

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

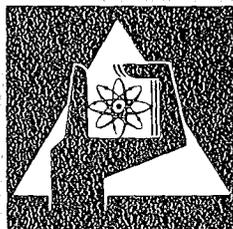
April 1977

KFK 2443

Institut für Experimentelle Kernphysik

**Korrelationen zwischen impulsanalysierten
Sekundärteilchen in der Proton-Proton-
Wechselwirkung bei hohen Reaktionsenergien**

W. Isenbeck



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK-Bericht 2443

Institut für Experimentelle Kernphysik

Korrelationen zwischen impulsanalysierten Sekundärteilchen
in der Proton-Proton-Wechselwirkung bei hohen Reaktionsenergien*

Wulf Isenbeck

* von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe genehmigte
Dissertation

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und
Technologie gefördert.

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

ZUSAMMENFASSUNG

An den Protonenspeicherringen (ISR) des CERN wurden Korrelationen zwischen einem Neutron und geladenen Sekundärteilchen, sowie zwischen einem negativen Pion und geladenen Sekundärteilchen in der Proton-Proton-Wechselwirkung bei einer Reaktionsenergie von $\sqrt{s} = 53$ GeV untersucht. Das Experiment wurde mit Hilfe des Split-Field-Magnet-Spektrometers durchgeführt. Zur Bestimmung der Energie und des Erzeugungswinkels von Neutronen diente ein Hadronkalorimeter.

Ladungskorrelationen im Zentralbereich werden im Rahmen einfacher Clustermodelle diskutiert.

Im Fragmentationsbereich werden Systeme von Teilchen beobachtet, die in der Rapidität eng benachbart sind. Die Teilchensysteme besitzen die Quantenzahlen (Ladung, Baryonenzahl, Isospin) des Protons und können im Rahmen des Partonbildes als vorwiegend nichtresonant erzeugte Valenzquarkcluster interpretiert werden.

Correlations between momentum analyzed secondaries
in proton proton interactions at high energies

ABSTRACT

Correlations between a neutron and charged secondaries and between a negativ pion and charged secondaries in proton proton interactions at $\sqrt{s} = 53$ GeV were studied at the Split-Field Magnet Facility of the CERN Interacting Storage Rings (ISR). To measure the energy and the production angle of neutrons we used a hadron calorimeter.

Charge correlations in the central region are discussed in the framework of simple cluster models.

In the fragmentation region systems of particles produced close together in rapidity are observed. These particle systems carry the quantum numbers (charge, baryon number, isotopic spin) of the proton and are interpreted as valence quark clusters in the quark parton picture.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN	4
2.1 Definition der kinematischen Variablen	4
2.2 Korrelationen	8
2.3 Teilchencluster	11
2.3.1 Zerfallskinematik	12
2.3.2 Ladungsübertrag	17
3. EXPERIMENTELLER AUFBAU	20
3.1 Protonenspeicherringe	20
3.2 Split-Field-Magnet	22
3.3 Detektor	24
3.4 Hadronkalorimeter	30
3.5 Definition der Trigger	36
4. DATENNAHME UND DATENANALYSE	38
5. EIGENSCHAFTEN DES HADRONKALORIMETERS	45
5.1 Energieeichung	46
5.2 Auflösungsvermögen	53
5.3 Ansprechwahrscheinlichkeit	56
6. DARSTELLUNG UND DISKUSSION DER MESSERGESBNISSE	63
6.1 Inklusives Neutronenspektrum	63
6.2 Inklusive Zweiteilchenkorrelationen	67
6.3 Ladungskorrelationen im Zentralbereich	72
6.3.1 Ladungsübertrag in Abhängigkeit von der Multiplizität	73

	Seite
6.3.2 Ladungsübertrag in Abhängigkeit von der Reaktionsenergie	78
6.4 Teilchencluster im Fragmentationsbereich	90
6.5 Ladungskorrelationen im Fragmentationsbereich	102
6.6 Schlußfolgerungen	106
7. ZUSAMMENFASSUNG	108
8. ANHANG	110
8.1 Das Spurenerkennungsprogramm MARC	110
8.1.1 Logischer Aufbau des Programms	110
8.1.2 Clusterbildung	113
8.1.3 Rekonstruktion von Raumpunkten im Vorwärtsdetektor	114
8.1.4 Spurenerkennung im Vorwärtsdetektor	114
8.1.5 Spurenerkennung im Zentraldetektor	121
8.1.6 Effektivität	122
8.2 Magnetfeld des SFM	122
8.3 Implementieren der SFM-Programme an einer IBM 370/168	125
8.4 Kinematische Analyse mit dem Programm FIT4C	129
LITERATURVERZEICHNIS	137

1. EINLEITUNG

Über die Natur der Kräfte, die Hadronen aufeinander ausüben, ist erst wenig bekannt. Eine geschlossene Theorie der hadronischen Wechselwirkung gibt es bis heute nicht. Um so wichtiger ist es phänomenologische Ansätze zu finden, die zu einem tieferen Verständnis der Materie führen. Hierzu dienen Experimente, in denen Stöße zwischen hochenergetischen Hadronen untersucht werden. Insbesondere die in den letzten Jahren an den Protonenspeicherringen des CERN und an dem Protonensynchrotron in Batavia (NAL) durchgeführten Experimente, in denen Proton-Proton-Wechselwirkungen bei hohen Reaktionsenergien untersucht wurden, haben neue Erkenntnisse über die Natur der starken Wechselwirkung erbracht.

Hervorzuheben sind zwei Phänomene: Ereignisse, in denen Sekundärteilchen mit großem Transversalimpuls erzeugt werden und Beobachtungen, die unter dem Begriff "kurzreichweitige Ordnung" zusammengefaßt werden können. Auch in dem Experiment, das der vorliegenden Arbeit zu Grunde liegt, wurden diese beiden Phänomene untersucht. Diese Arbeit behandelt jedoch ausschließlich den zweiten Aspekt.

Der Begriff "kurzreichweitige Ordnung" besagt, daß zwischen Teilchen, die weit genug voneinander entfernt sind, keine Korrelationen bestehen. Das trifft beispielsweise auf Moleküle einer Flüssigkeit zu. Experimente der vergangenen Jahre führten zu dem Ergebnis, daß auch in Vielteilchenendzuständen der hadronischen Wechselwirkung eine "kurzreichweitige Ordnung" herrscht. Diese bezieht sich jedoch nicht auf die Ortskoordinaten sondern auf den Impulsraum.

Welche Eigenschaft der Materie verbirgt sich hinter diesem Phänomen? Ein einfaches Bild, aus dem eine "kurzreichweitige Ordnung" der Sekundärteilchen unmittelbar folgt, stellen Teilchencluster dar, die bei einer hadronischen Reaktion aufgrund einer noch unbekanntten Dynamik erzeugt werden und anschließend in mehrere Sekundärteilchen zerfallen. Über die Art und Weise wie Cluster emittiert werden, herrschen verschiedene Modellvorstellungen. In Fragmentationsmodellen beispielsweise werden maximal zwei Cluster

durch Fragmentation der primären Protonen erzeugt. Demgegenüber wächst in multiperipheren Clustermodellen die Multiplizität der Cluster mit der Reaktionsenergie. Bei kleinen Reaktionsenergien stimmen die Vorhersagen beider Modelle mit den Meßergebnissen überein. Erst bei großen Reaktionsenergien kann die eine oder andere Klasse von Modellen aufgrund unterschiedlichen asymptotischen Verhaltens ausgeschlossen werden. In der Klärung dieser Frage besteht eine Aufgabe der vorliegenden Arbeit.

Cluster sind Entitäten, mit denen das Phänomen "kurzreichweitige Ordnung" zwar beschrieben werden kann, ob sie jedoch physikalische Signifikanz besitzen, ist ungeklärt. Eine mögliche Interpretation stellt das ursprünglich von Feynman [1] eingeführte Partonbild dar, das durch Lepton-Nukleon-Streuexperimente bestätigt wurde. L. van Hove und S. Pokorski [2,3,4] greifen dieses Bild auf, um inelastische Stöße zwischen hochenergetischen Protonen zu beschreiben. Demnach bestehen Protonen aus

1. drei punktförmigen Valenzquarks, die etwa die Hälfte des Viererimpulses eines Protons tragen;
2. geladenen Quark-Antiquark-Paaren, die lediglich einen Bruchteil des Viererimpulses tragen;
3. neutralen Gluonen, die die andere Hälfte des Viererimpulses tragen und ausschließlich hadronisch wechselwirken. Sie vermitteln die Bindung der Quarks untereinander.

Treffen zwei Protonen aufeinander, so findet zwischen den Valenzquarks mit großer Wahrscheinlichkeit keine Wechselwirkung statt. Sie durchdringen ungehindert die hadronische Materie, um dann mit einem Teil der Gluonen zu schnellen Protonen oder "leading cluster" zu rekombinieren. Letztere sind angeregte Zustände, die die Quantenzahlen des Protons besitzen und die bevorzugt in ein Nukleon und Pionen zerfallen. Außerdem werden aus der durch hohe Reaktionsenergie angeregten Gluonenmaterie einzelne Gluonen emittiert, die als vorwiegend neutrale Teilchencluster mit kleinen Impulsen im Schwerpunktsystem der Reaktion in Erscheinung treten.

Dieses Bild vom Aufbau der hadronischen Materie führt zu folgenden Fragen:

Gibt es verschiedene Arten von Cluster?

Worin unterscheiden sie sich?

Wie zerfallen Cluster?

Welche Quantenzahlen (Baryonenzahl, Ladung) besitzen Cluster?

In der experimentellen Beantwortung dieser Fragen besteht die Aufgabe der vorliegenden Arbeit.

Das Experiment wurde im Rahmen der CERN - Collège de France - Heidelberg - Karlsruhe - Kollaboration an den Protonenspeicherringen des CERN durchgeführt, in denen die zur Klärung obiger Fragen notwendigerweise hohen Reaktionsenergien erreicht werden. Zum Nachweis geladener Sekundärteilchen sowie zur Bestimmung ihrer Impulse und Ladungen diente das Split-Field-Magnet-Spektrometer in der Wechselwirkungszone 4. Von großem Interesse für die Untersuchung von Clustereigenschaften sind neben geladenen Sekundärteilchen auch neutrale Hadronen. Deshalb wurde ein den räumlichen Verhältnissen am Split-Field-Magneten angepaßtes Hadronkalorimeter gebaut und so aufgestellt, daß der Erzeugungswinkel und die Energie von in Vorwärtsrichtung erzeugten Neutronen gemessen werden konnten.

2. PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

2.1 Definition der kinematischen Variablen

Die Variablen, mit denen wir die Gesetzmäßigkeiten von inelastischen Teilchenstößen der Art

$$a + b \rightarrow c + d + \dots$$

mit den Viererimpulsen

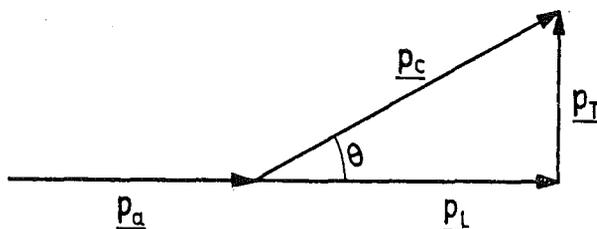
$$P_a + P_b \rightarrow P_c + P_d + \dots$$

beschreiben, sind:

1. Die lorentzinvariante Reaktionsenergie $s^{1/2}$

$$s = (P_a + P_b)^2 .$$

2. Der Transversalimpuls \underline{p}_T *) der Teilchen bezüglich der Einfallsrichtung.
3. Der Longitudinalimpuls \underline{p}_L der Teilchen bezüglich der Einfallsrichtung .



θ = Polarwinkel eines Sekundärteilchens

*) Dreiervektoren sind in dieser Arbeit durch einen Strich unter dem Buchstaben gekennzeichnet.

Die wesentlichen Eigenschaften dieser Variablen, soweit sie in dieser Arbeit von Interesse sind, sollen im folgenden erläutert werden.

Die Definition des Azimutwinkels ϕ lautet:

$$\cos \phi = \frac{\underline{p}_T \cdot \underline{n}}{p_T} \quad . \quad (2.1)$$

\underline{n} ist ein Normalvektor, der senkrecht zur Reaktionsebene steht.

Im Schwerpunktsystem einer Reaktion gelten die Beziehungen

$$\underline{p}_{L_a} = - \underline{p}_{L_b}$$

$$p_{T_a} = p_{T_b} = 0 \quad .$$

Alle Variablen sind, sofern sie vom Bezugssystem abhängen, im Schwerpunktsystem definiert. Auf Ausnahmen wird im Einzelfall hingewiesen.

An Stelle von p_L werden häufig die von Feynman eingeführte SkalenvARIABLE x oder die Rapidität y als Variable des longitudinalen Impulsraumes verwendet. Die Definition für x lautet:

$$x = \frac{p_L}{p_a} \quad (2.2)$$

$$(-1 \leq x \leq 1) \quad .$$

Die Rapidität y wird so definiert, daß Differenzen

$$dy = y_1 - y_2$$

und folglich auch Zählraten $\frac{dn}{dy}$ invariant gegenüber einer Lorentztransformation sind. Ebenso verhält sich die klassische Geschwindigkeit unter einer Gallileitransformation oder ein Winkel unter einer Drehung.

Um einen Ausdruck für y zu finden, wird ein Raum gewählt, in dem die Lorentztransformation eine Drehung darstellt (Minkowskiraum): In diesem Raum hat der Viererimpuls eine imaginäre Energiekomponente und die Lorentztransformation in longitudinaler Richtung lautet:

$$\begin{pmatrix} p_L' \\ iE' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & i\beta_L \gamma \\ -i\beta_L \gamma & \gamma \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_L \\ iE \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

mit

$$\beta_L = \frac{p_L}{E}$$

$$\gamma = (1 - \beta_L^2)^{-1/2}$$

Gleichung (2.3) wird mit einer Drehung um den imaginären Winkel

$$\phi = iy$$

verglichen:

$$\begin{pmatrix} p_L' \\ iE' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ -\sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_L \\ iE \end{pmatrix}$$

Aus den Beziehungen

$$\begin{aligned}\gamma &= \cosh y \\ \beta_L \gamma &= \sinh y \\ \beta_L &= \operatorname{tgh} y\end{aligned}\tag{2.4}$$

folgt die Bestimmungsgleichung für die Rapidity:

$$y = \operatorname{arc} \operatorname{tgh} \beta_L$$

oder

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}\tag{2.5}$$

Für masselose Teilchen gilt:

$$\beta_L = \cos \theta$$

Mit Hilfe dieser Gleichung und Formel (2.5) erhalten wir

$$y = \ln \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}\tag{2.6}$$

Die Rapidity ist jetzt eine Funktion des Polarwinkels der Sekundärteilchen, was näherungsweise auch für Teilchen mit einer Masse $m \ll p_L$ zutrifft.

Die Rapidity der einfallenden Protonen wird mit Hilfe der Beziehung

$$\gamma = \frac{\sqrt{s}}{2m_p}$$

m_p = Protonmasse

und der trigonometrischen Formel

$$\cosh y = \frac{1}{2} (e^y + e^{-y}) \quad (2.7)$$

hergeleitet. Aus Gleichung (2.4) folgt für $|y| \gg 1$

$$y_p = \pm \frac{1}{2} \ln \frac{s}{m_p^2} \quad (2.8)$$

Das kinematisch begrenzte Intervall des longitudinalen Impulsraumes

$$Y = \ln \frac{s}{m_p^2} \quad (2.9)$$

erstreckt sich bei einer Reaktionsenergie von $s^{1/2} = 52.5$ GeV über acht Einheiten. Der Rapiditätsbereich nahe der kinematischen Grenze heißt Fragmentationsbereich im Gegensatz zum Zentralbereich, der durch das Intervall $(-3 < y < 3)$ definiert wird.

2.2 Korrelationen

In der statistischen Mechanik werden Korrelationen zwischen Molekülen im Ortsraum durch den Vergleich der Zweiteilchendichten mit dem Produkt der Einteilchendichten zweier Moleküle beschrieben. Während die Einteilchendichten in Abhängigkeit von der Ortskoordinate für alle Aggregatzustände konstant sind, können die Zweiteilchendichten als Funktion des Abstandes zweier Moleküle variieren. Abhängig davon, ob es sich um gasförmige, flüssige oder feste Körper handelt, treten keine, kurzreichweitige oder langreichweitige Korrelationen auf.

In Analogie zur statistischen Mechanik wurde auch zur Beschreibung der Dynamik von Vielteilchenprozessen bei hohen Energien eine Korrelationsfunktion eingeführt. Sie beschreibt Korrelationen zwischen Sekundärteilchen im Impulsraum. Es werden die inklusiven Zweiteilchendichten

$$\rho_{12}(y_1, y_2, \underline{p}_{T_1}, \underline{p}_{T_2}, s) = \frac{1}{\sigma} \frac{d^6 \sigma_{12}}{dy_1 dp_{T_1}^2 dy_2 dp_{T_2}^2}$$

mit den inklusiven Einteilchendichten

$$\rho_1(y_1, \underline{p}_{T_1}, s) = \frac{1}{\sigma} \frac{d^3 \sigma_1}{dy_1 dp_{T_1}^2}$$

und

$$\rho_2(y_2, \underline{p}_{T_2}, s) = \frac{1}{\sigma} \frac{d^3 \sigma_2}{dy_2 dp_{T_2}^2}$$

zweier Sekundärteilchen verglichen.

Die Definition der Korrelationsfunktion lautet:

$$C' = \rho_{12} - \rho_1 \cdot \rho_2 \quad . \quad (2.10)$$

Unter der Voraussetzung, daß beide Sekundärteilchen unabhängig voneinander erzeugt werden, gilt nach (2.10)

$$C' = 0 \quad . \quad (2.11)$$

Gleichung (2.11) ist exakt in der Natur nicht erfüllt, da Korrelationen

aufgrund der Energie-Impuls-Erhaltung auftreten. Bei der Analyse der Meßergebnisse wird jedoch gezeigt, daß kinematische Effekte für Sekundärteilchen mit verhältnismäßig kleinen Impulsen zu vernachlässigen sind, so daß für diese Teilchen Werte $C' \neq 0$ als dynamische Korrelationen interpretiert werden können. Erst in der Nähe der Phasenraumgrenze treten auch Korrelationen kinematischen Ursprungs auf [5].

In dieser Arbeit werden nur Korrelationen im longitudinalen Impulsraum behandelt. Wir integrieren deshalb die inklusiven Teilchendichten über den Transversalimpuls:

$$d_1(y_1, s) = \int \rho_1(y_1, p_{T1}, s) d^2 p_{T1}$$

$$d_2(y_2, s) = \int \rho_2(y_2, p_{T2}, s) d^2 p_{T2}$$

$$d_{12}(y_1, y_2, s) = \iint \rho_{12}(y_1, y_2, p_{T1}, p_{T2}, s) d^2 p_{T1} d^2 p_{T2}$$

und erhalten:

$$C = d_{12} - d_1 \cdot d_2 \quad . \quad (2.12)$$

Um die Korrelationsfunktion experimentell zu bestimmen, werden die Impulse der Sekundärteilchen gemessen und die Rapiditäten gemäß Gleichung (2.5) unter der folgenden Annahme berechnet:

Positive Sekundärteilchen mit $|x| > 0.5$ sind Protonen.

Alle anderen Sekundärteilchen sind Pionen. Die so gewonnenen Zählraten sind jedoch mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers gewichtet:

$$\frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dy} = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} \cdot w(y)$$

N = Zahl der Ereignisse

w(y) = Nachweiswahrscheinlichkeit (siehe Abschnitt 4) .

Um systematische Fehler zu vermeiden, ist es zweckmäßig, die Korrelationsfunktionen auf die inklusiven Einteilchendichten zu normieren. Die Größe $\frac{dN}{dy}$ und die Nachweiswahrscheinlichkeiten fallen unter der Voraussetzung, daß Spuren unabhängig voneinander nicht erkannt werden, heraus:

$$R = \sigma \frac{d\sigma_{12}}{d\sigma_1 d\sigma_2} - 1 \quad . \quad (2.13)$$

Die Annahme, daß w(y) faktorisiert, ist für die in Abschnitt (6.2) erfolgende qualitative Diskussion der Zweiteilchenkorrelationen hinreichend gut erfüllt. Das Problem überlappender Spuren wird in Referenz [6] behandelt.

2.3 Cluster

Clustermodellen liegt die Vorstellung zugrunde, daß Hadronen nicht unabhängig voneinander erzeugt werden sondern in Form von Teilchencluster. Diese zerfallen anschließend in mehrere Sekundärteilchen. Das Bild schließt zwar die bekannten hadronischen Resonanzen ein, Cluster können sich jedoch von diesen unterscheiden.

Die Erzeugung von Teilchencluster in der hadronischen Wechselwirkung führt zu kurzreichweitigen Korrelationen in den Rapiditäten der Sekundärteilchen. Dieser Sachverhalt wird im folgenden erläutert.

2.3.1 Zerfallskinematik

Die einfachste Annahme besteht darin, daß Cluster in ihrem Ruhesystem isotrop zerfallen |7,8|:

$$\frac{dn}{d\Omega^*} = \text{konstant}$$

* = Ruhesystem des Clusters .

Es wird weiterhin angenommen, daß die Zerfallsprodukte masselos sind. Zusammen mit Definition (2.6) für die Rapidity und dem Raumwinkelement

$$d\Omega^* = 2\pi \sin \theta^* d\theta^*$$

erhalten wir einen Ausdruck für den Zerfall im longitudinalen Impulsraum:

$$\frac{dn}{dy^*} = \text{konstant} \cdot 2\pi \cdot \sin^2 \theta^* .$$

Aus Gleichung (2.7) folgt:

$$\cosh y^* = \sin \theta^{*-1} .$$

Dann lautet die Zerfallsverteilung:

$$\frac{dn}{dy^*} = \frac{2\pi \cdot \text{konstant}}{\cosh^2 y^*} . \quad (2.14)$$

Im Schwerpunktsystem wird zur Rapidity der Zerfallsteilchen die Rapidity des Clusters addiert:

$$y = y^* + y_{\text{Cluster}} .$$

Die Zerfallsverteilung (2.14) ist in Abbildung 1 dargestellt. Die Funktion kann durch eine Gaußverteilung mit der Varianz $\sigma = 0.8$ approximiert werden.

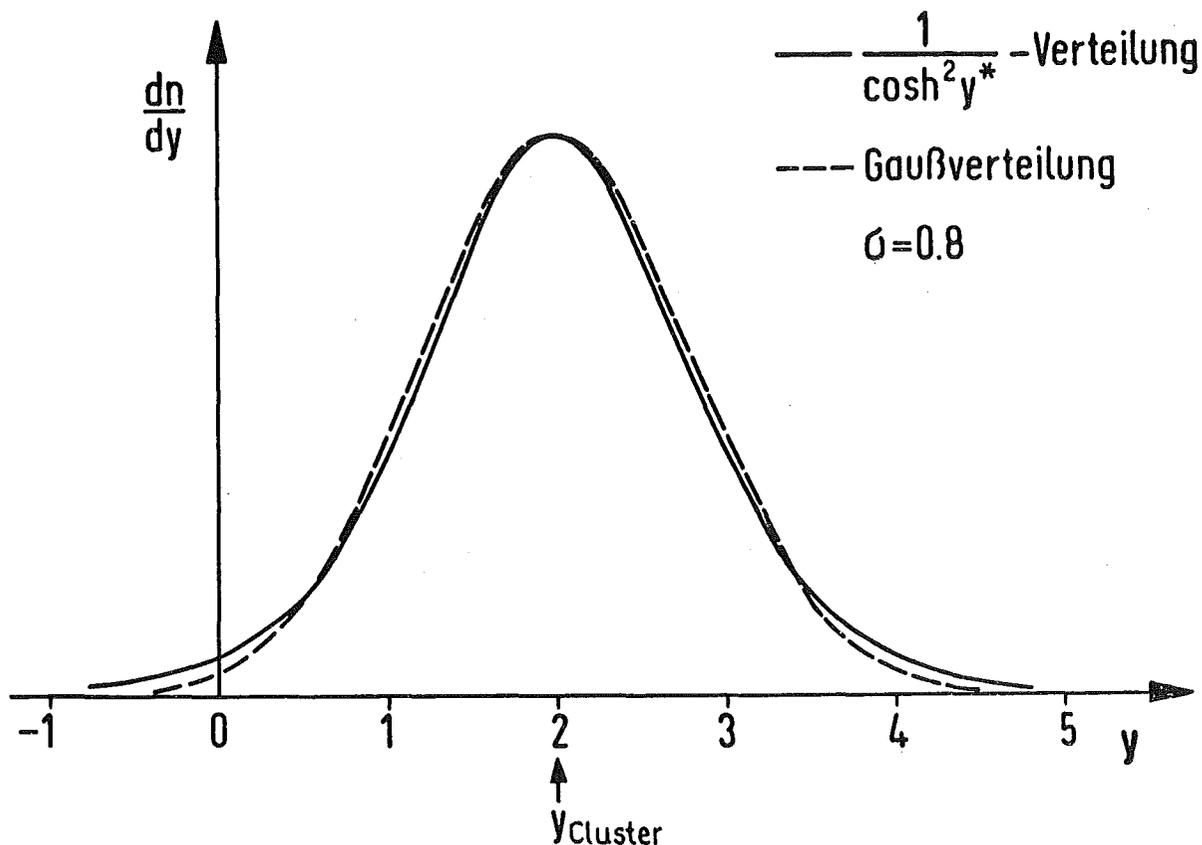


Abb. 1: Rapiditätsverteilung für den isotropen Clusterzerfall

Die Fragmente eines Clusters sind in der Rapidität miteinander korreliert. Die Korrelationslänge

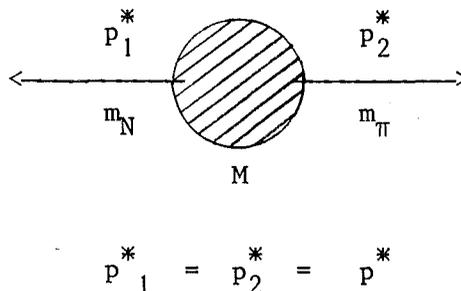
$$L = \langle |y_1 - y_2| \rangle \approx 1.5$$

ist klein verglichen mit dem kinematisch möglichen Rapiditätsintervall von acht Einheiten bei einer Reaktionsenergie von $\sqrt{s} = 53$ GeV. Der isotrope Clusterzerfall führt deshalb zu kurzreichweitigen Korrelationen in der Rapidität der Sekundärteilchen.

Die Zerfallsverteilung wurde unter der Voraussetzung hergeleitet, daß die Fragmente masselos sind. Durch Einsetzen der Pionmasse kann die Zerfallsverteilung ebenfalls mit Hilfe einer Gaußverteilung, deren Breite jetzt etwas kleiner ist, approximiert werden.

Neben der Kugelsymmetrie des Clusterzerfalls ist eine weitere Annahme über die Impulsverteilung der Fragmente erforderlich. Hierin unterscheiden sich verschiedene Clustermodelle. Als Beispiel seien zwei multiperiphere Feuerballmodelle genannt, in denen Cluster isotrop in Pionen zerfallen. Die Impulse der Sekundärteilchen im Ruhesystem der Cluster gehorchen einer Gaußverteilung [9] oder einer Planckverteilung [10]. A. Bialas et al. [11] weisen jedoch darauf hin, daß die verschiedenen modellabhängigen Impulsverteilungen Breite und Form der Zerfallsverteilung kaum beeinflussen. Diese wird durch eine Gaußverteilung mit einer Varianz von $0.7 < \sigma < 0.9$ gut wiedergegeben, unabhängig von dem einen oder anderen Modell.

Die kinematischen Grenzen der Zerfallsverteilung hängen jedoch von der Ruhemasse m des Clusters ab. Das soll an einem Beispiel diskutiert werden, das bei der Analyse der Meßergebnisse als eine modellunabhängige Aussage verwendet wird. Ein Cluster zerfalle in ein Nukleon und ein Pion mit den Massen m_N und m_π :



Um einen Ausdruck für das kinematisch begrenzte Zerfallsintervall zu finden, fragen wir nach der maximalen und minimalen Rapidität des Pions im Ruhesystem des Clusters:

$$\Delta = y_{\max}^* - y_{\min}^* .$$

Mit Hilfe der Definition der transversalen Masse

$$m_T^2 = E^2 - p_L^2$$

und Gleichung (2.5) gilt für die Rapidität der Zerfallsteilchen:

$$y^* = \ln \frac{E^* + p_L^*}{m_T} . \quad (2.15)$$

Aus der Erhaltung des Viererimpulses folgt:

$$p^* \approx \frac{M^2 - m_N^2}{2M} . \quad (2.16)$$

$$(m_\pi \ll 1 \text{ GeV}/c^2) .$$

Maximale bzw. minimale Rapidität erreicht das Pion, wenn ein Cluster in longitudinaler Richtung zerfällt:

$$p_L^* = p^*$$

$$m_T = m_\pi .$$

Aus den Gleichungen (2.15) und (2.16) erhalten wir die kinematischen Grenzen für den Zerfall:

$$y_{\max} = y_{\text{Cluster}} + \ln \frac{M^2 - m_N^2}{M m_\pi}$$

$$y_{\min} = y_{\text{Cluster}} - \ln \frac{M^2 - m_N^2}{M m_\pi}$$

Für das Rapiditätsintervall gilt:

$$\Delta = 2 \ln \frac{M^2 - m_N^2}{M m_\pi} \quad (2.17)$$

Für den Fall, daß beide Sekundärteilchen Pionen sind, vereinfacht sich (2.17) zu:

$$\Delta = 2 \ln \frac{M}{m_\pi} \quad (2.18)$$

Ebenso erhalten wir das kinematisch begrenzte Intervall eines Pions aus einem Dreikörperzerfall (ein Nukleon, zwei Pionen):

$$\Delta = 2 \ln \left(m_\pi^{-1} \left(\frac{5M^2 + 4m_N^2 - 3 \sqrt{M^4 + 8M^2 \cdot m_N^2}}{2} \right)^{1/2} \right) \quad (2.19)$$

In Tabelle 1 sind die gemäß Gleichung (2.19) berechneten Intervalle Δ für verschiedene Clustermassen aufgeführt.

TABELLE 1: Kinematisch begrenztes Rapiditätsintervall eines Pions aus einem Dreikörperzerfall in Abhängigkeit von der Clustermasse.

Clustermasse M (GeV/c ²)	Zerfallsintervall in der Rapidität
1.2	1.80
1.4	2.91
1.6	3.61
1.8	4.12
2.0	4.52

2.3.2 Ladungsübertrag

Der Zerfall neutraler Cluster führt aufgrund der kleinen Korrelationslänge zu lokaler Kompensation der Ladung. Ladungskorrelationen dieser Art können im Zentralbereich mit Hilfe des Ladungsübertrages von einer Rapiditätshemisphäre in die andere gemessen werden. Der Ladungsübertrag ist definiert durch:

$$U = \frac{1}{2} (Q_+ - Q_-) \quad (2.20)$$

$Q_{+,-}$ = Summe der Ladungen in der positiven bzw. negativen Rapiditätshemisphäre.

Die Fluktuation des Ladungsübertrages beträgt:

$$D^2 = \langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2$$

$\langle U \rangle$ stellt den über alle Ereignisse gemittelten Ladungsübertrag dar. In der Proton-Proton-Wechselwirkung ist aufgrund der Ladungssymmetrie des An-

fangszustandes $\langle U \rangle = 0$, so daß die Dispersion sich zu

$$D^2 = \langle U^2 \rangle \quad (2.21)$$

vereinfacht.

Das Abfallen der Wirkungsquerschnitte für exklusive Ladungsaustauschreaktionen mit zunehmender Reaktionsenergie veranlaßte C. Quigg und G.H. Thomas |12| zu der Vermutung, daß $\langle U^2 \rangle$ für $s \rightarrow \infty$ einen Grenzwert erreicht. Sie leiteten eine qualitative Aussage über das asymptotische Verhalten von $\langle U^2 \rangle$ aus einem einfachen multiperipheren Clustermodell ab. Dem Modell liegen die folgenden Annahmen zugrunde:

1. Im longitudinalen Impulsraum mit den kinematischen Grenzen $-\frac{1}{2} Y$ und $\frac{1}{2} Y$ (Y wurde in Gleichung (2.9) definiert) werden n Cluster gleichverteilt erzeugt.
2. Die Zahl der Cluster folgt einer Poissonverteilung

$$\sigma_n = \sigma_{\text{tot}} e^{-\langle n \rangle} \frac{\langle n \rangle^n}{n!}$$

Die mittlere Multiplizität $\langle n \rangle$ der Zahl der Cluster wächst linear mit dem verfügbaren Phasenraum

$$\langle n \rangle = a + b Y \quad (2.22)$$

3. Jeder Cluster zerfällt in Triplets ($\pi^+ \pi^- \pi^0$). Die Rapidity der Pionen liegt in dem Intervall

$$y_i - \Delta < y_\pi < y_i + \Delta$$

y_i = Rapidity des i -ten Clusters; Δ = Mobilitätsparameter.

Δ ist eine Funktion der Clustermasse und des mittleren Transversalimpulses der Pionen.

Der unter diesen Voraussetzungen abgeleitete Ausdruck für die Fluktuation des Ladungsübertrages - über alle Multiplizitäten und Ereignisse gemittelt - lautet:

$$\langle U^2 \rangle = \frac{4\Delta}{3Y} \langle n \rangle$$

Zusammen mit Gleichung (2.9) und (2.21) erhalten wir

$$\langle U^2 \rangle = \frac{4\Delta}{3} \left(b + \frac{a}{\ln\left(\frac{s}{2}\right)} \right) \quad (2.23)$$

$\frac{m_p}{p}$

Die Funktion erreicht einen Grenzwert für $s \rightarrow \infty$.

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU

Das Experiment wurde an den Protonen-Speicherringen ISR des CERN durchgeführt. Wir benutzten das Split-Field-Magnet-Spektrometer in der Wechselwirkungszone 4, mit dem Impuls und Erzeugungswinkel geladener Sekundärteilchen im nahezu gesamten Raumwinkel gemessen werden können. Zum Nachweis von Neutronen und zur Bestimmung ihrer Energie diente ein Hadronkalorimeter.

Es folgt eine allgemeine Beschreibung der Speicherringe und des Spektrometers. Für die Details wird auf die zitierte Literatur verwiesen. Der Aufbau des Kalorimeters und seine Eigenschaften werden ausführlich behandelt, da es einen wesentlichen apparativen Bestandteil der vorliegenden Arbeit bildet.

3.1 Protonenspeicherringe

Der schematische Aufbau der Speicherringe [13] ist in Abbildung 2 dargestellt. Die beiden Ringe werden mit Protonen aus dem Synchrotron bis zu einer Stromstärke von 25 A pro Ring gefüllt. Dank eines Vakuums von etwa 10^{-11} Torr betragen die Stromverluste weniger als 0.1% in der Stunde, so daß Experimentierperioden von mehreren Tagen Dauer möglich sind.

In acht Wechselwirkungszone treffen die beiden Protonenstrahlen unter einem horizontalen Winkel von etwa 15° aufeinander. Das Durchdringungsvolumen der beiden Strahlen hat eine typische Ausdehnung von $500 \times 50 \times 5 \text{ mm}^3$ (Länge \times Breite \times Höhe).

Die Wechselwirkungsrate ist proportional dem totalen Wirkungsquerschnitt der Proton-Proton-Wechselwirkung:

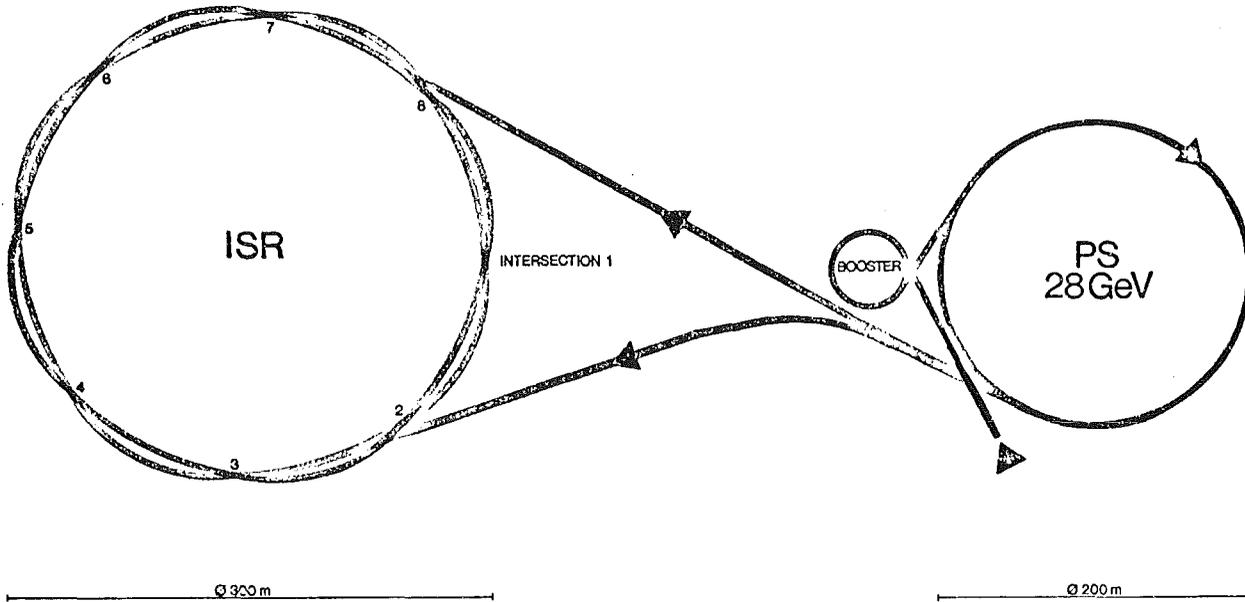


Abb. 2: Schematische Anordnung der Protonenspeicherringe ISR

$$\frac{dN_{\text{tot}}}{dt} = L \cdot \sigma_{\text{tot}}$$

Der Proportionalitätsfaktor L , die Luminosität ist eine Maschinenkonstante, die bekannt sein muß, um Wirkungsquerschnitte zu messen. Die Luminosität der ISR, deren Bestimmung in Abschnitt 4 beschrieben wird, beträgt bis zu $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Speicherringe haben gegenüber herkömmlichen Beschleunigern den Vorteil, daß das Schwerpunktsystem der Reaktion sich nur langsam gegenüber dem Laborsystem bewegt. Fast die gesamte Energie der beschleunigten Primärteilchen steht als Reaktionsenergie zur Verfügung. In Tabelle 2 werden den Strahlimpulsen der ISR äquivalente Werte eines herkömmlichen Beschleunigers gegenübergestellt.

TABELLE 2: Vergleich der Strahlimpulse der ISR mit den äquivalenten Werten eines herkömmlichen Beschleunigers.

Strahlimpulse der ISR (GeV/c)	Reaktionsenergie im Schwerpunktsystem (GeV)	äquivalente Strahlimpulse eines herkömmlichen Be- schleunigers (GeV/c)
11.8 + 11.8	23.4	291
15.3 + 15.3	30.4	491
22.4 + 22.4	44.4	1053
26.5 + 26.5	52.6	1474
31.4 + 31.4	62.3	2062

3.2 Split-Field-Magnet

In der Wechselwirkungszone 4 des ISR steht der Split-Field-Magnet (SFM) [14]. Aus der Krümmung der Flugbahnen geladener Sekundärteilchen im Feld des Magneten werden Impuls und Ladung bestimmt.

Die für einen Spektrometernagneten ungewöhnliche Bauweise (Abbildung 3) genügt der Forderung nach minimaler Störung der beiden Strahlen des Speicherrings. Der Magnet besteht aus zwei, durch eine vertikale Symmetrieebene getrennte Hälften, in denen das Feld in jeweils entgegengesetzte Richtung weist. Zwischen den beiden Hälften herrscht ein Quadrupolfeld. Die einfallenden Protonen erfahren im ersten Teil des Magneten eine Ablenkung aus ihrer Sollbahn, die im zweiten Teil durch das entgegengesetzte Feld weitgehend kompensiert wird. Zwei Kompensatormagnete pro Strahl gleichen Reststörungen aus. Der eine wirkt auf den Strahl, bevor dieser das Feld des SFM erreicht, der andere lenkt den Strahl, nachdem er das Feld verlassen hat, wieder auf die Sollbahn. Die Verwendung des Magnetfeldes bei der Analyse der Meßdaten wird in Anhang 8.3 beschrieben.

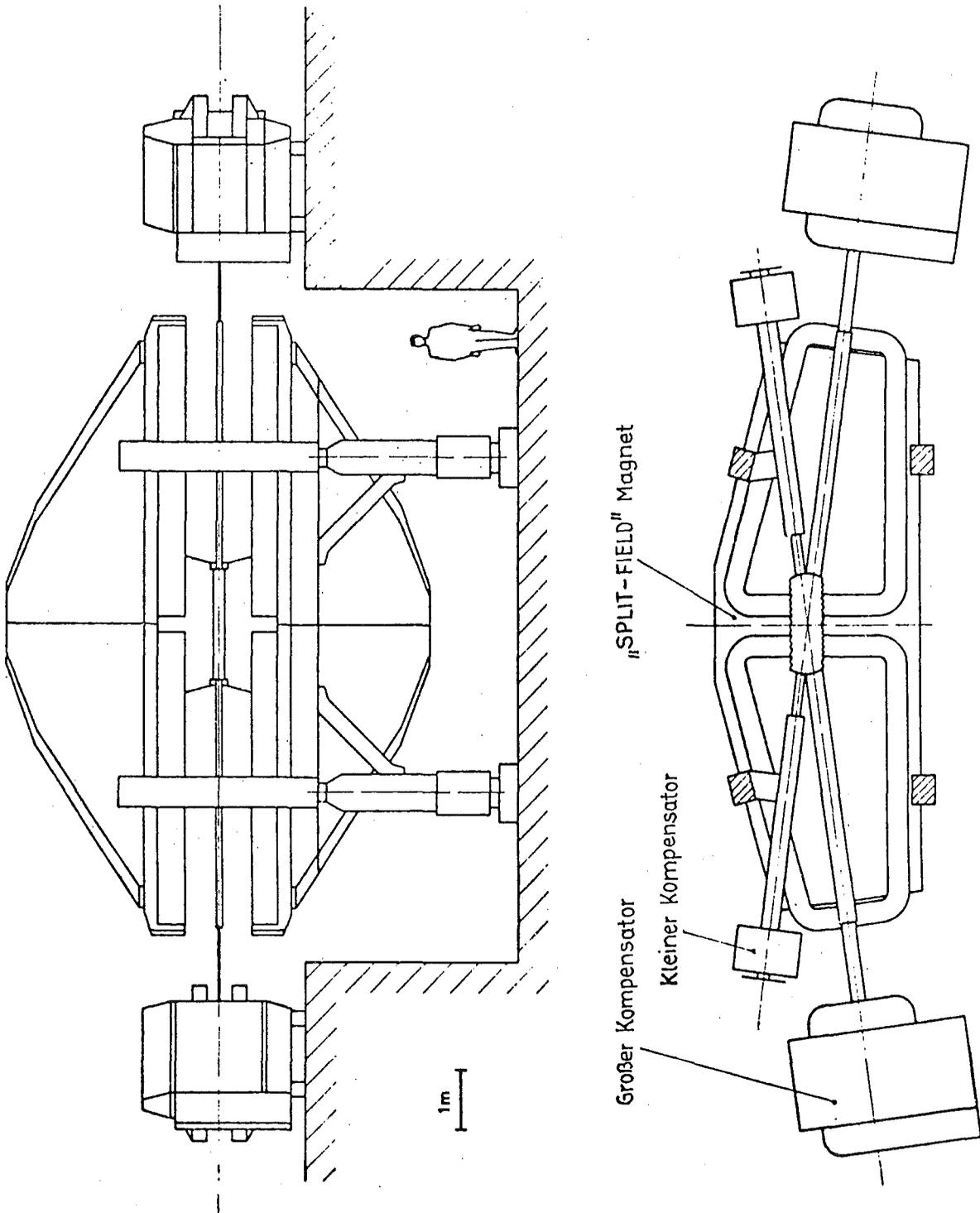


Abb. 3: Ansicht und Grundriß des Split-Field-Magneten

Der Kreuzungswinkel der Protonenstrahlen vergrößert sich unter dem Einfluß des Magnetfeldes. Die Winkel für verschiedene Feldstärken, bei denen der SFM im Rahmen dieses Experimentes betrieben wurde, sind in Tabelle 3 aufgeführt.

TABELLE 3: Kreuzungswinkel der Protonenstrahlen für verschiedene Strahlimpulse und Feldstärken des SFM.

Strahlimpuls (GeV/c)	SFM-Feldstärke (Tesla)	Kreuzungswinkel (Grad)
11.78	0.50	18.35
15.38	0.65	18.37
22.50	1.00	18.55
26.59	1.00	17.97
31.46	1.00	17.83

Der Abstand der Polschuhe des SFM beträgt 1.10 m. Insgesamt kann ein magnetisches Volumen von 28 m^3 genutzt werden.

3.3 Detektor

Zwischen den Polschuhen des SFM befindet sich der Detektor, mit dem die Flugbahnen geladener Sekundärteilchen gemessen werden. Er besteht aus Proportionalkammern mit insgesamt 70.000 Drähten.

Proportionalkammern sind aus den folgenden Gründen besonders geeignet:

1. Sie können in einem Magnetfeld von 1.2 Tesla betrieben werden.
2. Eine gute Zeitauflösung gestattet das Messen hoher Zählraten.

3. Mehrere geladene Sekundärteilchen einer Reaktion können gleichzeitig nachgewiesen werden.
4. Der Detektor kann selbsttriggernd betrieben werden.

Die Proportionalkammern sind so gruppiert, daß ein Raumwinkel von nahezu 4π Sterad erfaßt wird. Sie bilden einen Vorwärts- und einen Zentraldetektor (Abbildung 4).

Vorwärtsdetektor

Der Vorwärtsdetektor besteht aus 24 Proportionalkammern mit den Maßen $100 \times 200 \text{ cm}^2$, die paarweise entlang der Strahlrohre angeordnet sind. Ein Paar in einer Ebene bildet eine Superkammer. Vier kleinere Proportionalkammern befinden sich in den Kompensatormagneten der auslaufenden Strahlen.

Um maximale räumliche Akzeptanz zu erreichen, besitzen die Kammern einen Ausschnitt für das Strahlrohr. Tote Winkel, die bei konventionellen Kammern durch tragende Rahmen entstehen, werden dank einer selbsttragenden "Sandwich"-Bauweise aus Schaumstoffplatten vermieden [15].

Die Kammern enthalten je eine Ebene mit horizontalen und vertikalen Drähten. Der Abstand zwischen zwei Drähten beträgt 2 mm. Die Ebenen sind 38 mm voneinander entfernt. Auf die Schaumstoffplatten gesprühte Silberschichten dienen als Hochspannungselektroden. Eine Elektrode pro Drahtebene hat die Form eines Fischgrätenmusters. Sie ist in 56 mm breite um 30° geneigte Streifen unterteilt (Abbildung 5). Die Hochspannungssignale werden als grobe Information bei der Spurenrekonstruktion verwendet (Anhang 8.1.3).

Zentraldetektor

Die Proportionalkammern des Zentraldetektors (Abbildung 4) sind in zwei Pakete um die Wechselwirkungszone angeordnet [16]. Die Bauweise der Kammern entspricht der des Vorwärtsdetektors. Jedes Paket enthält 9 oder

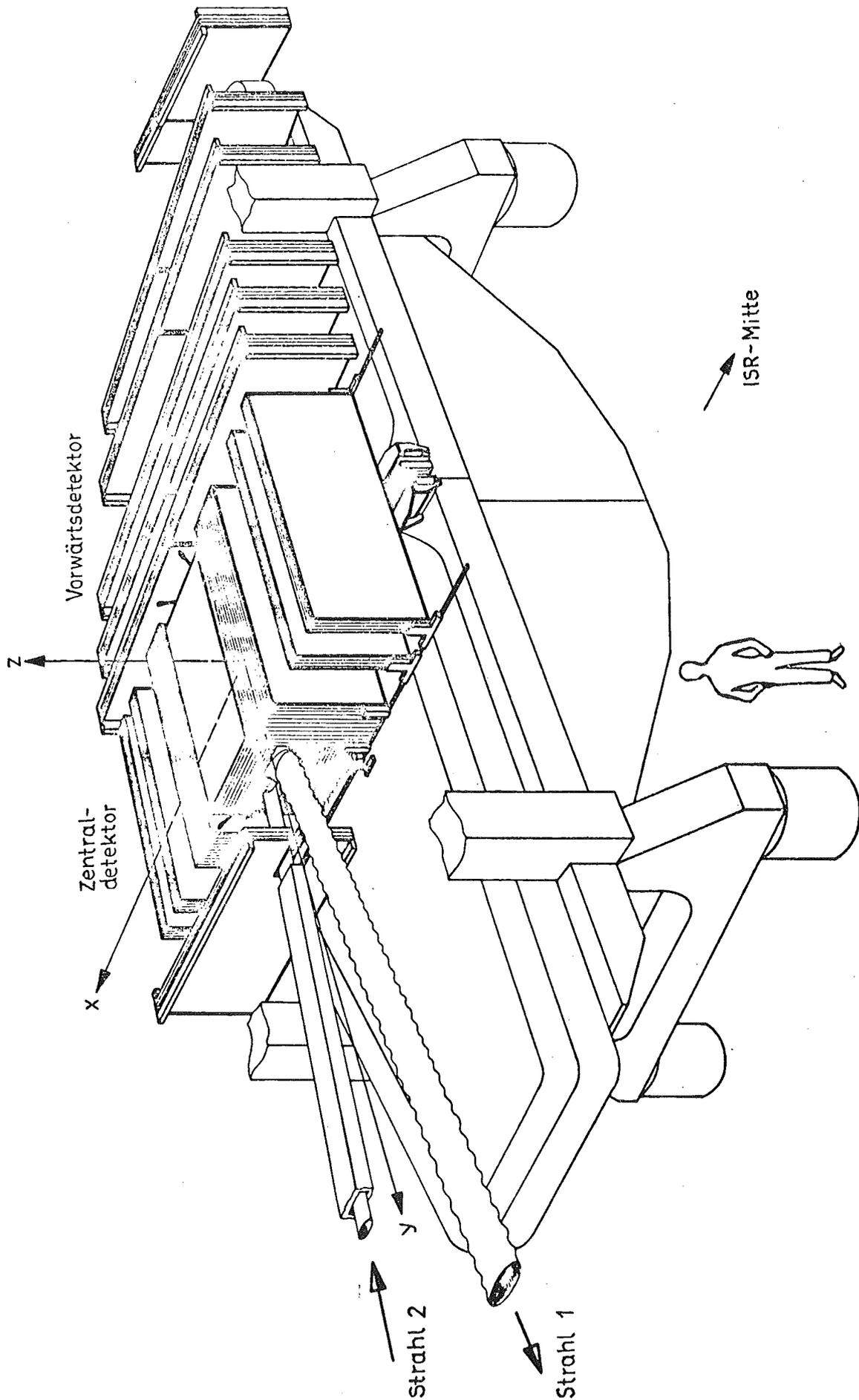


Abb. 4: Aufriß des Split-Field-Magneten mit Detektor aus Vieldrahtproportionalkammern

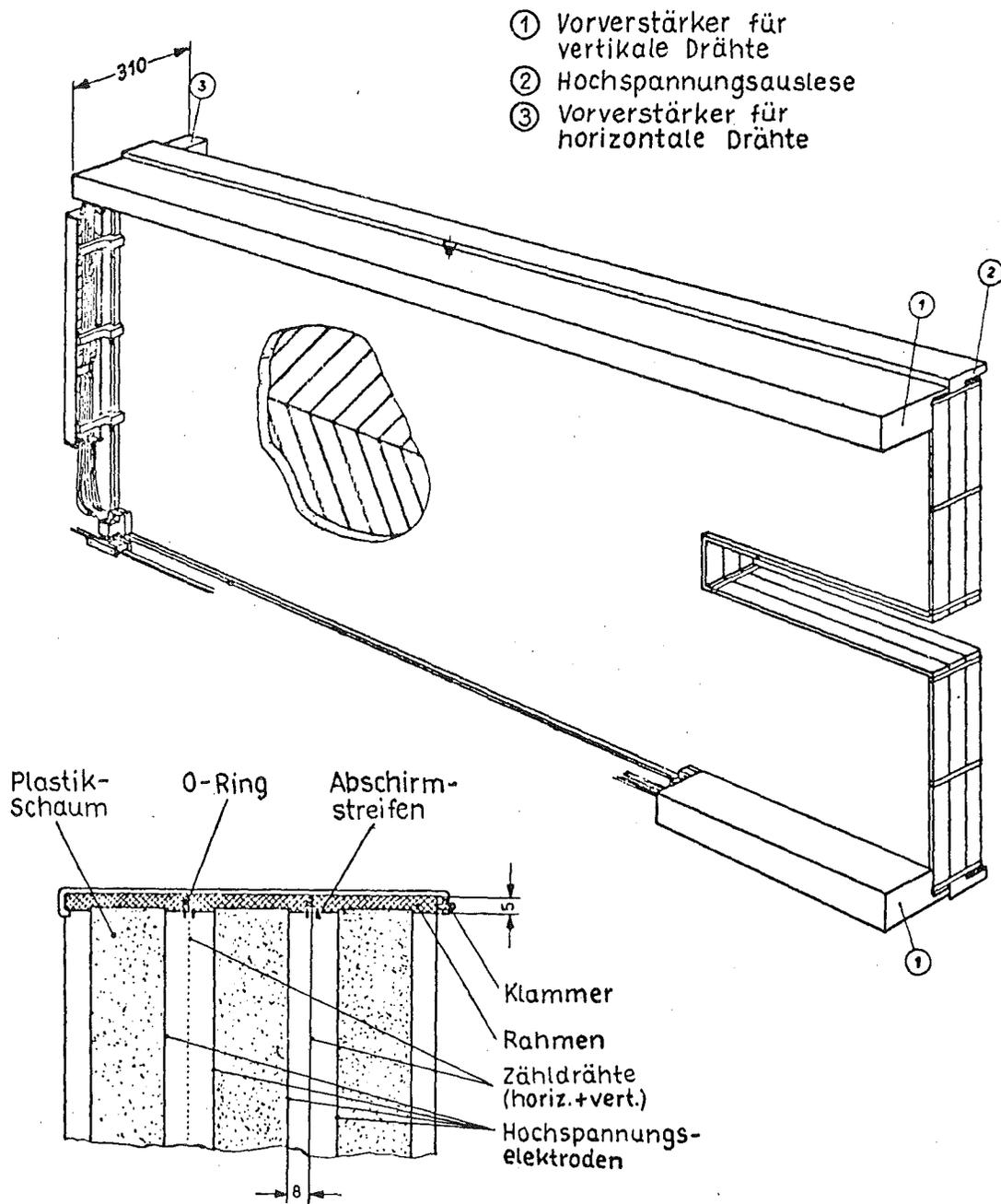


Abb. 5: Aufriß einer SFM-Proportionalkammer

10 Ebenen mit horizontalen, vertikalen und um $\pm 15^\circ$ geneigten Drähten. Der Drahtabstand beträgt 4 mm. Vier weitere Kammern mit je drei Ebenen vervollständigen den Zentraldetektor in horizontaler Richtung.

Alle Proportionalkammern werden mit einem Gasgemisch aus 53% Argon, 40% Isobutan und 7% Methylol durchspült.

Jeder Draht ist mit einem Vorverstärker verbunden. Die verstärkten Spannungspulse gelangen über 66.5 m lange, paarweise verdrehte Kabel in einen Meßraum.

Elektronisches Betriebssystem

Das elektronische Betriebssystem triggert den Detektor |17|. Da Proportionalkammern ständig sensitiv sind, konnte es so angelegt werden, daß die Datennahme für mehrere Benutzer mit unterschiedlichen Triggern gleichzeitig möglich ist.

Die Weiterverarbeitung der Signale erfolgt in drei Stufen:

1. Schnelle Entscheidung
2. Langsame Entscheidung
3. Ausleselogik .

Dieser Arbeit liegen Daten zugrunde, die ausschließlich durch "Schnelle Entscheidung" gewonnen wurden. Die Arbeitsweise wird nur so weit erläutert, wie es zur Definition der Trigger erforderlich ist.

Die in den Meßraum geleiteten Spannungspulse der angesprochenen Drähte durchlaufen einen Verstärker mit einstellbarer Schwelle (Diskriminator). Anschließend werden sie verzweigt und der eine Teil des Signals um 490 ns verzögert (Monostable). Mit Hilfe der abgezweigten Signale wird während dieser Zeit entschieden, ob die Daten gespeichert werden (Abbildung 6).

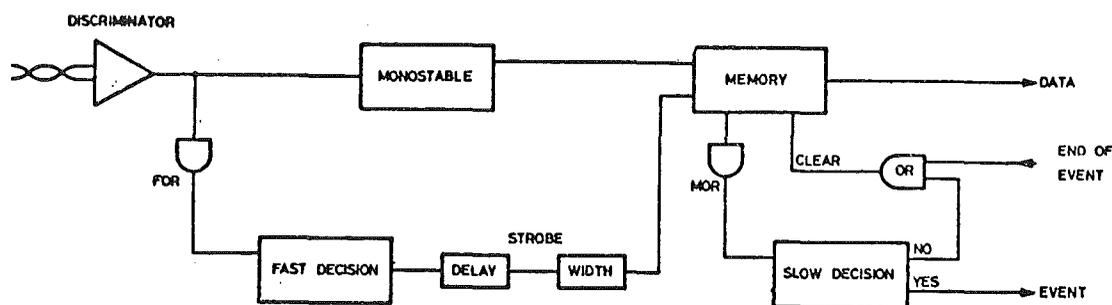


Abb. 6: Elektronische Verarbeitung eines Drahtsignals der SFM-Proportionalkammern.

Grundlage der "Schnellen Entscheidung" bilden Gruppen von 256 Drähten, die durch logische ODER miteinander verknüpft sind (FOR-Signal). Ein logisches ODER aller Drähte stellt die Funktion TIME dar. Sie dient als Zeitdefinition für ein Ereignis. Logische UND-Verknüpfungen zwischen Ebenen vertikaler und horizontaler Drähte einer Superkammer werden bei der Entscheidung als Rauminformation verwendet. Die Funktion heißt GEO. Zusätzliche Detektoren, wie beispielsweise ein Hadronkalorimeter, können bei der Entscheidung mitwirken. Alle Triggerbedingungen sind zusammen mit dem TIME-Signal durch ein logisches UND verknüpft.

Wenn die Triggerbedingungen erfüllt sind, wird ein Signal STROBE erzeugt. Dieses dient als elektronisches Tor für Flip-Flop-Register. Das Signal erreicht die Register zusammen mit den um 490 ns verzögerten Kammersignalen und bewirkt, daß für jeden angesprochenen Draht ein Bit gesetzt wird. Die Länge des STROBE-Signals von 150 ns definiert die Totzeit des Systems |18|.

Anschließend erfolgt ein Auslesezyklus. Die Adressen der gesetzten Flip-Flop-Register werden in 16-Bit-Worte kodiert und an einen On-Line-Rechner (EMR, 24 K Kernspeicher, 16-Bit-Worte) übergeben. Weitere Daten wie Totzeit, Flugzeiten, Monitorzählraten und Signale zusätzlicher Detektoren werden ebenfalls über ein CAMAC-System ausgelesen. Der Rechner speichert die Information pro Ereignis auf einem Magnetband.

3.4 Hadronkalorimeter

Neben geladenen Sekundärteilchen werden in diesem Experiment auch Neutronen mit einem total absorbierenden Schauerzähler nachgewiesen. Die Messung der Energie der einfallenden Teilchen erfolgt über die Bildung eines hadronischen Schauers innerhalb eines Absorbermaterials. Der Energieverlust geladener Schauerteilchen durch Ionisation des Absorbers ist ein Maß für die Energie des auslösenden Hadrons.

Die charakteristische Größe eines hadronischen Schauers ist die Absorptionslänge l_{abs} . Sie ist die mittlere freie Weglänge zwischen zwei inelastischen Stößen innerhalb des Absorbers. Da Materialien, die sich zum Messen der Ionisation eignen, eine große Absorptionslänge besitzen, die finanziellen Mittel und der Experimentierraum jedoch begrenzt sind, wird für Hadronkalorimeter häufig eine "Sandwich"-Bauweise bevorzugt. Absorber mit möglichst kleiner Absorptionslänge und ein Material zum Messen der Ionisation, z.B. Plastiksintillatoren, sind abwechselnd schichtweise angeordnet |19|.

Auch für dieses Experiment wurde ein Detektor dieser Art gebaut. Maßgebend waren folgende Überlegungen:

1. Das Kalorimeter muß in einem Magnetfeld von etwa 1 Tesla arbeiten.
2. Durch den Zerfall neutraler Pionen herrscht in der Umgebung der Wechselwirkungszone ein starker Untergrund an Photonen. Der Detek-

tor muß deshalb Neutronen von Photonen unterscheiden können.

3. Das Absorbermaterial sollte eine möglichst kleine Absorptionslänge besitzen, da der Raum am SFM für zusätzliche Detektoren begrenzt ist. Hingegen würde eine relativ zur Dicke der Absorberplatten kleine Strahlungslänge bewirken, daß die elektromagnetische Komponente eines hadronischen Schauers (π^0 -Zerfall) nicht gesehen wird.
4. Das Kalorimeter soll in den Trigger einbezogen werden.

Wir wählten Kupfer als Absorbermaterial. Absorptions- und Strahlungslängen werden in Tabelle 4 mit anderen Materialien verglichen.

TABELLE 4: Absorptions- und Strahlungslängen verschiedener Materialien

Absorber	Absorptionslänge (cm)	Strahlungslänge (cm)
Cu	14.8	1.45
Fe	17.1	1.77
Pb	18.5	0.56

Eisen besitzt ähnliche Eigenschaften, scheidet jedoch aufgrund des starken SFM-Feldes aus. Blei eignet sich wegen der kleinen Strahlungslänge nicht.

Aufbau

Das Kalorimeter besteht aus 2.2 cm und 3 cm dicken Kupferplatten, deren Fläche sich von $40 \times 40 \text{ cm}^2$ bis $50 \times 50 \text{ cm}^2$ kontinuierlich vergrößert (Abbildung 7). Zwischen den Platten befinden sich 0.7 cm dicke Plastikszintillatoren vom Typ NE 110. Der Detektor ist in drei Module unterteilt. Die Szintillatorplatten eines jeden Moduls sind über Lichtleiter mit einem Photomultiplier vom Typ VALVO 58 AVP verbunden. Sie bilden die Signale Z1, Z2 und Z3. Der Durchmesser der Photokathode beträgt 11 cm. Eisenzylinder schirmen die Photomultiplier gegen das Streufeld des SFM von maximal 0.4

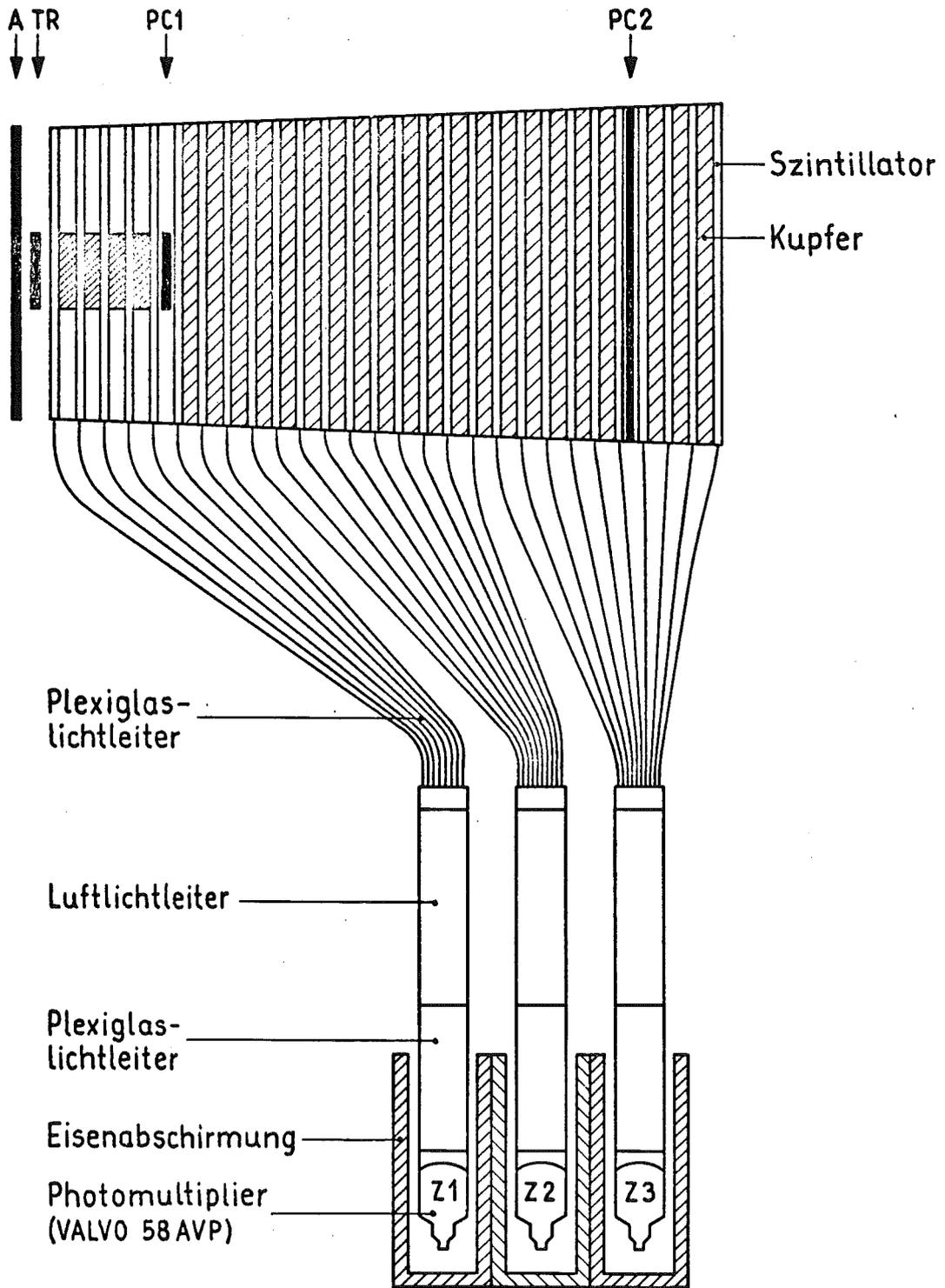


Abb. 7: Schematischer Aufbau des Hadronkalorimeters

Tesla ab $|20|$. Die Lichtleiter der Module enthalten je eine Leuchtdiode.

Vier 2.2 cm dicke Kupferplatten mit einer Fläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$, die sich vor dem eigentlichen Absorber befinden, dienen als Konverter. Die Länge des Absorbermaterials beträgt insgesamt 70.2 cm oder 4.7 Absorptionslängen.

Hinter dem Konverter befindet sich ein Sondenzähler PC1. Mit einer Schwelle in PC1, die oberhalb der Pulshöhe für ein minimal ionisierendes Teilchen liegt, erreicht man, daß nur im Konverter erzeugte Schauer gemessen werden.

Die Zähler PC1, TR und A dienen als Triggerzähler. Eine Koinzidenz zwischen PC1 und TR definiert ein geladenes Teilchen. Eine Antikoinzidenz zwischen dem Antizähler A, der die gesamte Frontfläche des Kalorimeters bedeckt und PC1, definiert ein neutrales Teilchen.

Mit Hilfe eines weiteren Sondenzählers PC2, der sich im hinteren Drittel des Kalorimeters befindet, werden neutrale Hadronen von Photonen aufgrund ihrer unterschiedlichen Schauerentwicklung getrennt. Während ein elektromagnetischer Schauer von einigen GeV nach etwa 15 Strahlungslängen oder 22 cm Kupfer abgeklungen ist, durchläuft ein hadronischer Schauer nach 15 Absorptionslängen im Mittel 220 cm Kupfer. Ein genügend hoher Puls in PC2 hinter 48 cm Kupfer, entsprechend 3.2 Absorptions- oder 33 Strahlungslängen, läßt mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 99% auf einen hadronischen Schauer schließen.

Abbildung 8 zeigt die Position des Kalorimeters innerhalb des SFM-Spektrometers.

Der Winkel zur Strahlachse bei eingeschaltetem Magnetfeld beträgt $59 \pm 7 \text{ mrad}$ im Schwerpunktsystem.

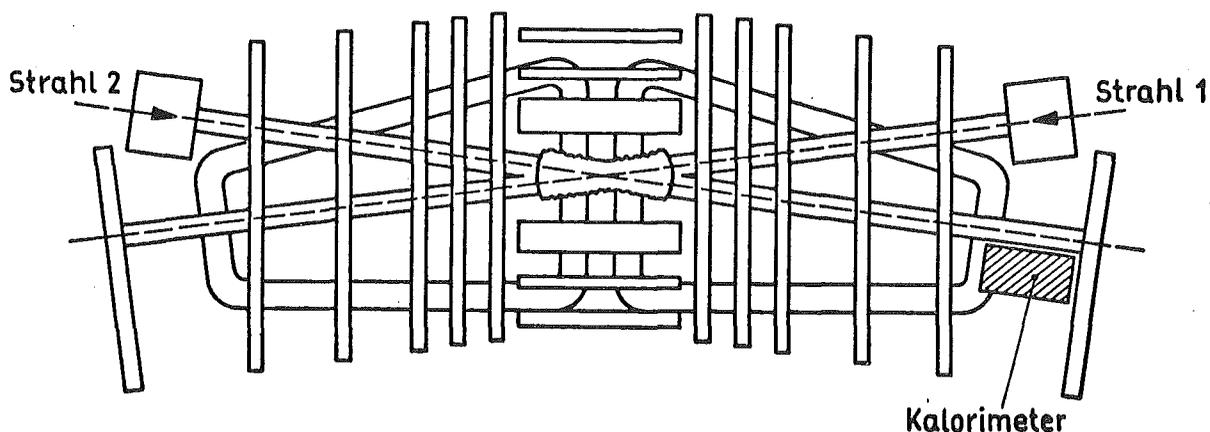


Abb. 8: Position des Kalorimeters innerhalb des SFM-Spektrometers.

Elektronik

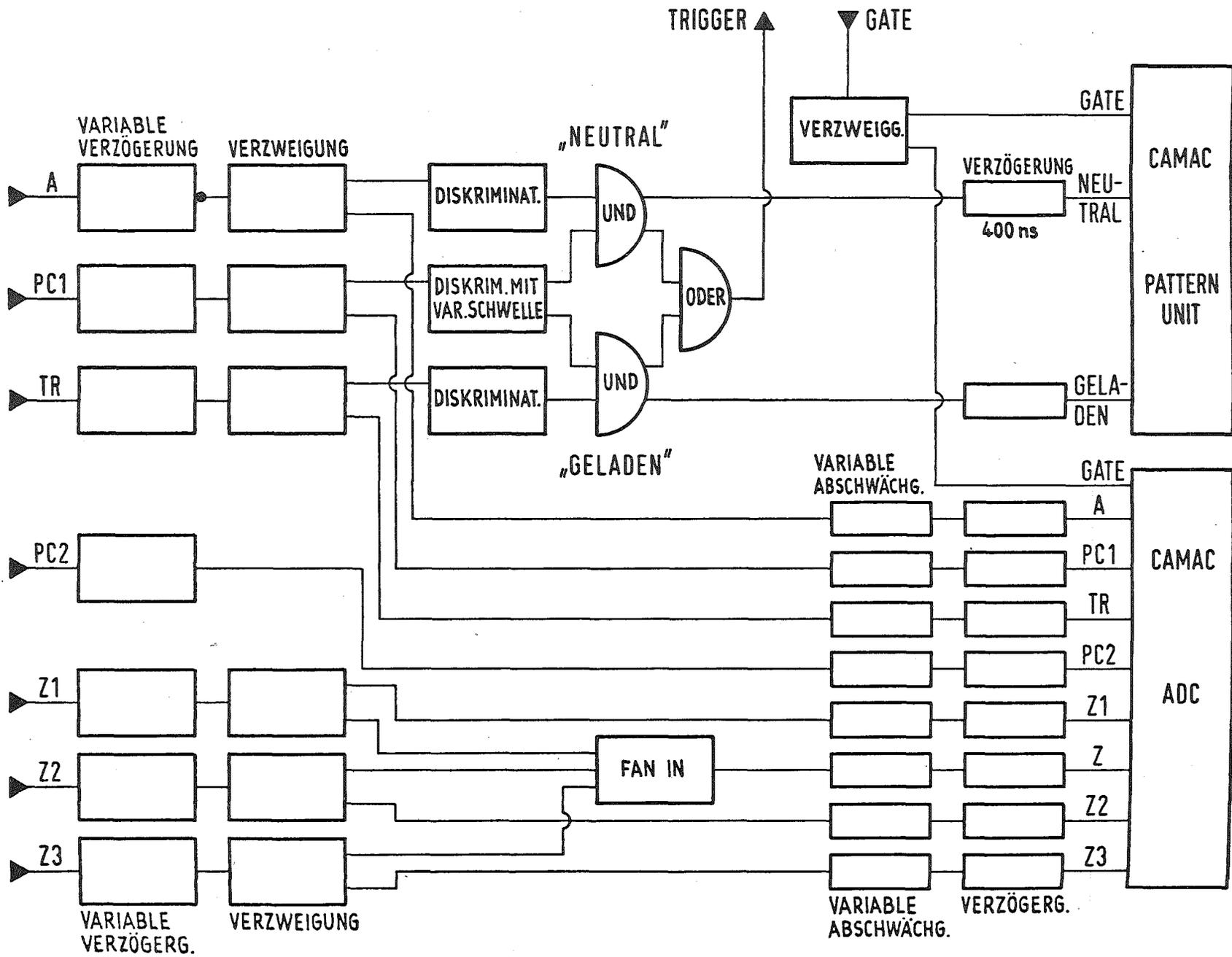
Die Spannungspulse der Zähler gelangen über ca. 70 m lange Koaxialkabel in den Meßraum. Die Weiterverarbeitung erfolgt nach dem in Abbildung 9 gezeigten Schema.

Die Signale A, PC1 und TR werden verzweigt und zusammen mit PC2, Z1, Z2 und Z3 um etwa 490 ns verzögert (Zeitspanne für schnelle Entscheidung). Die abgezweigten Signale PC1 und TR sowie PC1 und \bar{A} (A invertiert) sind durch logische UND verknüpft. Sie bilden die Trigger "GELADEN" und "NEUTRAL". Diskriminatoren verhindern Koinzidenzen der Rauschpulse. Die Diskriminator-schwelle für PC1 ist variabel.

Das Triggersignal mündet in die Hauptkoinzidenz der schnellen Entscheidung. Wenn alle Triggerbedingungen erfüllt sind, wird das Signal GATE zurückgesendet. Es erreicht zwei CAMAC-Einheiten gleichzeitig mit den verzögerten Pulsen der Zähler und wirkt als elektronisches Tor. Seine Breite beträgt 200 ns.

In der einen CAMAC-Einheit wird die Art des Triggers als Bit-Muster gespeichert (pattern unit). Die andere Einheit enthält acht Analog-zu-

Abb. 9: Schematische Darstellung der elektronischen Signalverarbeitung des Kalorimeters.



Digital-Konverter (ADC) mit je 256 Kanälen. Sie speichern digital die Pulshöhe der Zähler sowie die Summe Z der Spannungspulse Z_1 , Z_2 und Z_3 . Während eines Auslesezyklus werden die Daten an den On-line-Rechner übergeben.

Die Pulshöhen der Zähler sind durch geeignete Wahl der an den Dynoden der Photomultiplier liegenden Hochspannung und zusätzlicher variabler Abschwächer so abgestimmt, daß der gesamte dynamische Bereich der ADC's genutzt wird. Ein minimal ionisierendes Teilchen erzeugt in Z_1 , Z_2 und Z_3 gleich große Spannungspulse.

3.5 Definition der Trigger

Logische Verknüpfungen der Signale PC_1 , TR und A des Hadronkalorimeters und der Funktion GEO des SFM-Spektrometers bilden die Trigger, mit denen die Daten dieser Arbeit gewonnen wurden. Wir unterscheiden die Signale GEO_1 und GEO_2 für jeweils den Teil des Detektors, der in Richtung Strahl 1 bzw. Strahl 2 weist sowie GEO_3 für den Zentraldetektor. Die Signale werden erzeugt, wenn in wenigstens drei Superkammern des betreffenden Teildetektors mindestens ein horizontaler und ein vertikaler Draht angesprochen haben. Die Funktion GEO erfüllt damit die minimale Voraussetzung für die Rekonstruktion einer Spur.

Die Trigger lauten:

(I) "minimum bias"

$$GEO_1 \wedge GEO_2 \wedge GEO_3$$

Der Trigger verlangt die minimale Voraussetzung für die Rekonstruktion einer Spur in einem beliebigen Teil des Detektors.

(II) "geladen"

$$GEO_1 \vee GEO_2 \vee TR \vee PC_1$$

Der Trigger verlangt in beiden Teilen des Vorwärtsdetektors die minimale Voraussetzung für die Rekonstruktion einer Spur mit der weiteren Bedingung, daß ein geladenes Teilchen das Kalorimeter trifft und einen Schauer innerhalb des Konverters auslöst.

(III) "neutral"

$$\text{GEO}_1 \vee \bar{A} \vee \text{PC1}$$

Der Trigger verlangt ein neutrales Teilchen, das einen Schauer innerhalb des Konverters auslöst und die minimale Voraussetzung für die Rekonstruktion einer Spur im gegenüberliegenden Teil des Vorwärtsdetektors.

Mit den Triggern (II) und (III) wurde zu einem Zeitpunkt gearbeitet, als der Zentraldetektor noch nicht oder nur unvollständig eingebaut war. GEO_3 fehlt deshalb.

4. DATENNAHME UND DATENANALYSE

Dieser Arbeit liegen Daten zugrunde, die in den Jahren 1974 und 1975 bei Reaktionsenergien von $\sqrt{s} = 23$ GeV und $\sqrt{s} = 53$ GeV aufgezeichnet wurden.

Luminosität

Vor jedem ISR-Meßlauf wurde die Luminosität gemessen. Die Größe hängt in folgender Weise von den Eigenschaften der Protonenstrahlen ab:

$$L = \frac{I_1 \cdot I_2}{e^2 \cdot c \cdot h \cdot \operatorname{tg} \alpha/2}$$

I_1, I_2 = Protonenströme

e = Elementarladung

c = Lichtgeschwindigkeit

h = Höhe des Strahlprofils unter der Annahme, daß dieses rechteckig ist

α = Kreuzungswinkel der Strahlen .

Da das Strahlprofil nicht rechteckig ist, sondern einer Gaußverteilung ähnelt, muß die effektive Höhe h_{eff} gemessen werden, um die Luminosität zu bestimmen. Der Meßvorgang erfolgte nach der van der Meer Methode |21|. Er wird in Referenz |18| beschrieben. Der relative Fehler der Luminositätsmessung beträgt etwa $\pm 5\%$.

In Abbildung 10 ist die Anordnung zweier Monitorzähler T_1 und T_2 dargestellt |22|.

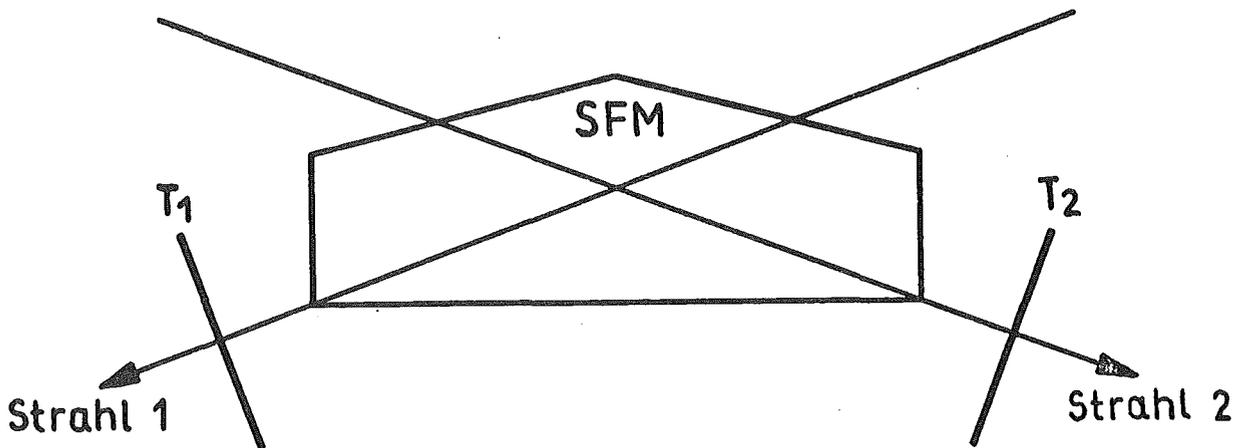


Abb. 10: Anordnung der Monitorzähler

Aus der Koinzidenzzählrate der beiden Monitorzähler abzüglich zufälliger Koinzidenzen wird mit Hilfe gemessener Luminosität eine Monitorkonstante σ_{MON} bestimmt:

$$\sigma_{\text{MON}} = \frac{dN_{\text{MON}}}{dt} \cdot \frac{1}{L}$$

Anders als die Luminosität, die sich während eines ISR-Meßlaufes aufgrund der abnehmenden Protonenströme und der sich aufblähenden Strahlen ständig verringert, bleibt σ_{MON} mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ konstant. Parallel zur Datennahme wird deshalb die Monitorzählrate aufgezeichnet, so daß die Luminosität zu jedem Zeitpunkt bestimmt werden kann

$$L = \frac{dN_{\text{MON}}}{dt} \cdot \frac{1}{\sigma_{\text{MON}}} \quad (4.1)$$

Der Wirkungsquerschnitt einer bestimmten Reaktion lautet:

$$\sigma = \frac{dN}{dt} \cdot \frac{1}{L} \quad (4.2)$$

Aus den Gleichungen (4.1) und (4.2) folgt

$$\sigma = \frac{dN}{dN_{\text{MON}}} \cdot \sigma_{\text{MON}}$$

σ kann somit direkt aus dem Verhältnis der betreffenden Zählrate zur Monitorzählrate ermittelt werden.

Datenanalyse

Die Analyse der Daten erfolgt in zwei Stufen:

1. Aus den Signalen der Proportionalkammern werden mit Hilfe des Programms MARC Spuren geladener Sekundärteilchen im Raum rekonstruiert. Das Programm wird in Anhang 8.1 beschrieben.
2. Das Geometrieprogramm NICOLE berechnet aus der Krümmung der Spuren Impulse und sucht einen gemeinsamen Vertex. NICOLE wird in Referenz |23| beschrieben.

Die Ausgabedaten des Geometrieprogramms sind in komprimierter Form auf Magnetbändern (DST = data summary tape) gespeichert, die zur weiteren Analyse verwendet werden.

Tabelle 5 enthält eine Zusammenstellung der ausgewerteten ISR-Meßläufe. Daten, die mit den Triggern (III) ("neural") und (I) ("minimum bias") gewonnen wurden, bilden die Grundlage der physikalischen Analyse. Ereignisse vom Triggertyp (II) ("geladen") dienen zur Energieeichung des Kalorimeters (Abschnitt 5.1). In diesem Fall genügt es, den Impuls der Spur zu messen, die das Kalorimeter trifft. Das Programm MARC wurde für diesen Zweck derart modifiziert, daß es nur Spuren innerhalb einer auf das Kalorimeter weisenden Straße sucht und den Impuls berechnet.

ISR Meßlauf	Datum	Reaktions- energie √s (GeV)	Trigger	MARC akzeptierte Ereignisse (Prozent)	NICOLE akzeptierte Ereignisse (Prozent)	insgesamt akzeptierte Ereignisse (Prozent)	Zahl der Ereignisse	Kommentar
414	20. 2.74	53	II	7	--	7	4100	Selektion einer Spur
414	20. 2.74	53	III	67	96	64	7500	
435		53	I	69	95	66	10400	eingeschränkte Akzeptanz
524	14. 9.74	23	II	29	--	29	6100	Selektion einer Spur
524	14. 9.74	23	III	73	95	69	11500	
539	22.10.74	53	II	5	--	5	3500	Selektion einer Spur PCI nicht im Trigger
640	11.10.75							
643	15.10.75							
652	5.11.75							
657	12.11.75	53	I	59	92	54	125000	
660	17.11.75							
678	15.12.75							

TABELLE 5: Zusammenstellung der ausgewerteten ISR-Meßläufe

Vollständig rekonstruierte Ereignisse mit einem Neutron wurden kinematisch analysiert. Bei richtiger Massenzuordnung kann aufgrund der Viererimpulserhaltung eine Ausgleichsrechnung durchgeführt und die Energie des Neutrons relativ genau bestimmt werden. Das Verfahren wird in Anhang 8.4 beschrieben. Mit den monoenergetischen Neutronen wird die Energieeichung des Kalorimeters überprüft (Abschnitt 5.1).

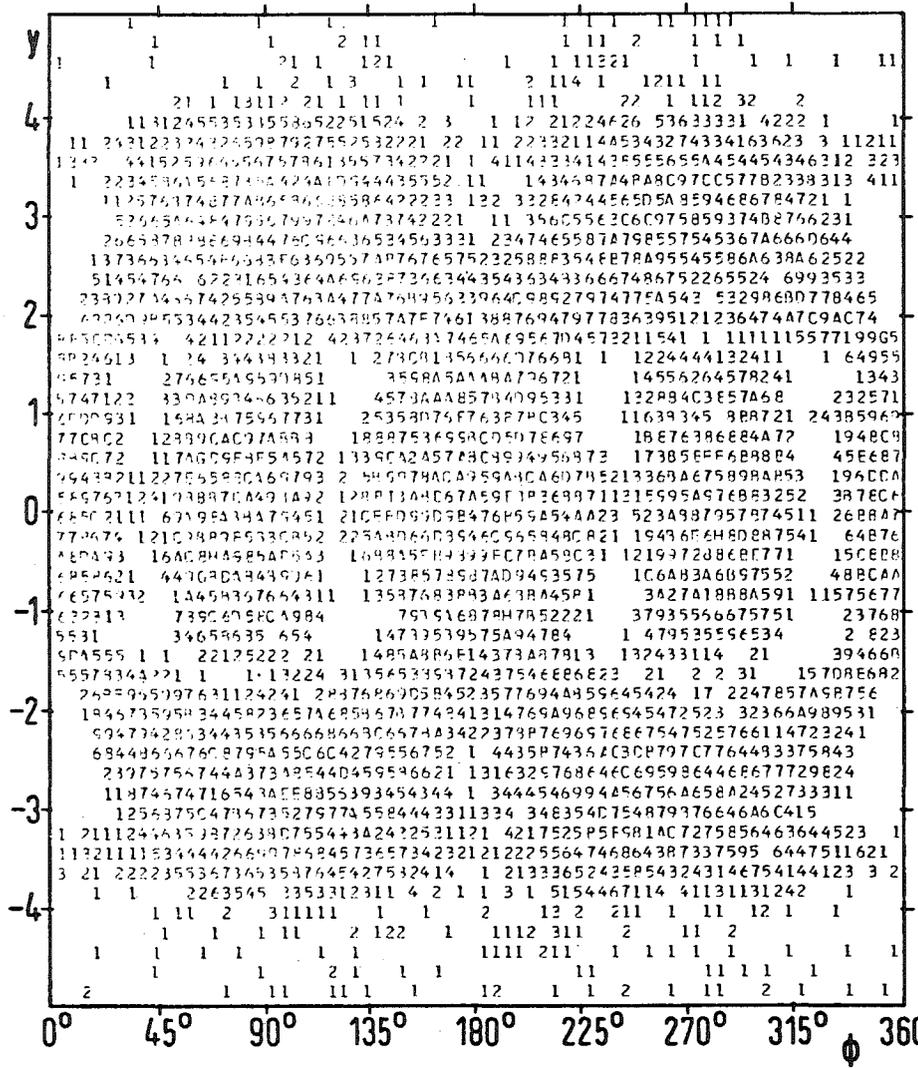
Akzeptanz

Die räumliche Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers wird durch die Position des Kalorimeters zwischen zwei Proportionalkammern beeinflusst. Der $40 \times 40 \text{ cm}^2$ große Antizähler A unterdrückt geladene Sekundärteilchen in einem Raumwinkelbereich von 7.1 msr. Ereignisse, die mit dem Kalorimeter gemessen wurden, können deshalb nicht ohne weiteres mit anderen Ereignissen verglichen werden. Nur wenn zwei Datensätze bei gleicher Spektrometerakzeptanz gewonnen wurden kürzt sich diese, wie beispielsweise bei der Berechnung der Korrelationsfunktion (2.13), heraus. Während der Analyse eines ISR-Meßlaufes (435, "Minimum bias") wurde die räumliche Nachweiswahrscheinlichkeit deshalb nachträglich den Neutronenereignissen angepaßt.

In Abbildung 11a bzw. 11b sind die positiven bzw. negativen Spuren von Ereignissen des Typs (I) ("minimum bias", vollständiger Zentraldetektor) als Funktion der Rapidität y und des Azimutwinkels ϕ aufgetragen. Die Teilchendichten sollten in diesen Variablen konstant sein. In den Übergangszonen zwischen den einzelnen Teildetektoren treten jedoch Bereiche mit niedriger Nachweiswahrscheinlichkeit auf ($|y| \approx 1.5$, $\phi \approx 45^\circ$, 135° , 225° und 315°). Die Akzeptanz fällt aufgrund der rechteckigen Ausschnitte der Proportionalkammern für die Strahlrohre der ISR für Spuren mit $p_T < 0.25 \text{ GeV}/c$ ebenfalls stark ab.

Die räumliche Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors wurde als Funktion der Variablen y , ϕ und p_T für positive und negative Spuren wie folgt bestimmt:

POSITIV



NEGATIV

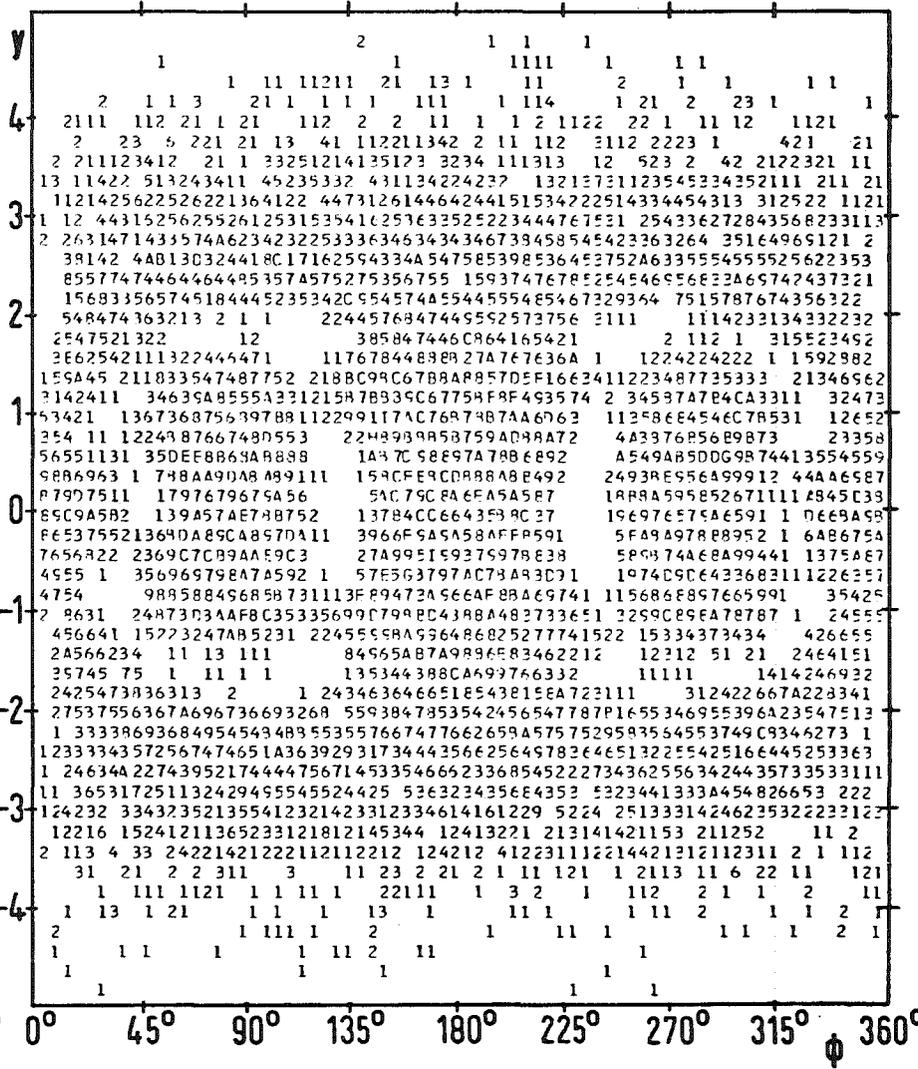


Abb. 11a,b: Dichte der positiven bzw. negativen Spuren als Funktion der Rapidität und des Azimutwinkels

1. In dem Programm TRACMS |24| werden mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode Sekundärteilchen erzeugt, die in ϕ , y und p_T gleichverteilt sind. Es erfolgt eine Integration der Flugbahnen nach dem Runge-Kutta-Verfahren, wobei Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Material des Detektors berücksichtigt werden |25|.
2. Ein verkürztes Spurenerkennungsverfahren entscheidet, ob eine Spur rekonstruierbar ist. Zonen der Proportionalkammern mit verminderter Ansprechwahrscheinlichkeit (z.B. Randzonen) werden berücksichtigt.
3. Der Phasenraum wird in Zellen der Größe $\Delta y = 0.5$, $\Delta\phi = 18^\circ$, $\Delta p_T = 0.25$ unterteilt und für jede Zelle das Verhältnis

$$w(y, \phi, p_T) = \frac{N_{\text{SUC}}}{N_{\text{TRY}}}$$

N_{TRY} = Zahl der ausgewürfelten Spuren in der betreffenden Phasenraumzelle

N_{SUC} = Zahl der rekonstruierten Spuren in der betreffenden Phasenraumzelle

gebildet.

$w(y, \phi, p_T)$ steht in Form einer dreidimensionalen Matrix zur Verfügung. Der statistische Fehler wurde auf ein mit den gemessenen Daten vergleichbares Maß beschränkt. Er beträgt außerhalb der Bereich mit stark verminderter Nachweiswahrscheinlichkeit etwa $\pm 10\%$.

5. EIGENSCHAFTEN DES HADRONKALORIMETERS

Die folgenden Eigenschaften des Kalorimeters müssen zur Energiemessung und Bestimmung von Wirkungsquerschnitten bekannt sein:

1. Zusammenhang zwischen Energie und Pulshöhe (Energieeichung)
2. Auflösungsvermögen
3. Ansprechwahrscheinlichkeit.

Hierüber geben uns Messungen mit geladenen Hadronen Auskunft. Sie wurden mit dem Trigger (II) ("geladen") während jeder Meßperiode durchgeführt. Die Resultate können unter der Voraussetzung, daß die Energiemessung nicht von der Ladung des primären Hadrons abhängt auf Neutronen verallgemeinert werden. Daß diese Annahme gerechtfertigt ist, wird in Abschnitt 5.1 gezeigt.

Die Daten wurden mit dem Spurenerkennungsprogramm MARC analysiert. Um eine eindeutige Zuordnung zwischen der Spur des Teilchens, das einen Schauer auslöst und der Schauerpulshöhe zu erhalten, wurden Ereignisse ausgewählt, die den folgenden Bedingungen genügen:

1. MARC hat nur eine Spur innerhalb einer auf das Kalorimeter weisenden Straße gefunden und den Impuls berechnet.
2. Die Ladung der Spur ist positiv.
3. Die Spur hat einen Punkt in der letzten Proportionalkammer vor dem Kalorimeter. Dieser liegt in einem $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen Fenster unmittelbar vor dem Zähler TR.

5.1 Energieeichung

Die selektierten Spuren werden in Impulsintervalle unterteilt. Die Impulse stimmen in guter Näherung mit der kinetischen Energie überein, da es sich im Bereich $x < 0.5$ vorwiegend um Pionen und erst im Bereich $x > 0.5$ im zunehmendem Maße um Protonen handelt.

Für jedes Energieintervall erhalten wir ein Pulshöhenspektrum des Schauerzählers, aus dem die folgenden Größen berechnet werden:

1. Mittelwert

$$M = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Z_i \quad (5.1)$$

Z = ADC-Kanal des Summensignals $Z_1 + Z_2 + Z_3$

2. Streuung des Mittelwertes

$$S_M^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (Z_i - M)^2}{N(N-1)} \quad (5.2)$$

3. Streuung der Pulshöhen

$$S_Z^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (Z_i - M)^2}{N-1} \quad (5.3)$$

In Abbildung 12 sind die mittleren Pulshöhen M in Abhängigkeit von der kinetischen Energie E_{kin} der einfallenden Teilchen aufgetragen. Die Pulshöhe steigt für Werte von $E_{\text{kin}} > 2$ GeV linear mit der Energie an.

An die Meßpunkte der verschiedenen ISR-Läufe wurden Geraden angepaßt.

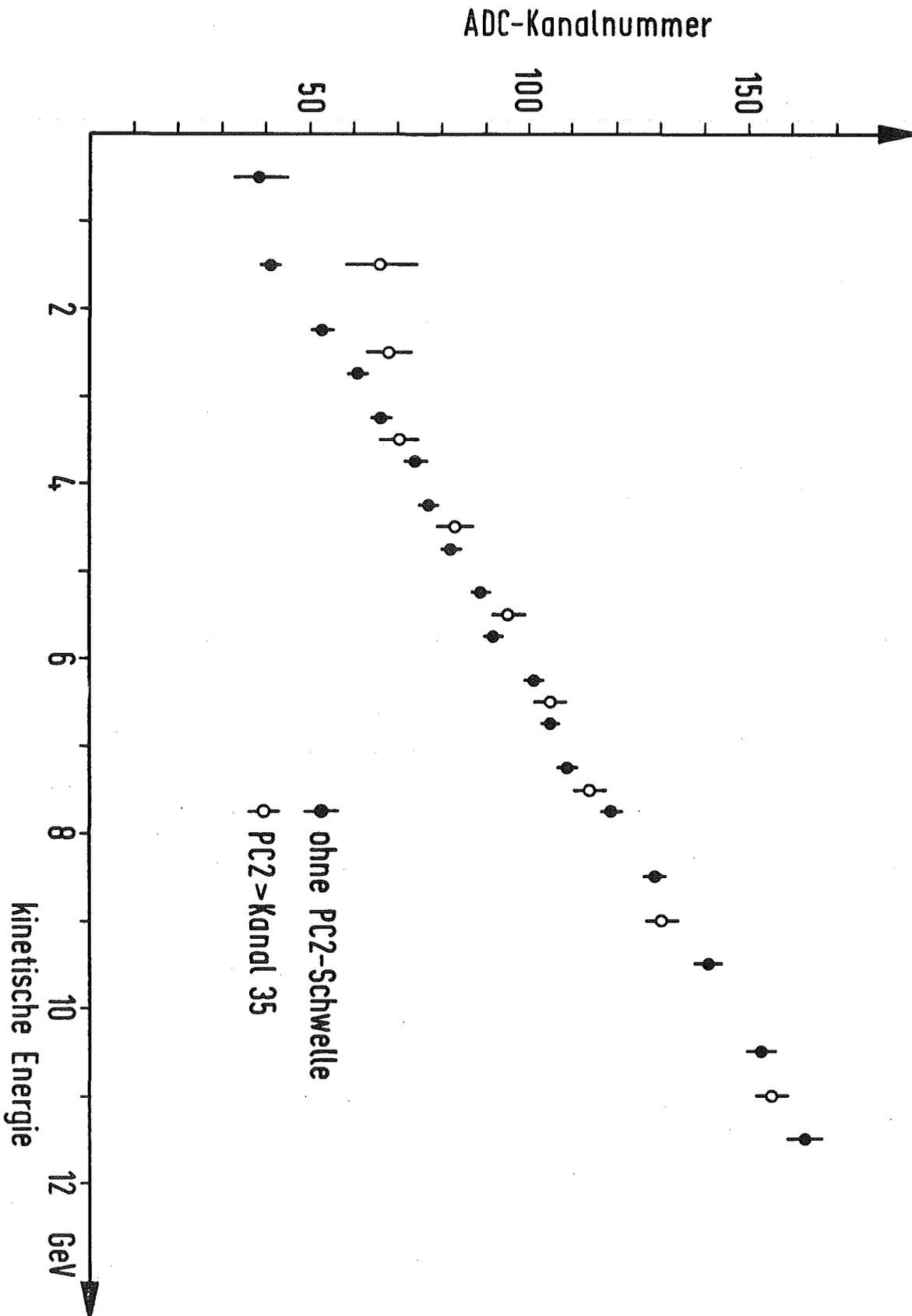


Abb. 12: Energieeichung des Kalorimeters

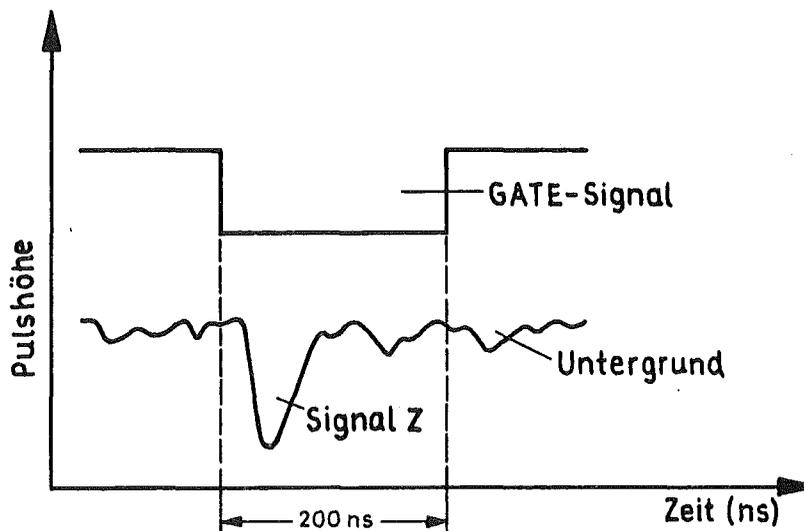
Tabelle 6 enthält die Parameter der Eichgeraden. Sie unterscheiden sich sowohl in der Steigung als auch im Ordinatenabschnitt. Für die Auswertung eines jeden Meßlaufes ist deshalb eine separate Energiegleichung erforderlich.

TABELLE 6: Parameter der Eichgeraden für verschiedene ISR-Meßläufe

ISR Meßlauf	Reaktions- energie (GeV)	Magnet- feld (Tesla)	Untergrund (%)	Steigung der Eichgeraden (ADC-Kanäle/GeV)	Ordinaten- abschnitt der Eichgeraden (ADC-Kanäle)
414	53.5	1.0	18	10.35 ± 0.05	34.8 ± 0.3
524	23.0	0.5	0.92	11.98 ± 0.02	25.5 ± 0.1
539	53.5	1.0	4.28	10.15 ± 0.02	30.6 ± 0.1

Die unterschiedlichen Steigungen der Eichgeraden können durch den Einfluß des SFM-Feldes erklärt werden. Die bei einem Feld von 1 Tesla gemessenen Geraden verlaufen nahezu parallel. Ihre Steigungen liegen jedoch unterhalb der bei 0.5 Tesla gemessenen Geraden, da trotz der Eisenabschirmung der Photomultiplier die Verstärkung der Signale durch das höhere Magnetfeld geringfügig gedämpft wird.

Aufgrund des Schwelleneffektes eines hadronischen Schauers schneiden die Eichgeraden die Ordinate oberhalb des Nullpunktes. Hinzu kommt ein von der Strahlqualität abhängiger variabler Beitrag, der durch Untergrundreaktionen am Ort des Kalorimeters erklärt werden kann. Innerhalb des elektronischen Fensters von 200 ns (GATE-Signal) werden der Puls des Schauers und die Untergrundpulse im ADC aufsummiert.



Ein quantitatives Maß für den Untergrund bildet das Verhältnis

$$U = \frac{\text{Zählrate für Strahl-Gas-Wechselwirkungen}}{\text{Zählrate für Strahl-Strahl-Wechselwirkungen}}$$

Die den ISR-Meßläufen entsprechenden Werte für U sind in Tabelle 6 eingetragen. Ein erhöhter Anteil an Untergrundreaktionen ist mit einem größeren Ordinatenabschnitt der Eichgeraden verbunden.

Stabilität der Eichgeraden

Die Abhängigkeit der Pulshöhe Z vom Eintrittsort des Primärteilchens wurde untersucht. Messungen in einem Teststrahl aus monoenergetischen Protonen am Protonensynchrotron des CERN haben ergeben, daß die mittleren Pulshöhen bei Variation des Primärstrahls über die Frontfläche des Konverters um weniger als 3% voneinander abweichen [26].

Ferner wurde die Stabilität der Energieeichung bezüglich einer Schwelle in dem Sondenzähler PC2 überprüft. Aus Abbildung 12 ist ersichtlich, daß die Forderung nach mehr als einem minimal ionisierenden Teilchen in PC2 die Eichgerade für Energien > 3 GeV nicht beeinflußt. Unterhalb von 3 GeV ist

die Pulshöhe von der Energie des einfallenden Teilchens unabhängig. Hier macht sich die Bedingung einer minimalen Schauerlänge bemerkbar.

Vergleich der Messungen mit einem Monte-Carlo-Programm für hadronische Schauer

Der größte Teil der Energie eines hadronischen Schauers wird außerhalb der Szintillationszähler absorbiert. Hierzu gehören:

1. Energieverluste durch Ionisation und Überwindung von Kernbindungen innerhalb des Kupferabsorbers.
2. Leckverluste durch die begrenzte Ausdehnung des Kalorimeters und durch nicht wechselwirkende Neutronen und Neutrinos.

Lediglich die Energieverluste dE/Dx geladener Schauerteilchen im Szintillatormaterial bilden den meßbaren Anteil E_{vis} (sichtbare Energie) der absorbierten Energie. Auch hier treten Verluste durch Sättigungseffekte des Szintillators bei stark ionisierenden Teilchen (Alphateilche, Kernbruchstücke) auf [27].

Die Pulshöhenverteilung minimal ionisierender Teilchen in Z wurde mit dem Kalorimeter ohne Kupferplatten gemessen. Die Impulse der Teilchen sind nicht bekannt, da die Messung bei ausgeschaltetem SFM-Feld erfolgte. Aus impulsanalysierten Ereignissen wissen wir jedoch, daß die mittlere Energie der triggernden Sekundärteilchen etwa 4 GeV beträgt. Der wahrscheinlichste Wert für den Energieverlust eines Pions dieser Energie beträgt in dem von uns verwendeten Szintillator 2.3 MeV/cm [28]. Aus dem Maximum der Pulshöhenverteilung minimal ionisierender Teilchen in Z und der Dicke des Szintillators erhält man eine Zuordnung zwischen ADC-Kanal und sichtbarer Energie E_{vis} . Die so gewonnene absolute Normierung der Pulshöhenskala ermöglicht den Vergleich der Messungen mit theoretisch berechneten Schauerprozessen.

In Abbildung 13 ist das gemessene Pulshöhenspektrum für ein Energieintervall ($2 \text{ GeV} < E_{kin} < 4 \text{ GeV}$) aufgetragen. Sowohl die ADC-Skala als auch

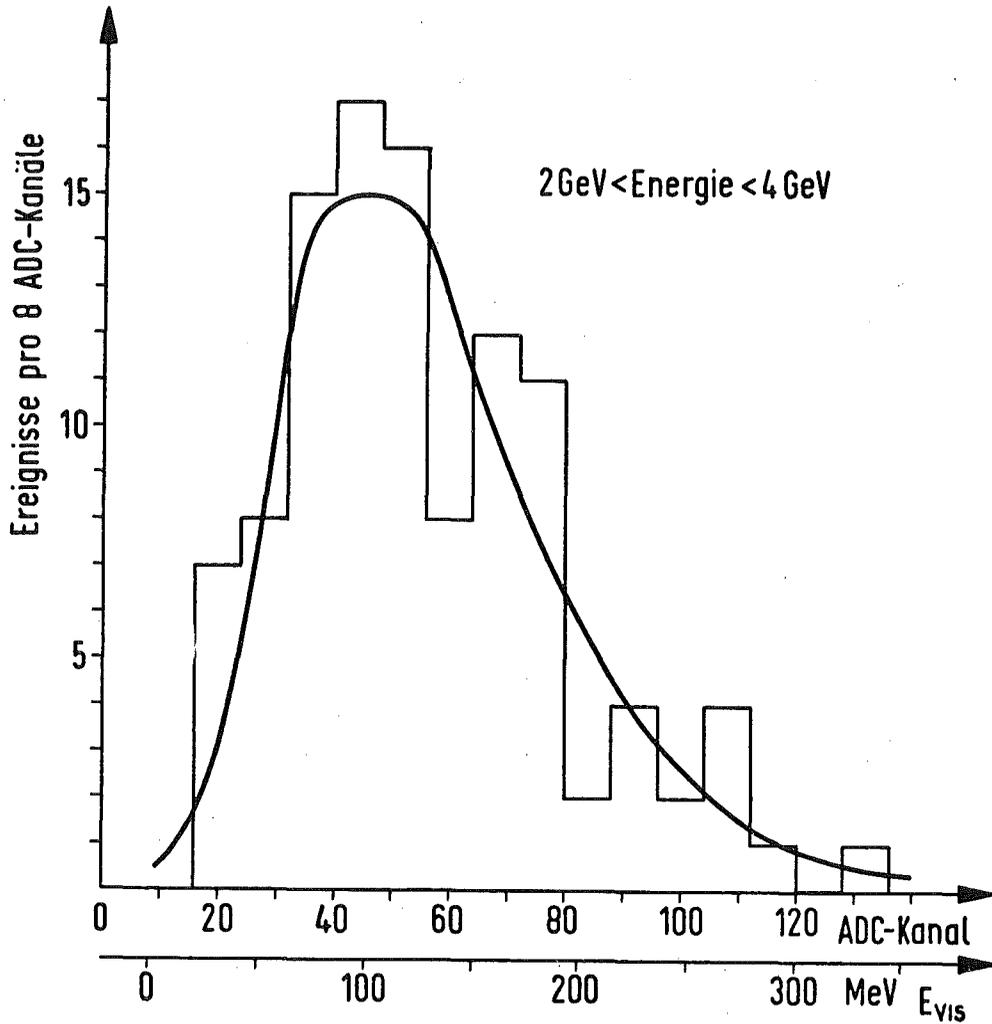


Abb. 13: Pulshöhenspektrum des Kalorimeters für ein Energieintervall

die E_{vis} -Skala sind eingezeichnet. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis einer Rechnung von T.A. Gabriel und J.D. Amburgey [29]. Das Spektrum wurde nach der Monte-Carlo-Methode für negative Pionen mit einer Energie von 3 GeV, die auf ein Eisen-Szintillator-Kalorimeter ähnlicher Geometrie treffen, gemessen. Die nicht lineare Lichtausbeute des Szintillators für stark ionisierende Teilchen ist dabei berücksichtigt worden.

Um das gemessene mit dem gerechneten Spektrum zu vergleichen, wurde dessen Energieskala mit einem Faktor versehen, der die unterschiedliche Dik-

ke des Szintillatormaterials beider Kalorimeter berücksichtigt. Ferner wurde die totale Anzahl der gerechneten Schauerereignisse auf die Zahl der gemessenen normiert.

Berechnetes und gemessenes Pulshöhenspektrum stimmen gut miteinander überein, ohne daß ein Parameter angepaßt wurde. Sowohl die mittlere Pulshöhe als auch die asymmetrische Form des Spektrums werden in diesem für hadronische Schauer niedrigen Energiebereich von dem Schauerprogramm gut wiedergegeben.

Monoenergetische Neutronen

Mit voll rekonstruierten Ereignissen vom Typ



wurde eine Ausgleichsrechnung in der Viererimpulserhaltung durchgeführt und die Energie der Neutronen mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ bestimmt (Anhang 8.4). Die monoenergetischen Neutronen ermöglichen eine Überprüfung der Eichgeraden, die mit geladenen Hadronen gewonnen wurde.

In Abbildung 14 sind für verschiedene Neutronenergien die mittleren Pulshöhen des Schauerzählers dargestellt. Die Werte sind innerhalb der durch geringe Statistik begrenzten Meßgenauigkeit mit der Eichgeraden verträglich.

Eventuelle systematische Abweichungen in der mittleren Schauerpulshöhe zwischen geladenen und neutralen Hadronen betragen in einem Energiebereich von $4 \text{ GeV} < E_{\text{kin}} < 12 \text{ GeV}$ weniger als 4%.

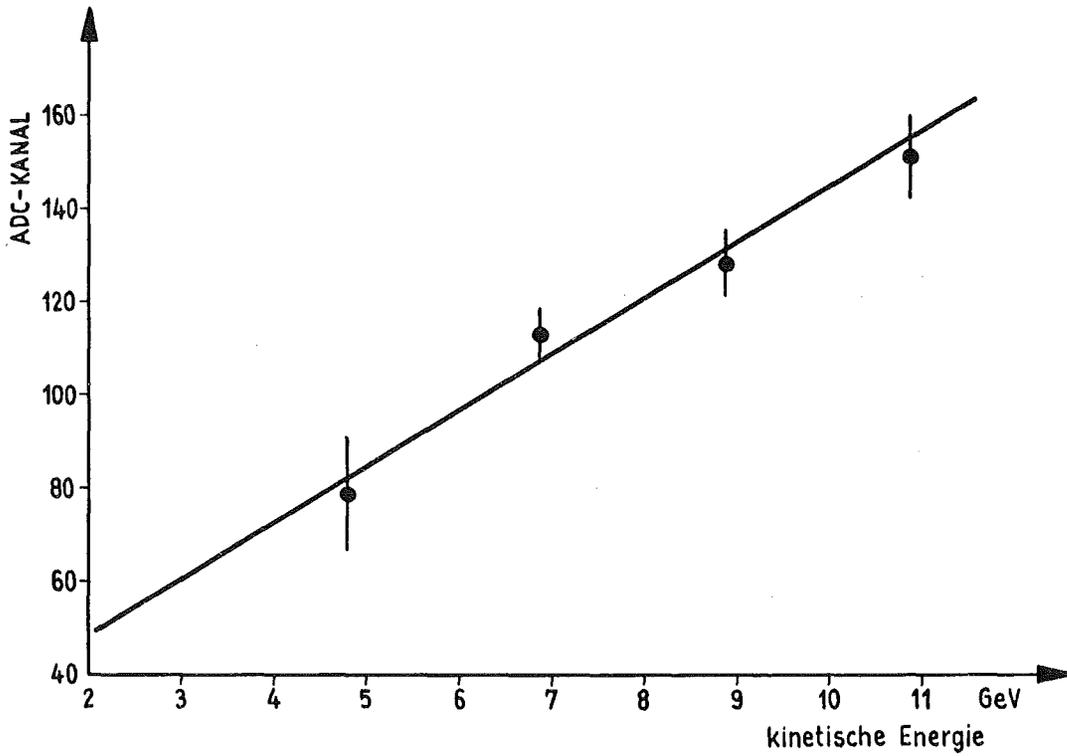


Abb. 14: Mittlere Pulshöhe des Kalorimeters für monoenergetische Neutronen

5.2 Auflösungsvermögen

Die Meßgenauigkeit des Kalorimeters ist durch die folgenden Beiträge begrenzt:

1. Fluktuation in der Zahl der Schauerteilchen
2. Fluktuation des Energieverlustes geladener Teilchen im Szintillatormaterial
3. Fluktuation in der Zahl der Photoelektronen.

Es folgt eine Diskussion der einzelnen Beiträge.

Schauerteilchen

Die Pulshöhe des Zählers ist einerseits proportional der Zahl der Schauerteilchen N , andererseits proportional der kinetischen Energie E_{kin} der Primärteilchen. Man erwartet deshalb aufgrund der Poissonstatistik eine Streuung S_Z der Pulshöhen gemäß

$$S_Z \propto N^{1/2} \propto E^{1/2}$$

oder für das relative Auflösungsvermögen

$$\frac{\Delta E}{E} \propto E^{-1/2}$$

Energieverlust

Das Pulshöhenspektrum minimal ionisierender Teilchen in Z ist in Abbildung 15 dargestellt. Die Breite beträgt $\text{FWHM} = 47\%$. Analytisch wird der Energieverlust geladener Teilchen in Materie durch eine Vavilovverteilung beschreiben, die im Grenzfall dünner Detektoren in eine Landau- und im Grenzfall dicker Detektoren in eine Gaußverteilung übergeht. Die Vavilovverteilung für Pionen mit einer Energie von 2 GeV ist in Abbildung 15 eingezeichnet [30]. Die theoretische Breite des Signals beträgt $\text{FWHM} = 17.3\%$.

Das Signal stark ionisierender Teilchen ist wesentlich schmaler. Der theoretische Wert für Protonen mit einer kinetischen Energie von 100 MeV beträgt $\text{FWHM} = 4\%$ [28].

Der Unterschied zwischen gemessenem und theoretischem Wert kann durch das breite Energiespektrum der minimal ionisierenden Teilchen erklärt werden, mit denen die Verteilung gewonnen wurde. Die wahrscheinlichsten Werte der dE/dx -Verteilungen für Pionen im Energiebereich $1 \text{ GeV} < E_{\pi} < 10 \text{ GeV}$ beispielsweise weichen um 17% voneinander ab. Hierfür spricht auch die in Abschnitt 5.3 diskutierte gute Übereinstimmung zwischen theoretischem und

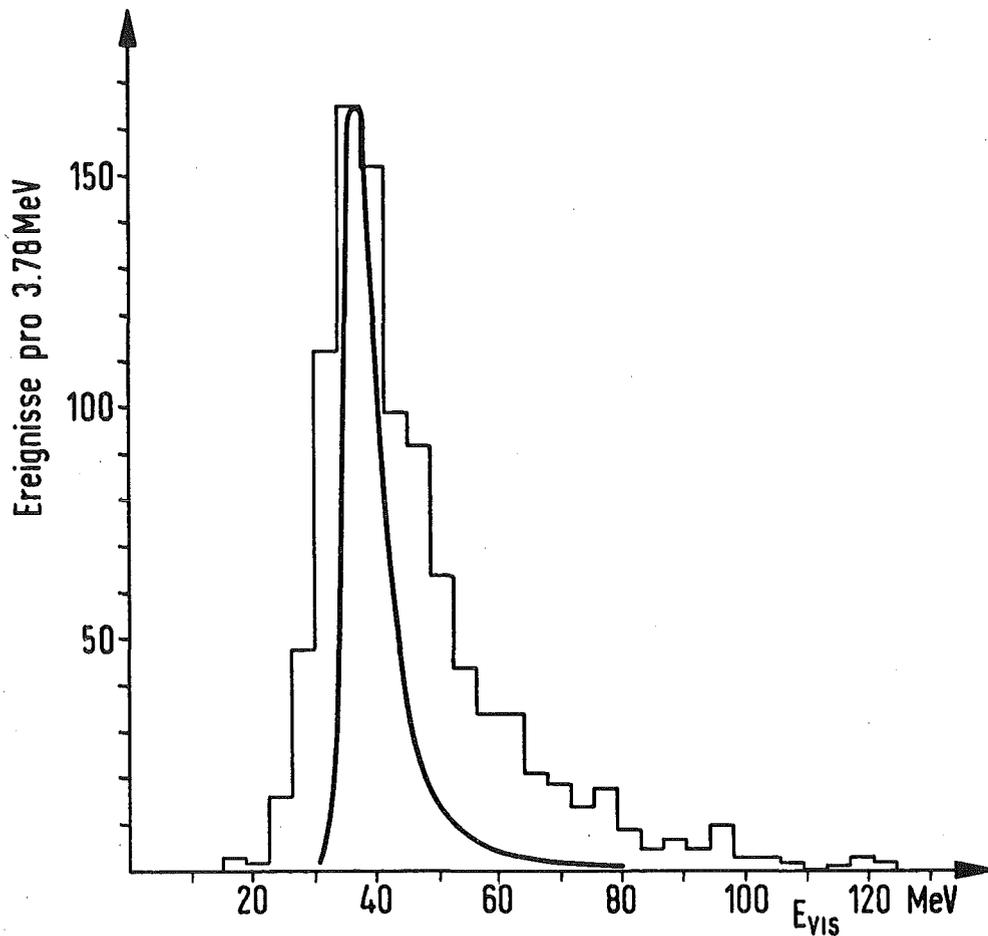


Abb. 15: Pulshöhenspektrum des Kalorimeters für minimal ionisierende Teilchen

gemessenem Pulshöhenspektrum in PCl. Dieses wurde mit monoenergetischen minimal ionisierenden Teilchen gewonnen.

Die gemessene Verteilung wird außerdem durch Fluktuation der Photoelektronen verbreitert. Von den primär erzeugten Photonen im Szintillator gelangt nur ein geringer Anteil über Lichtleiter auf die Photokathoden der Multiplier. Eine nicht hundertprozentige Quantenausbeute der Photokathode verringert die Zahl der Photoelektronen ebenfalls. Sie wurde experimentell aus der Breite des Signals der Lichtdiode bestimmt. Die Streuung beträgt $\text{FWHM} = 8\%$ für ein Signal, das der Pulshöhe eines 3 GeV-Schauers äquivalent

ist. Es wird dementsprechend von etwa 800 Photoelektronen erzeugt.

In Abbildung 16 ist der relative Meßfehler des Kalorimeters

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{S_Z}{M}$$

(M und S_Z wurden in Gleichung (5.1) und (5.3) definiert)

als Funktion von $E^{-1/2}$ der Primärteilchen aufgetragen. Die Werte liegen auf einer Geraden, die den Nullpunkt schneidet. Trotz einer erheblichen Einschränkung der Meßgenauigkeit aufgrund von Fluktuationen des Energieverlustes und in der Zahl der Photoelektronen beobachten wir eine gute Übereinstimmung mit einem $E^{-1/2}$ -Gesetz. In dem hier betrachteten Energiebereich ($3 \text{ GeV} < E_{\text{kin}} < 15 \text{ GeV}$) bilden deshalb Fluktuationen in der Zahl der Schauerteilchen den dominierenden Beitrag zur Begrenzung des Auflösungsvermögens.

5.3 Ansprechwahrscheinlichkeit

Es folgt eine Diskussion der Ansprechwahrscheinlichkeit des Kalorimeters als Funktion der Energie der Primärteilchen.

PC1-Schwelle

Ereignisse werden registriert, wenn innerhalb des Konverters eine inelastische Wechselwirkung zwischen Primärteilchen und Absorbermaterial stattfindet. Diese Bedingung wird mittels einer Schwelle oberhalb der Pulshöhe für ein minimal ionisierendes Teilchen in PC1, dem Zähler hinter dem Konverter, erzwungen.

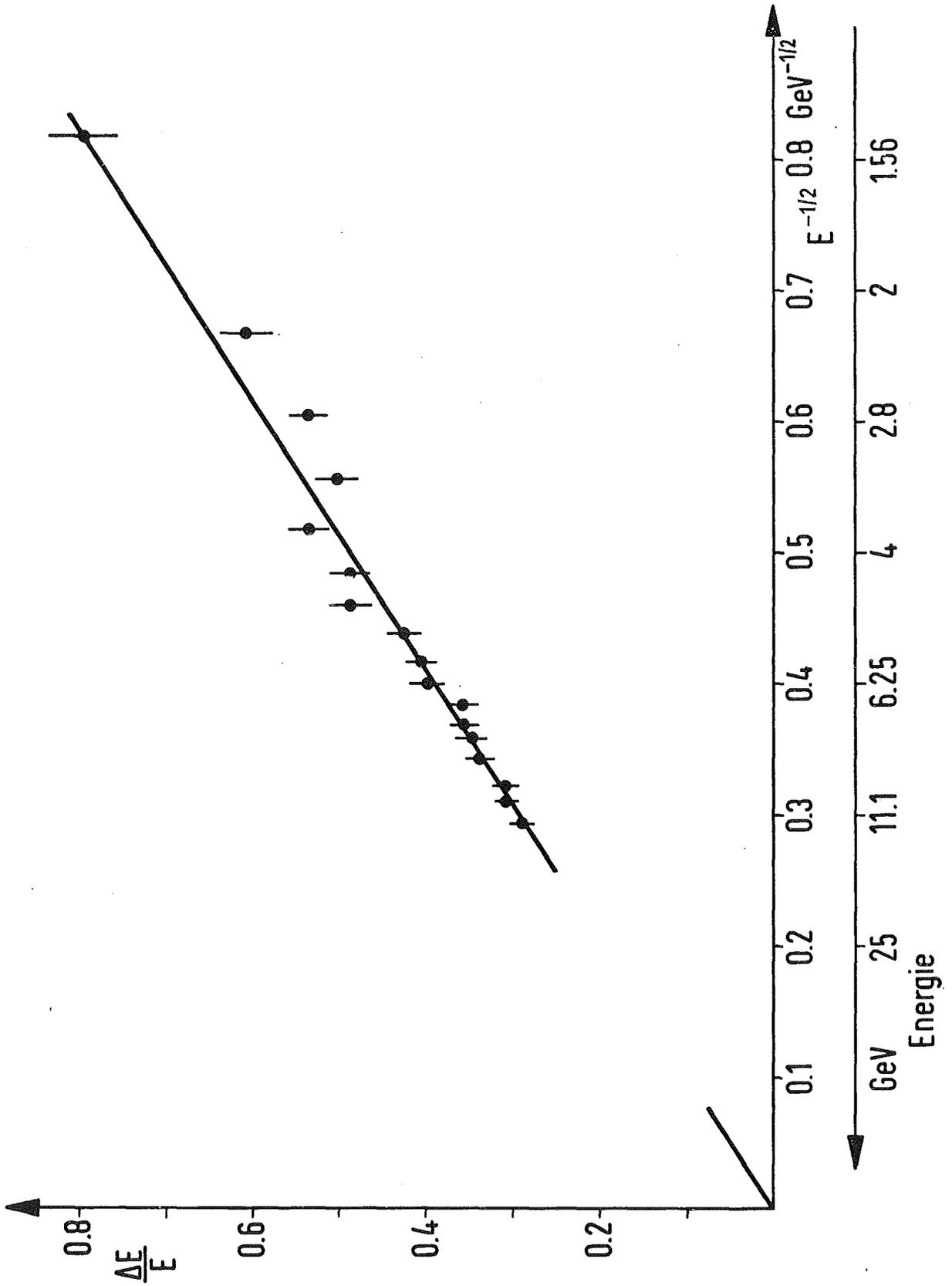


Abb. 16: Auflösungsvermögen des Kalorimeters

Für die Ansprechwahrscheinlichkeit gilt die Beziehung:

$$\epsilon_{PC1} = 1 - e^{-\left(\frac{x_1}{l_{Cu}} + \frac{x_2}{l_{Sz}}\right)}$$

x_1 = Dicke des Kupferabsorbers (cm)

x_2 = Dicke des Szintillatormaterials in Z (cm)

l_{Cu} = Absorptionslänge für Kupfer (cm)

l_{Sz} = Absorptionslänge des Szintillators (cm)

Die Absorptionslänge ist mit dem inelastischen Wirkungsquerschnitt verknüpft:

$$l = \frac{A}{\rho \cdot L} \cdot \frac{1}{\sigma_{in}}$$

A = Atomgewicht ($\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$)

ρ = Dichte ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)

L = Loschmidtsche Zahl (mol^{-1})

σ_{in} = inelastischer Wirkungsquerschnitt (cm^2)

Da σ_{in} für Proton-Proton- und Neutron-Proton-Wechselwirkungen im Energiebereich > 3 GeV nahezu konstant ist, beträgt die erwartete Ansprechwahrscheinlichkeit

$$\epsilon_{PC1} = 0.49$$

unabhängig von der Energie der Primärteilchen. Für Pionen verringert sich der Wert auf $\epsilon_{PC1} = 0.37$, da der inelastische Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 0.7 kleiner ist.

Gemessen wurde ϵ_{PC1} mit geladenen und impulsanalysierten Hadronen (Abschnitt 4). Der Zähler PC1 selbst war an dem Trigger nicht beteiligt. Aus

den PC1-Pulshöhenspektren für verschiedene Energieintervalle der Primärteilchen erhalten wir ε_{PC1} als Funktion der Energie bei einer definierten Schwelle:

$$\varepsilon_{PC1} = \frac{\text{Zahl der Ereignisse oberhalb der Schwelle}}{\text{Gesamtzahl der Ereignisse}}$$

In Abbildung 17 ist das PC1-Spektrum geladener Teilchen eines Energieintervalls dargestellt. Rausch- und Einteilchenmaximum sind deutlich voneinander getrennt. Letzteres stimmt mit der entsprechenden Landauverteilung gut überein.

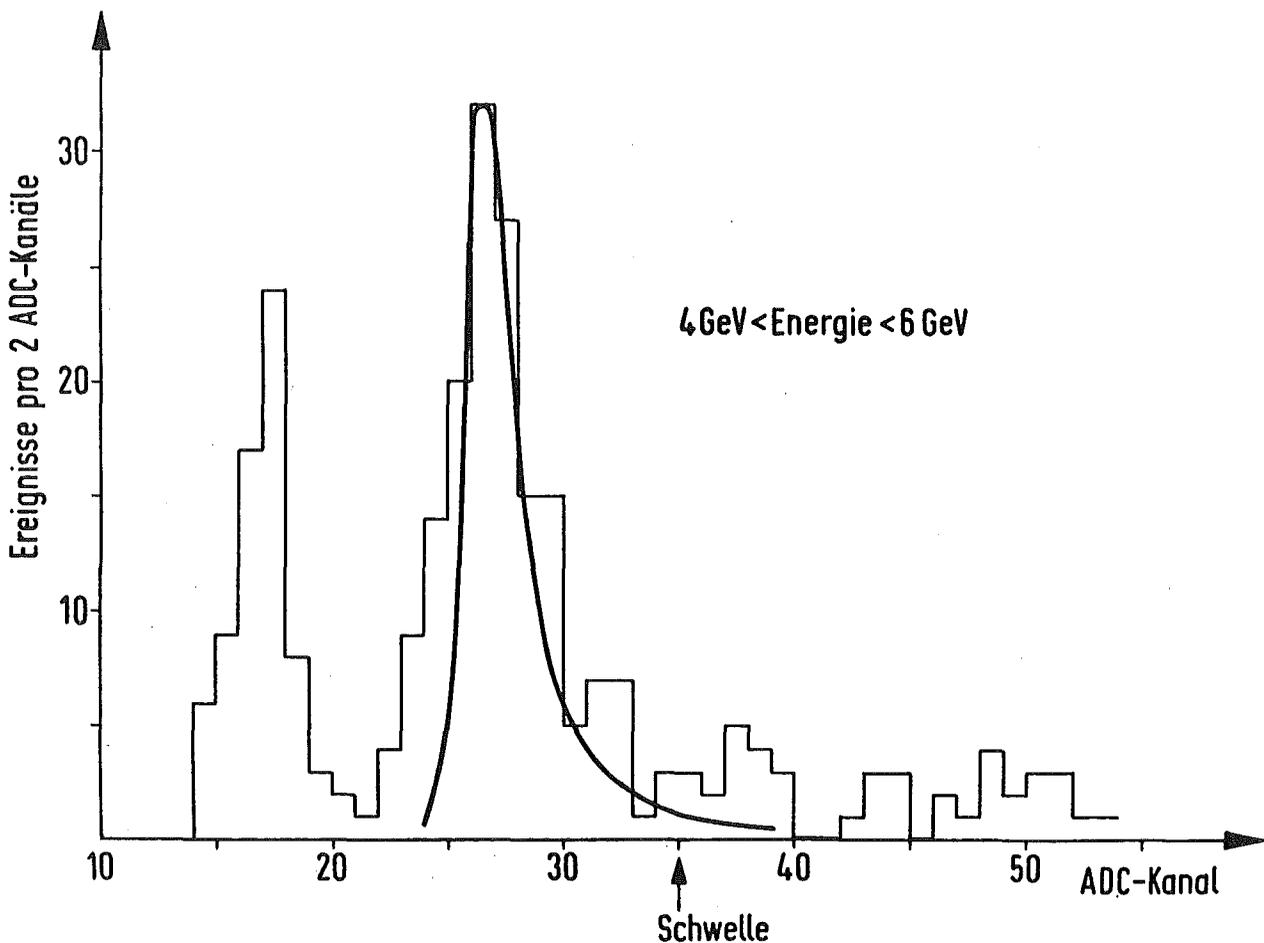


Abb. 17: Pulshöhenspektrum des Sondenzählers PC1 für geladene Hadronen eines Energieintervalls.

Die eingezeichnete Schwelle im Kanal 35 liegt oberhalb des Einteilchenmaximums. Mit dieser Schwelle messen wir die in Abbildung 18 dargestellte Ansprechwahrscheinlichkeit. Die Werte steigen mit zunehmender Energie an, da es sich bei den niederenergetischen Primärteilchen um Pionen und bei den hochenergetischen Primärteilchen vorwiegend um Protonen handelt.

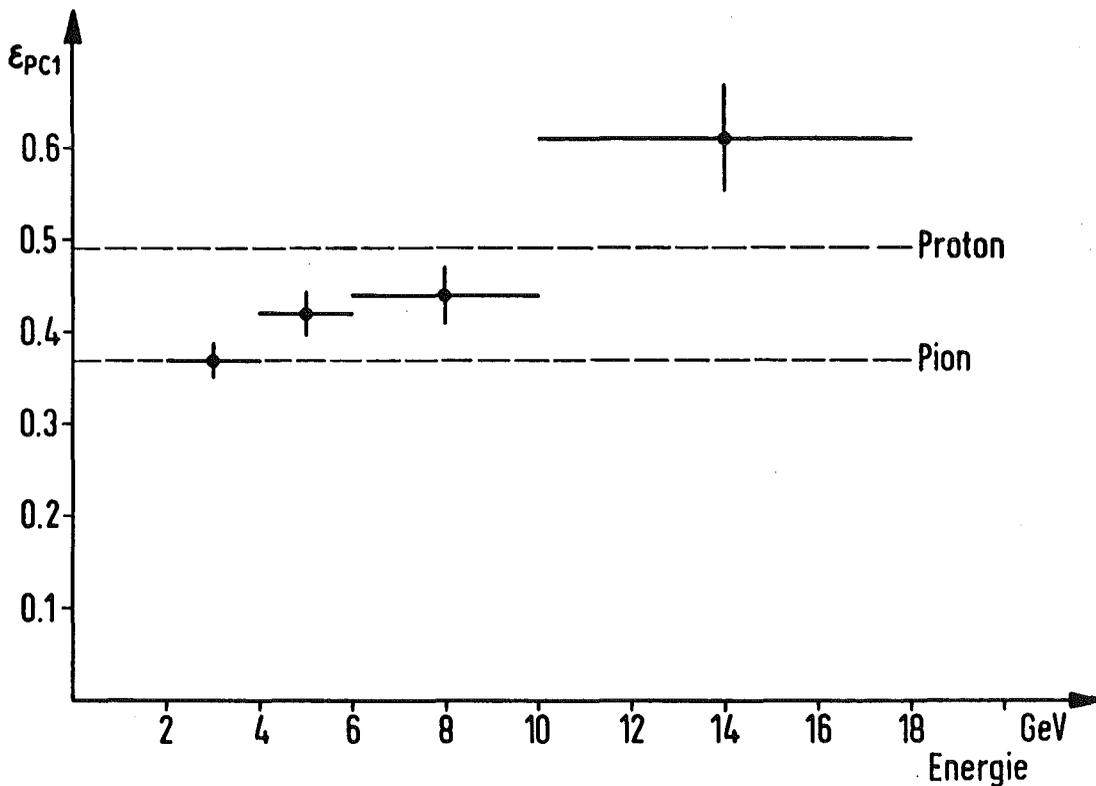


Abb. 18: Ansprechwahrscheinlichkeit von PC1 als Funktion der Energie der Primärteilchen bei einer Schwelle im ADC-Kanal 35

Der gemessene Wert für Protonen $\epsilon_{PC1} = 0.61 \pm 0.06$ ist größer als theoretisch erwartet. Eine Erklärung hierfür sind Primärteilchen, die unmittelbar hinter PC1 konvertieren und durch Rückstreuung die Triggerbedingung erfüllen. Die Wahrscheinlichkeit, daß Rückstreuung stattfindet, wächst mit der Zahl der insgesamt erzeugten Schauerteilchen und deshalb mit der Energie des Primärteilchens.

PC2-Schwelle

Ein Puls oberhalb der Schwelle für ein minimal ionisierendes Teilchen (Kanal 35) in dem Sondenzähler PC2 unterscheidet einen hadronischen von einem elektromagnetischen Schauer. Die Ansprechwahrscheinlichkeit hängt von der Energie der Primärteilchen ab.

ϵ_{PC2} wurde aus dem Pulshöhenspektrum Z des Kalorimeters ermittelt:

$$\epsilon_{PC2}(\text{ADC-Kanal}) = \frac{\text{Zahl der Ereignisse pro Kanal in Z für PC2} > 35}{\text{Zahl der Ereignisse pro Kanal in Z für PC2} > 0}$$

Mittels der Energieeichung erhalten wir ϵ_{PC2} in Abhängigkeit von der Energie. Das Ergebnis ist in Abbildung 19 dargestellt.

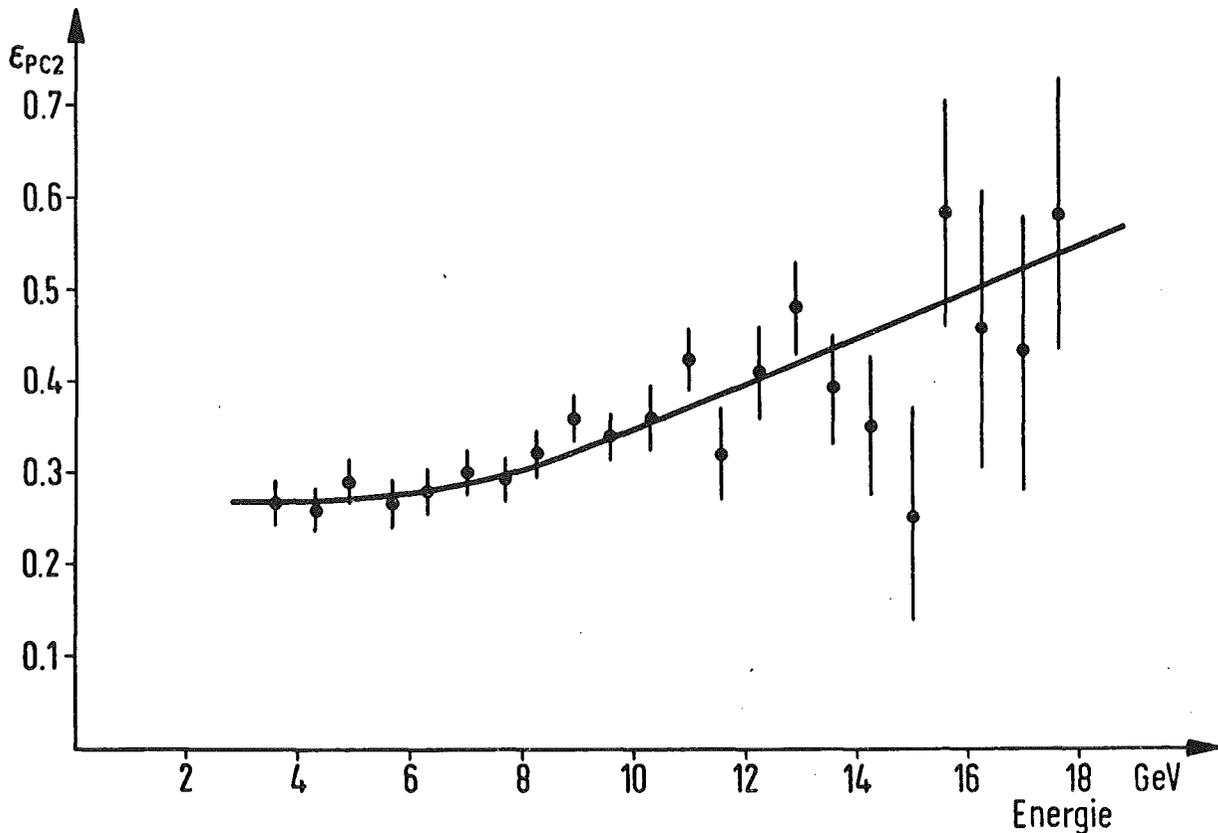


Abb. 19: Ansprechwahrscheinlichkeit von PC2 als Funktion der Energie der Primärteilchen bei einer Schwelle im ADC-Kanal 35

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Kalorimeters beträgt:

$$\varepsilon = \varepsilon_{PC1} \cdot \varepsilon_{PC2}(E) \quad .$$

Während eine Trennung von elektromagnetisch wechselwirkenden Photonen und neutralen Hadronen aufgrund der unterschiedlichen Schauerentwicklung mit Hilfe des Zählers PC2 möglich ist, können neutrale Kaonen nicht von Neutronen unterschieden werden.

6. DARSTELLUNG UND DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

Zunächst wird der Wirkungsquerschnitt für die inklusive Erzeugung von Neutronen in Vorwärtsrichtung bei einer Reaktionsenergie von $\sqrt{s} = 23$ GeV als Funktion der Skalenvariablen x angegeben und mit anderen Experimenten verglichen.

Es folgt eine Darstellung der Zweiteilchenkorrelationen zwischen einem Neutron und einem geladenen Sekundärteilchen sowie zwischen zwei geladenen Sekundärteilchen.

Die Meßergebnisse werden im Rahmen des in Abschnitt 2 beschriebenen Clusterbildes diskutiert. Auskunft über Eigenschaften der Cluster im Zentralbereich wie Ladung, Multiplizität und Zerfall erhalten wir über den mittleren quadratischen Ladungsübertrag. Die Ergebnisse sind teilweise modellabhängig. Ihnen liegt ein einfaches multiperipheres Clustermodell zugrunde.

Anschließend werden individuelle Cluster im Fragmentationsbereich ("leading cluster") separiert und die Massenverteilungen dieser Objekte sowie die Zerfallseigenschaften und Quantenzahlen bestimmt.

6.1 Inklusives Neutronenspektrum

Energiespektren für Neutronen wurden unter einem festen Winkel zur Strahlachse von $\theta = 59$ mrad mit der Triggerbedingung (III) ("neutral") gemessen.

Aus den Zählraten pro Energie- und Raumwinkelintervall wird der Wirkungsquerschnitt wie folgt bestimmt:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{d^2N}{d\Omega dE} \cdot L \cdot \frac{1}{\epsilon_{PC1}} \cdot \frac{1}{\epsilon_{PC2}}$$

N = Zahl der Ereignisse

L = Luminosität

ϵ = Ansprechwahrscheinlichkeit .

Das Raumwinkelintervall $d\Omega$ ist durch den $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen Zähler PC1 und seinen Abstand $d = 505 \text{ cm}$ von der Wechselwirkungszone festgelegt. Die Energiemessung erfolgt über die in Abbildung 12 dargestellte Eichgerade. Die Luminosität erhalten wir aus dem Quotienten der Monitorkonstanten

$$\sigma_{\text{MON}} = 10 \text{ mb}$$

für den betreffenden ISR-Meßlauf und der Monitorzählrate N_{MON} . Das Spektrum wird auf die Ansprechwahrscheinlichkeit des Kalorimeters korrigiert. Diese wurde in Abschnitt 5.3 diskutiert.

Der lorentzinvariante Wirkungsquerschnitt

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{E} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$$

(für $E \approx p$)

ist in Abbildung 20 als Funktion der Skalenvariablen x im Laborsystem dargestellt. Die Reaktionsenergie beträgt $\sqrt{s} = 23 \text{ GeV}$. Das Spektrum, das bei dieser Reaktionsenergie im Bereich $x > 0.3$ gemessen werden konnte, fällt gleichmäßig ab. Da die Messung unter einem festen Winkel erfolgte, wächst der Transversalimpuls des Neutrons proportional mit der Energie. Die Transversalimpulsachse ist deshalb ebenfalls als Abszisse in Abbildung 20 eingetragen.

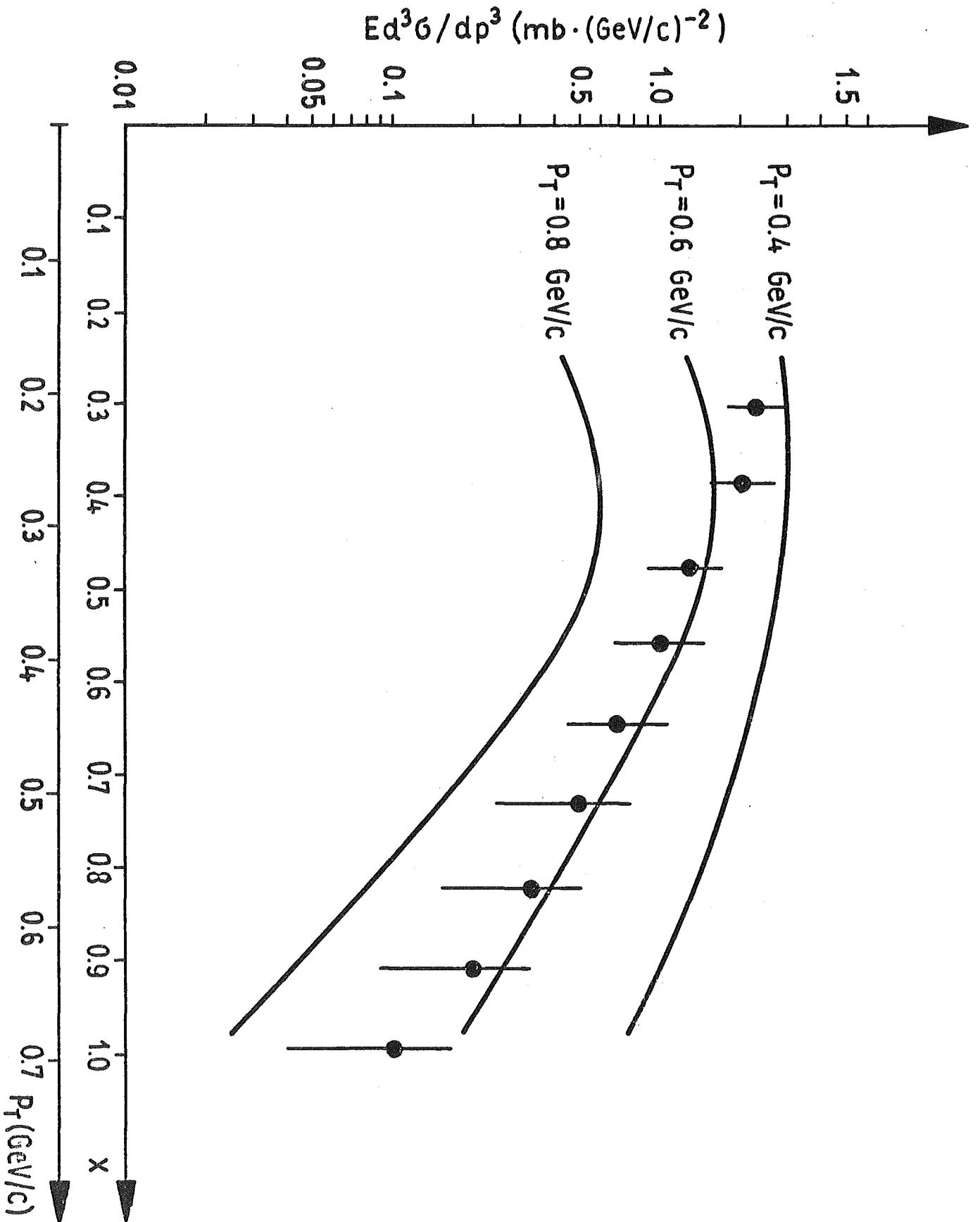


Abb. 20: Inklusives Neutronenspektrum als Funktion der Skalenvariablen x

Der Meßfehler setzt sich aus dem statistischen Fehler, dem Fehler in der Korrektur der Ansprechwahrscheinlichkeit und einer Unsicherheit von $\pm 10\%$ in der absoluten Normierung zusammen.

Das Spektrum wird mit einer Messung verglichen, die unter verschiedenen Winkeln zur Strahlrichtung mit einem Kalorimeter ähnlicher Bauart an den ISR durchgeführt wurde [31]. Das Ergebnis bei drei verschiedenen Transversalimpulsen ist in Form durchgezogener Kurven in Abbildung 20 eingezeichnet.

Die Meßwerte dieses Experimentes liegen im Bereich $0.3 < x < 0.6$, in dem der Transversalimpuls $p_{\perp} < 0.4$ GeV/c ist, unterhalb der Kurve für $p_{\perp} = 0.4$ GeV/c. Eine Erklärung hierfür sind die unterschiedlichen Triggerbedingungen. In diesem Experiment wird neben dem Neutron mindestens ein weiteres geladenes Sekundärteilchen im gegenüberliegenden Teil des Vorwärtsdetektors verlangt.

Außerdem treten folgende systematische Fehler auf:

1. Gleichzeitig mit dem Neutron trifft ein geladenes Sekundärteilchen den Antizähler A vor dem Kalorimeter und löst damit ein Vetosignal aus. Der Beitrag ist kleiner als 5%.
2. Neutronen werden mit einer Wahrscheinlichkeit von 20% im Strahlrohr oder in den Proportionalkammern absorbiert [32].
3. Bei einer Triggerrate von 23 Hz beträgt der Verlust aufgrund elektronischer Totzeit sehr viel weniger als $1^0/00$.

Sämtliche Beiträge sind gegenüber der Meßgenauigkeit zu vernachlässigen.

6.2 Inklusive Zweiteilchenkorrelationen

Korrelationen in den Rapiditäten der Sekundärteilchen eines Ereignisses werden mit Hilfe der Korrelationsfunktion (2.13) dargestellt. Es folgt eine Diskussion der Korrelationen zwischen einem Neutron und geladenen Sekundärteilchen sowie zwischen einem negativen Pion und geladenen Sekundärteilchen, da diese beiden Triggerteilchen als ein Indiz für Cluster im Fragmentationsbereich angesehen werden können [33,34]. Die Reaktionsenergie beträgt $\sqrt{s} = 53$ GeV.

Die Ereignisse wurden unter der Triggerbedingung (III) ("neutral") bzw. (I) ("minimum bias", vollständiger Zentraldetektor) aufgezeichnet. Inklusive Einteilchendichten, mit denen die Korrelationsfunktion normiert wird, erhalten wir aus den "minimum bias"-Daten. Hierbei wurde berücksichtigt, daß die Akzeptanz des Detektors durch das Kalorimeter beeinflusst wird (Abschnitt 4).

In den Abbildungen 21a bzw. 21b sind die Korrelationsfunktionen eines Neutrons und eines positiven bzw. negativen Sekundärteilchens für niedrige, mittlere und hohe Multiplizitäten aufgetragen.

$$\begin{aligned} y_1 &= \text{Rapidität des Neutrons} \\ y_2 &= \text{Rapidität der positiven bzw. negativen Sekundärteilchen} . \end{aligned}$$

Die Funktionswerte sind nahe der kinematischen Grenze negativ und steigen mit zunehmendem y_2 auf den Wert Null an. In Abbildung 21a zeichnet sich für mittlere Multiplizitäten und $y_1 < -3$ ein schwach ausgeprägtes Maximum im Bereich $y_1 \approx y_2$ ab, das als kurzreichweitige Korrelation zwischen Neutronen und positiven Sekundärteilchen gedeutet werden kann. In Abschnitt 6.4 wird gezeigt, daß diese Interpretation gerechtfertigt ist.

Meßwerte im Zentralbereich fehlen, da zum Zeitpunkt der Datennahme nur der Vorwärtsdetektor fertiggestellt war.

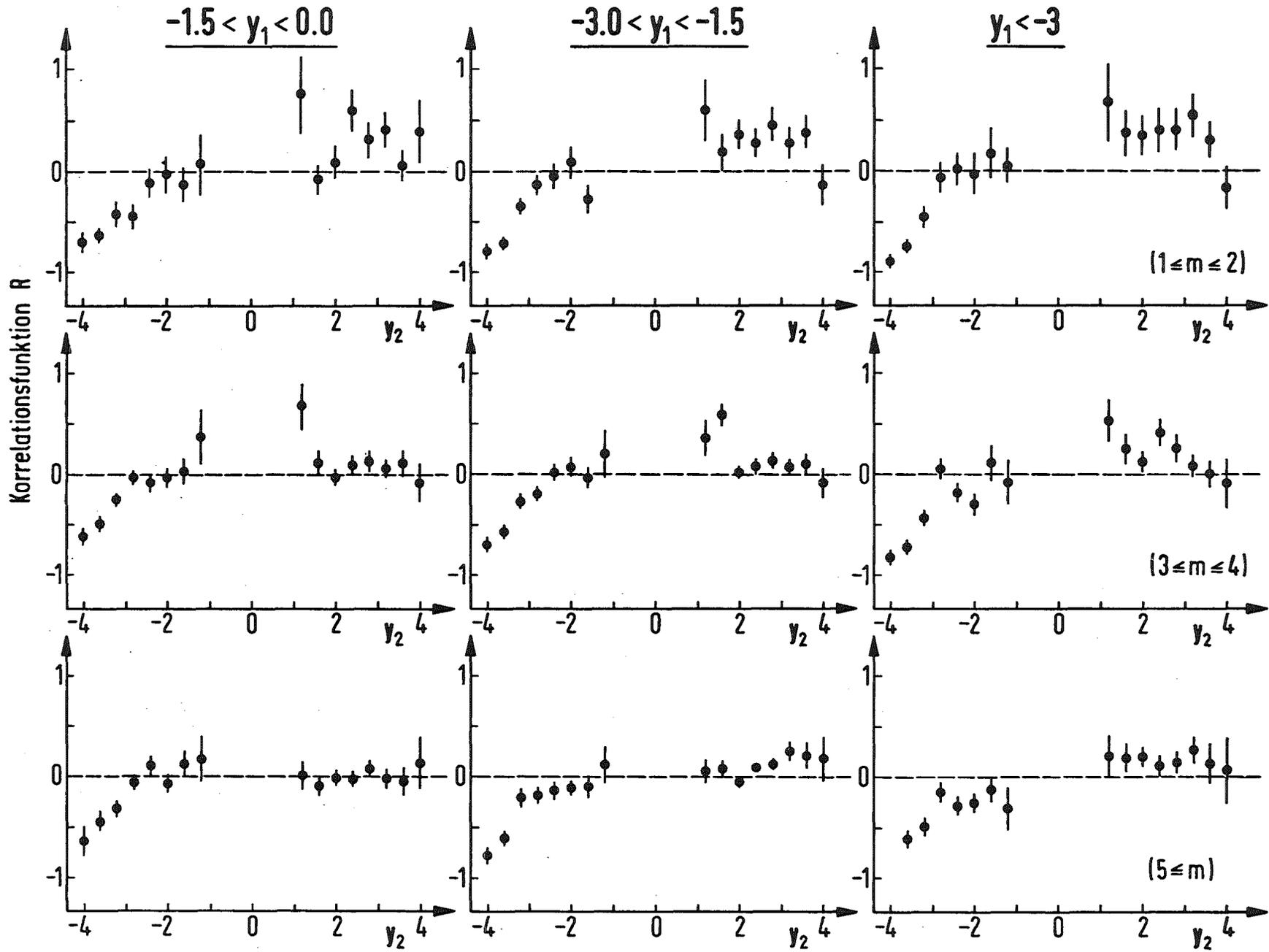


Abb. 21a: Zweiteilchenkorrelationen mit einem Neutron:
y₁ = Rapidität des Neutrons; y₂ = Rapidität positiver Sekundärteilchen

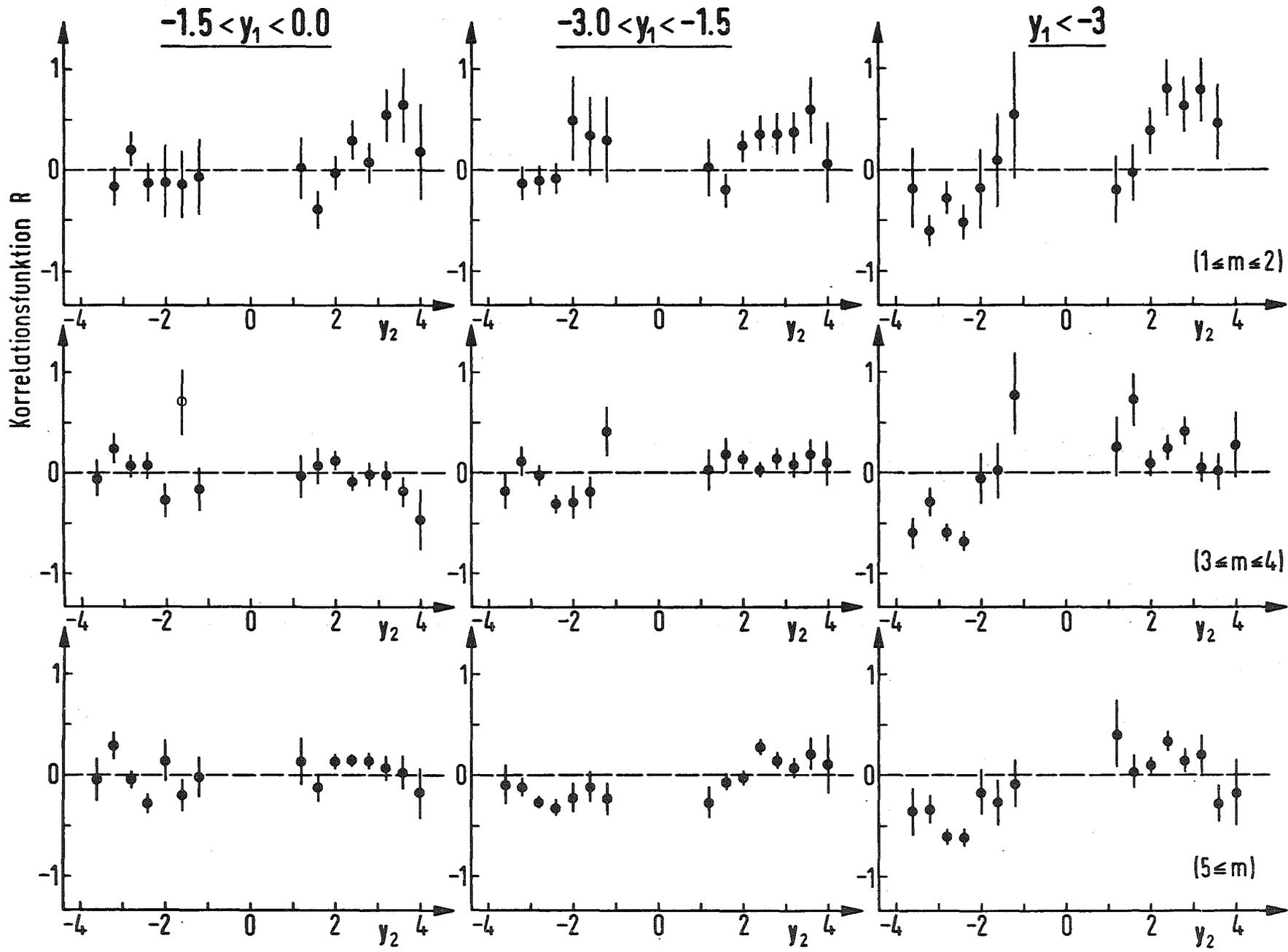


Abb. 21b: Zweiteilchenkorrelationen mit einem Neutron:
y₁ = Rapidität des Neutrons, y₂ = Rapidität negativer Sekundärteilchen

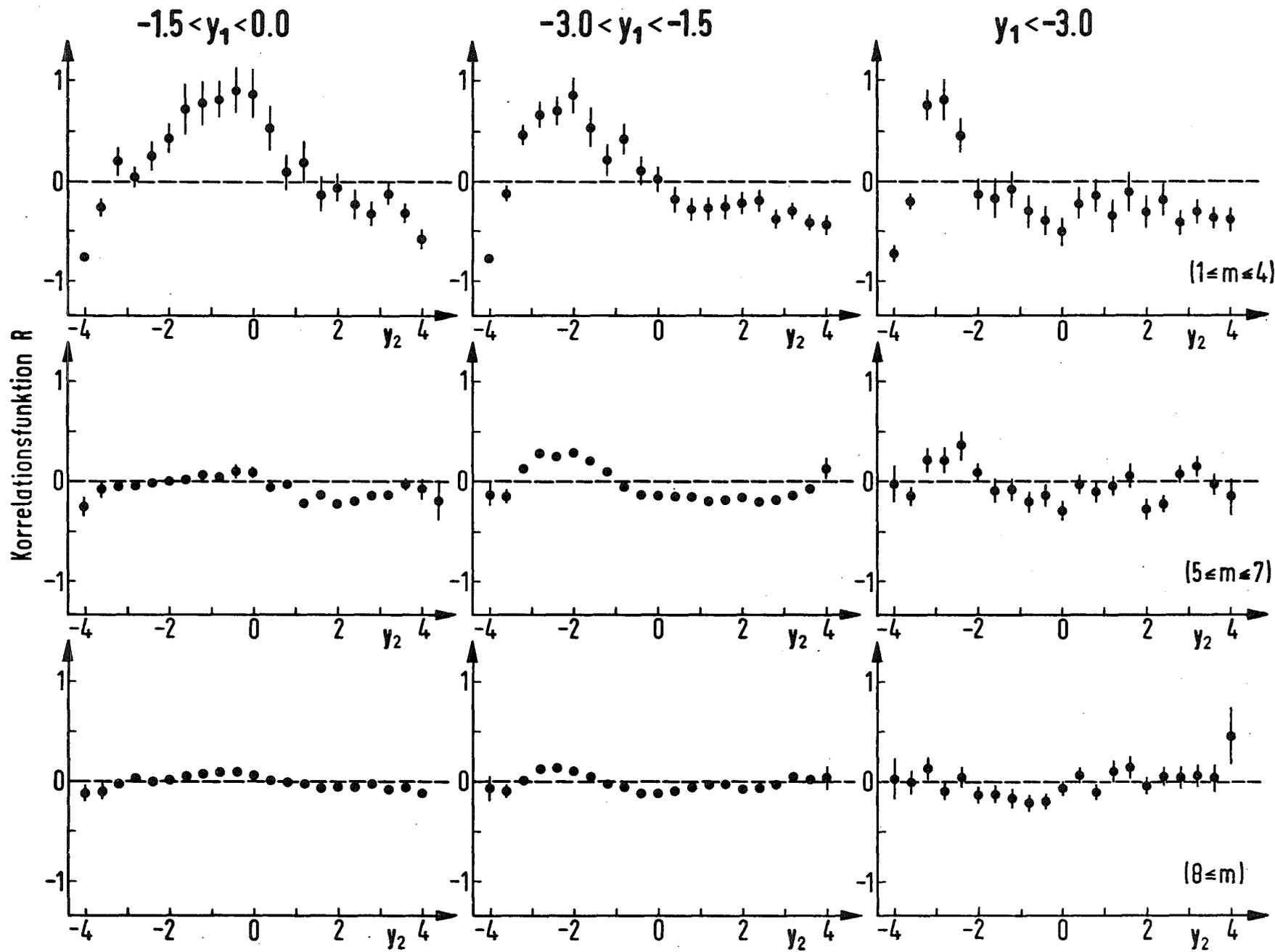


Abb. 21c: Zweiteilchenkorrelationen mit einem negativen Pion:
 y_1 = Rapidität des negativen Pions
 y_2 = Rapidität positiver Sekundärteilchen

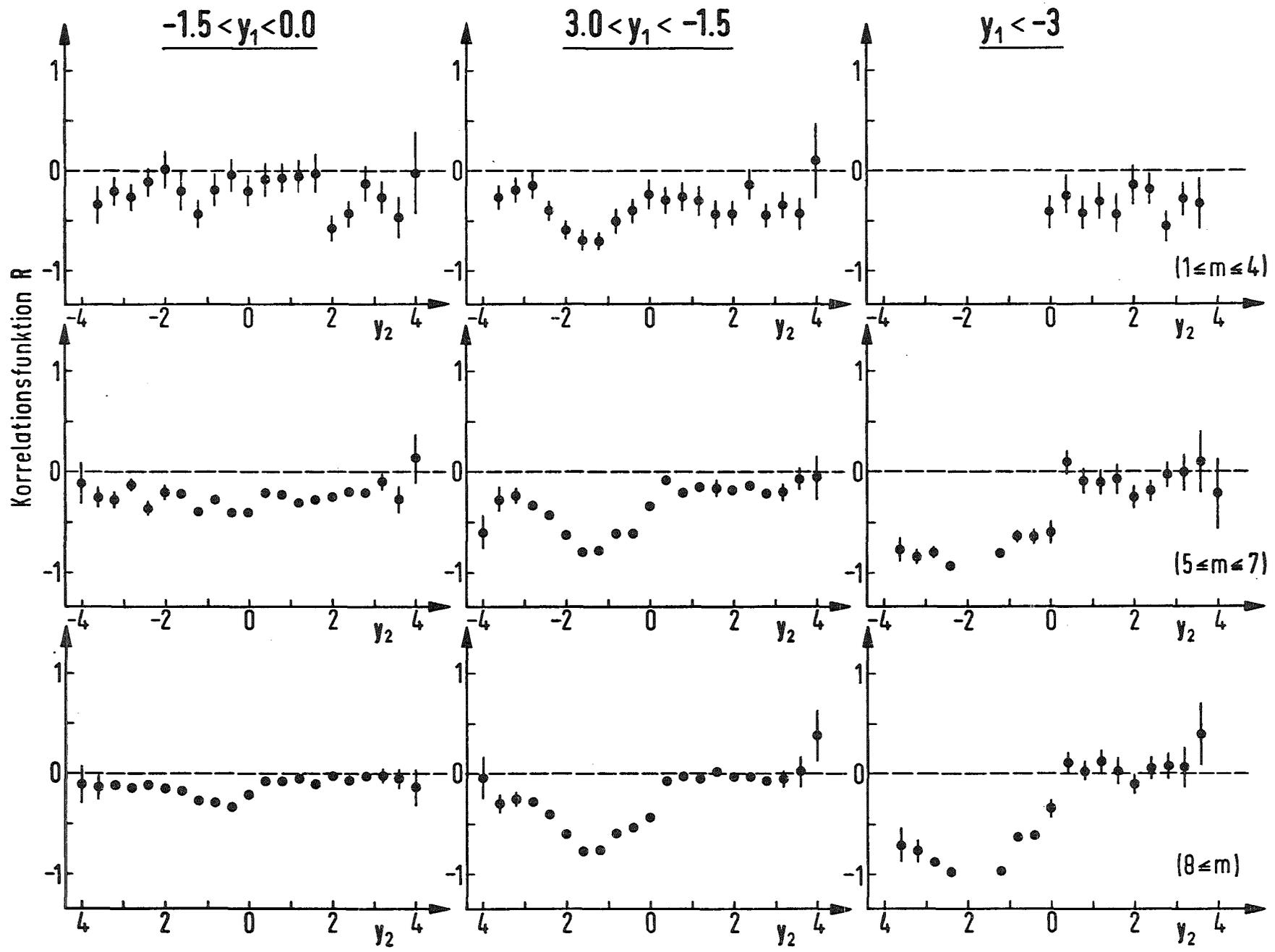


Abb. 21d: Zweiteilchenkorrelationen mit einem negativen Pion:
y1 = Rapidität des negativen Pions
y2 = Rapidität negativer Sekundärteilchen

Die Korrelationsfunktionen eines negativen Pions und eines positiven bzw. negativen Sekundärteilchens sind ebenfalls für eine niedrige, mittlere und hohe Multiplizität in Abbildung 21c bzw. 21d dargestellt:

$$\begin{aligned} y_1 &= \text{Rapidität des negativen Triggerteilchens} \\ y_2 &= \text{Rapidität der positiven bzw. negativen Sekundärteilchen} \end{aligned} .$$

In Abbildung 21c beobachten wir für niedrige Multiplizitäten ein ausgeprägtes Maximum, das sich mit zunehmenden y_1 -Werten des π^- vom Zentralbereich in den Fragmentationsbereich verschiebt. Negative Pionen werden bevorzugt mit positiven Sekundärteilchen ähnlicher Rapidität erzeugt. Die Breite des Maximums beträgt im Zentralbereich $\text{FWHM} \approx 2$ und im Fragmentationsbereich $\text{FWHM} \approx 1$. Die Korrelationen können deshalb als kurzreichweitig bezeichnet werden.

6.3 Ladungskorrelationen im Zentralbereich

Kurzreichweitige Korrelationen zwischen positiven und negativen Sekundärteilchen im Zentralbereich sind ein Indiz für lokale Kompensation der Ladung, wie man sie beispielsweise bei der Emission neutraler Cluster erwartet. Eine sensitive Variable für Ladungskorrelationen ist der in Gleichung 2.20 definierte Ladungsübertrag zwischen den beiden Hemisphären des longitudinalen Impulsraumes. Die Meßwerte des mittleren quadratischen Ladungsübertrages werden in Abhängigkeit von der Multiplizität diskutiert und mit Vorhersagen unkorrelierter Ladungserzeugung sowie mit strenger lokaler Kompensation der Ladung verglichen.

Anschließend wird der über alle Multiplizitäten gemittelte quadratische Ladungsübertrag für inelastische Ereignisse bestimmt. Hierbei müssen Akzeptanzverluste berücksichtigt werden. Das Ergebnis wird zusammen mit den Meßwerten anderer Experimente bei verschiedenen Reaktionsenergien im

Rahmen des im Abschnitt 2.3.2 beschriebenen multiperiphären Clustermodells diskutiert.

In diesem Abschnitt werden ausschließlich Ereignisse untersucht, die mit dem Trigger (I) ("minimum bias", vollständiger Zentraldetektor) gewonnen wurden.

6.3.1 Ladungsübertrag in Abhängigkeit von der Multiplizität

Der mittlere quadratische Ladungsübertrag $\langle U^2 \rangle_m$ im Zentralbereich wurde für verschiedene Multiplizitäten m bestimmt:

$$\langle U^2 \rangle_m = \frac{1}{N_m} \sum_{i=1}^{N_m} \left(\frac{1}{2}(Q_+ - Q_-) \right)^2$$

N_m = Zahl der Ereignisse einer Multiplizität

$Q_{+,-}$ = Summe der Ladungen in der positiven bzw. negativen Rapiditätshemisphäre .

Die Rapiditäten der berücksichtigten Sekundärteilchen liegen in dem Intervall

$$-3 < y < 3 \quad ,$$

das den Zentralbereich charakterisiert. Q_+ und Q_- sowie die Multiplizitäten m beziehen sich auf diesen Bereich.

In Abbildung 22 ist $\langle U^2 \rangle_m$ als Funktion der Zahl der Sekundärteilchen dargestellt. Wir beobachten einen linearen Anstieg für Multiplizitäten von 2 bis 13 geladenen Teilchen.

Die Meßpunkte werden mit zwei Vorhersagen verglichen, die unter den

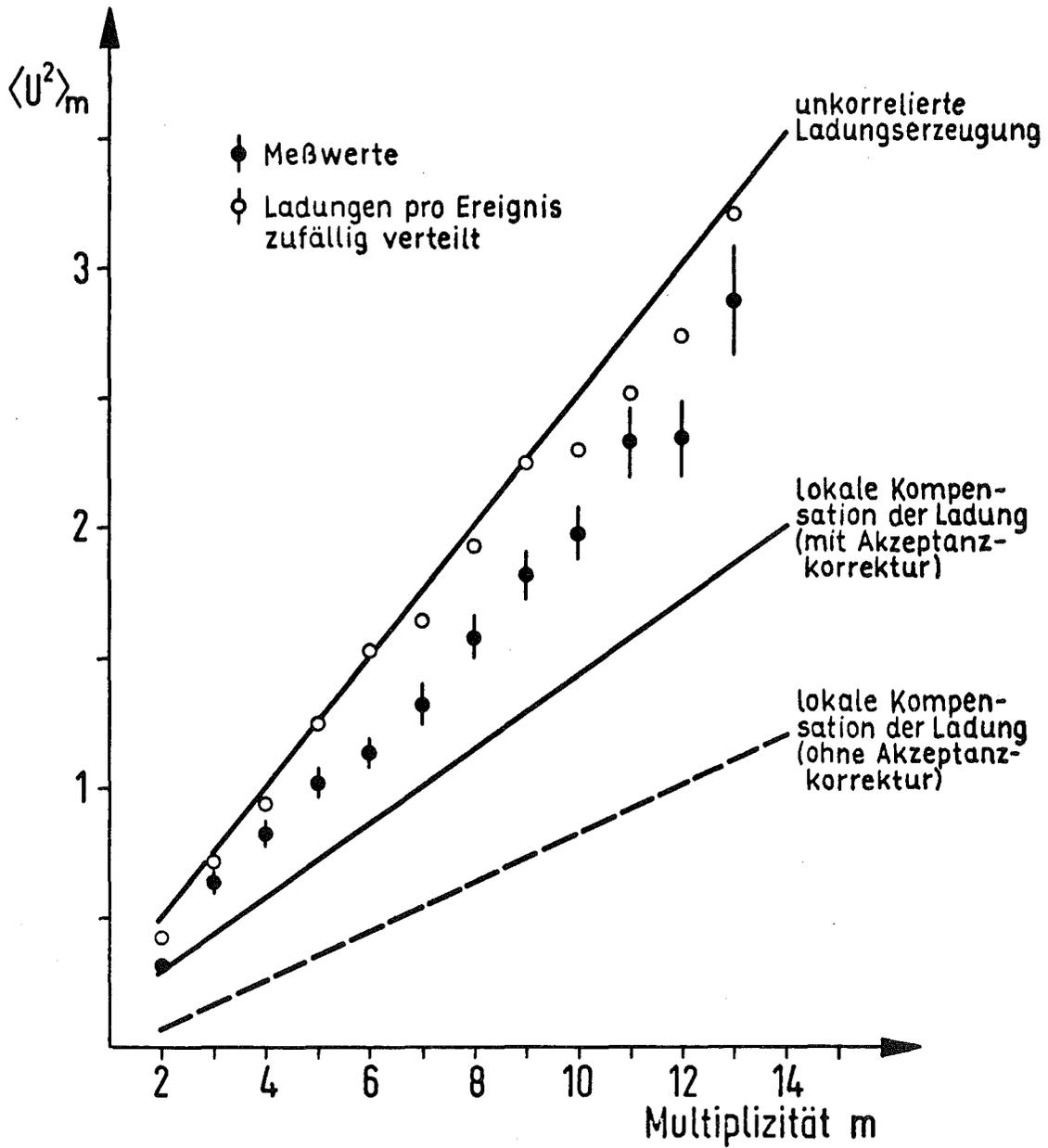


Abb. 22: Mittlerer quadratischer Ladungsübertrag als Funktion der Multiplizität

Annahmen

1. unkorrelierte Ladungserzeugung
2. vollständige lokale Kompensation der Ladung

gewonnen werden.

Unkorrelierte Ladungserzeugung

Eine Beziehung zwischen $\langle U^2 \rangle$ und der Multiplizität wird unter den folgenden beiden Voraussetzungen hergeleitet:

1. Es werden ebensoviele positive wie negative Sekundärteilchen erzeugt (Ladungserhaltung):

$$\sum_{i=1}^m q_i = 0$$

m = Multiplizität .

2. Ein geladenes Sekundärteilchen wird in beiden Rapiditätshemisphären mit gleicher Wahrscheinlichkeit erzeugt:

$$W(y_+) = W(y_-) \quad .$$

Diese Annahme folgt aus der Symmetrie der Proton-Proton-Wechselwirkung im Schwerpunktsystem.

Unter Anwendung des binomischen Lehrsatzes erhalten wir alle möglichen Ladungskombinationen zwischen beiden Hemisphären:

$$K = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^n \binom{n}{i} \binom{n}{j} = 2^{2n} \quad (6.1)$$

n = Zahl der erzeugten (+-)-Paare
 $2n = m$

Der Ladungsübertrag ist durch die Differenz der beiden Indizes gegeben:

$$U = i - j \quad (6.2)$$

Der mittlere quadratische Ladungsübertrag lautet:

$$\langle U^2 \rangle_m = 2^{-2n} \sum_{U=1}^n K_U U^2 \quad (6.3)$$

K_U = Zahl der Kombinationen mit dem Ladungsübertrag U

Aus den Gleichungen (6.1), (6.2) und (6.3) folgt:

$$\langle U^2 \rangle_m = 2^{(1-2n)} \sum_{U=1}^n \sum_{i=0}^{n-U} \binom{n}{i} \binom{n}{i+U} U^2$$

Das Ergebnis wird durch die obere Gerade in Abbildung 22 dargestellt. Die Meßwerte liegen deutlich unterhalb der Geraden.

Eine andere Methode unkorrelierte Ladungserzeugung zu simulieren, besteht darin die gemessenen Ladungen der Sekundärteilchen eines jeden Ereignisses zu mischen. Die auf diese Weise ermittelten Werte für $\langle U^2 \rangle_m$ sind ebenfalls in Abbildung 22 eingetragen. Sie liegen oberhalb der Meßwerte und stimmen innerhalb der statistischen Fehler mit der Vorhersage für unkorrelierte Ladungserzeugung überein.

Lokale Kompensation der Ladung

Kurzreichweitige Ladungskorrelationen simulieren wir mit Hilfe der "Monte Carlo"-Methode. Es werden die folgenden Annahmen gemacht:

1. Im Rapiditätsintervall mit den in Gleichung (2.9) definierten kinematischen Grenzen

$$-\frac{1}{2} Y < y_{\text{Cluster}} < \frac{1}{2} Y$$

werden n Cluster pro Ereignis gleichverteilt und unabhängig voneinander erzeugt. Die Multiplizität der Cluster gehorcht einer Poissonverteilung mit dem Mittelwert $\langle n \rangle$.

2. Die Cluster sind neutral. Sie zerfallen isotrop in je ein positives und negatives Pion. In Abschnitt 2.3.1 wurde gezeigt, daß unter dieser Voraussetzung die Zerfallsverteilung in der Rapidität durch eine Gaußverteilung mit der Streuung $\sigma = 0.8$ approximiert werden kann.

Die errechneten Werte für den mittleren quadratischen Ladungsübertrag liegen auf der in Abbildung 22 eingezeichneten unteren Geraden. Da die Meßwerte mit Akzeptanzverlusten behaftet sind, wurden die Rapiditätsverteilungen der erzeugten positiven und negativen Pionen ebenfalls mit der in Abschnitt 4 beschriebenen Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers gewichtet und wie die Daten auf den Bereich $-3 < y < 3$ beschränkt. Dann erhalten wir Werte für $\langle U^2 \rangle_m$, die auf der mittleren der drei in Abbildung 22 eingezeichneten Geraden liegen.

Aus dem Vergleich der Meßwerte mit den beiden einander ausschließenden Hypothesen ist zu erkennen, daß Ladungen nicht unabhängig voneinander erzeugt werden, sondern daß eine lokale Kompensation der Ladung stattfindet, wie man sie bei der Emission neutraler Cluster erwartet. Ein einfaches Modell, wie das hier verwendete, kann das Verhalten von $\langle U^2 \rangle_m$ jedoch nur qualitativ beschreiben.

6.3.2 Ladungsübertrag in Abhängigkeit von der Reaktionsenergie

Der über alle Multiplizitäten gemittelte quadratische Ladungsübertrag für inelastische Ereignisse lautet:

$$\langle U^2 \rangle = \sum_{U_{\min}}^{U_{\max}} W(U) U^2 \quad (6.4)$$

$W(U)$ = Wahrscheinlichkeitsverteilung des Ladungsübertrages U .

Um $W(U)$ zu bestimmen müssen elastische Ereignisse ausgeschlossen und Akzeptanzverluste korrigiert werden.

Ein Ereignis wird als elastisch bezeichnet, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

1. Das Ereignis besitzt zwei positive Spuren.
2. Die Spuren sind kollinear. Sie schneiden sich unter einem Winkel $\alpha > 3.12$ mrad mit

$$\cos \alpha = \frac{p_c \cdot p_d}{p_c \cdot p_d}$$

$p_{c,d}$ = Impulse der Sekundärteilchen .

Die Winkelverteilung ist in Abbildung 23 dargestellt.

3. Die Impulse der beiden Spuren liegen innerhalb der in Abbildung 24 eingezeichneten Grenzen.

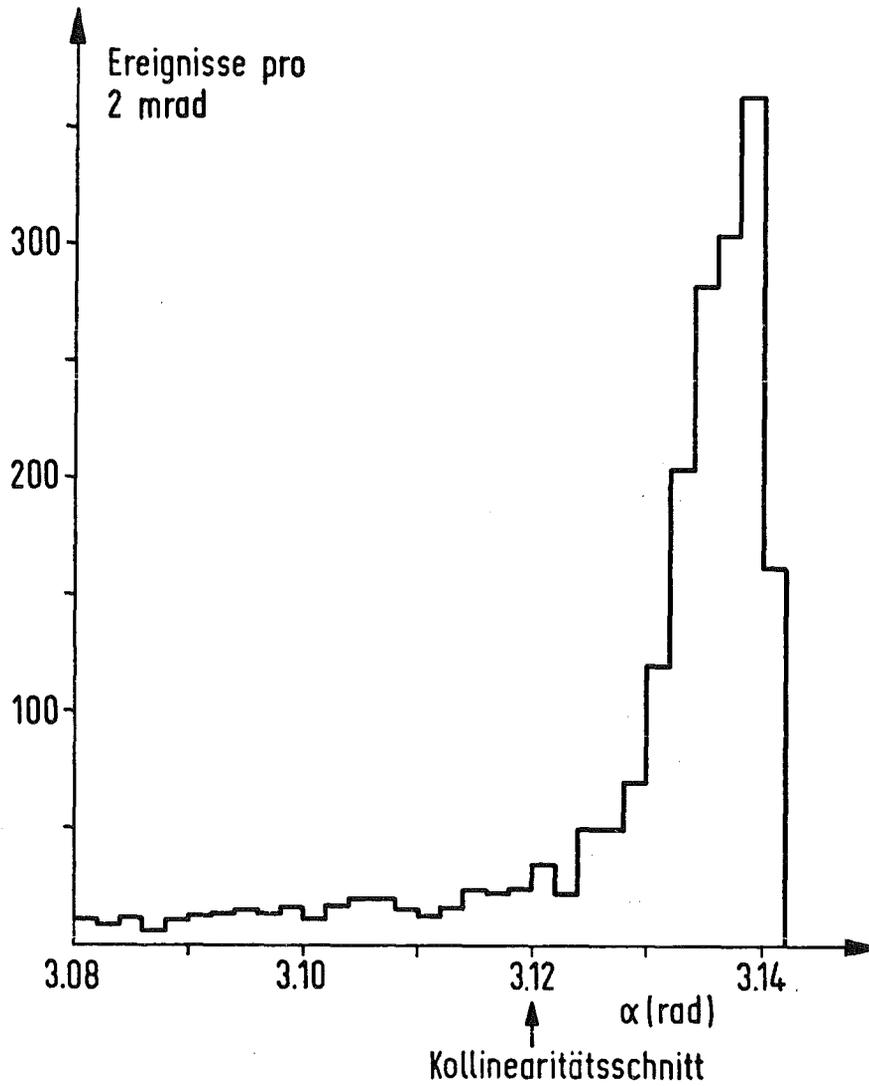
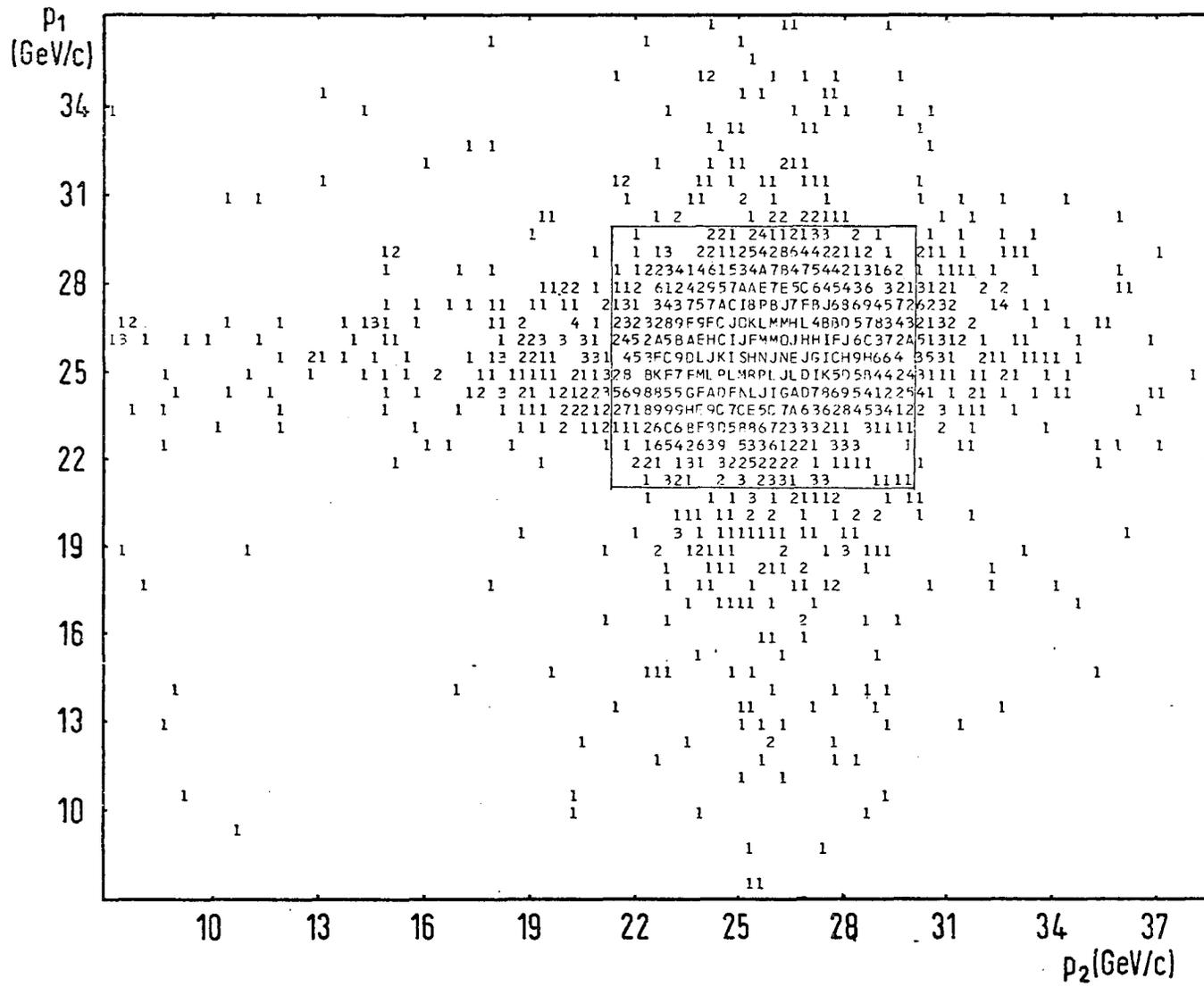


Abb. 23: Kollinearitätstest

Akzeptanzverluste

Aufgrund der begrenzten räumlichen Akzeptanz des Spektrometers werden in der Regel nicht alle Spuren eines Ereignisses registriert. Eine oder mehrere nicht erkannte Spuren können jedoch einen Ladungsübertrag vortäuschen, der die Verteilung $W(U)$ verfälscht.

Abb. 24: Schnitt in den Impulsen für elastische Ereignisse



Eine grobe Korrektur bildet die Forderung nach Ladungserhaltung

$$\sum_{i=1}^m q_i = 2$$

Ereignisse bei denen die Summe der verlorenen Ladungen ungleich Null ist, werden auf diese Weise ausgeschlossen. Es bleibt ein Beitrag, der durch den Verlust von (+-)-Paaren entsteht. Das verdeutlicht der Vergleich mit Ergebnissen von Blaskammerexperimenten [35,36] in Abbildung 25. $W(U)$ hängt kaum von der Reaktionsenergie ab, sondern zeigt Skalenverhalten. Die unkorrigierten Meßwerte dieses Experimentes weichen jedoch insbesondere für $U=0$ von der Verteilung ab.

Um die ursprüngliche physikalische Ladungsübertragsverteilung zu erhalten, werden zu den gemessenen Werten Korrekturterme addiert:

$$W(U) = W_{\text{gem}}(U) + W_{\text{Kor}}(U) \quad ;$$

W_{Kor} ist eine Summe von Beiträgen, von denen jeder einzelne die Wahrscheinlichkeit darstellt, daß bei Ereignissen mit dem ursprünglichen Ladungsübertrag U_{Phys} durch den Verlust von n (+-)-Paaren der Ladungsübertrag U vorge-täuscht wird:

$$W_{\text{Kor}}(U) = \sum_{n=1}^3 \sum_{U_{\text{Phys}}=1}^3 W_{nU_{\text{Phys}}}(U) \quad .$$

Um den Korrekturterm für ein bestimmtes U zu erhalten, wird über n und U_{Phys} bis zu einem maximalen Wert 3 summiert, da Komponenten höherer Ordnung demgegenüber zu vernachlässigen sind.

Die einzelnen Beiträge $W_{nU_{\text{Phys}}}$ sind in Tabelle 7 aufgeführt. Eine Spalte der Tabelle enthält die Werte für einen bestimmten beobachteten Ladungsübertrag U in Abhängigkeit von n und U_{Phys} . Die Beiträge haben ein

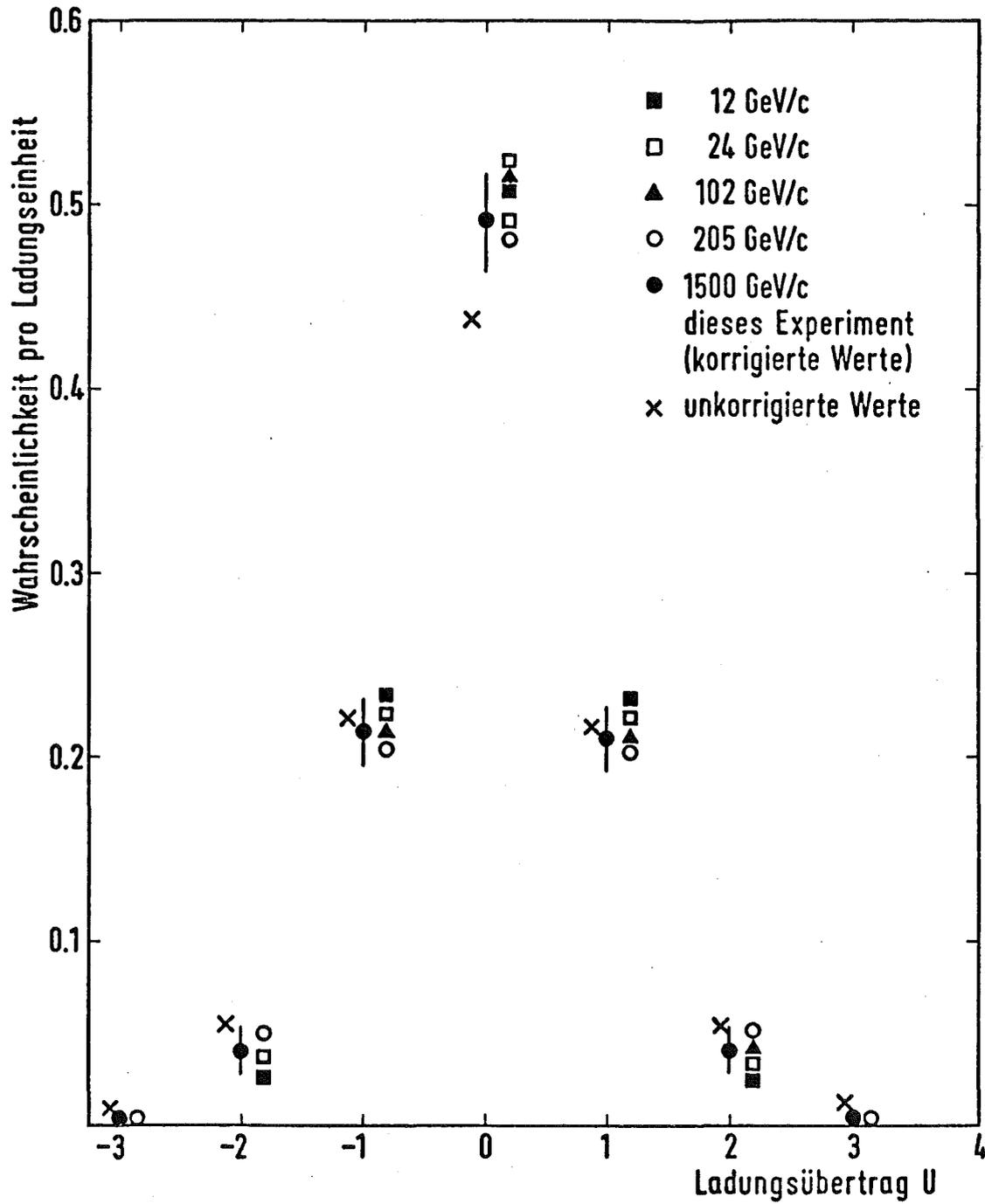


Abb. 25: Wahrscheinlichkeitsverteilung des Ladungsübertrages zwischen den beiden Rapiditätshemisphären

TABELLE 7: Korrekturterme zur Wahrscheinlichkeitsverteilung des Ladungs-
übertrages

n	U_{Phys}	U	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5
1	0						0.0139	-0.0278	0.0139				
	+1							0.0055	-0.011	0.0055			
	-1				0.0055	-0.011	0.0055						
	+2								0.0011	-0.0022	0.0011		
	-2			0.0011	-0.0022	0.0011							
	+3									0.0003	-0.0006	0.0003	
	-3		0.0003	-0.0006	0.0003								
2	0				0.0026	0.0105	-0.0263	0.0105	0.0026				
	+1					0.0011	0.0042	-0.0105	0.0042	0.0011			
	-1			0.0011	0.0042	-0.0105	0.0042	0.0011					
	+2							0.0002	0.0008	-0.002	0.0008	0.0002	
	-2		0.0002	0.0008	-0.002	0.0008	0.0002						
	+3									0.0002	-0.0004	0.0002	
	-3		0.0002	-0.0004	0.0002								
3	0			0.0004	0.0022	0.0055	-0.0162	0.0055	0.0022	0.0004			
	+1				0.0002	0.0003	0.0022	-0.0066	0.0022	0.0009	0.0002		
	-1		0.0002	0.0005	0.0022	-0.0066	0.0022	0.0003	0.0002				
	+2							0.0002	0.0004	-0.0012	0.0004	0.0002	
	-2		0.0002	0.0004	-0.0012	0.0004	0.0002						
	+3									0.0001	-0.0002	0.0001	0.00002
	-3	0.00002	0.0001	-0.0002	0.0001								
Summe ($-W_{\text{Korr}}$)			0.000	0.001	0.004	0.012	0.006	-0.046	0.006	0.012	0.004	0.001	0.000

positives Vorzeichen für $U \neq U_{\text{Phys}}$, da aufgrund von Akzeptanzverlusten zusätzlich Ereignisse mit dem Ladungsübertrag U erzeugt werden. Andererseits ist die Summe der positiven Terme einer Zeile (d.h. für festes U_{Phys} und n) als negativer Beitrag unter $U = U_{\text{Phys}}$ eingetragen, da mit der gleichen Wahrscheinlichkeit, mit der irgend ein Ladungsübertrag $U \neq U_{\text{Phys}}$ simuliert wird, Verluste für U_{Phys} auftreten.

Jedes Element der Tabelle 7 ist das Produkt dreier Wahrscheinlichkeiten:

$$W_{n, U_{\text{Phys}}} = W_1 \cdot W_2 \cdot W_3$$

W_1 = Wahrscheinlichkeit für den Verlust von n (+-)-Paaren in einem Ereignis.

W_2 = Wahrscheinlichkeit, daß bei n nicht erkannten Paaren der Ladungsübertrag U_{Akz} erzeugt wird.

W_3 = Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis mit Akzeptanzverlusten den ursprünglichen Ladungsübertrag U_{Phys} besitzt.

Es folgt eine Diskussion der Größen W_1 , W_2 und W_3 .

W_1

Die Wahrscheinlichkeit W_{mn} für den Verlust von n (+-)-Paaren hängt von der Multiplizität m der Ereignisse ab. Unter der Voraussetzung, daß

1. Spuren unabhängig voneinander nicht erkannt werden (daß dies eine gute Approximation ist, wird in Referenz [6] gezeigt),
2. die integrale Nachweiswahrscheinlichkeit weder von der Rapiditätshemisphäre noch von der Ladung abhängt,

setzt sich W_{mn} aus dem Produkt zweier Binomialverteilungen zusammen:

$$W_{mn} = \binom{\frac{m+2}{2}}{n} \binom{\frac{m-2}{2}}{n} p^{2n} (1-p)^{m-2n}$$

mit

$(1-p)$ = die aus den Akzeptanztafeln (Abschnitt 4) gewonnene, über den gesamten Raumwinkel integrierte Nachweiswahrscheinlichkeit für eine Spur

$\frac{m+2}{2}$ = Zahl der positiven Sekundärteilchen

$\frac{m-2}{2}$ = Zahl der negativen Sekundärteilchen

W_{mn} ist für verschiedene Werte von n in Abbildung 26 dargestellt. Tabelle 8 enthält die über alle Multiplizitäten gemittelte Wahrscheinlichkeit

$$W_1 = \langle W_{mn} \rangle_m$$

in Abhängigkeit von n .

TABELLE 8: Über alle Multiplizitäten gemittelte Wahrscheinlichkeit für den Verlust von n (+-)-Paaren.

n	1	2	3	4	5
W_1	0.111	0.084	0.047	0.028	0.017

W_2

Die Wahrscheinlichkeit, daß bei einem Verlust von n (+-)-Paaren der Ladungsübertrag $|U_{Akz}|$ erzeugt wird, folgt aus dem binomischen Lehrsatz und beträgt:

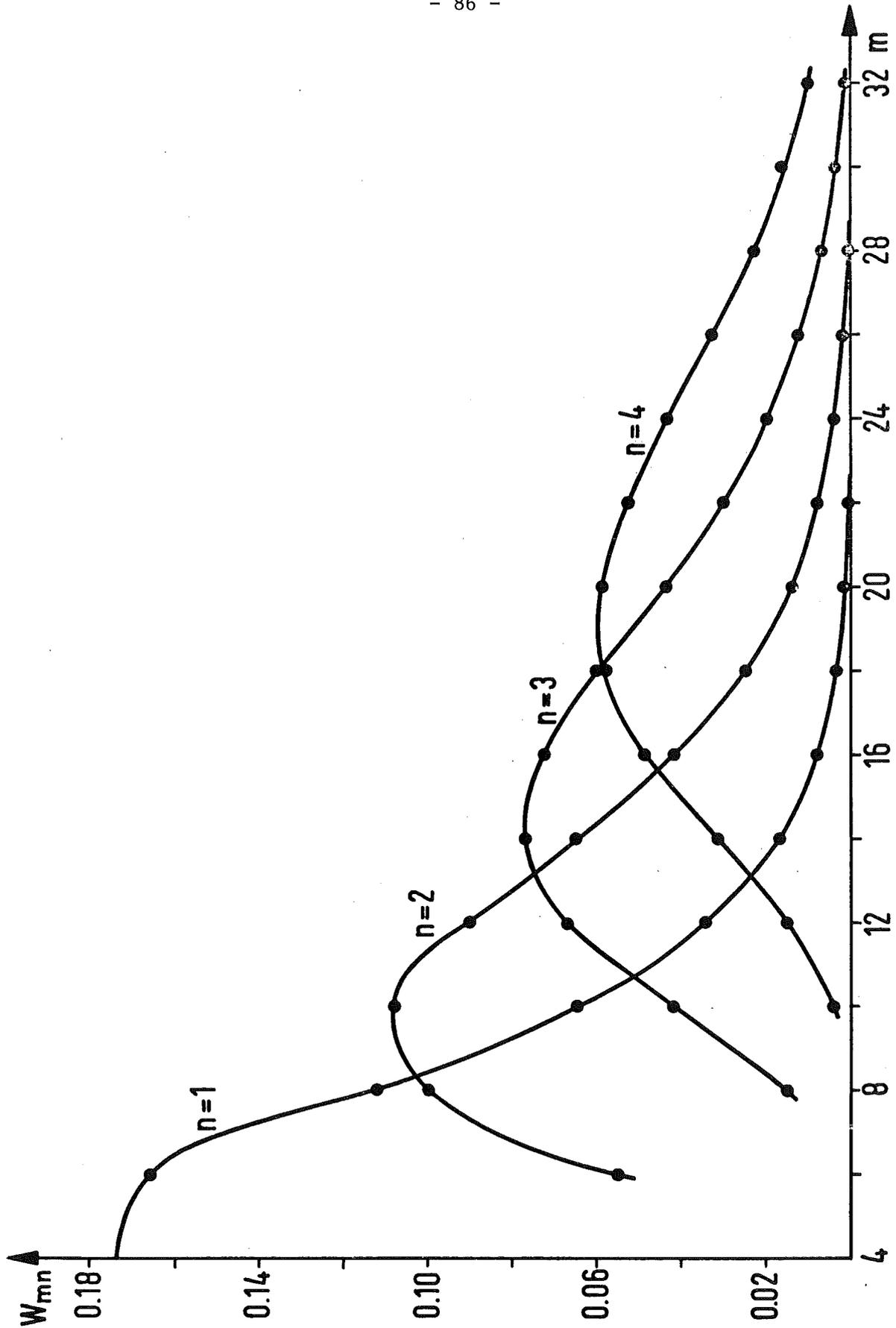


Abb. 26: Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Verlust von n (+-)-Paaren als Funktion der Multiplizität m

$$W_2 = 2^{-2n} \sum_{i=0}^{n-|U|} \binom{n}{i} \binom{n}{i+|U|} \quad (6.5)$$

W₃

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis mit Akzeptanzverlusten den ursprünglichen Ladungsübertrag U_{Phys} besitzt, entnehmen wir der gemessenen Verteilung in Abbildung 25.

Mit Hilfe von Tabelle 8, Gleichung (6.5) und Abbildung 25 sind die Elemente in Tabelle 7 bestimmt worden. Die Summen der Spalten enthalten die Korrekturterme ($-W_{\text{Korr}}(U)$) als Funktion des Ladungsübertrages, die zu der gemessenen Verteilung $W_{\text{gem}}(U)$ addiert werden. Obwohl in der Korrektur die in anderen Experimenten gemessene Ladungsübertragsverteilung (Abbildung 25) als eine Komponente (W_3) enthalten ist, erfolgt dennoch keine Anpassung an diese Verteilung. Sie dient lediglich als eine ungefähre Information über den ursprünglichen physikalischen Ladungsübertrag.

Diese Annahme ist durch das in anderen Experimenten beobachtete Skalenverhalten der Verteilung gerechtfertigt. Eine eventuelle Differenz zwischen W_3 und der ursprünglichen physikalischen Verteilung $W(U)$ dieses Experimentes würde zwar die Korrektur geringfügig verfälschen, da diese jedoch relativ klein ist, würde das Ergebnis (die korrigierte Ladungsübertragsverteilung) kaum beeinflussen.

Die korrigierte Wahrscheinlichkeitsverteilung $W(U)$ ist in Abbildung 25 eingezeichnet. Auch in diesem Experiment wird das Skalenverhalten von $W(U)$ bestätigt. Aus Gleichung (6.4) erhalten wir den mittleren quadratischen Ladungsübertrag:

$$\langle U^2 \rangle = 0.89 \pm 0.06 \quad .$$

Diskussion der Meßwerte im Rahmen einfacher Clustermodelle

Die Meßwerte für $\langle U^2 \rangle$ bei verschiedenen Reaktionsenergien sind in Abbildung 27 zusammengefaßt [35,37]. Wir beobachten, daß $\langle U^2 \rangle$ bei einer Reaktionsenergie von 53 GeV (das entspricht einem Laborimpuls von 1474 GeV) nicht weiter ansteigt, sondern ein asymptotisches Verhalten zeigt.

Diese Abhängigkeit von $s^{1/2}$ wird von dem in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen multiperipheren Clustermodell vorhergesagt. Gleichung (2.23) wurde deshalb nach der Methode der kleinsten Quadrate an die Meßdaten angepaßt. Wir erhalten für die freien Parameter die Werte

$$\frac{4}{3} \Delta b = 1.48 \pm 0.01$$

$$\frac{4}{3} \Delta a = -2.9 \pm 0.5$$

Die Funktion ist in Abbildung 27 eingezeichnet und beschreibt die Meßdaten. Dagegen steht das experimentelle Ergebnis im Widerspruch zu Fragmentationsbildern, die für $\langle U^2 \rangle$ einen Anstieg proportional $s^{1/2}$ vorhersagen [38] und schließt diese Klasse von Modellen daher aus.

Die Werte der angepaßten Parameter ergeben zusammen mit den Gleichungen (2.9) und (2.22) den in Abbildung 28 dargestellten Zusammenhang zwischen der mittleren Clustermultiplizität $\langle n \rangle$ und dem Mobilitätsparameter Δ . Nehmen wir beispielsweise an, daß Cluster im Zentralgebiet ρ -Resonanzen sind [12] und Δ das kinematisch erlaubte Zerfallsintervall in y darstellt, dann erhalten wir aus Gleichung (2.18) den Wert:

$$\Delta = 1.7$$

Es werden dann im Zentralbereich im Mittel

$$\langle n \rangle = 4$$

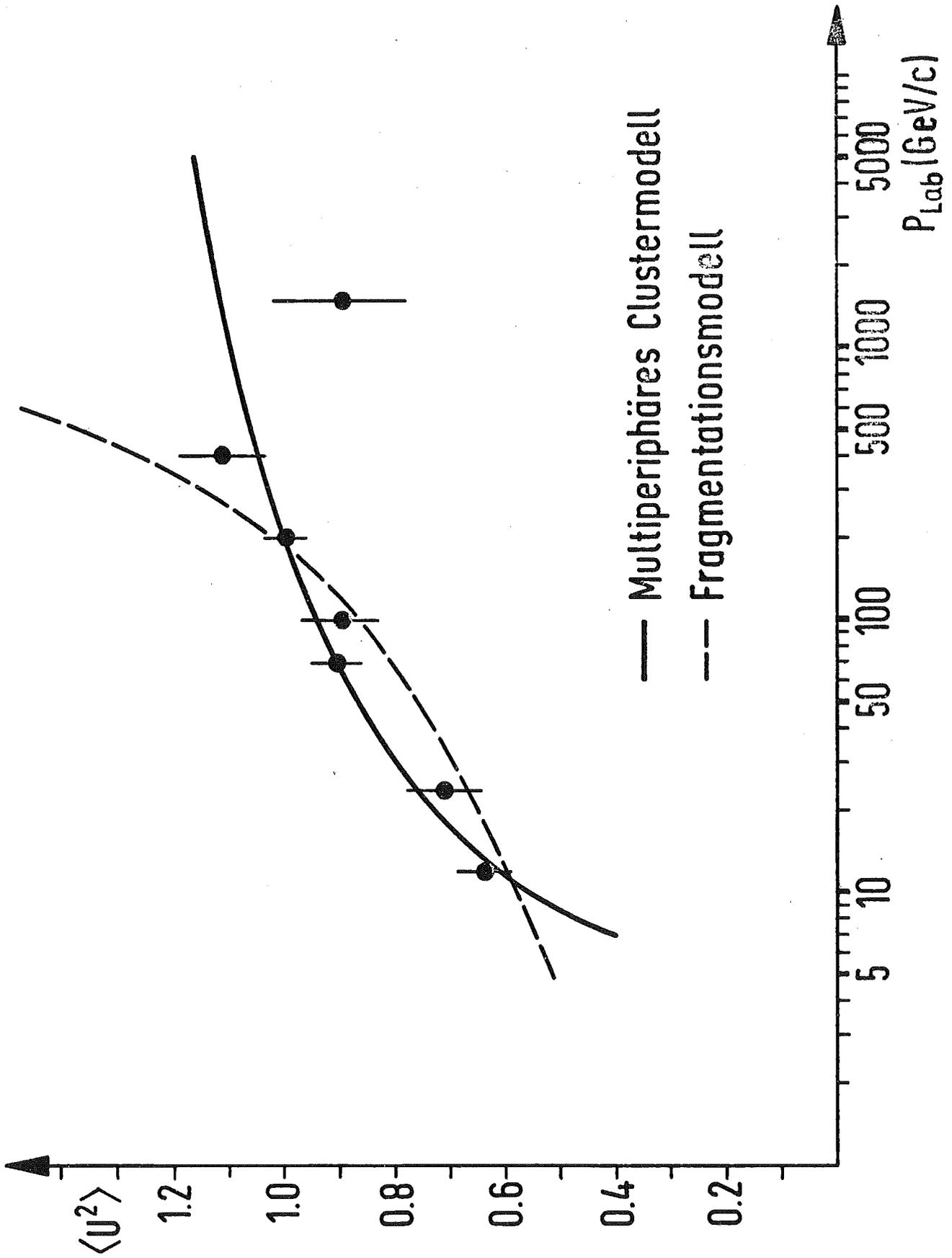


Abb. 27: Mittlerer quadratischer Ladungsübertrag in Abhängigkeit vom Laborimpuls

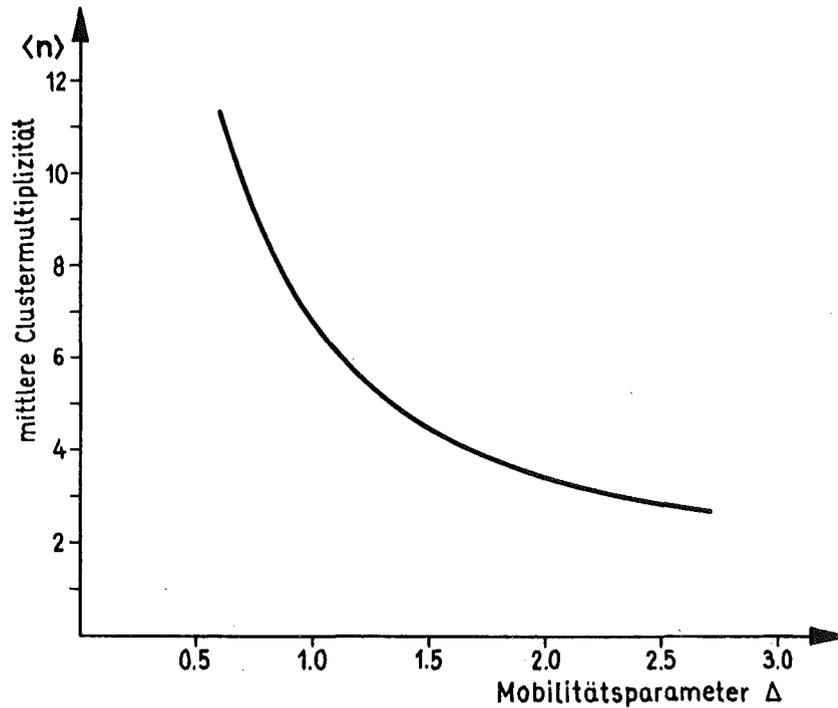


Abb. 28: Mittlere Clustermultiplizität als Funktion des Mobilitätsparameters

neutrale Cluster erzeugt.

6.4 Teilchencluster im Fragmentationsbereich

Im Zentralbereich ist es nicht möglich individuelle Cluster nachzuweisen, da bei einer mittleren Clustermultiplizität von $\langle n \rangle \approx 4$ und einer Korrelationslänge von einer Rapiditätseinheit eine starke Überlappung der Zerfallsprodukte stattfindet.

Einen anderen Sachverhalt erwarten wir im Fragmentationsbereich, falls dieser im wesentlichen von den Fragmenten der primären Protonen bevölkert

wird. Darauf weisen die in Abschnitt 6.2 diskutierten kurzreichweitigen Korrelationen zwischen positiven und negativen Sekundärteilchen in diesem Bereich hin. Es wird deshalb der Versuch unternommen, Cluster im Fragmentationsbereich zu separieren, um Auskunft über ihre Eigenschaften (Masse, Zerfall, Quantenzahlen) zu erhalten.

In diesem Abschnitt werden Ereignisse untersucht, die mit den Triggern (I) ("minimum bias", vollständiger Zentraldetektor) und (III) ("neutral") gewonnen wurden.

Separation der Cluster

In der Rapiditätsverteilung der Sekundärteilchen einzelner Ereignisse vom Typ "minimum bias" beobachten wir Konfigurationen, bei denen zwei oder drei Teilchen im Fragmentationsbereich deutlich separiert sind. Die Differenzen Δy zwischen diesen Spuren sind relativ zum Abstand zur nächst folgenden Spur klein. Einige Ereignisse dieses Typs sind in Abbildung 29 dargestellt.

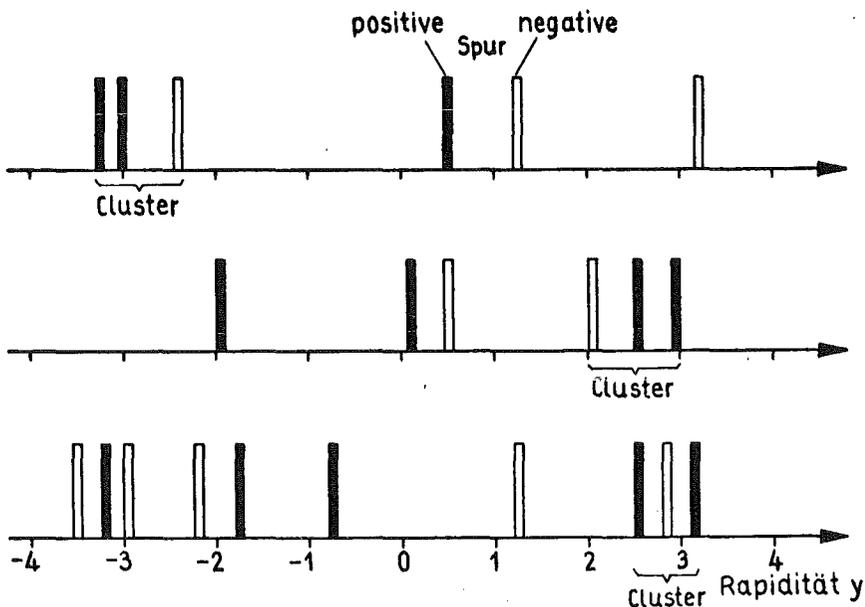


Abb. 29: Teilchencluster im Fragmentationsbereich

Cluster werden aufgrund dieser Eigenschaft wie folgt separiert:

1. Die Sekundärteilchen eines Ereignisses werden bezüglich ihrer Rapidität geordnet

$$y_1 < y_2 < \dots < y_m \quad .$$

2. Die Differenz zwischen zwei in y benachbarten Spuren beträgt

$$\Delta y = y_{i+1} - y_i \quad .$$

Alle Sekundärteilchen für die

$$\Delta y < \Delta y_{\max}$$

gilt, mit einer maximal zugelassenen Differenz Δy_{\max} von einer Rapiditätseinheit (siehe Abschnitt 6.2), werden zu einem Cluster zusammengefaßt.

Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Ladungskombinationen

Die so definierten Cluster bestehen in der Regel aus 2, 3 und 4 Sekundärteilchen. Höhere Multiplizitäten können demgegenüber vernachlässigt werden. In Abbildung 30a sind die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für verschiedene Ladungskombinationen als Funktion der Skalenvariablen x_{Cl} der Cluster aufgetragen.

Im Zentralgebiet ($|x_{Cl}| < 0.4$) werden wie erwartet Ladungen weitgehend lokal kompensiert. Der Anteil an neutralen Clustern überwiegt bei den Multiplizitäten 2 und 4. Positiv und negativ geladene Cluster treten bei allen Multiplizitäten etwa gleich häufig auf, so daß die mittlere Ladung einer Multiplizität $\langle Q \rangle = 0$ beträgt.

Teilchen pro Cluster

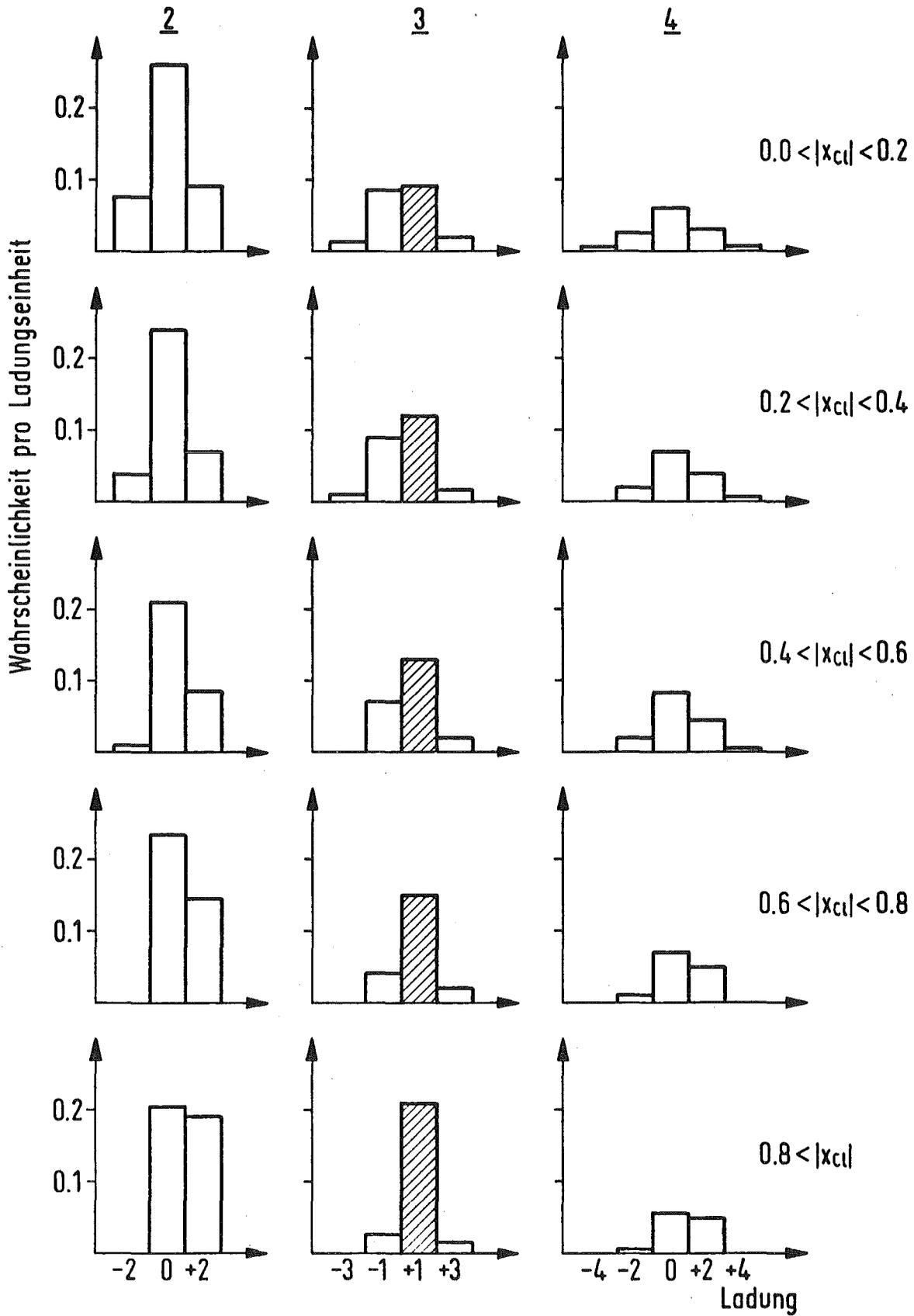


Abb. 30a: Wahrscheinlichkeitsverteilung für verschiedene Ladungskombinationen

Teilchen pro Cluster

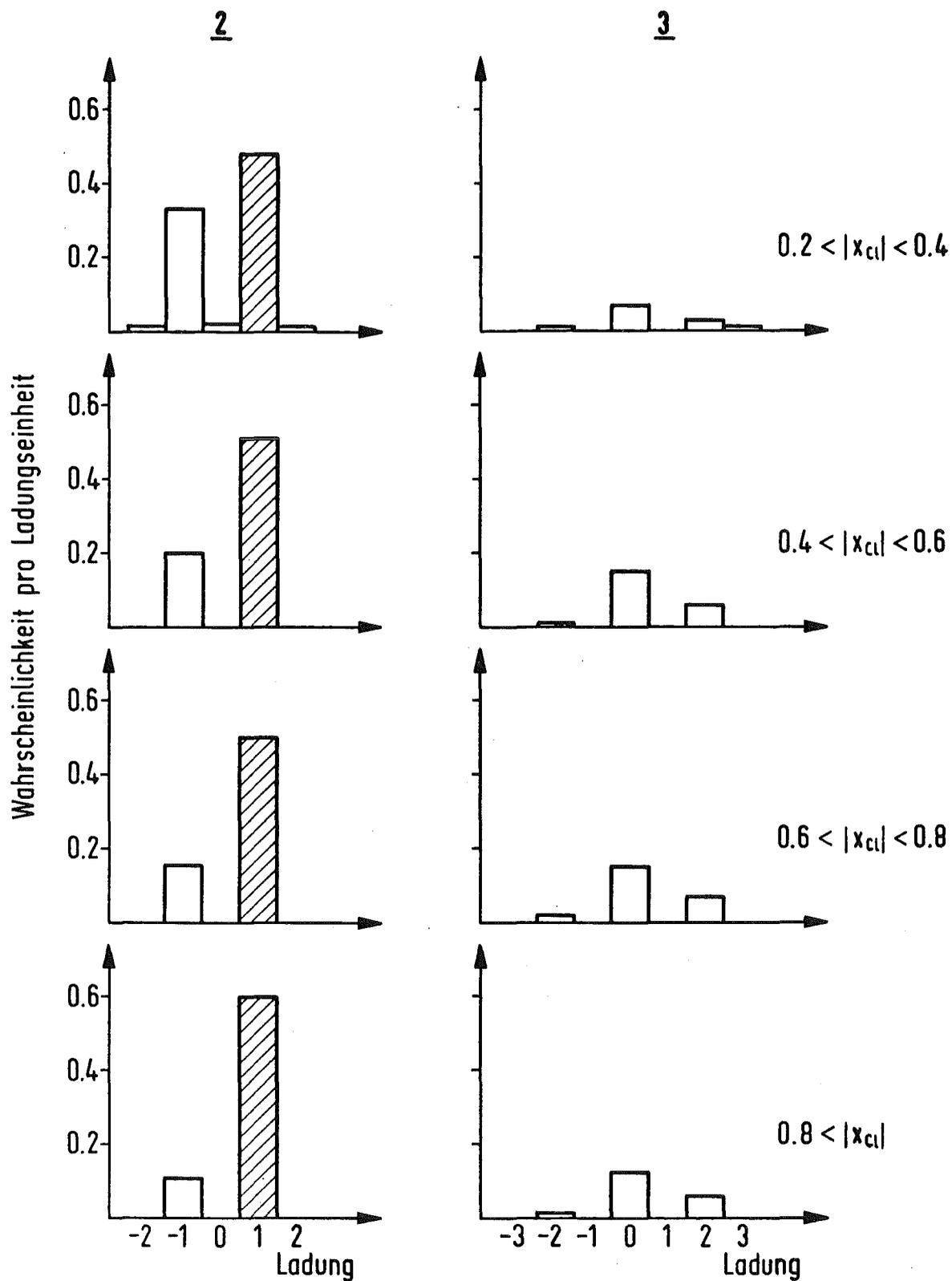


Abb. 30b: Wahrscheinlichkeitsverteilung für verschiedene Ladungskombinationen (Ereignisse mit einem Neutron)

Je weiter Cluster im Fragmentationsgebiet erzeugt werden, um so mehr ändern sich die Häufigkeiten zugunsten positiver Ladung. Für $|x_{C1}| > 0.8$ beobachten wir ebenso häufig die Ladungskombination (++) wie (+-), Am auffallendsten ändert sich die Wahrscheinlichkeitsverteilung für Cluster mit der Multiplizität 3. Diese werden im Fragmentationsgebiet fast ausschließlich mit der Ladung $Q = +1$ erzeugt.

In Abbildung 30b sind die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für Ereignisse mit einem Neutron dargestellt. In diesen Daten überwiegen Cluster mit der Multiplizität 2. Sie bestehen aus einem Neutron und einem geladenen Sekundärteilchen. Im Zentralbereich kompensieren sich negative und positive Ladungszustände nicht vollständig. Wir beobachten einen leichten Überschuß an einfach positiv geladenen Clustern. Mit wachsendem $|x_{C1}|$ nimmt die Zahl der negativ geladenen Cluster ab, so daß im Fragmentationsgebiet wiederum Cluster mit der Ladung $Q = +1$ den dominierenden Anteil bilden.

Massenverteilungen

Die weitere Analyse wird mit Ereignissen durchgeführt, die einen Cluster mit der Ladungskombination (+--) enthalten. Den drei Teilchen werden Massen zugeordnet. Die Hypothese lautet:

1. Das positive Teilchen mit dem größeren Longitudinalimpuls ist ein Proton. Diese Annahme ist kinematisch gerechtfertigt, da das schwere Proton aufgrund der Lorentztransformation vom Ruhesystem des Clusters ins Schwerpunktsystem in der Regel den größeren Teil des Longitudinalimpulses des Clusters erhält.
2. Das positive Teilchen mit dem kleineren Longitudinalimpuls und das negative Teilchen sind Pionen.

Aus der Summe der Viererimpulse wird die Masse des Clusters berechnet. Die Massenverteilungen für verschiedene Bereiche von $|x_{C1}|$ sind in Abbildung 31 dargestellt. Im Bereich $|x_{C1}| > 0.9$ beobachten wir eine schwach ausgeprägte Struktur im Massenspektrum zwischen den Werten $1.4 \text{ (GeV/c}^2) < M_{p\pi^+\pi^-}$

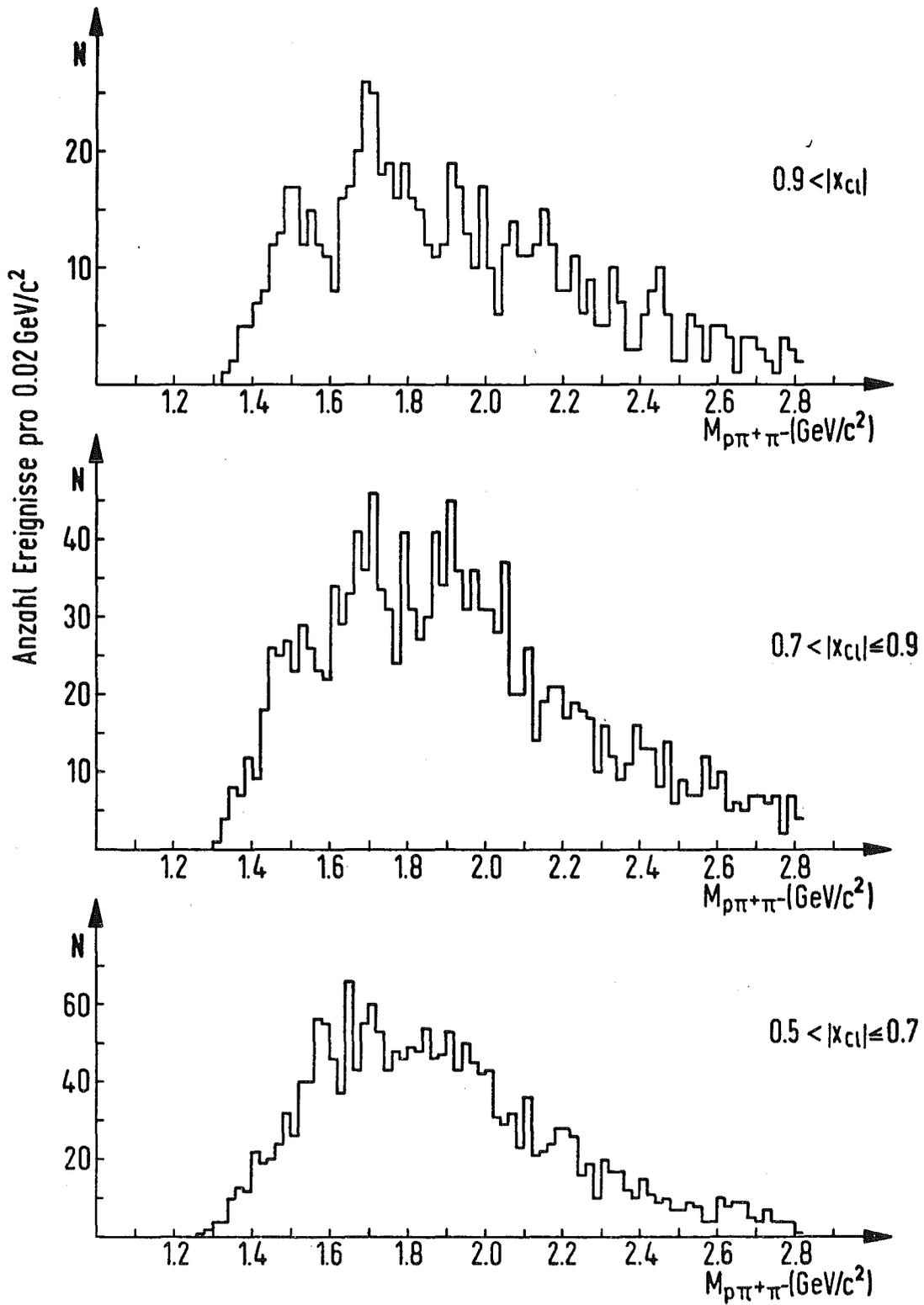


Abb. 31: Massenverteilungen der Cluster

$< 2 \text{ (GeV/c}^2\text{)}$. Hier liegen einige Baryonresonanzen. Die Struktur verschwindet mit abnehmendem $|x_{C1}|$. Der überwiegende Anteil der Cluster kann nicht mit den bekannten Baryonresonanzen erklärt werden.

Im Fragmentationsbereich ($|x_{C1}| > 0.9$) ist der Verlauf des Massenspektrums oberhalb des Resonanzgebietes ($M_{p\pi^+\pi^-} > 2 \text{ GeV/c}^2$) mit einem Abfall

$$\frac{dN}{dM^2} \propto \frac{1}{M^2}$$

verträglich. Dieses Verhalten wurde bereits in anderen Experimenten beobachtet (z.B. [39]) und ist charakteristisch für die kohärente Anregung eines Protons in ein Kontinuum von Zuständen.

Die Massen von jeweils zwei Teilchen eines Clusters wurden ebenfalls berechnet. In den Massenverteilungen der Kombinationen $(\pi^+\pi^-)$ und $(p\pi^-)$ sind keine statistisch relevante Strukturen erkennbar. Das $(p\pi^+)$ -Spektrum ist in Abbildung 32 dargestellt. Ereignisse mit $|x_{C1}| > 0.9$ bilden ein ausgeprägtes $\Delta^{++}(1236)$ -Signal, das mit abnehmendem $|x_{C1}|$ verschwindet. Um den Resonanzanteil zu bestimmen, ist das geglättete $(p\pi^-)$ -Spektrum als Untergrund eingezeichnet. Es wurde in dem Bereich $M_{p\pi^-} > 1.6 \text{ GeV/c}^2$ auf die $(p\pi^+)$ -Massenverteilung normiert.

Im Fragmentationsbereich zerfallen Cluster kaskadenartig über die Resonanz $\Delta^{++}(1236)$. Der gesehene Anteil der Cluster mit dieser Zerfallseigenschaft beträgt für $|x_{C1}| > 0.9$ etwa 17% und verringert sich in dem Bereich $0.5 < |x_{C1}| < 0.7$ auf 4%. Die starke Unterdrückung der Resonanz $\Delta^0(1236)$ in der $(p\pi^-)$ -Massenverteilung, die auch von L. Baksay et al. [40] beobachtet wurde, läßt auf einen Isospinzustand $I = \frac{1}{2}$ des $(p\pi^+\pi^-)$ -Systems schließen, da in diesem Fall ein Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von

$$\frac{\sigma(\Delta^{++})}{\sigma(\Delta^0)} = \frac{9}{1}$$

erwartet wird.

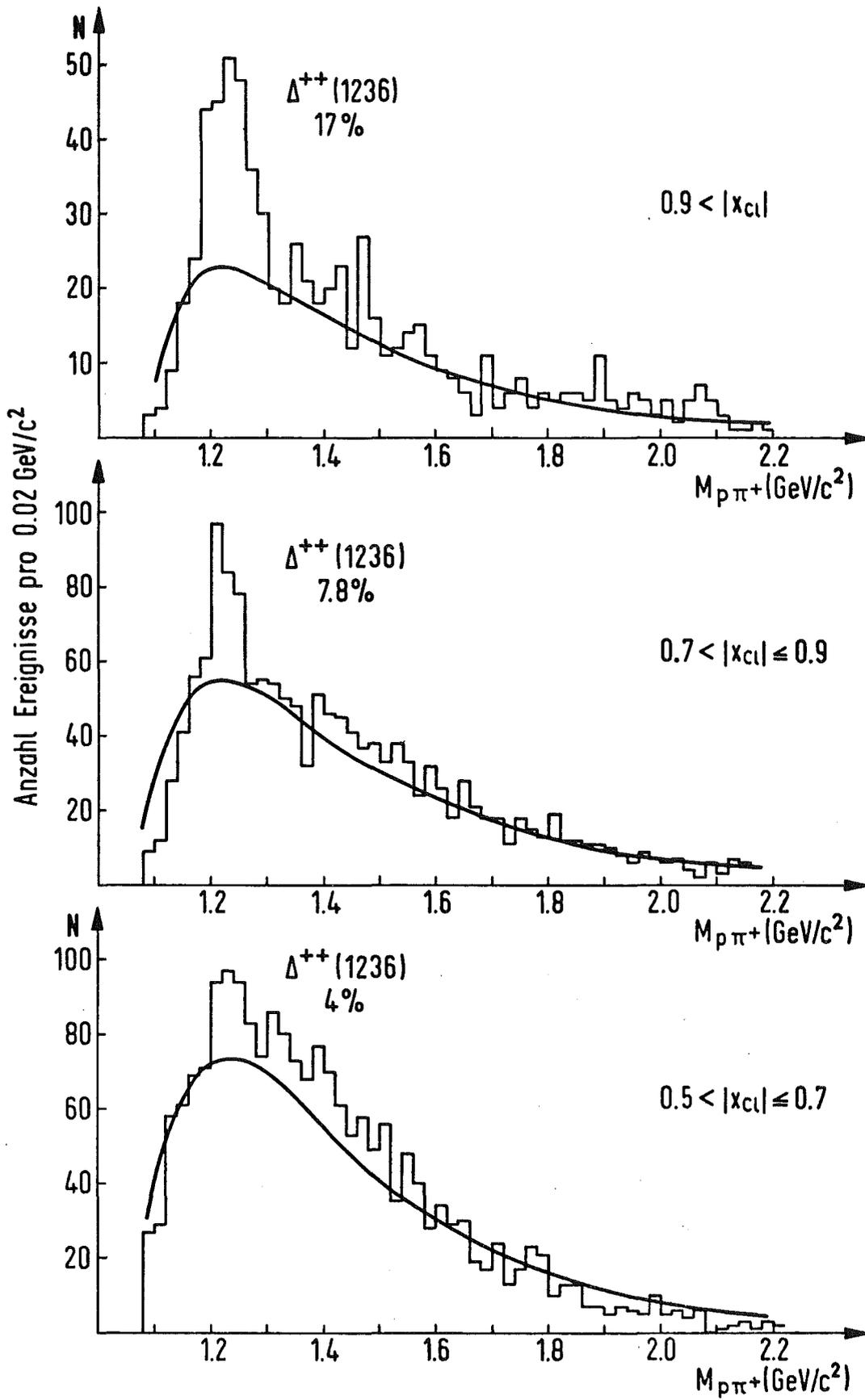


Abb. 32: $(p\pi^+)$ -Massenverteilungen der Cluster. Die $(p\pi^-)$ -Massenverteilung ist als durchgezogene Linie eingezeichnet.

Die Rapiditäten der Zerfallsteilchen liegen in einem kinematisch begrenzten Intervall um die Rapidität des Clusters verteilt. Im kinematisch einfachsten Fall (Fragmentation in zwei Pionen) wächst die Breite des Intervalls proportional zum Logarithmus der Clustermasse.

In Abbildung 33 ist die Streuung des negativen Pions

$$S = \frac{\sum_{i=1}^N (y_{C1} - y_i)^2}{(N-1)}$$

N = Zahl der Ereignisse

um die Rapidität y_{C1} des Clusters für verschiedene $|x_{C1}|$ -Intervalle als Funktion der Clustermasse aufgetragen. Die eingezeichnete Kurve stellt eine Parametrisierung der Art

$$S = a\Delta + b$$

mit $a = 0.12$

$b = 0.25$

dar. Δ ist das in Gleichung (2.19) definierte kinematische y -Intervall eines Pions aus einem Dreikörperzerfall in Abhängigkeit von der Clustermasse.

Die Parametrisierung beschreibt die Meßwerte für Cluster mit $|x_{C1}| > 0.5$ gut, so daß in diesem Bereich die gewählte Massenhypothese ($p\pi^+\pi^-$) als richtig angenommen werden kann. Das trifft nicht für Cluster im Zentralbereich zu, die von der Kurve abweichen.

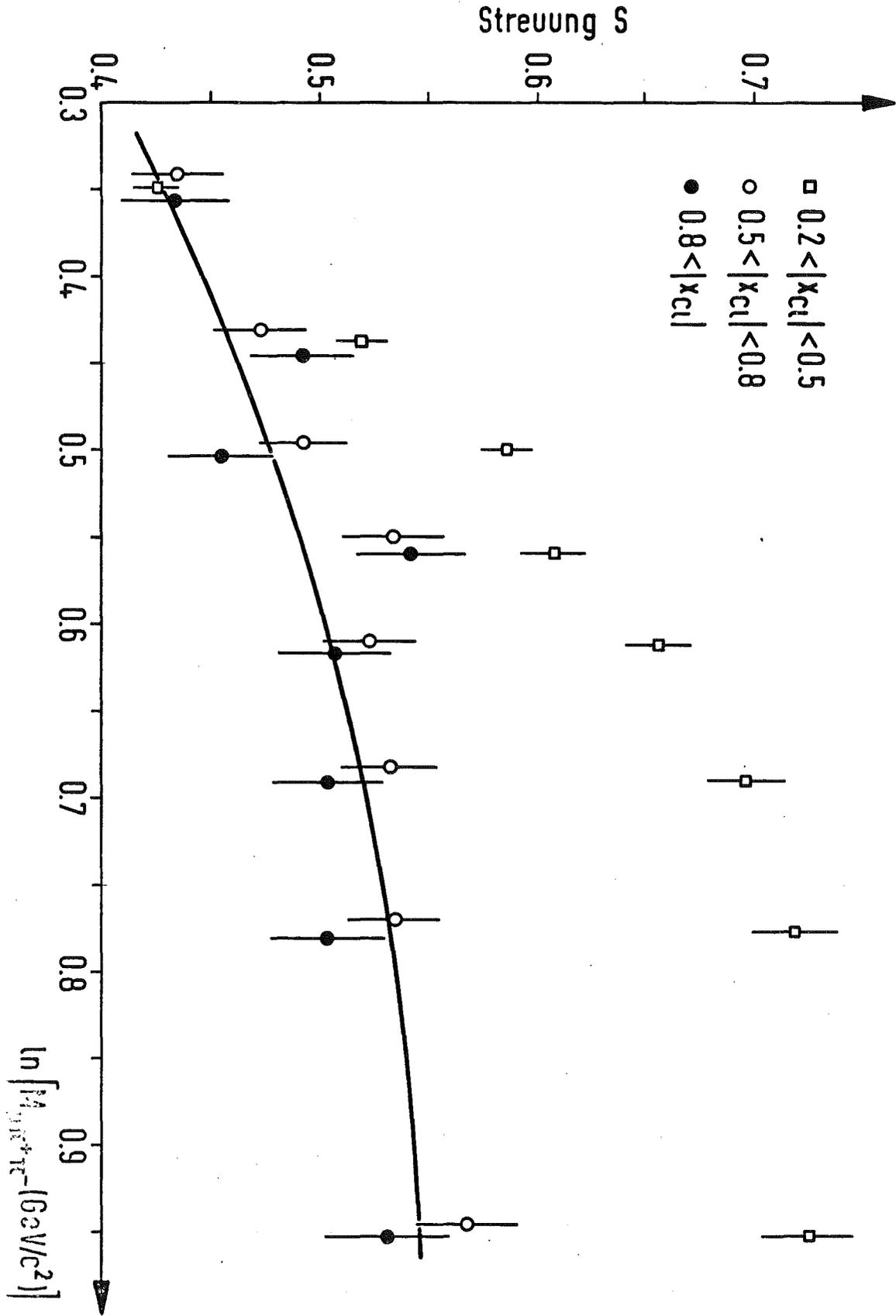


Abb. 33: Streuung des negativen Pions in Abhängigkeit vom Logarithmus der Clustermasse

Korrelationen im Azimutwinkel

Der Azimutwinkel eines Sekundärteilchens im Schwerpunktsystem wurde in Gleichung (2.1) definiert. Die Differenz der Azimutwinkel des Protons und des $(\pi^+\pi^-)$ -Systems

$$\Delta\phi = |\phi_p - \phi_{\pi^+\pi^-}|$$

ist in Abbildung 34 für zwei $|x_{cl}|$ -Bereiche aufgetragen. Die Verteilung zeigt für Cluster im Zentralbereich einen flachen Verlauf. Sie steigt lediglich leicht mit wachsendem $\Delta\phi$ an. Die Fragmente eines Clusters im Zentralbereich sind in ϕ nicht miteinander korreliert. Die Clusterbedingung wurde von den Sekundärteilchen zufällig erfüllt.

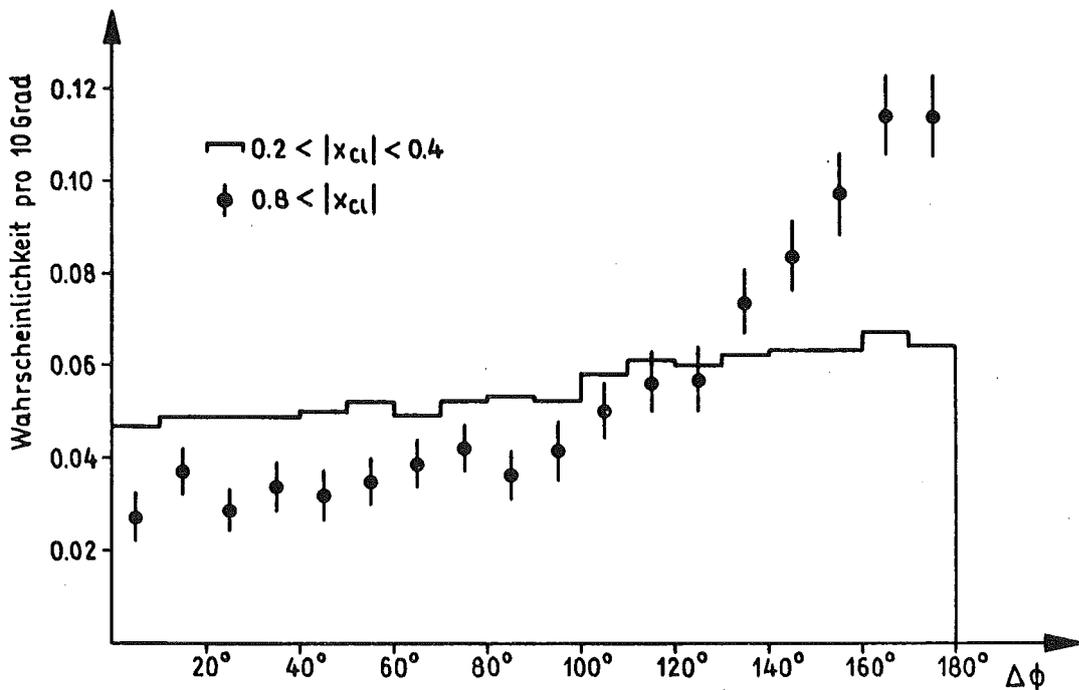


Abb. 34: Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Differenz der Azimutwinkel des Protons und des $(\pi^+\pi^-)$ -Systems

Im Fragmentationsbereich beobachten wir zwischen den Teilchen eines Clusters starke Korrelationen in ϕ . Die Wahrscheinlichkeitsverteilung in Abbildung 34 steigt für Winkel $\Delta\phi > 120^\circ$ steil an. Das Proton und das $(\pi^+\pi^-)$ -System werden häufig koplanar emittiert.

6.5 Ladungskorrelationen im Fragmentationsbereich

In der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Ladungszustände für Cluster im Fragmentationsbereich dominieren diejenigen mit den Quantenzahlen (Baryonenzahl, Ladung) der primären Protonen. In diesem Abschnitt folgt eine Diskussion der Ladungskorrelationen in Ereignissen vom Triggertyp (I).

Zunächst betrachten wir die inklusive Ladungsdichte für inelastische Ereignisse:

$$\frac{dQ}{dy} = \frac{1}{\sigma_{inel}} \left(\frac{d\sigma_+}{dy} - \frac{d\sigma_-}{dy} \right)$$

$\frac{d\sigma_{+,-}}{dy}$ = differentieller Wirkungsquerschnitt für positive bzw. negative Sekundärteilchen.

Akzeptanzverluste verfälschen die Verteilung. Jede Spur wird deshalb mit einem Gewicht versehen:

$$q' = q \cdot (w(y, \phi, p_\perp))^{-1}$$

$q = \pm 1$ für positive bzw. negative Ladung

$w(y, \phi, p_\perp)$ = geometrische Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors als Funktion der Rapidität, des Azimutwinkels und des Transversalimpulses.

Eine Beschreibung der Akzeptanzkorrektur erfolgte in Abschnitt 4. Spuren mit $p_{\perp} < 0.25$ GeV/c oder mit einem Gewicht $w^{-1} > 20$ sind in der Verteilung nicht enthalten, da die Akzeptanzkorrektur in diesem Bereich mit großen Fehlern behaftet ist. Elastische Ereignisse wurden auf die in Abschnitt 6.3.2 beschriebene Art von den Daten getrennt.

Die Ladungsdichte ist in Abbilung 35 dargestellt. Zwei deutlich voneinander separierte Maxima ermöglichen eine klare Unterscheidung zwischen Fragmentations- und Zentralbereich. Die zwischen Anfangs- und Endzustand der Reaktion herrschende Ladungskorrelation wird sichtbar. Dieses Verhalten wurde andeutungsweise bereits in Experimenten bei kleinen Reaktionsenergien beobachtet [35].

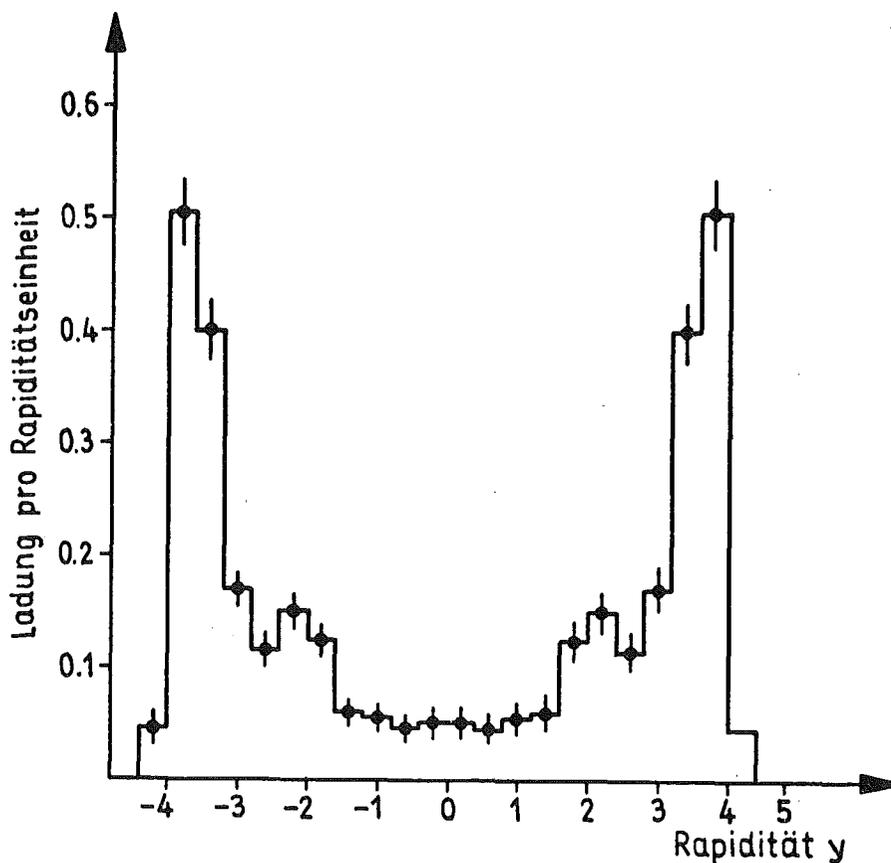


Abb. 35: Ladungsdichteverteilung

Das Integral der Ladungsdichte

$$Q = \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \frac{dQ}{dy} dy = 2$$

ergibt die Gesamtladung des Anfangszustandes. Der gemessene Wert aus Abbildung 35 beträgt:

$$Q_{\text{gem}} = 1.4$$

Die fehlenden 30% der Gesamtladung sind auf den Transversalimpulsschnitt und auf Bereiche des Spektrometers mit geringer Nachweiswahrscheinlichkeit zurückzuführen.

Es folgt eine Diskussion der Ladungskorrelationen zwischen drei Teilchen, die in der Rapidität benachbart sind. Hierzu werden Triplets der Art (y_{i-1}, y_i, y_{i+1}) aus den Sekundärteilchen eines Ereignisses mit der Multiplizität m

$$y_1 < y_2 < \dots < y_i \dots < y_m$$

gebildet und der Mittelwert y_M sowie die Summe der Abstände von dem Mittelwert

$$d = \sum_{i=1}^3 |y_M - y_i|$$

berechnet.

In Abbildung 36 sind die prozentualen Anteile der Gesamtladungen dreier in y benachbarten Spuren als Funktion der Größe d aufgetragen. Es werden wiederum Zentralbereich ($|y_M| < 2$) und Fragmentationsbereich

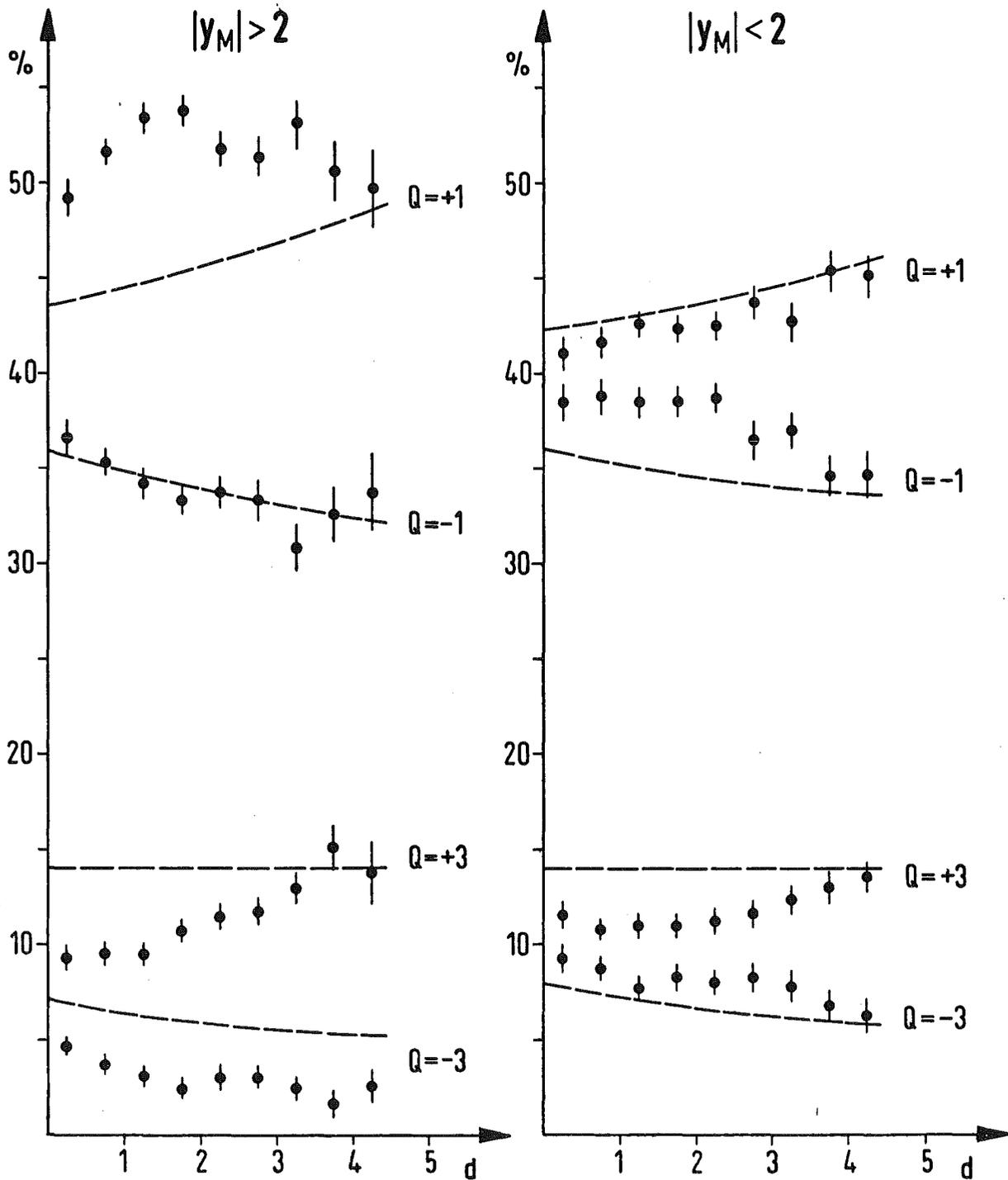


Abb. 36: Prozentuale Anteile der Gesamtladung dreier in y benachbarter Teilchen als Funktion von der Summe der Abstände der Teilchen vom Mittelwert y_M . Das Ergebnis bei zufälliger Verteilung der Ladungen eines jeden Ereignisses ist als gestrichene Linie eingezeichnet.

($|y_M| > 2$) unterschieden. Im Zentralbereich kompensieren sich positive und negative Ladungszustände für $d < 1.5$. Mit wachsendem Abstand ($d > 2.5$) sind Triplets häufiger positiv geladen, da jetzt das eine oder andere Sekundärteilchen eines Triplets außerhalb des Intervalls ($-2 < y_M < 2$) liegt.

Im Fragmentationsbereich dominiert der Ladungszustand $Q = +1$, während negativ geladene Triplets unterdrückt sind. Wir beobachten ein schwach ausgeprägtes Maximum im Bereich $1 < d < 2$. Der mittlere Abstand einer Spur vom Mittelwert y_M des Clusters beträgt deshalb etwa 0.5 Rapiditätseinheiten.

Die eingezeichneten Linien stellen die Anteile der Ladungszustände bei zufälliger Verteilung der Ladungen eines jeden Ereignisses dar. Triplets mit der Gesamtladung $Q = +1$ weichen im Fragmentationsbereich signifikant von der Linie ab.

6.6 Schlußfolgerungen

Aus der Analyse der Meßergebnisse folgt, daß unter den Sekundärteilchen in der Proton-Proton-Wechselwirkung bei hohen Reaktionsenergien eine "kurzreichweitige Ordnung" herrscht. Diese kann auf die Emission und den anschließenden Zerfall von Teilchencluster zurückgeführt werden. Wir beobachten zwei Arten dieser Objekte.

Im Zentralbereich werden vorwiegend neutrale Cluster erzeugt. Bei einer Reaktionsenergie von $\sqrt{s} = 53$ GeV beträgt die mittlere Clustermultiplizität $\langle n \rangle = 4$. Diese Zahl ist modellabhängig, ihr liegt ein einfaches multiperiphares Clustermodell zugrunde.

Außerdem konnten Cluster im Fragmentationsbereich ("leading cluster") nachgewiesen werden. Korrelationen in den Rapiditäten zwischen einem Neutron und geladenen Sekundärteilchen sowie zwischen einem negativen Pion und geladenen Sekundärteilchen wurden auch von U. Amaldi et al. [33,34] ge-

messen. Die Autoren interpretieren ihre Beobachtungen ebenfalls als Erzeugung von "leading cluster". Da in dem hier behandelten Experiment außerdem die Impulse und Ladungen der Sekundärteilchen gemessen wurden, können jetzt Aussagen über die Eigenschaften der Teilchencluster gemacht werden. Diese besitzen die Quantenzahlen des Protons (Ladung $Q = +1$, Baryonenzahl $B = +1$, Isospin $I = \frac{1}{2}$) und zerfallen in ein Neutron und ein geladenes Pion oder in ein Proton und zwei geladene Pionen. Weitere, am Zerfall beteiligte neutrale Pionen können aufgrund dieses Experimentes nicht ausgeschlossen werden.

7. ZUSAMMENFASSUNG

In diesem Experiment wurden Korrelationen zwischen einem Neutron und geladenen Sekundärteilchen sowie zwischen einem negativen Pion und geladenen Sekundärteilchen in der Proton-Proton-Wechselwirkung bei hohen Reaktionsenergien untersucht. Die Durchführung des Experimentes erfolgte an den Protonen-Speicherringen (ISR) des CERN. Impulse und Erzeugungswinkel geladener Sekundärteilchen wurden mit dem Split-Field-Magnet-Spektrometer gemessen. Zur Bestimmung der Energie und des Erzeugungswinkels von Neutronen diente ein Hadronkalorimeter.

Die Energieeichung des Kalorimeters erfolgte mit geladenen, impulsanalysierten Hadronen und wurde mit monoenergetischen Neutronen aus voll rekonstruierten Ereignissen überprüft. Systematische Abweichungen in der mittleren Schauerpulshöhe zwischen geladenen und neutralen Hadronen betragen in dem Energiebereich $4 \text{ GeV} < E_{\text{kin}} < 12 \text{ GeV}$ weniger als 4%. Das Pulshöhenspektrum des Kalorimeters für ein Energieintervall wurde mit den Vorhersagen eines Monte-Carlo-Schauerprogramms verglichen. Sowohl die mittlere Pulshöhe als auch die asymmetrische Form des Spektrums werden in einem für hadronische Schauer niedrigen Energiebereich ($E_{\text{kin}} \approx 3 \text{ GeV}$) von dem Programm gut wiedergegeben.

Zwischen den Sekundärteilchen in der Proton-Proton-Wechselwirkung wurden kurzreichweitige Korrelationen in den Rapiditäten sowohl im Zentralbereich als auch im Fragmentationsbereich nachgewiesen.

Im Zentralbereich wurden außerdem Ladungskorrelationen mit Hilfe des Ladungsübertrages von einer Rapiditätshemisphäre in die andere untersucht. Hierbei wurde gezeigt, daß Ladungen lokal kompensiert werden. Der über alle Multiplizitäten und Ereignisse gemittelte quadratische Ladungsübertrag beträgt:

$$\langle U^2 \rangle = 0.89 \pm 0.06$$

Aus dem Vergleich mit anderen Experimenten ist ersichtlich, daß $\langle U^2 \rangle$ mit zunehmender Reaktionsenergie \sqrt{s} nicht weiter ansteigt.

Das Meßergebnis kann als Erzeugung neutraler Cluster im Zentralbereich interpretiert werden. Der asymptotische Verlauf von $\langle U^2 \rangle$ als Funktion der Reaktionsenergie schließt jedoch Fragmentationsmodelle aus, da diese einen Anstieg des mittleren quadratischen Ladungsübertrages proportional zu \sqrt{s} vorhersagen. Das Verhalten von $\langle U^2 \rangle$ in Abhängigkeit von \sqrt{s} kann dagegen mit einem einfachen multiperipheren Clustermodell beschrieben werden. Diesem Modell zufolge werden im Zentralbereich im Mittel vier neutrale Cluster erzeugt, die in zwei geladene und eventuell ein neutrales Pion zerfallen.

Im Fragmentationsbereich werden Systeme von Teilchen beobachtet, die in der Rapidität eng benachbart sind. Die Korrelationslänge beträgt $\Delta y \approx 1$. Diese Systeme besitzen bevorzugt die Gesamtladung $Q = +1$ und bestehen entweder aus einem Proton und zwei Pionen oder aus einem Neutron und einem Pion. In der $(p\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung ist eine nur schwach ausgeprägte Resonanzstruktur im Bereich $M_{p\pi^+\pi^-} < 2 \text{ GeV}/c^2$ erkennbar. Die $(p\pi^+\pi^-)$ -Systeme zerfallen über die Resonanz $\Delta^{++}(1236)$, während ein statistisch signifikantes $\Delta^0(1236)$ -Signal in der $(p\pi^-)$ -Massenverteilung nicht beobachtet wird. Die Unterdrückung dieses Zerfallskanals läßt auf den Isospinzustand $I = \frac{1}{2}$ des $(p\pi^+\pi^-)$ -Systems schließen, da in diesem Fall ein Verhältnis

$$\frac{\sigma(\Delta^{++})}{\sigma(\Delta^0)} = \frac{9}{1}$$

erwartet wird. Die Quantenzahlen (Ladung, Baryonenzahl, Isospin) der beobachteten Teilchensysteme im Fragmentationsbereich sind folglich die des primären Protons.

Es wurden ferner Korrelationen im Azimutwinkel beobachtet. Das Proton und das $(\pi^+\pi^-)$ -System werden häufig koplanar emittiert.

Die Teilchensysteme können im Rahmen des von L. van Hove und S. Pokorski diskutierten Bildes als vorwiegend nichtresonant erzeugte Valenzquarkcluster interpretiert werden.

8. ANHANG

8.1 Das Spurenerkennungsprogramm MARC

Das automatische Erkennen von Spuren geladener Sekundärteilchen im Detektor des SFM erfolgt mit Hilfe des Programms MARC [24]. Die Aufgabe des Programms besteht darin, angesprochene benachbarte Drähte zu Gruppen, die eine Ortskoordinate darstellen ("Drahtcluster"), zusammenzufassen und aus der Zahl der möglichen Kombinationen von Koordinaten diejenigen zu finden, die Punkte entlang der Flugbahnen geladener Sekundärteilchen bilden.

Das Magnetfeld des SFM ist stark inhomogen. Die Feldstärke in jedem Punkt stellt deshalb eine wichtige Information zum Auffinden der richtigen Spuren dar. Um jedoch die Rechenzeit pro Ereignis nicht über ein vernünftiges Maß hinaus anwachsen zu lassen, müssen aufgrund der zahlreichen falschen Punktkombinationen zeitaufwendige Entscheidungskriterien für Spuren, wie beispielsweise Integration nach Runge-Kutta vermieden werden. Als Parametrisierung der Spuren hat sich eine "quintic spline"-Funktion bewährt.

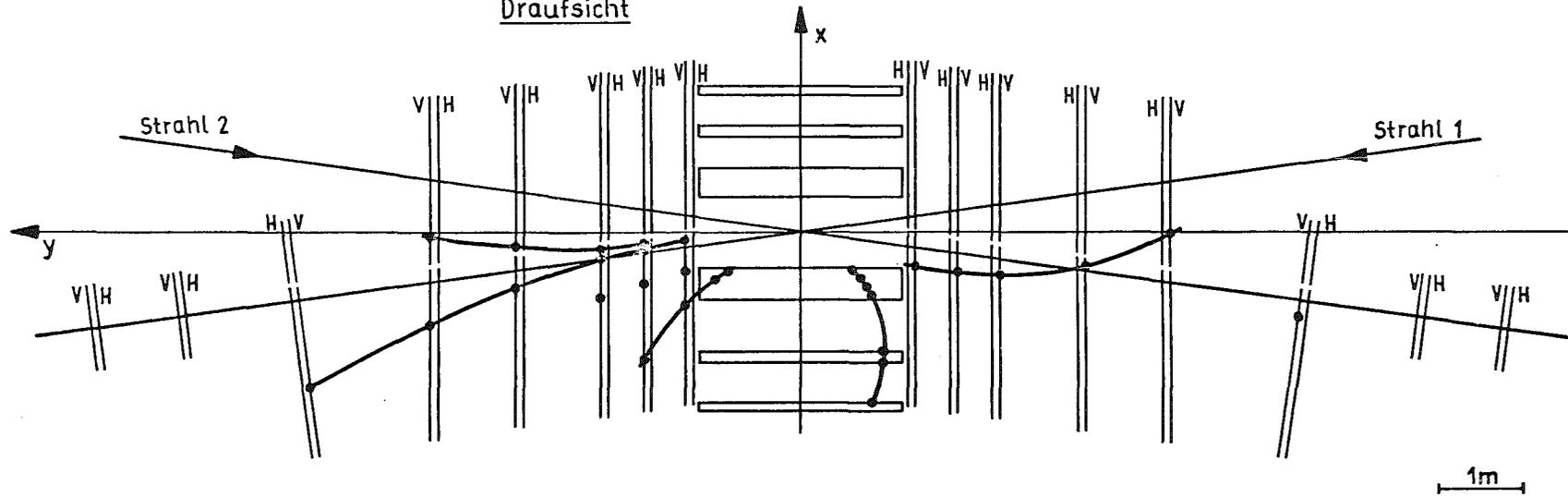
8.1.1 Logischer Aufbau des Programms

Der Mittelpunkt der Wechselwirkungszone bei ausgeschaltetem SFM-Feld wurde als Ursprung für ein rechtwinkeliges Koordinatensystem gewählt (Abbildung 37). Die Proportionalkammern senkrecht und nahezu senkrecht zur y-Achse bilden den Vorwärtsdetektor. Dieser ist in zwei Teleskope (+y und -y) unterteilt, die von dem Programm nacheinander nach Spuren durchsucht werden. Eine Spur ist definiert als eine Kombination von mindestens drei horizontalen und drei vertikalen Ortskoordinaten in drei verschiedenen Kammern.

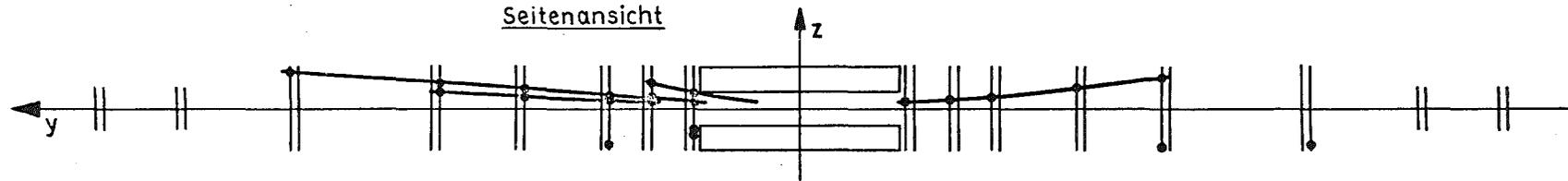
Die Kammern senkrecht zur x- und z-Achse bilden den Zentraldetektor, der aus vier Teleskopen besteht (+x, -x, +z und -z). Auch diese werden

Detektor des SFM

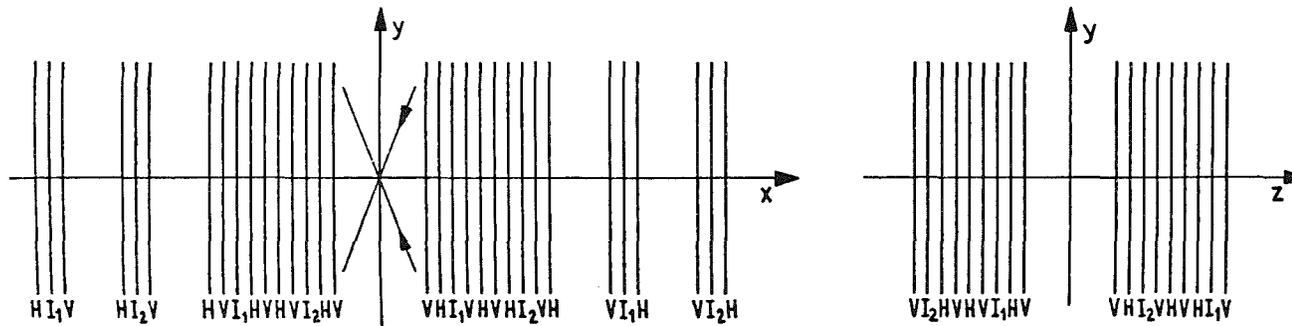
Draufsicht



Seitenansicht



Anordnung der Drahtebenen im Zentraldetektor



V=Vertikale Drähte
 H=Horizontale Drähte
 I_1 = um $+15^\circ$ geneigte Drähte
 I_2 = um -15° geneigte Drähte

Abb. 37: Spurenrekonstruktion im Detektor des SFM

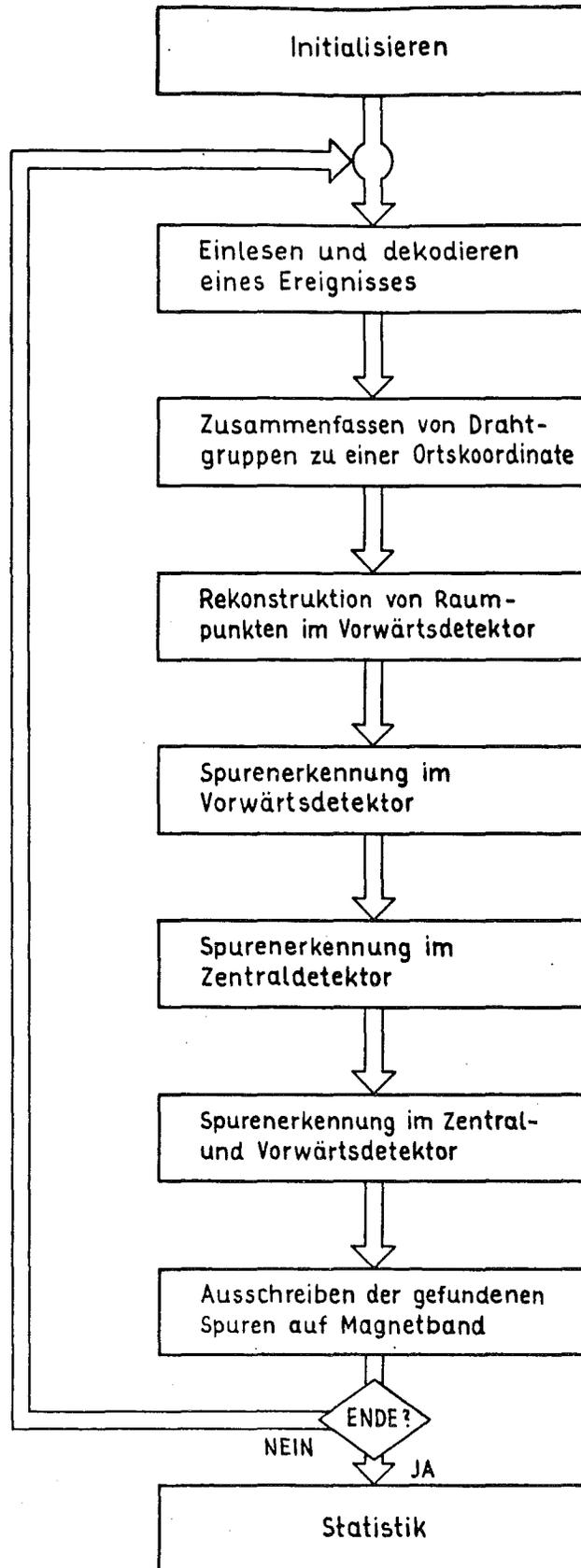


Abb. 38: Logischer Aufbau des Spurenerkennungsprogrammes MARC

nacheinander nach Spuren durchsucht. Anschließend versucht das Programm Spuren zu finden, die sowohl den Vorwärtsdetektor als auch den Zentraldetektor durchlaufen. Abbildung 38 zeigt den logischen Aufbau des Programms.

8.1.2 Drahtcluster

Spuren, die unter einem Winkel ungleich 90° auf eine Proportionalkammer treffen, ionisieren einen größeren Bereich, so daß mehrere benachbarte Drähte gleichzeitig ansprechen (Abbildung 39).

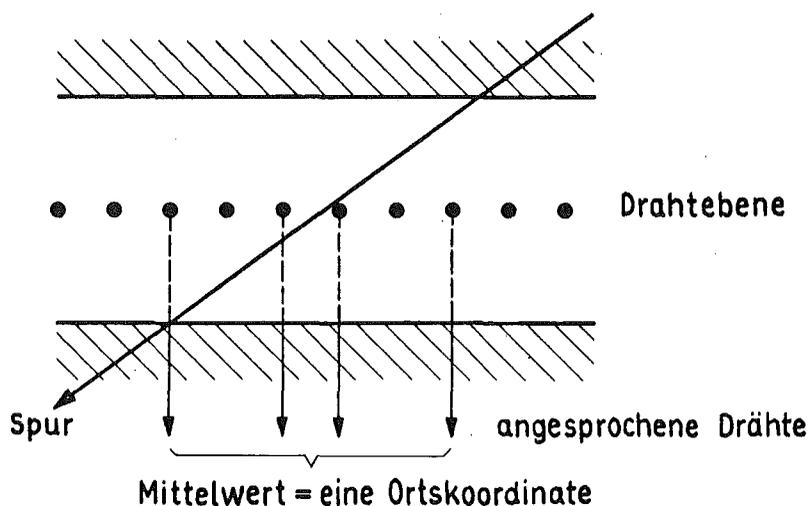


Abb. 39: Zusammenfassen benachbarter angesprochener Drähte oder Drahtgruppen zu einer Ortskoordinate

Da ein Teil der Ionen rekombinieren, enthalten die Drahtcluster in vielen Fällen Lücken aus einem oder mehreren nicht angesprochenen Drähten. Untersuchungen von Mitgliedern der Kollaboration [25,41] haben ergeben, daß im Vorwärtsdetektor die Größe der Lücken in einem Cluster proportional zur Clustergröße ist und daß diese mit wachsendem Winkel der Spur zur Strahlrichtung zunimmt. Dieser Sachverhalt wird in dem Programm berücksichtigt. Benachbarte Drähte oder Drahtgruppen werden zu einer Ortskoordinate zusammengefaßt. Die Zahl der Koordinaten pro Kammer kann auf diese Weise stark reduziert werden.

Eine weitere Ursache für das Entstehen großer Drahtcluster sind Photonen, die in dem Kammermaterial konvertieren. Positronen und Elektronen werden in dem Magnetfeld zu Spiralen abgelenkt und ionisieren weite Bereiche des Kammergases. Dieser Effekt kann in dem Programm wahlweise durch Zusammenfassen kleiner benachbarter Drahtcluster zu einer Ortskoordinate berücksichtigt werden |41|.

8.1.3 Rekonstruktion von Raumpunkten im Vorwärtsdetektor

Bei der Kombination horizontaler und vertikaler Koordinaten einer Kammer zu Raumpunkten treten Mehrdeutigkeiten auf. Um diese zu vermeiden, ist eine der beiden Hochspannungselektroden pro Drahtebene in 5.6 cm breite Streifen unterteilt. Die Streifen sind um 30° gegenüber den vertikalen Drähten geneigt. Die Adressen angesprochener Hochspannungstreifen gehören zu den Daten eines Ereignisses.

Das Programm rechnet für jede Kombination einer vertikalen und horizontalen Koordinate einen Adressbereich zugehöriger Hochspannungstreifen aus. Die Größe dieses Bereiches ist eine Funktion der Clustergröße. Da der Abstand zwischen den beiden Streifenebenen 1.6 cm beträgt, werden Parallaxeneffekte berücksichtigt. Hat innerhalb des Adressbereiches ein Hochspannungstreifen in mindestens einer Ebene angesprochen, wird der Punkt zur Spurenerkennung verwendet.

8.1.4 Spurenerkennung im Vorwärtsdetektor

Die beiden Teleskope des Vorwärtsdetektors (+y und -y) werden nacheinander nach Spuren durchsucht. Ein Spurenkandidat ist eine Kombination von drei Raumpunkten in drei verschiedenen Kammern. Das Programm durchläuft nacheinander unterschiedliche Kombinationen von drei Kammern eines Teleskopes. Für jedes Kammertripllett werden sämtliche Punktkombinationen gebildet. Damit ein Kandidat als Spur akzeptiert wird, müssen die folgen-

den Bedingungen erfüllt sein.

Geradentest

Vor der Wahl des dritten Punktes in der mittleren der drei Kammern berechnet das Programm mit Hilfe der beiden äußeren Punkte eine Gerade in der yz-Ebene. Die Krümmung einer Spur in dieser Projektion ist klein, da das Magnetfeld vorwiegend in z-Richtung weist. Der z-Achsenabschnitt dieser Geraden muß innerhalb vorgegebener Grenzen um den Nullpunkt liegen. Die Spurnhypothese wird sonst verworfen und eine neue Punktkombination gebildet. Dies ist ein erster grober Test, der unrealistische Punktkombinationen verwirft und somit weitere zeitaufwendigere Tests vermeidet. Die Grenzen auf der z-Achse sind entsprechend weit gewählt.

Korrelationstest

Zusammen mit einem Punkt in der mittleren Kammer erhält man in der xy-Projektion das Koordinatentriplett x_1, x_2, x_3 und in der yz-Projektion die entsprechenden Werte z_1, z_2, z_3 . Die Tatsache, daß x_1, x_2 und x_3 für Spuren, welche aus der Wechselwirkungszone kommen, miteinander korreliert sind, wird als Entscheidungskriterium verwendet [42].

Die Kovarianzmatrix A mit den Elementen

$$a_{ij} = E((x_i - E(x_i))(x_j - E(x_j)))$$

$$i, j = 1, 2, 3$$

E = Erwartungswert

hat aufgrund der Korrelationen zwischen den x_i auch außerhalb der Diagonalen Elemente ungleich Null. Da A quadratisch, symmetrisch und reell ist, gibt es eine Transformationsmatrix T derart, daß die Matrix C

$$C = TAT^{-1}$$

Diagonalform hat. C ist die Kovarianzmatrix der neuen Variablen x'_1, x'_2, x'_3 , die aus der linearen Transformation

$$\begin{aligned}x'_1 &= t_{11}x_1 + t_{12}x_2 + t_{13}x_3 \\x'_2 &= t_{21}x_1 + t_{22}x_2 + t_{23}x_3 \\x'_3 &= t_{31}x_1 + t_{32}x_2 + t_{33}x_3\end{aligned}\tag{8.1.1}$$

t_{ij} = Element von T

hervorgehen. Die x'_i sind für Spuren aus der Wechselwirkungszone unabhängig voneinander um die Erwartungswerte $E(x'_i)$ mit den Varianzen c_{ii} (Diagonalelemente von C) verteilt und eignen sich deshalb als Testgröße.

Da C Diagonalform hat, sind die c_{ii} gleichzeitig Eigenwerte von A und die Zeilen von T (t_{i1}, t_{i2}, t_{i3}) die zugehörigen Eigenvektoren.

Die Kovarianzmatrix A ist für jede Kombination von drei Kammern unterschiedlich. Deshalb wird zunächst für jedes Kammertriplett mit Hilfe einer Testmenge eindeutiger Spuren die Matrix A mit den Elementen

$$a_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (x_{ik} - \langle x_i \rangle)(x_{jk} - \langle x_j \rangle)$$

gewonnen. $\langle \rangle$ bezeichnet den Mittelwert und N die Zahl der Spuren. Anschließend werden die Eigenwerte und Eigenvektoren berechnet und für jedes Kammertriplett der Eigenvektor mit den kleinsten Eigenwerten c_{ii} , der geringsten Streuung von x'_i entsprechend, in MARC gespeichert und für die weitere Analyse verwendet.

Ein Spurkandidat mit den drei Koordinaten x_1, x_2, x_3 erfüllt den Test dann, wenn x'_i gemäß Gleichung (8.1.1) berechnet, innerhalb vorgegebener Grenzen liegt.

Der gleiche Test wird in der yz-Ebene mit dem Koordinatentriplett z_1, z_2, z_3 durchgeführt.

Anpassen einer "quintic spline"-Funktion

Für den folgenden Test wird eine natürliche Splinefunktion dritten Grades $s(x)$ verwendet. Sie eignet sich sowohl zur Interpolation als auch zur numerischen Integration [43].

Sind $n \geq 3$ Abzissenwerte x_i und die dazugehörigen Funktionswerte y_i gegeben, so wird $s(x)$ in jedem Intervall (x_i, x_{i+1}) durch ein Polynom dritten Grades dargestellt. Die Übergänge in den x_i verlaufen glatt. Die Kontinuitätsbedingungen lauten:

$$\begin{aligned} s''(x)_i &= s''(x)_{i+1} \\ s'(x)_i &= s'(x)_{i+1} \\ s(x)_i &= s(x)_{i+1} \end{aligned}$$

mit

$$s'(x) = \frac{ds(x)}{dx}$$

$$s''(x) = \frac{d^2s(x)}{dx^2}$$

$s(x)$ hat stetige Ableitungen bis zur zweiten Ordnung. Die Splinekurve ist die glatteste Verbindung der Funktionswerte, da

$$K = \int_{x_i}^{x_{i+1}} (s''(x))^2 dx = \text{Minimum}$$

ist.

Nach H. Wind wird das zweifache Integral einer natürlichen Splinefunktion 3. Grades zur Parametrisierung von Teilchenbahnen im Magnetfeld des SFM und zur Bestimmung ihres Impulses wie folgt verwendet [44].

Ein Punktetripelt, das die zuvor beschriebenen Kriterien für eine Spur erfüllt, wird um den Mittelpunkt der Wechselwirkungszone erweitert und in ein Koordinatensystem (x,y,z) transformiert, in dem die x -Achse in Richtung der Spur weist und die Krümmung der Spur in der xy -Ebene liegt (Abbildung 40).

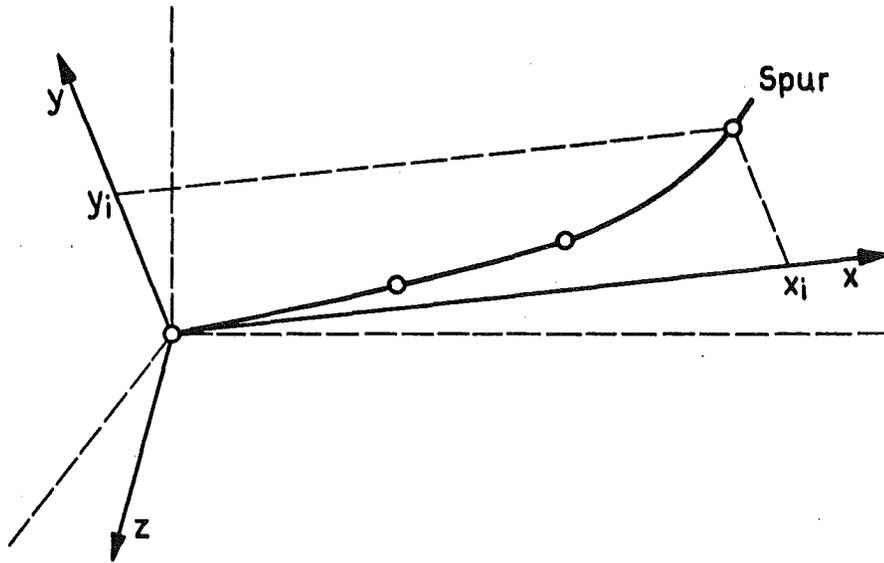


Abb. 40: Koordinatentransformation für das Anpassen einer "quintic spline"-Funktion

Aus den Bewegungsgleichungen für ein geladenes Teilchen im Magnetfeld erhält man die Beziehungen:

$$\begin{aligned}
 py'' &= (1 + y'^2 + z'^2)^{1/2} (B_x z' + B_y y' z - B_z (1 + y'^2)) \\
 pz'' &= (1 + y'^2 + z'^2)^{1/2} (-B_x y' - B_z y' z' + B_y (1 + z'^2))
 \end{aligned}
 \tag{8.1.2}$$

$$\begin{aligned}
 p &= \text{Impuls} & y' &= dy/dx \\
 B_{x,y,z} &= \text{Komponenten des Magnetfeldes} & z' &= dz/dx
 \end{aligned}$$

Die Werte $p \cdot y_i''$ bzw. $p \cdot z_i''$ ($i = 1, n$) werden für n gemessene und transformierte Koordinatenpaare (x_i, y_i) bzw. (x_i, z_i) gemäß (8.1.2) berechnet. Hierzu werden y_i' und z_i' durch Interpolation mit einer Splinefunktion bestimmt und die Feldstärken Bx_i , By_i und Bz_i in den betreffenden Punkten ermittelt (Anhang 8.2). An die Werte $p \cdot y_i''$ bzw. $p \cdot z_i''$ wird eine Splinefunktion angepaßt. Da aufgrund der Koordinatentransformation y_i' und z_i' klein sind, gilt näherungsweise

$$py_i'' \propto B_{z_i}$$

Also nicht die Spur sondern das Magnetfeld wird zwischen den Punkten B_{z_i} mittels einer natürlichen Splinefunktion dritten Grades interpoliert.

Erst durch zweifache Integration

$$\frac{1}{p} Y(x_i) = \int_{u=x_1}^{u=x_i} \left(\int_{v=x_i}^{v=u} y'' dv \right) du$$

erhält man eine "quintic spline" genannte Parametrisierung der Spur

$$y_i = a_1 + a_2 x_i + \frac{1}{p} Y(x_i)$$

bzw.

(8.1.3)

$$z_i = b_1 + b_2 z_i + \frac{1}{p} Z(x_i)$$

Die zweifache numerische Integration der natürlichen Splinefunktion dritten Grades erfolgt nach einer Rekursionsformel von H. Wind.

Die unbekannt Integrationskonstanten a_1 , a_2 , b_1 , b_2 und der Impuls p des Teilchens werden durch Anpassen der Gleichungen (8.1.3) an die Werte y_i und z_i nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt. Die Gewichte der Koordinaten

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$$

erhält man aus einer empirisch ermittelten Funktion der Clustergröße und des Winkels der Spur zur Kammer |45|.

Durch erneute Berechnung der y_i' gemäß

$$y_i' = a_2 + \frac{1}{p} \int_{v=x_1}^{x_i'} y''(v) dv$$

bzw. der z_i' wird das Verfahren iterativ wiederholt. Die Konvergenz ist gut, wenn y' und z' kleiner als Eins sind, was durch die zu Anfang beschriebene Koordinatentransformation erreicht wird.

Das χ^2 der Anpassung dient als Entscheidungskriterium. Spurkandidaten werden mit einer Konfidenzgrenze von 1⁰/oo verworfen oder akzeptiert.

Befindet sich zwischen zwei Kammern des Triplets eine weitere Kammer, so wird diese nach zusätzlichen, zur Spur gehörenden Punkten durchsucht. Als Parametrisierung dient die zuvor ermittelte "quintic spline"-Kurve. Enthält die Kammer keinen Punkt in unmittelbarer Nachbarschaft der Spur, so wird diese dennoch akzeptiert, falls die Zahl solcher Lücken nicht größer als Eins ist. Wird ein weiterer Punkt gefunden, erfolgt eine erneute Anpassung einer "quintic spline"-Funktion.

Jede Kombination von mindestens drei Punkten, die sämtliche beschriebenen Kriterien erfüllt und sich in wenigstens einer Koordinate von bereits gefundenen Spuren unterscheidet, wird von MARC als endültige Spur gespeichert. Ein Kompatibilitätscode gibt Auskunft darüber, welche Koordinaten mit anderen Spuren geteilt werden.

8.1.5 Spurenerkennung im Zentraldetektor

Der Zentraldetektor besteht aus vier Teleskopen (+x,-x,+z,-z), die nacheinander nach Spuren durchsucht werden. Die Hochspannungselektroden des Zentraldetektors sind nicht in Streifen unterteilt. Sie können deshalb nicht zur Lösung von Mehrdeutigkeiten bei der Kombination vertikaler und horizontaler Koordinaten zu Raumpunkten herangezogen werden. Anders als im Vorwärtsdetektor werden beide Projektionen eines Teleskopes getrennt nach Spuren durchsucht.

Kombinationen von drei Koordinaten in drei verschiedenen horizontalen bzw. vertikalen Drahtebenen eines inneren Moduls bilden eine Spurhypothese. Als Parametrisierung dient eine Parabel. Diese wird zum Koordinatenursprung extrapoliert. Ordinatenabschnitt und Krümmung müssen innerhalb vorgegebener Grenzen liegen. Verknüpft werden die beiden Projektionen einer Spur mit Hilfe von Ebenen, in denen die Drähte um $\pm 15^\circ$ gegenüber der vertikalen Richtung geneigt sind (Abbildung 37). Außerdem wird an die Punkte eines Spurkandidaten eine "quintic spline"-Kurve angepaßt und der Impuls ausgerechnet. Wie im Vorwärtsdetektor dient das χ^2 der Anpassung als Entscheidungskriterium. Die Konfidenzgrenze beträgt ebenfalls 1 %.

In den x-Teleskopen wird die Parabel eines Spurkandidaten in die beiden äußeren Kammern extrapoliert und nach weiteren Punkten der Spur gesucht.

Abschließend werden von dem Programm Kombinationen zwischen benachbarten Kammern unterschiedlicher Teleskope gebildet (z.B. +x und +y). Es verwirft oder akzeptiert Spurhypothesen nach den gleichen bereits beschriebenen Entscheidungskriterien.

MARC schreibt die Koordinaten aller gefundenen Spuren zusammen mit der Ladung, dem Impuls und dem Kompatibilitätscode als Ausgabe eines Ereignisses auf ein Magnetband. In Abbildung 37 sind die Koordinaten eines typischen Ereignisses und die von MARC gefundenen Spuren eingezeichnet.

8.1.6 Effektivität

Spuren mit mindestens drei Koordinatenpaaren in drei vertikalen und drei horizontalen Drahtebenen sind für das Programm MARC erkennbar. Die Wahrscheinlichkeit mit der es diese Spuren findet, hängt von der Wahl freier Parameter ab. Hierzu gehören die Intervallgrenzen der Testgrößen für Spurkandidaten. Die Werte wurden von Kollaborationsmitgliedern [46] mit Monte-Carlo-Ereignissen unter Berücksichtigung aller denkbaren Untergrundsreaktionen bestimmt. Optimale Effektivität ist mit erhöhter Rechenzeit verbunden. Hier mußte ein Kompromiß gefunden werden. Nach geeigneter Wahl der Parameter beträgt die Wahrscheinlichkeit für das Auffinden erkennbarer Spuren 92%.

Es werden jedoch auch Spuren geladener Teilchen gefunden, deren Ursprung nicht eine Wechselwirkung primärer Protonen ist, sondern die durch Untergrundreaktionen entstehen. Der Anteil beträgt 9% aller gefundenen Spuren. Weitere 13% der gefundenen Spuren sind falsche Kombinationen von Punkten ("Geisterspuren").

Die Geometriedaten des Detektors wurden für jede Experimentierperiode mit Hilfe von geraden Spuren bei ausgeschaltetem Magnetfeld bestimmt.

8.2 Magnetfeld

Das gesamte magnetische Volumen setzt sich aus den Feldern der vier Kompensatormagneten und des SFM zusammen. Das letztere weist im (+y)-Teleskop in positive z-Richtung und im (-y)-Teleskop in negative z-Richtung. Die Kompensatormagnete sind jeweils umgekehrt gepolt. Zwischen diesen und dem SFM sowie in der Wechselwirkungszone herrscht ein Quadrupolfeld.

Zwei Symmetrieebenen, eine vertikale in $y=0$ und eine horizontale in $z=0$, unterteilen das Magnetfeld in vier Bereiche, in denen die Feldstärken

dem Betrage nach gleich sind. Es genügt deshalb das Feld in einem Quadranten zu messen.

Die Komponente B_z wurde bei allen SFM-Feldstärken mit einer Hallsonde in einem rechtwinkligen dreidimensionalen Netz von Punkten bestimmt [47]. Der Abstand der Meßpunkte beträgt in x und z 50 mm und in y 100 mm. Die Hallsonde hat einen sensitiven Bereich von $1.6 \times 1.6 \text{ mm}^2$. B_z konnte mit einer Genauigkeit 1 ‰ gemessen werden.

Mittels eines in Referenz [48] beschriebenen Rechenverfahrens wurden die horizontalen Komponenten B_x und B_y ermittelt und das Punktenetz durch Interpolation in y-Richtung auf $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 50 \text{ mm}$ verdichtet. Gleichzeitig wurde eine Ausgleichsrechnung durchgeführt.

Die Programme MARC und NICOLE benötigen jedoch das Feld nicht nur in diskreten Abständen sondern in jedem Raumpunkt. Zwischen den Meßwerten muß deshalb interpoliert werden. Eine Parametrisierung des gesamten magnetischen Volumens ist aufgrund der starken Inhomogenität nicht durchführbar. Das Volumen ist deshalb in quaderförmige Zellen unterteilt. In jeder Zelle wird das Feld durch Polynome dargestellt [49]. Diese genügen den Maxwell'schen Gleichungen für ein statisches Magnetfeld im Vakuum:

$$\text{rot } \underline{B} = 0$$

$$\text{div } \underline{B} = 0$$

Die erste Gleichung besagt, daß sich das Vektorfeld \underline{B} als Gradient eines skalaren Potentials V schreiben läßt. Aus der zweiten folgt, daß V Lösung der Laplace'schen Differentialgleichung ist:

$$\nabla^2 V = 0$$

Das Potential V wird durch ein Polynom vom Grad $n+1$ dargestellt

$$V = \sum_{i=0}^{n+1} \sum_{j=0}^{n+1-i} \sum_{k=0}^{n+1-i-j} c_{ijk} x^i y^j z^k .$$

Für die Komponenten des Magnetfeldes

$$B_x = \frac{\partial V}{\partial x}, \quad B_y = \frac{\partial V}{\partial y}, \quad B_z = \frac{\partial V}{\partial z}$$

verringert sich der Grad der Polynome auf n . Da V eine harmonische Funktion ist, treten zwischen den Koeffizienten c_{ijk} Beziehungen auf. Die Zahl der voneinander unabhängigen Koeffizienten reduziert sich deshalb und beträgt

$$(n+2)^2 - 1 \quad !$$

Jede Zelle des SFM-Feldes wird je nach Inhomogenität mit harmonischen Polynomen bis zu einem maximalen Grad $n=3$ parametrisiert. Die geringe Zahl von höchstens 24 Koeffizienten gestattet eine schnelle Berechnung der Komponenten B_x , B_y und B_z bei hinreichender Genauigkeit |50|.

Die Koeffizienten einer jeden Zelle sind durch Anpassen der Polynome an die Meßwerte nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt worden. Ein Quadrant des Volumens ist in etwa 5000 Zellen unterteilt. Insgesamt werden ca. 80.000 Koeffizienten zur Parametrisierung des Feldes bei einer ISR-Energie benötigt.

Tabelle 9 enthält für verschiedene Felder die Größe der Zellen und die maximale Differenz zwischen berechneten und gemessenen Werten.

TABELLE 9: Darstellung des SFM-Feldes für verschiedene Strahlimpulse |50|

Strahlimpuls (GeV/c)	SFM-Feldstärke (Tesla)	Größe der Zellen im SFM x · y · z (cm ³)	Größe der Zellen im Kompensator- magnet x · y · z (cm ³)	Residual (Gauss)
11	0.5	15 × 30 × 20	7.5 × 10 × 6.25	15
15	0.65	15 × 30 × 20	7.5 × 10 × 6.25	15
26	1.0	15 × 30 × 20	7.5 × 10 × 6.25	30

Die Feldkomponenten sowie die von NICOLE benötigten ersten, zweiten und dritten Ableitungen werden von dem Unterprogramm FIELD ausgerechnet.

8.3 Implementieren der SFM-Programme an einer IBM 370/168

Die Analyseprogramme des SFM sind für die CDC 7600-Anlage des CERN in der Programmiersprache FORTRAN geschrieben. Wir haben die Programme an der Rechenanlage IBM 370/168 des Kernforschungszentrums Karlsruhe implementiert, um auch in unserem Institut Daten auswerten zu können.

Ein wesentlicher Unterschied der beiden Großrechner, der sich auch in Programmen, die in einer problemorientierten Sprache wie FORTRAN geschrieben sind, bemerkbar macht, besteht in den unterschiedlichen Wortlängen. Die CDC 7600 besitzt 60-Bit-Worte (48 Bit Mantisse), die Wortlänge der IBM 370/168 beträgt 32 Bit (24 Bit Mantisse). Einige Unterprogramme, die Informationen bitweise speichern oder lesen, mußten deshalb geändert werden.

Die Meßdaten wurden mit einer 16-Bit-Maschine aufgezeichnet (EMR). Im Gegensatz zur CDC 7600 sind in der IBM 370 auch halbe (16 Bit) und viertel (8 Bit) Worte adressierbar. Das zeitaufwendige Dekodieren der Information eines Ereignisses vereinfacht sich deshalb bei uns. Durch eine entsprechen-

de Änderung in MARC wird insbesondere bei Ereignissen mit wenigen Spuren ein Zeitgewinn erreicht. Für ein "minimum-bias"-Ereignis benötigt MARC im Mittel auf der CDC 7600 0.38 s und auf der IBM 370 1.0 s, obwohl die Zykluszeit der IBM 370 um einen Faktor 3 langsamer ist.

Da die Rechengenauigkeit der IBM 370 für das Geometrieprogramm NICOLE nicht ausreicht, wurde dieses auf doppelte Genauigkeit (64 Bit pro Wort, 56 Bit Mantisse) umgestellt. Die Zeit pro Ereignis erhöht sich dadurch lediglich um einen Faktor 1.1. Die Rechenkosten, die auch den erhöhten Kernspeicherbedarf einschließen, liegen um 20% höher. Für ein "minimum-bias"-Ereignis benötigt NICOLE im Mittel auf der CDC 7600 0.5 s und auf der IBM 370 2.0 s.

Um die Zugriffszeit auf ein Minimum zu beschränken, befinden sich die ca. 80.000 Koeffizienten des SFM-Feldes während der Ausführung der Programme im Kernspeicher. Im Gegensatz zur CDC 7600 sind die Koeffizienten nicht gepackt. Die Zeit zur Berechnung der Komponenten B_x , B_y , B_z beträgt mit der CDC 7600 60 μ s und mit der IBM 370 150 μ s.

Durch den Vergleich einzelner Ereignisse nach Durchlaufen der Programmkette (MARC, NICOLE) sowohl mit der CDC 7600 als auch mit der IBM 370/168 konnten wir sicherstellen, daß keine signifikanten Unterschiede in den Ergebnissen auftreten. Das χ^2 der Anpassung in NICOLE, der Vertex und die Winkelparameter stimmen gut überein. Lediglich die Impulse unterscheiden sich in der vierten, vereinzelt auch in der dritten Dezimalstelle.

Um die Benutzung der Programme zu vereinfachen, wurden diese in Prozeduren eingebaut (Abbildung 41). Sie steuern das Compilieren und das Anketten der erforderlichen Programmbibliotheken, des Detektors und der Magnetfeldkoeffizienten. Ferner wird von den Prozeduren ein "Update"-Programm aufgerufen, mit dessen Hilfe MARC und NICOLE modifiziert werden können, bevor sie zur Ausführung gelangen.

Prozedur MARC

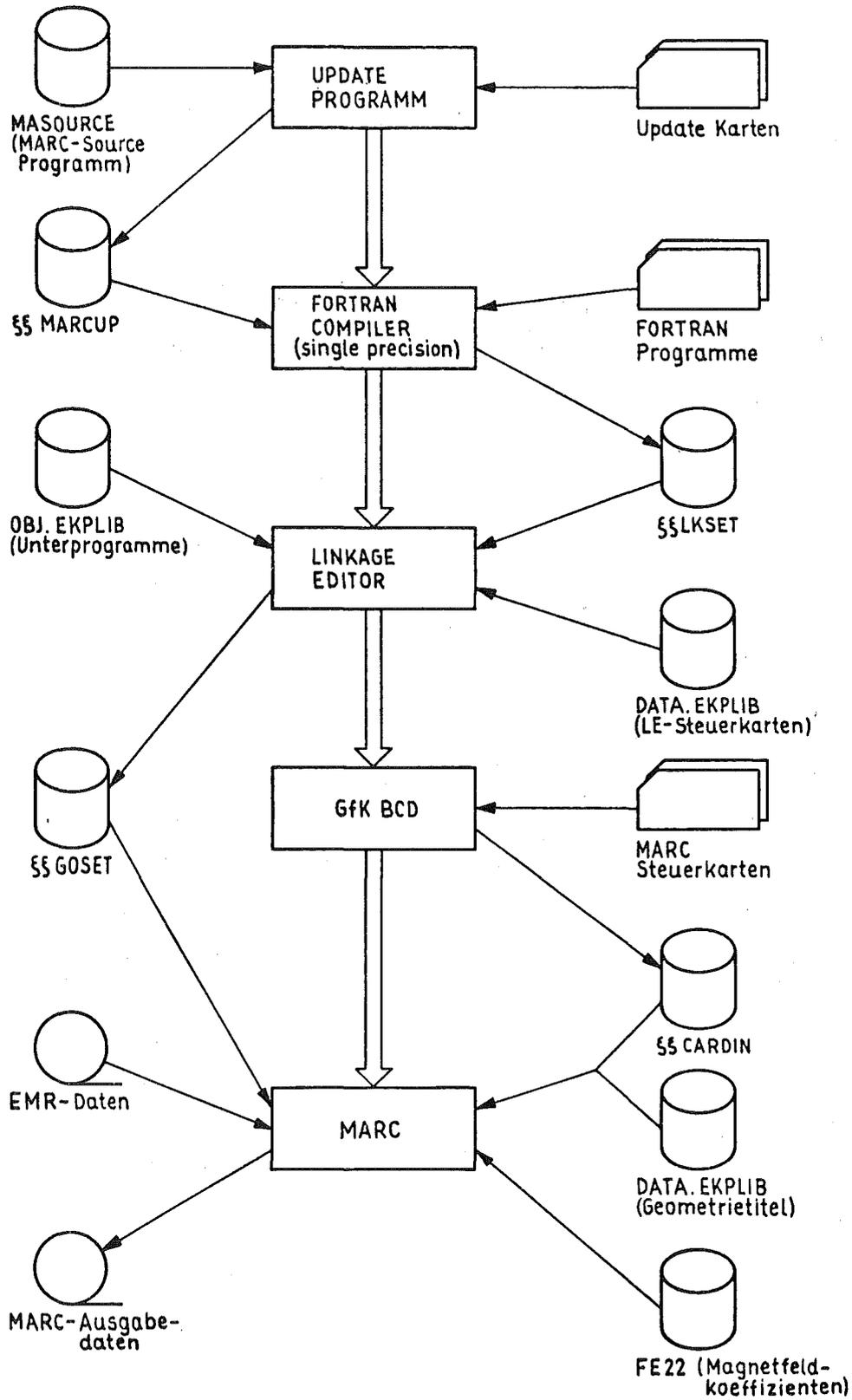


Abb. 41a: Prozedur MARC an einer IBM 370/168

Prozedur NICOLE

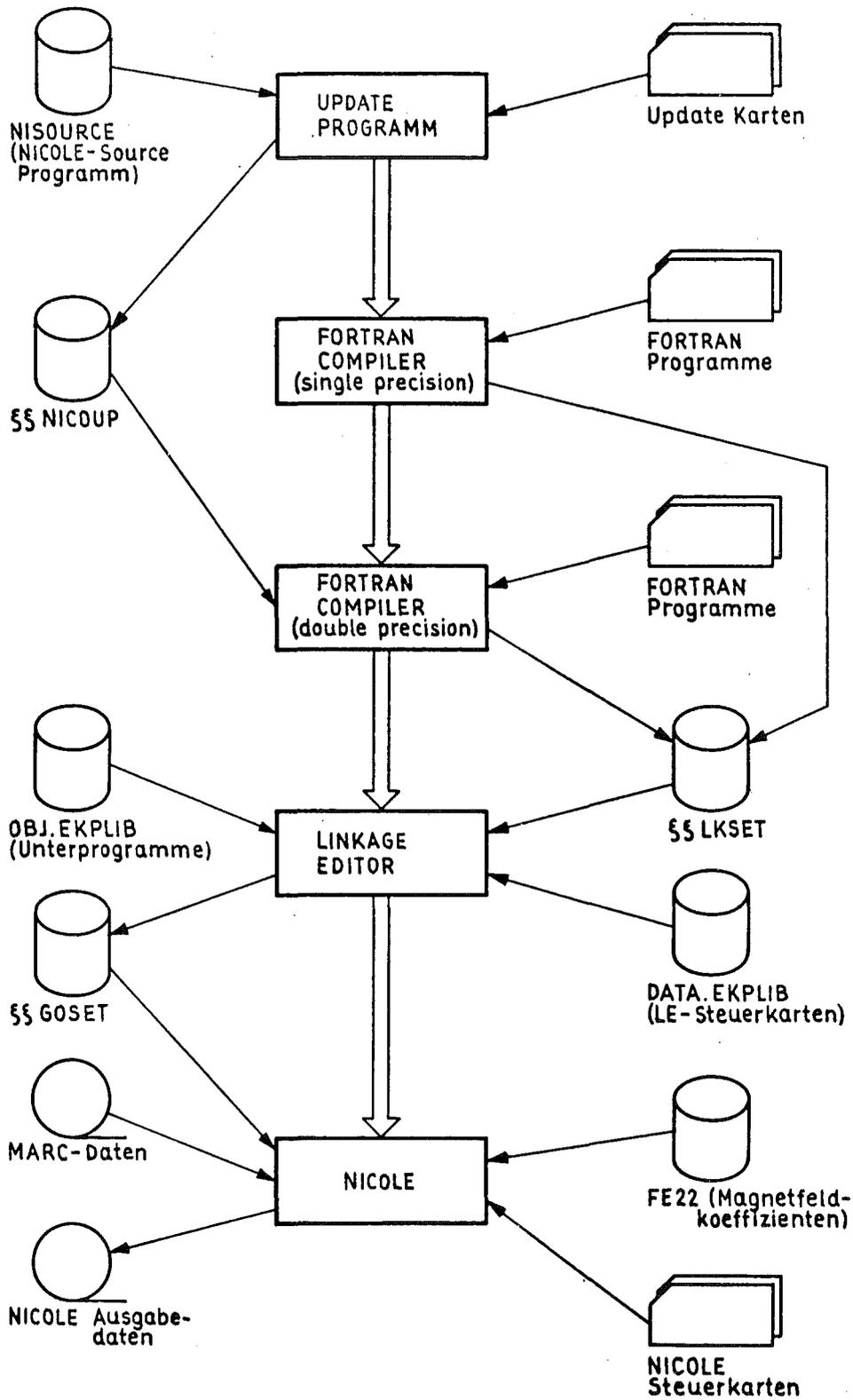


Abb. 41b: Prozedur NICOLE an einer IBM 370/168

8.4 Kinematische Analyse mit dem Programm FIT4C

Die kinematischen Variablen eines Ereignisses sind über vier Bedingungsgleichungen miteinander verknüpft (Energie-Impuls-Erhaltung). Ob alle Sekundärteilchen einer Reaktion gemessen wurden, kann mittels einer Ausgleichsrechnung mit der Nebenbedingung der Viererimpulserhaltung innerhalb der Meßgenauigkeit überprüft werden. Hierzu ist eine Massenhypothese notwendig, da zwar die Impulse geladener Sekundärteilchen und die Energie neutraler Hadronen gemessen, die Teilchen jedoch nicht identifiziert wurden. Das Verfahren führt zu folgenden Ergebnissen:

1. Voll rekonstruierte Ereignisse werden mit großer Wahrscheinlichkeit erkannt.
2. Eine bei vorgegebener Konfidenzgrenze akzeptierte Massenhypothese ermöglicht die Identifikation der Sekundärteilchen eines Ereignisses.
3. Meßgrößen, die mit einem relativ großen Fehler behaftet sind, wie beispielsweise die Energie von Neutronen im vorliegenden Experiment, können genauer bestimmt werden.

Mit Hilfe des Programms FIT4C [51] wurde eine Ausgleichsrechnung für Ereignisse mit einem neutralen Hadron durchgeführt. Es folgt eine Beschreibung des Verfahrens.

Ausgleichsrechnung mit Bedingungsgleichungen [52]

Wir bezeichnen die kinematischen Variablen eines Ereignisses mit einem Vektor:

$$\underline{\eta} = (\eta_1 \dots \eta_j \dots \eta_k)$$

Jede Komponente dieses Vektors stellt eine noch zu definierende meßbare Größe eines Sekundärteilchens dar. Die Meßwerte lauten:

$$\underline{y} = \underline{\eta} + \underline{\varepsilon}$$

$\underline{\varepsilon}$ = Vektor der Meßfehler .

Es wird vorausgesetzt, daß die Komponenten von $\underline{\varepsilon}$ um Null normalverteilt sind.

Zwischen den Größen η_j gebe es r Bedingungsgleichungen der Art:

$$f_i(\underline{\eta}) = 0 \quad (8.4.1)$$

(i = 1 ... r) .

Eine Taylorentwicklung der Gleichungen (8.4.1) führt bei linearer Approximation der f_i im Bereich der Meßfehler zu der Beziehung

$$-B \underline{\varepsilon} + \underline{c} = 0 \quad (8.4.2)$$

B ist eine Matrix mit den Elementen

$$b_{ij} = \frac{\partial f_i}{\partial \eta_j} \quad (8.4.3)$$

Die Komponenten des Vektors \underline{c} lauten

$$c_i = f_i(\underline{y}) \quad .$$

Die Ausgleichsrechnung wird nach der Methode der kleinsten Quadrate durchgeführt mit der Minimumbedingung:

$$\underline{\varepsilon}^T G_y \underline{\varepsilon} = \text{Minimum} \quad (8.4.4)$$

T = transponiert
G_y = Gewichtematrix ,

G_y ist die inverse Matrix der Kovarianzmatrix K_y. Da im vorliegenden Fall gleichzeitig der Viererimpuls erhalten sein soll, wird Gleichung (8.4.4) mittels Lagrange-Multiplikatoren

$$\underline{\alpha} = (\alpha_1 \dots \alpha_i \dots \alpha_r)$$

und der Beziehung (8.4.2) zu einer Lagrange-Funktion erweitert:

$$L = \underline{\varepsilon}^T G_y \underline{\varepsilon} - 2\underline{\alpha} (\underline{c} - B \underline{\varepsilon})$$

Dieses aus der Differentialrechnung bekannte Verfahren dient zur Bestimmung von Extremwerten bei gleichzeitiger Erfüllung von Nebenbedingungen.

Die Lagrange-Funktion erreicht ein Minimum, wenn das totale Differential verschwindet

$$\frac{\partial L}{\partial \underline{\varepsilon}} = 0 \quad (8.4.5)$$

Aus den Gleichungen (8.4.2) und (8.4.5) folgt:

$$\underline{\varepsilon} = -K_y B^T (B K_y B^T)^{-1} \cdot \underline{c} \quad (8.4.6)$$

Wir erhalten ebenso die Fehlermatrix des Vektors $\underline{\eta}$

$$K_{\underline{\eta}} = K_y - K_y B^T (B K_y B^T)^{-1} B K_y$$

und die Größe

$$\chi^2 = (\mathbf{B} \mathbf{K}_y \mathbf{B}^T)^{-1} \cdot \underline{\mathbf{c}} \cdot \underline{\mathbf{c}} \quad ,$$

die einer χ^2 -Verteilung genügt.

Definition der Meßgrößen

In dem Programm FIT4C werden die bei der Analyse von Blasenkammerexperimenten üblichen Variablen λ , ϕ und $1/p$ einer jeden Spur (Abbildung 42) und die Impulse \underline{p}_a und \underline{p}_b der beiden primären Protonen verwendet.

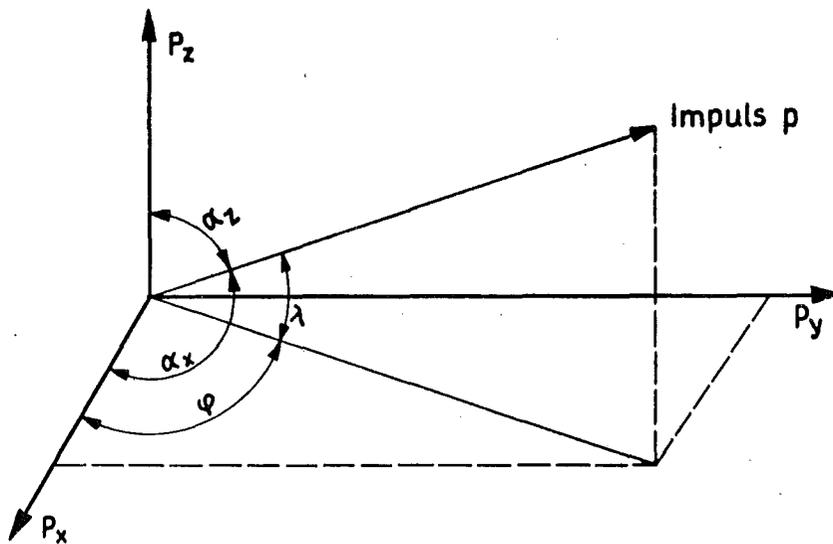


Abb. 42: Definition der Winkel einer Spur im SFM-Koordinatensystem

Die Richtung der Koordinatenachsen in Abbildung 42 stimmt mit dem in Abschnitt 8.1 definierten Ortskoordinatensystem des SFM überein. Für λ und ϕ gilt:

$$\lambda = \arctg (p_z \cdot (p_x^2 + p_y^2)^{-1/2})$$

$$\phi = \arctg (p_y / p_x) \quad .$$

\underline{p}_a und \underline{p}_b werden aus der Abweichung des von NICOLE ermittelten Wechselwirkungspunktes von der Sollbahn der ISR-Strahlen berechnet.

Der Vektor der Meßgrößen setzt sich aus den folgenden Komponenten zusammen:

$$\underline{y} = (\lambda_1, \phi_1, 1/p_1, \dots, \lambda_j, \phi_j, 1/p_j, \dots, 1/p_a, 1/p_b)$$

$$(j = 1, 2 \dots m+1) \quad .$$

Das mit dem Kalorimeter nachgewiesene neutrale Hadron ist in der Zahl $(m+1)$ der Sekundärteilchen enthalten. Die Winkel λ und ϕ sind durch die Position des Zählers PCI festgelegt, während der Impuls unter der Annahme, daß es sich um ein Neutron handelt, aus der gemessenen Energie berechnet wird.

Um Gleichung (8.4.6) numerisch zu lösen, muß die Kovarianzmatrix K_y bekannt sein. Da die geometrische Anpassung der Spuren in den Variablen

$$\underline{x} = (\alpha_{x_1}, \alpha_{z_1}, 1/p_1, \dots, \alpha_{x_m}, \alpha_{z_m}, 1/p_m, x_v, y_v, z_v)$$

α_{x_i, z_i} = Winkel der i-ten Spur bezüglich der x- bzw. z-Achse (s. Abbildung 42)

x_v, y_v, z_v = Vertex

erfolgte, wird die von NICOLE ermittelte Kovarianzmatrix K_x transformiert (Fehlerfortpflanzung):

$$K_y = T K_x T^{-1} \quad .$$

Für die Elemente der Transformationsmatrix T gilt:

$$t_{ij} = \frac{\partial y_i}{\partial x_j} \quad .$$

In K_y werden die Meßfehler des Neutrons eingesetzt. $d\lambda$ und $d\phi$ folgen unmittelbar aus der Fläche des Zählers PCI und dessen Abstand vom Vertex. Den energieabhängigen Wert $d(1/p)$ erhalten wir aus dem in Abschnitt 5.2 ermittelten Auflösungsvermögen des Kalorimeters.

Bedingungsgleichungen

Die Bedingungsgleichungen $f_i(\underline{\eta})$ der Viererimpulserhaltung lauten:

$$f_1 = -E_a - E_b + \sum_{i=1}^{m+1} (p_i^2 + m_i^2)^{1/2} = 0$$

$$f_2 = -p_{a_x} - p_{b_x} + \sum_{i=1}^{m+1} p_i \cos \lambda_i \cos \phi_i = 0$$

$$f_3 = -p_{a_y} - p_{b_y} + \sum_{i=1}^{m+1} p_i \cos \lambda_i \cdot \sin \phi_i = 0$$

$$f_4 = \sum_{i=1}^{m+1} p_i \sin \lambda_i = 0$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen werden die Matrix B gemäß Formel (8.4.3) berechnet und der Vektor \underline{c} durch Einsetzen der Meßwerte aufgestellt. Damit sind alle Größen in Gleichung (8.4.6) bekannt, so daß $\underline{\epsilon}$ bestimmt werden kann. Das Verfahren wird iterativ wiederholt, bis die Differenz zwischen zwei Iterationen

$$d = \sum_{i=1}^k |\epsilon_i - \tilde{\epsilon}_i|$$

unterhalb einer vorgegebenen Grenze liegt oder eine maximale Zahl von Iterationen erreicht ist.

Resultate

Die Ausgleichsrechnung erfolgte mit Ereignissen, die unter der Triggerbedingung (III) ("neutral") bei einer Reaktionsenergie von $\sqrt{s} = 23$ GeV gewonnen wurden und deren Gesamtladung erhalten ist. Dem neutralen Hadron wurde die Neutronmasse, negativen Sekundärteilchen die Pionmasse und positiven Sekundärteilchen die Pion- bzw. Protonmasse für $|x| < 0.5$ bzw. $|x| \geq 0.5$ zugeordnet.

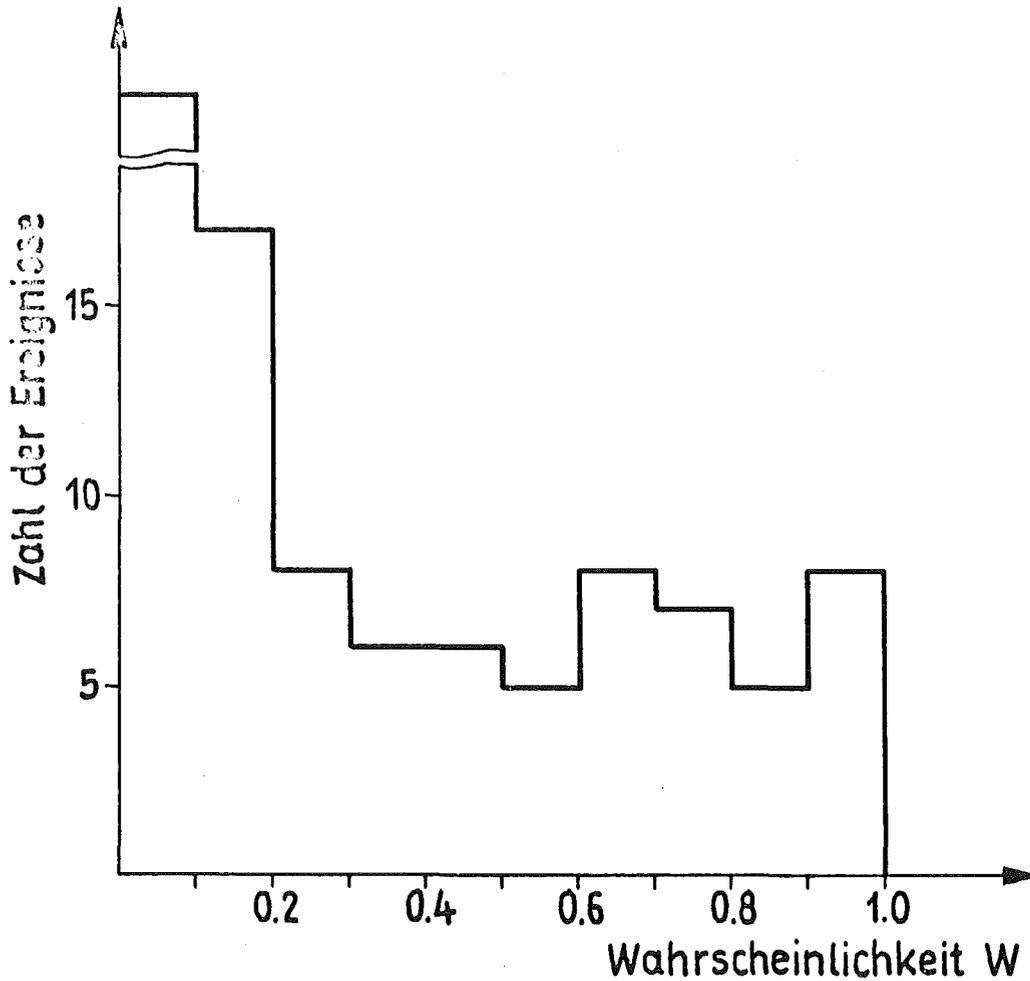
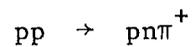


Abb. 43: Zahl der Ereignisse mit einem Neutron als Funktion der Wahrscheinlichkeit W einer Ausgleichsrechnung

Die aus der χ^2 -Verteilung gewonnene Wahrscheinlichkeitsverteilung der Ausgleichsrechnung ist in Abbildung 43 dargestellt. Der größte Teil der Ereignisse liegt in dem Bereich $W < 0.2$, da aufgrund falscher Massenhypothesen oder nicht nachgewiesener Sekundärteilchen die Viererimpulsbilanz nicht ausgeglichen ist. Für 53 Ereignisse im Bereich $W \geq 0.2$ ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung jedoch flach. Diese vollständig rekonstruierten Ereignisse gehören fast ausschließlich der Reaktion



an. Der relative Fehler der Energie des Neutrons beträgt weniger als 1%. Die Ereignisse wurden zur Überprüfung der Energieeichung des Hadronkalorimeters mit monoenergetischen Neutronen verwendet (Abschnitt 5.1).

LITERATURVERZEICHNIS

1. R.P. Feynman
Very High-Energy Collisions of Hadrons
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415

2. S. Pokorski, L. Van Hove
Independent Production of Particle Clusters: A Third General Feature
of High Energy Hadron Collisions?
Acta Phys. Pol. B5 (1974) 229

3. L. Van Hove, S. Pokorski
High-Energy Hadron-Hadron Collisions and Internal Hadron Structure
Nucl. Phys. B86 (1975) 243-252

4. L. Van Hove
Internal Hadron Structure and High Energy Hadron Collisions
Acta Phys. Pol. B7 (1976) 339

5. T. Del Prete
Correlation Effects in High-Energy Hadron Physics
Riv. d. Nuovo Cimento 5 (1975) 532

6. M. Della Negra, D. Drijard, H.G. Fischer, G. Fontaine, H. Frehse,
P. Frenkiel, C. Ghesquiere, R. Gokieli, P. Hanke, W. Hofmann,
P.G. Innocenti, W. Isenbeck, E.E. Fluge, V. Korbel, P. Linglin,
A. Minten, A. Norton, A. Putzer, H. Schneider, R. Sosnowski, D. Wegener
Study of Jet-Structure in Proton-Proton Collisions with large trans-
verse momentum Secondaries
CERN-EP-PHYS 76-35
vorgelegt bei der Internationalen Konferenz für Hochenergiephysik,
Tiflis, UdSSR, 15.-21. Juli 1976

7. W. Schmidt-Parzefall
Rapidity Correlations in Particle Production at the ISR Interpreted
by Independent Emission of Clusters
Phys. Lett. 46B (1973) 399
8. E.L. Berger
Rapidity Correlations at Fixed Multiplicity in Cluster Emission Models
Nucl. Phys. B85 (1975) 61
9. E.L. Berger, G.C. Fox
Multiplicity Distributions and Inclusive Spectra in a Multiperipheral
Cluster Emission Model
Phys. Lett. 47B (1973) 162
10. G. Ranft, J. Ranft
Inclusive Two-Particle Rapidity Correlations at ISR-Energies and Fire-
ball Production
Phys. Lett. 45B (1973) 43
11. A. Bialas, K. Fialkowski, K. Zalewski
Two-Particle Correlation Length in Fireball Models
Phys. Lett. 45B (1973) 337
12. C. Quigg, G.H. Thomas
Charge Transfer in a Multiperipheral Picture
Phys. Rev. D 7 (1973) 2752
13. siehe z.B. Keil
The Intersecting Storage Rings
CERN, yellow Report, CERN 72-14 (1972)
14. A. Minten (Herausgeber)
The Split-Field-Magnet Facility
SFMD Note-4/Rev., CERN (1972)

15. R. Bouclier, G. Charpak, E. Chesi, L. Dumps, H.G. Fischer, H.J. Hilke, P.G. Innocenti, G. Maurin, A. Minten, L. Naumann, F. Piuz, J.C. Santiard, O. Ullaland
Proportional Chambers for a 50.000-wire Detector
Nucl. Instr. and Meth. 115 (1974) 235-244
16. R. Bouclier, R.C.A. Brown, E. Chesi, L. Dumps, H.G. Fischer, P.G. Innocenti, G. Maurin, A. Minten, L. Naumann, F. Piuz, O. Ullaland
A Vertex Detector with Multigap proportional Chambers
Nucl. Instr. and Meth. 125 (1975) 19-24
17. W. Bell, E. Chesi, R. Cooper, H.G. Fischer, G. Flügge, H. Frehse, Ch. Gottfried, B. Heck, P.G. Innocenti, I. McLaren, A. Minten, M. Scire, D. Wegener
Operation System for a 50.000 wire Proportional Chamber Detector
Nucl. Instr. and Meth. 124 (1975) 437-444
18. H. Frehse
Dissertation, Heidelberg 1976
19. J. Engler, W. Flauger, B. Gibbard, F. Mönning, K. Runge und H. Schopper
A Total Absorption Sepctrometer for Energy Measurements of High-Energy Particles
Nucl. Instr. and Meth. 106 (1973) 189
20. P. Hanke, W. Isenbeck, J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener
An Analytical Expression Describing the Magnetic Shielding Properties of Iron Pipes for Longitudinal Magnetic Fields
KFK 1823 (1973)
21. S. van der Meer
unveröffentlicht (1968)
22. P.E. Schumacher
priv. Mitteilung, CHOV-Kollaboration

23. M. Metcalf et al.
A Split Field Geometry Fit Program NICOLE
CERN 73-2 (1973)

24. H. Grote et al.
Users Guide to the SFM Off-line Program Chain
OM DEV NOTE AP/18, CERN (1975)

A. Fröhlich, H. Grote, C. Onions, F. Ranjard
Marc-Track Findung in the Split-Field Magnet Facility
CERN-DATA HANDLING DIVISION DD/76/5 (1976)

25. W.J. Schwille
Der Split-Field-Magnet-Detektor am CERN-Speicherring: Untersuchung
von Teilchen mit großem Transversalimpuls
Habilitationsschrift, Bonn 1976
BONN-IR-76-16 (1976)

26. P. Hanke, W. Isenbeck, J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener
Properties of a Hadron Calorimeter Used as a Neutron Spectrometer in
an ISR-Experiment
KFK 1936 (1974)

27. J.B. Birks
The Theorie and Practice of Scintillation Counting
Pergamon Press, Oxford 1964

28. J. M. Paul
The Density Effect and Rate of Energie Loss in Common Plastic Scin-
tillators
Nucl. Instr. and Meth. 96 (1971) 51-59

29. T.A. Gabriel and J.D. Amburgey
Response of a Large All-Liquid Scintillation Spectrometer and of a
24-Layer Iron-Plastic Spectrometer to Charged Pions and Protons in
the Low-GeV Energy Range
Nucl. Instr. and Meth. 116 (1974) 333-344

30. S.M. Geltzer and M.J. Berger
Energy-Loss Straggling of Protons and Mesons: Tabulation of the
Vavilov Distribution
NAS-NRC Publ. no. 113 (1974) 187
31. W. Bartel, J. Engler, W. Flauger, B. Gibbard, W. Isenbeck, F. Mönnig,
J. Moritz, K. Pack, K.H. Schmidt, H. Schopper, D. Wegener
Measurement of Inclusive Neutron Spectra at the ISR
Nucl. Phys. B84 (1975) 70-82
32. A. Jäger
Staatsexamensarbeit, Karlsruhe 1975
33. U. Amaldi et al.
Correlations of Secondaries in Events with a Forward Negative Hadron
at the ISR
Phys. Lett 58B (1975) 206
34. U. Amaldi et al.
Correlations of Secondaries in Events with a Forward Neutron at the ISR
Phys. Lett. 58B (1975) 213
35. U. Idschok et al.
A study of charge distributions in inelastic proton-proton collisions
Nucl. Phys. B67 (1973) 93

P. Breitenbahner
Charge distributions and hemisphere charge exchange in inelastic pp-
and K^-p collisions
Proceedings of the IV International Symposium on Multiparticle Hadron-
dynamics, Pavia 1973
36. C.M. Bromberg et al.
Pion production in pp collisions at 102 GeV/c
Phys. Rev. D9 (1974) 1864

37. C.M. Bromberg et al.
Charge structure of multiparticle final states in pp collisions at
102 and 400 GeV/c
Phys. Rev. D12 (1975) 1224
38. T.T. Chou, Chen, Ning, Yang
Charge Transfer in High-Energy Fragmentation
Phys. Rev. D7 (1973) 1425
39. M.G. Albrow et al.
Correlations Associated with Particles Produced at Small Angles in
pp Collisions at the CERN ISR
Nucl. Phys. B102 (1976) 275
40. L. Baksay et al.
Observation of Diffraction Excitation in $pp \rightarrow (p\pi^+\pi^-) + X$ at the
CERN-ISR and Tests of Limiting Fragmentation
Phys. Lett. 53B (1975) 484
41. H.G. Fischer
unveröffentlicht
42. M. Della Negra
unveröffentlicht
43. siehe z.B. A. Ralston, H.S. Wilf
Mathematische Methoden für Digitalrechner, Band II
R. Oldenburg Verlag, München-Wien (1969)
44. H. Wind
Momentum Analysis by Using a Quintic Spline Model for the Track
Nucl. Instr. and Meth. 115 (1974) 431
45. W. Hofmann, D. Wegener
unveröffentlicht

46. A. Norton
CCHK-Note
47. J. Billan et al.
Precise Semi-Automatic Field Mapping in the Split Field Magnet of
the ISR
CERN ISR-MA/74-47 (1974)
48. F. Schäff
Field Reconstruction in the ISR Split-Field Magnet
CERN ISR-MA/74-48 (1974)
49. H. Wind
Processing Magnetic Field Data
Journal of Computational Physics 2 (1968) 274
50. M. Metcalf
Analysis of the SFM-Field
OM Development Note AP-10 (revised) (1974)
51. R.K. Böck
CERN 60-30 (1960)
52. siehe z.B. S. Brandt
Statistische Methoden der Daten-Analyse
B.I. Hochschulschriften (1968)