zwei Dipole jeweils zwischen einem der Quarks und dem Protonrest, die dann unabhängig voneinander strahlen. An dieser Stelle sei angemerkt, daß im Falle der Boson–Gluon–Fusion keine Unterdrückungsfaktoren berücksichtigt werden, so daß der

Wirkungsquerschnitt für Boson–Gluon–Fusionen dem Matrixelement in Ordnung α_s^1 entspricht und identisch mit dem im MEPS–Modell ist.

2.11.3 HERWIG

Der Generator HERWIG erhebt den Anspruch, ein Generator für alle hochenergetischen Prozesse zu sein. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der detaillierten Simulation der QCD–Partonschauer. Eine ausführliche Beschreibung findet man in [Mar92]. Die wesentliche theoretische Grundlage des Programms bilden die Faktorisierungstheoreme für harte Prozesse. Das bedeutet, daß jeder harte Prozeß in die folgenden Subprozesse zerlegt werden kann:

- Abstrahlungen im Endzustand (final state emissions)
- Abstrahlungen im Anfangszustand (initial state emissions)
- Der elementare harte Streuprozeß
- Hadronisierung

Eine Konsequenz der Faktorisierung ist, daß für die verschiedenen harten Streuprozesse, z.B. $p\bar{p}$–, Lepton–Lepton– oder Lepton–Proton–Streuung, dieselben universellen Subprozesse verwendet werden. In Lepton–Lepton–Streuprozessen müssen beispielsweise nur der elementare harte Streuprozeß und Abstrahlungen im Endzustand betrachtet werden, dagegen muß in Lepton–Proton–Streuprozessen zusätzlich auch die Abstrahlung im Anfangszustand des einlaufenden Partons berücksichtigt werden. Durch die Verwendung der unterschiedlichen, harten Streuprozesse und die Berücksichtigung eventuell auftretender Abstrahlungen im Anfangszustand können so die verschiedensten Prozesse generiert werden, z.B. auch Photoproduktionsereignisse in der Lepton–Proton–Streuung, bei denen das vom Lepton abgestrahlte Photon als Hadron mit dem Proton wechselwirkt.

Für die Generierung hadronischer Endzustände muß ein Abschneidewert eingeführt werden, um kollineare und infrarote Singularitäten zu vermeiden. In HERWIG wird dies dadurch erreicht, daß der Transversalimpuls bei Abstrahlungen durch einen minimalen Wert Q_0 begrenzt wird, bei dem $\alpha_s(Q_0)$ noch klein ist.

Abstrahlungen im Anfangs– und Endzustand

Die Abstrahlungen im Endzustand werden als sukzessiver Verzweigungsprozeß mit den folgenden Eigenschaften simuliert:

- Die Verteilung der Energie auf die Teilchen genügt den DGLAP–Splitting–Funktionen.

– Der für die Abstrahlung zur Verfügung stehende Phasenraum ist beschränkt durch die Winkelordnung sukzessiver Abstrahlungen. Hierdurch werden Kohärenzeffekte der abgestrahlten Gluonen berücksichtigt und auftretende infrarote Singularitäten korrekt behandelt. Bei jeder Verzweigung muß der Winkel zwischen den emittierten Partonen kleiner sein als in der vorangegangenen Verzweigung.

– Bei jeder Verzweigung wird als Skala für α_s der relative Transversalimpuls zwischen den emittierten Partonen verwendet.

Für die Abstrahlungen im Anfangszustand gelten die gleichen Bedingungen. Die Winkelordnung bezieht sich dabei jedoch auf den Winkel zwischen dem einlaufenden und dem abgestrahlten Parton, und es müssen die Strukturfunktionen der an der Wechselwirkung beteiligten Hadronen berücksichtigt werden.

Hadronisierung

Die Hadronisierung der Partonen im Endzustand geschieht in HERWIG durch das sogenannte Cluster–Hadronisierungs–Modell. Nach den perturbativen Partonverzweigungen werden alle auslaufenden Gluonen in Quark–Antiquark–Paare verzweigt. Quark–Antiquark–Paare, die einen Farbsingulettzustand bilden, werden zu den sogenannten Clustern zusammengefaßt. Die Cluster zerfallen dann in Hadronen.

– Ist die Masse eines Clusters zu klein, um in zwei Hadronen zu zerfallen, repräsentiert er das leichteste Hadron seiner Flavours. Die Masse wird durch einen Impulsaustausch mit einem benachbarten Cluster angepaßt.

– Ist die Masse groß genug, um in zwei Hadronen zu zerfallen, und kleiner als ein wählbarer Parameter, so werden auf die folgende Art zwei Hadronen gebildet: Der Cluster habe die Flavours $f_1\bar{f}_2$. Ein Flavour f wird aus u, d, s, den sechs entsprechenden Diquark–Flavour–Kombinationen sowie c zufällig ausgewählt. Hieraus resultieren dann zwei Hadronen mit den Flavours $f_1\bar{f}$ und $f\bar{f}_2$. Die Hadronen können Mesonen mit $J^P = 0^-, 1^\pm, 2^+$ oder Baryonen mit $\frac{1}{2}^+$ oder $\frac{3}{2}^+$ sein. Die Wahl der Zerfallsprodukte geschieht anhand der Zustandsdichte (Phasenraum und Spin–Multiplizität).

– Ist die Masse größer als der gewählte Parameter, so zerfällt der Cluster in zwei neue Cluster. Der zusätzliche Flavour wird dabei nur aus u, d und s gewählt. Die entstandenen Cluster bewegen sich jeweils in die Richtung der ursprünglichen Konstituenten des Clusters. Die neu entstandenen Cluster werden dann wie alle anderen Cluster behandelt.

Die in diesem Vorgang erzeugten Hadronen erhalten die Flavoureigenschaften des partonischen Endzustands nach der perturbativen Verzweigung.

Wechselwirkungen der Hadronreste

Im Falle der Wechselwirkung zweier Hadronen, z.B. $p\bar{p}$–Streuungen oder γp–Streuungen, in denen das Photon als Hadron wechselwirkt, hat sich gezeigt, daß der beobachtete transversale Energiefluß nur korrekt beschrieben werden kann, wenn man annimmt, daß die Reste der Hadronen durch eine weiche Wechselwirkung einen zusätzlichen Energiefluß erzeugen. Eine solche zusätzliche Wechselwirkung wird auch als „Soft underlying event“ (SUE) bezeichnet und kann generiert werden. Für Details sei auf [Mar92] verwiesen.

Hadronische Wechselwirkung virtueller Photonen

In den jüngsten Versionen von HERWIG ist das in Abschnitt 2.9 diskutierte Modell von Drees und Godbole implementiert, das die Strukturfunktionen des Photons für die hadronische Wechselwirkung von virtuellen Photonen erweitert. Demzufolge können auch Ereignisse generiert werden, in denen das ausgetauschte virtuelle Photon in der Lepton–Proton–Streuung aufgelöst wird.

2.11.4 DJANGO

Alle bisher diskutierten Ereignisgeneratoren berücksichtigen nur die führenden Diagramme der Störungsreihe in der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α. Es zeigt sich jedoch, daß bei der Untersuchung tiefinelastischer Ereignisse die nächsthöhere Ordnung in α Beiträge liefert, die nicht vernachlässigt werden können.

In der nächsthöheren Ordnung (α^3) tragen Prozesse zum Wirkungsquerschnitt bei, bei denen im Vergleich zu Abbildung 2.1 entweder ein weiteres reelles Vektorboson abgestrahlt, ein virtuelles Vektorboson emittiert und wieder absorbiert wird oder eine Fermionschleife auftritt.

Das Programm HERACLES [Kwi91] ermöglicht die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung bis zur Ordnung α^3, generiert jedoch keinen hadronischen Endzustand.

Das Programm DJANGO [Sch91] ist die Verbindung von HERACLES und LEPTO und erlaubt daher die Generierung vollständiger Ereignisse bis zur Ordnung α^3. Dabei stehen für die Generierung des hadronischen Endzustands beide Optionen, MEPS und ARIADNE, zur Verfügung. Im Rahmen dieser Analyse wurde im Zusammenhang mit DJANGO nur die Option ARIADNE angewandt, im folgenden mit DJANGO/ARIADNE bezeichnet.

Kapitel 3

Das H1–Experiment am Speicherring HERA

3.1 HERA

Die **H**adron–**E**lektron–**R**ing–**A**nlage HERA am DESY in Hamburg ist der weltweit einzige Speicherring, in dem Elektronen oder Positronen mit Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von maximal 300 GeV zur Kollision gebracht werden können. HERA besteht aus zwei in einem unterirdischen, 6,3 km langen Tunnel untergebrachten Speicherringen für Protonen und Elektronen bzw. Positronen.

Die Energie der Protonen beträgt unter üblichen Bedingungen 820 GeV. Diese ist bei gegebener Ringkrümmung durch die zur Strahlführung notwendige Feldstärke der Dipolmagneten begrenzt. Bei HERA werden hierzu supraleitende Magneten verwendet, die eine Feldstärke von maximal 4,7 T erzeugen können. Die Energie der Elektronen bzw. Positronen ist aufgrund der Ringkrümmung durch den Energieverlust der Strahlteilchen durch Synchrotronstrahlung limitiert. In den Jahren 1992 und 1993 wurde der Ring mit einer Energie von 26,7 GeV betrieben, ab dem Jahr 1994 mit 27,5 GeV. Die zur Strahlführung notwendigen Feldstärken sind im Vergleich zu den für den Protonstrahl benötigten klein und werden mittels konventioneller Magneten erzeugt.

Abbildung 3.1 zeigt die Anordnung der einzelnen Komponenten der Anlage, die im folgenden kurz erläutert werden.

Als Quelle für den Protonstrahl dienen H^-–Ionen, die durch einen Hochfrequenz–Quadrupol–Magneten zu Paketen gebündelt und auf die zur Einspeisung in den nachfolgenden Linearbeschleuniger (in der Abbildung H^-–Linac) benötigte Energie gebracht werden. Letzterer beschleunigt die H^-–Ionen so weit, daß sie in das Synchrotron DESY III eingespeist werden können. Bei der Injektion in DESY III werden sie durch eine dünne Folie geleitet, wobei sie ihre Elektronen verlieren und dann als Protonen vorliegen.

Die Positronen werden erzeugt, indem ein Elektronstrahl auf Wolfram gerichtet wird. Die hierbei durch Bremsstrahlung enstehenden γ–Quanten erzeugen dann in Paarbildungsprozessen Positronen, die im Speicherring PIA zwischengespeichert werden.

Sowohl die Elektronen bzw. Positronen als auch die Protonen werden in den

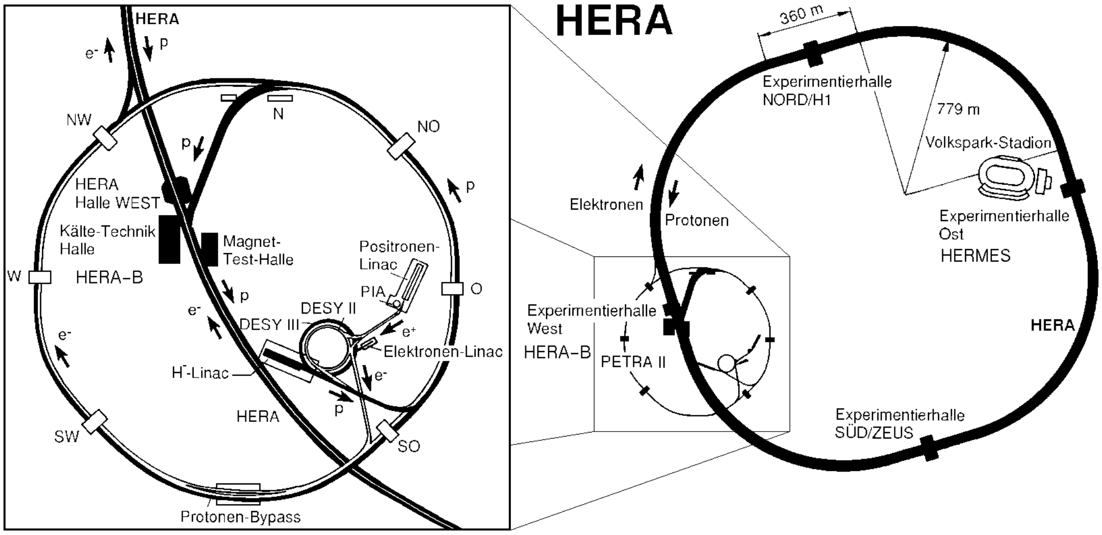

Abbildung 3.1: *Schematische Abbildung der Beschleunigeranlage HERA, rechts ein vergrößerter Ausschnitt aus der Abbildung links.*

Beschleunigern DESY und PETRA auf die zur Injektion in HERA benötigten Energien von 12 GeV bzw. 40 GeV gebracht. HERA beschleunigt sie dann auf die Endenergien.

Da die Energiezufuhr durch Hochfrequenzstrahlung erfolgt, kann kein kontinuierlicher Strahl beschleunigt werden. Stattdessen befinden sich die Strahlteilchen in sogenannten Strahlpaketen, die einen zeitlichen Abstand von 96 ns besitzen[1], dies entspricht 28,8 m. Die Ausdehnung der Strahlpakete in Strahlrichtung beträgt für den Protonstrahl etwa 20 cm, für den Elektron– bzw. Positronstrahl etwa 1 cm.

In Abbildung 3.1 ist deutlich zu erkennen, daß der Ring nicht kreisförmig ist, sondern aus vier geraden und vier gekrümmten Abschnitten besteht. Jeweils in der Mitte der vier geraden Abschnitte befinden sich große Experimentierhallen. In der nördlichen und der südlichen Halle werden die Strahlrohre der beiden Ringe zusammengeführt, so daß eine Kollision der Teilchenstrahlen durch geeignete Strahlführung möglich ist. Hier befinden sich die Experimente H1 und ZEUS. In der Halle Ost befindet sich das Experiment HERMES [HERMES95], das den polarisierten Elektron– bzw. Positronstrahl mit einem Helium–Gas–Target zur Kollision bringt. Das Experiment HERA–B [HERA–B94] wird zur Zeit in der Halle West installiert. Dort werden dünne Drähte als Kollisionsziel in den äußeren Bereich des Protonstrahls eingebracht.

Von 1992 an bis zu Beginn des Jahres 1994 wurde der Speicherring mit Elek-

[1]Der Abstand der Strahlpakete ist dabei jedoch nicht durch die zur Beschleunigung verwendete Hochfrequenz bestimmt, diese beträgt $\approx$ 200 MHz.

tronen betrieben. Es zeigte sich, daß durch Verwendung von Positronen anstelle von Elektronen sowohl der Strahlstrom als auch die Lebensdauer des Strahls erhöht werden konnte. Die dieser Analyse zugrundeliegenden Daten aus dem Jahr 1994 wurden ausschließlich mit Positronstrahl vom H1–Detektor aufgezeichnet. Im folgenden sind deshalb immer Positronen gemeint, wenn von Elektronen die Rede ist. 1994 betrugen die mittleren Strahlströme 17 mA für die Positronen und 41 mA für die Protonen. Dabei waren rund 160 der maximal verfügbaren 220 Pakete gefüllt und als maximale Luminosität wurden $4{,}3 \cdot 10^{30}$ $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ erreicht.

3.2 Der H1-Detektor

Abbildung 3.2 zeigt schematisch den Aufbau des H1–Detektors im Jahr 1994. Eine genaue Beschreibung des Detektors findet man in [H1–97a, H1–97b]. Nach einem kurzen Überblick werden die für die vorliegende Analyse relevanten Detektorkomponenten genauer beschrieben.

Der H1–Detektor dient zur Vermessung der Produkte der Positron–Proton–Kollisionen und stellt vielfältige Information über deren Eigenschaften zur Verfügung. Die stark unterschiedlichen Strahlenergien von Positron– und Protonstrahl führen dazu, daß die Reaktionsprodukte vorzugsweise in Richtung des Protonstrahls fliegen. Dementsprechend ist der Detektor asymmetrisch aufgebaut.

Im Strahlrohr (1) kollidieren die Positronen und Protonen an der mit einem kleinen Kreuz gekennzeichneten Stelle. Das Strahlrohr wird von den zentralen Spurkammern (2) umschlossen, die die Messung der Spuren geladener Teilchen ermöglichen. In der Richtung des Protonstrahls werden die zentralen Spurkammern durch die Vorwärtsspurkammern (3) ergänzt, so daß auch geladene Teilchen, die den Kollisionspunkt unter kleinem Polarwinkel θ verlassen, erfaßt werden. Hierbei ist der Polarwinkel bezüglich der Protonstrahlrichtung definiert.

Das gesamte Spurkammersystem ist zur Messung der Energie geladener und neutraler Teilchen vom Flüssigargon–Kalorimeter umgeben. Dieses gliedert sich in das innere sogenannte elektromagnetische (4) und das äußere hadronische Kalorimeter (5). Während Elektronen, Positronen und Photonen bereits im elektromagnetischen Kalorimeter „vollständig“ absorbiert werden, ist die Messung der Energie von Hadronen, die nicht vorher in Photonen zerfallen, nur zusammen mit dem hadronischen Kalorimeter möglich. Beide Kalorimeter befinden sich in einem gemeinsamen Kryostat, der das flüssige Argon auf einer Temperatur von ca. 88 K hält. In Richtung kleiner Polarwinkel schließt sich das sogenannte PLUG–Kalorimeter an (13).

Der Kryostat ist von einer supraleitenden Spule (6) umgeben, die ein Magnetfeld von 1,2 T parallel zur Strahlrichtung erzeugt. Durch das Feld sind die Spuren geladener Teilchen gekrümmt, so daß eine Messung des Impulses der Teilchen möglich ist. Zur Rückführung des magnetischen Flusses dient das Eisenjoch (10), das mit Streamerkammern (9) instrumentiert ist. Diese ergänzen die

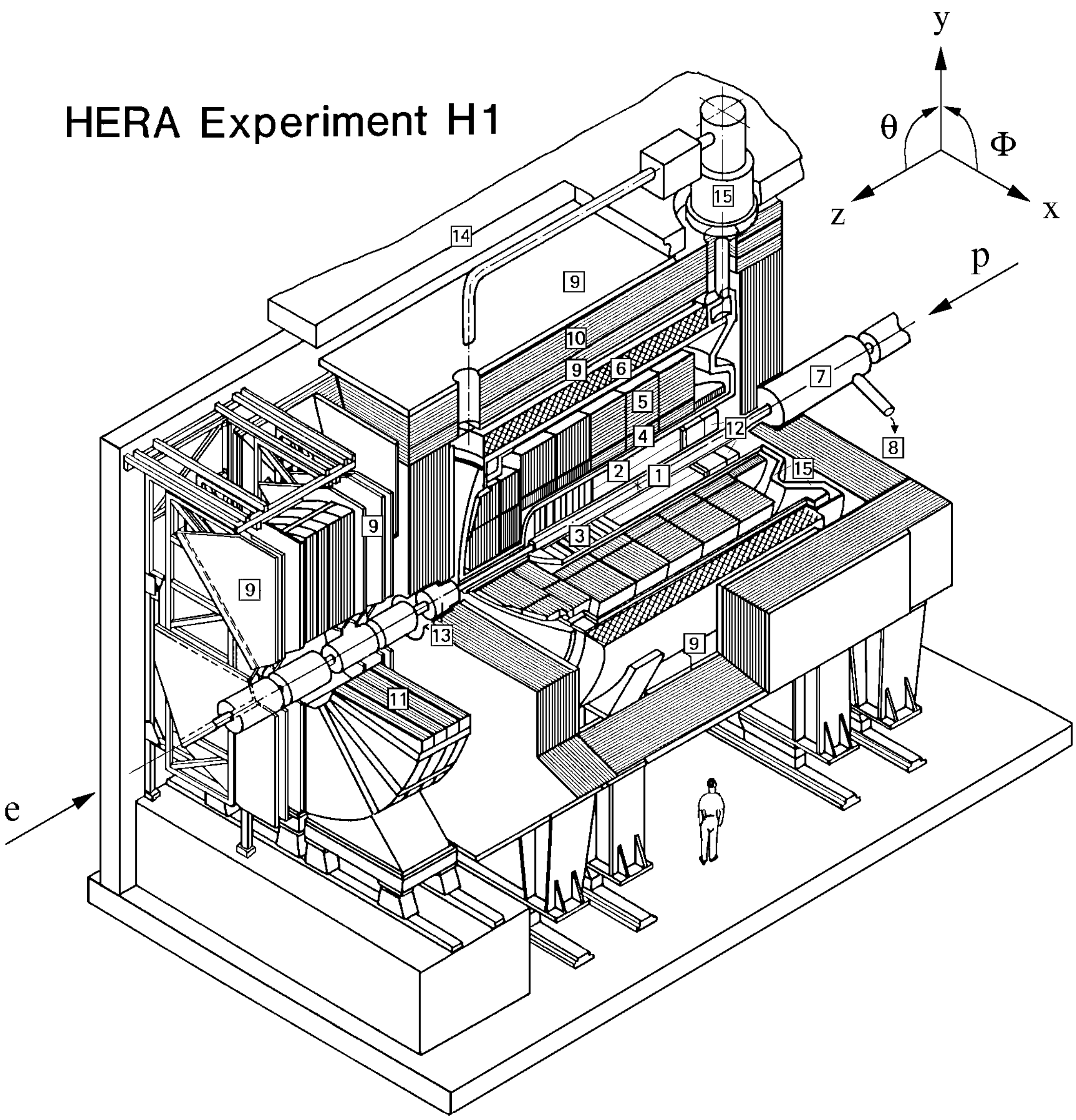

Abbildung 3.2: *Schematische Abbildung des H1–Detektors. Gezeigt ist außerdem das in der vorliegenden Arbeit verwendete Koordinatensystem sowie die Richtungen des Positron– und Protonstrahls. Erklärungen zur Abbildung finden sich im Text.*

Energiemessung des Flüssigargon–Kalorimeters und werden außerdem zum Nachweis von Myonen verwendet. Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Strahlführung wird durch einen Kompensationsmagneten (7) ausgeglichen.

In Protonstrahlrichtung außerhalb des Eisenjochs sind weitere Streamerkammern (9) und ein instrumentierter Toroidmagnet (11), der auch als vorderes Myonsystem bezeichnet wird, installiert. Letzterer ermöglicht die Impulsmessung von Myonen, die unter kleinen Polarwinkeln θ vom Wechselwirkungspunkt kommen.

In Richtung des Positronstrahls wird die Energie der Teilchen mit dem BEMC[2] (12) gemessen. Dieses ist ein für den Nachweis des gestreuten Positrons optimiertes Kalorimeter. In Positronstrahlrichtung vor dem BEMC ist eine Proportionalkammer (BPC[3]) installiert, die die genaue Messung des Durchgangspunktes geladener Teilchen in diesem Bereich ermöglicht. Hinter dem BEMC befindet sich ein Flugzeitsystem (ToF[4]), das zur Unterdrückung des vom Protonstrahl induzierten Untergrunds herangezogen wird, siehe Abschnitt 3.2.4.

Die für diese Analyse relevanten Detektorkomponenten werden im folgenden genauer beschrieben.

3.2.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem des H1–Detektors ermöglicht die präzise Vermessung der Spuren einzelner geladener Teilchen. Hierzu werden in den unterschiedlichen geometrischen Bereichen des Detektors verschiedene Subsysteme verwandt. Abbildung 3.3 zeigt einen Längsschnitt durch das Spurkammersystem.

Der Bereich kleiner Polarwinkel, d.h. $5° < \theta < 25°$, wird durch das vordere Spurkammersystem erfaßt. Dieses besteht aus drei hintereinander liegenden, gleichartig aufgebauten Modulen. Jedes Modul enthält zwei Driftkammern. Die Drähte der einen sind dabei radial (in der Abbildung mit R bezeichnet), die der anderen parallel zueinander (mit P bezeichnet) und bei beiden senkrecht zur Strahlachse gespannt. Ergänzt werden die Driftkammern durch eine Proportionalkammer (MWPC[5]) mit konzentrischen Drähten, deren Signale zu Triggerentscheidungen verwendet werden. Direkt vor der radialen Driftkammer befinden sich eine Reihe von Polymerplatten zur Erzeugung von Übergangsstrahlung, die in der radialen Driftkammer nachgewiesen wird und zur Elektron–Pion–Trennung herangezogen werden kann.

Die Ortsauflösung des vorderen Spurkammersystems für einzelne Spursegmente beträgt $\sigma_{x,y} \leq 200\ \mu$m, die Impulsauflösung $\sigma_p/p^2 = 0,03$ GeV^{-1}.

Im Zentralbereich, d.h. $25° < \theta < 155°$, werden Spuren geladener Teilchen

[2]**B**ackward **E**lectro**M**agnetic **C**alorimeter = rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter
[3]**B**ackward **P**roportional **C**hamber = rückwärtige Proportionalkammer
[4]**T**ime **o**f **F**light system = Flugzeitsystem
[5]**M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber = Vieldrahtproportionalkammer

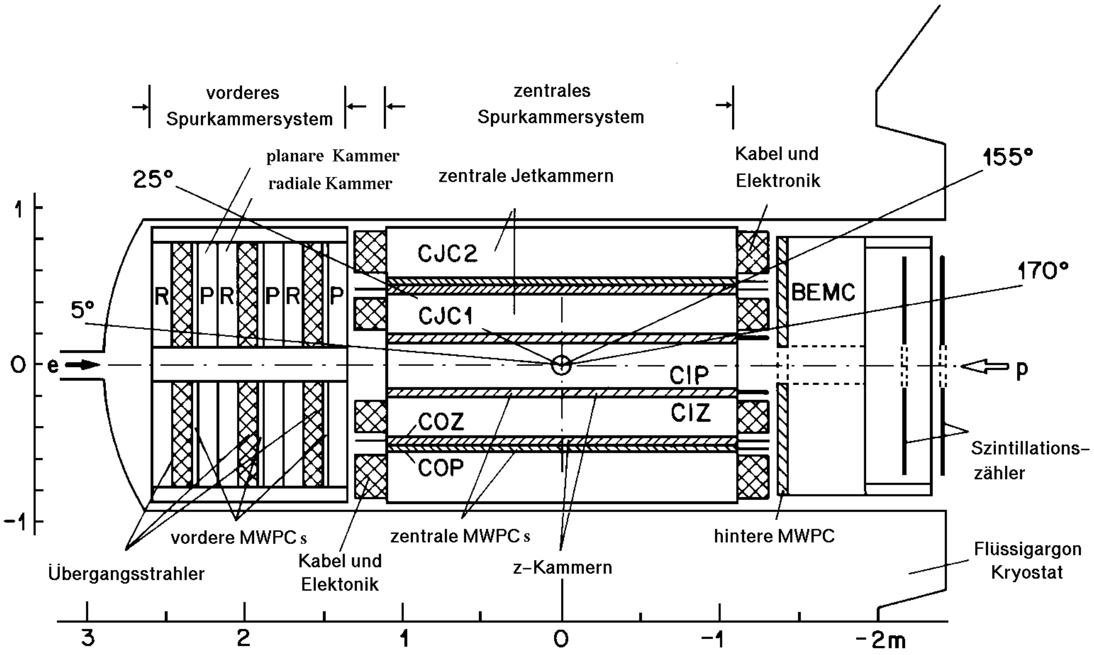

Abbildung 3.3: *Längsschnitt durch das Spurkammersystem, Erklärungen zu den Abkürzungen finden sich im Text.*

durch die Driftkammern CJC1[6], CJC2, CIZ[7] und COZ[8] erfaßt. Die Signaldrähte der CJC1 und CJC2 verlaufen parallel zur Strahlachse und ermöglichen eine präzise Vermessung der Spuren in der r–ϕ–Ebene. Es wird eine Ortsauflösung $\sigma_{r\phi} = 170\ \mu$m erreicht. Aufgrund der Ausrichtung der Signaldrähte ist die Ortsauflösung in z–Richtung auf $\sigma_z = 22$ mm beschränkt. Hier ergänzen die CIZ und COZ die Vermessung der Spuren. Ihre Signaldrähte bilden nahezu konzentrische Kreise um die Strahlachse, wodurch eine Ortsauflösung in z–Richtung von $\sigma_z = 320\ \mu$m erreicht wird. Die Impulsauflösung des zentralen Spurkammersystems beträgt $\sigma_p/p^2 = 0,01$ GeV^{-1}. Zusätzlich zur Ortsbestimmung wird mit den Spurkammern auch der Energieverlust pro Weglänge dE/dx für die Spuren ermittelt. Diese Information kann in der Analyse zur Teilchenidentifikation verwendet werden. Die Auflösung beträgt hierbei $\sigma_{dE}/dE = 10\%$. Die beiden Proportionalkammern CIP[9] und COP[10] liefern ein schnelles Signal, das zu Triggerentscheidungen herangezogen werden kann, siehe auch Abschnitt 3.2.5.

Die Spurinformation aus dem vorderen und zentralen Spurkammersystem wird

[6]Central **J**et **C**hamber = zentrale Jetkammer
[7]Central **I**nner **Z**–Chamber = zentrale innere z–Kammer
[8]Central **O**uter **Z**–Chamber = zentrale äußere z–Kammer
[9]Central **I**nner **P**roportional Chamber = zentrale innere Proportionalkammer
[10]Central **O**uter **P**roportional Chamber = zentrale äußere Proportionalkammer

in dieser Analyse zur Rekonstruktion des Ereignisvertex herangezogen, dessen Position für die genaue Bestimmung der kinematischen Variablen eines Ereignisses bekannt sein muß. Ferner wird Spurinformation bei der Identifikation der Teilchenjets verwandt.

Der Bereich großer Polarwinkel, $155° < \theta < 174,5°$, wird durch die BPC (in der Abbildung mit „hintere MWPC“ bezeichnet) erfaßt. Diese liefert den Durchgangspunkt eines geladenen Teilchens durch die Kammer. Sie besteht aus vier Lagen parallel gespannter Drähte. Die Orientierung der Drähte in den Lagen ist vertikal, horizontal sowie unter einem Winkel von $+45°$ und $-45°$. Für die Bestimmung des Durchgangspunktes wird verlangt, daß in mindestens drei der vier Lagen ein Draht ein Signal liefert, dann wird der Kreuzungspunkt der Drähte ermittelt. Die Ortsauflösung beträgt hierbei $\sigma_{x,y} = 1,5$ mm. Durch die hohe Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Lagen und durch die o.g. Bedingung wird eine hohe Effizienz der Kammer von etwa 97% [Pan94] gewährleistet.

In der vorliegenden Analyse wird die Ortsinformation der BPC zur genauen Bestimmung des Streuwinkels des Positrons und somit zur präzisen Ermittlung der kinematischen Variablen eines jeden Ereignisses herangezogen.

3.2.2 Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC)

Das BEMC ist ein zum Nachweis von Elektronen und Positronen optimiertes Sampling–Kalorimeter [H1–96b]. Abbildung 3.4a zeigt einen Schnitt in der zur Strahlrichtung transversalen Ebene. Die Kalorimetermodule sind in einem Aluminiumring mit einem Durchmesser von 162 cm montiert. Sie bestehen aus jeweils 50 Schichten aktiver Szintillatoren und einer entsprechenden Anzahl Lagen aus Blei. Die Signalauslese erfolgt mittels jeweils zwei auf gegenüberliegenden Seiten angebrachten Wellenlängenschiebern, die das Licht Photodioden zuführen (siehe Abbildung 3.4b und c). Die zusätzliche Auslese der jeweils 15 letzten Lagen liefert eine zweifache Segmentierung des Kalorimeters in longitudinaler Richtung. Die Module besitzen eine Tiefe von 21,7 Strahlungslängen. Da dies nur etwa einer nuklearen Wechselwirkungslänge λ_I entspricht, ist das BEMC nur sehr eingeschränkt zur Energiemessung von Hadronen geeignet.

Der Molière–Radius des BEMC beträgt etwa 3,4 cm. Elektromagnetische Schauer können daher zwar bei mittiger Position innerhalb eines Moduls nahezu vollständig absorbiert werden, erzeugen aber typischerweise Signale in mehreren benachbarten Modulen. Zur Bestimmung der Energie eines Teilchens werden daher die Signale bis zu neun benachbarter Module zu einem sogenannten Cluster zusammengefaßt. Module, die ein Signal von weniger als 0,5 GeV enthalten, werden dabei nicht berücksichtigt, da angenommen werden kann, daß dieses durch

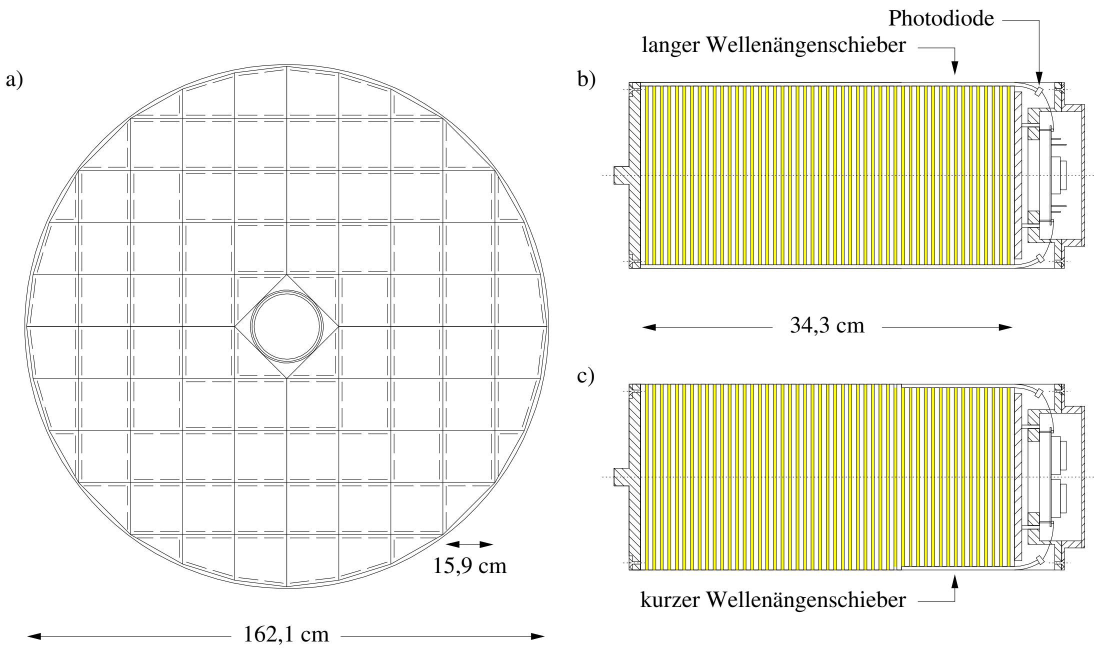

Abbildung 3.4: *Transversale Ansicht des BEMC und Querschnitt durch BEMC–Module. In Bild a) zeigen die kleinen waagerechten und senkrechten Linien in den Modulen die Positionen der langen Wellenlängenschieber. Diese verlaufen, wie in b) gezeigt, über die volle Länge der Module. Alle quadratischen und trapezförmigen Module werden an den zwei freien Seiten zusätzlich, wie in c) gezeigt, mittels kurzer Wellenlängenschieber in den hinteren 15 Schichten ausgelesen.*

elektronisches Rauschen erzeugt wird[11]. Module, die räumlich mehreren Clustern zugeordnet werden könnten, bilden eigenständige Cluster. Mithilfe spezieller Algorithmen wird das Signal auf nicht meßbare Energieverluste vor dem Kalorimeter und in den Spalten zwischen den Kalorimetermodulen korrigiert.

Im Rahmen dieser Analyse wird das gestreute Positron ausschließlich im BEMC nachgewiesen. Dabei wird angenommen, daß der Cluster mit der höchsten Energie von diesem erzeugt wurde. Die absolute Kalibration ist für die untersuchte Datennahmeperiode 1994 mit einer Genauigkeit von 1% bekannt [H1–96a]. Die Energieauflösung des Kalorimeters wurde in Teststrahlexperimenten am DESY und am CERN–SPS im Energiebereich 1 GeV $\leq E \leq$ 60 GeV bestimmt. Eine Übertragung auf die Verhältnisse im H1–Detektor liefert die folgende Parametrisierung für die relative Auflösung bei der Messung der Energie eines Clusters [H1–96b][12].

[11] Die Stärke des elektronischen Rauschens kann dem ersten Term in Gleichung (3.1) entnommen werden. Die Breite des Rauschsignals beträgt 0,39 GeV.

[12] Hierbei bedeutet z.B. $0,39(2) = 0,39 \pm 0,02$.

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0,39(2)\mathrm{GeV}}{E}\right)^2 + \left(\frac{0,100(3)\sqrt{\mathrm{GeV}}}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0,017(5))^2} \qquad (3.1)$$

Der erste Term unter der Wurzel kann auf den Einfluß des elektronischen Rauschens zurückgeführt werden und wird für das BEMC durch das Rauschen der Photodioden dominiert.

Das BEMC liefert zudem schnelle Signale, die zur Triggerentscheidung herangezogen werden. Zur Erkennung von Ereignissen mit lokal begrenzter Energiedeposition im BEMC, d.h. insbesondere zur Erkennung der gestreuten Positronen, wird der BSET[13] verwendet. Die analogen Signale der Wellenlängenschieber eines jeden Moduls werden durch ihn summiert. Diese Daten werden in einem analogen und einem digitalen Zweig parallel weiterverarbeitet. Im analogen Zweig werden aus den Summensignalen der einzelnen Module sogenannte Trigger–Cluster gebildet und das Gesamtsignal im BEMC ermittelt. Im digitalen Zweig werden für zwei verschiedene Schwellenwerte Multiplizitäten und topologische Ansprechmuster bestimmt. Die Information aus beiden Zweigen wird dem zentralen Triggersystem zur Entscheidung zugeführt, siehe auch Abschnitt 3.2.5.

Im Rahmen dieser Analyse wird das BEMC hauptsächlich zur Bestimmung der Energie des gestreuten Positrons verwendet. Außerdem wird topologische Information über die Form des vom Positron ausgelösten Schauers zur Unterdrückung von Untergrundereignissen herangezogen.

3.2.3 Das Flüssigargon–Kalorimeter

Das H1–Flüssigargon–Kalorimeter deckt den Polarwinkelbereich $4° < \theta < 153°$ ab. Abbildung 3.5 zeigt einen Längsschnitt durch das Kalorimeter. Es besteht aus acht Ringen mit jeweils acht inneren und acht äußeren Modulen. Die Bezeichnungen der einzelnen gezeigten Module erklärt sich wie folgt: Die ersten beiden Buchstaben bezeichnen die räumliche Lage: IF = inner forward, OF = outer forward, FB = forward barrel, CB = central barrel, BB = backward barrel. Der letzte Buchstabe kennzeichnet die Zugehörigkeit zum sogenannten elektromagnetischen (E) oder hadronischen Kalorimeter (H).

Das Kalorimeter ist ein Sampling–Kalorimeter, dessen aktive Schichten durch Flüssigargon–Ionisationskammern gebildet werden. Die passiven Schichten bestehen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters aus Blei, das durch seine kleine Strahlungslänge einen kompakten Aufbau ermöglicht. Die Tiefe des elektromagnetischen Teils variiert für Teilchen, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommen, zwischen 20 und 30 Strahlungslängen. Elektromagnetische Schauer werden somit bereits in diesem Teil „vollständig“ absorbiert.

[13]BSET = **B**EMC **S**ingle **E**lectron **T**rigger

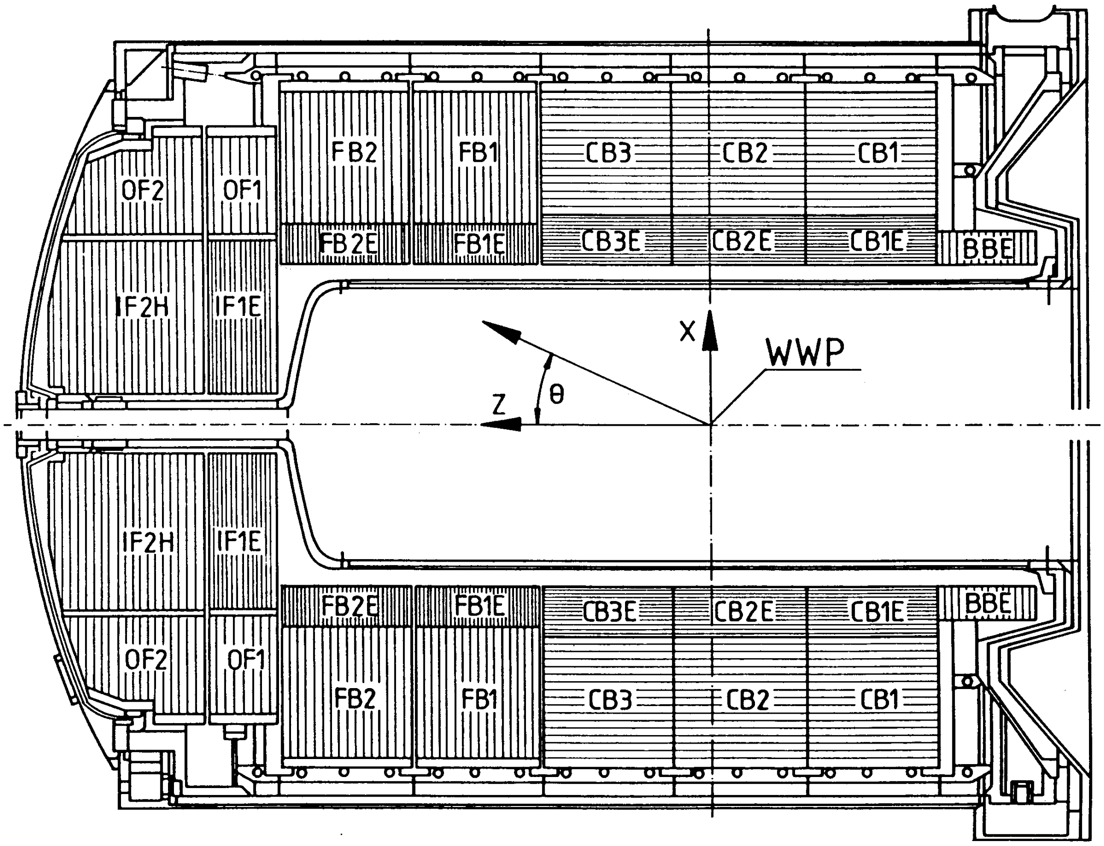

Abbildung 3.5: *Längsschnitt durch das Flüssigargon–Kalorimeter. Der nominelle Wechselwirkungspunkt ist mit WWP bezeichnet, x, z und θ zeigen das in dieser Arbeit verwendete Koordinatensystem.*

Die passiven Schichten des hadronischen Kalorimeters bestehen aus Eisen, das aufgrund seiner mechanischen Stabilität den Aufbau einer selbsttragenden Struktur für die Module ermöglicht. Die Tiefe des gesamten Kalorimeters, gemessen in hadronischen Wechselwirkungslängen, variiert zwischen $\approx 4,5\ \lambda_I$ im Zentralbereich und $\approx 8\lambda_I$ im vorderen Bereich des Kalorimeters. Die größere Tiefe des Kalorimeters im vorderen Bereich ermöglicht die Absorption der hier auftretenden Schauer hochenergetischer Teilchen.

Die Orientierung der Sampling–Schichten ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Sie wurde so gewählt, daß der Winkel zwischen der Flugrichtung vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommender Teilchen und der Flächennormalen der Schichten stets kleiner als 45° ist, um eine gute Energiemessung zu gewährleisten.

Bei der Auslese wird das Signal weniger aufeinanderfolgender Ionisationskammern summiert, um die Anzahl der auszulesenden Kanäle zu begrenzen. Die Kammern sind in den beiden verbleibenden Raumrichtungen segmentiert, so daß das

Kalorimeter aus ca. 45000 unabhängigen, etwa würfelförmigen Zellen besteht. Die typische Ausdehnung der Zellen beträgt dabei ca. $4 \times 4 \times 4$ cm^3 im elektromagnetischen und $10 \times 10 \times 10$ cm^3 im hadronischen Teil des Kalorimeters.

Hochenergetische Teilchen erzeugen im allgemeinen ein Signal in mehreren Zellen des Kalorimeters. Daher werden jeweils mehrere räumlich benachbarte Kalorimeterzellen zu sogenannten Clustern zusammengefaßt. Der hierzu verwendete Algorithmus wurde dahingehend optimiert, alle Zellen eines elektromagnetischen Schauers zu einem Cluster zusammenzufassen [Gör91].

Das Flüssigargon–Kalorimeter ist nicht kompensierend, d.h. das Signal von Elektronen ist um etwa 25% höher als das von Pionen gleicher Energie. Die feine Segmentierung des Kalorimeters erlaubt jedoch die Identifizierung der unterschiedlichen Komponenten eines hadronischen Schauers, so daß bei der Rekonstruktion der Energien die Kompensation durch ein Gewichtungsverfahren erreicht wird [Wel90, Wel94]. Die so gewichteten Cluster werden in dieser Analyse zur Identifikation von Teilchenjets herangezogen.

Die Kalibration des Kalorimeters wurde mittels Teststrahlmessungen durchgeführt und später durch die Analyse tiefinelastischer Ereignisse im laufenden Betrieb überprüft und korrigiert. Hierzu wurde die Balance der Transversalimpulse des gestreuten Leptons und des hadronischen Endzustands studiert. Die absolute Kalibration des Kalorimeters für hadronische Schauer ist auf 4% genau bekannt, die für elektromagnetische Schauer auf 3% [Gay96].

Die Auflösung des Kalorimeters wurde bei den Teststrahlmessungen zu $\sigma_E/E = 0,11/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}$ für elektromagnetische Schauer [H1–94b] und zu $\sigma_E/E = 0,50/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 0,02$[14] für hadronische Schauer bestimmt [H1–93a].

3.2.4 Das Flugzeitsystem

Ereignisse, bei denen ein Proton des Protonstrahls vor Erreichen des H1–Detektors mit einem Restgas–Atom im Strahlrohr oder mit der Strahlrohrwandwechselwirkt, sind eine Untergrundquelle für tiefinelastische Streuereignisse. Zur Identifikation solcher Ereignisse befinden sich, vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen, hinter dem BEMC zwei Szintillatorwände, die eine auf 2 ns genaue Messung des Zeitpunktes des Teilchendurchgangs erlauben. Diese sind in der Abbildung 3.3 als Szintillationszähler bezeichnet und werden auch ToF[15] genannt. Die dem BEMC nächstgelegene Wand besteht aus 16 Szintillator–Kacheln, wobei eine der Kacheln jeweils 4 Zellen des BEMC abdeckt. Die hintere Wand ist nicht so fein segmentiert und besteht aus 8 unabhängigen Szintillatoren.

Teilchen aus den oben beschriebenen Ereignissen erreichen das ToF zeitgleich mit den Protonstrahlpaketen, während Teilchen aus einer tiefinelastischen Wechselwirkung frühestens 13 ns später eintreffen können, da sie zunächst vom ToF

[14] $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$

[15] **T**ime **o**f **F**light system = Flugzeitsystem

zum Wechselwirkungspunkt fliegen und die gleiche Entfernung ($\approx 2,1$ m) zum ToF noch einmal zurücklegen müssen, bevor sie ein Signal erzeugen. Der gesamte Zeitraum zwischen zwei Protonstrahlpaketen (96 ns) ist in drei Zeitfenster eingeteilt. Das Untergrundfenster beginnt 18 ns vor dem Eintreffen der Strahlprotonen am ToF und dauert 25 ns. Dann beginnt das Wechselwirkungsfenster mit einer Dauer von 13,1 ns. Die restlichen Zeiträume werden dem sogenannten globalen Fenster zugeordnet.

Im vorderen Bereich des Detektors ist ebenfalls ein Flugzeitsystem installiert, das als FToF[16] bezeichnet wird. Es befindet sich zwischen der ersten und zweiten Lage des vorderen Myonsystems.

Die Information des Flugzeitsystems wird neben anderen Informationen zur Triggerentscheidung herangezogen, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

3.2.5 Das Triggersystem

Im Wechselwirkungspunkt kollidieren die Pakete des Positron– und des Protonstrahls in Abständen von 96 ns. Neben den gewünschten tiefinelastischen Streuereignissen erzeugen auch andere Prozesse Signale im Detektor. Dazu zählen Wechselwirkungen des Proton– oder Positronstrahls mit den Restgas–Atomen des Vakuums in der Strahlröhre, Wechselwirkungen des Proton– oder Positronstrahls mit der Strahlrohrwand, kosmische Myonen oder auch Synchrotronstrahlung des Positronstrahls.

Die Rate der Untergrundereignisse liegt typischerweise in der Größenordnung 10 – 100 kHz, während die Rate der tiefinelastischen Ereignisse in der Größenordnung 10 Hz liegt. Es ist technisch nicht möglich, den Detektor mit der Rate der Untergrundereignisse auszulesen und die Daten aufzuzeichnen, um in der nachfolgenden Analyse die tiefinelastischen Ereignisse herauszufiltern. Aufgabe des Triggersystems ist es daher, anhand schnell vorliegender Informationen der einzelnen Detektorkomponenten zu entscheiden, welche der Ereignisse aufgezeichnet werden.

Für die verschiedenen bei H1 untersuchten Ereignisklassen werden unterschiedliche Verknüpfungen der Subdetektorinformationen gebildet, die als Subtrigger bezeichnet werden. Der für die Aufzeichnung tiefinelastischer Ereignisse definierte Subtrigger S_0 verknüpft die Information des BEMC und des Flugzeitsystems auf die folgende Weise:

$$\mathrm{S}_0 = \mathrm{BSET}_{\mathrm{CL2}} \wedge \overline{\mathrm{BSET}_{\mathrm{SDE}}} \wedge \overline{\mathrm{ToF}_{\mathrm{BG}}} \wedge \left(\mathrm{FToF}_{\mathrm{IA}} \vee \overline{\mathrm{FToF}_{\mathrm{BG}}}\right) \tag{3.2}$$

Dabei bedeutet $\wedge$ das logische „Und“, $\vee$ das logische „Oder“ und der Überstrich die logische Negation. Ferner:

[16]**F**orward **T**ime **o**f **F**light system = vorderes Flugzeitsystem

$\mathrm{BSET_{CL2}}$ Es wurde ein Trigger–Cluster im BEMC mit einer Energie oberhalb der mittleren Triggerschwelle gefunden. Die mittlere Triggerschwelle liegt bei 7,7±1,0 GeV, vgl. Abbildung 4.2.

$\mathrm{BSET_{SDE}}$ In einem der inneren 16 Module des BEMC hat nur eine einzelne Photodiode ein Signal erzeugt. Dies kann z.B. durch ein niederenergetisches Photon aus Synchrotronstrahlung verursacht werden.

$\mathrm{ToF_{BG}}$ Das Triggersignal des ToF liegt im Untergrundfenster.

$\mathrm{FToF_{IA}}$ Das Triggersignal des FToF liegt im Wechselwirkungsfenster.

$\mathrm{FToF_{BG}}$ Das Triggersignal des FToF liegt im Untergrundfenster.

Dieser Subtrigger wurde für die Aufzeichnung der dieser Analyse zugrundeliegenden Ereignisse verwendet. Seine Effizienz wird in Abschnitt 4.2 diskutiert.

3.2.6 Das Luminositätssystem

Für die Messung von Wirkungsquerschnitten ist in Streuexperimenten die genaue Kenntnis der zugrundeliegenden Luminosität von essentieller Bedeutung. Im Prinzip kann diese aus den Parametern des Speicherrings, namentlich der Emittanz der Strahlen und Strahlströme, berechnet werden. Eine präzise Bestimmung ist jedoch nur durch die Analyse von Streuereignissen möglich. Beide Experimente, H1 und ZEUS, verwenden dazu die elastischen Bremsstrahlungsereignisse $ep \to e\gamma p$. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist präzise berechenbar [Bet34] und mit einer Genauigkeit von etwa 0,5% bekannt, so daß die Bestimmung der Luminosität durch die Messung der Ereignisrate möglich ist.

Die Bremsstrahlungsereignisse zeichnen sich dadurch aus, daß die Summe der Energien des gestreuten Positrons E_e und des Photons E_γ gerade der Energie des Positronstrahls entsprechen. Außerdem geschieht die Abstrahlung des Photons nahezu kollinear, d.h. beide Teilchen verlassen den Wechselwirkungspunkt in der Richtung des einlaufenden Positrons unter sehr großen Polarwinkeln.

Abbildung 3.6 zeigt eine schematische Darstellung des Luminositätssystems [H1–97b] des H1–Detektors sowie die Detektorantwort auf ein Bremsstrahlungsereignis aus dem Jahre 1993. Die Summe der Energien von 26,3 GeV entspricht dabei nahezu der in jenem Jahr verwendeten Strahlenergie (26,7 GeV).

Da das Positron durch die Abstrahlung des Photons eine gegenüber dem Strahl reduzierte Energie besitzt, wird es in den nachfolgenden Dipolmagneten des Speicherrings von der Sollbahn abgelenkt. Es kann dann das Strahlrohr bei einer Position von $z = -27,3$ m durch ein Austrittsfenster verlassen und den bei $z = -33,4$ m installierten Elektrondetektor erreichen. Dieser ist ein Kristalldetektor, der mit 49 Kristallen von jeweils 22×22 mm^2 Größe bestückt ist, die zu 78% aus TlCl und zu 22% aus TlBr bestehen und Čerenkov–Licht erzeugen. Die relative Energieauflösung des Detektors beträgt $0,10/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 0,01$

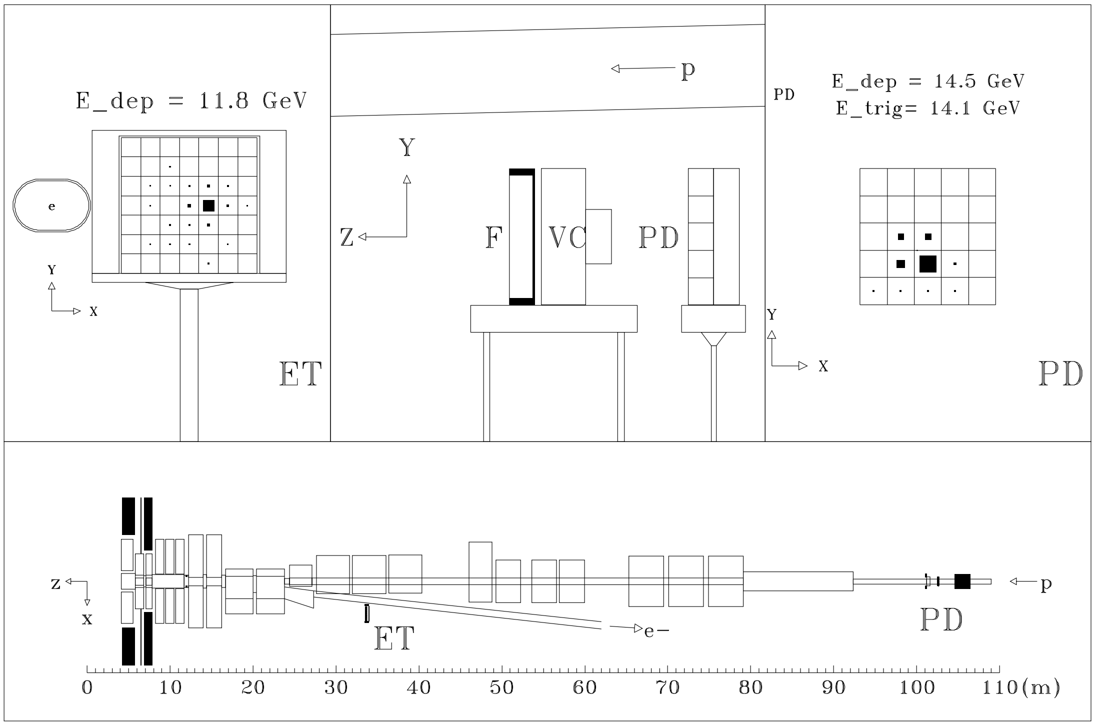

Abbildung 3.6: *Aufbau des Luminositätssystem [Fle94]. Das untere Bild zeigt eine Aufsicht auf den HERA–Speicherring vom Wechselwirkungspunkt bis zum Photondetektor (PD) bei $z = -102,9$ m. In x–Richtung ist das Bild gestreckt. Neben dem Elektronstrahlrohr befindet sich der Elektrondetektor (ET), siehe auch oben links. Der Photondetektor befindet sich auf der direkten Verlängerung der Strahlachse des H1–Detektors unter dem hier von oben kommenden Protonstrahlrohr, siehe oben Mitte. Vor dem Photondetektor sind ein Bleifilter (F) und ein Veto–Zähler (VC) installiert.*

Etwa 97% der Photonen verlassen den Wechselwirkungspunkt unter einem Polarwinkel $> 179,97°$. Bei $z = -92,3$ m treten sie aus dem in diesem Bereich nach oben gekrümmten Protonstrahlrohr aus und treffen bei $z = -102,9$ m auf den Photondetektor. Dieser besteht aus 25 jeweils 20×20 mm^2 großen Kristallen der gleichen chemischen Zusammensetzung wie die des Elektrondetektors. Vor dem Photondetektor befindet sich ein Bleifilter von 1,5 Strahlungslängen Dicke zum Schutz gegen Synchrotronstrahlung. Zwischen dem Bleifilter und dem Photondetektor ist als Veto–Zähler ein Wasser–Čerenkov–Zähler installiert, der registriert, ob das gemessene Photon vielleicht schon vorzeitig im Bleifilter aufgeschauert ist. Hierdurch wird eine verbesserte Energiemessung für die Photonen erzielt.

Die Messung der Luminosität hat für die vorliegende Analyse nur eine untergeordnete Bedeutung, da das Verhältnis zweier Wirkungsquerschnitte bestimmt wird. Lediglich bei der Subtraktion von Untergrundereignissen, die unter Anwendung von Simulationen durchgeführt wird, geht der Wert der Luminosität in die Analyse ein, vgl. Abschnitt 5.4.

Kapitel 4

Selektion der Ereignisse

Die Definition der 2–Jet–Rate durch Gleichung (2.32) verlangt die Selektion zweier Ereignisklassen, zum einen alle tiefinelastischen Ereignisse, zum anderen tiefinelastische Ereignisse mit zwei Jets. Die letztere ist dabei eine Untermenge der ersteren. Ausgehend von der Auswahl der in der Analyse verwendeten Datensätze der Datennahmeperiode 1994 werden die zur Selektion notwendigen Schnitte für beide Klassen in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Hierbei wird implizit der Phasenraum, in dem $\mathcal{R}_2$ gemessen wird, festgelegt.

4.1 Die Auswahl der Runs

Ereignisse, die innerhalb einer Periode konstanter experimenteller Bedingungen aufgezeichnet werden, werden zu Datensätzen zusammengefaßt, die auch als Runs bezeichnet werden. Ein solcher enthält Ereignisse, die innerhalb eines Zeitraums von typischerweise zwei Stunden aufgezeichnet wurden. Danach können sich z.B. die Kalibrationskonstanten einzelner Subdetektoren oder die Einstellungen des Triggersystems ändern, um Veränderungen des durch HERA erzeugten Untergrunds Rechnung zu tragen. Für jeden Run wird in einer Datenbank die Information abgelegt, welche der Subdetektoren aktiv waren und ausgelesen wurden. Bei der Analyse der Daten muß dann darauf geachtet werden, daß nur solche Runs einbezogen werden, bei denen die für die Analyse relevanten Detektorkomponenten verfügbar waren.

Für die vorliegende Analyse wurde eine Selektion der Runs einer anderen Arbeitsgruppe der H1–Kollaboration übernommen. Es wurde die Verfügbarkeit der folgenden Subdetektoren gefordert:

- Zentrales Spurkammersystem:
  zur Bestimmung des Ereignisvertex.

- BEMC:
  zur Messung der Energie des gestreuten Positrons.

- BPC:
  zur präzisen Ermittlung der Flugbahn des Positrons.

- Flüssigargon–Kalorimeter:
  zur Jet–Identifikation.
- ToF, FToF und Vetowände:
  zur Unterdrückung von Untergrundereignissen im Triggersystem
- Luminositätssystem:
  zur Bestimmung der integrierten Luminosität des Datensatzes.

Zusätzlich hat die Arbeitsgruppe die Verfügbarkeit weiterer Subdetektoren gefordert, deren Information in der vorliegenden Analyse nicht verwendet wurde.

Die mit dieser Selektion ausgewählten Runs aus der Datennahmeperiode des Jahres 1994 mit Positronstrahl entsprechen einer integrierten Luminosität von $1,97 \pm 0,03$ pb^{-1}. Die Luminosität spielt jedoch für diese Analyse nur eine untergeordnete Rolle, da sich bei der Messung des Verhältnisses $\mathcal{R}_2$ (vgl. Abschnitt 2.8) die Luminosität herauskürzt. Lediglich bei der Subtraktion von Untergrundereignissen mithilfe von Simulationen wird der Wert zur Normierung verwendet (siehe Abschnitt 5.4). Eine detaillierte Beschreibung der Methode der Luminositätsbestimmung im H1–Experiment und ihrer systematischen Unsicherheiten findet man in [H1–96c].

4.2 Die Selektion tiefinelastischer Ereignisse

In diesem Abschnitt werden die Schnitte diskutiert, die bei der Selektion aller tiefinelastischen Ereignisse angewandt werden. Als Kandidat für das gestreute Positron wird dabei derjenige Cluster im BEMC angenommen, der die höchste Energie aufweist.

Erreicht das gestreute Positron das BEMC nicht, so können durch Hadronen erzeugte Cluster ein gestreutes Positron vortäuschen.

Eine große Untergrundquelle stellen hierbei die sogenannten Photoproduktionsereignisse dar. Hierbei wird zwischen dem Proton und dem Positron ein nahezu reelles Photon ausgetauscht und das Positron nur um einen kleinen Winkel abgelenkt, so daß es aus dem Zentraldetektor durch das Strahlrohr entweicht.

Eine weitere Untergrundquelle sind Ereignisse aus Wechselwirkungen zwischen Proton– bzw. Positronstrahl und Restgas–Atomen im Vakuum bzw. den Strahlrohrwänden.

Die im folgenden diskutierten Schnitte sind darauf optimiert, mit hoher Effizienz die gestreuten Positronen zu selektieren und den Untergrund zu unterdrücken.

Der Schnitt auf die Energie des gestreuten Positrons

Bei der Wahl des Schnittes auf die Energie E_e des gestreuten Positrons muß ein Kompromiß eingegangen werden. Auf der einen Seite ist es interessant, bei

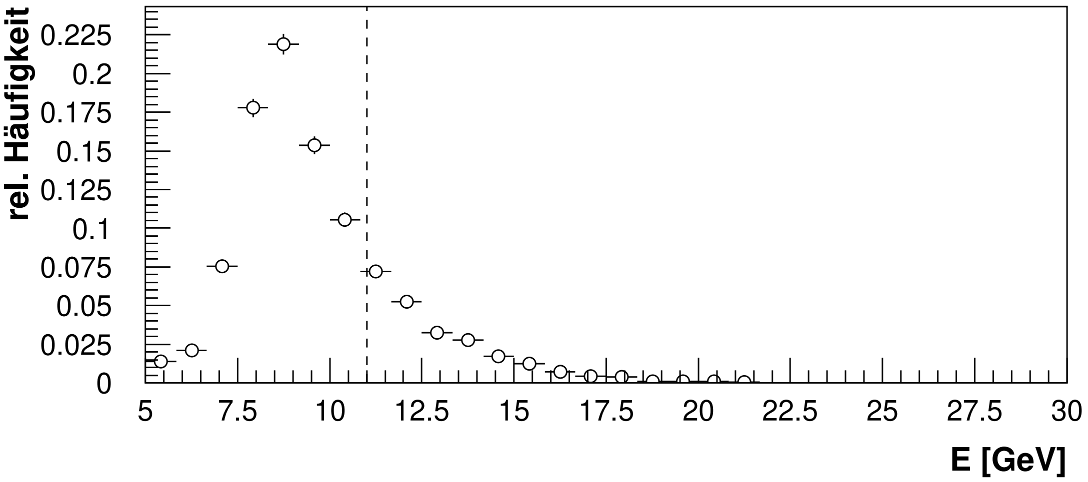

Abbildung 4.1: *Energiespektrum von Positronkandidaten aus Photoproduktionsereignissen, simuliert mit PHOJET [Eng95]. Hierbei wurden alle Schnitte zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse außer dem auf die Energie des Positronkandidaten angewandt. Die Form des Spektrums bei niedrigen Energien ist im Text erläutert. Die gestrichelte Linie zeigt den gewählten Selektionsschnitt $E_e > 11$ GeV. Das Histogramm ist so normiert, daß die Summe aller Einträge 1 ergibt.*

möglichst kleinen Werten von E_e zu messen, um zu möglichst kleinen Werten der Skalenvariablen x zu gelangen. Auf der anderen Seite wächst jedoch die Anzahl der Untergrundereignisse aus Photoproduktion mit abnehmender Energie des Positronkandidaten stark an. Abbildung 4.1 zeigt das Energiespektrum von Positronkandidaten aus Photoproduktionsereignissen. Hierbei wurde verlangt, daß im BEMC mindestens 7,5 GeV Energie nachgewiesen wurde, was in etwa mit der Energieschwelle des Subtriggers S_0 übereinstimmt, vgl. Abschnitt 3.2.5 und Abbildung 4.2 . Das gezeigte Spektrum entspricht daher dem Spektrum aufgezeichneter Untergrundereignisse.

Es ist deutlich zu erkennen, daß durch den gewählten Selektionsschnitt

$$E_e > 11\mathrm{GeV} \tag{4.1}$$

bereits der größte Teil der Untergrundereignisse aus Photoproduktion unterdrückt wird.

Ein weiterer Grund für die Wahl dieses Wertes ergibt sich aus der Effizienz des verwendeten Subtriggers S_0 (vgl. Abschnitt 3.2.5). Abbildung 4.2 zeigt die Triggereffizienz für tiefinelastische Ereignisse in Abhängigkeit von der Energie des gestreuten Positrons. Oberhalb der gewählten Energieschwelle besitzt der Trigger eine Effizienz von 100%.

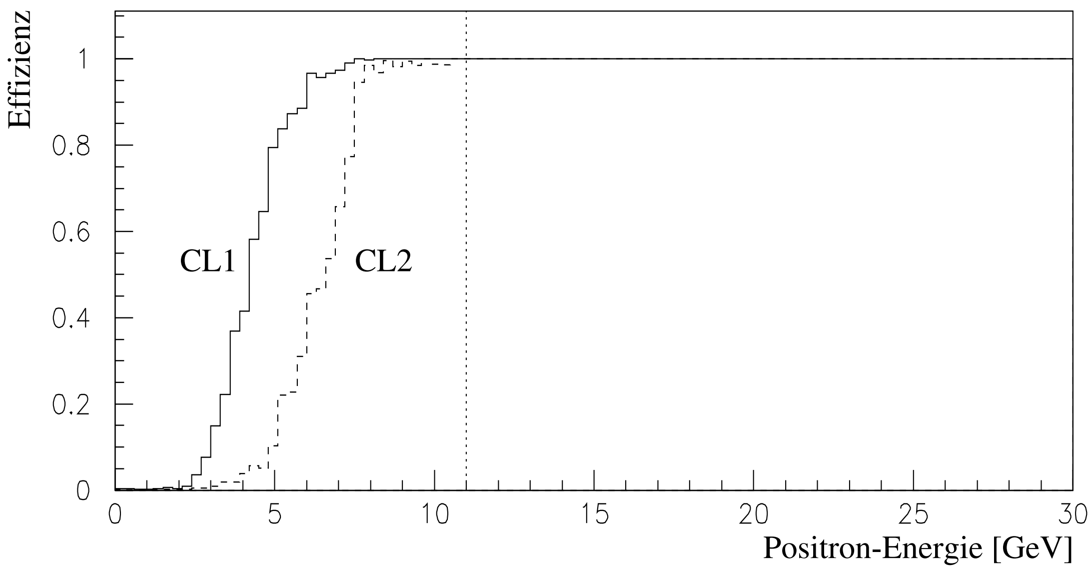

Abbildung 4.2: *Effizienz des BEMC–Triggers für verschiedene Triggerschwellen CL1 und CL2, entnommen aus [H1–96b]. Die Schwelle CL2 ist die im Subtrigger S_0 angewandte. Die gepunktete Linie zeigt den für diese Analyse verwandten Schnitt.*

Der Schnitt auf r_{clust}

Die charakteristische transversale Ausdehnung der Schauer von Hadronen und Positronen ist verschieden. Während die Ausdehnung der von Positronen induzierten Schauer durch den Molière–Radius ρ_M des Kalorimeters charakterisiert werden kann[1], ist die Ausdehnung hadronischer Schauer durch die nukleare Wechselwirkungslänge λ_I bestimmt[2]. Da sich ρ_M und λ_I für das BEMC deutlich unterscheiden ($\lambda_I/\rho_M \approx 10$) kann die transversale Ausdehnung der Schauer zur Unterscheidung zwischen Hadronen und Positronen herangezogen werden.

Als charakteristische Größe für die transversale Ausdehnung wird der energiegewichtete Cluster–Radius r_{clust} für den Positronkandidaten wie folgt berechnet:

$$r_{\mathrm{clust}} = \frac{1}{E_{clust}} \sum_{j=1}^{N_{\mathrm{Dioden}}} E^j_{\mathrm{Diode}} \sqrt{(x_s - x_j)^2 + (y_s - y_j)^2} \tag{4.2}$$

[1]Der Molière–Radius ρ_M des BEMC beträgt $\rho_M \approx 3,4$ cm. Etwa 95% der Teilchenenergie werden innerhalb eines Radius $R_{95\%} = 2\rho_M$ um die Einfallsrichtung deponiert.

[2]Die nukleare Wechselwirkungslänge des BEMC beträgt $\lambda_I \approx 35$ cm. Für die transversale Ausdehnung hadronischer Schauer gilt: $R_{95\%} \lesssim \lambda_I$.

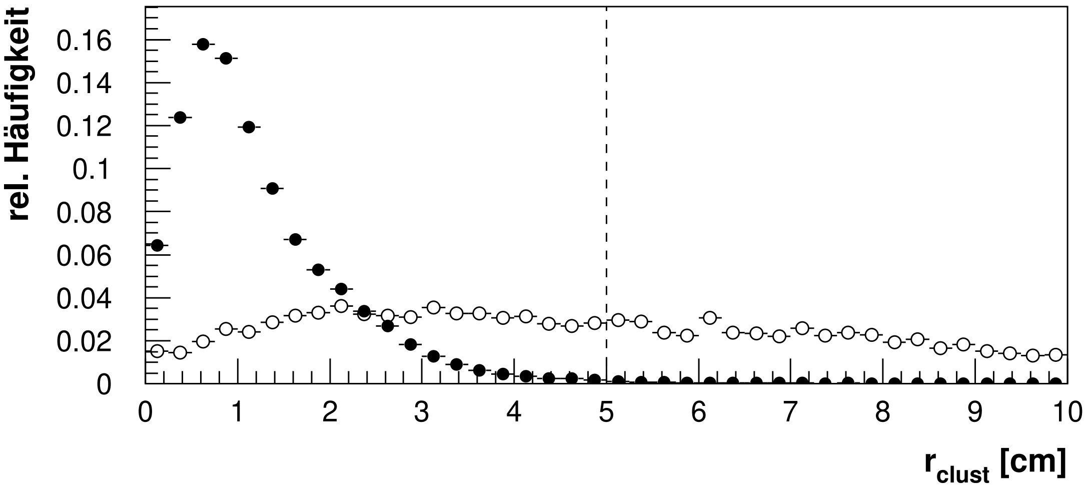

Abbildung 4.3: *Spektrum der Cluster-Radien r_{clust} der Positronkandidaten für Photoproduktionsereignisse (offene Symbole) und tiefinelastische Ereignisse (volle Symbole), simuliert mit PHOJET bzw. DJANGO. Die gestrichelte Linie zeigt den gewählten Selektionsschnitt $r_{\mathrm{clust}} < 5$ cm. Die Verteilungen sind so normiert, daß die Summe aller Einträge jeweils 1 ergibt.*

Dabei sind x_j und y_j die Koordinaten der Photodiode, in der E^j_{Diode} rekonstruiert wurde; x_s und y_s bezeichnen den Ort des Cluster–Schwerpunkts[3] in der Ebene senkrecht zum Strahlrohr. Der Schnitt

$$r_{\mathrm{clust}} < 5 \text{ cm} \tag{4.3}$$

wurde so gewählt, daß bei einer Selektionseffizienz $> 99\%$ ein deutlicher Anteil des Untergrunds aus Photoproduktion unterdrückt wird, wie in Abbildung 4.3 gezeigt.

Der Schnitt auf d_{BPC}

Eine weitere Reduktion des Untergrunds kann erreicht werden, indem ein Signal in der BPC gefordert wird, das in der Nähe des Cluster–Schwerpunkts des Positronkandidaten liegt. Neutrale Hadronen, die einen Positronkandidaten bilden, hinterlassen im Prinzip kein Signal in der BPC. Allerdings können aus den Schauern dieser neutralen Hadronen geladene Teilchen in die BPC zurückgestreut werden und dort ein Signal erzeugen. Auch Photonen aus π^0–Zerfällen, die ja einen kleinen Cluster–Radius bewirken, hinterlassen in der BPC nur dann ein Signal, wenn sie vor Erreichen des BEMC ein Elektron–Positron–Paar bilden.

[3]Der Cluster–Schwerpunkt ist der energiegewichtete Mittelwert der geometrischen Mittelpunkte der ihm zugeordeneten Module.

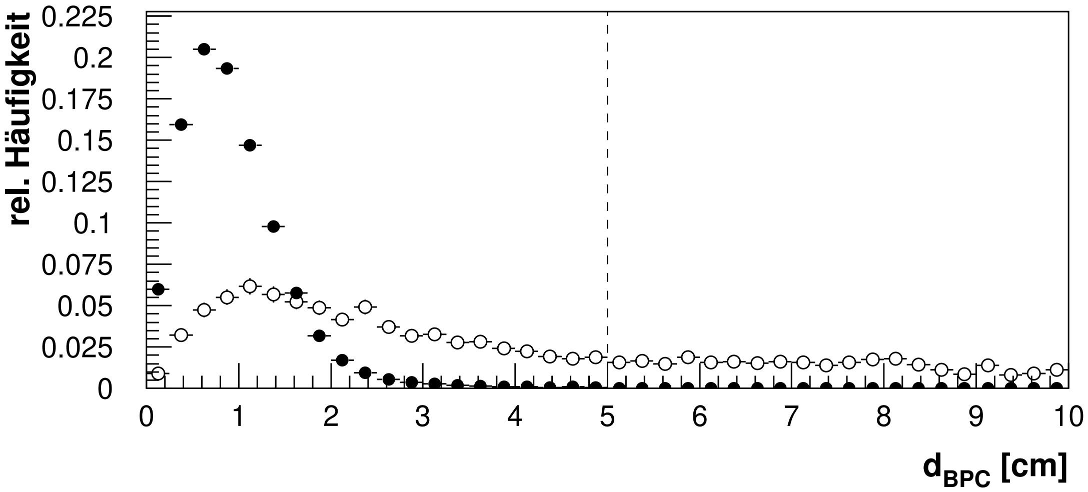

Abbildung 4.4: *Spektrum der Abstände der BPC–Koordinaten d_{BPC} der Positronkandidaten für Photoproduktionsereignisse (offene Symbole) und tiefinelastische Ereignisse (volle Symbole), simuliert mit PHOJET bzw. DJANGO. Die gestrichelte Linie zeigt den gewählten Selektionsschnitt $d_{\mathrm{BPC}} < 5$ cm. Die Verteilungen sind so normiert, daß die Summe aller Einträge jeweils 1 ergibt.*

Als charakteristische Größe wird für jeden Positronkandidaten der minimale Abstand d_{BPC} aller Signale in der BPC von der Verbindungslinie zwischen Cluster–Schwerpunkt und Wechselwirkungspunkt ermittelt. Für neutrale Hadronen und Photonen ist die Verteilung relativ flach mit Ausläufern zu hohen Abständen hin, da hier das BPC–Signal durch ein weiteres geladenes Hadron erzeugt wird. Für geladenene Teilchen ist d_{BPC} klein. Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung der Abstände für Photoproduktionsereignisse und tiefinelastische Ereignisse. Es ist klar zu sehen, daß es in beiden Verteilungen eine Häufung von Ereignissen bei kleinen Werten von d_{BPC} gibt. Die Verteilung für Photoproduktionsereignissen zeigt auch die erwarteten Ausläufer zu großen Werten. Der Schnitt

$$d_{\mathrm{BPC}} < 5 \text{ cm} \tag{4.4}$$

selektiert mit 100% Effizienz die tiefinelastischen Ereignisse, unterdrückt dennoch einen Teil des Untergrunds aus Photoproduktion.

Der Schnitt auf den Ereignisvertex

Die Pakete des Protonstrahls haben in longitudinaler Richtung ein gaußförmiges Profil mit einer Breite von ≈ 11 cm. Die Ausdehnung der Positronpakete ist deutlich kleiner. Dies führt dazu, daß Ereignisse nicht nur am nominellen Wechselwirkungspunkt stattfinden, sondern gaußförmig um diesen verteilt. Untergrundereignisse aus Wechselwirkungen der Strahlen mit Restgas–Atomen oder

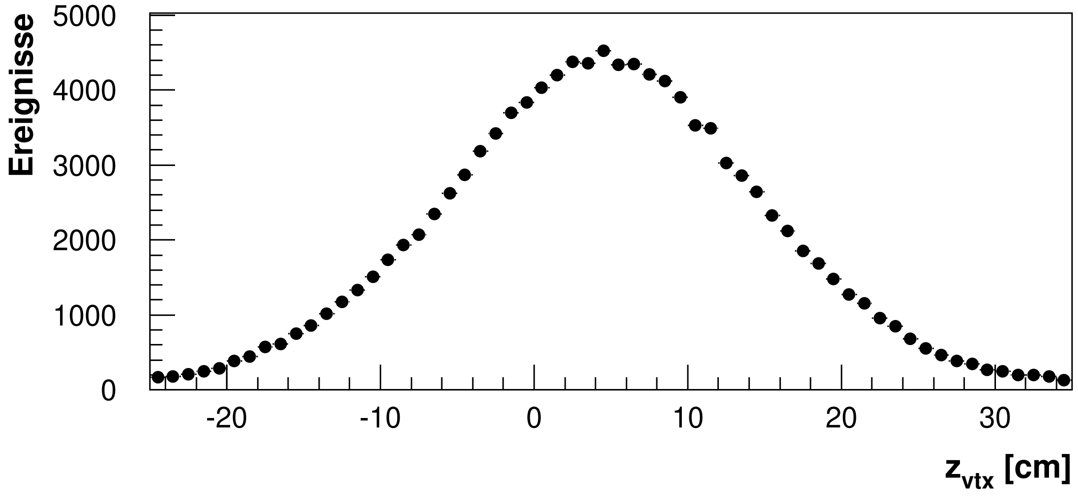

Abbildung 4.5: *Verteilung der z–Position des Ereignisvertex in den Grenzen des Schnittes für Daten der Datennahmeperiode 1994.*

mit den Strahlrohrwänden sind hingegen über die ganze Länge des H1–Detektors gleichverteilt. Ein Schnitt auf die Position des Ereignisvertex ermöglicht daher die Unterdrückung dieser Untergrundereignisse. Zudem ist die Existenz eines Ereignisvertex zwingend für die Bestimmung des Streuwinkels des Positrons erforderlich, da nur dann eine präzise Berechnung der kinematischen Variablen x und Q^2 des Ereignisses möglich ist. Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung der z–Position $z_{\rm vtx}$ der Ereignisvertizes innerhalb der gewählten Schnittgrenzen

$$-25 \text{ cm} < z_{\rm vtx} < 35 \text{ cm}. \tag{4.5}$$

Der Mittelwert der Ereignisvertizes lag in der Datennahmeperiode nicht bei 0 cm, sondern war um etwa 5 cm verschoben. Dieser Tatsache wurde in der Wahl der Schnittgrenzen Rechnung getragen.

Der Schnitt auf $\sum_i (E_i - p_{z,i})$

Der hier vorgestellte Schnitt ermöglicht unter Ausnutzung der Energie– und Impulserhaltung die Unterdrückung solcher Ereignisse, bei denen Teilchen in rückwärtiger Richtung dem Detektor entweichen, ohne ein Signal zu hinterlassen. Dies ist insbesondere für Ereignisse der Photoproduktion der Fall, bei denen das Positron den Detektor durch das Strahlrohr verläßt. Bildet man für den Anfangszustand die Summe des Ausdrucks $E_i - p_{z,i}$ über alle Teilchen i, d.h. Proton und Positron, so erhält man unter Vernachlässigung der Teilchenmassen:

$$\sum_i (E_i - p_{z,i}) = 2E_{\rm Pos}, \tag{4.6}$$

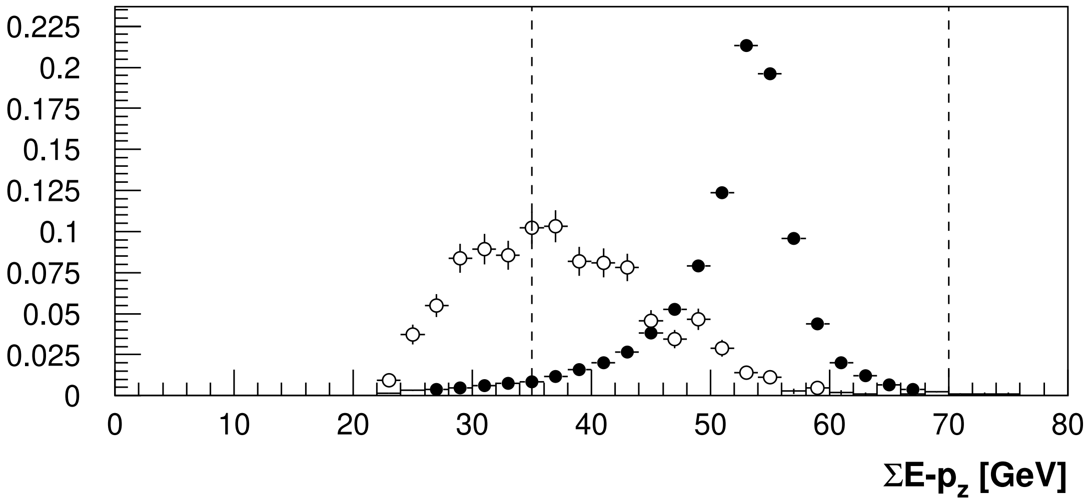

Abbildung 4.6: *Verteilung der Größe $\sum_i E_i - p_{z,i}$ für Photoproduktionsereignisse (offene Symbole) und tiefinelastische Ereignisse (volle Symbole), simuliert mit PHOJET bzw. DJANGO. Die gestrichelten Linie zeigen den gewählten Selektionsschnitt 35 GeV $< \sum_i E_i - p_{z,i} <$ 70 GeV. Die Verteilungen sind so normiert, daß die Summe aller Einträge jeweils 1 ergibt.*

wobei E_i die Energie des Teilchens i, $p_{z,i}$ seine Impulskomponente in z–Richtung und E_{Pos} die Energie des Positronstrahls ist. Für den Endzustand läuft die Summe über alle Signale im Detektor, dabei werden die in Abschnitt 4.3.3 diskutierten kombinierten Objekte verwendet. Abbildung 4.6 zeigt die Verteilung dieser Größe für tiefinelastische und Photoproduktionsereignisse. Während die Verteilung für die tiefinelastischen Ereignisse eine starke Konzentration bei dem erwarteten Wert $2E_{\mathrm{Pos}} \approx 55$ GeV zeigt, fällt das Spektrum für Photoproduktionsereignisse oberhalb von ≈ 35 GeV ab. Der gewählte Schnitt von

$$35 \text{ GeV} < \sum_i (E_i - p_{z,i}) < 70 \text{ GeV} \tag{4.7}$$

hat eine hohe Effizienz für tiefinelastische Ereignisse und unterdrückt einen erheblichen Anteil der Photoproduktionsereignisse. Außerdem verwirft dieser Schnitt Ereignisse, bei denen das Positron vor der Wechselwirkung mit dem Proton ein Photon mit hoher Energie abstrahlt, da auch diese den Detektor typischerweise durch das Strahlrohr verlassen.

Der nach den Schnitten verbleibende Untergrund aus Photoproduktionsereignissen wird in Abschnitt 5.4 behandelt. Der Untergrund aus Ereignissen, bei denen Strahlprotonen mit Restgas–Atomen wechselwirken, wurde im Rahmen der Messung der Protonstrukturfunktion zu $< 1\%$ ermittelt F_2 [H1–96a] und wird im weiteren nicht berücksichtigt. Die in der vorliegenden Arbeit angewandten Schnitte zur Unterdrückung des Untergrunds entsprechen dabei denen der hier zitierten

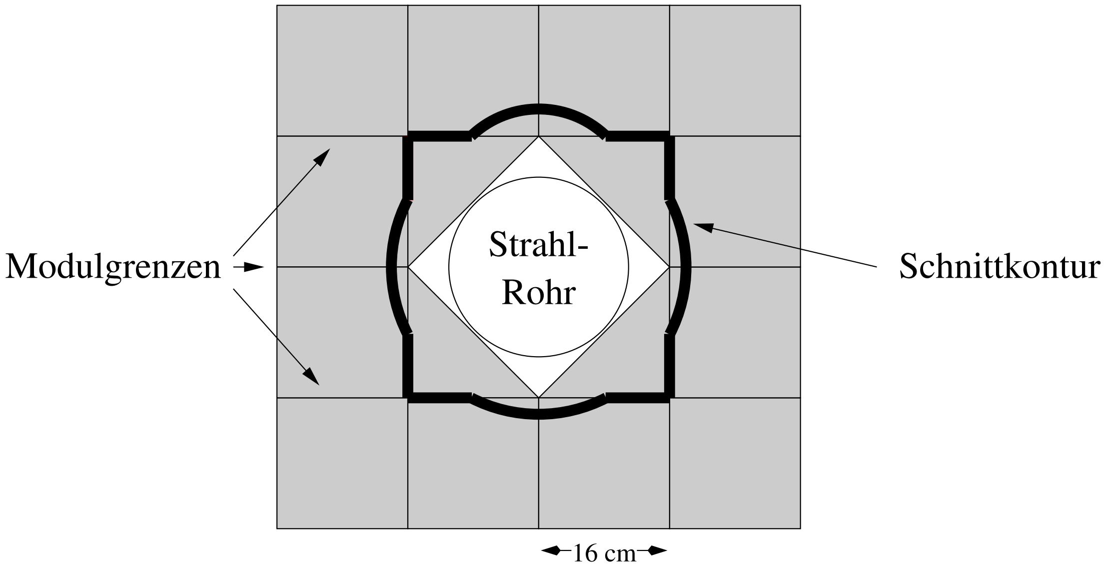

Abbildung 4.7: *Schematische Abbildung des inneren Bereiches des BEMC. Die eingezeichnete Linie markiert die Grenzen des Schnittes auf die Position des Positron–Cluster im BEMC.*

Analyse.

Der Schnitt auf die BPC–Position des Positrons

Abbildung 4.7 zeigt den inneren Bereich des BEMC in der Nähe des Strahlrohrs. In den Modulen mit dreieckigem Querschnitt direkt am Strahlrohr ist die Energierekonstruktion problematisch, da der durch das Positron ausgelöste Schauer nicht immer vollständig im Kalorimeter absorbiert werden kann. Zudem war während der Datennahmeperiode 1994 der Trigger für diesen Bereich des BEMC nur zeitweise aktiv. In der vorliegenden Analyse wird deshalb auf Ereignisse verzichtet, bei denen das Positron in diesen Bereich gestreut wird. Erreicht wird dies durch einen Schnitt auf die Position $x_{\rm BPC}$, $y_{\rm BPC}$ des dem Cluster zugeordneten BPC–Signals

$$\min\left(|x_{\rm BPC}|, |y_{\rm BPC}|\right) > 16\ \text{cm}. \tag{4.8}$$

Auch in den Bereichen des BEMC, in denen zwei der Module mit dreieckigem und zwei derer mit quadratischem Querschnitt aneinanderstoßen, ist die Energierekonstruktion aufgrund von Leckverlusten mangelhaft. Ereignisse, bei denen das Positron in diese Bereiche gestreut wird, werden mit dem zusätzlichen Schnitt

$$\sqrt{x_{\rm BPC}^2 + y_{\rm BPC}^2} > 18\text{cm} \tag{4.9}$$

ebenfalls verworfen. Die resultierende Kontur der Schnitte ist in der Abbildung 4.7 durch die fettgedruckte Linie markiert.

Die Polarwinkelakzeptanz wird durch diesen Schnitt in Abhängigkeit vom Azimutwinkel ϕ eingeschränkt, wie im folgenden Abschnitt erläutert wird.

Der Schnitt auf den Polarwinkel θ_e des Positrons

Zusätzlich zu den Schnitten auf die Position des Clusters im BEMC wird ein Schnitt auf den Polarwinkel θ_e des gestreuten Positrons angewandt:

$$156^\circ < \theta_e < 173^\circ. \tag{4.10}$$

Dieser Schnitt berücksichtigt zum einen die geometrische Akzeptanz der BPC und des BEMC zu kleinen Polarwinkeln hin und definiert zum anderen die Phasenraumgrenze für tiefinelastische Ereignisse. Dabei ist die Akzeptanz für große Polarwinkel durch den im vorangegangenen Abschnitt eingeführten Schnitt in Abhängigkeit vom Azimutwinkel ϕ eingeschränkt. Für den nominellen Wechselwirkungspunkt ergibt sich hieraus für $\phi = 0^\circ$, 90°, 180° und 270° eine Akzeptanz $\theta < 173,5^\circ$, während sie für die Azimutwinkel $\phi = 45^\circ$, 135°, 225° und 315° auf $\theta < 171^\circ$ reduziert ist.

Der Schnitt auf y

In der vorliegenden Analyse werden die kinematischen Variablen x und Q^2 des Ereignisses allein aus der Energie und dem Polarwinkel des gestreuten Positrons bestimmt, vgl. Abschnitt 2.2. Die Auflösung bei der Bestimmmung von x verschlechtert sich dabei mit abnehmenden Werten der Variablen y [H1–94c] und erreicht im Bereich $0.05 < y < 0.1$ einen Wert von $\delta x/x \approx 30\%$. Die Virtualität des Photons Q^2 wird unabhängig von y mit einer Genauigkeit von $\delta Q^2/Q^2 \approx 5\%$ gemessen.

In der vorliegenden Analyse wird zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse der Schnitt

$$y > 0,05 \tag{4.11}$$

angewendet. Der Einfluß der begrenzten Auflösung in x und Q^2 auf die Messung der funktionalen Abhängigkeit der 2–Jet–Rate von den kinematischen Variablen x und Q^2 wird in den Abschnitten 5.1 und 5.3 diskutiert.

4.3 Die Selektion der 2–Jet–Ereignisse

Die Selektion der 2–Jet–Ereignisse erfordert die Anwendung eines Jet–Algorithmus. Das bedeutet, daß 2–Jet–Ereignisse erst durch die Auswahl des Algorithmus und seiner Parameter definiert werden. Im folgenden Abschnitt wird die in dieser Analyse verwendete Definition dargelegt. Aus experimenteller Sicht muß dann noch entschieden werden, welche Detektorinformationen dem Jet–Algorithmus zur Verfügung gestellt werden.

4.3.1 Der verwendete Jet–Algorithmus

Wie in Abschnitt 2.8 bereits erläutert, ist das Laborsystem für die Suche der Jets ungeeignet. Das am besten geeignete Bezugssystem ist das partonische Schwerpunktsystem, in dem die beiden Partonen denselben Transversalimpuls besitzen und in entgegengesetzte Richtung fliegen. In der Praxis ist die Lorentztransformation, die nötig ist, um den hadronischen Endzustand in dieses Bezugssystem zu transformieren, unbekannt. Hierfür müßte der Impulsbruchteil ξ des an der harten Wechselwirkung teilnehmenden Partons am Protonimpuls ermittelt werden, der jedoch nicht direkt bestimmt werden kann[4].

Der in dieser Analyse verwendete Konus–Algorithmus (vgl. Abschnitt 2.7) hat die Eigenschaft, invariant gegen Lorentztransformationen entlang der z–Achse zu sein. Daher ist jedes Bezugssystem, das sich lediglich durch eine solche Lorentztransformation vom partonischen Schwerpunktsystem unterscheidet, zur Suche der Jets geeignet[5]. Ein solches Bezugssystem ist das Schwerpunktsystem des in der Wechselwirkung ausgetauschten Photons und des Protons, auch hadronisches Schwerpunktsystem genannt.

Die zur Transformation in dieses System benötigte Lorentztransformation läßt sich aus den kinematischen Variablen des Ereignisses bestimmen und ist daher in der Praxis durchführbar. Bei der Suche der Jets wird daher der hadronische Endzustand zunächst in das hadronische Schwerpunktsystem transformiert.

Der verwendete Konus–Algorithmus besitzt drei Parameter: den Konus–Radius R, den zumindest geforderten Transversalimpuls $p_{t,\mathrm{min}}$ der Jets und einen Parameter $f_{\mathrm{ov,max}}$, der die maximal erlaubte Überlappung zweier Jets, wie in Abschnitt 2.7 beschrieben, festlegt. Für diese Analyse wurden die folgenden Parameter gewählt:

- $R = 1,0$
- $p_{t,\mathrm{min}} = 5$ GeV
- $f_{\mathrm{ov,max}} = 0,75$

Der Schnitt auf den Transversalimpuls $p_{t,\mathrm{min}} = 5$ GeV begrenzt den Phasenraum für die Jet–Ereignisse auf einen perturbativ zugänglichen Bereich. Der

[4] ξ entspricht nur im naiven Quark–Parton–Modell der Skalenvariablen x, die allein aus der Messung der Energie und des Polarwinkels des Positrons bestimmt werden kann.

[5] Dies ist genaugenommen nur richtig, da der Transversalimpuls der Partonen im Proton um etwa eine Größenordnung kleiner als der geforderte Transversalimpuls der Jets ist und daher vernachlässigt werden kann.

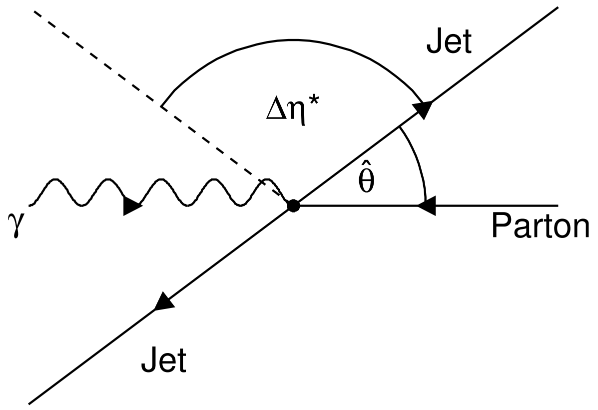

Abbildung 4.8: *Schematische Abbildung eines 2–Jet–Ereignisses im partonischen Schwerpunktsystem, Erläuterung im Text.*

Schnitt auf $f_{\mathrm{ov,max}} = 0,75$ ist für die vorliegende Analyse von untergeordneter Bedeutung, da bei 2–Jet–Ereignissen die Jets im hadronischen Schwerpunktsystem entgegengesetzte Azimutwinkel besitzen und bei einem Konus–Radius von 1,0 klar getrennt sind. Erst bei Ereignissen, in denen mehr als zwei Jets mit hohem Transversalimpuls vorhanden sind, bekommt dieser Parameter einen großen Einfluß auf beobachtete Jet–Größen. Der Wirkungsquerschnitt für diese Ereignisse ist jedoch gegenüber dem der 2–Jet–Ereignisse um einen Faktor $1/\alpha_s$ unterdrückt.

4.3.2 Die Definition der 2–Jet–Ereignisse

Die Ereignisse, die im Rahmen dieser Analyse als 2–Jet–Ereignisse betrachtet werden, genügen den folgenden Bedingungen:

- Das Ereignis ist ein tiefinelastisches Ereignis (vgl. Abschnitt 4.2).
- Es werden genau zwei Jets mit den zuvor definierten Parametern gefunden.
- Für die Differenz der Pseudorapiditäten $\Delta\eta^*$ der beiden Jets im hadronischen Schwerpunktsystem gilt:

$$|\Delta\eta^*| < 2 \tag{4.12}$$

Der Schnitt auf die Variable $\Delta\eta^*$ ist äquivalent zu einem Schnitt auf die Variable z_q, die in Abschnitt 2.8 eingeführt wurde. Dies wird in Abbildung 4.8 illustriert.

Die Differenz der Pseudorapiditäten der beiden Jets ist aufgrund der Eigenschaften der Pseudorapidität invariant unter Lorentztransformationen entlang der z–Achse. Daher nimmt sie im hadronischen und partonischen Schwerpunktsystem denselben Wert an. Im partonischen Schwerpunktsystem haben die beiden Jets genau die entgegengesetzte Richtung, daher steht die Differenz der Pseudorapiditäten $\Delta\eta^*$ in direktem Zusammenhang zum Polarwinkel $\hat{\theta}$ der Jets in diesem System. Die gestrichelte Linie in der Abbildung 4.8 zeigt den an der γp–Achse gespiegelten Jet, um $\Delta\eta^*$ einzeichnen zu können. Es gilt:

$$\tan\left(\frac{\hat{\theta}}{2}\right) = \exp\left(-\frac{\Delta\eta^*}{2}\right). \tag{4.13}$$

Mit Gleichung (2.28) ergibt sich:

$$|\Delta\eta^*| < 2 \iff 0,12 < z_q < 0,88 \iff 40^\circ < \hat{\theta} < 140^\circ. \tag{4.14}$$

Dieser Schnitt verwirft Ereignisse, bei denen die Jets unter sehr kleinem Winkel bzgl. des am Streuprozeß teilnehmenden Partons bzw. des Photons entstehen. Hierdurch wird eine klare Trennung der Jets vom Protonrest erreicht. Außerdem ist der Bereich sehr kleiner bzw. sehr großer z_q derjenige Bereich, in dem die Matrixelemente divergieren, vgl. Abschnitt 2.11.1, und die theoretischen Vorhersagen mit größeren Unsicherheiten behaftet sind.

Da im Detektor die in der Reaktion entstandenen Hadronen nicht direkt nachgewiesen werden können, muß entschieden werden, welche Detektorinformation bei der Suche der Jets herangezogen wird. Die für diese Analyse getroffene Auswahl wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

4.3.3 Die Verwendung kombinierter Objekte

Das Flüssigargon–Kalorimeter ist prinzipiell sensitiv auf alle in der Reaktion entstandenen Teilchen, ausgenommen Neutrinos und Myonen[6]. Neben der Energie liefert es zusätzlich die Information, an welchem Ort diese im Kalorimeter deponiert wurde. Daher bilden die Kalorimeter–Cluster zusammen mit den ihnen zugeordneten Richtungen vom Wechselwirkungspunkt einen geeigneten Datensatz zur Jet–Identifikation. Die Massen der ursprünglichen Teilchen werden dabei vernachlässigt.

In der Praxis zeigt sich, daß das Kalorimeter ein Schwellenverhalten für Hadronen kleiner Energie ($\lesssim 1$ GeV) aufweist, d.h. daß diese nicht immer ein Signal im Kalorimeter hinterlassen. Die Ursache hierfür ist der bei der Rekonstruktion des Kalorimeter–Signals angewandte Schnitt gegen das Rauschen des Detektors. Es wird für jeden Kalorimeter–Cluster gefordert, daß mindestens eine Zelle ein Signal der vierfachen Höhe des mittleren Rauschsignals der Zelle enthält. Für typische Rauschsignale von 30 MeV bis 50 MeV bedeutet das eine Mindestenergie

[6]Myonen hinterlassen zwar ein Signal im Kalorimeter, werden aber im Normalfall nicht absorbiert, das Kalorimetersignal gibt daher nicht die Energie des Myons wieder.

	η_{Lab}				
$p_{t,\mathrm{Det}}$ [GeV]	-1	0	1	2	3
14		1,06	1,03	0,99	
10		0,95	0,99	0,97	0,97
6	0,92	0,89	0,89	0,92	0,95
2		0,84	0,87		

Tabelle 4.1: *Verhältnis der Transversalimpulse der Jets auf Hadron– und Detektor–Niveau für 2–Jet–Ereignisse in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η_{Lab} im Laborsystem und dem Transversalimpuls $p_{t,\mathrm{det}}$ auf Detektor–Niveau. Für die Jet–Identifikation wurden die Kalorimeter–Cluster verwendet.*

von 120 MeV bis 200 MeV. Berücksichtigt man, daß sich ein von Hadronen induzierter Schauer auf viele Zellen verteilt, so erklärt sich das beobachtete Schwellenverhalten. Zudem kommt es vor, daß niederenergetische Hadronen keinen Schauer im Kalorimeter ausbilden, sondern als minimalionisierende Teilchen im Kalorimeter absorbiert werden. Auch dann verteilen sie ihre Energie auf viele Zellen und werden nicht nachgewiesen.

Der Konus–Algorithmus wendet einen Schnitt auf den Transversalimpuls der Jets an. Die Energie der Jets mit einem Transversalimpuls an der Schnittgrenze hangt daher von ihrem Polarwinkel ab. Für Jets mit einem Polarwinkel von $\approx \pi/2$, ist die Energie am niedrigsten. Folglich wird der Einfluß des Schwellenverhaltens des Kalorimeters in diesem Winkelbereich besonders stark sein.

Mithilfe simulierter Ereignisse ist es möglich, diesen Einfluß zu studieren, da hierbei sowohl die Information über den wahren hadronischen Endzustand, im folgenden als Hadron–Niveau bezeichnet, als auch die Antwort des Detektors, Detektor–Niveau genannt, vorliegt. Für die in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen wurden die Ereignisse mit LEPTO/MEPS generiert, vgl. Abschnitt 2.11.1, und einer vollständigen Simulation des Antwortverhaltens des Detektors zugeführt.

In der Tabelle 4.1 ist das Verhältnis der Transversalimpulse der Jets in 2–Jet–Ereignissen auf dem Hadron– und Detektor–Niveau in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η_{Lab} der Jets im Laborsystem und dem Transversalimpuls $p_{t,\mathrm{Det}}$ auf dem Detektor–Niveau aufgetragen. Leere Felder in der Tabelle entstehen in Bereichen, in denen die Statistik zu gering ist. Die Tabelle zeigt deutlich, daß insbesondere im Bereich von Polarwinkeln von $\approx \pi/2$, entsprechend einer Pseudorapidität von $\eta_{\mathrm{Lab}} \approx 0$, der mittlere Transversalimpuls der Jets auf dem Detektor–Niveau bei kleinen Transversalimpulsen deutlich zu niedrig gemessen wird. Im Vorwärtsbereich, $\eta_{\mathrm{Lab}} \approx 2 \ldots 3$, ist die Abweichung geringer. Dies führt dazu, daß die Wahrscheinlichkeit für die Identifikation eines Jets auf dem Detektor–Niveau, der auf dem Hadron–Niveau akzeptiert wird, stark von der Pseudorapidität η_{Lab} abhängt.

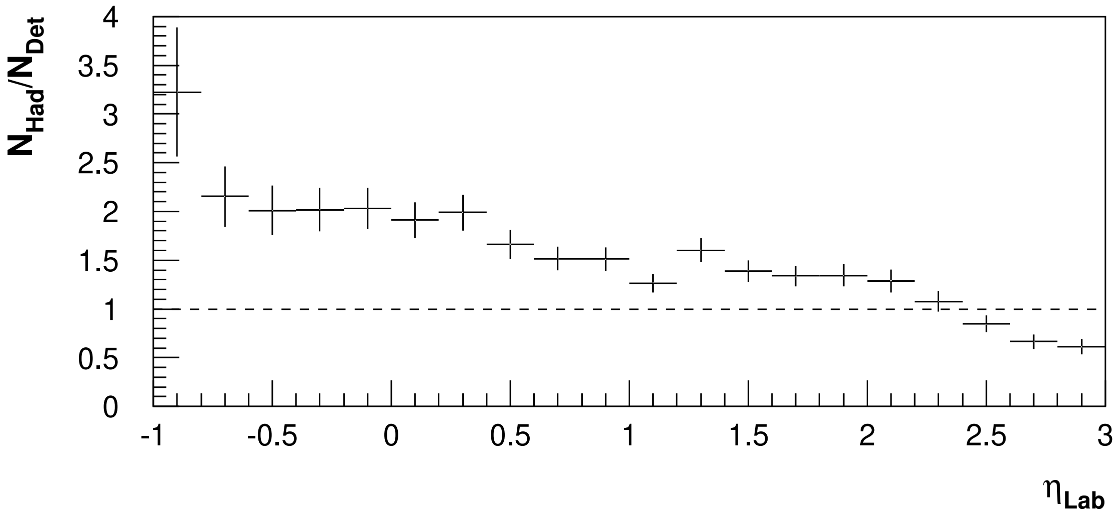

Abbildung 4.9: *Verhältnis der Anzahl der Jets auf dem Hadron– und auf dem Detektor–Niveau für 2–Jet–Ereignisse in Abhängigkeit von der Pseudorapidität* $\eta_{\rm Lab}$ *der Jets. Für die Jet–Identifikation wurden die Kalorimeter–Cluster verwendet.*

Abbildung 4.9 zeigt dazu das Verhältnis der Anzahl Jets auf dem Hadron– und auf dem Detektor–Niveau für 2–Jet–Ereignisse in Abhängigkeit von der Pseudorapidität $\eta_{\rm Lab}$ der Jets. Es ist deutlich die erwartete starke Abhängigkeit von $\eta_{\rm Lab}$ zu erkennen.

Zur Verringerung dieser Abhängigkeit wurde die Verwendung zusätzlicher Detektorinformation aus dem Spurkammersystem untersucht. Dabei wurden dem Jet–Algorithmus zusätzlich zu den Vierervektoren der Kalorimeter–Cluster die folgenden Vierervektoren zur Verfügung gestellt:

- die Vierervektoren aller Spuren mit einem Impuls < 300 MeV,
- die Vierervektoren aller Spuren mit einem Impuls > 300 MeV, skaliert auf einen Impuls von 300 MeV.

Die erste Gruppe soll dabei den Signalverlust der Teilchen mit niedrigem Impuls auffangen, die möglicherweise kein Signal im Kalorimeter erzeugen. Die zweite Gruppe berücksichtigt den Energieverlust höherenergetischer Teilchen, bevor sie das Kalorimeter erreichen. Der Wert von 300 MeV stellt dabei das Optimum in Bezug auf die Messung des Transversalimpulses von Jets dar.

Alle dem Jet–Algorithmus zur Verfügung gestellten Objekte, d.h. die Vierervektoren der Kalorimeter–Cluster und die gerade beschriebenen Vierervektoren der Spuren, werden im folgenden als kombinierte Objekte bezeichnet. Bei ihrer Verwendung wird unter Umständen ein Teil der Energie geladener Teilchen dop-

	η_{Lab}				
$p_{t,\mathrm{Det}}$ [GeV]	-1	0	1	2	3
14		1,10	1,09	1,01	
10		1,06	1,04	1,01	0,98
6	1,02	1,00	1,00	1,00	1,00
2		0,98	1,01		

Tabelle 4.2: *Verhältnis der Transversalimpulse der Jets auf Hadron– und Detektor–Niveau für 2–Jet–Ereignisse in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η_{Lab} im Laborsystem und dem Transversalimpuls $p_{t,\mathrm{det}}$ auf Detektor–Niveau. Für die Jet–Identifikation wurden die kombinierten Objekte verwendet.*

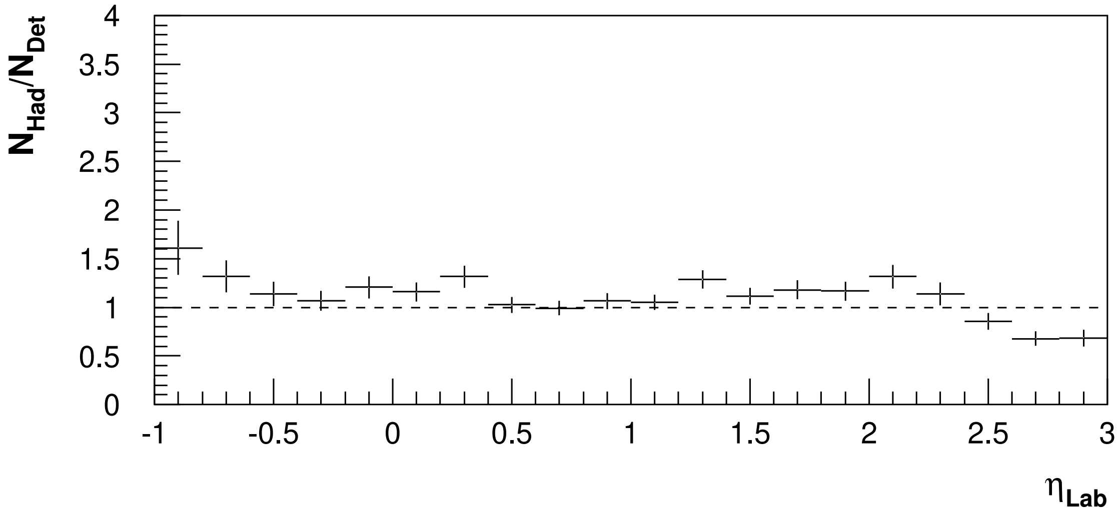

Abbildung 4.10: *Verhältnis der Anzahl der Jets auf dem Hadron– und auf dem Detektor–Niveau für 2–Jet–Ereignisse in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η_{Lab} der Jets. Für die Jet–Identifikation wurden die kombinierten Objekte verwendet.*

pelt verbucht (maximal 300 MeV), falls dieses auch im Kalorimeter ein Signal erzeugt, das seiner Energie entspricht.

Die Tabelle 4.2 zeigt jedoch im Vergleich zu Tabelle 4.1, daß die Messung der Transversalimpulse der Jets insbesondere im Bereich 4 GeV $< p_{t,\mathrm{Det}} <$ 8 GeV, in dem die in dieser Analyse verwendete Schwelle für den Jet–Algorithmus liegt, durch die Verwendung kombinierter Objekte erheblich verbessert werden konnte. Auch ist die Abhängigkeit von der Pseudorapidität η_{Lab} verringert. Die Verwendung kombinierter Objekte erhöht damit die Effizienz der Jet–Identifikation und verringert deren Abhängigkeit von der Pseudorapidität der Jets drastisch, wie in Abbildung 4.10 demonstriert wird.

Nachdem nun die vom Jet–Algorithmus verwendeten Objekte auf dem Detektor–Niveau festgelegt sind, ist es interessant zu untersuchen, wie die Korrelationen zwischen den Jets auf dem Detektor– und dem Hadron–Niveau für einzelne Ereignisse aussehen. Dazu werden zunächst die zur Definition der Ereignisse auf dem Hadron–Niveau angewandten Schnitte aufgelistet.

4.3.4 Die Selektion der Ereignisse auf dem Hadron–Niveau

Auf dem Hadron–Niveau entfallen die Schnitte zur Unterdrückung des Untergrunds. Die 2–Jet–Rate auf dem Hadron–Niveau ist daher durch die folgenden Schnitte definiert:

tiefinelastische Ereignisse

- $E_e > 11$ GeV
- $156° < \theta_e < 173°$
- $y_e > 0,05$

2–Jet–Ereignisse

Als Objekte für die Jet–Identifikation werden alle Teilchen des vom Simulationsprogramm erzeugten Endzustands mit Ausnahme des gestreuten Positrons verwendet. Ansonsten gelten die in Abschnitt 4.3.2 angegebenen Schnitte.

4.3.5 Die Korrelation zwischen Detektor– und Hadron–Niveau

Die charakteristischen Größen eines Jets sind sein Transversalimpuls, seine Pseudorapidität und sein Azimutwinkel. Da die Jet–Identifikation im hadronischen Schwerpunktsystem erfolgt, soll auch der Vergleich der Größen in diesem System stattfinden. Dazu wurden aus dem simulierten Datensatz diejenigen Ereignisse ausgesucht, die sowohl auf Detektor– als auch auf Hadron–Niveau als 2–Jet–Ereignisse klassifiziert wurden. Für diese Ereignisse wurde dann die Zuordnung der Jets anhand ihrer Pseudorapidität η^* durchgeführt, d.h. der vordere Jet auf dem Detektor–Niveau wurde mit dem vorderen Jet auf dem Hadron–Niveau identifiziert und entsprechend wurden die rückwärtigen Jets einander zugeordnet. Der vordere zweier Jets ist dabei der mit der größeren Pseudorapidität η^*.

Abbildung 4.11 zeigt die Korrelation zwischen den Pseudorapiditäten der Jets auf den beiden Niveaus für die jeweils vorderen (oben) bzw. rückwärtigen Jets (unten). Es ist eine sehr ausgeprägte Korrelation zu erkennen. Dies ist gleichbedeutend mit einer guten Messung der Pseudorapiditäten der Jets. In den rechten

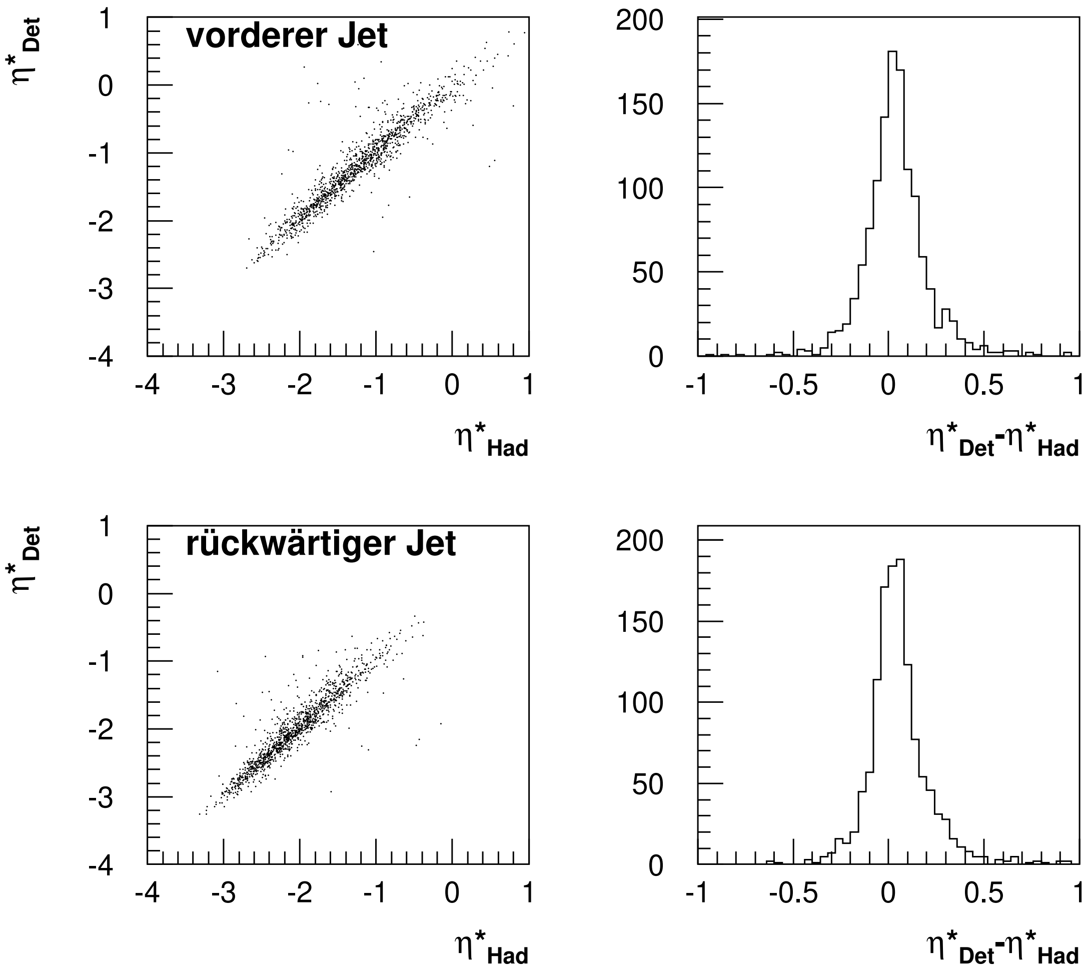

Abbildung 4.11: *Korrelation der Pseudorapiditäten der Jets auf dem Hadron– und Detektor–Niveau, oben für den vorderen Jet und unten für den rückwärtigen Jet. Rechts ist jeweils die Differenz der Pseudorapiditäten auf den beiden Niveaus gezeigt.*

Abbildungen ist jeweils die Verteilung der Differenzen der Pseudorapiditäten gezeigt. Man entnimmt ihnen eine Auflösung η^* von $0,127 \pm 0,004$ für den vorderen und $0,119 \pm 0,005$ für den rückwärtigen Jet. Die Mittelwerte der Verteilungen sind mit Null verträglich. Die Auflösung für den rückwärtigen Jet ist geringfügig besser, da dieser typischerweise eher im Zentralbereich des Detektors nachgewiesen wird als der vordere. Hier ist die räumliche Auflösung des Detektors in der Pseudorapidität höher als im Vorwärtsbereich.

In der Abbildung 4.12 ist die Korrelation der Jets auf beiden Niveaus bezüglich des Azimutwinkels ϕ^* für den vorderen und den hinteren Jet gezeigt. Es sind drei Bänder zu erkennen. Das mittlere Band enthält diejenigen Ereignisse, bei denen

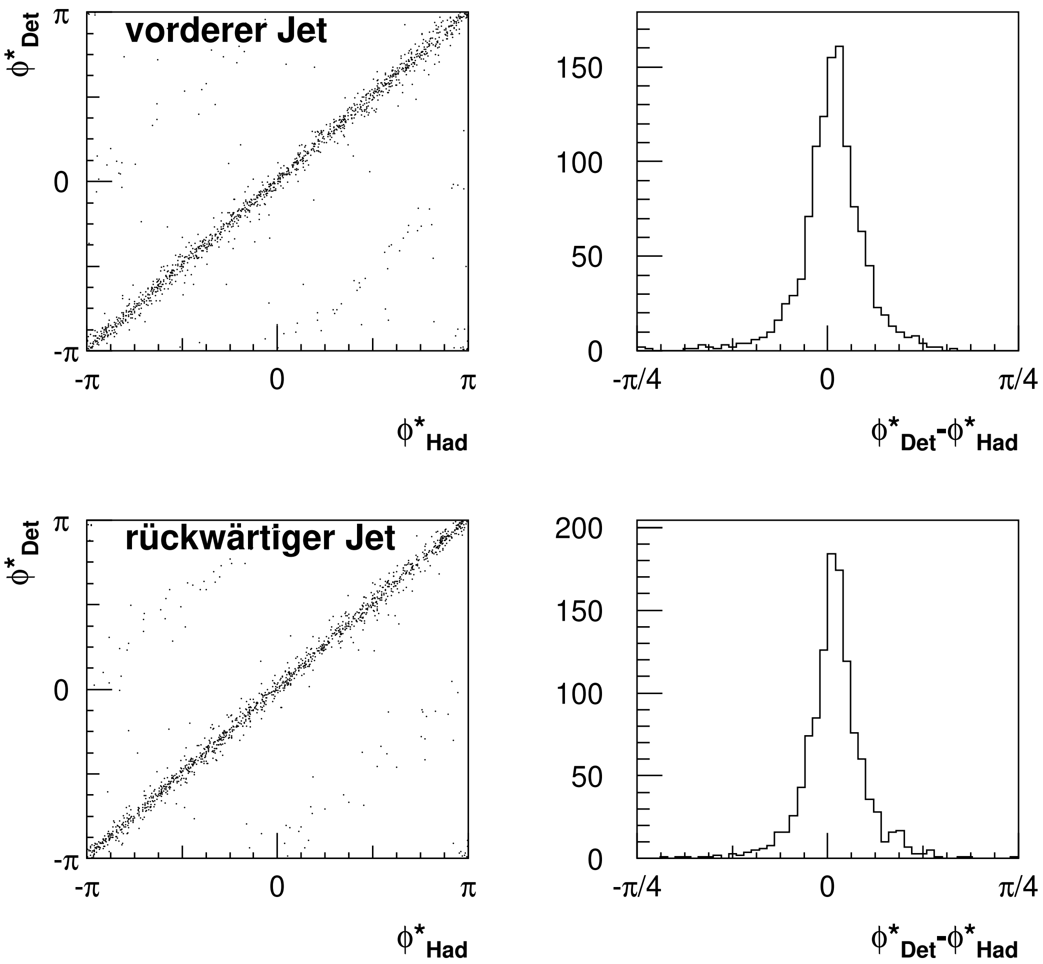

Abbildung 4.12: *Korrelation der Azimutwinkel der Jets auf dem Hadron– und Detektor–Niveau, oben für den vorderen Jet und unten für den rückwärtigen Jet. Rechts ist jeweils die Differenz der Azimutwinkel auf den beiden Niveaus gezeigt. Die Seitenbänder in der jeweils linken Abbildung entstehen durch Jets, die bei der Zuordnung zwischen Hadron– und Detektor–Niveau vertauscht wurden, siehe Text.*

die Zuordnung der Jets zueinander anhand der Pseudorapidität auch zur korrekten Zuordnung bezüglich des Azimutwinkels führt. Liegt die Differenz der Pseudorapiditäten der beiden Jets jedoch im Bereich der Auflösung der Messung der Pseudorapidität, kann es zu Vertauschungen der Jets bei der Zuordnung kommen. Diese Ereignisse finden sich dann in den beiden Seitenbändern, die nur schwach besetzt sind. Die Differenz der Azimutwinkel beträgt dann $\Delta\phi^*_{\mathrm{Det}} - \Delta\phi^*_{\mathrm{Had}} \approx \pm\pi$. Die Histogramme auf der rechten Seite zeigen die Differenz des Azimutwinkels zwischen den beiden Niveaus. Es ergibt sich eine Auflösung in der Messung des

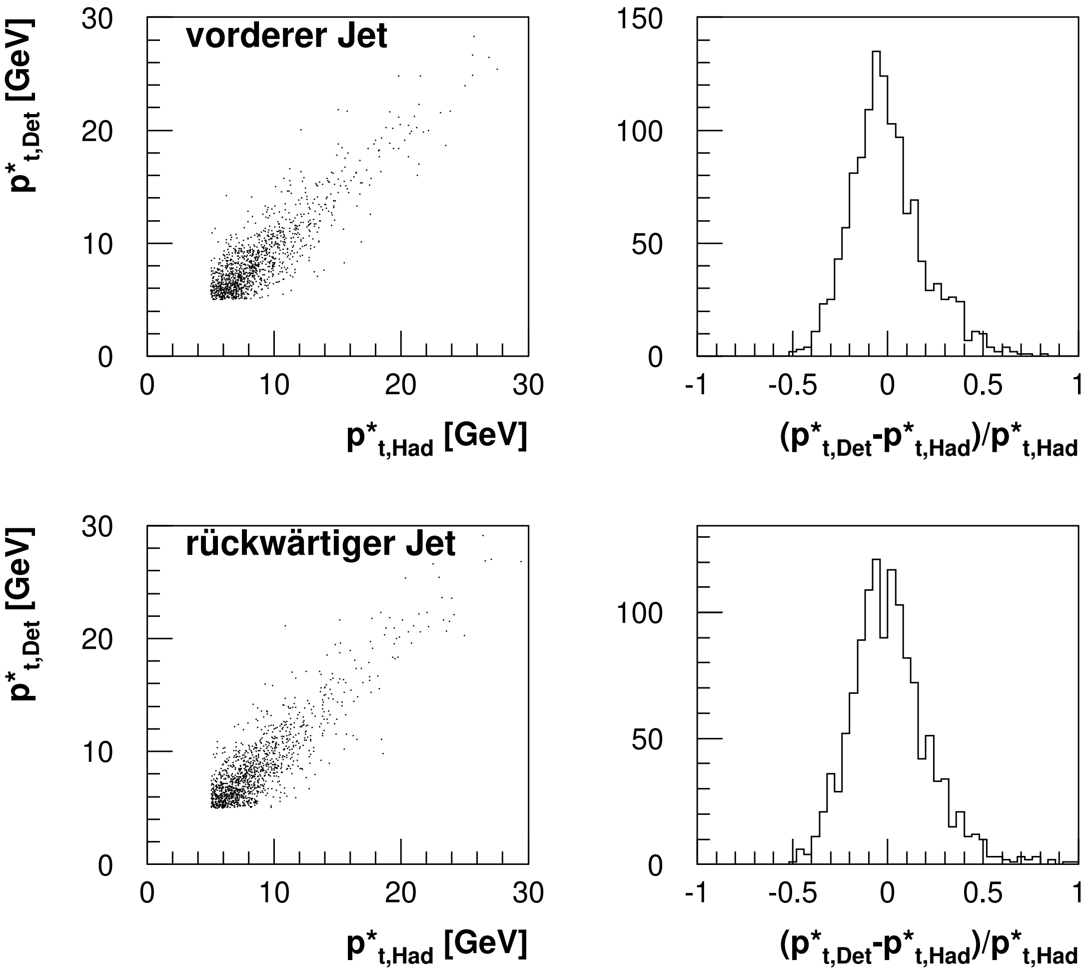

Abbildung 4.13: *Korrelation der Transversalimpulse der Jets auf dem Hadron– und Detektor–Niveau, oben für den vorderen Jet und unten für den rückwärtigen Jet. Rechts ist jeweils die Differenz der Transversalimpulse normiert auf den Transversalimpuls auf dem Hadron–Niveau gezeigt.*

Azimutwinkels ϕ^* von $0,106$ rad $\pm\, 0,004$ rad $\Leftrightarrow 6,1^\circ \pm 0,2^\circ$ für den vorderen und $0,096$ rad $\pm\, 0,003$ rad $\Leftrightarrow 5,5^\circ \pm 0,2^\circ$ für den rückwärtigen Jet. Die Mittelwerte der Verteilung sind mit Null verträglich, eine systematische Verschiebung liegt nicht vor.

Abbildung 4.13 zeigt die Korrelation der Transversalimpulse der Jets auf beiden Niveaus. Die Kanten in den Korrelationen bei Transversalimpulsen von 5 GeV auf beiden Niveaus resultieren aus den Selektionskriterien für die Ereignisse. Die Korrelation verbessert sich mit ansteigenden Transversalimpulsen, wie man es erwartet, da die Auflösung des Kalorimeters mit zunehmender Energie besser wird. Die beiden rechten Diagramme stellen die relative Auflösung der Messung

Anzahl der 2–Jet–Ereignisse auf Hadron–Niveau	2155
Anzahl der 2–Jet–Ereignisse auf Detektor–Niveau	1976
Anzahl der 2–Jet–Ereignisse auf beiden Niveaus	1261

Tabelle 4.3: *Anzahlen der auf dem Hadron– bzw. Detektor–Niveau sowie auf beiden Niveaus als 2–Jet–Ereignis klassifizierten Ereignisse. Hierbei wird gefordert, daß alle Ereignisse auf beiden Niveaus als tiefinelastische klassifiziert sind.*

des Transversalimpulses dar. Diese sind durch Ereignisse mit niedrigem Transversalimpuls nahe der Schwelle dominiert, da das Spektrum, wie später gezeigt, exponentiell abfällt. Für die relative Auflösung ergibt sich $17,2\% \pm 0,5\%$ für den vorderen und $18,2\% \pm 0,5\%$ für den rückwärtigen Jet. Für Jets mit einem Transversalimpuls oberhalb von 10 GeV ergibt sich eine Auflösung von $14\% \pm 1\%$.

Die für die vorangegangenen Untersuchungen verwendeten Ereignisse stellen aufgrund ihrer Selektion nur eine Teilmenge der Ereignisse dar, die entweder als 2–Jet–Ereignis auf dem Hadron–Niveau oder auf dem Detektor–Niveau klassifiziert wurden. Interessant ist die Frage, welcher Anteil dieser Ereignisse auf beiden Niveaus klassifiziert wird.

Tabelle 4.3 liefert die Antwort. Hierbei wurde gefordert, daß alle Ereignisse auf beiden Niveaus als tiefinelastische klassifiziert wurden. Ineffizienzen der tiefinelastischen Selektion haben daher keinen Einfluß auf die Werte in der Tabelle.

Es ergibt sich aus den Zahlen, daß $\approx$ 59% der 2–Jet–Ereignisse auf dem Hadron–Niveau auch auf dem Detektor–Niveau klassifiziert wurden. Eine wesentliche Ursache für dieses Verhalten liegt in der Anwendung des Schnittes auf den Transversalimpuls der Jets begründet. Bei der begrenzten Auflösung bezüglich des Transversalimpulses kommt es vor, daß ein Jet, der auf dem Hadron–Niveau wenig oberhalb der geforderten Schwelle liegt, auf dem Detektor–Niveau einen Transversalimpuls unterhalb der Schwelle besitzt und somit nicht klassifiziert wird. Dieser Effekt wird auch als Migration bezeichnet. Da das Spektrum der Transversalimpulse, wie später gezeigt, steil abfällt, haben die Jets eines großen Teils der Ereignisse Transversalimpulse nahe der Schwelle und die Migration ist groß. Verstärkt wird dieses Verhalten durch die Forderung nach zwei Jets in jedem Ereignis, da es ausreicht, daß einer der Jets unterhalb der Schwelle gemessen wird, um das Ereignis nicht zu klassifizieren.

Umgekehrt können natürlich auch Ereignisse, die auf dem Hadron–Niveau nicht klassifiziert wurden, auf dem Detektor–Niveau zwei Jets oberhalb der Schwelle besitzen. Daher ist der Unterschied in der Anzahl der Ereignisse ohne die Forderung der Koinzidenz auf beiden Niveaus klein. Die geringere Anzahl der Ereignisse auf dem Detektor–Niveau liegt hier in der Akzeptanz des Detektors begründet, so daß Ereignisse, bei denen einer der beiden Jets eine hohe Pseudorapidität hat, nicht nachgewiesen werden können.

Kapitel 5

Die Messung der 2–Jet–Rate als Funktion von x bzw. Q^2

Zur Messung der Rate als Funktion von x und Q^2 ist als erster Schritt die im vorangegangenen Kapitel diskutierte Selektion der Daten notwendig. Zur Bestimmung des funktionalen Zusammenhangs muß die Einteilung des kinematisch zugänglichen Bereiches in den Variablen x und Q^2 vorgenommen werden. Die dann bestimmbare Rohfassung der 2–Jet–Rate kann jedoch noch nicht als allgemeingültiges Resultat, z.B. zum Vergleich mit anderen Experimenten, angesehen werden, da sie sowohl von den Einzelheiten der Datenselektion als auch von der Effizienz und Akzeptanz des verwendeten Detektors abhängt. Erst die sorgfältige Korrektur der Daten verleiht dem Resultat die Allgemeingültigkeit, die zum Vergleich mit theoretischen Vorhersagen nötig ist. Die Untersuchung der im Experiment und bei der Korrektur vorhandenen systematischen Fehlerquellen ermöglicht die Angabe eines Vertrauensbereiches für die korrigierte 2–Jet–Rate.

Die einzelnen Schritte werden in diesem Kapitel diskutiert. Den Abschluß des Kapitels bildet die Präsentation der korrigierten 2–Jet–Rate mit statistischen und systematischen Fehlern.

5.1 Die Einteilung des kinematischen Bereiches in x bzw. Q^2

Die äußeren Grenzen des in dieser Analyse untersuchten kinematischen Bereiches sind bereits durch die folgenden in Kapitel 4 beschriebenen Selektionsschnitte für tiefinelastische Ereignisse festgelegt:

- $E_e > 11$ GeV
- $156° < \theta_e < 173°$
- $y_e > 0,05$

Abbildung 5.1 zeigt die Grenzen dieser Schnitte in der kinematischen Ebene. Die Begrenzung des Bereiches in Q^2 geschieht dabei durch den Schnitt auf den

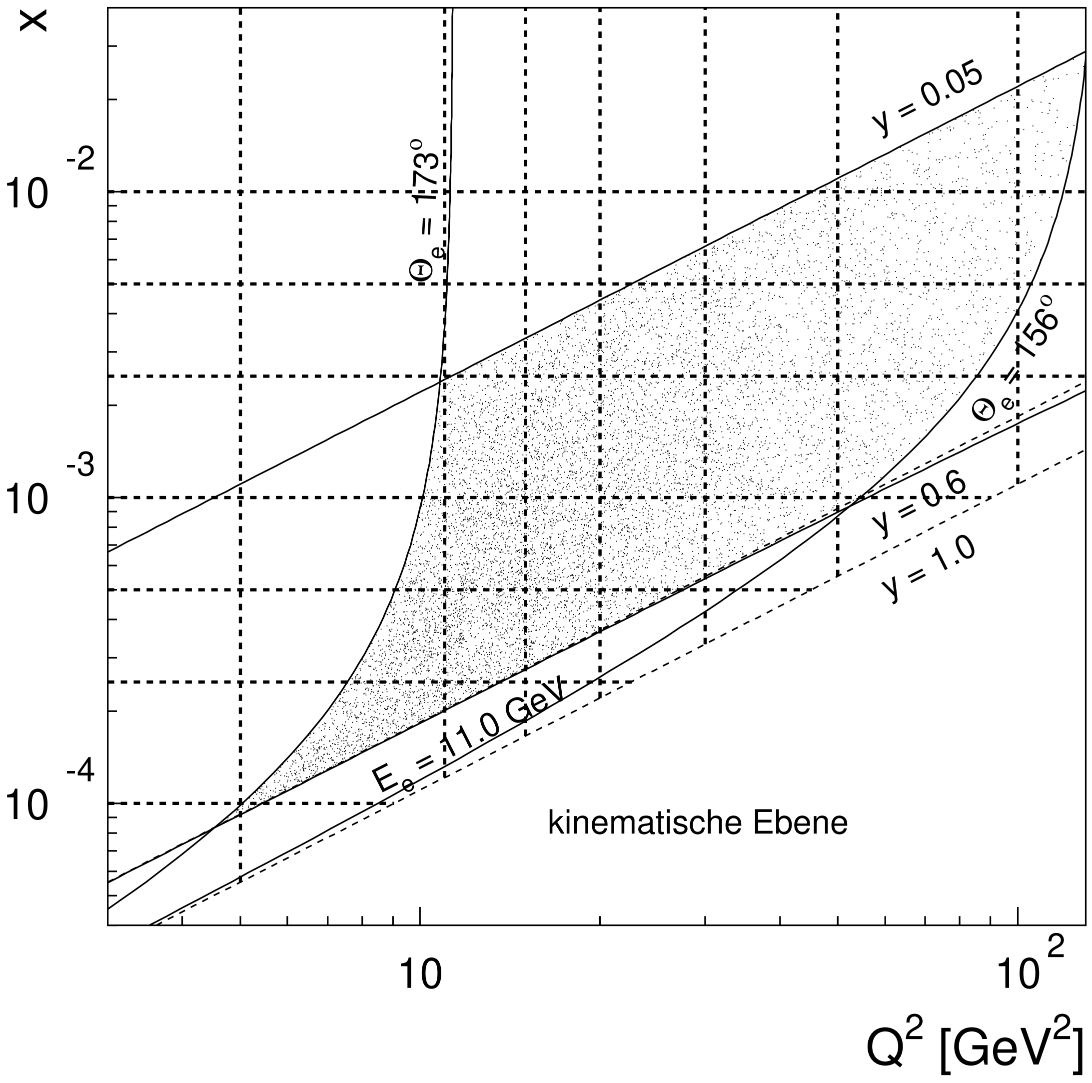

Abbildung 5.1: *Begrenzung des zugänglichen Bereiches der kinematischen Ebene in x und Q^2 durch die Selektionsschnitte für tiefinelastische Ereignisse (durchgezogene Linien). Die Punkte markieren selektierte tiefinelastische Ereignisse. Die gestrichelten Linien begrenzen die gewählten Bins in x und Q^2, vgl. Tabelle 5.1. Zur Orientierung sind zusätzlich die Linien konstanter Werte von $y = 0,6$ und $y = 1,0$ gestrichelt eingezeichnet.*

x–Bin	Geltungsbereich
1	$10^{-4} < x < 2,5 \times 10^{-4}$
2	$2,5 \times 10^{-4} < x < 5 \times 10^{-4}$
3	$5 \times 10^{-4} < x < 10^{-3}$
4	$10^{-3} < x < 2,5 \times 10^{-3}$
5	$2,5 \times 10^{-3} < x < 5 \times 10^{-3}$
6	$5 \times 10^{-3} < x < 10^{-2}$

Q^2–Bin	Geltungsbereich
1	$5\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 11\ \mathrm{GeV}^2$
2	$11\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 15\ \mathrm{GeV}^2$
3	$15\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 20\ \mathrm{GeV}^2$
4	$20\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 30\ \mathrm{GeV}^2$
5	$30\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 50\ \mathrm{GeV}^2$
6	$50\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\ \mathrm{GeV}^2$

Tabelle 5.1: *Einteilung des zugänglichen kinematischen Bereiches in x– und Q^2–Bins.*

x–Bin	Anzahl 2–Jet–Ereignisse
1	469
2	749
3	1040
4	1444
5	700
6	394

Q^2–Bin	Anzahl 2–Jet–Ereignisse
1	724
2	798
3	750
4	851
5	935
6	800

Tabelle 5.2: *Anzahl der klassifizierten 2–Jet–Ereignisse in den Bins in x und Q^2.*

Polarwinkel des gestreuten Positrons, während die Schnitte auf y und E_e den Bereich in x beschränken.

Um den funktionalen Zusammenhang der 2–Jet–Rate von den Variablen x und Q^2 zu bestimmen, muß der verbleibende Bereich weiter unterteilt werden. Dies geschieht unter Berücksichtigung der zur Verfügung stehenden Anzahl von 2–Jet–Ereignissen und der begrenzten Auflösung bei der Rekonstruktion der Variablen. Tabelle 5.1 zeigt die gewählte Einteilung in die Bereiche in x und Q^2, die im folgenden als x– bzw. Q^2–Bins bezeichnet werden.

Tabelle 5.2 zeigt die Anzahl der klassifizierten 2–Jet–Ereignisse in den Bins in x und Q^2. Durch die gewählte Größe der Bins in Q^2 wird erreicht, daß alle Bins eine vergleichbare Anzahl von Ereignissen enthalten. Für x ist dies nicht der Fall, dennoch ist der resultierende statistische Fehler der 2–Jet–Rate in allen Bins $\lesssim 5\%$.

Die begrenzte Auflösung bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen kann dazu führen, daß Ereignisse nicht in das Bin gelangen, in das sie aufgrund ihres „wahren“ Wertes gehören, sondern einem der anderen zugeordnet werden. Geschieht dies zu häufig, so repräsentiert die in einem Bin ermittelte 2–Jet–Rate nicht mehr den Wert für dieses Bin, sondern vielmehr einen gemittelten Wert über viele Bins. Die einzelnen Datenpunkte können dann nicht mehr als unabhängig voneinander betrachtet werden. Die in diesem Zusammenhang wichtige Größe der Reinheit ist definiert als der Anteil der Ereignisse in einem Bin, die diesem korrekterweise zugeordnet wurden.

x–Bin	Reinheit
1	72% (78%)
2	72% (80%)
3	70% (79%)
4	69% (75%)
5	53% (56%)
6	53% (55%)

Q^2–Bin	Reinheit
1	82% (84%)
2	73% (77%)
3	72% (77%)
4	77% (81%)
5	81% (85%)
6	82% (85%)

Tabelle 5.3: *Reinheit der Selektion tiefinelastischer Ereignisse in den Bins in x und Q^2, bestimmt mit simulierten Ereignissen. Die Werte in Klammern ergeben sich für eine Simulation ohne QED–Strahlungskorrekturen.*

Eine weitere Ursache solcher Fehlzuordnungen sind Abstrahlungen von Photonen vom einlaufenden oder gestreuten Positron. In beiden Fällen weichen die rekonstruierten Werte der kinematischen Variablen von den „wahren“ Werten ab. Der in Abschnitt 4.2 eingeführte Schnitt auf $\sum_i(E_i - p_{z,i})$ unterdrückt dabei zumindest Ereignisse mit Abstrahlungen sehr hochenergetischer Photonen. Der Einfluß des verbleibenden Effektes auf die 2–Jet–Rate wird in Abschnitt 5.5 diskutiert.

Die Reinheit kann mithilfe simulierter Ereignisse, bei denen sowohl die „wahren“ Werte als auch die Detektorantwort bekannt sind, untersucht werden. Tabelle 5.3 zeigt die Reinheit für die Bins in x und Q^2. In Klammern sind die Werte angegeben, die man für eine Simulation ohne zusätzliche Photonabstrahlungen erhält. Es ist klar zu erkennen, daß die Abstrahlungen erwartungsgemäß zu einer Abnahme der Reinheit führen, da mehr Ereignisse „falschen“ Bins zugeordnet werden. Während die Reinheit in den Q^2–Bins gleichermaßen hoch ist, wirkt sich für hohe Werte von x die abnehmende Auflösung der Rekonstruktion dieser Variablen bei kleinen Werten von y aus, vgl. Abschnitt 4.2 und Abbildung 5.1. Bei der gewählten Einteilung in Bins ist aber sichergestellt, daß mehr als die Hälfte der Ereignisse in einem Bin diesem korrekt zugeordnet wurden.

5.2 Die Korrektur der Daten

Nach der Festlegung der Bins in x und Q^2 kann die Rohfassung der 2–Jet–Rate bestimmt werden. Hierzu wird für jedes Bin x_i und Q_i^2 das Verhältnis aus der Anzahl der als 2–Jet–Ereignisse N_{2,x_i}^{roh} bzw. $N_{2,Q_i^2}^{\mathrm{roh}}$ und der Anzahl der als tiefinelastisch klassifizierten Ereignisse N_{0,x_i}^{roh} bzw. $N_{0,Q_i^2}^{\mathrm{roh}}$ ermittelt:

$$\mathcal{R}_2^{\mathrm{roh}}(x_i) = \frac{N_{2,x_i}^{\mathrm{roh}}}{N_{0,x_i}^{\mathrm{roh}}} \quad \text{und} \quad \mathcal{R}_2^{\mathrm{roh}}(Q_i^2) = \frac{N_{2,Q_i^2}^{\mathrm{roh}}}{N_{0,Q_i^2}^{\mathrm{roh}}}. \tag{5.1}$$

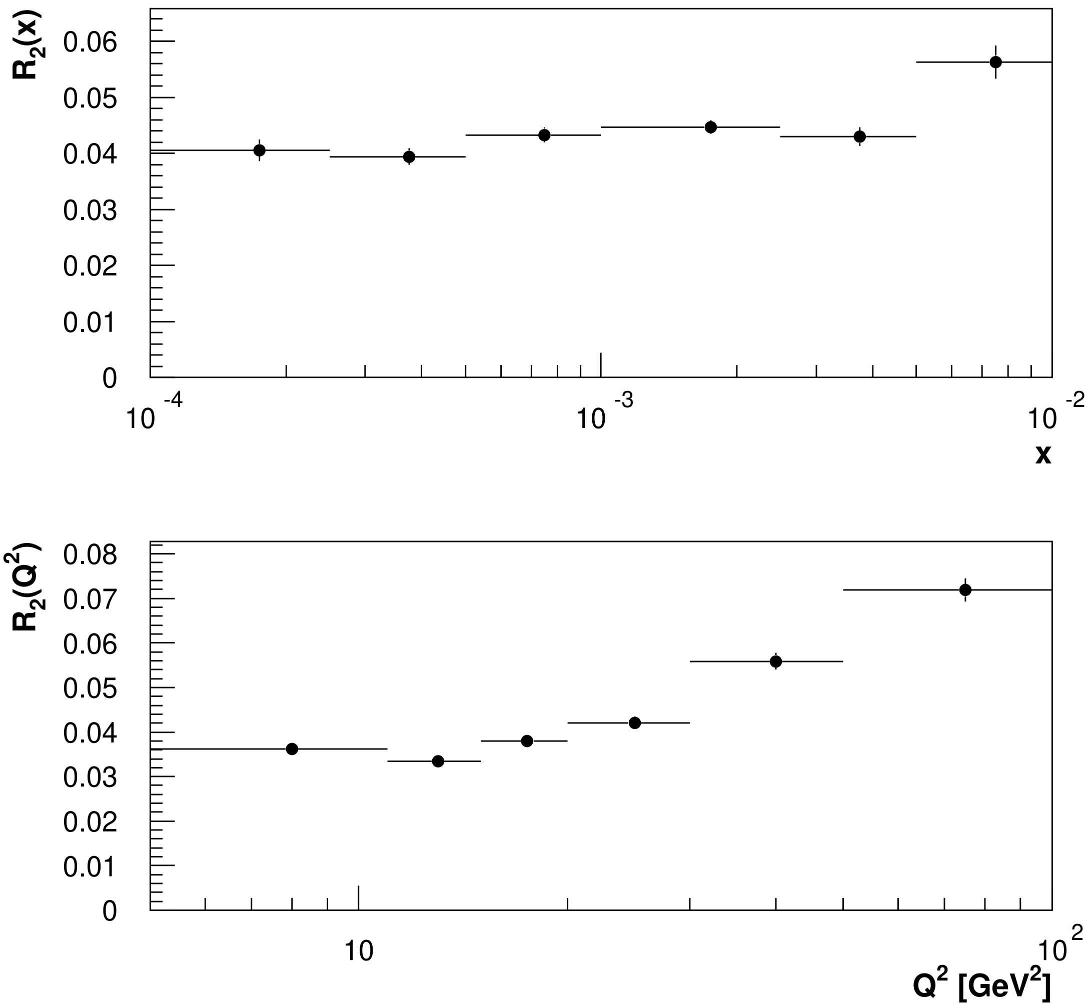

Abbildung 5.2: *Rohfassung der 2–Jet–Rate* $\mathcal{R}_2$ *als Funktion von* x *und* Q^2.

Abbildung 5.2 zeigt die so ermittelte Rohfassung der 2–Jet–Rate. Vor Beginn der Korrektur der Daten muß festgelegt werden, welche Einflüsse korrigiert werden sollen.

Ziel der Korrektur ist es, die 2–Jet–Rate so zu bestimmen, daß diese der in Abschnitt 4.3.4 angegebenen Selektion der Ereignisse auf dem Hadron–Niveau in dem dort definierten Jet–Phasenraum entspricht. Zudem sollen Einflüsse von zusätzlichen Photonabstrahlungen korrigiert werden, so daß die resultierende Rate mit theoretischen Berechnungen, die keine Abstrahlungen berücksichtigen, verglichen werden kann.

Die hierfür erforderlichen Korrekturen umfassen:

- die Berücksichtigung des Untergrunds aus Photoproduktionsereignissen[1],
- die Bestimmung der Effizienzen der Selektionsschnitte,
- die Korrektur aufgrund der beschränkten Detektorakzeptanz,
- die Korrektur aufgrund von Photonabstrahlungen.

Die hierbei angewandte Methode soll im folgenden erläutert werden.

5.3 Die Methode der binweisen Korrektur

Bei der sogenannten binweisen Korrektur werden die einzelnen Bins der Verteilungen $\mathcal{R}_2(x)$ und $\mathcal{R}_2(Q^2)$ als unabhängig voneinander betrachtet. Für jedes Bin wird dann die korrigierte 2–Jet–Rate $\mathcal{R}_2$ gemäß der folgenden Formel bestimmt:

$$\mathcal{R}_2 = \frac{N_2^{\mathrm{roh}} - N_2^{\gamma p}}{N_0^{\mathrm{roh}} - N_0^{\gamma p}} \, C_{\mathrm{Eff/Akz}} \, C_{\mathrm{rad}} \, C_{\mathrm{add}}. \tag{5.2}$$

Dabei sind N_2^{roh} und N_0^{roh} die Anzahl der klassifizierten 2–Jet– bzw. tiefinelastischen Ereignisse. $N_2^{\gamma p}$ und $N_0^{\gamma p}$ bezeichnen die Anzahl der Ereignisse des Photoproduktionsuntergrunds. Die Korrektur auf die Selektionseffizienzen und Detektorakzeptanzen $C_{\mathrm{Eff/Akz}}$ wird mithilfe der Simulation der Detektorantwort auf generierte Ereignisse bestimmt. Der Einfluß radiativer Ereignisse ergibt sich aus der Simulation der Detektorantwort auf generierte Ereignisse mit und ohne Photonabstrahlungen.

Die Bestimmung der Effizienz– und Akzeptanzkorrektur mithilfe der Simulationsrechnungen führt nur dann zu richtigen Ergebnissen, wenn die für die Selektionsschnitte und die Detektorakzeptanz maßgeblichen Größen korrekt durch die Simulation beschrieben werden. Der Faktor C_{add} in Gleichung (5.2) berücksichtigt hierbei zusätzliche Korrekturen, die aufgrund der mangelhaften Simulation der Pseudorapiditätsverteilung der Jets notwendig sind, vgl. Abschnitt 5.6.9.

[1] Der außerdem vorhandene Untergrund aus Wechselwirkungen des Protonstrahls mit Restgas–Atomen ist $< 1\%$ und wird vernachlässigt, vgl. Abschnitt 4.2.

Bei der Methode der binweisen Korrektur wird der Einfluß der Migration zwischen den Bins nur dann richtig behandelt, wenn die Form der Verteilungen $\mathcal{R}_2(x)$ und $\mathcal{R}_2(Q^2)$ durch die simulierten Ereignisse gut beschrieben wird. Der Einfluß der Migration auf die Korrekturfaktoren ist jedoch klein, wenn die Migration gering ist oder sich die Korrekturen von Bin zu Bin nur wenig unterscheiden. Es wurde bereits in Abschnitt 5.1 gezeigt, daß die Reinheit für fast alle Bins hoch ist. Außerdem wird sich zeigen, daß die Korrekturen nur schwach von x bzw. Q^2 abhängen, siehe Abschnitt 5.7. Zudem beschreibt zumindest eines der zur Korrektur verwendeten Modelle den funktionalen Verlauf der 2–Jet–Rate von x und Q^2 perfekt, vgl. Abschnitt 6.4. Die Anwendung der binweisen Korrektur ist damit als zulässig und vernünftig anzusehen.

Die folgenden Abschnitte beschreiben im Detail die Bestimmung der einzelnen Korrekturfaktoren.

5.4 Der Untergrund aus Photoproduktionsereignissen

Der nach allen in Kapitel 4 aufgeführten Schnitten verbleibende Untergrund aus Photoproduktionsereignissen wurde mithilfe des Ereignisgenerators PHOJET [Eng95] ermittelt. Hierbei wurden auf die Detektorantwort der simulierten Ereignisse alle Schnitte angewandt und die der integrierten Luminosität der gemessenen Ereignisse entsprechende Anzahl der Photoproduktionsereignisse bestimmt. Die absolute Höhe des von PHOJET vorhergesagten Untergrunds wurde im Rahmen der Analyse zur Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 überprüft [H1–96a]. Außerdem zeigen die Abbildungen 5.4 und 5.10, daß unter Berücksichtigung des vorhergesagten Photoproduktionsuntergrunds eine gute Beschreibung der gemessenen Daten erreicht wird.

Tabelle 5.4 zeigt im Detail die in den einzelnen Bins nach allen Schnitten ermittelte Anzahl N_0^{roh} bzw. N_2^{roh} selektierter Ereignisse für beide Ereignisklassen. Die Anzahlen der nach Subtraktion der Untergrundereignisse $N_0^{\gamma p}$ bzw. $N_2^{\gamma p}$ verbleibenden Ereignisse sind mit $N_0^{\gamma p-\mathrm{korr}}$ bzw. $N_2^{\gamma p-\mathrm{korr}}$ bezeichnet. Generell ist der Anteil von Photoproduktionsereignissen an den selektierten tiefinelastischen Ereignissen größer als der an 2–Jet–Ereignissen. Die Subtraktion der Untergrundereignisse führt daher zu einer Erhöhung der Rate $\mathcal{R}_2^{\gamma p-\mathrm{korr}}$ gegenüber der Rohfassung $\mathcal{R}_2^{\mathrm{roh}}$. Eine signifikante Änderung der Rate ergibt sich jedoch nur für die beiden ersten Bins in x und für das erste Bin in Q^2. Die Erhöhung der Rate beträgt hierbei höchstens 12%.

	x–Bin					
	1	2	3	4	5	6
N_2^{roh}	469 ± 22	749 ± 27	1040 ± 32	1444 ± 38	700 ± 26	394 ± 20
$N_2^{\gamma p}$	14 ± 7	13 ± 7	8 ± 5	—	—	—
$N_2^{\gamma p-\mathrm{korr}}$	455 ± 23	736 ± 28	1032 ± 33	1444 ± 38	700 ± 26	394 ± 20
N_0^{roh}	11557 ± 107	19003 ± 138	24023 ± 155	32287 ± 180	16298 ± 128	7000 ± 84
$N_0^{\gamma p}$	1591 ± 79	595 ± 47	136 ± 22	4 ± 4	—	—
$N_0^{\gamma p-\mathrm{korr}}$	9966 ± 134	18408 ± 146	23887 ± 157	32283 ± 180	16298 ± 128	7000 ± 84
$\mathcal{R}_2^{\mathrm{roh}}$	4,1% ±0,2%	3,9% ±0,1%	4,3% ±0,1%	4,5% ±0,1%	4,3% ±0,2%	5,6% ±0,3%
$\mathcal{R}_2^{\gamma p-\mathrm{korr}}$	4,6% ±0,2%	4,0% ±0,2%	4,3% ±0,1%	4,5% ±0,1%	4,3% ±0,2%	5,6% ±0,3%

	Q^2–Bin					
	1	2	3	4	5	6
N_2^{roh}	724 ± 27	798 ± 28	750 ± 27	851 ± 29	935 ± 31	800 ± 28
$N_2^{\gamma p}$	9 ± 5	18 ± 8	—	2 ± 2	5 ± 5	—
$N_2^{\gamma p-\mathrm{korr}}$	715 ± 27	780 ± 29	750 ± 27	849 ± 29	930 ± 31	800 ± 28
N_0^{roh}	20013 ± 141	23824 ± 154	19783 ± 141	20264 ± 142	16735 ± 129	11131 ± 105
$N_0^{\gamma p}$	1681 ± 81	417 ± 40	133 ± 22	124 ± 21	38 ± 12	—
$N_0^{\gamma p-\mathrm{korr}}$	18332 ± 163	23407 ± 159	19650 ± 142	20140 ± 144	16697 ± 130	11131 ± 105
$\mathcal{R}_2^{\mathrm{roh}}$	3,6% ±0,1%	3,3% ±0,1%	3,8% ±0,1%	4,2% ±0,1%	5,6% ±0,2%	7,2% ±0,3%
$\mathcal{R}_2^{\gamma p-\mathrm{korr}}$	3,9% ±0,2%	3,3% ±0,1%	3,8% ±0,1%	4,2% ±0,1%	5,6% ±0,2%	7,2% ±0,3%

Tabelle 5.4: *Tabellarische Darstellung des Untergrunds durch Photoproduktionsereignisse, N_0 ist hierbei die Anzahl der tiefinelastischen und N_2 die der 2–Jet–Ereignisse. Die relativ großen statistischen Fehler der Anzahlen der γp–Ereignisse resultieren aus der limitierten Statistik des mit Detektorsimulation verfügbaren Datensatzes. Ihr Einfluß auf den statistischen Fehler der korrigierten Anzahlen ist jedoch klein.*

5.5 Der Einfluß der QED–Strahlungskorrekturen

Die reellen QED–Strahlungskorrekturen manifestieren sich in den untersuchten Ereignissen durch die Abstrahlung eines Photons vom einlaufenden oder gestreuten Positron. Vom einlaufenden Positron abgestrahlte Photonen reduzieren dessen Energie. Bestimmt man anschließend aus dem gestreuten Positron die kinematischen Variablen, so erhält man verfälschte Werte. Insbesondere ist die scheinbare Inelastizität y des Ereignisses größer als die wahre Inelastizität, vgl. Gleichung (2.12). Dies führt dazu, daß der Schnitt auf y Ereignisse selektiert, deren „wahres“ y kleiner ist und ein Zuwachs an selektierten tiefinelastischen Ereignissen beobachtet wird.

Bei den niedrigen Werte von y an der Schwelle des Schnittes liegen auch niedrige Werte von Q^2 vor. Die Rate der 2–Jet–Ereignissen wächst jedoch mit Q^2. Daher fällt der Gewinn an 2–Jet–Ereignissen durch die Photonabstrahlungen für diese Klasse deutlich geringer aus. Gäbe es keine Abstrahlung von Photonen, nähme die 2–Jet–Rate daher größere Werte an.

Ziel der Korrektur ist in der vorliegenden Analyse die Bestimmung der 2–Jet–Rate unter der Annahme fehlender Photonabstrahlungen. Da die Abstrahlung von Photonen zwangsläufig auch die Effizienz– und Akzeptanzkorrekturen beeinflußt, können diese zunächst nicht getrennt betrachtet werden. Für das Produkt $C_{\rm rad} \cdot C_{\rm Eff/Akz}$ ergibt sich aus der Simulation:

$$C_{\rm rad} \cdot C_{\rm Eff/Akz} = \frac{\mathcal{R}_{2,\rm Had}^{\rm non-rad}}{\mathcal{R}_{2,\rm Det}^{\rm rad}} \tag{5.3}$$

$$= \frac{\mathcal{R}_{2,\rm Det}^{\rm non-rad}}{\mathcal{R}_{2,\rm Det}^{\rm rad}} \cdot \frac{\mathcal{R}_{2,\rm Had}^{\rm non-rad}}{\mathcal{R}_{2,\rm Det}^{\rm non-rad}}. \tag{5.4}$$

Dabei wird der erste Term mit $C_{\rm rad}$ und der zweite mit $C_{\rm Eff/Akz}$ identifiziert und die Korrekturen faktorisieren. Hierdurch ist es möglich, die Effizienz- und Akzeptanzkorrekturen auch mit simulierten Ereignissen durchzuführen, bei deren Generation keine QED–Strahlungskorrekturen berücksichtigt wurden.

Der Korrekturfaktor $C_{\rm rad}$ wurde unter Verwendung simulierter Ereignisse des DJANGO/ARIADNE–Programms bestimmt. Dieses bietet die Möglichkeit, Ereignisse mit und ohne Strahlungskorrekturen zu generieren. Für beide Datensätze wurde die Detektorantwort simuliert und hieraus $C_{\rm rad}$ bestimmt.

Tabelle 5.5 zeigt die Werte für die Bins in x und Q^2. Da keine systematische Abhängigkeit von x oder Q^2 vorliegt, wurde der statistische Mittelwert zu

$$C_{\rm rad} = 1,08 \pm 0,03 \tag{5.5}$$

ermittelt und für alle Bins in x und Q^2 verwendet. Als systematischer Fehler dieser Korrektur wird der statistische Fehler des in Gleichung (5.5) angegebenen Mittelwerts angenommen.

	x–Bin					
	1	2	3	4	5	6
C_{rad}	1,08± 0,09	1,03±0,06	1,16±0,06	1,02±0,05	1,15±0,08	1,08±0,10
$\langle C_{\mathrm{rad}} \rangle$	1,08 ± 0,03					

	Q^2–Bin					
	1	2	3	4	5	6
C_{rad}	1,07±0,070	1,07±0,07	1,04±0,07	1,08±0,06	1,12±0,07	1,11±0,07
$\langle C_{\mathrm{rad}} \rangle$	1,08 ± 0,03					

Tabelle 5.5: *Korrekturfaktoren C_{rad} für die einzelnen Bins in x und Q^2 sowie mittlerer Korrekturfaktor $\langle C_{\mathrm{rad}} \rangle$. Die Fehler sind die aus der Anzahl der simulierten Ereignisse resultierenden statistischen Fehler.*

5.6 Die Bestimmung der Effizienz– und Akzeptanzkorrektur

Die Effizienz– und Akzeptanzkorrektur erfolgt mithilfe von Simulationen der Detektorantwort. Hierbei wird für jedes Bin in x und Q^2 der Korrekturfaktor $C_{\mathrm{Eff/Akz}}$ gemäß

$$C_{\mathrm{Eff/Akz}} = \frac{\mathcal{R}_2^{\mathrm{Had}}}{\mathcal{R}_2^{\mathrm{Det}}} = \frac{N_2^{\mathrm{Had}}}{N_2^{\mathrm{Det}}} \frac{N_0^{\mathrm{Det}}}{N_0^{\mathrm{Had}}} \tag{5.6}$$

aus simulierten Ereignissen ohne QED–Strahlungskorrekturen bestimmt (vgl. Gleichung 5.4).

Eine zuverlässige Bestimmung erfordert eine gute Beschreibung der von den Selektionsschnitten und der Detektorakzeptanz betroffenen Größen, sowohl für die Selektion tiefinelastischer als auch für die Selektion der 2–Jet–Ereignisse.

Für die Selektion tiefinelastischer Ereignisse sind dies die folgenden Größen:

- die Vertexeffizienz
- die Energie E_e des gestreuten Positrons,
- sein Polarwinkel θ_e,
- sein Azimutwinkel ϕ_e,
- $\sum_i E_i - p_{z,i}$,
- der Cluster–Radius r_{clust} und
- die Größe d_{BPC}.

Eine gute Beschreibung kann nach dem im vorherigen Abschnitt gesagten eigentlich nur für simulierte Ereignisse erwartet werden, die unter Berücksichtigung von QED–Strahlungskorrekturen generiert wurden. Daher enthalten die hierzu im folgenden gezeigten Abbildungen immer diese Art von simulierten Ereignissen.

Für die Selektion der 2–Jet–Ereignisse sind außerdem die folgenden Größen von Bedeutung:

- der Energiefluß innerhalb und außerhalb der Jets,
- die Transversalimpulse der identifizierten Jets,
- die Differenz der Pseudorapiditäten beider Jets und
- die Pseudorapidität der Jets.

Die Güte der Beschreibung dieser Größen durch simulierte Ereignisse wird in den Abschnitten 5.6.6 bis 5.6.9 gezeigt.

Auf den ersten Blick kürzen sich die Effizienzen und Akzeptanzen für die Selektion tiefinelastischer Ereignisse bei der Bestimmung der Rate heraus, da beide Ereignisklassen diese Schnitte gemeinsam haben. Bei genauerer Betrachtung zeigt sich jedoch, daß dies nur für den Cluster–Radius r_{clus} und d_{BPC} richtig sein kann. Wie schon aus der Rohfassung der 2–Jet–Rate ersichtlich, ist diese nicht unabhängig von x und Q^2. Das bedeutet jedoch, daß die Polarwinkel– und Energieverteilungen des gestreuten Positrons für die beiden Ereignisklassen unterschiedlich sein müssen. Daher können sich lediglich diejenigen Effizienzen herauskürzen, die unabhängig von Energie und Streuwinkel des Positrons sind.

Insbesondere die Effizienz der Rekonstruktion eines Ereignisvertex ist für die beiden Klassen unterschiedlich. Während für die 2–Jet–Ereignisse aufgrund der notwendigen hadronischen Aktivität die Vertexeffizienz $> 99\%$ ist, findet man für die tiefinelastischen Ereignisse einen deutlich niedrigeren Wert. Dabei hängt die Vertexeffizienz empfindlich von der Inelastizität y des Ereignisses ab, da diese über Gleichung (2.7) mit der invarianten Masse des hadronischen Endzustands verknüpft ist. Um zu überprüfen, inwieweit die Simulationen die Vertexeffizienz beschreiben, wurde diese aus den gemessenen Ereignissen bestimmt und mit der Simulation verglichen.

5.6.1 Die Bestimmung der Vertexeffizienz

Die Ermittlung der Vertexeffizienz aus gemessenen Ereignissen ist problematisch, da die Forderung nach der Existenz eines Vertex gleichzeitig einen Teil des Untergrunds aus Wechselwirkungen des Protonstrahls mit Restgas–Atomen oder der Strahlrohrwand unterdrückt, dieser Schnitt aber zum Studium seiner Effizienz nicht angewendet werden darf. Um dennoch einen möglichst reinen Datensatz tiefinelastischer Ereignisse zu erhalten, wurden die Schnitte zur Positronidentifikation verschärft. Es wurde $r_{\mathrm{clus}} < 2$ cm und $d_{\mathrm{BPC}} < 2$ cm gefordert.

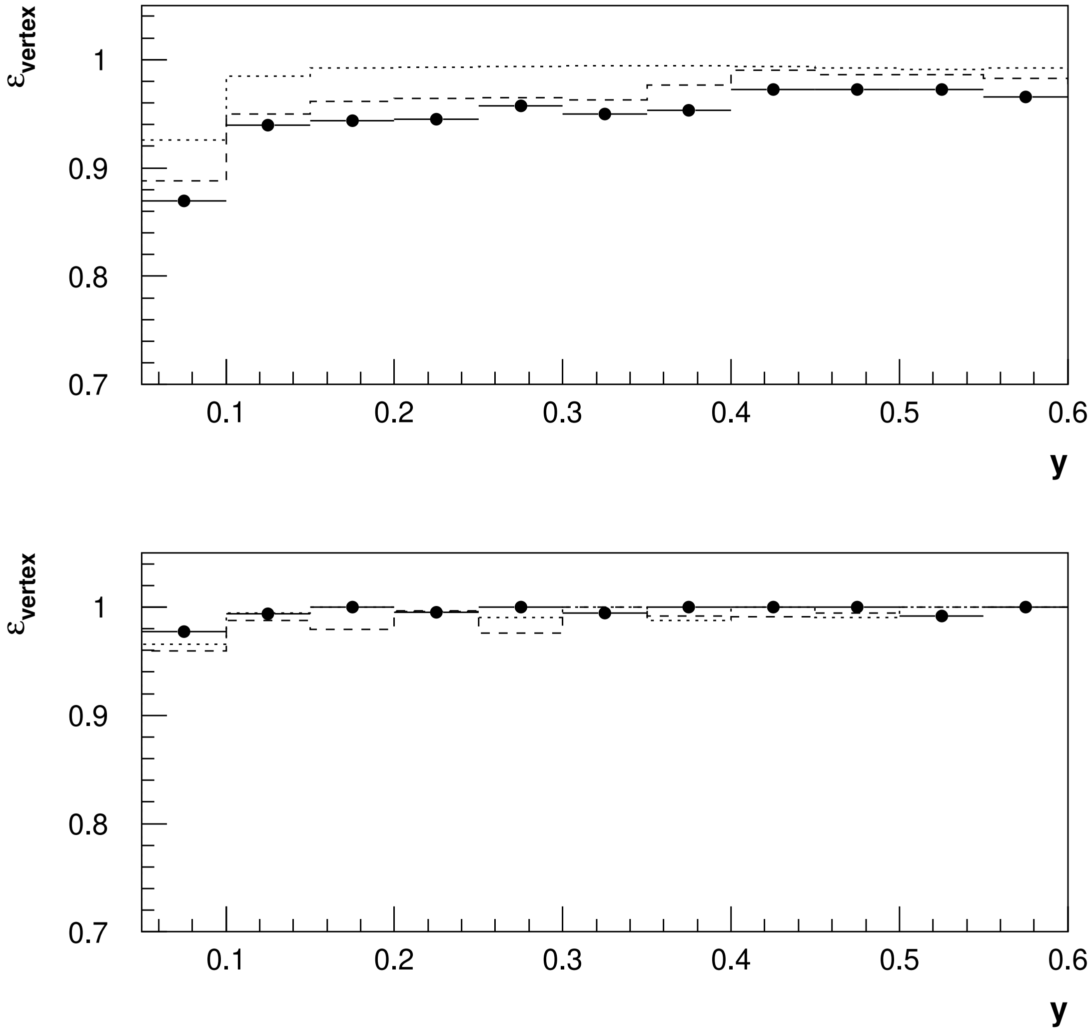

Abbildung 5.3: *Vertexeffizienzen gemessener Ereignisse (volle Symbole) und simulierter Ereignisse mit DJANGO/ARIADNE (gestrichelte Line) sowie LEPTO/MEPS (gepunktete Linie) für tiefinelastische (oben) und 2–Jet–Ereignisse (unten). Die statistischen Fehler sind hierbei in der Größenordnung der gezeigten Symbole.*

Abbildung 5.3 zeigt die so bestimmte Vertexeffizienz für beide Ereignisklassen im Vergleich zu zwei verschiedenen Simulationen. Während die Vertexeffizienz für 2–Jet–Ereignisse erwartungsgemäß $> 99\%$ ist und diese von beiden Simulationen beschrieben wird, zeigen sich für die tiefinelastischen Ereignisse deutliche Unterschiede insbesondere im Bereich kleinerer Werte für y. Für die gemessenen Ereignisse ist die Vertexeffizienz am niedrigsten. Die Abweichung zur DJANGO/ARIADNE–Simulation ist dabei kleiner als 2%. Es kann daher davon ausgegangen werden, daß die Vertexeffizienz bei der Korrektur mit simulierten Ereignissen korrekt berücksichtigt wird. Die Differenz zwischen den beiden Simulationen wird später in den systematischen Fehler einfließen.

5.6.2 Das Energiespektrum der gestreuten Positronen

Die bei der Selektion tiefinelastischer Ereignisse angewendeten Schnitte auf die Energie des gestreuten Positrons bzw. auf die Variable y beeinflussen das Energiespektrum des gestreuten Positrons in den einzelnen Bins. Nur wenn die Form des Spektrums auf dem Detektor–Niveau in der Simulation mit dem in den gemessenen Ereignissen für beide Ereignisklassen übereinstimmt, kann $C_{\mathrm{Eff/Akz}}$ korrekt bestimmt werden.

Abbildung 5.4 zeigt das Energiespektrum des gestreuten Positrons in tiefinelastischen Ereignissen für die sechs Bins in x. Es ist klar zu erkennen, daß die Form des Spektrums in allen Bins gut durch die DJANGO/ARIADNE–Simulation[2] beschrieben wird. Zudem zeigt das Bin für die niedrigsten x–Werte auch, daß die Normierung des Photoproduktionsuntergrunds vernünftig ist. Nur so kann zusammen mit der DJANGO/ARIADNE–Simulation eine gute Beschreibung der Daten erreicht werden. Dieselbe Güte der Simulation ergibt sich für die Spektren in den Q^2–Bins.

Abbildung 5.5 zeigt, daß auch für 2–Jet–Ereignisse die Form der Spektren gut beschrieben wird. Auch hier ergibt sich die gleiche, gute Übereinstimmung für die Spektren in den Bins in Q^2.

Zusammenfassend kann davon ausgegangen werden, daß die Einflüsse der Schnitte auf die Energie des gestreuten Positrons von der Simulation korrekt wiedergegeben werden.

5.6.3 Die Verteilung der Polarwinkel der gestreuten Positronen

Der zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse angewandte Schnitt auf die Position des gestreuten Positrons in der BPC beeinflußt die Akzeptanz bezüglich des Polarwinkels. Er wird nur dann von der Simulation korrekt berücksichtigt, wenn

[2] generiert unter Berücksichtigung von QED–Strahlungskorrrekturen

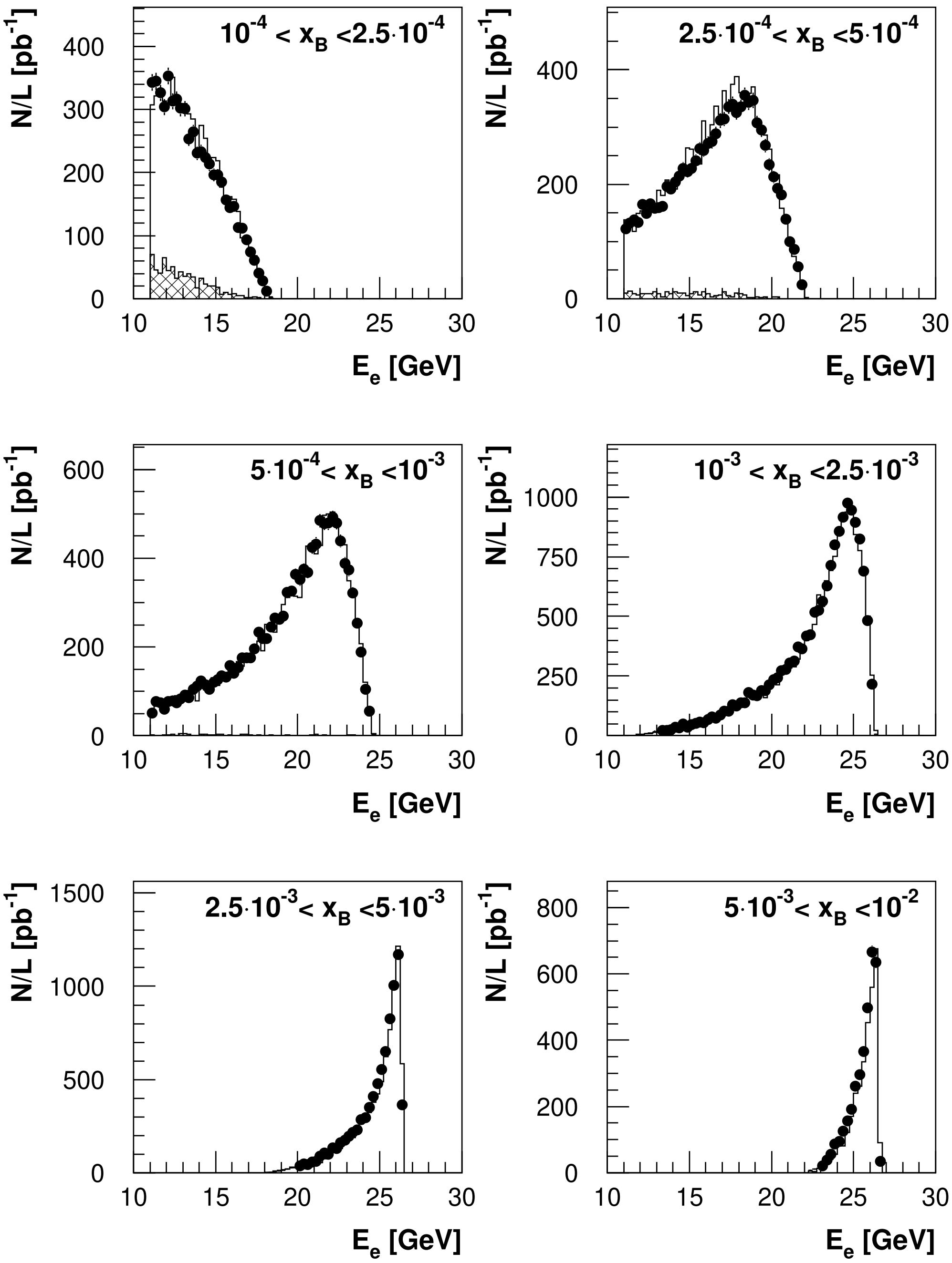

Abbildung 5.4: *Energiespektren der gestreuten Positronen auf dem Detektor–Niveau für tiefinelastische Ereignisse. Die vollen Symbole repräsentieren gemessene Ereignisse, die durchgezogene Linie die Summe aus mit DJANGO/ARIADNE simulierten Ereignissen und dem Photoproduktionsuntergrund. Das schraffierte Histogramm zeigt den Anteil des Untergrunds. Die Diagramme sind auf die integrierte Luminosität der Datensätze normiert.*

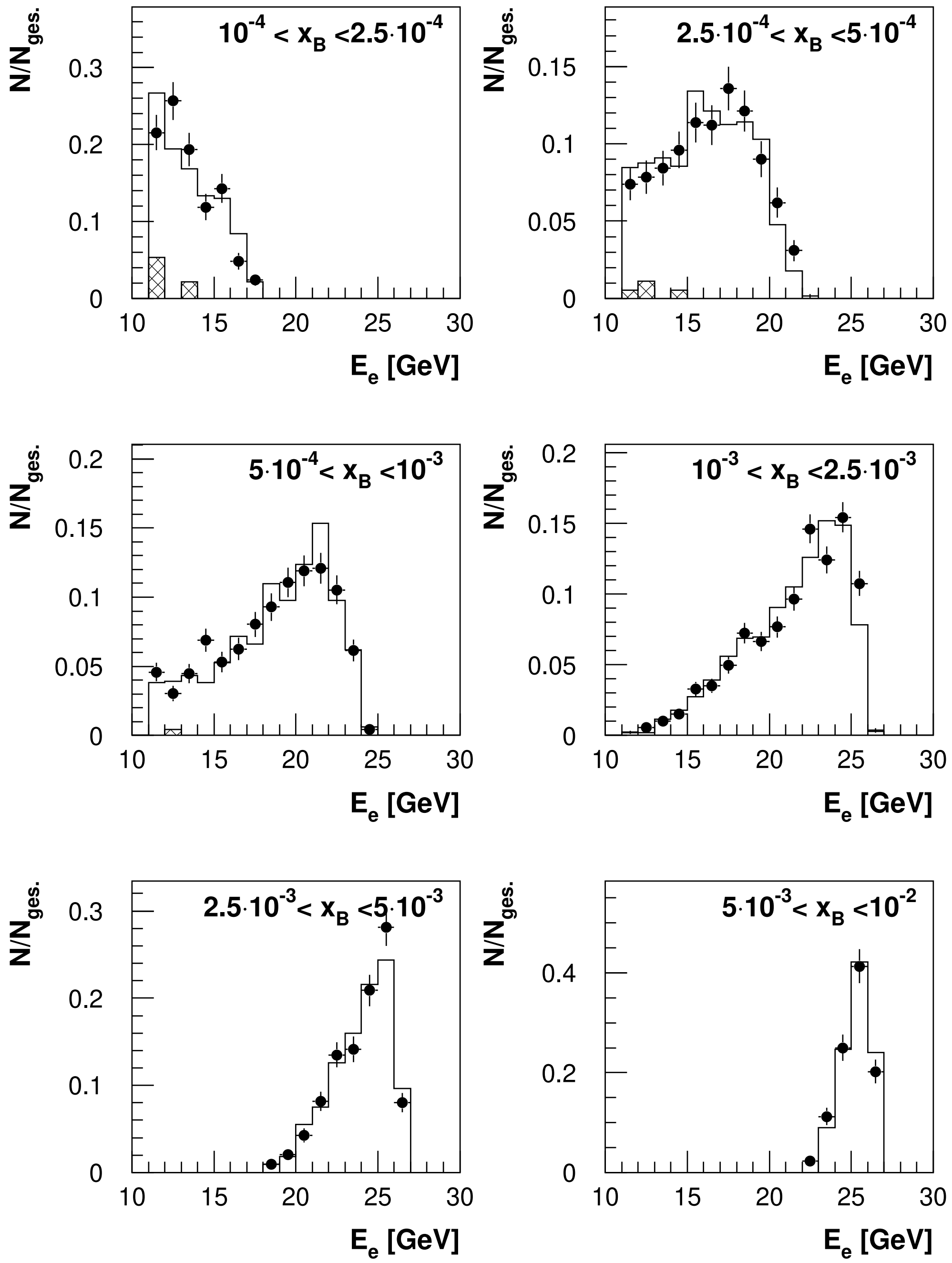

Abbildung 5.5: *Energiespektren der gestreuten Positronen auf dem Detektor–Niveau für 2–Jet–Ereignisse. Die vollen Symbole repräsentieren gemessene Ereignisse, die durchgezogene Linie die Summe aus mit DJANGO/ARIADNE simulierten Ereignissen und dem Photoproduktionsuntergrund. Das schraffierte Histogramm zeigt den Anteil des Untergrunds.*

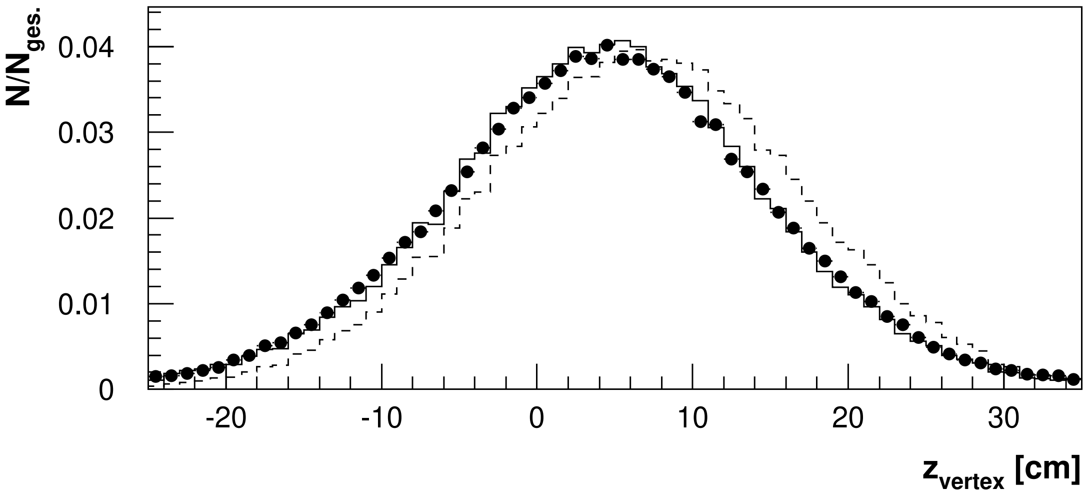

Abbildung 5.6: *Verteilung der z–Position des Ereignisvertex in den Grenzen des Schnittwertes für Daten der Datennahmeperiode 1994 (volle Symbole) sowie für simulierte Ereignisse vor (gestrichelt) und nach (durchgezogen) Umgewichtung.*

die Verteilung der Ereignisvertizes in den Datensätzen gemessener und simulierter Ereignisse übereinstimmt.

Abbildung 5.6 zeigt die Verteilung der Ereignisvertizes. Die mittlere Vertexposition weicht dabei für die simulierten Ereignisse (gestrichelte Linie) um etwa 2 cm von der für gemessene Ereignissen ab. Erst durch eine Umgewichtung der simulierten Ereignisse bezüglich ihrer Vertexposition konnte eine Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Ereignissen erreicht werden, wie in der Abbildung gezeigt. Diese Abweichung der mittleren Vertexposition ist für alle verwendeten Datensätze simulierter Ereignisse die gleiche, da bei ihrer Simulation ein einheitlicher Parametersatz für die Vertexposition verwendet wurde.

Mithilfe der Umgewichtung wird eine zufriedenstellende Beschreibung der Polarwinkelverteilungen in den einzelnen Bins erreicht. Die Abbildungen 5.7 und 5.8 zeigen diese für die sechs Bins in Q^2 sowohl für die tiefinelastischen als auch für die 2–Jet–Ereignisse. Es zeigt sich für alle Bins eine zufriedenstellende Simulation der Formen der Spektren für beide Ereignisklassen, auch wenn die absolute Höhe für die tiefinelastischen Ereignisse im Bin mit den höchsten Werten für Q^2 eine Differenz zwischen gemessenen und simulierten Ereignissen zeigt. Für die Verwendung der Simulation zur Akzeptanzkorrektur ist die absolute Normierung jedoch nicht ausschlaggebend. Die gleiche Güte der Simulation erhält man für die Verteilungen in den Bins in x.

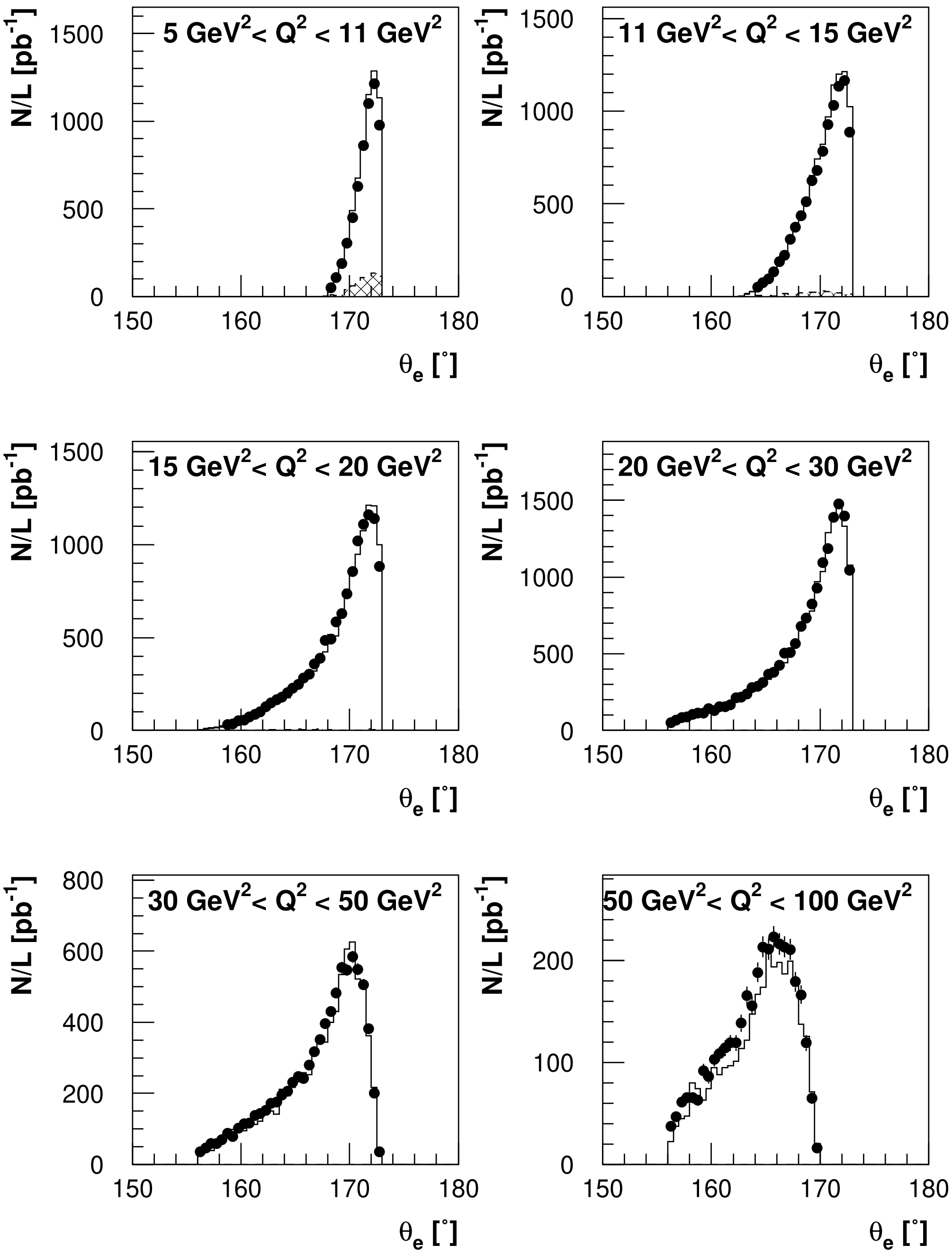

Abbildung 5.7: *Verteilungen der Polarwinkel der gestreuten Positronen auf dem Detektor–Niveau für tiefinelastische Ereignisse. Die vollen Symbole repräsentieren gemessene Ereignisse, die durchgezogene Linie die Summe aus mit DJANGO/ARIADNE simulierten Ereignissen und dem Photoproduktionsuntergrund. Das schraffierte Histogramm zeigt den Anteil des Untergrunds. Die Histogramme sind auf die integrierte Luminosität der Datensätze normiert.*

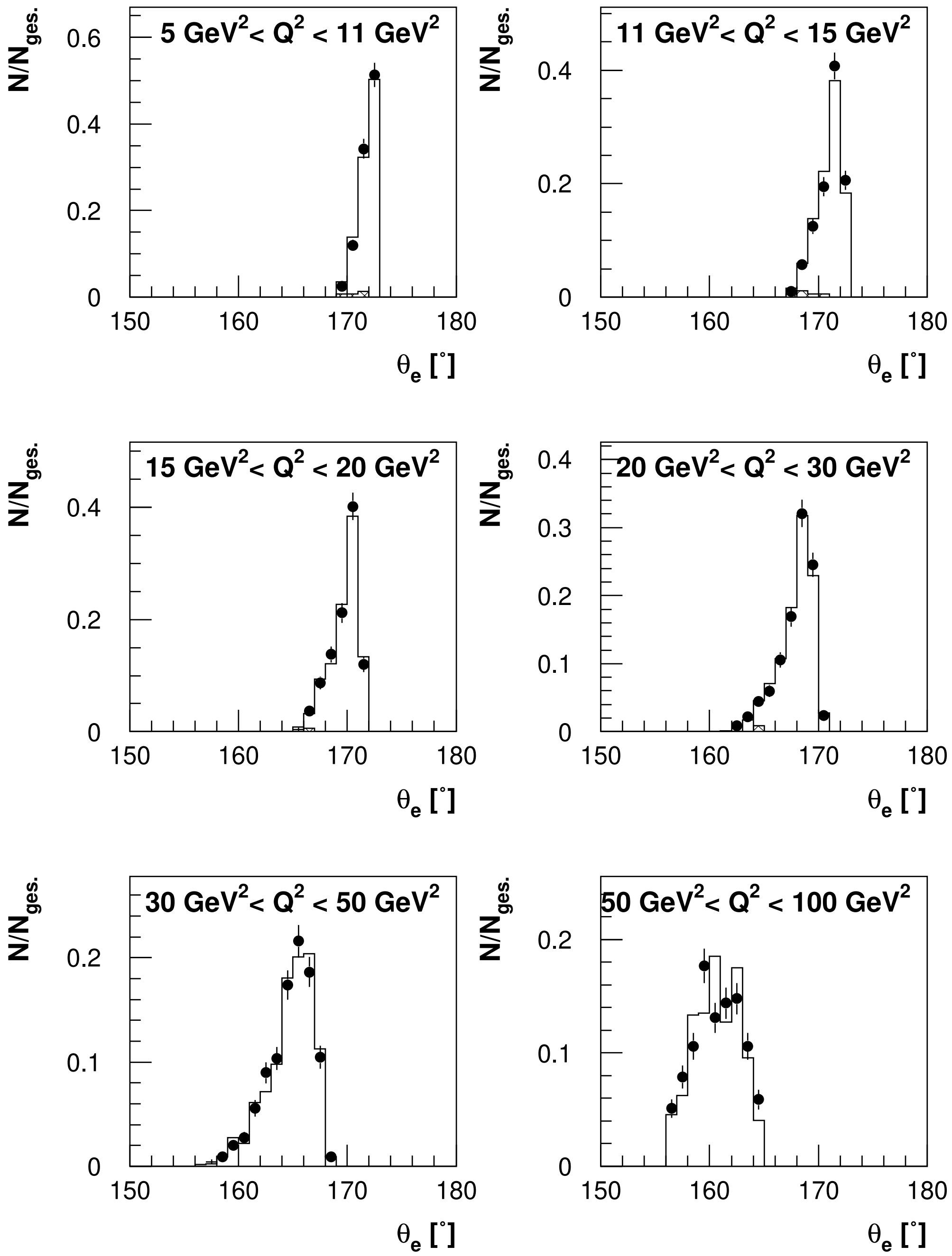

Abbildung 5.8: *Verteilungen der Polarwinkel der gestreuten Positronen auf dem Detektor–Niveau für 2–Jet–Ereignisse. Die vollen Symbole repräsentieren gemessene Ereignisse, die durchgezogene Linie die Summe aus mit DJANGO/ARIADNE simulierten Ereignissen und dem Photoproduktionsuntergrund. Die wenigen Untergrundereignisse sind schraffiert dargestellt, aber lediglich in den beiden Histogrammen für die niedrigsten Werte von Q^2 zu erkennen.*

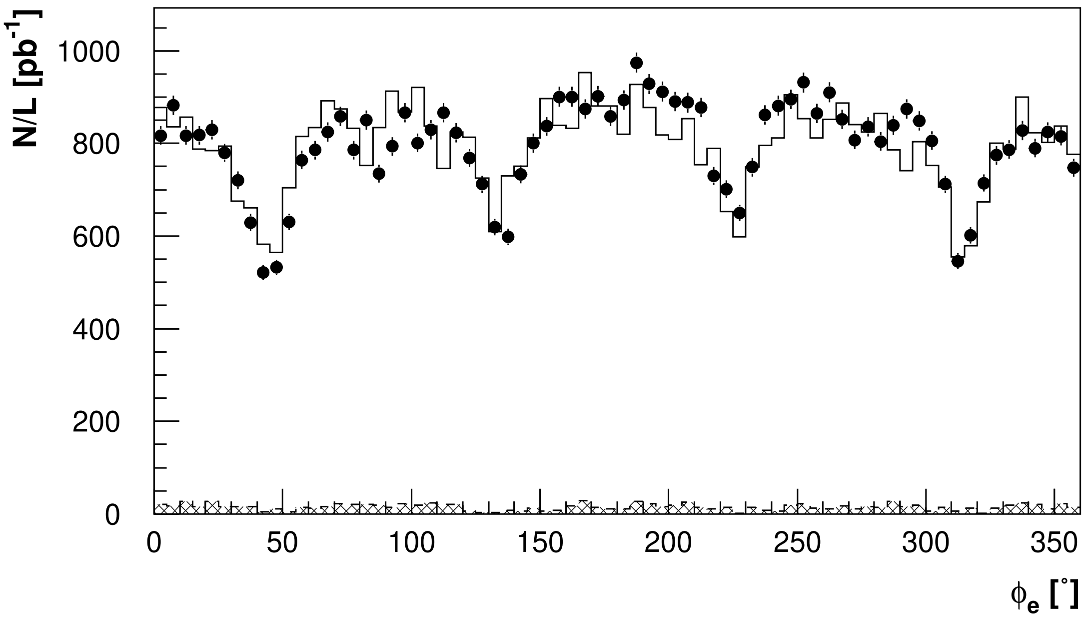

Abbildung 5.9: *Verteilung der Azimutwinkel ϕ_e der gestreuten Positronen auf dem Detektor–Niveau für tiefinelastische Ereignisse. Die vollen Symbole repräsentieren gemessene Ereignisse, die durchgezogene Linie die Summe aus mit DJANGO/ARIADNE simulierten Ereignissen und dem Photoproduktionsuntergrund. Das schraffierte Histogramm zeigt den Anteil des Untergrunds. Die Diagramme sind auf die integrierte Luminosität der Datensätze normiert.*

5.6.4 Die Verteilung der Azimutwinkel der gestreuten Positronen

Der Schnitt auf die BPC–Position des gestreuten Positrons zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse beeinflußt insbesondere die Verteilung des Azimutwinkels, vgl. Abbildung 4.7. Die Form des Schnittes führt dazu, daß der maximale Polarwinkel selektierter Ereignisse vom Azimutwinkel ϕ_e abhängt. Da die Verteilung der Polarwinkel der gestreuten Positronen zu kleineren Werten hin steil abfällt, führt dies zu einer Reduktion der selektierten Ereignisse in Abhängigkeit von ϕ_e. Die Verteilung des Azimutwinkels zeigt daher Einbrüche bei den Werten $45°, 135°, 225°$ und $315°$.

Die Verteilung der gemessenen Ereignisse wird gut durch die simulierten Ereignisse beschrieben. Dies ist nur möglich, da die Verteilung der Vertexposition und des Polarwinkels des Positrons von der Simulation korrekt wiedergegeben wird.

5.6.5 Die Verteilung der Größe $\sum_i (E_i - p_{z,i})$

In die Größe $\sum_i (E_i - p_{z,i})$ geht neben der Energie und dem Polarwinkel des gestreuten Positrons maßgeblich auch die Detektorinformation über den hadronischen Endzustand ein. Die Selektion der 2–Jet–Ereignisse erfordert ein Mindestmaß an hadronischer Aktivität, während die tiefinelastischen Ereignisse durch solche mit geringerer hadronischer Aktivität dominiert werden. Die Verteilung der Größe $\sum_i (E_i - p_{z,i})$ wird deshalb für die beiden Ereignisklassen unterschiedliche Charakteristiken aufweisen. Auch hier ist für die korrekte Bestimmung der Effizienz des Schnittes eine gute Beschreibung der Verteilung durch die Simulation erforderlich.

Dies ist nur für die DJANGO/ARIADNE–Simulation unter Berücksichtigung von QED–Strahlungskorrekturen zu erwarten, da die hier betrachtete Größe, wie in Abschnitt 4.2 diskutiert, sensitiv auf die Abstrahlung von Photonen vom in den Streuprozeß einlaufenden Positron ist. Abbildung 5.10 zeigt die Verteilung dieser Größe für tiefinelastische und 2–Jet–Ereignisse. Der eingezeichnete Photoproduktionsuntergrund wurde dabei ermittelt wie in Abschnitt 5.4 angegeben. Das untere Ende der Verteilung ist durch den Schnitt auf die Energie und den Polarwinkel des gestreuten Positrons gegeben. Mit einem minimalen Polarwinkel von $156°$ und einer minimalen Energie von 11 GeV ergibt sich ein Mindestwert für $\sum_i (E_i - p_{z,i})$ von 20,1 GeV. Bei den 2–Jet–Ereignissen führt die geforderte hadronische Aktivität zu einer Erhöhung der Schwelle. Außerdem zeigt sich für diese Klasse eine stärkere Häufung der Ereignisse um den erwarteten Wert von 55 GeV. Beide Verteilungen werden von den simulierten Ereignissen gut beschrieben, so daß von einer korrekten Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf $\sum_i (E_i - p_{z,i})$ ausgegangen werden kann.

5.6.6 Der Energiefluß innerhalb und außerhalb der Jets

Nur wenn die durch den Algorithmus als Jets identifizierten Objekte in den simulierten und gemessenen Ereignissen gleiche Eigenschaften haben, ist es zulässig, die Effizienz– und Akzeptanzkorrektur mithilfe der Simulation durchzuführen. Der Konus–Algorithmus identifiziert Jets anhand des transversalen Energieflusses, daher ist diese Größe ein maßgebliches Kriterium für die Beurteilung der Simulationsgüte.

Abbildung 5.11 zeigt den in den 2–Jet–Ereignissen bestimmten transversalen Energiefluß in Abhängigkeit vom Abstand zur Jet–Achse. Das obere Diagramm zeigt dies für den Abstand $\Delta\eta^* = \eta^*_{\mathrm{Obj}} - \eta^*_{\mathrm{Jet}}$ zwischen der Jet–Achse und dem Ort des Objekts im hadronischen Endzustand. Dabei werden nur diejenigen Objekte berücksichtigt, die sich in dem durch $|\Delta\phi^*| < 1$ definierten Band befinden. Jedes Ereignis geht in dieses Diagramm zweimal ein, da beide Jets berücksichtigt werden. Der transversale Energiefluß wird durch die Simulation mit LEPTO/MEPS gut beschrieben. Die Simulation mit DJANGO/ARIADNE liefert zu hohe trans-

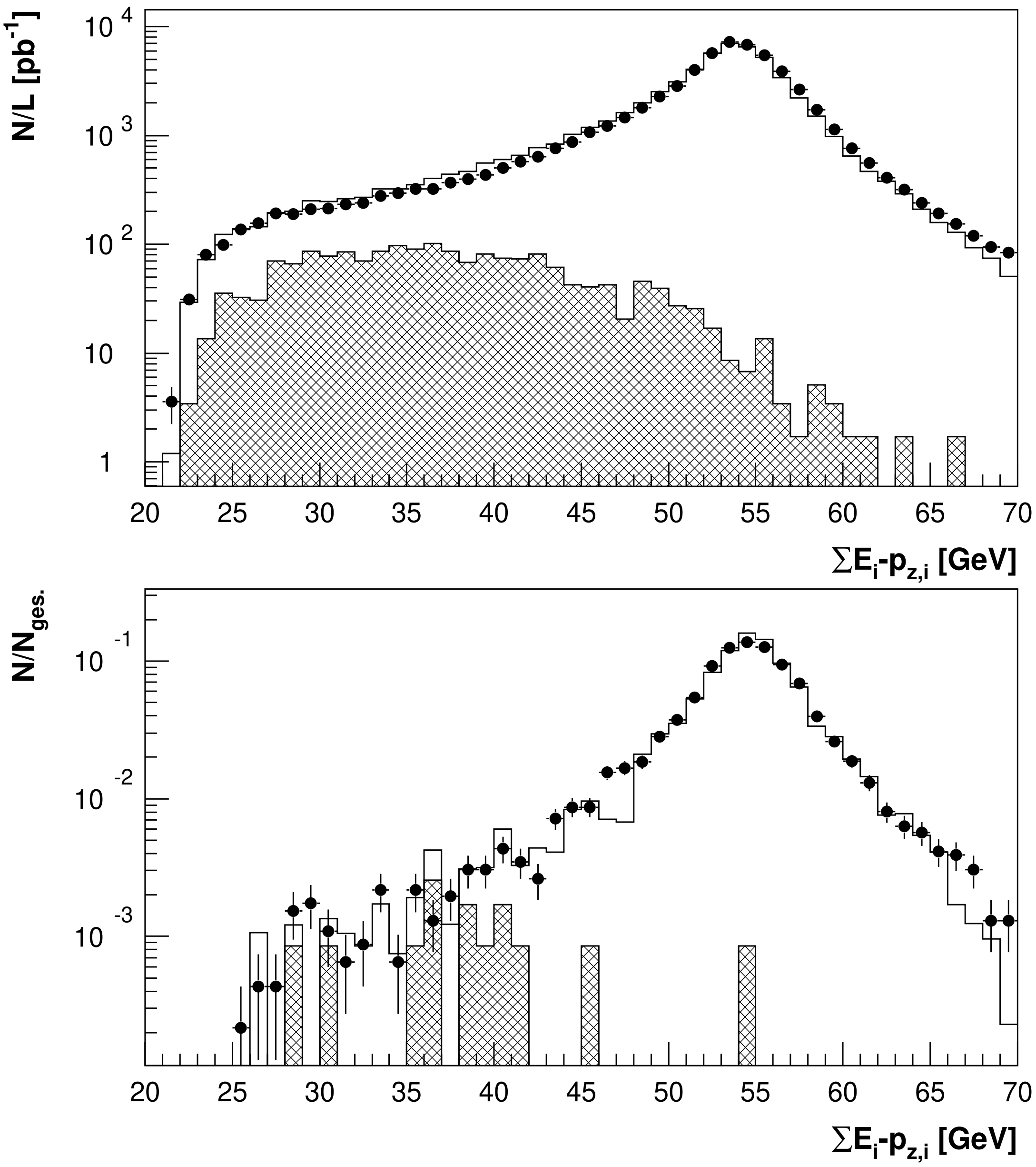

Abbildung 5.10: *Verteilungen der Größe $\sum_i(E_i - p_{z,i})$ für tiefinelastische (oben) und 2–Jet–Ereignisse (unten). Die vollen Symbole repräsentieren gemessene Ereignisse, die durchgezogene Linie die Summe aus mit DJANGO/ARIADNE simulierten Ereignissen und dem Photoproduktionsuntergrund. Das schraffierte Histogramm zeigt den Anteil des Untergrunds. Im oberen Diagramm sind die Verteilungen auf die integrierte Luminosität der Datensätze normiert, das untere Diagramm zeigt relative Häufigkeiten.*

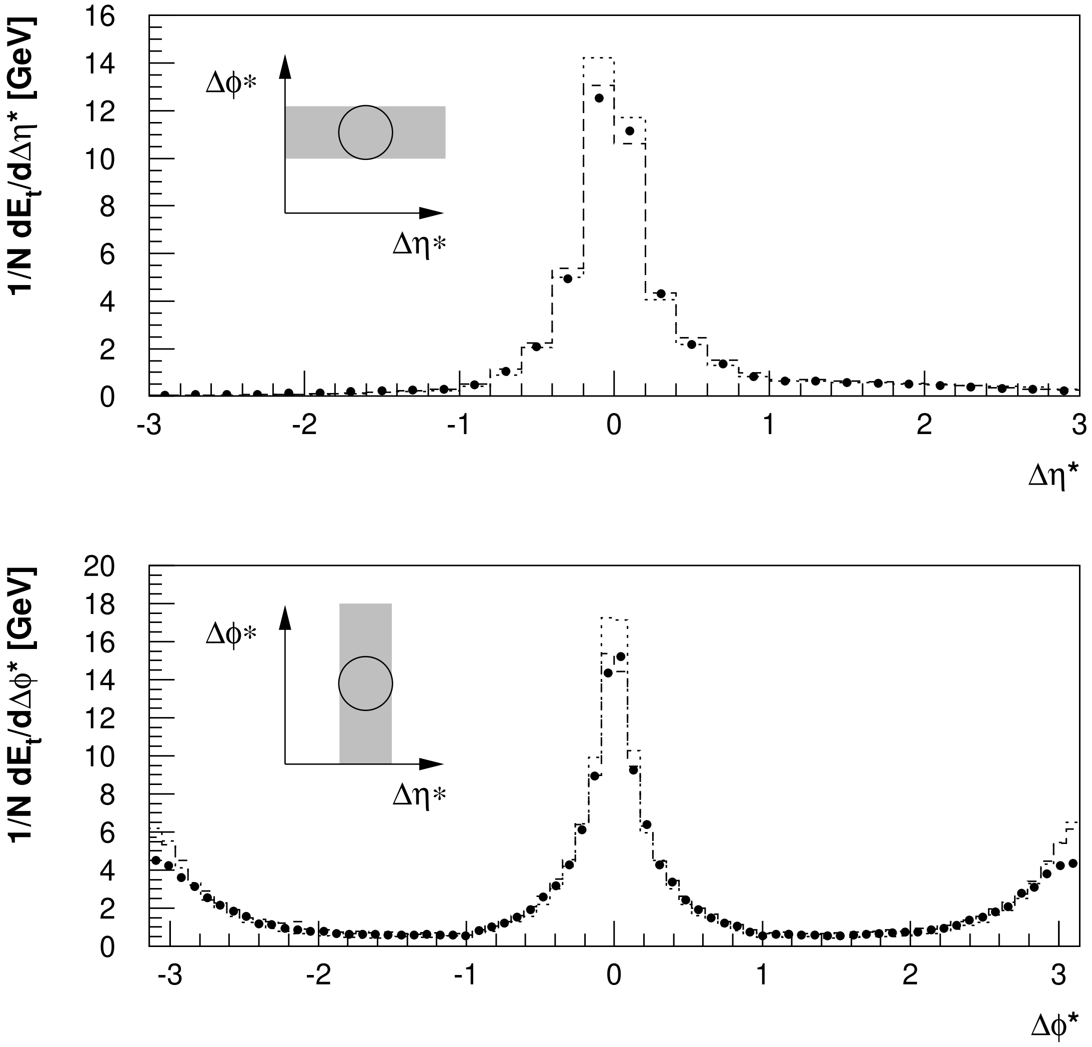

Abbildung 5.11: *Transversaler Energiefluß in Abhängigkeit vom Abstand* $\Delta\eta*$ *(oben) bzw.* $\Delta\phi*$ *(unten) zur Jet–Achse auf dem Detektor–Niveau. Dabei wird jeweils nur ein Band der Breite 2 in der jeweils anderen Variablen berücksichtigt, in den Skizzen in den Diagrammen durch das graue Band dargestellt. Die Daten werden durch die vollen Symbole, die Simulation durch LEPTO/MEPS durch die gestrichelte und die durch DJANGO/ARIADNE durch die gepunktete Linie dargestellt. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbole.*

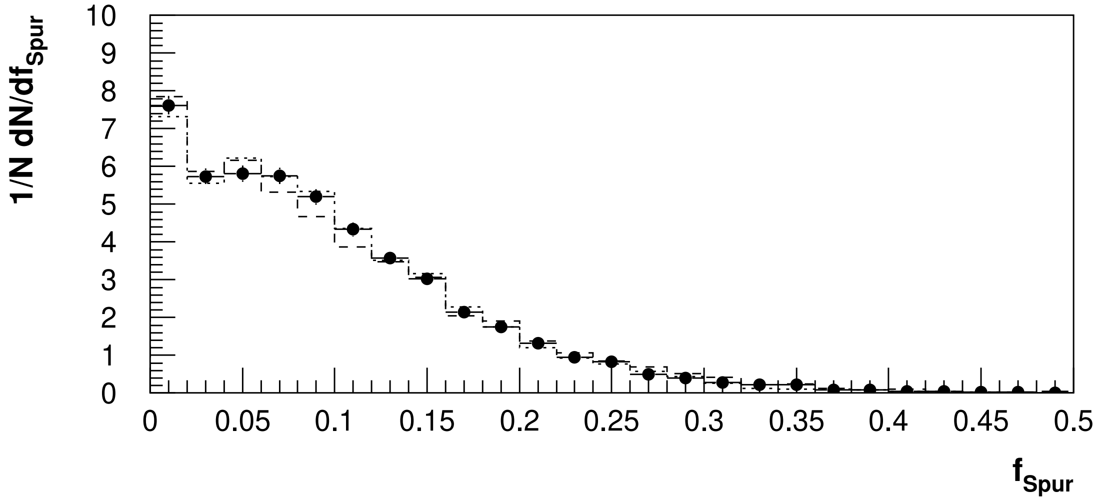

Abbildung 5.12: *Verteilung des Anteils $f_{\rm Spur}$ der Jet–Energie, der von Spuren getragen wird. Die vollen Symbole repräsentieren die gemessenen Ereignisse, die gestrichelte Linie simulierte Ereignisse mit LEPTO/MEPS und die gepunktete Linie simulierte Ereignisse mit DJANGO/ARIADNE.*

versale Energien im Zentrum der Jets, während die Flanken gut wiedergegeben werden. Die Breite der Jets wird also von dieser Simulation schlechter wiedergegeben. Beide Simulationen beschreiben den in der Vorwärtsrichtung ($\Delta\eta^* > 0$) beobachteten, erhöhten Energiefluß, der auf den Farbfluß zwischen Jet und Protonrest zurückzuführen ist. Der jeweils zweite Jet trägt in diesem Diagramm nicht bei, da die Jets azimutal entgegengesetzt sind.

Das untere Diagramm zeigt den transversalen Energiefluß in Abhängigkeit vom Abstand $\Delta\phi^* = \phi^*_{\rm Obj} - \phi^*_{\rm Jet}$. Hierbei werden nur diejenigen Objekte des hadronischen Endzustands berücksichtigt, die sich in einem Band $|\Delta\eta^*| < 1$ befinden. Auch die Verteilung des transversalen Energieflusses bezüglich $\Delta\phi^*$ wird für den betrachteten Jet gut durch die Simulation mit LEPTO/MEPS beschrieben, während die Simulation mit DJANGO/ARIADNE, wie zuvor, zu schmale Jets erzeugt. In der dem Jet entgegengesetzten Richtung entsteht der Energiefluß durch Objekte des zweiten Jets, die sich im $\Delta\eta^*$–Band befinden. Beide Simulationen liefern hier einen zu hohen Beitrag, der auf einen geringfügig höheren Anteil der 2–Jet–Ereignisse mit kleinen Differenzen der Pseudorapidität der beiden Jets in der Simulation hindeutet, vgl. Abschnitt 5.6.8.

Da zur Identifikation der Jets Detektorinformation sowohl aus dem Kalorimeter als auch aus den Spurkammern verwendet wird (vgl. Abschnitt 4.3.3), muß untersucht werden, ob der Anteil der Jet–Energie, den die Kalorimeter–Cluster bzw. Spuren tragen, von der Simulation richtig wiedergegeben wird. Abbildung 5.12 zeigt hierzu den Anteil $f_{\rm Spur}$ der Jet–Energie, der von den Spuren der kombi-

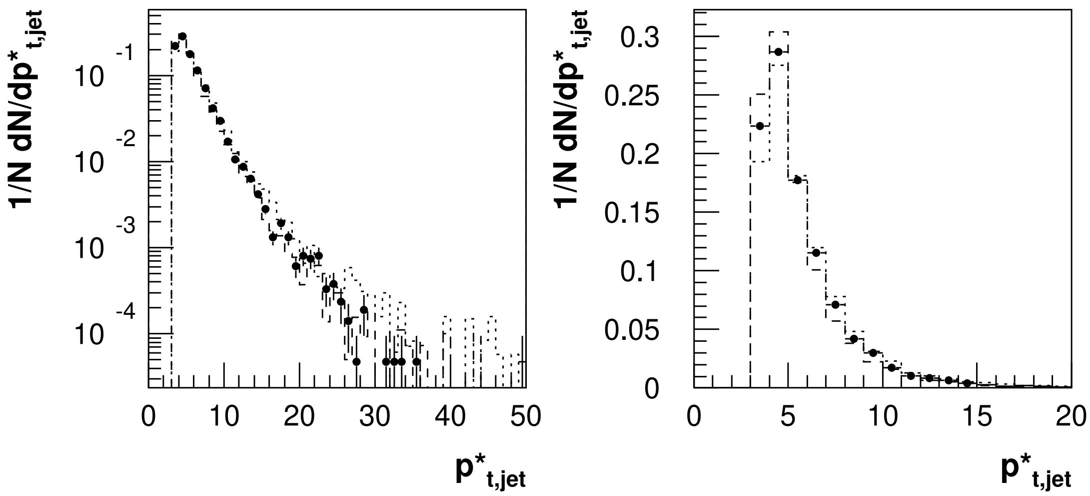

Abbildung 5.13: *Spektrum der Transversalimpulse* $p^*_{t,\mathrm{Jet}}$ *der Jets, links in logarithmischer, rechts in linearer Darstellung. Die vollen Symbole repräsentieren die gemessenen Ereignisse, die gestrichelte Linie simulierte Ereignisse mit LEPTO/MEPS und die punktierte Linie simulierte Ereignisse mit DJANGO/ARIADNE.*

nierten Objekte getragen wird. Beide Simulationen zeigen eine gute Beschreibung dieses Details, so daß von einer guten Simulation des Verhaltens der kombinierten Objekte ausgegangen werden kann.

Die hier für DJANGO/ARIADNE gezeigten, simulierten Ereignisse sind unter Berücksichtigung von QED–Strahlungskorrekturen generiert worden. Ein Vergleich mit Ereignissen ohne Strahlungskorrekturen zeigt jedoch keinen signifikanten Unterschied.

5.6.7 Die Verteilung der Transversalimpulse der Jets

Durch den Schnitt auf den minimalen Transversalimpuls der Jets $p^*_{t,\mathrm{Jet}} > 5$ GeV tritt aufgrund der begrenzten Auflösung bei der Messung dieser Größe Migration zwischen selektierten und nicht selektierten Ereignissen auf, d.h. es werden auf dem Detektor–Niveau Ereignisse selektiert, die auf dem Hadron–Niveau verworfen werden, und umgekehrt. Eine gute Berücksichtigung dieses Effektes bei der Effizienz– und Akzeptanzkorrektur durch Simulation kann nur dann erwartet werden, wenn das Spektrum der Transversalimpulse an der Schwelle durch die simulierten Ereignisse beschrieben wird. Abbildung 5.13 zeigt hierzu das Spektrum für die gemessenen sowie für simulierte Ereignisse, die mit DJANGO/ARIADNE[3]

[3]Auch bei dieser Fragestellung spielt es keine Rolle, ob mit oder ohne Berücksichtigung der QED–Strahlungskorrekturen generiert wurde.

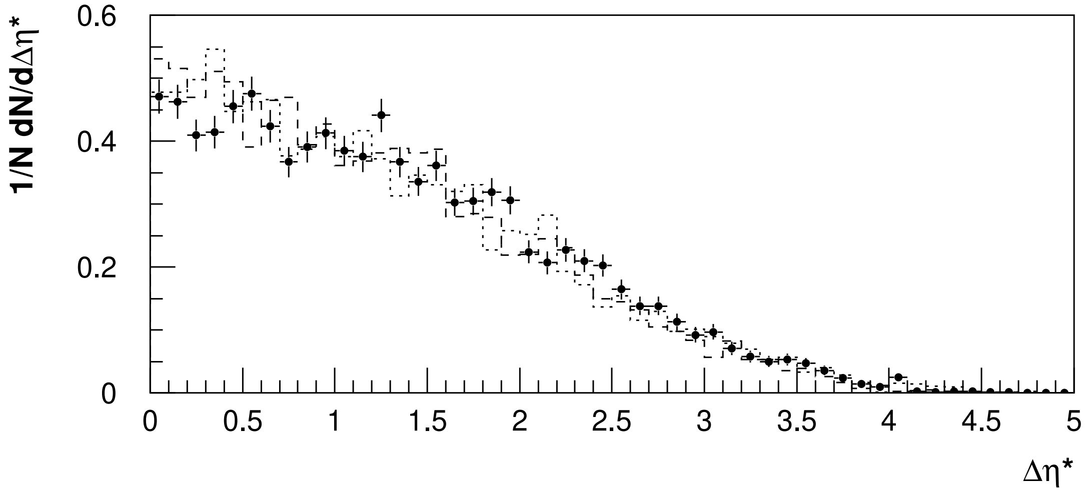

Abbildung 5.14: *Verteilung der Pseudorapiditätsdifferenzen $\Delta\eta^*$ der Jets. Die vollen Symbole repräsentieren die gemessenen Ereignisse, die gestrichelte Linie simulierte Ereignisse mit LEPTO/MEPS und die punktierte Linie simulierte Ereignisse mit DJANGO/ARIADNE.*

bzw. LEPTO/MEPS generiert wurden. Jedes Ereignis führt zu zwei Einträgen in diesem Histogramm, da beide Jets berücksichtigt werden. Die niedrigeren Werte im Bin von 3–4 GeV liegen darin begründet, daß bei der Selektion der Ereignisse für dieses Histogramm ein Schnitt $p^*_{t,\mathrm{Jet}} > 3,5$ GeV angewendet wurde, so daß dieses Bin nicht vollständig gefüllt ist.

Es ist deutlich zu sehen, daß keines der beiden Modelle in der Lage ist, das Spektrum an der Schwelle exakt zu beschreiben. Während beide Modelle im Bin von 5–6 GeV mit den Daten übereinstimmen, generiert LEPTO/MEPS bei kleineren Transversalimpulsen zu viele und DJANGO/ARIADNE zu wenige Ereignisse, oberhalb von 6 GeV ist es dann wegen der Normierung der Diagramme gerade umgekehrt. Das Spektrum verläuft also für DJANGO/ARIADNE flacher und für LEPTO/MEPS steiler als für gemessene Ereignisse. Die später durchgeführte Mittelung der aus beiden Modellen erhaltenen Korrekturen ergibt daher die bestmögliche Korrektur.

5.6.8 Die Verteilung der Differenz der Pseudorapiditäten der Jets

Migration zwischen selektierten und nichtselektierten Ereignissen kann ebenfalls durch den Schnitt in $|\Delta\eta^*|$ verursacht werden. In Abschnitt 4.3.5 wurde die Auflösung in η^* zu $< 0,13$ bestimmt. Hieraus resultiert für $|\Delta\eta^*|$ eine Auflösung von 0,18. Der selektierte Bereich $|\Delta\eta^* < 2|$ umfaßt somit ein Vielfaches der Auflösung, und Migrationseffekte sind daher gering.

Abbildung 5.14 zeigt die beobachtete Verteilung für gemessene und simulierte Ereignisse. Es ist zu erkennen, daß die Simulationen etwas zu viele Ereignisse im Bereich kleiner $\Delta\eta^*$ produzieren, was die in Abschnitt 5.6.6 beobachteten Abweichungen in der Verteilung des transversalen Energieflusses in Abhängigkeit von $\Delta\phi^*$ für $\Delta\phi^* \approx \pm\pi$ erklärt. Die Form des Spektrums an der Schnittgrenze wird jedoch gut von beiden Simulationen beschrieben, so daß die Migration an der Schnittgrenze durch die beiden Simulationsprogramme korrekt berücksichtigt wird.

5.6.9 Die Verteilung der Pseudorapiditäten der Jets

Obwohl in dieser Analyse kein expliziter Schnitt auf die Pseudorapiditäten der Jets durchgeführt wird, bewirkt die beschränkte Akzeptanz des Detektors implizit einen Schnitt auf diese Größe. Außerdem ändert sich die Wahrscheinlichkeit, einen Jet zu identifizieren, mit dessen Position im Detektor, vgl. Abbildung 4.3.3. Die Abhängigkeit von der Pseudorapidität konnte zwar durch die Verwendung der kombinierten Objekte deutlich verringert werden, eine Restabhängigkeit verbleibt jedoch.

Abbildung 5.15 zeigt hierzu die Verteilung der Pseudorapiditäten der Jets auf dem Detektor– und auf dem Hadron–Niveau für die mit LEPTO/MEPS bzw. DJANGO/ARIADNE simulierten Ereignisse. Jedes Ereignis führt zu zwei Einträgen im Histogramm, da beide Jets berücksichtigt werden. In den jeweils rechten Diagrammen ist zudem das Verhältnis $V = N_{\mathrm{Had}}/N_{\mathrm{Det}}$ aus Ereignissen auf dem Hadron– und dem Detektor–Niveau dargestellt, welches in die gesamte Effizienz– und Akzeptanzkorrektur eingeht.

Für den der Detektorakzeptanz zugänglichen Bereich ($\eta^* \lesssim 0{,}5$)[4] zeigt sich eine lineare Abhängigkeit des Verhältnisses von der Pseudorapidität der Jets. Eine Anpassung in dem durch die eingezeichnete Gerade dargestellten Bereich liefert die Steigung $dV/d\eta^* = -0,24 \pm 0,03$ für die mit LEPTO/MEPS generierten Ereignisse und $dV/d\eta^* = -0,20 \pm 0,03$ für DJANGO/ARIADNE.

Weiterhin beobachtet man für die mit DJANGO/ARIADNE generierten Ereignisse einen nicht unwesentlichen Beitrag auf dem Hadron–Niveau für Pseudorapiditäten $\eta^* \gtrsim 1$. Ursache für diese Ereignisse ist die in Ariadne implementierte Komponente „aufgelöster“ Ereignisse, vgl. Abschnitt 2.11.2. Bei diesen ist die Energie des in den harten Subprozeß einlaufenden Partons reduziert und die Jets enstehen bei größeren Pseudorapiditäten. Die Ereignisse können im Detektor nicht nachgewiesen werden und führen zu den dort großen Werten von V. Außerdem verursachen sie Unterschiede in der Effizienz– und Akzeptanzkorrektur

[4] Im Laborsystem ist die Akzeptanz des Flüssigargonkalorimeters auf Polarwinkel $> 4° \Leftrightarrow \eta \approx 3,3$ beschränkt. Die Lorentztransformation in das γp–Ruhesystem bewirkt eine mittlere Verschiebung der Pseudorapidität um $\approx -2,5$ Einheiten. Berücksichtigt man noch die Ausdehnung der Jets erklärt sich die beobachtete Akzeptanzgrenze für η^*.

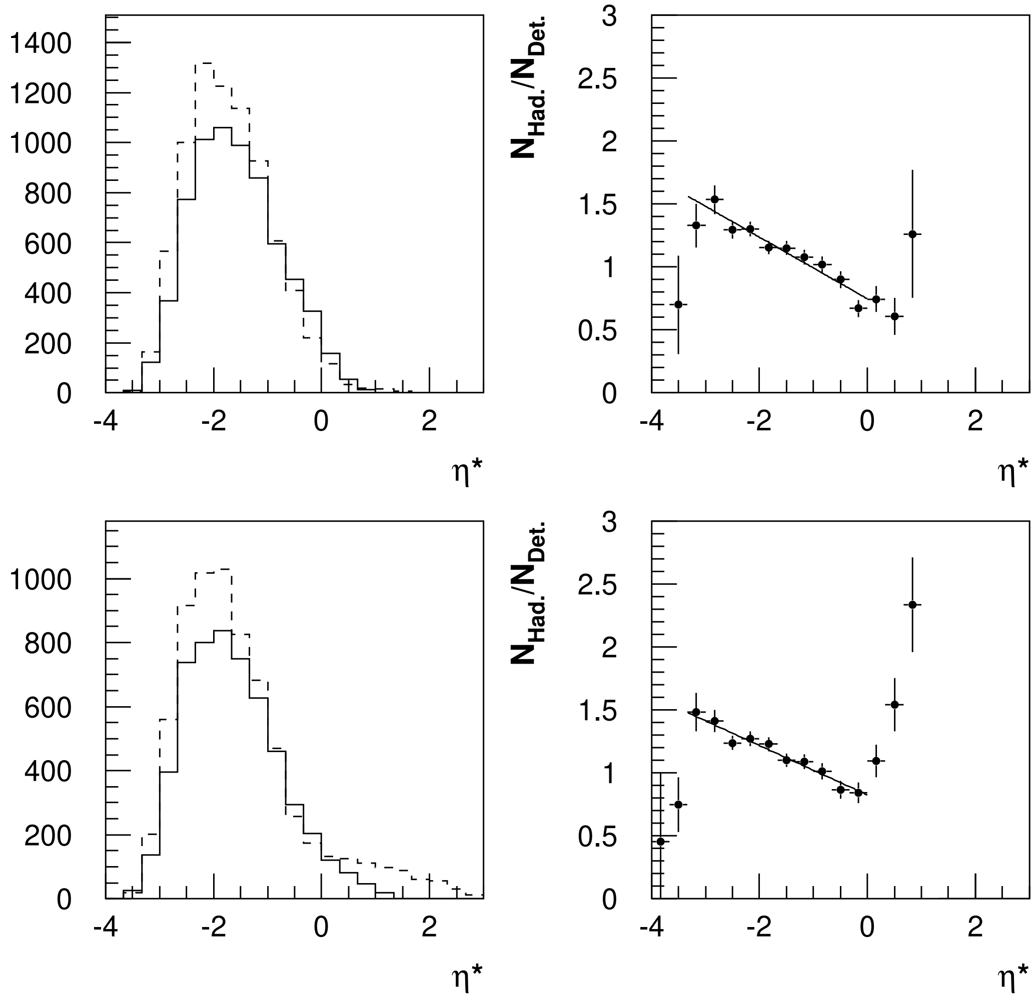

Abbildung 5.15: *Verteilungen der Pseudorapiditäten der Jets auf Detektor– (durchgezogene Linie) und Hadron–Niveau (gestrichelte Linie) für Ereignisse, die mit LEPTO/MEPS (oben) bzw. DJANGO/ARIADNE (unten) generiert wurden. Das rechte Diagramm zeigt jeweils das Verhältnis von Hadron– zu Detektor–Niveau.*

	x–Bin					
	1	2	3	4	5	6
$\langle\eta^*_{\rm gem}\rangle$	-1,40±0,04	-1,56±0,03	-1,55±0,02	-1,43±0,02	-1,38±0,02	-1,29±0,03
$\langle\eta^*_{\rm sim}\rangle$	-1,86±0,03	-1,80±0,03	-1,69±0,02	-1,59±0,02	-1,51±0,02	-1,31±0,03
$C_{\rm add}$	0,90 ±0,03	0,95 ±0,02	0,97 ±0,01	0,97 ±0,01	0,97 ±0,01	0,99 ±0,01

	Q^2–Bin					
	1	2	3	4	5	6
$\langle\eta^*_{\rm gem}\rangle$	-1,38±0,03	-1,41±0,02	-1,48±0,02	-1,46±0,02	-1,49±0,02	-1,53±0,02
$\langle\eta^*_{\rm sim}\rangle$	-1,74±0,03	-1,59±0,03	-1,61±0,02	-1,57±0,02	-1,61±0,02	-1,61±0,03
$C_{\rm add}$	0,92 ±0,02	0,96 ±0,02	0,97 ±0,02	0,98 ±0,02	0,97 ±0,02	0,98 ±0,02

Tabelle 5.6: *Mittlere Pseudorapiditäten der Jets in gemessenen und simulierten Ereignissen und Korrekturfaktoren $C_{\rm add}$ für die einzelnen Bins in x und Q^2. Die Fehler der Mittelwerte sind deren statistische Fehler, die Fehler der Korrekturfaktoren deren systematische. Die statistischen Fehler der Korrekturfaktoren können dagegen vernachlässigt werden.*

aus den beiden Modellen, wobei DJANGO/ARIADNE die höheren Korrekturen liefert.

Die Abbildungen 5.16 und 5.17 zeigen die auf dem Detektor–Niveau beobachteten Pseudorapiditätsverteilungen für gemessene und simulierte Ereignisse. Die Verteilungen sind für die einzelnen Bins in x und Q^2 gezeigt, da die kinematischen Variablen die beobachtete Pseudorapidität der Jets beeinflussen. So werden z.B. die Jets für große Werte von x tendenziell weiter in der Vorwärtsrichtung erzeugt.

Es ist klar zu erkennen, daß insbesondere in den Bins mit niedrigen Werten für x bzw. Q^2 die Simulationen nicht in der Lage sind, die Verteilung der gemessenen Ereignisse zu beschreiben. Beide Simulationen liefern zu kleine Werte für die mittlere Pseudorapidität der Jets. Dies führt zu einer systematischen Verschiebung der Effizienz– und Akzeptanzkorrektur aus simulierten Ereignissen.

Dieser Fehler wird durch den Korrekturfaktor $C_{\rm add}$ kompensiert, der aus der mittleren beobachteten Pseudorapidität in gemessenen $\langle\eta^*_{\rm gem}\rangle$ und simulierten $\langle\eta^*_{\rm sim}\rangle$ Ereignissen sowie der beobachteten Steigung $dV/d\eta^*$ bestimmt wird:

$$C_{\rm add} = 1 + (\langle\eta^*_{\rm gem}\rangle - \langle\eta^*_{\rm sim}\rangle) \times dV/d\eta^* \tag{5.7}$$

Dabei wird für $\langle\eta^*_{\rm sim}\rangle$ und $dV/d\eta^*$ jeweils der Mittelwert aus den Simulationen von LEPTO/MEPS und DJANGO/ARIADNE verwendet. Tabelle 5.6 zeigt die so ermittelten Werte für $C_{\rm add}$ im Detail für die einzelnen Bins in x und Q^2. Der systematische Fehler des Korrekturfaktors $C_{\rm add}$ wird dabei aus der Variation der Korrekturfaktoren für die beiden Modelle bestimmt. Obwohl die Verteilungen der Pseudorapiditäten sehr deutliche Unterschiede zwischen den gemessenen und den simulierten Ereignissen zeigen, ist die hieraus abgeleitete Korrektur von maximal 10% vergleichsweise klein.

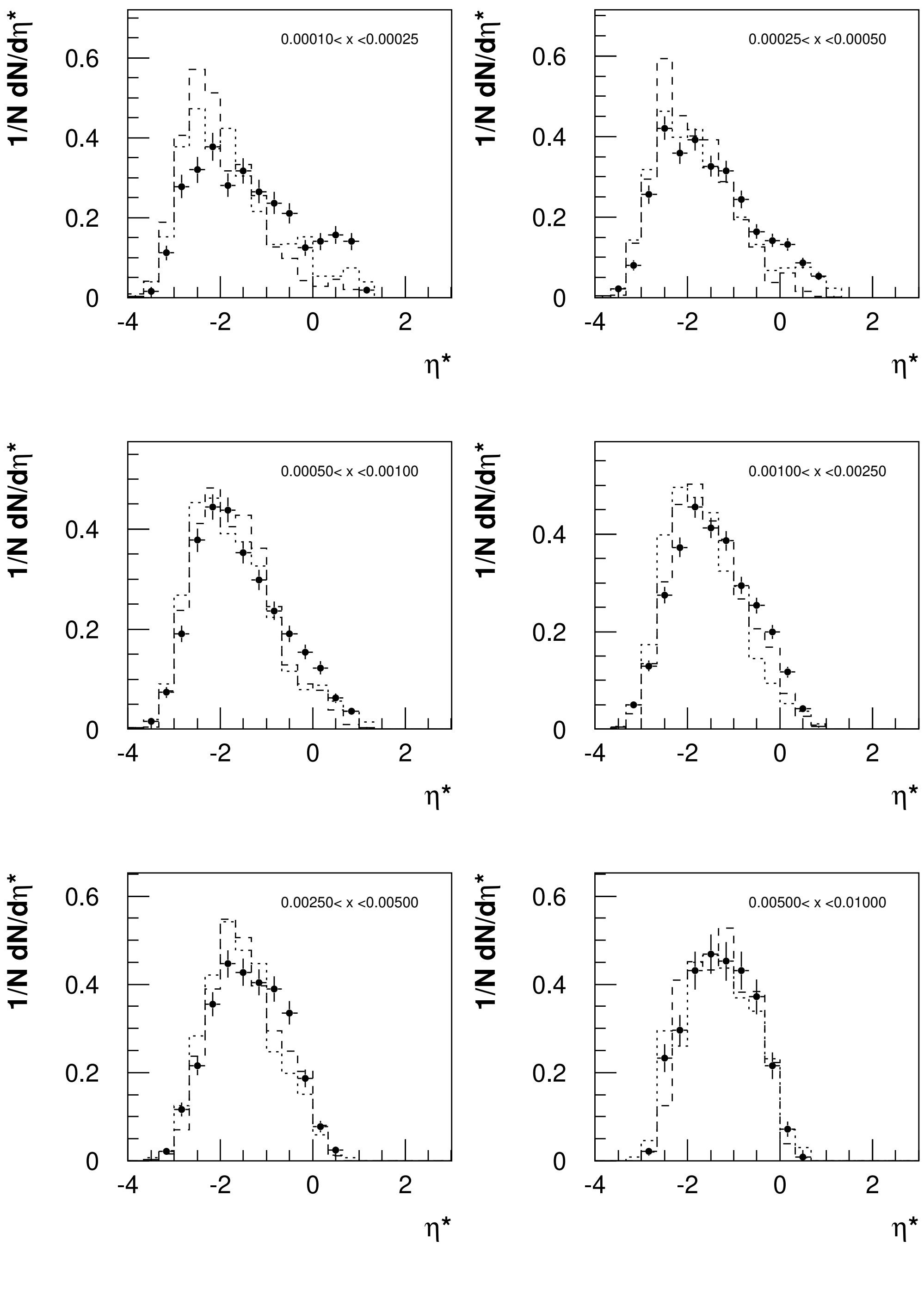

Abbildung 5.16: *Verteilungen der Pseudorapiditäten der Jets in den Bins in x. Die vollen Symbole repräsentieren die gemessenen Ereignisse, die gestrichelten Linien simulierte Ereignisse mit LEPTO/MEPS und die punktierten Linien simulierte Ereignisse mit DJANGO/ARIADNE.*

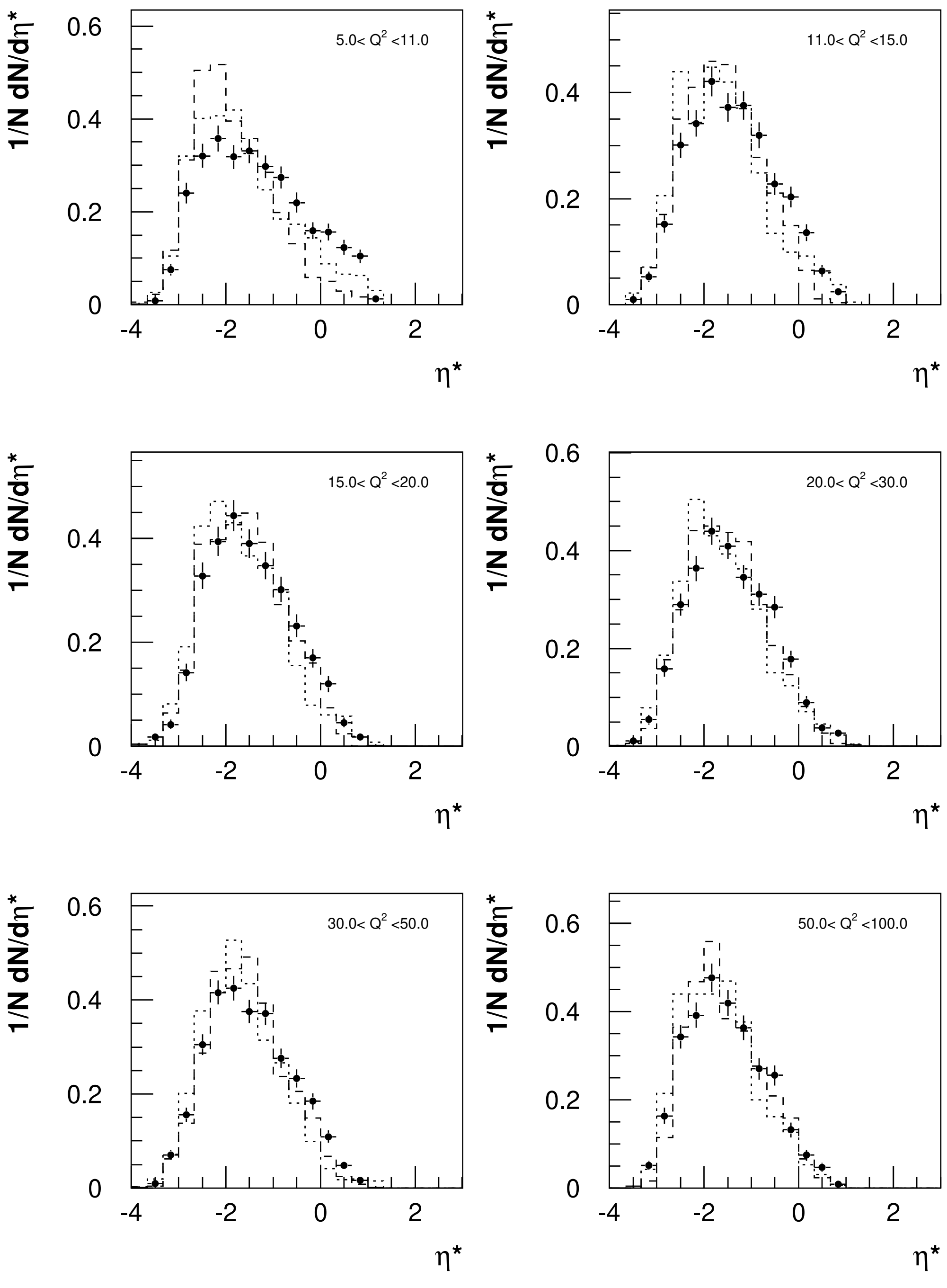

Abbildung 5.17: *Verteilungen der Pseudorapiditäten der Jets in Bins in Q^2. Die vollen Symbole repräsentieren die gemessenen Ereignisse, die gestrichelten Linien simulierte Ereignisse mit LEPTO/MEPS und die punktierten Linien simulierte Ereignisse mit DJANGO/ARIADNE.*

5.7 Die Effizienz– und Akzeptanzkorrektur

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, daß alle für die Effizienz– und Akzeptanzkorrektur relevanten Größen durch die Simulation von Ereignissen beider untersuchten Modelle von vornherein zufriedenstellend beschrieben werden, bzw. durch eine zusätzliche Korrektur verbessert werden können. In diesem Abschnitt werden nun die Werte von $C_{\mathrm{Eff/Akz}}$ in den Bins in x und Q^2 bestimmt. Hierzu wurden Ereignisse der folgenden Datensätze analysiert:

- LEPTO/MEPS, MRS(H)[5]
- LEPTO/MEPS, GRV(HO 1994)[6]
- LEPTO/ARIADNE, MRS(H)[7]
- LEPTO/ARIADNE, GRV(HO 1994)[8]
- DJANGO/ARIADNE, GRV(HO 1994)[9]

Bei der Auswahl wurden sowohl zwei verschiedene Modelle für die Generation des hadronischen Endzustands berücksichtigt, als auch die Partondichteverteilungen variiert. Dabei wurden die beiden Partondichteverteilungsfunktionen MRS(H) [Mar93] und GRV(HO 1994) [Glü95] verwendet, die beide eine akzeptable Beschreibung der Protonstrukturfunktion F_2 in dem in dieser Analyse untersuchten kinematischen Bereich liefern.

Die Auswahl wurde beschränkt durch die zur Verfügung stehenden Datensätze an Ereignissen, bei denen die Detektorantwort simuliert wurde, was ein sehr rechenintensiver Prozeß ist. Die im Rahmen der vorliegenden Analyse verwendete Anzahl von etwa 1,3 Mio. simulierten Ereignissen benötigt ca. 1 Jahr Rechenzeit auf den typischerweise verwendeten Computern.

Die aus den einzelnen Datensätzen erhaltenen Werte für die Korrekturfaktoren wurden gemittelt und ergaben die in Tabelle 5.7 zusammengefaßten Werte.

Der systematische Fehler dieser Korrektur wurde als maximale Abweichung der Korrekturfaktoren vom Mittelwert in jedem Bin angenommen. Diese konservative Abschätzung bewirkt, daß alle aus den verschiedenen Datensätzen ermittelten Korrekturfaktoren in diesem Fehlerintervall enthalten sind.

[5]LEPTO–Version 6.5

[6]LEPTO–Version 6.4

[7]LEPTO–Version 6.4, ARIADNE–Version 4.08

[8]LEPTO–Version 6.5, ARIADNE–Version 4.08

[9]DJANGO–Version 6.2, ARIADNE–Version 4.08 ohne Berücksichtigung der QED–Strahlungskorrekturen

	x–Bin					
	1	2	3	4	5	6
$C_{\mathrm{Eff/Akz}}$	1,09±0,03	1,13±0,03	1,09±0,02	1,09±0,02	1,16±0,03	1,21±0,04
syst. Fehler	+9% -7%	+9% -12%	+4% -10%	+6% -7%	+5% -6%	+17% -16%

	Q^2–Bin					
	1	2	3	4	5	6
$C_{\mathrm{Eff/Akz}}$	1,07±0,03	1,15±0,03	1,15±0,03	1,19±0,02	1,17±0,02	1,21±0,02
syst. Fehler	+11% -11%	+4% -6%	+6% -5%	+8% -11%	+8% -7%	+6% -11%

Tabelle 5.7: *Korrekturfaktoren der Effizienz– und Akzeptanzkorrektur* $C_{\mathrm{Eff/Akz}}$ *für die einzelnen Bins in* x *und* Q^2 *mit ihren statistischen Fehlern sowie deren systematische Fehler.*

5.8 Die Untersuchung systematischer Fehlerquellen

Die Messung der Jet–Rate beruht zu einem großen Teil auf der kalorimetrischen Energiebestimmung sowohl der Jets als auch des gestreuten Leptons. Die absolute Kalibration der Kalorimeter ist nur mit endlicher Genauigkeit bekannt, daher wird in den folgenden beiden Abschnitten der Einfluß der absoluten Kalibration des Flüssigargon–Kalorimeters und des BEMC auf die 2–Jet–Rate untersucht.

5.8.1 Der Einfluß der Kalibration des Flüssigargon–Kalorimeters

Eine Fehlkalibration des Flüssigargon–Kalorimeters hat keinen Einfluß auf die Identifikation der gestreuten Positronen, da diese ausschließlich im BEMC nachgewiesen werden.

Für die Identifikation der Jets bedeutet eine Fehlkalibration des Flüssigargon–Kalorimeters eine effektive Verschiebung des Schnittes auf den Transversalimpuls der Jets. Aufgrund des steil abfallenden Spektrums der Transversalimpulse wird eine geringe Fehlkalibration einen vergleichsweise starken Einfluß auf die 2–Jet–Rate haben. Dies soll in einem einfachen Modell quantifiziert werden:

Das in Abbildung 5.13 gezeigte Spektrum der Transversalimpulse läßt sich in guter Näherung durch eine Exponentialfunktion parametrisieren. Für die Anzahl der Ereignisse oberhalb eines Schnittes $p_{t,0}$ ergibt sich:

$$N(p_{t,0}) = \int_{p_{t,0}}^{\infty} N_0\, e^{-\alpha p_t}\, dp_t = \frac{N_0}{\alpha} e^{-\alpha p_{t,0}} \qquad (5.8)$$

Dabei ist $\alpha \approx 0,4\ \mathrm{GeV}^{-1}$ ein aus dem beobachteten Transversalimpulsspektrum bestimmter Parameter, der die Steilheit des Spektrums quantifiziert und N_0 eine

	tiefinelastische Eignisse		2–Jet–Ereignisse	
	Mittelwert	Breite	Mittelwert	Breite
gemessene Ereignisse	92,1%±0,1%	41,7%±0,1%	104,8%±0,7%	48,2%±0,7%
LEPTO/MEPS	91,1%±0,1%	40,7%±0,1%	104,3%±0,9%	46,1%±0,9%
DJANGO/ARIADNE	91,5%±0,1%	42,2%±0,1%	108,2%±0,9%	50,3%±0,9%

Tabelle 5.8: *Aufstellung der Mittelwerte und Breiten der $p_{t,h}/p_{t,e}$–Verteilungen für gemessene Ereignisse und simulierte Ereignisse mit zwei verschiedenen Modellen.*

Normierungskonstante. Für das Verhältnis der Anzahlen $N(p_{t,1})/N(p_{t,0})$ der bei verschiedenen Schnitten $p_{t,1}$ und $p_{t,0}$ beobachteten Ereignisse ergibt sich:

$$\frac{N(p_{t,1})}{N(p_{t,0})} = e^{-\alpha(p_{t,1} - p_{t,0})} \tag{5.9}$$

Für die Datennahmeperiode 1994 wurde die Unsicherheit in der absoluten Kalibration des Flüssigargon–Kalorimeters zu ±4% bestimmt. Hierzu wurde u.a. die Balance zwischen dem Transversalimpuls des gestreuten Positrons und des hadronischen Endzustands untersucht, wodurch die Kalibration des Flüssigargon–Kalorimeters an die mit höherer Genauigkeit bekannte Kalibration des BEMC für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen gekoppelt werden konnte. Aufgrund von Verlusten bei der Messung des Transversalimpulses des hadronischen Endzustands z.B. durch das Strahlrohr, müssen auch hierbei Simulationen hinzugezogen werden. Eine ausführliche Darstellung der durchgeführten Untersuchungen findet man in [Gay96].

Die absolute Kalibration des Flüssigargon–Kalorimeters wurde im Rahmen dieser Analyse überprüft. Dazu wurde für beide Ereignisklassen, d.h. tiefinelastische und 2–Jet–Ereignisse, das Verhältnis der Transversalimpulse $p_{t,h}/p_{t,e}$ des hadronischen Endzustands und des gestreuten Positrons untersucht. Tabelle 5.8 enthält die Ergebnisse der Untersuchung. Für die Klasse der tiefinelastischen Ereignisse stimmen für beide Modelle sowohl Mittelwert als auch Breite der Verteilung innerhalb von ±1% mit den gemessenen Ereignissen überein. Bei den 2–Jet–Ereignissen ergibt sich ein Mittelwert für $p_{t,h}/p_{t,e}$ oberhalb von 1. Dies ist durch die Asymmetrie der Verteilung bedingt, die zwangsläufig auf Werte oberhalb von Null beschränkt ist, jedoch Ausläufer zu Werten oberhalb von Zwei besitzt. Der Wert mit der höchsten Wahrscheinlichkeit liegt für die gemessenen Ereignisse und die beiden Modelle bei ≈ 92%. Während das LEPTO/MEPS–Modell den Mittelwert geringfügig unterschätzt, liefert DJANGO/ARIADNE einen signifikant höheren Wert, der jedoch innerhalb des angenommenen systematischen Fehlers für die absolute Kalibration liegt.

Aus der Unsicherheit der Kalibration des Kalorimeters kann mit Gleichung (5.9) der Einfluß auf die Jetrate bestimmt werden. Hierzu setzt man $p_{t,1} = (1 \pm 0,04)p_{t,0}$ und erhält unter Berücksichtigung des in der vorliegenden

	x–Bin					
	1	2	3	4	5	6
$\frac{\mathcal{R}_{2,+4\%}}{\mathcal{R}_{2,\mathrm{nom}}}$	1,08±0,02	1,10±0,02	1,09±0,01	1,10±0,01	1,11±0,02	1,10±0,02
$\frac{\mathcal{R}_{2,-4\%}}{\mathcal{R}_{2,\mathrm{nom}}}$	0,93±0,02	0,92±0,01	0,93±0,01	0,94±0,01	0,93±0,01	0,92±0,02

	Q^2–Bin					
	1	2	3	4	5	6
$\frac{\mathcal{R}_{2,+4\%}}{\mathcal{R}_{2,\mathrm{nom}}}$	1,08±0,02	1,08±0,01	1,11±0,02	1,09±0,01	1,09±0,01	1,12±0,02
$\frac{\mathcal{R}_{2,-4\%}}{\mathcal{R}_{2,\mathrm{nom}}}$	0,92±0,01	0,92±0,01	0,91±0,01	0,94±0,01	0,93±0,01	0,96±0,02

Tabelle 5.9: *Einfluß der Variation der absoluten Kalibration des Flüssigargon–Kalorimeters in den Bins in x und Q^2. $\mathcal{R}_{2,\pm4\%}$ ist hierbei die Rate, bei der die Energie des hadronischen Endzustands um ±4% verändert wurde.*

Analyse angewandten Schnitts $p_{t,0} = 5$ GeV eine systematische Unsicherheit von ±8% für die 2–Jet–Rate.

Der systematische Einfluß der absoluten Kalibration kann zudem direkt aus den gemessenen Daten bestimmt werden. Dazu wird bei der Selektion der 2–Jet–Ereignisse lediglich die Energie der Kalorimeterzellen um diesen Wert variiert. Die Änderung der beobachteten Anzahl der 2–Jet–Ereignisse ergibt dann den resultierenden systematischen Fehler. Im Rahmen dieser Analyse wurden so die in Tabelle 5.9 angegebenen Werte in den Bins in x und Q^2 bestimmt. Da die Werte keine Abhängigkeit von x oder Q^2 zeigen, wird im folgenden ein globaler systematischer Fehler von +9% und -7% verwendet, der im Einklang mit dem zuvor abgeschätzten Wert von ±8% steht.

5.8.2 Der Einfluß der Kalibration des BEMC

Die absolute Kalibration des BEMC für die Messung der Energie des gestreuten Positrons wurde im Rahmen der Analyse zur Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 ermittelt [H1–96a]. Der systematische Fehler der Kalibration wurde zu ± 1% bestimmt.

Aufgrund des Zusammenhangs zwischen dem rekonstruierten Wert von y und der Energie E_e des gestreuten Positrons, vgl. Gleichung 2.12, führen kleine Änderungen der Energie E_e bei kleinen Werten von y zu relativ großen Änderungen von y. Während für jedes Bin in Q^2 immer der gesamte Bereich in y zugänglich ist, beschränken die Bins in x gleichzeitig den zugänglichen Bereich in y, vgl. Abbildung 5.1. Der Einfluß des systematischen Fehlers der Energiekalibration des BEMC bewirkt daher einen kleinen, von Q^2 unabhängigen Fehler in der Rate, zeigt jedoch eine starke Abhängigkeit von x.

Unter Verwendung gemessener Ereignisse wurde der systematische Fehler der 2–Jet–Rate bestimmt, indem die absolute Kalibration des BEMC um ±1% variiert wurde. Für die Bins in Q^2 ergab sich hieraus ein von Q^2 unabhängiger Fehler

	x–Bin					
	1	2	3	4	5	6
systematischer Fehler	±1%	±1%	±2%	±3%	±5%	±9%

Tabelle 5.10: *Einfluß der Variation der absoluten Kalibration des BEMC um ±1% in den Bins in x.*

von ±2%. Für die Bins in x wurden die in Tabelle 5.10 angegebenen systematischen Fehler ermittelt.

5.9 Die Rate von 2–Jet–Ereignissen als Funktion von x bzw. Q^2

Nachdem in den vorhergehenden Abschnitten alle durchgeführten Korrekturen sowie die damit verbundenen systematischen Fehler diskutiert wurden, kann die korrigierte 2–Jet–Rate als Funktion von x bzw. Q^2 ermittelt werden. Bei der Angabe des Vertrauensbereiches muß zwischen drei Arten von Fehlern unterschieden werden:

- Die statistischen Fehler der einzelnen Punkte ergeben sich direkt aus der Anzahl der selektierten Ereignisse sowie den statistischen Fehlern aus der Korrektur des Photoproduktionsuntergrunds und der Effizienz– und Akzeptanzkorrektur.

- Die systematischen Fehler der einzelnen Punkte setzen sich aus den systematischen Fehlern der Effizienz– und Akzeptanzkorrektur, den systematischen Fehlern der zusätzlichen Korrektur C_{add} und den systematischen Fehlern aus der Unsicherheit der absoluten Kalibration des BEMC zusammen. Diese sind für die einzelnen Datenpunkte unabhängig voneinander und werden durch den systematischen Fehler von $C_{\mathrm{Eff/Akz}}$ dominiert.

- Der globale systematische Fehler berücksichtigt die Unsicherheit der absoluten Kalibration des Flüssigargon–Kalorimeters sowie den systematischen Fehler der Korrektur auf Photonabstrahlungen. Eine Änderung dieser Werte beeinflußt alle Punkte gleichermaßen. Der globale systematische Fehler muß daher von den restlichen systematischen Fehlern getrennt betrachtet werden.

Abbildung 5.18 zeigt die korrigierte 2–Jet–Rate als Funktion von x und Q^2. Die inneren Fehlerbalken bezeichnen hierbei den statistischen Fehler. Die äußeren Fehlerbalken umfassen den statistischen und den für jeden Punkt unabhängigen

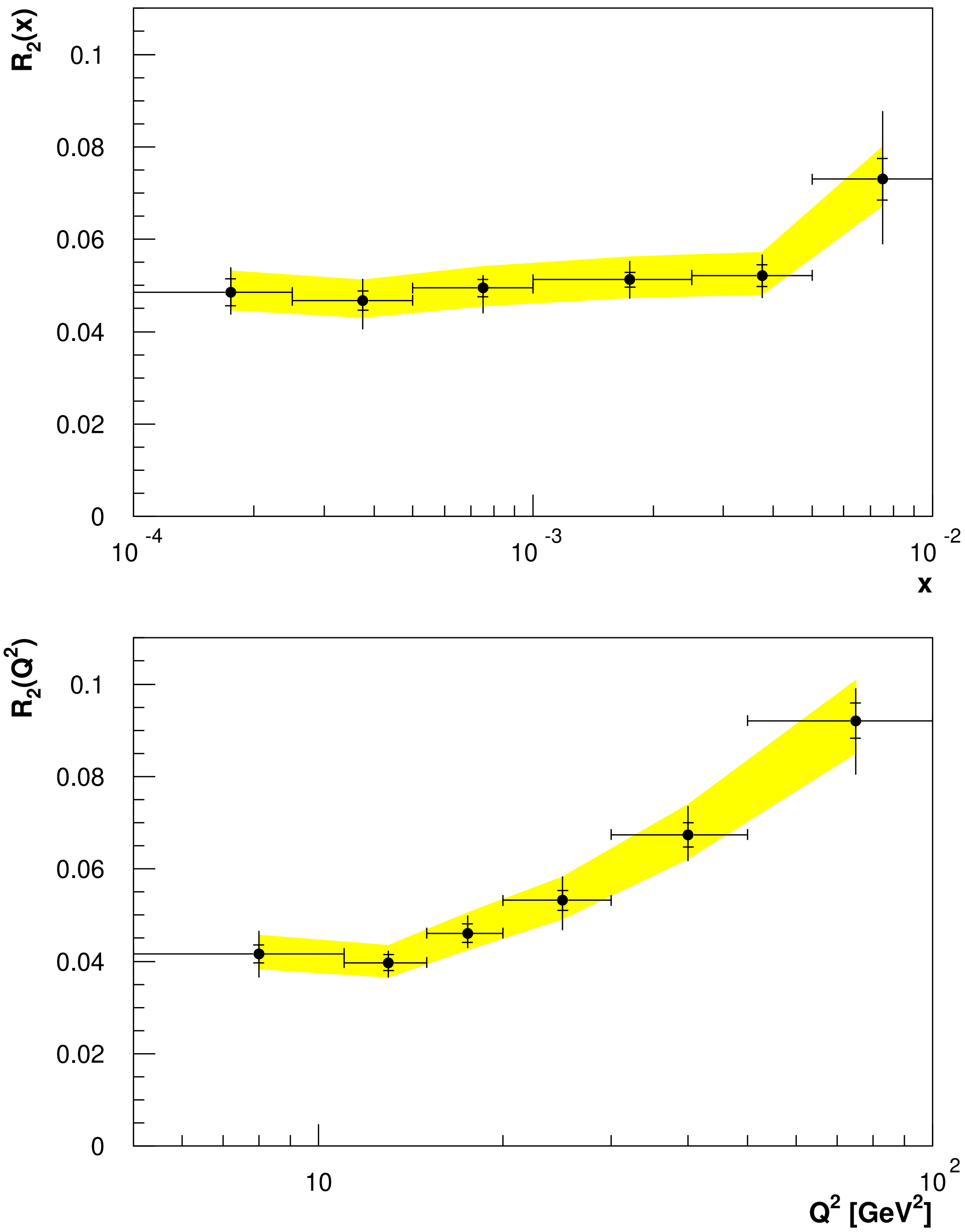

Abbildung 5.18: *Korrigierte 2–Jet–Rate als Funktion von x (oben) und Q^2 (unten). Die inneren Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler der einzelnen Punkte, die äußeren den statistischen und systematischen Fehler quadratisch addiert. Das graue Band veranschaulicht den globalen systematischen Fehler, resultierend aus der Unsicherheit der absoluten Kalibration des Flüssigargon–Kalorimeters und der Unsicherheit bei der Korrektur des Einflusses von Photonabstrahlungen.*

	x–Bin					
	1	2	3	4	5	6
$\mathcal{R}_2$	0,048	0,047	0,049	0,051	0,052	0,073
σ_{stat}	$\pm 0,003$	$\pm 0,002$	$\pm 0,002$	$\pm 0,002$	$\pm 0,002$	$\pm 0,005$
σ_{syst}	$^{+0,005}_{-0,004}$	$^{+0,004}_{-0,006}$	$^{+0,002}_{-0,005}$	$^{+0,004}_{-0,004}$	$^{+0,004}_{-0,004}$	$^{+0,014}_{-0,013}$

	Q^2–Bin					
	1	2	3	4	5	6
$\mathcal{R}_2$	0,042	0,040	0,046	0,053	0,067	0,092
σ_{stat}	$\pm 0,002$	$\pm 0,002$	$\pm 0,002$	$\pm 0,002$	$\pm 0,003$	$\pm 0,004$
σ_{syst}	$^{+0,005}_{-0,005}$	$^{+0,002}_{-0,003}$	$^{+0,003}_{-0,003}$	$^{+0,005}_{-0,006}$	$^{+0,006}_{-0,005}$	$^{+0,007}_{-0,011}$

Tabelle 5.11: *Korrigierte 2–Jet–Rate $\mathcal{R}_2$ in den Bins in x und Q^2 mit statistischen Fehlern σ_{stat} und systematischen Fehlern σ_{syst}. Hinzu kommt der globale systematische Fehler von $^{+10\%}_{-8\%}$, resultierend aus der Unsicherheit der absoluten Kalibration des Flüssigargon–Kalorimeters und der Unsicherheit bei der Korrektur des Einflusses von Photonabstrahlungen.*

systematischen Fehler quadratisch addiert. Das graue Band bezeichnet den globalen systematischen Fehler. Die numerischen Werte für die Rate, die statistischen und systematischen Fehler sind in Tabelle 5.11 gegeben.

Im folgenden soll der qualitative Verlauf der 2–Jet–Rate diskutiert werden. Wie schon in Abschnitt 2.8 angeführt, bedeutet der Schnitt auf die minimale transversale Energie der Jets einen impliziten Schnitt auf die invariante Masse $\sqrt{\hat{s}}$ des 2–Jet–Systems. Nach Gleichung (2.27) besteht eine Beziehung zwischen der Virtualität Q^2 des Photons, der Variablen x_p und $\hat{s}$.

Der Schnitt auf $\hat{s}$ bedeutet daher, daß mit abnehmenden Werten von Q^2 der Wert für $1/x_p$ ansteigen muß, damit ein Ereignis als 2–Jet–Ereignis klassifiziert werden kann. Mit der Definition von $x_p = x/\xi$ bedeutet dies, daß ξ bei festem x für kleine Q^2 große Werte annehmen muß. Betrachtet man die Gleichungen (2.30) und (2.31), so stellt man fest, daß der Ausdruck für die Rate der 2–Jet–Ereignisse einen Faktor $f(\xi, Q^2)/f(x, Q^2)$ enthält. Die Partondichteverteilungen fallen im betrachteten kinematischen Bereich mit wachsenden Werten von x schnell ab. Ein im Vergleich zu x vergrößerter Wert von ξ impliziert daher eine verringerte 2–Jet–Rate. Dies erklärt das Anwachsen der beobachteten 2–Jet–Rate mit Q^2.

Der scheinbar flache Verlauf von $\mathcal{R}_2(x)$ resultiert aus der Korrelation von x und Q^2. Für ein festes Q^2 würde $\mathcal{R}_2(x)$ mit wachsendem x fallen. Für ein festes x würde der Anstieg der 2–Jet–Rate mit Q^2 stärker ausfallen als der beobachtete.

Im nächsten Kapitel wird die beobachtete 2–Jet–Rate mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen bzw. Modellen verglichen.

Kapitel 6

Vergleich mit Vorhersagen

Die am Ende des letzten Kapitels gezeigte, korrigierte 2–Jet–Rate als Funktion der Variablen x bzw. Q^2 wird in diesem Kapitel mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen verglichen. Dazu sollen die in Kapitel 2 diskutierten Ereignisgeneratoren herangezogen und ein Vergleich mit Berechnungen des Matrixelements in nächsthöherer Ordnung durchgeführt werden. Den Abschluß des Kapitels bildet die Analyse des Energieflusses außerhalb der Jets in Richtung des ausgetauschten Photons, die zur Interpretation der Resultate beiträgt.

6.1 Der Vergleich von $\mathcal{R}_2$ mit LEPTO/MEPS

Bei oberflächlicher Betrachtung könnte man annehmen, daß das LEPTO/MEPS–Modell die 2–Jet–Rate beschreibt. Hierfür sprechen die folgenden Punkte:

- Die Forderung nach einem Transversalimpuls von mindestens 5 GeV stellt sicher, daß perturbative Rechnungen möglich sind.
- Das Modell berechnet das exakte Matrixelement für die Produktion von 2–Jet–Ereignissen in der führenden Ordnung in α_s.
- Höhere Ordnungen in α_s werden näherungsweise in Form von Partonschauern berücksichtigt, die auf den DGLAP–Gleichungen beruhen.

Abbildung 6.1 zeigt jedoch, daß LEPTO/MEPS die gemessene 2–Jet–Rate keineswegs reproduziert. Dabei sind die Abweichungen bei kleinen Werten von x bzw. Q^2 am größten. Dort ist die gemessene Rate $\mathcal{R}_2$ nahezu dreimal so hoch wie die von LEPTO/MEPS vorhergesagte. Mit zunehmendem x bzw. Q^2 verringert sich die Differenz auf einen Faktor von etwa 1,5. Der Einfluß der Partondichtefunktionen auf die 2–Jet–Rate wird im nächsten Abschnitt diskutiert, kann aber keinesfalls das Ausmaß der beobachteten Abweichungen erklären.

Eine Ursache für diese zunächst unerwartete Beobachtung insbesondere für die kleinen Werte von x und Q^2 könnte darin liegen, daß das Matrixelement eben nur in führender Ordnung berechnet wird, und die Partonschauer Beiträge höherer Ordnung nur unzureichend approximieren.

In diesem Zusammenhang wurden Berechnungen des Matrixelementes für die 2–Jet–Produktion in der nächsthöheren Ordnung zum Vergleich herangezogen,

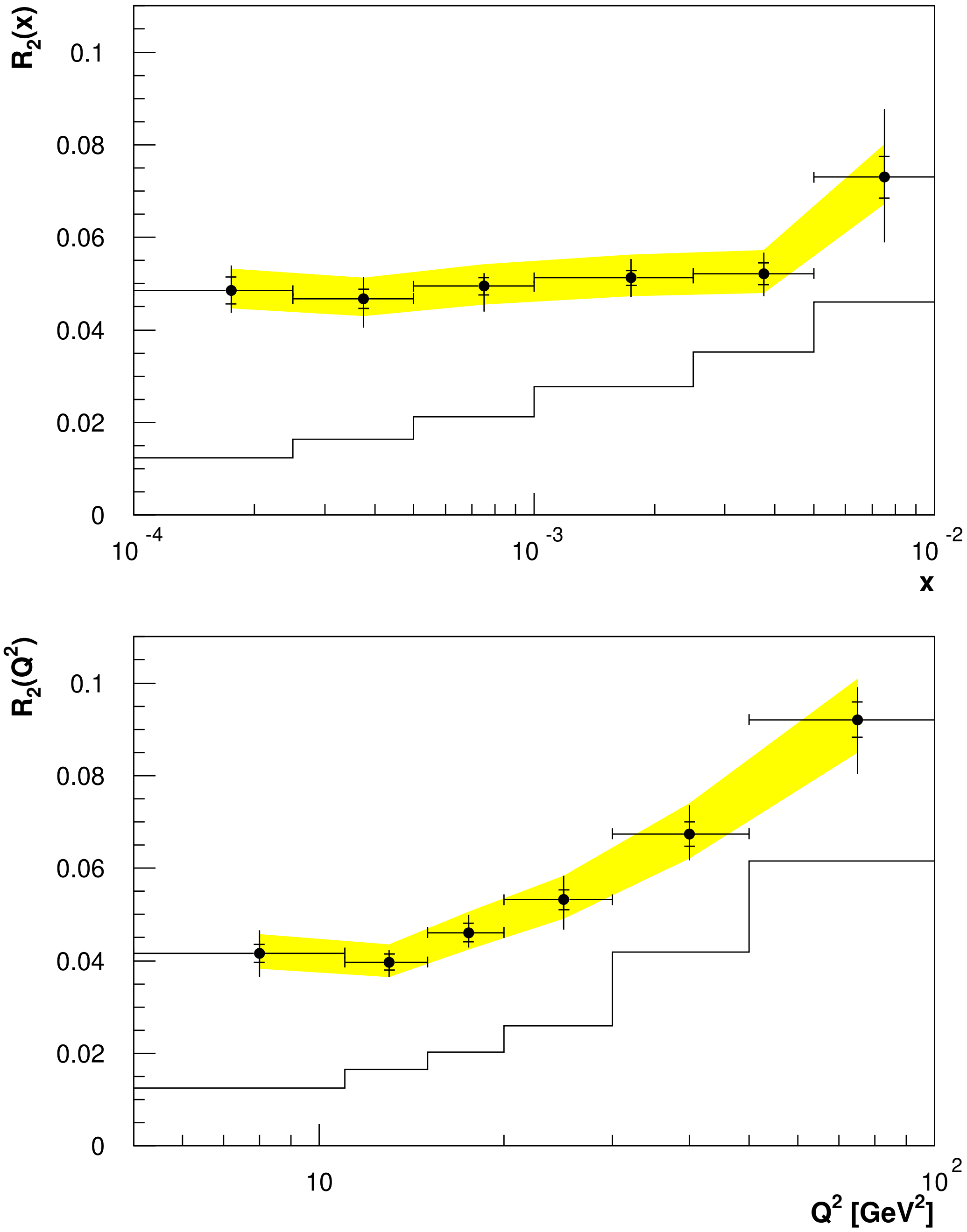

Abbildung 6.1: *Korrigierte 2–Jet–Rate als Funktion von x (oben) und Q^2 (unten) im Vergleich zur Vorhersage von LEPTO/MEPS (durchgezogene Linie). Für die Partondichteverteilungsfunktionen wurde der Satz MRS(H) verwendet [Mar93].*

vgl. Abschnitt 2.10. Die resultierende 2–Jet–Rate wird im folgenden mit der gemessenen verglichen.

6.2 Der Vergleich von $\mathcal{R}_2$ mit Matrixelementrechnungen in nächsthöherer Ordnung in α_s

Mit dem Programm DISENT [Cat96] können die 2–Jet–Raten in nächsthöherer Ordnung (α_s^2) berechnet werden. Dieses Programm berechnet die Rate jedoch nur für Partonen, daher kann das Ergebnis nicht direkt mit der in dieser Analyse bestimmten, auf das Hadron–Niveau korrigierten 2–Jet–Rate verglichen werden.

Da es eine der wesentlichen Anforderungen an Jet–Algorithmen ist, eine Korrelation zwischen den Eigenschaften der Jets und denen der Partonen herzustellen, sollten die Unterschiede zwischen der 2–Jet–Rate auf dem Hadron– und auf dem Parton–Niveau klein sein, vgl. Abschnitt 2.7.

Einen Anhaltspunkt in dieser Frage liefern wieder die Ereignisgeneratoren. Diese bestimmen zunächst ebenfalls einen partonischen Endzustand, den sie dann mittels nichtperturbativer Modelle in Hadronen überführen. Der Übergang zwischen der perturbativen Berechnung des partonischen Endzustands und der Hadronisierung wird dabei durch freie Parameter kontrolliert. Im Falle von LEPTO/MEPS ist dies die minimale Virtualität der Partonen in der Partonkaskade, im Falle des Farbdipolmodells in ARIADNE der minimale Transversalimpuls in den Dipolabstrahlungen.

Ermittelt man nun die 2–Jet–Rate sowohl für den partonischen als auch für den hadronischen Endzustand, so liefert ein Vergleich der Ergebnisse einen Anhaltspunkt für den Einfluß der Hadronisierung.

Abbildung 6.2 zeigt das Verhältnis der auf Parton– und Hadron–Niveau ermittelten 2–Jet–Raten für das LEPTO/MEPS–Modell und ARIADNE. Es ist klar zu erkennen, daß der Einfluß der Hadronisierung auf die 2–Jet–Rate für beide Modelle am größten für kleine Werte von x und Q^2, jedoch immer kleiner als $\approx 25\%$ ist.

Unter Berücksichtigung dieses Wertes ist es sinnvoll, Matrixelementrechnungen zum Vergleich mit den Daten heranzuziehen. Abbildung 6.3 zeigt die gemessene 2–Jet–Rate sowie die Vorhersage der Matrixelementrechnungen mit DISENT in führender und nächsthöherer Ordnung in α_s. Zusätzlich ist die 2–Jet–Rate auf dem Parton–Niveau für LEPTO/MEPS gegeben, die eher mit der Berechnung der führenden Ordnung als der nächsthöheren Ordnung übereinstimmt. Es ist daher fraglich, inwieweit die in LEPTO implementierten Partonschauer höhere Ordnungen bezüglich der hier analysierten Observablen berücksichtigen, vgl. Abschnitt 2.11.1.

Die Rechnung in nächsthöherer Ordnung führt im Vergleich zur führenden Ordnung zu einer erhöhten 2–Jet–Rate für kleine Werte von x und Q^2 und zu ei-

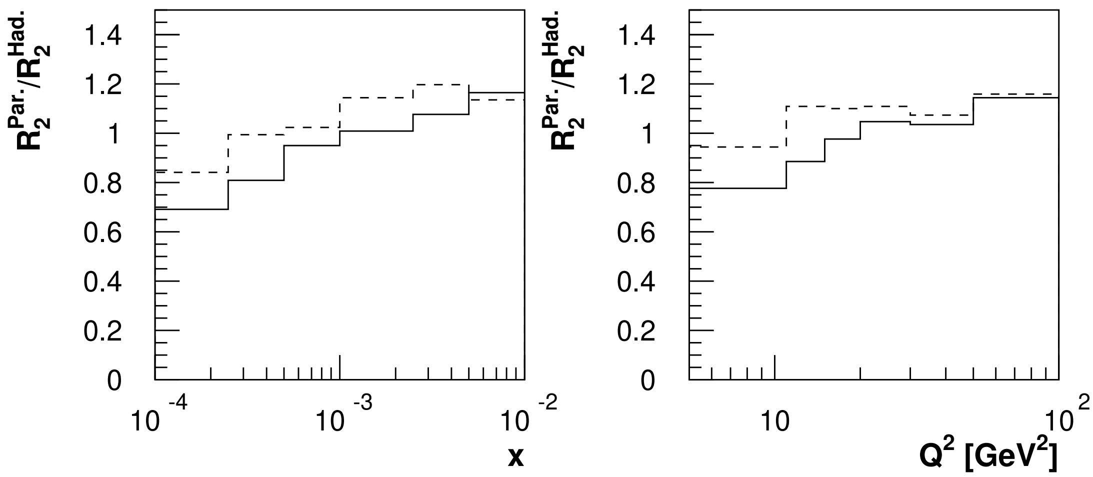

Abbildung 6.2: *Verhältnis der 2–Jet–Raten auf Parton– und Hadron–Niveau für die Bins in x (links) und Q^2 (rechts). Die beiden Histogramme zeigen Simulationen mit LEPTO/MEPS (durchgezogen) und ARIADNE (gestrichelt).*

ner verringerten Rate für große Werte. Die Unterschiede zwischen führender und nächsthöherer Ordnung sind jedoch klein im Vergleich zur beobachteten Diskrepanz zwischen der gemessenen 2–Jet–Rate und der Vorhersage. Mit dem zuvor gezeigten, vergleichsweise geringen Einfluß der Hadronisierung ergibt sich, daß auch die Vorhersagen der Matrixelementrechnungen in nächsthöherer Ordnung nicht annähernd die gemessene 2–Jet–Rate beschreiben.

In diesem Zusammenhang wurde der Einfluß der Partondichteverteilungsfunktionen auf die 2–Jet–Rate untersucht. Verwendet man anstelle des Satzes MRS(H) [Mar93] den ebenfalls die Protonstrukturfunktion F_2 bei HERA gut beschreibenden Satz GRV 94 HO [Glü95], so erhöht sich die 2–Jet–Rate um weniger als 10%. Am größten ist der Einfluß in den Bins für die kleinsten Werte von x und Q^2.

Die von der CTEQ–Kollaboration ermittelten Sätze CTEQ4M und CTEQ4HJ [Lai97] ergeben gegenüber MRS(H) verringerte 2–Jet–Raten, die in Abbildung 6.3 der Übersichtlichkeit wegen nicht gezeigt sind. Dabei beträgt der Unterschied in den Bins der kleinsten x und Q^2 etwa 5% und wächst mit zunehmenden x und Q^2 bis auf 25%.

Der Unterschied zwischen den beiden Sätzen CTEQ4M und CTEQ4HJ ist stets kleiner als 5%, wobei die Rate mit CTEQ4HJ höher ist. Der Satz CTEQ4M ist die Standardanpassung der CTEQ–Kollaboration an Daten aus tiefinelastischen Streuexperimenten und Drell–Yan–Prozessen. Neuere Messungen der CDF–Kollaboration [CDF96] zeigen einen Überschuß an Ereignissen mit einem Jet mit hohem Transversalimpuls gegenüber theoretischen Vorhersagen. Daher wurde in dem Satz CTEQ4HJ ausgelotet, inwieweit durch eine Variation der Gluondichte bei hohen Werten von x dieser Überschuß erklärt werden kann, ohne die generel-

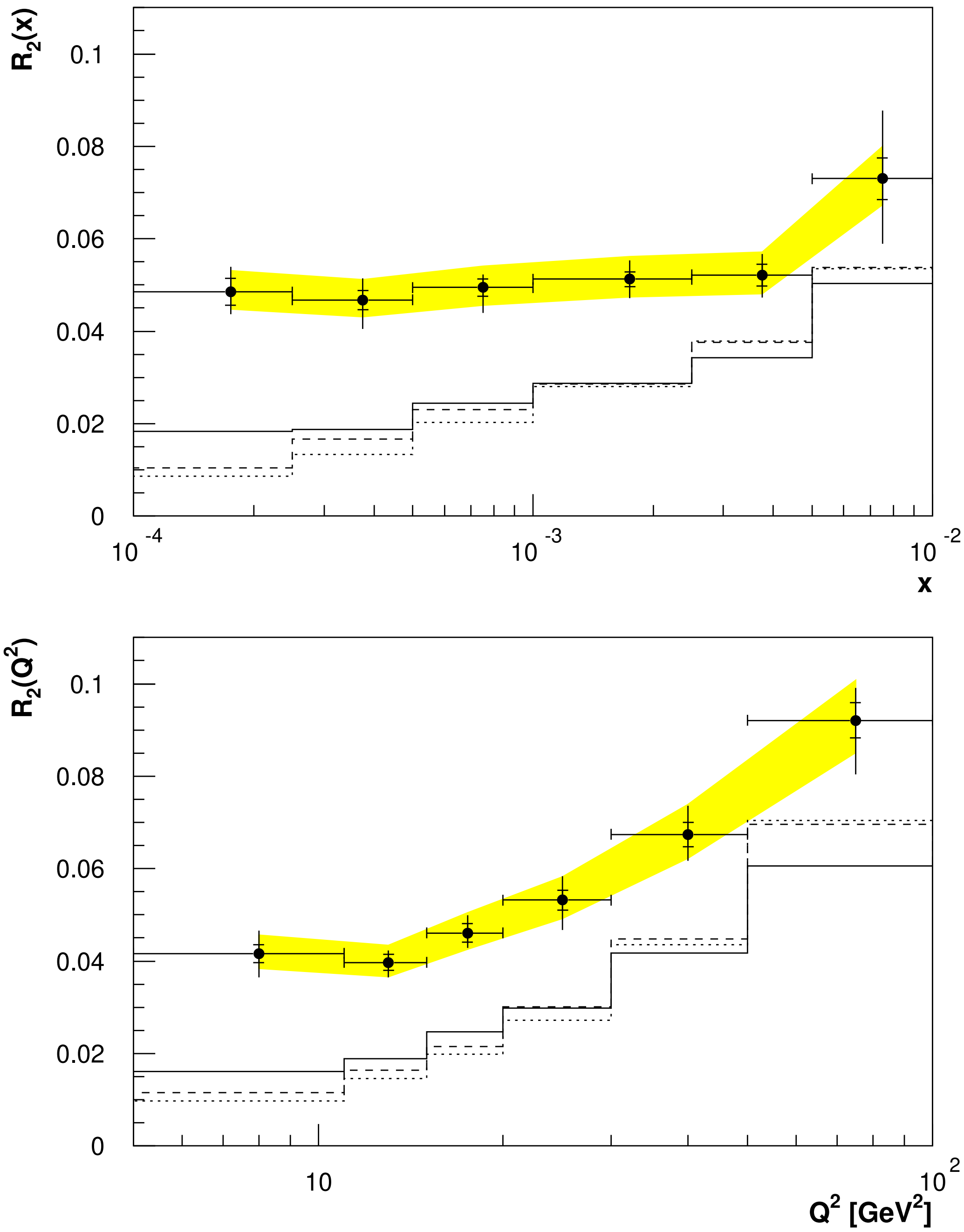

Abbildung 6.3: *Korrigierte 2–Jet–Rate als Funktion von x (oben) und Q^2 (unten) im Vergleich zu Vorhersagen von Matrixelementrechnungen mit DISENT in führender (gestrichelte Linie) und nächsthöherer (durchgezogene Linie) Ordnung in α_s. Die punktierte Linie zeigt $\mathcal{R}_2$ auf dem Parton–Niveau für LEPTO/MEPS. Für alle Rechnungen wurden die Partondichteverteilungsfunktionen MRS(H) verwendet [Mar93].*

le Beschreibung aller anderen Daten zu stören. Es zeigt sich, daß die Messungen der CDF–Kollaboration durch diesen Satz von Partondichteverteilungsfunktionen reproduziert werden können.

Insgesamt kann die beobachtete Diskrepanz zwischen der in der vorliegenden Analyse ermittelten 2–Jet–Rate und den theoretischen Vorhersagen durch Matrixelementrechnungen in nächsthöherer Ordnung in α_s auch nicht durch eine Variation der Partondichteverteilungsfunktionen erklärt werden.

6.3 Der Vergleich von $\mathcal{R}_2$ mit HERWIG

Bereits im Abschnitt 2.9 wurde diskutiert, daß in 2–Jet–Ereignissen im untersuchten Bereich in Q^2 durch den Transversalimpuls der Jets eine zweite harte Skala vorliegt. Dies kann dazu führen, daß das ausgetauschte Photon nicht als punktförmiges Teilchen in die harte Wechselwirkung eingeht, sondern die Struktur des Photons aufgelöst wird. Prozesse dieser Art werden weder im LEPTO/MEPS–Modell noch in den Matrixelementrechnungen nächsthöherer Ordnung berücksichtigt. Es stellt sich daher die Frage, ob die beobachtete Diskrepanz zwischen der gemessenen und der z.B. von LEPTO/MEPS vorhergesagten 2–Jet–Rate hierdurch erklärt werden kann.

Der Ereignisgenerator HERWIG ermöglicht die Generierung solcher Ereignisse, die auch „aufgelöste“ Ereignisse genannt werden, wobei die Strukturfunktion des virtuellen Photons in naiver Weise aus der Strukturfunktion reeller Photonen abgeleitet wird, vgl. Abschnitt 2.9. Mit dem dabei eingeführten Parameter ω kann die 2–Jet–Rate aus „aufgelösten“ Ereignissen variiert werden. Hier wurde der Wert $\omega = 1\ \mathrm{GeV}^2$ gewählt, der bei niedrigeren Werten von Q^2 eine gute Beschreibung des Wirkungsquerschnitts für Ereignisse mit einem Jet liefert [H1–97c].

Bei der Generation dieser Ereignisse gibt es daneben die Option, die mögliche Wechselwirkung des Protonrests mit dem Photonrest zu simulieren, die als “Soft Underlying Event” (SUE) bezeichnet wird. Diese führt zu einem zusätzlichen Energiefluß und hat daher einen Einfluß auf die Jet–Rate. Untersuchungen von Ereignissen, bei denen ein quasireelles Photon ausgetauscht wird, haben gezeigt, daß der Energiefluß in Jet–Ereignissen ohne diese zusätzliche Wechselwirkung nicht beschrieben werden kann [Erd96].

Bei der hier gezeigten 2–Jet–Rate wurde bei einem Viertel der Ereignisse eine solche zusätzliche Wechselwirkung generiert. Zusätzlich wurde untersucht, wie empfindlich die vorhergesagte Rate auf die Option SUE reagiert. Dazu wurden die beiden Extrema betrachtet, in keinem bzw. in allen Ereignissen ein SUE zu generieren. Im ersten Fall verringert sich die vorhergesagte Jet–Rate aus „aufgelösten“ Ereignissen um etwa 30%, im letzteren erhöht sie sich um etwa 25%.

Außerdem ist das Programm HERWIG ebenso wie LEPTO/MEPS in der Lage, sogenannte „direkte“ Ereignisse zu generieren, bei denen das Photon nur punktförmig wechselwirkt. In diesem Fall sollte die resultierende 2–Jet–Rate mit der von LEPTO/MEPS vergleichbar sein, da beiden Programme hierbei dasselbe Modell zugrunde liegt.

Abbildung 6.4 zeigt die Resultate der verschiedenen HERWIG–Vorhersagen. Als erstes stellt man im Vergleich zu Abbildung 6.1 fest, daß die Vorhersagen von LEPTO/MEPS und den „direkten“ Ereignissen von HERWIG wider Erwarten keineswegs übereinstimmen. Die von HERWIG erzeugte Rate ist dabei unabhängig von x und Q^2 um etwa 30% geringer als die von LEPTO/MEPS und zeigt daher eine noch größere Abweichung von der gemessenen 2–Jet–Rate.

Die Vorhersage der 2–Jet–Rate für „aufgelöste“ Ereignisse liefert für das Bin mit den kleinsten Werten von Q^2 eine Rate, die etwas größer als die der „direkten“ Ereignisse ist. Die Rate verringert sich mit Q^2, wie man es aus der Unterdrückung der Photonstruktur mit zunehmender Virtualität des Photons erwartet.

Obwohl die absolute Höhe der Rate auch durch das HERWIG–Programm nicht beschrieben wird, führt der Anteil der „aufgelösten“ Ereignisse bei kleinen Werten von x bzw. Q^2 dazu, daß zumindest die Form der funktionalen Abhängigkeit der 2–Jet–Rate von x und Q^2 besser beschrieben werden kann.

6.4 Der Vergleich von $\mathcal{R}_2$ mit ARIADNE

Während die zuvor diskutierten Modelle zumindest für die „direkte“ Wechselwirkung auf aus der perturbativen QCD abgeleiteten Näherungen beruhen, enthält das Farbdipolmodell phänomenologisch motivierte Komponenten. Hiermit sind insbesondere die aus der Ausgedehntheit des Protonrests und des Photons resultierenden Faktoren in den Gleichungen (2.39) und (2.40) gemeint. Die damit eingeführten zusätzlichen freien Parameter ermöglichen im Prinzip die Anpassung des Modells an die gemessenen Daten, so daß die Vorhersagekraft eingeschränkt ist.

Abbildung 6.5 zeigt den Vergleich der gemessenen 2–Jet–Rate mit zwei Vorhersagen von ARIADNE. Die durchgezogene Linie zeigt dabei die Vorhersage für die Standardwerte der Parameter $\alpha_p = 1,0$ und $\alpha_q = 1,0$. Es ergibt sich eine exzellente Beschreibung der gemessenen Rate.

Im Rahmen des HERA–Workshop “Future Physics at HERA” wurde studiert, inwieweit eine Verbesserung der Beschreibung anderer Observablen durch eine Variation der Parameter der Ereignisgeneratoren erreicht werden kann [Bro96]. Hierbei wurden die folgenden Observablen untersucht:

- der transversale Energiefluß als Funktion der Pseudorapidität im hadronischen Schwerpunktsystem,
- der skalierte Longitudinalimpuls $x_F = 2P_z/W$ der Teilchen im hadronischen Schwerpunktsystem bei festen Werten der invarianten Masse W,
- der skalierte Impuls $x_P = 2P/Q$ der Teilchen im Breit–System,

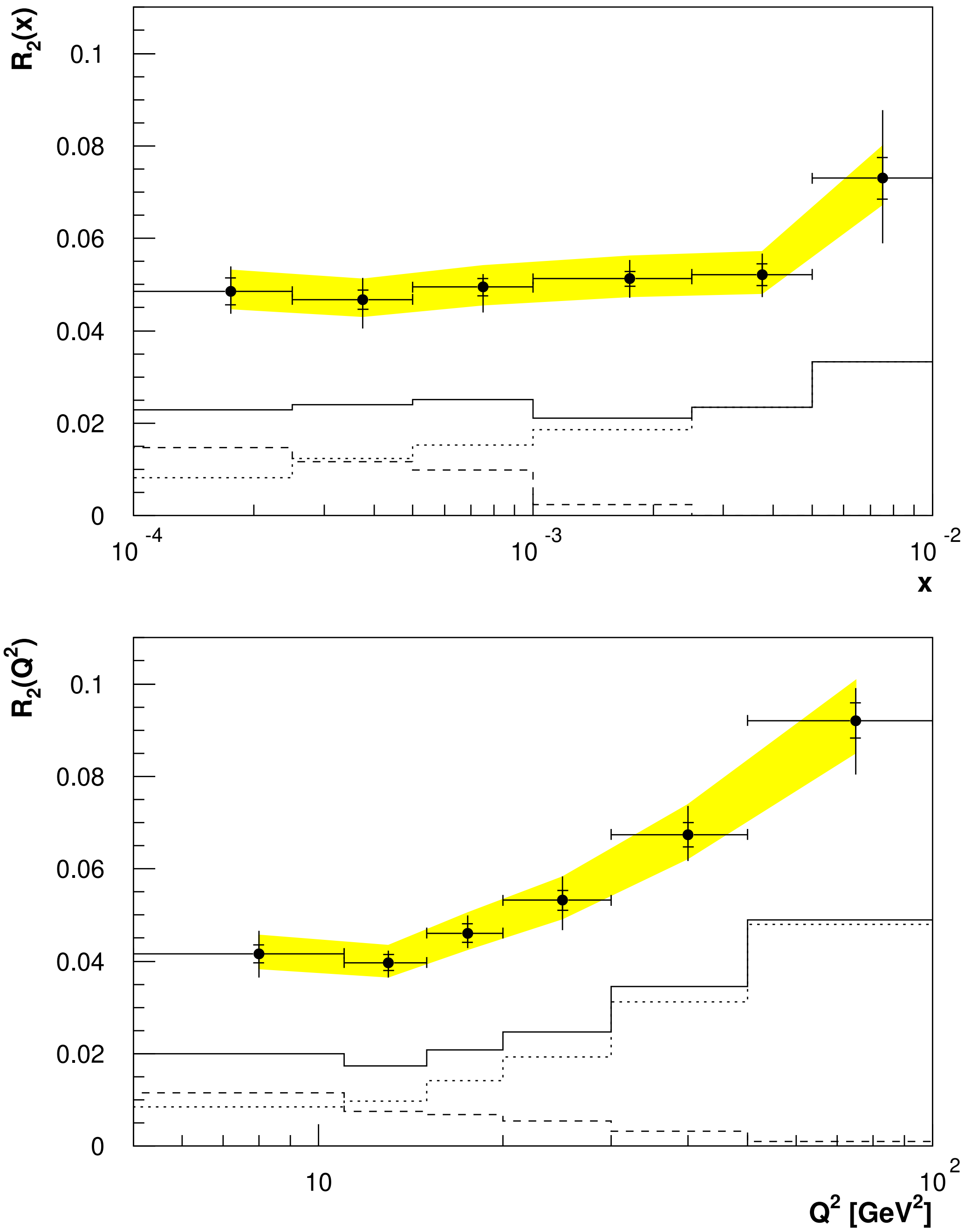

Abbildung 6.4: *Korrigierte 2–Jet–Rate als Funktion von x (oben) und Q^2 (unten) im Vergleich zu Vorhersagen von HERWIG. Die gestrichelte Linie zeigt die Rate aus „aufgelösten" Ereignissen, die punktierte Linie die Rate aus „direkten". Die durchgezogene Linie zeigt die resultierende 2–Jet–Rate.*

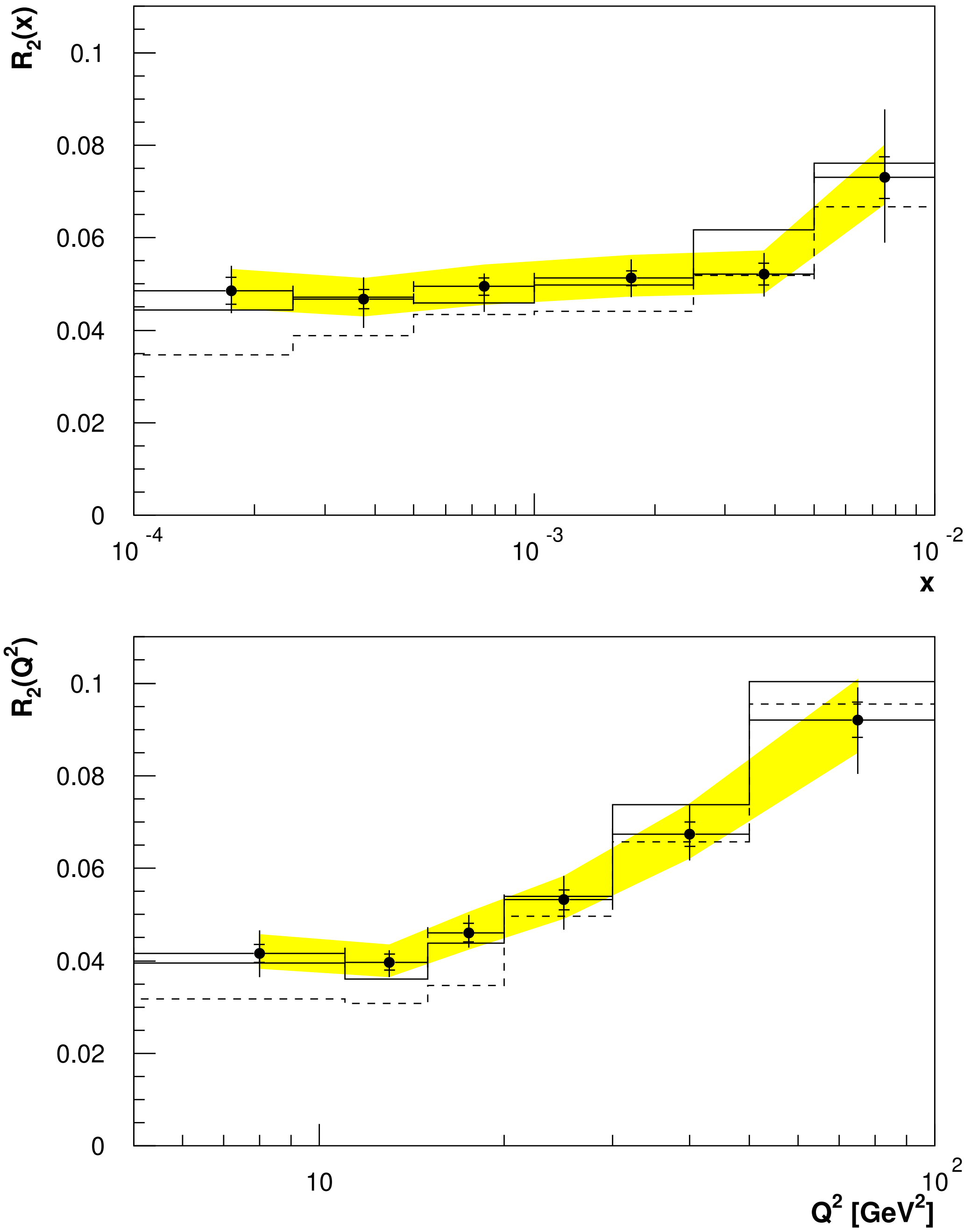

Abbildung 6.5: *Korrigierte 2–Jet–Rate als Funktion von x (oben) und Q^2 (unten) im Vergleich zu Vorhersagen von ARIADNE. Für die Partondichteverteilungsfunktionen wurde der Satz MRS(H) verwendet [Mar93]. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage für die Standardwerte der Parameter $\alpha_p = 1,0$ und $\alpha_q = 1,0$, die gestrichelte Linie für die Parameter $\alpha_p = 1,5$ und $\alpha_q = 0,5$.*

- der Transversalimpuls der Teilchen im hadronischen Schwerpunktsystem,
- der Mittelwert des Quadrats des Transversalimpulses der Teilchen in Abhängigkeit von x_F im hadronischen Schwerpunktsystem.

Gegenüber den Standardparametern ergab sich eine insgesamt bessere Beschreibung der untersuchten Observablen durch die Änderung der Parameter $\alpha_p = 1,5$ und $\alpha_q = 0,5$. Die in dieser Analyse bestimmte 2–Jet–Rate ist nicht in diese Optimierung eingeflossen und es zeigt sich, daß die Änderung der Parameter zu einer Verringerung der 2–Jet–Rate führt. Dies wird insbesondere durch die stärkere Unterdrückung der Dipolstrahlung durch den Parameter α_p bewirkt. Die hier vorliegende Analyse bevorzugt den Standardparametersatz.

An dieser Stelle soll darauf hingewiesen werden, daß nicht zu erwarten ist, daß ARIADNE die 2–Jet–Rate für andere Schnitte im Transversalimpuls der Jets gleichermaßen gut beschreibt. Schon in Abschnitt 5.6.7 wurde gezeigt, daß das von ARIADNE generierte Transversalimpulsspektrum einen geringfügig flacheren Verlauf zeigt als das der gemessenen Ereignisse. Dies bedeutet, daß ARIADNE bei höheren Schnitten im Transversalimpuls eine höhere und bei niedrigeren Schnitten eine niedrigere 2–Jet–Rate generieren wird. Daher wird der optimale Parametersatz α_p, α_q vom gewählten Schnitt auf den Transversalimpuls der Jets abhängen.

6.5 Der Anteil „aufgelöster“ Ereignisse aus analytischen Rechnungen

Neben dem in HERWIG angewandten Modell von Drees und Godbole, vgl. Abschnitt 2.9, existieren weitere, komplexere Vorhersagen für die Partondichteverteilungsfunktionen virtueller Photonen [Glü95-b, Schu95]. In einer jüngeren Veröffentlichung von Glück, Reya und Stratmann [Glü96] wird auf dieser Grundlage untersucht, zu welchem Anteil Ereignisse, in denen das Photon „aufgelöst“ wird, zur Jet–Produktion beitragen. Hierbei wird das Verhältnis $\left(\frac{\text{res}}{\text{dir}}\right)^{\text{jet}}$ der Wirkungsquerschnitte für die Produktion eines Jets mit hohem Transversalimpuls für „aufgelöste“ und „direkte“ Ereignisse in Abhängigkeit von der Virtualität des Photons Q^2, dem Transversalimpuls des Jets P_T, seiner Pseudorapidität η_{lab} im Laborsystem und von y bestimmt.

$$\left(\frac{\text{res}}{\text{dir}}\right)^{\text{jet}} \equiv \frac{d\sigma^{\text{jet}}_{\text{res}}(Q^2; P_T, y, \eta_{\text{lab}})}{d\sigma^{\text{jet}}_{\text{dir}}(Q^2; P_T, y, \eta_{\text{lab}})} \tag{6.1}$$

Dabei kann die diesem Wirkungsquerschnitt zugrundeliegende Forderung nach der Produktion eines Jets im Laborsystem näherungsweise mit der in der vorliegenden Analyse angewandten Forderung nach zwei Jets im hadronischen Schwerpunktsystem gleichgesetzt werden, da dort der Transversalimpuls des einen Jets

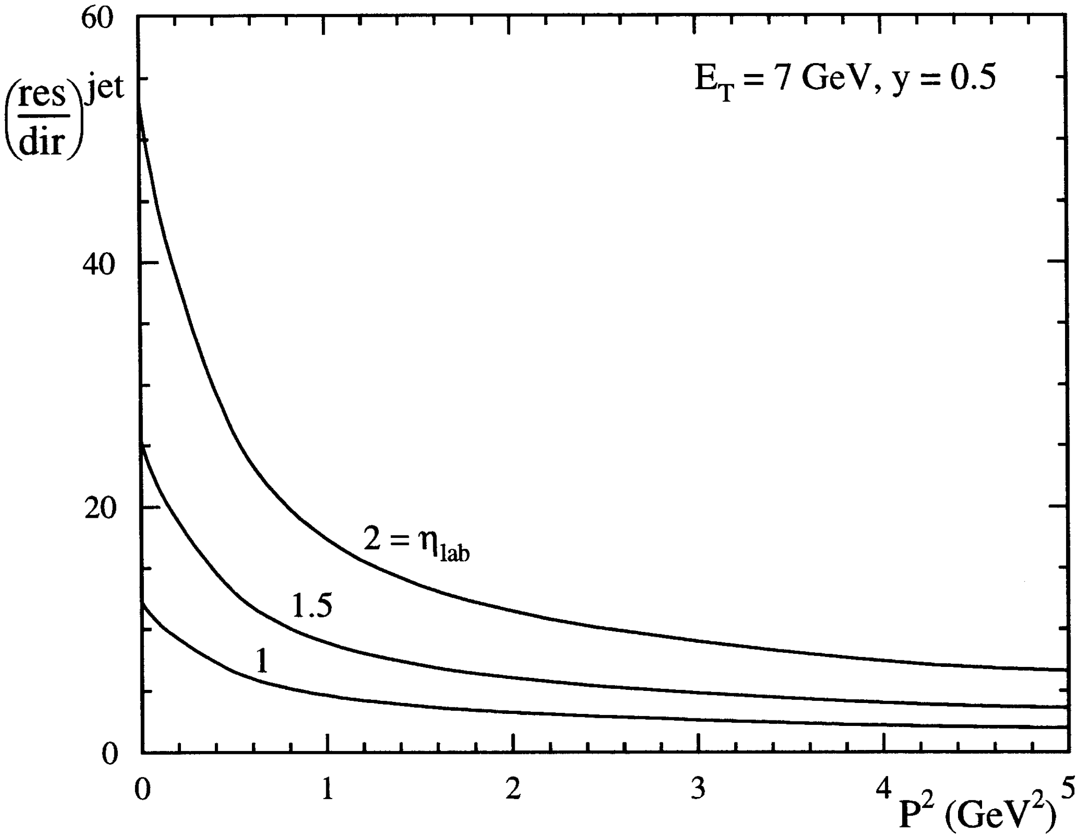

Abbildung 6.6: *Verhältnis der Wirkungsquerschnitte inklusiver Jet–Produktion für „aufgelöste“ und „direkte“ Ereignisse in Abhängigkeit von der Virtualität des Photons, entnommen aus [Glü96]. P^2 ist hier die Virtualität des Photons, die ansonsten mit Q^2 bezeichnet ist.*

stets durch einen zweiten kompensiert wird. Dies ist zumindest für den Bereich kleiner Virtualitäten des Photons richtig, da der Transversalimpuls des gestreuten Positrons im Laborsystem dann ebenfalls klein ist.

Die von Glück, Reya und Stratmann angegebenen Resultate sind gültig für $Q^2 \lesssim 0{,}1 \cdot P_T^2$, daher sind die Berechnungen für die hier vorliegenden Transversalimpulse auf den Bereich $Q^2 < 5$ GeV^2 beschränkt. Abbildung 6.6 zeigt das Resultat für verschiedene Werte von η_{lab}.

Die mittlere Pseudorapidität der in dieser Analyse gemessenen Jets im Laborsystem liegt bei ≈ 1, der mittlere Transversalimpuls der Jets bei $\approx 7{,}5$ GeV, so daß die untere der drei Kurven einen Anhaltspunkt für den zu erwartenden Anteil „aufgelöster“ Ereignisse gibt. Für $Q^2 = 5$ GeV^2 entnimmt man der Abbildung ein Verhältnis von ≈ 2, so daß bei der vorliegenden Analyse zumindest im Bin für die kleinsten Werte von Q^2 nach dieser Berechnung ein erheblicher Anteil

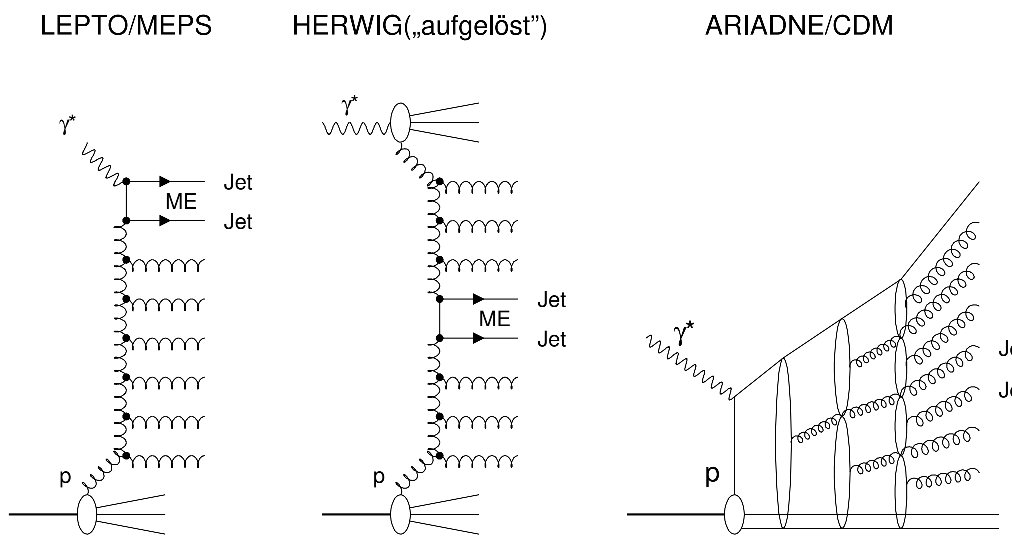

Abbildung 6.7: *Schematische Abbildung des partonischen Endzustands der verschiedenen Modelle*

„aufgelöster" Ereignisse erwartet werden muß.

6.6 Der Energiefluß in der Photonfragmentationsregion

Zur Klärung der Frage, ob die beobachtete Diskrepanz zwischen der gemessenen 2–Jet–Rate und den Vorhersagen von LEPTO/MEPS bzw. der Matrixelementrechnungen auf die zusätzlichen Ereignisse, bei denen das Photon „aufgelöst" wird, zurückgeführt werden kann, wird in diesem Abschnitt der Energiefluß außerhalb der Jets untersucht.

Abbildung 6.7 zeigt in schematischer Weise den partonischen Endzustand der einzelnen Modelle. Während der Endzustand sich bei LEPTO/MEPS und HERWIG durch Leiterdiagramme darstellen läßt, ist für ARIADNE die sukzessive Abstrahlung der Gluonen von den Farbdipolen angedeutet.

Bei LEPTO/MEPS sind die Gluonen in der Leiter bezüglich ihres Transversalimpulses geordnet, beginnend mit dem niedrigsten Transversalimpuls in der Nähe des Protons. Die beiden geforderten Jets werden deshalb vorzugsweise von den Partonen am oberen Ende der Leiter gebildet. In der Richtung des einlaufenden Photons, der sogenannten Photonfragmentationsregion, sollte daher kein oder nur geringer Energiefluß außerhalb der Jets nachgewiesen werden.

Bei den „aufgelösten" Ereignissen des HERWIG–Generators existieren aufgrund der Struktur des Photons zwei solche Leitern, wobei jede einzelne hinsichtlich der Transversalimpulse zum harten Streuprozeß hin geordnet ist. Daher werden hier die beiden geforderten Jets typischerweise durch die beiden Partonen des harten Streuprozesses erzeugt. Die Abstrahlungen in der vom „aufgelösten" Photon ausgehenden Leiter führen zu einem zusätzlichen Energiefluß außerhalb der Jets in der Photonfragmentationsregion.

Für das Farbdipolmodell ergibt sich ein ähnliches Bild. Da die abgestrahlten Partonen keiner Ordnung im Transversalimpuls unterliegen, wird es Ereignisse geben, bei denen die beiden geforderten Jets ebenfalls durch Partonen aus der Mitte des Diagramms gebildet werden. Auch hier erwartet man dann hadronische Aktivität in der Richtung des einlaufenden Photons außerhalb der Jets. Diese Ereignisse besitzen die gleiche Topologie wie Ereignisse mit „aufgelösten" Photonen. Daß ARIADNE eine solche Komponente enthält, wurde bereits in Abschnitt 2.11.2 diskutiert.

Eine Observable, die auf Energiefluß in der Photonfragmentationsregion sensitiv ist, ist die Größe

$$x_\gamma = \frac{\sum\limits^{\text{Jets}}(E_i - p_{z,i})}{\sum\limits^{\text{Had}}(E_i - p_{z,i})}. \tag{6.2}$$

Hierbei bedeutet $\sum\limits^{\text{Had}}$ die Summe über den gesamten hadronischen Endzustand. Im Partonmodell kann im Falle reeller Photonen x_γ analog zur Skalenvariable x interpretiert werden, d.h. x_γ ist der Impulsbruchteil des Photons, der von dem Parton getragen wird, das an der harten Wechselwirkung teilnimmt. Für „direkte" Ereignisse sollten die Werte für x_γ in der Nähe von 1 liegen, für „aufgelöste" Ereignisse bei kleinen Werten.

Da der Anteil der „aufgelösten" Ereignisse an allen 2–Jet–Ereignissen mit wachsendem Q^2 stark abnimmt, muß die x_γ–Verteilung eine Abhängigkeit von Q^2 zeigen. Die Verteilung sollte mit abnehmendem Q^2 einen erhöhten Anteil von Ereignissen mit kleinem x_γ aufweisen. Hierzu wurde der analysierte Q^2–Bereich in drei Teile aufgespalten, wobei jeweils zwei der in Abschnitt 5.1 definierten Bins in Q^2 zusammengefaßt wurden.

Das obere Diagramm in Abbildung 6.8 enthält die x_γ–Verteilung in den drei Q^2–Bereichen für gemessene Ereignisse. Gezeigt ist hier die unkorrigierte Verteilung auf dem Detektor–Niveau. Es ist deutlich zu erkennen, daß der Anteil der Ereignisse mit kleinen x_γ–Werten mit abnehmendem Q^2 zunimmt. Es ist jedoch zunächst nicht klar, ob dieser Anstieg nicht durch Detektoreinflüsse vorgetäuscht wird.

Ist dies der Fall, dann sollte die gleiche Abhängigkeit der x_γ–Verteilung auch für mit LEPTO/MEPS generierte Ereignisse beobachtet werden, obwohl hierbei keine „aufgelösten" Ereignisse produziert werden. Das untere Diagramm der Abbildung 6.8 zeigt hierzu die x_γ–Verteilung für LEPTO/MEPS. Da hier jedoch

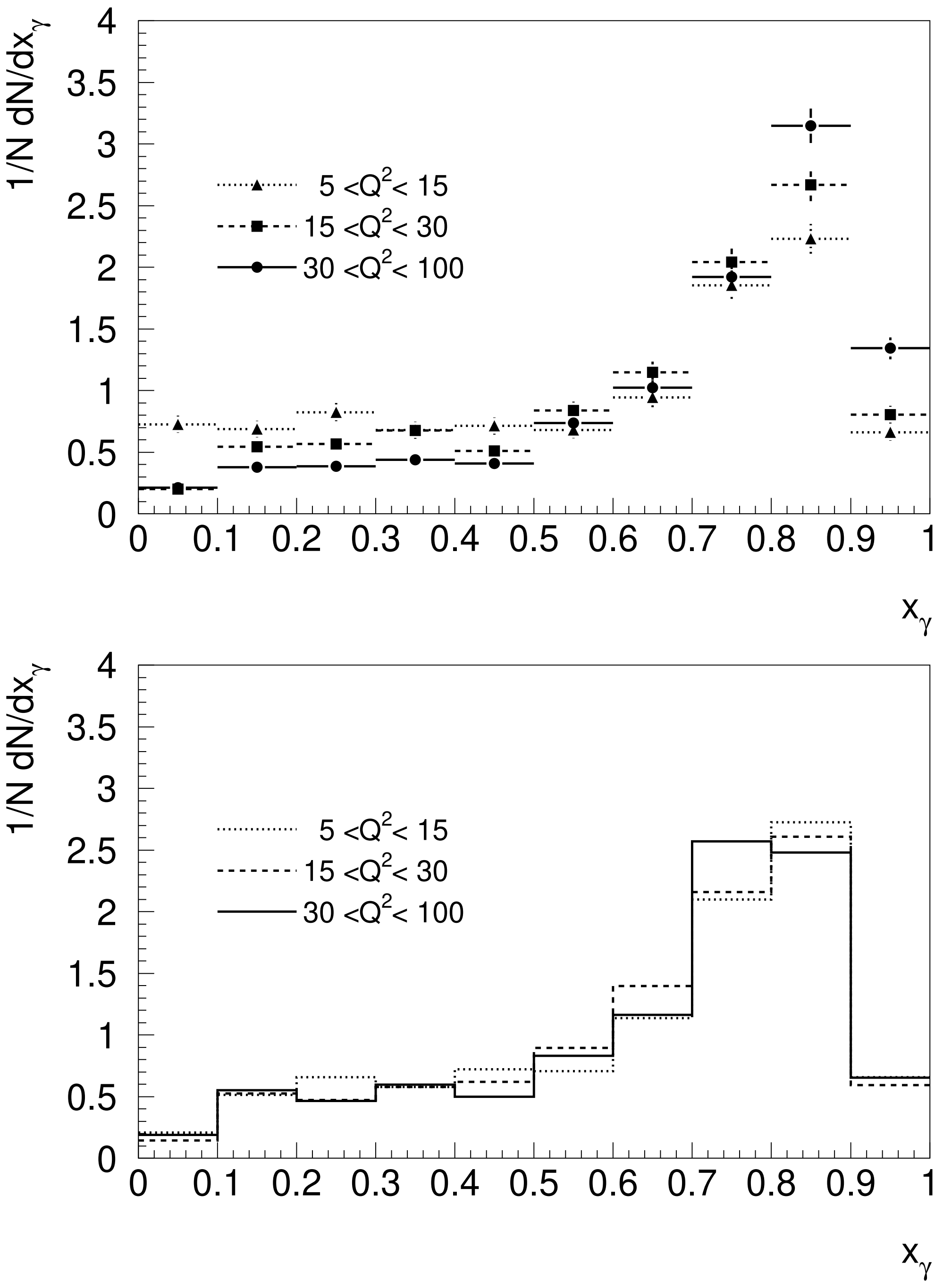

Abbildung 6.8: *Verteilungen der Größe x_γ für gemessene (oben) und mit LEPTO/MEPS simulierte (unten) 2–Jet–Ereignisse auf dem Detektor–Niveau in drei verschiedenen Bereichen in Q^2.*

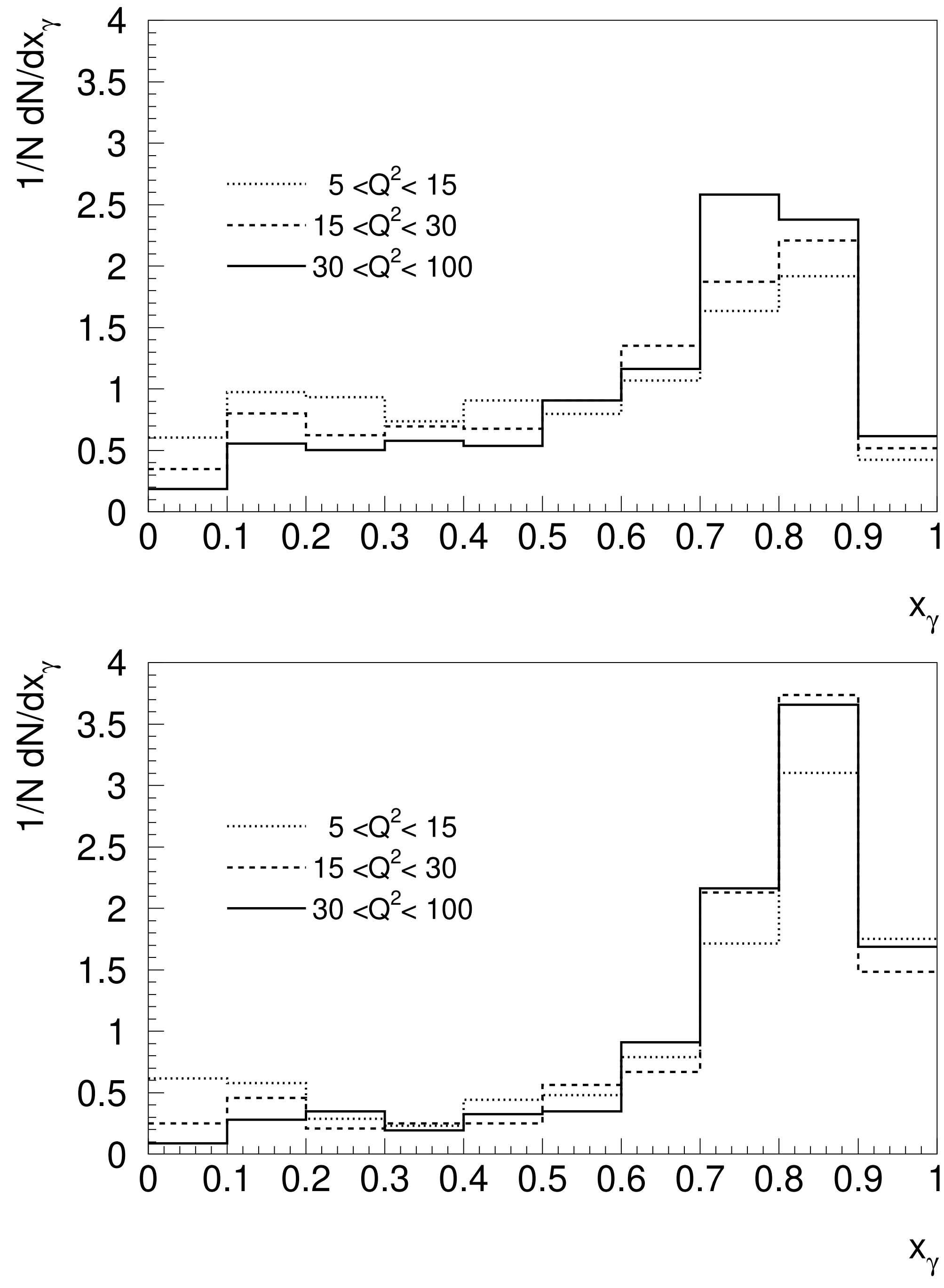

Abbildung 6.9: *Verteilungen der Größe x_γ für simulierte 2–Jet–Ereignisse auf dem Detektor–Niveau in drei verschiedenen Bereichen in Q^2. Die obere Abbildung zeigt die Verteilung für eine Mischung aus „aufgelösten" HERWIG– und LEPTO/MEPS–Ereignissen, die untere für ARIADNE–Ereignisse.*

keine signifikante Änderung der x_γ–Verteilung erkennbar ist, kann ausgeschlossen werden, daß die für gemessene Ereignisse beobachtete Veränderung mit Q^2 allein durch Detektoreinflüsse verursacht wird.

An dieser Stelle ergibt sich die Frage, ob die vergleichsweise geringe Änderung der Verteilung mit Q^2, wie sie für gemessene Ereignisse beobachtet wird, mit dem von HERWIG vorhergesagten hohen Anteil von „aufgelösten“ Ereignissen bei niedrigen Werten von Q^2 verträglich ist. Da keine von HERWIG generierten „direkten“ Ereignisse mit kompletter Simulation der Detektorantwort vorlagen, wurde hierzu eine Mischung von simulierten LEPTO/MEPS– und „aufgelösten“ HERWIG–Ereignissen erstellt. Dabei beträgt der Anteil der „aufgelösten“ Ereignisse in dem Bereich für die niedrigsten Werte von Q^2 etwa 40%, in dem für die mittleren 20% und für die höchsten Werte von Q^2 ungefähr 5%.

Das obere Diagramm in Abbildung 6.9 zeigt die x_γ–Verteilung für diese Mischung. Es ergibt sich ein Verhalten, das dem der Daten entspricht. Ein zusätzlicher 40%–Anteil von „aufgelösten“ Ereignissen führt also tatsächlich nur zu der beobachteten geringen Änderung der x_γ–Verteilung. Hieraus resultiert aber auch, daß nicht die gesamte beobachtete Diskrepanz zwischen der Vorhersage von LEPTO/MEPS und der gemessenen 2–Jet–Rate durch „aufgelöste“ Ereignisse erklärt werden kann. Dies würde zu deutlichen Abweichungen in der x_γ–Verteilung führen.

Für Ereignisse, die mit ARIADNE generiert wurden, sollte die x_γ–Verteilung ebenfalls eine den Daten vergleichbare Abhängigkeit von Q^2 zeigen. Diese Abhängigkeit entsteht dabei durch die in Gleichung (2.40) angegebene Q^2–abhängige Unterdrückung der Dipolstrahlung in der Photonfragmentationsregion. Bei kleinen Werten von Q^2 ist hier die harte Gluonabstrahlung unterdrückt, so daß die Jets vorzugsweise von Partonen erzeugt werden, die sich näher zum Proton befinden. Die weiche Abstrahlung in der Photonfragmentationsregion erzeugt dann den zusätzlichen Energiefluß. Das untere Diagramm in Abbildung 6.9 zeigt die x_γ–Verteilung für mit ARIADNE generierte Ereignisse. Auch hier wächst der Anteil der Ereignisse mit kleinen x_γ–Werten mit abnehmendem Q^2 und zeigt damit ein Verhalten völlig analog zu dem der gemessenen 2–Jet–Ereignisse.

So beschreibt ARIADNE nicht nur die funktionale Abhängigkeit der 2–Jet–Raten von den Variablen x und Q^2 in exzellenter Weise, sondern es werden auch topologische Eigenschaften des hadronischen Endzustands korrekt wiedergegeben.

Insgesamt ergibt sich aus der Untersuchung des Energieflusses in der Photonfragmentationsregion, daß das beobachtete Verhalten des Energieflusses im Einklang mit der Annahme steht, daß bei kleinen Werten von Q^2 „aufgelöste“ Ereignisse einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zur 2–Jet–Rate liefern. Sie können jedoch nicht die gesamte beobachtete Diskrepanz erklären.

Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Analyse ist die Bestimmung der 2–Jet–Rate, d.h. des Verhältnisses aus dem Wirkungsquerschnitt für 2–Jet–Produktion und dem totalen Wirkungsquerschnitt, als Funktion der kinematischen Variablen x bzw. Q^2. Der untersuchte kinematische Bereich erstreckt sich in Q^2 von 5 GeV^2 bis 100 GeV^2 bzw. in x von 10^{-4} bis 10^{-2}. Die 2–Jet–Ereignisse definieren sich durch die Forderung nach genau zwei Jets mit einem Transversalimpuls oberhalb von 5 GeV. Die Identifikation der Jets geschieht unter Anwendung des Konus–Algorithmus mit einem Radius $R = 1,0$. Zusätzlich wird verlangt, daß die Differenz der Pseudorapiditäten $|\Delta\eta^*|$ der beiden Jets Werte $|\Delta\eta^*| < 2$ annimmt.

Die Analyse wurde mit Daten des H1–Experiments durchgeführt, die 1994 während des Betriebs des HERA–Speicherrings mit Positronen und Protonen aufgezeichnet wurden. Der Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von etwa 2 pb^{-1}.

Eine wichtige Untergrundquelle für tiefinelastische Streuereignisse sind die Photoproduktionsereignisse. Die bei der Datenselektion durchgeführten Schnitte wurden dahingehend optimiert, daß bei hoher Selektionswahrscheinlichkeit der Photoproduktionsuntergrund effizient unterdrückt wird. Diese Schnitte bewirken zudem eine nahezu vollständige Unterdrückung von Untergrundereignissen, bei denen Strahlprotonen mit Restgas–Atomen im Strahlrohr wechselwirken. Diese Untergrundquelle kann daher vernachlässigt werden.

Die Jet–Identifikation konnte durch die Verwendung von Spurinformationen zusätzlich zu den Kalorimetersignalen erheblich verbessert werden. Hierdurch wurde erreicht, daß die Effizienz der Jet–Identifikation innerhalb der Detektorakzeptanz nahezu unabhängig vom Ort des Jets ist.

Die Korrektur der 2–Jet–Rate auf Einflüsse der Selektionsschnitte, der Detektorakzeptanz und der Effizienz der Jet–Identifikation wurde mithilfe der Simulation der Detektorantwort durchgeführt. Dabei wurden zwei verschiedene Modelle zur Generierung der Ereignisse herangezogen und die Partondichteverteilungen variiert. Der systematische Fehler dieser Prozedur ergab sich aus den Unterschieden der resultierenden Korrekturfaktoren. Bei der Kontrolle, ob alle relevanten Größen simulierter Ereignisse mit denen gemessener übereinstimmen, zeigte sich die Notwendigkeit einer zusätzlichen Korrektur, die die mangelhafte Beschreibung der Pseudorapiditätsverteilung der Jets berücksichtigt. Der Einfluß harter Photonabstrahlungen von den einlaufenden oder auslaufenden Positronen wurde untersucht und in die Korrektur aufgenommen. Die Höhe der insgesamt resultierenden Korrektur lag zwischen 10% und 30%.

Die Unsicherheit in der Kalibration des hadronischen Kalorimeters des H1–

Detektors führte zu einem globalen systematischen Fehler von +9% bzw. −7%. Er liegt damit in der gleichen Größenordnung wie der systematische Fehler der Effizienz– und Akzeptanzkorrektur, und diese beiden sind die dominanten systematischen Fehlerquellen.

Die so ermittelte 2–Jet–Rate zeigt keine Abhängigkeit von der Variablen x und einen deutlichen Anstieg mit Q^2. Bei der Interpretation des Resultats ist folgendes zu beachten: Bei der überwiegenden Anzahl der tiefinelastischen Ereignisse ist Q^2 die einzige harte Skala und das Photon nimmt als punktförmiges Teilchen an der Wechselwirkung teil („direkte“ Ereignisse). Durch die Forderung nach zwei Jets mit einem minimalen Transversalimpuls liegt jedoch in den 2–Jet–Ereignissen neben Q^2 eine zweite harte Skala vor. Dies kann dazu führen, daß in den 2–Jet–Ereignissen die Struktur des virtuellen Photons „aufgelöst“ wird. Vorhersagen von Glück, Reya und Stratmann [Glü95-b] zeigen zumindest für die niedrigsten untersuchten Werte von Q^2 einen erheblichen Beitrag solcher Ereignisse zur 2–Jet–Rate.

Vorhersagen der Modelle und Matrixelementrechnungen, die eine solche Komponente nicht berücksichtigen (LEPTO, DISENT), zeigen erhebliche Abweichungen von der gemessenen 2–Jet–Rate. Insbesondere im Bereich kleiner Werte von x bzw. Q^2 zeigt die gemessene Rate dreifach erhöhte Werte im Vergleich zu den errechneten. Die Abweichungen reduzieren sich mit wachsendem x bzw. Q^2 auf etwa 30% in den höchsten untersuchten Bereichen.

Auch das HERWIG–Modell, das neben den „direkten“ auch „aufgelöste“ Ereignisse generiert, kann die absolute Höhe der 2–Jet–Rate nicht beschreiben. Die Form der Abhängigkeit von den Variablen x bzw. Q^2 wird hingegen korrekt wiedergegeben. Es zeigte sich auch, daß die 2–Jet–Rate aus „direkten“ Ereignissen im HERWIG–Modell nicht mit den Vorhersagen der Matrixelementrechnungen oder des LEPTO/MEPS–Modells übereinstimmt. Die absolute Normierung im HERWIG–Modell ist daher offensichtlich problematisch.

Einzig das ARIADNE–Modell, das sowohl die Struktur des Protons als auch die des Photons in eher phänomenologischer Weise berücksichtigt, ist in der Lage, die gemessene 2–Jet–Rate in ihrer absoluten Höhe und ihrer funktionalen Abhängigkeit von x bzw. Q^2 wiederzugeben. Hier bleibt die Frage offen, ob das Modell dies lediglich durch sorgfältige Anpassung an Messungen erreicht, oder ob sich aus dem Modell fundamentalere Einsichten ableiten lassen.

Zur Klärung der Frage nach dem Beitrag „aufgelöster“ Ereignisse zur 2–Jet–Rate wurde zusätzlich der Energiefluß in der Photonfragmentationsregion untersucht. Für die gemessenen Ereignisse zeigte sich die unter der Annahme „aufgelöster“ Ereignisse erwartete Abhängigkeit von Q^2, die für die Modelle „direkter“ Ereignisse nicht beobachtet wird. Auch hier zeigt das ARIADNE–Modell ein dem der gemessenen Ereignisse äquivalentes Verhalten, das ebenso durch eine Mischung aus „aufgelösten“ Ereignissen des HERWIG–Modells und „direkten“ reproduziert werden konnte.

Die Präsenz „aufgelöster“ Ereignisse kann jedoch nicht die gesamte beobachtete Diskrepanz zwischen der gemessenen 2–Jet–Rate und den Vorhersagen aus „direkten“ Ereignissen insbesondere bei hohen Werten von x und Q^2 erklären.

Die Analyse der Daten aus dem Jahr 1996 und den folgenden Jahren wird die Bestimmung der 2–Jet–Rate mit höherer Statistik als zweidimensionale Funktion der Variablen x und Q^2 ermöglichen und dann Aufschluß darüber liefern, ob die beobachtete Diskrepanz bei festen Werten von x zu kleinen Werten von Q^2 oder bei festen Werten von Q^2 zu kleinen Werten von x anwächst, oder ob beide Variablen einen Einfluß darauf haben.

Literaturverzeichnis

[Alb69] W. Albrecht et al.,
Contributed paper to the 4th int. symp. on electron and photon interactions, Liverpool (1969); DESY–69–046 (1969)

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

[And83] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand,
Parton fragmentation and string dynamics,
Phys. Rep. 97 (1983) 31

[And89] B. Andersson, G. Gustafson, L. Lönnblad, U. Petterson,
Coherence effects in deep inelastic scattering,
Z. Phys. C 43 (1989) 625

[Ben88] M. Bengtsson, T. Sjöstrand,
Parton showers in leptoproduction events,
Z. Phys. C 37 (1988) 465

[Bet34] H. Bethe, W. Heitler,
Proc. Roy. Soc. A 146 (1934) 83

[Bjø69] J.D. Bjørken, E.A. Paschos,
Inelastic electron–proton and γ–proton scattering and the structure of the nucleon,
Phys. Rev. 185 (1969) 1975

[Blo69] E.D. Bloom et al.,
High energy inelastic ep scattering at $6°$ and $10°$,
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930

[Bro96] N. Brook et al.,
Tuning Monte Carlo event generators to HERA data,
Proceedings of the workshop “Future Physics at HERA”, Volume 1, 613,
ed. G. Ingelmann, A. De Roeck, R. Klanner, DESY (1996)

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

[Cat96] S. Catani, M.H. Seymour,
A general algorithm for calculating jet cross-sections in NLO QCD,
Nucl. Phys. B 485 (1997) 291; hep-ph/9605323

[CDF92] CDF Collaboration, F. Abe et. al.
The topology of three jet events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,
Phys. Rev. D 45 (1992) 72

[CDF96] CDF Collaboration, J. Lamoureux for the collaboration,
Recent results in high e(t) jet production,
Presented at 16th international conference on physics in collision (PIC 96),
Mexico City, Mexico, 19-21 Jun 1996; FERMILAB-CONF-97-017-E

[Cha32] J. Chadwick,
Possible existence of a neutron,
Nature 129 (1932) 312

[Chy96] J. Chýla, J. Cvach,
Virtual photon structure from jet production at HERA,
Proceedings of the workshop "Future Physics at HERA", Volume 1, 545,
ed. G. Ingelmann, A. De Roeck, R. Klanner, DESY (1996); hep–ph/9611385

[Dok77] Y.L. Dokshitzer,
Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e+ e- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics,
Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641

[Dre94] M. Drees, R.M. Godbole,
Virtual photon structure functions and the parton content of the electron,
Phys. Rev. D 50 (1994) 3124

[Ell92] S.D. Ellis, Z. Kunszt, D.E. Soper,
Jets at hadron colliders at order α_s^3: A look inside,
Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3615; hep–ph/9208249

[EMC87] European Muon Collaboration, M. Arneodeo et. al.
Jet production and fragmentation properties in deep inelastic muon scattering,
Z. Phys. C 36 (1987) 527

[Eng95] R. Engel et. al.
Photoproduction within the two component Dual Parton Model,
Z. Phys. C 66 (1995) 203

[FKT91] J.I. Friedman, Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 615;
H.W. Kendall, Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 597;
R.E. Taylor, Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 573

[Fle94] M. Fleischer,
Untersuchung radiativer Ereignisse in der tiefinelastischen *ep*–Streuung mit dem H1–Detektor bei HERA,
Interner Bericht FH1K–94–04, DESY, 1994,
Dissertation, Universität Hamburg, 1994

[Gay96] J. Gayler,
Proceedings of the energy scale working group,
Interner Bericht 5. Feb. 1996, DESY, Hamburg

[Erd96] M. Erdmann,
The partonic structure of the photon: Photoproduction at the lepton–proton collider HERA,
DESY 96–090, Hamburg, 1996

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

[Glü95] M. Glück, E. Reya, A. Vogt,
Dynamical parton distributions of the proton and small x physics,
Z. Phys. C 67 (1995) 433

[Glü95-b] M. Glück, E. Reya, R. Stratmann,
Parton content of virtual photons,
Phys. Rev. D 51 (1995) 3220

[Glü96] M. Glück, E. Reya, M. Stratmann,
Probing the parton densities of virtual photons at ep colliders,
Phys. Rev. D 54 (1996) 5515; hep–ph/9601282

[Gör91] L. Görlich, H.P. Wellisch,
Documentation of the LAr clustering,
Interner Bericht H1-12/91-204, DESY, Hamburg, 1991

[Gri72] V.N. Gribov, L.N. Lipatov,
Deep inelastic ep scattering in perturbation theory,
Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438

[H1–93a] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al.,
Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations,
Nucl. Instr. Meth. A 336 (1993) 499

[H1–94a] H1 Collaboration, I. Abt et al.,
Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA,
Nucl. Phys. B 429 (1994) 477; DESY–94–133

[H1–94b] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al.,
Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons,
Nucl. Instr. Meth. A 350 (1994) 57

[H1–94c] U. Bassler, G. Bernardi,
On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA: the Σ method,
Nucl. Instr. Meth. A 361 (1995) 197; DESY–94–231 (1994)

[H1–96a] H1 Collaboration, S. Aid et al.,
A measurement and QCD analysis of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ at HERA,
Nucl. Phys. B 470 (1996) 3

[H1–96b] H1 BEMC Group, J. Bán et al.,
The H1 backward calorimeter BEMC and its inclusive electron trigger,
Nucl. Instr. Meth. A 372 (1996) 399; DESY–95–177 (1995)

[H1–96c] H1 Collaboration,
Luminosity measurement in the H1 experiment at HERA,
Contributed paper to the International Conference on High Energy Physics, Warsaw 1996; ICHEP96–pa17–026

[H1–97a] H1 Collaboration, I. Abt et al.,
The H1 detector at HERA,
Nucl. Instr. and Meth. A 386 (1997) 310

[H1–97b] H1 Collaboration, I. Abt et al.,
The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA,
Nucl. Instr. and Meth. A 386 (1997) 348

[H1–97c] H1 Collaboration, C. Adloff et al.,
Low Q^2 jet production at HERA and virtual photon structure,
to be published

[HERA–B94] HERA–B Collaboration,
An experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring,
DESY–PRC 94/02, Mai 1994

[HERMES95] M. Düren,
The HERMES experiment: From the design to the first results,
Interner Bericht HERMES-95-02, DESY, Hamburg, 1995

[Hof56] R. Hofstadter,
Electron scattering and nuclear structure,
Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214

[JAD91] JADE Collaboration, N. Magnussen et al.,
A comparison of measured jet cross–sections with QCD calculations for e^+e^-– annihilation,
Z. Phys. C 49 (1991) 29

[Kwi91] A. Kwiatkowski et al.,
HERACLES. An event generator for ep interactions at HERA including radiative processes,
Proceedings of the workshop "Physics at HERA", Volume 3, 1294,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Mar92] G. Marchesini, B.R. Webber, G. Abbiendi, I.G. Knowles, M.H. Seymour and L. Stanco,
HERWIG 5.1 – a MC event generator,
Comp. Phys. Comm. 67 (1992) 465

[Mar93] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling,
MRS parton distributions,
Chilton Rutherford Lab. RAL–93-077, 1993

[Lai97] H. L. Lai et. al.
Improved parton distributions from global analysis of recent deep inelastic scattering and inclusive jet data,
Phys. Rev. D 55 (1997) 1280

[Lön95] L. Lönnblad,
Rapidity gaps and other final state properties in the colour dipole model for deep inelastic scattering,
Z. Phys. C 65 (1995) 285 und darin angegebene Referenzen

[Mir96] E. Mirkes, D. Zeppenfeld,
Jet Production in deep inelastic scattering at HERA,
TTP–9610; hep–ph/9604281, 1996

[Pan94] A. Panitch,
Vertex reconstruction and BPC efficiency determinations for the 1993 structure function analysis,
Interner Bericht H1-08/94-373, DESY, Hamburg, 1991

[PDG96] Particle Data Group, L. Montanet et al.,
Review of particle properties,
Phys. Rev. D 54 (1996) 19

[Rat96] J. Rathsman,
Differences between Monte Carlo models for DIS at small x and the relation to BFKL dynamics,
SLAC-PUB-7344 (1996); hep–ph/9610535

[Rut11] E. Rutherford, Phil. Mag. 21 (1911) 669;
H. Geiger, E. Marsden, Phil. Mag. 25 (1913) 604;
E. Rutherford, Phil. Mag. 37 (1919) 537

[Sch91] G.A. Schuler, H. Spiesberger,
DJANGO – the interface for the event generators HERACLES and LEPTO,
Proceedings of the workshop "Physics at HERA", Volume 3, 1419,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Schu95] G.A. Schuler and T. Sjöstrand,
Low and high mass components of the photon distribution functions,
Z. Phys. C 68 (1995) 607

[Sey94] M.H. Seymour,
Searches for new particles using cone and cluster jet algorithms: A comparative study,
Z. Phys. C 62 (1994) 127

[Sey95] M.H. Seymour,
Jets in QCD,
CERN–TH/95–176; hep–ph/9506421, 1995

[Sjö85] T. Sjöstrand,
A model for initial state parton showers,
Phys. Lett. B 157 (1985) 321

[Sjö93] T. Sjöstrand,
High–energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4,
Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74

[Sno92] J.E. Huth et. al.
Toward a standardization of jet definitions,
Proceedings of the 1990 DPF Summer Study on High Energy Physics, ed. E.L. Berger, World Scientific, Singapur (1992), FERMILAB–Conf–90/249–E

[Web94] B.R. Webber,
Hadronization,
Cavendish–HEP–94/17; hep–ph/9411384 (1994)

[Wel90] H.P. Wellisch,
Untersuchung von Wichtungsmethoden zur Optimierung der Energieauflösung von Hadronen in einem Flüssig–Argon Blei/Eisen Kalorimeter,
Diplomarbeit, MPI München, 1990

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

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besondere Dank gebührt Herrn Prof. Dr. D. Wegener, der mir die Arbeit an seinem Lehrstuhl und den Aufenthalt in Hamburg ermöglichte. Durch seine stete Diskussionsbereitschaft und scharfsinnigen Kommentare hat er maßgeblich zum Erfolg der Arbeit beigetragen.

Herrn Prof. Dr. P. Buchholz möchte ich für für das Interesse an dieser Arbeit und seine Bereitschaft danken, das Korreferat zu übernehmen.

Prof. Dr. L. Jönsson, Dr. H. Küster und Dr. G. Grindhammer haben den Anstoß zum Thema dieser Arbeit gegeben und in zahlreichen fruchtbaren Diskussionen wichtige Denkanstöße geliefert. Hierfür danke ich ihnen ganz besonders.

Während meiner Tätigkeit im Online–Bereich in der Kalorimeter–Gruppe habe ich erfahren, wie gut die Zusammenarbeit unter Physikern sein kann. Hierbei möchte ich besonders Herrn Dr. M. Fleischer danken, der zu jeder Zeit ein offenes Ohr für Probleme hat und zu deren Lösung beiträgt. Außerdem gebührt ihm, wie auch Herrn Dr. K. Wacker mein Dank für die sorgfältige Korrektur des Manuskripts, auch unter außergewöhnlichen Umständen.

Allen Mitgliedern des Lehrstuhls EV danke ich für die angenehme Atmosphäre, die nur durch den Beitrag aller entstehen konnte.

Meinen Freunden danke ich, daß sie es mit Geduld ertragen haben, wenn der veflixte Piepser mich wieder einmal ihrer Mitte entrissen hat.

Vor allem aber danke ich Barbara, die durch ihre Geduld und Unterstützung auch in schwierigen Phasen maßgeblich zur Vollendung der Arbeit beigetragen hat.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern, die mich seinerzeit auf den richtigen Weg gebracht und mir die lange Ausbildung und das Studium ermöglicht haben.

Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie unter der Projektnummer 6DO57I gefördert.