

Internal Report
DESY-F14-86-06
November 1986

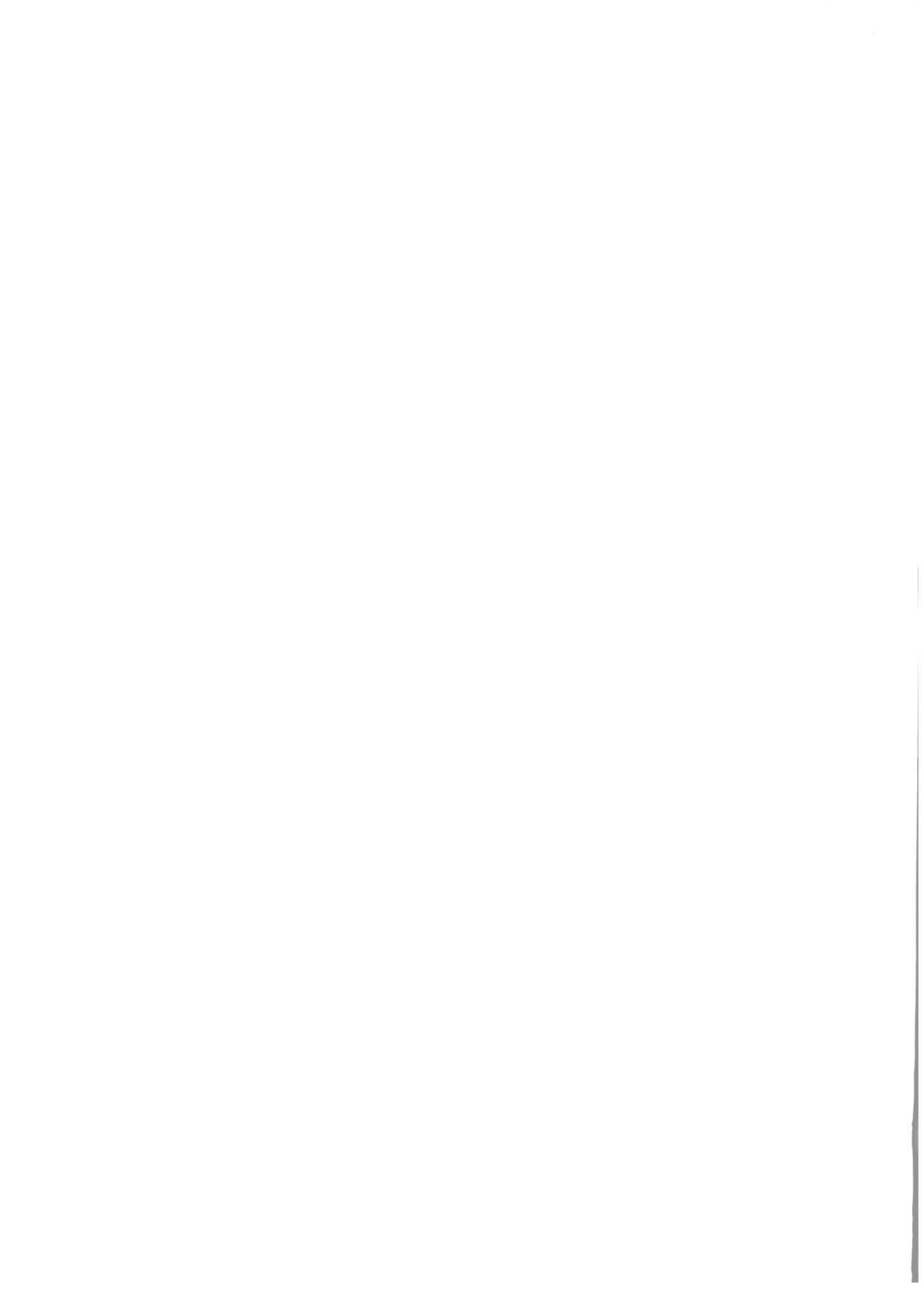
Untersuchung der Gluonenfragmentation in der tiefinelastischen Myon Nukleon Streuung

Experimentell-physikalische Diplomarbeit
am Fachbereich Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Andreas Krüger

im November 1986

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	18. NOV. 1986	
Accession:		
Leihfrist:		
Loan period:		



Untersuchung der Gluonenfragmentation
in der
tiefinelastischen Myon Nukleon Streuung

Experimentell-physikalische Diplomarbeit
am Fachbereich Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Andreas Krüger

im November 1986

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek Library
Zugang: Accessions:	1 8. NOV. 1986	
Leihfrist: Loan period:	7	days

Inhalt

1	Einleitung	6
2	Theoretischer Hintergrund	8
2.1	Die tiefinelastische Myon-Proton-Streuung	8
2.2	Das Quark-Parton-Modell (QPM)	10
2.3	Die Quantenchromodynamik (QCD)	13
2.4	Das Lund-Modell	15
3	Das NA9 Experiment	19
3.1	Der Myonstrahl	19
3.2	Der Detektor	20
3.2.1	Die Triggerdefinition	20
3.2.2	Die Impulsbestimmung der Myonen und Hadronen	21
3.2.3	Die Teilchenidentifikation	22
3.3	Die Überwachung und Datennahme	24
4	Die Aufbereitung der Daten zur Analyse	26
4.1	Die Rekonstruktion der Ereignisse	26
4.1.1	Die Bestimmung der Zählerpositionen	27
4.1.2	Die Spurrekonstruktion im Vorwärtsspektrometer	27
4.1.3	Die Spurrekonstruktion in der Streamerkammer	27
4.1.4	Die Rekonstruktion des gesamten Ereignisses	28
4.1.5	Das Programm zur Teilchenidentifikation	29
4.1.6	Das Programm für die physikalische Analyse	29
4.2	Die Monte Carlo Simulation	30
4.2.1	Die Generierung der Ereignisse	31
4.2.2	Die Strahlungskorrekturen	31
4.2.3	Die Simulation des Detektors	32
4.3	Die Auswahl der Daten	32
5	Clusteralgorithmen	35
5.1	Die Separation von Strom- und Targetjet	36
5.2	Die Algorithmen und ihre Anwendung auf Monte Carlo Ereignisse	37
5.2.1	Methode 1	37
5.2.2	Methode 2	38
5.2.3	Methode 3	40
5.3	Die Anwendung des Algorithmus auf die Daten	42

6 Die Ergebnisse und ihre Diskussion	50
6.1 Die Multiplizität im Vorwärtsbereich	52
6.2 Der Transversalimpuls der Vorwärtsspuren	54
6.3 Der Baryonengehalt im Vorwärtsbereich	59
7 Zusammenfassung	61
A Summary - Search for 3-jet events by a cluster algorithm	63
Danksagung	64
Literaturverzeichnis	66

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Graph der inelastischen μp - Streuung	8
2.2	Die kinematischen Größen des hadronischen Endzustandes	10
2.3	Tiefinelastische μp - Streuung im Parton Modell	11
2.4	Inklusive Hadronproduktion im virtuellen Photon- Quark System	12
2.5	QCD- Prozesse niedrigster Ordnung	14
2.6	QCD- Prozesse niedrigster Ordnung in der Myon Proton Streuung	14
2.7	Hadronenerzeugung im Lund- Modell	16
2.8	Hadronenerzeugung in der Leptoproduktion	17
2.9	Erzeugung eines Gluonjets	17
2.10	Erzeugung von kollinearen und weichen Gluonen	18
3.1	Der Myonstrahl der EMC	19
3.2	Das EMC-Spektrometer	20
3.3	Der Vertexdetektor der EMC	21
3.4	Schnitt durch den Flügelbereich des Vertexdetektors	22
3.5	Teilchenidentifikation für verschiedene Impulsbereiche	24
3.6	Der Verbund der EMC "on-line" Rechner	25
4.1	Die Analyseketten der EMC	26
4.2	Ein typisches Ereignis nach der Rekonstruktion	28
4.3	Vergrößerter Vertexbereich	29
4.4	Der Targetbereich mit rekonstruierten Vertices	30
4.5	QED Prozesse 2.Ordnung	31
4.6	Die kinematischen Standard- Schnitte	34
5.1	Die Ladungsverteilung als Funktion von y_{cms} für verschiedene x Intervalle	36
5.2	Variation des β Winkels	38
5.3	Bestimmung der neuen Ähnlichkeitszahlen	39
5.4	Variation des D_{elsim} Wertes	40
5.5	Variation des ϵ Parameters	41
5.6	Variation des ϑ_2 Parameters	42
5.7	Die Variation des ϑ_2 Parameters bei den long chain Ereignissen	43
5.8	Die Energie der Precluster	45
5.9	Die Energie der Precluster nach dem 3. Schritt	46
5.10	Die Energie der Cluster	47
5.11	Die Winkel zwischen den Clustern	47
5.12	Aus den Daten selektierter Drei- Jetkandidat	48
5.13	Die Definition des zylindrischen Koordinatensystems	48
5.14	Die Energieverteilung des Drei-Jetkandidaten	49

6.1	Die Anteile von gg und $q\bar{q}$ Ereignissen als Funktion von W	50
6.2	Das p_i^2 der Vorwärtsspuren in den Zwei- und Drei- Jetmengen der Daten . . .	55
6.3	Die Sphärizität der Ereignisse in der Zwei- und Drei- Jetmenge der Daten . .	57
6.4	Der Thrust der Ereignisse in den Zwei- und Drei- Jetmengen der Daten . . .	58
6.5	Die hauptsächlichen Feynman Diagramme auf der Υ Resonanz (a) und im umgebenden Kontinuum (b)	59

Tabellenverzeichnis

3.1	Daten der Čerenkov- und Flugzeitähler	23
3.2	Winkelbereiche der Čerenkov- und Flugzeitähler	23
4.1	Die NA9 Daten	33
4.2	Kinematische Schnitte	33
5.1	Die zusätzlichen Schnitte und endgültigen Parameter	44
5.2	Die relativen Anteile der verschiedenen Ereignissorten in den verschiedenen Monte Carlos	46
6.1	Die relativen Anteile der verschiedenen Ereignissorten in selektierten Drei-Jetmengen	51
6.2	Die Vorwärtsmultiplizität geladener Teilchen im long chain Monte Carlo	53
6.3	Das mittlere W^2 der aus den Daten selektierten Mengen	53
6.4	Die mittlere Vorwärtsmultiplizität in den selektierten Mengen der Daten	53
6.5	Das mittlere p_t^2 der Vorwärtsspuren in den selektierten Mengen der Daten	54
6.6	Die mittlere Sphärizität des gesamten Ereignisses der aus den Daten selektierten Mengen	56
6.7	Der mittlere Thrust des gesamten Ereignisses der aus den Daten selektierten Mengen	58
6.8	Der Proton- Antiprotongehalt im Vorwärtsbereich in den aus den Daten selektierten Mengen	60

Kapitel 1

Einleitung

Die Europäische Myon Kollaboration (EMC) fand sich 1974 zusammen, um Streuexperimente mit dem Myonstrahl des CERN am Super- Proton- Synchrotron durchzuführen. In vier Hauptexperimenten wurden verschiedene Aspekte der tiefinelastischen Myon Nukleon Streuung mit Myonenergien bis zu 280 GeV untersucht.

Das erste Experiment war das NA2 Experiment [1], dessen Analyse inzwischen fast abgeschlossen ist. Es wurde das Myon gemessen, nachdem es an einem Wasserstoff-, Deuterium- oder Eisentarget gestreut worden war. Ferner wurden die Hadronen studiert, die bei der Streuung am Wasserstoff- und Deuteriumtarget entstanden waren, allerdings nur, wenn sie einen Impuls im Laborsystem oberhalb von ca. $6 \text{ GeV}/c$ hatten, was ungefähr dem Vorwärtsbereich im Photon- Proton- Schwerpunktsystem (*cms*) entspricht. Ein besonders interessantes Ergebnis lieferte die Messung der Nukleonen- Strukturfunktion, die einen überraschenden Unterschied zwischen Deuterium und Eisen ergab [2]. Dieser Effekt ist als EMC-Effekt bekannt.

Meine Diplomarbeit steht im Rahmen des zweiten Experiments, dem NA9 Experiment [3]. Im Unterschied zu NA2 wurde das 6 m lange Target durch ein 1 m langes ersetzt, das sich innerhalb einer Streamerkammer befand. Mit Hilfe der Streamerkammer und zusätzlicher elektronischer Detektoren wurde es möglich, Hadronen auch im Impulsbereich unterhalb von $6 \text{ GeV}/c$ bis $200 \text{ MeV}/c$ zu messen. Dies erlaubt eine Analyse des hadronischen Endzustandes im Vorwärts- und Rückwärtsbereich des Schwerpunktsystems.

Das Experimentierprogramm fand danach seine Fortsetzung in dem NA28 Experiment [4], wobei die Streuung von Myonen unter kleinen Winkeln erst am Wasserstoff und Deuterium parallel zu NA9 und nachher an verschiedenen schweren Targets gemessen wurde. Nach dem Abschluß der Messungen für NA9 wurde das Vertexspektrometer aus dem Gesamtexperiment entfernt. In einem Ergänzungsexperiment wurde dann ein polarisiertes Target in den Myonstrahl eingebracht und gleichzeitig mit Hilfe von parasitären schweren Targets der EMC-Effekt weiter studiert.

Im August 1985 stellte die EMC die Datennahme ein. Die Daten von NA9 und NA28 befinden sich im Stadium der Analyse und die Daten vom Addendum werden zur Analyse aufbereitet. Die Untersuchung der Strukturfunktionen mit hoher Statistik, kleinen systematischen Fehlern und verschiedenen schweren Targets findet in der NMC Kollaboration [5] an gleicher Stelle ihre Fortsetzung. Die Untersuchung des hadronischen Endzustandes, u.a. mit Hilfe des EMC Vertexspektrometers, wird am Fermilab Tevatron Myonstrahl [6] bei höheren Energien fortgeführt.

Das Proton, das Neutron und alle anderen nachgewiesenen Hadronen stellt man sich in der heutigen Elementarteilchenphysik als aus Quarks aufgebaut vor. Die Quarks werden im Hadron gebunden durch das Vermittlerteilchen der starken Wechselwirkung, das Gluon. Gluonen können auch in Streuprozessen auftreten, so sagt z.B. die Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik, Streuprozesse voraus, in denen ein Gluon abgestrahlt wird. Bei hohen Wechselwirkungsenergien erwartet man, daß diese Abstrahlung auch in der Topologie eines Ereignisses sichtbar wird. Die ersten Drei- Jetereignisse wurden im Frühjahr 1979 beim DESY am e^+e^- - Speicherring PETRA entdeckt. Die Drei- Jetereignisse wurden interpretiert als $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ [7]. Bis heute hat jedes der vier PETRA Experimente eine große Anzahl dieser Ereignisse gesammelt, so daß die Existenz der Gluonen gesichert erscheint und eine statistische Fluktuation ausgeschlossen ist. Durch Jetvariablen [8] oder Clusteralgorithmen [9], die diese topologischen Strukturen untersuchen, sind mit Drei- Jetergebnissen angereicherte Ereignismengen erzeugt worden. In diesen Mengen wurde dann nach aus der Theorie der Quantenchromodynamik vorhergesagten Effekten gesucht.

In dieser Diplomarbeit wurde das erste Mal in der tiefinelastischen Myon Nukleon Streuung eine Menge von Drei- Jetereignissen mit Hilfe von topologischen Kriterien, einem Clusteralgorithmus, selektiert. Die selektierte Menge von Drei- Jetereignissen wurde verglichen mit einer Menge von Ereignissen, bei denen kein Gluon abgestrahlt wurde. Auf diese Weise wird eine Untersuchung der Vorhersagen der Quantenchromodynamik durchgeführt. Diese Vorhersagen, besonders die aus der Gluonenfragmentation, möchte ich dann versuchen, am Ende dieser Arbeit experimentell zu untermauern.

Diese Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut: Die theoretischen Grundlagen für die Effekte der Quantenchromodynamik werden in Kapitel zwei beschrieben. Die nächsten Kapitel beschäftigen sich dann mit dem NA9 Experiment und der Aufbereitung der Daten. Zuerst werden die Möglichkeiten vorgestellt, den hadronischen Endzustand zu untersuchen. Im Anschluß daran werden die Schritte beschrieben, die die Daten durchlaufen haben, bis sie in dieser Arbeit benutzt wurden. In dem Kapitel über Clusteralgorithmen werden die Methoden beschrieben, die zu der selektierten Menge von Drei- Jetereignissen geführt haben. In Kapitel 6 wird der Vergleich zwischen den Ereignisklassen vorgenommen. Die Diskussion der Analyse im Rahmen der Ergebnisse anderer Experimente schließt diese Arbeit ab.

Kapitel 2

Theoretischer Hintergrund

2.1 Die tiefinelastische Myon-Proton-Streuung

Zur Untersuchung der Nukleonenstruktur werden als Sondenteilchen Leptonen benutzt, die sich bisher als punktförmig erwiesen haben. Protonen lassen sich leichter auf hohe Energien beschleunigen, weil sie auf Grund ihrer hohen Masse weniger Synchrotronstrahlung abgeben als Elektronen bei gleicher Energie. Diese hochenergetischen Protonen lassen sich umsetzen in hochenergetische Myonen. Das Studium der geladenen Lepton- Nukleon- Streuung wird deshalb dominiert durch die Myonstreuung. Die Lebenszeit der Myonen ist dabei praktisch unendlich groß im Vergleich zur Transportzeit von der Quelle zum Experiment [10].

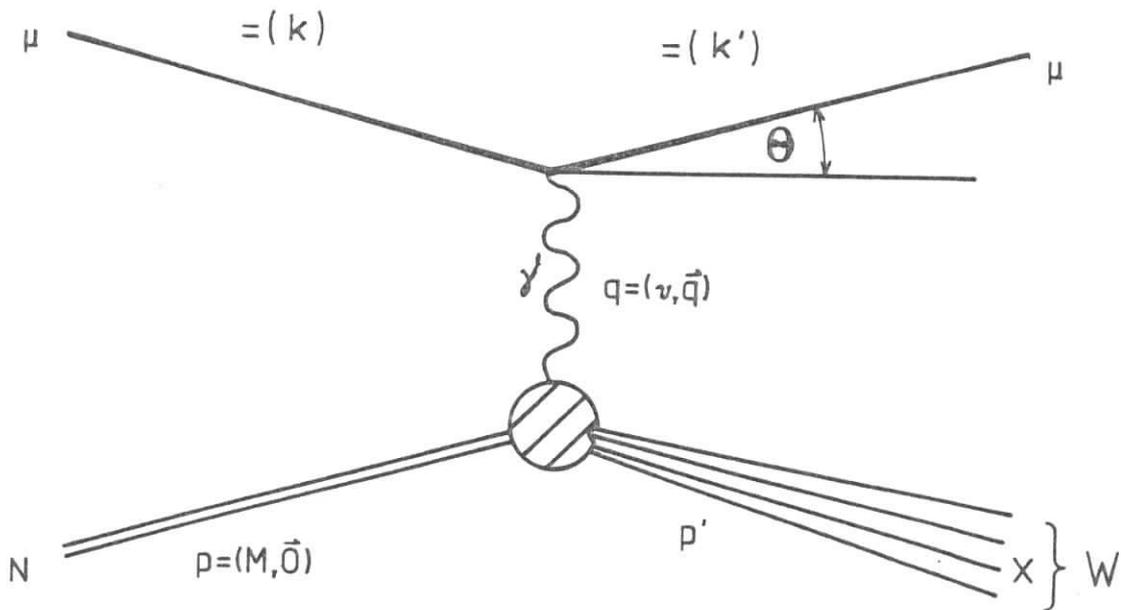


Abbildung 2.1: Feynman-Graph der inelastischen μp - Streuung

In erster Ordnung der Störungstheorie läßt sich die Myon- Proton- Streuung durch den Feynman Graphen in Abb. 2.1 beschreiben. Die Wechselwirkung geschieht durch den Austausch von virtuellen Photonen. Dies entspricht der Streuung von Photonen. Der Myon Photon Vertex läßt sich mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) exakt berechnen. In der inelastischen Myonstreuung läßt sich daher der Photon Nukleon Vertex studieren.

Von dem Impuls des gestreuten Leptons lassen sich zwei Lorentzskalare bilden [11], das Viererimpulsquadrat des Photons Q^2 und der Energieübertrag ν . Die Laborvariablen sind der Viererimpuls des einkommenden Myons $k_\mu = (E, 0, 0, k)$ und der Viererimpuls des ausgehenden Myons $k'_\mu = (E', k' \sin \theta, 0, k' \cos \theta)$, wobei $k \simeq E$ und $k' = E'$ ist. Die Masse des Myons ist dabei gegenüber der Laborenergie vor und nach der Streuung zu vernachlässigen. Ausgedrückt durch die Laborvariablen ergibt sich das Photonviererimpulsquadrat (invariantes Massenquadrat): [12]

$$Q^2 = -q^2 = (k_\mu - k'_\mu)^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.1)$$

und die durch das virtuelle Photon übertragene Energie im Laborsystem,

$$\nu = E - E' = \frac{q \cdot p}{M_{\text{Proton}}} \quad (2.2)$$

wobei p der Viererimpuls des Targetnukleons ist und q der Viererimpuls des virtuellen Photons. Es lassen sich jetzt die skalierten Größen x und y bilden. Die dimensionslose Variable x ist auch bekannt als die Bjorken Skalenvariable.

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad (2.3)$$

$$y = \frac{\nu}{E} \quad (2.4)$$

Der hadronische Endzustand hat die Masse W mit

$$W^2 = (p + q)^2 = M^2 + Q^2 \frac{(1-x)}{x} \quad (2.5)$$

In dieser Arbeit wird ausschließlich der hadronische Endzustand untersucht (Abb. 2.2). Es wird die inklusive Reaktion

$$\mu + p \rightarrow \mu' + \text{Hadronen} \quad (2.6)$$

betrachtet. Die Hadronen sind die beobachteten geladenen Hadronen des Endzustandes. Zur kinematischen Beschreibung eines Hadrons sind eine longitudinale und zwei transversale Variablen relativ zum virtuellen Photon nötig.

$$x_F = \frac{p_{\parallel}^{cm.s}}{p_{max}^{cm.s}} \approx \frac{2p_{\parallel}^{cm.s}}{W} \quad (2.7)$$

Benutzt man die longitudinale Variable x -Feynman, so ist ein Skalenverhalten zu beobachten, d.h. die x_F Verteilungen von Hadronen sind bei großen x_F Werten unabhängig von der Schwerpunktsenergie W . Eine Brechung dieses Skalenverhalten wird von der Quantenchromodynamik (Kap. 3.2) vorhergesagt. In die x_F Variable geht der longitudinale Teilchenimpuls im Schwerpunktsystem $p_{\parallel}^{cm.s}$ mit seinem Vorzeichen direkt ein, so daß die Variable auch eine eindeutige Zuordnung des Hadrons im Schwerpunktsystem zur Vorwärts- bzw. Rückwärtshemisphäre erlaubt.

Das Gleiche gilt für die longitudinale Variable der Rapidität $y_{cm.s}$.

$$y_{cm.s} = \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{E^{cm.s} + p_{\parallel}^{cm.s}}{E^{cm.s} - p_{\parallel}^{cm.s}} \quad (2.8)$$

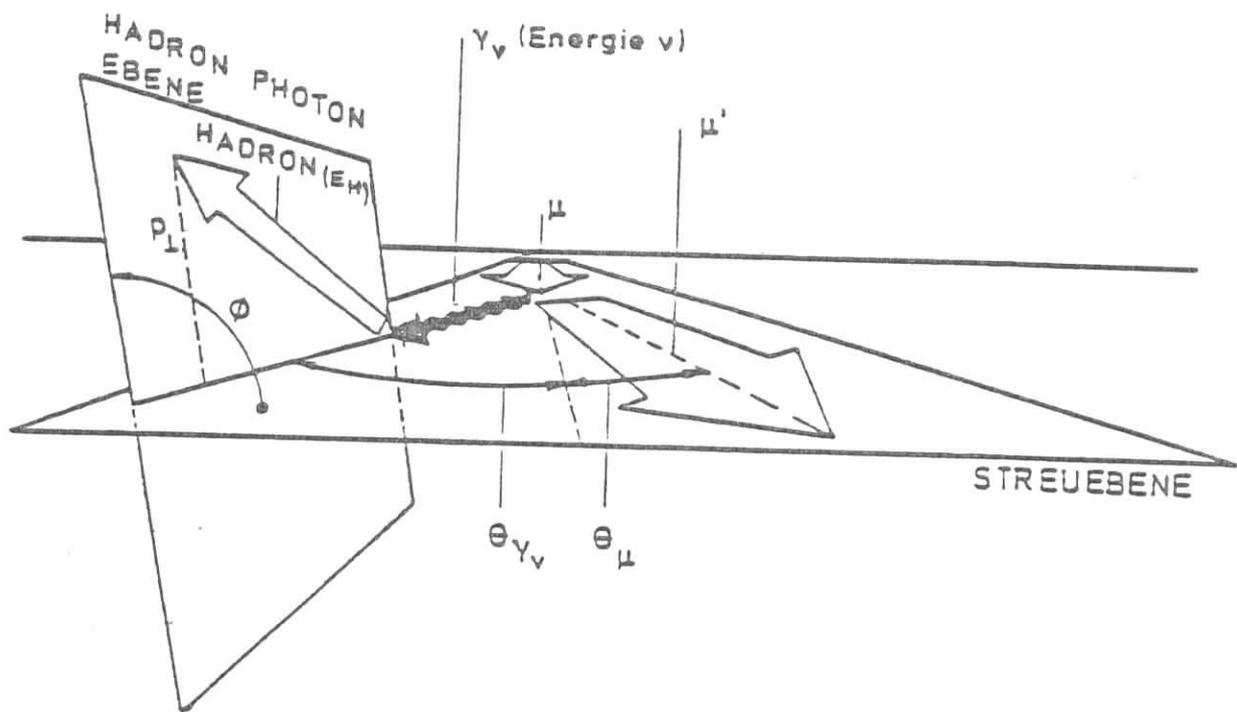


Abbildung 2.2: Die kinematischen Größen des hadronischen Endzustandes

Die Rapidität y_{cms} hat im Vergleich zur x_F -Verteilung den Vorteil, daß der zentrale x_F Bereich gestreckt wird und sich dadurch ein Plateau ausbildet. Die Variable y_{cms} enthält jedoch auch eine transversale Komponente.

Eine weitere mögliche longitudinale Variable ist z , der Hadronenenergiebruchteil.

$$z = \frac{E_h}{\nu} \quad (2.9)$$

Bei kleinem z ist jedoch keine eindeutige Zuordnung möglich, ob die Hadronen in der Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung des Schwerpunktsystems emittiert worden sind.

p_\perp gibt den Transversalimpuls eines Hadrons relativ zum virtuellen Photon an und ϕ den Azimutalwinkel um das virtuelle Photon, relativ zur Myonstrebene.

2.2 Das Quark-Parton-Modell (QPM)

Die allgemeine Form des differentiellen Wirkungsquerschnittes der μ -p Streuung ist [13] [14]

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2\pi\alpha^2}{MEx^2y^2} \cdot \left\{ \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) F_2^N(x, Q^2) + y^2 x F_1^N(x, Q^2) \right\} \quad (2.10)$$

wobei $\alpha \simeq \frac{1}{137}$ die Feinstrukturkonstante ist. Die Strukturfunktionen $F_i^N(x, Q^2)$, die den Absorptionsprozeß beschreiben, müssen experimentell bestimmt werden. Noch vor den Messungen am SLAC zur tiefinelastischen Elektron- Nukleon- Streuung stellte Bjorken [15] die Hypothese auf, daß die Strukturfunktionen im tiefinelastischen Grenzfall (Bjorken- Limes), d.h. bei großem Q^2 und ν , nur noch von der dimensionslosen Variablen x abhängen.

$$F_i^N(x, Q^2) \rightarrow F_i^N(x) \quad \text{für } Q^2, \nu \rightarrow \infty \quad \text{aber } \frac{Q^2}{2M\nu} = x \text{ (fest)} \quad (2.11)$$

Dieses experimentell bestätigte Verhalten nennt man Skaleninvarianz (scaling). Die Skaleninvarianz tritt schon bei relativ kleinen Werten auf ($Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$). Zwischen 1 und 100 GeV^2 gibt es praktisch keine Q^2 Abhängigkeit. Weil das virtuelle Photon Strukturen von der Größenordnung $1/Q$ im Proton untersucht, besagt dieses Skalenverhalten, daß man keine Änderung der Struktur des Protons beobachtet, obwohl man es mit immer besserer Auflösung untersucht. Daraus schließt man, daß die Streuung an Konstituenten erfolgt, die eine wesentlich geringere Ausdehnung haben als das Proton [13].

Das Parton Modell gibt eine Erklärung für diese Beobachtung. In diesem Modell nimmt man an, daß das Proton aus punktförmigen Partonen aufgebaut ist. Dadurch findet bei großen Impuls- und Energieüberträgen, also kurzer Wellenlänge des virtuellen Photons ($\lambda \sim 1/Q$) und kurzer Zeitdauer der Wechselwirkung ($\tau \sim \frac{1}{\nu}$), eine inkohärente Streuung an einzelnen Partonen statt. Das virtuelle Photon "sieht" eine Momentaufnahme des Nukleons und trifft aufgrund der kurzen Wellenlänge nur ein einzelnes Parton. Wird wenig Energie übertragen und ist die Dauer der Wechselwirkung lang, "sieht" das virtuelle Photon ein verschmiertes Bild des Partons, eine Partonenwolke.

Bei der mathematischen Formulierung des Parton Modells betrachtet man ein nicht lorentzinvariantes Bezugssystem, in dem der Impuls des Nukleons sehr groß ist (infinite momentum frame). Der Vierervektor des Protons in diesem System ist $P^\mu = (P, 0, 0, P)$ (Impuls $P \gg M$). Das Proton wird als parallel fliegender Strom von Partonen betrachtet mit $p_i^\mu = (p_i, 0, 0, p_i)$, wobei $p_i \gg m_i$ und der Querimpuls vernachlässigbar ist. Die Streuung erfolgt an einem dieser Partonen, wobei die übrigen unberührt bleiben Abb. 2.3. Für ein

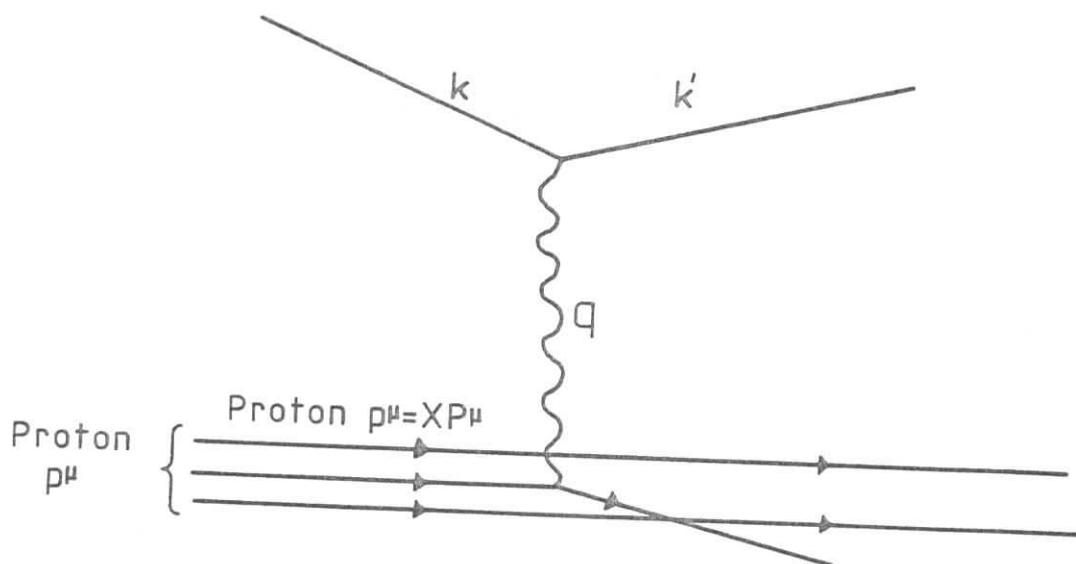


Abbildung 2.3: Tiefinelastische μp - Streuung im Parton Modell

einzelnes Parton gilt $p^\mu = xP^\mu$ ($0 < x < 1$). Die Bjorken Skalenvariable x bezeichnet hier den Impulsanteil des gestreuten Quarks an P^μ . Es wurde experimentell bestätigt, daß die Partonen Fermionen sind. Dies führte dazu, daß sie mit den von Gell- Mann [16] und Zweig [17] definierten Quarks für Hadronenspektren u, d, s, c und b (flavour) identifiziert wurden und damit zum Quark- Parton- Modell (QPM). Für Spin $\frac{1}{2}$ Quarks im Bjorken Limes gilt die Callan Gross Relation.

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad (2.12)$$

Dies bedeutet, daß sich der Wirkungsquerschnitt allein durch die Strukturfunktion $F_2(x)$ ausdrücken läßt

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2\pi\alpha^2}{ME x^2 y^2} \cdot \left(1 - y - \frac{y^2}{2}\right) F_2(x), \quad (2.13)$$

wobei der Term $\frac{Mxy}{2E}$ vernachlässigt wurde. Die Strukturfunktion F_2 kann im QPM dargestellt werden als die Summe der Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Quarks im Nukleon.

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 q_i(x) \cdot x \quad (2.14)$$

Dabei gibt die Quarkverteilungsfunktion $q_i(x)$ die Wahrscheinlichkeit an, ein Parton vom Typ i und der Ladung e_i mit dem Impulsanteil x zu finden. Aus der Integration der $F_2(x)$ Daten folgt, daß nur ca. 50% des Nukleonenimpulses von geladenen Quarks getragen wird. Die restlichen 50% verteilen sich auf elektrisch neutrale Partonen, die man mit den Gluonen identifiziert, den Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung. Durch die inkohärente Streuung wird nach dem QPM der Impuls des virtuellen Photons auf das angestoßene Quark übertragen und das unbeteiligte Zuschauersystem bleibt zurück. Die Quarks sind so in den Elementarteilchen gebunden, daß auch bei höheren Energien bisher keine freien Quarks nachgewiesen werden konnten (confinement) [18]. Beobachtet werden nur Hadronen. Diese werden meistens entlang einer bestimmten Achse in Richtung des virtuellen Photons mit einem limitierten Transversalimpuls p_t erzeugt. Man spricht hierbei von Jets. Um diese Erscheinung zu erklären, muß man eine Fragmentation des angestoßenen Quarks und des Zuschauersystems in Hadronen annehmen [13].

Im QPM läßt sich die Streuung und die anschließende Fragmentation mit Hilfe des Breit-Systems veranschaulichen [19]. Das Nukleon hat einen großen longitudinalen Impuls P und wird aufgefaßt als eine Ansammlung von unabhängigen Partonen (Abb. 2.4(a)). Der Strom

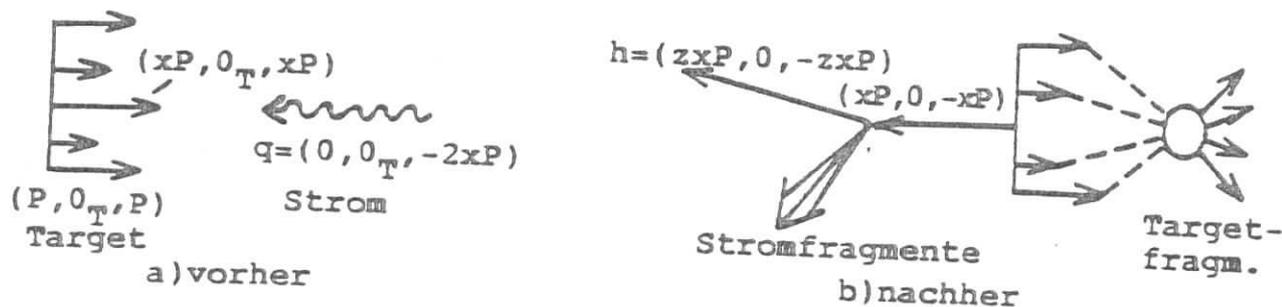


Abbildung 2.4: Inklusive Hadronproduktion im virtuellen Photon- Quark System

trägt den Impuls $q = (0; 0, 0, -2xp)$ und wechselwirkt inkohärent mit einem Parton, dessen Impulsvektor $p = (xP; 0, 0, xP)$ beträgt. Die Impulsrichtung des Partons kehrt sich um, wobei der Impulsbetrag erhalten bleibt (Abb. 2.4(b)). Das gestoßene Quark wird durch einen großen Impuls von den übrigen Nukleonenfragmenten separiert. Die Fragmentation ist also völlig unabhängig von der primären Wechselwirkung, unabhängig von x , sondern hängt nur ab vom Impulsanteil z des beobachteten Hadrons am Impuls des Quarks. Der Hadronenimpuls beträgt $p_h = (2xP; 0, 0, -zxP)$. Durch diese Faktorisierung kann man Fragmentationsfunktionen $D_i^h(z)$ einführen, die die Wahrscheinlichkeit angeben, mit der ein Quark i in ein Hadron h mit dem Energiebruchteil z übergeht [13].

2.3 Die Quantenchromodynamik (QCD)

Das QPM ist ein phänomenologisches Modell, das man aber nicht als eine eigenständige Theorie betrachten kann, wie z.B. die QED. Sehen wir punktförmige Konstituenten in Hadronen und können wir diese nicht separieren, so bedeutet dieses, daß die Quarks eine Eigenschaft haben, die die Hadronen nicht haben. Diese Eigenschaft nennt man Colour (Farbe). Hadronen sind Colour Singlets, während Quarks in drei verschiedenen Colourzuständen existieren können. Es muß Colourkräfte geben, die die Quarks so zusammenhalten, daß sie über kurze Distanzen frei erscheinen und trotzdem zur permanenten Bindung in Hadronen führen. Einen Ansatz für die Lösung dieser Probleme bietet die Quantenchromodynamik QCD, die heute als bester Kandidat für eine Theorie der starken Wechselwirkung angesehen wird.

Die QCD ist eine renormalisierbare Quantenfeldtheorie [20], deren Hauptkonstituenten die Quarks sind. Es wird angenommen, daß die Theorie invariant ist gegen lokale $SU(3)_c$ (c =colour) Transformationen [21]. Dies verlangt die Existenz von Feldern, die an Farbladungen koppeln und auch die Farbe der Quarks ändern können. Die acht Eichfelder, die die Wechselwirkung vermitteln, bilden ein Oktett und heißen Gluonen. Aus dem nichtabelschen Charakter der Symmetriegruppe $SU(3)$ folgt, daß die Gluonen Farbe tragen und selbst miteinander wechselwirken können. Durch die Beschränkung auf $SU(3)$ "spezielle unitäre" Transformationen ($SU(3)$ anstatt $U(3)$) hat man das Singulettgluon ausgeschlossen. Dieses würde an farbneutrale Systeme koppeln und damit Kernkräfte von unendlicher Reichweite zwischen Hadronen bewirken.

Die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung ist nicht fest, sondern hängt von dem Impulsübertrag Q^2 ab. Mit wachsendem Q^2 wird $\alpha_s(Q^2)$ kleiner und geht gegen Null für $Q^2 \rightarrow \infty$ ($Q^2 \gg \Lambda^2$). Dieses Phänomen nennt man asymptotische Freiheit, und es tritt nur bei nicht abelschen Eichtheorien auf. Für die Kopplungskonstante α_s ergibt sich in erster Ordnung Gl. 2.15.

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \cdot \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad (2.15)$$

Die Anzahl der Flavours wird mit f bezeichnet und darf 16 nicht übersteigen, da sonst die QCD nicht asymptotisch frei ist. Λ ist ein Skalenparameter, der bisher nur experimentell bestimmt worden ist. Haben wir also große Impulsüberträge, so verhalten sich die Quarks im Hadron wie freie Teilchen. Daher erklärt sich der Erfolg des einfachen QPM. In diesem Bereich kann man die QCD mit Hilfe von Feynmanregeln und Störungsrechnung behandeln. Diese Methode wird fragwürdig bei kleinem Q^2 , $Q^2 \rightarrow 0$ (ab $Q^2 \simeq \Lambda^2$), das entspricht Abständen in Größenordnung des Protonenradius. Dort ist $\alpha_s(Q^2)$ nicht klein gegen eins und eine Störungsrechnung nicht möglich. Dieser Bereich der starken Kopplung ist jedoch entscheidend für die Einsperrung der Quarks in Hadronen, und es ist unbekannt, ob die QCD die Eigenschaft des Confinement beschreibt. Die Unfähigkeit, Rechnungen bei kleinen Energieüberträgen in der QCD durchzuführen (die eng zusammenhängt mit der Fragmentation von Quarks und Gluonen), begrenzt momentan weitere quantitative Tests der Theorie. Die Tests werden bei hohen Energien durchgeführt. Bei hohen Energien ist eine Störungsrechnung in 1. Ordnung möglich, bei der die Streuung und die Fragmentation faktorisieren. So kann die Störungsrechnung im wesentlichen angesehen werden als QPM plus Gluonenaustausch, Gluon- Bremsstrahlung (analog zur Photon- Bremsstrahlung in der QED) und Photon- Gluon- Fusion (Abb. 2.5 und Abb. 2.6).

In dieser Arbeit wird versucht, die Ereignisse der Gluon- Bremsstrahlung und der Photon- Gluon- Fusion herauszufiltern und ihre Effekte im resultierenden Hadronenspektrum zu zeigen. In der Theorie sind die QCD- Prozesse niedrigster Ordnung berechnet worden (Abb. 2.5). Die sich daraus ergebenden QCD Prozesse niedrigster Ordnung in der tiefinela-

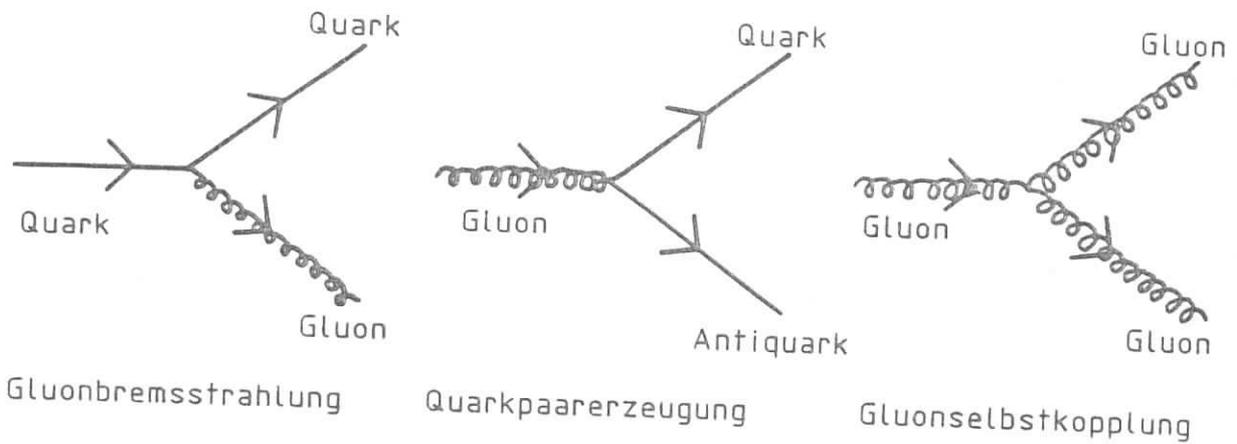


Abbildung 2.5: QCD- Prozesse niedrigster Ordnung

stischen Myon Nukleon Streuung sind in Abb. 2.6 dargestellt. Die Gluon- Bremsstrahlung

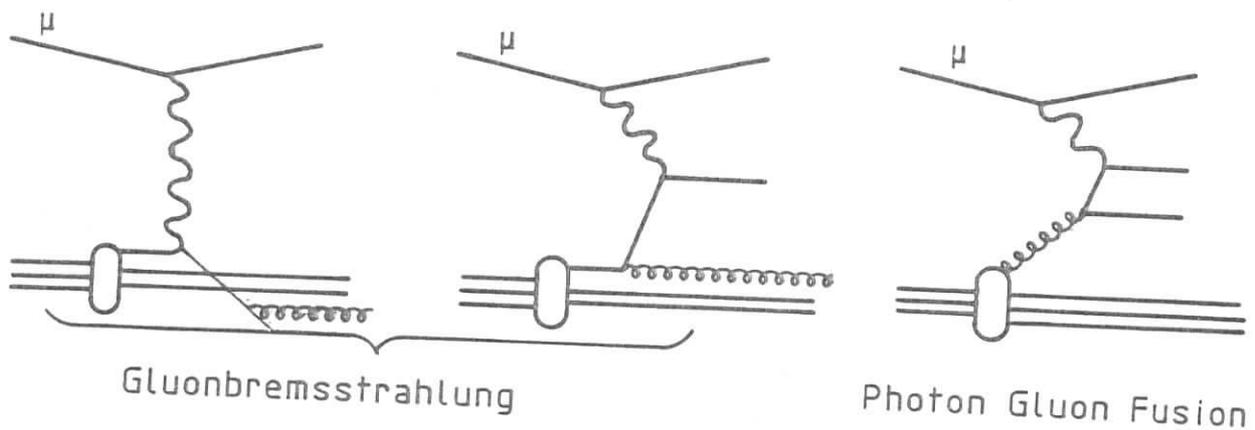


Abbildung 2.6: QCD- Prozesse niedrigster Ordnung in der Myon Proton Streuung

und die Photon- Gluon- Fusion erzeugen im resultierenden Hadronenspektrum ähnliche Effekte. Jedes Diagramm produziert zwei fragmentierende Partonen (Quarks oder Gluonen) in der Vorwärtshemisphäre ($x_F > 0$). Die Entwicklung der Beteiligung der QCD Prozesse am hadronischen Transversalimpuls p_t ist in Referenz [22] aufgezeichnet. Es wird dargestellt, daß mit W^2 der QCD Beitrag zum $\langle p_t^2 \rangle$ proportional mit α_s zunimmt. Der Anstieg im Transversalimpuls der Hadronen wird dominiert in der Ebene des fragmentierenden Partons, und dies führt von einer zigarrenförmigen Struktur des Ereignisses zu einer eher planaren Struktur. Weiterhin erwartet man bei hohen Energien, daß entsprechend zu jedem der zwei fragmentierenden Partonen in der Vorwärtshemisphäre ein separater Jet sichtbar wird. Zusammen mit dem Jet der Rückwärtshemisphäre ließe sich dann ein Drei- Jetereignis beobachten.

Die Fragmentation der Partonen wird durch phänomenologische Fragmentationsmodelle beschrieben. Man ist auf Modelle angewiesen, die die Fragmentation aufgrund physikalischer Erfahrungen und Erhaltungssätze quantitativ beschreiben. Der Fragmentationsprozeß läßt sich nur ansatzweise berechnen, so daß die Störungsrechnung irgendwann abgebrochen werden muß. Die verschiedenen Modelle gehen in diesem Punkt verschieden weit. Die bekannten Fragmentationsmodelle sind das Field- Feynman Kaskadenmodell [23], das Lund- Modell [24] und das Parton- Schauer- Modell [25]. In dieser Arbeit werde ich auf das Lund- Modell noch ausführlicher eingehen.

2.4 Das Lund-Modell

Die Fragmentationsmodelle werden für die Untersuchung hadronischer Endzustände benutzt. Durch Monte Carlo Rechnungen werden die physikalischen Vorstellungen des Quark- Parton- Modells, der Quantenchromodynamik und des Fragmentationsprozesses so aufbereitet, daß man sie mit den gemessenen Daten vergleichen kann.

- Das Modell kann man benutzen, um die Einflüsse bestimmter Mechanismen auf die untersuchten Verteilungen zu studieren. Zum Beispiel kann man die QCD in den Monte Carlo Ereignissen abschalten und vergleichen, ob die Daten trotzdem noch beschrieben werden, oder ob man die QCD braucht, um die Verteilungen zu erklären. An den Monte Carlo Ereignissen können die Schnitte getestet werden, die man braucht, um physikalisch interessante Ereignisse zu selektieren. Diese Schnitte werden dann auf die Daten übertragen.
- Das Modell kann auch als Eingabe für eine Detektorsimulation benutzt werden. Für alle nach dem Lund- Modell generierten geladenen Teilchen werden Signale im jeweiligen Detektor erzeugt. Die Erzeugung geschieht nach der Effizienz im jeweiligen Detektor. Diese Ereignisse durchlaufen dann die gleich Programmkette wie die Daten. Durch einen Vergleich der Monte Carlo Ereignisse vor und nach dieser Detektorsimulation kann man Korrekturen für die physikalischen Verteilungen erhalten.

Hierfür wird in der NA9 Kollaboration das Lund Modell [24] benutzt, auf das ich mich bei der Beschreibung beschränken möchte. Dieses Modell beschreibt die Daten der EMC erfolgreich, verliert jedoch durch die Einführung vieler Parameter an Überschaubarkeit. Die in der momentanen Version ungefähr 40 Parameter zur Berücksichtigung der verschiedenen physikalischen Effekte werden empirisch ermittelt.

Das Lund- Modell ist ein Kaskadenmodell, das ursprünglich für die e^+e^- Physik entwickelt wurde und die Fragmentierung anhand masseloser relativistischer Strings beschreibt. Das QPM und die QCD in erster Ordnung in α_s werden benutzt, um die Anzahl, den Flavour, die Energie und die Richtung der Quarks und Gluonen zu bestimmen. Dieser partonische Endzustand besteht im einfachsten Fall aus einem Quark q und einem Antiquark \bar{q} , die sich voneinander entfernen. Zwischen ihnen spannt sich ein Farbkraftfeld auf. Es bildet einen Flußschlauch, da die Feldlinien nur vom Quark zum Antiquark gehen. Das Potential steigt linear mit wachsendem Abstand an. Ist die Energie des Farbfeldes groß genug, bricht dieser String auf und es bildet sich im Feld ein $q\bar{q}$ Paar aus dem Vakuum. Wie man in Abb. 2.7 sieht, bildet sich ein Meson, das einen Bruchteil der Energie des Strings zwischen den Quarks enthält. Das wiederholte Aufbrechen des Strings ist im Lund- Modell der Fragmentationsprozeß. Er geht weiter, bis im übriggebliebenen String nicht mehr genug Energie für ein weiteres Aufbrechen ist. Die Energiegrenze ist im Standard Lund- Modell 1GeV . Den Quarks

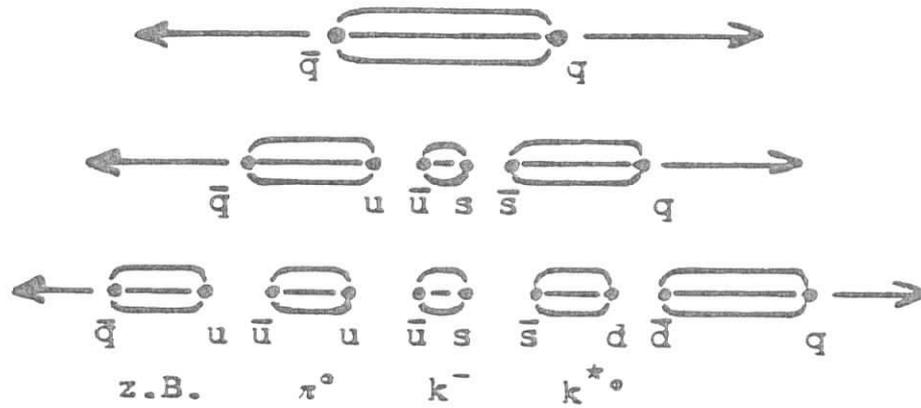


Abbildung 2.7: Hadronenerzeugung im Lund- Modell

und Antiquarks wird bei der Paarbildung ein Transversalimpuls p_t nach einer Gaussverteilung der Breite $\sigma = 0.4 \text{ GeV}/c$ zugeteilt. Der Transversalimpuls wird lokal kompensiert durch den Paarpartner. Der Flavour wird den Quarks nach einer Wahrscheinlichkeitsrelation, die sich wie

$$u : d : s : c = 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11} \quad (2.16)$$

verhält, zugeteilt. Die Entstehung von schweren Quarks, besonders des Charm Quarks, ist also wegen der hohen Masse stark unterdrückt.

Durch den in Abb. 2.7 dargestellten Mechanismus lassen sich nur $q\bar{q}$ Paare erzeugen. Im Endzustand wird jedoch eine erhebliche Zahl von Baryonen und Antibaryonen beobachtet [28]. Die Baryonen werden in das Lund- Modell eingebaut, indem mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.075 ein String in ein Diquark- Antidiquarksystem aufbricht. Diese verbinden sich dann mit einem benachbarten Quark zu einem Baryon (Antibaryon).

Das Lund- Modell wurde erweitert, so daß es sich auch zur Beschreibung der μp - Streuung (Leptoproduktion) eignet und die Fragmentierung des Targetrestes (Diquark) enthält (Abb. 2.8) [26]. Der Teilstring zwischen L und J und der zwischen dem wechselwirkenden Quark I und J werden unabhängig behandelt. Wenn der String L-J genügend Energie hat, um ein $q\bar{q}$ Paar zu erzeugen, führt dies zum Aufbrechen des Diquarksystems. Die Wahrscheinlichkeit hierfür wird bei den verwendeten Energien zu ungefähr 50 % angenommen.

Im Lund- Modell wird das Gluon als lokale Anregung ("kink") des Farbstrings aufgefaßt. Dieser String verbindet nicht mehr q und \bar{q} direkt, sondern geht vom Quark q über das Gluon g zum \bar{q} (Abb. 2.9). Die Stärke dieses Knicks wird bestimmt durch den Transversalimpuls des Gluons. Der durch das Gluon gespannte String führt zu einer Teilchenerzeugung entlang zweier Hyperbeln im Impulsraum. Die Abstrahlung dieser Gluonen wird nach der Störungsrechnung in der QCD berechnet. Wegen der dabei auftretenden Infrarotsingularitäten, wird die willkürliche Unterscheidung zwischen weichen, kollinearen und harten Gluonen eingeführt. Harte Gluonen bilden einen eigenen Jet, der String bricht am Knick auf und erzeugt dort ein Hadron. Mit dem Jet des Gluons haben wir also insgesamt ein Drei-Jetereignis.

Bei weichen und kollinearen Gluonen hingegen bleibt die Zwei- Jetstruktur erhalten (Abb. 2.10). Bei kollinearen Gluonen ist die Energie in dem Feld zwischen dem Gluon und dem Quark (oder Antiquark) zu gering, so daß es nicht an dieser Stelle aufbrechen kann.

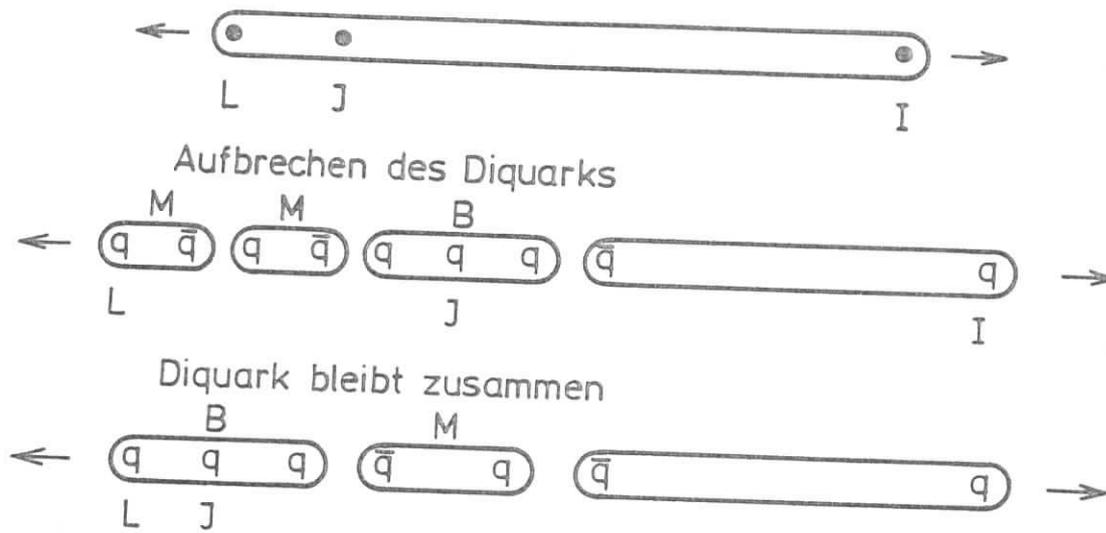


Abbildung 2.8: Hadronenerzeugung in der Leptonproduktion

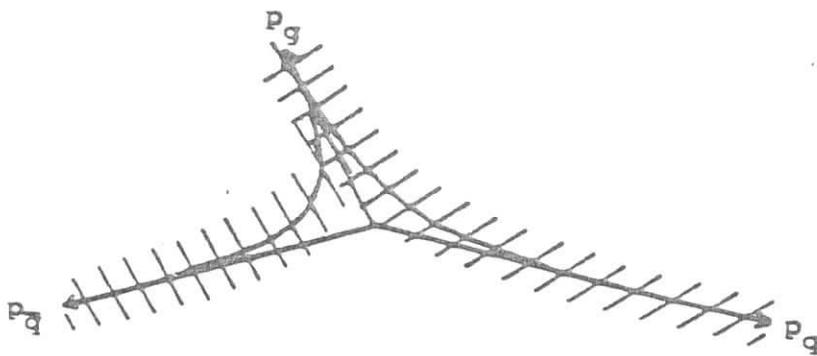


Abbildung 2.9: Erzeugung eines Gluonjets

Die invariante Masse des Systems qg ($\bar{q}g$) darf bei dem kollinearen Gluon nicht größer sein als 3 GeV . Das Gluon und das Quark bilden dann einen Jet, der sich durch eine weichere Fragmentation auszeichnet. Die kollinearen Gluonen haben keinen Einfluß auf den für Drei-Jetereignisse wichtigen Transversalimpuls. Die Effekte der weichen Gluonen sind in dieser Analyse allerdings nicht zu vernachlässigen. Die Energie eines weichen Gluons ist zu gering, so daß es stoppt, bevor der String das erste Mal aufbricht. Dieser Abschneideparameter ist so definiert, daß das Ergebnis von Gl. 2.17 den Wert von 2 GeV nicht überschreiten darf.

$$\frac{M_{qg} M_{\bar{q}g}}{M_{q\bar{q}}} > M' \simeq 2 \text{ GeV} \quad (2.17)$$

M_{qg} , $M_{\bar{q}g}$ und $M_{q\bar{q}}$ sind die invarianten Massen des jeweiligen Quark- Gluon-, Antiquark- Gluon- und Quark- Antiquarksystems. Der Effekt des weichen Gluons ist ein größeres p_t der Hadronen in Vorwärtsrichtung. Dieses p_t weitet den Vorwärtsjet auf und liefert einen kontinuierlichen Übergang von einer Zwei- zu einer Drei- Jetstruktur.

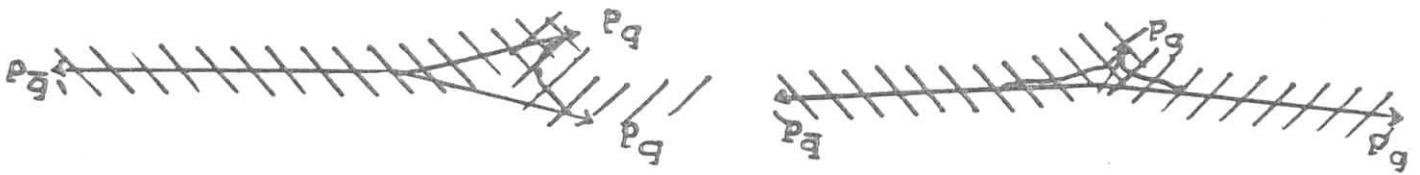


Abbildung 2.10: Erzeugung von kollinearen und weichen Gluonen

Bei dem Prozeß der Photon Gluon Fusion (Abb. 2.6) wird ein Gluon vom Parton im Proton emittiert und konvertiert zu einem $q\bar{q}$ Paar, das dann mit dem virtuellen Photon wechselwirkt. Dieser Vorgang wird durch die Stringstruktur im Lund- Modell beschrieben, indem ein Gluon vom Target ausgesandt wird und sich aufspaltet in ein $q_g\bar{q}_g$ Paar. Nach dem Emittieren des Gluons ist das Target in einem Colour- Oktettzustand. Dieser teilt sich in zwei Triplet- Zustände, ein Diquark und ein Quark. Zwei Triplet- Strings werden gebildet, einer verbindet das Diquark und q_g und der andere Quark und \bar{q}_g . Diese zwei Strings fragmentieren dann unabhängig, so daß wir insgesamt auch eine Drei- Jetstruktur haben [27].

Kapitel 3

Das NA9 Experiment

3.1 Der Myonstrahl

Die EMC benutzte den Myonstrahl M2 des CERN [29] (Abb. 3.1). Die Myonen werden

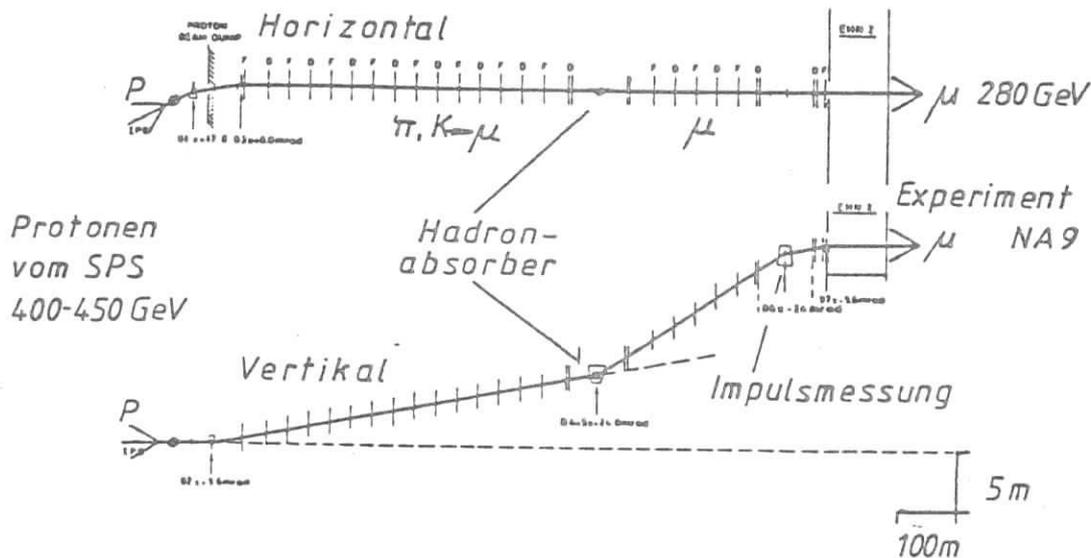


Abbildung 3.1: Der Myonstrahl der EMC

erzeugt, indem man ein Beryllium-Target mit den Protonen aus dem Super-Protonen Synchrotron beschießt. Dabei entstehen hochenergetische Pionen und Kaonen. In dem sich anschließenden Zerfallstunnel zerfallen etwa 4% der Pionen und 17% der Kaonen in Myonen. Am Ende dieses 600m langen Tunnels steht ein 10m starker Hadronenabsorber aus Beryllium. Durch diesen Absorber wird das Verhältnis $\frac{\pi}{\mu}$ auf 10^{-5} reduziert. Durch zweifache Ablenkung mit Hilfe von Magneten werden Myonen von 280GeV ausgewählt. Die Impulsbreite beträgt dabei $\frac{\Delta p}{p} \approx \pm 5\%$. Eine Meßstation, die zwischen Absorber und Experiment steht, mißt den Impuls jedes einlaufenden Myons auf 0.5% genau. Es laufen ungefähr 10^7 Myonen pro Sekunde ein. Es können auch Myonen bis zum Experiment vordringen, die nicht von der Stahlführung akzeptiert wurden. Diese Myonen, die sogenannten Halomyonen, erzeugen einen Untergrund. Sie werden vor dem Experiment durch die Szintillationszähler V_1, V_2 , und

V_3 (Abb. 3.2) registriert und lösen ein Veto-Signal aus. Der Anteil dieser Halomyonen liegt in der Nähe des Strahls bei 10%.

3.2 Der Detektor

Das EMC- Vorwärtsspektrometer (*FS*) [30] wurde im Frühjahr 1981 durch den Vertexdetektor (*VS*) [31] ergänzt. Dadurch wurde der Akzeptanzbereich der Apparatur auf nahezu 4π erweitert und eine gute Teilchenidentifikation möglich. Die 4π Akzeptanz des NA9- Experimentes (Abb. 3.2) ermöglicht die Messung von Hadronen auch aus dem zentralen x - Feynmanbereich und dem Bereich der Targetfragmentierung. Die Untersuchung des vollständigen ha-

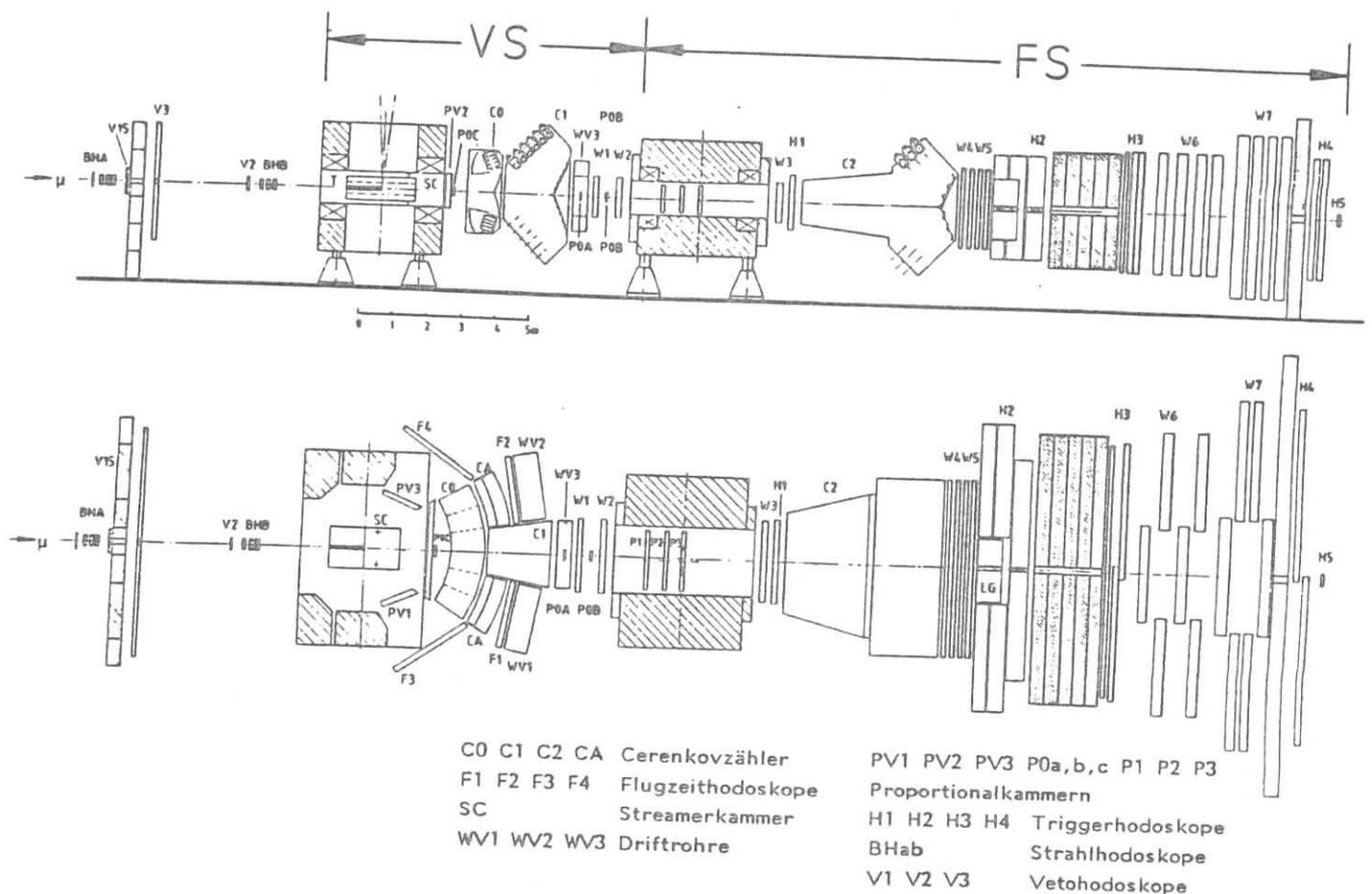


Abbildung 3.2: Das EMC-Spektrometer

dronischen Endzustandes in der tiefinelastischen Myon- Proton Streuung wird damit möglich.

3.2.1 Die Triggerdefinition

Das einlaufende Myon wird von den Strahlhodoskopen BH_A und BH_B definiert. Nach der Wechselwirkung wird das gestreute Myon im Vorwärtsspektrometer (*FS*) in den Triggerhodoskopen H_1, H_3 und H_4 registriert (Abb. 3.2). Die Hodoskope H_3 und H_4 stehen hinter

dem Hadronenabsorber und können dadurch das Myon identifizieren. Durch zweidimensionale Koinzidenzmatrizen [32] werden physikalisch interessante Ereignisse nach folgenden Kriterien selektiert:

- Ein Myon muß hinter dem Hadronenabsorber in H_3 und H_4 registriert worden sein.
- Der Impulsvektor des gestreuten Myons muß aus dem Targetbereich kommen.
- Der Streuwinkel muß mindestens 0.5° betragen.

Die Vetoähler V_1, V_2 und V_3 schließen durch eine Antikoinzidenzschaltung Halomyonen aus. Durch die starken Triggerkriterien entsteht ein hoher Anteil von tiefinelastischen Ereignissen. Die Zahl der Ereignistrigger hängt dann noch ab von der Strahlintensität und der Targetmasse/cm², so daß bei dem NA9 Experiment der Ereignistrigger ca. 3 mal pro Sekunde ausgelöst wurde.

3.2.2 Die Impulsbestimmung der Myonen und Hadronen

Für die in dieser Arbeit benutzten Daten ist ein Target aus flüssigem Wasserstoff und ein Target aus flüssigem Deuterium verwendet worden. Die Targets befanden sich im Zentrum einer Streamerkammer, die im supraleitenden Vertexmagneten (Abb. 3.3) eingebaut ist. In dieser Streamerkammer kann eine genaue Impulsbestimmung für Hadronen bis zu $5 \text{ GeV}/c$ erreicht werden. Die Streamerkammer ist triggerbar. Kommt ein Ereignistrigger zustande, wird die Streamerkammer von drei Kameras fotografiert, die unter verschiedenen Winkeln angebracht sind. Die Gedächtniszeit der Streamerkammer beträgt $\sim 1.5 \mu\text{sec}$, so daß sich ungefähr 10 Strahlmyonen auf einer Aufnahme befinden. Durch die vielen Strahlmyonen in einer Aufnahme sind die Teilchen im Strahlbereich nicht meßbar. Strahlabwärts von der Streamer-

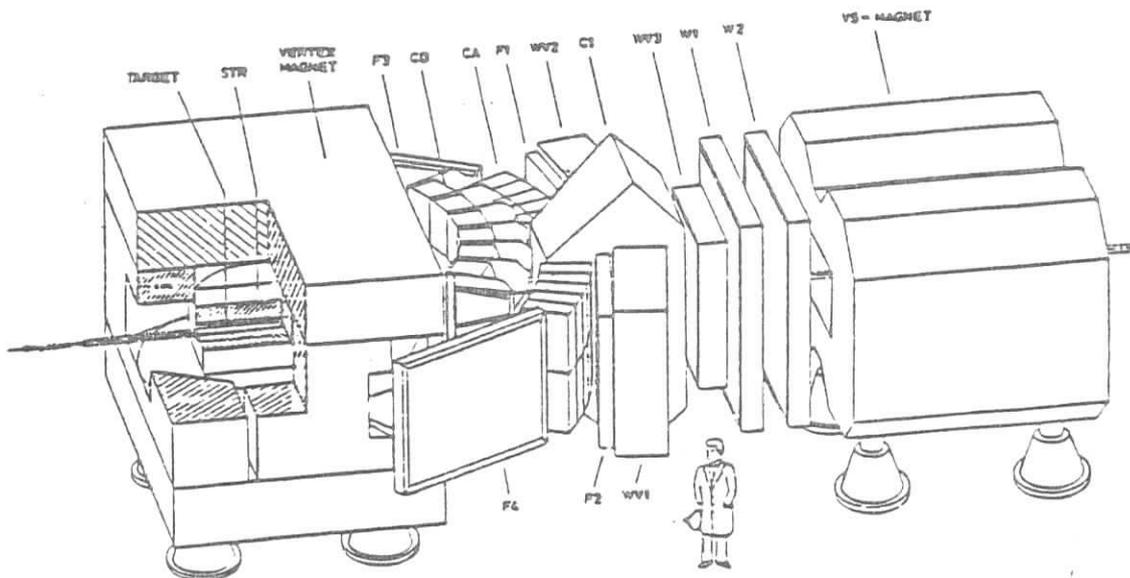


Abbildung 3.3: Der Vertexdetektor der EMC

kammer kommen die Proportionalkammern PV_1, PV_2 und PV_3 , die in der Vertexmagnet-Öffnung stehen und in der horizontalen Ebene einen Winkel von $\pm 60^\circ$ abdecken. In einem

Abstand von 4 m hinter dem Vertexmagneten befinden sich die Driftrohre $WV_{1,2,3}$ und im Anschluß daran die Driftkammern W_1 und W_2 . Diese elektronischen Detektoren verbessern die Impulsbestimmung der Streamerkammer- Spuren und finden Spuren, die in der Streamerkammer noch von Myonspuren verdeckt waren.

Hadronen mit einem Laborimpuls oberhalb von 6GeV gehen in das Vorwärtsspektrometer. Dort werden sie mit Hilfe der Proportionalkammern P_1, P_2 und P_3 im Vertexspektrometermagneten und den Driftkammern W_3, W_4 und W_5 rekonstruiert. Für Messungen im Strahlbereich werden spezielle Proportionalkammern ($P0_A, P0_B$ und $P0_C$) benutzt. Die anderen Kammern sind im Strahlbereich wegen der hohen Intensitäten unempfindlich gemacht worden.

3.2.3 Die Teilchenidentifikation

Die Identifikation der bei der Wechselwirkung produzierten Hadronen erfolgt durch die vier Čerenkovzähler C_0, C_1, C_2 und C_A und die vier Flugzeitzähler F_1 bis F_4 . Die Detektoren C_0, C_1 und C_2 sind Gas- Čerenkovzähler. Geladene Teilchen oberhalb eines bestimmten Schwellenimpulses erzeugen in ihnen längs ihrer Bahn Čerenkovlicht. Dieses Licht wird über sphärische Spiegel auf die Ebene der Photoelektronenvervielfacher gelenkt. Der Silicon-Aerogel- Čerenkovzähler C_A besteht aus zwei Teilen, die jeweils den horizontalen Winkelbereich von 10° bis 32° überdecken. In dem C_A wird das diffus austretende Licht über Reflexionen an den Wänden auf die Photoelektronenvervielfacher gelenkt. Die Ausgangssignale der Photoelektronenvervielfacher werden in Analog- Digitalwandlern (ADC) zur Auslese digitalisiert. Einen Schnitt durch den Flügelbereich des Vertexdetektors (22° zum Strahl), bei dem die Čerenkovzähler C_0 und C_A zu sehen sind, zeigt Abb. 3.4.

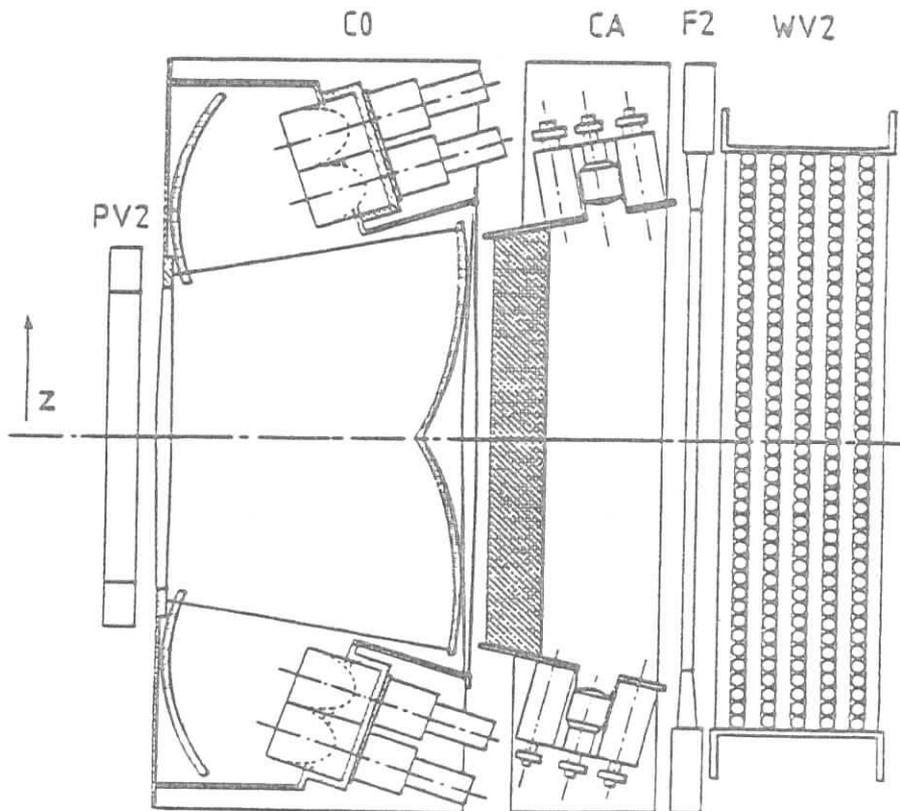


Abbildung 3.4: Schnitt durch den Flügelbereich des Vertexdetektors

Die Hodoskope F_1 bis F_4 bestehen aus Szintillatorstreifen, die durch eine Messung der Flugzeit die Identifikation niederenergetischer Teilchen erlauben. Die Szintillatorstreifen sind an beiden Enden mit Photoelektronenvervielfachern bestückt, so daß über die ADC- Information der Ort des Teilchendurchganges längs des Streifens bestimmt werden kann. Die Daten der Čerenkov- und Flugzeitähler sind in Tab. 3.1 aufgelistet. Teilchen, die unter kleinem

Tabelle 3.1: Daten der Čerenkov- und Flugzeitähler

Zähler	Radiator	Brechungsindex	Schwellenimpuls (GeV/c)		
			π	K	p
C_0	Neopentan $(CH_3)_4C$	1.00171	2.40	8.4	16.0
C_1	Stickst. N_2	1.000282	5.80	20.8	39.5
C_2	Neon Ne	1.000067	12.00	42.0	81.0
C_A	Aerogel	1.0297	0.56	2.0	3.8
$F_{1,2}$	Zeitauflösung $\sim 350 psec$		π/K 1.5 GeV/c		
$F_{3,4}$	Zeitauflösung $\sim 350 psec$		K/p 2.5 GeV/c		

Winkel aus dem Target kommen und in den Vorwärtsbereich gehen (Impulse über 5 GeV/c), werden durch die Zählerkombination $C_0-C_1-C_2$ identifiziert. Durch diese Kombination ist die Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen im Bereich von 2.5 GeV/c bis 80 GeV/c fast vollständig. In den horizontalen Winkelbereichen über 10° findet die Teilchenidentifikation in den äußeren Bereichen des C_0 und im C_A statt. Da die Impulse hier relativ gering sind, werden auch die Flugzeitähler F_1 und F_2 eingesetzt. In den extremen Winkelbereichen des Vertexdetektors über 32° werden die Teilchen mit niedrigen Impulsen durch die Flugzeitähler (TOF) F_3 und F_4 identifiziert. Einen Überblick, welcher Detektor welchen Winkelbereich im Laborsystem abdeckt, gibt die Tab. 3.2. Durch die Kombination der verschiedenen Čerenkov- und

Tabelle 3.2: Winkelbereiche der Čerenkov- und Flugzeitähler

Vorwärtsrichtung	$\pm 3.5^\circ$	$C_0 C_1 C_2$
Bereich 2	$\pm 9^\circ$	$C_0 C_1$
Vertexflügel	$\pm (9 - 32)^\circ$	$C_0 C_A F_1 F_2$
Bereich 1	$\pm (32 - 60)^\circ$	$F_3 F_4$

Flugzeitähler ist die Identifikation geladener Teilchen fast über den ganzen Impulsbereich gegeben. Abb. 3.5 zeigt die Schwellwerte der verschiedenen Čerenkovzähler und eine Graphik der logischen Verknüpfungen für die Identifikation von Pionen, Kaonen und Protonen über einer Impulsskala.

In einem Bleiglas- Kalorimeter (LG), das vor dem Hadronenabsorber steht, können hochenergetische Photonen nachgewiesen werden. Das Kalorimeter H_2 dient ebenfalls zum Nachweis neutraler Teilchen. Die Daten von H_2 und LG werden jedoch in dieser Arbeit nicht verwendet.

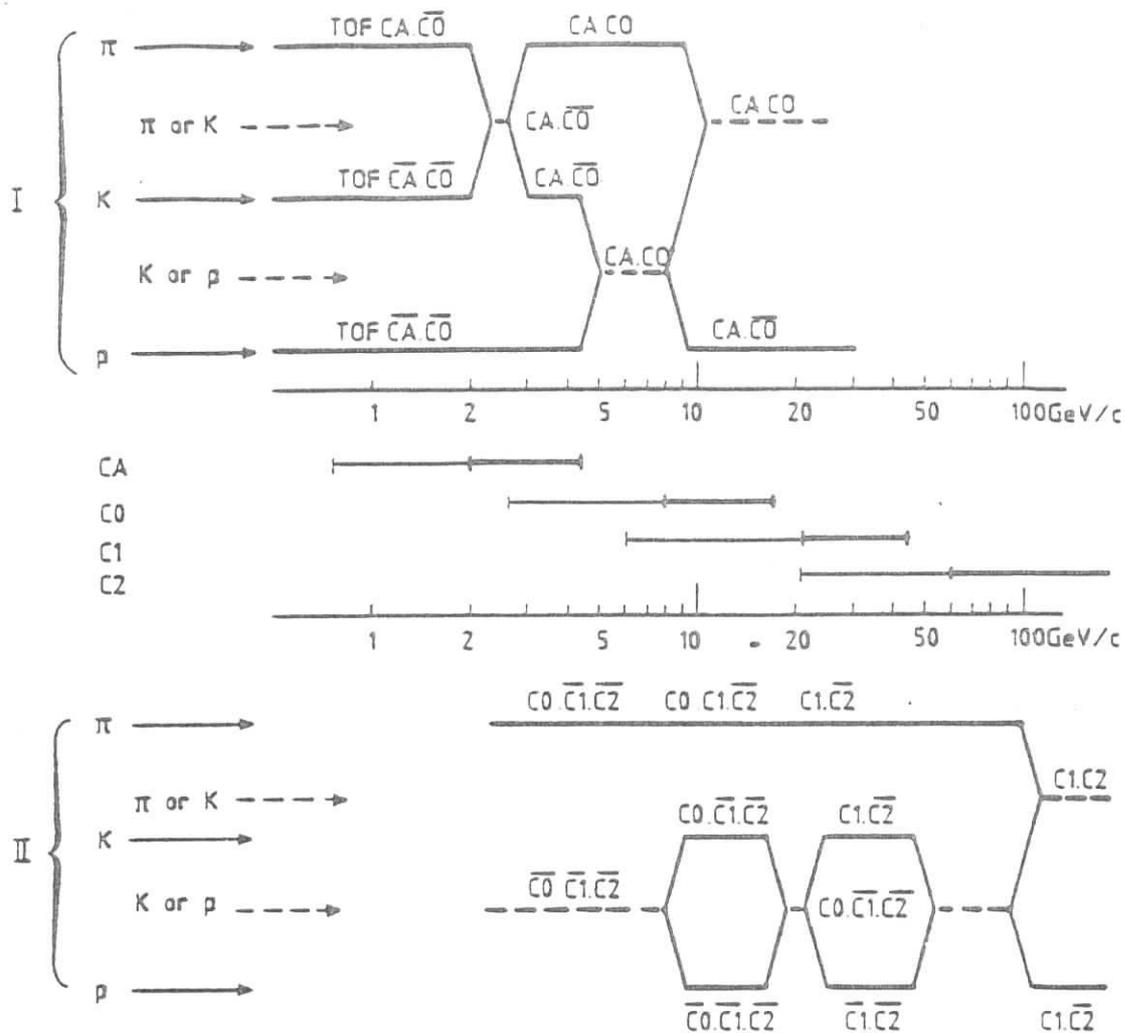


Abbildung 3.5: Teilchenidentifikation für verschiedene Impulsbereiche

3.3 Die Überwachung und Datennahme

Wenn ein Triggersignal anliegt, liest der "on-line" Rechner *DAC* (*Data Aquisition Computer*) die Information der Detektoren über ein *CAMAC*-System (*Computer Application for Measurement and Control*) aus und speichert die Daten zwischen. Durch das *CAMAC*-System ist die unabhängige Adressierung und Auslese der einzelnen Detektoren gewährleistet. Die tiefinelastischen Ereignisse sind relativ selten, so daß zwischendurch viele Kalibrations- und Halomyonen-Ereignisse gesammelt werden, um den Detektor zu überwachen. Parallel dazu überträgt der Rechner die zwischengespeicherten Ereignisse auf Datenbänder. Zu dem "on-line" System gehört die *DAC* und drei weitere PDP 11/70 Rechner (U_0, U_1, U_2). Diese Rechner sind direkt und über eine PDP11/10 (*MUX*) miteinander verbunden (Abb. 3.6). Die *MUX* dient auch als Interface zum *CERNET*, dem Verbund der Rechner am CERN. Auf den Benutzerrechnern U_0, U_1 und U_2 laufen ständig Programme, die die einzelnen Detektoren steuern und überwachen. Meßwerte werden ständig mit Sollwerten verglichen und eventuelle Abweichungen gemeldet. Schon während die Daten genommen werden, wird ein Teil der Ereignisse über *CERNET* auf einen Großrechner übertragen und "off-line" prozessiert und stehen kurze Zeit später zu einer ersten Diagnose, z.B. der Effizienz, zur Verfügung.

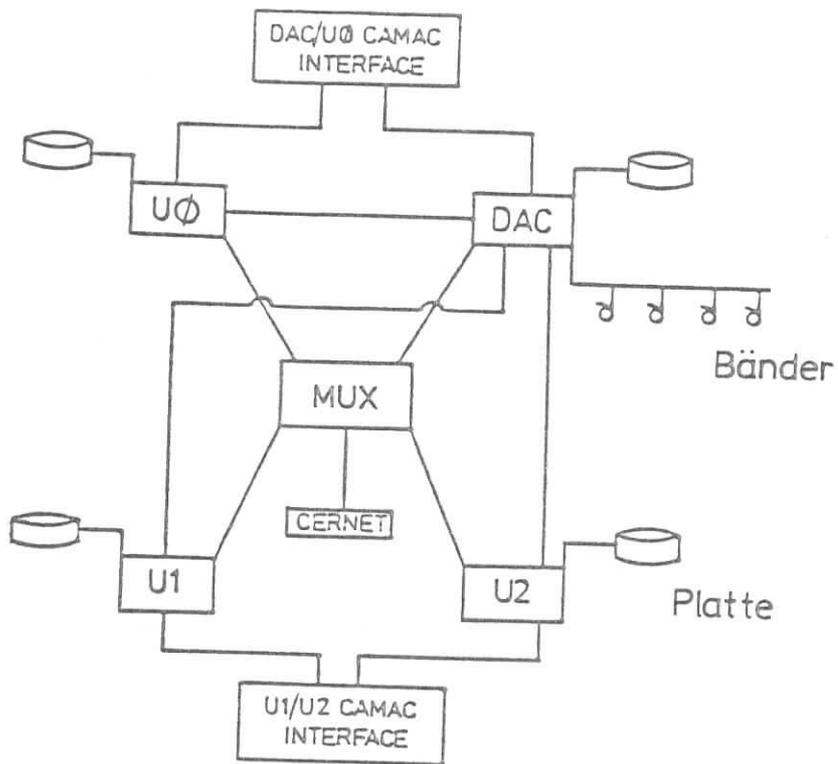


Abbildung 3.6: Der Verbund der EMC "on-line" Rechner

Kapitel 4

Die Aufbereitung der Daten zur Analyse

4.1 Die Rekonstruktion der Ereignisse

Die von den Detektoren für jedes Ereignis gesammelte Information wird auf Magnetband geschrieben. Zuerst werden die Rohdaten im Filter nach Triggern geordnet und dann durch die Analysekette prozessiert. Die Daten stehen danach als Myonen- oder Hadronenvariablen zur weiteren Verfügung. In der Analysekette befinden sich entsprechend zu den Hauptbestandteilen des Detektors Programme, die zusammen den vollständigen hadronischen Endzustand rekonstruieren (Abb. 4.1).

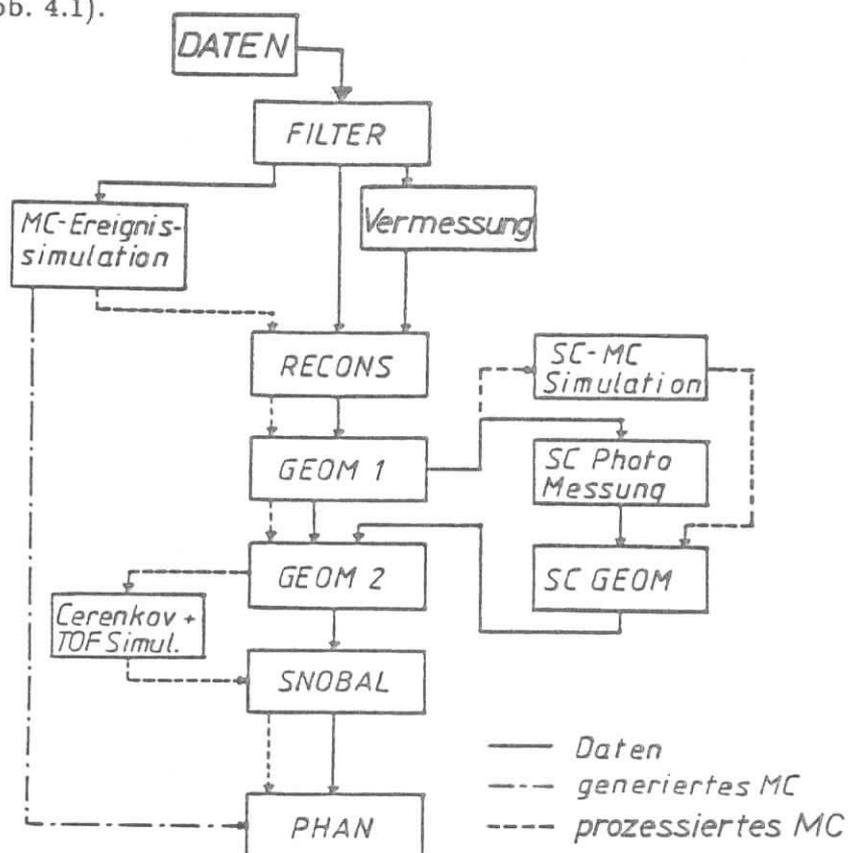


Abbildung 4.1: Die Analysekette der EMC

4.1.1 Die Bestimmung der Zählerpositionen

Vor der Ereignisrekonstruktion muß die Position der Zähler ermittelt werden. Für diese iterative Prozedur werden die Positionen erst geometrisch vermessen und dann durch Justierungsdaten optimiert. Diese Daten sind von Halomyonen oder werden in sogenannten "Alignment-Runs" bei abgeschalteten Magnetfeldern gesammelt. Die Spuren gehen dann gerade durch den Detektor. Die Zählerpositionen stehen allen Programmen im "Alignment-File" zur Verfügung.

4.1.2 Die Spurrekonstruktion im Vorwärtsspektrometer

Das Programm *RECONS* ist zuständig für die Spurerkennung und die vorläufige Spurrekonstruktion. *RECONS* beginnt mit der Suche nach Spurelementen hinter dem Hadronenabsorber in den Driftkammern $W_{6,7}$, die als Signale von potentiellen Myonspuren gelten. Werden Signale von potentiellen Myonenspuren gefunden, werden sie zurück extrapoliert zu den Driftkammern $W_{4,5}$ vor dem Absorber. Hierbei wird die Vielfachstreuung durch den Absorber berücksichtigt. Lassen sich die Kandidaten in $W_{4,5}$ wiederfinden, werden sie zurückverfolgt durch das Vorwärtsspektrometer zum Target. Die Ablenkung im Magnetfeld wird durch einfache Kreise simuliert. Ferner wird nach passenden Spurelementen in $P_{1,2,3}$, $W_{1,2}$ und $PO_{A,B}$ gesucht.

Ist mindestens eine Myonspur vollständig bestimmt worden, versucht man, beginnend von $W_{4,5}$, die Rekonstruktion der Hadronenspuren auf die gleiche Weise. Das Ergebnis der Spurerkennung ist im wesentlichen eine Liste von Treffern, denen eine gefundene Spur zugeordnet wird.

Das Programm *GEOM1* führt dann eine genaue Bestimmung der Spurparameter und der Vertexpositionen durch. Für die Berechnung der Spurparameter werden in der Projektion senkrecht zum Strahl und in der Projektion in der Ebene des Strahls sogenannte "Spline Fits" 5. Grades verwendet [33]. Die Berechnung wird für jede gefundene Liste von Treffern durchgeführt. Das rekonstruierte gestreute Myon muß durch die Triggerhodoskope gehen. Die Strahlmeßstation wird benutzt, um das dazugehörige einlaufende Myon zu bestimmen. Das Strahlmyon und das gestreute Myon werden dann zur ersten Vertexbestimmung verwendet. Dabei wird sichtbar, daß es auch Wechselwirkungspunkte gibt, die nicht im Target liegen, sondern in den Detektoren, die im Strahl stehen. Sinnvoll sind nur Vertices die im Target liegen, dadurch reduziert sich die Anzahl der zu vermessenden Streamerkammer- Aufnahmen um den Faktor vier.

4.1.3 Die Spurrekonstruktion in der Streamerkammer

Die Ereignisaufnahmen wurden in acht verschiedenen an der EMC beteiligten Instituten vermessen. Strenge Vermessungsregeln mußten eingehalten werden, um systematische Unterschiede zwischen den einzelnen Instituten zu verhindern. Die selektierten Bilder wurden auf Meßtischen, teils halbautomatisch, teils manuell vermessen, indem man Koordinaten auf den Spuren markierte und diese auf ein Datenband schrieb. Eine Spur mußte dafür eine sichtbare Länge in der Streamerkammer haben von mindestens 20 cm. Für jedes Ereignis wurden drei verschiedene Ansichten gemessen. Ein modifiziertes Blasenkammer- Geometrieprogramm (*SCGEOM*) wurde verwendet, um die Information im Raum zu rekonstruieren. Nach der Spurrekonstruktion versucht man, Spuren, die nicht zum Myon Vertex passen, zu

sekundären Vertices zu verbinden. Dies sind z.B. mögliche K^0 oder Λ Zerfälle. Die Ergebnisse von *SCGEOM*, *GEOM1* und die Rohdaten werden ereignisweise zusammengefaßt und stehen zur Gesamtrekonstruktion zur Verfügung.

4.1.4 Die Rekonstruktion des gesamten Ereignisses

In dem Programm *GEOM2* werden die Informationen von *GEOM1* und *SCGEOM* zusammengefaßt. Die Vorwärtsspektrometer- Spuren werden in Richtung des Vertexspektrometers extrapoliert. Die auf einer Extrapolationslinie einer Spur liegenden Spurelemente werden assoziiert. Von den Streamerkammer- Spuren ausgehend wird ebenfalls in das Vertexspektrometer hinein extrapoliert und dabei die Verbindung zu den Vorwärtsspektrometerspuren hergestellt. Die Spurparameter werden jetzt mit den neuen Informationen verbessert. Der in dem Programm *GEOM1* gefundene Vertex wird als Anfangspunkt benutzt für eine Neuberechnung des Wechselwirkungspunktes mit den neuen Informationen. Mit Spuren, die nicht an den primären Vertex passen, wird versucht, einen neuen sekundären Vertex zu berechnen. Die schon von *SCGEOM* gefundenen sekundären Vertices werden dabei verbessert. Teilchen, die in der Streamerkammer durch von Strahlmyonen verdeckte Gebiete laufen und dann wegen der Ablenkung im Vertexspektrometer- Magneten die Öffnung der Vorwärtsspektrometer- Magneten verfehlen, können nur in den Kammern $P_{V,0}$ und $W_{V,1,2}$ vor diesem Magneten nachgewiesen werden. Aus Spurstücken, die in diesen Kammern gefunden werden und keiner Streamerkammer- Spur oder Vorwärtsspektrometer- Spur zugeordnet werden können, werden mit "Spline-Fits" neue Spuren (*Addtrack's*) konstruiert. Die *Addtrack's* beginnen per Definition im primären Vertex.

Diese Resultate vom *GEOM2* Programm und die Rohdaten werden auf Magnetband geschrieben. Nach dieser Stufe blieben ca. 13% der ursprünglich aufgezeichneten Ereignisse zurück. Die Abb. 4.2 zeigt ein typisches Ereignis nach der Rekonstruktion und Abb. 4.3 den daraus vergrößerten Vertexbereich. Die Abb. 4.4 zeigt den vergrößerten Targetbereich, in

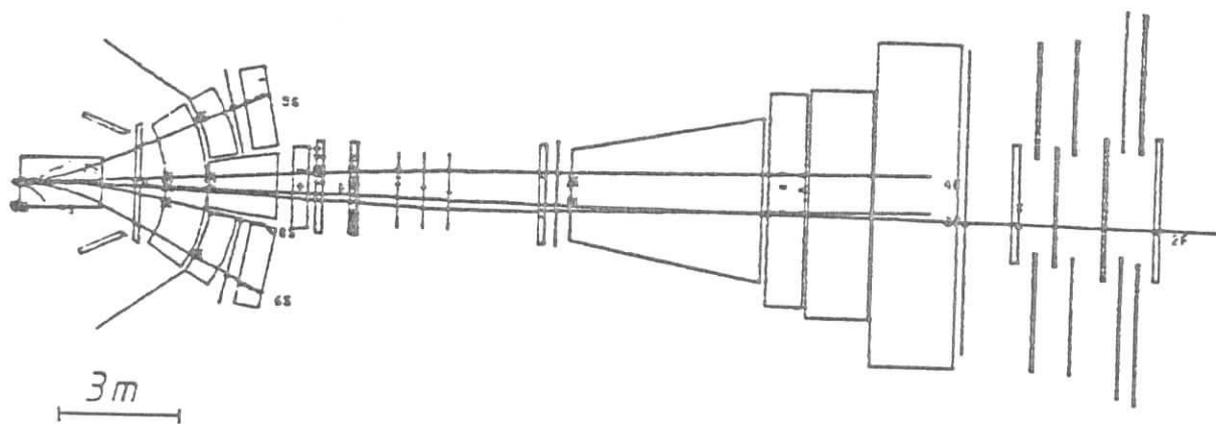


Abbildung 4.2: Ein typisches Ereignis nach der Rekonstruktion dem man die verschiedenen rekonstruierten Vertices erkennt.

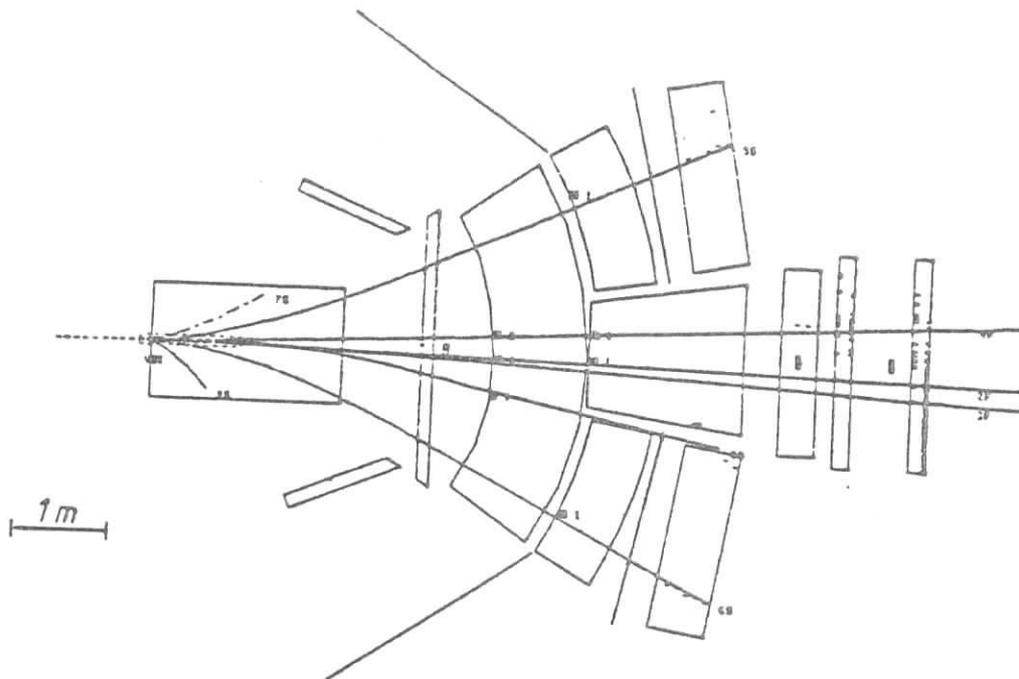


Abbildung 4.3: Vergrößerter Vertexbereich

4.1.5 Das Programm zur Teilchenidentifikation

Die Prozessoren für die Čerenkovzähler und die Flugzeitzähler sind im Programm *SNOBAL* zusammengefaßt. Für rekonstruierte Spuren, die durch einen Čerenkovzähler gehen, wird die Wahrscheinlichkeit bestimmt, daß es sich bei dem Teilchen um ein e , π , K oder p handelt. Dafür wird bei dem Čerenkovzähler aufgrund des gemessenen Teilchenimpulses für jede der vier Hypothesen die Zahl der erwarteten Primärelektronen an der Photokathode ausgerechnet. Die Wahrscheinlichkeit für Untergrundlicht wird bestimmt aus den Daten. Es wird eine Annahme über die Verteilung der Photoelektronen an der Kathode gemacht und dann jeder Hypothese danach eine Wahrscheinlichkeit zugeordnet. Ein ähnlicher Prozeß wird benutzt, um die Wahrscheinlichkeiten für Signale von Flugzeitzählern zu bestimmen. Gehen Spuren durch mehrere Detektoren, werden die Wahrscheinlichkeiten unter der Annahme, daß sie unabhängig voneinander sind, zusammengefaßt. Auf diese Endwahrscheinlichkeiten werden Schnitte gemacht, um dann die Menge der identifizierten Teilchen zu erhalten [34].

4.1.6 Das Programm für die physikalische Analyse

Für die physikalische Analyse braucht man einen geringen Teil der durch die Analysekette angehäuften Informationen. Für die meisten Analysen, wie auch in dieser Arbeit, werden lediglich Informationen über die Ereigniskinematik und -topologie benötigt. Die Daten müssen ferner in einer einheitlichen und übersichtlichen Struktur zur Verfügung stehen, um den Vergleich und den Transfer zwischen den einzelnen Instituten zu ermöglichen. Dafür wird die Datenstruktur der Mini DST's (*Data Summary Tapes*) benutzt, auf der die notwendigen physikalischen Informationen stehen. Das *PHAN* Programmpaket enthält Routinen und Programmbeispiele, um diese Daten zu lesen und zu schreiben und die Standard- Spurselektionen und kinematischen Schnitte durchzuführen.

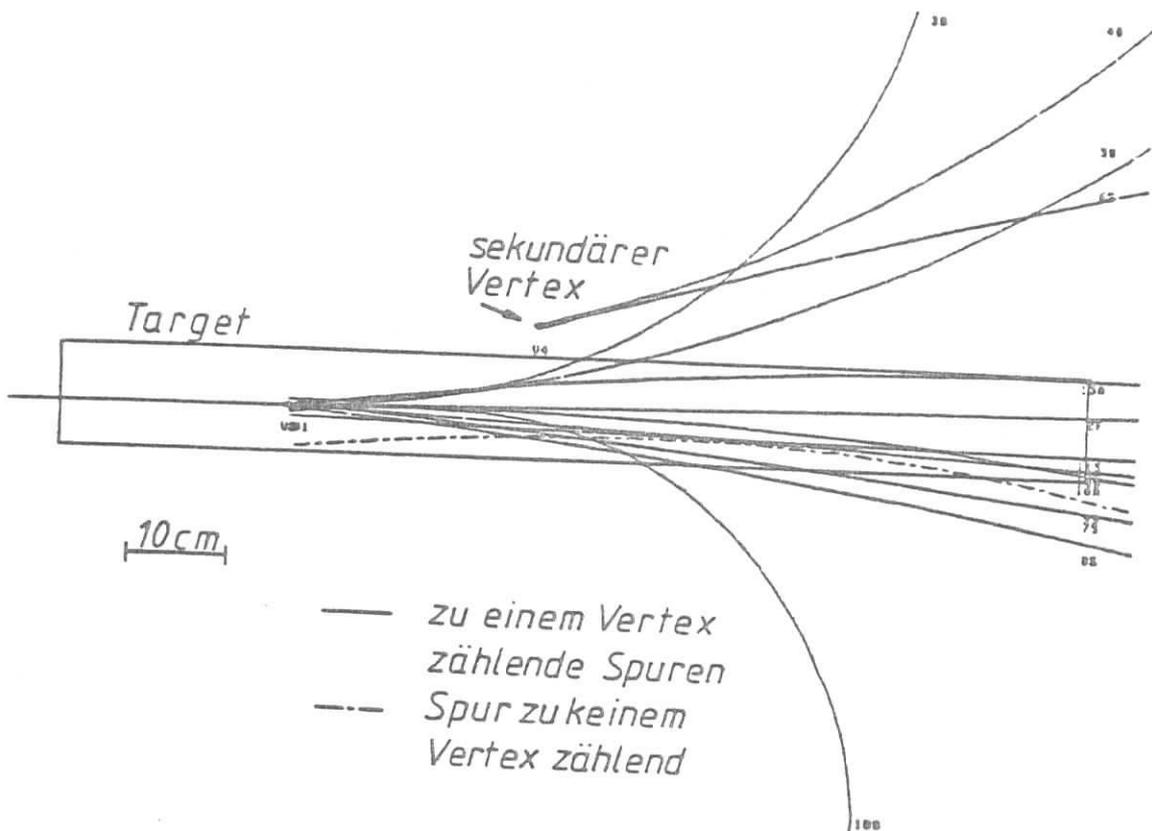


Abbildung 4.4: Der Targetbereich mit rekonstruierten Vertices

4.2 Die Monte Carlo Simulation

Das NA9 Monte Carlo Programm generiert Monte Carlo Ereignisse nach dem Lund Modell. Diese Daten haben EMC intern den Namen "short chain". Für alle nach dem Lund-Modell generierten geladenen Teilchen werden Signale in den Detektoren erzeugt. In den Detektoren wird die Ortsmessung der Spuren und die Vermessung der Streamerkammer- Filme simuliert. Dies geschieht nach der jeweiligen Nachweiswahrscheinlichkeit eines Detektors. Die auf diese Weise erzeugten Ereignisse durchlaufen dann die gleiche Analyseketten wie die experimentellen Daten. Die daraus entstehenden Ereignisse werden "long chain" genannt. Die Daten und die long chain Ereignisse können verglichen werden, um Modellvorstellungen zu testen. Durch den Vergleich von "short chain" und "long chain" können die Nachweiswahrscheinlichkeiten und die Rekonstruierbarkeit von Spuren und Vertices studiert werden. Eine Anwendung der Datensätze ist das Verhältnis von short chain zu long chain Monte Carlo, das benutzt werden kann, um physikalische Verteilungen zu korrigieren (Gl. 4.18).

$$\frac{\text{korrigierte Daten}}{\text{gemessene Daten}} = \frac{\text{short chain MC}}{\text{long chain MC}} \quad (4.18)$$

Diese Korrekturen berücksichtigen die Verluste durch die Akzeptanz, den Untergrund (z.B. für falsch identifizierte Teilchen) und Verschmierungen in den gemessenen Variablen (z.B. W, Q^2). Die korrigierten Daten lassen sich mit den Ergebnissen von anderen Experimenten vergleichen. Bei der Benutzung der Korrekturen, muß man aber auf bestimmte Probleme achten. In manchen Fällen ist die Korrektur stark abhängig von dem Modell (z.B. Lund-

Modell), das benutzt wurde als Eingabe für die Monte Carlo Detektor Simulation. Diese Probleme werden für das NA9 Experiment in Referenz [35] diskutiert.

4.2.1 Die Generierung der Ereignisse

Das NA9 Monte Carlo Programm beginnt mit der Festlegung der Myonkinematik. Es werden bei den Messungen Strahlmyonen mit einem Zufallstrigger aufgenommen und als Eingabe benutzt für die Generierung. Für die Erzeugung eines gestreuten Myons wird der von der EMC bei F_2 Messungen bestimmte Wirkungsquerschnitt verwendet [36]. Die Strahlungsprozesse 2. Ordnung der QED, die am Leptonenvertex auftreten, werden nun berechnet [37]. Die nach der Berechnung veränderten Größen Q^2 und ν des virtuellen Photons werden als Eingabe für die Generierung der Hadronen genommen. Die Hadronenerzeugung erfolgt dann nach dem schon beschriebenen Lund Modell für die Leptonproduktion.

4.2.2 Die Strahlungskorrekturen

Zusätzlich zu dem in Abb. 2.1 dargestellten Grundprozeß des Einphoton- Austausches finden bei der Streuung des Myons QED Prozesse höherer Ordnung, wie in Abb. 4.5 statt [38]. Die

- a), b) Bremsstrahlung, c) Vertexkorrektur, d) Zweiphotonaustausch
e) Vakuumpolarisation

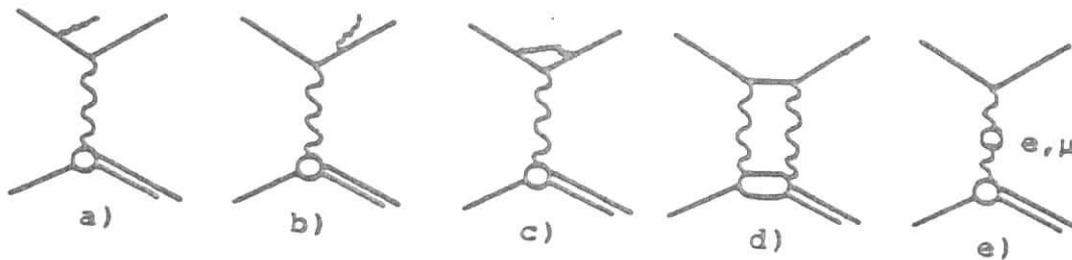


Abbildung 4.5: QED Prozesse 2.Ordnung

Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse lassen sich nach der QED exakt berechnen. Im Experiment wird nur das einlaufende und das auslaufende Myon benutzt zur Bestimmung von Q^2 und ν . Die Q^2 und ν Werte werden deshalb bei Prozessen wie in Abb. 4.5 nicht korrekt bestimmt. Diese Meßfehler werden in diesem Experiment mit einer Monte Carlo Simulation berechnet. Im Monte Carlo wird die Bremsstrahlung simuliert, wobei z.B. nach der Messung des Strahlmyons vor der Wechselwirkung ein reelles Photon abgestrahlt wird. Dort wird das virtuelle Photon bei einem größeren ν und einem kleineren x gemessen. Die Hadronenparameter werden durch die falsche Kinematik falsch gemessen. Da ν systematisch zu groß gemessen wird, wird z zu klein gemessen und es werden große Hadronen- Transversalimpulse p_t vorgetäuscht. Bei dem Prozeß der harten Photon Bremsstrahlung (Abb. 4.5) werden die Parameter des reellen Photons und die Änderung der Kinematik des virtuellen Photons ausgerechnet. Die hier benutzte Monte Carlo Simulation berücksichtigt auch den Prozeß der Vertexkorrektur und den der Vakuumpolarisation (Abb. 4.5). Hierbei wird die durch die Prozesse bedingte Änderung des statistischen Gewichtes des Ereignisses in der ν, Q^2 Ebene berechnet. Die Strahlungskorrekturen am Hadronenvertex und der Zweiphotonaustausch gelten als vernachlässigbar und werden nicht berücksichtigt.

4.2.3 Die Simulation des Detektors

Um den Detektor für die jeweilige Meßperiode simulieren zu können, braucht man verschiedene Detektorinformationen. Es werden die Daten vom Alignmentfile gebraucht, Informationen über den Zustand der Kammern und deren Ortsauflösung, sowie Informationen über die Magnetfelder der beiden Magnete. Diese Informationen werden eingelesen, und die Simulation beginnt, indem man das gestreute Myon durch den Detektor verfolgt. Wenn das Myon die Triggerbedingungen erfüllt, werden die dazugehörigen Hadronen durch den Detektor verfolgt und in den einzelnen Kammern werden nach der eingelesenen Nachweiswahrscheinlichkeit und Ortsauflösung Treffer erzeugt. Während dieses Prozesses werden die nachfolgenden Punkte berücksichtigt:

- Die sekundären Wechselwirkungen der Hadronen im Target
- Die schwachen Zerfälle von π^\pm , K^\pm , K^0 , Σ^\pm und Λ 's überall im Detektor
- Die Bremsstrahlung im Target und die Paarbildung von Photonen
- Die Hadronenzerfälle in Photonen und die Bildung von $e^+ e^-$ Paaren überall im Detektor
- Der Energieverlust der geladenen Teilchen und die Vielfachstreuung von geladenen Teilchen in Detektorteilen und im Absorber

Diese Daten entsprechen den gemessenen Rohdaten und werden dann zu long chain Daten, indem man sie durch die Analysekette prozessiert.

4.3 Die Auswahl der Daten

Bevor die Daten auf die Mini DST's geschrieben werden, finden nochmals verschärfte Ereigniskriterien ihre Anwendung. Die nachfolgenden Bedingungen müssen für jedes Ereignis erfüllt sein:

1. Es darf nur ein Strahlmyon pro Ereignis vorhanden sein, das eindeutig für die Wechselwirkung verantwortlich ist
2. Es muß mindestens ein gestreutes Myon geben, das die Triggerbedingungen erfüllt
3. Der primäre Vertex muß im Target liegen
4. Strahlaufwärts von dem primären Vertex darf kein sekundärer liegen
5. Die Streamerkammer- Aufnahme muß meßbar sein

Die in der Meßzeit von September 1981 bis Dezember 1983 vom NA9 Experiment aufgenommenen Daten sind in Tab. 4.1 nach Meßperioden zusammengestellt. Nach der Rekonstruktion und den Selektionskriterien gelangten insgesamt 35624 Ereignisse vom Wasserstofftarget auf die Mini DST's, die die geforderten Bedingungen erfüllten. Von den im Jahr 1983 genommenen Daten am Deuteriumtarget verblieben auf dieser Stufe 22331 Ereignisse. Diese Zahlen sind allerdings noch ohne kinematische Schnitte. Für alle Meßperioden stehen fünfmal so viele Monte Carlo long chain Ereignisse zur Verfügung. In der nachfolgenden Analyse wurden die Daten von Wasserstoff und Deuterium zusammen verwendet, um die Statistik

zu erhöhen. Die Daten von Wasserstoff und Deuterium können kombiniert werden, da die Relation von Zwei- zu Drei- Jetereignissen gleich ist, egal ob am Proton oder am Neutron gestreut wurde.

Tabelle 4.1: Die NA9 Daten

Periode	Target (1m)	SC- Bilder	benutzte Ereignisse
P6C81	H_2	37000	2067
P7A81	H_2	24000	2398
P7B81	H_2	44000	3608
P7C81	H_2	66000	4878
P1A82	H_2	33000	1406
P1B82	H_2	55000	3350
P4A82	H_2	104000	8231
P4B82	H_2	153000	9686
	H_2	516000	35624
P4B83	D_2	150000	10544
P5A83	D_2	50000	4686
P5C83	D_2	110000	7101
	D_2	310000	22331

Bei dem Lesen der Daten vom Mini DST können durch eine Routine vom *PHAN* die kinematischen Standard- Selektionskriterien angewendet werden (Tab. 4.2). Die Schnitte an

Tabelle 4.2: Kinematische Schnitte

$$\begin{aligned}
 \Theta_{\mu'} &> 0.75^\circ \\
 E_{\mu'} &> 20 \text{ GeV} \\
 y &< 0.9 \\
 x &> 0.02 \\
 Q^2 &> 4 \text{ GeV}^2 \\
 20 \text{ GeV} &< \nu &< 260 \text{ GeV} \\
 16 \text{ GeV}^2 &< W^2 &< 400 \text{ GeV}^2
 \end{aligned}$$

den Myonvariablen wurden eingeführt, um den Bereich starker Strahlungskorrekturen und schlechter Trigger- und Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten auszuschließen. Abb. 4.6 zeigt die kinematischen Standard- Schnitte an den unkorrigierten Daten in der ν, Q^2 Ebene.

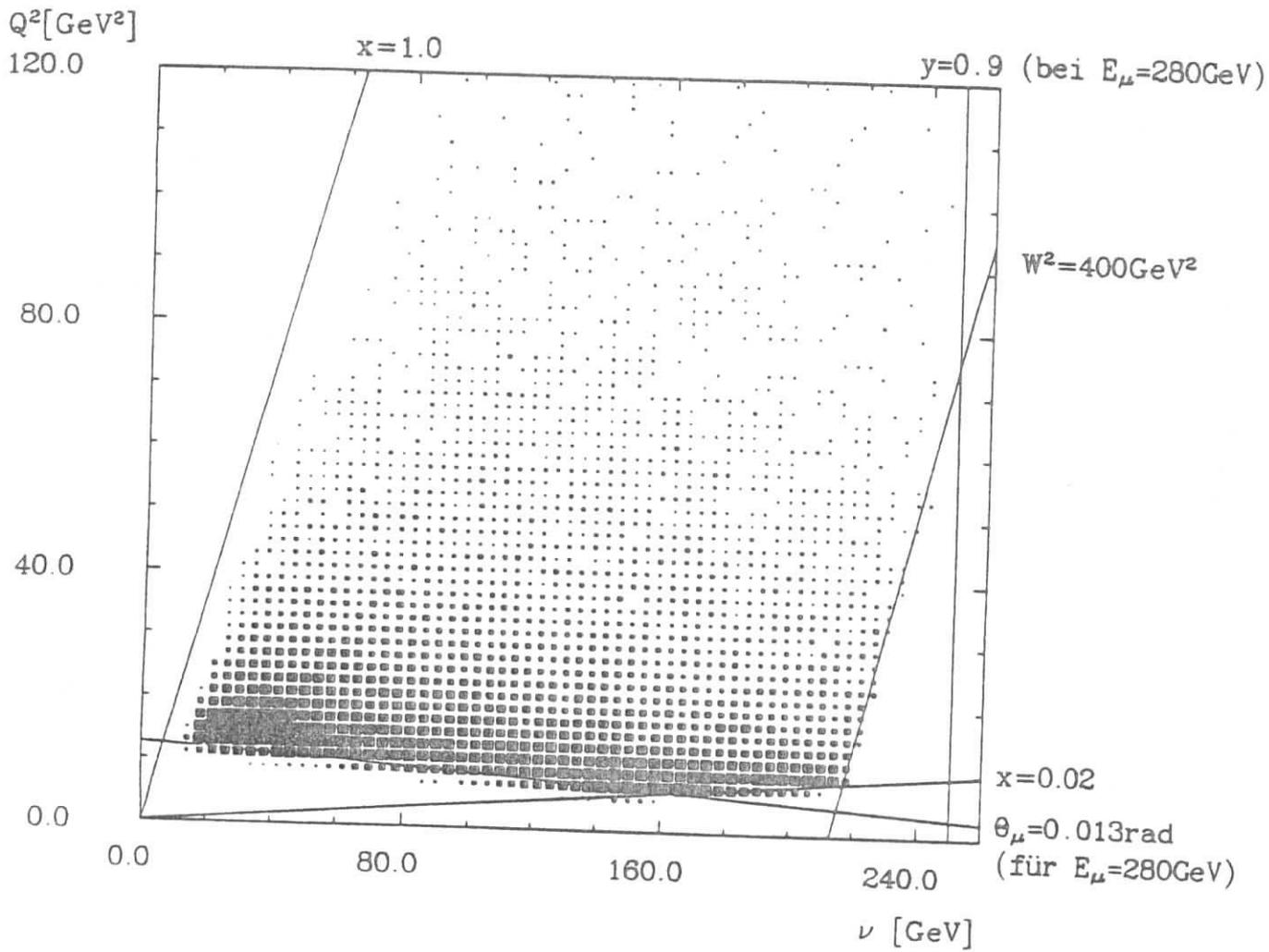


Abbildung 4.6: Die kinematischen Standard- Schnitte

Außer den kinematischen Schnitten wurden in dieser Analyse die standardisierten Spur-selektionskriterien verwendet [39]. Durch detaillierte Studien an Spurparametern und den Vergleich zu den entsprechenden Monte Carlo Verteilungen sind diese Spurselektionskriterien entwickelt worden. Die untersuchten Probleme waren z.B. das Doppelzählen einer Spur, die sowohl in der Streamerkammer, als auch im Spektrometer gemessen wurde und nicht zu einer Spur verbunden werden konnte. Betrachtet wurden außerdem die Impulsfehler verschiedener Spurtypen. Auch die Spurselektionskriterien, die durch umfangreiche Monte Carlo Studien und Diskussionen gewonnen wurden, kann man durch eine Routine im *PHAN* einheitlich setzen.

Kapitel 5

Clusteralgorithmen

In dieser Arbeit wird die Methode der Clusteralgorithmen benutzt, um eine möglichst reine Menge von Drei- Jetereignissen zu selektieren, um dann die Gluonenfragmentation untersuchen zu können. Dabei steht man vor dem Problem, in einem Ereignis die Spuren in Untergruppen einzuteilen, die einen Jet bilden. In einem Clusteralgorithmus werden die Spuren eines Ereignisses nach Ähnlichkeitskriterien zu Clustern zusammengefaßt, z.B. wird eine Spur mit einer anderen zusammengefaßt, wenn sie im gleichen zu definierenden Raumwinkel-element liegen.

Die Clusteranalyse ist eine mathematische und statistische Methode mit dem Ziel des Nachweises von Clustern in drei- oder sogar höherdimensionalen Räumen. Für die Ereignisse ist nach einer Methode zu suchen, die dem "Charakter" der Ereignisse möglichst gut entspricht. Die multidimensionale Analyse mit den Clusteralgorithmen ist frei von speziellen Annahmen über die Dynamik des Prozesses. Die Identifizierung der Cluster mit der physikalischen Wirklichkeit, ob es sich um ein Zwei- oder Drei- Jetereignis handelt, liegt außerhalb der Methode. Daher sind die Clusteralgorithmen alternativ zu den Methoden, in denen Annahmen über die physikalische Wirklichkeit bereits in der Methode eingehen. Eine Methode, in der die Annahme über die physikalische Wirklichkeit in der Methode selber steckt, ist z.B. die aus Monte Carlo Studien gewonnene Annahme, daß Drei- Jetereignisse Hadronen mit einem hohen Transversalimpuls p_t enthalten. Selektiert man Ereignisse, die ein hohes p_t haben, so kann man die Drei- Jetmenge anreichern [40]. Es ist aber schwierig die p_t Verteilung dieser selektierten Ereignisse zu untersuchen, weil diese Verteilung einen starken p_t Bias hat durch die Methode, wie diese Ereignisse ausgewählt wurden. Die Clusteralgorithmen sind in diesem Sinne eine unabhängige Methode, die aber auch angepaßt werden muß, indem man die Algorithmen zuerst an Monte Carlo short chain Ereignissen testet.

Die short chain Monte Carlo Ereignisse sind nach dem Lund- Modell generiert worden, daher kennt man den zugrunde gelegten Prozeß und weiß, ob das Ereignis nach der Phänomenologie sich als Zwei- oder Drei- Jetereignis darstellt. Das wichtigste Kriterium für die spätere Anwendung auf die long chain Ereignisse und die Daten war die Verschmutzung (Kontamination) der Drei-Jetmenge durch Zwei-Jetereignisse. Ist die Drei- Jetmenge aber zahlenmäßig zu gering, läßt sie sich nicht für eine statistisch signifikante physikalische Aussage benutzen. Daher ist auf die Effizienz des Algorithmus für Drei- Jetereignisse zu achten. Untergeordnete Kriterien waren die entsprechende Kontamination für Zwei- Jetereignisse und die Effizienz für diese Ereignisse. Inwieweit die Methode der Clusteralgorithmen wirklich unabhängig von der Anpassung an Monte Carlo Ereignisse ist und inwieweit man z.B. in der p_t Verteilung durch die Verwendung eines Clusteralgorithmus einen Bias erzeugt, wird im nächsten Kapitel diskutiert.

5.1 Die Separation von Strom- und Targetjet

In den nachfolgenden Untersuchungen werden die verschiedenen Clusteralgorithmen nur auf die Vorwärtshemisphäre der Ereignisse angewendet. Die Begründung für diese Vorgehensweise liegt in den Vorstellungen des Lund Modells, nach dem die Fragmentationsprozesse in der Vorwärtshemisphäre und des Targetrestes in der Rückwärtshemisphäre (Rückwärtsjet) weitgehend unabhängig voneinander verlaufen. Um die Zuverlässigkeit dieser Annahme beurteilen zu können, wurde von der EMC(NA9) die Netto-Ladungsverteilung $Q(y_{cms})$ als Funktion der Rapidität y_{cms} untersucht [41].

$$Q(y_{cms}) = \frac{1}{N_{\mu}} \left(\frac{dN_{h^+}}{dy_{cms}} - \frac{dN_{h^-}}{dy_{cms}} \right) \quad (5.19)$$

Es wird ein Zusammenhang erwartet zwischen der Ladung des gestreuten Quarks und der

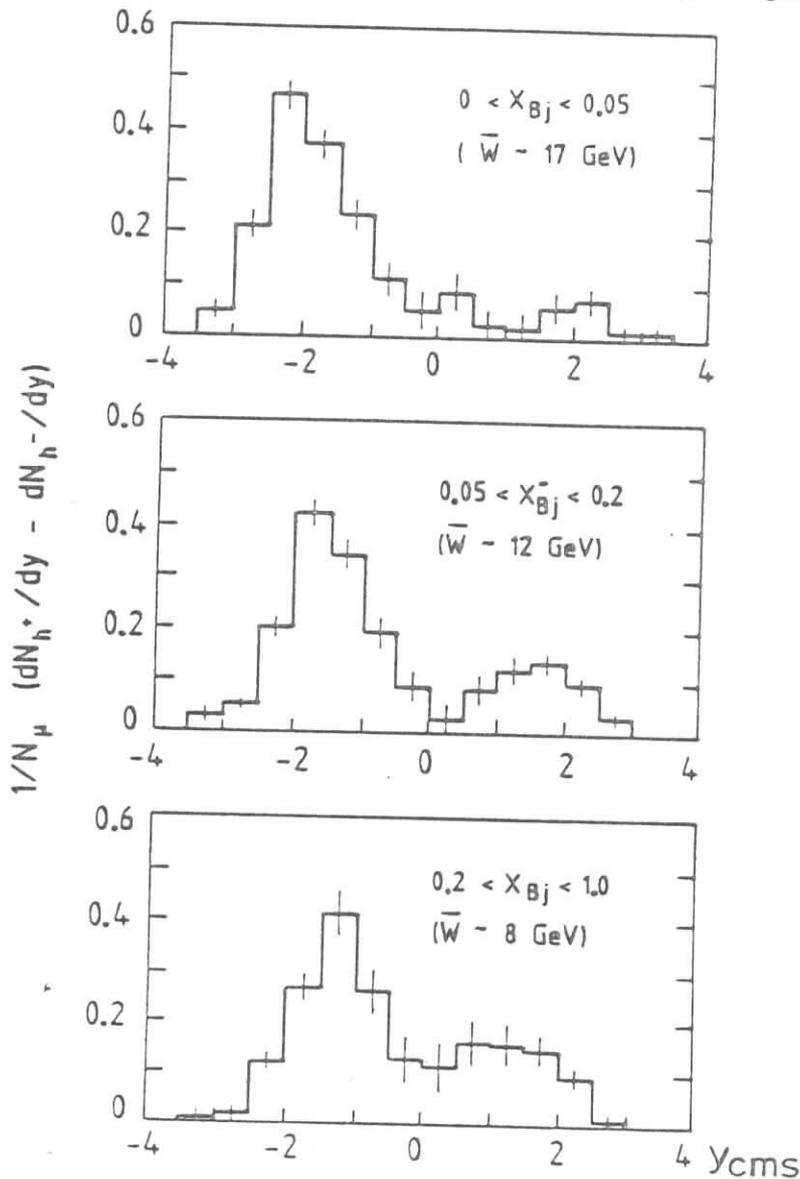


Abbildung 5.1: Die Ladungsverteilung als Funktion von y_{cms} für verschiedene x Intervalle Ladung des Vorwärtsjets. Das Gleiche erwartet man für den Rückwärtsjet und das Diquark.

(Abb. 5.1). Betrachtet man die Netto- Ladungsverteilung $Q(y_{cms})$ in verschiedenen Intervallen von x , sieht man, daß für $x \leq 0.2$ die Netto- Ladungsverteilung $Q(y_{cms})$ im zentralen Bereich um $y_{cms} = 0$ nahezu den Wert Null annimmt. Der Bereich $x \leq 0.2$ ist die Region, wo der mittlere W Wert groß sind. Hier ist eine klare Separation des positiven Ladungsüberschusses zu beobachten. Bei höheren x Werten kann ebenfalls noch ein Minimum bei $y_{cms} \approx 0$ beobachtet werden. Die Teilchen mit Rapiditätswerten um Null kommen aus dem Bereich der Fragmentationskette, der keine Information mehr über das fragmentierende Quark oder Diquark enthält. Im Fall kleiner x Werte, die mit großen W Werten korreliert sind, kann man bei der Betrachtung der Vorwärtshemisphäre den Einfluß der Rückwärtshemisphäre vernachlässigen. Das Fazit aus dieser Analyse ist, daß eine ausreichende Trennung zwischen den Hemisphären, bei den nachher verwendeten Ereignissen mit $W > 10 \text{ GeV}$, gegeben ist.

5.2 Die Algorithmen und ihre Anwendung auf Monte Carlo Ereignisse

In den nachfolgenden Abschnitten werden die drei verschiedenen Clusteralgorithmen in der Reihenfolge vorgestellt, wie sie in dieser Arbeit programmiert und getestet worden sind. Es ist zum Testen eine Menge von 30000 Monte Carlo short chain Ereignissen benutzt worden. Von diesen 30000 Ereignissen sind 93% Zwei- Jetereignisse und 7% Drei- Jetereignisse. Von diesen 7% kommen $\frac{3}{7}$ aus dem Prozeß der harten Gluon- Bremsstrahlung und $\frac{4}{7}$ aus dem Prozeß der Photon- Gluon- Fusion. Nach der Beurteilung durch die Kriterien, Kontamination der Drei- Jetereignisse und Effizienz für Drei- Jetereignisse, kann man abschätzen, ob es möglich ist, mit dem Algorithmus eine Menge von Drei- Jetereignissen zu selektieren, mit dem sich eine statistisch signifikante physikalische Analyse durchführen läßt.

5.2.1 Methode 1

Dieser Algorithmus ist entwickelt worden von H.J.Daum, H.Meyer und J.Bürger [42].

1. Der Algorithmus beginnt mit einer beliebigen Spur und sucht in einem Umkreis dieser Spur innerhalb eines Winkels α nach weiteren Spuren. Findet er eine weitere Spur, wird diese mit der ersten zu einem Precluster vereinigt. Findet er keine Spur, bildet die genommene Spur allein einen Precluster. Jetzt sieht der Algorithmus von der zweiten Spur im Umkreis innerhalb des Winkels α nach weiteren Spuren. Wird eine Spur gefunden, wird sie auch zu diesem ersten Precluster hinzugefügt. Der Precluster ist vollständig, wenn kein Winkel zu irgendeiner Spur kleiner als der Winkel α auftritt. Der Algorithmus fährt dann mit einer noch nicht zugeordneten Spur fort. Diese Stufe ist abgeschlossen, wenn alle Spuren zu Preclustern verbunden worden sind.
2. Mit einem beliebigen Precluster wird begonnen und in der Umgebung dieses Preclusters wird im Winkel β nach weiteren Preclustern gesucht. Findet man einen Precluster in diesem Bereich, wird dieser mit dem ersten Precluster zu einem Cluster vereinigt. Der Vorgang läuft jetzt genauso ab, wie vorher mit den Spuren.
3. Die Cluster werden jetzt nach der Clusterenergie E_{Cl} sortiert. Es werden nur noch die Cluster benutzt, die in der Energiesumme mindestens den Bruchteil ϵ der Gesamtenergie aller Cluster E_{tot} besitzen. Die restlichen Cluster werden nicht berücksichtigt.

4. Zum Schluß werden ebenfalls alle Cluster nicht berücksichtigt, die unterhalb einer bestimmten Energieschwelle E_{Thr} liegen.

Es sind also vier Parameter α, β, ϵ und E_{Thr} mit Hilfe von Monte Carlo short chain Ereignissen nach den oben genannten Kriterien (Kont3, Effi3) zu justieren. Dabei wurde jeweils ein Parameter variiert und die anderen festgehalten bis die optimale Kombination festgestellt worden war. Trägt man die Variation des Winkels β gegen die Veränderung der Kontamination und der Effizienz für Drei- Jetereignisse auf, für die optimalen Parameter $\alpha = 15^\circ, \epsilon = 0.9$ und $E_{Thr} = 1\text{GeV}$, so ergibt sich für β Werte zwischen 40° und 60° nur eine leichte Abnahme der Kontamination und Zunahme der Effizienz (Abb. 5.2). Auch bei der Variation der anderen

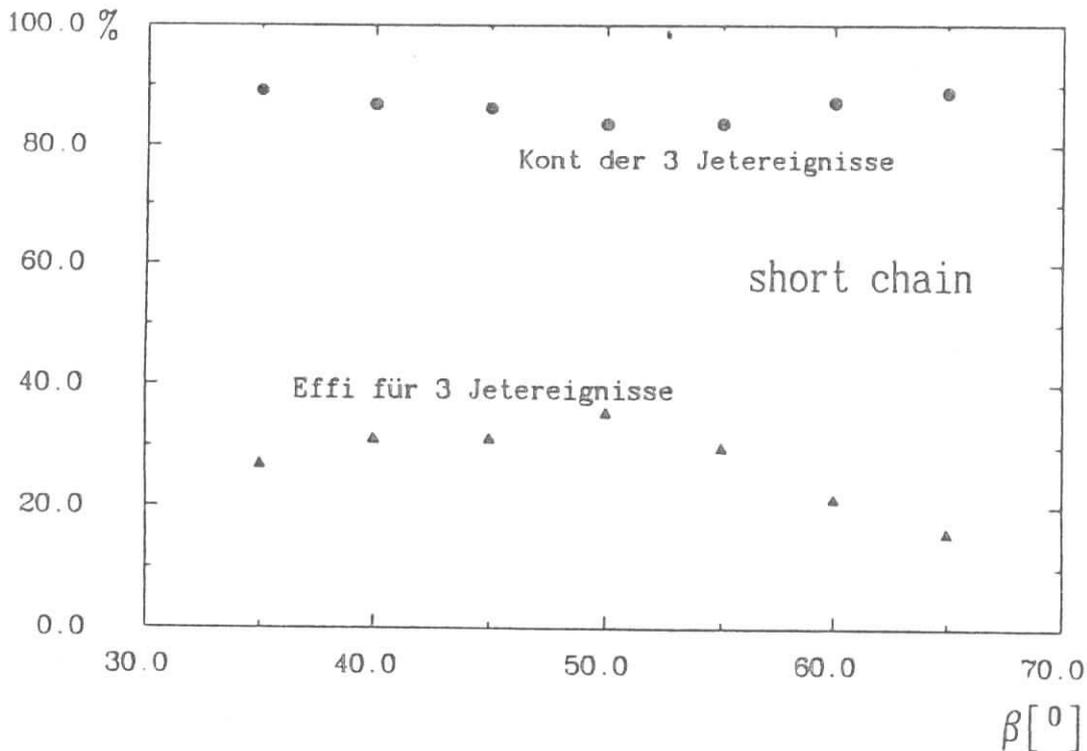


Abbildung 5.2: Variation des β Winkels

Parameter ergab sich keine Möglichkeit die Kontamination weiter zu senken, so daß sich nach dem Justieren als die besten Parameter $\alpha = 15^\circ, \beta = 50^\circ, \epsilon = 0.9$ und $E_{Thr} = 1\text{GeV}$ herausgestellt haben. Trotz dieser Optimierung ist die Drei- Jetmenge noch zu 83% verschmutzt, was keine physikalische Analyse ermöglicht. Daß der Algorithmus 35% aller erzeugten Drei- Jetereignisse auch als solche klassifiziert, ist angesichts der hohen Kontamination ohne Bedeutung.

5.2.2 Methode 2

Die zweite Methode ist beschrieben worden von K.Lanius, H.E.Roloff und H.Schiller [9] und geht von der Definition einer Ähnlichkeitszahl aus. Sind zwei Spuren im Raum eng zusammen, soll die Ähnlichkeitszahl nahe eins sein. Sind die Spuren entgegengesetzt angeordnet, soll die Ähnlichkeitszahl den Wert null haben. Für die Definition der Ähnlichkeitszahl wird der

Kosinus des Winkels zwischen zwei Spuren i, k benutzt.

$$d_{i,k} = 0.5 \cdot (\cos \theta_{i,k} + 1) \quad (5.20)$$

Die Ähnlichkeitszahl wird für jede mögliche Spurkombination eines Ereignisses gebildet. Aus diesen Kombinationen läßt sich eine symmetrische $(n \times n)$ Matrix mit Einsen als Diagonalelemente bilden. Es wird jetzt die größte Ähnlichkeitszahl außer den Diagonalelementen herausgegriffen, und die beiden Spuren i und k , die diese Zahl gebildet haben, werden zusammengefaßt zu einer Spurgruppe m . Die Ähnlichkeitszahl zu den verbleibenden Spuren bzw. Spurgruppen z.B. l wird neu bestimmt. Die neuen Ähnlichkeitszahlen der Spuren, die von der Zusammenfassung betroffen sind, ergeben sich, indem man die Zahlen $d_{i,l}$ und $d_{k,l}$ vergleicht und die kleinere die neue Ähnlichkeitszahl wird.

$$d_{l,m} = \min(d_{i,l}, d_{k,l}) \quad l \neq i, k \quad (5.21)$$

Ein Zahlenbeispiel ist in Abb. 5.3 gegeben, wo in der ersten Matrix die Ähnlichkeitszahl $d_{2,1}$ am größten ist und dann aus den Kombinationen $d_{3,1}$ $d_{3,2}$ und $d_{4,1}$ $d_{4,2}$ die jeweils kleinere Ähnlichkeitszahl in eine neue Matrix mit $(n - 1) \times (n - 1)$ Elementen übernommen wird. Dieser Prozess wird wiederholt bis die größte Ähnlichkeitszahl kleiner ist als eine bestimmte

Beispiel :

d_{11} 1	d_{21} 0,9*	d_{31} 0,5	d_{41} 0,4
	d_{22} 1	d_{32} 0,8	d_{42} 0,6
		d_{33} 1	d_{43} 0,7
			d_{44} 1

d_{m3} 1	d_{3m} 0,5	d_{4m} 0,4
	d_{33} 1	d_{43} 0,7*
		d_{44} 1

d_{mn} 1	d_{pm} 0,4
	d_{pp} 1

Abbildung 5.3: Bestimmung der neuen Ähnlichkeitszahlen

Schwelle (Sim) und die Differenz zwischen zwei beliebigen Ähnlichkeitszahlen größer als ein bestimmter Wert ($Delsim$) ist. Es sind also bei diesem Algorithmus nur zwei Parameter

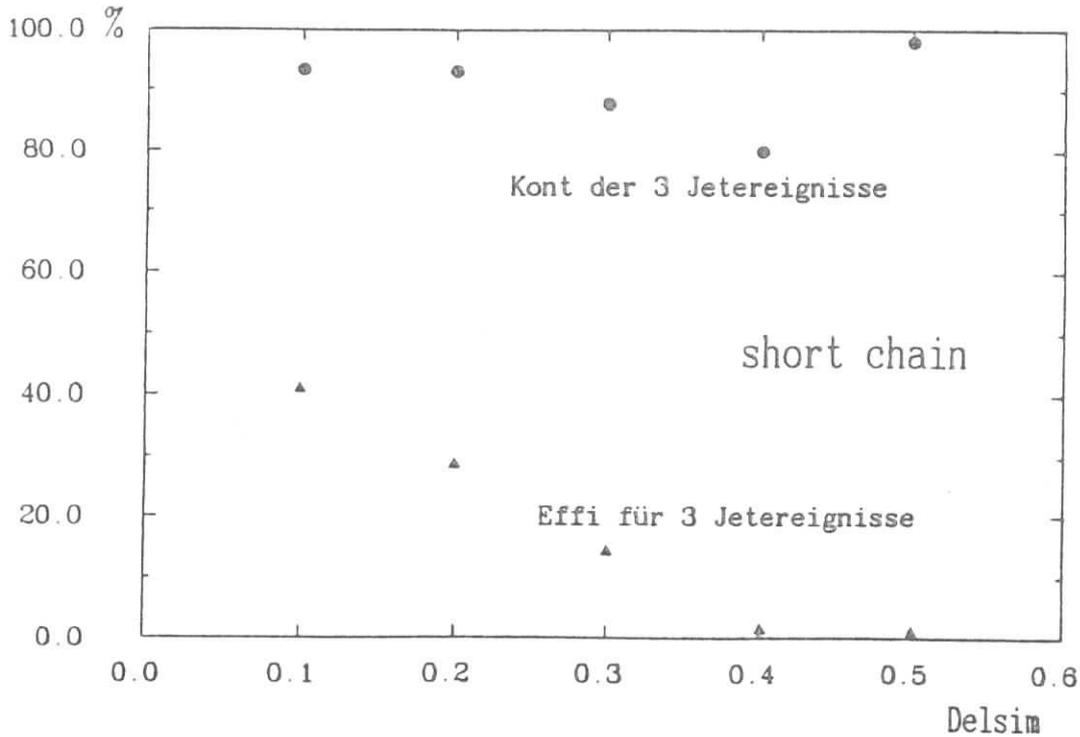


Abbildung 5.4: Variation des *Delsim* Wertes

Sim und *Delsim* zu justieren. Hält man den optimalen Wert 0.7 für *Sim* fest und variiert den Wert *Delsim* (Abb. 5.4), so ergibt sich ein bester Wert für die Kontamination von Drei-Jetereignissen von 87%. Daraus folgt, daß auch dieser Algorithmus nicht in der Lage ist, eine ausreichend reine Drei- Jetmenge zu erzeugen.

5.2.3 Methode 3

Die Methode 3 lehnt sich an die Methode 1 [42] an, wobei neben dem Winkel die Energie einer Spur als weiteres Kriterium zum Aufbau von Clustern verwendet wird [43].

1. Zuerst werden die Spuren eines Ereignisses nach ihrer Energie sortiert ($E_1 > E_2 > \dots E_n$).
2. Der Algorithmus nimmt die Spur mit der höchsten Energie und sucht in einem Kegel mit dem Winkel ϑ_1 um diese Spur nach weiteren Spuren und vereinigt diese zu einem Precluster. Ist die Suche erfolglos, bildet die Spur allein einen Precluster. Von den verbleibenden Spuren wird die mit der höchsten Energie genommen und wieder in einem Kegel von ϑ_1 um diese Spur nach weiteren Spuren gesucht. Diese Prozedur wiederholt sich bis keine Spur mehr übrigbleibt.
3. Es werden jetzt die Ereignisse verworfen, die keinen Precluster mit einer Mindestenergie ϵ haben.
4. Der Algorithmus nimmt jetzt alle Precluster eines Ereignisses mit einer Energie oberhalb von ϵ und kombiniert sie mit Preclustern, die eine Energie kleiner als ϵ besitzen. Es wird mit dem energiereichsten Precluster unterhalb von ϵ begonnen. Das Kriterium für das Hinzufügen ist dabei, daß für den Precluster unterhalb von ϵ der kleinste Winkel

zwischen einer seiner Spuren und einer Spur eines Preclusters oberhalb von ϵ gesucht wird. Diese beiden Precluster werden zu einem Cluster vereinigt. Es wird mit dem zweit energiereichsten Precluster unterhalb von ϵ fortgefahren. Der Prozeß ist beendet, wenn alle Precluster unterhalb von ϵ mit einem Precluster oberhalb von ϵ kombiniert sind.

5. Es werden alle Cluster nach der Energie sortiert.
6. Es wird mit dem Cluster der höchsten Energie begonnen und in einem Kegel von ϑ_2 nach weiteren Clustern gesucht. Dort gefundene Cluster werden mit dem ersten Cluster vereinigt zu einem Jet. Von den verbleibenden Clustern wird der Cluster höchster Energie genommen und der Vorgang wiederholt sich, bis alle Cluster abgearbeitet worden sind.

Bei diesem Algorithmus sind jetzt die drei Parameter ϑ_1, ϵ und ϑ_2 zu optimieren. Verändert man die Parameter, so stellt man fest, daß das Ergebnis am empfindlichsten reagiert auf die Energieschwelle ϵ . Hält man die Winkel $\vartheta_1 = 40^\circ$ und $\vartheta_2 = 75^\circ$ konstant und hebt

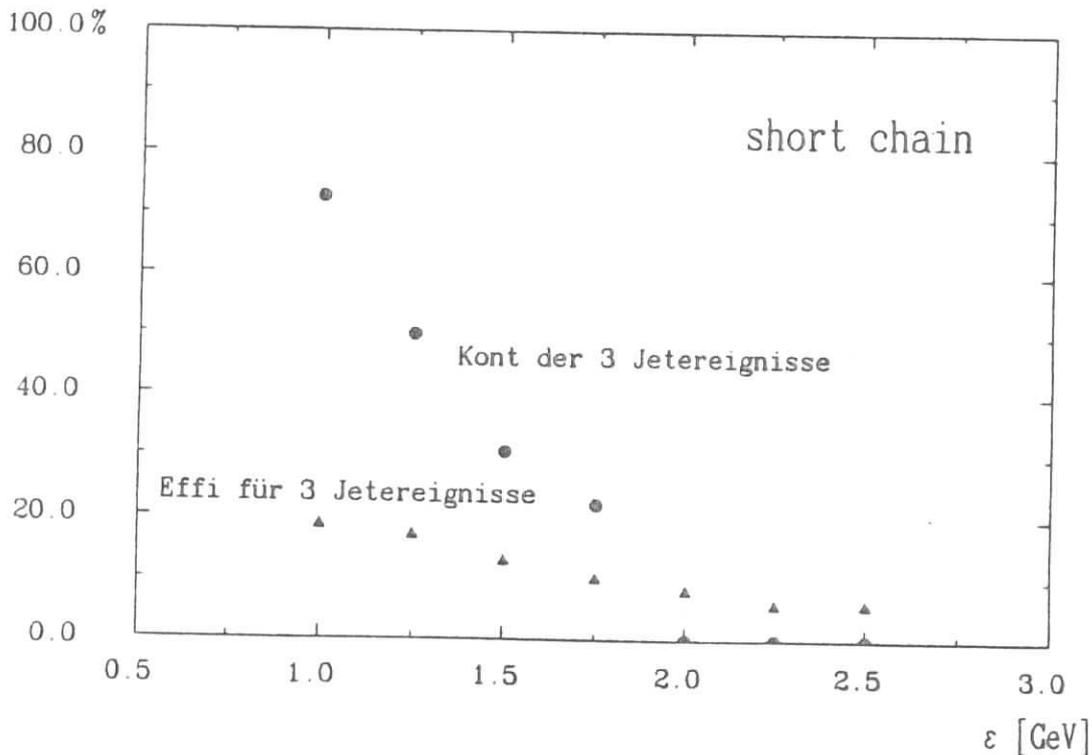


Abbildung 5.5: Variation des ϵ Parameters

die Energieschwelle stufenweise an, so ergibt sich eine starke Abnahme der Kontamination. Das Optimum ist bei $\epsilon = 2 \text{ GeV}$ erreicht, wo die Kontamination für Drei- Jetereignisse kleiner als 5% ist und die Effizienz für diese Ereignisse noch bei 9% liegt (Abb. 5.5). Der hier auftretende plötzliche Abfall der Kontamination ergibt sich aus der sehr geringen Zahl von Zwei- Jetereignissen in der kleinen Drei- Jetmenge. Hält man den Parameter ϵ bei 1.75 GeV und ϑ_1 bei 40° konstant und variiert man den Winkel ϑ_2 , so nimmt die Kontamination langsam ab und erreicht bei dem Winkel $\vartheta_2 = 80^\circ$ den Punkt, wo die Kontamination keine Rolle mehr spielt und die Effizienz ebenfalls nur noch bei 9% liegt (Abb. 5.6). Gegenüber den Methoden

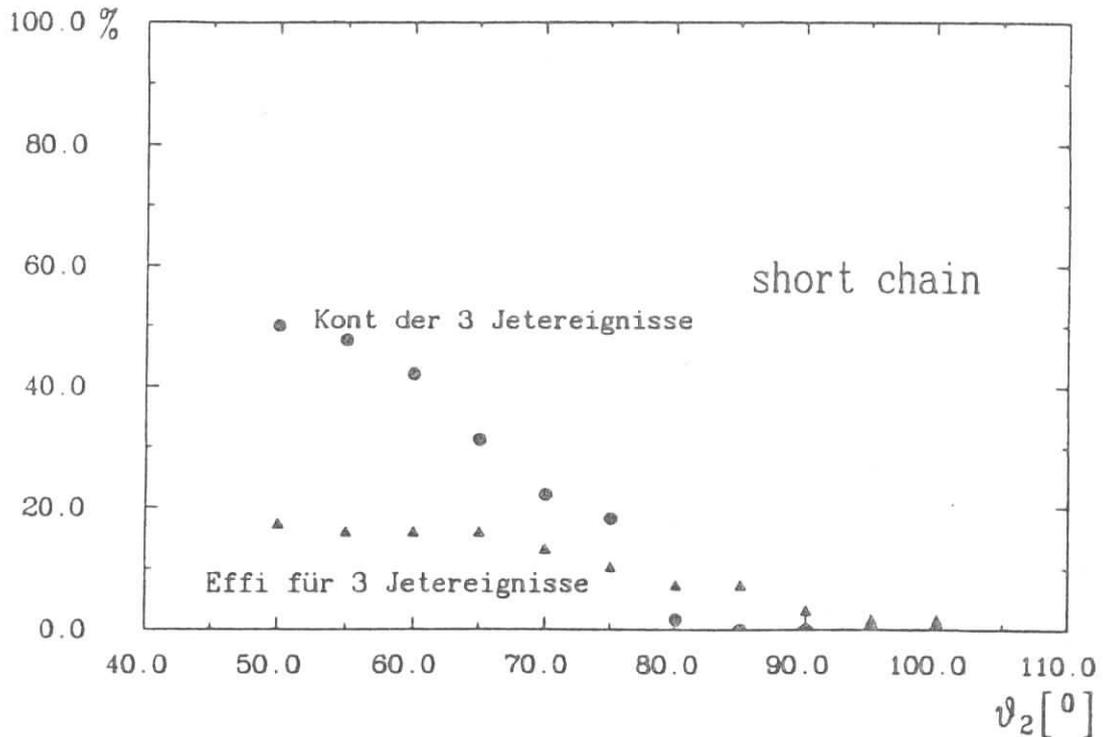


Abbildung 5.6: Variation des ϑ_2 Parameters

1 und 2 ist bei der Veränderung der Parameter zu beobachten, daß die Kontamination und die Effizienz für Drei- Jetereignisse stetig fallen, je größer die Parameter gewählt werden. Da die Kontamination stärker fällt als die Effizienz gibt es mehrere Parametereinstellungen, bei denen die Kontamination so gering ist, daß der Algorithmus in der Lage sein könnte, eine ausreichend saubere Drei- Jetmenge zu erzeugen. Dies ist an long chain Ereignissen zu überprüfen, und die daraus gewonnen Ergebnisse werden auf die Daten übertragen.

5.3 Die Anwendung des Algorithmus auf die Daten

Die Methode 3 scheint nach dem Überprüfen mit den Kriterien der Kontamination und Effizienz für Drei- Jetereignisse an Monte Carlo short chain Ereignissen geeignet für eine weitere Untersuchung. Die Parameter wurden auf die long chain Ereignisse übertragen, um eine Vorhersage zu erhalten, welche Verschmutzung und welche Anzahl von Drei- Jetereignissen aus den Daten zu erwarten sind. Bei der Verwendung von long chain Ereignissen ergab sich jedoch eine wesentliche Verschlechterung der Kriterien. Die Kontamination für die Drei- Jetmenge stieg auf 50%, während die Effizienz für Drei- Jetereignisse bei 10% blieb, so daß noch verschiedene weitere Schnitte auf diese Ereignisse getestet werden mußten, bevor die Anwendung auf die Daten erfolgen konnte. Als erfolgreich stellte sich ein Schnitt auf die Schwerpunktsenergie heraus, der nur Ereignisse mit einem W oberhalb von 10 GeV in die Analyse einbezieht. Dieser Schnitt erhöht den Anteil der Drei- Jetereignisse an der Gesamtzahl der Ereignisse von 7% auf 18%. Gleichzeitig werden Ereignisse durch diesen Schnitt in der Schwerpunktsenergie selektiert, die eine bessere Trennung zwischen Vorwärts- und Rückwärtshemisphäre aufweisen. Da die Multiplizität logarithmisch mit W^2 steigt [44], haben automatisch Ereignisse mit hohem W eine höhere Multiplizität. Außerdem wurde

die Verunreinigung zusätzlich noch durch Schnitte auf die Multiplizität n gesenkt. Für die Vorwärtshemisphäre wurden mindestens vier geladene Spuren gefordert ($n_F \geq 4$), für die Rückwärtshemisphäre mindestens eine geladene Spur ($n_B \geq 1$).

Nach diesen Schnitten wurden die Parameter nochmals optimiert. Für die ersten beiden Parameter ergaben sich die optimalen Werte $\vartheta_1 = 45^\circ$ und $\epsilon = 1.75 \text{ GeV}$. Da sich die Kontamination und die Effizienz langsam mit dem Parameter ϑ_2 ändern, läßt sich durch diesen Parameter gut eine Drei- Jetmenge auswählen, in der die Kontamination soweit wie nötig verringert ist und die Effizienz für Drei- Jetereignisse trotzdem noch hoch genug ist (Abb. 5.7). Für die anschließende Analyse wurde der Parameter $\vartheta_2 = 95^\circ$ gewählt. Bei dieser

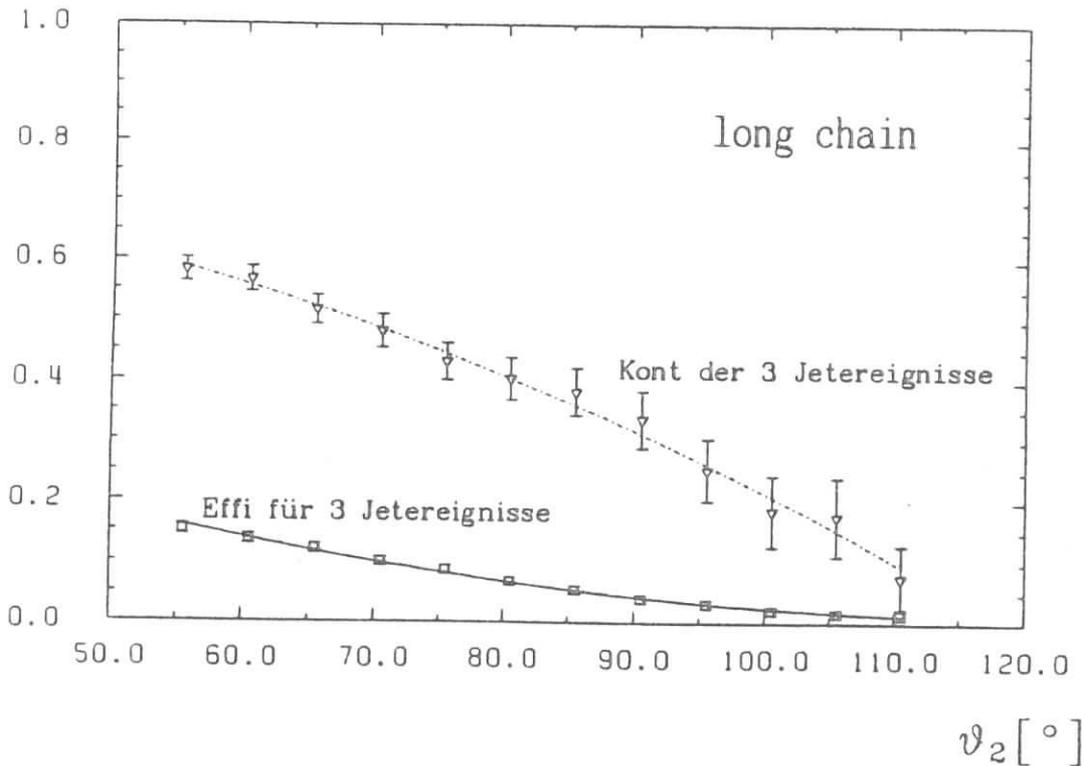


Abbildung 5.7: Die Variation des ϑ_2 Parameters bei den long chain Ereignissen

Parametereinstellung erkennt der Algorithmus noch ca. 2.5% der Drei- Jetereignisse wieder. Die Drei- Jetmenge ist dabei zu 24% verschmutzt.

Die Methode 3 wird jetzt mit den optimalen Parametern und Schnitten auf die Daten angewendet. Die Gesamtzahl der benutzten Ereignisse aus Tab. 4.1 reduziert sich durch die kinematischen Schnitte (Tab. 4.2) auf 41808. Diese Ereignisse werden durch die zusätzlichen Schnitte auf die Schwerpunktsenergie und die Multiplizität (Tab. 5.1) vermindert auf 12358 Ereignisse.

Die 12358 Ereignisse werden eingelesen, und Ereignis für Ereignis wird der Algorithmus angewendet. Nachdem die Spuren eines Ereignisses nach ihrer Energie sortiert worden sind, werden sie nach der in Methode 3 beschriebenen Weise zu Preclustern zusammengefaßt mit dem Parameter $\vartheta_1 = 45^\circ$. Nach diesem Schritt ergeben sich insgesamt 38929 Precluster, die meistens eine Energie von 0.1 bis 1 GeV haben (Abb. 5.8). In jedem Precluster befinden sich eine bis neun Spuren, meistens ist es aber eine Spur. Es gibt einen bis acht Precluster pro Ereignis, in den meisten Fällen sind es aber drei Precluster.

Tabelle 5.1: Die zusätzlichen Schnitte und endgültigen Parameter

$$\begin{aligned}
 100 \text{ GeV}^2 &< W^2 < 400 \text{ GeV}^2 \\
 n_F &\geq 4 \\
 n_B &\geq 1 \\
 \vartheta_1 &= 45^\circ \\
 \epsilon &= 1.75 \text{ GeV} \\
 \vartheta_2 &= 95^\circ
 \end{aligned}$$

Im dritten Schritt werden 2503 Ereignisse verworfen, die keinen Precluster mit einer Energie oberhalb von $\epsilon = 1.75 \text{ GeV}$ haben. Dadurch werden die Precluster aller Ereignisse unterhalb von 1.75 GeV sichtbar weniger (Abb. 5.9). Durch diesen Schnitt werden Ereignisse verworfen, deren Spuren mit niedriger Energie gleichmäßig über den Vorwärtsbereich verteilt sind und Ereignisse weiterverwertet, deren Energie jetartig in den Raum abgegeben wird.

Die Precluster unterhalb von $\epsilon = 1.75 \text{ GeV}$ werden jetzt mit Preclustern oberhalb von ϵ kombiniert, wie es im 4. Schritt der Methode 3 beschrieben ist. Nach diesem Schritt gibt es keine Precluster bzw. Cluster mehr unterhalb von 1.75 GeV (Abb. 5.10). Es gibt jetzt einen bis drei Cluster pro Ereignis, aber meistens ist es einer. Die Cluster werden nach ihrer Energie sortiert und dann nach dem im 6. Schritt beschriebenen Verfahren mit dem Parameter $\vartheta_2 = 95^\circ$ zu Jets zusammengefaßt. Von den Ereignissen, die mehr als einen Cluster im Vorwärtsbereich beinhalten, trägt man die Winkel zwischen den Clustern gegen ihre Anzahl auf (Abb. 5.11). Dabei ergeben die Ereignisse, die einen Clusterwinkel oberhalb von 95° haben, die Drei- Jetereignisse. Aus den Daten ergibt sich hiermit eine Menge von 118 Drei- Jetereignissen (ca. 24% Kontamination) und eine Menge von 9737 Zwei-Jetereignissen mit ca.12% Verschmutzung. Die Abschätzungen für die Kontamination erhält man aus den long chain Monte Carlo Ereignissen.

Auf Grund eines Fehlers im long chain Monte Carlo [45] sind die relativen Anteile der verschiedenen Ereignistypen (Photon- Gluon- Fusion $q\bar{q}$, harte Gluon- Bremsstrahlung qg und Zwei- Jetereignisse q) falsch bestimmt worden, so daß die Vorhersagen für die Anzahl der zu erwartenden Drei- Jetereignisse und die Kontamination neu zu interpretieren sind und nach Möglichkeit linear umzugewichten. Zur Bestimmung des richtigen relativen Bruchteils einer Ereignisorte bei den entsprechenden Schnitten habe ich das Lund Monte Carlo JETSET Version 6.2 benutzt [46]. Die generierten Ereignisse sind ohne Detektorsimulation und stehen darum mit dem short chain Monte Carlo auf einem Niveau. Der Anteil der Drei- Jetereignisse ist hier bei den richtigen relativen Anteilen um ca. 7% höher als im short chain Monte Carlo (Tab. 5.2). Betrachtet man die Veränderung der Bruchteile der verschiedenen Ereignisorten, durch den Detektor vom long chain zum short chain Monte Carlo, so kann man eine Vorhersage erhalten, wie der Detektor die Bruchteile der JETSET Version 6.2 verändern würde. Aus dieser linearer Umgewichtung ergibt sich eine Erwartung von 110 ± 4 Drei- Jetereignissen, mit einer Kontamination von 26 Zwei- Jetereignissen. Von den verbleibenden 85 Drei- Jetereignissen wird erwartet, daß 29 aus dem Prozeß der Gluon- Bremsstrahlung kommen und 56 aus der Photon- Gluon- Fusion. Die gefundenen 118 Ereignisse sind in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen. Bei der Kontamination ist natürlich keine Überprüfung der Vorhersage möglich, weil man nicht weiß, ob die Natur ein Drei- Jetereignis generiert hat oder

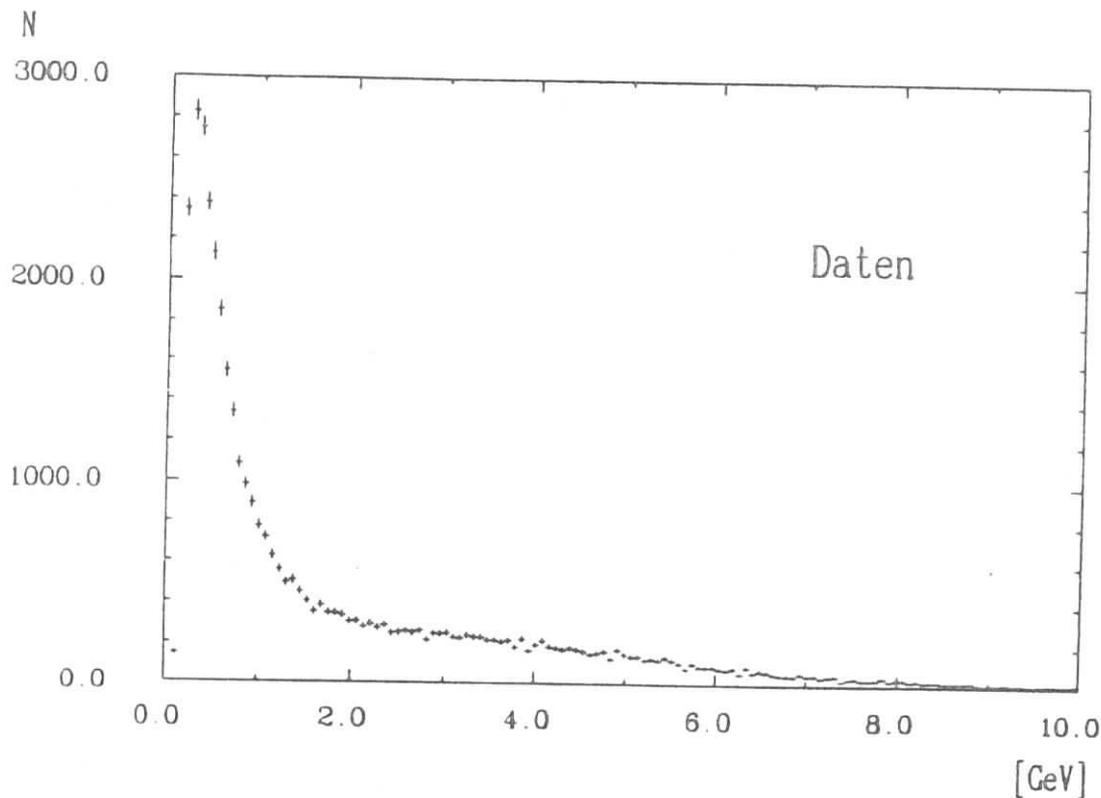


Abbildung 5.8: Die Energie der Precluster

nicht und ob sie die gleiche Signatur wie im Monte Carlo haben. Die Kontamination und Effizienz läßt sich nicht direkt aus der JETSET Version 6.2 bestimmen, weil diese zum einen genauso wie das short chain Monte Carlo die Meßapparatur nicht simuliert und zum anderen die weichen und kollinearen Gluonen nicht so enthält, daß sie die Daten beschreiben könnten [47]. Durch das Fehlen dieser Gluonen gibt es keinen kontinuierlichen Übergang von Zwei- zu Drei- Jetereignissen. Wendet man trotzdem den Algorithmus mit den gewählten Parametern auf Ereignisse an, die durch die JETSET Version 6.2 erzeugt wurden, so ergibt sich, daß hierbei die Kontamination in der Drei- Jetmenge null ist.

Es ist auch untersucht worden, ob die durch den Algorithmus aus den Daten selektierten Ereignisse bei visueller Betrachtung eine Drei- Jetstruktur aufweisen. Dafür wird die Ebene bestimmt, in der die Summe der Transversalimpuls- Komponenten aller Hadronen in dieser Ebene maximal ist. Dann wurde in dieser Ebene die Projektion der longitudinalen und transversalen Impulse aufgetragen. Dadurch wird bei den meisten Ereignissen eine Drei- Jetstruktur sichtbar (Abb. 5.12). Die Darstellung in der Ebene des maximalen Transversalimpulses ermöglicht aber keinen dreidimensionalen Eindruck von den Ereignissen. Dafür wird ein zylinderförmiges Kalorimeter simuliert, das dann ausgerollt wird. Ein Ort auf der Oberfläche des Zylinders ist definiert durch den Winkel φ , der den Umfang von -180° bis $+180^\circ$ überstreicht und durch den Winkel θ , der von der Mittelachse der Vorwärtshemisphäre zur Mittelachse der Rückwärtshemisphäre 0° bis 180° überstreicht (Abb. 5.13). Rollt man diesen Zylinder aus, trägt die Spurkoordinaten in das System ein und trägt senkrecht die Energie der einzelnen Spuren auf, so ergibt sich ein sogenanntes "Legodiagramm". In diesem Legodiagramm sind deutlich die zwei separaten Jets der Vorwärtshemisphäre zu erkennen, die durch die verlängerte Linie getrennt werden von dem ebenfalls gut erkennbaren Rückwärtsjet (Abb. 5.14).

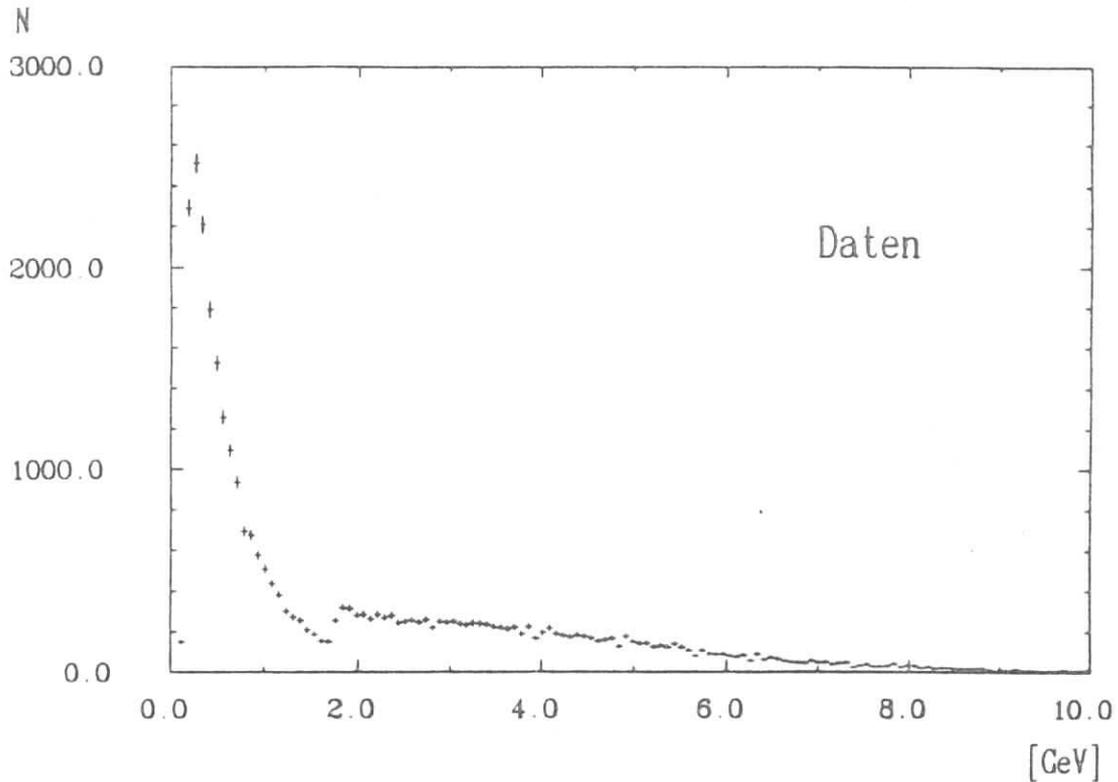


Abbildung 5.9: Die Energie der Precluster nach dem 3. Schritt

Tabelle 5.2: Die relativen Anteile der verschiedenen Ereignisarten in den verschiedenen Monte Carlos

$10 \text{ GeV} \leq W \leq 20 \text{ GeV}$ $n_F \geq 4 ; n_B \geq 1$	long chain	short chain	Version 6.2
q	81.7%	84.3%	77.1%
gq	7.4%	7.1%	5.4%
$q\bar{q}$	10.9%	8.6%	17.5%

Als Fazit dieser Studien ergibt sich, daß der entwickelte Clusteralgorithmus eine kleine, aber saubere Drei- Jetmenge aus den Daten selektiert. Durch den Algorithmus werden in den Daten Ereignisse mit drei separaten Jets nachgewiesen. Die Anzahl dieser selektierten Ereignisse ist in Übereinstimmung mit den Vorhersagen aus dem Monte Carlo, das die Prozesse der Quantenchromodynamik berücksichtigt.

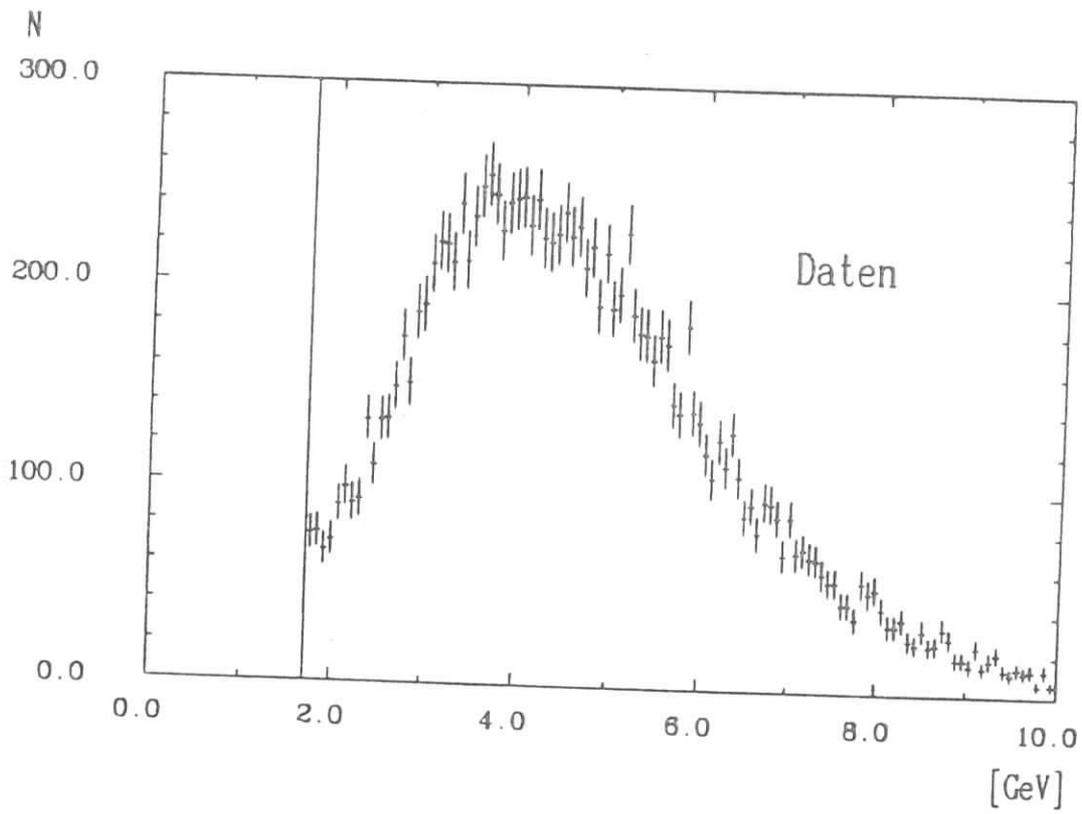


Abbildung 5.10: Die Energie der Cluster

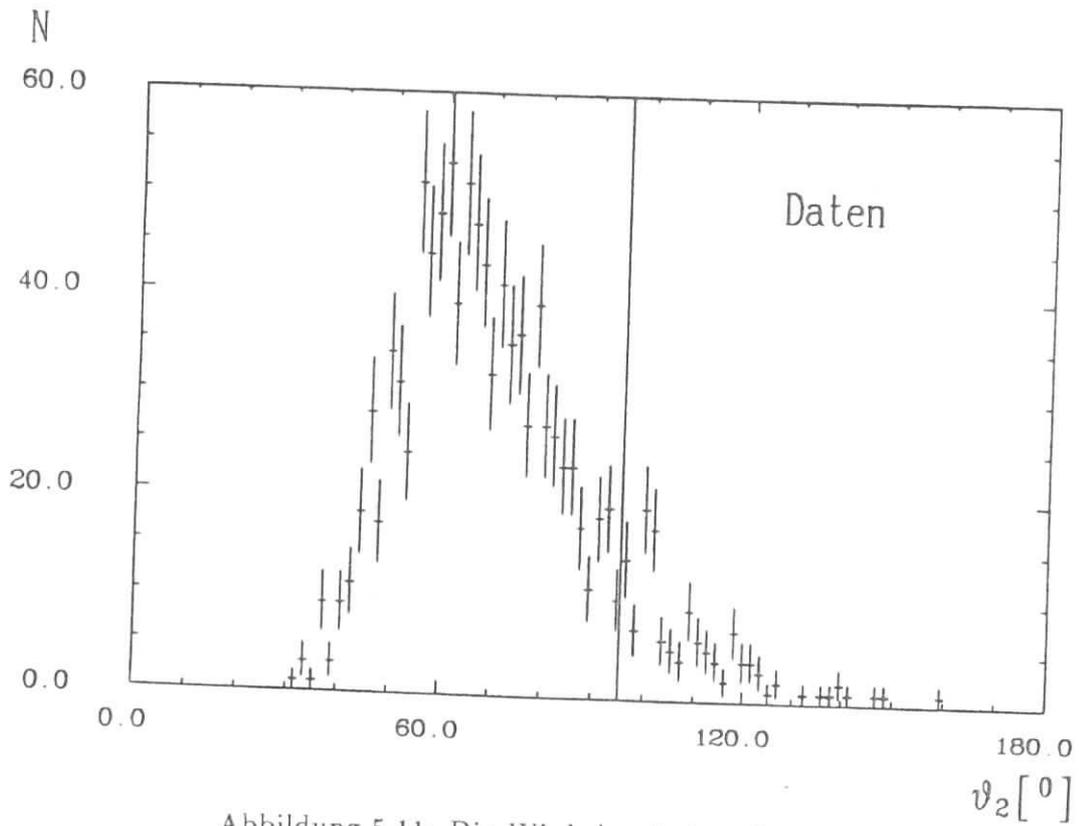


Abbildung 5.11: Die Winkel zwischen den Clustern

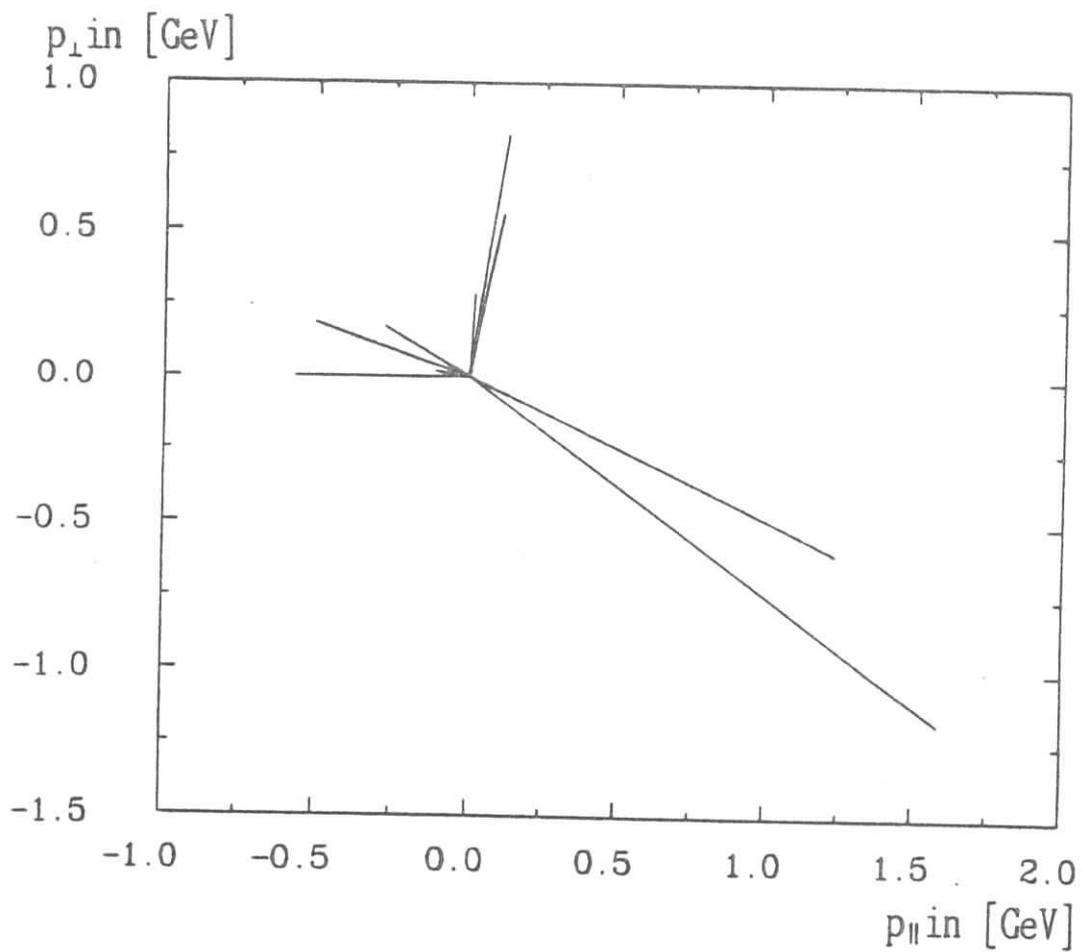


Abbildung 5.12: Aus den Daten selektierter Drei- Jetkandidat

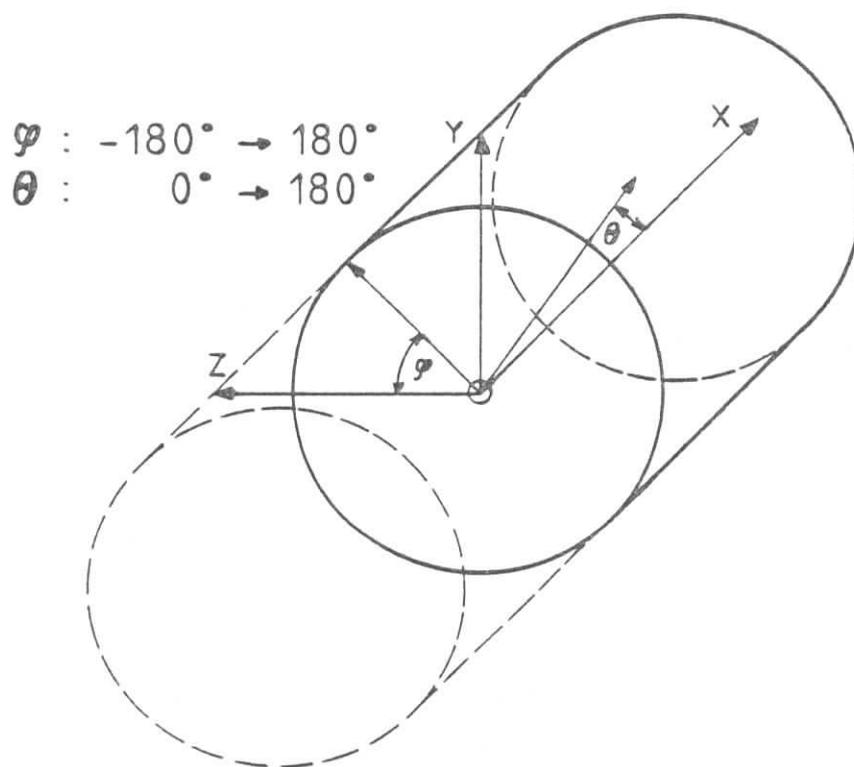


Abbildung 5.13: Die Definition des zylindrischen Koordinatensystems

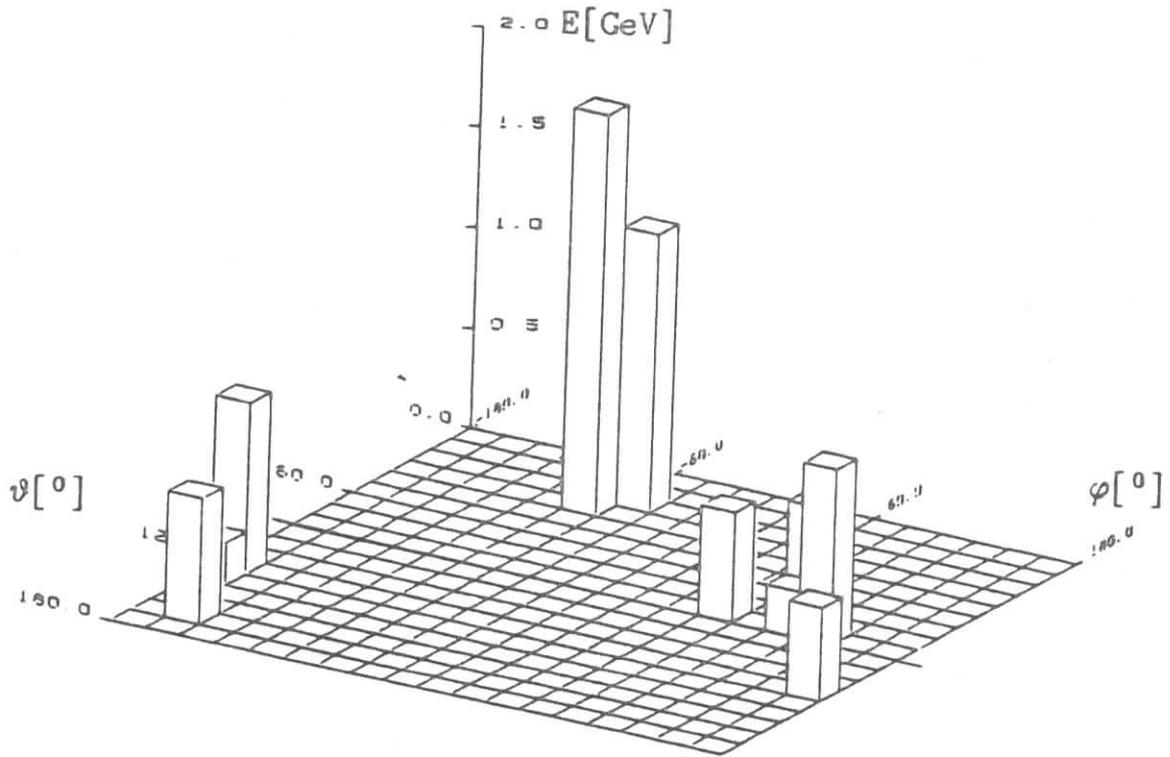


Abbildung 5.14: Die Energieverteilung des Drei-Jetkandidaten

Kapitel 6

Die Ergebnisse und ihre Diskussion

Um eine Untersuchung der Gluonenfragmentation durchführen zu können, muß man die Ereignisse der Photon- Gluon- Fusion aus der Drei- Jetmenge herauschneiden. Für eine Unterscheidung der Photon- Gluon- Fusion ($q\bar{q}$) und der harten Gluon- Bremsstrahlung (gg) könnte man einen Schnitt in x vornehmen, da man die Vorstellung hat, daß bei der Photon- Gluon- Fusion der Impulsanteil x des Quarks aus dem See, an dem gestreut wird, meistens klein ist gegenüber dem Gesamtimpuls des Protons.

Diese Annahme wurde untersucht mit den Monte Carlo Ereignissen der JETSET Version 6.2. Es wurden die Prozentanteile der Photon- Gluon- Fusion und der Gluon- Bremsstrahlung als Funktion der Schwerpunktsenergie W für zwei verschiedene x Bereiche bestimmt (Abb. 6.1). Für den Bereich $x < 0.1$ dominiert der Fusions Graph bis zu hohen Schwer-

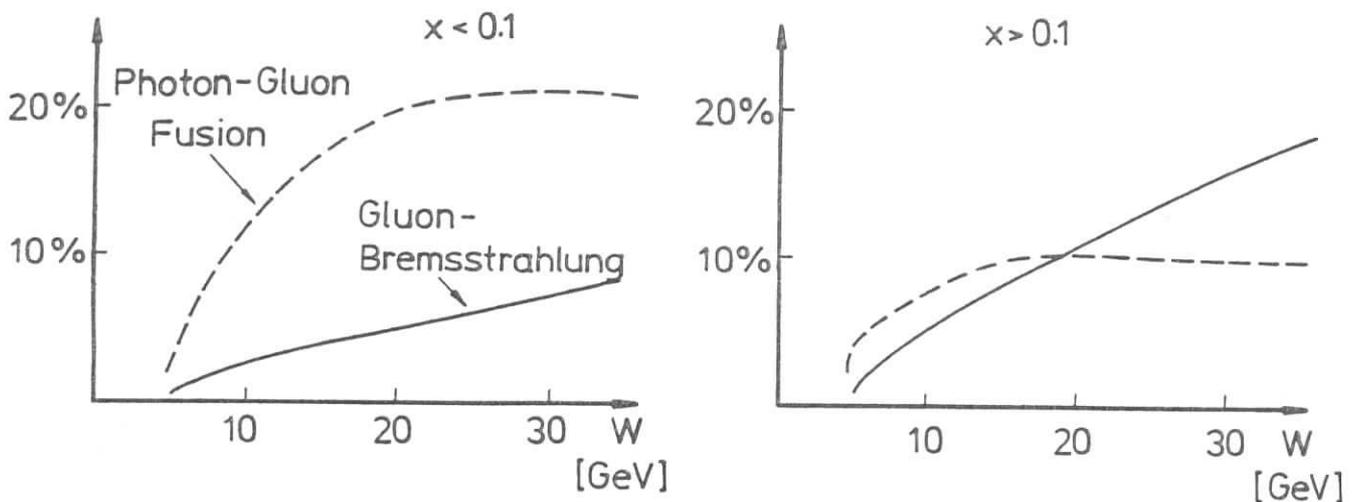


Abbildung 6.1: Die Anteile von gg und $q\bar{q}$ Ereignissen als Funktion von W

punktsenergien. In dem Bereich $x > 0.1$ ist der Anteil der Photon- Gluon- Fusion zwischen 10 und 20 GeV um ungefähr die Hälfte geringer als im entsprechenden Bereich mit $x < 0.1$. Der Anteil der Gluon- Bremsstrahlung liegt aber bis 20 GeV noch unter dem der Photon- Gluon- Fusion, so daß der Anteil noch nicht hoch genug ist, um durch einen Schnitt bei $x = 0.1$ eine angereicherte Menge zu erzeugen. Ein Schnitt oberhalb von $x = 0.1$ ist nicht sinnvoll, da dort die Anzahl der Ereignisse sehr gering wird.

Um eine angereicherte Menge von Bremsstrahlungs-Ereignissen mit einem Schnitt bei

$x = 0.1$ zu erzeugen, braucht man eine höhere Schwerpunktsenergie. Diese höhere Schwerpunktsenergie in der tiefinelastischen Lepton Nukleon Streuung steht in zukünftigen Experimenten am Fermilab, bei Ereignissen mit einem W bis zu 40 GeV [6], und erst recht bei dem ep - Speicherring HERA beim DESY, mit Schwerpunktsenergien bis zu 320 GeV [48], zur Verfügung.

Es ist ferner die Möglichkeit zu untersuchen, ob der Algorithmus die Ereignisse der Gluon-Bremsstrahlung bevorzugt selektiert. Zuerst wurde ein Schnitt bei $x = 0.1$ in der Drei-Jetmenge der Daten vorgenommen. Aus dieser Drei-Jetmenge haben 60% der Ereignisse einen x Wert unterhalb von 0.1 und 40% einen Wert oberhalb dieser Grenze (Tab. 6.1). Man

Tabelle 6.1: Die relativen Anteile der verschiedenen Ereignissorten in selektierten Drei-Jetmengen

$10 \text{ GeV} \leq W \leq 20 \text{ GeV}$ $n_F \geq 4; n_B \geq 1$	Daten	long chain		short chain		Version 6.2	
$x > 0.1$	40%	43%	$q = 28\%$ $gq = 51\%$ $q\bar{q} = 21\%$	41%	$q = 20\%$ $gq = 75\%$ $q\bar{q} = 5\%$	16%	$gq = 39\%$ $q\bar{q} = 61\%$
$x < 0.1$	60%	57%	$q = 33\%$ $gq = 31\%$ $q\bar{q} = 36\%$	59%	$q = 21\%$ $gq = 31\%$ $q\bar{q} = 48\%$	84%	$gq = 33\%$ $q\bar{q} = 67\%$

braucht jetzt eine Vorhersage, wie die Prozentanteile der verschiedenen Typen von Ereignissen in der Drei-Jetmenge mit den Werten $x > 0.1$ verteilt sind. Für diese Vorhersage werden Monte Carlo Ereignisse studiert.

Der Algorithmus wurde mit den Parametern von Tab. 5.1 angewendet auf die short chain, long chain und auf die JETSET Version 6.2 Monte Carlo Ereignisse. Dadurch entsteht für jedes Monte Carlo eine Drei-Jetmenge. Bei der aus dem short chain und dem long chain selektierten Drei-Jetmenge haben 40% der Ereignisse und bei der Version 6.2 haben 16% der Ereignisse x Werte die größer sind als 0.1. Von den selektierten Drei-Jetereignissen des short chain Monte Carlos mit $x > 0.1$ sind 75% Ereignisse der Gluon-Bremsstrahlung (gq). Durch die Detektorsimulation verschlechtert sich dieser Anteil zum long chain Monte Carlo auf die Hälfte. Bei der aus den Ereignissen der Version 6.2 selektierten Drei-Jetmenge mit $x > 0.1$ sind nur noch 39% der Ereignisse aus der Gluon-Bremsstrahlung (Tab. 6.1), und man muß annehmen, daß der Anteil durch eine Detektorsimulation wie beim long chain Monte Carlo noch geringer wird. Der Anteil von 39% Gluon-Bremsstrahlung in der selektierten Drei-Jetmenge der Version 6.2 zeigt aber auch, daß weder Photon-Gluon-Fusion noch Gluon-Bremsstrahlung Ereignisse durch den Algorithmus bevorzugt werden.

Diese Studien sind so zu interpretieren, daß sich auch durch ein Herausschneiden der Ereignisse mit $x < 0.1$ in der Drei-Jetmenge keine Menge erzeugen läßt, die besser ange-reichert ist und eine ähnlich hohe Statistik hat wie die ursprüngliche Drei-Jetmenge. Diese Interpretation drängt sich um so mehr auf, da sich bei einem Vergleich von physikalischen Verteilungen der beiden Mengen aus den Daten ($x < 0.1$) und ($x > 0.1$) keine signifikanten Unterschiede ergeben.

Die Unterschiede zwischen Drei-Jetereignissen (Photon-Gluon-Fusion und Gluon-Brems-

strahlung) und Zwei- Jetereignissen werden jetzt herausgearbeitet durch einen Vergleich der selektierten, 118 Ereignisse fassenden Drei- Jetmenge und der entsprechenden 9737 Ereignisse umfassenden Zwei- Jetmenge. Beide Mengen sind durch die Anwendung des Algorithmus (Methode 3) entstanden. Die Unterschiede zwischen den beiden Ereignismengen werden dahingehend interpretiert, daß sie aus der Gluonenfragmentation und Photon- Gluon- Fusion stammen, da diese Graphen in der selektierten Drei- Jetmenge angereichert sind.

Für die Ereignisse der Photon- Gluon- Fusion erwartet man in der Vorwärtshemisphäre wegen der zwei fragmentierenden Quarks eine höhere Multiplizität und einen höheren Transversalimpuls der Hadronen gegenüber Zwei- Jetereignissen [27]. Bei der Gluon- Bremsstrahlung wird für den Gluonjet ebenfalls eine höhere Multiplizität und ein insgesamt erhöhter Transversalimpuls vorhergesagt [49]. Ein erhöhter Baryonengehalt ist bei Gluon- Bremsstrahlungs- Ereignissen beobachtet worden, so daß man einen erhöhten Baryonengehalt als aus der Gluonenfragmentation stammend interpretieren kann [50].

Die Monte Carlo Ereignisse werden in diesem Kapitel nur für die Vorhersage benutzt, in welcher Größenordnung ein Unterschied zwischen den beiden Mengen zu erwarten ist. Gleichzeitig lassen sich die Monte Carlo Ereignisse benutzen für eine Bestimmung des durch die Methode der Clusteralgorithmen erzeugten Bias.

6.1 Die Multiplizität im Vorwärtsbereich

Die Farbladung eines $SU(3)$ Oktetts ist um den Faktor $\frac{3}{2}$ größer als die eines $SU(3)$ Singletts. Deshalb ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Gluon ein anderes Gluon emittiert, in etwa $\frac{9}{4}$ mal die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quark ein Gluon emittiert. Daraus ergibt sich, daß man den Faktor $\frac{9}{4}$ auch im Vergleich der Multiplizitäten von Quark- und Gluonjet wiederfinden muß [51]. Das Verhältnis der Multiplizitäten von Gluon- zu Quarkjet ist von besonderem theoretische Interesse, da das Verhältnis der Multiplizitäten berechnet werden kann (Gl. 6.22). Viele Faktoren fallen bei dieser Verhältnisbildung heraus [52].

$$\frac{\langle n \rangle_g}{\langle n \rangle_q} = \frac{9}{4} \cdot \left(1 - \left(1 + \frac{N_f}{27} \sqrt{\frac{\alpha_s}{6\pi}} A \right) \right) \quad (6.22)$$

$$A = 1 + \left(\frac{25}{8} - \frac{43N_f}{108} \sqrt{\frac{\alpha_s}{6\pi}} + \dots \right) \quad (6.23)$$

Das long chain Monte Carlo wurde jetzt verwendet, um die Größenordnung des Effektes für Drei- Jetmengen, die auch Photon- Gluon- Fusion Ereignisse enthalten, zu bestimmen. Für die long chain Monte Carlo Drei- Jetereignisse ergibt sich eine mittlere Vorwärtsmultiplizität von 5.91 geladenen Teilchen, wogegen die Vorwärtsmultiplizität für Zwei- Jetereignisse bei 5.36 liegt. Die Differenz zwischen beiden Werten $\Delta \langle n_F \rangle = 0.55$ ist gering und bei der vorliegenden Statistik in den Daten schwer nachzuweisen (Tab. 6.2).

Bevor man die geladene Vorwärtsmultiplizität in den Zwei- und Drei- Jetmengen vergleicht, muß man überprüfen, ob die Ereignisse der Drei- Jetmenge kein höheres W^2 haben, da die Multiplizität logarithmisch mit W^2 steigt [44]. Die Mittelwerte sind mit $251 \pm 0.9 \text{ GeV}^2$ für die Zwei- Jetmenge und $255 \pm 8 \text{ GeV}^2$ für die Drei- Jetmenge innerhalb einer Standardabweichung identisch und beide W^2 Verteilungen sind absolut flach. (Tab. 6.3). Dadurch ist gewährleistet, daß kein Multiplizitätsunterschied aus dieser Quelle kommt. Betrachtet man jetzt die geladene Vorwärtsmultiplizität der selektierten Drei- Jetmenge aus den Daten, so ergibt sich mit 6.25 ± 0.17 ein Mittelwert, der signifikant höher ist, als der Wert

Tabelle 6.2: Die Vorwärtsmultiplizität geladener Teilchen im long chain Monte Carlo

Zwei-Jetereignisse $\langle n_F \rangle$	Drei-Jetereignisse $\langle n_F \rangle$
5.36	5.91

$$\Delta \langle n_F \rangle = 0.55$$

Tabelle 6.3: Das mittlere W^2 der aus den Daten selektierten Mengen

Zwei-Jetereignisse $\langle W^2 \rangle$	Drei-Jetereignisse $\langle W^2 \rangle$
$251 \pm 0.9 \text{ GeV}^2$	$255 \pm 8 \text{ GeV}^2$

5.34 ± 0.01 aus der Zwei-Jetmenge. Die Differenz von 0.91 berücksichtigt jedoch nicht, daß durch den Clusteralgorithmus Ereignisse ausgewählt wurden, die sich durch eine höhere Multiplizität auszeichnen, d.h. die vom Algorithmus erkannten Drei- Jetereignisse haben eine höhere Vorwärtsmultiplizität als die nicht erkannten Drei- Jetereignisse. Diesen Bias untersucht man, indem im ersten Schritt die geladene Vorwärtsmultiplizität von long chain Monte Carlo Drei- Jetereignissen bestimmt wird. Im zweiten Schritt wendet man den Algorithmus auf diese long chain Ereignisse an und betrachtet nachher die Vorwärtsmultiplizität der vom Algorithmus wiedererkannten Drei-Jetereignisse. Der sich aus der Differenz der beiden Vorwärtsmultiplizitäten ergebende Bias beläuft sich auf 0.76. Da der Bias nicht zu vernachlässigen ist, ist auch der verwendete Clusteralgorithmus im Sinne der im letzten Kapitel geführten Diskussion nur eine bedingt unabhängige Methode.

Der Bias muß von der Vorwärtsmultiplizität der aus den Daten selektierten Drei- Jetmen- gen abgezogen werden. Dadurch verschwindet die Differenz zwischen den beiden Mengen, so daß netto kein Unterschied in der mittleren geladenen Vorwärtsmultiplizität besteht (Tab. 6.4).

Tabelle 6.4: Die mittlere Vorwärtsmultiplizität in den selektierten Mengen der Daten

Zwei-Jetereignisse $\langle n_F \rangle$	Drei-Jetereignisse $\langle n_F \rangle$
5.34 ± 0.01	6.25 ± 0.17

$$\Delta \langle n_F \rangle = 0.91 \pm 0.17$$

Der Bias durch den Algorithmus beträgt 0.76

$$\Rightarrow (\Delta \langle n_F \rangle)_{\text{netto}} = 0.16 \pm 0.17$$

Hieraus kann man schließen, daß in dem Energiebereich, der diesem Experiment zugäng-

lich ist, die mittlere geladene Vorwärtsmultiplizität für Zwei- und Drei- Jetereignisse sich nicht unterscheiden. Ein Anstieg der Vorwärtsmultiplizität, wie er aus dem Farbfaktor $\frac{9}{4}$ resultieren sollte, ist nicht zu beobachten.

In dieser Aussage liegen verschiedene Unsicherheiten. Zu einer geringen Erhöhung der Multiplizitäten von Quarkjets um ca. 0.5 kann die Fragmentation von schweren Quarks führen, die allerdings selten auftritt. Die Differenz in der Vorhersage zwischen den Multiplizitäten von Quark- und Gluonjet wird auch um 10% gesenkt durch QCD Berechnungen zweiter Ordnung [53]. Der Unterschied zwischen den Erwartungen und den Daten kommt wohl hauptsächlich aus den kinematischen Zwängen, die sich aus der geringen Schwerpunktsenergie bei der Fragmentation für die Erzeugung vieler schwerer Hadronen ergibt. Diese Aussage wird bestätigt durch die Ergebnisse der Kollaborationen MARK II und HRS in der e^+e^- - Vernichtung. Die Ereignisse der HRS Kollaboration hatten eine Schwerpunktsenergie von $29 GeV$ und unterlagen damit weniger kinematischen Zwängen als die hier benutzten Ereignisse mit einem mittleren W von ca. $16 GeV$. In diesen Messungen konnten, bedingt durch eine gute Statistik (276 potentielle Drei- Jetereignisse), potentielle Gluonenjets mit einer bestimmten Energie verglichen werden mit entsprechenden Quarkjets bei der gleichen Energie. Für einen Gluonjet bei gleicher Energie wurde keine erhöhte Multiplizität festgestellt [54].

6.2 Der Transversalimpuls der Vorwärtsspuren

Aufgrund der verschiedenen Farbfaktoren, die zusammenhängen mit der Darstellung von Quarks und Gluonen in der QCD, gibt es die qualitative theoretische Vorhersage, daß Gluonenjets breiter sind als Quarkjets [55]. Diese Vorhersage äußert sich in einer Ereignisstruktur, in der die Hadronen einen höheren Transversalimpuls p_t haben. Vergleicht man den Mittelwert des p_t^2 der aus den Daten selektierten Zwei- Jetmenge ($\langle p_t^2 \rangle = 0.56 \pm 0.01 GeV^2$) mit der entsprechenden Drei- Jetmenge ($\langle p_t^2 \rangle = 1.72 \pm 0.17 GeV^2$), ergibt sich ein Unterschied von $\Delta \langle p_t^2 \rangle = 1.16 \pm 0.17 GeV^2$. Um den Bias zu überprüfen, der in dieser Differenz aufgrund der Anwendung des Clusteralgorithmus steckt, wurde wieder der Algorithmus nur auf long chain Monte Carlo Drei- Jetereignisse angewendet und die Erhöhung des $\langle p_t^2 \rangle$ in der dann selektierten Menge beobachtet. Dadurch ergibt sich für den Bias ein Wert von $0.38 GeV^2$. Subtrahiert man diesen Bias von der ursprünglichen Differenz, verbleibt ein signifikanter Nettounterschied von $0.78 \pm 0.17 GeV^2$ (Tab. 6.5).

Tabelle 6.5: Das mittlere p_t^2 der Vorwärtsspuren in den selektierten Mengen der Daten

Zwei-Jetereignisse $\langle p_t^2 \rangle$	Drei-Jetereignisse $\langle p_t^2 \rangle$
$0.56 \pm 0.001 GeV^2$	$1.72 \pm 0.17 GeV^2$

$$\Delta \langle p_t^2 \rangle = 1.16 \pm 0.17 GeV^2$$

Der Bias durch den Algorithmus beträgt $0.38 GeV^2$

$$\Rightarrow (\Delta \langle p_t^2 \rangle)_{netto} = 0.78 \pm 0.17 GeV^2$$

Die p_t^2 Werte der Hadronen der Zwei- Jetmenge und der Drei- Jetmenge aus den Daten

werden in ein Diagramm eingetragen und auf die Anzahl der jeweils in der Menge vorhandenen Ereignisse normiert. (Abb. 6.2). Die Fehlerbalken beinhalten nur den statistischen Fehler. Im

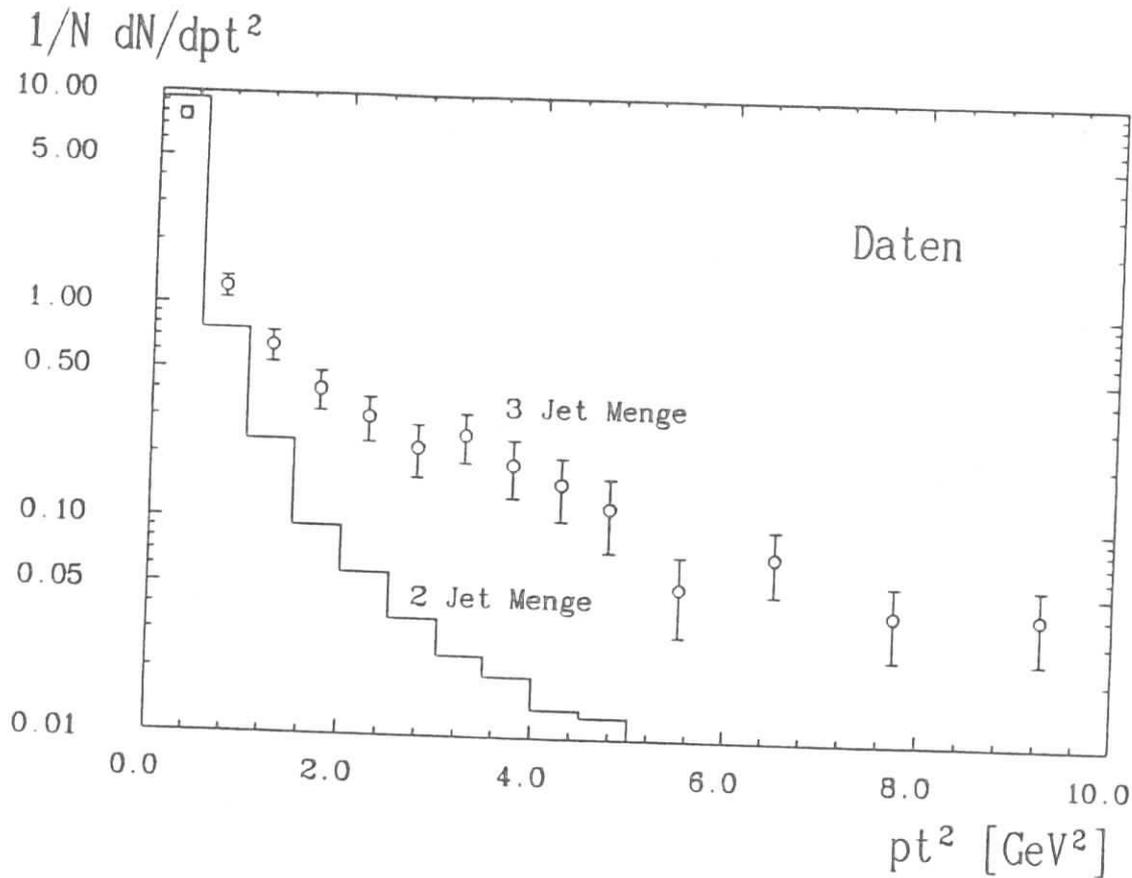


Abbildung 6.2: Das p_t^2 der Vorwärtsspuren in den Zwei- und Drei- Jetmengen der Daten

Diagramm sieht man, daß der Unterschied im Mittelwert des p_t^2 herrührt aus einer härteren p_t^2 Verteilung der selektierten Drei- Jetmenge. Der Unterschied in den Verteilungen der beiden Mengen läßt sich erklären durch Drei- Jetereignisse. Durch die Gluonenfragmentation und die Photon- Gluon- Fusion in diesen Ereignissen haben die geladenen Hadronen einen erhöhten Transversalimpuls.

Dieses Ergebnis wird bestätigt durch frühere Veröffentlichungen. Im DESY am e^+e^- Speicherring PETRA wurde von der JADE Kollaboration bei Schwerpunktsenergien von 22 GeV und $29 - 36.4 \text{ GeV}$ der Transversalimpuls von Hadronen bei Drei- Jetereignissen untersucht. Bei einer gegebenen Jetenergie war das $\langle p_t \rangle$ des Jets mit der geringsten Energie eines Ereignisses größer als die der anderen Jets. Der niederenergetischste Jet eines Ereignisses wurde hier mit dem Gluonjet identifiziert [56]. Die TASSO Kollaboration hat in der e^+e^- Annihilation bei der Untersuchung des Transversalimpulses ebenfalls mit der JADE Veröffentlichung verträgliche Ergebnisse gefunden [8]. Eine Analyse mit Hilfe des Transversalimpulses der Hadronen hat beim NA2 Experiment im Rahmen der EMC Kollaboration stattgefunden. Dabei wurde die Drei- Jetmenge angereichert, indem Ereignisse ausgewählt wurden, die mindestens ein Hadron mit einem Transversalimpuls $p_t^2 > 2 \text{ GeV}^2$ hatten. Bei den dadurch selektierten 124 Ereignissen waren zwei separate Jets im Vorwärtsbereich sichtbar [40]. In dem im Rahmen dieser Arbeit selektierten Drei- Jetmenge, findet man, daß 90% dieser Ereignisse ebenfalls mindestens ein Hadron mit einem $p_t^2 > 2 \text{ GeV}^2$ haben.

Der Transversalimpuls aller Spuren geht direkt in verschiedene Jetvariablen ein. Bei den ersten Analysen an jetartigen Ereignissen [57] wurde die Jetachse mit Hilfe der Größe Sphärizität bestimmt, die durch Gl. 6.24 definiert ist [58].

$$S = \frac{3}{2} \text{Min} \frac{\sum_i |\vec{p}_{t_i}|^2}{\sum_i |\vec{p}_i|^2} \quad (6.24)$$

Dabei sind \vec{p}_{t_i} die Transversalimpulse aller Teilchen eines Ereignisses bezüglich einer Achse, die so gelegt ist, daß $\sum_i |\vec{p}_{t_i}|^2$ ein Minimum ist. Die Sphärizität ist null bei einem Ereignis, wo zwei Teilchen in entgegengesetzten Richtungen auseinanderstreben und eins bei einer isotropen Verteilung der Spuren im Raum. Die Variable S der Sphärizität wird jetzt berechnet für jedes Ereignis aus der Zwei- und Drei- Jetmenge. Der Mittelwert für die Drei- Jetmenge liegt bei 0.388 ± 0.019 , wogegen die Zwei- Jetmenge eine mittlere Sphärizität von 0.198 ± 0.003 hat. Der Bias, der nach der schon beschriebenen Methode bestimmt wurde, beträgt 0.19. Der Nettounterschied zwischen beiden Mengen beträgt dann mit 0.04 ± 0.02 immer noch zwei Standardabweichungen (Tab. 6.6). Da die Mittelwerte in diesem Fall keine so starke

Tabelle 6.6: Die mittlere Sphärizität des gesamten Ereignisses der aus den Daten selektierten Mengen

Zwei-Jetereignisse $\langle S \rangle$	Drei-Jetereignisse $\langle S \rangle$
0.198 ± 0.003	0.388 ± 0.019

$$\Delta \langle S \rangle = 0.19 \pm 0.02$$

Der Bias durch den Algorithmus beträgt 0.15

$$\Rightarrow (\Delta \langle S \rangle)_{\text{netto}} = 0.04 \pm 0.02$$

Aussagekraft haben, trägt man die Werte normiert auf die Anzahl der Ereignisse in der jeweiligen Menge in ein Diagramm ein (Abb. 6.3). Die Drei- Jetereignisse sind als Punkte mit statistischem Fehlerbalken dargestellt und die Zwei- Jetereignisse als durchgezogene Linie. In dem Diagramm ergibt die Drei- Jetmenge eine ganz andere Charakteristik als die Zwei- Jetmenge. Es ist deutlich zu sehen, daß die meisten Drei- Jetereignisse eine mehr isotrope Verteilung im Raum haben müssen, wogegen die Ereignisse aus der Zwei- Jetmenge eine zigarrenförmige Struktur haben. Bei dem Wert $S = 0.15$ sind weniger Drei- Jetereignisse in den Sphärizitätswerten der Drei- Jetmenge zu erkennen. Diese Lücke ist allerdings nicht signifikant genug, um Ereignisse mit $S < 0.15$ als Kontamination durch Zwei- Jetereignisse zu qualifizieren.

Eine andere Jetvariable ist der Thrust. Bei dieser Jetvariablen wird die Ereignisachse \vec{n} so definiert, daß die longitudinalen Impulskomponenten $\vec{p}_{\parallel i}$ in Bezug auf diese Achse maximal werden (Gl. 6.25) [59].

$$T = \text{Max} \frac{\sum_i |\vec{p}_{\parallel i}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (6.25)$$

Die Impulskomponenten $\vec{p}_{\parallel i}$ gehen hierbei nur linear ein. Die Thrustvariable nimmt Werte von 0.5 bis 1 an, wenn man von einer isotropen zu einer vollständig kollinearen Struktur

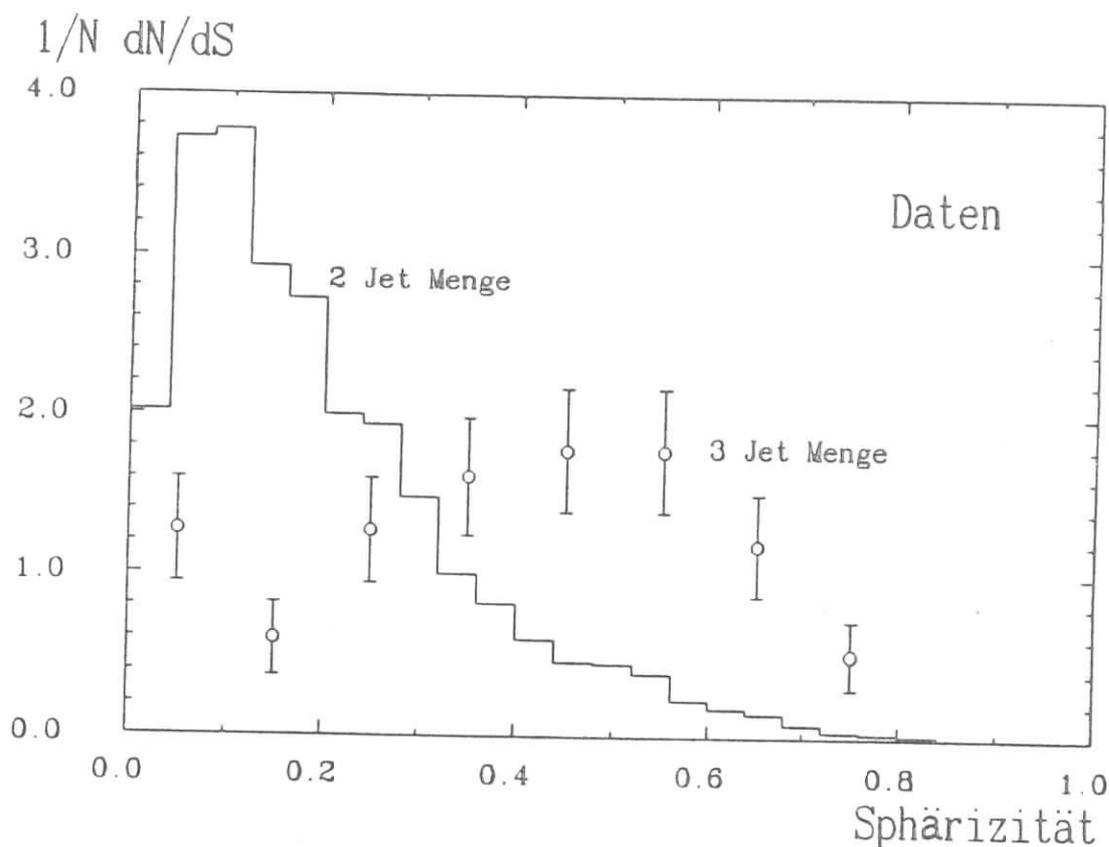


Abbildung 6.3: Die Sphärizität der Ereignisse in der Zwei- und Drei- Jetmenge der Daten

übergeht. Berechnet man die Variable aus allen geladenen Spuren für jedes Ereignis, so ergibt sich ein Mittelwert der Zwei- Jetmenge von 0.854 ± 0.002 , der näher an der kollinearen Struktur liegt als der Wert 0.751 ± 0.008 der Drei- Jetmenge. Der Bias beträgt hier 0.068. Der Nettounterschied zwischen beiden Mengen ist mit 0.035 ± 0.008 signifikant (Tab. 6.7). Trägt man die Thrustwerte für die jeweilige Menge in ein Diagramm ein, wird die unterschiedliche Ereignisstruktur in den beiden Mengen deutlich (Abb. 6.4).

Die Werte der Jetvariablen kann man so interpretieren, daß die Ereignisformen in den beiden selektierten Mengen signifikant unterschiedlich sind. Die selektierten Drei- Jetereignisse haben eher eine isotrope Struktur, die auf höhere Transversalimpulse zurückzuführen ist und damit indirekt auf die Gluon- Bremsstrahlung und Photon- Gluon- Fusion. Die Jetvariablen Sphärizität, Thrust und verschiedene andere Variablen oder Verhältnisse zwischen ihnen werden von vielen Kollaborationen benutzt, um eine Menge zu selektieren, die mit Drei- Jetereignissen angereichert ist [56] [8]. Von der HRS Kollaboration wird die Sphärizitätsregion $S > 0.25$ als stark mit Drei- Jetereignissen angereichert bezeichnet [54]. Von den Drei- Jetereignissen, die durch den Clusteralgorithmus selektiert wurden, erfüllt ein großer Teil diese Bedingungen und würde sich auch in einer Menge wiederfinden, die durch Schnitte auf Jetvariablen erzeugt worden wäre.

Tabelle 6.7: Der mittlere Thrust des gesamten Ereignisses der aus den Daten selektierten Mengen

Zwei-Jetereignisse $\langle T \rangle$	Drei-Jetereignisse $\langle T \rangle$
0.854 ± 0.002	0.751 ± 0.008

$$\Delta \langle T \rangle = 0.103 \pm 0.008$$

Der Bias durch den Algorithmus betragt 0.068

$$\Rightarrow (\Delta \langle T \rangle)_{netto} = 0.035 \pm 0.008$$

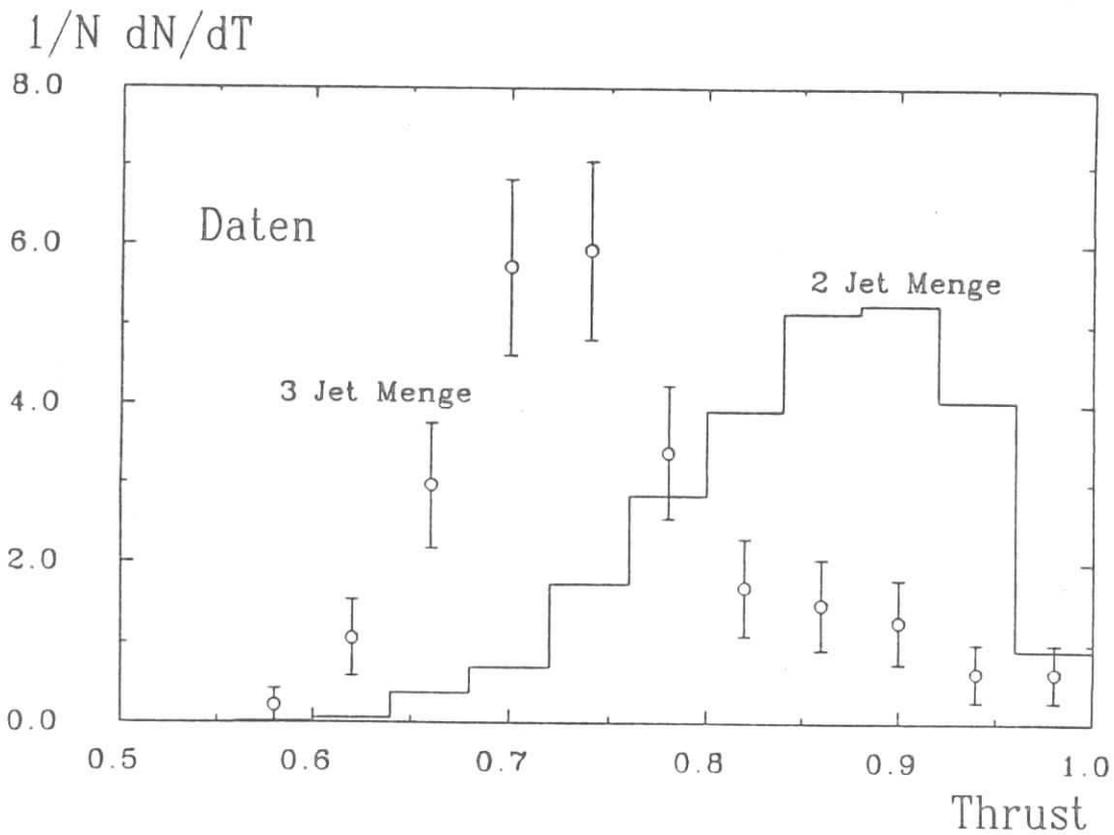


Abbildung 6.4: Der Thrust der Ereignisse in den Zwei- und Drei- Jetmengen der Daten

6.3 Der Baryonengehalt im Vorwärtsbereich

Im folgenden soll der Baryonengehalt der Drei- Jetereignisse untersucht werden. Motiviert wird dies durch experimentelle Befunde von verschiedenen Kollaborationen: Von der DASP II Kollaboration am e^+e^- DESY Speicherring DORIS wurde der Hadronengehalt auf der Υ Resonanz untersucht und verglichen mit dem umgebenden Kontinuum. Der Υ Zustand

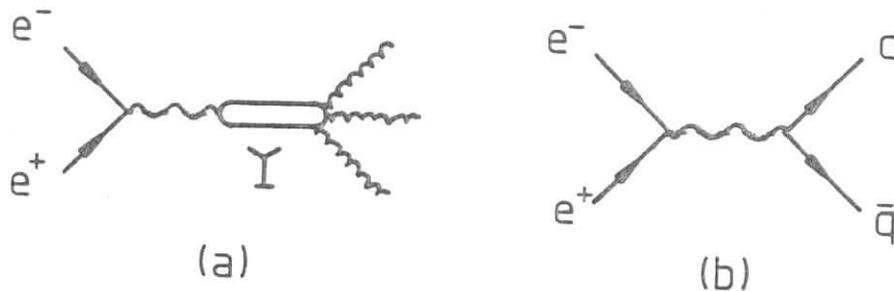


Abbildung 6.5: Die hauptsächlichsten Feynman Diagramme auf der Υ Resonanz (a) und im umgebenden Kontinuum (b)

zerfällt hauptsächlich über drei Gluonen, während im Kontinuum nahe der Υ Masse ($W = 9.46$) hauptsächlich $q\bar{q}$ Paare erzeugt werden (Abb. 6.5). Aus diesem Grund lassen sich hier die Unterschiede in der Hadronisation von drei Gluonen und von $q\bar{q}$ Paaren beobachten. Für den Υ Zerfall wurde der Protonen- Antiprotonenanteil an den geladenen Hadronen mit $(8.1 \pm 2.1)\%$ bestimmt. Der Protonen- Antiprotonenanteil an den geladenen Hadronen außerhalb der Υ Resonanz beträgt $(1.5 \pm 1.1)\%$. [50]. Eine Messung der CLEO Kollaboration ergab vergleichbare Werte mit besserer Statistik und stellte eine Erhöhung um grob den Faktor 2 im Proton- Antiprotonengehalt des Υ Zerfalls fest [60].

Es gibt auch eine Evidenz für den Zusammenhang der Fragmentation von Gluonen mit dem Protonengehalt weit oberhalb der Υ Resonanz. Die TPC Kollaboration hat in der e^+e^- Vernichtung bei $W = 29 \text{ GeV}$ die Sphärizität in Abhängigkeit des Protonenanteils bestimmt. Die Zunahme des Protonenanteils bei Ereignissen mit hoher Sphärizität läßt sich hier nicht allein durch resonante Zerfälle erklären, sondern weist auf die Fragmentation von Gluonen hin [61].

In der tief inelastischen Myon- Streuung hat das NA2 Experiment im Rahmen der EMC Kollaboration die Protonen- (Antiprotonen-) und Mesonenverteilungen verglichen. Es wurde eine Zunahme des Protonen- Antiprotonengehalts bei großen Transversalimpulsen beobachtet. Diese Zunahme kann in Zusammenhang gebracht werden mit der Gluonenfragmentation [62].

Das NA9 Experiment verfügt über Detektoren zur Teilchenidentifikation, in denen die Art eines Teilchens bestimmt werden kann (Kapitel 3). Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Identifizierung benutzt, um in der Zwei- und Drei- Jetmenge den Baryonengehalt im Vorwärtsbereich zu analysieren. Eine ausreichende Statistik von Baryonen für einen Vergleich der selektierten Mengen liegt nur bei den Protonen und Antiprotonen vor. Vergleicht man den Protonen- Antiprotonengehalt der Zwei- Jetmenge $(8.3 \pm 0.2)\%$ und den Gehalt der Drei- Jetmenge $(12.7 \pm 2.5)\%$, so ist der Gehalt in der Drei- Jetmenge knapp zwei Standardabweichungen höher (Tab. 6.8). Die Prozentzahlen sind bezogen auf alle Hadronen in dem Impulsbereich. Bei dieser Betrachtungsweise kürzt sich die Akzeptanz in der ersten Näherung heraus. Vergleicht man den relativ kleinen Unterschied im Gehalt der Protonen gegenüber den Werten von

Tabelle 6.8: Der Proton- Antiprotonengehalt im Vorwärtsbereich in den aus den Daten selektierten Mengen

	Zwei-Jetereignisse	Drei-Jetereignisse
Protonen	$(9.8 \pm 0.4) \%$	$(15.0 \pm 3.7) \%$
Antiprotonen	$(6.7 \pm 0.3) \%$	$(10.2 \pm 3.2) \%$
Protonen und Antiprotonen	$(8.3 \pm 0.2) \%$	$(12.7 \pm 2.5) \%$

CLEO und DASP II, so muß man berücksichtigen, daß hier nicht drei Gluonen fragmentieren, sondern die Fragmentation des Gluonjets immer gemeinsam mit der des Quarkjets stattfindet. Außerdem muß man noch beachten, daß nur etwas weniger als $\frac{1}{3}$ der Ereignisse der Drei-Jetmenge die Gluonenfragmentation beinhalten. Der Effekt macht sich trotzdem bemerkbar durch eine Erhöhung des Protonen- Antiprotonenanteils um fast zwei Standardabweichungen und bestätigt somit die starke Erhöhung des Anteils auf der Υ - Resonanz um den Faktor 2, gemessen von der CLEO Kollaboration. Die Interpretation der Gluonenfragmentation, als dafür verantwortlicher Prozeß liegt somit in diesem Falle nahe.

Als Fazit dieses Kapitels kann man feststellen, daß in der selektierten Drei- Jetmenge eine Trennung von Gluon- Bremsstrahlungs und Photon- Gluon- Fusion Ereignissen nicht möglich ist. Zwischen den selektierten Zwei- und Drei- Jetereignissen wurde ein Vergleich durchgeführt.

Die selektierten Drei- Jetereignisse haben die gleiche Multiplizität wie die Zwei- Jetereignisse.

In der Drei- Jetmenge ist im Vergleich zur Zwei- Jetmenge eine härtere p_t^2 Verteilung zu beobachten und entsprechend ergeben sich zu höheren Sphärizitäts- bzw. niedrigeren Thrustwerten verschobene Sphärizitäts- bzw. Thrustverteilungen. Das Auftreten dieser großen p_t^2 Werte läßt sich durch Drei- Jetereignisse erklären.

In der Drei- Jetmenge wurden Hinweise auf einen erhöhten Anteil (2σ) von Protonen und Antiprotonen beobachtet. Dieser Befund wird ebenfalls bestätigt durch andere Messungen, z.B. hat die EMC in einem früheren Experiment einen erhöhten Protonen- Antiprotonenanteil bei höherem p_t festgestellt.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein Clusteralgorithmus entwickelt als alternativer Zugang zu der Methode beschrieben in Referenz [63]. Die Drei- Jetereignisse wurden nicht mit einem Schnitt auf den maximalen Transversalimpuls selektiert, sondern dadurch, daß sie drei separate Cluster haben. In diesen Clustern haben die Spuren kleine Winkel zwischen ihren drei Impulsvektoren im Schwerpunktsystem. Von Ereignissen dieser Art erwartet man, daß sie hauptsächlich aus der Gluon- Bremsstrahlung und der Photon- Gluon- Fusion stammen.

Der in dieser Arbeit verwendete Clusteralgorithmus ist ähnlich der Methode, die in Referenz [42] beschrieben wird, allerdings mit leichten Änderungen, wie sie in Referenz [43] vorgeschlagen wurden. In dem NA9 Experiment wurde bereits gezeigt, daß der im Schwerpunktsystem nach rückwärts gehende Jet sehr eng ist [64]. Deshalb wurden alle Hadronen, die in Schwerpunktsystem nach rückwärts gehen, als ein Cluster aufgefaßt. Der Clusteralgorithmus wurde nur auf die Vorwärtshemisphäre angewendet. Bei dieser Anwendung waren drei Parameter abzustimmen. Dafür wurden Ereignisse benutzt, die das Ergebnis einer Monte Carlo Simulation des Experimentes waren. Bei der Abstimmung der Parameter wurde versucht das Optimum zwischen hoher Effizienz für Drei- Jetereignisse und geringer Kontamination von Zwei- Jetereignissen zu finden. Die endgültig gewählten Parameter erlauben die Kontamination in der Drei- Jetmenge durch Zwei- Jetereignisse auf 24% zu reduzieren. Die Effizienz für Drei- Jetereignisse beträgt 2.5%.

Für die Analyse wurden die Daten von einem Wasserstoff- und einem Deuteriumtarget zusammen benutzt. Zusätzlich zu den in Tab. 4.2 aufgeführten Schnitten auf die Daten, wurden nur Ereignisse verwendet mit einer Schwerpunktsenergie zwischen 10 und 20 GeV. Außerdem wurde in der Rückwärtshemisphäre mindestens ein geladenes Hadron gefordert und in der Vorwärtshemisphäre mindestens vier geladene Hadronen. Aus der Gesamtdatenmenge erfüllen 12400 Ereignisse diese Kriterien.

Aus den Monte Carlo Studien wurden 110 ± 4 selektierte Drei- Jetereignisse für die Daten erwartet. Die angenommene Verunreinigung beträgt 26 Zwei- Jetereignisse. Die Anwendung des Clusteralgorithmus auf die Daten erbringt 118 Ereignisse, eine Zahl die in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen ist.

Von den selektierten Ereignissen wird das p_t^2 der geladenen Hadronen der Vorwärtshemisphäre in ein Diagramm eingetragen und auf die Anzahl der Ereignisse in der Menge normiert (Abb. 6.2). Zum Vergleich wird die analoge Verteilung für Zwei- Jetereignisse ebenfalls in das Diagramm eingetragen. Die Zwei- Jetmenge wurde durch den gleichen Algorithmus selektiert und enthält 12% Verunreinigung durch Drei- Jetereignisse. Die p_t^2 Verteilung für Drei- Jetereignisse ist wesentlich härter, als die der Zwei- Jetereignisse. Dies drückt sich auch aus in den Mittelwerten des p_t^2 mit $(0.56 \pm 0.01) \text{GeV}^2$ für die Zwei- Jetmenge und $(1.72 \pm$

$0.17) \text{ GeV}^2$ für die Drei- Jetmenge. Wenn man diesen großen Unterschied interpretiert, muß man berücksichtigen, daß der Algorithmus einen starken Bias in der Drei- Jetmenge erzeugt. Monte Carlo Studien ergaben, daß dieser Bias das $\langle p_t^2 \rangle$ um 0.38 GeV^2 erhöht. Dieser Bias ist aber nicht groß genug, um die gesamte Differenz erklären zu können. Drei- Jetereignisse haben also einen signifikant höheren $\langle p_t^2 \rangle$ Wert als Zwei- Jetereignisse.

Ferner wurde der Gehalt von Protonen und Antiprotonen in der Vorwärtshemisphäre von Zwei- und Drei- Jetereignissen bestimmt. Der Anteil von Protonen und Antiprotonen zu allen geladenen Hadronen in der Vorwärtshemisphäre beträgt $(8.3 \pm 0.2)\%$ bei den Zwei- Jetereignissen und $(12.7 \pm 2.5)\%$ bei den Drei- Jetereignissen. Dies deutet auf eine höhere Proton- Antiproton Produktion in Drei- Jetereignissen hin. Da die Drei- Jetereignisse signifikant höhere p_t^2 Werte haben, ist diese Aussage in qualitativ guter Übereinstimmung mit der Messung eines früheren Experimentes der EMC Kollaboration, wo der Anteil der Protonen und Antiprotonen zunahm mit steigendem p_t^2 [62].

Anhang A

Summary - Search for 3-jet events by a cluster algorithm

A cluster algorithm was developed as an alternative approach to the method described in the paper [63]. Instead of applying a cut on $p_{t\ max}$ events were selected with three separated clusters of tracks having small angles between their 3-momentum vectors in the *cms*. Events of this kind are expected to stem mainly from hard gluon bremsstrahlung or photon-gluon fusion.

The cluster algorithm applied here is essentially identical to the procedure described in [42] besides slight modifications [43]. As it was found in this experiment [64] that the backward jet is rather narrow, all backward going hadrons were assumed to form one cluster. The algorithm was then only applied in the forward hemisphere. It was tuned (3 cut parameters) using the results from Monte Carlo simulation of this experiment. The aim of this tuning was to find the optimum between high efficiency for finding 3-jet events and low contamination from 2-jet events. The cut parameters finally chosen allow to reduce the contamination from 2-jet events to 24% in the resulting sample which contains 2.5% of the original 3-jet events.

The data sample used in this analysis comprises events from the H_2 and D_2 targets. In addition to the cuts on the event variables given in Tab. 4.2 the sample was further restricted to the W range between 10 and 20 GeV . Besides demanding at least one charged hadron in the backward *cms* hemisphere more than three charged hadrons going forward were required. In total 12400 events fulfill these criteria.

From the Monte Carlo studies discussed above one expects to obtain 110 ± 4 3-jet events with an estimated contamination of 26 2-jet events. Application of the cluster algorithm to the data yields 118 events, a number which is in very good agreement with the expectation.

In fig. 6.2 the p_i^2 distribution of forward going charged hadrons from the 3-jet events is shown normalised to the number of events in this sample. For comparison the analogue distribution is also included for the 2-jet events (containing 12% contamination from 3-jet events) found by the same cluster algorithm. The p_i^2 distribution for 3-jet events is clearly broader than the one for 2-jet events. The values of $\langle p_i^2 \rangle$ are $(0.56 \pm 0.01) GeV^2$ and $(1.72 \pm 0.17) GeV^2$ for 2- and 3-jet events respectively. When interpreting this big difference one has to keep in mind that the cluster algorithm imposes a strong bias on the 3-jet sample. It was found by Monte Carlo studies that the cluster algorithm increased $\langle p_i^2 \rangle$ of 3-jet events by $0.38 GeV^2$. This bias is not sufficient to explain the whole difference between the $\langle p_i^2 \rangle$ values of the 2- and 3-jet samples. So one can conclude that the 3-jet events exhibit a significantly higher value of $\langle p_i^2 \rangle$ than the 2-jet events.

The yields of forward going protons and antiprotons have been determined in the 2- and

3-jet samples. The fractions of $p + \bar{p}$ among all charged hadrons in the forward hemisphere are found to be $(8.3 \pm 0.2)\%$ and $(12.7 \pm 2.5)\%$ for the 2- and 3-jet events respectively. This indicates a more copious $p + \bar{p}$ production in 3-jet events. As these events show significantly higher p_t^2 values this finding is at least qualitatively in good agreement with the observation [62] that $(N^p + N^{\bar{p}})/(N^{h^+} + N^{h^-})$ increases with increasing p_t^2 .

Danksagung

Meinem Elternhaus und meinem Freundeskreis schulde ich Dank für die Unterstützung während des Physikstudiums und der Erstellung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. H. Spitzer danke ich für die Möglichkeit, diese Diplomarbeit im Rahmen der Gruppe um Herrn Dr. Fritz Janata durchzuführen. Dr. Fritz Janata hat mich zielgerichtet und trotzdem mit viel Freiraum durch die Arbeit geführt. Dr. Jacek Gajewski, Frank Jewsky, Benny Poensgen, Holger Schiemann und Michael Studt haben viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. In dieser Gruppe, die an der EMC Kollaboration beteiligt ist, habe ich mit allen Problemen Gehör und Rat gefunden.

Zu diesen Kollegen gehören auch die Mitglieder der EMC Kollaboration, ohne deren Arbeit für das Experiment eine solche Analyse nicht möglich ist.

Außerhalb der Kollaboration habe ich mit meinen Kollegen und Freunden Michael Kuhlen und Hong-Gong Wu oft lange anregende physikalische Diskussionen geführt, die viel zum Verständnis der Dinge beigetragen haben.

Zu guter Letzt danke ich dem DESY und dem II. Institut für Experimentalphysik für die hervorragende Infrastruktur, die vieles erleichtert hat.

Hiermit versichere ich, die Arbeit selbständig und unter ausschließlicher Verwendung der angeführten Referenzen angefertigt zu haben.

Hamburg, im Oktober 1986

Literatur

- [1] EMC Experimental Proposal (NA2), CERN/SPSC/74-78
- [2] J.J.Aubert et al. (EMC), Phys.Lett.123B(1983) 275
The Ratio of the Nucleon Structure Funktion F_2^N for Iron and Deuterium
- [3] EMC Experimental Proposal (NA9), CERN/SPSC/77-113, CERN/SPSC/79-17, CERN/SPSC/80-80
- [4] O.C Allkofer et al.(EMC), CERN/SPSC /82-4, SPSC/P 176
Proposal to Study Shadowing and Hadron Production in High Energy Muon Scattering Using Nuclear Targets
- [5] Experimental Proposal CERN/SPSC/85-18, SPSC/P 210
Detailed Measurement of Structure Functions from Nucleons and Nuclei
- [6] Experimental Proposal to Fermilab, Muon Scattering with Hadron Detection at the Tevatron
- [7] R.Brandelik et al. (TASSO), Phys.Lett. 86B (1979) 243.
- [8] M.Althoff et al. (TASSO), DESY Report 85-063.
- [9] K.Lanius et al., Z.Phys.C. 8 (1981) 251.
- [10] G.Giacomelli, Lepton- Hadron Interactions, 1985 CERN JINR School of Physics
- [11] M.R.Pennington, A new ABC of QCD, 1983 RAL School for Young High Energy Physicists
- [12] J.Drees, Deep Inelastic Scattering, 1980 CERN School of Physics
- [13] R.P.Feynman, Photon-Hadron Interactions
W.A.Benjamin, Reading, Mass. 1972
- [14] P.Roy, Theory of Lepton Hadron Processes at High Energies, Claredon Press, Oxford 1975
- [15] J.D.Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547.
- [16] M.Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214.
- [17] G.Zweig, CERN preprint, CERN-TH-60-401 (1964)
- [18] G.'t Hooft, Nucl. Phys. B75(1974) 461.
- [19] F.E.Close, An Introduction to Quarks and Partons, Oxford (1979).
- [20] G.'t Hooft, Nucl. Phys. B33 (1971) 173.
- [21] W.Marciano, H.Pagels, Phys. Rep. 36C (1978) 13.
- [22] G.Altarelli & G.Martinelli, Phys. Lett. 78B (1978) 89.
- [23] R.D.Field and R.P.Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978) 1.
- [24] B.Anderson et al., Phys. Rep. 97 (1983) 31.
- [25] G.Marchesini and B.R.Webber, Nucl. Phys. B238 (1984) 1.
- [26] B.Andersson et al., Z. Phys.C. 13 (1982) 361.
- [27] B.Andersson et al., Z. Phys.C. 9 (1981) 233.
- [28] M.Arneodo et al. (EMC), Phys.Lett. 150B (1985) 485.

- [29] M. Reinharz, CERN SPS Experimenters' Handbook, CERN 1981.
- [30] O.C.Allkhofer et al., Inst. Meth. 179 (1981) 445.
- [31] J.P.Albanese et al., Inst. Meth. 212 (1983) 111.
- [32] W.Flauger, Nucl. Inst. Meth. 165 (1979) 113.
- [33] H.Wind, Nucl. Inst. Meth. 115 (1974) 431.
- [34] H.D.Brück, Dissertation, Universität Wuppertal (1984) WU B-DI 84-6
- [35] G.B.Poensgen, H.Schiemann, Model Dependence of Corrections, EMC Note 14.7.86.
- [36] J.J.Aubert et al. (EMC), Phys.Lett. 114B (1982) 291.
- [37] J.Drees, Radiative Corrections and Hadron Distributions in Deep Inelastic μp - Scattering, Wuppertal, WU B 78-16.
- [38] L.W.Mo and Y.S.Tsai, Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 205.
- [39] J.Krüger, Dissertation, Universität Wuppertal (1984). WU B-DI 85-4
- [40] J.J.Aubert et al. (EMC), Phys.Lett. 100B (1981) 433.
- [41] J.P.Albanese et al. (EMC), Phys.Lett. 144B (1984) 302.
- [42] H.J.Daum et al., Z.Phys.C. 8 (1981) 167.
- [43] D Teuchert, Diplomarbeit, Universität Aachen (1981).
- [44] M.Arneodo et al. (EMC), Nucl.Phys. B258 (1985) 249.
- [45] M.Pötsch, A Bug in the Monte Carlo, EMC Analysis Meeting 9.5.84 .
- [46] T.Sjöstrand, Preprint, University of Lund (1985) LU TP 85-10.
- [47] F.Janata, Private Mitteilung.
- [48] R.J.Cashmore et al., Phys. Rep. 122 (1985) 275.
- [49] D.H.Saxon, Preprint, Rutherford Appleton Laboratory, RAL-85-077.
- [50] H.Albrecht et al. (DASP II), Phys.Lett. 102B (1981) 291.
- [51] S.J.Brodsky, J.F.Gunion, Phys.Rev.Lett. 37 (1976) 402.
- [52] A.H.Mueller, Nucl.Phys. B241 (1984) 141.
E.D.Malaza, B.R.Webber, Phys.Lett. 149B (1984) 501.
- [53] Yu.L.Dokshitzer, V.S.Fradin and V.A.Khoze, Z.Phys. C15 (1982) 325.
- [54] M.Derrick et al. (HRS), Phys.Lett. 165B (1985) 449.
A.Peterson et al., Phys.Rev.Lett. 55 (1985) 1954.
- [55] K.Shizuya, S.-H.H.Tye, Phys.Rev.Lett. 41 (1978) 787.
- [56] W.Bartel et al. (JADE), Phys.Lett. 123B (1983) 461.
- [57] G.Hansen et al., Phys.Rev.Lett. 35 (1975) 1609; Phys.Rev. D26 (1982) 991.
- [58] J.D.Bjorken, S.Bronsky, Phys. Rev. D1 (1970) 1416.
- [59] E.Farhi, Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 1587.
- [60] M.D.Mestayer, Preprint CLNS-85/705.
P.Söding, DESY Report 83-104.
- [61] H.Aihara et al., Phys.Rev.Lett. 53 (1984) 130.
- [62] J.J.Aubert et al. (EMC), Phys.Lett. 135B (1984) 225.
- [63] M.Arneodo et al. (EMC), Gluon paper to be published.
- [64] M.Arneodo et al. (EMC), Phys.Lett. 149B (1984) 415.