

Interner Bericht
DESY F35D-94-03
April 1994

Untersuchung der Jet-Produktion in der
tief-inelastischen ep-Streuung am
ZEUS-Experiment

von

B. Hinrichsen

Eigentümer	DESY	Bibliothek
Property		Library
Zugriff	11. MAI 1994	
Access		
Leih		
Loan period		days

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

**Untersuchung der Jet-Produktion in der
tief-inelastischen ep-Streuung am
ZEUS-Experiment**

Diplomarbeit

vorgelegt von
Björn Hinrichsen ✓
aus Bremen

Fakultät für Physik
Albert-Ludwigs-Universität
Freiburg im Breisgau

13. März 1994

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1		
1 Das ZEUS-Experiment bei HERA	3		
1.1 Der Beschleuniger HERA	4		
1.2 Der ZEUS-Detektor	6		
1.2.1 Die Spurendetektoren	9		
1.2.2 Kalorimetrie	10		
1.2.3 Der äußere Teil des ZEUS-Detektors	14		
2 Physik bei HERA	15		
2.1 Physik der tief-inelastischen Streuung	15		
2.1.1 Kinematik der tief-inelastischen ep-Streuung	16		
2.2 Die Strukturfunktion des Protons	19		
2.3 Das Quark-Parton-Modell und die QCD	19		
2.4 Monte-Carlo-Modelle zur Beschreibung der QCD	23		
2.4.1 Die perturbative Phase	23		
2.4.2 Die Hadronisierung im LUND-Stringmodell	25		
3 Jets und Jet-Algorithmen	27		
3.1 Die Bestimmung von Jets durch Cluster-Algorithmen	28		
3.1.1 Der modifizierte JADE-Algorithmus in der ep-Streuung	33		
4 Die Datenselektion	34		
		5 Die Bestimmung der Jetraten	41
		5.1 Die Wahl des kinematischen Bereiches der Analyse	41
		5.2 Die Kinematik der selektierten Ereignisse	43
		5.3 Die Wahl der Rekonstruktionsmethode	46
		5.4 Die Rapiditäts- und Winkelverteilungen der Jets	49
		5.5 Die Pseudoteilchenprozedur	53
		5.6 Die Korrektur der Daten	55
		5.7 Untersuchung systematischer Fehler der (2+1)-Jetrate	57
		5.7.1 Variation der Energieskala	59
		5.7.2 Variation der Selektionskriterien	59
		5.7.3 Verwendung eines weiteren Elektronensuchers	61
		5.7.4 Verwendung von Kondensaten	61
		5.7.5 Verwendung des Colour-Dipole-Modells	61
		5.8 Der systematische Fehler der (2+1)-Jetrate	62
		5.9 Die Abschätzung von α_s	63
		5.9.1 Vergleich der Abschätzung von α_s mit bisherigen Messungen	67
		Zusammenfassung	69
		Literaturverzeichnis	71
		Danksagung	75

Einleitung

In den letzten zwei Jahrzehnten wurde eine Reihe von Lepton-Nukleon-Experimenten durchgeführt. Dabei wurden Leptonen (Elektronen, Myonen oder Neutrinos) ausschließlich an ruhenden Targets (Protonen, Neutronen oder Kernen) gestreut. Am Beschleuniger HERA (Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage) werden nun erstmals Elektronen mit einer Energie von 26.6 GeV an 820 GeV-Protonen gestreut. Das maximal erreichbare Quadrat des Impulsübertrages, Q^2 , übertrifft mit 87000 GeV² das Q^2 der *fixed target*-Experimente um zwei Größenordnungen. Damit ist es möglich, Strukturen bis zu einer Größe von 10^{-18} m aufzulösen. Man erwartet sich vor allem Erkenntnisse über die innere Struktur des Protons und seine Konstituenten, die Partonen (Quarks und Gluonen).

Die beiden Experimente am HERA-Beschleuniger, H1 und ZEUS, werden die ersten sein, die das Verhalten der starken Kopplungskonstanten $\alpha_s(Q^2)$ über einen weiten Bereich von Q^2 in einem einzigen Experiment messen können. Damit wird eine wesentliche Aussage der Quantenchromodynamik (QCD) überprüft.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Analyse von hadronischen Teilchenbündeln, den sogenannten Jets. Diese entstehen in der Elektron-Proton-Streuung durch Fragmentation der Partonen in Hadronen, welche als Jets im Detektor nachgewiesen werden.

Jets werden durch Algorithmen definiert, bei welchen man zwischen Konus- und Clusteralgorithmen unterscheidet. Allen gemein ist die Tatsache, daß mindestens ein willkürlicher Parameter eingeführt werden muß, um zu bestimmen, ob ein spezielles Teilchen zu einem Jet hinzugezählt wird oder nicht. Im ersten Fall ist es der Öffnungswinkel des Konus, im zweiten Fall der Auflöseparameter y_{cut} . In dieser Arbeit wird der JADE-Algorithmus, ein durch die gleichnamige Kollaboration [1] eingeführter Cluster-Algorithmus, verwendet.

In Kapitel 1 werden zunächst kurz der Beschleuniger HERA und der Detektor ZEUS

vorgelegt.

Kapitel 2 spricht einige physikalische Aspekte der Elektron-Proton-Streuung, speziell im kinematischen Bereich von HERA an, gibt eine kurze Beschreibung der Quantenchromodynamik (QCD) und erläutert qualitativ die in der Analyse verwendeten Monte-Carlo-Modelle der Fragmentation.

Die Definition von Jets durch Jet-Algorithmen wird in Kapitel 3 erläutert. Verschiedene Cluster-Algorithmen werden vorgestellt und die Modifikation des JADE-Algorithmus durch die Einführung eines Pseudoteilchens wird motiviert.

In Kapitel 4 wird die Datenselektion beschrieben und die Kinematik der selektierten Ereignisse untersucht.

In Kapitel 5 wird die Kinematik der Ereignisse mit Monte-Carlo-Daten verglichen. Die verschiedenen Methoden zur Rekonstruktion der Kinematik werden getestet. Es wird der Einfluß des Pseudoteilchens auf die Jetraten untersucht. Die Jetraten werden in Abhängigkeit vom Auflöseparameter y_{cut} dargestellt und die systematischen Fehler werden abgeschätzt. Durch einen Vergleich der korrigierten (2+1)-Jetrate mit theoretischen Berechnungen des Wirkungsquerschnittes der (2+1)-Jet-Ereignisse erfolgt über eine Abschätzung des Wertes von $\Lambda_{\overline{MS}}$ eine Abschätzung von $\alpha_s(Q^2)$.

Am Ende der Arbeit erfolgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse.

Kapitel 1

Das ZEUS-Experiment bei HERA

Mit Beginn dieses Jahrhunderts entwickelte sich eine Wissenschaftsdisziplin, die Teilchenphysik, die viel zum Verständnis der Struktur der Materie beigetragen hat.

Nachdem J. J. Thomson im Jahre 1897 das Elektron entdeckte, konnte E. Rutherford 1911 zeigen, daß das Atom aus einem harten Kern bestand, welcher von Elektronen umgeben war. Als J. Chadwick 1932 das Neutron entdeckte, schienen die wichtigsten Fragen nach der Struktur der Materie beantwortet zu sein. Doch noch im gleichen Jahr entdeckte C. D. Anderson mit dem Positron das erste von P. A. M. Dirac vorhergesagte Antiteilchen. Kurz darauf wurden das Myon, das von Pauli postulierte Neutrino und eine zunächst nicht zu erklärende Zahl von anderen Teilchen (Hadronen) gefunden.

1964 schlugen M. Gell-Mann und G. Zweig unabhängig voneinander vor, daß Hadronen aus noch elementarerer Teilchen aufgebaut sind, welche Gell-Mann Quarks nannte [2]. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik wurde entwickelt, nach dem alle Materie (und Antimaterie) aus sechs Quarks, sechs Leptonen und den dazugehörigen Antiteilchen besteht. Drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen werden darin als Austausch der dazugehörigen Eichbosonen beschrieben. Trotz einiger offener Fragen scheint das Standardmodell eine geeignete Theorie zur Beschreibung der Natur zu sein. Das Standardmodell erfuhr durch die Entdeckung der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, Z^0 , W^+ und W^- , 1984 am CERN eine wichtige Bestätigung.

Zur Untersuchung dieser Zusammenhänge werden Teilchen in Beschleunigern auf sehr hohe Energien beschleunigt und zur Kollision gebracht. Dabei ist der Betrag $|Q|$ des beim Stoß übertragenen Viererimpulses nach der Heisenbergschen Unschärferelation umgekehrt proportional zur Größe Δx noch auflösbarer Objekte. Es gilt:

$$|Q| \cdot \Delta x \geq \hbar, \quad (1.1)$$

mit $\hbar \equiv h/2\pi$, wobei h die Plancksche Konstante bezeichnet.

Am 1959 gegründeten Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg werden seitdem vorwiegend solche Beschleunigerexperimente durchgeführt. Etwa 2000 Wissenschaftler (inklusive Gastwissenschaftler) aus 25 Nationen sind an diesen Experimenten beteiligt.

1.1 Der Beschleuniger HERA

Im Frühjahr 1992 wurde der Speicherring HERA am DESY in Betrieb genommen. Bei HERA handelt es sich um einen ringförmigen, 6.34 km Umfang messenden Teilchenbeschleuniger, in welchem Protonen und Elektronen gegensinnig auf 820 GeV bzw. 26.6 GeV beschleunigt und an zwei Stellen zur Kollision gebracht werden. Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie \sqrt{s} von 295 GeV, ein Wert der eine Elektronenenergie von 52 TeV erforderte, würde man diese an ruhenden Protonen streuen. An den beiden Wechselwirkungspunkten befinden sich die Teilchendetektoren H1 und ZEUS, deren Aufgabe es ist, möglichst alle bei der Reaktion stattfindenden Prozesse aufzuzeichnen. Der HERA-Ringtunnel, in dem sich je ein Strahlrohr für Elektronen und Protonen befindet, hat einen Innendurchmesser von 5.2 m und verläuft zwischen 10 und 25 m tief unter der Erde, siehe Abb. 1.1.

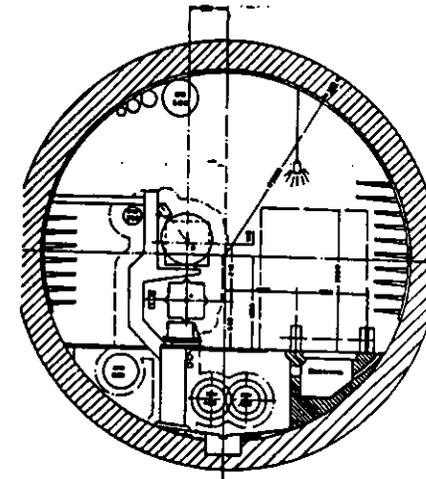


Abbildung 1.1: Querschnitt durch den HERA-Tunnel.

Bevor Elektronen und Protonen in HERA ihre Nominalenergien erreichen, werden

andere Beschleuniger am DESY als Injektionssystem verwendet. Protonen werden vom Linearbeschleuniger LINAC III, vom Synchrotron DESY III und von PETRA vorbeschleunigt, bevor sie in HERA injiziert werden, wo sie ihre Nominalenergie erreichen. Für die Vorbeschleunigung der Elektronen werden LINAC II, DESY II und PETRA verwendet. Einen Überblick über das Injektionssystem gibt Abb.1.2.

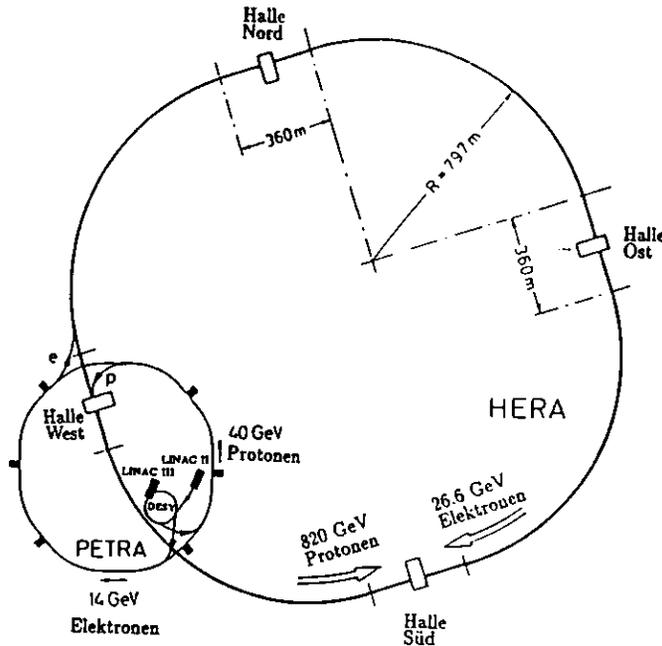


Abbildung 1.2: Das System der Vorbeschleuniger für HERA.

Um die Protonen bei dieser Energie auf einer Kreisbahn zu halten, ist ein Magnetfeld von 4.65 T notwendig, eine Feldstärke, welche mit konventionellen Magneten nicht erreicht werden könnte. Der Protonen-Speicherring ist deshalb mit supraleitenden Ablenkmagneten ausgerüstet. Die Kühlung erfolgt mittels 4.4 K kaltem flüssigem Helium.

Insgesamt ist der Protonenring mit 1819 supraleitenden Ablenkmagneten und Fokussierungsmagneten (Quadrupole und Sextupole) ausgerüstet [3].

Der Elektronen-Speicherring ist mit normalleitenden Ablenkmagneten ausgestattet, da ein Magnetfeld von 0.165 T ausreicht, um die Elektronen auf der Kreisbahn zu halten. Dieser Ring ist mit etwa 1000 Elektromagneten bestückt.

Um die Energieverluste durch Synchrotronstrahlung auszugleichen, werden Hochfrequenzresonatoren (RF-Kavitäten) eingesetzt. Der Elektronenring ist mit 82 normalleitenden Kavitäten bestückt. Geplant ist zusätzlich der Einbau von elf supraleitenden Kavitäten, um eine Elektronenenergie von 30 GeV zu erreichen. Da die Synchrotronstrahlung der Protonen aufgrund ihrer vergleichsweise großen Masse ($\frac{m_p}{m_e} \sim 1800$) sehr viel geringer ist als bei Elektronen, reichen beim Protonenring normalleitende RF-Kavitäten aus. Sie arbeiten mit einer Frequenz von maximal 208 MHz im Falle des Protonenringes und mit 500 MHz im Falle des Elektronenringes. Ihre Gesamtleistung beträgt 1 bzw. 13.2 MW.

Eine wichtige Kenngröße eines Beschleunigers ist dessen Luminosität, eine Maß für die Ereignisrate bei gegebenem Wirkungsquerschnitt. Um die angestrebte Luminosität von $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zu erreichen, müssen mehrere Teilchenpakete gebildet und im Ring beschleunigt werden. Bei HERA sollen nominal pro Strahl 210 Teilchenpakete mit insgesamt etwa $2.1 \cdot 10^{13}$ Elektronen und $0.8 \cdot 10^{13}$ Protonen äquidistant auf den Umfang des Beschleunigers verteilt und zur Kollision gebracht werden. 1993 konnten jedoch erst je 80 Teilchenpakete injiziert werden. Der zeitliche Abstand der Begegnung zweier solcher Teilchenpakete beträgt bei einer Umlauffrequenz von 50 kHz dabei 96 ns. Damit werden vor allem an die Ausleseelektronik der Detektoren hohe Anforderungen gestellt, da diese innerhalb eines extrem kurzen Zeitraumes zu entscheiden haben, ob ein interessantes Ereignis vorliegt oder nicht.

Die Abbildung 1.3 zeigt die $(x-Q^2)$ -Verteilung der HERA-Streuereignisse von 1993.

1.2 Der ZEUS-Detektor

Der Detektor ZEUS erhielt seinen Namen nach dem griechischen „Ζήτησις“ *‘Ευρίστικος Ὑποκρύπτας Συμμετρίας*, was etwa mit „findige Suche nach verborgenen Symmetrien“ übersetzt werden kann. ZEUS ist das Produkt einer Zusammenarbeit von etwa 450 Wissenschaftlern aus über 50 Instituten elf verschiedener Länder, unter anderem aus Rußland, den USA, Israel, Japan und Deutschland. Seine Abmessungen betragen $(19 \times 12 \times 10) \text{ m}^3$, sein Gesamtgewicht 3600 t. Er befindet sich in der 25 m tief unter der Erde gelegenen Südhalle des HERA-Ringtunnels. Ziel ist es, mit dem ZEUS-Detektor die Impulse, die Energien, die Streuwinkel und die Identität der bei der Wechselwirkung erzeugten Teilchen und Teilchenjets zu bestimmen.

Die Abbildungen 1.4 und 1.5 zeigen Schnitte durch den ZEUS-Detektor in z- bzw. xy-Richtung.

Die Richtung der positiven z-Achse ist konventionsgemäß entlang der Richtung der einlaufenden Protonen gewählt. Die x-Achse ist im rechtshändigen Koordinatensystem in Richtung des Beschleunigermittelpunktes definiert.

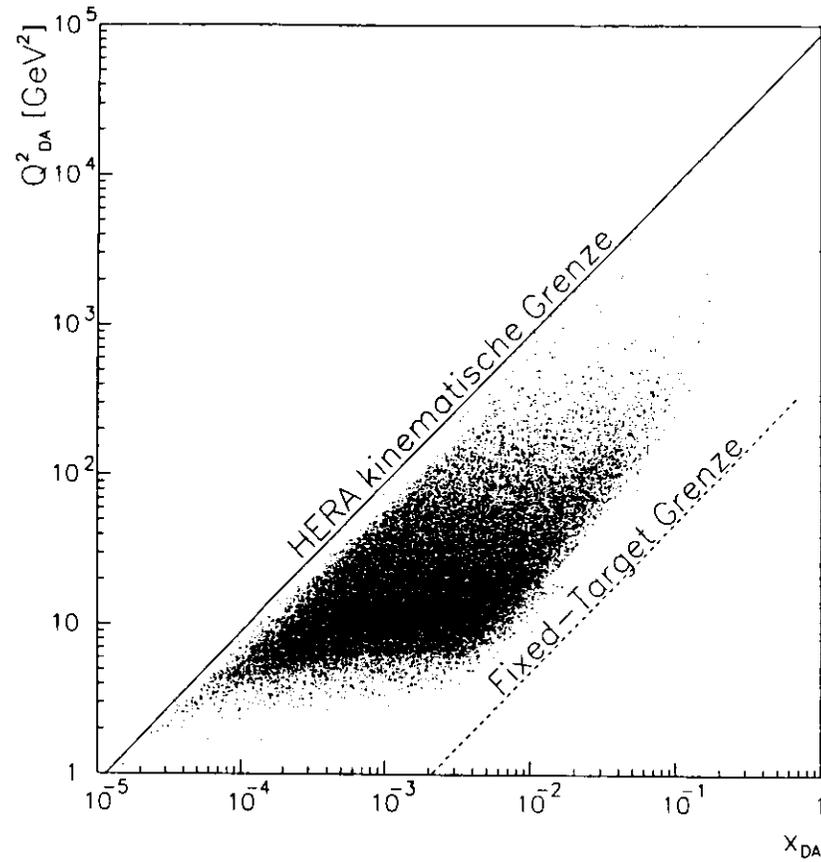


Abbildung 1.3: Die $(x-Q^2)$ -Verteilung der HERA-Streuereignisse von 1993. Eingezeichnet ist das kinematische Limit von HERA und das des fixed-target-Experimentes E665 am Fermilab, Batavia.

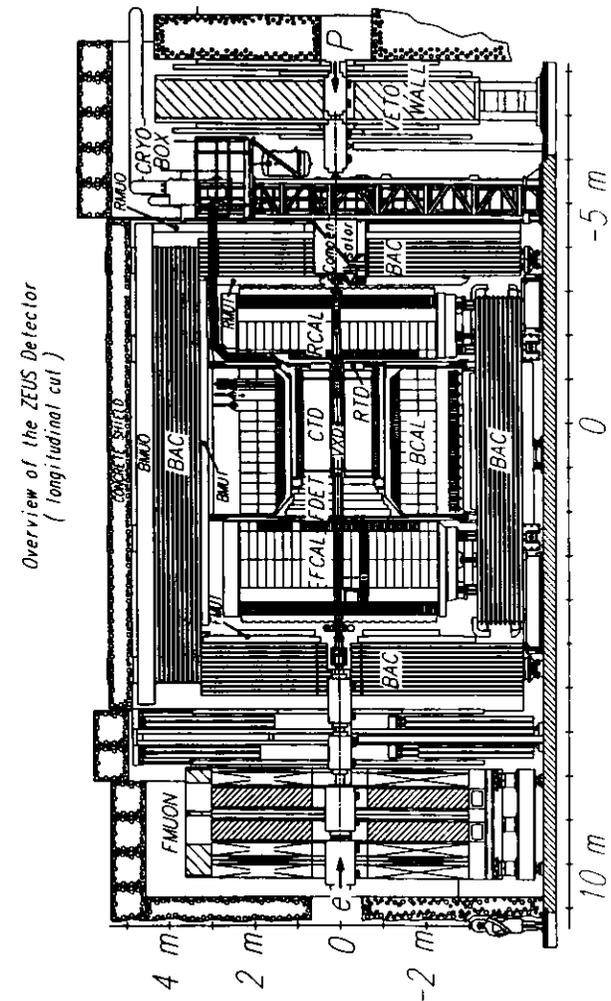


Abbildung 1.4: Querschnitt durch den ZEUS-Detektor längs der Strahlachse.

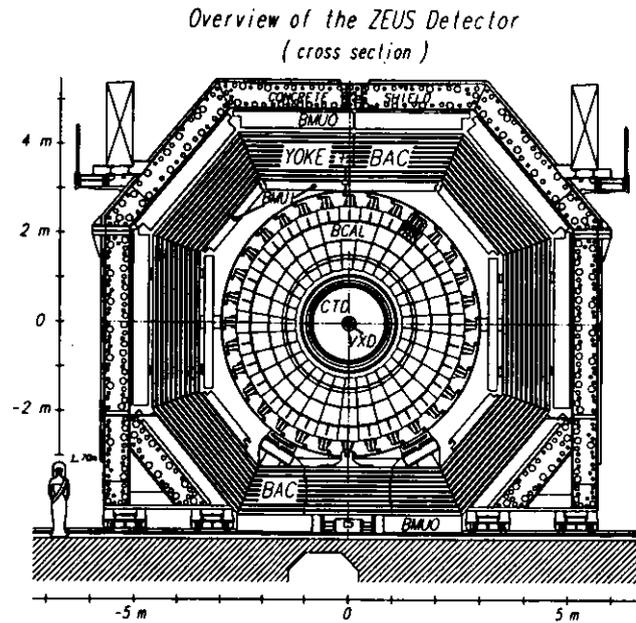


Abbildung 1.5: Schnitt durch den ZEUS-Detektor senkrecht zur Strahlrichtung.

Längs der Strahlachse ist der Detektor asymmetrisch aufgebaut, da aufgrund des großen Impulsunterschiedes zwischen den Protonen und den Elektronen ein Großteil der Teilchen in Richtung der Protonen gestreut werden.

Ausgehend vom Wechselwirkungspunkt (Vertex) soll hier eine kurze Übersicht des ZEUS-Detektors gegeben werden. Für die vorliegende Datenanalyse ist das Kalorimeter von besonderer Bedeutung. Daher soll nur dieser Teil des Detektors genauer beschrieben werden. Eine detaillierte Beschreibung findet sich unter anderem in [4].

1.2.1 Die Spurendetektoren

Im inneren Teil des Detektors, bestehend aus dem nachfolgend beschriebenen Vertex-Detektor (VXD) und den Spurkammern (CTD) werden die Spuren der Teilchen rekonstruiert.

Dieser Teil des Detektors ist von einer supraleitenden Spule umgeben, welche ein axia-

les Magnetfeld von 1.43 T [5] erzeugt und mit dessen Hilfe die Impulse der Teilchen aus ihren im Magnetfeld gekrümmten Spuren bestimmt werden. Der magnetische Fluß wird über ein 1962 t schweres Eisenjoch (YOKE), welches außerdem als mechanische Unterstützung der Detektorkomponenten dient, zurückgeführt. Eine Kompensationspule erzeugt ein Magnetfeld von etwa 5 T, um die Wirkung des Solenoidfeldes auf den Teilchenstrahl im Wechselwirkungsbereich auszugleichen.

- Der Vertex wird umschlossen vom Vertex-Detektor (VXD). Dabei handelt es sich um eine mit insgesamt 6000 Signal- und Potentialdrähten bestückte Jet-Driftkammer mit einer sehr hohen Ortsauflösung von etwa $50 \mu\text{m}$. Er soll extrem kurzlebige Teilchen nachweisen und den Wechselwirkungspunkt rekonstruieren.
- Der VXD wird umgeben von einer zylindrischen Driftkammer, der zentralen Spurkammer (CTD). Sie besteht aus neun Lagen mit je acht Schichten (Superlayers) mit zusammen über 24000 Drähten, die einen Zylinder formen, und überdeckt nahezu den gesamten Raumwinkelbereich. Die Ortsauflösung beträgt in x- und y-Richtung etwa $120 \mu\text{m}$, sowie etwa 1 mm in z-Richtung.
- Um auch Teilchen mit kleineren Streuwinkeln, vorzugsweise Elektronen, nachweisen zu können, wurden zusätzlich drei planare Vorwärtsspurkammern (FTD) und eine Rückwärtsspurkammer (RTD) angebracht. Jede dieser Kammern besteht aus drei Lagen, welche jeweils um 60° gegeneinander verdreht sind, um eine räumliche Spurrekonstruktion zu erreichen. Sie decken den Winkelbereich von 159° bis 170° , bzw. 7° bis 28° ab. Die Ortsauflösung beträgt $120 \mu\text{m}$.
- Zwischen den Driftkammern des FTD befinden sich vier sog. Übergangsstrahlungsdetektoren (TRD). Sie sollen Teilchen gleicher Energie aber unterschiedlicher Ruhemasse identifizieren. Hierzu messen sie die Übergangsstrahlung, die entsteht, wenn ein geladenes Teilchen die Grenzschicht zweier Materialien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten durchquert. Elektronen mit einer Energie zwischen 1 und 30 GeV können so mit einer Wahrscheinlichkeit von 90 % nachgewiesen werden, bei einer Wahrscheinlichkeit von 5 %, sie fälschlicherweise als Hadronen zu identifizieren.

1.2.2 Kalorimetrie

Der innere Teil der ZEUS-Detektors, in welchem die Rekonstruktion der Spuren geschieht, ist nahezu hermetisch von einem hochauflösenden Uran-Szintillator-Kalorimeter umschlossen.

In der Hochenergiephysik benutzt man Kalorimeter, um die Energien und Ortskoordinaten im Stoßprozeß erzeugter Teilchen zu bestimmen. Diese produzieren im

Absorbermedium des Kalorimeters Sekundärteilchen, welche wiederum Tertiärteilchen erzeugen usw., bis ihre gesamte Energie im Kalorimeter abgelagert ist. Diesen Prozeß nennt man Schauerbildung.

Da Hadronen, im Gegensatz zu Elektronen, auch noch an der starken Wechselwirkung mit den Atomkernen des Absorbermediums teilnehmen, unterscheidet man zwischen hadronischer und elektromagnetischer Schauerbildung [6].

Elektromagnetische Schauer

Hochenergetische Elektronen geben beim Durchgang durch Materie Energie vor allem in Form von Photonen-Bremsstrahlung ab. Die dabei erzeugten Photonen bilden wiederum sekundäre Elektron-Positron-Paare, die ihrerseits mit dem Absorbermaterial wechselwirken. Zusätzlich erfahren Elektronen und Positronen Energieverluste durch Ionisierung und Comptonstreuung. Die Schauerbildung bricht erst ab, wenn die Energie der Schauerteilchen die von der Kernladungszahl Z abhängige kritische Energie E_c unterschreitet, ab der die Energieablagerung der Teilchen durch Ionisation größer wird als die durch Bremsstrahlung abgegebene Energie.

Die longitudinale Ausdehnung eines Schauers wird durch die ebenfalls materialabhängige Strahlungslänge X_0 angegeben. Eine Strahlungslänge bezeichnet die Weglänge, in der die Energie des Elektrons im Mittel auf $\frac{1}{2}$ der ursprünglichen Energie E_0 abgesunken ist. Die longitudinale Schauerausdehnung wächst logarithmisch mit E_0 . Die Anzahl der Schauerteilchen ist dabei proportional zur Anfangsenergie.

Um zu gewährleisten, daß praktisch die gesamte Teilchenenergie im Kalorimeter abgegeben wird, besteht dieses aus einem Material mit kleiner Strahlungslänge und ist so konstruiert, daß jedes Teilchen einige Strahlungslängen des Absorbermaterials zu durchqueren hat.

Hadronische Schauer

Treffen hochenergetische Hadronen auf das Kalorimeter, so werden durch inelastische Wechselwirkungen der Hadronen mit den Atomkernen des Absorbermaterials sekundäre Hadronen erzeugt, die ihrerseits elastisch mit den Kernen wechselwirken. Es entsteht eine Teilchenkaskade, die erst abbricht, wenn die Teilchen vollständig absorbiert oder abgebremst sind.

Die Länge eines hadronischen Schauers wird durch die Absorptionslänge λ charakterisiert. Bei schweren Elementen ist λ erheblich größer als die Strahlungslänge X_0 für elektromagnetische Schauer.

Die im Kalorimeter nachgewiesene Energie eines Hadrons ist geringer als die eines Elektrons gleicher Energie, weil ein Teil der Hadronenenergie in einer für das Kalori-

meter nicht nachweisbaren Form abgegeben wird, etwa

- durch die Spallation von Kernen,
- durch die Erzeugung von π -Mesonen, die ihrerseits in Myonen und Neutrinos zerfallen, welche nicht im Kalorimeter detektiert werden können oder
- durch Kernzertrümmerungen, bei denen die Bruchstücke der Kerne im Kalorimeter verbleiben.

Um diese, im Vergleich zu Elektronen gleicher Energie, geringere hadronische Energieablagerung auszugleichen und somit die Energien exakt bestimmen zu können, wurde für ZEUS ein kompensierendes Kalorimeter aufgebaut. Dieses soll ein Signalverhältnis $\frac{\epsilon}{h}$ von Elektronen zu Hadronen von möglichst genau eins gewährleisten. Die Schauerbildung unterliegt statistischen Schwankungen und ist Gegenstand eingehender Untersuchungen, vor allem mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen [7].

Das ZEUS-Uralkalorimeter

Beim ZEUS-Kalorimeter handelt es sich um ein „Sandwich“- oder Stichprobenkalorimeter. Es besteht aus abwechselnden Lagen von Absorber und Szintillatormaterial. Bei den Absorberschichten handelt es sich um 3.3 mm dicke Platten, die zu 98.1 % aus angereichertem ^{238}U , zu 1.7 % aus Nb und zu 0.2 % aus ^{235}U bestehen. Die Szintillatorschichten bestehen aus 2.6 mm starken Platten aus organischem Szintillatormaterial. Durch die Wahl dieser Schichtdicken wird ein $\frac{\epsilon}{h}$ -Verhältnis von 1.00 ± 0.02 [4] erreicht. Das im Kalorimeter produzierte UV-Licht wird mit Wellenlängenschiebern in sichtbares Licht umgewandelt und auf Photoröhren geleitet.

Die hadronische Energieauflösung ist mit $\sigma(E)/E = 35\% / \sqrt{E [\text{GeV}]}$ [4] außerordentlich gut. Die Energieauflösung für Elektronen beträgt $\sigma(E)/E = 18\% / \sqrt{E [\text{GeV}]}$ [4]. Das ZEUS-Kalorimeter unterteilt sich in die drei folgenden Baugruppen:

- das Vorwärtskalorimeter (FCAL), im Winkelbereich zwischen 2.2° und 39.9° ,
- das Zentralkalorimeter (BCAL), im Winkelbereich zwischen 36.7° und 129.1° und
- das Rückwärtskalorimeter (RCAL), im Winkelbereich zwischen 128.1° und 176.5° .

Die einzelnen Baugruppen sind weiter unterteilt. Abb. 1.6 zeigt den Aufbau eines FCAL-Moduls.

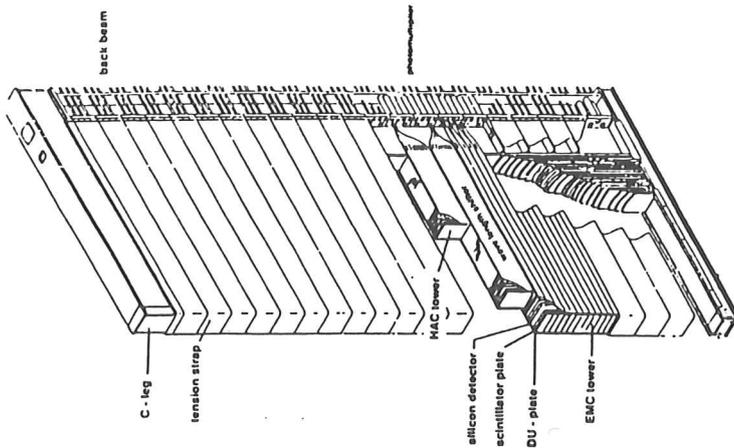


Abbildung 1.6: Aufbau eines FCAL-Moduls

In Strahlrichtung sind die Module in eine elektromagnetische (EMC) sowie in eine hadronische Sektion (HAC), beim RCAL und BCAL, bzw. zwei hadronische Sektionen, beim FCAL, unterteilt. FCAL und RCAL bestehen aus 24 jeweils 20 cm breiten Modulen, die wiederum in Türme mit einer Stirnfläche von je $(20 \times 20) \text{ cm}^2$ unterteilt sind. Die Module unterscheiden sich zwar in der Anzahl der Türme, nicht jedoch in ihrem prinzipiellen Aufbau. An beiden Seiten der Türme werden die EMC- und HAC-Sektionen getrennt über Wellenlängenschieber und Photoröhren ausgelesen. Zusätzlich ist die Frontfläche der EMC-Sektionen im FCAL in $(5 \times 20) \text{ cm}^2$ und im RCAL in $(10 \times 20) \text{ cm}^2$ breite Streifen unterteilt. Insgesamt ist das ZEUS-Kalorimeter mit 11836-Photomultiplierrohren ausgestattet

Mit den Werten für die Energieauflösung $\sigma(E)/E$, für das $\frac{E}{h}$ -Verhältnis, mit einer sehr geringen Nichtlinearität und mit einer nahezu vollständigen Hermitizität ist es bei

ZEUS gelungen, eines der leistungsfähigsten Kalorimeter zu bauen. Dies ist speziell im Hinblick auf die folgende Analyse der Teilchenjets von besonderer Bedeutung.

1.2.3 Der äußere Teil des ZEUS-Detektors

Um auch die Energien der Teilchen zu messen, die das Urkalorimeter durchdringen, ist dieses von einem weiterem Kalorimeter, dem *Backing Calorimeter* (BAC) umschlossen. Es besteht aus mit ArCO_2 gefüllten Proportionaldriftkammern, die in dafür vorgesehene Aussparungen im Eisenjoch eingebaut sind.

Myonen, welche die Kalorimeter nahezu ungehindert durchdringen, werden vom System zum Nachweis von Myonen identifiziert. Hierbei handelt es sich um das Vorwärtsmyonenspektrometer (FMUON), bestehend aus einer Kombination von Streamerkammern, ebenen Driftkammern und einem Flugzeitzähler, sowie den Zentral- (BMUON) und Rückwärtsmyonenkammern (RMUON), bestehend aus Streamerkammern.

Innerhalb des HERA-Tunnels befinden sich weitere Komponenten des Detektors: Die Vetowand (VETO) befindet sich 7.5 m in negativer z-Richtung vor dem Detektor. Diese mit Szintillationszählern ausgerüstete Eisenwand mißt Teilchen, die aus Streuprozessen der Strahlprotonen mit Teilchen des Restgases innerhalb des Strahlrohres entstehen.

Das *Leading Proton Spektrometer* (LPS) weist Protonenbruchstücke aus diffraktiver Streuung nach. Die sechs dazugehörigen Komponenten befinden sich in einer Entfernung von 24-90 m in positiver z-Richtung vom Vertex entfernt.

Der Luminositätsdetektor (LUMI) bestimmt die Ereignisrate der QED-Bremsstrahlung aus der mit Hilfe des bekannten Wirkungsquerschnittes dieses Prozesses die Luminosität bestimmt wird. Die Komponenten des Luminositätsdetektors befinden sich in negativer z-Richtung.

Parsifal: *Ich schreite kaum,- doch wahn' ich mich schon weit.*
 Gurnemanz: *Du siehst mein Sohn, zum Raum wird hier die Zeit.*
 Richard Wagner: Parsifal, 1. Aufzug

Kapitel 2

Physik bei HERA

2.1 Physik der tief-inelastischen Streuung

Bei HERA werden tief-inelastische Elektron-Proton-Streuprozesse analysiert. Die Begriffe „tief“ und „inelastisch“ beziehen sich dabei auf $Q^2 \gg M^2$ bzw. $W^2 \equiv (p_p + q)^2 \gg M^2$ [8]. M bezeichnet dabei die Masse des Protons, W^2 die invariante Masse des hadronischen Systems, p_p und q die Impulse von Proton und Photon. Je höher dabei die Energien der gestreuten Elektronen und Protonen sind, desto kleiner ist die de Broglie-Wellenlänge $\lambda = \frac{h}{q}$ des ausgetauschten Photons und desto kleiner sind die Strukturen, welche vom Photon aufgelöst werden können (s. Abb. 2.1).

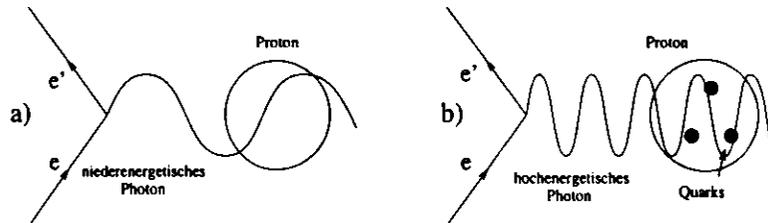


Abbildung 2.1: a) Das niederenergetische Photon erkennt nur das Proton als ganzes. b) Das hochenergetische Photon hingegen kann, aufgrund seiner kleineren de Broglie-Wellenlänge λ , auch dessen Substrukturen, beispielsweise Quarks, auflösen.

Aus der Winkel- und Energieverteilung des gestreuten Elektrons sowie der Bruchstücke des gestreuten Protons lassen sich Rückschlüsse über die Substruktur des Protons gewinnen.

Bei tief-inelastischen Streuprozessen wechselwirkt das einlaufende Elektron mit einem

Quark des einlaufenden Protons durch den Austausch eines Vektorbosons. Man unterscheidet dabei zwei Reaktionen: Der Austausch eines ungeladenen Vektorbosons, eines Photons (γ) oder eines Z^0 -Teilchens, wird als NC-Ereignis (*Neutral Current*, neutraler Strom) bezeichnet, der Austausch eines geladenen Vektorbosons, eines W^+ oder eines W^- , als CC-Ereignis (*Charged Current*, geladener Strom). Anhand der Identität des auslaufenden Leptons kann man beide Komponenten unterscheiden. Ist dieses Lepton ein Elektron (e^-), so handelt es sich um eine NC-Reaktion. Ist das auslaufende Lepton hingegen ein Elektron-Neutrino (ν_e), so handelt es sich um eine CC-Reaktion. Abb. 2.2 zeigt die Diagramme niedrigster Ordnung beider Reaktionen.

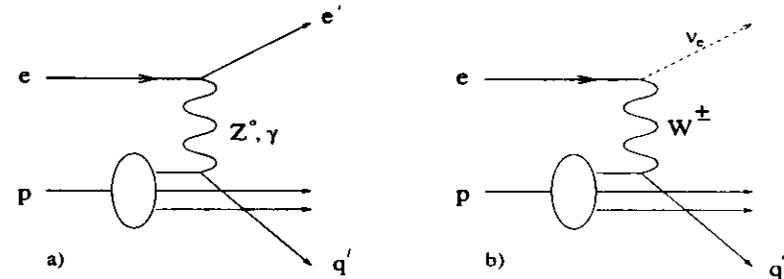


Abbildung 2.2: a) NC-Reaktion. Der Austausch geschieht durch ein γ oder durch ein Z^0 -Boson. b) CC-Reaktion. Ein W^+ oder W^- wird ausgetauscht, das Elektron geht in ein Neutrino über.

Eine NC-Reaktion wird durch das im Detektor nachgewiesene gestreute Elektron identifiziert. Eine CC-Reaktion hingegen erkennt man anhand des fehlenden Transversalimpulses, da das Neutrino nicht im Detektor nachgewiesen werden kann. Im kinematischen Bereich der analysierten Daten ($(Q^2) \gg (M_{W^\pm}^2)$) geschieht die Streuung überwiegend durch einen γ -Austausch, da Prozesse an denen Z - und W -Bosonen beteiligt sind, aufgrund deren großen Massen stark unterdrückt sind.

Das getroffene Quark des Protons hadronisiert in beiden Fällen zum *Ström-Jet*, einem Bündel von überwiegend hadronischen Teilchen, welcher den Transversalimpuls des auslaufenden Leptons kompensiert. Der übrige Teil des Protons, der *Beobachter-Jet* verschwindet wegen seines geringen Transversalimpuls und seines kleinen Öffnungswinkels fast vollständig im Strahlrohr und bleibt somit für den Detektor weitgehend unsichtbar.

2.1.1 Kinematik der tief-inelastischen ep-Streuung

Mit den Bezeichnungen von Abb. 2.3 ergibt sich das Quadrat der Schwerpunktsenergie, s , aus den Viererimpulsen des einlaufenden Elektrons $p_e = (\vec{p}_e, E_e)$ und des

einlaufenden Protons $p_p = (\vec{p}_p, E_p)$ zu

$$s = (p_e + p_p)^2 = E_e^2 + E_p^2 + 2E_e E_p - \vec{p}_e^2 - \vec{p}_p^2 - 2\vec{p}_e \vec{p}_p. \quad (2.1)$$

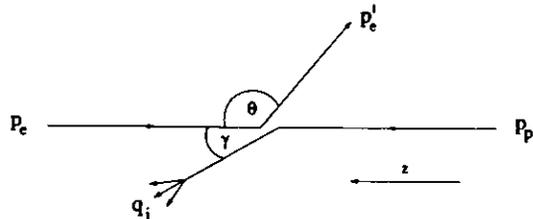


Abbildung 2.3: Zur Definition der Variablen

Mit $E^2 = \vec{p}^2 + m^2$, unter Vernachlässigung der Massen der Teilchen und unter Berücksichtigung der Tatsache, daß sich die Teilchenstrahlen unter θ^0 kreuzen, erhält man näherungsweise:

$$s \approx 4E_e E_p. \quad (2.2)$$

Mit den Strahlenergien von HERA ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von

$$\sqrt{s} \approx 295 \text{ GeV}. \quad (2.3)$$

Es ist üblich, zur Beschreibung der Reaktionskinematik folgende Variablen einzuführen [9]:

a) Das negative Quadrat Q^2 des Viererimpulsübertrages q :

$$Q^2 = -q^2 = -(p_e - p'_e)^2, \quad (2.4)$$

mit p'_e , dem Viererimpuls des gestreuten Elektrons.

b) Den relativen Energieübertrag y :

$$y = \frac{p_p \cdot q}{p_p \cdot p_e}. \quad (2.5)$$

c) Die Bjorkensche SkalenvARIABLE x [10]

$$x = \frac{Q^2}{2p_p \cdot q}. \quad (2.6)$$

Im Quark-Parton-Modell bezeichnet x , unter der Annahme, daß ein- und auslaufende Quarks masselos sind, den Anteil des Impulses des getroffenen Quarks am Gesamtimpuls des Protons [11].

Aufgrund der Beziehung $Q^2 = xys$ genügt, bei fester Schwerpunktsenergie \sqrt{s} , die Bestimmung zweier der drei Variablen, um die Kinematik des Streuprozesses vollständig zu beschreiben. Die Werte dieser Größen kann man wahlweise aus den Informationen des gestreuten Elektrons oder aus denen des gestreuten Quarks gewinnen. Durch den Fragmentationsprozeß ist das gestreute Quark den Messungen nicht direkt zugänglich. Vielmehr müssen die Impulse aller gestreuten Teilchen zu Jets zusammengefaßt werden, deren Energie und Winkel man dann bestimmen kann. Teilchenmassen, auch die des Elektrons, werden dabei vernachlässigt [12].

Es ergeben sich somit verschiedene Methoden zur Bestimmung der Reaktionskinematik. Drei seien hier kurz vorgestellt. Dabei ist die Richtung des einlaufenden Protons konventionsgemäß als Richtung der positiven z -Achse gewählt [13].

1. Elektron-Methode

Aus den Energien E_e und E'_e des ein- und auslaufenden Elektrons sowie aus dem Winkel θ des gestreuten Elektrons ergibt sich:

$$y_{elec} = 1 - \frac{E'_e(1 - \cos \theta)}{2E_e}, \quad (2.7)$$

$$Q^2_{elec} = -2E_e E'_e(1 - \cos \theta) \quad \text{und} \quad (2.8)$$

$$x_{elec} = \frac{E_e}{E_p} \cdot \frac{E'_e(1 + \cos \theta)}{2E_e - E'_e(1 - \cos \theta)}. \quad (2.9)$$

2. Methode nach Jaquet-Blondel [14]

Unter Verwendung der Hadronimpulse p_i , der Hadronenergien E_i , sowie des Jetwinkels γ erhält man

$$y_{JB} = \frac{\sum_i (E_i - p_{zi})}{2E_e}, \quad (2.10)$$

$$Q^2_{JB} = \frac{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2}{1 - y_{JB}} \quad \text{und} \quad (2.11)$$

$$x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{y_{JB} \cdot s}. \quad (2.12)$$

3. Doppelwinkel-Methode

Aus den Streuwinkeln γ und θ von Jet und Elektron erhält man

$$y_{DA} = \frac{\sin \theta (1 - \cos \gamma)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\gamma + \theta)}, \quad (2.13)$$

$$Q^2_{DA} = 4E_e^2 \frac{\sin \gamma (1 + \cos \theta)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\gamma + \theta)} \quad \text{und} \quad (2.14)$$

$$x_{DA} = \frac{E_e}{E_p} \frac{\sin \gamma + \sin \theta + \sin(\gamma + \theta)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\gamma + \theta)}. \quad (2.15)$$

Häufig kombiniert man auch verschiedene Methoden, um systematische Fehler zu minimieren.

Da die Rekonstruktion der Kinematik für die Bestimmung der Jetraten von zentraler Bedeutung ist, wird hierauf im Kapitel der Datenanalyse genauer eingegangen werden.

2.2 Die Strukturfunktion des Protons

Die präzise Bestimmung der Struktur des Protons bildet einen wichtigen Bestandteil der Analyse von ep-Streuprozessen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Übergang $ep \rightarrow eX$ ist gegeben durch

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} [y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2)]. \quad (2.16)$$

Das Quark-Parton-Modell geht davon aus, daß die Strukturfunktionen nur von x , nicht aber von Q^2 abhängen. Dieses Verhalten wird als *Skalenverhalten* bezeichnet. Für Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen gilt dann in niedrigster Ordnung die Callan-Gross-Beziehung [15].

$$2x F_1(x) = F_2(x), \quad (2.17)$$

mit deren Hilfe durch die Messung des Wirkungsquerschnittes (Gl. 2.16) die Strukturfunktion F_2 bestimmt werden kann. Erste Ergebnisse zur Messung von F_2 durch die ZEUS-Kollaboration liegen bereits vor [16].

2.3 Das Quark-Parton-Modell und die QCD

Im Quark-Parton-Modell (QPM) [17] bilden Quarks die fundamentalen Bausteine der Materie. Jedes Hadron ist aus Quarks und Antiquarks aufgebaut, welche es in verschiedenen Arten (*flavours*) mit sehr unterschiedlichen Massen gibt. Sie verhalten sich wie punktförmige Spin $1/2$ -Teilchen und tragen eine elektrische Ladung von entweder $-1/3$ oder $+2/3$ der Elementarladung e [18].

Um auch Teilchen wie das Δ^{++} erklären zu können, wurde die Farbe als weiterer Freiheitsgrad eingeführt. Das Δ^{++} ließ sich nur aus drei u-Quarks zusammensetzen, die sich alle im selben Spinzustand (spin-up) befinden müssen und die daher das Paulische Ausschließungsprinzip verletzen, nach dem sich keine zwei Teilchen im selben Quantenzustand befinden dürfen. Jedes Quark trägt eine Farbladung, grün, rot oder blau, jedes Antiquark eine entsprechende Antifarbe. Da ausschließlich Kombinationen von entweder drei Quarks (qqq), drei Antiquarks ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) oder einem Quark und einem Antiquark ($q\bar{q}$) beobachtet wurden, postulierte man, daß ausschließlich farblose Kombinationen von Quarks und Antiquarks (genauer, unter $SU(3)_{\text{Farbe}}$ -Transformationen in-

variante Kombinationen) zulässig sind. Aus drei Quarks bestehende Teilchenzustände heißen Baryonen, Quark-Antiquark-Kombinationen werden Mesonen genannt.

Das Quark-Parton-Modell konnte jedoch nicht die Variation der Strukturfunktionen mit Q^2 erklären, die experimentell festgestellt wurde [19]. Daten aus tief-inelastischer Streuung zeigten außerdem, daß die geladenen Quarks nur ungefähr die Hälfte des Gesamtimpulses des Protons tragen [19]. Zusätzliche Teilchen, welche nicht elektroschwach wechselwirken und dabei den restlichen Protonenimpuls zu tragen hatten, mußten in Betracht gezogen werden. Die Quantenchromodynamik (QCD) wurde entwickelt.

Die QCD wird als die fundamentale Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung, der Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen, angesehen. Sie weist einige Parallelen zur Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung, der Quantenelektrodynamik (QED), auf. Beide sind Eichtheorien. Die Vermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung, die Photonen, tragen jedoch keine elektrische Ladung, wohingegen die Gluonen, die Vermittler der starken Wechselwirkung, eine Farbladung tragen. Dieser Unterschied hat zur Folge, daß sich beide Wechselwirkungen gegensätzlich bei einer Variation von Q^2 verhalten.

Die Stärke einer Wechselwirkung ist proportional zur Größe der Ladung der beteiligten Teilchen. Die Effekte der Vakuumpolarisation modifizieren diese Ladungen. Unter Vakuumpolarisation versteht man die Bildung von virtuellen Teilchen-Antiteilchen-Paaren, mit Lebensdauern innerhalb der Grenzen der Unschärferelation (Abb. 2.4 a) [20].

Das Elektron ist von einer Wolke aus virtuellen Elektron-Positron-Paaren umgeben, die dessen tatsächliche Ladung abschirmen. Bei größeren Abständen erscheint diese kleiner als sie tatsächlich ist. Die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung steigt also bei kleinen Abständen und großen Impulsüberträgen an.

Bei der QCD gibt es zwei Nettobeiträge zur Vakuumpolarisation. Der erste rührt von der Bildung von virtuellen Quark-Antiquark-Paaren her (Abb. 2.4 b). Dieser Effekt bewirkt, analog zur QED, eine Abschirmung der tatsächlichen Farbladung des Quarks und ist abhängig von der Anzahl n_f der Quarkflavours. Zusätzlich tragen virtuelle Gluon-Antigluon-Paare zwei weiteren Korrekturen bei (Abb. 2.4 c). Man kann zeigen [20], daß der Nettoeffekt der Gluon-Antigluon-Korrekturen eine gegenteilige, eine antiabschirmende Wirkung hat. Es ergibt sich für die effektive Kopplungsstärke der QCD in der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$ (*leading order*) [15]

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}}, \quad (2.18)$$

wobei

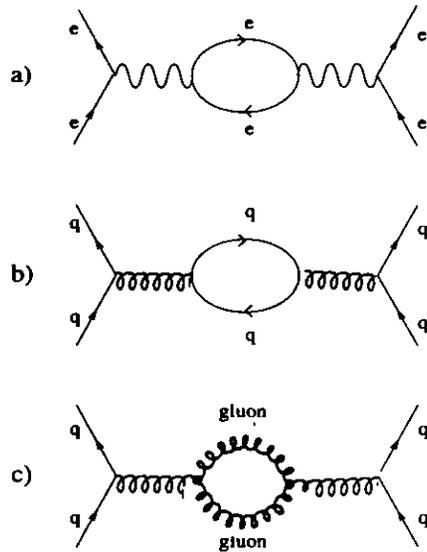


Abbildung 2.4: Korrekturen erster Ordnung durch Vakumpolarisation: a) Bei der Ladung des Elektrons durch virtuelle Elektron-Positron-Paare, b) bei der Farbladung der Quarks durch virtuelle Quark-Antiquark-Paare und c) durch virtuelle Gluon-Antigluon-Paare.

$$\Lambda_{QCD}^2 = \mu^2 \exp \left[\frac{-12 \pi}{(33 - 2n_f) \alpha_s(\mu^2)} \right] \quad (2.19)$$

die Q^2 -Skala festlegt, bei der die Kopplung der starken Wechselwirkung groß wird [15] und der Parameter μ durch das Renormierungsschema der Quarkladungen festgelegt ist.

Der Effekt der Antiabschirmung überwiegt also gegenüber dem der Abschirmung, solange nicht mindestens 17 Quarkflavours existieren. Da von der Existenz von sechs Quarkflavours ausgegangen wird, sinkt die Kopplungskonstante α_s mit steigenden Impulsüberträgen.

Bei genügend großem Q^2 wird α_s beliebig klein. Man spricht von der *asymptotischen Freiheit* der starken Wechselwirkung. Je weiter die Quarks voneinander entfernt sind, desto stärker wird die zwischen ihnen wirkende Kraft. Die Quarks sind stark einander gebunden. Dieses Phänomen wird *colour confinement*, Farbeinschluß, genannt. Die komplizierte mathematische Struktur der QCD macht es bisher unmöglich, den

analytischen Beweis für den Farbeinschluß zu liefern, obgleich mit Hilfe der Gittereichtheorien einige numerische Erfolge erzielt wurden [21]. Trotzdem ist diese Theorie weithin akzeptiert, da sie durch den experimentellen Befund, daß bisher noch kein einzelnes Quark oder ein anderes farbiges Teilchen nachgewiesen wurde, hinreichend bestätigt wird.

Durch das $(\ln Q^2)^{-1}$ -Verhalten der Kopplungskonstanten α_s ist die Störungstheorie nur bei großen Impulsüberträgen, etwa ab einigen GeV^2 [22], anwendbar. Bei genügend hohem Q^2 ist das Quark kein elementares Parton mehr, sondern ist umgeben von virtuellen Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen. Die Quarks können sowohl vor als auch nach der Wechselwirkung mit dem Vektorboson ein Gluon abstrahlen (Gluon-Bremsstrahlung). Auch eine Wechselwirkung mit von Gluonen erzeugten Quark-Antiquark-Paaren ist möglich (Boson-Gluon-Fusion) (Abb. 2.5). Die Wahrscheinlichkeit für diese Prozesse ist proportional zu α_s . Durch einen Vergleich der experimentellen 2- und 3-Jet-Ereignisse läßt sich α_s bestimmen (s. Abschnitt 5.9).

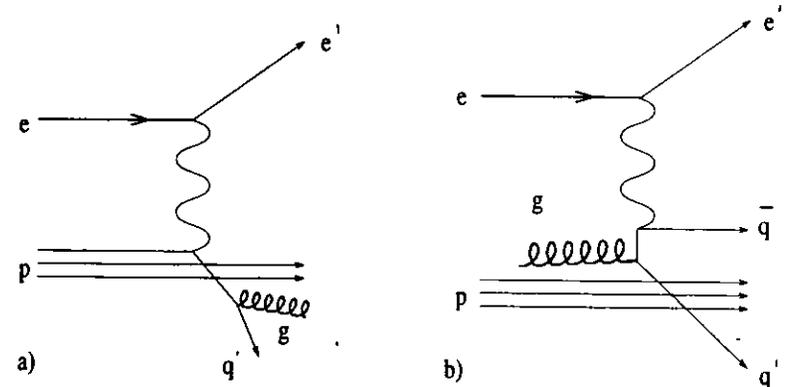


Abbildung 2.5: QCD-Diagramme 1. Ordnung.: a) Gluon-Bremsstrahlung b) Boson-Gluon-Fusion

Die Entwicklung der Verteilungsfunktionen von Quarks und Gluonen in Abhängigkeit von Q^2 wird von den Altarelli-Parisi-Gleichungen [23] mit Hilfe von *Splitting-Funktionen* beschrieben, die die Wahrscheinlichkeiten für Prozesse erster Ordnung in α_s angeben.

Abgestrahlte Gluonen und Quark-Antiquark-Paare hadronisieren ebenso wie das getroffene Quark und der Nukleon-Rest. Die Hadronisierung von Quark und Gluonen

ist ein nicht-perturbativer Effekt, der typischerweise bei einer Energie von weniger als einigen GeV auftritt [24]. Da der Transversalimpuls der Hadronen unabhängig von der Energie des Quarks oder Gluons ist, erwartet man bei genügend hohen Energien ein Auftreten von Jets von Teilchen, welche nahezu in die Richtung des ursprünglichen Partons fliegen. Diese Jets können im Detektor nachgewiesen werden und erlauben so Rückschlüsse auf die Kinematik und die Eigenschaften der ihnen zugrundelegenden Partonen. Die Analyse von Jets stellt eine wichtige Möglichkeit zur Untersuchung der QCD dar.

2.4 Monte-Carlo-Modelle zur Beschreibung der QCD

Die Entwicklung der Partonen bis zum hadronischen Endzustand (Fragmentation) läßt sich nicht allein durch Störungsrechnung beschreiben. Es existieren verschiedene Modelle in Form von Monte-Carlo-Programmen, die zur Beschreibung der Daten verwendet werden. Monte-Carlo-Ereignisse werden von diesen Programmen generiert und durchlaufen eine Simulation des Detektors sowie der gesamten Rekonstruktionsprogramme.

Die Entwicklung der Partonen unterteilt sich in zwei Phasen, in die perturbative Phase, in der die Störungsrechnung angewendet werden kann, und in die Hadronisierungsphase, in der ausschließlich phänomenologische Modelle verwendet werden. Vollständige Monte-Carlo-Rechnungen beinhalten deshalb Informationen auf drei Ebenen, der Partonebene (vor der Hadronisierung), der Hadronebene (nach der Hadronisierung) und der Detektorebene (nach der Simulation des Detektors und der Rekonstruktion). Abb. 2.6 zeigt schematisch die Phasen der Fragmentation der Partonen in Jets bis zu deren Nachweis im Detektor [24].

2.4.1 Die perturbative Phase

In der perturbativen Phase geschieht die Abstrahlung von Gluonen und die Bildung von Quark-Antiquark-Paaren ($q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ und $q \rightarrow q\bar{q}$).

Für die näherungsweise Beschreibung dieser Übergänge existieren zwei komplementäre Beschreibungen, die des Parton-Schauer-Modells [25] und die des Colour-Dipole-Modells [26].

Da in der nachfolgenden Analyse beide Methoden in verschiedenen Monte-Carlo-Datensätzen verwendet werden, sind beide hier kurz beschrieben.

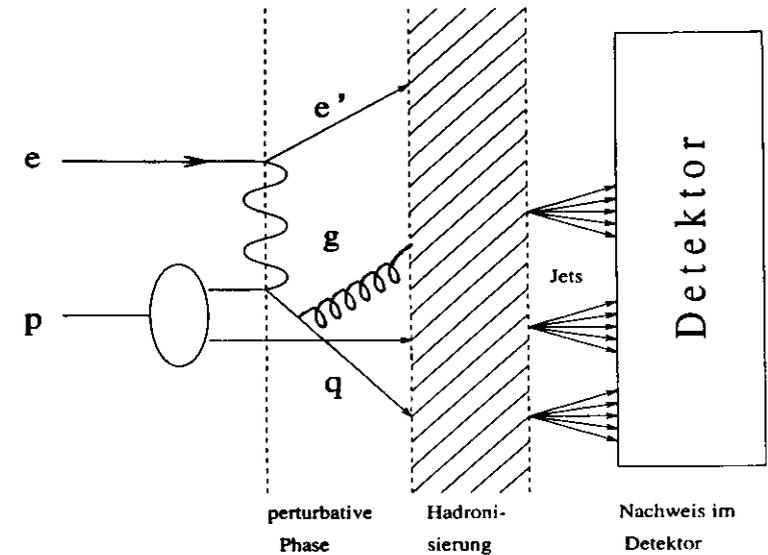


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Fragmentation der Partonen bis zum Nachweis der Jets im Detektor.

Das Parton-Schauer-Modell

Im Parton-Schauer-Modell (PS-Modell) kann das vom elektroschwachen Boson getroffene Quark vor und nach dem Boson-Vertex Gluonen emittieren und so Parton-Schauer im Anfangs- und Endzustand produzieren.

Ein Parton, welches sich nahe der Massenschale ($m^2 \approx 0$) im einlaufenden Proton befindet kann eine Parton-Schauer-Kaskade verursachen. Dabei entfernt sich an jeder Verzweigung ein Parton mit raumartiger Virtualität ($m^2 < 0$) immer weiter von der Massenschale. Das andere Parton bleibt auf der Massenschale ($m^2 = 0$) oder hat eine zeitartige Virtualität ($m^2 > 0$). Der raumartige Parton-Schauer im Anfangszustand entwickelt sich mit ansteigenden Emittierungswinkeln.

Das resultierende, raumartige Quark wird vom elektroschwachen Boson getroffen und wird zum auslaufenden Quark, welches sich entweder auf der Massenschale befindet oder eine zeitartige Virtualität hat.

Im zweiten Fall entwickelt sich ein zeitartiger Schauer im Endzustand, bei dem die sich nicht auf der Massenschale befindlichen Hadronmassen durch Verzweigung in weitere Partonen reduziert werden.

Dieser Schauer entwickelt sich weiter, bis sich alle Partonen auf der Massenschale befinden [11].

Im „Matrixelement plus Parton-Schauer-Modell“ (ME+PS) werden die exakten Matrixelemente (ME) der Übergangsprozesse bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$ berechnet und Terme höherer Ordnungen durch das Parton-Schauer-Modell näherungsweise berücksichtigt.

Das Colour-Dipole-Modell

Das Colour-Dipole-Modell (CDM) basiert auf der Tatsache, daß in der e^+e^- -Streuung ein von einem Quark-Antiquark-Paar emittiertes Gluon als Strahlung eines Farb-Dipols betrachtet werden kann. Die Emission eines zweiten, weniger energiereichen Gluons kann in guter Näherung als Strahlung zweier unabhängiger Farb-Dipole, dem einen zwischen dem Quark und dem Gluon und dem anderen zwischen dem Antiquark und dem Gluon, beschrieben werden. Im CDM ist dieses Prinzip generalisiert, so daß die Abstrahlung eines dritten Gluons von drei unabhängigen Dipolen geschieht usw.

Im Gegensatz zum PS-Modell unterteilt das CDM die Prozesse nicht in Prozesse des Anfangs- und Endzustandes. Stattdessen wird angenommen, daß alle Strahlung vom Farb-Dipol emittiert wird, der sich zwischen dem getroffenen Quark und dem Proton-Rest bildet. Der wesentliche Unterschied zwischen der e^+e^- - und der ep -Streuung besteht darin, daß im ersten Fall sowohl das Quark als auch das Antiquark als punktförmig behandelt werden können, was im Falle der ep -Streuung nur für das getroffene Quark gilt. Der Proton-Rest ist ein ausgedehntes Objekt. Diese transversale Ausdehnung der Farb-Dipol-Antenne bewirkt eine Unterdrückung der Emission kleiner Wellenlängen. Der Rückstoß des Proton-Restes ist aufgrund dieser Tatsache schwieriger zu behandeln als in der e^+e^- -Streuung. Im CDM wird dies durch ein zusätzliches Rückstoß-Gluon berücksichtigt, welches einen Teil der Energie des Proton-Restes aufnimmt [27].

Der Prozeß der Boson-Gluon-Fusion wird nicht durch das CDM beschrieben und muß deshalb zusätzlich in Monte-Carlo-Programmen implementiert werden.

2.4.2 Die Hadronisierung im LUND-Stringmodell

Die Fragmentation hängt im LUND-Modell [28] nicht von der Art des zugrundeliegenden Streuprozesses ab, sondern folgt einem allgemeinen Modell. Der grundlegende Fragmentationsprozeß läßt sich am einfachsten anhand der e^+e^- -Streuung beschreiben und dann auf den Spezialfall eines Diquark-Quark-Strings erweitern.

Beim e^+e^- -Stoß wird zunächst ein Quark-Antiquark-Paar gebildet. Quark und Anti-

quark entfernen sich voneinander und bilden einen Farbflußschlauch mit einer Breite von etwa 1 fm, dessen Potential linear von ihrem Abstand r abhängt. Die potentielle Energie zwischen zwei farbigen Teilchen steigt also linear mit r an. Der Schlauch wird dynamisch wie ein masseloser, relativistischer String behandelt. Entfernen sich die Enden der Strings, so bricht dieser, sobald genügend Energie zur Erzeugung eines neuen Quark-Antiquark-Strings und eines Mesons aufgebracht wurde, d. h. sobald die Enden des Strings weit genug voneinander entfernt sind (2-5 fm). Dieser Prozeß wiederholt sich solange, bis die invariante Stringmasse so klein ist, daß aus dem String noch ein letztes Meson entsteht.

Gluonen werden im LUND-Modell als Knick des Farbstrings dargestellt. Zwischen dem Gluon und den Quarks ist je ein Teil des Strings gespannt.

Baryonen lassen sich in dieses Schema durch die Bildung von Antidiquark-Diquark-Paaren simulieren, die in Antibaryon-Baryon-Paare fragmentieren.

Bei der Lepton-Nukleon-Streuung entsteht ein Diquark-Quark-String. Das vom Photon getroffene Quark dehnt den Farbstring. Ein Quark (L-Quark) des Diquark-Zustandes befindet sich am Ende des Strings, das zweite (J-Quark) entsprechend einer Wahrscheinlichkeitsverteilung dazwischen auf dem String. Der String fragmentiert in einem Iterationsprozeß durch die Bildung von Quark-Antiquark-Paaren. Das Hadron, welches am Ende das J-Quark enthält, ist ein Baryon [29].

'That's the effect of living backwards', the Queen said kindly:
 'it always makes one a little giddy at first.'
 Lewis Carroll: Through the looking-glass

Kapitel 3

Jets und Jet-Algorithmen

Die Untersuchung von Jetraten stellt einen intuitiven Zugang zur Analyse von hadronischen Ereignissen dar. Oftmals korrespondieren Jets in graphischen Darstellungen von hadronischen Ereignissen mit der anschaulichen Vorstellung von Jets.

Im Gegensatz zur e^+e^- -Streuung, bei der das Schwerpunktsystem mit dem Laborsystem übereinstimmt, sind bei HERA Jet-Strukturen, die räumlich gleichmäßig im Detektor verteilt sind jedoch nicht zu beobachten. Aufgrund des Impulsungleichgewichtes zwischen Elektronen und Protonen sind die Jet-Strukturen bei HERA in Richtung der Protonen konzentriert. Ein Teil der entstandenen Teilchen verbleibt außerdem als Beobachter-Jet im Strahlrohr (s. Abschnitt 2.1) und ist im Detektor nicht nachweisbar. Im weiteren wird deshalb von $(n+1)$ -Jet-Ereignissen gesprochen, wobei n die Anzahl der nachgewiesenen Jets bezeichnet, zu der jeweils ein Beobachter-Jet addiert wird.

Eine quantitative Jet-Analyse benötigt eine exakte Definition von Jets. Um zu bestimmen, welche Teilchen jeweils in einen Jet zusammengefaßt werden, wird auf jedes Ereignis ein geeigneter Algorithmus angewendet, welcher im allgemeinen einen Auflöseparameter y_{cut} und eine Vorschrift zur Rekombination der Teilchen enthält. Die Definition eines Jets muß sowohl auf die experimentelle Analyse als auch auf theoretische Berechnungen anwendbar sein, um einen Vergleich zwischen beiden zu ermöglichen.

Die Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen typische Jet-Strukturen zweier Ereignisse. Die Anzahl der gefundenen Jets ist vom JADE-Algorithmus beim Wert $y_{cut} = 0.02$ (s. unten) bestimmt.

Im ersten Fall handelt es sich um ein $(1+1)$ -Jet-Ereignis. Das Elektron wird unter einem großen Streuwinkel, bzgl. der Richtung des einlaufenden Protons gestreut und im RCAL nachgewiesen. Der Jet kompensiert den Transversalimpuls des Elektrons

und wird im BCAL und FCAL nachgewiesen. Nahe des Strahlrohrs erkennt man im FCAL eine Aktivität im Kalorimeter, die von Teilen des Beobachter-Jets stammt. Im rechten, oberen Teil der Abbildung ist die Verteilung der im Kalorimeter abgelagerten Energie in der $(\eta-\phi)$ -Ebene zu sehen, mit dem Azimutwinkel ϕ und der Pseudorapidität

$$\eta = -\frac{1}{2} \ln\left(\tan \frac{\Theta}{2}\right). \quad (3.1)$$

Θ bezeichnet dabei den Polarwinkel.

Abb. 3.2 zeigt ein $(2+1)$ -Jet-Ereignis. Hier sind beide Jets räumlich klar vom gestreuten Elektron getrennt. Die Trennung der beiden Jets in η und ϕ ist i.a. weniger deutlich ausgeprägt (s. Abschnitt 5.4).

3.1 Die Bestimmung von Jets durch Cluster-Algorithmen

Jets müssen durch die experimentell beobachtbaren Größen eines Ereignisses definiert werden. Ein Ereignis wird charakterisiert durch die Energien und Impulse der entstandenen Teilchen.

Algorithmen vom JADE-Typ ordnen je zwei Objekte z.B. Kalorimeterzellen, Kondensate, Teilchen oder bereits rekombinierte Teilchenpaare einem gemeinsamen Jet zu, wenn ihre skalierte invariante Masse, y_{ij} , kleiner ist als der Auflöseparameter y_{cut} , wenn also gilt:

$$y_{ij} = \frac{(p_i + p_j)^2}{M^2} < y_{cut}. \quad (3.2)$$

i und j bezeichnen dabei jeweils Objekte und M^2 eine Massenskala, zum Beispiel die invariante Masse W^2 des hadronischen Systems.

Bei Algorithmen vom JADE-Typ besitzt jedes Ereignis zunächst eine Anzahl von Jets, die der Anzahl der zu rekombinierenden Objekte des Ereignisses entspricht. Berechnet werden dann die invarianten Massen jeder möglichen Kombination zweier Objekte. Übersteigt das Minimum dieser y_{ij} , im folgenden y_{kl} genannt, den Wert von y_{cut} nicht, so werden die Viererimpulse der beiden Objekte k und l , p_k und p_l , zu p_{kl} rekombiniert und die Zahl der Jets um eins verringert. Diese Prozedur wiederholt sich solange, bis das Minimum der aus den verbleibenden Viererimpulsen berechneten y_{ij} -Werte den Wert von y_{cut} übersteigt. Dem Ereignis wird die noch verbliebene Anzahl an Jets zugeordnet. Genauso wird mit den nächsten Ereignissen verfahren, solange bis jedem Ereignis genau eine Anzahl von Jets zugeordnet wurde. Hieraus

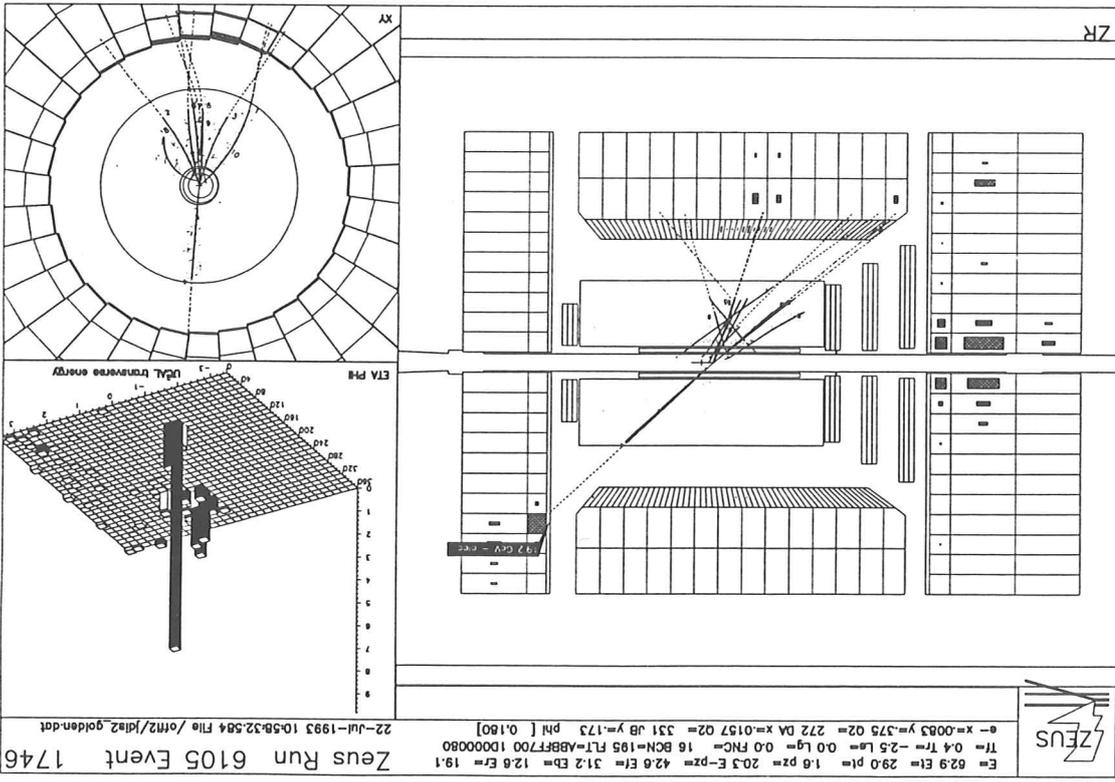


Abbildung 3.1: Ein typisches (1+1)-Jet-Ereignis. Linker Teil des Bildes: Schnitt durch den ZEUS-Detektor entlang der z-Achse, mit den rekonstruierten Spuren der Teilchen und der im Kalorimeter abgelagerten Energie. Rechts oben: Im Kalorimeter abgelagerte Energie in der $(\eta-\phi)$ -Ebene. Rechts unten: Schnitt durch die xy-Ebene, mit den rekonstruierten Spuren.

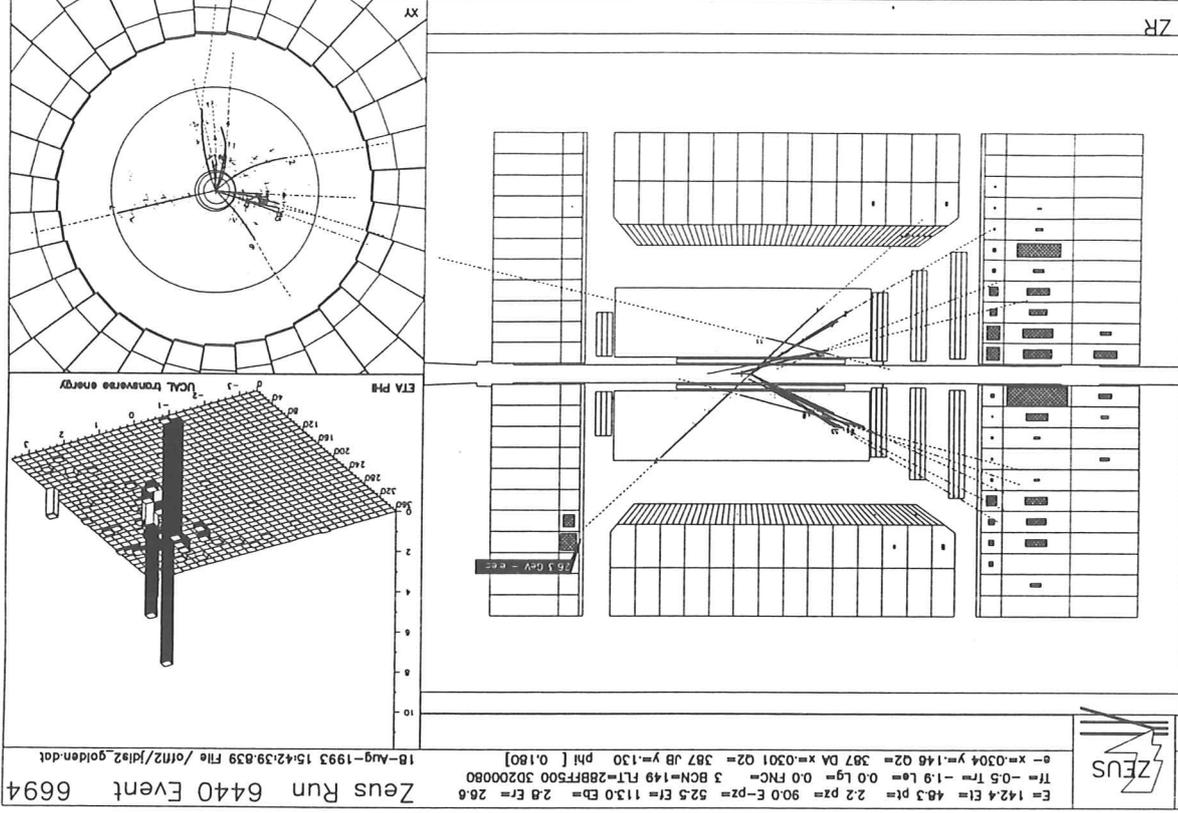


Abbildung 3.2: Ein typisches (2+1)-Jetereignis in derselben Darstellung wie Abb. 3.1

werden schließlich die Jetraten berechnet (Abb. 3.3).

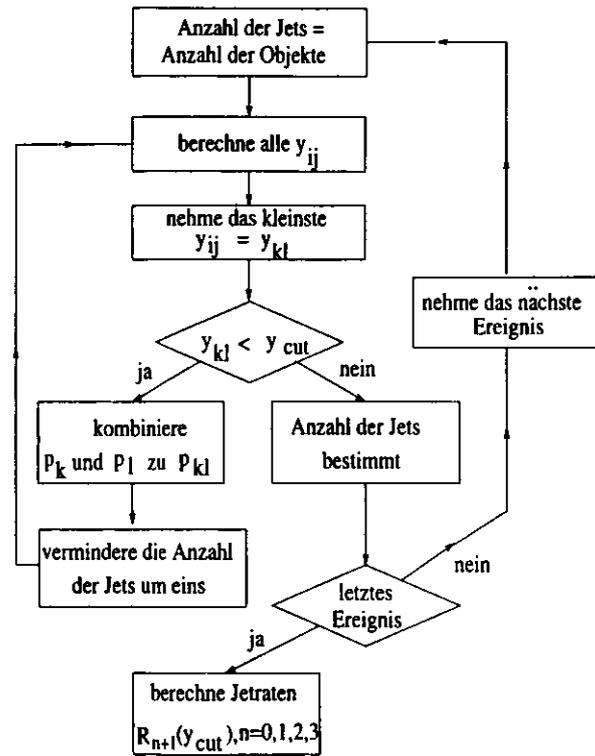


Abbildung 3.3: Flußdiagramm des JADE-Algorithmus. R_{n+1} bezeichnet dabei die $(n+1)$ -Jetrate.

Die Anzahl der Jets ist dabei eine Funktion des Auflöseparameters y_{cut} . Mit höherem y_{cut} sinkt der Anteil von $(2+1)$ - oder mehr Jet-Ereignissen, da dieser eine größere räumliche Auflösung bedeutet, bei der mehr Objekte in jeweils einen Jet zusammengefaßt werden.

Die Jetraten sind dabei nicht nur von der Wahl der Skala und der Auflösung y_{ij} abhängig, sondern auch vom Rekombinationsschema. Tab. 3.1 zeigt Auflösungs- und Rekombinationsschemata für verschiedene JADE-Typ-Algorithmen [24].

Algorithmus	Auflösung	Rekombination	Bemerkungen
E	$\frac{(p_i + p_j)^2}{E_{vis}^2}$	$p_k = p_i + p_j$	lorentzinvariant
P	$\frac{(p_i + p_j)^2}{E_{vis}^2}$	$\vec{p}_k = \vec{p}_i + \vec{p}_j$ $E_k = \vec{p}_k $	verletzt Energierhaltung
E0	$\frac{(p_i + p_j)^2}{E_{vis}^2}$	$\vec{p}_k = \frac{E_k}{ \vec{p}_i + \vec{p}_j } (\vec{p}_i + \vec{p}_j)$ $E_k = E_i + E_j$	verletzt Impulserhaltung
JADE	$\frac{2 E_i E_j (1 - \cos \Theta_{ij})}{M^2}$	$p_k = p_i + p_j$	

Tabelle 3.1: Auflösungs- und Rekombinationsschemata verschiedener JADE-Typ-Algorithmen.

Diese Analyse verwendet das JADE-Schema, mit der Auflösung

$$y_{ij} = \frac{2 E_i E_j (1 - \cos \Theta_{ij})}{W_{vis}^2} \quad (3.3)$$

und der Rekombination

$$p_k = p_i + p_j, \quad (3.4)$$

wobei

$$W_{vis} = (1 - x_{DA}) \cdot y_{JB} \cdot s, \quad (3.5)$$

die sichtbare invariante Masse des hadronischen Systems, als Massenskala verwendet wird. Bei der Definition von W_{vis}^2 wurden die einzelnen Variablen nach verschiedenen Rekonstruktionsmethoden berechnet, um von der Systematik einzelner Methoden möglichst unabhängig zu sein.

Das JADE-Schema vernachlässigt die Ruhemassen der rekombinierten Objekte und ist näherungsweise lorentzinvariant. Es ermöglicht deshalb eine Rekombination der Jets aus den Viererimpulsen der Objekte im Laborsystem. Energie- und Impulserhaltung werden beachtet.

Neben den beschriebenen Schemata vom JADE-Typ gibt es noch weitere Möglichkeiten der Rekombination. Der k_T -oder Durham-Algorithmus [30] verwendet so z.B. die Auflösung y_{ij}

$$y_{ij} = \frac{2 \min(E_i^2, E_j^2) (1 - \cos \Theta_{ij})}{M^2} \quad (3.6)$$

Der k_1 -Algorithmus ist jedoch nicht lorentzinvariant und macht eine Transformation in ein anderes Bezugssystem, in das Breit-System notwendig. Eine Analyse von Jets in der ep-Streuung mittels des k_1 -Algorithmus ist Gegenstand laufender Untersuchungen [31].

3.1.1 Der modifizierte JADE-Algorithmus in der ep-Streuung

Der JADE-Algorithmus, ursprünglich für die e^+e^- -Streuung entwickelt, muß für die Anwendung in der ep-Streuung modifiziert werden. Der Longitudinalimpuls des Beobachter-Jets muß in der Analyse berücksichtigt werden. Da dieser jedoch im allgemeinen im Strahlrohr verbleibt und nicht beobachtet werden kann, benutzt man in der ep-Streuung einen modifizierten JADE-Algorithmus, welcher die Teilchenimpulse in zwei Schritten zu Jets rekombiniert [32].

Zunächst wird ein sog. *Pseudoteilchen* gebildet, dem der fehlende Longitudinalimpuls p_i^{pseudo} (in Richtung des Strahlrohres) eines Ereignisses zugeschlagen wird. Dann wird der JADE-Algorithmus auf die Menge der Teilchenimpulse

$$(p_1, p_2, \dots, p_n, p_i^{pseudo})$$

angewendet, wobei (p_1, p_2, \dots, p_n) die Impulse der sichtbaren Hadronen bezeichnen. Die Bezeichnung p_i^{pseudo} deutet an, das es sich hierbei um ein fiktives Teilchen, ein Pseudoteilchen handelt. Im weiteren wird daher auch von der Pseudoteilchenprozedur gesprochen.

Der Einfluß der Pseudoteilchenprozedur auf die Jetraten ist Gegenstand von Abschnitt 5.5.

If an experiment requires statistical analysis to establish a result then one should do a better experiment.

Ernest Rutherford

Kapitel 4

Die Datenselektion

Im Jahr 1993 wurden vom ZEUS-Experiment Daten aufgenommen, die einer integrierten Luminosität von 554 nb^{-1} entsprechen. Waren es im Jahre 1992 noch etwa 25 nb^{-1} , so ist dieses drastische Ansteigen der Luminosität zum einen auf die Erhöhung der Anzahl der in HERA injizierten Teilchenpakete von neun auf 80 pro Strahl zurückzuführen, zum anderen ermöglichte eine verbesserte Strahlkontrolle eine längere Lebensdauer der Teilchenstrahlen. 1993 akzeptierten die Trigger des ZEUS-Detektors mehr als sieben Millionen Ereignisse. In dieser Analyse werden ausschließlich die Daten von 1993 verwendet. Eine vorläufige Analyse der Daten von 1992 liegt bereits vor [36].

Für die Untersuchungen dieser Arbeit waren allein Ereignisse aus tiefinelastischer Streuung (*Deep Inelastic Scattering*, DIS) von Interesse. Aus der Vielzahl der aufgezählten Ereignisse waren diese zu selektieren. Nur Neutral-Current-Ereignisse wurden dabei berücksichtigt, da nur diese eindeutig über den Nachweis eines gestreuten Elektrons erkannt werden konnten (s. Abschnitt 2.1). Charged-Current-Ereignisse wurden für diese Analyse nicht selektiert.

Zunächst waren Untergrundsignale, die hauptsächlich von Proton-Restgas-Ereignissen stammten, von Signalen aus der ep-Streuung zu trennen. Hierzu erwies sich die Zeitinformation des Kalorimeters als geeignetes Kriterium. Das Kalorimeter wurde so kalibriert, daß im RCAL ein Signal eines Ereignisses bei der Zeit $t_R = 0$ registriert wurde, wenn dieses vom Vertex stammte. Die Signale von RCAL und FCAL wurden in diesem Fall bei $t_F \approx t_R \approx 0 \text{ ns}$ registriert, wobei t_F die Zeit bezeichnet, zu der das Signal im FCAL registriert wurde. Die Zeit wurde aus dem energiegewichteten Mittel der Zeitinformationen aller Photoröhren berechnet [37]. Proton-Restgas-Ereignisse, die strahlaufwärts außerhalb des Detektors entstehen, produzieren ein Signal im RCAL etwa 12 ns früher als im FCAL. Ein Großteil der Untergrundereignisse konnte so mit der Bedingung $-3 \text{ ns} \leq t_R \leq +3 \text{ ns}$ aussortiert werden. Abb. 4.1

zeigt die gemessene Verteilung von $(t_F - t_R)$, aufgetragen gegen t_R , für Ereignisse bei denen eine Energie von mindestens 1 GeV in je einer Zelle des RCAL und FCAL abgelagert wurde [38].

Dieser Schnitt wurde lediglich auf die Daten angewendet, nicht jedoch auf Monte-Carlo-Ereignisse, da die Simulation der Zeitinformationen noch nicht voll verstanden ist und die Monte-Carlo-Daten keine Proton-Restgas-Ereignisse enthalten.

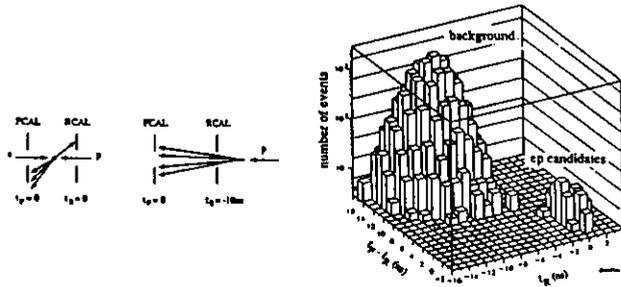


Abbildung 4.1: Illustration der Identifizierung von Proton-Restgas-Ereignissen mit Hilfe der Kalorimeter-Zeitinformation.

Andere Untergrundereignisse in den Daten wurden mit folgenden zusätzlichen Schnitten aussortiert:

- Von kosmischen Myonen oder Halo-Myonen erzeugte Ereignisse wurden mittels geeigneter topologischer Algorithmen entfernt.
- Ereignisse aus Datenläufen, bei denen Teile des Detektors nicht in Betrieb waren, wurden aussortiert.
- Wurden mehr als 90% der in einer Kalorimeterzelle abgelagerten Gesamtenergie von einem der beiden Photomultiplier dieser Zelle registriert, so wurde die Energie dieser Zelle nicht bei der Rekonstruktion des Ereignisses berücksichtigt. Energiebeiträge durch Funkenbildung in einer der Photoröhren wurden so ausgeschlossen.
- Der Vertex wurde, soweit möglich, aus den Informationen der Spurrkammern bestimmt. War dies nicht möglich, wurden die Zeitinformationen des Kalorimeters zur Vertexbestimmung benutzt. Konnte auch damit kein Vertex bestimmt werden, wurden dessen Koordinaten auf Null gesetzt. Der Betrag der z-Komponente des rekonstruierten Vertex eines Ereignisses durfte 75 cm nicht

übersteigen, um außerhalb des Akzeptanzbereiches des Detektors entstandene Ereignisse auszuschließen.

Die obigen Bedingungen erfüllten 91601 Ereignisse.

Die folgenden Schnitte wurden sowohl auf die Daten, als auch auf die Monte-Carlo-Ereignisse angewendet:

- Ein Neutrales-Strom-Ereignis ist durch ein gestreutes Elektron charakterisiert. Aus der Impulserhaltung resultieren Ereignistopologien, bei welchen das gestreute Elektron und die Fragmente des hadronischen Systems mit entgegengesetztem Azimutwinkel auftreten. Im allgemeinen ist das Elektron also räumlich klar von den Hadronen separiert. Dies ist jedoch nicht der Fall bei Ereignissen mit großem y oder kleinem x , bei denen der Stromjet in Rückwärtsrichtung gestreut wird. Die Identifikation des gestreuten Elektrons ist in diesen Fällen nicht immer eindeutig möglich.

Die Identifikation des gestreuten Elektrons geschah ausschließlich durch Informationen des Kalorimeters. Dazu standen verschiedene Elektronensucher zur Verfügung. Bei den Elektronensuchern handelt es sich um Algorithmen, welche die in einzelnen Kalorimeterzellen abgelagerte Energie dem Elektron zuordnen. Diese Zuordnung unterteilt sich in drei Schritte [16]:

1. Ein Algorithmus faßt einzelne Kalorimeterzellen, entsprechend der darin abgelagerten Energie, zusammen und formt daraus Kondensate. Zur Bildung dieser Kondensate benutzen verschiedene Elektronensucher verschiedene Algorithmen.
 2. Einzelne Kondensate werden dem Elektron zugeordnet. Dabei wird die Tatsache benutzt, daß Elektronen sehr früh in den Zellen beginnen aufzuschauern und die transversale Ausdehnung des Schauers geringer ist als bei Hadronen.
 3. Werden mehrere Kandidaten für ein Elektron gefunden, wird der wahrscheinlichste Kandidat, beispielsweise derjenige mit der höchsten Energie oder mit dem höchsten Transversalimpuls, ausgewählt
- In dieser Analyse wurde der Elektronensucher EEXOTIC benutzt. Dieser stellt eine modifizierte Version des Elektronensuchers ELECT5 dar, dessen Winkelauflösung verbessert wurde und der strengere Anforderungen an ein mögliches gestreutes Elektron stellt. Ein Ereignis wurde akzeptiert, wenn EEXOTIC mindestens ein gestreutes Elektron gefunden hatte.
 - Die Energie E_e des gestreuten Elektrons mußte mindestens 10 GeV betragen, da nur für hochenergetische Elektronen die Effizienz der Elektronenfinder fast

100% beträgt, bei einer Wahrscheinlichkeit einer fehlerhaften Identifikation von nahezu 0% [16].

- Zusätzlich wurde gefordert, daß die x- oder die y-Koordinate des Elektrons an der Oberfläche des RCAL mindestens 16 cm betrug (*box-cut*). Damit wurde verhindert, daß das Elektron einen Teil seiner Schauerenergie im toten Material des Strahlrohrs und nicht im Kalorimeter ablagert. Dies hätte eine Unterschätzung der Elektronenenergie E_e und, bei Verwendung der Elektronmethode, eine fehlerhafte Rekonstruktion der Kinematik zur Folge [16].
- Tiefinelastische Streuprozesse wurden mit der Forderung

$$35 \text{ GeV} < \hat{\delta} \equiv \sum_i (E_i - p_{zi}) + 2L_\gamma < 60 \text{ GeV} \quad (4.1)$$

selektiert. L_γ ist dabei die Energie des Photons im Luminositätsdetektor. Die Summe erstreckt sich auf alle Kalorimeterzellen, einschließlich die des gestreuten Elektrons.

Dieser Schnitt selektiert die tiefinelastischen Ereignisse, denn für diese gilt

$$E_{hadron} - p_{z hadron} \approx 0 \quad \text{und} \quad (4.2)$$

$$E_e - p_{ze} \approx 2 E_e = 53.4 \text{ GeV} \quad (4.3)$$

und somit

$$\hat{\delta} \approx 53.4 \text{ GeV}. \quad (4.4)$$

Ereignisse mit kleinem $\hat{\delta}$, vornehmlich aus der Photoproduktion, bei denen das Elektron nicht nachgewiesen wird, werden damit verworfen.

- Durch die Bedingung $y_{JB} > 0.04$ wurden Ereignisse, die durch das Uranrauschen des Detektors entstanden, aussortiert, da solche Ereignisse durch eine sehr geringe hadronische Aktivität charakterisiert sind. Dieser Schnitt ist gleichbedeutend mit der Forderung $W^2 > 5000 \text{ GeV}^2$. Die Methode nach Jacquet-Blondel wurde bei diesem Schnitt der Doppelwinkelmethode vorgezogen, da diese bei kleinen y größere Unterschiede zwischen generierten und rekonstruierten Monte-Carlo-Daten erbrachte [16]. Zur Wahl der Rekonstruktionsmethoden, siehe Abschnitt 5.3.
- Die Bedingung $y_{elec} < 0.95$ entfernte mißidentifizierte Elektronen, vorwiegend im FCAL, die von Ereignissen aus der Photoproduktion stammten.
- Die Summe der abgelagerten Energie im FCAL sollte mindestens 1 GeV sein, um kosmische und diffraktive Ereignisse auszusortieren.

Schließlich wurden die beiden folgenden Schnitte auf die Kinematik der Ereignisse gemacht:

- $x_{DA} > 3 \cdot 10^{-4}$
- $Q_{DA}^2 > 10 \text{ GeV}^2$

Aus dem kompletten Datensatz von 1993 erfüllten 29755 Ereignisse diese Bedingungen. Die Schnitte entfernten im einzelnen:

• Verwerfen der Testläufe:	442 Ereignisse
• gestreutes Elektron von EEXOTIC:	22653 Ereignisse
• Energie des gestreuten Elektrons $> 10 \text{ GeV}$:	5628 Ereignisse
• Summe der FCAL-Energien $> 1 \text{ GeV}$:	3465 Ereignisse
• $35 \text{ GeV} < \hat{\delta} < 60 \text{ GeV}$:	1176 Ereignisse
• $y_{elec} < 0.95$:	17 Ereignisse
• $y_{JB} > 0.04$:	16832 Ereignisse
• $Q_{DA}^2 > 10 \text{ GeV}^2$:	10788 Ereignisse
• $x_{DA} > 3 \cdot 10^{-4}$:	407 Ereignisse
• x- oder y-Koordinate des Elektrons $> 16 \text{ cm}$:	372 Ereignisse
• sonstige Schnitte:	66 Ereignisse

Die gemessenen Verteilungen der Größen Q_{DA}^2 , x_{DA} , y_{JB} und W_{vis}^2 sind in Abb. 4.2 für die selektierten Daten aufgetragen. Die Zahl der Einträge, die Mittelwerte und die Standardabweichungen sind jeweils in der Abbildung angegeben.

Abb. 4.3 zeigt die Verteilungen von $\hat{\delta}$, der Energie E_e des gestreuten Elektrons, der Anzahl N_{Zellen} der getroffenen Kalorimeterzellen, und der z-Komponente des Vertex.

Die starke Überhöhung der z-Vertex-Verteilung bei 0 cm stammt von Ereignissen, bei denen kein Vertex rekonstruiert werden konnte und deren Vertex auf null gesetzt wurde.

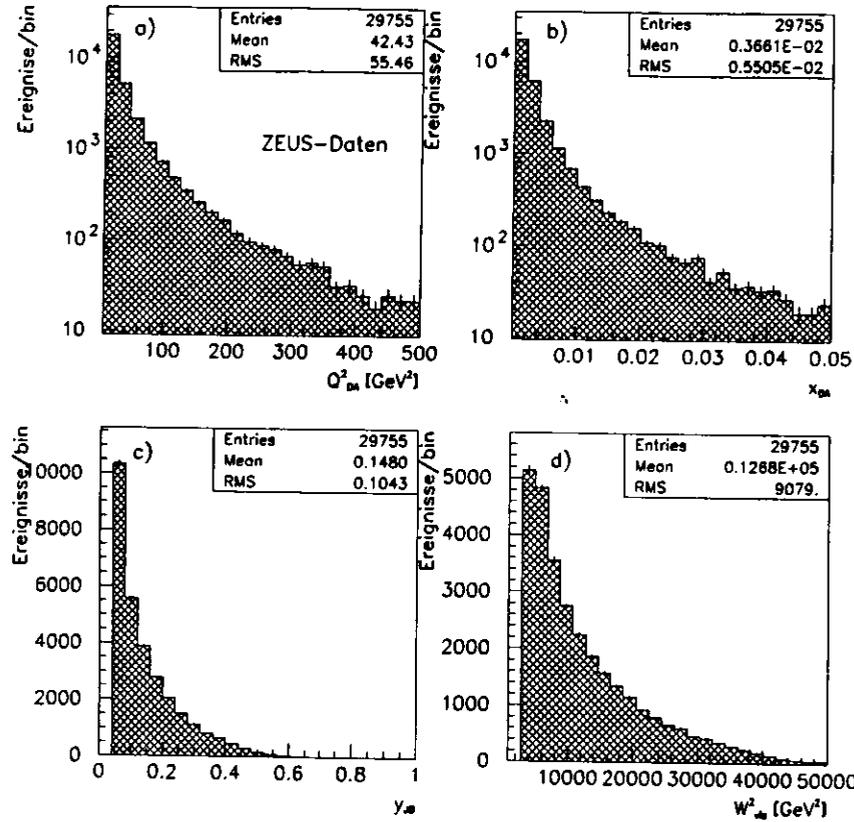


Abbildung 4.2: Die Kinematik der selektierten Ereignisse. a) Das Quadrat Q^2 des Impulsübertrages, b) die Bjorkensche SkalenvARIABLE x , beide berechnet nach der Doppelwinkelmethode, c) y , berechnet nach der Methode nach Jacquet-Blondel und d) die sichtbare invariante hadronische Masse W^2_{vis} .

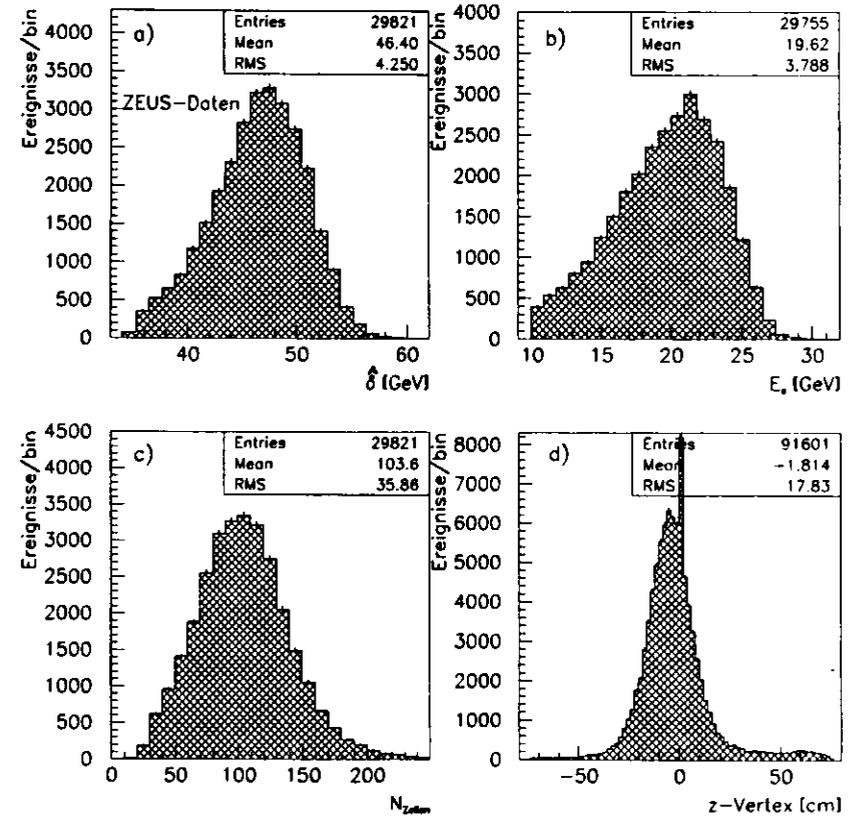


Abbildung 4.3: a) $\hat{\delta}$, b) die Energie E_e des gestreuten Elektrons, c) die Anzahl N_{Zellen} der getroffenen Kalorimeterzellen und d) die z-Koordinate des Vertex.

Kapitel 5

Die Bestimmung der Jetraten

5.1 Die Wahl des kinematischen Bereiches der Analyse

Der dieser Analyse zugrundeliegende Datensatz wurde auf den folgenden kinematischen Bereich in x und Q^2 eingeschränkt:

- $0.1 < x < 0.01$
- $Q^2 > 160 \text{ GeV}^2$

Die Schnitte in x und Q^2 wurden jeweils auf die nach der Doppelwinkelmethode berechneten Werte gemacht.

Zwei wesentliche Argumente legten eine Analyse der Jetraten ausschließlich in diesem Bereich bei hohem x und hohem Q^2 nahe:

- 1) Es gibt Unterschiede in den (2+1)-Jetraten aufgrund verschiedener Parametrisierungen der Partonverteilungsfunktionen. Diese Unterschiede führen zu einem zusätzlichen systematischen Fehler bei der α_s -Bestimmung. Der systematische Fehler wird durch die Wahl des Bereiches $x > 0.01$ minimiert, da hier die Strukturfunktionen, aus denen die Partonenverteilungsfunktionen abgeleitet werden, sehr gut experimentell bestimmt sind. Abb. 5.1 zeigt die u-Quark- und Gluon-Verteilungsfunktionen für vier verschiedene Parametrisierungen.

Es handelt sich dabei um die Parametrisierungen, welche nach der Messung von F_2 durch die ZEUS-Kollaboration [16] die Daten am bes-

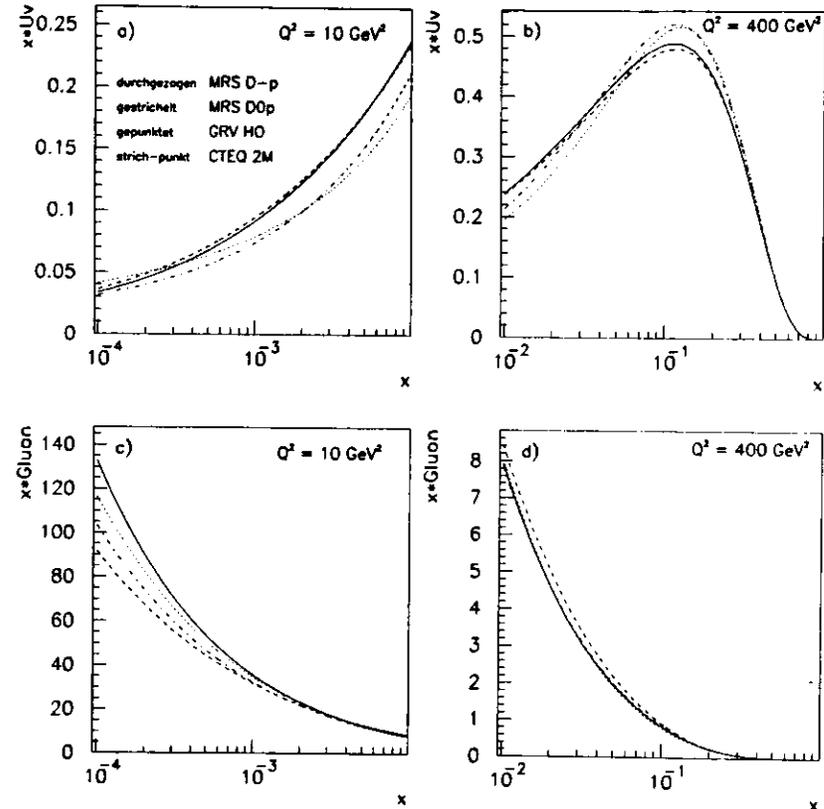


Abbildung 5.1: a) u-Quark-Verteilungsfunktion für verschiedene Parametrisierungen im Bereich kleiner x , b) im Bereich großer x , c) Gluon-Verteilungsfunktion, für kleine c) und große x d).

ten beschreiben. Die Abkürzungen bedeuten eine Parametrisierung nach

- GRV: Glück, Reya, Vogt [39]
- MRS: Martin, Robert, Stirling [40]
- CTEQ: CTEQ-Kollaboration [41].

Alle vier Parametrisierungen verwenden das \overline{MS} -Schema der Renormierung.

Im Bereich $10^{-4} < x < 10^{-2}$ sind die Unterschiede zwischen den verschiedenen Parametrisierungen sowohl für die u-Quark-Verteilungsfunktionen (a) als auch für die Gluon-Verteilungsfunktionen (c) jeweils deutlich größer als im Bereich $x > 10^{-2}$ (b und d).

Mit dem Monte-Carlo-Programm LEPTO 6.1 [11] wurden für die drei Parametrisierungen MRS D-p, MRS D0p und GRV HO und der Option „Matrixelement plus Parton Schauer“ (ME+PS, s. Abschnitt 2.4) je 25000 Ereignisse generiert. Abb. 5.2 zeigt die (2+1)-Jetraten beim Wert $y_{cut} = 0.02$ für diese Parametrisierungen in verschiedenen Bereichen von x und Q^2 .

Im Bereich kleiner x - und Q^2 -Werte betragen die relativen Unterschiede in der (2+1)-Jetraten zwischen den verschiedenen Parametrisierungen bis zu 100%, wohingegen im Bereich $x > 10^{-2}$ und $Q^2 > 160 \text{ GeV}^2$ diese Unterschiede kleiner als 3% sind.

- 2) Man erwartet bei hohem Q^2 eine klarere Ausprägung der Jetstruktur, weil diese einen höheren Transversalimpuls erhalten [33]. Eine Untersuchung der Transversalimpulse der Jets in Abhängigkeit von Q^2 gibt [34].

Den Bedingungen dieser Schnitte genügten 1070 Ereignisse. Die weitere Analyse in dieser Arbeit verwendet ausschließlich diese Daten.

5.2 Die Kinematik der selektierten Ereignisse

Die gemessenen Verteilungen der Größen Q_{DA}^2 , x_{DA} , y_{JB} und W_{vis}^2 sind in Abb. 5.3 für die Analyse ausgewählten Daten gemeinsam mit den rekonstruierten Monte-Carlo-Daten (MC) aufgetragen.

Die Monte-Carlo-Ereignisse wurden durch das Monte-Carlo-Programm HERACLES+LEPTO 6.1 mit der Option ME+PS generiert, wobei die Strukturfunktion MRSD-p verwendet wurde. HERACLES [35] dient zur Simulation von QED-Strahlungskorrekturen, welche für die spätere Korrektur der Daten von Wichtigkeit sind. Die Monte-Carlo-Daten durchliefen das ZEUS-Detektorsimulationsprogramm

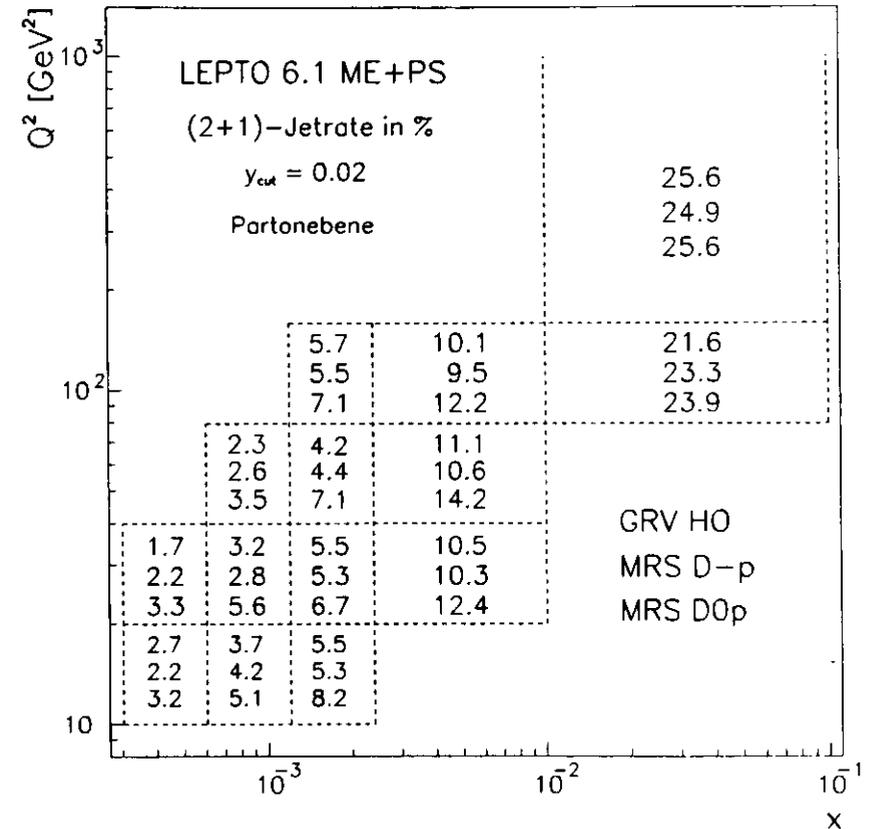


Abbildung 5.2: Die (2+1)-Jetraten für verschiedene Parametrisierungen der Strukturfunktionen, in verschiedenen Bereichen von x und Q^2 .

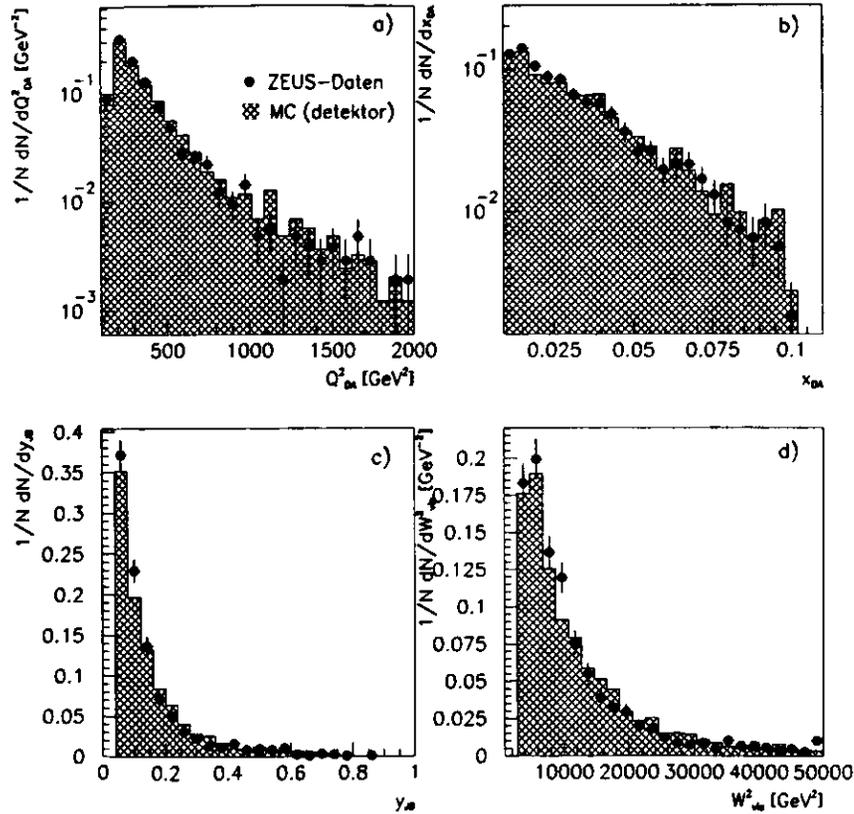


Abbildung 5.3: Die Kinematik der selektierten Ereignisse. a) das Quadrat Q^2 des Impulsübertrages, b) die Bjorkensche Skalensvariable x , beide berechnet nach der Doppelwinkelmethode, c) y , berechnet nach der Methode nach Jacquet-Blondel und d) das Quadrat W_{vis}^2 der sichtbaren invarianten hadronische Masse.

MOZART und wurden anschließend in derselben Weise selektiert und analysiert wie die Daten. 2715 voll rekonstruierte Monte-Carlo-Ereignisse genügten allen Schnitten und wurden in der Analyse verwendet.

Wie bei allen vergleichenden Histogrammen sind ZEUS- und Monte-Carlo-Daten jeweils auf die Anzahl der Ereignisse normiert. ZEUS-Daten sind als Punkte mit statistischen Fehlern eingetragen, Monte-Carlo-Daten als schattierte Histogramme.

Für die selektierten Daten zeigt Tab. 5.1 die Mittelwerte dieser Größen und deren Fehler.

$\langle Q_{DA}^2 \rangle$ [GeV ²]	$\langle x_{DA} \rangle$	$\langle y_{JB} \rangle$	$\langle W_{vis}^2 \rangle$ [GeV ²]
405.3 ± 8.7	0.033 ± 0.001	0.146 ± 0.004	12100 ± 345

Tabelle 5.1: Die Mittelwerte und deren Fehler für die kinematischen Variablen des endgültig selektierten Datensamples.

Abb. 5.4 zeigt den Streuwinkel θ des Elektrons, die Anzahl N_{Zellen} der getroffenen Kalorimeterzellen, δ (s. Gl. 4.1) und die Energie E_e des gestreuten Elektrons, ebenfalls für Daten und rekonstruierte Monte-Carlo-Ereignisse.

Für die Elektronenenergie E_e (und damit auch für δ) zeigen sich Abweichungen zwischen Daten und Monte-Carlo-Daten. Dies ist bedingt durch bereits bekannte Probleme bei der Energiebestimmung des Elektrons. Sowohl δ als auch E_e werden nur zur Datenselektion und nicht zur Bestimmung der Kinematik der Ereignisse verwendet. Zudem erfolgten die Schnitte an den Rändern dieser Verteilungen, also in Bereichen mit kleiner Statistik. Diskrepanzen zwischen ZEUS- und Monte-Carlo-Daten sollten sich deshalb nicht merklich auf diese Analyse auswirken.

5.3 Die Wahl der Rekonstruktionsmethode

Um aus den Rekonstruktionsmöglichkeiten der Ereigniskinematik die geeignete auszuwählen, wurde für Monte-Carlo-Daten ein Vergleich der drei Methoden durchgeführt. Abb. 5.5 zeigt die rekonstruierten Werte (detektor) von x und Q^2 für die Monte-Carlo-Daten, aufgetragen gegen dieselben Größen auf der Ebene der generierten Hadronen (hadron), d.h. vor der Simulation des ZEUS-Detektors. Detektoreffekte konnten so für die einzelnen Rekonstruktionsmethoden bestimmt werden. Für eine ideale Rekonstruktion erwartet man, daß alle Punkte auf der Winkelhalbierenden liegen. Abweichungen von dieser bedeuten, daß die Werte der Variablen für die jeweilige Methode durch Detektoreffekte verändert wurden.

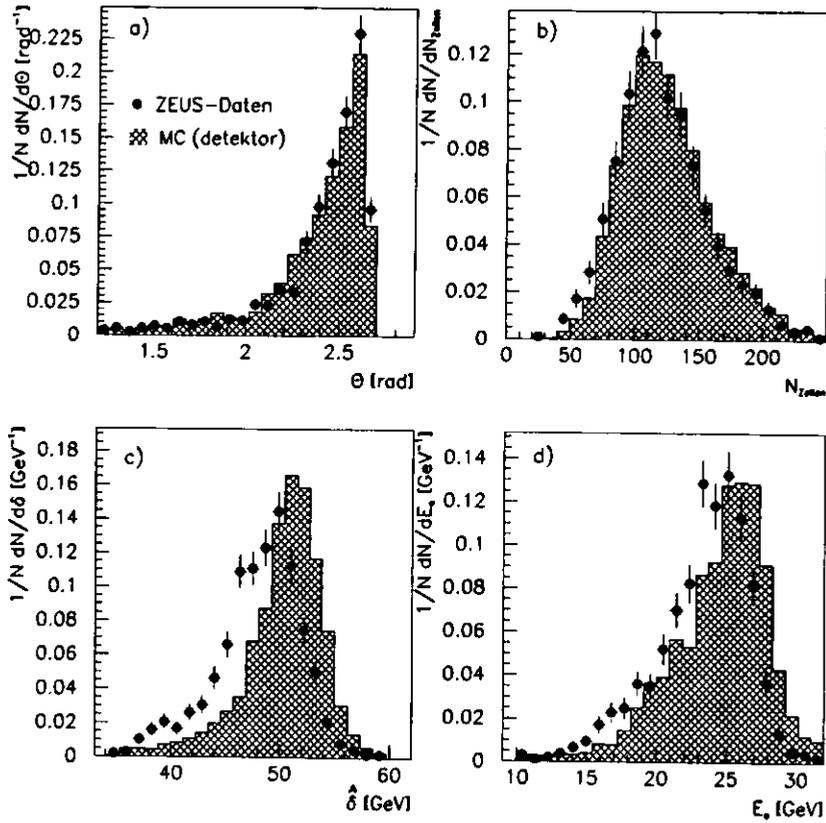


Abbildung 5.4: a) Der Elektronenstreuwinkel θ , b) die Anzahl N_{Zellen} der getroffenen Kalorimeterzellen, c) $\hat{\delta}$ und d) die Energie E_e des gestreuten Elektrons.

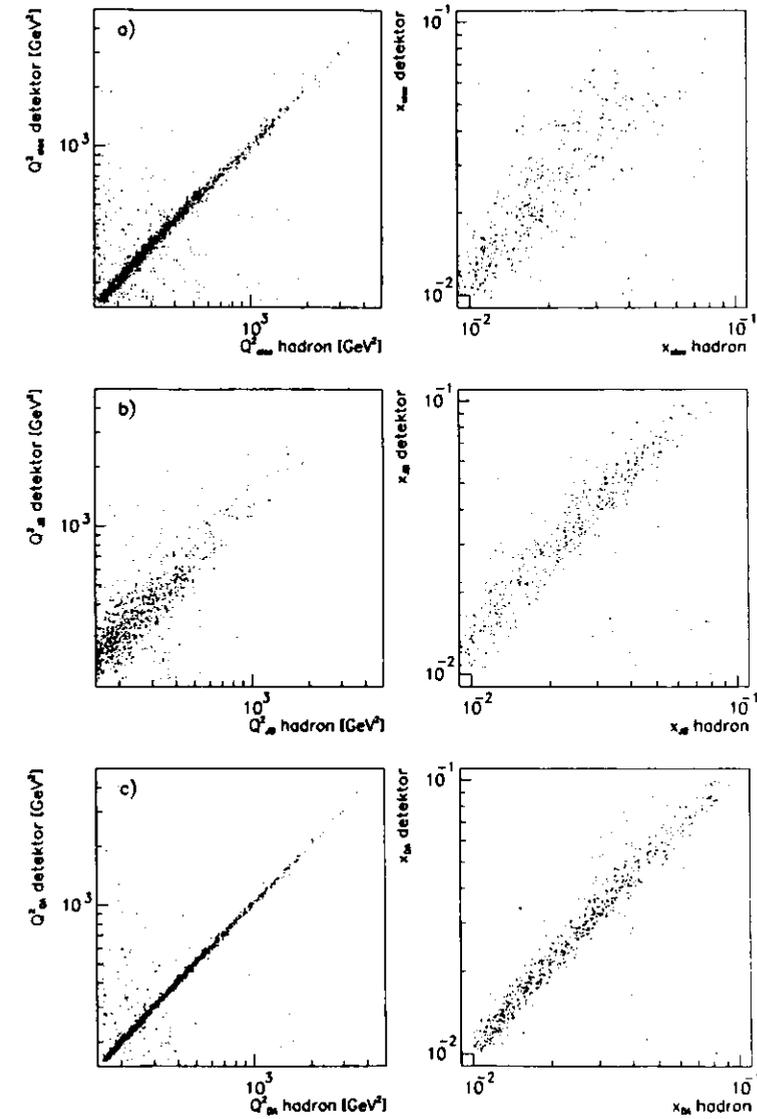


Abbildung 5.5: Vergleich der drei Rekonstruktionsmethoden. a) Elektronmethode, b) Methode nach Jacquet-Blondel und c) Doppelwinkelmethode. Linke Spalte: Q^2 . Rechte Spalte: x .

Die Elektronmethode (a) ergibt zwar eine gute Rekonstruktion für Q^2 , nicht jedoch für x . Für die Methode nach Jacquet-Blondel (b) erkennt man Schwächen für die Rekonstruktion beider Variablen. Für die Doppelwinkelmethode (c) ist die Verschmierung der Werte durch Detektoreffekte sowohl von x als auch von Q^2 am geringsten. In der Analyse wurden deshalb die nach der Doppelwinkelmethode berechneten Werte der kinematischen Variablen verwendet.

5.4 Die Rapiditäts- und Winkelverteilungen der Jets

Die Abb. 5.6 zeigt die Verteilung der Pseudorapidität

$$\eta = -\frac{1}{2} \ln \left(\tan \frac{\Theta}{2} \right), \quad (5.1)$$

mit dem Polarwinkel Θ , aller (2+1)-Jet-Ereignisse für den Beobachter-Jet (Abb. 5.6 a) und die beiden, nach η geordneten, Strom-Jets (Abb. 5.6 b und c). ZEUS-Daten sind als Punkte mit statistischen Fehlern eingetragen. Die gestrichelten Histogramme stellen Monte-Carlo-Daten dar, die von LEPTO 6.1 unter Verwendung des ME+PS-Modells generiert wurden. Die durchgezogenen Histogramme zeigen ebenfalls von LEPTO 6.1 generierte Monte-Carlo-Daten, jedoch mit der Beschreibung durch das „Colour-Dipole-Modell mit Boson-Gluon-Fusion“ (CDM+BGF, s. Abschnitt 2.4.1).

Ein Wert der Pseudorapidität $\eta = 0$ entspricht einem Winkel von $\Theta = 90^\circ$. Positive Werte von η entsprechen Streuwinkeln in Vorwärtsrichtung. Die Abbildung zeigt, daß der zweite Strom-Jet stets in Vorwärtsrichtung und häufig in die Nähe des Beobachter-Jets gestreut wird und daher in der Regel schwer von diesem zu separieren ist. Der erste Strom-Jet wird vorwiegend in Vorwärtsrichtung gestreut.

Abb. 5.7 zeigt in derselben Darstellung wie Abb. 5.6 die Verteilungen des Polarwinkels Θ der einzelnen Jets.

In der Abb. 5.8 ist die Differenz der Pseudorapiditäten η (a) und die der Azimutwinkel ϕ (b) beider Strom-Jets aufgetragen. Die beiden Jets sind im Mittel etwa zwei Einheiten in η voneinander entfernt. Wegen der hohen Q^2 -Werte, und des damit verbundenen hohen Transversalimpulses des gestreuten Elektrons, ist die Differenz beider Jets in ϕ nicht mehr 180° wie bei kleinen Q^2 -Werten.

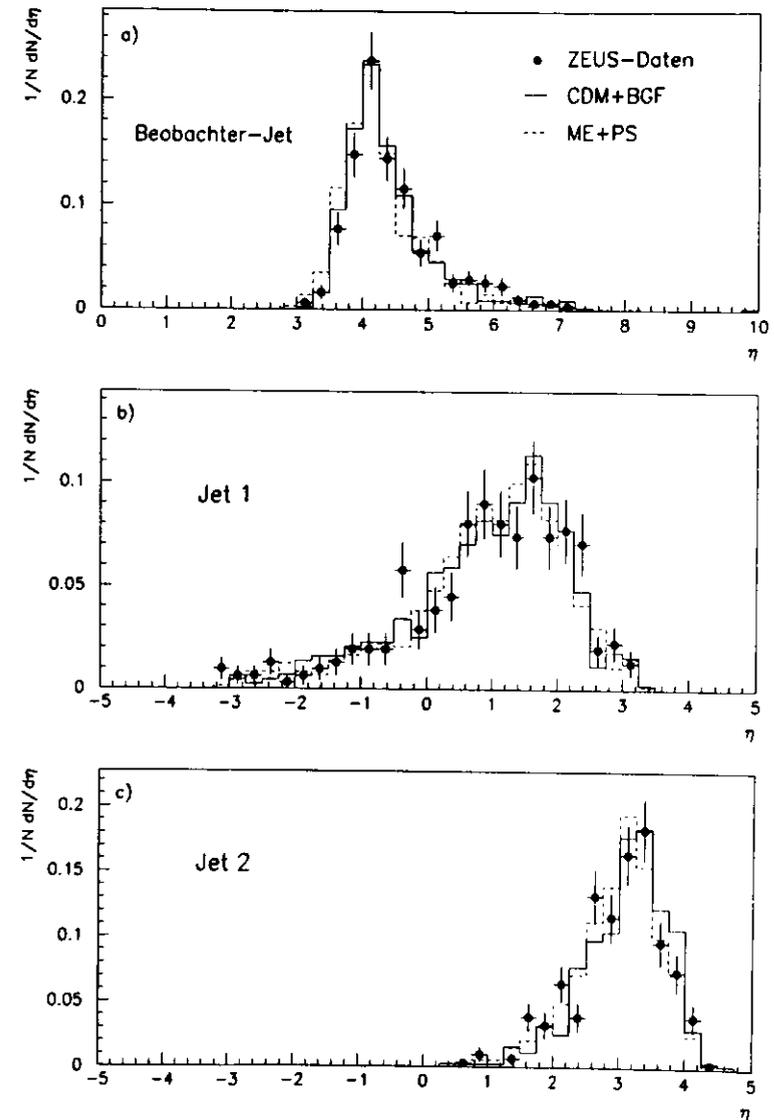


Abbildung 5.6: Die η -Verteilung der (2+1)-Jet-Ereignisse für ZEUS-Daten und die beiden verwendeten Monte-Carlo-Modelle ME+PS und CDM+BGF für den Beobachter-Jet und die beiden Strom-Jets.

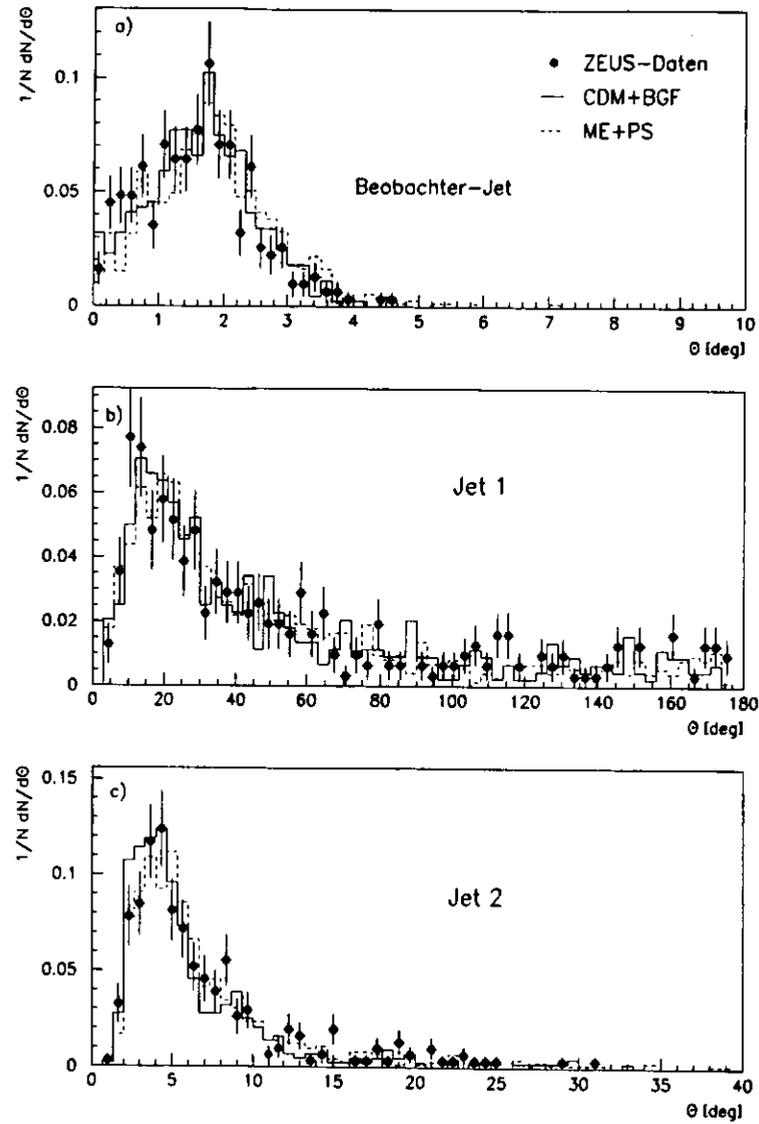


Abbildung 5.7: Die Θ -Verteilung der $(2+1)$ -Jet-Ereignisse für ZEUS- und Monte-Carlo-Daten für den Beobachter-Jet und die beiden Strom-Jets.

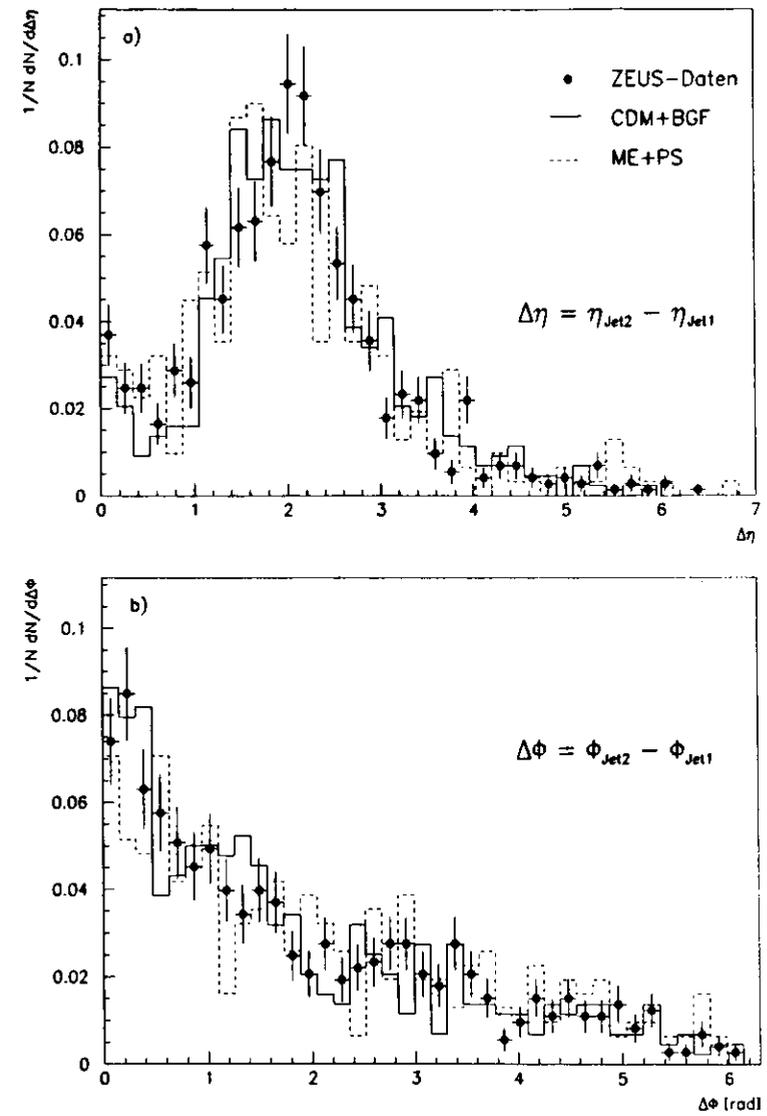


Abbildung 5.8: Die Differenz in η und ϕ beider Strom-Jets der $(2+1)$ -Jet-Ereignisse für ZEUS- und Monte-Carlo-Daten.

5.5 Die Pseudoteilchenprozedur

Der Einfluß der in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Pseudoteilchenprozedur auf die Jetraten wird in diesem Abschnitt untersucht. Wenn nicht anders angegeben, werden für die Bestimmung der Jetraten die Informationen der einzelnen Kalorimeterzellen verwendet.

Die Longitudinal- p_i^{pseudo} und Transversalimpulse p_t^{pseudo} des Pseudoteilchens der selektierten Ereignisse sind in Abb. 5.9 dargestellt. Der durchschnittliche Longitu-

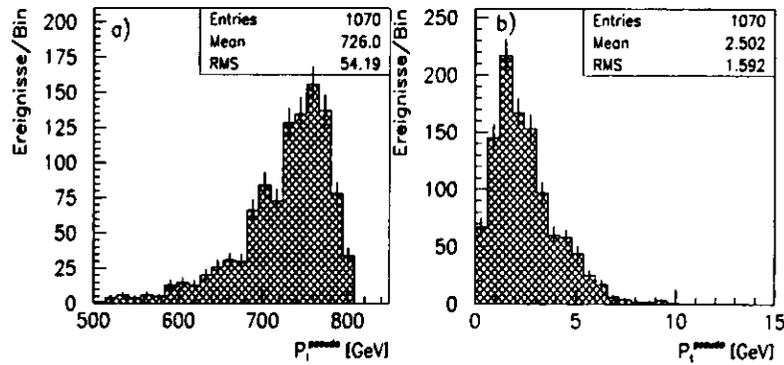


Abbildung 5.9: Longitudinalimpuls p_l^{pseudo} (a) und Transversalimpuls p_t^{pseudo} (b) des Pseudoteilchens der selektierten Ereignisse.

dinalimpuls beträgt mit 726 GeV fast 90% der Energie des einlaufenden Protons. Der Transversalimpuls des Pseudoteilchens ist vernachlässigbar klein. Eine deutliche Änderung der Jetraten durch die Einführung des Pseudoteilchens ist daher zu erwarten.

Abb. 5.10 zeigt einen Vergleich der Jetraten auf allen drei Monte-Carlo-Ebenen. Im ersten Fall wurden die Jetraten unter Anwendung des ursprünglichen JADE-Algorithmus bestimmt. Im zweiten Fall wurde der modifizierte JADE-Algorithmus mit der Pseudoteilchenprozedur auf der Detektorebene verwendet.

Der Unterschied in den Jetraten für die drei Ebenen der Monte-Carlo-Daten ist bei der Anwendung des JADE-Algorithmus mit der Pseudoteilchenprozedur wesentlich geringer. Bei den meisten Ereignissen entsteht durch das Pseudoteilchen für fast alle

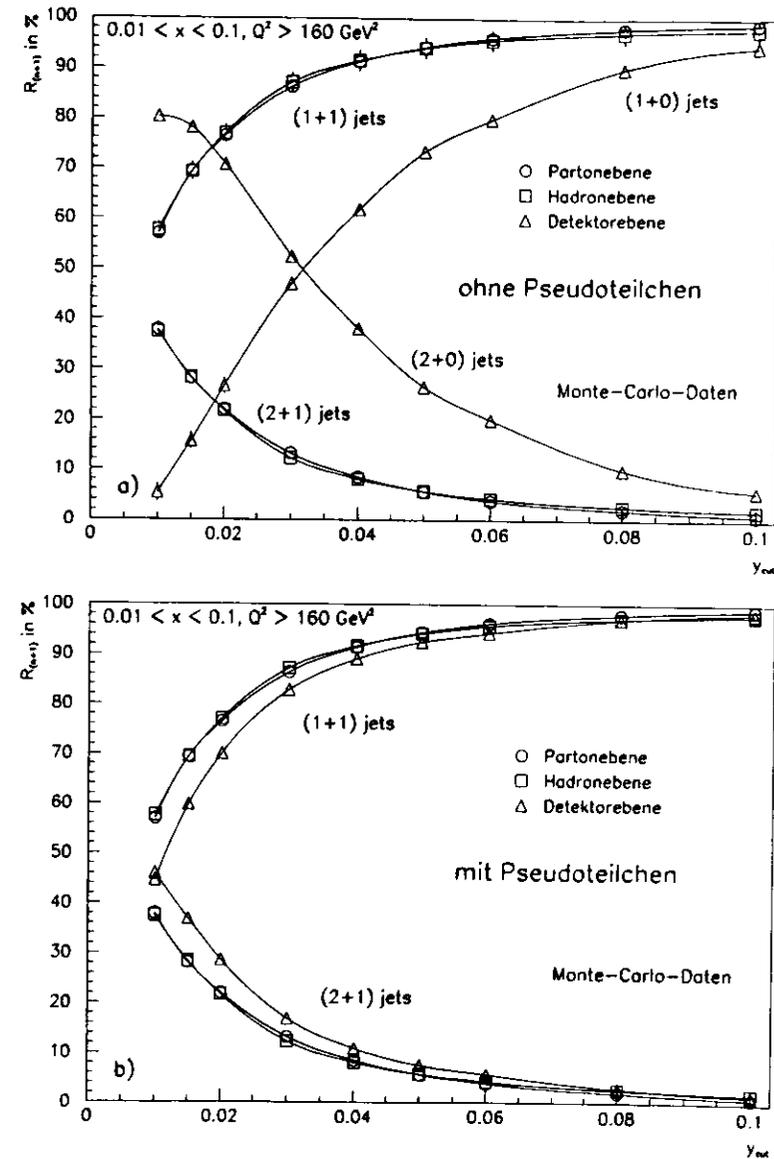


Abbildung 5.10: a) Jetraten für Monte-Carlo-Ereignisse, bestimmt durch den ursprünglichen JADE-Algorithmus. b) Jetraten derselben Ereignisse, unter Verwendung des JADE-Algorithmus mit Pseudoteilchenprozedur.

Werte von y_{cut} ein zusätzlicher Jet. Dies entspricht der anschaulichen Vorstellung, nach der der hochenergetische Beobachter-Jet auf einen engen Raumwinkelbereich beschränkt bleibt.

Um die Korrekturen durch Detektorakzeptanzeffekte zu minimieren wird im folgenden der JADE-Algorithmus ausschließlich in der modifizierten Form mit der Pseudoteilchenprozedur verwendet.

5.6 Die Korrektur der Daten

Die gemessenen Jetraten sind beeinflusst durch die Abstrahlung von Photonen vom Elektron im Anfangs- und Endzustand (*Initial State Radiation*, ISR und *Final State Radiation*, FSR), durch die Hadronisation, durch Selektionskriterien und durch Detektorakzeptanzeffekte. Um mit theoretischen Berechnungen verglichen werden zu können, müssen die Daten einer Korrektur unterzogen werden.

Diese Korrektur der Jetraten wurde mit Monte-Carlo-Daten ausgeführt, indem die Jetraten der Daten mit denen der Monte-Carlo-Ereignisse verglichen wurden. Für alle drei Monte-Carlo-Ebenen wurden die Jetraten bestimmt. Die Jetraten vor bzw. nach der Hadronisierung werden im folgenden R_{n+1}^{parton} bzw. R_{n+1}^{hadron} genannt. Die Jetraten, die für die Monte-Carlo-Ereignisse nach dem Durchlaufen der Detektor-Simulation und der Rekonstruktion bestimmt wurden, werden $R_{n+1}^{detektor}$ genannt, wobei wobei n wiederum jeweils die Anzahl der gefundenen Jets, zu der ein Beobachter-Jet addiert wird.

Die Korrektur erfolgte in zwei Schritten. Zuerst erfolgte die Korrektur auf Hadronisierungseffekte, ISR und FSR. Die zugehörigen Korrekturfaktoren $C_{n+1}^{hadron}(y_{cut})$ sind an jedem y_{cut} definiert als [36]

$$C_{n+1}^{hadron}(y_{cut}) = \frac{R_{n+1}^{parton}(y_{cut})}{R_{n+1}^{hadron}(y_{cut})}. \quad (5.2)$$

Auf Effekte durch ISR und FSR wurde durch die Verwendung der Informationen der Hadronen (Methode nach Jacquet-Blondel) auf der Hadronebene korrigiert. Die Hadronen sind aufgrund ihrer, im Vergleich zum Elektron, sehr viel größeren Massen nahezu unbeeinflusst von QED-Strahlungskorrekturen.

Die Korrektur der Daten auf Detektorakzeptanzen und Selektionskriterien erfolgte durch die Korrekturfaktoren $C_{n+1}^{detektor}(y_{cut})$, definiert als [36]

$$C_{n+1}^{detektor}(y_{cut}) = \frac{R_{n+1}^{hadron}(y_{cut})}{R_{n+1}^{detektor}(y_{cut})}. \quad (5.3)$$

Für die Korrektur der Jetraten wurde folgende Gleichung verwendet [36]:

$$R_{n+1}^{korrigiert}(y_{cut}) = C_{n+1}^{hadron}(y_{cut}) \cdot C_{n+1}^{detektor}(y_{cut}) \cdot R_{n+1}^{unkorrigiert}(y_{cut}), \quad (5.4)$$

wobei $R_{n+1}^{unkorrigiert}(y_{cut})$ und $R_{n+1}^{korrigiert}(y_{cut})$ die unkorrigierte bzw. korrigierte $(n+1)$ -Jetrate der Daten bezeichnet. Die resultierenden Jetraten wurden renormalisiert, damit diese der Unitaritätsbedingung $R_{0+1} + R_{1+1} + R_{2+1} + R_{n \geq 3+1} = 1$ genügen.

Die Korrekturfaktoren für Hadronisierung, für Detektoreffekte und die resultierenden Korrekturfaktoren C_{n+1} , mit

$$C_{n+1} = C_{n+1}^{hadron} \cdot C_{n+1}^{detektor}. \quad (5.5)$$

zeigt Tab. 5.2.

y_{cut}	C_{1+1}^{hadron}	C_{2+1}^{hadron}	$C_{1+1}^{detektor}$	$C_{2+1}^{detektor}$	C_{1+1}	C_{2+1}
0.01	0.99	1.01	1.29	0.82	1.28	0.82
0.015	1.00	0.99	1.16	0.77	1.16	0.76
0.02	0.99	1.01	1.10	0.76	1.09	0.77
0.03	0.99	1.07	1.05	0.73	1.04	0.78
0.04	1.00	1.05	1.03	0.74	1.03	0.75
0.05	1.00	0.99	1.02	0.76	1.02	0.67
0.06	1.01	0.91	1.02	0.74	1.02	0.69
0.08	1.01	0.74	1.00	0.93	1.01	0.69
0.1	1.01	0.47	1.00	1.21	1.01	0.57

Tabelle 5.2: Die Korrekturfaktoren für Hadronisierung und Detektorakzeptanzen und der resultierende Korrekturfaktor.

Der durchschnittliche relative resultierende Korrekturfaktor beträgt für die $(1+1)$ -Jetrate 7% und 27% für die $(2+1)$ -Jetrate.

Tab. 5.3 enthält die Werte der korrigierten Jetraten in % mit deren statistischen Fehlern, $\Delta R_{n+1}^{unkorrigiert}(y_{cut})$, definiert als [42]

$$\Delta R_{n+1}^{unkorrigiert}(y_{cut}) = \sqrt{\frac{1}{N_{cut}} \cdot R_{n+1}^{unkorrigiert}(y_{cut}) \cdot (1 - R_{n+1}^{unkorrigiert}(y_{cut}))}, \quad (5.6)$$

angegeben in absoluten %.

y_{cut}	0+1-Jetrade	1+1-Jetrade	2+1-Jetrade	3+1-Jetrade
0.01	-	52.2 ± 1.5	39.3 ± 1.5	6.3 ± 1.0
0.015	-	66.5 ± 1.5	28.8 ± 1.5	3.6 ± 0.7
0.02	-	74.8 ± 1.4	22.4 ± 1.4	2.6 ± 0.5
0.03	-	85.4 ± 1.2	13.7 ± 1.2	0.8 ± 0.2
0.04	-	90.7 ± 1.0	8.9 ± 1.0	0.3 ± 0.2
0.05	-	93.0 ± 0.9	6.7 ± 0.9	-
0.06	-	95.6 ± 0.7	4.2 ± 0.7	-
0.08	0.2 ± 0.1	97.3 ± 0.6	2.3 ± 0.6	-
0.10	0.4 ± 0.2	98.0 ± 0.5	1.3 ± 0.5	-

Tabelle 5.3: Die Werte der korrigierten Jetraten und deren statistischen Fehler, angegeben in absoluten %.

Abb. 5.11 zeigt einen Vergleich der korrigierten Daten von 1993 mit der Partonebene der Monte-Carlo-Daten.

5.7 Untersuchung systematischer Fehler der (2+1)-Jetrade

Obgleich der der Analyse zugrundeliegende Datensatz sorgfältig selektiert wurde, verbleiben Unsicherheiten bezüglich der Methode der Ereignisselektion, der Korrektur durch Monte-Carlo-Daten und der Bestimmung der Kinematik.

Diese systematischen Unsicherheiten wurden abgeschätzt, indem jeweils eine der Variablen, die in die Bestimmung der (2+1)-Jetrade einging, variiert wurde. Die Daten wurden jeweils mit einem Monte-Carlo-Datensatz korrigiert, der zuvor der jeweils gleichen Prozedur unterzogen wurde.

Die so gewonnene Abschätzung der systematischen Fehler ist nur richtig unter der Annahme, daß der Monte-Carlo-Datensatz die Daten vollkommen beschreibt. Da diese Annahme nur näherungsweise richtig ist, ist zusätzlich zu den Monte-Carlo-korrigierten Jetraten auch jeweils die Variation der unkorrigierten (2+1)-Jetrade angegeben.

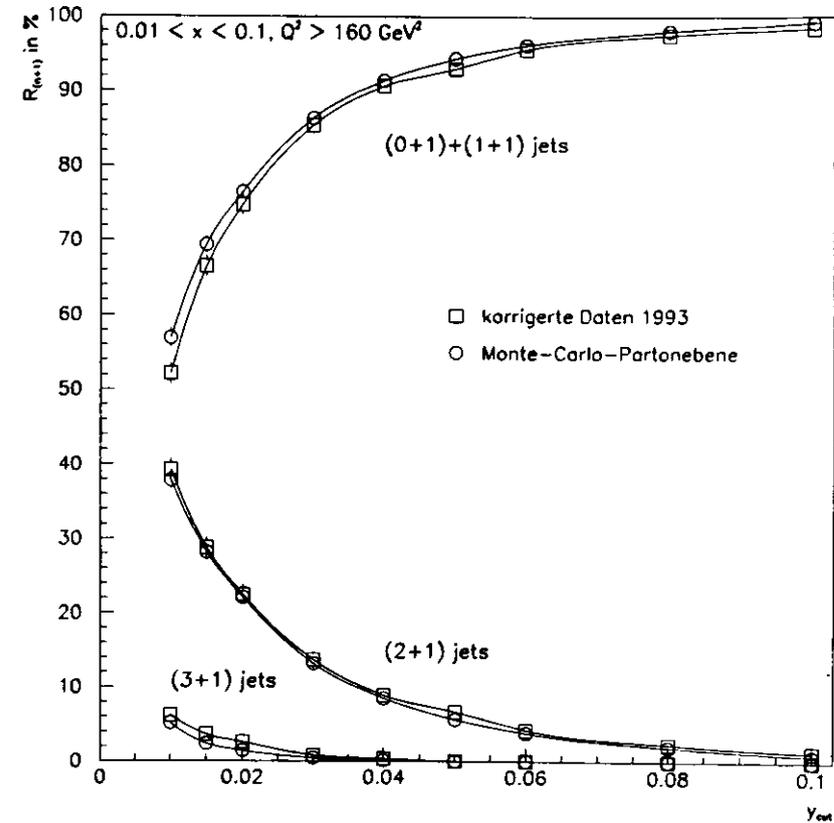


Abbildung 5.11: Vergleich der korrigierten Jetraten der Daten mit denen der Monte-Carlo-Partonebene.

5.7.1 Variation der Energieskala

Um den Einfluß einer möglichen fehlerhaften Bestimmung der Energie der Teilchen auf die (2+1)-Jetrate zu ermitteln, wurden deren Energien künstlich um 10 % erhöht bzw. verringert. Diese Variation erfolgte direkt nach der Energiebestimmung und vor der Anwendung aller Schnitte. Damit vergrößerte oder verkleinerte sich der selektierte Datensatz bei einzelnen Energievariationen.

Variation der Pseudoteilchenenergie

Bei der Verringerung der errechneten Pseudoteilchenenergie auf 90 % ergab sich das erwartete Absinken der (2+1)-Jetrate. Ebenso ergab sich ein erwartetes Ansteigen derselben bei einer Erhöhung der Pseudoteilchenenergie auf 110 %.

Die Werte für unkorrigierte und korrigierte (2+1)-Jetraten finden sich, ebenso wie die resultierenden (2+1)-Jetraten der übrigen Untersuchungen der systematischen Fehler, in Tab. 5.4 bzw. Tab. 5.5 in Abschnitt 5.8.

Variation der Hadronenergien

Die Variation der Energien der Hadronen E_{hadron} um 10 % ergab die größten relativen Änderungen in der (2+1)-Jetrate, die auch durch eine Korrektur mit den Monte-Carlo-Daten nicht vollständig kompensiert wurde (s. Tab. 5.4 und 5.5).

Variation der Energie des gestreuten Elektrons

Ähnliches gilt für die Energievariation der Elektronen um 10 %. Die Korrektur durch die Monte-Carlo-Daten bewirkte zudem eine asymmetrische Verteilung des Fehlers, verschoben in Richtung einer höheren (2+1)-Jetrate. Bei der Erhöhung der Elektronenenergie verblieben nur 981 Ereignisse in der Analyse.

5.7.2 Variation der Selektionskriterien

Variation des Schnittes der Elektronenenergie

Nach der Herabsetzung der geforderten Mindestenergie für das gestreute Elektron auf 5 GeV, verblieben 1076 Ereignisse, also sechs Ereignisse mehr als mit den ursprünglichen Selektionskriterien, in der Analyse. Die relative Änderung der (2+1)-Jetrate bleibt deshalb sowohl mit als auch ohne Monte-Carlo-Korrektur sehr klein. Sie beträgt für alle Werte von y_{cut} weniger als 0.5 %.

Variation des δ -Schnittes

Setzte man die untere Selektionsgrenze für den δ -Schnitt auf 45 GeV herauf und selektierte Ereignisse mit

$$45 \text{ GeV} < \hat{\delta} < 60 \text{ GeV}, \quad (5.7)$$

wurden beinahe 20 % der ursprünglich selektierten Ereignisse verworfen. Nur noch 859 Ereignisse genügen dieser verschärften Bedingung.

Variation des Strahlrohrschnittes

Das Strahlrohr befindet sich im Polarwinkelbereich $\Theta < 2.2^\circ$ in Vorwärtsrichtung und $\Theta > 176.5^\circ$ in Rückwärtsrichtung. Bei den meisten (2+1)-Jet-Ereignissen wird einer der beiden Strom-Jets unter einem kleinen Polarwinkel Θ bzgl. des Protonenstrahls gestreut und ist daher schlecht vom hochenergetischen Beobachter-Jet zu separieren (s. Abb. 5.7). Dessen Verhalten ist außerdem noch nicht vollständig verstanden. Hierdurch bedingte Unsicherheiten in der Jetratenbestimmung können durch einen Schnitt um das Strahlrohr, mit der Forderung

$$10^\circ < \Theta < 170^\circ. \quad (5.8)$$

vermieden werden.

Tab. 5.4 zeigt, daß mit diesem Schnitt bei hohen y_{cut} -Werten kaum noch (2+1)-Jet-Ereignisse vorhanden sind, da bei diesen Ereignissen einer der beiden Strom-Jets verworfen wird. Dieser Effekt wird durch die Monte-Carlo-Korrektur weitgehend kompensiert (s. Tab. 5.5).

Variation des y_{elec} -Schnittes

Die Verschärfung der Bedingung von $y_{elec} < 0.95$ auf $y_{elec} < 0.8$, hatte zur Folge; daß zwölf weitere Ereignisse verworfen wurden. Auch hier ist die relative Änderung der (2+1)-Jetrate klein. Sie beträgt für alle y_{cut} -Werte nicht mehr als 1 %.

Variation der Massenskala

Als Massenskala wurde anstelle der bisher verwendeten Definition

$$W_{vis}^2 = (1 - x_{DA}) \cdot y_{JB} \cdot s \quad (5.9)$$

in dieser Fehlerabschätzung

$$W_{DA}^2 = (1 - x_{DA}) \cdot y_{DA} \cdot s \quad (5.10)$$

verwendet.

5.7.3 Verwendung eines weiteren Elektronensuchers

Als Alternative zum Elektronensucher EEXOTIC wurde in diesem Abschnitt der Elektronensucher ELECT5 verwendet.

Bei der Verwendung von ELECT5 wurden 1226 Ereignisse, also 156 Ereignisse mehr als in der zentralen Analyse, selektiert. Diese Mehrereignisse resultieren aus dessen in Kapitel 3 angesprochenen, weniger strengen Anforderungen an ein mögliches gestreutes Elektron. Von den 91159 Ereignissen auf die beide Elektronensucher angewendet wurden, fand EEXOTIC bei 22653 Ereignissen keinen Kandidaten. ELECT5 verwarf lediglich 8305 Ereignisse. Die meisten dieser von ELECT5 akzeptierten Ereignisse wurden von den späteren Schnitten, vor allem von der Forderung der Mindestenergie der Elektronen von 10 GeV, dem $y_{elec} > 0.95$ -Schnitt und der Bedingung $Q_{DA}^2 > 160 \text{ GeV}^2$, aussortiert.

5.7.4 Verwendung von Kondensaten

Die bei der Jetratenbestimmung bisher verwendeten Kalorimeterzellen wurden bei dieser Untersuchung durch Kondensate ersetzt. Kondensate wurden aus den Energien einzelner Kalorimeterzellen mittels eines Algorithmus gebildet. Diese Kondensate beinhalten zwar eine größere Information über die Ortskoordinaten der im Kalorimeter abgelagerten Energie. Der Vorteil der Kondensatbildung besteht jedoch darin, daß die Energie einzelner, isolierter Kalorimeterzellen, aus Untergrund, nicht als eigenes Objekt im Jet-Algorithmus behandelt werden und so nicht fälschlicherweise zu einer Erhöhung der Jetraten beitragen.

Bei der Verwendung der Kondensate anstelle der Zellen wurde die erwartete Verringerung der unkorrigierten (2+1)-Jetrate beobachtet.

5.7.5 Verwendung des Colour-Dipole-Modells

Alternativ zur Beschreibung der perturbativen Phase bei den Monte-Carlo-Ereignissen durch das „Matrilement plus Parton Schauer“ wurde auch die Beschreibung durch das Colour-Dipole-Modell mit Boson-Gluon-Fusion (CDM+BGF) verwendet. Beide Monte-Carlo-Datensätze wurden vom Generator LEPTO 6.1, unter Verwendung des LUND-String-Modells (s. Abschnitt 2.4.2) zur Beschreibung der Fragmentation, generiert. Diese Fehlerabschätzung bezieht sich daher nur auf Unterschiede der perturbativen Phase, nicht jedoch auf Unterschiede in der Beschreibung der Hadronisierung.

Dieser Monte-Carlo-Datensatz enthielt 1847 selektierte Ereignisse. Ein Monte-Carlo-Datensatz eines weiteren Monte-Carlo-Generators mit einer anderen Beschreibung

der Hadronisierung, z.B. durch das Modell der Cluster-Fragmentation mittels des Generators HERWIG [43], stand nicht zur Verfügung.

5.8 Der systematische Fehler der (2+1)-Jetrate

Die Tab. 5.4 und 5.5 zeigen die relativen systematischen Fehler der unkorrigierten und der Monte-Carlo-korrigierten (2+1)-Jetrate.

y_{cut}	0.01	0.015	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.08	0.1
$R_{2+1}^{unkorrigiert}$	0.478	0.377	0.292	0.174	0.114	0.089	0.063	0.034	0.022
$\Delta R_{2+1}^{unkorrigiert}(y_{cut})$									
$E_{psec.}$ -10 % +10 %	-3 % +1 %	-1 % +4 %	-3 % +4 %	-1 % +4 %	-2 % +5 %	-1 % ± 0 %	+3 % -2 %	+3 % +8 %	± 0 % +8 %
$E_{hadr.}$ -10 % +10 %	-8 % +3 %	-15 % +13 %	-16 % +18 %	-24 % +29 %	-19 % +31 %	-32 % +25 %	-28 % +33 %	-25 % +53 %	-51 % +46 %
E_e -10 % +10 %	-1 % +1 %	± 0 % +1 %	-1 % +2 %	+1 % -1 %	+1 % -3 %	+2 % -6 %	± 0 % -9 %	+3 % ± 0 %	-4 % -5 %
$E_e > 5 \text{ GeV}$	± 0 %	± 0 %	-1 %	-1 %	-1 %	-1 %	-1 %	-1 %	-1 %
$45 < \delta < 60$	± 0 %	+3 %	+6 %	+5 %	+7 %	+8 %	+12 %	+21 %	+19 %
$\Theta > 10^\circ$	-39 %	-58 %	-69 %	-76 %	-85 %	-88 %	-93 %	-89 %	-96 %
$y_{elec} < 0.8$	± 0 %	± 0 %	± 0 %	± 0 %	± 0 %	± 0 %	+1 %	+1 %	+1 %
$W_{vis} = W_{DA}$	-14 %	-18 %	-18 %	-20 %	-16 %	-22 %	-24 %	-14 %	-25 %
ELECT5	± 0 %	+1 %	+2 %	+3 %	+8 %	+7 %	+11 %	+24 %	+24 %
Kondensate	-20 %	-24 %	-27 %	-26 %	-32 %	-46 %	-46 %	-42 %	-50 %

Tabelle 5.4: Die unkorrigierten (2+1)-Jetraten und deren relative systematische Fehler.

Der gesamte systematische Fehler der (2+1)-Jetrate wurde für Änderungen in positiver und negativer Richtung der (2+1)-Jetrate einzeln bestimmt. Die systematischen Fehler wurden für die jeweilige Richtung quadratisch aufaddiert. Der jeweilige gesamte systematische Fehler bestimmt sich aus der Quadratwurzel dieser Summe.

Tab. 5.6 zeigt die korrigierte (2+1)-Jetrate mit den statistischen und systematischen

y_{cut}	0.01	0.015	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.08	0.1	
$R_{2+1}^{korrigiert}$	0.393	0.288	0.224	0.137	0.089	0.067	0.042	0.023	0.013	
$\Delta R_{2+1}^{korrigiert}(y_{cut})$										
$E_{pseud.}$	-10% +10%	-2% +1%	$\pm 0\%$ +2%	+1% $\pm 0\%$	+1% -1%	+3% +4%	-1% -1%	+4% -7%	+7% +7%	+9% +6%
$E_{hadr.}$	-10% +10%	$\pm 0\%$ $\pm 0\%$	+1% +3%	+6% +1%	+2% +2%	+16% -1%	-4% -3%	+19% +1%	+40% -8%	-3% -12%
E_e	-10% +10%	$\pm 0\%$ +5%	$\pm 0\%$ +7%	$\pm 0\%$ +9%	-1% +8%	+1% +15%	-1% +12%	-3% +5%	-2% +29%	-8% +62%
$E_e > 5 \text{ GeV}$	$\pm 0\%$	$\pm 0\%$	$\pm 0\%$	$\pm 0\%$	$\pm 0\%$	$\pm 0\%$	$\pm 0\%$	$\pm 0\%$	$\pm 0\%$	$\pm 0\%$
$45 < \hat{\delta} < 60$	-2%	+1%	+2%	+1%	+4%	+3%	+7%	+16%	+15%	
$\Theta > 10^\circ$	-1%	-4%	$\pm 0\%$	+6%	-10%	+1%	-23%	+14%	-21%	
$y_{elec} < 0.8$	$\pm 0\%$	$\pm 0\%$	$\pm 0\%$	-1%	$\pm 0\%$	$\pm 0\%$	+1%	+1%	+1%	
$W_{vis} = W_{DA}$	-5%	-6%	-4%	-2%	+9%	-6%	-4%	+13%	-7%	
ELECT5	$\pm 0\%$	+1%	+1%	-1%	+5%	+4%	+7%	+8%	+4%	
Kondensate	+6%	+13%	+9%	+14%	$\pm 0\%$	-22%	-17%	-22%	-27%	
CDM+BGF	$\pm 0\%$	+4%	+6%	+10%	-2%	-10%	-5%	-47%	-59%	
sytemat. Fehler	-6% +8%	-7% +16%	-4% +15%	-3% +19%	-10% +25%	-25% +13%	-30% +22%	-53% +56%	-70% +65%	

Tabelle 5.5: Die korrigierten (2+1)-Jetraten und deren relative systematische Fehler.

Fehlern.

Abb. 5.12 zeigt die korrigierten Jetraten und den systematischen Fehler der (2+1)-Jetraten. Der systematische Fehler ist als schattierte Fläche unterhalb der (2+1)-Jetraten eingezeichnet.

5.9 Die Abschätzung von α_s

Um eine Abschätzung von α_s (s. Abschnitt 2.2) zu geben, müssen die zurück auf die Partonebene korrigierten ZEUS-Daten mit den theoretischen Berechnungen der Jetraten auf der Partonebene verglichen werden. Der experimentelle Auflösungsparameter y_{cut} korrespondiert dabei mit dem theoretischen Auflösungsparameter y_{cut} , welcher die

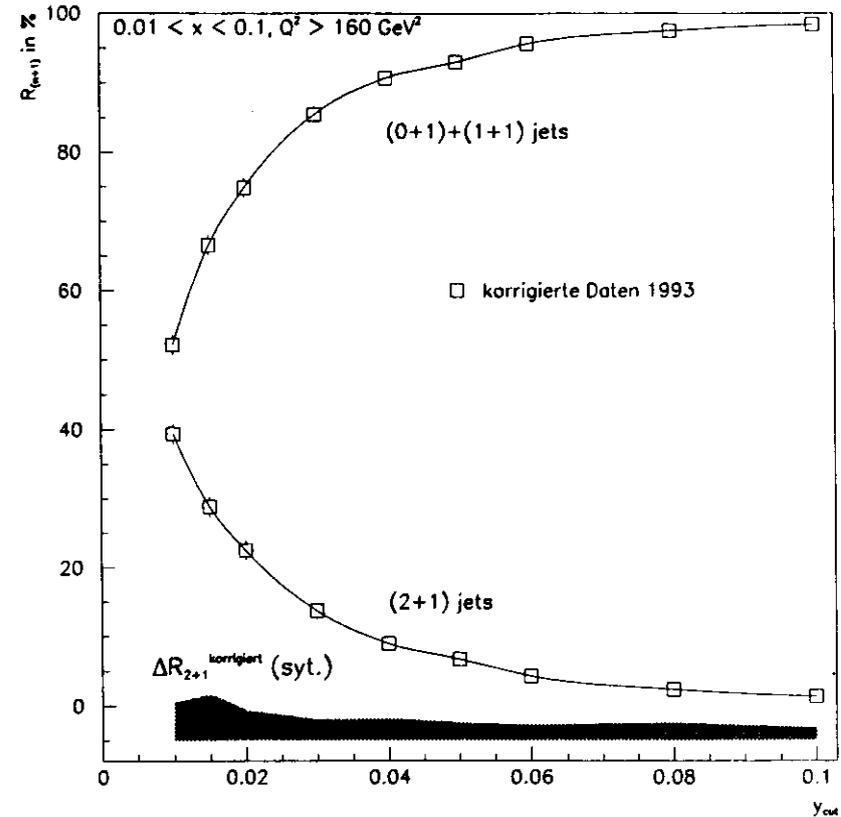


Abbildung 5.12: Die korrigierten Jetraten und der (schattiert eingetragene) systematische Fehler der (2+1)-Jetraten, in absoluten %.

y_{cut}	$R_{2+1}^{korrigiert}$
0.01	39.3% \pm 1.5% (stat.) $^{+3.1\%}_{-2.4\%}$ (syst.)
0.015	28.8% \pm 1.5% (stat.) $^{+4.6\%}_{-2.0\%}$ (syst.)
0.02	22.4% \pm 1.4% (stat.) $^{+3.4\%}_{-0.9\%}$ (syst.)
0.03	13.7% \pm 1.2% (stat.) $^{+1.9\%}_{-0.4\%}$ (syst.)
0.04	8.9% \pm 1.0% (stat.) $^{+2.2\%}_{-0.9\%}$ (syst.)
0.05	6.7% \pm 0.9% (stat.) $^{+0.9\%}_{-1.7\%}$ (syst.)
0.06	4.2% \pm 0.7% (stat.) $^{+0.9\%}_{-1.2\%}$ (syst.)
0.08	2.3% \pm 0.6% (stat.) $^{+1.3\%}_{-1.3\%}$ (syst.)
0.1	1.3% \pm 0.5% (stat.) $^{+0.8\%}_{-0.9\%}$ (syst.)

Tabelle 5.6: Die Werte der korrigierten (2+1)-Jetraten.

Partonauflösung bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte festlegt.

Bei den theoretischen Berechnungen handelt es sich um Rechnungen bis einschließlich der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ (next-to-leading order) von T. Brodtkorb und E. Mirkes in Form des Programms DISJET [44], mit [45]

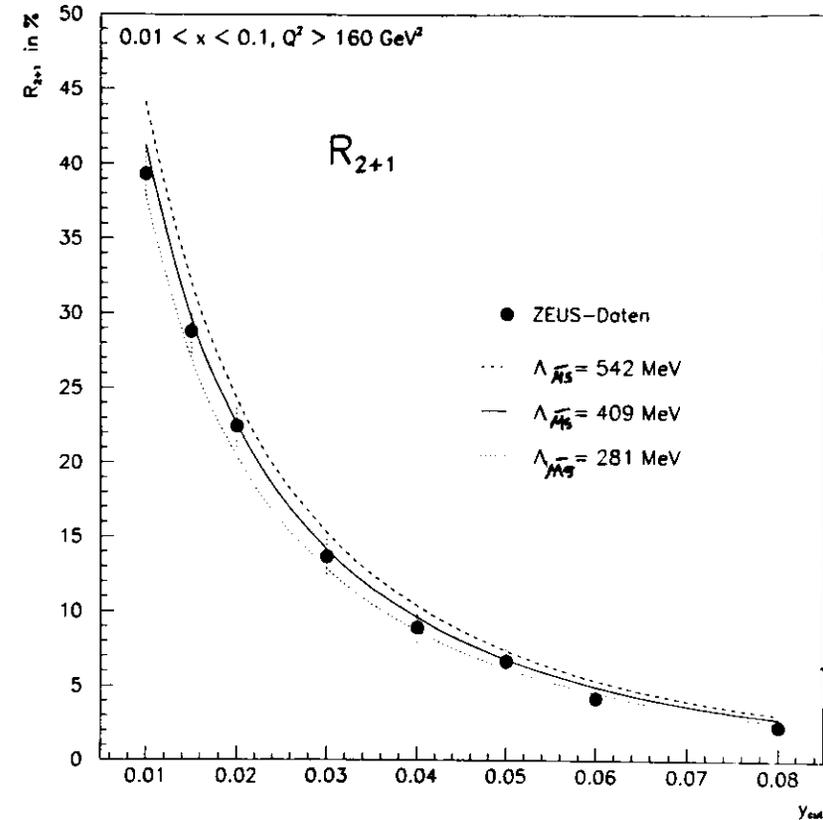
$$\alpha_s(Q^2, n_f) = \frac{1}{b_f \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2)} \left(1 - \frac{b'_f \ln \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2)}{b_f \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2)} \right), \quad (5.11)$$

wobei b_f und b'_f gegeben sind durch

$$b_f = \frac{33 - 2n_f}{12\pi} \quad \text{und} \quad b'_f = \frac{153 - 19n_f}{2\pi(33 - 2n_f)}. \quad (5.12)$$

Die eigentliche Bestimmung von α_s wird über eine Anpassung des $\Lambda_{\overline{MS}}$ -Wertes an die Daten, über eine Minimierung von χ^2 erfolgen. In dieser Arbeit wurden für drei verschiedene Werte von $\Lambda_{\overline{MS}}$ die von DISJET berechneten Jetraten mit denen der ZEUS-Daten verglichen. Auf diese Weise konnte eine Abschätzung des Wertes für $\Lambda_{\overline{MS}}$ erreicht werden [46]. Die Anzahl n_f der in der Rechnung berücksichtigten Quarkflavours beträgt fünf.

Die Abb. 5.13 zeigt die (2+1)-Jetraten für die zurück auf die Partonebene korrigierten Daten und für drei verschiedene Werte von $\Lambda_{\overline{MS}}$, berechnet von DISJET.

Abbildung 5.13: Vergleich der (2+1)-Jetraten für die korrigierten Daten (Punkte) und für drei verschiedene Werte von $\Lambda_{\overline{MS}}$, berechnet von DISJET (Linien).

Die korrigierte (2+1)-Jetrate der ZEUS-Daten ist innerhalb der statistischen Fehler mit den Werten von $\Lambda_{\overline{MS}} = 281 \text{ MeV}$ und $\Lambda_{\overline{MS}} = 409 \text{ MeV}$ verträglich. Da der systematische Fehler etwa ein- bis zweimal so groß ist wie der statistische Fehler (s. Tab. 5.6), ergibt eine konservative Abschätzung einen Wert für $\Lambda_{\overline{MS}}$ von

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 400 \text{ MeV} \pm 100 \text{ MeV (stat.)} \pm 200 \text{ MeV (syst.)}$$

Mit dieser Abschätzung ergibt sich ein Wert für $\alpha_s(Q^2)$ beim mittleren $Q^2 = 405 \text{ GeV}^2$ der selektierten Daten von

$$\alpha_s(405 \text{ GeV}^2) = 0.173 \pm 0.017 \text{ (stat.)} \pm 0.035 \text{ (syst.)}$$

Für den α_s -Wert beim Quadrat M_Z^2 der Z^0 -Masse ergibt sich

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.129 \pm 0.009 \text{ (stat.)} \pm 0.017 \text{ (syst.)}$$

mit $M_Z = 91.2 \text{ GeV}$ [47].

5.9.1 Vergleich der Abschätzung von α_s mit bisherigen Messungen

Abb. 5.14 zeigt einen Vergleich bisheriger Messungen von $\alpha_s(M_Z^2)$ [24] mit der Abschätzung dieser Analyse.

Der Vergleich zeigt, daß der abgeschätzte Wert von $\alpha_s(M_Z^2)$ dieser Analyse zwar über dem Mittelwert der bisherigen Messungen liegt, daß dieser jedoch innerhalb des Fehlers mit diesen Messungen verträglich ist.

Die exakte Extraktion von $\Lambda_{\overline{MS}}$ und damit die exakte Bestimmung von α_s übersteigt den Rahmen dieser Diplomarbeit und befindet sich in Vorbereitung [48].

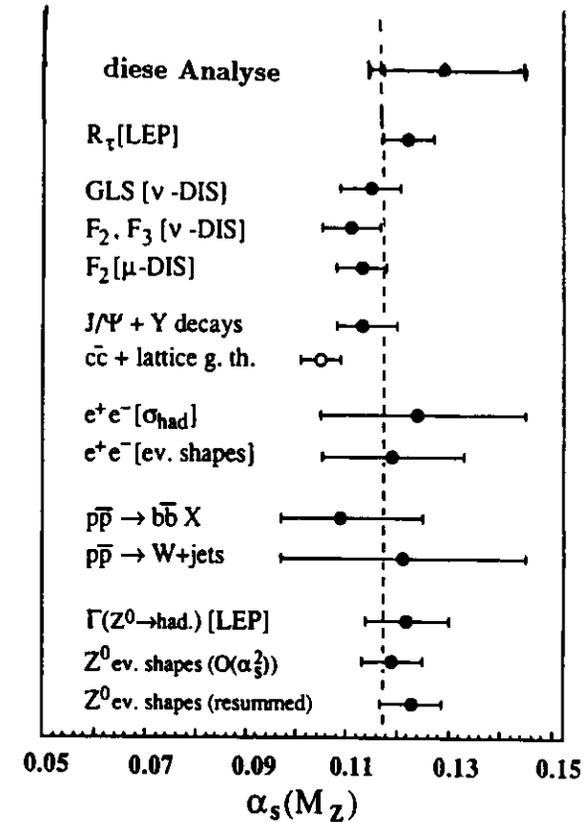


Abbildung 5.14: Vergleich bisheriger Messungen von $\alpha_s(M_Z^2)$ mit der Abschätzung dieser Analyse.

Zusammenfassung

Jets in der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung wurden mit Hilfe des JADE-Algorithmus im Bereich $Q^2 > 160 \text{ GeV}^2$ und $0.01 < x < 0.1$ untersucht. Bei hohem Q^2 sind die Jetstrukturen am klarsten ausgeprägt und Eigenschaften der Jets und systematische Fehler bei der Jetratenbestimmung am besten zu untersuchen. Außerdem ist die Abhängigkeit der Jetraten von der Parametrisierung der Strukturfunktion für den Bereich hoher x -Werte am geringsten. Die relativen Unterschiede bei Monte-Carlo-Daten zwischen den Parametrisierungen MRS D-p, MRS D0p und GRV HO betragen hier für die (2+1)-Jetrate bei $y_{cut} = 0.02$ weniger als 3%.

Die kinematischen Variablen der 1070 selektierten Ereignisse wurden mit Monte-Carlo-Daten verglichen. Die Daten werden von beiden Monte-Carlo-Datensätzen (ME+PS und CDM+BGF) gut beschrieben. Bereits bekannte Diskrepanzen bestehen bei der Verteilung der Energie des gestreuten Elektrons.

Die Methoden zur Rekonstruktion von x und Q^2 wurden verglichen. Die Doppelwinkelmethode zeigt die geringsten Verschmierungen durch Detektoreffekte bei der Rekonstruktion und ist den beiden anderen Methoden, der Elektronmethode und der Methode nach Jacquet-Blondel, vorzuziehen.

Die Verteilungen der Polar- und Azimutwinkel Θ und ϕ der Jets wurden untersucht. Einer der beiden Strom-Jets bei (2+1)-Jet-Ereignissen überlappt in der Regel mit dem Beobachter-Jet. Die Differenz zwischen den Polarwinkeln dieser beiden Jets beträgt im Mittel etwa 3° . Beide Monte-Carlo-Datensätze beschreiben die Winkelverteilungen der Jets der ZEUS-Daten hinreichend genau.

Die ZEUS-Daten wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Datensätzen auf die Abstrahlung von Photonen vom Elektron im Anfangs- und Endzustand, auf Hadronisierungseffekte, Selektionskriterien und Effekte durch Detektorakzeptanzen korrigiert. Die durchschnittliche Korrektur der (2+1)-Jetrate beträgt 27%.

Der JADE-Algorithmus wurde durch die Einführung des Pseudoteilchens modifiziert um Korrekturen durch Detektorakzeptanzen zu minimieren. Das Pseudoteilchen trägt im Durchschnitt einen Longitudinalimpuls von fast 90% des Impulses des einlaufenden Protons. Die zurück auf die Partonebene korrigierten Jetraten werden von Monte-Carlo-Daten gut beschrieben.

Der systematische Fehler der (2+1)-Jetrate wurde untersucht, indem die Energieskala und die Selektionskriterien variiert wurden. Zu diesem Zweck wurden außerdem ein weiterer Elektronensucher, Kalorimeterkondensate anstelle von Kalorimeterzellen und das Colour-Dipole-Modell anstelle des Parton-Schauer-Modells zur Korrektur verwendet. Ob die Verwendung der Zellen der Verwendung der Kondensate vorzuziehen ist, ist Gegenstand laufender Untersuchungen.

Die korrigierte (2+1)-Jetrate beim Wert $y_{cut} = 0.02$ wurde zu

$$R_{2+1}^{\text{korrigiert}} = 22.4\% \pm 1.5\% (\text{stat.}) \pm_{-0.9\%}^{+3.4\%} (\text{syst.}) \quad (5.13)$$

bestimmt.

Unter Verwendung der theoretischen Berechnung des Wirkungsquerschnittes für (2+1)-Jet-Ereignisse bis einschließlich der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ wurde eine Abschätzung des Wertes für $\Lambda_{\overline{MS}}$ von

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 400 \text{ MeV} \pm 100 \text{ MeV (stat.)} \pm 200 \text{ MeV (syst.)}$$

gegeben. Daraus ergibt sich eine Abschätzung der Werte von $\alpha_s(Q^2)$ von

$$\alpha_s(405 \text{ GeV}^2) = 0.173 \pm 0.017 (\text{stat.}) \pm 0.035 (\text{syst.})$$

und

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.129 \pm 0.009 (\text{stat.}) \pm 0.017 (\text{syst.})$$

Eine exakte Extraktion von $\alpha_s(Q^2)$ befindet sich in Vorbereitung.

Literaturverzeichnis

- [1] JADE Collab., W. Bartel et al., *Z. Phys.* **C33** (1986) 23.
JADE Collab., S. Bethke et al., *Phys. Lett.* **B213** (1988) 235.
- [2] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8**, (1964) 214.
- [3] B. H. Wiik, in *Physics at HERA: Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg, October 29-30 1991*, Vol. 1, p. 1, DESY Hamburg, 1991.
- [4] ZEUS Collab., M. Derrick et al., *The ZEUS Detector Status Report 1993*, U. Holm (Edt.), DESY Hamburg, 1993.
- [5] ZEUS Collab., M. Derrick et al., *Observation of Two-Jet Production in Deep Inelastic Scattering at HERA*, *Phys. Lett.* **B306** (1993) 158.
- [6] T. Trefzger, *Präzisionsladungseichung des Lichteichungssystems am ZEUS-Detektor*, Diplomarbeit, Freiburg, Oktober 1991.
- [7] G. Theisen, *Untersuchung der hadronischen Schauerentwicklung im ZEUS-Urkanalorimeter*, Dissertation, Freiburg, Dezember 1993.
- [8] A. D. Martin, *Structure Functions and Small x Physics*, DTP/93/66, August 1993.
- [9] G. Wolf, *First Results from HERA*, DESY 92-190, DESY Hamburg, 1992.
- [10] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **179**, (1969) 1547.
- [11] G. Ingelman, in *Physics at HERA: Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg, October 29-30 1991*, Vol. 3, p. 1366, DESY Hamburg, 1991.
- [12] R. J. Seifert, *Bestimmung der Skalenvariablen in der tief inelastischen $ep \rightarrow eX$ Streuung im Experiment ZEUS*, Dissertation, Siegen, 1992.
- [13] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman in *Physics at HERA: Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg, October 29-30 1991*, Vol. 1, p. 23, DESY Hamburg, 1991.
- [14] A. Blondel, F. Jacquet, *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, Edt.: U. Amaldi, DESY 79-048, DESY Hamburg, 1979.
- [15] F. Halzen und A. D. Martin, *Quarks & Leptons*, Wiley and Sons, New York, 1984.
- [16] ZEUS Collab., M. Derrick et al., *Measurement of the Proton Structure Function F_2 in ep Scattering at HERA*, *Phys. Lett.* **B316** (1993) 412.
- [17] N. N. Nikolaev, V. I. Zakharov, *Phys. Lett.* **55B**, (1975) 397.
- [18] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer-Verlag, Heidelberg, 1988.
- [19] J. Friedman, I. Kendall, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sc.* **22** (1972) 203 (review).
- [20] R. D. Field *Applications of Perturbative QCD*, Addison-Wesley, Reading, MA, 1989.
- [21] C. Rebbi, *The Lattice Theory of Quark Confinement*, Scientific American, February 1983, S. 54.
- [22] M. Jacob, *Jet Physics and QCD*, in *Proceedings of the 25th International Conference on High Energy Physics*, Singapore, 2.-8. August 1990. S. 174.
- [23] G. Altarelli, G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298.
- [24] S. Bethke, *Hadron Physics in Electron-Positron Annihilation*, HD-PY 93/7, August 1993.
- [25] M. Bengtsson, T. Sjöstrand, *Z. Phys.* **C37** (1988), 465.
- [26] G. Gustafson, *Phys. Lett.* **B175** (1986) 453.
G. Gustafson, U. Pettersson, *Nucl. Phys.* **B306** (1988) 746.
- [27] N. Brook, G. Ingelman, L. Lönnblad, in *Physics at HERA: Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg, October 29-30 1991*, Vol. 1, p. 275, DESY Hamburg, 1991.
- [28] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **27** (1982) 243.
T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **39** (1986) 347.
- [29] T. Sjöstrand et al., *The LUND Monte Carlo Programs*, CERN Long Writeup, 1989.
- [30] S. Catani et al., *Phys. Lett.* **B269** (1991) 432.

- [31] T. Trefzger, Doktorarbeit, in Vorbereitung.
- [32] D. Graudenz, *Next-to-Leading Order QCD Corrections to Jet Cross Sections and Jet Rates in Deeply Inelastic Electron Proton Scattering*, LBL-34147, University of California, Mai 1993.
- [33] S. Söldner Rembold, *Jet Physics at ZEUS*, Vortrag bei der Konferenz „Jet Production in Deep Inelastic Scattering on Nucleons and Nuclei“, Fermilab Batavia, 3.12.93.
- [34] J. M. Conrad, *A Study of the Q^2 -Dependence of the QCD Coupling Constant from the Transverse Momentum of Jets in Deep Inelastic Muon Scattering*, Doktorarbeit, Harvard University, Dezember 1992.
- [35] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.-J. Möhring, in *Physics at HERA: Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg, October 29-30 1991*, Vol. 3, p. 1294, DESY Hamburg, 1991.
- [36] B. Hinrichsen, S. Magill, S. Nickel, I. H. Park, S. Söldner-Rembold, T. Tsurugai, *Study of Multi-jet Production in Deep Inelastic Scattering using Cluster Algorithms*, ZEUS-Note 93-043, DESY Hamburg, 1993.
- [37] A. Caldwell et al., *The time calibration of the ZEUS Calorimeter*, ZEUS-Note 93-021, DESY Hamburg, 1993.
- [38] N. Pavel *New Results from ZEUS on e-p Collisions at HERA*, DESY 93-160, DESY-Hamburg, November 1993.
- [39] M. Glück, R. Reya, A. Vogt, *Phys. Lett.* **B306** (1993) 391.
- [40] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, *Phys. Lett.* **B306** (1993) 145.
- [41] CTEQ Collab., J. Botts et al., *Phys. Lett.* **B304** (1993) 391.
- [42] A. G. Frodesen, O. Skeggestad, H. Tøfte, *Probability and Statistics in Particle Physics*, Universitetsforlaget, Oslo, 1979.
S. Söldner-Rembold, persönliche Mitteilung.
- [43] G. Marchesini et al., *HERWIG*, DESY-Note 91-048, DESY Hamburg, 1991.
- [44] T. Brodorb, E. Mirkes, *DISJET 1.0: A Monte Carlo Program for Jet Cross Sections in Deep Inelastic Scattering*
- [45] CTEQ Collab., R. Brock et al., *Handbook of Perturbative QCD*, Version 1.0, April 1993.
- [46] I. H. Park, persönliche Mitteilung.
- [47] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, *Phys. Lett.* **B230** (1990).
- [48] ZEUS Collab., M. Derrick et al., zu veröffentlichen

Danksagung

Arbeiten in der Hochenergiephysik sind nie die Produkte Einzelner. Auch im vorliegenden Fall hat eine Vielzahl von Leuten an deren Entstehung mitgewirkt. Ohne deren vielfältiger Hilfe wäre diese Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen.

Zunächst danke ich Prof. Dr. Andreas Bamberger, der mir das Thema überließ und dem ich viele interessante Anregungen und Diskussionen zu verdanken habe.

Dr. Stefan Söldner-Rembold möchte ich besonders für seine außergewöhnlich engagierte und fachkundige Betreuung danken. Seine Hilfe war in vielerlei Hinsicht von großem Wert für mich und meine Arbeit.

Den Drs. Nick Brook, Anthony Doyle (Glasgow University) und Il Park (Ohio State University) verdanke ich wertvolle Hilfe und Anregungen ebenso wie Frau Dipl.-Phys. Jutta Biltzinger (Gesamthochschule Siegen).

Dr. Gabriele Theisen unternahm mit mir erste, geduldige Gehversuche auf dem glatten Parkett der UNIX- und VMS-Rechner und gab mir erste Einblicke in die Welt der Monte-Carlo-Programme.

Herrn Dipl.-Phys. Thomas Trefzger verdanke ich viele Monate angenehmster Zusammenarbeit und entscheidende Hilfe beim mühsamen Installieren der ZEUS-Offline-Software auf unseren DEC-Workstations in Freiburg. Seine Datenanalyse war nicht nur für diese Arbeit unverzichtbar.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern, die mich stets nach Kräften unterstützt haben.