

Interner Bericht  
DESY F14-87-04  
Juli 1987

UNTERSUCHUNG DER PROTON- UND ANTIPROTONEERZEUGUNG UND DEREN KORRELATIONEN  
IN DER TIEF-INELASTISCHEN  $\mu$ N-STREUUNG BEI  $E_{\mu} = 280$  GeV

von

G. B. Poensgen

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang Accession	- 3. AUG. 1987	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

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

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

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

Untersuchung der Proton- und Antiprotonerzeugung und deren Korrelationen  
in der tief-inelastischen  $\mu$ N-Streuung bei  $E_\mu = 280$  GeV



Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Gerrit Benjamin Poensgen  
aus Düsseldorf

Hamburg  
1987

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. H. Spitzer Dr. F.W. Brasse
Gutachter der Disputation:	Dr. F.W. Brasse Prof. Dr. F.W. Büßer
Datum der Disputation:	11. 6. 1987
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. P.E. Toschek

## Abstract

The semi-inclusive proton and antiproton production in deep inelastic  $\mu N$  scattering at 280 GeV is investigated. A comparison is made between scattering on a hydrogen and a deuterium target and no significant difference is found. The average multiplicities of protons and antiprotons in the forward hemisphere ( $x_F > 0$ ) follow the same rise with the centre-of-mass energy  $W$  and are in excellent agreement with data from  $e^+e^-$  annihilation.

The Lund fragmentation model describes the data qualitatively, but predicts a somewhat too high yield of protons in the backward hemisphere from the hydrogen target in particular for events with low  $x_{BJ}$ . The mass dependence of the fragmentation functions used in the version 6.2 of the Lund model is found to be too strong compared with results from the NA2 experiment.

No evidence for forward scattered diquarks, as predicted in the diquark scattering model of Fredriksson, is found in the data.

For the first time in high energy deep inelastic  $\mu N$  scattering proton-antiproton pair production is analysed. The production of protons in the forward hemisphere is strongly correlated with antiproton production.  $p\bar{p}$  pairs, where the proton is in the forward hemisphere, show a short range correlation in rapidity of about one unit, which is not observed for  $pp$  pairs or  $p\bar{p}$  pairs, where the proton is found in the backward hemisphere. This observed correlation is confirmed by results from  $e^+e^-$  annihilation experiments.

The results are compared with the diquark and the Casner mechanism used inside the Lund model (versions 4.1 and 6.2) to describe baryon production. The Casner mechanism describes the correlation of proton production in the forward hemisphere with antiproton production better than the diquark mechanism. However a too high yield of  $p\bar{p}$ -pairs is predicted whilst the average single proton and antiproton multiplicities are predicted correctly.

## Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Grundlagen	4
2.1	Die Streuung des Myons	4
2.1.1	Kinematik der Myon-Nukleon-Streuung	4
2.1.2	Das Quark-Parton-Modell	6
2.1.3	Die Quantenchromodynamik	8
2.2	Die Fragmentation der Partonen	8
2.2.1	Die Beschreibung der Fragmentation im QPM	9
2.2.2	Fragmentationsmodelle	12
3.	Die Erzeugung von Baryonen in der Fragmentation	18
3.1	Erste Messungen der Proton-Erzeugung in der Lepton-Nukleon-Streuung	18
3.2	Modelle der Baryon-Erzeugung	18
3.2.1	Cluster-Modelle	18
3.2.2	Die Modelle von Fredriksson und Meyer	19
3.2.3	Baryon-Erzeugung im Lund Modell	20
4.	Der Aufbau des NA9-Experiments	25
4.1	Der Myon-Strahl des SPS	25
4.2	Targets	25
4.3	Trigger	27
4.4	Orts- und Impulsmessung	27
4.5	Proton-Identifikation	28
4.6	Datennahme	32

5.	Die Auswertung der Daten	33
5.1	Monte-Carlo-Programme	33
5.1.1	Erzeugung physikalischer Ereignisse	34
5.1.2	Simulation der Apparatur	34
5.2	Spur- und Ereignisrekonstruktion	35
5.3	Eichung der Cerenkovzähler	37
5.4	Identifikation der Protonen	42
5.4.1	Identifikation mit den Flugzeit- und Cerenkovzählern	43
5.4.2	Identifikation in der Streamerkammer	44
5.4.3	Proton-Auswahl durch Schnitte in x-Feynman	45
5.5	Korrekturen	46
5.5.1	Verluste	46
5.5.2	Verschmierungen	48
5.5.3	Untergrund	50
5.5.4	Die Korrektur der Ergebnisse	51
5.6	Kinematische Schnitte und verwendete Daten	54
6.	Darstellung und Diskussion der Ergebnisse	55
6.1	Semi-inklusive Proton- und Antiprotonerzeugung	56
6.1.1	$x_F^-$ und Rapiditäts-Verteilungen	56
6.1.2	Untersuchung der Fragmentationsfunktion	62
6.1.3	Verhalten im Transversalimpuls	64
6.1.4	Mittlere Multiplizitäten	67
6.2	Korrelationen	71
6.2.1	Globale Korrelationen	72
6.2.2	Differentielle Verteilungen der Paare	74
6.2.3	Ergebnisse aus der Elektron-Positron-Annihilation	80
6.3	Vergleich der Modelle der Baryon-Erzeugung	87
7.	Zusammenfassung	89

Anhang		90
A1	Formeln zur Berechnung der konditionalen Wahrscheinlichkeiten	90
A2	Liste von Diplomarbeiten und Dissertationen, die sich mit dem NA9-Experiment befassen	91
Anmerkungen		93

## 1. Einleitung

Bereits 1964 wurde von Gell-Mann und Zweig vorgeschlagen, daß die bis dahin bekannten Elementarteilchen aus noch fundamentaleren Teilchen zusammengesetzt sind, die sie als "Quarks" bezeichneten. Die gegen Ende der 60er Jahre in Elektron-Streuerexperimenten beim Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) und Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) in den Nukleonen gefundenen punktförmigen Streuzentren wurden zunächst als Partonen bezeichnet und später - im Quark-Parton Modell (QPM) - mit den Quarks identifiziert.

Heute betrachtet man alle Mesonen und Baryonen als aus zwei bzw. drei (Valenz-) Quarks sowie einem "See" aus virtuellen Quark-Antiquark-Paaren aufgebaut. Die Wechselwirkung zwischen Quarks wird durch den Austausch von Gluonen verursacht, die an eine bei den Quarks zum ersten Mal beobachtete Eigenschaft, die "Farbladung", koppeln. Die Theorie dieser "Farbkraft" ist die Quantenchromodynamik (QCD).

Mit den Quarks stieß man zum ersten Mal auf fundamentale Bausteine der Materie, die sich experimentell nicht als einzelne, freie Teilchen beobachten lassen (siehe z.B. [1]). Wird einem System aus Quarks Energie zugeführt, wie z.B. einem Nukleon in der tief-inelastischen Myon-Streuung, so führt dies nicht zur Freisetzung eines Quarks sondern zur Anregung des Nukleons und Erzeugung weiterer Hadronen durch ein Aufbrechen des Feldes. Die Erzeugung von Hadronen aus angeregten Quark-Zuständen wird als Fragmentation bezeichnet. Sie läßt sich jedoch nicht direkt oder mit Hilfe der Störungstheorie aus der QCD berechnen, sondern kann bis heute nur mit Hilfe mehr oder weniger phänomenologischer Modelle beschrieben werden.

Die Wechselwirkungen auf der Parton-Ebene lassen sich also experimentell nur indirekt über die beobachtbaren Hadronen messen und die Überprüfung vieler Voraussagen der QCD ist bei den heute verfügbaren Energien nur mit zusätzlichen Annahmen möglich. Die Beschreibung der Fragmentation ist daher von fundamentaler Bedeutung für die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen den Quarks.

Die Europäische Myon-Kollaboration (EMC) hat mit ihrem Experiment NA9 viel zum Verständnis der Fragmentation in der tief-inelastischen Lepton-Nukleon Streuung beigetragen. Die mit Myonen bei einer Energie von 200 GeV durch Streuung an einem Was-

serstoff- oder Deuterium-Target erzeugten Hadronen können praktisch im gesamten Raumwinkelbereich nachgewiesen werden. Dazu dienen neben einer Streamerkammer, die sich in einem supraleitenden Magneten befindet und verschiedenen elektronischen Detektoren das vom Experiment NA2 übernommene Vorwärts-Spektrometer der EMC. Ein komplexer Aufbau von Flugzeit- und Cerenkovzählern ermöglicht darüberhinaus die Identifikation geladener Hadronen über weite Impuls- und Raumwinkelbereiche und damit Aussagen über die Zusammensetzung des hadronischen Endzustands aus den verschiedenen Teilchenarten.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Fragmentation sowohl des gestreuten Quarks als auch der Target-Reste in Protonen und Antiprotonen. Die relativ hohe Zahl der ausgewerteten Ereignisse und die große Akzeptanz des NA9 Experiments erlauben darüberhinaus die Analyse von Proton-Antiproton Korrelationen. Anhand der experimentellen Ergebnisse sollen die Vorhersagen von Fragmentationsmodellen überprüft werden. Während die semi inklusiven Verteilungen von Hadronen in longitudinalen und transversalen Variablen von vielen Modellen relativ gut beschrieben werden, erwartet man von der Untersuchung der Korrelationen in der Baryon-Erzeugung eine präzisere Möglichkeit der Unterscheidung der verschiedenen Modelle.

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit werden die Kinematik und theoretischen Grundlagen der tief-inelastischen Myon-Nukleon-Streuung sowie der Erzeugung von Hadronen behandelt. Es wird eine kurze Übersicht über die zur Zeit als aktuell geltenden Fragmentationsmodelle gegeben. Das dritte Kapitel beschäftigt sich speziell mit der Erzeugung von Baryonen und Antibaryonen in der Fragmentation und den hierzu entwickelten Modellen.

Bei der Beschreibung des experimentellen Aufbaus im vierten Kapitel stehen die der Teilchen-Identifikation dienenden Detektoren der NA9-Apparatur im Vordergrund. Die durch den umfangreichen Aufbau dieses Experiments bedingte relativ komplexe technische Aufbereitung der experimentellen Roh-Daten, bis hin zu physikalisch interpretierbaren Daten, wird im fünften Kapitel beschrieben. Insbesondere gehört hierzu die Identifikation der Protonen.

Im sechsten Kapitel werden schließlich die Ergebnisse dieser Arbeit dargestellt und diskutiert. Dieses Kapitel gliedert sich in zwei größere Teile. Im ersten Teil wird die

semi-inklusive Erzeugung von Protonen und Antiprotonen untersucht und die Ergebnisse aus der Streuung an einem Wasserstoff- und einem Deuterium-Target miteinander verglichen. Die Verteilungen der Daten in  $x$ -Feynman, der Rapidität und im Transversalimpuls sowie die Entwicklung der mittleren Multiplizitäten mit der Schwerpunktsenergie werden mit Vorhersagen des Lund-Modells verglichen. Zum ersten Mal in der tief-inelastischen Myon-Nukleon-Streuung werden, im zweiten Teil dieses Kapitels, die Korrelationen in der Proton- und Antiproton-Paarzeugung untersucht. Die Vorhersagen zweier verschiedener Mechanismen der Baryon-Erzeugung im Lund-Modell, des Diquark- und des Casner-Mechanismus, werden mit den Daten verglichen.

## 2. Grundlagen

Ziel dieses Kapitels ist es, die im weiteren benutzten fundamentalen Begriffe, Beziehungen und Modelle darzustellen. Die tief-inelastische Myon-Nukleon-Streuung wird dabei als Zwei-Stufen-Prozess betrachtet, und entsprechend gliedert sich dieses Kapitel in die Behandlung des eigentlichen Streuvorgangs und die Bildung des hadronischen Endzustands.

### 2.1 Die Streuung des Myons

Eine Einführung in die Kinematik der Myon-Nukleon-Streuung, das Quark-Parton-Modell (QPM) und seine theoretische Vervollständigung, die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD), findet sich in zahlreichen Lehrbüchern und einführenden Vorlesungen, z.B. [2, 3].

#### 2.1.1 Kinematik der Myon-Nukleon-Streuung

Die Wechselwirkung des Myons mit dem Nukleon wird in erster Ordnung der QED durch den Austausch eines virtuellen Photons beschrieben, wie in Abb. 1 dargestellt. Der Vierervektor  $q$  des ausgetauschten virtuellen Photons ist durch  $k$  und  $k'$ , den Viererimpulsen des einlaufenden und gestreuten Myons, eindeutig bestimmt, und es lassen sich die Lorentz-invarianten Größen

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad (\text{Viererimpulsübertrag})$$

und

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} \quad (\text{Energieübertrag})$$

ableiten. Dabei ist  $p$  der Vierervektor und  $M$  die Masse des Target-Nukleons.

Im Laborsystem, d.h. dem Ruhesystem des Nukleons vor der Streuung, sind diese Größen durch

$$\nu = E - E'$$

und, unter Vernachlässigung der Masse des Myons, durch

$$Q^2 \approx 4 E E' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

gegeben. Zur Bestimmung von  $Q^2$  und  $\nu$  muß also die Energie  $E$  des einlaufenden und  $E'$  des auslaufenden Myons sowie der Myon-Streuwinkel  $\theta$  gemessen werden. Weiterhin wird die dimensionslose Bjorken-Scaling-Variable

$$x_{\text{Bj}} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

benutzt. Das Schwerpunktsystem von ausgetauschtem Photon und dem Target-Nukleon wird als Centre-of-Mass-System (im folgenden kurz CMS) bezeichnet.

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Myons an einem Nukleon ist durch

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} \left( 2W_1(Q^2, \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2(Q^2, \nu) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (1)$$

gegeben. Die Funktionen  $W_1$  und  $W_2$  beschreiben dabei die Struktur des Nukleons. Während die Kopplung am Myon-Photon-Vertex mit der QED bestimmt werden kann und damit exakt berechenbar ist, müssen  $W_1$  und  $W_2$  experimentell bestimmt werden.

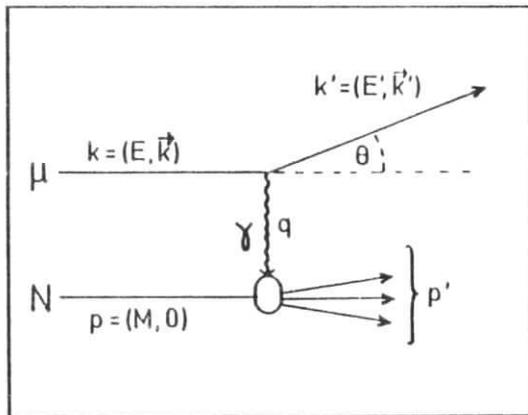


Abb. 1: Schematische Darstellung der tief-inelastischen Myon-Nukleon-Streuung

Die invariante Masse des hadronischen Endzustands ist durch

$$W^2 = (p + q)^2 = M^2 - Q^2 + 2M\nu = M^2 + Q^2 \left( \frac{1}{x_{\text{Bj}}} - 1 \right) \quad (2)$$

gegeben. Wie Gleichung (1) zeigt, findet die Streuung bevorzugt bei kleinen  $Q^2$  statt. Bei einer vorgegebenen Strahl-Energie hängen daher die experimentell zugänglichen Bereiche in  $x_{\text{Bj}}$  bzw.  $\nu$  relativ stark von einem jeweils ausgesuchten  $W^2$  Bereich ab, und umgekehrt.

### 2.1.2 Das Quark-Parton-Modell

Das Quark-Parton-Modell (QPM) beruht im wesentlichen auf zwei Annahmen:

- Die Nukleonen bestehen aus punktförmigen Konstituenten, den Partonen, und
- die Kräfte, die die Partonen im Nukleon zusammenhalten, wirken auf einer dem Nukleon-Durchmesser entsprechenden Skala, so daß die Partonen bei kleinen Abständen, das entspricht großem  $Q^2$ , innerhalb des Nukleons als frei betrachtet werden können.

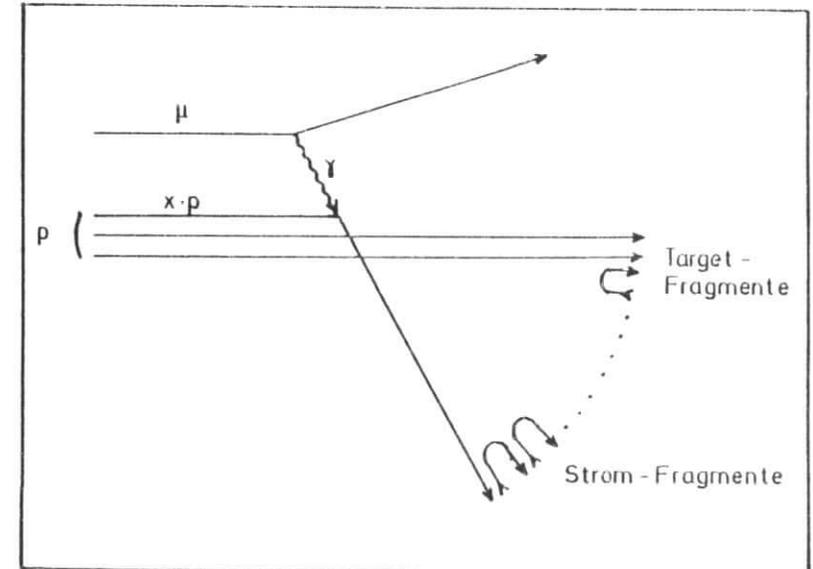


Abb. 2: Myon-Nukleon-Streuung und Erzeugung der Partonen im QPM.

Die Wechselwirkung des Myons mit dem Nukleon wird also als Streuung an einem Parton, wie in Abb. 2 dargestellt, beschrieben.

Von J.D. Bjorken [4] wurde vorhergesagt, daß die dimensionslosen Strukturfunktionen

$$F_1 = MW_1(Q^2, \nu) \text{ und } F_2 = \nu W_2(Q^2, \nu) \tag{3}$$

dann nur von der ebenfalls dimensionslosen Variable  $x_{Bj}$  abhängen. Unter Vernachlässigung der Massen der Partonen und ihrer Transversalimpulse bezüglich des Target-Nukleons erhält man, wenn das Parton einen Bruchteil  $x$  des Gesamt-Viererimpulses des Nukleons besitzt,

$$F_2 = \sum_i \int dx e_i^2 x f_i(x) \delta(x - \frac{Q^2}{2M\nu}) \tag{4}$$

Die Ladungen der Partonen sind hierbei durch die  $e_i$  gegeben, und  $f_i(x)$  ist die Wahrscheinlichkeit, ein Parton vom Typ  $i$  mit einem Impulsbruchteil im Intervall  $(x, x+dx)$  zu finden.  $F_2$  hängt hier also nur von  $x = x_{Bj}$  ab. Dieses als Bjorken-Scaling bezeichnete Verhalten der Strukturfunktionen wurde Ende der 60er Jahre auch experimentell in der eN-Streuung gefunden. (Im weiteren wird in der Regel  $x$  kurz für  $x_{Bj}$  verwendet.)

Bei hinreichend hohen Energien erwartet man für die Streuung an Partonen mit einem Spin 1/2 weiterhin

$$F_2 = 2 \times F_1$$

Da auch diese Beziehung näherungsweise experimentell bestätigt wurde (siehe z.B. [5]), können die Partonen mit den bereits 1964 von Gell-Mann und Zweig vorgeschlagenen Quarks identifiziert werden. Die Parton-Verteilungsfunktionen  $f_i(x)$  lassen sich experimentell bestimmen, und man findet, daß Protonen und Neutronen aus drei Valenz-Quarks und einem "See" aus virtuellen Quark-Antiquark-Paaren bestehen.

### 2.1.3 Die Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die Theorie der Wechselwirkung zwischen den Quarks durch den Austausch von Gluonen, die an die Farbladung der Quarks koppeln. In der QCD fällt die Kopplungsstärke mit wachsendem Viererimpulsübertrag  $Q^2$ , sie ist in erster Ordnung:

$$\alpha_s(Q^2) \sim \frac{1}{\ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

wobei  $\Lambda$ , der Skalenparameter der QCD, experimentell zu bestimmen ist. Bei einer Streuung mit  $Q^2 \gg \Lambda^2$  können die Quarks also im Nukleon als frei betrachtet werden. Zusätzliche, im QPM nicht beschriebene Prozesse wie Photon-Gluon-Fusion (PGF) und Gluon-Bremsstrahlung (Abb. 3) führen jedoch zu einer schwachen  $Q^2$ -Abhängigkeit der Strukturfunktionen, die sich störungstheoretisch behandeln läßt. Experimentelle Untersuchungen [6] bestätigen diese Vorhersagen der QCD und aus der  $Q^2$ -Entwicklung der Strukturfunktion  $F_2$  wird  $\Lambda$  zu  $0.070 < \Lambda < 0.250$  GeV bestimmt.

### 2.2 Die Fragmentation der Partonen

Bis heute ist es nicht gelungen, einzelne freie Quarks experimentell zu beobachten [1]. Im Endzustand hochenergetischer Stöße treten nur Leptonen und Hadronen auf. Die Bildung des hadronischen Endzustandes spielt sich jedoch auf einer Raum-Zeit-Skala ab, die in etwa der Größe der Nukleonen entspricht und damit in der Größenordnung des QCD-Skalenparameters  $\Lambda$  liegt. Die Fragmentation läßt sich also in der QCD nicht mehr mit störungstheoretischen Methoden berechnen und man ist bei ihrer Beschreibung auf Modelle angewiesen.

Es bietet sich an, das QPM, das die tief-inelastische Lepton-Nukleon-Streuung mit relativ wenigen Annahmen gut beschreiben kann, um eine Erklärung des Übergangs der Partonen in neue Hadronen zu erweitern, wobei auch hier nur minimale zusätzliche Annahmen getroffen werden. Hieraus lassen sich zwar einzelne fundamentale Vorhersagen ableiten, eine umfassende Beschreibung des hadronischen Endzustands ist jedoch nicht möglich. Von verschiedenen Autoren wurden daher Fragmentationsmodelle entwickelt, die sich teils auf eine phänomenologische Beschreibung beschränken, teils aber auch versuchen, so weit wie möglich im Rahmen der QCD zu bleiben.

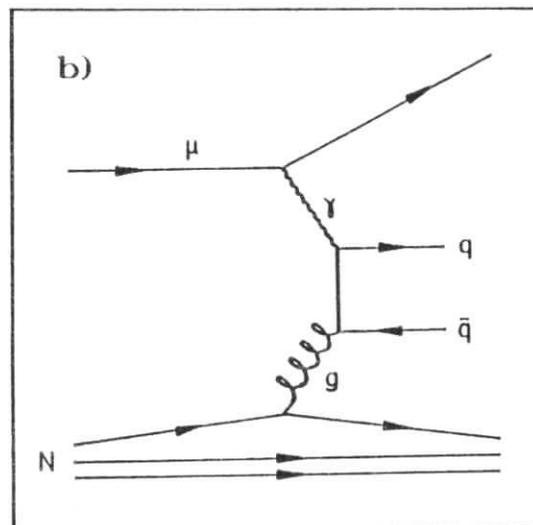
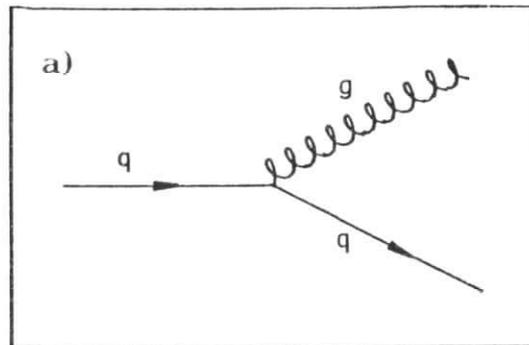


Abb. 3: QCD-Prozesse höherer Ordnung, a) Gluon-Bremsstrahlung, b) Photon-Gluon-Fusion (PGF):

### 2.2.1 Die Beschreibung der Fragmentation im QPM

Der Beschreibung der Fragmentation im erweiterten QPM liegt folgende physikalische Vorstellung zugrunde (vgl. Abb. 2): Das gestreute Quark bildet mit dem Antiquark eines virtuellen Quark-Antiquark-Paares ein Meson. Dieser Prozeß wird von dem Quark des virtuellen Quark-Antiquark-Paares fortgesetzt, bis keine Energie mehr

zur Erzeugung von weiteren Quark-Antiquark-Paaren zur Verfügung steht. Es wird angenommen, daß die Fragmentation eines Quarks vom Typ I in ein Hadron  $h$  nur von dem Energieanteil  $z = E_h / \nu$  des Hadrons an der Energie des Partons abhängt und mit sogenannten Fragmentationsfunktionen  $D_1^h(z)$  beschrieben werden kann. Die Unabhängigkeit der Fragmentationsfunktionen von der Energie der Partonen bezeichnet man als Feynman-Scaling. Da die Streuung im QPM als Zwei-Stufen-Prozeß betrachtet wird, sind die Fragmentationsfunktionen für eine bestimmte Parton-Art darüberhinaus unabhängig vom konkreten Entstehungsprozeß des Partons. Dies wird als "environmental independence" (engl. = Unabhängigkeit von der Umgebung) bezeichnet und ermöglicht prinzipiell den Vergleich der Fragmentation aus so unterschiedlichen Prozessen wie der Elektron-Positron-Annihilation und der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung [7].

Diese Betrachtungsweise berücksichtigt allerdings nur die Fragmentation des gestreuten Partons, und gilt nur für hohe Werte von  $z$ , wo Effekte aufgrund der Massen der Hadronen sowie aufgrund der Fragmentation des Target-Rests vernachlässigt werden können. Neben  $z$  werden üblicherweise noch die beiden Variablen

$$x_F = \frac{2p_{||}}{W} \quad (\text{"Feynman-x"})$$

und

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} \right) \quad (\text{"Rapidity"})$$

sowie die transversalen Größen  $\Phi$  (Azimutalwinkel) und  $p_{\perp}$  (Transversalimpuls) zur Beschreibung der Hadronen im Endzustand benutzt.  $E$  ist dabei Energie des Hadrons im CMS und  $p_{||}$  seine Impulskomponente parallel zum virtuellen Photon (zur Definition siehe Abb. 4).

Hadronen in der Rückwärts-Hemisphäre ( $y, x_F < 0$ ) werden üblicherweise der Fragmentation des Target-Rests zugeordnet (Target-Fragmente) und entsprechend die Hadronen in der Vorwärts-Hemisphäre ( $y, x_F > 0$ ) der Fragmentation des gestreuten Quarks (Strom-Fragmente). Da die Transversalimpulse im Vergleich zu den Longitudinalimpulsen im CMS in der Regel sehr klein sind, erscheinen die Hadronen im CMS in sogenannten Jets, die den jeweiligen Partonen (gestreutes Quark, Target-Rest oder auch Bremsstrahlungs-Gluon) zugeordnet werden können.

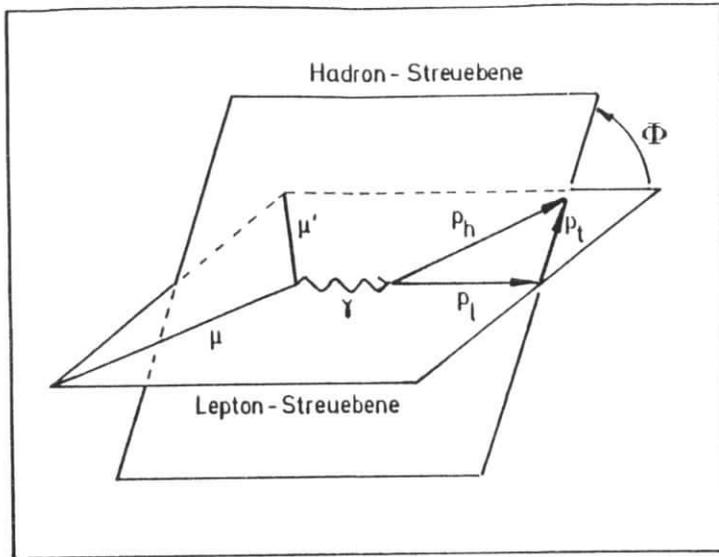


Abb. 4: Definition der Hadron-Variablen in der tief-inelastischen  $\mu N$ -Streuung.

Um die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Erzeugung des Parton-Grundzustands in erster Näherung zu eliminieren, betrachtet man für den hadronischen Endzustand häufig den auf den totalen Wirkungsquerschnitt normierten Wirkungsquerschnitt für die Hadron-Erzeugung. Dieser normierte Wirkungsquerschnitt ergibt sich z.B. für die semi-inklusiven  $z$ -Verteilungen in der Myon-Nukleon Streuung zu

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma^h}{dz} = \frac{1}{N_\mu} \frac{dN^h}{dz} = \frac{\sum_i e_i^2 f_i D_1^h(z)}{\sum_i e_i^2 f_i} \quad (5)$$

wobei  $N_\mu$  die Zahl der gestreuten Myonen ist,  $f_i$  die Wahrscheinlichkeit angibt, an einem Parton vom Typ  $i$  zu streuen und  $e_i$  die Ladung des Partons ist.

Berücksichtigt man nun den Einfluß der QCD, so lassen sich aufgrund der Gluon-Bremsstrahlung im wesentlichen zwei Effekte vorhersagen:

- Die mittleren Transversalimpulse werden vergrößert. Solche Effekte konnten auch in der Myon-Nukleon-Streuung beobachtet werden [8, 9, 10].
- Durch die Abstrahlung der Gluonen wird die effektive Energie des fragmentierenden

Partons, also  $v$ , verringert, die gemessenen Fragmentationsfunktionen erscheinen weicher. Dieser Effekt ist jedoch in der  $\mu N$ -Streuung aufgrund der experimentell bedingten starken Korrelation in den Ereignisvariablen  $Q^2$  und  $W$  nur schwer zu isolieren [11, 12], und die gewonnenen Ergebnisse sind nicht eindeutig.

Der Einfluß der Fragmentation des Quarks selber hängt dabei natürlich vom jeweiligen Fragmentationsmodell ab.

Der Einfluß der PGF-Ereignisse auf den hadronischen Endzustand ist nicht a priori zu bestimmen. Exakte quantitative Vorhersagen über im hadronischen Endzustand beobachtbare Effekte der QCD sind schwierig zu treffen, da hierfür immer zusätzliche Annahmen über die Fragmentation der Quarks und Gluonen zu machen sind. Eine ausführliche Diskussion dieser Zusammenhänge findet sich in Ref. [13].

### 2.2.2 Fragmentationsmodelle

Jedes Fragmentationsmodell sollte sinnvoller Weise drei fundamentalen Bedingungen genügen:

- alle bekannten Erhaltungssätze sind einzuhalten,
- die gemessenen Fragmentationsfunktionen (d.h. die Verteilungen in  $z$  bzw.  $x_F$ ) müssen reproduziert werden und
- die beobachteten Teilchenraten und -anteile (Kaonen, Baryonen etc.) sollten richtig beschrieben werden.

Die folgende Darstellung der wichtigsten Fragmentationsmodelle orientiert sich an einer Zusammenfassung von T. Sjöstrand [14]. Man unterscheidet drei Klassen von Modellen: "independent fragmentation" (engl.: unabhängige Fragmentation) Modelle (kurz IF), "string fragmentation" (engl.: Feder-Fragmentation) Modelle (kurz SF) und "cluster fragmentation" (engl. Bündel-Fragmentation) Modelle (kurz CF). Daneben gibt es noch einzelne Modelle, die nicht in dieses Schema passen.

IF-Modelle, deren bekanntestes das von Feynman und Field ist [15, 16, 17], basieren direkt auf dem oben beschriebenen Ansatz des QPM. Obwohl sie keine Fragmentation in Baryonen enthalten und QCD-Prozesse höherer Ordnung nicht berücksichtigen, boten sie doch als die ersten verfügbaren Fragmentationsmodelle einen Rahmen zur Analyse und dem Verständnis der hadronischen Endzustände.

Der Begriff SF-Modell ist praktisch mit dem Lund-Fragmentationsmodell identisch [18, 19]. Ein ähnlicher theoretischer Ansatz findet sich auch bei Casher u.a. [20]. Die Berechnung des Parton-Grundzustands geschieht im Lund-Modell mit der Methode der QCD-Matrixelemente. Das Modell der eigentlichen Fragmentation beruht auf der Annahme, daß in der QCD bei größeren Abständen ein lineares Kraft-Abstands-Gesetz gilt. Das Feld zwischen zwei Quarks läßt sich also durch eine masselose Feder beschreiben, deren Enden mit den Quarks assoziiert sind (Abb. 5). Durch das wiederholte Reißen der Feder entstehen neue Quark-Antiquark-Paare, bis die verfügbare Energie aufgebraucht ist. Die Energieverteilungen der Hadronen im Endzustand wird mit Hilfe der Fragmentationsfunktionen  $D_i^h(z)$  bestimmt.

Im Prinzip erwartet man, daß das Hadron, das das gestreute Parton enthält, das Teilchen mit der höchsten Rapidität ist. Die durch das Aufbrechen des Feldes entstandenen Hadronen erwartet man im zentralen Bereich der Rapidität zu finden und schließlich bei den niedrigsten Rapiditäten die aus dem Target-Rest entstandenen Hadronen. Die zeitliche Abfolge der Entstehung der Quark-Antiquark-Paare sollte sich dabei in der Rapiditäts-Anordnung der Hadronen widerspiegeln. Tatsächlich wird solch eine Korrelation experimentell beobachtet [71], die strenge Anordnung in der Rapidität wird allerdings teilweise durch Resonanz-Zerfälle gestört.

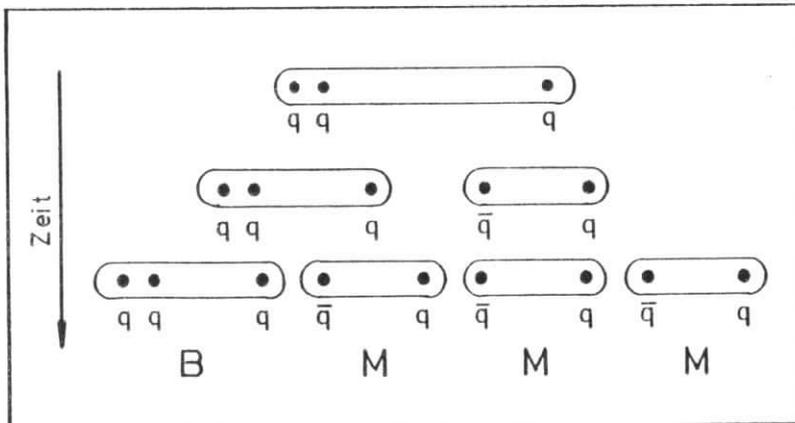


Abb. 5: Fragmentations-Kette nach dem Lund-Modell

Da das Aufbrechen der Feder als quantenmechanischer Tunnel-Mechanismus verstanden wird, besitzen die Quark-Antiquark-Paare eine endliche transversale Masse bezüglich der Richtung der Feder. Daraus ergibt sich direkt eine Beschreibung

der Transversalimpulse und der Unterdrückung der Erzeugung von Quarks mit schwereren Massen.

Der Ansatz des Lund-Modells widerspricht im Grunde schon dem einfachen QPM, da eben nicht ein einzelnes Parton fragmentiert, sondern das gesamte System. Eine eindeutige Zuordnung von Hadronen zum gestreuten Quark oder dem Target-Rest ist im Prinzip nicht möglich.

Die Fragmentation von Bremsstrahlungs-Gluonen wird als eine transversale Anregung ("kink") der Feder beschrieben. Hat das Gluon eine hinreichend hohe Energie, so kann die Feder an dieser Stelle reißen. Für Hadronen aus solchen Ereignissen erwartet man im Mittel höhere Transversalimpulse bzgl. der Richtung des virtuellen Photons als in normalen Ereignissen. Gluonen unterhalb dieser Schwelle (sog. "soft gluons", engl.: weiche Gluonen) führen lediglich zu einer transversalen Anregung der Feder und damit ebenfalls zu einer Erhöhung der mittleren Transversalimpulse, aber nicht zur Erzeugung zusätzlicher Hadronen. Der experimentelle Nachweis dieser Effekte [8, 9] bestätigt diese Annahmen auf eindrucksvolle Weise.

Als einziges auf der QCD beruhendes Fragmentationsmodell kann das Lund Modell auch die Fragmentation des Target-Rests in der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung beschreiben. Dies ist besonders im Hinblick auf die zukünftigen Experimente am HERA Speicherring von Bedeutung. Auf der anderen Seite konnte das Lund-Modell für die Fragmentation des Target-Rests bisher aus Mangel an experimentellen Daten bei hohen Energien nur eingeschränkt getestet werden. Hier tragen das NA9-Experiment und die Ergebnisse dieser Arbeit neue Erkenntnisse bei.

Die Fragmentation des Target-Rests im Lund-Modell ist ausführlich in [21] beschrieben. Hierbei ist zwischen der direkten Streuung an einem Valenz-Quark einerseits und der an einem See-Quark bzw. Photon-Gluon-Fusion andererseits zu unterscheiden. Während im ersten Fall der Target-Rest aus einem Diquark besteht, hat man es in den beiden letzteren Fällen mit komplizierteren Systemen zu tun. Wichtig ist, daß das Diquark (oder der sonstige Target-Rest) nicht als fest gebundenes System betrachtet wird, sondern mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit aufbrechen kann, wobei die beiden Quarks unterschiedliche Viererimpulsanteile des Gesamtimpulses des Target-Nukleons erhalten. Das aus der Fragmentation des Target-Rests entstandene Baryon enthält also nicht immer beide Quarks. Die Aufbruchwahrscheinlichkeit des

Target-Rests beeinflusst die Häufigkeit der Erzeugung der verschiedenen Baryonen-Arten. Hierzu gibt es experimentelle Untersuchungen z.B. aus der Neutrino-Streuung [22], die konsistent mit einer Aufbrechwahrscheinlichkeit von 0.5 sind.

Im Laufe der Entwicklung des Lund-Modells wurden über 40 freie Parameter zur Beschreibung des hadronischen Endzustands eingeführt. Dies ist sicherlich in der Hinsicht ein Nachteil, daß eindeutige Vorhersagen und damit experimentelle Tests des Modells kaum möglich sind. Auf der anderen Seite ermöglicht das Lund-Modell über die Bestimmung seiner Parameter eine quantitative Erfassung des hadronischen Endzustands und den Vergleich der Ergebnisse ganz verschiedener Experimente, z.B. aus der  $e^+e^-$ -Annihilation und der tief-inelastischen Lepton- Nukleon-Streuung.

Der Anspruch der CF-Modelle, deren bekannteste die von Webber [23, 24] und Gottschalk [25, 26, 27] sind, ist der möglichst weitgehende Verzicht auf über die störungstheoretisch behandelbare QCD hinausgehende Annahmen. Als Beispiel wird hier das Modell von Webber beschrieben, das schematisch in Abb. 6 dargestellt ist.

Zunächst wird mit Hilfe der störungstheoretischen QCD der Parton-Grundzustand entwickelt (Abb. 6a). Auf dieser Stufe wird Gluon-Bremsstrahlung und Quark-Antiquark-Paararerzeugung mit der Methode der Parton-Schauer-Entwicklung simuliert. Die eigentliche Fragmentation beruht auf der Annahme des "preconfinement", d.h. der Tendenz der Partonen, farbneutrale Gruppen ("color singlet clusters") zu bilden. Diese farbneutralen Gruppen zerfallen dann isotrop in Hadronen. Die Häufigkeit der einzelnen auftretenden Endzustände ergibt sich aus ihrer Dichte im Phasenraum und der Zahl der möglichen Spin-Zustände. Sehr massive Gruppen ( $M > 4$  GeV) zerfallen nicht direkt, sondern werden zunächst anisotrop gespalten. Dieser Prozeß wird in Anlehnung an den Mechanismus der SF beschrieben, ist jedoch nur für weniger als 10% der Gruppen von Bedeutung.

Ein direkter Vergleich der Vorhersagen der CF-Modelle mit Ergebnissen aus der tief-inelastischen Myon-Nukleon-Streuung ist leider nur zum Teil möglich, da die Fragmentation des Target-Rests nicht beschrieben werden kann.

Von den bis hierhin genannten Modellen unterscheiden sich wesentlich die von Cerny u.a. und Preparata u.a., die die Erzeugung von Hadronen außerhalb des Bildes von QPM und QCD zu beschreiben versuchen.

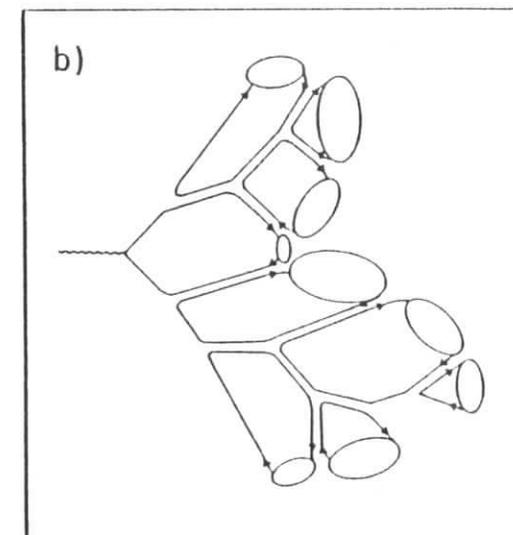
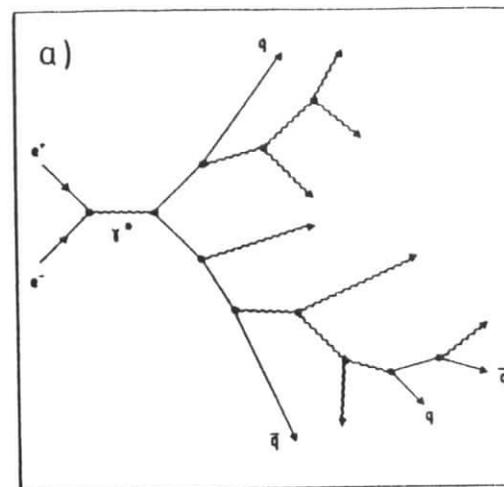


Abb. 6: Parton-Schauer-Entwicklung (a) und Fragmentation der Parton-Gruppen (b) im Modell von Webber (aus [24]).

Das Modell von Cerny u.a. [28, 29] wird von Bell u.a. [30] ausführlich diskutiert und mit jüngeren experimentellen Ergebnissen verglichen. In diesem Modell wird der Parton-Grundzustand nach einem Phasenraum-Modell entwickelt und die Hadronen durch Rekombination der Partonen gebildet. Dieses Modell ist insbesondere nicht in der Lage, die in der  $e^+e^-$ -Annihilation beobachteten Gluon-Bremsstrahlungsereignisse zu erklären und wird deshalb im weiteren Verlauf dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.

Im Modell von Preparata u.a. [31, 32] wird die Farbwechselwirkung durch sogenannte "fire strings" beschrieben. Ein ausführlicher Vergleich von Ergebnissen des NA9-Experiments mit Voraussagen dieses Modells findet sich bei N. Geddes [33] und in Ref. [34]. Das Modell kann die semi-inklusiven Verteilungen der geladenen Hadronen nicht beschreiben. Da diese Verteilungen im Modell von Preparata nicht durch freie Parameter bestimmt sind sondern grundlegenden Charakter haben, ist die Gültigkeit des Modells insgesamt fragwürdig und es wird weiter nicht untersucht.

### 3. Die Erzeugung von Baryonen in der Fragmentation

Bei Elektron-Proton-Streuexperimenten am SLAC und bei DESY wurden zu Beginn der 70er Jahre Protonen im Endzustand beobachtet, die der Fragmentation der Target-Reste zugeordnet werden konnten [35]. Die Beobachtung der Erzeugung von Antiprotonen in der Lepton-Nukleon-Streuung bei höheren Energien und von Protonen und Antiprotonen in der  $e^+e^-$ -Annihilation machte die Erklärung zusätzlicher Baryon-Erzeugung in der Fragmentation notwendig.

#### 3.1 Erste Messung der Proton-Erzeugung in der Lepton-Nukleon-Streuung

Übersichten zur Baryon-Erzeugung bei niederenergetischen Elektron-Nukleon-Streuexperimenten finden sich bei F.W. Brasse [35], H.E. Montgomery [36] und F. Janata [37]. Abb. 7 zeigt die relative Ausbeute von Protonen und Antiprotonen bei  $x_F = 0.5$  als Funktion der Schwerpunkts-Energie  $W$ . Bei niedrigen Energien findet man nur Protonen, ab  $W \approx 4$  GeV beobachtet man zusätzlich die Erzeugung von Antiprotonen. Nimmt man an, daß die Protonen bei  $W < 4$  GeV aus der Fragmentation der Target-Reste stammen, so läßt sich die starke  $W$ -Abhängigkeit in diesem Energiebereich durch eine mit wachsender Energie ausgeprägter werdende Trennung von Strom- und Target-Fragmenten in  $x_F$  erklären.

Für höhere Schwerpunkts-Energien und große Werte von  $x_F$  erwartet man aufgrund der Voraussage des Feynman-Scallings im QPM eine Unabhängigkeit der  $x_F$ -Verteilungen für Protonen und Antiprotonen von der Schwerpunkts-Energie. Ein solches Scaling-Verhalten deutet sich in Abb. 7 auch an.

#### 3.2 Modelle der Baryon-Erzeugung

##### 3.2.1 Cluster-Modelle

Eine Beschreibung der Baryon-Erzeugung in CF-Modellen findet sich z.B. bei R.D. Field [38]. Baryon-Antibaryon-Paare werden durch Zerfälle von Parton-Gruppen mit großer Masse erzeugt. Die Häufigkeit der Erzeugung ergibt sich aus Phasenraum-

Betrachtungen, d.h. im wesentlichen der Masse der Baryonen und der Parton-Gruppen, und zusätzlich der Spin-Entartung der Endzustände. Im Prinzip gibt es als freien Parameter also nur die Form des Spektrums der invarianten Massen der Parton-Gruppen. Auch in diesem Modell erwartet man einen relativ geringen Abstand der Partner in der Rapidität.

Neben dem oben beschriebenen Mechanismus ist in CF-Modellen auch die Entstehung von Parton-Gruppen denkbar, die bereits eine Netto-Baryonen-Zahl tragen [14].

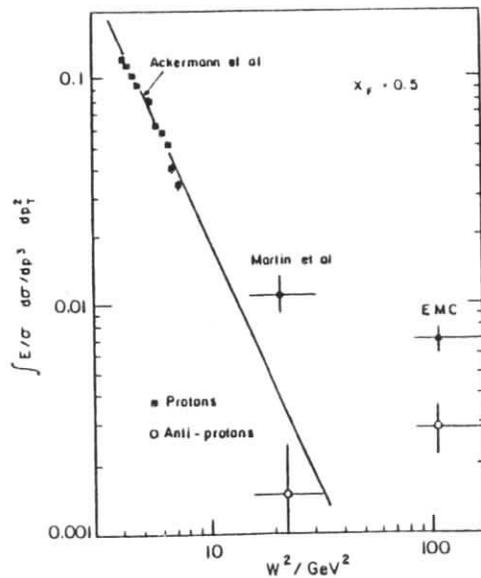


Abb. 7: Relative Proton- und Antiprotonausbeute bei festem  $x_F = 0.5$  (aus [36]).

### 3.2.2 Die Modelle von Fredriksson und Meyer

In einigen Modellen wird die Existenz von quasi-punktförmigen Diquarks schon im Parton-Grundzustand angenommen. Nach dem Modell von Fredriksson u.a. [39] enthalten z.B. Nucleonen einen signifikanten Anteil von quasi punktförmigen (ud)-Diquarks mit Spin 0, deren Masse in der Größenordnung von 3 GeV liegt, und an denen die Streuung eines virtuellen Photons stattfinden kann (Abb. 8a). Dieses Modell wird

deshalb auch als Diquark-Streuung-Modell bezeichnet. Aufgrund der vorwärts-gestreuten Diquarks erwartet man nach diesem Modell in der Myon-Nukleon-Streuung in der Vorwärts-Hemisphäre eine entsprechend große Zahl von Baryonen zu finden, die in der Rückwärts-Hemisphäre fehlt.

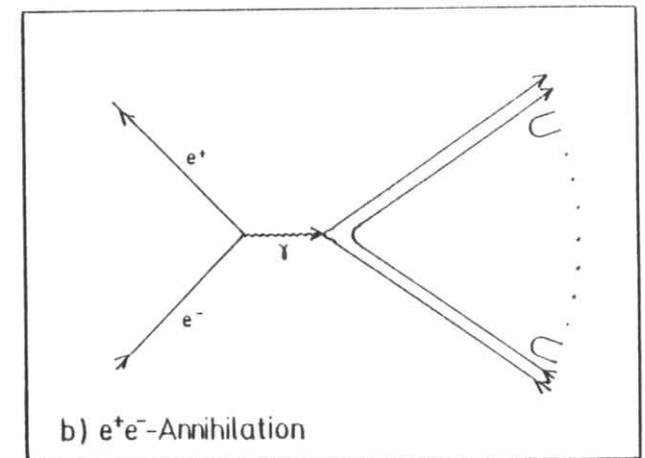
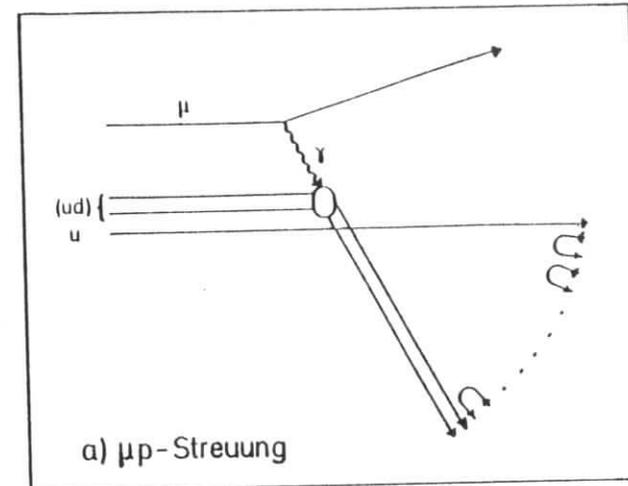


Abb. 8: (a) Diquark-Streuung nach dem Modell von Fredriksson, (b) direkte Erzeugung von Diquarks nach den Modellen von Fredriksson und Meyer.

Entsprechend können Diquark-Antidiquark-Paare in der  $e^+e^-$ -Annihilation, wie im Modell von T. Meyer [40], auch direkt erzeugt werden (Abb. 8b). Neben einem Beitrag zum gesamten hadronischen Wirkungsquerschnitt erwartet man hier Baryon-Antibaryon-Paare mit maximalem kinematisch möglichem Rapiditätsabstand zu finden.

### 3.2.3 Baryon-Erzeugung im Lund-Modell

In den verschiedenen Versionen des Lund-Modells werden zwei verschiedene Mechanismen zur Baryon-Erzeugung benutzt. Der im weiteren als Diquark-Mechanismus bezeichnete wurde ursprünglich im Lund-Modell eingeführt [21, 41] und später durch den Casher-Mechanismus, der häufig auch als Popcorn-Mechanismus bezeichnet wird, ersetzt [42].

Beim Diquark-Mechanismus wird angenommen, daß ein Diquark-Antidiquark-Paar als eine Einheit, ähnlich einem Quark-Antiquark-Paar, durch denselben Tunnel-Mechanismus entstehen kann, wie in Abb. 9 dargestellt. Theoretisch ist die Existenz solcher quasi-punktförmiger Diquark-Systeme jedoch nicht zu erklären.

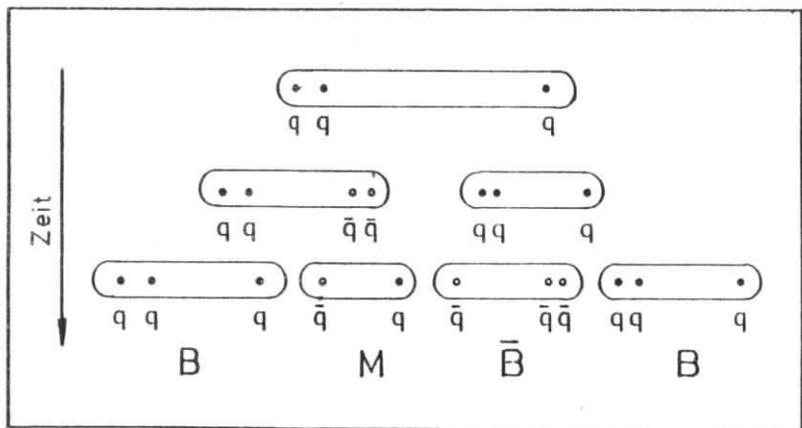


Abb. 9: Baryon-Erzeugung über die direkte Bildung von Diquarks

Die Erzeugung von Diquark-Antidiquark-Paaren ist dabei gegenüber Quark-Antiquark-Paaren im wesentlichen durch die höhere Masse der ersten unterdrückt, die

jedoch nicht exakt bekannt ist. Die relative Häufigkeit ihrer Erzeugung ist deshalb als freier Parameter (als  $p_{qq}/p_q$  bezeichnet) im Modell enthalten und wurde zunächst aufgrund von Daten aus der  $e^+e^-$ -Annihilation bei niedriger Energie zu  $0.065 \pm 0.016$  bestimmt. Ergebnisse von Experimenten bei höheren Energien [43] und die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse (siehe auch [44]) weisen jedoch auf einen etwas höheren Wert von  $\approx 0.1$  hin. Aus diesem Modell ergibt sich, daß Baryon-Antibaryon-Paare immer benachbart in der Rapidität erzeugt werden und deshalb etwa denselben mittleren Abstand in der Rapidität besitzen, wie Meson-Antimeson-Paare. Weiterhin erwartet man eine fast vollständige Kompensation der Transversalimpulse innerhalb der Paare.

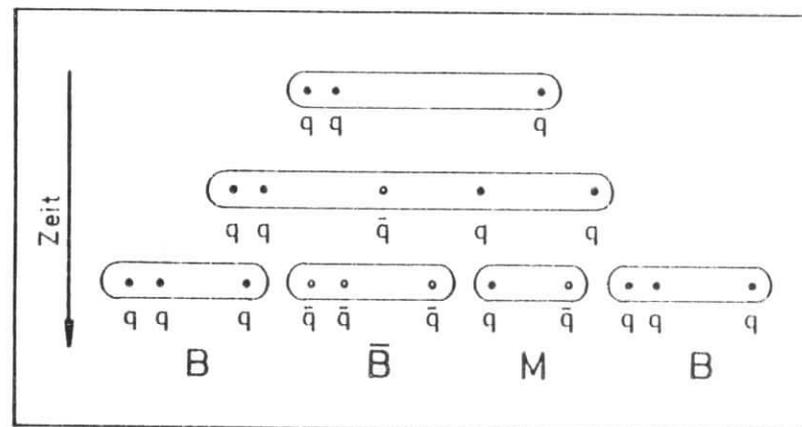


Abb. 10: Baryon-Erzeugung durch Fluktuationen im Farbfeld

Der Casher-Mechanismus wurde bereits 1979 von Casher im Rahmen seines "chromo-electric-flux-tube" Fragmentationsmodells [20] vorgeschlagen. Casher geht in seinem Fragmentationsmodell, wie auch das Lund-Modell, von einer linearen Kraft-Abstands-Beziehung (entsprechend einer konstanten Energiedichte) zwischen den Partonen aus. Das Potential zwischen zwei Partonen wird in der Regel durch die Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares verringert. Es kann jedoch auch zu (quantenmechanischen) Fluktuationen im Kraftfeld kommen, d.h. zur Bildung von Paaren mit "falschem" Farbladungs-Vorzeichen (Abb. 10). Im Gegensatz zu Quark-Antiquark-Paaren mit "richtigem" Farbladungsvorzeichen kann das Feld zwischen den Partnern dieser Paare nicht direkt aufbrechen. Das Potential zwischen den Partnern dieser

Paare wird erst wieder durch die Erzeugung weiterer Paare kompensiert. Dadurch erhält man Tripel von Quarks bzw. Antiquarks. Da das Feld zwischen dem in der Fluktuation entstandenen Quark-Antiquark-Paar auch mehrmals aufbrechen kann, wird zwischen den Partnern eines Baryon-Antibaryon-Paares mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch ein Meson erzeugt, wie als Beispiel in Abb. 10 dargestellt.

In diesem Modell erwartet also man einen etwas größeren mittleren Abstand in der Rapidität in Baryon-Antibaryon-Paaren, und eine weniger ausgeprägte Kompensation der Transversalimpulse als im einfachen Diquark-Modell. Casher leitet in seinem Modell das Verhältnis der Häufigkeit der Erzeugung von Baryonen zu Pionen als festen Wert ab, der jedoch mit 0.02 - 0.03 deutlich unter den aktuellen experimentellen Werten liegt. In der Implementation im Lund-Modell ist diese Größe weiterhin, wie schon im Diquark-Modell, als freier Parameter enthalten. Auch die relative Häufigkeit der Erzeugung eines Mesons innerhalb eines Baryon-Antibaryon-Paares, als  $p_{bmb} / p_{bb}$  bezeichnet, ist hier ein freier Parameter (Standard-Wert  $p_{bmb} / p_{bb} = 0.5$ ).

Version	$p_{qq}/p_q$	$p_{bmb}$	Baryon- Erzeugung	Fragmentationsfunktion
4.1 <sup>1)</sup>	0.065	-	"Diquark"	$(1+c)(1-z)^c$ ; $c = 0.5$
6.2	0.10 <sup>2)</sup>	0.5	"Casher"	$\frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(\frac{-b m_\perp^2}{z}\right)$ ; $a = 1$ <sup>3)</sup> $b = 0.7 \text{ GeV}^2$

<sup>1)</sup> physikalisch identisch mit der Version 4.3

<sup>2)</sup> entspricht  $\approx 0.09$  im Diquark-Mechanismus

<sup>3)</sup>  $m_\perp^2 = m^2 + p_\perp^2$

Tabelle 1

Parameter und Funktionen in zwei Versionen des Lund-Modells.

Die in den verschiedenen Versionen des Lund-Modells verwendeten Mechanismen zu Baryon-Erzeugung sowie die Werte der wesentlichen Parameter sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. In der vorliegenden Arbeit werden die Versionen 4.1 (Diquark-Mechanismus) und 6.2 (Casher-Mechanismus) mit den experimentellen Ergebnissen

verglichen. Die in einzelnen Fällen zu Vergleichen benutzte Version 4.3 unterscheidet sich von der Version 4.1 nur programm-technisch, nicht jedoch in ihrem physikalischen Gehalt.

Wie Tabelle 1 zeigt, unterscheidet sich die Baryon-Erzeugung in der Version 6.2 von früheren Versionen auch durch einen anderen Ansatz für die Fragmentationsfunktionen, in die hier auch die Masse der Hadronen eingeht. Insbesondere sind die Fragmentationsfunktionen für schwere Teilchen, z.B. Protonen, härter (d.h. haben höhere Mittelwerte von  $z$ ) als die für leichte Hadronen.

#### 4. Der Aufbau des NA9-Experiments

Die in Abb. 11 gezeigte NA9-Apparatur wird in Vorwärts-Spektrometer (FS) und Vertex-Spektrometer (VS) unterschieden, wobei ersterer im wesentlichen mit der vom NA2-Experiment übernommenen Apparatur, strahlabwärts vom zweiten Magnieten (FSM), identisch ist. In diesem Kapitel wird der Aufbau des Experiments beschrieben, wobei natürlich die zur Proton-Identifikation dienenden Komponenten von besonderer Bedeutung sind.

Der Aufbau des NA9-Experiments ist darüberhinaus in den Ref. [45] und [46] ausführlich beschrieben. Dort finden sich auch Hinweise auf eine Reihe von Veröffentlichungen, die die einzelnen Komponenten der Apparatur im Detail beschreiben. Weiterhin gibt es zahlreiche Diplom- und Doktorarbeiten (eine Zusammenstellung findet sich im Anhang A2), die sich in großen Teilen mit der Apparatur befassen.

##### 4.1 Der Myon-Strahl des SPS

Das NA9-Experiment benutzt den  $M2 \mu^+$ -Strahl des Super-Protonen-Synchrotrons (SPS) am CERN, der mit einem Impuls von 280 GeV zur Apparatur geführt wird. Die Breite der Impuls-Verteilung beträgt dabei etwa 5%. Die Divergenz des Strahls beträgt bei einem Durchmesser von 15 - 20 mm etwa 0.4 - 0.5 mrad vertikal und 0.2 - 0.4 mrad horizontal. Bei Myon-Raten von bis zu  $3 \cdot 10^7 \mu/s$  ist der Pion-Anteil im Strahl direkt vor dem Experiment geringer als  $10^{-5} \pi/\mu$ . Der Impuls der einlaufenden Myonen wird mit einer Genauigkeit von 0.5% in der Beam Momentum Station (BMS) gemessen, die Teil der Strahlführung ist. Die den Strahl in näherer Umgebung begleitenden Halo-Myonen (etwa 7%) werden in drei Szintillations-Zählern (V1, V2 und V3, siehe Abb. 11) registriert, die ein Veto-Signal an den Trigger des Experiments liefern.

##### 4.2 Targets

Das Target besteht aus einem mit flüssigem Wasserstoff bzw. Deuterium gefüllten Zylinder, der sich innerhalb des sensitiven Volumens der Streamerkammer befindet. Die Target-Zelle besteht aus einem 1 m langen Rohr von 7 cm Innen-Durchmesser

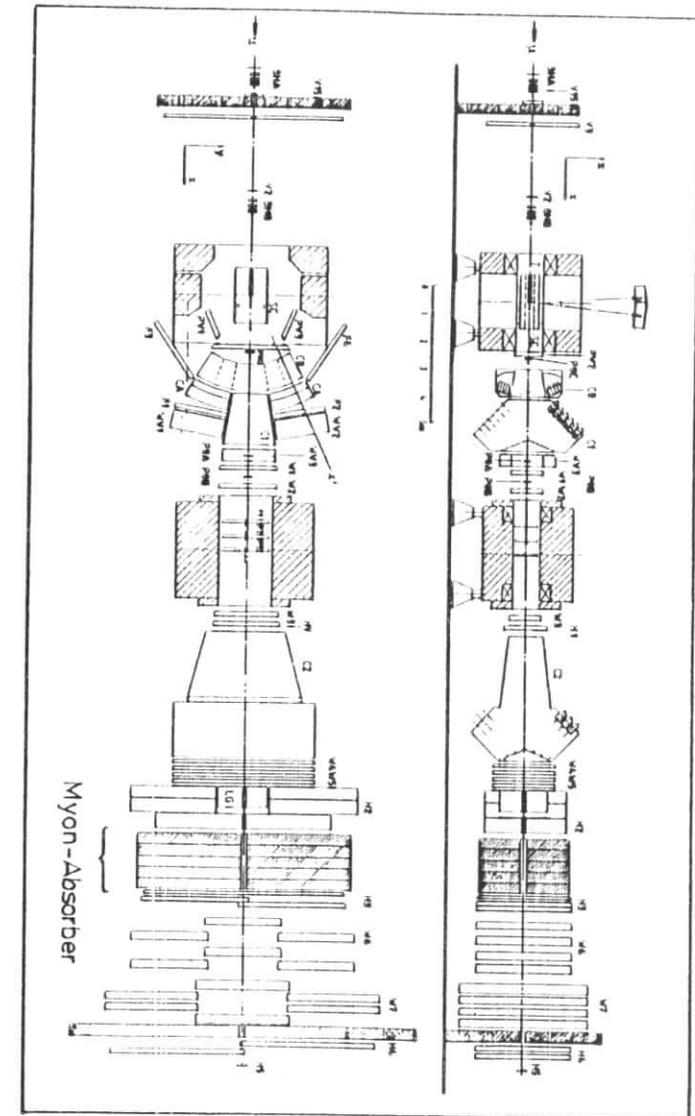


Abb. 11: Der Aufbau des NA9-Experiments. Es bezeichnen: B1 - Strahlhodoskope, C - Cerenkovzähler, F - Flugzeitzähler, LG - Bleiglas-Schauer-Zähler, H1,3,4 - Trigger-Hodoskope, P - Proportionalkammern, SC - Streamerkammer, V - Veto-Hodoskope, W - Driftkammern, WV - Driftrohrkammern, T - Target, schraffiert: Eisen.

aus Mylar Folie, das sich zur thermischen Isolation im Vakuum in einem Doppelrohr aus Dallite befindet. Aufgrund seiner höheren Dichte ermöglicht die Deuterium-Füllung eine wesentlich größere Ereignisrate, sie hat allerdings den Nachteil, daß die bei der Streuung erzeugten Hadronen auch entsprechend häufiger sekundären Wechselwirkungen im Target unterliegen.

#### 4.3 Trigger

Um die Auslese eines Ereignisses auszulösen, muß eine hinter dem Eisen-Absorber beobachtete Spur folgende vier Bedingungen erfüllen:

- sie zeigt auf das Target,
- sie hat einen minimalen Streuwinkel ( $\theta > 0.5^\circ$ ),
- sie hat einen minimalen Impuls ( $p > 20$  GeV) und
- gleichzeitig darf kein Halo-Myon die Apparatur passieren.

Dieser Trigger wird mit Hilfe der Hodoskope H1 vor dem Eisen-Absorber und H3 und H4 hinter dem Absorber realisiert, wobei die Zähler V1-V3 ein Veto-Signal im Falle von Halo-Myonen liefern. Es wird also nicht ausdrücklich ein einlaufendes Myon für den Trigger verlangt. Diese Bedingung wird erst später in der Off-line-Analyse geprüft, wobei zusätzlich untersucht wird, ob es sich bei der den Trigger auslösenden Spur tatsächlich um ein gestreutes Myon handelte (Software-Trigger).

#### 4.4 Orts- und Impulsmessung

Zur Impulsbestimmung dienen zwei Magnete. Um das Target herum befindet sich ein supraleitender Magnet (VSM), der bei einem maximalen Strom von 5000 A ein Feld von 1.5 T erzeugt. Er besitzt strahlabwärts eine große Öffnung, um die Messung von Teilchen, die unter großem Winkel emittiert werden, außerhalb der Streamerkammer zu ermöglichen. Strahlabwärts befindet sich ein normalleitender Dipolmagnet (FSM), der ein Feldintegral von 5 Tm bei einer aktiven Länge von 2.7 m erzeugt. Um den Myon-Strahl insgesamt nur minimal abzulenken und damit ein weiteres Experiment (NA4) strahlabwärts zu ermöglichen, ist das Feld beider Magnete etwa gleich stark mit entgegengesetzter Feldrichtung eingestellt. Dies hat jedoch auch zur Folge, daß Hadronen mit hohen Impulsen in den zentralen (insensitiven) Bereich der Drittkammern W4/5 und in den Bereich des Strahlrohrs im Cerenkovzähler C2 abgelenkt werden.

Im Bereich des FS befinden sich die Drittkammern W1 W2 vor dem FSM und W3 W5 strahlabwärts hinter dem FSM, aber noch vor dem Eisen Absorber. Myonen werden in den Drittkammern W6 und W7 hinter dem Eisen Absorber, dessen Dicke zusammen mit dem Kalorimeter H2 etwa 15 Wechselwirkungslängen entspricht, nachgewiesen. Im FSM selber befinden sich die Proportionalkammern P1 P3 und im Bereich des Strahls, in dem die Drittkammern unempfindlich gemacht sind, die Proportionalkammern POA-POC.

Im Vertex-Spektrometer dienen neben der Streamerkammer die Proportionalkammern PV1-PV3 und Driftrohrkammern WV1-WV3 der Spurfindung. Driftrohre wurden Driftkammern vorgezogen, weil sie eine selbsttragende Konstruktion ermöglichen und damit einen möglichst geringen seitlichen Tot-Raum zu den benachbarten Zählern.

Die Streamerkammer besitzt ein empfindliches Volumen von ca.  $200 \times 120 \times 72 \text{ cm}^3$ . Die von einem Marx-Generator gelieferte Spannung erzeugt eine Feldstärke von 22 kV/cm zur Erzeugung der Streamer. Die Kammer ist mit einer Neon-Helium-Gasmischung gefüllt, wobei die Gedächtnis-Zeit der Kammer durch Beimischung von SF<sub>6</sub> auf 1 - 1.5 µs eingestellt wird. Dies bedeutet, daß sich auf jeder Aufnahme etwa 10 zusätzliche Strahl-Myonen befinden.

#### 4.5 Proton-Identifikation

Die Identifikation von Hadronen wird durch eine Kombination aus Flugzeit- und vier Schwellen-Cerenkovzählern ermöglicht. Einige Eigenschaften der Zähler sind in Tabelle 2 zusammengefaßt.

In Vorwärts-Richtung, d.h. der Akzeptanz des FSM, haben praktisch alle Hadronen Impulse von mehr als 6 GeV. Die Gas-Cerenkovzähler C0, C1 und C2 ermöglichen hier die Identifikation von Protonen mit Impulsen bis zu 80 GeV. Der C0 soll Hadronen von möglichst niedrigen Impulsen identifizieren. Er wird deshalb mit Neopentan und zeitweise auch mit Freon betrieben. Wie sich bei der Bestimmung der Brechungsindizes anhand der Schwellenkurven zeigt, ist der Unterschied zwischen den beiden Gasen in der Praxis vergleichsweise gering (Tab. 2).

Zähler	Radiator	Radiatorlänge [m]	Brechungsindex (n-1) · 10 <sup>4</sup>	N [P.E.]
CA	Aerogel	0.185	297	3
C0	Neopentan Freon	0.8 - 1.0	14.5	16
			12.5	14
C1	Stickstoff	1.3 - 1.7	3.1	7.5
C2	Neon	3.8 - 4.4	0.63	5

Tabelle 2

Eigenschaften und Eichungswerte der Cerenkovzähler. N ist die für Spuren mit  $\beta \rightarrow 1$  an der Photokathode beobachtete mittlere Zahl von Primärelektronen (gemittelt für alle Photomultiplier). Die angegebenen Werte für N und den Brechungsindex sind die aus der Eichung der Zähler ermittelten und für die Auswertung benutzten Werte.

Mit seiner Stickstoff-Füllung schließt der Cerenkovzähler C1 in seinen Schwellen gut an den C0 nach unten bzw. den C2 nach oben im Impuls an. Der Cerenkovzähler C2 wurde vom NA2-Experiment übernommen und mit einer Neon-Füllung betrieben.

Im Bereich von Winkeln von mehr als  $10^\circ$  dienen vier Gruppen von Flugzeitzählern (TOF) zusammen mit dem Aerogel-Cerenkovzähler CA und den Flügeln des C0 zur Hadronidentifizierung. Die Zeitauflösung der Flugzeitzähler beträgt etwa 200 ps, und das Startsignal, das von der BMS kommt, hat eine Schwankung von etwa 125 ps. Damit wird, bei einer Flugstrecke von ca. 5 m, eine Proton-Kaon-Trennung bis zu Impulsen von 2.5 GeV ermöglicht. Der Brechungsindex des CA wurde bei der Herstellung des Silikon-Aerogels so eingestellt, daß er möglichst direkt an den Identifikationsbereich der Flugzeitzähler anschließt. Als einziger Cerenkovzähler besitzt der CA eine diffuse Optik.

In Abb. 12 sind die Cerenkov-Schwellen für Pionen, Kaonen und Protonen in den verschiedenen Zählern dargestellt, wobei mit einer gestrichelten Linie die Bereiche angegeben sind, in denen nur die Pionen Cerenkov-Licht erzeugen. Mit einer durchgezogenen Linie sind die Bereiche kenntlich gemacht, in denen Pionen und Kaonen, aber noch nicht Protonen, Cerenkov-Licht erzeugen. In diesen Impulsbereichen lassen sich also Protonen durch das Ausbleiben eines Signals nachweisen.

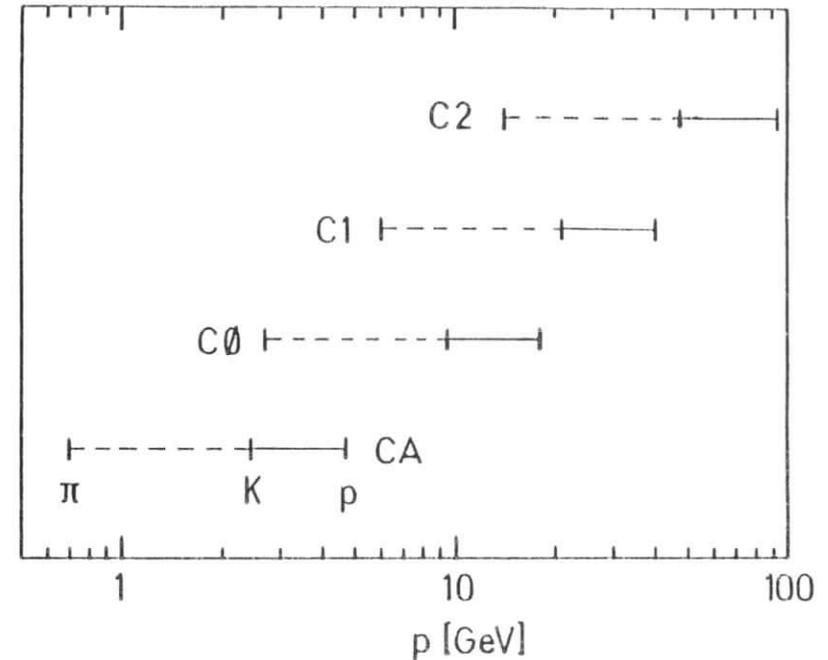


Abb. 12: Schwellenbereiche für Pionen, Kaonen und Protonen in den Cerenkovzählern.

Transformiert man die Ereignisse vom Laborsystem in das CMS, so werden folgende Bereiche der  $x_F$ -Verteilungen der Protonen und Antiprotonen von den einzelnen Zählern abgedeckt: TOF: -0.9 bis -0.2, CA: -0.3 bis 0, C0: -0.1 bis 0.3, C1: 0 bis 0.7 und C2: 0.3 bis 0.7.

Alle Cerenkovzähler sind zum Nachweis des Cerenkov Lichts mit Photomultipliern ausgerüstet, die das Signal der an einer Photokathode erzeugten Primärelektronen, auch als Photoelektronen (P.E.) bezeichnet, in mehreren Stufen verstärken. Die Signale werden dann von Analog-Digital-Convertern (ADC) digitalisiert. Tabelle 2 enthält u.a. die mittlere Zahl N von Photoelektronen, die in den jeweiligen Zählern für eine einzelne Spur im Cerenkov-Plateau beobachtet wird. Als theoretischer Wert für die Effizienz  $\epsilon$  von Cerenkovzählern ergibt sich, unter der Annahme, daß die Zahl der Photoelektronen einer Poisson-Verteilung folgt,  $\epsilon = \exp(-N)$ . In der Praxis ist die

Effizienz der Zähler aufgrund verschiedener Effekte jedoch deutlich geringer. Die Schwelle für ein Signal muß aufgrund von Nullpunktsschwankungen der ADCs verschieden von Null sein (in der Regel 0.2 - 0.4 P.E.). Weiterhin gibt es Licht-Verluste durch Lücken zwischen den Spiegeln oder Spuren, die das Strahlrohr passieren bzw. in den Randbereichen der Zähler liegen.

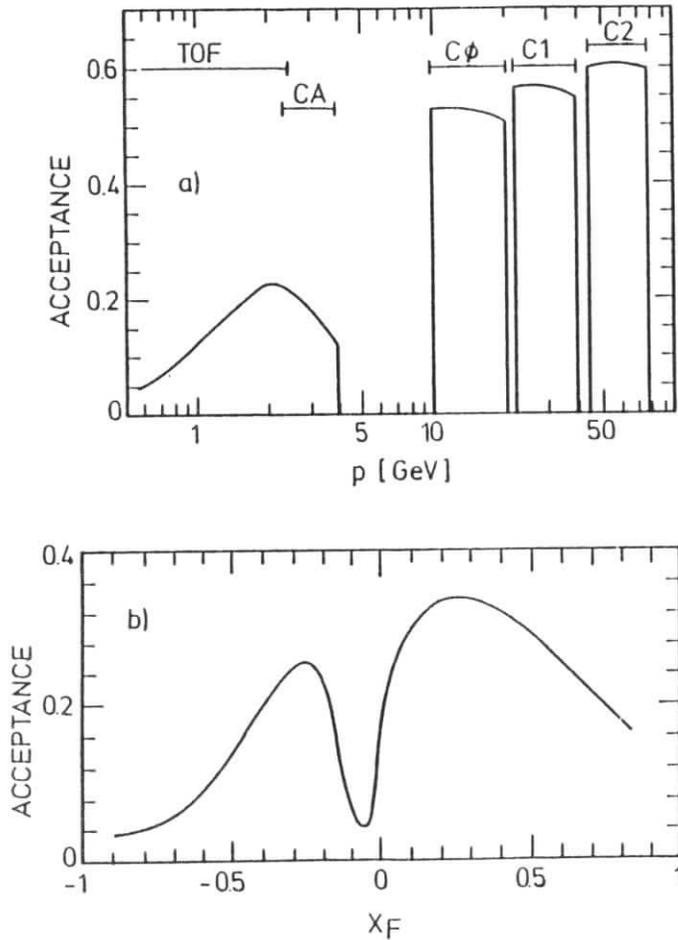


Abb. 13: Für die Proton-Identifikation verfügbare Impulsbereiche und Akzeptanz der Apparatur für Protonen a) im Laborimpuls und b) in  $x_F$  (zur genauen Definition der Akzeptanz siehe Kapitel 5.5.1).

Die Akzeptanz der Apparatur für Protonen ist in Abb. 13a gezeigt (zur genauen Definition und Bestimmung der Akzeptanz siehe Kapitel 5.5.1). Bis auf ein Loch zwischen 4 und 10 GeV ist praktisch der gesamte Impulsbereich von 600 MeV bis 80 GeV für die Proton-Identifikation zugänglich. Die Akzeptanz der Zähler wird neben ihrer totalen Größe und Anordnung durch die Breite der Szintillator Streifen bzw. die Größe der einzelnen Zellen der Cerenkovzähler bestimmt. Die durch die einzelnen Zähler verursachten scharfen Grenzen der Akzeptanz in den Impulsbereichen sind im CMS aufgrund des für jedes Ereignis verschiedenen Transformationsfaktors verschmiert, wie Abb. 13b als Beispiel für die Variable  $x_F$  zeigt. Dennoch bleibt im Zentrum der Verteilung ein Bereich geringer Akzeptanz bestehen.

#### 4.6 Datennahme

Die Datennahme und Kontrolle des Experiments wird mit vier PDP11/70 Rechnern durchgeführt, die über einen PDP11/10 Rechner untereinander und mit dem Computer-Netz des CERN (CERNET) verbunden sind. Jeder Computer ist über CAMAC Interfaces mit der Apparatur verbunden und hat direkten Zugriff auf die Daten der einzelnen Komponenten. Dies ermöglicht eine umfassende Kontrolle z.B. der Hochspannungen und der Funktionsfähigkeit der Elektronik und des Zustands der Detektoren. Die Datennahme wird von einem der PDP-Rechner durchgeführt, der Zugriff auf vier sich im Kontrollraum befindende Bändeinheiten hat. Über das CERNET können während der Datennahme Proben von einigen tausend Ereignissen zum Rechenzentrum des CERN geschickt werden. Dort werden sie mit den Off-line Programmen analysiert, um so Ausfälle in der Apparatur rechtzeitig zu erkennen.

## 5. Die Auswertung der Daten

Die NA9-Apparatur besteht aus insgesamt 39 einzelnen Komponenten. Die Umwandlung der elektronischen Signale dieser Detektoren in physikalisch interpretierbare Größen, also z.B. Ereignisse, Vertices und Spuren, wird mit Hilfe verschiedener Offline-Analyseprogramme durchgeführt. Die so gewonnenen Daten unterliegen jedoch noch einer Reihe störender Effekte, wie Strahlungseignissen, Verluste oder Fehlidentifikationen von Spuren. Der Einfluß dieser Effekte wird teils mit Monte-Carlo-Programmen, teils aber auch direkt aus den Daten bestimmt. Hieraus ergeben sich dann auch die Korrekturen, die anzuwenden sind um physikalisch "unverfälschte" Ergebnisse zu erhalten.

### 5.1 Monte-Carlo-Programme

Monte-Carlo-Rechnungen haben im Rahmen des NA9-Experiments zwei Funktionen:

- sie dienen dem Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Modellvorstellungen.
- sie werden zur Untersuchung und Korrektur von apparativen Effekte benutzt.

Vor allem aus dem zweiten Grund steht die Beschreibung der Monte-Carlo-Programme (im folgenden kurz MC) am Beginn dieses Kapitels.

Die Strahlungskorrekturen aufgrund von Photon-Bremsstrahlung des einlaufenden oder gestreuten Myons lassen sich zwar für die Ereignisvariablen ( $Q^2$ ,  $v$ ,  $x_{Bj}$  und  $W$ ) analytisch berechnen [47, 48, 49]. Ihr genauer Einfluß auf den meßbaren hadronischen Endzustand ist so allerdings kaum zu erfassen.

Die Komplexität der Apparatur hat zur Folge, daß sich z.B. aus den Akzeptanzen der einzelnen Komponenten nicht mehr einfach eine Gesamt-Akzeptanz für den hadronischen Endzustand bestimmen läßt. Darüberhinaus sind bestimmte Korrekturen, wie z.B. die für den Untergrundanteil bei identifizierten Hadronen, nicht alleine von der Apparatur sondern auch von der Zusammensetzung des hadronischen Endzustands abhängig.

Hier bietet sich eine Simulation mit MC-Methoden an. Allerdings ist es wichtig, von einem physikalischen Modell der Hadronerzeugung auszugehen, von dem ange-

nommen werden kann, daß es die experimentellen Daten hinreichend gut beschreibt. Es wird deshalb das Lund-Modell benutzt, das sich bei der Beschreibung bereits existierender experimenteller Ergebnisse als relativ erfolgreich erwiesen hat (siehe Kapitel 2 und 3).

### 5.1.1 Erzeugung physikalischer Ereignisse

Neben Ereignissen, in denen der Trigger durch ein gestreutes Myon ausgelöst wird, werden während der Datennahme, ausgelöst durch einen Zufalls Trigger, zusätzlich Ereignisse aufgezeichnet, in denen nur ein Strahl-Myon beobachtet wird. Die so gewonnenen Strahl-Myonen entsprechen in ihrer Phasenraum Verteilung den einlaufenden Myonen der von der Apparatur akzeptierten Ereignisse mit gestreuten Myonen. Sie werden als Ausgangspunkt für die Ereignisgenerierung benutzt, da man wesentlich mehr Ereignisse mit dem MC-Programm simulieren will, als experimentell aufgezeichnet werden.

Entsprechend der gemessenen Verteilung der Ereignisse in  $Q^2$  und  $v$  wird ein  $Q^2$ - $v$ -Wertepaar gewürfelt. Hieraus ergibt sich der Viererimpuls des gestreuten Myons. Mit einer aus den Formeln von Mo und Tsai [48] bestimmten Wahrscheinlichkeit wird ein Strahlungs-Photon erzeugt und der Viererimpuls dieses Photons bestimmt. Daraus und aus den Viererimpulsen von einlaufendem und gestreuten Myon ergeben sich dann auch eindeutig die kinematischen Größen des "wahren" ausgetauschten virtuellen Photons.

Auf dieser Grundlage wird mit dem Lund MC-Programm ein hadronisches Ereignis erzeugt. Zunächst wird mit Hilfe einer Parametrisierung der Parton Verteilungsfunktionen [50] die Art des Ereignisses, d.h. See- oder Valenzquark-Streuung, bestimmt. Anschließend wird dieser Parton-Grundzustand fragmentiert (benutzt wurde hier die Lund-Programm-Version 4.1). Insgesamt wurden für die vorliegende Analyse etwa eine Million solcher Ereignisse generiert um die statistischen Fehler für die Korrektur im Vergleich zu den Fehlern der experimentellen Daten hinreichend klein zu halten.

### 5.1.2 Simulation des Apparatur

Von besonderer Bedeutung für die Analyse des hadronischen Endzustands, insbesondere für den Vergleich der mit dem Wasserstoff- und dem Deuterium-Target gewonnenen Ereignisse, ist zunächst die Simulation sekundärer Wechselwirkungen der Hadronen im Target. Anschließend werden die Teilchenbahnen der Hadronen unter Berücksichtigung der Ablenkung durch die Magnetfelder durch die Apparatur verfolgt.

Aus den hadronischen Ereignissen und weiteren, mit speziellen Triggern gewonnenen Ereignissen werden die Nachweiswahrscheinlichkeiten und der Untergrund in den einzelnen Detektoren bestimmt. Diese speziellen Trigger erlauben z.B. eine "Ausleuchtung" der Apparatur auch in Randbereichen, in denen in normalen hadronischen Ereignissen nur wenige Spuren beobachtet werden. Zusätzlich wird eine sorgfältige Eichung und Bestimmung des Untergrundlichts für die Cerenkovzähler durchgeführt (siehe Kapitel 5.3). Auf der Grundlage dieser Ergebnisse werden für alle Spuren Signale in den Detektoren sowie Untergrund-Signale bzw. Untergrundlicht in den einzelnen Spur-Detektoren und Flugzeit- und Cerenkovzählern generiert.

In der letzten Stufe durchlaufen diese Ereignisse schließlich dieselbe im folgenden beschriebene Analyseketten wie die experimentellen Daten. Aus dem Vergleich der MC-Ereignisse vor und nach der Detektor-Simulation ergeben sich dann die Akzeptanzen, Verschmierungen und durch Untergrundsignale in den Detektoren bedingten Effekte, die die einzelnen physikalischen Verteilungen beeinflussen.

### 5.2 Spur- und Ereignisrekonstruktion

Entsprechend dem Aufbau der Apparatur wird die Spur- und Ereignisrekonstruktion in einer Reihe von einzelnen Schritten durchgeführt. Nach der Rekonstruktion des einlaufenden Myons werden zunächst myonische Spuren in den Driftkammern W6/7, strahlabwärts vom Absorber, gesucht und anschließend durch den Absorber unter Berücksichtigung möglicher Vielfachstreuung zurückverfolgt zu den Kammern W4/5, P1, 2, 3 und W1, 2, 3. Ist die Suche erfolgreich, d.h. wird ein gestreutes Myon mit positiver Ladung gefunden, wird ein vorläufiger Vertex aus diesem und dem einlaufenden Myon gebildet.

Ausgehend von den Driftkammern W4/5 vor dem Absorber werden schnelle Hadronen ( $p > 6$  GeV) im Bereich der FSM-Akzeptanz rekonstruiert und in Richtung des Targets verfolgt. Soweit sie sich dem Streuvertex zuordnen lassen, werden dessen Parameter verbessert.

Die Vermessung der Streamerkammer-Aufnahmen geschieht teilweise von Hand, teilweise mit halbautomatischen Meßgeräten in verschiedenen an der EMC beteiligten Instituten. Sie ist detailliert z.B. in [51, 52] beschrieben. Aufgrund der Gedächtniszeit der Streamerkammer befinden sich auf jeder Aufnahme ca. zehn Strahl-Myonen. Spuren, die in diesem Bereich liegen, lassen sich deshalb nicht vermessen. Beim Vormessen der Bilder von Hand werden Spuren, die eine besonders hohe Schwärzung zeigen, markiert. Aus den in der Streamerkammer gemessenen Spuren werden zunächst unabhängig ein Streuvertex sowie weitere, sekundäre Vertices bestimmt.

In den Detektoren des Vertex-Spektrometers (PV1-3, POC, WV1-3, W1-2) werden Spurelemente bestimmt. Anschließend werden Spuren aus der Streamerkammer mit VS-Spurelementen und FS-Spuren verbunden und weitere FS-Spuren werden durch verbleibende Spurelemente aus den Vertex-Detektoren ergänzt. Die Parameter des Streuvertex werden unter Verwendung aller zu ihm gehörender Spuren neu bestimmt. Aus Paaren nicht zum Streuvertex gehörender Hadronen wird versucht, sekundäre Vertices zu rekonstruieren.

Für Spuren, die im Bereich der FSM-Akzeptanz liegen, wird so eine Impulsauflösung von

$$\frac{\sigma(p)}{p} \approx (20 + 1.1p) \cdot 10^{-4} \quad (p \text{ in GeV})$$

erreicht, und für Spuren, die nur in der Streamerkammer gemessen werden beträgt die Impulsauflösung

$$\frac{\sigma(p)}{p} \approx (10 + 9p) \cdot 10^{-3} \quad (p \text{ in GeV})$$

Zusätzliche Information aus den PV Kammern oder POC verbessert diese Auflösung kaum, da der Hebelarm nur unwesentlich verlängert wird. Dagegen kann durch zusätzliche Information aus den WV- oder W1,2 Kammern die Auflösung bis um einen Faktor 5 verbessert werden. Für den Streuvertex wird unter Berücksichtigung aller

hadronischer Spuren eine typische Genauigkeit in der Ortsmessung von

$$\sigma(x) \approx 7 \text{ mm (Strahlrichtung)}, \sigma(y) \approx 0.3 \text{ mm und } \sigma(z) \approx 0.5 \text{ mm}$$

erreicht ( $x$ ,  $y$  und  $z$  wie in Abb. 11 definiert).

Spuren, die nur in den Vertex-Detektoren rekonstruiert werden, die aber, da sie sich in der Strahl-Region befinden, nicht in der Streamerkammer zu messen sind, lassen sich nicht eindeutig einem Vertex zuordnen. Ihre Parameter werden unter der Annahme, daß sie vom Streuvertex stammen, bestimmt. Die Impulsauflösung beträgt für diese Spuren

$$\frac{\sigma(p)}{p} \approx (10 + 0.3p) \cdot 10^{-3} \quad (p \text{ in GeV})$$

Die für die physikalische Analyse benutzten Ereignisse und Spuren werden einer Reihe von technischen Selektionskriterien unterworfen. Für die Ereignisse wird verlangt, daß ein einlaufendes und ein gestreutes Myon rekonstruiert sind, daß die Trigger Bedingungen erfüllt und der Streuvertex innerhalb des Targets liegt. Ereignisse, bei denen strahlaufrwärts vom Streu-Vertex weitere Vertices rekonstruiert werden, werden verworfen.

Hadronische Spuren müssen eindeutig dem Streuvertex zugeordnet sein, oder - falls sie nicht direkt einem sekundären Vertex zugeordnet werden können - einen maximalen Abstand von 4 cm vom Streuvertex haben. Da Spuren mit einem Impuls von weniger als 600 MeV die Flugzeitähler praktisch nicht erreichen können, wird für die identifizierten Protonen ein entsprechender Impulsschnitt eingeführt.

### 5.3 Eichung der Cerenkovzähler

Eine Einführung in die Theorie des Cerenkov Effekts und seine Anwendungen in der Hoch Energie-Physik findet sich bei Litt und Meunier [53]. Cerenkov-Licht wird von einem geladenen Teilchen emittiert, das sich in einem durchsichtigen Medium mit einer Geschwindigkeit bewegt, die größer als die des Lichts in diesem Medium ist. Das

Licht wird unter einem Winkel (Cerenkov-Winkel) abgestrahlt, der durch

$$\cos \Theta = v_{\text{Licht}}/v_{\text{Teilchen}} = \frac{1}{\beta n}$$

gegeben ist ( $\beta = v_{\text{Teilchen}}/c$ ,  $n =$  Brechungsindex des Mediums). Cerenkov-Licht tritt also erst für  $\beta_0 > 1/n$  auf, woraus sich für ein Teilchen mit der Masse  $m$  der Schwellenimpuls (Cerenkov-Schwelle)  $p_0 \approx m/\sqrt{2(n^2-1)}$  ergibt.

Für einen gegebenen Cerenkovzähler mit einer Radiatorlänge  $L$  ergibt sich die mittlere Zahl  $N$  von an der Kathode eines Photomultipliers erzeugten Primärelektronen zu

$$N = N_0 L \sin^2 \Theta \quad (6)$$

pro Spur als Funktion des Cerenkov Winkels  $\Theta$ .  $N_0$ , in Photoelektronen pro Längeneinheit, ist eine für den Cerenkovzähler typische Größe, die üblicherweise als Kalibrierungswert bezeichnet wird. Sie beinhaltet alle optischen Eigenschaften des Zählers, wie die Effizienz und spektrale Empfindlichkeit der Photomultiplier oder die Reflektivität der Spiegel.

Für einen Schwellen-Cerenkovzähler ist zunächst natürlich die genaue Kenntnis der Lage der Schwellen für die einzelnen Teilchenmassen wichtig, sowie die Lichtausbeute von Teilchen mit einem Impuls oberhalb der Cerenkov-Schwelle und die Häufigkeit von nicht durch die gegebene Spur verursachten Signalen (Untergrundlicht). Da im NA9-Experiment auch die Information aus der Signalthöhe für die Teilchenidentifikation ausgewertet wird, ist es notwendig, das für ein bestimmtes Teilchen erwartete Signal genau vorhersagen zu können. Dies bedeutet, den Wert von  $N_0$  und die Impulslichen Verteilung des Untergrundlichts hinreichend exakt zu ermitteln.

Die Lage der Schwellen für die einzelnen Teilchenarten sieht man in den Schwellenkurven der einzelnen Zähler (Abb. 14), in denen der Anteil  $\epsilon$  von Spuren, die ein Signal in den Zählern erzeugt haben als Funktion des Laborimpulses aufgetragen ist. Am deutlichsten ausgeprägt sind die Pion-, Kaon- und Proton-Schwellen in der Schwellenkurve des C0 zu erkennen, da bei ihm die Zahl der pro Teilchen erzeugten Photoelektronen am größten ist. Das in den Zählern C0, C1 und C2 beobachtete Signal

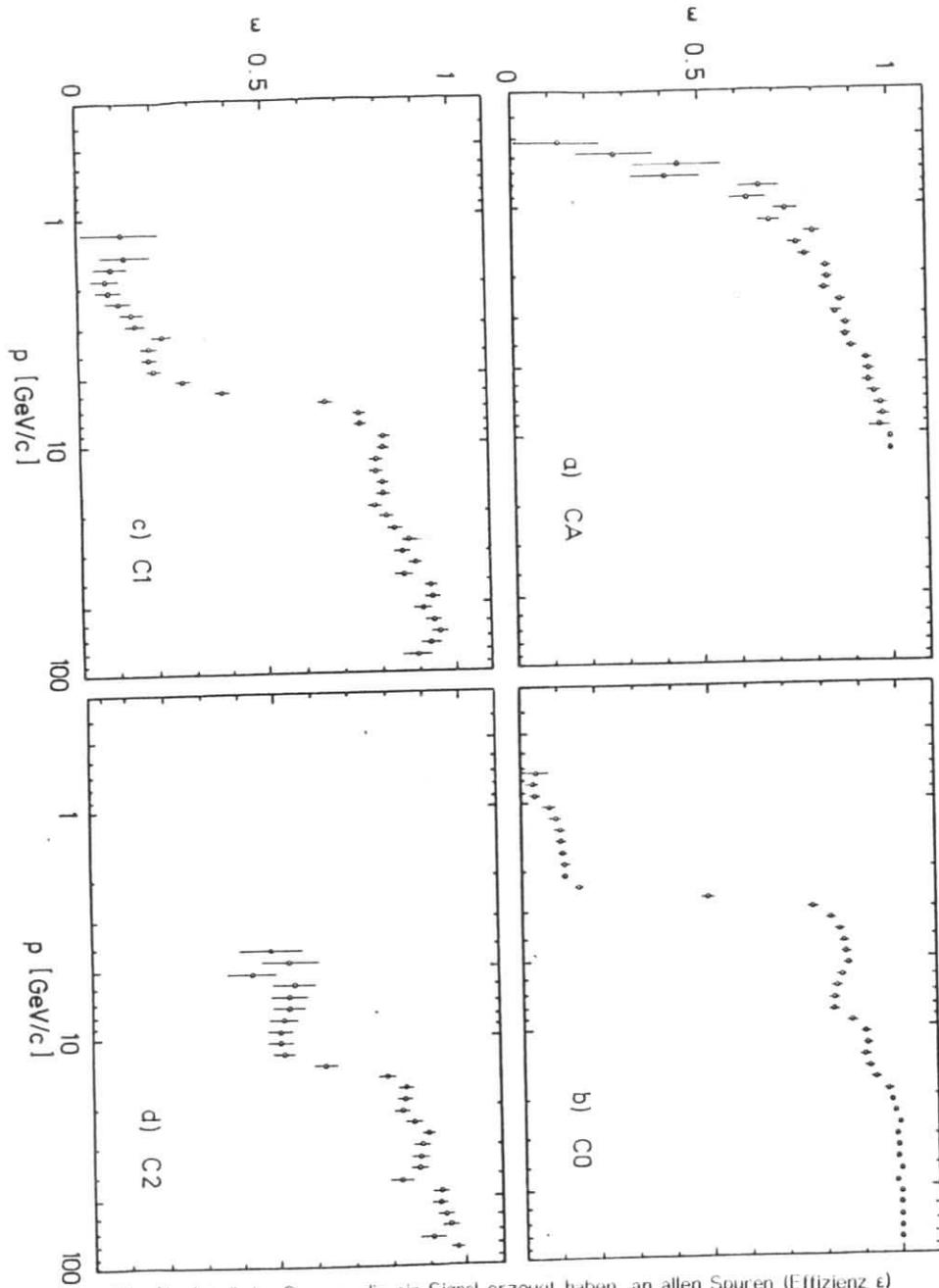


Abb. 14: Anteil der Spuren, die ein Signal erzeugt haben, an allen Spuren (Effizienz  $\epsilon$ ) als Funktion des Laborimpulses für die Cerenkovzähler  
 a) CA, b) C0, c) C1 und d) C2.

unterhalb der Pion-Schwellen ist auf Elektronen sowie auf Untergrundlicht zurückzuführen.

Für eine exaktere Bestimmung des Brechungsindex eignen sich allerdings die linearen Schwellenkurven besser, in denen man die mittlere Zahl von Photoelektronen pro Spur als Funktion des inversen Laborimpulses zum Quadrat ( $1/p^2$ ) aufträgt. Aus Gleichung (6) folgt für die von einem Teilchen mit einem Impuls oberhalb der Cerenkov-Schwelle erzeugte Zahl von Photoelektronen:

$$\begin{aligned}
 N &= N_0 L (1 - \cos^2 \theta) \\
 &= N_0 L \left(1 - \frac{1}{n^2} - \frac{m^2}{n^2 p^2}\right) \\
 &\approx N_0 L \left(2 \Delta n - \frac{m^2}{p^2}\right) \quad \text{mit } \Delta n = (n - 1) \ll 1
 \end{aligned} \tag{7}$$

Speziell im Impulsbereich zwischen der Pion- und der Kaon-Schwelle erzeugen nur Elektronen und Pionen Cerenkov-Licht, und für die mittlere Zahl  $\langle N \rangle$  von Photoelektronen pro Spur als Funktion des Impulses folgt aus (7):

$$\begin{aligned}
 \langle N \rangle &= r_\pi \langle N_\pi \rangle + r_e \langle N_e \rangle \quad (r_\pi + r_e = 1) \\
 &= N_0 L \left(2 \Delta n - r_\pi \frac{m_\pi^2}{p^2} - r_e \frac{m_e^2}{p^2}\right) \\
 &\approx N_0 L \left(2 \Delta n - r_\pi \frac{m_\pi^2}{p^2}\right) \quad \text{da } m_e^2 \ll m_\pi^2
 \end{aligned} \tag{8}$$

Hierbei sind  $r_e$  und  $r_\pi$  die relativen Anteile der Elektronen bzw. Pionen und  $\langle N_e \rangle$  bzw.  $\langle N_\pi \rangle$  die mittlere Photoelektronen-Zahl pro Elektron oder Pion.  $r_e$  und  $r_\pi$  lassen sich aus den Signalen oberhalb und unterhalb der Pion-Schwellen in den verschiedenen Zählern abschätzen, und man findet z.B. für den C0:  $r_\pi = 0.83 \pm 0.03$  [54]. Abb. 15 zeigt als Beispiel für die Genauigkeit der Eichung der Cerenkovzähler die lineare Schwellenkurve des C0 mit Neopentan- und Freon-Füllung für zwei Teil-Perioden der Datennahme. Der Anstieg der Kurven für  $1/p^2 > 0.13 \text{ GeV}^{-2}$  ist auf das Signal der Elektronen zurückzuführen, da hier die Pionen noch nicht zum Cerenkovlicht beitragen und deshalb Gleichung 8 nicht gilt. Der relativ geringe Unterschied im Brechungsindex zwischen Neopentan und Freon tritt bei dieser Methode deutlich hervor. Der Wert von  $N_0$  läßt sich

mit dieser Methode jedoch nur gemittelt über die einzelnen Zellen der Cerenkovzähler bestimmen.

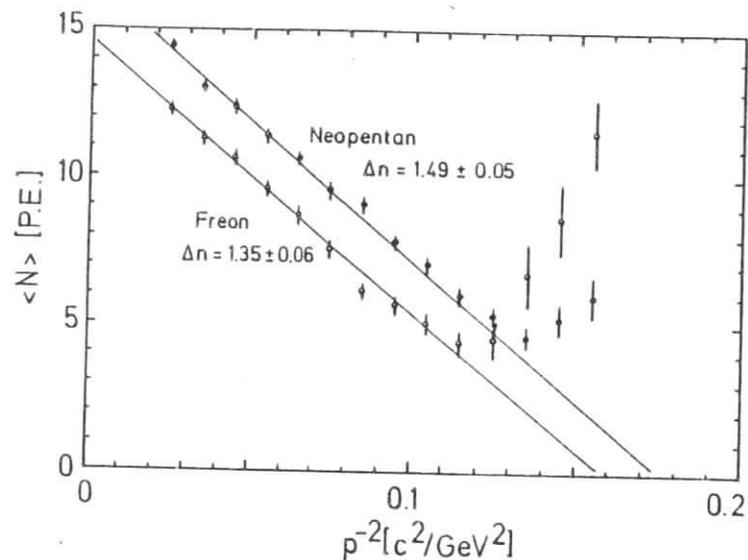


Abb. 15: Schwellenkurven des C0 in linearisierter Darstellung für verschiedene Radiator-Gase [54].

Die sich an den Eintrittstestern der Cerenkovzähler befindenden Leuchtdioden (LED) ermöglichen zwischen der Auslese einzelner Ereignisse eine ständige Überprüfung und Eichung der Verstärkung der Photomultiplier. Die Bestimmung des Kalibrierungswerts  $N_0$  für die einzelnen Zellen der Zähler geschieht mit Hilfe der Impulshöhen-Spektren von Myonen und schnellen Hadronen ( $\beta \rightarrow 1$ ). Dabei muß berücksichtigt werden, daß diese Spektren sich aus dem Cerenkov-Licht von Teilchen oberhalb der Cerenkov-Schwelle und aus Untergrundlicht zusammensetzen. Sie können durch eine Faltung aus der Untergrundlicht-Verteilung (siehe unten) und einer Poisson-Verteilung beschrieben werden. Aus ihnen läßt sich deshalb neben dem Kalibrierungswert  $N_0$  auch die aus den LED-Messungen bestimmte Verstärkung der Photomultiplier überprüfen.

Dazu werden Anpassungs-Rechnungen zur Beschreibung dieser Spektren durchgeführt, wobei neben  $N_0$  zusätzlich die Verstärkung, die ja die Beziehung zwischen der ADC-Kanal Nummer und der Zahl der an der Photokathode erzeugten Primärelektronen liefert, als freier Parameter eingesetzt wird [44]. Die aus den experimentellen Daten bestimmten Brechungsindizes und die für relativistische Spuren erwarteten mittleren Photoelektronen-Zahlen für die einzelnen Zähler sind in Tabelle 2 zusammengefaßt.

Das Auftreten von Untergrundlicht in den Cerenkov-Zählern führt zu einer Nicht-Erkennung von Protonen und damit zu einer geringeren Akzeptanz. Empirisch findet man, daß die Impulshöhen-Verteilung des Untergrundlichts in einer bestimmten Zelle eines Cerenkovzählers durch eine Exponentialfunktion von  $x =$  Zahl der Photoelektronen angenähert werden kann:

$$B(x) = P_B \alpha e^{-\alpha x}$$

wobei  $P_B$  die Wahrscheinlichkeit angibt, ein Signal oberhalb einer bestimmten Schwelle (in der Regel 0.2 - 0.4 P.E.) zu messen, das nicht auf das Cerenkov-Licht einer bestimmten Spur zurückgeführt werden kann. Werte von  $P_B$  und  $\alpha$  für die einzelnen Zähler finden sich in [44, 55, 56]. Im Cerenkovzähler C1 z.B. reicht  $P_B$  von ca. 15% in den äußeren Zellen bis etwa 13% in den direkt dem Strahlrohr benachbarten Zellen. Ursache dieses Untergrundlichts sind vor allem Szintillationslicht und das Licht von nicht rekonstruierten  $\delta$ -Elektronen. Darüberhinaus gibt es Beiträge von Elektronen aus nicht rekonstruierten Photon Konversionen und nicht oder falsch rekonstruierten Hadronen.

#### 5.4 Identifikation der Protonen

Die Identifikation der Protonen in der vorliegenden Arbeit beruht auf der Information der Flugzeit- und Cerenkovzähler. Innerhalb der Kollaboration wurden noch zwei zusätzliche Identifikationsmöglichkeiten untersucht. Die eine versucht, die Stärke der Ionisation in der Streamerkammer auszuwerten. Die andere Methode beruht auf der Dominanz der Protonen gegenüber Pionen und Kaonen im Bereich  $x_1 < 0$ . Beide Methoden sollen in diesem Kapitel der Vollständigkeit halber kurz besprochen werden.

#### 5.4.1 Identifikation mit den Flugzeit- und Cerenkovzählern

Für jede Spur in einem Cerenkovzähler wird für jeweils vier Massenhypothesen ( $e$ ,  $\pi$ ,  $K$  und  $p$ ) zunächst die konditionale Wahrscheinlichkeit berechnet, daß ein Teilchen mit dieser Masse gerade das beobachtete Signal in dem Zähler erzeugt. Die hierfür benutzten Formeln finden sich im Anhang A1. Myonen können im Bereich der Akzeptanz des FSM mit Hilfe des Absorbers identifiziert werden, im Bereich des Vertex-Spektrometers ist keine Trennung von Myonen und Pionen möglich.

Konditionale Wahrscheinlichkeiten lassen sich auch bei den Flugzeitzählern berechnen. Hierfür werden für die einzelnen Module zunächst die experimentellen Verteilungen der Flugzeiten aus den Daten bestimmt, die einer Normalverteilung folgen. Jeder Spur kann dann für jede Massenhypothese eine zu erwartende Flugzeit zugeordnet werden, und aus dem Vergleich mit der gemessenen Flugzeit werden dann die konditionalen Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Hypothesen bestimmt.

Für Spuren, für die eine Information aus mehreren Zählern vorliegt, kann die Wahrscheinlichkeit für die einzelnen Massenhypothesen durch Multiplikation der Werte aus den einzelnen Zählern bestimmt werden.

Die konkrete Entscheidung für eine bestimmte Massenhypothese wird dann aufgrund von Schnitten in den Wahrscheinlichkeiten gefällt. Zur Optimierung dieser Schnitte wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen umfangreiche Untersuchungen angestellt [44, 56]. Es zeigte sich jedoch, daß die Ergebnisse relativ stabil gegenüber den verschiedenen Optimierungen sind. In der vorliegenden Arbeit wird deshalb die in der Kollaboration als Standard akzeptierte und in Form einer Fortran-Routine verfügbare Identifikations-Methode verwendet. Zunächst werden die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Massenhypothesen auf ihre Summe normiert und Spuren mit einer hohen Elektron-Wahrscheinlichkeit ( $> 0.8$ ) ausgeschlossen. Die Wahrscheinlichkeiten für Pionen, Kaonen und Protonen bilden dann wieder einen vollständigen Hypothesensatz und werden auf ihre Summe normiert. Eine Spur wird dann als Proton erkannt, wenn ihre Pion-Wahrscheinlichkeit kleiner als 0.15 und ihre Proton-Wahrscheinlichkeit größer als 0.6 ist. Diese Schnitte sind bezüglich der Ausbeute und des Untergrundanteils optimiert und man findet einen Untergrundanteil von Pionen und Kaonen im Protonensignal von 20 - 30% [56].

Neben der Anwendung von Schnitten in den Wahrscheinlichkeiten wurde in der Kollaboration auch eine statistische Auswertung der Wahrscheinlichkeiten untersucht [57]. Die damit gewonnenen Ergebnisse, insbesondere die inklusiven Verteilungen für die einzelnen Teilchenarten, stimmen im wesentlichen mit den Ergebnissen der in dieser Arbeit verwendeten Methode überein. Für bestimmte Untersuchungen, z.B. die Analyse von Korrelationen, ist es jedoch wichtig, eine auf jede einzelne Spur bezogene Massenzuordnung zu kennen. Die statistische Methode wird deshalb in dieser Arbeit nicht verwendet.

#### 5.4.2 Identifikation in der Streamerkammer

Diese Methode, die von C. Hoppe für diese Streamerkammer untersucht wurde [51], versucht die Ionisationsinformation in der Streamerkammer zu nutzen. Die Zahl der Primärlonisationen hängt von  $\beta = v/c$  des Teilchens ab. Abb. 16 zeigt die zu erwartende Zahl der Primärlonisationen pro cm für Pionen, Kaonen und Protonen. Für Protonen mit einem Impuls von 500 MeV werden etwa zweimal so viele Primärlonisationen wie für Kaonen erwartet. In der Streamerkammer des NA9-Experiments ist jedoch die maximale Anzahl von Streamern, die sich pro Längeneinheit unabhängig voneinander entwickeln können, schon bei minimal ionisierenden Teilchen erreicht und deshalb eine genaue Messung der Primärlonisation nicht möglich.

Es wird dennoch versucht, aus der sichtbaren Dicke der Spur Rückschlüsse auf die Teilchenmasse zu ziehen. Beim Vormessen von Hand werden besonders dick erscheinende Spuren markiert. Diese Methode hat den Vorteil, daß sie unabhängig von den in den jeweiligen Instituten benutzten verschiedenen Meßmaschinen ist, hängt aber andererseits von der Sorgfalt und subjektiven Einschätzung der Meßpersonen ab. Praktisch werden nur Spuren mit einem Impuls von weniger als 600 MeV markiert. Es zeigt sich, daß die Schwärzung einer Spur auch von ihrem Dip-Winkel, d.h. dem Winkel relativ zur x-y-Ebene (vgl. Abb. 11), abhängt. Es können daher nur Spuren mit einem Dip-Winkel von weniger als 0.4 rad verwendet werden. Eine Abschätzung ergibt für diese Methode eine Akzeptanz für Protonen in der Größenordnung von 6%, wobei der Untergrundanteil bei den als Protonen selektierten Spuren bei 5 - 10% liegt.

Da die Zahl der markierten Spuren in Abhängigkeit von der Meßperson schwankt und keine Monte-Carlo-Simulation zur Akzeptanzkorrektur durchgeführt wurde, wird in der vorliegenden Arbeit auf die Verwendung dieser Methode verzichtet, zumal die Zahl der zusätzlich gewonnenen Protonen relativ gering ist.

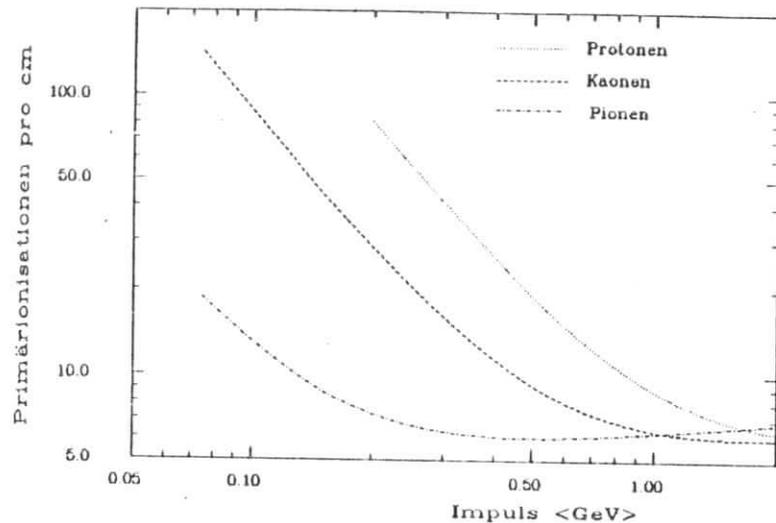


Abb. 16: Anzahl der Primärisationen pro cm in einer He-Ne-Mischung als Funktion des Teilchen-Impulses (aus [51]).

### 5.4.3 Proton-Auswahl durch Schnitte in $x_F$ -Feynman

Diese Methode nutzt die Tatsache aus, daß Protonen aufgrund ihrer höheren Masse anders in das CMS transformiert werden als Pionen und Kaonen. Transformiert man ein Pion mit einer Protonenmasse vom Laborsystem ins CMS, so erhält man einen zu niedrigen Wert für  $x_F$ , der häufig sogar unphysikalisch ist, d.h.  $x_F < -1$ . Monte-Carlo-Studien ergeben, daß die Menge der positiv geladenen Teilchen, deren mit der Pion-Masse berechneter  $x_F$ -Wert kleiner als  $-0.2$  und der mit der Protonen-Masse berechnete  $x_F$ -Wert größer als  $-0.9$  ist, zu 68% aus Protonen besteht [58]. Man kann also durch solche Schnitte Protonen "identifizieren", wobei 24% aller Protonen erfaßt werden.

Das Problem dieser Methode liegt jedoch in ihrer Modellabhängigkeit, denn die Akzeptanz und Qualität der als Protonen ausgewählten Spuren hängt nur von der  $x_F$ -Verteilung der Protonen relativ zu der Verteilung der Pionen und Kaonen ab. Für die Ermittlung von Ergebnissen über Protonen selber ist sie deshalb nicht geeignet.

## 5.5 Korrekturen

Apparative Effekte, wie z.B. Akzeptanzen, und physikalische Effekte, wie z.B. Photon-Bremsstrahlung des Myons, erfordern umfangreiche Korrekturen der experimentellen Verteilungen. Weiterhin werden die Ereignisse im Laborsystem gemessen, man ist aber an physikalischen Ergebnissen, die sich auf das CMS beziehen, interessiert. Von ihren Auswirkungen auf die experimentellen Verteilungen her lassen sich diese Effekte in drei Klassen zusammenfassen: Verluste, Verschmierungen in den gemessenen Variablen und Untergrund. Sie werden alle im MC-Programm simuliert und aus ihrer im folgenden beschriebenen Behandlung ergibt sich die auf die experimentellen Verteilungen angewendete Korrektur.

### 5.5.1 Verluste

Die Nachwahrscheinlichkeit der Apparatur für Teilchen wird als Akzeptanz bezeichnet. Diese Akzeptanz ist durch Spurverluste bestimmt, die auf eine Reihe verschiedener Effekte zurückzuführen sind.

Spurverluste treten zunächst bei der Rekonstruktion der Spuren und ihrer Vertex-Zuweisung auf. Diese Verluste sind bedingt durch den Aufbau der Spur-Detektoren, aber auch durch die verwendeten Rekonstruktions-Programme (Software-Effizienz). Für die Proton-Identifikation sind jedoch die Verluste aufgrund der geometrischen Anordnung der Flugzeit- und Cerenkovzähler und der Einschränkung der für die Identifikation zur Verfügung stehenden Impulsbereiche dominierend.

Weitere Verluste werden durch die begrenzte räumliche Auflösung der Detektoren (Breite der Szintillator-Streifen, Größe der Zellen der Cerenkovzähler) verursacht sowie durch falsche Zuordnung der Teilchen zu den Szintillator-Streifen bzw. Zellen.

Schließlich sind noch die durch Untergrundlicht in den Čerenkov-Zählern bzw. Ineffizienz der Flugzeitzähler bedingten Verluste zu erwähnen, die jedoch vergleichsweise gering sind.

Die durch diese Verluste bedingte Akzeptanz der Apparatur für Protonen als Funktion einer Variablen  $x$  läßt sich durch das Verhältnis der MC-Verteilungen nach der Detektor-Simulation,  $f_{\text{Det}}^{\text{MC}}(x)$  zu den MC-Verteilungen der generierten Ereignisse,  $f_{\text{gen}}^{\text{MC}}(x)$ , bestimmen:

$$A_{\text{MC}}(x) = \frac{f_{\text{Det}}^{\text{MC}}(x)}{f_{\text{gen}}^{\text{MC}}(x)} \quad (9)$$

wobei in  $f_{\text{Det}}^{\text{MC}}(x)$  kein Untergrund enthalten ist. Diese Bestimmung der Akzeptanz ist strenggenommen nur dann richtig, wenn Verschmierungen in der Variablen  $x$  vernachlässigbar sind [59]. Dies ist, wie weiter unten gezeigt wird, für die in dieser Arbeit untersuchten Verteilungen der Fall.

Die Akzeptanz der Apparatur läßt sich auch darstellen als Produkt der Akzeptanz für die Rekonstruktion hadronischer Spuren mal der Akzeptanz für die Identifikation von Teilchen:

$$A(x) = A_{\text{rek}}(x) \cdot A_{\text{id}}(x) \quad (10)$$

Interessant ist hier, daß sich der Anteil  $A_{\text{id}}$  auch direkt aus den experimentellen Daten bestimmen läßt, indem man die Zahl aller identifizierten Spuren (also Pionen, Kaonen und Protonen) mit der Zahl aller rekonstruierten Spuren vergleicht. Ein Vergleich der experimentellen Daten mit den Monte-Carlo-Ereignissen ergibt, daß die Akzeptanz der Teilchen-Identifikation im MC-Programm nicht vollständig richtig simuliert wurde [44]. Es wird daher ein Korrekturfaktor  $c(x)$  bestimmt:

$$c(x) = \frac{A_{\text{id}}^{\text{Dat}}(x)}{A_{\text{id}}^{\text{MC}}(x)} \quad (11)$$

und damit ergibt sich als korrekte Akzeptanz der Apparatur für Protonen und Antiprotonen

$$A(x) = A_{\text{MC}}(x) \cdot c(x) \quad (12)$$

Abb. 13 zeigt diese Akzeptanz für Protonen und Antiprotonen als Funktion des Laborimpulses (a) und von  $x_F$  (b). Die scharfen Grenzen der Akzeptanz im Laborimpuls werden durch die Transformation in eine CMS-Variablen wie  $x_F$  verschmiert, jedoch bleibt ein Bereich geringer Akzeptanz im zentralen Bereich von  $x_F$  bestehen.

Der systematische Fehler bei der Bestimmung der Akzeptanz läßt sich durch detaillierte Vergleiche von der Detektor-Simulation und experimentellen Daten abschätzen. Er ist als umso größer anzusetzen, je geringer die Akzeptanz ist und wird im weiteren mit  $\Delta A/A = 0.2(1-A)$  angenommen.

Während diese Akzeptanz im Falle semi-inklusive Verteilungen unabhängig von dem der MC-Simulation zugrunde liegenden physikalischen Modell ist, läßt sich die Akzeptanz für Teilchen-Paare nicht ohne weitere Annahmen über ihre Korrelation ermitteln. Diese Ergebnisse lassen sich daher nicht vollständig korrigieren und werden deshalb besonders, wie in Kapitel 6.2 beschrieben, behandelt.

### 5.5.2 Verschmierungen

Verschmierungen werden in den Ereignisvariablen ( $Q^2$ ,  $\nu$ ,  $x_{\text{BJ}}$  und  $W$ ) sowie in den Hadronvariablen ( $x_F$ ,  $y$ ,  $z$  und  $p_T$ ) beobachtet. Diese Effekte sind jedoch so gering, daß eine Entfaltung der experimentellen Verteilungen nicht notwendig ist.

Die Verschmierung in den gemessenen Ereignisvariablen wird hauptsächlich durch Photon-Bremstrahlung des einlaufenden oder gestreuten Myons verursacht, die Verschmierung durch den Fehler bei der Impuls- und Winkelbestimmung des Myons ist dagegen vernachlässigbar. Tabelle 3 zeigt die mit der MC-Simulation ermittelte Verschmierung in der Ereignisenergie  $W$ . Dabei ist der "gemessene" Wert von  $W$  gegen den "wahren" Wert aufgetragen. Man sieht, daß durch die Photon-Bremstrahlung viele Ereignisse mit kleinem  $W$  bei großem  $W$  gemessen werden, da die vom Bremsstrahlungs-Photon mitgenommene Energie nicht experimentell nachgewiesen werden kann. Die hierfür notwendigen Strahlungskorrekturen beruhen auf der QED und sind

von daher gut bekannt. Da die benutzten Formeln auch experimentell bestätigt wurden [60], kann man davon ausgehen, daß die aus der MC-Simulation bestimmte Korrektur hinreichend genau ist.

		W gemessen [GeV]									
		0	4	6	8	10	12	14	16	18	20
W generiert [GeV]	0	0.00	0.11	0.01	0.01	0.02	0.03	0.08	0.17	0.57	
	4		0.69	0.14	0.01	0.02	0.02	0.03	0.03	0.06	
	6			0.07	0.72	0.10	0.02	0.02	0.01	0.02	0.03
	8				0.04	0.84	0.06	0.02	0.02	0.02	0.02
	10					0.04	0.84	0.07	0.02	0.01	0.02
	12						0.02	0.89	0.06	0.02	0.01
	14							0.01	0.93	0.05	0.01
	16								0.01	0.94	0.05
	18										1.00
	20										

Tabelle 3

Versmierung der gemessenen Schwerpunktsenergie  $W$  durch QED-Strahlungseignisse (bestimmt aus der MC-Simulation). Angegeben ist das aus dem gestreuten Myon bestimmte  $W$  gegen das tatsächliche  $W$  des virtuellen Photons. Die Elemente der Matrix geben den Anteil der Ereignisse an, die in einem bestimmten  $W$ -Bereich erzeugt werden und in einem bestimmten  $W$ -Bereich experimentell beobachtet werden.

Die Versmierung in den Hadronvariablen ist im wesentlichen durch die Versmierung der Ereignisvariablen bedingt, während die Fehlmessung von Ort und Impuls nur zu kleineren Effekten führt. Aufgrund der Statistik der identifizierten Protonen und Antiprotonen sind die Verteilungen so grob unterteilt, daß diese Versmierungen praktisch keine Rolle spielen. Dies zeigt sich auch in Tabelle 4, in der die gemessenen Werte von  $x_F$  gegen die generierten Werte für identifizierte Protonen (aus der MC-Simulation) aufgetragen sind [61]. Da die Versmierungen im Vergleich zur Akzeptanz (also der Summe der Felder einer Zeile der Matrix) vergleichsweise gering sind, und das dem MC-Programm zugrunde liegende Modell die Verteilungen der experimentellen Daten in ihrer Form annähernd wiedergibt, wird auf eine Entfaltung der Verteilungen von Protonen und Antiprotonen in dieser Arbeit verzichtet. Die dadurch in Kauf genommenen systematischen Fehler sind gegenüber den weiter

unten diskutierten, durch andere Korrekturen verursachten, systematischen Fehlern vernachlässigbar.

		$x_F$ gemessen											
		-1	-0.8	-0.6	-0.4	-0.2	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1	
$x_F$ generiert	-1.0												
	-0.8	0.03											
	-0.6		0.06	0.01									
	-0.4			0.17									
	-0.2				0.01	0.27							
	0.0					0.01	0.14						
	0.2						0.01	0.28	0.01				
	0.4							0.02	0.29	0.01			
	0.6								0.01	0.04	0.24	0.02	0.01
	0.8										0.04	0.15	0.04
1.0													

Tabelle 4

Versmierung der Protonen in der Variablen  $x_F$  (bestimmt aus der MC-Simulation). Die Elemente der Matrix geben den Anteil derjenigen in einem bestimmten  $x_F$ -Bereich erzeugten Protonen wieder, die in einem bestimmten  $x_F$ -Bereich gemessen werden.

### 5.5.3 Untergrund

Der Untergrund im Proton- und Antiprotonsignal besteht neben einem geringen Anteil (< 5%) von Hadronen aus sekundären Wechselwirkungen hauptsächlich aus nichtidentifizierten Pionen und Kaonen. Da dieser Untergrund durch die Ineffizienz der Cerenkovzähler bzw. die Zeitauflösung der Flugzeitzähler und durch die relative Anzahl von Pionen und Kaonen zu der von Protonen bestimmt ist, kann er nur in geringem Maße und nur um den Preis einer Verringerung der Akzeptanz durch eine Veränderung der Schnitte in den Wahrscheinlichkeiten (siehe Kapitel 5.4.1) reduziert werden.

Abb. 17 zeigt den mit dem MC-Programm bestimmten Untergrundanteil im Proton- und Antiprotonsignal als Funktion des Laborimpulses und von  $x_F$ . Der Unterschied im Untergrundanteil zwischen Protonen und Antiprotonen bei kleinen Impulsen ist auf den relativ geringeren Anteil von Antiprotonen an allen negativen Hadronen

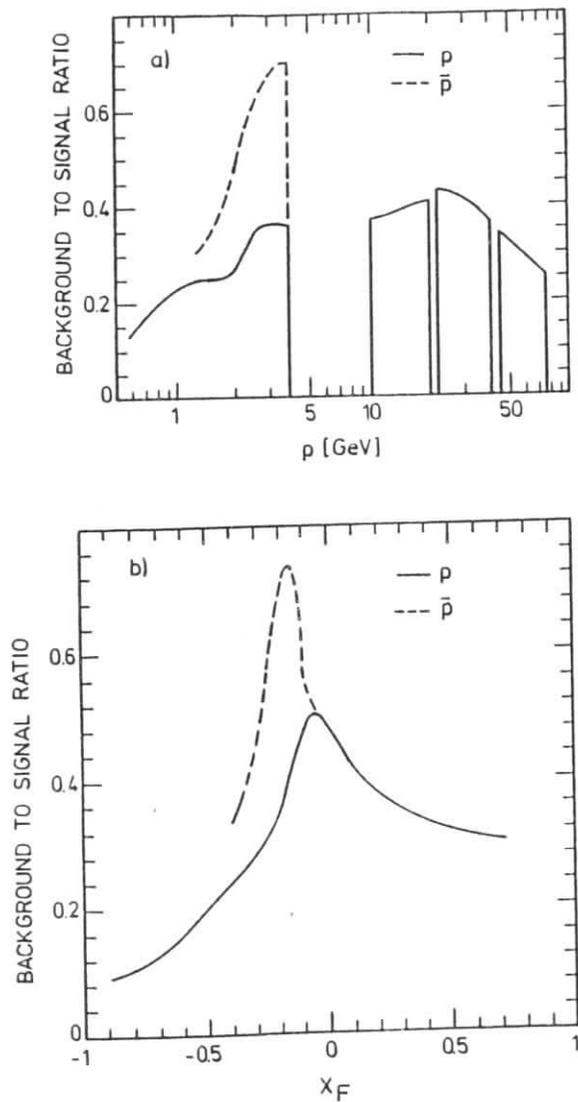


Abb. 17: Anteil des Untergrunds im Proton- und Antiprotonsignal als Funktion des Laborimpulses (a) und von  $x_F$  (b). Die Kurven wurden mit dem MC-Programm bestimmt.

zurückzuführen, dagegen finden sich hier viele aus den Target Fragmenten entstandene Protonen. Es ist zu beachten, daß aufgrund der Akzeptanz der Beitrag aus den Bereichen, in denen der Untergrundanteil relativ hoch ist, zum gesamten Proton- und Antiprotonsignal nur gering ist. Der totale für die experimentellen Daten bestimmte Untergrundanteil beträgt 23% (28%) für Protonen und 26% (29%) für Antiprotonen in den Wasserstoff- bzw. Deuterium-Ereignissen. Für die Korrektur einer Verteilung in einer bestimmten Variablen  $x$  wird mit Hilfe der MC-Simulation die Untergrundverteilung  $f_b(x)$  bestimmt (bezogen auf die gleiche Zahl der Ereignisse wie die experimentellen Daten) und von der Verteilung der gemessenen Daten abgezogen.

Hier ist darauf hinzuweisen, daß sich aus dieser Behandlung des Untergrunds im Proton- und Antiprotonsignal der korrekte statistische Fehler für die experimentellen Daten ergibt. Im Gegensatz dazu führt der einfache Einschluß des Untergrunds in die Akzeptanzkorrektur nach Gleichung 9, wie z.B. in den Ref. [62, 56], zu einer deutlichen Unterschätzung der statistischen Fehler und darüberhinaus zu einer Verschiebung der Ergebnisse in Richtung auf das für die Bestimmung der Korrekturen verwendete MC Modell insbesondere in den Bereichen, in denen der Untergrundanteil hoch ist.

Der Untergrund im Proton- und Antiprotonsignal wird mit Hilfe der MC-Detektor-Simulation bestimmt, wobei der bestimmende Faktor die Raten von Pionen und Kaonen sind. Diese Verteilungen sind im allgemeinen gut durch das Lund Modell beschrieben (siehe z.B. [62, 63]). Der sich hieraus und aus dem Verhalten der Zähler für die Unsicherheit in der Untergrundbestimmung ergebende systematische Fehler wird zu  $\Delta f_b / f_b = 0.3$  abgeschätzt.

#### 5.5.4 Die Korrektur der Ergebnisse

Eine auf eine Zahl von Ereignissen normierte Verteilung von Protonen oder Antiprotonen in einer Variablen  $x$  wird entsprechend der Formel

$$f_c(x) = \frac{f_m(x) - f_b(x)}{A(x)} \quad (13)$$

korrigiert. Dabei bezeichnet A die Akzeptanz nach Gleichung 12 (siehe Kap. 5.5.1),  $f_b$  die Verteilung des Untergrunds in x (siehe Kap. 5.5.3),  $f_m$  die in den experimentellen Daten gemessene Verteilung und  $f_c$  die korrigierten Daten.  $f_c$  beschreibt also physikalische Ergebnisse, die keine apparativen Effekte mehr enthalten, und ist direkt mit den Vorhersagen von Fragmentationsmodellen vergleichbar.

Bei der Bestimmung der mittleren Transversalimpulse  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  der Protonen (Kapitel 6.1.2) ist man neben dem Untergrundanteil noch von dessen Verteilung im Transversalimpuls abhängig, da sich die beobachteten mittleren Transversalimpulse aus denen der Protonen und des Untergrunds zusammensetzen:

$$\langle p_{\perp}^2 \rangle = (1 - f_b) \langle p_{\perp}^2 \rangle_p + f_b \langle p_{\perp}^2 \rangle_b \quad (14)$$

Hierbei bezeichnet  $f_b$  den Anteil des Untergrunds im Protonensignal und  $\langle p_{\perp}^2 \rangle_p$  bzw.  $\langle p_{\perp}^2 \rangle_b$  den mittleren Transversalimpuls der Protonen bzw. des Untergrunds. Die Transversalimpulsverteilung des Untergrunds im Protonensignal, der ja im wesentlichen aus Pionen und Kaonen besteht, läßt sich jedoch aus den experimentellen Daten bestimmen, wenn man annimmt, daß sie mit der Verteilung der Pionen und Kaonen identisch ist. Für die Korrektur dieser Ergebnisse wird nur der absolute Untergrundanteil aus den MC-Ereignissen ermittelt, während der mittlere Transversalimpuls des Untergrunds aus dem Pion- und Kaon-Signal der experimentellen Daten bestimmt wird.

Der systematische Fehler für die Korrekturen der semi-inklusive Verteilungen ergibt sich unter der Annahme, daß die systematischen Fehler für den Untergrund und die Akzeptanz voneinander unabhängig sind, aus der Fehlerfortpflanzung zu

$$\frac{\Delta f_c}{f_c} = \sqrt{(0.2(1-A))^2 + \left(\frac{0.3f_b}{f_m - f_b}\right)^2} \quad (15)$$

Dieser Fehler gilt jedoch nicht unabhängig Punkt-für-Punkt in einer bestimmten Verteilung, z.B. in  $x_F$ , sondern für einen jeweils von einem Zähler abgedeckten Bereich. Er reicht von 15% für in den Flugzeitzählern identifizierte Protonen bis zu 25% für im Cerenkovzähler CA identifizierte Protonen.

## 5.6 Kinematische Schnitte und verwendete Daten

Um die Ergebnisse auf die Bereiche zu beschränken, in denen die Strahlungskorrekturen gering sind und die Akzeptanz der Apparatur gut bestimmt ist, werden folgende Schnitte auf die Ereignisvariablen gemacht:

$$\begin{aligned} Q^2 &> 4 \text{ GeV}^2 \\ 20 \text{ GeV} &< \nu < 260 \text{ GeV} \\ 16 \text{ GeV}^2 &< W^2 < 400 \text{ GeV}^2 \\ \nu/E_{\mu} &< 0.9 \\ E_{\mu} &> 20 \text{ GeV} \\ \theta_{\mu} &> 0.5^\circ \end{aligned}$$

Aufgrund technischer Probleme im für die Detektor-Simulation benutzten MC-Programm können nur Ereignisse mit  $x_{BJ} > 0.02$  verwendet werden. Für die Analyse der Proton-Korrelationen wird ein etwas höherer Schnitt von  $W^2 < 460 \text{ GeV}^2$  gewählt, um die Anzahl der identifizierten Paare zu erhöhen.

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten stammen aus sämtlichen Meßperioden der Jahre 1981/82 (Wasserstoff-Target), ausgenommen die Periode vom 22.8.81 bis 2.9.81 (Periode P6C81), sowie des Jahres 1983 (Deuterium-Target) und bilden praktisch die im gesamten NA9-Experiment gewonnene Datenmenge. Dabei entfallen nach allen technischen und kinematischen Schnitten 25047 Ereignisse auf das Wasserstoff- und 20788 auf das Deuterium-Target mit dem normalen und 26413 bzw. 22043 Ereignisse mit dem größeren Bereich in  $W^2$ .

## 6. Darstellung und Diskussion der Ergebnisse

Die Akzeptanz der NA9-Apparatur erlaubt den Nachweis von Protonen- und Antiprotonen über einen weiten Bereich in  $x_F$  ( $-0.9 < x_F < 0.7$ ). In diesem Kapitel werden die normierten Verteilungen in  $x_F$  und in der Rapidität und die Abhängigkeit der mittleren Transversalimpulse von  $x_F$  untersucht. Die Streuung an einem Wasserstoff-Target wird mit der an einem Deuterium-Target verglichen. Den Ergebnissen werden die Vorhersagen des Lund-Modells (Version 6.2) gegenübergestellt.

Die hohe Zahl der aufgezeichneten Streueignisse erlaubt darüberhinaus eine ausführliche Untersuchung der Korrelationen in der Proton-Antiproton-Paarerzeugung. Die Korrelationen werden mit den Vorhersagen des Lund-Modells in der Version 6.2 einerseits und den physikalisch gleichwertigen Versionen 4.1 bzw. 4.3 andererseits verglichen.

Die wesentlichen Resultate dieser Arbeit sollen veröffentlicht werden und liegen als CERN-Preprint vor [64]. Ergebnisse des NA9-Experiments zur Erzeugung von identifizierten Protonen, die auf einem Teil der verfügbaren Daten mit dem Wasserstoff-Target beruhen, wurden bereits veröffentlicht [62].

	Ereignisse	p		$\bar{p}$	
		Identifiziert	Untergrund	Identifiziert	Untergrund
H <sub>2</sub>	25 047	3 421	800 ± 14	981	260 ± 8
D <sub>2</sub>	20 788	2 497	710 ± 15	829	239 ± 9

Tabelle 5

Zahlen der Ereignisse vom H<sub>2</sub>- und D<sub>2</sub>-Target und Zahlen der in den Daten identifizierten Protonen und Antiprotonen sowie der darin enthaltenen falsch identifizierten Spuren (bestimmt aus der MC-Simulation). Für den Untergrund sind nur die sich aus der begrenzten Zahl der MC-Ereignisse ergebenden statistischen Fehler angegeben. Der systematische Fehler des Untergrunds beträgt ±30% (vgl. Kapitel 5.5.3).

## 6.1 Semi-inklusive Proton- und Antiprotonerzeugung

In diesem Kapitel wird die Reaktion  $\mu + N \rightarrow \mu + p/p + X$  untersucht. Tabelle 5 zeigt die Zahlen der identifizierten Protonen und Antiprotonen getrennt für die Wasserstoff- und die Deuterium-Ereignisse. Zusätzlich sind die Zahlen der darin enthaltenen fehlidentifizierten Hadronen (hauptsächlich Pionen und Kaonen) angegeben, die mit Hilfe der MC-Simulation bestimmt wurde.

### 6.1.1 $x_F$ - und Rapiditäts-Verteilungen

Die normalisierten  $x_F$ -Verteilungen für Protonen und Antiprotonen werden zusammen mit der Vorhersage des Lund-Modells (Version 6.2) in Abb. 18 gezeigt. Die Verteilung der Protonen zeigt die typische Dominanz der Target-Fragmente in der Rückwärts-Hemisphäre ( $x_F < 0$ ), aber man findet auch eine beachtliche Zahl von Protonen in der Vorwärts-Hemisphäre. Die Verteilungen der Antiprotonen sind dagegen eher symmetrisch in  $x_F$ .

Der Wert der Proton-Verteilungen bei  $x_F = -0.1$  ist auffallend niedrig im Verhältnis zu den benachbarten Punkten. Da der Beitrag zur Proton-Erzeugung aus zwei verschiedenen Quellen, nämlich aus der Fragmentation der Target-Reste und aus der des gestreuten Partons stammt, ist eine entsprechende Struktur in der  $x_F$ -Verteilung nicht von vornherein auszuschließen. Andererseits werden die Protonen bei  $x_F = -0.1$  praktisch nur im Cerenkovzähler CA identifiziert, während die benachbarten Punkte von den Flugzeitählern bzw. dem CO erfaßt werden, so daß der systematische Fehler für diesen Punkt gegenüber den umliegenden Punkten relativ groß ist ( $\approx 30\%$ ).

Der Vergleich der Daten aus der Streuung am Wasserstoff-Target mit dem Deuterium-Target ergibt keinen signifikanten Unterschied. Die Zahl der erzeugten Antiprotonen für  $x_F > 0.2$  liegt beim D<sub>2</sub>-Target systematisch über dem H<sub>2</sub>-Target, ist aber unter Berücksichtigung der statistischen und systematischen Fehler noch miteinander verträglich. Dies erlaubt die Kombination der Daten von beiden Targets, um statistisch signifikantere Aussagen zu erhalten.

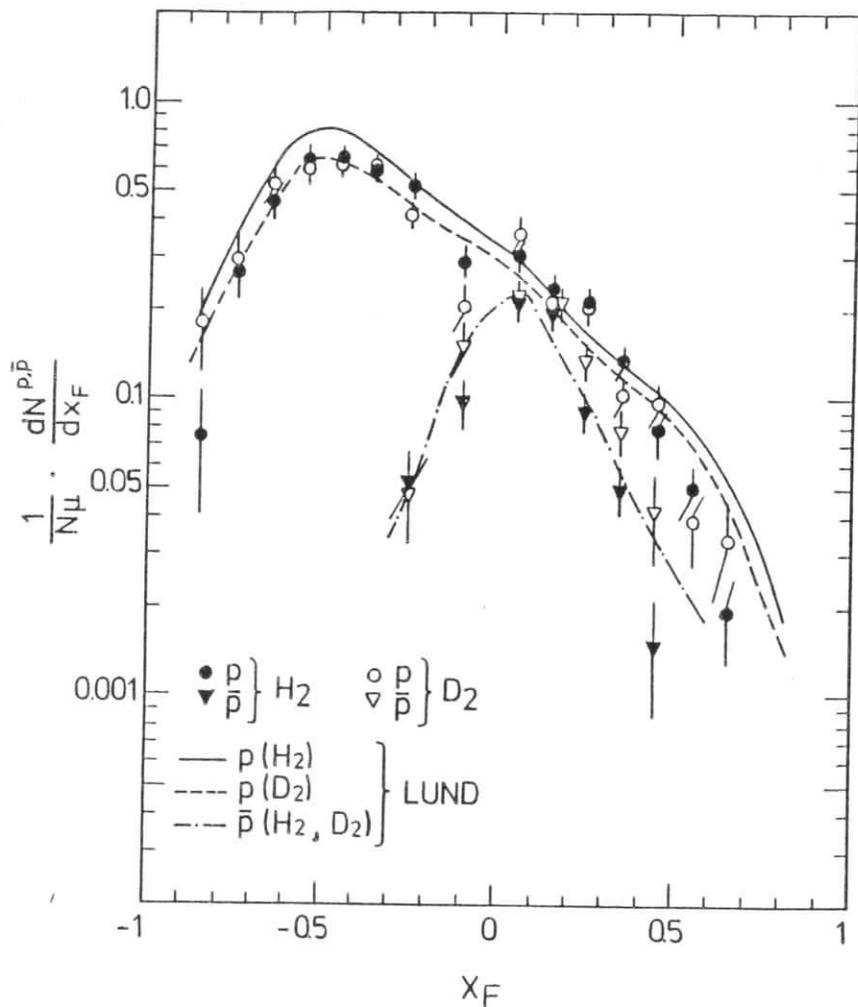


Abb. 18: Auf die Zahl der gestreuten Myonen normierte  $x_F$ -Verteilung für Protonen und Antiprotonen, getrennt für Ereignisse vom Wasserstoff- und vom Deuterium-Target. Die Kurven sind die Vorhersagen des Lund-Modells. Angegeben sind nur die statistischen, nicht jedoch die systematischen Fehler.

Das Lund-Modell beschreibt innerhalb der statistischen und systematischen Fehler die Verteilungen der Daten qualitativ gut. Es überschätzt allerdings leicht die Proton- Erzeugung aus Target-Fragmenten vom Wasserstoff-Target und sagt eine etwas härtere Verteilung der Protonen in der Vorwärts-Hemisphäre voraus.

Ein Vergleich der  $x_F$ -Verteilungen mit der Version 4.1 des Lund-Modells findet sich in [44]. In dieser Programm-Version werden deutlich zu wenig Protonen und Antiprotonen erzeugt, was auf den niedrigen Wert der Diquark-Erzeugungsrate  $P_{qq}/P_q = 0.065$  (vgl. Tabelle I) zurückzuführen ist.

Abb. 19 zeigt die Rapiditäts-Verteilung der Netto-Proton-Zahl  $(dN_p - dN_{\bar{p}})/dy$  für vier Bereiche von  $x_{Bj}$ . Man erwartet die Strom-Fragmente, die das gestreute Parton enthalten, bei den höchsten Werten von  $y$  und die direkten Fragmente des Target-Rests bei den niedrigsten Werten von  $y$  zu finden. Die Unterteilung in  $x_{Bj}$  ermöglicht dabei die Untersuchung der Abhängigkeit vom gestreuten Parton. Bei großem  $x_{Bj}$  ( $> 0.2$ ) finden 90% der Streu-Ereignisse an einem Valenz-Quark statt, während bei kleinem  $x_{Bj}$  die Streuung hauptsächlich an See-Quarks, also gleich häufig an Quarks und an Antiquarks, stattfindet. Das Integral über die in Abb. 19 gezeigten Verteilungen (gemittelt über alle  $x_{Bj}$ ), also  $\langle N_p - N_{\bar{p}} \rangle$ , ist  $0.395 \pm 0.014$  (stat.)  $\pm 0.071$  (syst.) und zeigt keine signifikante  $x_{Bj}$ -Abhängigkeit.

Um den statistischen Fehler, insbesondere im Bereich von  $y > 0$ , zu reduzieren, werden die Daten vom Wasserstoff- und Deuterium-Target kombiniert. Dies ist durch die Übereinstimmung der Daten von beiden Targets innerhalb der statistischen und systematischen Fehler gerechtfertigt. Die Vorhersagen des Lund-Modells, die für die Vorwärts-Hemisphäre praktisch identisch sind, werden für beide Targets getrennt gezeigt.

Eine große Anhäufung von Protonen wird in allen  $x_{Bj}$ -Bereichen in der Rückwärts-Hemisphäre beobachtet. Sie rührt aus der Proton-Erzeugung aus den Target-Resten her. Die Größe dieser Anhäufung ist praktisch unabhängig von  $x_{Bj}$ , während ihre Position mit wachsendem  $x_{Bj}$  zu größeren Werten von  $y$  wandert. Dies kann durch den aufgrund der Schwerpunktsenergie beschränkten maximalen Bereich der Rapidität verstanden werden, da hohe Werte von  $x_{Bj}$  experimentell stark mit niedrigen Werten von  $W$  korreliert sind, wie auch in Abb. 19 angegeben.

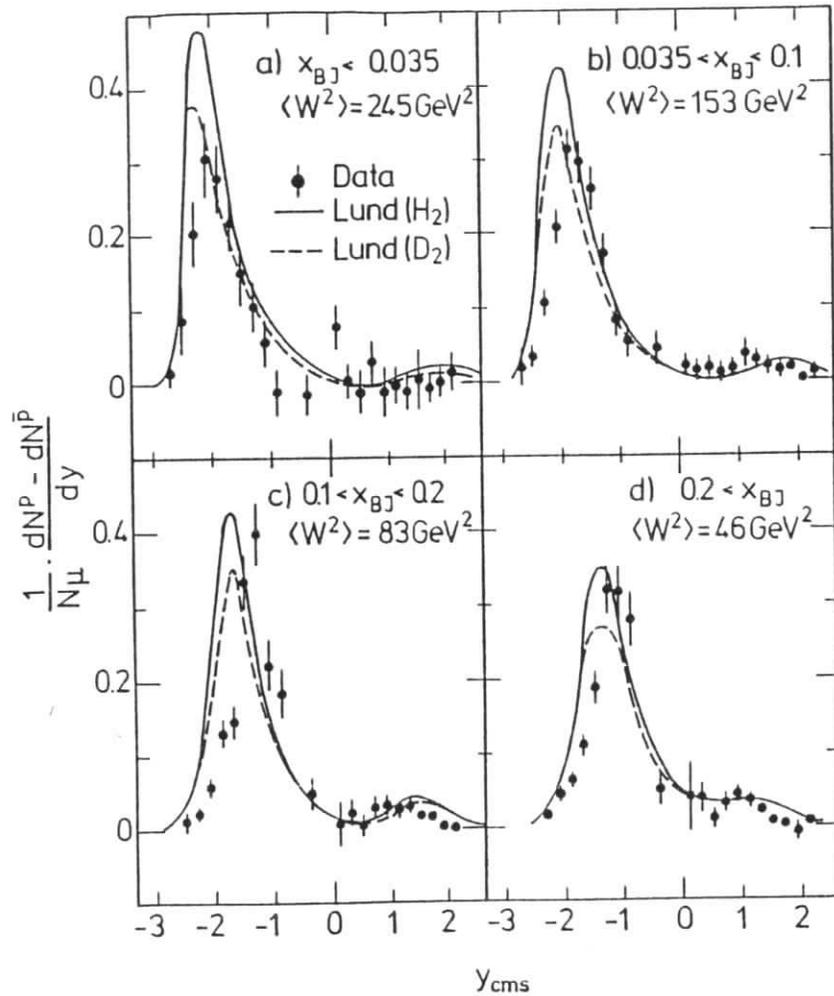


Abb. 19: Rapiditäts-Verteilung der Netto-Proton-Zahl  $N_p - N_{\bar{p}}$  für vier verschiedene Bereiche von  $x_{Bj}$ . Die Daten vom Wasserstoff- und vom Deuterium-Target sind kombiniert. Die Kurven sind die Vorhersagen des Lund-Modells für ein Wasserstoff- und ein Deuterium-Target.

Zusätzlich beobachtet man eine Anhäufung von Protonen um  $y \approx 1$  für größere  $x_{Bj}$  ( $x_{Bj} > 0.035$ ). Da die Streuung in diesem Bereich hauptsächlich an einem Valenz-Quark stattfindet, besitzt ein Baryon eine höhere Wahrscheinlichkeit, das gestreute Quark zu enthalten, als ein Antibaryon. Die Baryonenzahl des "führenden" Baryons wird durch ein bei niedrigerer Rapidität produziertes Antibaryon kompensiert. Bei kleinen  $x_{Bj}$  ist dieser Effekt kaum beobachtbar, da hier die Streuung hauptsächlich an See-Quarks stattfindet und man deshalb genauso häufig ein "führendes" Antiproton wie ein "führendes" Proton findet.

Ein Überschuß von Protonen in der Vorwärts-Hemisphäre wird auch in Diquark-Streuung-Modellen wie dem von Fredriksson [39] vorhergesagt. In diesem Modell erwartet man in den Ereignissen, in denen ein Proton in der Vorwärts-Hemisphäre beobachtet wird, im Mittel weniger Protonen in der Rückwärts-Hemisphäre zu finden, als in durchschnittlichen Ereignissen. Um diese Voraussage zu überprüfen, wurde das Verhältnis

$$F = \frac{\langle n_{y < -1}^P \rangle_A}{\langle n_{y < -1}^P \rangle_B}$$

der mittleren Multiplizitäten von Protonen mit einer Rapidität  $y < -1$  in zwei Ereignis-Klassen berechnet. Hierbei bezeichnet der Index "A" alle Ereignisse, in denen ein Proton mit einer Rapidität von  $y > 0.5$  identifiziert wird und der Index "B" die Gesamtmenge aller akzeptierten Ereignisse (einschließlich der Menge A). Das Verhältnis  $F$  ist praktisch unabhängig von der Gesamt-Akzeptanz der Apparatur für Protonen. Der zentrale  $y$ -Bereich wird hierbei ausgeschlossen, um eine eindeutige Trennung zwischen Vorwärts- und Rückwärts-Hemisphäre zu erhalten. Für die experimentellen Daten ist  $F = 0.82 \pm 0.11$  ( $0.88 \pm 0.16$ ) für das  $H_2$  ( $D_2$ )-Target. Die geringe Abweichung von 1 kann durch eine Reduktion von zusätzlicher Baryon-Antibaryon-Paarzeugung verstanden werden, wenn ein größerer Energieanteil bereits für die Erzeugung eines Baryon-Antibaryon-Paares in der Vorwärts-Hemisphäre verbraucht wurde. Dies wird auch im Lund-Modell, das keine Diquark-Streuung enthält, mit  $F = 0.95 \pm 0.02$  ( $0.87 \pm 0.05$ ) gut beschrieben. Die einfachste Version dieses von Fredriksson vorgeschlagenen Diquark-Modells kann somit ausgeschlossen werden.

Das Lund-Modell beschreibt die experimentellen Daten in der Vorwärts-Hemisphäre qualitativ gut, sagt aber die Lage des Proton-Überschusses bei etwas höheren Werten von  $y$  voraus. Der bereits weiter oben festgestellte Unterschied in der Zahl der Pro-

tonen (insbesondere vom H<sub>2</sub>-Target) im Bereich der Target-Fragmentation stammt vor allem aus den beiden unteren x<sub>Bj</sub>-Bereichen. Zusätzlich ist im gesamten x<sub>Bj</sub>-Bereich die Position der Anhäufung der Protonen im Modell um ungefähr eine dritte Einheit zu niedrigeren Rapiditäts-Werten gegenüber den Daten verschoben.

Die gute Orts- und Impulsaufösung der NA9-Apparatur ermöglicht auch die Rekonstruktion der Zerfalls-Vertices von Lambdas und Antilambdas. Abb. 20 zeigt die Rapiditätsverteilungen von Lambdas und Antilambdas, kombiniert für die Daten von beiden Targets. Sie zeigen in ihrer Form ein ähnliches Verhalten wie die Verteilungen der Protonen und Antiprotonen. Es fällt auf, daß das Lund-Modell (hier in der Version 4.3) eine deutlich zu hohe Zahl von Lambdas für y < 0 voraussagt. Zusammen mit dem ähnlichen Ergebnis für die Proton-Erzeugung vom H<sub>2</sub>-Target (vgl. Abb. 18) ergibt sich der Schluß, daß die Zahl der aus den Target-Fragmenten entstehenden Neutronen, die ja nicht nachgewiesen werden, im Vergleich zu Protonen und Lambdas in den experimentellen Daten größer ist, als dies im Lund-Modell angenommen wird.

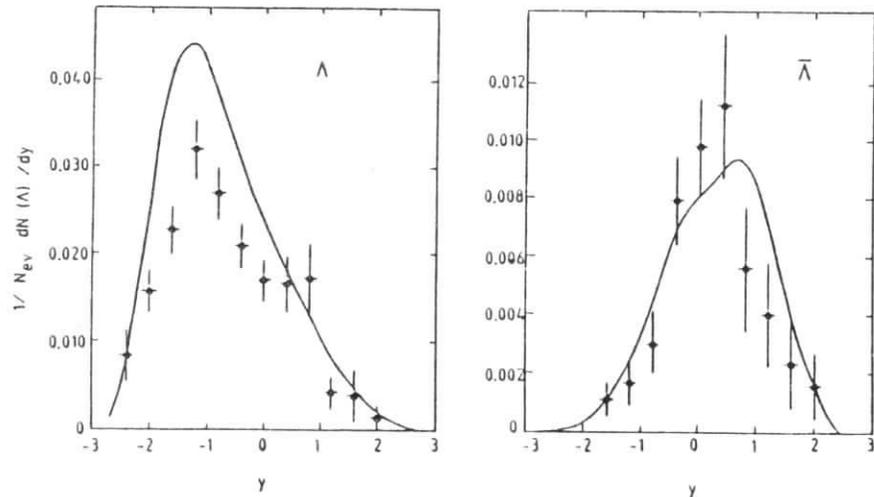


Abb. 20: Rapiditätsverteilung von Lambdas und Antilambdas. Die Kurven geben die Vorhersage des Lund-Modells (Version 4.3) wieder (aus [63]).

### 6.1.2 Untersuchung der Fragmentationsfunktion

Wie bereits im Kapitel 3.2.1 besprochen, unterscheiden sich die Versionen 4.1 und 6.2 des Lund-Modells auch in den Fragmentationsfunktionen  $D_i^h(z)$ . In der Version 6.2 enthält die Fragmentationsfunktion auch die Masse der Hadronen als Parameter (vgl. Tabelle 1). Insbesondere für das Verhältnis  $r(z)$  der Fragmentationsfunktionen in Protonen zu der in Pionen erwartet man unter Vernachlässigung der Unterschiede in den Transversalimpuls-Verteilungen beider Teilchenarten:

$$r(z) = \frac{D_1^p(z)}{D_1^\pi(z)} \approx \exp\left(\frac{b(m_\pi^2 - m_p^2)}{z}\right) \quad (16)$$

mit  $b = 0.7 \text{ GeV}^{-2}$ .

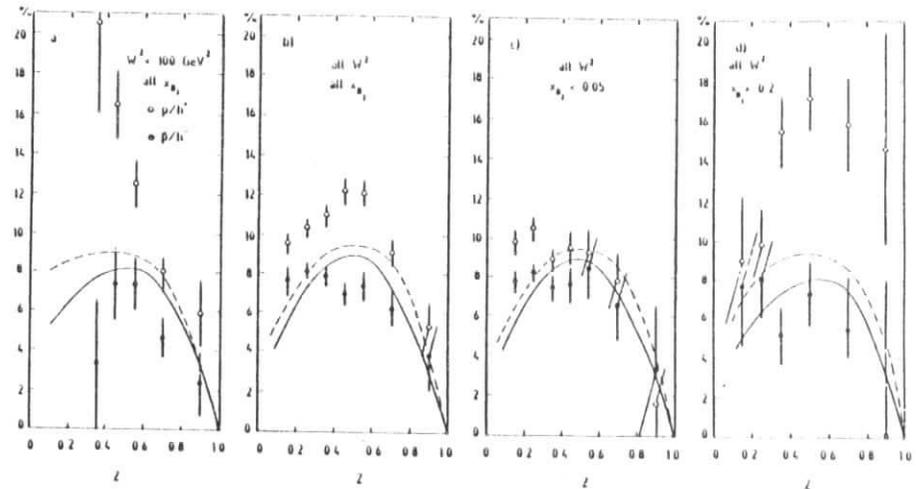


Abb. 21: Anteil von Protonen und Antiprotonen an allen positiv bzw. negativ geladenen Hadronen als Funktion von  $z$  für verschiedene kinematische Bereiche. Die Daten stammen vom NA2-Experiment und die Kurven sind die Vorhersagen des Lund-Modells (Version 4.1) für Protonen (gestrichelt) und Antiprotonen (durchgezogen) (aus [67]).

Um dieses Verhalten zu testen, bietet sich ein Vergleich der Voraussagen beider Versionen mit Daten des NA2-Experiments an. Hierbei wurden, unter Verwendung des auch im NA9-Experiment benutzten Cerenkovzählers C2, der, abhängig von der Myon-Energie zwischen 120 und 280 GeV, mit Neon oder Stickstoff gefüllt war, Messungen mit sehr hoher Statistik durchgeführt. Diese Messungen von Protonen und Antiprotonen ergänzen die Ergebnisse des NA9-Experiments im Bereich hoher  $z$ -Werte, die dem NA9-Experiment nur mit geringer Statistik zugänglich sind. Die ausführlichen Ergebnisse des NA2-Experiments zur Proton- und Antiprotonerzeugung finden sich in den Ref. [65, 66, 67].

Abb. 21 zeigt den Anteil von Protonen und Antiprotonen an allen positiv bzw. negativ geladenen Hadronen als Funktion von  $z$  für verschiedene Bereiche von  $W$  und  $x_{Bj}$ . Eingezeichnet sind auch die Vorhersagen des Lund-Modells (Version 4.1). Der Anteil der Protonen bei mittleren Werten von  $z$  ist in den experimentellen Daten deutlich größer als im Modell (Abb. 21b) und wird hauptsächlich von Ereignissen mit hohem  $x_{Bj}$  verursacht (Abb. 21d).

Dieser Hinweis auf einen höheren Proton-Anteil und eine relative Unterdrückung des Antiproton-Anteils bei Ereignissen mit hohem  $x_{Bj}$ , also in Quark-Jets, war u.a. Grund für die Einführung des Casner-Mechanismus zur Baryon-Erzeugung im Lund-Modell [42]. Die in Abb. 22d gezeigten Kurven geben die Vorhersage der Version 4.1 wieder, die entsprechend dem Casner-Mechanismus modifiziert wurde.

Um die in der Version 6.2 des Lund-Modells verwendete Fragmentationsfunktion zu überprüfen, habe ich die Modell-Rechnungen, wie sie in Ref. [66] beschrieben werden, mit dieser Version wiederholt. Die Ergebnisse sind in Abb. 22 dargestellt. Insbesondere bei kleinen  $x_{Bj}$  (Abb. 22c) findet man das aus Gleichung (16) für das Verhältnis der Proton- zu den Pion-Verteilungen erwartete Verhalten in  $z$  qualitativ wieder. Das Modell steht hiermit allerdings, wie der Vergleich mit Abb. 21 zeigt, in deutlichem Widerspruch zu den experimentellen Daten. Die Abhängigkeit der Fragmentationsfunktionen von der Masse der Hadronen wird in der Version 6.2 offensichtlich überschätzt. Wie die Abb. 21d und 22d zeigen, ist das Modell mit dem Casner-Mechanismus andererseits in guter Übereinstimmung mit den Daten - zumindest für Streuereignisse mit hohem  $x_{Bj}$  und unabhängig von der verwendeten Fragmentationsfunktion.

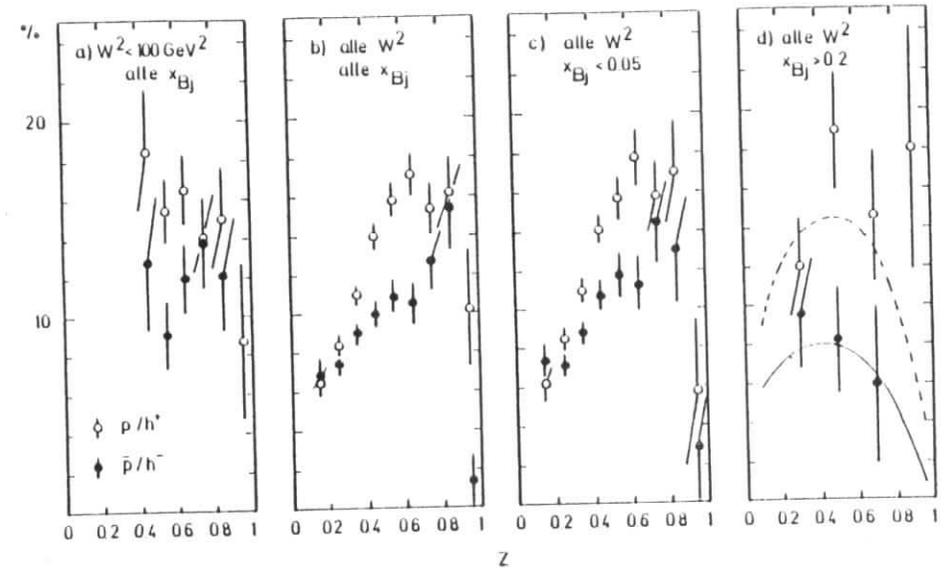


Abb. 22: Anteil der Protonen und Antiprotonen an allen positiv bzw. negativ geladenen Hadronen als Funktion von  $z$  für verschiedene kinematische Bereiche. Die Punkte sind die Vorhersagen des Lund-Modells (Version 6.2), die Linien (nur in Abb. 22d, gestrichelt: Protonen, durchgezogen: Antiprotonen) geben die Vorhersage des Lund-Modells der Version 4.1 wieder, die entsprechend dem Casner-Mechanismus modifiziert wurde.

### 6.1.3 Verhalten im Transversalimpuls

Die Messung der Transversalimpulse der Hadronen bezieht sich in der tief inelastischen Myon-Nukleon-Streuung üblicherweise auf die Richtung des virtuellen Photons

(vgl. Abb. 4). Im Rahmen des QPM erwartet man daher im wesentlichen drei Beiträge zu den mittleren Transversalimpulsen  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  der Hadronen:

- das gestreute Quark besitzt selber einen ursprünglichen Transversalimpuls relativ zum virtuellen Photon (Beitrag  $k_{\perp}$ )
- die Quark-Antiquark-Paare werden in der Fragmentation mit einem Transversalimpuls relativ zur Richtung des Felds zwischen den Partonen erzeugt (Beitrag  $\sigma_q$ )
- die Abstrahlung von Gluonen hat zur Folge, daß die Richtung der Partonen nicht mehr mit der Richtung des virtuellen Photons identisch ist (QCD-Beitrag).

Inwieweit die Art des fragmentierenden Partons, also Gluon oder Quark, die mittleren Transversalimpulse der Hadronen beeinflusst, hängt vom jeweiligen Fragmentationsmodell ab. Da ein großer Teil der Hadronen aus Resonanz-Zerfällen stammt, erwartet man hierdurch noch einen zusätzlichen Beitrag zum Transversalimpuls. Dies gilt insbesondere für Protonen aus dem Zerfall von Baryon-Resonanzen, die aufgrund ihrer hohen Masse einen höheren Impulsbruchteil der Resonanz erhalten als die Mesonen.

Es liegt nahe, die Abhängigkeit der mittleren Transversalimpulse von einer longitudinalen Variablen wie  $x_F$  oder der Rapidität zu untersuchen, da man in den verschiedenen Bereichen der Fragmentations-Kette unterschiedlich starke Einflüsse der einzelnen Beiträge erwartet.

Untersuchungen der EMC [9, 10] an allen geladenen Hadronen ergeben Werte von

$$\sigma_q = 0.410 \pm 0.002 \pm 0.020 \text{ GeV}$$

und

$$k_{\perp} = 0.29 \begin{matrix} +0.05 & +0.14 \\ -0.07 & -0.18 \end{matrix} \text{ GeV}$$

und zeigen deutlich einen Beitrag aus der Gluon-Bremsstrahlung.

Abb. 23 zeigt den mittleren Transversalimpuls  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  von Protonen und Antiprotonen als Funktion von  $x_F$ . Die Werte sind wie in Kapitel 5.5.4 beschrieben bestimmt; d.h. die  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ -Verteilung des Untergrunds wurde aus den experimentellen Daten ermittelt und die Daten wurden dann für diesen Untergrund sowie für Akzeptanz-Effekte korrigiert. Der Bereich  $-0.2 < x_F < 0$  kann aufgrund des hohen Untergrundanteils und der geringen Akzeptanz nicht zur Bestimmung von  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  benutzt werden.

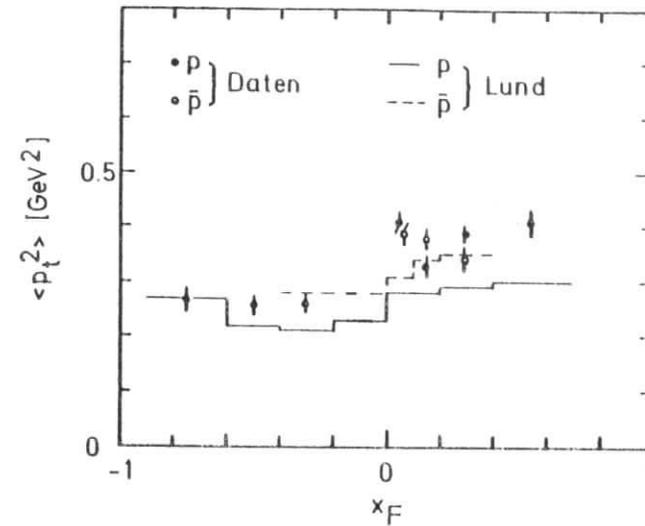


Abb. 23: Mittlerer Transversalimpuls von Protonen und Antiprotonen als Funktion von  $x_F$ . Die Histogramme geben die Vorhersage des Lund-Modells wieder.

Man erkennt, daß Protonen in der Vorwärts-Hemisphäre und Antiprotonen einen deutlich höheren mittleren Transversalimpuls besitzen ( $\approx 0.37 \text{ GeV}^2$ ) als Protonen aus den Target-Fragmenten ( $\approx 0.26 \text{ GeV}^2$ ). Zu dieser Differenz tragen vermutlich zwei Effekte bei. Zum einen erwartet man einen höheren Anteil von Bremsstrahlungsgluonen in der Vorwärts-Hemisphäre. Zum anderen ist der aus der Fragmentation herrührende Beitrag  $\sigma_q$  zu Protonen aus den Target-Fragmenten, die ja häufig nur ein zusätzlich in der Fragmentationskette entstandenes Quark enthalten, im Mittel geringer, als der zu Protonen in der Vorwärts-Hemisphäre, die zwei oder sogar drei Quarks aus der Fragmentationskette enthalten. Dieses Verhalten wird in der Tendenz auch vom Lund-Modell (Version 6.2) vorhergesagt, das allerdings insgesamt zu niedrige mittlere Transversalimpulse erzeugt.

6.1.4 Mittlere Multiplizitäten

Die Zunahme der mittleren Multiplizitäten der geladenen Hadronen mit der Schwerpunktsenergie  $W$  ist ein bekanntes experimentelles Ergebnis und wurde auch von der EMC beobachtet [12, 68]. Abb. 24 zeigt, getrennt für beide Targets, die mittleren Multiplizitäten für Protonen und Antiprotonen in der Vorwärts- und Rückwärts-Hemisphäre als Funktion von  $W$ . Diese mittleren Multiplizitäten wurden aus den Integralen der  $x_F$ -Verteilungen über den der Messung zugänglichen Bereich bestimmt.

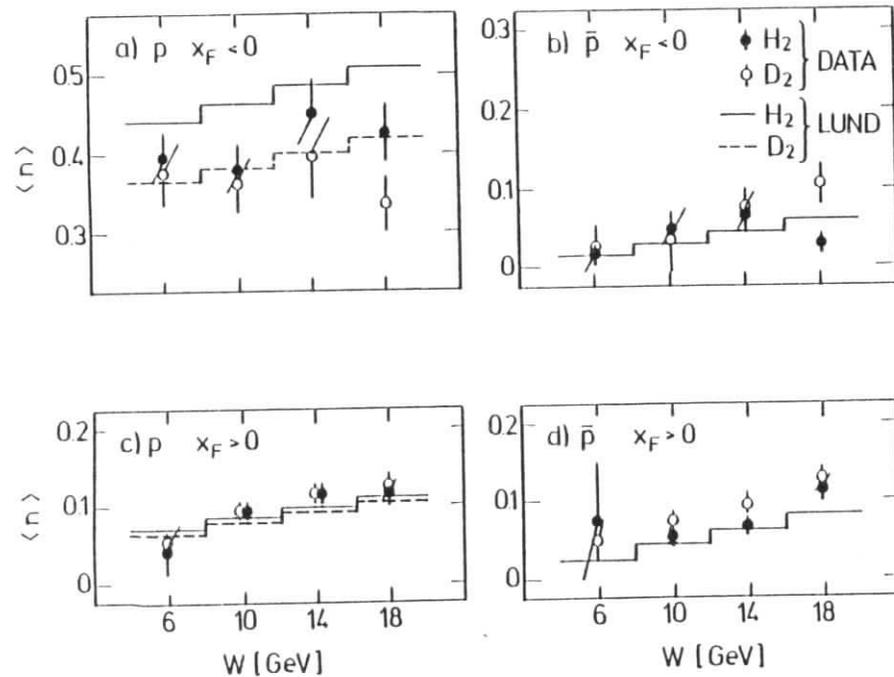


Abb. 24: Mittlere Multiplizitäten von Protonen und Antiprotonen als Funktion von  $W$  getrennt für Streuung am Wasserstoff- und am Deuterium-Target. Die Histogramme geben die Vorhersage des Lund-Modells (Version 6.2) wieder (durchgezogen:  $H_2$ , gestrichelt:  $D_2$ , nur durchgezogen, wo die Histogramme identisch sind).

Die Multiplizitäten folgen für beide Targets derselben  $W$  Abhängigkeit. Für Antiprotonen in beiden Hemisphären und Protonen in der Vorwärts-Hemisphäre wird ein Anstieg mit  $W$  beobachtet, während für die Protonen im Target-Fragmentationsbereich keine klare  $W$ -Abhängigkeit zu sehen ist. Das Lund-Modell (Version 6.2, Histogramm in Abb. 24) beschreibt die  $W$ -Abhängigkeit der Daten gut, sagt aber einen leichten Anstieg in Abhängigkeit von  $W$  für Protonen in der Rückwärts-Hemisphäre voraus.

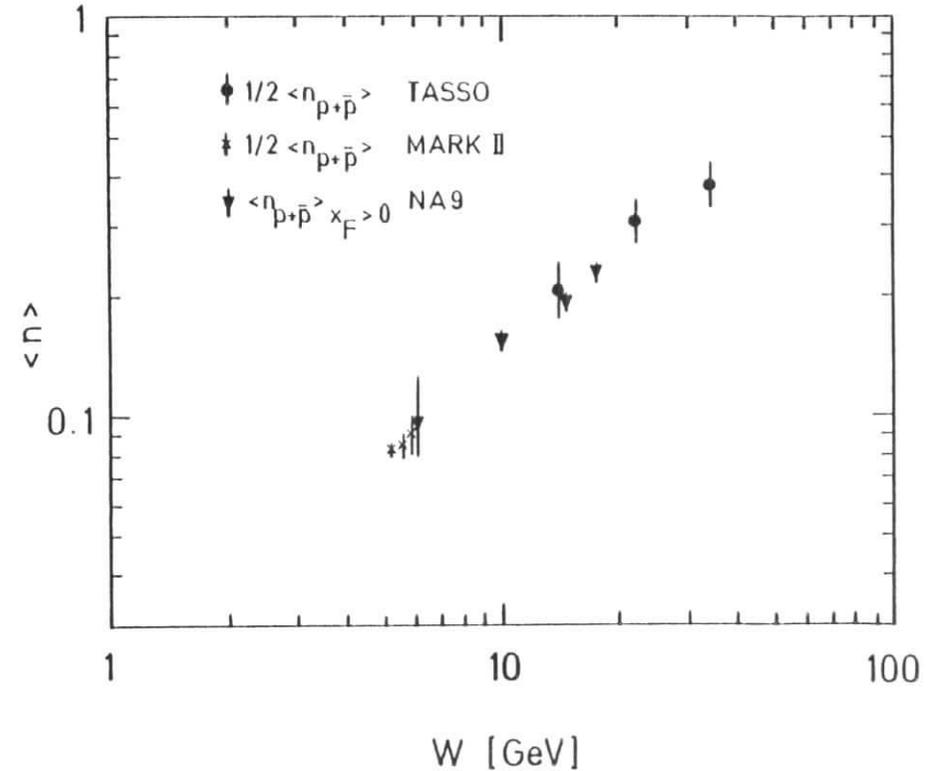


Abb. 25: Mittlere Multiplizität von Protonen und Antiprotonen in der Vorwärts-Hemisphäre als Funktion von  $W$ . Die Daten aus der  $e^+e^-$ -Annihilation stammen aus Ref. [43].

Im Bild des QPM entspricht der Strom-Jet in der tief inelastischen  $\mu N$  Streuung den Jets in der  $e^+e^-$ -Annihilation (unter Vernachlässigung der Erzeugung schwererer Quarks (charm, bottom) in der  $e^+e^-$ -Annihilation). Abb. 25, in der die mittleren Multiplizitäten von Protonen und Antiprotonen in der Vorwärts-Hemisphäre und die halbe mittlere  $p\bar{p}$ -Multiplizität aus der  $e^+e^-$ -Annihilation als Funktion von  $W$  gezeigt sind, bestätigt die Gültigkeit dieser Vorstellung.

Abb. 26 zeigt das Verhältnis der mittleren Multiplizitäten von Protonen und Antiprotonen vom Wasserstoff- zum Deuterium-Target als Funktion von  $x_{BJ}$ . Das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts für die Myon-Streuung an Neutronen zur Streuung an Protonen hängt stark von  $x_{BJ}$  ab [69]. Im Falle von See-Quark-Streuung, also vor allem bei kleinen  $x_{BJ}$ , ist zudem die Zusammensetzung des Target-Rests in der Proton-Streuung immer verschieden von dem in der Neutron-Streuung. Deshalb könnte man erwarten, daß ein Unterschied der Fragmentation in der Neutron- und Proton-Streuung sich auch in einer  $x_{BJ}$ -Abhängigkeit zeigt. Die experimentellen Werte in Abb. 26 liegen um 1 für Protonen in der Vorwärts-Hemisphäre. Für Protonen aus den Target-Fragmenten liegen sie leicht unter 1 für kleine  $x_{BJ}$  und um 1 für größere  $x_{BJ}$ . Für Antiprotonen liegt das Verhältnis über 1 für kleine  $x_{BJ}$  und fällt dann schnell auf 1 ab. Die in den  $x_F$ -Verteilungen (Abb. 18, Kapitel 6.1.1) beobachteten geringen Differenzen zwischen beiden Targets zeigen sich also vor allem bei den niedrigsten Werten von  $x_{BJ}$ . Berücksichtigt man allerdings auch die weiter oben diskutierten systematischen Fehler von etwa 18% für jedes Target, so sind die experimentellen Daten noch konsistent mit einer gleichen mittleren Multiplizität für beide Targets. Auf der anderen Seite kann auch die Vorhersage des Lund-Modells, das einen Unterschied für Protonen zeigt, nicht ausgeschlossen werden.

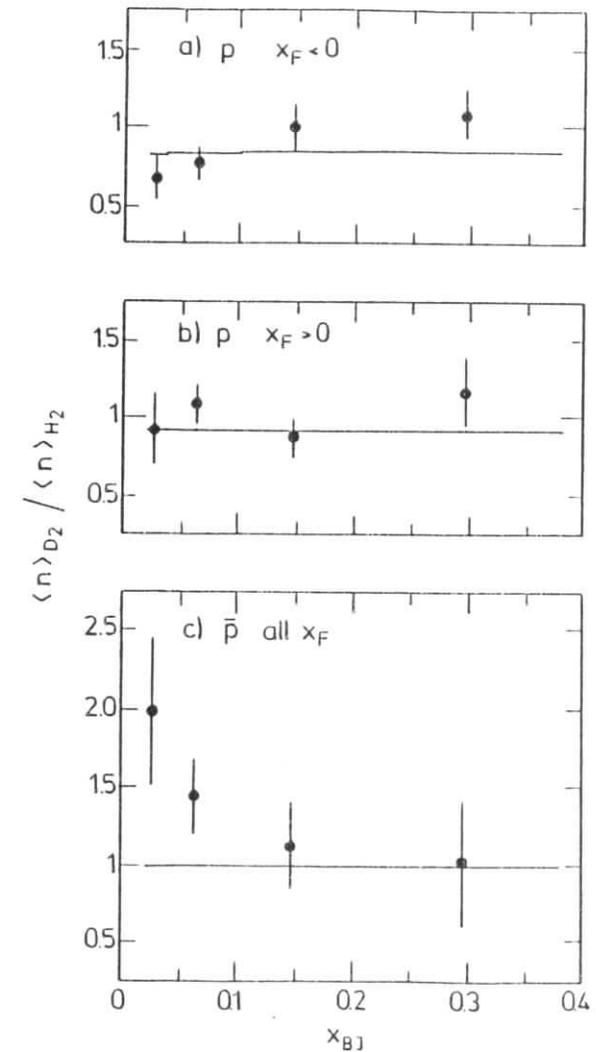


Abb. 26: Verhältnis der mittleren Multiplizitäten aus der Streuung an Wasserstoff zur Streuung an Deuterium für Protonen und Antiprotonen als Funktion von  $x_{BJ}$ . Die durchgezogene Linie ist die Vorhersage des Lund Modells (Version 6.2).

6.2 Korrelationen

In diesem Kapitel werden die Korrelationen in der Erzeugung von Proton-Antiproton-Paaren untersucht. Tabelle 6 zeigt die Zahl der identifizierten  $pp$ -,  $p\bar{p}$ - und  $\bar{p}p$ -Paare zusammen mit der zugehörigen Zahl von Untergrund-Kombinationen, die aus der MC-Simulation bestimmt wurde. Als Untergrund werden hier alle Kombinationen bezeichnet, in denen mindestens ein Partner falsch identifiziert (also kein Proton bzw. Antiproton) ist oder nicht vom Streu-Vertex stammt.

	$pp$		$p\bar{p}$		$\bar{p}p$	
	Identifiziert	Untergrund	Identifiziert	Untergrund	Identifiziert	Untergrund
$H_2$	164	$77 \pm 4$	227	$73 \pm 4$	20	$6 \pm 1$
$D_2$	92	$50 \pm 3$	147	$56 \pm 4$	16	$7 \pm 1$

Tabelle 6

Zahlen der in den Daten identifizierten  $pp$ -,  $p\bar{p}$ - und  $\bar{p}p$ -Paare und der darin enthaltenen falsch identifizierten Kombinationen (Untergrund), aus der MC-Simulation bestimmt. Als Untergrund zählt jedes Paar, in dem mindestens ein Partner falsch identifiziert ist.

Wie bereits weiter oben (Kapitel 5.5.1) angesprochen, lassen sich die Ergebnisse für Korrelationen nicht vollständig ohne weitere Annahmen über diese selbst korrigieren. Diese Modellabhängigkeit ist allerdings gering in den Bereichen, in denen die Apparatur eine gute Akzeptanz für beide Partner besitzt. Die weiteren in diesem Kapitel gezeigten Ergebnisse werden deshalb nur für Akzeptanzverluste innerhalb der für die Proton-Identifikation zur Verfügung stehenden Impulsbereiche (siehe Abb. 13) korrigiert, nicht jedoch für die Verluste aufgrund dieser Impulsschnitte selbst. Für den Vergleich mit dem Lund-Modell werden die gleichen Schnitte im MC-Programm angewendet.

6.2.1 Globale Korrelationen

Tabelle 7 enthält die mittleren Multiplizitäten von  $pp$ -,  $p\bar{p}$ - und  $\bar{p}p$ -Paaren (korrigiert wie oben beschrieben) und die Vorhersagen des Lund-Modells. Die Daten zeigen keinen signifikanten Unterschied zwischen den beiden Targets mit Ausnahme der  $pp$ -Kombinationen.

		$\langle n_{pp} \rangle \cdot 10^3$			R		
		Daten	Lund 4.1	Lund 6.2	Daten	Lund 4.1	Lund 6.2
		$pp$	$H_2$	$35 \pm 5$	23	42	$0.232 \pm 0.036$
	$D_2$	$22 \pm 5$	18	29	$0.184 \pm 0.044$	0.184	0.260
$p\bar{p}$	$H_2$	$37 \pm 4$	40	69	$1.14 \pm 0.12$	1.91	1.69
	$D_2$	$40 \pm 6$	35	59	$1.11 \pm 0.17$	2.06	1.81
$\bar{p}p$	$H_2$	$2.0 \pm 0.6$	0.39	$0.85 \pm 0.09$	$1.16 \pm 0.38$	0.51	$0.36 \pm 0.04$
	$D_2$	$2.1 \pm 1.0$	0.35	$0.80 \pm 0.15$	$0.78 \pm 0.30$	0.47	$0.35 \pm 0.06$

Tabelle 7

Mittlere Multiplizitäten von  $pp$ -,  $p\bar{p}$ - und  $\bar{p}p$ -Paaren und Werte des Korrelationsparameters R (wie im Text definiert) für die experimentellen Daten und die Versionen 4.1 und 6.2 des Lund-Modells. Die Daten sind, wie im Text erläutert, nicht für Verluste durch die begrenzten Impulsbereiche für die Proton-Identifikation korrigiert und die gleichen Schnitte wurden auf das Lund-Modell angewendet. Für das Lund-Modell sind auch die sich aus der begrenzten Zahl der generierten Monte-Carlo-Ereignisse ergebenden statistischen Fehler angegeben, sofern sie nicht vernachlässigbar klein sind.

Man findet etwas mehr  $p\bar{p}$  als  $\bar{p}p$ -Paare, und die Zahl der  $pp$ -Kombinationen pro Ereignis ist um eine Größenordnung geringer. Der systematische Fehler für die mittleren Paar-Multiplizitäten beträgt für  $pp$ -Kombinationen 35%, für  $p\bar{p}$ -Paare 22% und

für  $\bar{p}\bar{p}$ -Paare 24%. In der Version 6.2 des Lund Modells wird eine höhere Anzahl von  $\bar{p}\bar{p}$ -Paaren als in den Daten vorausgesagt und eine etwas geringere Anzahl von  $\bar{p}\bar{p}$ -Kombinationen. Dagegen gibt die Version 4.1 die mittlere Multiplizität von  $\bar{p}\bar{p}$ -Paaren besser wieder, sagt aber deutlich zuwenig  $\bar{p}\bar{p}$ -Paare voraus. In der Version 4.1 ist jedoch der Parameter  $\rho_{qq}/\rho_q = 0.065$  zu niedrig gesetzt, um die Ein-Teilchen-Multiplizitäten richtig wiedergeben zu können (vgl. Kapitel 3.2.1). Skaliert man die mittleren Multiplizitäten in der Version 4.1 mit einem Faktor  $0.09/0.065$  für  $\bar{p}\bar{p}$ - bzw.  $(0.09/0.065)^2$  für  $\bar{p}\bar{p}$ -Paare hoch (was nur annähernd richtig ist), so erhält man in etwa die auch von der Version 6.2 vorhergesagten Werte. Die Übereinstimmung der Version 4.1 mit den Daten ist also eher zufällig.

Die Stärke der Korrelation in der Erzeugung zweier Teilchen  $i$  und  $j$  kann mit dem Korrelationsparameter  $R$  gemessen werden, der durch

$$R = \frac{\langle n_{ij} \rangle}{\langle n_i \rangle \langle n_j \rangle} \quad (17)$$

definiert ist, wobei  $\langle n_i \rangle$  und  $\langle n_j \rangle$  die mittleren Ein- bzw. Zwei-Teilchen-Multiplizitäten sind. Diese Definition von  $R$  hat den Vorteil, relativ unabhängig von systematischen Fehlern der Akzeptanzkorrektur zu sein. Im Hinblick auf den Vergleich mit Modellvorhersagen ist ein weiterer Vorteil, daß  $R$  in erster Näherung unabhängig von der relativen Baryon-Erzeugungsrate (gegeben durch den Parameter  $\rho_{qq}/\rho_q$  im Lund-Modell) ist. Der Erwartungswert von  $R$  liegt bei 1 für unkorrelierte Erzeugung, er geht gegen 0 für anti-korrelierte Produktion und ist größer als 1 für korrelierte Erzeugung, abhängig von der Stärke der Korrelation.

Im Falle, daß die Teilchentypen  $i$  und  $j$  identisch sind, ist  $R$  etwas anders zu definieren (vgl. (70)). Für eine Poisson-förmige Multiplizitäts-Verteilung gilt die Dispersions-Relation (im folgenden steht  $n$  kurz für  $n_i$ ):

$$\begin{aligned} \langle n \rangle &= \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 \\ \Leftrightarrow \langle n \rangle^2 &= \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle = \langle n(n-1) \rangle \end{aligned} \quad (18)$$

Es sei noch angemerkt, daß für die mittlere Zahl von Paaren pro Ereignis  $\langle n_{ij} \rangle = \langle n(n-1) \rangle / 2$  gilt. Es bietet sich als Definition von  $R$  also an

$$R = \frac{\langle n(n-1) \rangle}{\langle n \rangle^2} = \frac{2 \langle n_{ij} \rangle}{\langle n \rangle^2} \quad (19)$$

Auch hier gilt dann für unkorrelierte Erzeugung  $R = 1$ . Allerdings sind die absoluten Werte von  $R$  für verschiedene und für gleichartige Teilchen in den Fällen korrelierter oder anti-korrelierter Erzeugung nicht direkt miteinander zu vergleichen.

Könnten Protonen nur aus Target-Fragmenten entstehen, so würde man  $R_{pp} \approx 0$  erwarten. Der Wert von  $R_{pp} \approx 0.2$  in Tabelle 7 zeigt, daß außerdem noch zusätzliche Protonen in der Fragmentationskette erzeugt werden. Aufgrund der Baryonenzahl-Erhaltung erwartet man eine Korrelation in der Erzeugung von  $\bar{p}\bar{p}$ -Paaren, die allerdings im Falle der Myon-Nukleon-Streuung durch Kombinationen mit Protonen aus den Target-Fragmenten überlagert ist. In den Daten zeigt sich nur eine sehr schwache globale Korrelation. Das Lund-Modell in der Version 6.2 zeigt dagegen mit  $R_{\bar{p}\bar{p}} = 1.69$  für das  $H_2$ -Target und 1.81 für das  $D_2$ -Target eine deutlichere Korrelation. Diese Diskrepanz zu den experimentellen Ergebnissen ist in der Version 4.1 sogar noch etwas größer. Während  $R$  für  $\bar{p}\bar{p}$ -Paare in den experimentellen Daten mit einer unkorrelierten Erzeugung verträglich ist, sagt das Lund-Modell in beiden Versionen eine anti-korrelierte Erzeugung voraus.

## 6.2.2 Differentielle Verteilungen der Paare

Aufgrund der hohen Zahl der Protonen aus den Target-Resten sind die globalen Korrelationen nur eingeschränkt für die Untersuchung der Baryon-Antibaryon-Korrelationen aussagekräftig. Die differentiellen Verteilungen der Paare, z.B. in der Rapidität, können genauere Einblicke in den zugrundeliegenden Produktionsmechanismus geben. Für diese Untersuchungen werden die Daten von beiden Targets kombiniert, um die statistische Signifikanz zu erhöhen. Die Ergebnisse werden allerdings der Übersichtlichkeit wegen nur mit den Vorhersagen des Lund-Modells für ein Wasserstoff-Target verglichen. Aufgrund der unterschiedlich hohen Zahl von Protonen aus den Target-Resten liegen die Modell-Vorhersagen der mittleren  $\bar{p}\bar{p}$ - und  $\bar{p}\bar{p}$ -Paar Multiplizitäten für ein Deuterium-Target etwas unter denen für ein Wasserstoff-Target (vgl. Tabelle 7).

Zunächst wurde eine spezielle Klasse von Ereignissen, die mindestens ein Antiproton im hadronischen Endzustand enthält, ausgewählt. Um den Unterschied in den Proton-Verteilungen zwischen diesen und durchschnittlichen Ereignissen zu untersuchen, ist in Abb. 27 das Verhältnis der Rapiditätsverteilungen der Protonen gezeigt. Dieses Verhältnis ist, ähnlich wie der Korrelationsparameter R, relativ unabhängig von der absoluten Häufigkeit der Baryon-Antibaryon-Paarerzeugung.

Man beobachtet hier eine auffallende Korrelation der Zahl der Protonen in der Vorwärts-Hemisphäre mit dem Auftreten eines Antiprotons. In der Rückwärts-Hemisphäre läßt sich aufgrund der hohen Zahl von Protonen aus der Target-Fragmentation keine Korrelation beobachten.

Wie der Vergleich mit den Vorhersagen des Lund-Modells zeigt, werden die Daten gut von der Version 6.2 (Casher-Mechanismus) beschrieben, während in der Version 4.1 (Diquark-Mechanismus) eine zu starke Korrelation in der Vorwärts-Hemisphäre vorausgesagt wird. Im Diquark-Mechanismus teilen sich die Partner eines Baryon-Antibaryon-Paares immer ein Diquark-Antidiquark-Paar, was natürlich auch zu einer stärkeren Korrelation in der Erzeugung von Baryon-Antibaryon-Paaren gleichen Typs (also z.B.  $p\bar{p}$ ) führt, als im Casher-Mechanismus, wo sich die Partner häufig nur ein Quark-Antiquark-Paar teilen. Im Bereich  $y < 0$  unterscheiden sich die beiden Versionen kaum, da die beobachtbare Korrelation hier von Kombinationen mit Protonen aus den Target-Fragmenten überlagert ist.

Abb. 28 zeigt die Verteilung der Rapiditäts-Differenz in  $pp$ - und  $p\bar{p}$ -Paaren. Die Verteilung zeigt keine ausgeprägte Struktur für  $pp$ -Kombinationen (a) und  $p\bar{p}$ -Kombinationen, in denen das Proton wahrscheinlich von Target-Fragmenten stammt (b) ( $y_p < -1$ ). Dies läßt vermuten, daß die Partner dieser Paare unabhängig voneinander in der Fragmentations-Kette entstehen. Auf der anderen Seite zeigt die Verteilung für  $p\bar{p}$ -Paare mit  $y_p > 0.5$  (c) eine deutliche Anhäufung bei 0, was darauf hinweist, daß die beiden Teilchen bevorzugt nahe beieinander in der Fragmentations-Kette erzeugt werden. Der mittlere Abstand in der Rapidität liegt hier knapp unter einer Einheit, während er in den beiden anderen Fällen etwa zwei Einheiten in der Rapidität beträgt.

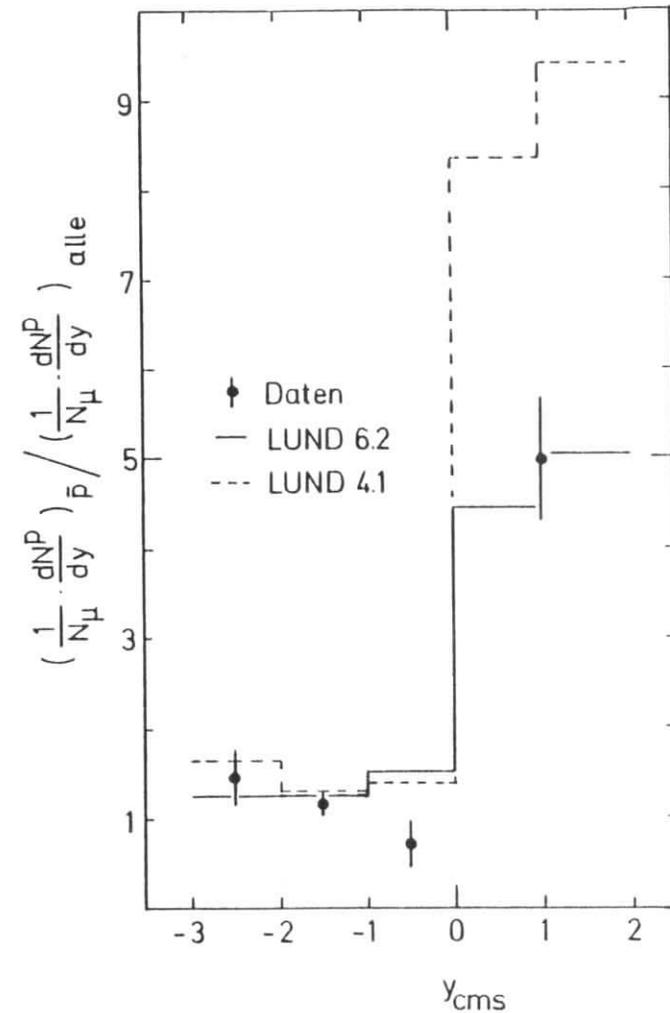


Abb. 27: Rapiditäts-Verteilung von Protonen in Ereignissen, in denen auch ein Antiproton beobachtet wurde, geteilt durch die Proton-Verteilung aus allen Ereignissen. Das Histogramm ist die Vorhersage des Lund-Modells (durchgezogen: Version 6.2, gestrichelt: Version 4.1).

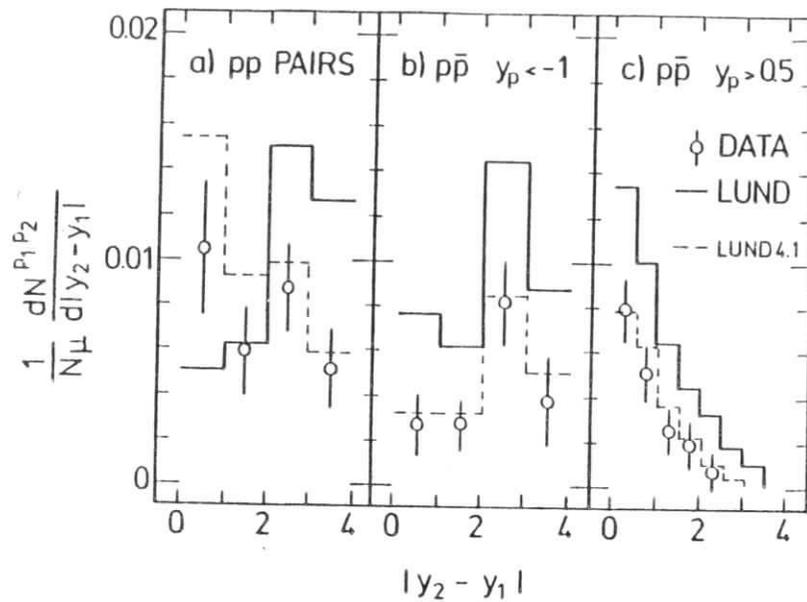


Abb. 28: Verteilung der Rapiditätsdifferenz a) in pp-Paaren, b) in p $\bar{p}$ -Paaren mit  $y_p < -1$  und c) in p $\bar{p}$ -Paaren mit  $y_p > 0.5$ . Die Histogramme sind die Vorhersagen des Lund-Modells in der Version 4.1 (gestrichelt) und 6.2 (durchgezogen).

Die Vorhersage der Version 4.1 des Lund-Modells (gestrichelte Linie in Abb. 28) beschreibt die Daten gut. Da in dieser Version der Parameter  $p_{qq}/p_q = 0.065$  gesetzt ist und deshalb die Ein-Teilchen-Multiplizitäten für Protonen und Antiprotonen nicht richtig beschrieben werden, ist diese Übereinstimmung mit den Daten als eher zufällig anzusehen. Die Vorhersage der Version 6.2 liegt dagegen deutlich höher als die Daten, wie auch schon bei der Untersuchung der Zwei-Teilchen-Multiplizitäten festgestellt wurde. Die Verteilungen beider Lund-Modell-Versionen und der Daten für p $\bar{p}$ -Paare zeigen jedoch eine sehr ähnliche Form. Der mittlere Abstand in der Rapidität von p $\bar{p}$ -Paaren mit  $y_p > 0.5$  beträgt 0.9 in der Version 4.1 und 1.1 in der Version 6.2, so daß eine experimentelle Unterscheidung zwischen dem Diquark- und dem Casher-

Modell aus dem mittleren Rapiditäts-Abstand kaum möglich ist. Die Rapiditätsdifferenz-Verteilung der Daten für pp-Paare wird in der Version 6.2 – im Gegensatz zur Version 4.1 – jedoch nicht beschrieben.

Der Winkel  $\theta$  ist als der Öffnungswinkel der Impulsvektoren zweier Teilchen im CMS definiert. Das Vorzeichen von  $\cos\theta$  kann als Indiz dafür betrachtet werden, ob sich beide Partner im selben oder in entgegengesetzten Jets befinden. Die  $\cos\theta$ -Verteilungen der verschiedenen Baryon-Kombinationen sind in Abb. 29 gezeigt. Die Verteilungen zeigen Häufungen bei  $\cos\theta = \pm 1$ , was auf eine ausgeprägte Jet-artige Struktur (Target- und Strom-Jet) in den Ereignissen hinweist.

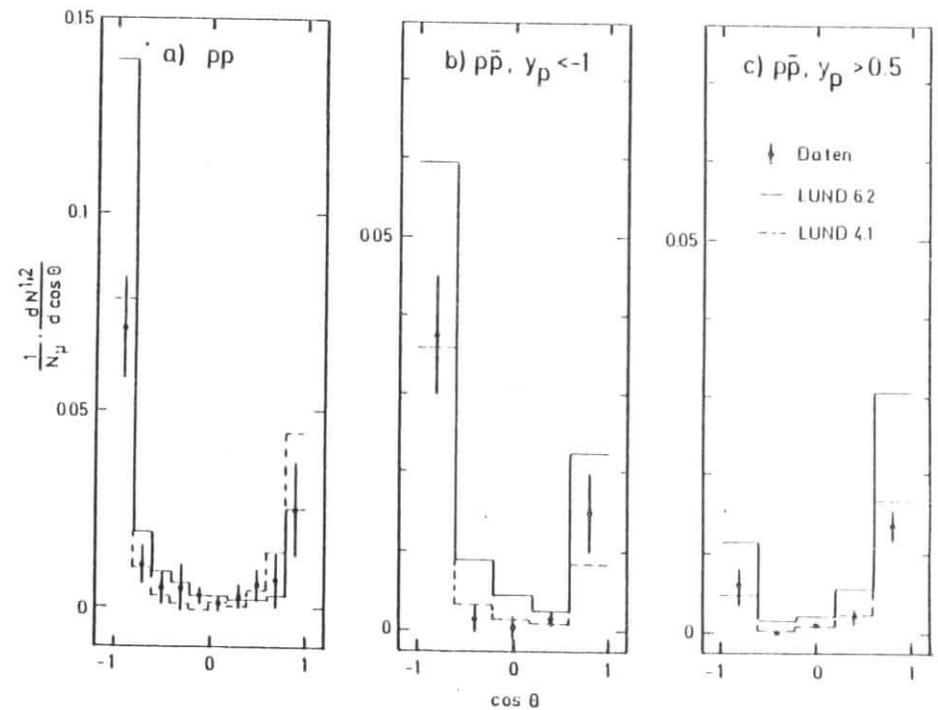


Abb. 29: Verteilung im Öffnungswinkel  $\theta$  im CMS a) in pp-Paaren, b) in p $\bar{p}$ -Paaren mit  $y_p < -1$  und c) in p $\bar{p}$ -Paaren mit  $y_p > 0.5$ . Die Histogramme sind die Vorhersagen des Lund-Modells in der Version 4.1 (gestrichelt) und 6.2 (durchgezogen).

Das Verhältnis der Zahl von pp-Paaren im selben Jet zu denen in entgegengesetzten Jets ist etwa 1:2. Für  $p\bar{p}$ -Paare mit  $y_p < -1$  ergibt sich ein ähnliches Bild, während  $p\bar{p}$ -Paare mit  $y_p > 0.5$  mit einer Häufigkeit von etwa 2:1 im gleichen Jet anzutreffen sind. Die Vorhersage des Lund-Modells in beiden Versionen für  $p\bar{p}$ -Kombinationen reproduziert auch hier die Form der Verteilungen der experimentellen Daten, während die Verteilung der pp-Paare besser von der Version 4.1 beschrieben wird. Es bestätigen sich die oben gemachten Feststellungen zu den Verteilungen der Rapiditätsdifferenzen, da kleine Abstände in der Rapidität mit kleinen Öffnungswinkeln korreliert sind und umgekehrt.

Abb. 30 zeigt die Verteilungen der Differenz des Azimuthalwinkels  $\Delta\Phi$  der Paare. Aufgrund der relativ großen Fehler der Daten läßt sich keine eindeutige Aussage über eine Korrelation in  $\Phi$  machen. Die vom Lund-Modell in beiden Versionen vorhergesagte leichte Anti-Korrelation in  $\Phi$  ist mit den Daten verträglich. Eine Anti-Korrelation in dieser Größenordnung erwartet man allerdings schon aufgrund der globalen Erhaltung der Transversalimpulse innerhalb eines Ereignisses (vgl. [71]), und eine besondere Verbindung mit der Erzeugung von Baryonen ist nicht offensichtlich.

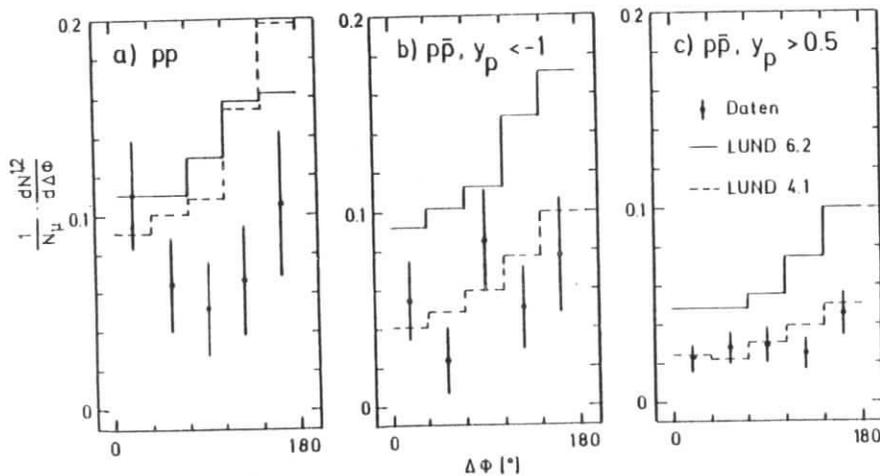


Abb. 30: Verteilung der Differenz des Azimuthalwinkels  $\Phi$  a) in pp-Paaren, b) in  $p\bar{p}$ -Paaren mit  $y_p < -1$  und c) in  $p\bar{p}$ -Paaren mit  $y_p > 0.5$ . Die Histogramme sind die Vorhersagen des Lund-Modells in der Version 4.1 (gestrichelt) und 6.2 (durchgezogen).

6.2.3 Ergebnisse aus der Elektron-Positron-Annihilation

Untersuchungen von Baryon Korrelationen wurden in jüngerer Zeit auch von verschiedenen Experimenten in der  $e^+e^-$ -Annihilation veröffentlicht, eine Übersicht ist in Tabelle 8 gegeben. Die Schwerpunktsenergie liegt bei diesen Experimenten um 30 GeV im Gegensatz zu 4 - 23 GeV im NA9-Experiment. Zwar hängt die Zahl der pro Ereignis erzeugten Baryonen stark von der Schwerpunktsenergie ab, wie oben gezeigt wurde, doch sollten die Korrelationen in der Erzeugung dieser Paare relativ unabhängig von der Schwerpunktsenergie sein.

	Experiment	W [GeV]	Ref.	Bemerkungen
$\Lambda\bar{\Lambda}$	TPC	29	72	11 $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Paare, 3 $\Lambda\Lambda$ -Paare
	HRS	29	73	14 $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Paare, 9 $\Lambda\Lambda/\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$ -Paare
	Mark2	29	74	27 $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Paare, 8 $\Lambda\Lambda/\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$ -Paare
	TASSO	14 - 34	43	10 $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Paare, 2 $\Lambda\Lambda$ -Paare
	JADE	14 - 34	75	6 $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Paare
$\Lambda\bar{p}$ $\bar{\Lambda}p$	JADE	30 - 36	76	6 $\Lambda\bar{p}$ -Paare
	JADE	14 - 34	75	22 $\Lambda\bar{p}$ -Paare, 4 $\bar{\Lambda}p$ -Paare
	TASSO	14 - 34	43	39 $\Lambda\bar{p}/\bar{\Lambda}p$ -Paare, 17 $\Lambda p/\bar{\Lambda}\bar{p}$ -Paare
$p\bar{p}$	TPC	29	77	179 $p\bar{p}$ -Paare, dE/dx-Messung
			78	110 $p\bar{p}$ , 8 pp, 13 $p\bar{p}$ , dE/dx-Messung
			79	"Statistische Identifikation"
	TASSO	34 14 - 34	80 81	47 $p\bar{p}$ -Paare, Flugzeit-Messung 22 $p\bar{p}$ , 9 pp/ $p\bar{p}$ , Flugzeit- & Cerenkov-Mess.

Tabelle 8  
Übersicht der experimentellen Ergebnisse zu Baryon-Korrelationen aus der  $e^+e^-$ -Annihilation.

Lambdas können in der  $e^+e^-$ -Annihilation durch ihren Zerfall  $\Lambda \rightarrow p + \pi$  (64.2% aller Zerfälle) in einem Impulsbereich von typischerweise  $0.5 < p < 10$  GeV nachgewiesen werden, allerdings fällt die Akzeptanz zu höheren Impulsen deutlich ab. Protonen werden durch dE/dx-Messungen (TPC, JADE) im Impulsbereich  $0.5 < p < 1.5$  GeV, durch Flugzeitmessungen (HRS) in einem Impulsbereich von

0.5 bis 1.9 GeV und, am umfassendsten, mit einer Kombination von Flugzeit- und Cerenkovzählern (TASSO) im Impulsbereich von 0.4 bis 17 GeV identifiziert. Da die Akzeptanz der Apparaturen für identifizierte Baryonen Paare relativ eingeschränkt ist, verzichten alle Kollaborationen auf Akzeptanzkorrekturen und veröffentlichen die "rohen" Daten.

Die Abbildungen 31 bis 33 zeigen für die verschiedenen Baryon-Antibaryon-Kombinationen die Verteilungen der Rapiditätsdifferenz  $\Delta y$ , des Öffnungswinkels  $\cos\theta$  und der Differenz des Azimutalwinkels  $\Delta\Phi$ .  $\Phi$  ist hier analog zur Lepton-Nukleon-Streuung definiert, wobei die Ereignis-Ebene durch die Impulsvektoren von Elektron und Positron definiert ist.

Die Verteilungen der Rapiditätsdifferenz (Abb. 31 - 33) zeigen ein einheitliches Bild für alle Baryon-Antibaryon-Kombinationen und bestätigen das für  $p\bar{p}$ -Paare mit  $y_p > 0$  in der Myon-Nukleon-Streuung gefundene Ergebnis. Sie häufen sich zwischen 0 und 1, und es wird lediglich ein Lambda-Antilambda Paar mit einem Abstand von 5 Einheiten in der Rapidität beobachtet. Obwohl bei der Interpretation natürlich der aufgrund der Akzeptanz begrenzte maximale Abstand in der Rapidität zu berücksichtigen ist, der insbesondere bei Proton-Antiproton-Kombinationen im TASSO-Experiment nur etwa 2.5 Einheiten beträgt (für die hier gezeigten Verteilungen wurden nur die Flugzeitzähler benutzt), schließen die Ergebnisse aus den Lambda-Antilambda-Paaren eindeutig solche Modelle der Baryon-Erzeugung wie das von Meyer [40] aus. Eine Unterscheidung zwischen dem Modell von Casher und direkter Diquark-Erzeugung ist allerdings nicht möglich, da man im ersteren Fall  $\langle \Delta y \rangle = 1.3$  und im Diquark-Modell  $\langle \Delta y \rangle = 1.2$  erwartet [42]. Diese geringe Differenz ist zum Teil auf Kombinationen zwischen Baryonen aus verschiedenen Baryon-Antibaryon-Paaren zurückzuführen. Weiterhin ist in Gluon-Bremsstrahlungs-Ereignissen die Richtung der experimentell bestimmten Jet-Achse nicht unbedingt mit der Richtung der Partonen identisch.

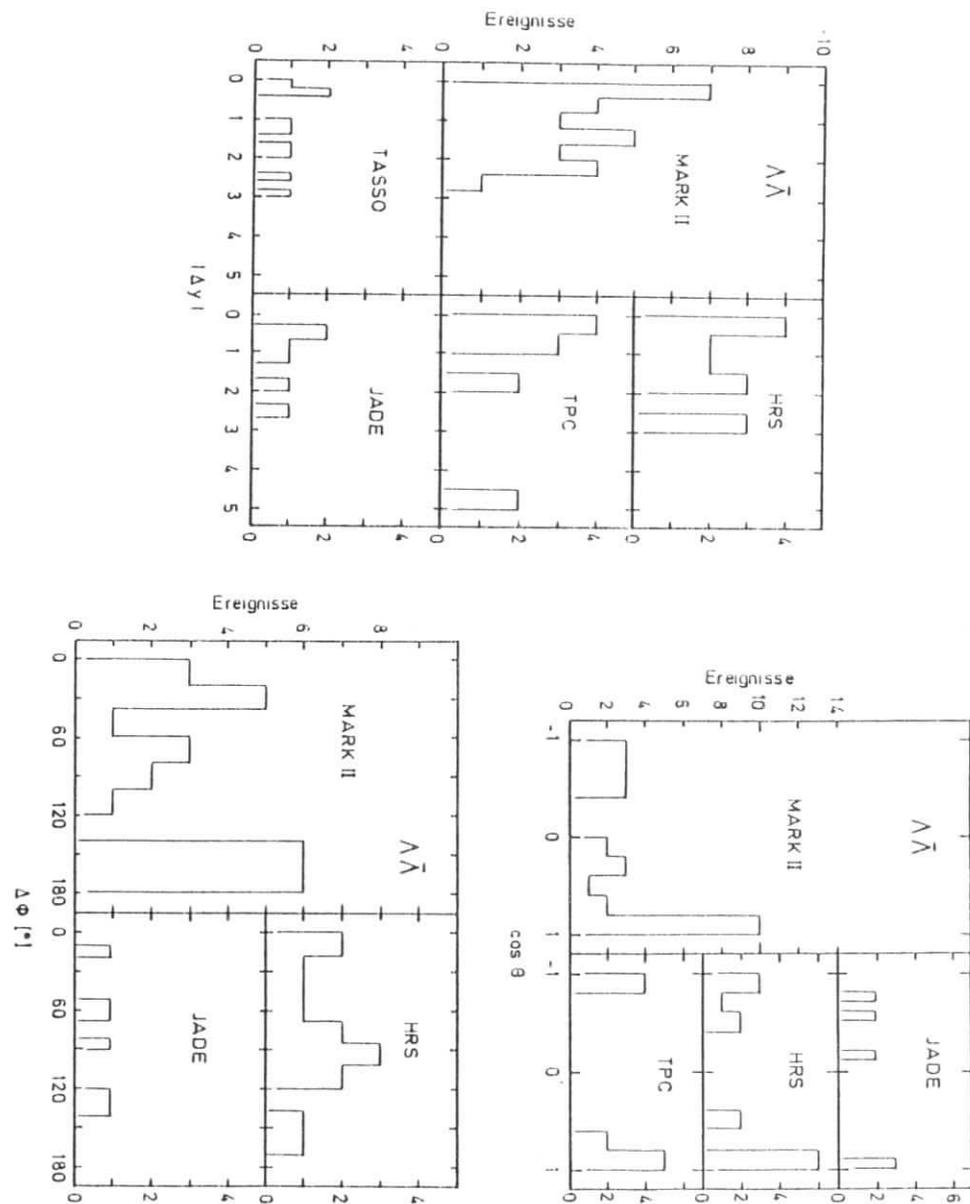


Abb. 31:  $|\Delta y|$ -,  $\cos\theta$ - und  $\Delta\Phi$ -Verteilungen für  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Paare in der  $e^+e^-$ -Annihilation (aus den in Tabelle 8 angegebenen Ref.).

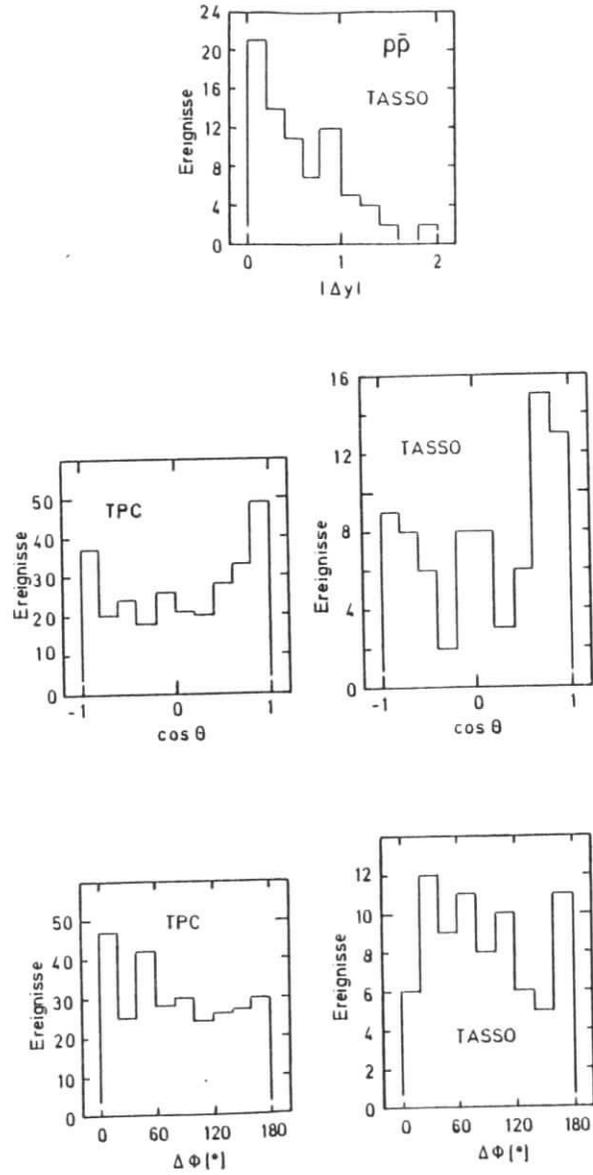


Abb. 32:  $|\Delta y|$ -,  $\cos \theta$ - und  $\Delta \Phi$ -Verteilungen für  $p\bar{p}$ -Paare in der  $e^+e^-$ -Annihilation (aus den in Tabelle 8 angegebenen Ref.).

Aus den  $\cos \theta$ -Verteilungen ergibt sich eine leichte Bevorzugung von Baryon-Antibaryon-Paaren im gleichen Jet. Die Verteilungen zeigen eine weniger ausgeprägte Struktur als die aus der Lepton Nukleon-Streuung. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der weitaus überwiegende Teil der in den  $e^+e^-$  Experimenten identifizierten Baryonen aus dem zentralen Rapiditätsbereich stammt, wo die Transversalimpulse im Vergleich zu den Longitudinalimpulsen der Hadronen relativ groß sind. Die Präferenz für eine lokale Baryonzahl-Erhaltung ist allerdings ausgeprägter in Paaren von schnellen, mit Cerenkovzählern identifizierten Protonen, wie Tab. 9 zeigt.

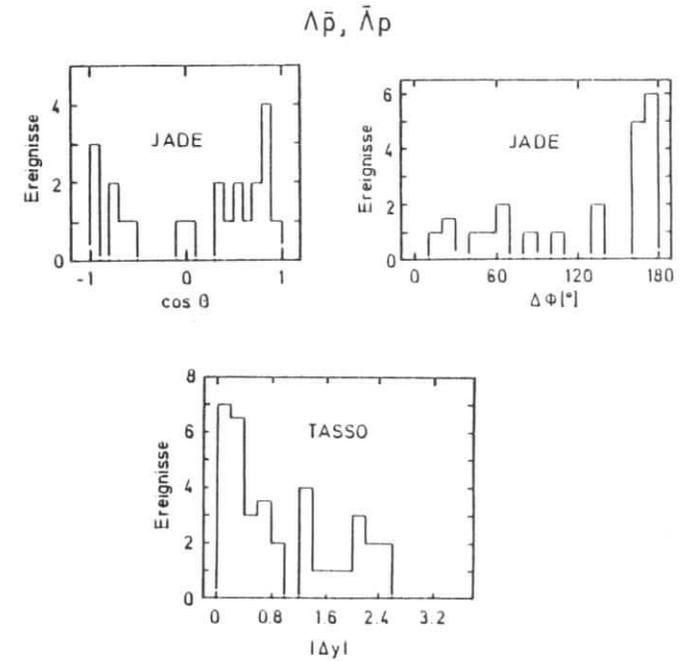


Abb. 33:  $|\Delta y|$ -,  $\cos \theta$ - und  $\Delta \Phi$ -Verteilungen für  $p\Lambda$ - und  $p\bar{\Lambda}$ -Paare in der  $e^+e^-$ -Annihilation (aus den in Tabelle 8 angegebenen Ref.).

	gleicher Jet	verschiedener Jet
pp, $\bar{p}\bar{p}$	$1.5 \pm 2.1$	$3.5 \pm 2.9$
$p\bar{p}$	$15.5 \pm 4.5$	$1.2 \pm 2.6$

Tabelle 9

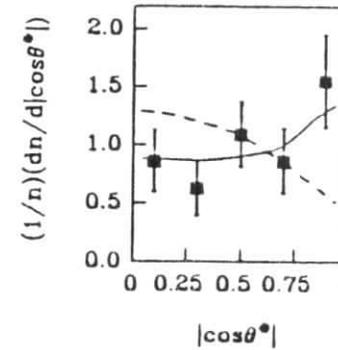
Zuordnung von pp-,  $\bar{p}\bar{p}$ - und  $p\bar{p}$ -Paaren zu Jets in der  $e^+e^-$ -Annihilation (aus [81]). Der Untergrund ist von den Daten abgezogen.

Wie auch in der Lepton-Nukleon-Streuung zeigen die Verteilungen in der Azimutalwinkel-Differenz keine deutliche Anti-Korrelation der Baryon-Antibaryon-Paare in  $\Phi$ . Um eine Kompensation der Transversalimpulse innerhalb von Proton-Antiproton-Paaren zu messen, hat die TPC-Kollaboration einen Parameter  $\alpha$  bestimmt, der als

$$\alpha = \frac{\langle p_{1p} \cdot p_{1\bar{p}} \rangle}{\langle p_{1p}^2 \rangle}$$

definiert ist. Ihr Ergebnis ist  $\alpha_{out} = 0.10 \pm 0.09$  und  $\alpha_{in} = 0.14 \pm 0.10$  für die Impuls-komponenten außerhalb bzw. in der Ereignis-Ebene (die durch die beiden einlaufenden Leptonen definiert ist) [78]. Hier ist allerdings zu berücksichtigen, daß die Transversalimpulse relativ zur experimentell bestimmten Jet-Achse gemessen werden. Die Transversalimpuls-Kompensation wird deshalb von einem möglichen Netto-Transversalimpuls der Diquark-Antidiquark-Paare bzgl. der experimentell meßbaren Jet-Achse überlagert. Der Schluß, daß dieses Ergebnis den Casheer-Mechanismus gegenüber dem Diquark-Mechanismus zur Baryon-Erzeugung favorisiert, ist daher nicht eindeutig [82].

In einem CF-Modell, in dem Baryonen durch isotrope Zerfälle von Parton-Gruppen entstehen, erwartet man keine Korrelation der Achse des Baryon-Antibaryon-Systems mit der Richtung des Partons, im Gegensatz zu SF-Modellen. Die TPC-Kollaboration hat die Verteilung von Proton-Antiproton-Paaren im Winkel  $\theta^*$  zwischen dem Impulsvektor des Protons und der Sphärizitäts-Achse des Ereignisses im Ruhesystem von Proton und Antiproton bestimmt [78]. Diese Verteilung zeigt eine leichte Erhöhung



bei  $\cos\theta^* \approx 1$  (Abb. 34), und die TPC-Kollaboration schließt daher CF-Modelle mit einer Sicherheit von 95% aus. E. Sjöstrand hat allerdings darauf hingewiesen, daß diese Daten auch von einem CF-Modell beschrieben werden können, wenn aus Gluonen neben Quark-Antiquark-Paaren in etwa 5% der Fälle auch Diquark-Antidiquark-Paare entstehen können (vgl. Abb. 6b), so daß die Parton-Gruppen selber schon eine Netto-Baryonenzahl tragen [14].

Abb. 34:  $\cos\theta^*$ -Verteilung von Proton-Antiproton-Paaren (aus [78]).

In einer weiteren Untersuchung wurde von der TPC-Kollaboration die Korrelationsfunktion  $c_{ab}(y_a, y_b)$  für Antiproton-Antiproton-Paare bestimmt [79], die durch

$$c_{ab}(y_a, y_b) = \frac{\rho_{ab}(y_a, y_b)}{\rho_a(y_a) \rho_b(y_b)} - 1$$

definiert ist, wobei  $\rho_a$  und  $\rho_b$  die semi-inklusive normierten Rapiditätsverteilungen sind und  $\rho_{ab}$  die 2-dimensionale Rapiditätsverteilung der  $\bar{p}\bar{p}$ -Paare ist (diese Definition entspricht dem weiter oben definierten globalen Korrelationsparameter  $R$ ). Der Ausschritt dieser Korrelationsfunktion für einen Bereich von  $y_a$  ist in Abb. 35 gezeigt. Man beobachtet eine lokale Anti-Korrelation in der  $\bar{p}\bar{p}$ -Paarerzeugung. Wie die in Abb. 35 eingezeichneten Kurven zeigen, wird diese Anti-Korrelation durch die Version 6.2, aber nicht durch die Version 4.3 des Lund-Modells beschrieben. Die Autoren führen dies auf die in der Version 6.2 verwendete Fragmentationsfunktion zurück, die zu einer stärkeren Korrelation der Rapiditäts-Anordnung der Hadronen mit der Abfolge der Entstehung der Quark-Antiquark-Paare in der Fragmentationskette führt. Es wird jedoch nicht untersucht, inwieweit für die beobachtete lokale Anti-Korrelation auch der Mechanismus der Baryon-Erzeugung von Bedeutung ist. Für Baryon-Antibaryon-Kombinationen wird eine lokale Korrelation beobachtet und die gemessenen Korrelationsfunktionen  $c_{ab}(y_a, y_b)$  werden richtig vom Lund-Modell (Version 6.2) beschrieben.

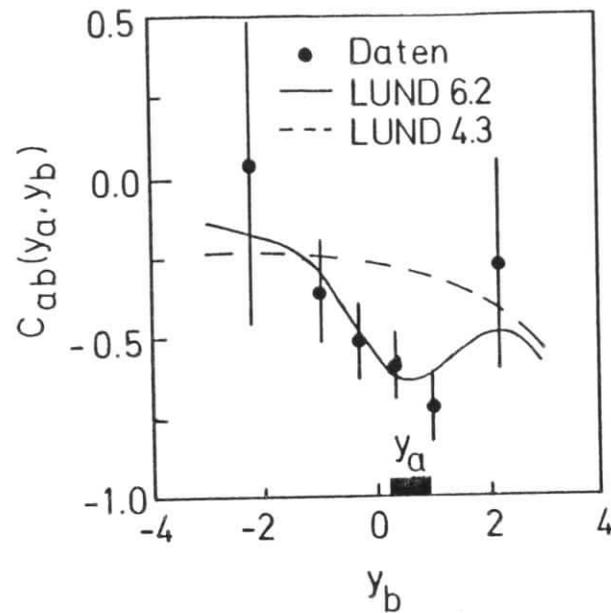


Abb. 35: Korrelationsfunktion, wie im Text definiert, für  $p\bar{p}$ -Paare in der  $e^+e^-$ -Annihilation (aus [79]).

### 6.3 Vergleich der Modelle der Baryon-Erzeugung

Die Baryon-Erzeugung in einem CF-Modell läßt sich nicht direkt mit Ergebnissen aus der  $\mu N$ -Streuung vergleichen, da es bislang keine Beschreibung der Fragmentation der Target-Reste auf theoretischer Basis oder gar in Form eines Monte-Carlo-Simulationsprogramms gibt. Resultate aus der  $e^+e^-$ -Annihilation sind mit einem CF-Modell verträglich, wenn die Parton-Gruppen selber schon eine Baryonzahl besitzen.

Das Modell von Fredriksson wird mit hoher Wahrscheinlichkeit von Ergebnissen aus der  $\mu N$ -Streuung ausgeschlossen, da hier keine Hinweise auf vorwärts-gestreute Target-Diquarks gefunden werden. Da in der  $e^+e^-$ -Annihilation praktisch keine Baryon-Antibaryon-Paare mit kinematisch maximalem Rapiditätsabstand gefunden werden, kann auch das Modell von Meyer mit hoher Signifikanz verworfen werden.

Der Vergleich zwischen dem Diquark- und dem Casher-Mechanismus im Lund-Modell fällt nicht eindeutig aus. In der  $\mu N$ -Streuung gibt der Casher-Mechanismus die Korrelationen der Proton- mit der Antiproton-Erzeugung in der Vorwärts-Hemisphäre besser wieder (vgl. Abb. 27), sagt aber eine zu hohe mittlere  $p\bar{p}$ -Paar-Multiplizität voraus. Die Übereinstimmung der mittleren  $p\bar{p}$ -Paar-Multiplizitäten der Daten mit dem Diquark-Mechanismus ist andererseits eher zufällig, da die gesamte Baryon-Erzeugungsrate in der verwendeten Monte-Carlo-Programmversion zu niedrig angesetzt war. Aus der Untersuchung des Rapiditäts-Abstands in  $p\bar{p}$ -Paaren ergibt sich, daß sowohl der Casher- als auch der Diquark-Mechanismus verträglich mit den experimentellen Daten sind.

Die Ergebnisse aus der  $e^+e^-$ -Annihilation sind konsistent mit den in dieser Arbeit gewonnen experimentellen Resultaten und mit dem Casher-Mechanismus zur Baryon-Erzeugung.

Wie der Vergleich mit Daten des NA2-Experiments zeigt, ist die Massenabhängigkeit der in der Version 6.2 des Lund-Modells verwendeten Fragmentationsfunktion zu stark. Die relative Unterdrückung von Antiprotonen in Quark-Jets wird besser durch den Casher-Mechanismus als durch den Diquark-Mechanismus beschrieben.

7. Zusammenfassung

Die semi-inklusive Proton- und Antiproton-Erzeugung in der tief-inelastischen Myon-Nukleon-Streuung bei  $E_\mu = 280$  GeV wurde untersucht. Die Streuung an einem Wasserstoff- und einem Deuterium-Target wurde verglichen und kein signifikanter Unterschied festgestellt. Die mittleren Multiplizitäten von Antiprotonen und Protonen in der Vorwärts-Hemisphäre ( $x_F > 0$ ) zeigen denselben klaren Anstieg mit der Schwerpunktsenergie  $W$  und stimmen gut mit den Ergebnissen aus der  $e^+e^-$ -Annihilation überein.

Das Lund-Modell beschreibt das Verhalten der Daten qualitativ gut, sagt aber für die Streuung an Wasserstoff insbesondere für Ereignisse mit kleinem  $x_{BJ}$  eine etwas höhere Zahl von Protonen im Bereich der Target-Fragmente voraus, als in den Daten gefunden wird. Der Massenabhängigkeit der in der Version 6.2 des Lund-Modells verwendeten Fragmentationsfunktion  $D_1^h(z)$  ist zu groß, wie ein Vergleich mit Resultaten des NA2-Experiments zeigt.

In den Daten wird kein Hinweis auf vorwärts-gestreute Diquarks gefunden, so daß das Diquark-Streuung-Modell von Fredriksson mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden kann.

Zum ersten Mal in der tief-inelastischen Myon-Nukleon-Streuung bei hohen Energien wurden Korrelationen in der Proton- und Antiproton-Erzeugung untersucht. Die Erzeugung von Protonen in der Vorwärts-Hemisphäre ist stark mit dem Auftreten eines Antiprotons korreliert.  $p\bar{p}$ -Paare mit  $y_p > 0.5$  zeigen eine starke Korrelation in der Rapidität mit einem mittleren Abstand von einer Einheit, die nicht für  $p\bar{p}$ -Paare mit  $y_p < -1$  und  $pp$ -Paare beobachtet wird. Die Experimente aus der  $e^+e^-$ -Annihilation bestätigen dieses Ergebnis.

Die experimentellen Ergebnisse wurden mit den Vorhersagen des Diquark- und des Casher-Mechanismus im Lund-Modell (Versionen 4.1 und 6.2) verglichen. In beiden Modellen werden, im Verhältnis zu den mittleren Proton- und Antiproton-Multiplizitäten, zu viele Proton-Antiproton-Paare pro Ereignis vorausgesagt. Der Casher-Mechanismus beschreibt die Korrelation der Proton-Erzeugung in der Vorwärts-Hemisphäre mit der Antiproton-Erzeugung richtig, während der Diquark-Mechanismus diese Korrelation überschätzt.

Anhang

A1 Formeln zur Berechnung der konditionalen Wahrscheinlichkeiten

Für jede Massenhypothese  $m$  wird die zu erwartende Zahl  $N$  von Photoelektronen bestimmt. Es wird zwischen Signalen oberhalb und unterhalb einer Untergrundschwelle  $x_0$  der ADC's unterschieden. Für die Berechnung der konditionalen Wahrscheinlichkeiten werden dann folgende Formeln benutzt ( $x$  = Zahl der gemessenen Photoelektronen):

1. der Impuls des Teilchens liegt unter der Cerenkovschwelle für diese Massenhypothese
  - a) das Signal liegt unter der Untergrundschwelle

$$H(x) = 1 - p_B$$

- b) das Signal liegt oberhalb der Untergrundschwelle

$$H(x) = p_B \alpha e^{-\alpha x}$$

2. der Impuls des Teilchens liegt oberhalb der Cerenkovschwelle für diese Massenhypothese
  - a) das Signal liegt unter der Untergrundschwelle

$$H(x) = (1 - p_B) P_N(x)$$

- b) das Signal liegt oberhalb der Untergrundschwelle

$$H(x) = (1 - p_B) P_N(x) + \int_{x_0}^{\omega} p_B \alpha e^{-\alpha(x-z)} P_N(z) dz$$

Dabei ist  $p_B$  die Häufigkeit von Untergrundlicht pro Ereignis, das durch eine exponentielle Impulshöhen-Verteilung mit einer Steigung  $-\alpha$  beschrieben wird.  $P_N(x)$  beschreibt die erwartete Verteilung des Cerenkov-Lichts bei einem Mittelwert  $N$  und ist in der Regel durch eine Poisson-Verteilung gegeben. Die Gesamtwahrscheinlichkeit, irgendein Signal zu messen, ist in den beiden Fällen 1 und 2 jeweils auf eins normiert.

- A2 Liste von Diplomarbeiten und Dissertationen, die sich mit dem NA9-Experiment befassen

Der Erfolg des NA9-Experiments, und auch dieser Arbeit, beruht auf dem Beitrag zahlreicher Diplomanden und Doktoranden. In ihren Arbeiten findet man eine Beschreibung zahlreicher Details der Apparatur sowie der Auswerte-Programme und -Methoden, deren Aufnahme in diese Arbeit nicht möglich war. Für ihre Hilfe bei der Zusammenstellung dieser Liste bin ich Liz Cumiskey dankbar.

- H. Brück, Kalibration und Monitorsystem der Photo-Multiplerröhren des Cerenkovzählers C0 im Vertexdetektor der EMC am CERN, Universität Wuppertal, Nov. 1981 (WU-D 81-10).
- M. Pötsch, Ein Gas-Schwellencerenkovzähler für den Vertexdetektor der EMC am SPS-Müonstrahl am CERN, Universität Wuppertal, Nov. 1981 (WU-D 81-12).
- H. Forsbach, Auswertung von Testdaten zur Untersuchung von Cerenkovzählerkenngrößen, Universität Wuppertal, Juni 1983 (WU-D 83-4).
- J. Jung, Aufbau und Test eines Proportionalkammersystems für Myon-Streuexperimente, Universität Freiburg, Juni 1983.
- C.P. Bee, A Study of Inclusive Proton and Antiproton Production in 280 GeV/c Muon-Nucleon Scattering, University of Lancaster, Okt. 1983 (HEP-T-112).
- F. Montanet, Identification des Hadrons Produits dans la Diffusion Tres Inelastique Muon-Nucleon. Utilisation d'un Compteur Cerenkov a Radiateur D'Aerogel de Silice, L.A.P.P./Universite de Grenoble, Juli 1983.
- M. Studt, Untersuchung der Tiefinelastischen Myon Proton Streuung mit einer Streamerkammer bei einer Myon-Energie von 280 GeV, Universität Hamburg, 1983.
- A.S. Johnson, Energy Flow and Transverse Momentum Properties of Hadrons Produced by Deep Inelastic  $\mu$ -p Scattering, University of Oxford, Feb. 1984.
- H. Brück, Untersuchung von Spektren identifizierter Hadronen mit einem  $4\pi$ -Detektor in der tiefinelastischen Müon-Proton-Streuung, Universität Wuppertal, Nov. 1984 (WU-B-DI 84-6).
- K. Long, A Study of the Hadrons Produced in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering, University of Oxford, Nov. 1984 (RAL-T-001).
- C. Hoppe, Protonenidentifikation in der Streamerkammer der Europäischen-Myonkollaboration, Universität Hamburg, 1984.

- G.B. Poensgen, Messung hadronischer Endzustände in der tief-Inelastischen Myon-Proton-Streuung unter besonderer Berücksichtigung eines  $N_2$ -Schwellen-Cerenkovzählers, DESY/Universität Hamburg, 1984.
- S. Maselli, Produzione di stati finali di trimuoni nell'urto profondamente anelastico muone-nucleone, Università di Torino, 1984.
- J.A. Coughlan, A Study of Charged Kaon Production by 280 GeV/c Muon-Proton Scattering, University of Lancaster, Jan. 1985 (RAL-T-005).
- F. Dengler, Eine Untersuchung der Erzeugung von Hadronen in Myon-Proton-Reaktionen bei 280 GeV am Proton-Synchrotron des CERN, MPI München, Feb. 1985.
- J.G. Williamson, Neutral Pion Production and Single Photon Asymmetries in Deep Inelastic Muon Scattering, University of Sheffield, März 1985.
- J. Krüger, Hadronische Korrelationen in der Tiefinelastischen Myon-Proton-Streuung, Universität Wuppertal, Mai 1985 (WU-B-DI 85-4).
- L. Urban, Eine statistische Methode zur Bestimmung von Multiplizitätsverteilungen geladener Hadronen am Beispiel der Myon-Proton Streuung, Universität Aachen, Juli 1985.
- N. Geddes, Properties of Jet Fragmentation in Deep Inelastic  $\mu$ p Scattering, University of Oxford, Dez. 1985 (RAL-T-017).
- S. Wheeler, A Study of Neutral Pion and Omega Meson Production by 280 GeV/c Muon Proton Scattering, University of Sheffield, Dez. 1985 (RAL-T-020).
- F. Montanet, These de Doctorat d'Etat, Faculte des Sciences de Luminy, Universite d'Aix - Marseille II, Sept. 1986.
- A. Krüger, Untersuchung der Gluonenfragmentation in der tiefinelastischen Myon Nukleon Streuung, Universität Hamburg, Nov. 1986.
- D. Lauterjung, Erzeugung von Vektor-Mesonen mit offener Seltsamkeit in der tief-Inelastischen Myon-Nukleon-Streuung, Universität Wuppertal, 1986.
- M. Pötsch, Dissertation, Universität Wuppertal, 1987.
- C. Benchouk, Fonctions de Distribution et Fonctions de Fragmentation de Quarks dans l'Etat Final Hadronique de la Diffusion Muon-Nucleon a 280 GeV/c, Faculte des Sciences de Luminy, Marseille, 1987.
- H. Schlemann, Untersuchung der  $W^2$ - und  $Q^2$ -Abhängigkeit von Hadron-Multiplizitäten in der tief-Inelastischen Myon-Proton-Streuung, Dissertation in Vorbereitung, FB Physik, Universität Hamburg 1987.

## Anmerkungen

- [ 1] EMC, J.J. Aubert et al., A Search for Free Quarks in Deep Inelastic Muon Scattering, Phys. Lett. 133B (1983) 461.
- [ 2] F.E. Close, An Introduction to Quarks and Partons, Academic Press, London 1979.
- [ 3] J. Drees, Deep Inelastic Scattering, In: Proceedings of the 1980 CERN School of Physics, Malente 1980, CERN 81-04 (gelber Bericht).
- [ 4] J.D. Bjorken, Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum, Phys. Rev. 179 (1969) 1547.
- [ 5] EMC, J.J. Aubert et al., Measurement of  $R = \sigma_L/\sigma_T$  in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering, Phys. Lett. 121B (1983) 87.
- [ 6] EMC, J.J. Aubert et al., QCD Analysis of the Structure Function  $F_2$  in Muon Nucleon Scattering, Phys. Lett. 114B (1982) 291.
- [ 7] R.P. Feynman, Very High-Energy Collisions of Hadrons, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415.
- [ 8] EMC, J.J. Aubert et al., Transverse Momentum of Charged Hadrons observed in Deep Inelastic Muon Scattering, Phys. Lett. 95B (1980) 306.
- [ 9] EMC, M. Arneodo et al., Transverse Momentum and its Compensation in Current and Target Jets in Deep-Inelastic Muon-Proton Scattering, Phys. Lett. 149B (1984) 415.
- [10] EMC, M. Arneodo et al., Comparison between Hadronic Final States produced in  $\mu p$  and  $e^+e^-$  Interactions, CERN-EP/86-119 (to be published in Z. Phys. C).
- [11] EMC, M. Arneodo et al., Hadron Multiplicity Variation with  $Q^2$  and Scale Breaking of the Hadron Distributions in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering, Phys. Lett. 165B (1985) 222.
- [12] EMC, M. Arneodo et al., Investigation of the  $W$  and  $Q^2$  Dependence of Charged Pion Distributions in  $\mu p$  Scattering, Z. Phys. C31 (1986) 1.
- [13] H. Schliermann, Untersuchung der  $W^2$ - und  $Q^2$ -Abhängigkeit von Hadron-Multiplizitäten in der tief-inelastischen Myon-Proton-Streuung, Dissertation in Vorbereitung, FB Physik, Universität Hamburg 1987.
- [14] T. Sjöstrand, Status of Fragmentation Models, Universität Lund (Schweden), LU TP 86-16, 1986.

- [15] R.P. Feynman, R.D. Field, G.C. Fox, A Quantum Chromodynamik Approach for the Large Transverse Momentum Production of Particles and Jets, Phys. Rev. D18 (1978) 3320.
- [16] R.D. Field, R.P. Feynman, Quark Elastic Scattering as a Source of High Transverse Momentum Mesons, Phys. Rev. D15 (1977) 2590.
- [17] R.D. Field, R.P. Feynman, A Parametrization of the Properties of Quark Jets, Nucl. Phys. B136 (1978) 1.
- [18] B. Andersson et al., Parton Fragmentation and String Dynamics, Phys. Rep. 97 (1983) 33.
- [19] T. Sjöstrand, The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and  $e^+e^-$  Physics, JETSET Version 6.2, Comput. Phys. Commun. 39 (1986) 347.
- [20] A. Casher, H. Neuberger, S. Nussinov, Chromoelectric flux-tube model of particle production, Phys. Rev. D20 (1979) 179.
- [21] B. Andersson et al., Baryon Production in Lepton Nucleon Scattering and Diquark Fragmentation, Z. Phys. C13 (1982) 361.
- [22] ABBPPST Collaboration, D. Allasia et al., Fragmentation into Strange Particles in High Energy  $\nu p$ ,  $\bar{\nu} n$ ,  $\bar{\nu} p$  and  $\bar{\nu} n$  Interactions, Phys. Lett. 154B (1985) 231.
- [23] G. Marchesini, B.R. Webber, Simulation of QCD Jets Including Soft Gluon Interference, Nucl. Phys. B238 (1984) 1.
- [24] B.R. Webber, A QCD Model for Jet Fragmentation including Soft Gluon Interference, Nucl. Phys. B238 (1984) 492.
- [25] T.D. Gottschalk, A Realistic Model for  $e^+e^-$  Annihilation including Parton Bremsstrahlung Effects, Nucl. Phys. B214 (1983) 201.
- [26] T.D. Gottschalk, A Simple Phenomenological Model for Hadron Production from Low Mass Clusters, Nucl. Phys. B239 (1984) 325.
- [27] T.D. Gottschalk, An Improved Description of Hadronization in the QCD Cluster Model for  $e^+e^-$  Annihilation, Nucl. Phys. B239 (1984) 349.
- [28] V. Cerny et al., Multiparticle Production in a Simple Monte Carlo Quark Parton Model, Phys. Rev. D16 (1977) 2822.
- [29] V. Cerny et al., Monte Carlo Approach to Multiparticle Production in a Quark Parton Model. 3.  $e^+e^-$  Annihilation and Quark Fragmentation Functions, Phys. Rev. D18 (1978) 4052.
- [30] K.W. Bell et al., A Survey of Models of Baryon Production in  $e^+e^-$  Annihilation, RAL, Chilton, Didcot (GB), RL 82-011, 1982.

- [31] G. Preparata, Partons vs. Hadrons: A Physical Theory of Fragmentation, Universität Bari, Italien, BARI/GT 83/10, 1983.
- [32] E. Ferrari, Hadron Phenomenology via the Fire-String Model, Dip. di Fisica, Università "La Sapienza", Roma, I.N.F.N. - Sezione di Roma (Italien), Preprint n.593, Nov. 1986.
- [33] N.I. Geddes, Properties of Jet Fragmentation in Deep Inelastic  $\mu p$  Scattering at 280 GeV, Ph.D. Thesis, University of Oxford (GB), 1985 (preprint RAL T 017).
- [34] EMC, M. Arneodo et al., Jet Production and Fragmentation in Deep Inelastic Muon Scattering, CERN-EP preprint In Vorbereitung.
- [35] F.W. Brasse, Particle Production, in: Proceedings of the Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, Bonn 1973.
- [36] H.E. Montgomery, Hadronic Final States in Muon Interactions, in: Proc. of the 1981 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Bonn 1981.
- [37] F. Janata, Hadron Production in Charged Lepton Scattering, DESY 86-095, Hamburg 1986.
- [38] R.D. Field, Baryon Production in  $e^+e^-$  Annihilations, Phys. Lett. 135B (1984) 203.
- [39] S. Fredriksson, M. Jandel, T.I. Larsson, Are "Gluon Effects" Caused by Diquarks?, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2179.
- [40] T. Meyer, A Monte Carlo Model to produce Baryons in  $e^+e^-$  Annihilation, Z. Phys. C12 (1982) 77.
- [41] B. Andersson et al., A Model for Baryon Production in Quark and Gluon Jets, Nucl. Phys. B197 (1982) 45.
- [42] B. Andersson, G. Gustafson und T. Sjöstrand, Baryon-Production in Jet-Fragmentation and  $\Upsilon$  Decay, Physica Scripta 32 (1985) 574.
- [43] TASSO, M. Althoff et al., A Detailed Study of Strange Particle Production in  $e^+e^-$  Annihilation at High Energy, Z. Phys. C27 (1985) 27.
- [44] G.B. Poensgen, Messung hadronischer Endzustände in der tief-inelastischen Myon-Proton-Streuung unter besonderer Berücksichtigung eines  $N_2$ -Schwellen-Cerenkovzählers, Diplomarbeit, Fachbereich Physik, Universität Hamburg 1984.
- [45] EMC, J.J. Allkhofer et al., A Large Magnetic Spectrometer System for High Energy Muon Physics, NIM 179 (1981) 445.
- [46] EMC, J.P. Albanese et al., The Vertex and Large Angle Detectors of a Spectrometer System for High Energy Muon Physics, NIM 212 (1983) 111.
- [47] J. Drees, Radiative Corrections and Hadron Distributions in Deep Inelastic  $\mu p$  Scattering, Universität/GHS Wuppertal, WU B 78 16, 1978.
- [48] L.W. Mo, Y.S. Tsai, Radiative Corrections to elastic and inelastic  $ep$  and  $\mu p$  Scattering, Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 205.
- [49] L.C. Maximom, Comments on Radiative Corrections, Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 193.
- [50] M. Glück, E. Hoffmann, E. Reya, Scaling Violations and the Gluon Distribution of the Nucleon, Z. Phys. C13 (1982) 119.
- [51] C. Hoppe, Protonidentifikation in der Streamerkammer der EMC, Diplomarbeit, FB Physik, Univ. Hamburg 1984.
- [52] M. Studt, Untersuchung der tief-inelastischen Myon-Proton-Streuung mit einer Streamerkammer bei einer Myon Energie von 280 GeV, Diplomarbeit, FB Physik, Univ. Hamburg 1983.
- [53] J. Litt, R. Meunier, Cerenkov Counter Technique in High Energy Physics, Ann. Rev. Nucl. Sci. 23 (1973) 1.
- [54] G.B. Poensgen, H. Schiemann, On the Determination of the Refractive Index of the CO, Part II, Interner Bericht für die Particle Identification Group der EMC, Genf, 1985.
- [55] C.P. Bee, A Study of Inclusive Proton and Antiproton Production in 280 GeV/c Muon-Nucleon Scattering, Ph.D. Thesis, University of Lancaster (GB), HEP T 112, 1983.
- [56] H. Brück, Untersuchung von Spektren identifizierter Hadronen mit einem  $4\pi$ -Detektor in der tief inelastischen Muon-Proton-Streuung, Dissertation, Universität/GHS Wuppertal, WU B-DI 84 6, 1984.
- [57] Ph. Housse, F. Montanet, C. Pascaud, Weighted Method for Particle Identification, EMC/83/27 (Interner Bericht), 1983.
- [58] A.S. Johnson, Energy Flow and Transverse Momentum Properties of Hadrons Produced by Deep-Inelastic  $\mu p$  Scattering, Ph.D. Thesis, University of Oxford (GB), HEP T 119, 1984.
- [59] V. Blobel, Unfolding Methods in High Energy Physics Experiments, DESY 84-118, Hamburg 1984.
- [60] EMC, J.J. Aubert et al., A Measurement of Wide Angle Bremsstrahlung in a High Energy Muon Scattering Experiment as a Check on the Consistency of Radiative Correction Calculations, Z. Phys. C10 (1981) 101.

- [61] G.B. Poensgen, H. Schlemann, Model Dependence of Corrections, EMC/86/18 (Interner Bericht), 1986.
- [62] EMC, J.P. Albanese et al., A First Study of Complete Hadronic Final States in 280 GeV Muon-Proton Scattering, Paper submitted to the 1983 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Cornell 1983 und EMC, M. Arneodo et al., Studies of Quark and Diquark Fragmentation into Identified Hadrons in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering, Phys. Lett. 150B (1985) 458.
- [63] EMC, M. Arneodo et al., Strangeness Production in Deep Inelastic Muon Nucleon Scattering at 280 GeV, Z. Phys. C34 (1987) 283.
- [64] EMC, M. Arneodo et al., Proton and Antiproton Production in Deep Inelastic Muon-Nucleon Scattering at 280 GeV, CERN-EP/87-74 (to be published in Z. Phys. C).
- [65] EMC, J.J. Aubert et al., Forward Produced Protons and Antiprotons in Deep Inelastic Muon Proton Scattering, Phys. Lett. 103B (1981) 388.
- [66] C. Benchouk, Production de protons et d'antiprotons rapides dans la diffusion profondement inelastique muon-nucleon, These de troisieme clecle, Universite d'Aix-Marseille II, Faculte des Sciences de Luminy (Frankreich), 1983.
- [67] EMC, J.J. Aubert et al., A Comparison of Proton, Antiproton and Meson Distributions in Final States of Deep Inelastic Muon Scattering, Phys. Lett. 135B (1984) 225.
- [68] EMC, M. Arneodo et al., Multiplicities of Charged Hadrons in 280 GeV/c Muon-Proton Scattering, Nucl. Phys. B258 (1985) 249.
- [69] EMC, J.J. Aubert et al., Measurement of the Deuterium Structure Function  $F_2^d$  and a Comparison of Proton and Neutron Structure, Phys. Lett. 123B (1983) 123.
- [70] N. Schmitz, An Introduction to Proton-Proton Collisions at High Energies, Acta Physica Polonica B4 (1973) 689.
- [71] EMC, M. Arneodo et al., Charge and Transverse Momentum Correlations in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering, Z. Phys. C31 (1986) 333.
- [72] H. Aihara et al.,  $\Lambda$  Production in  $e^+e^-$  Annihilation at 29 GeV, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 274.
- [73] M. Derrick et al., Hadron Production in  $e^+e^-$  Annihilation at  $\sqrt{s} = 29$  GeV, PU-85-537, 1985 (Submitted to Phys. Rev. D).
- [74] C. de la Vaissiere et al.,  $\Lambda$  Production in  $e^+e^-$  Annihilation at 29 GeV, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 2071.

- [75] G. Dietrich, Untersuchung der  $\Lambda$  und  $\Xi$ -Produktion bei Elektron-Positron-Anihilationen am Speicherring PETRA, Dissertation, FB Physik, Universität Hamburg 1985.
- [76] JADE, W. Bartel et al., Baryon Production in  $e^+e^-$  Annihilation at PETRA, Phys. Lett. 104B (1981) 325.
- [77] K. Maruyama, Baryon Production in  $e^+e^-$  Annihilation at 29 GeV, Universität Tokio (Japan), UT-HE-84/09, 1984.
- [78] H. Aihara et al., Baryon Production in  $e^+e^-$  Annihilation at  $\sqrt{s} = 29$  GeV. Clusters or Diquarks?, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1047.
- [79] TPC/Two-Gamma Collaboration, H. Aihara et al., Study of Baryon Correlations in  $e^+e^-$  Annihilation at 29 GeV, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 3140.
- [80] TASSO, M. Althoff et al., Charged Hadron Composition of the Final State in  $e^+e^-$  Annihilation at High Energies, Z. Phys. C17 (1983) 5.
- [81] TASSO, M. Althoff et al., Evidence for Local Compensation of Baryon Number in  $e^+e^-$  Annihilation, Phys. Lett. 139B (1984) 126.
- [82] S. Ekelin, S. Fredriksson, Hadron  $p_T$  Correlations in Quark Jets, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2428.

### Danksagung

Mein Dank geht an alle Mitglieder der Europäischen Myon-Kollaboration, die mit ihrem Beitrag zum Aufbau, dem Betrieb und der Auswertung des NA9-Experiment und die vorliegende Arbeit ermöglichten.

Fritz Janata gab den Anstoß zu dieser Arbeit - genau zum richtigen Zeitpunkt. Ihm bin ich darüberhinaus dankbar für die fachliche Betreuung dieser Arbeit und seine ständige Bereitschaft, bei der Lösung jedes Problems zu helfen, sei es noch so klein oder so groß gewesen.

Holger Schiemann danke ich für fast tägliche Diskussionen über die verschiedensten Aspekte dieser Arbeit und der Zusammenarbeit in einer so großen Kollaboration wie der EMC. Wie häufig er mich auch in den schwierigsten Situationen immer wieder ermutigte und dabei nie die Geduld verlor, bleibt ungezählt.

Herrn Dr. F. Brasse und Dr. Jörg Gayler möchte ich für die ausführliche Diskussion der Ergebnisse danken.

Viel geholfen haben mir die Mitglieder der BLAKA-Gruppe, Frank Jewsky, Andreas Krüger und Michael Studt, und ganz besonders meine polnischen Kollegen, Jacek Ciborowski, Jan Figiel, Jacek Gajewski und Ewa Rondio. Ihnen allen danke ich auch für die stets freundliche und anregende Arbeitsatmosphäre.

Herrn Prof. H. Spitzer danke ich für die Ermöglichung und Unterstützung dieser Arbeit.

Zuletzt geht mein Dank an alle hier nicht namentlich genannten Freunde und Freundinnen, die mir hilfreich und mit Verständnis zur Seite standen, und ganz besonders an Eddie, der mir sehr geduldig bei der Anfertigung dieses Manuskripts geholfen hat.

