

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM**

**KARLSRUHE**

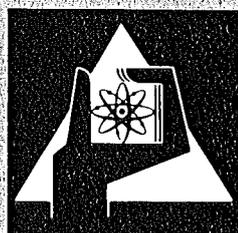
Januar 1977

KFK 2412

Institut für Experimentelle Kernphysik

**Struktur von Proton-Proton-Streuereignissen bei hoher  
Schwerpunktsenergie mit identifiziertem Teilchen  
großen Transversalimpulses**

P. Hanke



**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

2412

Institut für Experimentelle Kernphysik

Struktur von Proton-Proton-Streuereignissen  
bei hoher Schwerpunktsenergie mit identifiziertem  
Teilchen großen Transversalimpulses\*

Paul Hanke

\* 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



## INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
I. EINLEITUNG .....	1
II. APPARATUREN .....	4
2.1 Die CERN-Protonenspeicherringe .....	4
2.1.1 Protonenstrahlspeicherung .....	5
2.1.2 Betriebsanforderungen für experimentelle Nutzung .....	6
2.1.3 Das "Schottky-Scan"-Verfahren .....	7
2.1.4 Strahlkreuzung in der Wechselwirkungszone; Eichung der Wechselwirkungsrate .....	13
2.1.5 Van der Meer-Methode zur Messung der Luminosität .....	16
2.2 Das "Split-Field"-Magnetspektrometer (SFM) .....	19
2.2.1 Der Magnet .....	19
2.2.2 Das Detektorsystem .....	22
2.2.3 Trigger- und Ereignisregistrierung .....	26
2.2.4 Die Cerenkovzähler .....	31
III. DATENAUSWERTUNG .....	37
3.1 Spurenerkennung und Vertexrekonstruktion eines Ereignisses .....	37
3.2 Triggerspurerkennung und Ereignisselektion .....	38
3.3 Definitionen .....	38
3.4 Bestimmung der inklusiven Wirkungsquerschnitte für Teilchen mit großem Transversalimpuls $p_T$ .....	39
3.5 Trennung der Teilchen mit großem Transversalimpuls $p_T$ nach ihrer Masse .....	43
3.6 Rekonstruktion von Zerfallsvertices .....	44

	Seite
IV. EXPERIMENTELLE RESULTATE .....	47
4.1 Das inklusive Spektrum für positive Teilchen mit großem $p_T$ .....	47
4.2 Pionanteile bei großem Transversalimpuls $p_T$ .....	51
4.3 Korrelationen der Teilchen mit großem $p_T$ mit weiteren geladenen Sekundärteilchen des Ereignisses .....	53
4.3.1 Die Akzeptanz .....	53
4.3.2 Teilchendichteverteilungen .....	56
4.4 Korrelationen zwischen Teilchen bei großem $p_T$ und neutralen Teilchen mit "Strangeness" .....	73
4.5 Obere Grenze des Wirkungsquerschnitts für die Erzeugung von Teilchen mit Quantenzahl "Charm" .....	82
V! DISKUSSION DER ERGEBNISSE .....	85
5.1 Modelle .....	85
5.2 Der inklusive Wirkungsquerschnitt und Pionanteile bei großem $p_T$ .....	86
5.3 Der Transversalimpulsausgleich .....	88
5.4 Strangenesserhaltung .....	92
VI. ZUSAMMENFASSUNG .....	94
LITERATURVERZEICHNIS .....	95

## ZUSAMMENFASSUNG

An den CERN-Protonenspeicherringen (ISR) wurden pp-Streuereignisse, in denen Teilchen mit großem Transversalimpuls  $p_T$  auftreten, bei  $\sqrt{s} = 52$  GeV Schwerpunktsenergie mit dem "Split-Field"-Magnetspektrometer (SFM) untersucht. Es wurde der lorentzinvariante Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von positiven Teilchen mit großem Transversalimpuls  $p_T$  im Fragmentationsgebiet ( $\theta^* \approx 20^\circ$ ) gemessen. In demselben kinematischen Bereich wurde der Pionanteil in erzeugten Teilchen beider Ladungen bestimmt.

In den Ereignissen wurde die Auswirkung der "Strangeness"-Erhaltung auf die Dynamik der miterzeugten Teilchen untersucht. Der Vergleich von Ereignissen mit negativen Pionen und Ereignissen mit schwereren Teilchen - überwiegend Kaonen - bei hohem  $p_T$  zeigt, daß die Transversalimpulskompensation nicht von der "Strangeness" des Teilchens bei hohem  $p_T$  abhängt. Die Quantenzahlerhaltung beeinflußt dagegen den Teilcheninhalt des hadronischen Restes im longitudinalen Phasenraum. Das wurde durch Rekonstruktion von Zerfallsvertices neutraler Kaonen gezeigt.

Die Ergebnisse können mit Hilfe von Konstituentenmodellen für die Protonstruktur interpretiert werden.

Structure of proton-proton events at high  
center-of-mass energy with an identified particle  
of large transverse momentum

ABSTRACT

At the CERN-ISR events of pp-collisions, in which particles of large transverse momentum  $p_T$  are produced, were studied at  $\sqrt{S} = 52$  GeV center-of-mass energy, using the 'Split-Field'-magnetspectrometer. The lorentz-invariant production cross-section of positive particles with high  $p_T$  was measured in the fragmentation region ( $\theta^* \approx 20^\circ$ ). In the same kinematical region the pion-fraction of produced particles for both charges was determined.

In these events the effect of 'strangeness'-conservation on the dynamics of additionally produced particles was investigated. The comparison of events with negative pions and events with heavier particles - mainly kaons - at high  $p_T$  indicates, that the compensation of transverse momentum does not depend on the 'strangeness' of the particle at high  $p_T$ . The quantum-number conservation rather influences the particle-content from the hadronic rest inside longitudinal phase-space. This was shown by reconstruction of decay-vertices of neutral kaons.

The results obtained can be interpreted by 'constituent'-models of the proton-structure.

## I. EINLEITUNG

In inelastischen Proton-Proton-Streuereignissen bei hohen Schwerpunktsenergien (5 - 50 GeV) führt die Wechselwirkung der Kollisionspartner zur Erzeugung zusätzlicher Teilchen, die vorzugsweise entlang der Bewegungsrichtung der einlaufenden Protonen emittiert werden. Ihr mittlerer Transversalimpuls  $p_T$  ist sehr klein ( $\langle p_T \rangle \approx 350$  MeV/c) und scheint sich nicht mit der Anfangsenergie der Reaktion zu ändern ( $\rightarrow$  longitudinales "Scaling"). Der größte Teil der beobachteten Sekundärteilchen sind Pionen, die am häufigsten als Feldquanten der starken Wechselwirkung erzeugt werden. Der inklusive Wirkungsquerschnitt für die Teilchenerzeugung fällt oberhalb des mittleren Transversalimpulses exponentiell über  $p_T$  ab.

Die Streuprozesse werden in zahlreichen, theoretischen Interpretationen der Vorgänge allgemein nach dem Grad der Überlappung der beiden wechselwirkenden Protonen klassifiziert. In jedem Falle sind jedoch größere Bereiche der räumlichen Protonmaterieverteilung an der Wechselwirkung beteiligt, so daß von "kohärenter" Teilchenerzeugung gesprochen wird.

Bei höchsten Schwerpunktsenergien ( $\approx 50$  GeV) wurde 1973 beobachtet, daß der inklusive Teilchenerzeugungsquerschnitt bei großen Transversalimpulsen ( $p_T > 1$  GeV/c) den extrapolierten, exponentiellen Abfall übersteigt [Ref. 1,2,3]. Diese Tatsache kann als Anzeichen dafür verstanden werden, daß bei der Erzeugung von Teilchen mit großem Transversalimpuls  $p_T$  ein anderer Mechanismus der Wechselwirkung in Erscheinung tritt, der erst bei hoher Energie soviel Bedeutung gegenüber der kohärenten Wechselwirkung gewinnt, daß er der Beobachtung zugänglich wird.

Der Verteilungszustand der in der Protonmasse vereinigten Energie wird durch die starke Wechselwirkung des Protons mit sich selbst bestimmt. Die Lebensdauer eines Zustandes ist durch die Heisenberg'sche Unschärferelation festgelegt. In Ruhe oder bei niedriger Energie ist die Lebensdauer eines Zwischenzustandes  $\Delta t_E$  der Protonmaterieverteilung von derselben Größenordnung wie die Wechselwirkungszeit  $\Delta t_W$  mit dem Reaktionspartner ( $\Delta t_E \approx \Delta t_W$ ).

Bei genügend hoher Energie erreicht man dagegen auf Grund der Zeitdilatation, daß die Protonen in definiertem Eigenzustand wechselwirken können. Das Teilchen erscheint in diesem Zustand aus lokalen Streuzentren aufgebaut, die vielfach als "Konstituenten" bezeichnet werden. Bei der Kollision können zwei solche punktförmigen Konstituenten unbeeinträchtigt vom "Rest" der beiden Protonen aneinander streuen, wenn der Stoßparameter und damit die Wechselwirkungszeit klein ist ( $\Delta t_w \ll \Delta t_E$ ). Diese Bedingung schließt hohen Impulsübertrag und große Streuwinkel ein. Teilchen mit großem Transversalimpuls sind deshalb ein gutes Kennzeichen für p-p-Streuereignisse, in denen eine Wechselwirkung dieser Art stattgefunden hat.

Die Untersuchung solcher Ereignisse bietet die Möglichkeit, Rückschlüsse auf die Protonstruktur zu ziehen. Das Verständnis dieser Struktur und der Wechselwirkung der Konstituenten, die diese Struktur ausmachen, würde eine Basis für die einheitliche Beschreibung der Wechselwirkung zwischen allen bisher beobachteten "Elementarteilchen" schaffen [Ref. 4,5].

In der vorliegenden Arbeit werden die folgenden, in dieser experimentellen Untersuchung der p-p-Wechselwirkung zugänglichen Aspekte behandelt:

Da das Phänomen großer Transversalimpulse zuerst und seither beinahe ausschließlich bei großen Erzeugungswinkeln  $\theta^* \geq 45^\circ$  im Schwerpunktsystem untersucht wurde, ist die Ausdehnung des Phasenraumbereiches, innerhalb dessen Teilchen mit hohem  $p_T$  erzeugt werden können, von großem Interesse. In diesem Experiment wurden die inklusiven Wirkungsquerschnitte für die Produktion positiver Teilchen bei relativ kleinen Polarwinkeln ( $9^\circ \leq \theta^* \leq 21^\circ$ ) gemessen. Aus den Resultaten wird die Ausdehnung des kinematischen Bereiches ersichtlich, innerhalb dessen hohe Transversalimpulse erzeugt werden können.

Im zentralen Polarwinkelbereich wächst mit ansteigendem  $p_T$  der Anteil schwerer Teilchen an der inklusiven Erzeugungsrate. Diese, von der kohärenten Wechselwirkung aus gesehen unverständliche Tatsache ist ein Charakteristikum der hohe  $p_T$  erzeugenden Wechselwirkungskomponente. Im obigen, vorwärts gerichteten Polarwinkelintervall wurden mit Schwellencerenkovzählern

die Pionanteile für Teilchen beider Ladungen bestimmt, so daß das Verhalten der Teilchenzusammensetzung bei großem  $p_T$  in longitudinaler Richtung untersucht werden kann.

Die zu hohen Transversalimpulsen führende Wechselwirkung kann nur dann weitergehend charakterisiert werden, wenn die gleichzeitige Beobachtung mehrerer beim Streuprozeß erzeugter Teilchen möglich ist. Besonderes Gewicht erlangen die den Transversalimpuls ausgleichenden Teilchen. In den Messungen zu dieser Arbeit wurden erstmals für die aufgenommenen Ereignisse im nahezu gesamten Raumwinkel geladene Sekundärteilchen nachgewiesen und deren Impuls bestimmt.

Die Struktur der Ereignisse wird an Hand von Häufigkeitsverteilungen zusätzlicher Teilchen mit gleichen Quantenzahlen wie Ladung und "Strangeness", insbesondere im Bereich des Transversalimpulsausgleiches, untersucht. Korrelationen mit dem Teilchen bei großem Transversalimpuls sollen Aufschluß darüber geben, wie die Ereignisdynamik von der Erhaltung der Quantenzahl "Strangeness" beeinflusst wird. Die Ergebnisse werden mit Vorhersagen konfrontiert, die aus Modellen für die Protonstruktur und den sich daraus ergebenden Konsequenzen für den Ablauf des p-p-Streuprozesses folgen.

Die Arbeit entstand im Rahmen des Experimentes der CERN - COLLEGE DE FRANCE - HEIDELBERG - KARLSRUHE - KOLLABORATION (CCHK-Kollaboration), das an den CERN-Protonenspeicherringen mit dem "Split-Field"-Magnetspektrometer durchgeführt wurde.

## II. APPARATUREN

### 2.1 Die CERN-Protonenspeicherringe

In Streuexperimenten mit ruhendem Target (z.B. CERN-Protonensynchrotron PS) wird ein großer Teil der Energie von der Bewegung des gemeinsamen Schwerpunktes der Reaktionspartner verbraucht. Die verfügbare Reaktionsenergie  $\sqrt{S}$  ist durch die Viererimpulssumme der Stoßpartner gegeben:  $S = (\overline{p}_1 + \overline{p}_2)^2$ . Für die p-p-Streuung an ruhendem Target gilt:

$$\sqrt{S} = \sqrt{2m_p (E_p + m_p)}$$

In Speicherringen, wo zwei beschleunigte Protonenstrahlen derselben Energie einander entgegenlaufen, ruht der Schwerpunkt bezüglich der longitudinalen Bewegungsrichtung. Für die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{S}$  gilt in guter Näherung:  $\sqrt{S} = 2 E_p$ . Das Laborsystem ist deshalb mit dem Schwerpunktsystem nahezu identisch.

Die CERN-Speicherringanlage ISR ist in Fig. 1 schematisch dargestellt [Ref. 6]. Sie besteht aus zwei Ringen mit etwa 300 m Durchmesser. Diese kreuzen sich in 8 Wechselwirkungszonen unter dem Winkel  $2\alpha \approx 15^\circ$ . Von den Wechselwirkungszonen stehen 6 für die Durchführung von Experimenten zur Verfügung. Das "Split-Field"-Magnetspektrometer ist in der Zone I4 aufgebaut.

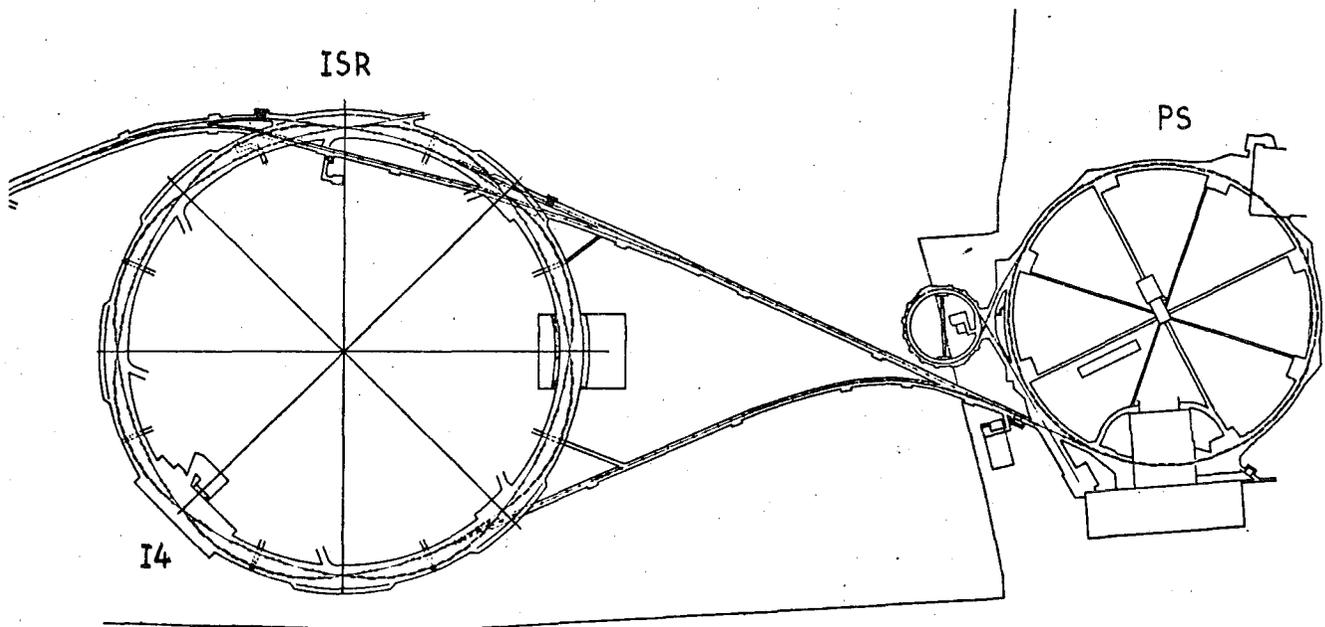


Fig. 1: Die CERN-Beschleunigeranlagen

- PS = Proton-Synchrotron
- ISR = Protonenspeicherringe
- I4 = Wechselwirkungszone 4

### 2.1.1 Protonenstrahl-Speicherung

Vom CERN-PS beschleunigte Protonenpakete werden abwechselnd über einen der Transferkanäle (Fig. 1) in einen der Speicherringe auf eine Injektionsbahn eingeschossen, die an der inneren Peripherie der Strahlrohrakzeptanz liegt. Von der Injektionsbahn wird das Teilchenpaket durch Hochfrequenzfelder zur äußeren Peripherie hin auf eine Speicherbahn beschleunigt. Werden die Teilchen dort aus der Ortsrestriktion des Hochfrequenzfeldes entlassen, so verteilen sie sich auf den Ringumfang unter Nivellierung der Impulsunterschiede innerhalb des Paketes (Debunching). Dieser Vorgang wird mit 100-200 weiteren Teilchenpaketen vom Synchrotron wiederholt. Sie werden beim "Debunching" an der Innenseite des bereits zirkulierenden, kontinuierlichen Stromes angelagert (Stacking) |Ref. 6|.

Aus technischen Gründen werden in den ISR Protonen nur bei den Energien  $E_p = 11, 15, 22, 26, 31$  GeV gespeichert. Wegen der Inkompressibilität des Phasenraumvolumens (Liouville'scher Satz) nimmt der maximal speicherbare Protonenstrom linear mit der Strahlenergie zu. Übliche Stromstärken sind 20 - 25 A pro Ring bei  $\sqrt{S} = 52.5$  GeV.

### 2.1.2 Betriebsanforderungen für experimentelle Nutzung

Die Durchführung eines physikalischen Experimentes an einer der Wechselwirkungszone stellt im allgemeinen drei Bedingungen an die Strahleigenschaften der Speicherringe:

1. Lange Lebensdauer der gespeicherten Strahlen bei gleichbleibenden Bedingungen.
2. Geringer Anteil an Ereignissen, die nicht von Wechselwirkungen zwischen zwei Strahlprotonen stammen.
3. Hohe Wechselwirkungsrate, was insbesondere für Experimente wichtig ist, die seltene Ereignisse auswählen.

Die Kriterien sind nur durch Kontrolle oder Ausschaltung verschiedener Effekte zu erfüllen, die stabiler Strahlspeicherung entgegenstehen.

Speicherung erfordert, daß die umlaufenden Protonen so wenig wie möglich mit Materie wechselwirken können. In den ISR wird dies durch ein Vakuum von  $10^{-9}$  Torr ( $< 10^{-11}$  Torr in den Wechselwirkungszone) erreicht. Wechselwirkung der Strahlprotonen mit Restgas ist - abgesehen von der vergleichsweise geringen Aufzehrrate durch p-p-Wechselwirkungen in den Strahlkreuzungen - die einzige Begrenzung für die Strahllebensdauer. Alle anderen Effekte können im Prinzip vermieden oder kompensiert werden.

Ein wichtiges Verfahren zur Kontrolle der Strahleigenschaften ist der longitudinale "Schottky-Scan". Er liefert die radiale Intensitätsverteilung eines Strahls am Ort der Messung. Da die Ergebnisse auch für die Aus-

wertung experimenteller Daten von Bedeutung sind, soll das Verfahren im Folgenden näher behandelt werden.

### 2.1.3 Das "Schottky-Scan"-Verfahren

In jedem räumlich begrenzten Gleichstrom ist die Geschwindigkeit der Ladungsträger statistischen Schwankungen um einen Mittelwert unterworfen. Ein Protonenstrahl stellt einen solchen Gleichstrom dar. Das Amplitudenquadrat einer Oberschwingung dieser Schwankungen ist ein Maß für die Gesamtzahl umlaufender Protonen in einem Strahl [Ref. 7]. Mißt man das mittlere Amplitudenquadrat in Abhängigkeit von der Umlauffrequenz - wobei die Breite des auszumessenden Frequenzbereiches durch die Streuung der Umlauffrequenzen und die Ordnung der Oberschwingung gegeben ist - so erhält man die Strahlintensität als Funktion des Strahlimpulses. Die Impulsstreuung läßt sich direkt in eine radiale Ortsabweichung vom Sollkreis des Strahls übersetzen. Das Resultat zeigt das Intensitätsprofil des Protonenstrahls über dem Bahnradius. Die technische Anwendung erfordert den Aufbau, wie er in Fig. 2 schematisch dargestellt ist.

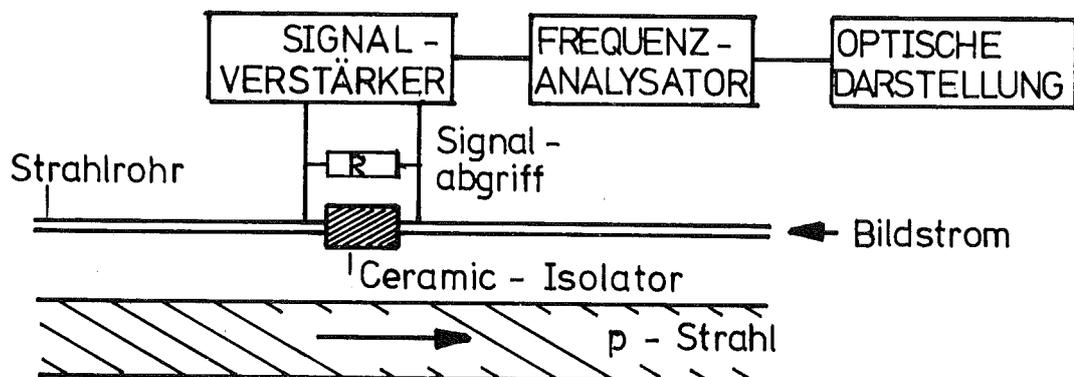


Fig. 2: Schematischer Aufbau für den longitudinalen "Schottky-Scan" eines p-Strahls.

Das metallische Vakuumrohr wird durch einen elektrisch isolierenden Ring unterbrochen. Der Protonenstrahl induziert im Metallrohr einen Bildstrom, der alle Änderungen des Strahls mitvollzieht. Die an der Abgriffstelle  $x_0$  über dem Widerstand  $R$  erzeugten Spannungssignale werden auf spektrale Zusammensetzung untersucht.

Die radiale Ladungsdichte  $\lambda_i$ , die am Meßort  $x_0$  zur Zeit  $t$  vom  $i$ -ten Strahlproton erzeugt wird, kann man mit Hilfe der Dirac'schen  $\delta$ -Funktion darstellen. Sie repräsentiert das umlaufende  $i$ -te Proton am Ort  $x_0$ . Es wird über die Umläufe  $\ell$  des Protons summiert:

$$\lambda_i(t) = \frac{e}{R} \sum_{\ell=-\infty}^{\ell=\infty} \delta(2\pi f_i t + \theta_i - 2\pi\ell)$$

$t$  = Zeit

$\theta_i$  = Phasenwinkel des  $i$ -ten Protons bzgl.  $x_0$  zur Zeit  $t=0$

$f_i$  = Umlauffrequenz des  $i$ -ten Protons

$R$  = ISR-Radius

$e$  = Elementarladung

Die Ladungsdichte  $\lambda_i(t)$  ist eine periodische Funktion in der Zeit  $t$  mit der Periodendauer  $\tau = 1/f_i = 2\pi/\omega_i$ . Sie läßt sich in eine Fourierreihe entwickeln:

$$\lambda_i(x) = \frac{a_k}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos kx + \sum_{k=1}^{\infty} b_k \sin kx \quad ,$$

wobei  $x = \omega_i t + \theta_i$  gesetzt ist. Durch die Variablentransformation wird  $\lambda_i$  eine gerade Funktion um  $x=0$ , d.h.  $\lambda_i(x) = \lambda_i(-x)$ . Da nur Umläufe für  $t \geq 0$  beobachtet werden, erhält man für die Reihenoeffizienten:

$$b_k = 0 \quad \text{für} \quad k = 1, \dots, \infty$$

$$a_k = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \lambda(x) \cos kx \, dx \quad .$$

$\lambda(x) \neq 0$  gilt nur an der Stelle  $x_0 = \omega_i t + \theta_i = 2\pi\ell$  für  $\ell = 0, \dots, \infty$  mit der Bedingung, daß

$$\int_{x_0 - \epsilon}^{x_0 + \epsilon} \lambda(x) dx = 1 \quad \text{ist für} \quad \epsilon \rightarrow 0 \quad .$$

Damit ergibt sich für  $a_k$ :  $a_k = \frac{1}{\pi}$  für  $k = 0, \dots, \infty$ . Die Fourierreihe hat die Form:

$$\lambda_i(x) = \frac{e}{R} \frac{1}{2\pi} \left( 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \cos k (\omega_i t + \theta_i) \right) \quad .$$

Die Umlaufzahlen der Strahlprotonen liegen innerhalb eines Frequenzbereiches  $|f_0, f_0 + \Delta f_0|$ , was den Grundfrequenzbereich der statistischen Gleichstromschwankung bildet, hervorgerufen durch ein einzelnes zirkulierendes Proton. Für den Frequenzbereich der  $k$ -ten Oberschwingung gilt deshalb:  $f_i^k \in |kf_0, kf_0 + k\Delta f_0|$ . Man wählt die Ordnung  $k$  so, daß gilt:  $k < f_0/\Delta f_0$ . Die Bedingung verhindert Überlappung der  $f_i^k$  mit Frequenzen anderer Oberschwingungen.

Die Signalamplituden, die zum Bereich der  $f_i^k$  beitragen sind gegeben durch:

$$\sum_i \lambda_{i,k}(t) = \frac{2e}{2\pi R} \sum_i \cos (k\omega_i t + \theta_i) \quad , \quad (1)$$

die Amplitude der  $k$ -ten Oberschwingung, summiert über alle  $i$  Strahlprotonen.

Mit dem Frequenzanalysator wird der  $f_i^k$ -Bereich ausgemessen, d.h. innerhalb eines Fensters der Breite  $\delta f$  wird das mittlere Amplitudenquadrat der induzierten Signale bestimmt ("Schottky-Scan").

Das Spektrum der Umlauffrequenzen kann in der Form  $N(f_i) df_i$  dargestellt werden.  $N$  ist die Zahl der Protonen, die mit Frequenzen  $f_i$  aus dem Intervall  $df_i$  zirkulieren. Übertragen auf den Oberschwingungsbereich erhält man für die Zahl der zu  $\delta f$  beitragenden Teilchen

$$N\left(\frac{f_i^k}{k}\right) \frac{\delta f}{k} \quad (2)$$

Da Intensität durch das Amplitudenquadrat gegeben ist, erhält man als Resultat des "Schottky-Scans" nach (1) und (2)

$$\begin{aligned} \sigma(\delta f) &= c \cdot \left\langle \left( \sum_{\delta f} \cos k(\omega_i t + \theta_i) \right)^2 \right\rangle^{1/2} \\ &= c \cdot N\left(\frac{f_i^k}{k}\right) \frac{\delta f}{k} \end{aligned}$$

Die Summation erstreckt sich über die zu  $\delta f$  beitragenden  $i$  Protonen.

Die Lage des Fensters  $\delta f$  relativ zum Frequenzmittelwert des Strahls kann durch eine Abweichung  $\Delta p$  zum Nennimpuls  $p$  ausgedrückt werden. Diese ist wiederum zur Abweichung  $\Delta R$  vom Sollradius  $R$  proportional, so daß auf diese Weise das radiale Intensitätsprofil des Strahls bestimmt werden kann.

Fig. 3 zeigt die Strahlprofile des ISR-Meßlaufs 541, in dem ein Teil der in dieser Arbeit ausgewerteten Daten aufgezeichnet wurden [Ref. 8].

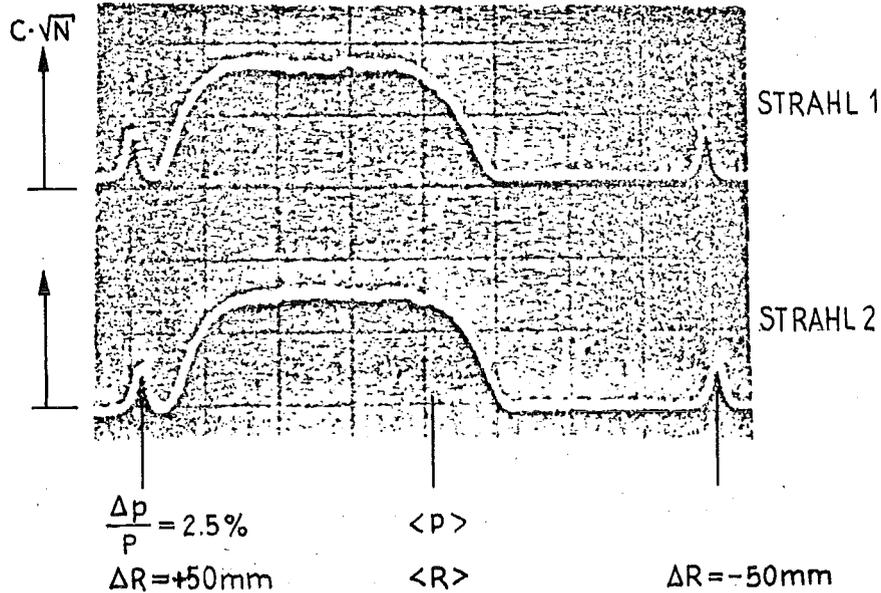


Fig. 3: Strahlintensitätsprofile des ISR-Meßlaufs 541.

Alle anderen Meßverfahren, die dieselbe Information liefern, beeinflussen den Strahl stark. Deshalb wird ausschließlich das "Schottky-Scan"-Verfahren angewandt.

Stationen für Signalabgriffe sind auf dem gesamten Ringumfang verteilt. Damit kann der Strahlverlauf im Ring relativ zum Sollkreis bestimmt werden.

In den Spulen der Strahlführungsmagnete installierte Separatwindungen erlauben durch Zusatzfelder den Strahlverlauf zu korrigieren.

Fig. 4 zeigt einen in der Horizontalebene unkorrigierten und einen an den Sollkreis angenäherten Strahlverlauf.

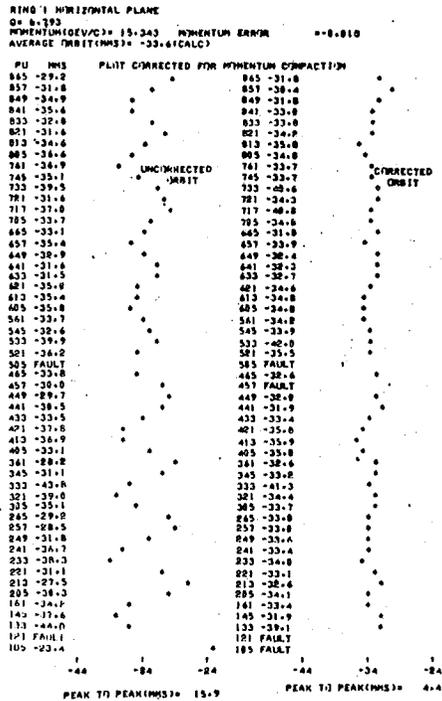


Fig. 4: Horizontal uncorrected and corrected beam trajectory in an ISR ring.

For the execution of experiments guaranteed the continuous beam control:

- lowest background through good beam positioning;
- long beam lifetime, i.e. long measurement time under constant conditions;
- knowledge of the beam density profile and thus in the data evaluation a control possibility for the zone size of the beam crossing, in which p-p interactions can occur.

#### 2.1.4 Strahlkreuzung in der Wechselwirkungszone; Eichung der Wechselwirkungsrate

In der Wechselwirkungszone durchlaufen einander die beiden gespeicherten Protonenstrahlen bei ausgeschaltetem Spektrometermagnetfeld horizontal mit einem Kreuzungswinkel  $2\alpha \approx 15^\circ$ .

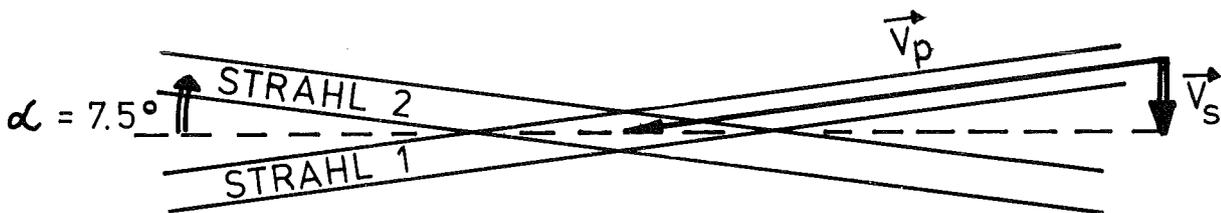


Fig. 5: Auslegung der ISR-Strahlkreuzung

Wegen des Kreuzungswinkels  $\alpha \approx 7.5^\circ$  bewegt sich der Schwerpunkt von zwei einlaufenden Protonen mit der Geschwindigkeit  $v_s$ . Für sie gilt:  $v_s = \sin \alpha \cdot v_p$ . Für die kleinste ISR-Strahlenergie ( $E_p = 11 \text{ GeV}$ ) ist  $v_p = 0.9964 \cdot c$ , so daß  $v_p$  für alle Energien durch die Lichtgeschwindigkeit  $c$  approximiert werden kann. Damit ergibt sich für  $v_s$ :

$$\beta_s = \frac{v_s}{c} = \sin \alpha = 0.13$$

Alle Meßgrößen müssen mit  $\beta_s$  ins Schwerpunktsystem der einlaufenden Protonen lorentztransformiert werden.

Die Wechselwirkungsrate pro Zeiteinheit ist dem totalen p-p-Wirkungsquerschnitt proportional

$$\dot{N} = L \cdot \sigma_{\text{tot}} \quad |\text{sec}^{-1}|$$

Die Proportionalitätskonstante L (Luminosität) setzt sich aus mehreren Parametern zusammen, die durch die Eigenschaften der Protonenstrahlen festgelegt werden. Für L gilt an den Speicherringen [Ref. 6]:

$$L = \frac{I_1 \cdot I_2}{e^2 \cdot c} \frac{\cot \alpha}{h_{\text{eff}}} \quad |\text{sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}| \quad (3)$$

mit:

$\alpha$  = halber Kreuzungswinkel

$I_1, I_2$  = Strahlströme

$e$  = Elementarladung

$c$  = Lichtgeschwindigkeit

$h_{\text{eff}}$  = effektive Strahlhöhe, ein Maß für die vertikale Überlappung der sich kreuzenden Strahlintensitäten.

Werden aus allen stattfindenden p-p-Stößen spezielle Ereignisse ausgewählt, so gilt für deren Häufigkeit:

$$\dot{N}_{\text{Sp}} = L \cdot \sigma_{\text{Sp}}$$

Mit bekanntem L kann man somit den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Sp}}$  für jede Art spezieller p-p-Ereignisse errechnen.

Man benötigt deshalb ein unabhängiges Monitorsystem (Fig. 6) zur Messung der Luminosität [Ref. 9].

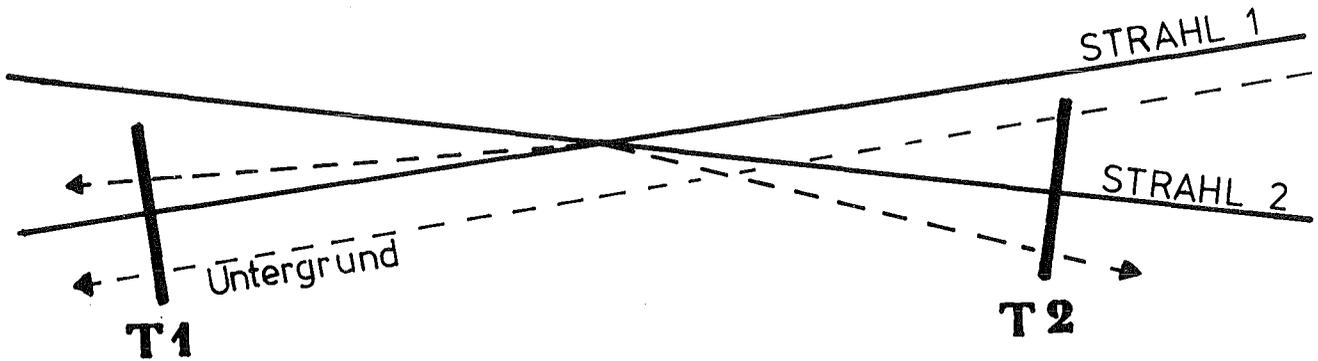


Fig. 6: Auslegung des Monitorsystems am "Split-Field"-Magneten

Das Monitorsystem T1T2 besteht aus 2 Szintillationszählerhodoskopen, die jeweils in 6 m Abstand von der Wechselwirkungszone eine Fläche von 1.2 m Höhe und 1.95 m Breite aufspannen.

Für die Rate von p-p-Ereignissen, die zeitlich koinzidente Signale in T1 und T2 auslösen, gilt:

$$\dot{N}_{\text{MON}} = L \cdot \sigma_{\text{MON}} \quad (4)$$

$\sigma_{\text{MON}}$  steht für den vom Monitorsystem nachgewiesenen Teil des totalen p-p-Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{\text{tot}}$ .

Mißt man  $\dot{N}_{\text{MON}}$  während des Zeitintervalls, in dem das Detektorsystem des Spektrometers für die Aufnahme eines speziellen Ereignisses sensitiv ist, so kann mit bekanntem  $\sigma_{\text{MON}}$  die Rate spezieller Ereignisse auf die Monitorzählrate geeicht werden. Es gilt:

$$\dot{N}_{\text{Sp}} = \frac{\dot{N}_{\text{MON}}}{\sigma_{\text{MON}}} \cdot \sigma_{\text{Sp}} \quad (5)$$

Zur Bestimmung von  $\sigma_{Sp}$  wird die Monitorkonstante  $\sigma_{MON}$  benötigt. Sie wird unabhängig von der Datenaufzeichnung in einem gesonderten Meßlauf bestimmt.

### 2.1.5 Van der Meer-Methode zur Messung von L; Bestimmung von $\sigma_{MON}$

Zur Berechnung von L nach (3) muß  $h_{eff}$  bestimmt werden. Die benötigten Stromwerte  $I_1, I_2$  werden von der ISR-Kontrollgruppe gemessen. Die übrigen Größen sind bekannte Konstanten.

Das Van der Meer-Verfahren führt zur Bestimmung von  $h_{eff}$  |Ref. 10|. Die Strahlen werden am Kreuzungspunkt in vertikaler Richtung relativ zueinander versetzt. Bei jeder eingestellten Versetzung wird die Zahl der Koinzidenzen zwischen T1 und T2 pro Zeiteinheit  $R(T1T2)/\Delta t$  gemessen. Da nur Signale berücksichtigt werden sollen, die durch Sekundärteilchen von p-p-Wechselwirkungen ausgelöst werden, muß die Rate zufälliger Koinzidenzen subtrahiert werden. Die Zufälligenrate  $R_Z(T1T2)/\Delta t$  wird durch künstliche Zeitverschiebung der T1- und T2-Signale gegeneinander bestimmt.

Für  $N_{MON}/\Delta t$  erhält man:

$$N_{MON}/\Delta t = (R(T1T2) - R_Z(T1T2))/\Delta t$$

Die Rate  $N_{MON}/\Delta t$  hängt von der relativen Strahlversetzung  $z_1 - z_2$  ab, wie in Fig. 7 dargestellt ( $z_1, z_2$  = absolute Vertikalverschiebung). Die Position des Maximums entspricht maximaler Überlappung der vertikalen Strahlintensitätsverteilungen.  $h_{eff}$  erhält man durch Integration der Kurve und Division des Integrals durch den maximalen Ordinatenwert.

$h_{eff}$  in (3) eingesetzt liefert die Luminosität L, der die maximale Zählrate  $N_{MON}(MAX)$  entspricht. Damit erhält man für  $\sigma_{MON}$ :

KOINZIDENZRATE

[  $\text{sec}^{-1} \text{A}^{-2}$  ]

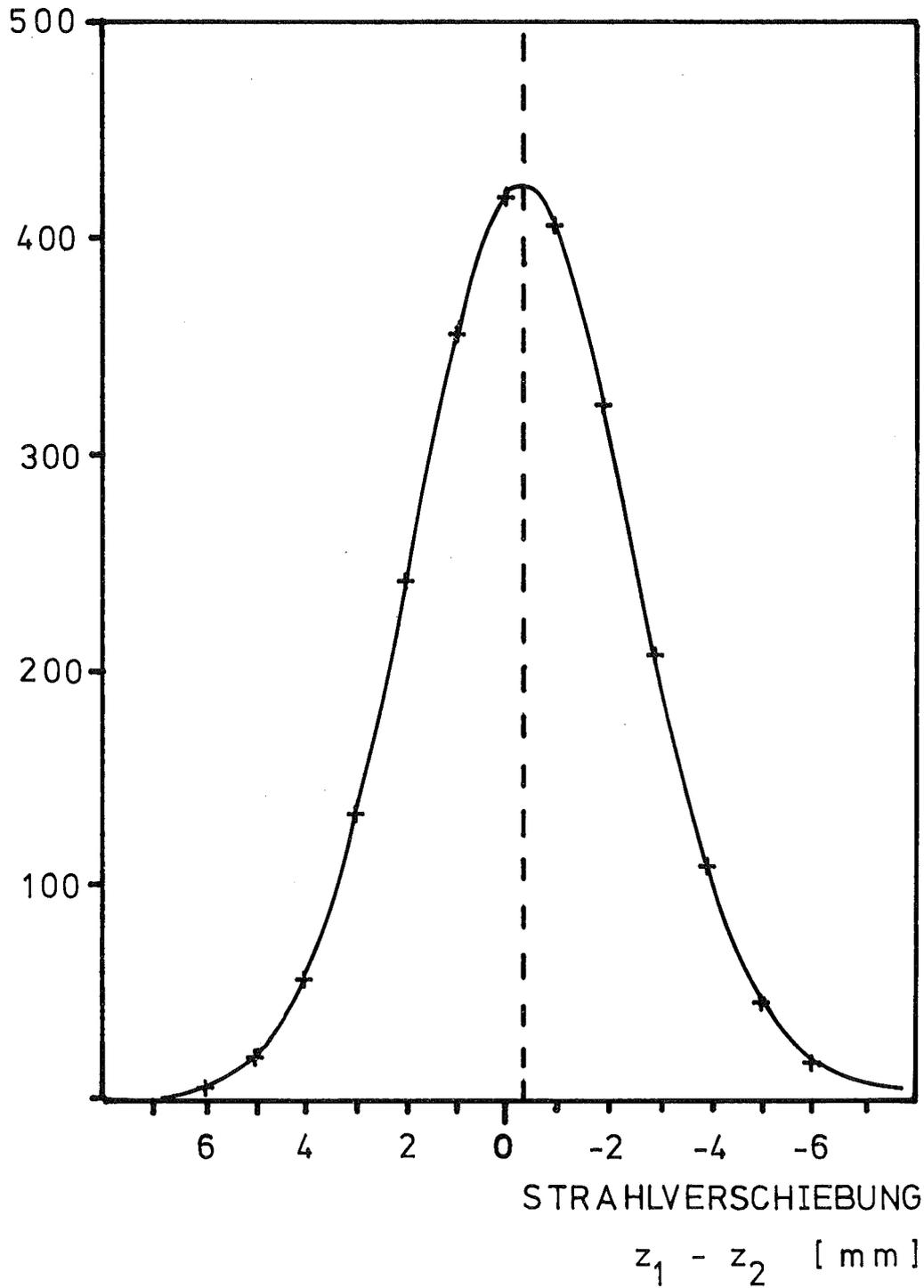


Fig. 7: Verteilung der Strahl-Strahl-Wechselwirkungsrate zur Bestimmung von  $h_{\text{eff}}$  (ISR-Meßlauf 668).

$$\sigma_{\text{MON}} = \frac{\dot{N}_{\text{MON}}(\text{MAX})}{L}$$

Hiermit kann jeder Wirkungsquerschnitt nach (5) bestimmt werden.

Vor dem ISR-Meßlauf 668 wurde die in Fig. 7 dargestellte Messung bei der Strahlenergie  $\sqrt{S} = 52.5$  GeV durchgeführt. Es ergab sich für:

$$h_{\text{eff}} = 5.48 \text{ mm}$$

Mit den Strömen  $I_1 = 5.79$  A,  $I_2 = 5.76$  A und  $\alpha = 8.98^\circ$  (siehe Tabelle 2) ist:

$$L = 0.51 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

Damit ist:

$$\sigma_{\text{MON}} = \frac{\dot{N}_{\text{MON}}(\text{MAX})}{L} = 28.9 \text{ mb}$$

Das Zeitdifferenzfenster für T1T2-Koinzidenzen ist so eng gewählt, daß es nur durch gleiche Teilchenflugzeiten von der Wechselwirkungszone aus erfüllt werden kann. Sukzessives Ansprechen von T1T2, ausgelöst durch Teilchen die am Strahl entlang fliegen und das Detektorsystem triggern können, zeigt Untergrund von Strahl-Restgas-Stößen an, der als Ereignis ausgeschlossen wird. In Fig. 6 ist eine Trajektorie dieser Art eingetragen. Die Kontamination der hier ausgewerteten Ereignisse durch zufällige T1T2-Koinzidenzen war  $\leq 1\%$ .

## 2.2 Das "Split-Field"-Magnetspektrometer (SFM)

Mit dem "Split-Field"-Magnetspektrometer (SFM) sind im nahezu vollen Raumwinkel um die p-p-Wechselwirkung Nachweis und Impulsmessung geladener Sekundärteilchen möglich [Ref. 11]. Das Spektrometer besteht aus Magnet und Detektorsystem für die Trajektorien geladener Teilchen. Das Detektorsystem ist aus Vieldrahtproportionalkammern zusammengesetzt. Das gesamte System umfaßt etwa 70.000 Zähldrähte.

### 2.2.1 Der Magnet

Das Magnetfeld soll für den größtmöglichen Teil geladener Sekundärteilchen eines Ereignisses durch Krümmung der Trajektorien die Messung von Impuls und Ladung gestatten. Das erfordert ein großes magnetisches Feldvolumen um die Wechselwirkungszone. Der Einfluß des Feldes auf die Protonenstrahlen muß sich jedoch beim Durchlaufen des SFM-Systems zu Null mitteln, d.h.  $\int B \, dl = 0$  muß erfüllt sein.

Die Bedingungen werden durch das SFM-Magnetsystem (Fig. 8) erfüllt. Es besteht aus dem eigentlichen Spektrometermagneten und 2 Kompensatormagneten für jeden Strahl [Ref. 12].

Der SFM-Hauptmagnet erzeugt ein Quadrupolfeld. In der vertikalen Mittelebene verschwindet die Feldstärke im eisenfreien Raum. Beiderseits dieser Ebene ist die Feldrichtung entgegengesetzt. Der größte Feldgradient verläuft senkrecht zur Mittelebene. Wegen der Größe des Polabstandes (1.1m) ist das Feld bis auf kleine Bereiche um die Polzentren inhomogen. Es wurde an 25.000 Stützstellen ausgemessen, damit es für die Impulsbestimmung benutzt werden kann.

Im Hauptmagneten durchläuft ein Strahl ungleiche Strecken entgegengesetzt magnetisierter Volumina. Außerdem schützt ein Abschirmkanal ("Shim") gegen Defokussierungseffekte beim schrägen Durchlaufen des Randfeldes am Magneteintritt. Ein kleiner Kompensatormagnet nimmt die Ablenkung des

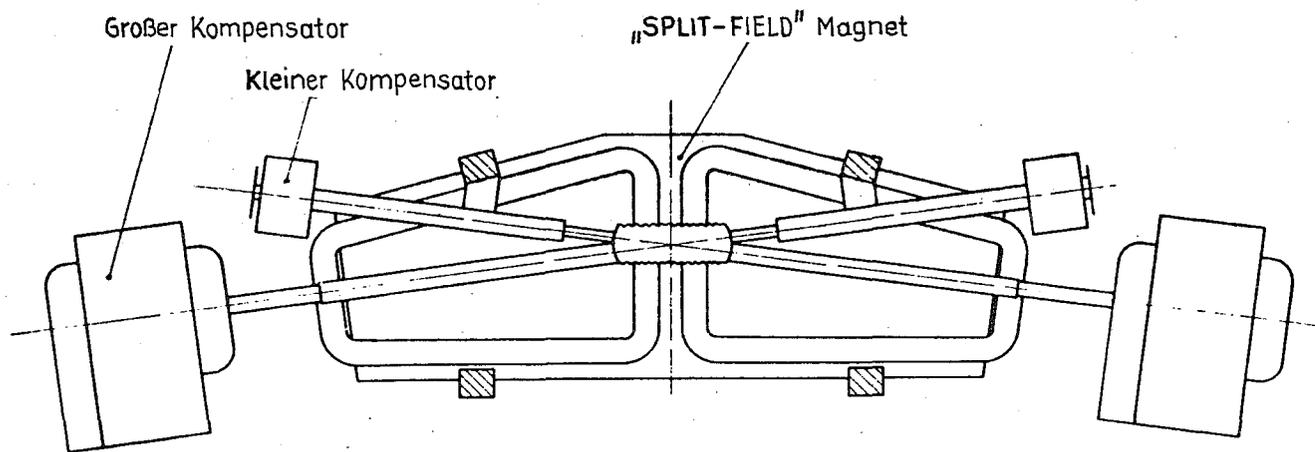
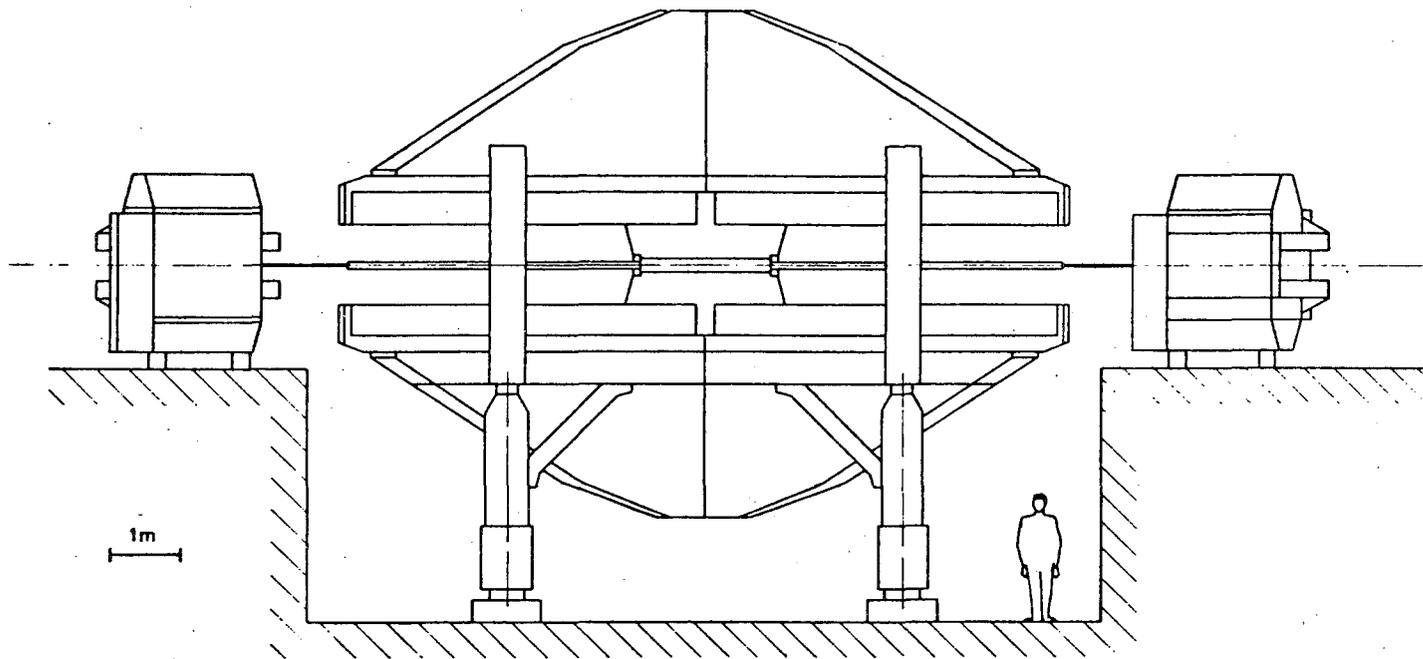


Fig. 8: Ansicht und Grundriß des "SPLIT-FIELD"-Magnetsystems

nachfolgenden Spektrometerarmes vorweg. Strahlabwärts von der Wechselwirkungszone wird die Ablenkung durch den zweiten Spektrometerarm vom großen Kompensatormagneten ausgeglichen. Damit kann für jeden Strahl die Bedingung  $\int_{\text{SFM}} B \, d\ell = 0$  erfüllt werden. Die großen Kompensatormagnete haben einen vergrößerten Polschuhabstand. Ihr Feld kann deshalb noch zur Impulsanalyse für Teilchen bei kleinen Erzeugungswinkeln benutzt werden. Die technischen Daten des Spektrometermagneten sind in Tabelle 1 zusammengefaßt [Ref. 12].

TABELLE 1: "Split-Field"-Magnet (SFM)

Nutzbares magnetisches Feldvolumen	28	m <sup>3</sup>
Maximale Feldstärke	1.14	Tesla
Polabstand	1.1	m
Länge	10.5	m
Breite in der vertikalen Mittelebene	3.5	m
Höhe	7.2	m
Strom bei maximalem Feld	6250	Ampere
Spannung	650	Volt
Leistungsverbrauch	≈ 4	Megawatt
Eisengewicht	840	Tonnen
Kupfergewicht (Spulen)	42	Tonnen

Der Magnet wird bei 4 nominalen Feldstärken betrieben. Der Strahlverlauf, insbesondere der Kreuzungswinkel  $\alpha$ , wird sowohl von der Magnetfeldstärke als auch von der Strahlenergie bestimmt. In Tabelle 2 ist die  $\alpha$ -Abhängigkeit von beiden Größen angegeben.

TABELLE 2: Strahlkreuzungswinkel  $2\alpha$  im SFM

MAXIMALE FELDSTÄRKE  TESLA	MITTLERER STRAHLIMPULS  GeV/c				
	31.460	26.588	22.505	15.376	11.780
1.14	17.832 <sup>o</sup>	18.392 <sup>o</sup>	19.049 <sup>o</sup>		
1.00	17.477 <sup>o</sup>	17.971 <sup>o</sup>	18.552 <sup>o</sup>		
0.85	17.080 <sup>o</sup>	17.503 <sup>o</sup>	17.998 <sup>o</sup>	19.494 <sup>o</sup>	
0.65	16.532 <sup>o</sup>	16.854 <sup>o</sup>	17.232 <sup>o</sup>	18.372 <sup>o</sup>	19.471 <sup>o</sup>
0.50	16.113 <sup>o</sup>	16.359 <sup>o</sup>	16.647 <sup>o</sup>	17.516 <sup>o</sup>	18.353 <sup>o</sup>
0.00	14.773 <sup>o</sup>	14.773 <sup>o</sup>	14.773 <sup>o</sup>	14.773 <sup>o</sup>	14.773 <sup>o</sup>

Alle Meßdaten für diese Arbeit wurden bei  $\sqrt{s} = 52.5$  GeV genommen. Die entsprechende Strahlenergie ist  $E_p \approx 26.5$  GeV. Die benutzte SFM-Feldstärke war  $B_{SFM} = 1.00$  Tesla. Dies ergibt für den Kreuzungswinkel  $2\alpha = 17.971^o$ .

### 2.2.2 Das Detektorsystem

Das Detektorsystem soll um die Wechselwirkung die Rekonstruktion der Trajektorien geladener Sekundärteilchen ermöglichen. Es stellen sich folgende Forderungen an seine Eigenschaften. Das Detektorsystem

- darf Teilchen nur wenig Materie entgegenstellen, damit der Spurnachweis nicht durch Wechselwirkung gestört wird;
- muß innerhalb eines starken Magnetfeldes arbeiten;
- muß immer und für viele Teilchen gleichzeitig sensitiv sein;
- muß den größtmöglichen Teil des Feldvolumens für den Spurnachweis ausnutzen;
- muß selbsttriggerbar betrieben werden können;
- muß genaue Bestimmung von Ortskoordinaten auf einer Teilchentrajektorie erlauben.

Das Detektorsystem des Split-Field-Magneten (Fig. 9) besitzt die geforderten Eigenschaften [Ref. 13,14]. Zur geometrischen Kennzeichnung registrierter Signale wird das in Fig. 9 eingezeichnete, rechtshändige Koordinatensystem verwendet, dessen y-Achse den Winkel zwischen ein- und auslaufendem Strahl halbiert.

Der Detektor kann in 3 geometrische Bereiche unterteilt werden. Die zwei Vorwärtsteleskope sind spiegelsymmetrisch zur vertikalen Mittelebene des Magneten angeordnet. Sie gestatten den Spurennachweis in den beiden Bereichen kleiner Polarwinkel. Jedes der beiden Teleskope besteht aus 12 Proportionalkammern, von denen jede  $100 \times 200 \text{ cm}^2$  Fläche aufspannt, und 2 kleinen Kammern mit  $35 \times 96 \text{ cm}^2$  Fläche im großen Kompensatormagneten. Die 12 großen Kammern bilden paarweise Flächen, in denen die Durchtritts-orte der Teilchentrajektorien bestimmt werden. Die Strahlrohre verlaufen durch Ausschnitte in den Kammern.

In jeder Kammer sind zwei Zähldrahtebenen entlang der beiden Abmessungen gespannt. Negative Hochspannung liegt an Flächenelektroden, die den Gasraum um die Zähldrähte abschließen. Zwei Elektroden sind in 5 cm breite Streifen unterteilt, die schräg zu beiden Drahtrichtungen verlaufen. Das liefert eine zusätzliche Ortsinformation für Zuordnungsentscheidungen, falls mehrere Teilchen die Kammer passiert haben.

Der Zentraldetektor überdeckt den komplementären Bereich großer Polarwinkel. Die Wechselwirkungszone wird von 4 "gepackten" Kammereinheiten eingeschlossen. Die Einheiten ober- und unterhalb der Zone enthalten 9, die seitlichen 10 Zähldrahtebenen. Da die Hochspannungselektroden hier nicht zur Ortsinformation benutzt werden können, enthält jede Einheit 2 Ebenen, in denen die Drähte schräg mit  $15^\circ$  Neigung zur kurzen Kammerabmessung verlaufen. Die Einheiten über und unter der Wechselwirkungszone enthalten wegen beschränktem Raum nur 3 Drahtebenen parallel zur kurzen Abmessung. In größeren Abständen befinden sich in x-Richtung je 2 weitere Kammern mit je 3 Drahtebenen, von denen eine in schräger Richtung ( $15^\circ$ ) verläuft. In allen Kammern des Zentraldetektors beträgt der Drahtabstand 4 mm.

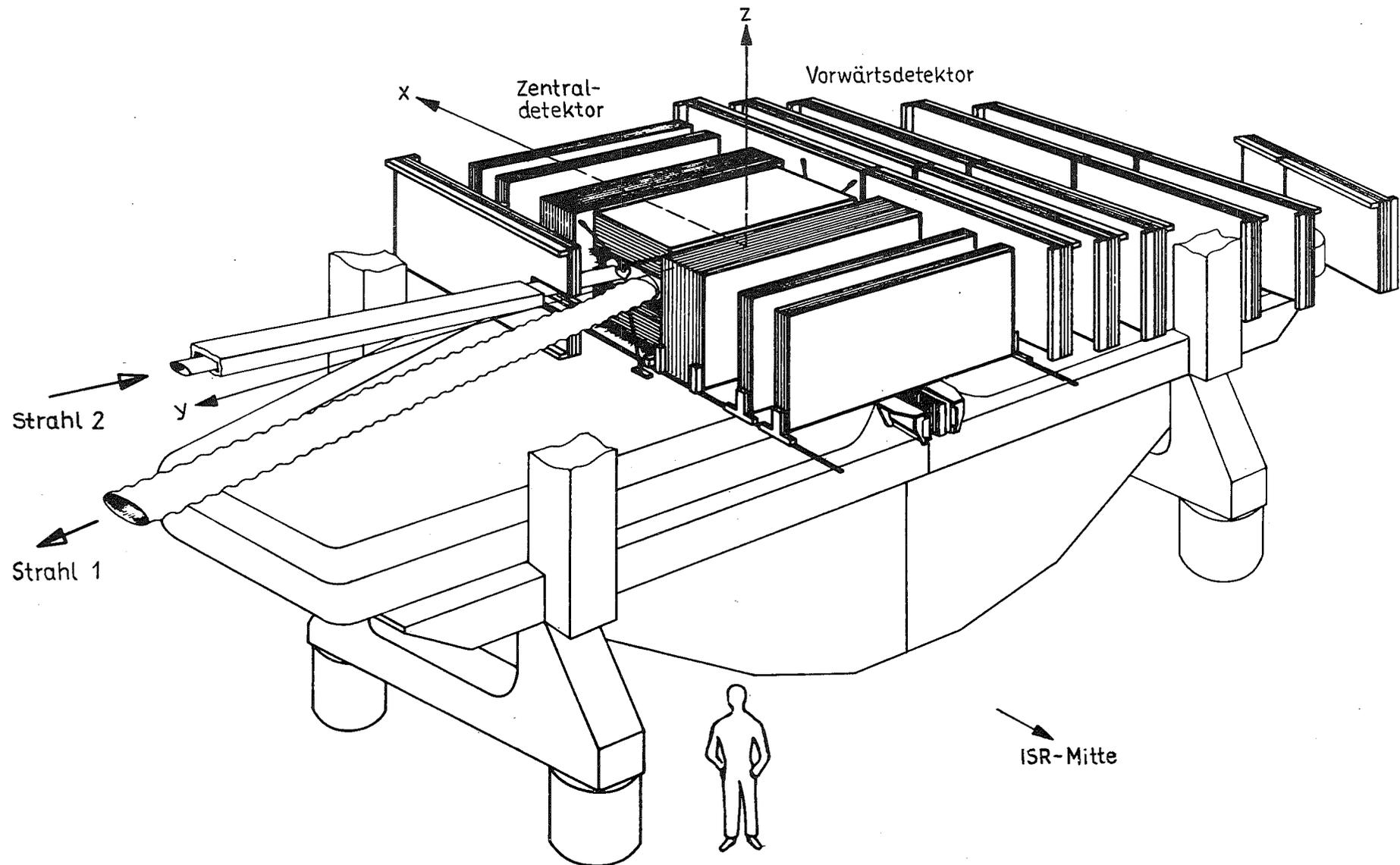


Fig. 9: Aufriß des "Split-Field"-Magneten mit Detektor aus Vieldrahtproportionalkammern

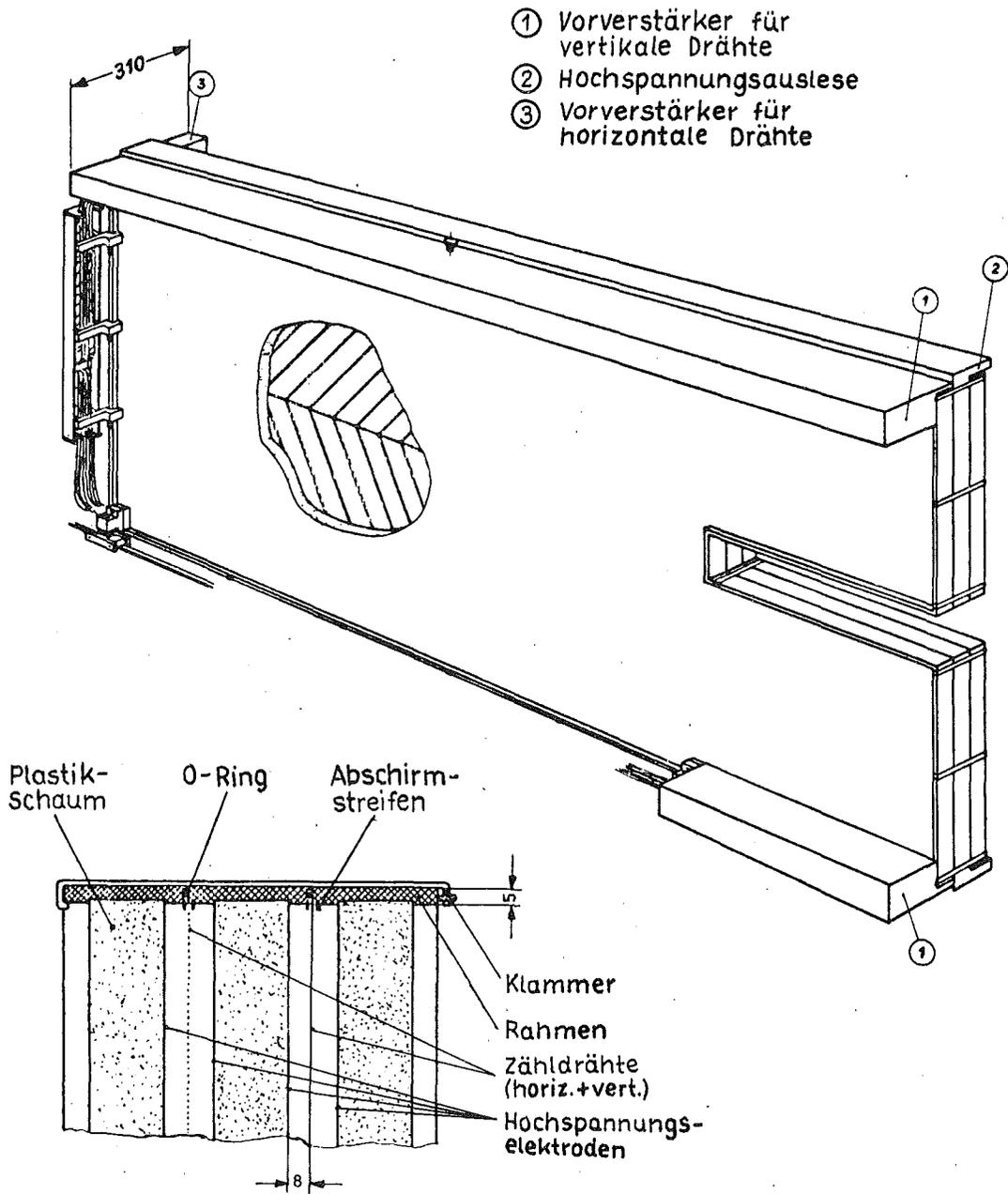


Fig. 10: Aufriß einer SFM-Proportionalkammer

Durch selbsttragende Bauweise wurden solide Kammerrahmen vermieden, die ansonsten die Zugkräfte der gespannten Drähte aufnehmen |Ref. 13|. Die sensitive Kammerfläche ist auf den größtmöglichen Teil der Gesamtfläche ausgedehnt, so daß das gesamte Magnetfeldvolumen für den Spurennachweis ausgenutzt wird. (Fig. 10). Ein schwacher (5 mm) Rahmen wird durch Plastikschaumplatten auseinandergehalten. Zur Stabilisierung, Einebnung und Abdichtung sind die Schaumflächen mit dünnen (0,2 mm) glasfaserverstärkten Epoxyplatten beklebt, auf denen die Hochspannungselektroden als Silberschichten (0,5  $\mu\text{m}$ ) aufgesprüht sind. Die 2 inneren Elektroden (Fig. 10) sind nach Fischgrätenmuster in 5 cm breite Streifen unterteilt. Die Gasfüllung besteht aus 53% Argon, 40% Isobutan und 7% Methylal. Vom ionisierenden Teilchen freigesetzte Elektronen werden schnell zu den Drähten abgesaugt. Die schweren, langsam driftenden Ionen induzieren ein negatives Spannungssignal auf dem Zähl draht und ein positives mit wesentlich kleinerer Amplitude auf der Hochspannungsflächen elektrode. Die Zähl drahtsignale und das Hochspannungssignal des benachbarten Streifens werden durch Verstärker, die an der Kammer angebracht sind, als elektronische Information zur Verfügung gestellt. Die Wahrscheinlichkeit einer Teilchenwechselwirkung mit dem Kammermaterial wird durch die Strahlungslänge  $x_0$  für elektromagnetische, bzw. die Kollisionslänge  $L_0$  für starke Wechselwirkungen festgelegt. Die effektiven Strahlungs- bzw. Kollisionslängen für eine Kammer einheit der Vorwärtsteleskope sind:

$$x_{0\text{eff}} = 0.017 x_0 ; \quad L_{0\text{eff}} = 0.009 L_0 .$$

### 2.2.3 Trigger und Ereignisregistrierung

Ereignisse mit einem Teilchen bei großem Transversalimpuls treten 3-5 Größenordnungen seltener auf als normale p-p-Wechselwirkungen. Solche Ereignisse müssen deshalb durch einen Trigger ausgewählt werden, wenn hinreichende Statistik für ihre Untersuchung vorliegen soll. Das wurde er-

reicht, indem Teilbereiche des Detektors zum Selbsttriggern benutzt wurden. Die prinzipielle Arbeitsweise des Triggers soll im folgenden beschrieben werden.

Bei festgelegtem Polarwinkel wird eine Spur mit begrenzter Sagitta verlangt. Der dadurch definierte minimale Totalimpuls und der Polarwinkel legen eine untere Grenze für den Transversalimpuls des zugehörigen Teilchens fest. Die in Fig. 11 eingetragenen Sektoren (schraffiert) zeigen den verwendeten Polarwinkelbereich. Zur Erweiterung der Triggerakzeptanz wurde das logische "ODER" beider Spektrometerarme benutzt [Ref. 15].

Der Ablauf der Triggerentscheidung soll am Weg eines Zähldrahtsignals durch die Entscheidungslogik bis zur Datenspeicherung auf Magnetband verfolgt werden (Fig. 12).

---

#### Stufe 1

---

Spricht nach einer p-p-Wechselwirkung ein Zähldraht auf ein Teilchen an, so wird das Signal und sein Antisignal vom Verstärker an der Kammer über ein Paar verdrehter Drähte über 66 m aus dem ISR-Tunnel in den Kontrollraum des Experimentes geschickt. Ein Diskriminator prüft die Differenz der zwei Signalamplituden und erzeugt ein Ausgangssignal, falls sie größer als die Diskriminatorschwelle ist (Fig. 12). Systematische Störungen der Signale auf dem langen Laufweg werden durch die Differenzabfrage eliminiert.

---

#### Stufe 2

---

Jedes Signal stößt einen monostabilen Multivibrator an, der es für  $\approx 500$  nsec speichert. In dieser Zeit wird eine Triggervorentscheidung gefällt.

Für jede Kammerebene steht ein "ODER"-Signal (FOR) von 256 aufeinanderfolgenden Drähten zur Verfügung. Für eine Kammer des Vorwärtsdetektors (Fig. 10, Fig. 12) ergibt dies vier 256er Gruppen vertikaler Drähte. Den 6 Kammern eines Vorwärtsteleskops wird das Signal derjenigen 256er Gruppen entnommen, die mit dem Polarwinkelbereich überlappen. Für jede Kammer wird mindestens ein Signal eines vertikalen Drahtes aus den betreffenden Gruppen verlangt ("Fast Decision"). Ist diese Bedingung zeitlich koinzident er-

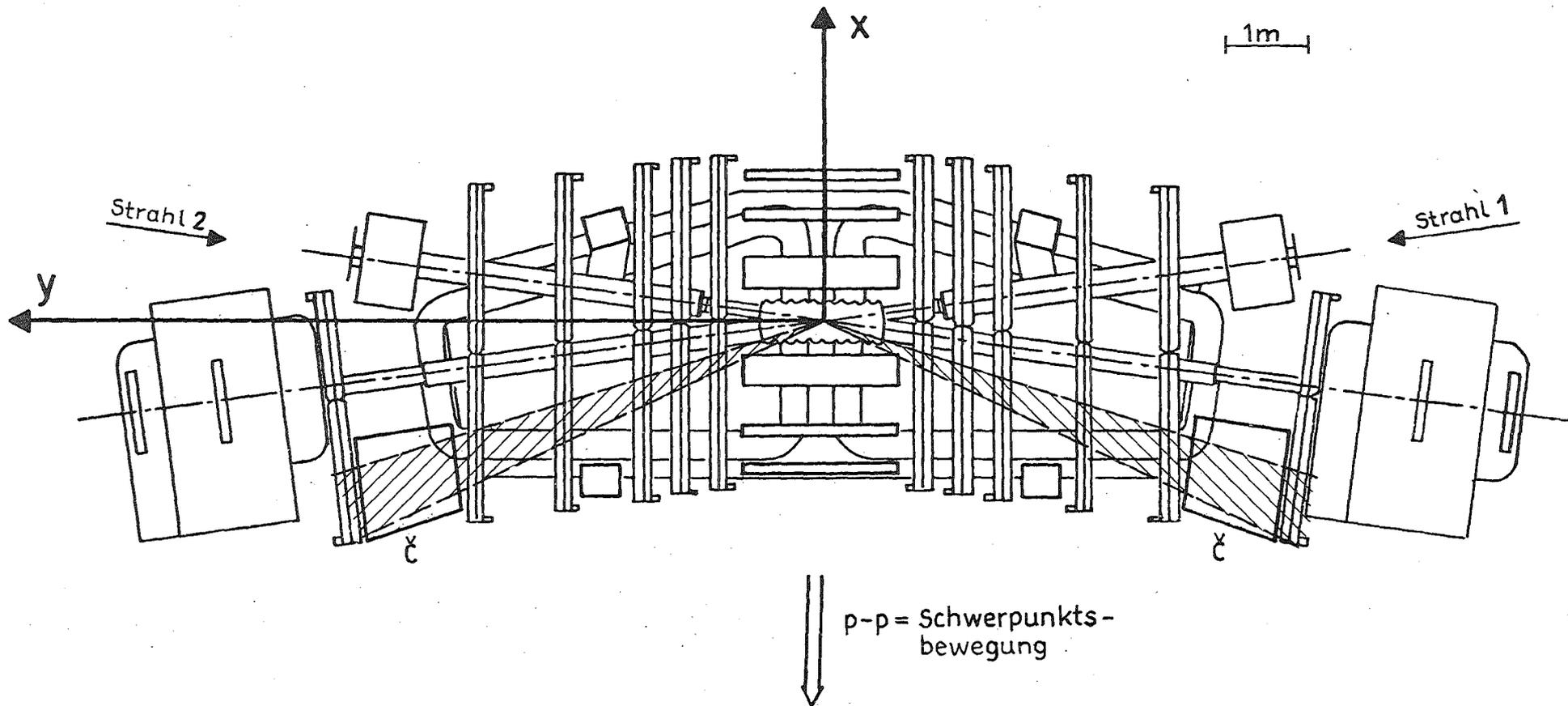


Fig. 11: Grundriß des SFM mit geometrischen Bereichen des Triggers für hohe Transversalimpulse und Schwellencerenkovzähler (C).



füllt, so werden durch das Signal STROBE alle Drahtsignale des Detektorsystems in gesetzten MEMORY-FLIP-FLOP's zeitlich unbegrenzt gespeichert. Wird kein STROBE erzeugt, ist das Ereignis verworfen.

---

Stufe 3

---

Auf diesem Niveau wird mit 8-fach besserer Ortsauflösung überprüft, ob die Drahtsignale innerhalb eines Sektors eine Teilchenspur repräsentieren können.

Aus dem MEMORY erhält man das "ODER" von 32 aufeinanderfolgenden Drähten. 32 Drähte entsprechend 6.4 cm breiten Streifen. Man betrachtet die Streifenstruktur der letzten Kammern, von der Wechselwirkungszone aus gesehen, als Referenzhodoskop. Mit einem vertikalen Streifen kann man Streifen in den davorliegenden Kammern so korrelieren, daß eine "Straße" für Spuren bis zu einer maximalen Sagitta definiert wird (Fig. 13).

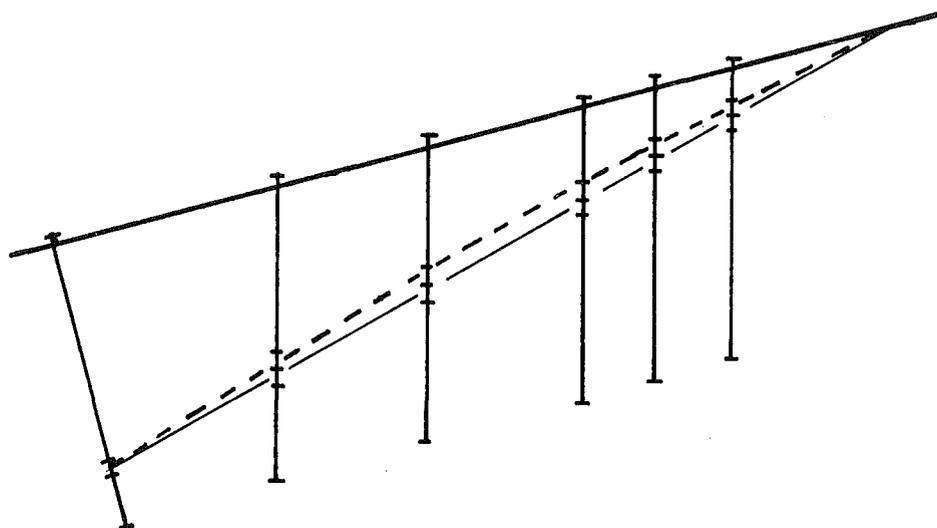


Fig. 13: "TRIGGERSTRASSE" für negative Teilchen

Solche "Straßen"-Korrelationen wurden für jede vertikale 32er-Referenz-

gruppe der letzten Kammer innerhalb des Polarwinkelbereiches gebildet. Ebenso wurden einfache Korrelationen für geradlinige Spuren in der magnetfeldlosen Projektion der horizontalen Zähldrähte aufgestellt.

In der langsamen Entscheidung ("Slow Decision") wird geprüft, ob in jeder der 6 Kammern Signale aus 32er Drahtgruppen vorliegen, die einer der vorgegebenen Triggerstraßen angehören. Diese Bedingung muß in beiden Projektionen erfüllt sein.

Damit ist das Ereignis akzeptiert. Alle zu diesem Ereignis gehörenden Meßdaten werden daraufhin durch einen "on-line"-Computer auf Magnetband gespeichert.

Die Information besteht aus 2 Blöcken:

- alle Adressen der in diesem Ereignis angesprochenen Zähldrähte werden aufgezeichnet;
- ein CAMAC-System enthält alle Meßdaten, wie: Monitorzählraten, technische Kontrolldaten, Meßdaten zusätzlicher Apparaturen (z.B. Cerenkovzähler).

#### 2.2.4 Die Cerenkovzähler

Im Raumwinkelbereich des Triggers können mit Schwellencerenkovzählern (s. Fig. 11) Pionen in den triggernden Teilchen identifiziert werden. Wegen der Spiegelsymmetrie der Vorwärtsteleskope braucht nur ein Triggerarm betrachtet zu werden.

Zwischen der fünften und der Referenzkammer des Triggers sind ober- und unterhalb der Strahlebene zwei voneinander unabhängige Cerenkovzähler angebracht. Fig. 14 zeigt den Aufbau einer Zählereinheit.

Der Gasbehälter enthält FREON 13 ( $C Cl F_3$ ) bei atmosphärischem Druck, dessen Brechungsindex  $n = 1.000\ 780$  ist.

Ein optisches System transportiert das im Gas erzeugte Cerenkovlicht von der Teilchenbahn weg auf die Kathoden von Photovervielfachern zum elektro-

# SFM-ČERENKOVZÄHLER

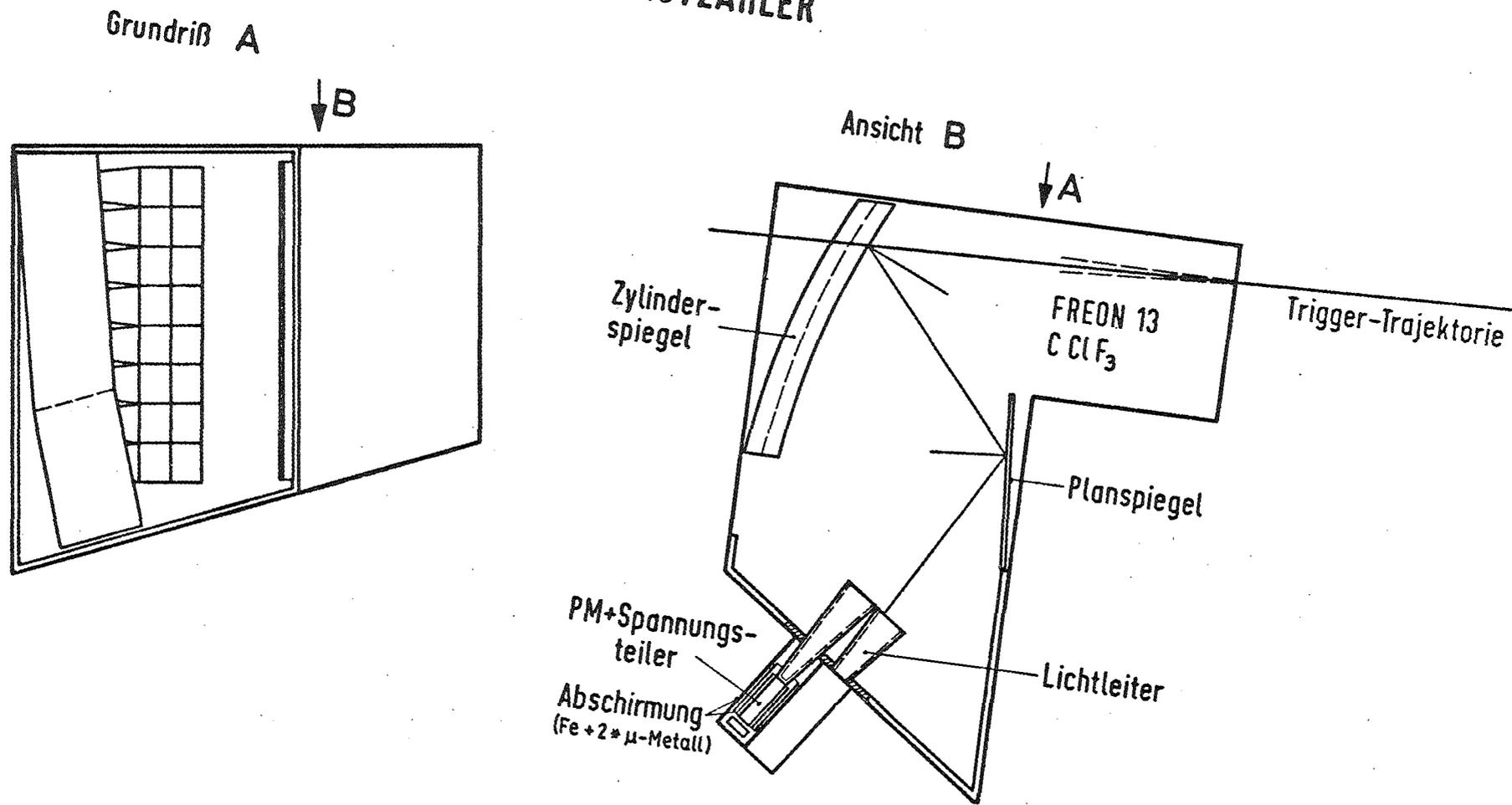


Fig. 14: Grundriß und Ansicht einer SFM-Cerenkovzählereinheit

nischen Nachweis.

Der Brechungsindex  $n$  legt für Pionen eine Totalimpulsschwelle von  $p_{\text{tot}} \geq 3.6 \text{ GeV}/c$  für die Cerenkovlichterzeugung fest. Für Kaonen bzw. Protonen beträgt der Mindestimpuls  $p_{\text{tot}} \geq 12.6 \text{ GeV}/c$  bzw.  $23.8 \text{ GeV}/c$ . Die mittlere Gaslänge  $\langle L_{\text{GAS}} \rangle$ , auf der ein Teilchen Cerenkovlicht erzeugen kann, ist:  $\langle L_{\text{GAS}} \rangle = 1.1 \pm 0.1 \text{ m}$ . Diese Länge ist durch das Detektorsystem des Split-Field-Magnetspektrometers begrenzt.

Das optische System besteht aus 2 großen Spiegeln und innen verspiegelten Lichtfängern, welche das auf einer  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  Fläche ankommende Licht auf die Photokathoden mit 5 cm Durchmesser sammeln. Der erste vom Licht erreichte Spiegel ist in Vertikalrichtung gekrümmt (Radius = 2.4m). Nach einer zweiten Reflexion an einem Planspiegel werden die Lichtfänger erreicht, die eine Gesamtfläche von  $20 \times 80 \text{ cm}^2$  aufspannen. Durch die Spiegelkrümmung und die Änderung des Anstellwinkels in der Horizontalen wird Fokussierung auf die Lichtfängerakzeptanz erreicht. Nach 35 cm Lichtfängertiefe gelangt das Cerenkovlicht auf die Kathode eines Photomultipliers (PM). Alle reflektierenden Oberflächen sind durch Aluminiumbedampfung hergestellt.

Das Randfeld des Magneten hat am Ort der PM's noch eine Stärke von  $B \approx 0.2 \text{ KG}$ . Jeder Photomultiplier ist deshalb durch ein Eisenrohr (1.7 cm Wandstärke) und 2 Metallrohre hoher Permeabilität abgeschirmt [Ref. 16].

Die verwendeten Photomultiplier vom Typ 56 DUVP haben nach Herstellerangabe im Spektralbereich  $280 \text{ nm} \leq \lambda \leq 440 \text{ nm}$  eine Konversionswahrscheinlichkeit  $\epsilon_k \geq 20\%$ . In diesem Bereich erwartet man für hochenergetische Pionen ( $\beta_\pi \approx 1$ ) die Erzeugung von  $\approx 100$  Photonen im Zähler (Fig. 15).

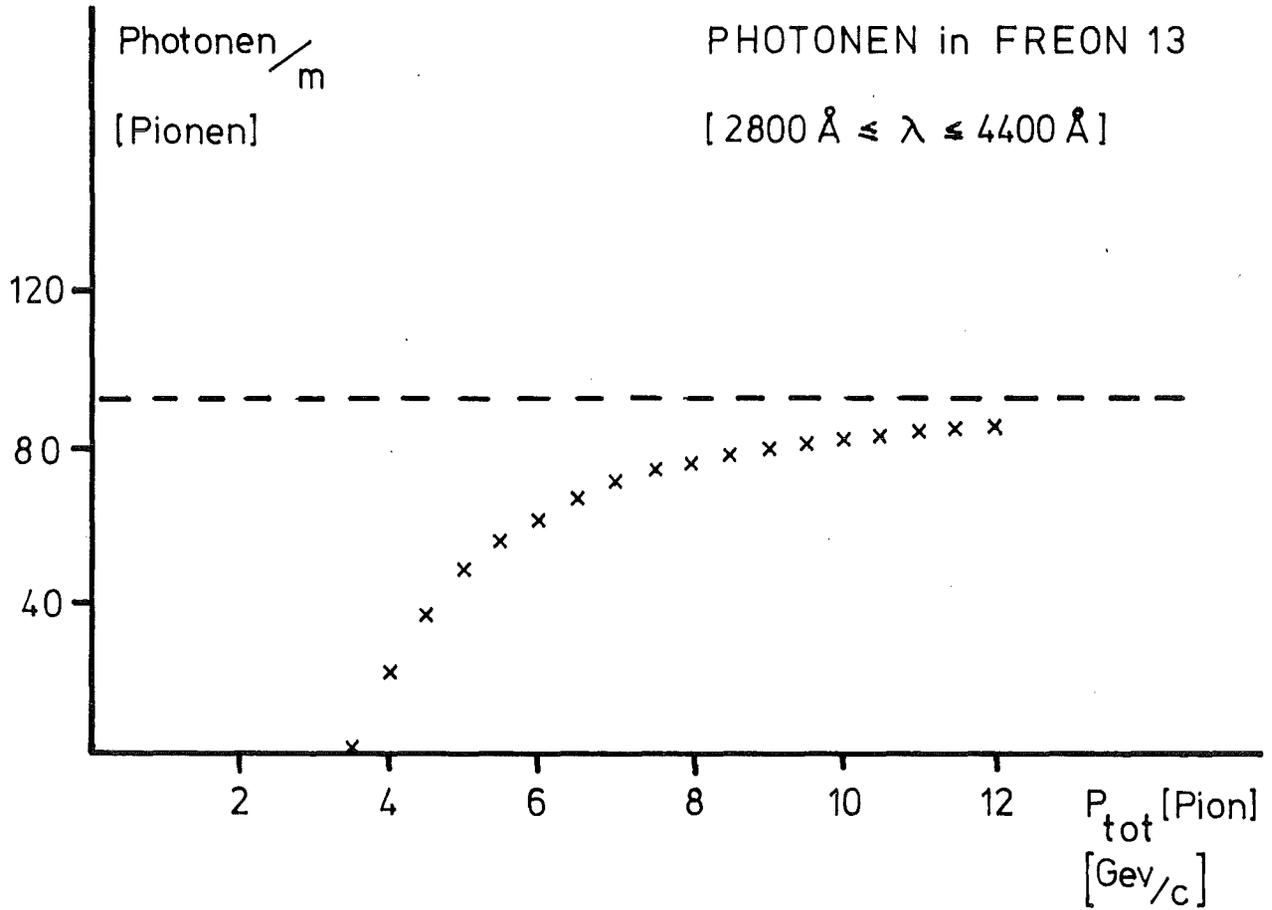


Fig. 15: Č-Lichterzeugung in Freon 13.

Für das Reflexionsvermögen der Spiegelflächen kann im obigen Wellenlängenintervall  $\epsilon_S \geq 80\%$  angenommen werden. Mit sichtbarem Licht wurde  $\epsilon_S \geq 86\%$  gemessen. In den Lichtfängern wird das Licht im Mittel zweimal reflektiert. Die Öffnung des Čerenkovlichtkegels für ein Pion mit  $p_{\text{tot}} = 6 \text{ GeV}/c$  ist  $\theta_C = 2^\circ$ . Damit beträgt die maximale horizontale (keine Fokussierung) Ausdehnung  $d_C$  des Kegels in der Lichtfängereintrittsebene  $d_C \approx 14 \text{ cm}$ .

Im Falle, daß Kegelachse und Lichtfängerachse koinzidieren, trifft nahezu die gesamt Intensität auf einen Photomultiplier. Man erwartet damit

für die mittlere Anzahl<sup>1</sup> erzeugter Photoelektronen  $n_e$ :

$$\langle n_e \rangle = \epsilon_S^4 * \epsilon_k * n_{\text{Photon}} \approx 0.8^4 * 0.2 * 70 \approx 5$$

Die Anzahl  $n_e$  pro Cerenkovsignal ist um diesen Wert nach Poisson verteilt. Das ergibt für den Nachweisverlust:

$$1 - \epsilon_{\chi} = e^{-\langle n_e \rangle} \approx 0.7\%$$

mit  $\epsilon_{\chi}$  = Nachweiswahrscheinlichkeit.

Im entgegengesetzten Fall trifft die Lichtkegelachse den Berührungspunkt von 4 Lichtfängern, d.h. die Intensität wird gleichmäßig auf 4 Zellen verteilt. Der Nachweisverlust pro Photomultiplier ist in diesem Falle  $1 - \epsilon_{\chi} \approx 24\%$ . Die Bedingung, daß nur einer der 4 möglichen PM's angesprochen haben muß, ergibt jedoch für den Nachweisverlust:  $(1 - \epsilon_{\chi})^4 \approx 0.4\%$ .

Die Raumwinkelakzeptanz einer Zählereinheit erlaubt getrennten Nachweis von zwei Teilchen gleichzeitig, falls der horizontale Abstand ihrer Trajektorie beim Eintritt in den Zähler größer als die Ortsauflösung des Nachweissystems ist. Die Zuordnung von Signal und durchlaufender Spur ist eindeutig, wenn man rechnerisch die Trajektorie durch das optisch System verfolgt und fordert, daß das Licht in den höchstens 4 Photomultipliern nachgewiesen ist, die den Auftreffort in der Lichtfängereintrittsebene umgeben. Fig. 16 zeigt die gemessene Ortsauflösung in einer horizontalen Ebene. Die Messungen, die auch die zugehörigen Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\epsilon$  ergaben, wurden mit einem Elektronenstrahl kleinen Querschnitts ( $\approx 1\text{cm}^2$ ) durchgeführt. Bei festem Einschubort streut der Lichtnachweis über zwei horizontal benachbarte Zellen, d.h. es lassen sich Teilchen mit mehr als 20 cm horizontalem Spurabstand getrennt nachweisen.

# NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEIT UND ORTSAUFLÖSUNG DER ČERENKOVZÄHLER

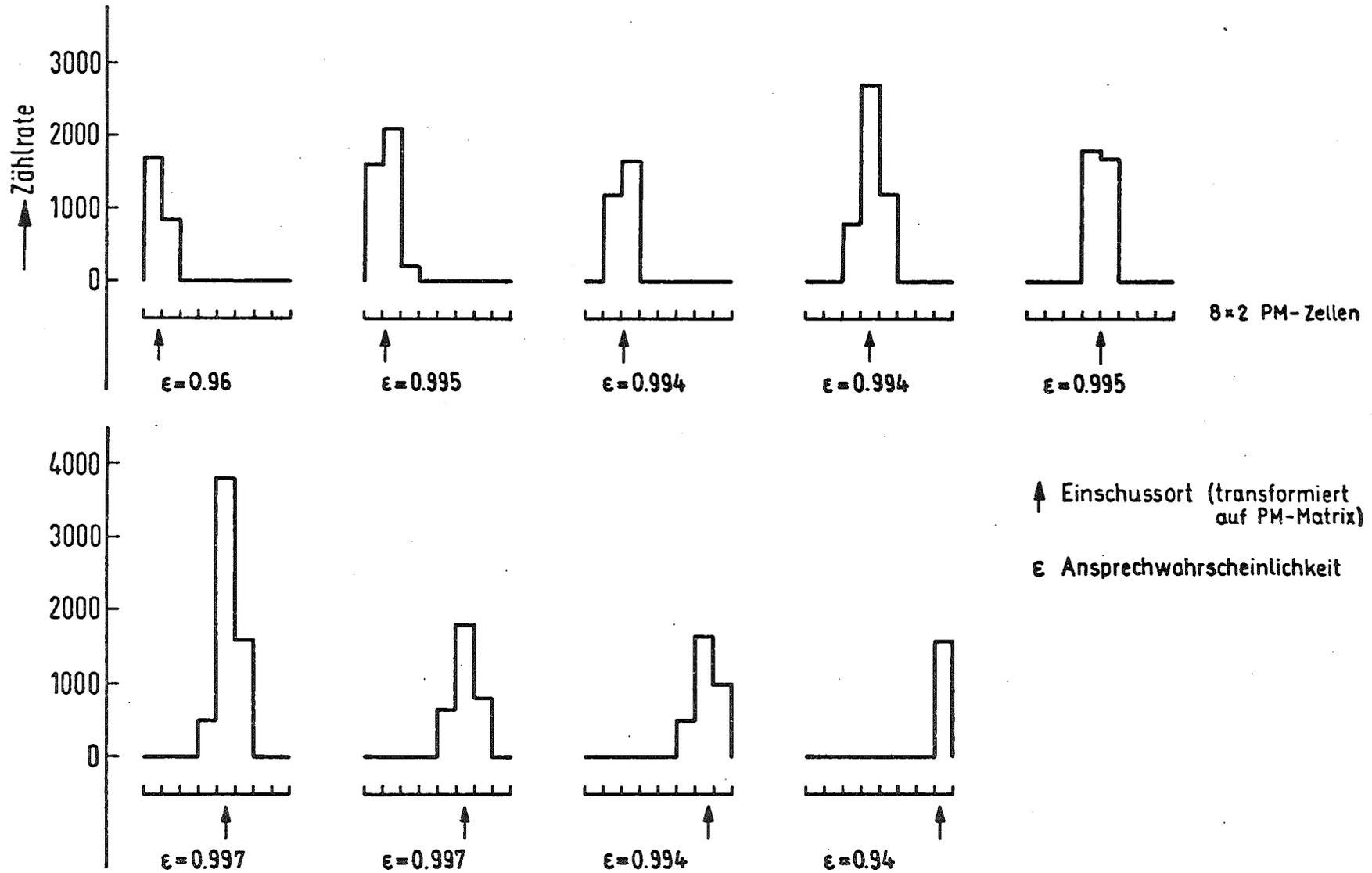


Fig. 16: Gemessene Ortsauflösung der SFM-Cerenkovzähler

### III. DATENAUSWERTUNG

#### 3.1 Spurenerkennung und Vertexrekonstruktion eines Ereignisses

Die Auswertung der Zähldrahtsignale eines Ereignisses erfolgt in zwei Schritten in den Programmen MARC und NICOLE.

Im Programm MARC wird die Spurerkennung durchgeführt [Ref. 17]. Es werden die Kammerpositionen, das SFM-Magnetfeld in tabellierter Form und für jedes Ereignis die Adressen angesprochener Zähldrähte eingegeben. Das Programm konstruiert Raumpunkte und versucht durch diese im inhomogenen Magnetfeld Spuren zu finden, die aus der Nähe der Wechselwirkungszone kommen. Die Ausgabedaten enthalten die Bestimmungsparameter und eine Impulsabschätzung für alle gefundenen Spurkandidaten.

Im Programm NICOLE [Ref. 18] werden die von MARC gefundenen Spurkandidaten nach einer Integrationsmethode im Magnetfeld verfolgt und bei zu großer Abweichung der Spurpunkte verworfen. Mit den verbleibenden Spuren wird eine Bestimmung des gemeinsamen Vertex durchgeführt. In der Standardversion werden hier die Spuren verworfen, welche durch ihre Richtung die Festlegung eines Vertex verhindern. Die Programmversion, in welcher zusätzliche Zerfallsvertices neutraler Teilchen gesucht werden, wird später behandelt.

Die Ausgabedaten enthalten:

- Ladung, Impuls und Richtungskosinus, sowie die entsprechenden Fehlermatrizen für jede akzeptierte Spur des Ereignisses;
- Vertexkoordinaten und ihre Fehler.

### 3.2 Triggerspurerkennung und Ereignis Selektion

Die Triggerkorrelationen zwischen Drahtgruppen verschiedener Kammern werden auf Grund der beschränkten Ortsauflösung (6.4 cm) häufig von mehreren zeitlich koinzidenten Teilchenspuren mit niedrigem Transversalimpuls, die sehr viel zahlreicher auftreten, erfüllt.

Aus Ökonomiegründen ist es deshalb notwendig nur solche Ereignisse mit der viel Rechenzeit beanspruchenden Programmkette MARC-NICOLE zu behandeln, die schon eine gute Triggerspur mit hohem Transversalimpuls enthalten.

Ein Selektionsprogramm versucht in einem Ereignis nur die Spur des triggernden Teilchens auf der Basis der Einzeldrahtsignale zu bestimmen, analog der in MARC für alle Spuren angewandten Prozedur. Die Impulsabschätzung wurde durch Berücksichtigung der Coulomb-Vielfachstreuung verfeinert, so daß die Resultate für die Triggerspur direkt zur Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts verwendet werden können. Wenn eine gute Triggerspur vorliegt, gibt das Programm einerseits ihre Bestimmungsgrößen aus, andererseits werden die originalen Daten (alle Drahtadressen eines Ereignisses und CAMAC-Information) kopiert, so daß sie für die Rekonstruktion des vollständigen Ereignisses mit MARC und NICOLE zur Verfügung stehen.

### 3.3 Definitionen

Es sollen die wichtigsten für die Darstellung der Ergebnisse benutzten Variablen eingeführt werden.

Das Vorzeichen der y-Achse (Fig. 9) gibt die Richtung des Longitudinalimpulses  $p_L$  an. Dieselbe Konvention wird für die Rapidität y angewandt,

die definiert ist durch:

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

E steht für die Teilchenenergie im p-p-Schwerpunktsystem.

Der normierte Longitudinalimpuls x (Feynman-Scaling-Variable) ist:

$$x = \frac{2p_L}{\sqrt{s}}$$

Der Azimuthwinkel  $\phi$  läuft von der positiven x-Achse ( $\phi = 0^\circ$ ) über die positive z-Achse (Fig. 9) nach  $\phi = 360^\circ$ .

### 3.4 Bestimmung der inklusiven Wirkungsquerschnitte für Teilchen mit grossem Transversalimpuls $p_T$

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte positiver Teilchen mit großem  $p_T$  wurden 3.5 Millionen Trigger aufgenommen. In 130.000 dieser Ereignisse erhält man eine Spur mit  $p_T > 1$  GeV/c.

Der lorentzinvariante, differentielle Wirkungsquerschnitt  $E(d^3\sigma/dp^3)$  muß durch die für die Teilchenspuren gemessenen Größen ausgedrückt werden:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = f(\Delta x, \Delta p_T, \Delta\phi)$$

mit:

$x$  = normierter Longitudinalimpuls

$\phi$  = Azimuthwinkel

$p_T$  = Transversalimpuls

$E$  = Teilchenenergie.

Das wird durch Umformung der Phasenraumzelle  $dp^3/E$  in Zylinderkoordinaten erreicht:

$$\begin{aligned} d^3\sigma &= f \cdot \frac{dp^3}{E} = f \cdot \frac{d\phi \cdot dp_T^2 \cdot dp_L}{E} \\ &= f \cdot d\phi \cdot dp_T \cdot dx \cdot \frac{\sqrt{s} \cdot p_T}{E} \end{aligned}$$

Das ergibt:

---

$$f = \frac{E d^3\sigma}{dp^3} = \frac{d^3\sigma}{d\phi dp_T dx} * \frac{E}{\sqrt{s} \cdot p_T} \quad (6)$$

---

Hiermit kann  $f$  direkt aus den Meßwerten bestimmt werden. Die Anzahl  $N$  der Ereignisse mit einem positiven Teilchen im Intervall  $d\phi dp_T dx$  ist dem Wirkungsquerschnitt proportional und kann nach der in (2.1.4) beschriebenen Methode normiert werden, falls die Akzeptanz der Meßapparatur für das Intervall bekannt ist. Die Akzeptanz muß in Abhängigkeit von den 3 Variablen bestimmt und  $N$  mit dem für das Intervall gültigen Wert korrigiert werden.

Zwei Akzeptanzkorrekturen wurden für jede Spur angebracht.

#### 1 Geometrische Akzeptanz

Die Zusammensetzung des Triggers aus "Straßen" verursacht starke

geometrische Variationen der Akzeptanz. Zusätzlich gibt es unempfindliche Kammerbereiche um Stützdrähte (support-lines) der Drahtebenen und ausgefallene Zähldrähte. Eine geometrische Beschreibung der komplizierten Struktur ist nicht möglich.

Die Akzeptanz wurde direkt in den kinematischen Variablen  $x, p_T, \phi$  mit der Monte-Carlo Methode bestimmt [Ref. 19]. Im Simulationsprogramm TRACMS [Ref. 17] werden über dem kinematischen Bereich des Triggers Teilchenspuren generiert, deren Startpunkt im Volumen der Strahlkreuzung variiert wird. Die Teilchenbahn kann durch Coulombvielfachstreuung in Strahlrohr- und Kammermaterie verändert werden, was in der Spurensimulation berücksichtigt werden muß. Das Programm gibt die Koordinaten des Startpunktes und der Durchstoßpunkte in den Detektorkammern aus.

Im Programm ACCEPT wird für jede generierte Spur geprüft, ob sie den Trigger erfüllt. Es wird eine Akzeptanztafel für Zellen  $(x+\Delta x, p_T+\Delta p_T)$  erstellt, die das Verhältnis von akzeptierten zu generierten Spuren enthält. Mit dem Reziprokwert  $W_{\text{GEO}}(x+\Delta x, p_T+\Delta p_T)$  wird die Anzahl  $N$  gemessener Teilchenspuren im entsprechenden Intervall gewichtet.

## 2 Absorptionswahrscheinlichkeit

Im Strahlrohr- und Kammermaterial können die Teilchen inelastisch wechselwirken. Es gilt für die reziproke Absorptionswahrscheinlichkeit  $W_{\text{ABS}}$ :

$$W_{\text{ABS}} = 1 + \frac{l_{\text{Fe}}}{L_{\text{coll}}(\text{Fe})} + 5 * L_{\text{coll}}(\text{Kammer})$$

wobei

$l_{\text{Fe}}$  = vom Teilchen durchlaufene Weglänge im Strahlrohrmaterial

$L_{\text{coll}}(\text{Fe})$  = Absorptionslänge von Eisen  
 $L_{\text{coll}}(\text{Kammer})$  = dem vom Kammermaterial gebildeten Bruchteil einer Absorptionslänge ist.

Damit erhält man für den Wirkungsquerschnitt:

$$E \frac{d^3}{dp^3} = \frac{N}{\Delta x \Delta \phi \Delta p_T} \cdot \frac{E}{\sqrt{S} \cdot p_T} \cdot W_{\text{GEO}}(x, p_T) \cdot W_{\text{ABS}} \cdot C_{\text{NORM}} \quad (7)$$

$N$  : Zahl der Ereignisse mit Teilchen in der Zelle  $(x+\Delta x, p_T+\Delta p_T)$   
 $E, p_T$  : Energie und Transversalimpuls dieser Teilchen  
 $W$  : Korrekturgewichte  
 $C_{\text{NORM}}$  : Aus den zugehörigen Monitorraten und der Monitorkonstanten  $\sigma_{\text{MON}}$  errechnete Normalisierungskonstante.

Bei Datennahme und Auswertung treten systematische Verluste auf, die zusätzliche Globalkorrekturen der erhaltenen Meßwerte erfordern. Diese Verluste sind nachfolgend zusammengestellt:

- Durch elektronische Totzeit, auf die bei diesem Meßlauf noch nicht automatisch korrigiert wurde, gingen Ereignistrigger verloren. Der Anteil wurde auf Grund der totalen p-p-Wechselwirkungsrate errechnet zu:  $10\% \pm 3\%$ .
- Der Trigger enthielt die Zusatzbedingung, daß in beiden Vorwärtsteleskopen die minimale Signalzahl zur Rekonstruktion einer Spur vorliegt. Weil Teilchen im Strahlrohr verbleiben oder wegen Kammerausschnitten nicht nachgewiesen werden, ergibt die Bedingung Verluste von:  $3.7\% \pm 2\%$ . Sie wurden mit Meßdaten bestimmt, in denen diese Bedingung nicht angewandt worden war.
- Aus technischen Gründen wurden Ereignisse nicht aufgenommen, in denen die Zahl der Drahtsignale im Vorwärtsteleskop des Triggers  $\geq 800$  war. Die Überprüfung an Hand von Daten ohne diesen Schnitt ergibt:  $8.6\% \pm$

2% Triggerverluste, die nicht vom Transversalimpuls des triggernden Teilchens abhängen.

- Die Signale der Hochspannungselektroden werden für die Zuordnung der Triggerspurprojektionen benötigt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist etwas kleiner als bei der Drahtauslese, die in guter Näherung 100% ist. Die dadurch entstehenden Verluste betragen  $\approx 7\%$ .
- Im Selektionsprogramm wurden Schnitte für die Güte der Spurbestimmung angewandt, wodurch  $\approx 7.5\%$  gute Spuren verworfen wurden. Das ergab sich aus einer Überprüfung mit gelockerten Bedingungen.
- Der Anteil nicht abtrennbarer Untergrundtrigger aus p-Gas-Wechselwirkungen ist vernachlässigbar ( $< 1\%$ ).

Mit der Summe dieser systematischen Verluste wurden alle Werte der Wirkungsquerschnitte korrigiert.

### 3.5 Trennung der triggernden Teilchen nach ihrer Masse

Für Triggerspuren, die das empfindliche Volumen eines Cerenkovzählers durchlaufen, kann das Teilchen als Pion identifiziert werden, wenn ein Signal vorliegt, das die in (2.2.4) angegebenen Kriterien erfüllt. Dunkelstromsignale der 4 beteiligten PM's können ein Signal vortäuschen, falls sie innerhalb des Zeitfensters für die Auslese eines Ereignisses vorliegen. Die Mindestsignalhöhe ist durch die Mindestladung festgelegt, die von der Ausleseinheit (Analog-zu-Digitalconverter) akzeptiert wird. Die Dunkelstromrate oberhalb dieser Mindesthöhe wurde gemessen.

Berechnung der zufälligen Koinzidenzrate mit dem Ereigniszeitfenster ergibt eine Signalkontamination von  $< 1.5\%$ .

### 3.6 Rekonstruktion von Zerfallsvertices

Die Suche nach Zerfallsvertices neutraler Teilchen ( $\Lambda, \bar{\Lambda}, K_S^0$ ; im folgenden als  $V^0$  bezeichnet) wird im Geometrie-Programm NICOLE als Zwischenschritt durchgeführt. Nach der Einzelspurbestimmung liegt eine Datenbank mit den Parameterwerten aller akzeptierten Spuren vor. In diesen Spuren wird nach Paaren entgegengesetzter Ladung gesucht, die als Zerfallsprodukte von:  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ ,  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$  in Frage kommen. Paare werden als Kandidaten betrachtet, wenn für die invariante Masse gilt:

$$M_{K^0} - 150 \text{ MeV}/c^2 \leq M_{\pi\pi} \leq M_{K^0} + 150 \text{ MeV}/c^2$$

oder

$$1080 \text{ MeV}/c^2 \leq M_{p\pi} \leq 1530 \text{ MeV}/c^2$$

Für diese Paare werden die Koordinaten des Spurkreuzungspunktes mit Fehlern bestimmt. Daraufhin wird die invariante Masse der Spurpaare mit beiden Hypothesen und größerer Genauigkeit ( $\pm 60 \text{ MeV}/c^2$ ) überprüft, da bei der Bestimmung des Kreuzungspunktes die Parameter der beiden Einzelspuren innerhalb ihrer Fehler verändert werden können. Verworfenen Spurpaare werden in die Datenbank der Einzelspuren zurückgegeben. Akzeptierte Paare werden in den Ausgabedaten von NICOLE als Zerfallsprodukte eines  $V^0$ -Teilchens aufgeführt. Mit den Einzelspuren wird, wie in der Normalversion, der Primärvertexort bestimmt.

Die Methode erfaßt alle Spurpaare, die eine der Massenhypothesen erfüllen und einen Kreuzungspunkt im Raum haben. Die Flugstrecke des assoziierten  $V^0$ -Teilchens kann nicht in Betracht gezogen werden. Dadurch werden zusätzlich Spurpaare als Zerfallsprodukte interpretiert, die direkt aus dem Primärvertex stammen können und zufällig eine Massenhypothese erfüllen.

Die Fehlermatrizen der Koordinatentripel von Primär- und Zerfallsvertexort sind im SFM-Koordinatensystem (Fig. 9) gegeben. Auf die obige Weise rekonstruierte Zerfallspaare können mit Sicherheit nur dann physikalischen Teilchen zugeordnet werden, wenn die Fehler volumina um die beiden Vertices entlang der Flugrichtung des  $V^0$ -Teilchens separierbar sind. Dazu wurden beide Fehlermatrizen im Raum in ein Koordinatensystem gedreht, von dem eine Achse mit der Flugrichtung zusammenfällt. Von den Hauptdiagonalen der neuen Fehlermatrizen werden nur die beiden Fehlerquadrate entlang der Flugrichtungssachse zu Schnitten benutzt.

Zwei verschiedene Fluglängenschnitte, zwei extremen Zerfallskonfigurationen entsprechend, wurden eingeführt. Die Separationsmethode für die zwei Zerfallsarten wird in (4.4) behandelt.

Die beiden Fälle sind:

### 1 Symmetrische Zerfälle

Die beiden entgegengesetzt geladenen Zerfallsprodukte haben ähnlichen Impuls. Ihre Bahnen weichen beide deutlich von der Flugrichtung des Elternteilchens ab, so daß mit ihrem Kreuzungspunkt der Abstand des Zerfallsvertex relativ genau bestimmt werden kann (siehe (4.4):  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  kinematisch eindeutige Zerfälle). Der Schnitt für akzeptierbare Zerfälle wurde definiert durch:

$$d \geq 3 * \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_S^2}$$

$d$  = gemessene  $V^0$ -Flugstrecke  
 $\sigma_p^2, \sigma_S^2$  = Fehler entlang der Flugrichtung für Primär- und Sekundärvertex.

### 2 Unsymmetrische Zerfälle

Ein Zerfallsteilchen übernimmt den größeren Teil des Impulses vom  $V^0$ -Teilchen und legt damit die  $V^0$ -Flugrichtung fest. Das zweite Teil-

chen tritt mit niedrigem Total- und kleinem Transversalimpuls zur  $V^0$ -Flugrichtung auf (siehe (4.4):  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  Vorwärts-Rückwärts-Zerfälle, sowie  $\Lambda \rightarrow p \bar{\pi}^-$  und  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$ ). Der kleine Öffnungswinkel dieser Zerfälle erschwert die Ortsbestimmung entlang des Fluges, insbesondere für Zerfälle schneller  $V^0$ -Teilchen in Vorwärtsrichtung (SFM-y-Richtung). Dagegen wird die Flugrichtung schärfer festgelegt als im Falle 1. Die sich daraus ergebenden Schnitte sind:

$$\text{a) } d \geq \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_S^2}$$

$$\text{b) } |\cos y(\vec{S}-\vec{P}) - \cos y(\vec{P}_{V^0})| \leq 0.1$$

$\vec{S}-\vec{P}$  = Verbindungsvektor von Primär- und Zerfallsvertex

$\vec{P}_{V^0}$  = Impulsvektor des  $V^0$ -Teilchens

$\cos y$  = Richtungskosinus der zwei Vektoren zur SFM-y-Achse.

Gelten a) und b), so wird das Spurpaar als  $V^0$ -Zerfall angesehen.

#### IV. EXPERIMENTELLE RESULTATE

##### 4.1 Das inklusive Spektrum für positive Teilchen mit großem $p_T$

Nach dem in (3.4) beschriebenen Verfahren wurden die Wirkungsquerschnitte gewonnen, die in Fig. 17 dargestellt sind |Ref. 20|.

Für verschiedene Werte des normierten Longitudinalimpulses  $x$  (Fig. 17a) bzw. des Polarwinkels  $\theta^*$  (Fig. 17b) ist der lorentzinvariante Wirkungsquerschnitt  $E(d^3\sigma/dp^3)$  über dem Transversalimpuls  $p_T$  aufgetragen. Die Messungen der CERN - Holland - Lancaster - Manchester Kollaboration |Ref. 21| sind in Fig. 17a mitaufgeführt. Die Meßergebnisse des CCHK-Experimentes dehnen den  $p_T$ -Bereich, in dem der Wirkungsquerschnitt  $E(d^3\sigma/dp^3)$  bekannt ist, bis  $p_T = 4$  GeV/c aus.

Bei kleinem Transversalimpuls ( $p_T < 1$  GeV/c) kann die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von  $p_T$  bei festem  $\theta^*$  in der Form:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(p_T) = A \cdot e^{-Bp_T}$$

A = Normalisierungskonstante

B = Steigungsparameter

mit  $B = 6 \text{ GeV}^{-1}$  dargestellt werden. Dies gilt für die Meßpunkte der CERN - Bologna - Kollaboration |Ref. 22|, die in Fig. 17b für  $\theta^* = 10.2^\circ$  eingetragen sind. Die unterbrochene Linie zeigt die Extrapolation der obigen Parametrisierung zu größeren Transversalimpulsen.

Man beobachtet in Fig. 17b, daß der Teilchenerzeugungsquerschnitt für  $p_T > 1$  GeV/c den exponentiellen Abfall, wie er bei niedrigem  $p_T$  beobachtet wird, übersteigt. Mit anwachsendem Polarwinkel  $\theta^*$  wird der Abfall des Wirkungsquerschnittes mit dem Transversalimpuls  $p_T$  zunehmend flacher.

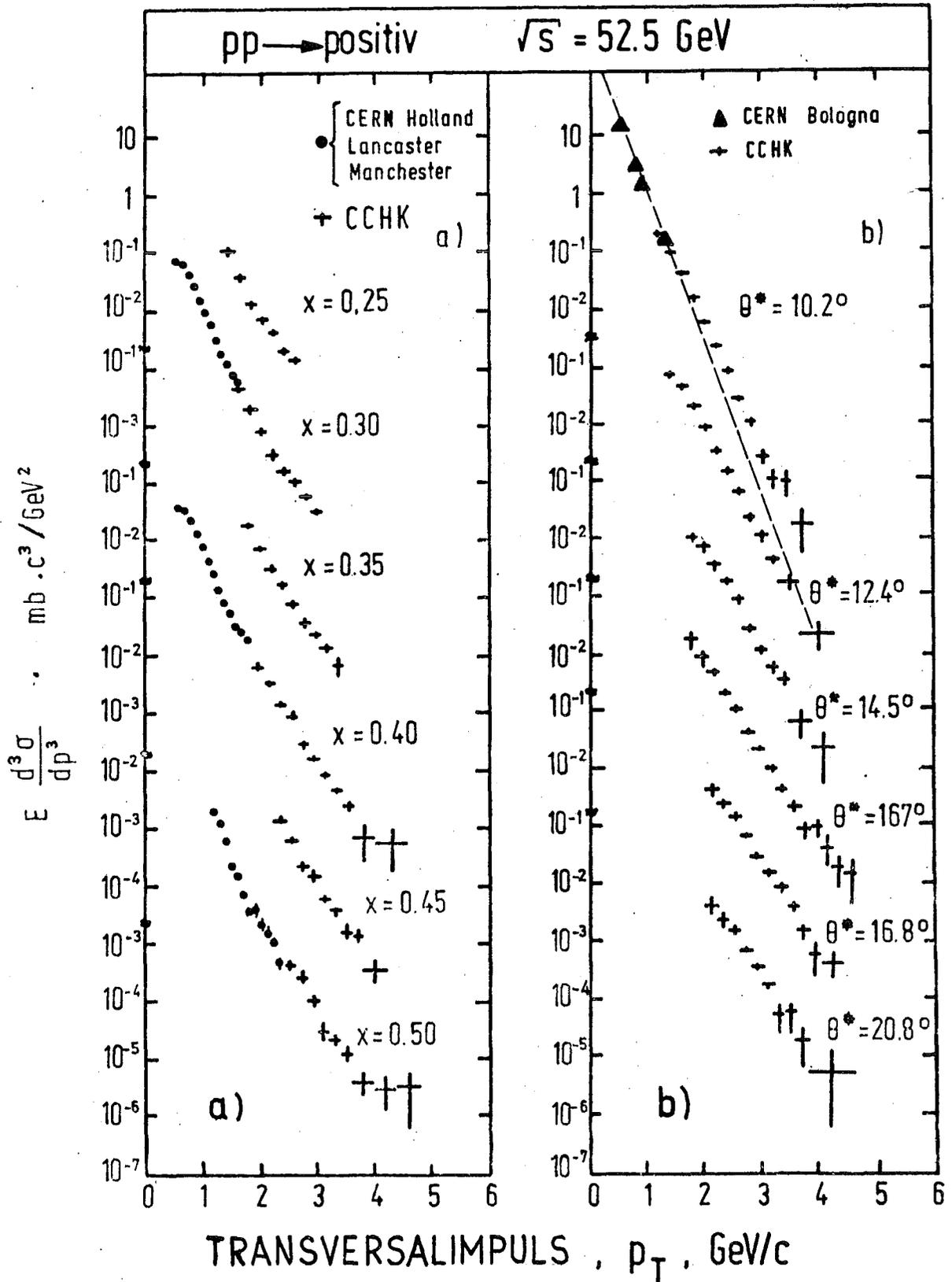


Fig. 17: Inklusive Wirkungsquerschnitte für positive Teilchen mit großem Transversalimpuls  $p_T$  für verschiedene:  
 a) normierte Longitudinalimpulse  $x$   
 b) Polarwinkel  $\theta^*$ .

Dieses in radialer Richtung im Phasenraum beobachtete Verhalten kann genauer untersucht werden, wenn die  $p_T$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes an festen Orten  $x$  auf der longitudinalen Achse betrachtet wird (Fig. 17a). Auch in transversaler Richtung wächst der Teilchenüberschuß mit  $p_T$  beim Übergang von großen ( $x = 0.5$ ) zu kleinen Longitudinalimpulsen ( $x = 0.25$ ).

In der Einführung wurde angesprochen, daß bei der Erzeugung großer Transversalimpulse ein zusätzlicher Prozeß der starken Wechselwirkung in Erscheinung tritt.

Der Einfluß dieser Zusatzkomponente wird in Fig. 18 deutlicher sichtbar. Es ist der Verlauf von Linien gleichen Wirkungsquerschnittes in der kinematischen Ebene ( $x, p_T$ ) der Reaktion angegeben. Man erkennt, daß die Erzeugungsrate positiver Teilchen mit niedrigem  $p_T$  ( $p_T < 1.5$  GeV/c) in p-p-Kollisionen unabhängig von ihrem Longitudinalimpuls  $x$  ist. Kohärente p-p-Wechselwirkung bestimmt in diesem  $p_T$ -Bereich die positive Teilchenerzeugung, die als Summe von fragmentierenden Protonen ( $x \gtrsim 0.2$ ) und durch Pionisation zentral erzeugter Teilchen ( $x < 0.2$ ) zu verstehen ist. Bei großen Transversalimpulsen ( $p_T > 1.5$  GeV/c) und großen Erzeugungswinkeln  $\theta^*$  wird der Wirkungsquerschnitt vom zusätzlichen Wechselwirkungsmechanismus beeinflusst. Im  $\theta^*$ -Bereich der Meßpunkte dieses Experimentes schwindet zu großen  $x$  hin der Einfluß dieser Zusatzkomponente. Jedoch dominiert sie bei höherem  $p_T$  bis zu wesentlich höheren  $x$  als im Falle kleinerer Transversalimpulse.

Durch den Akzeptanzbereich wird in den Messungen des vorliegenden Experimentes gerade der Überlappungsbereich von 3 verschiedenen Mechanismen erfaßt, die für die Entstehung positiver Teilchen sorgen: Pionisation, Protonfragmentation und die zu hohen Transversalimpulsen führende Wechselwirkung.

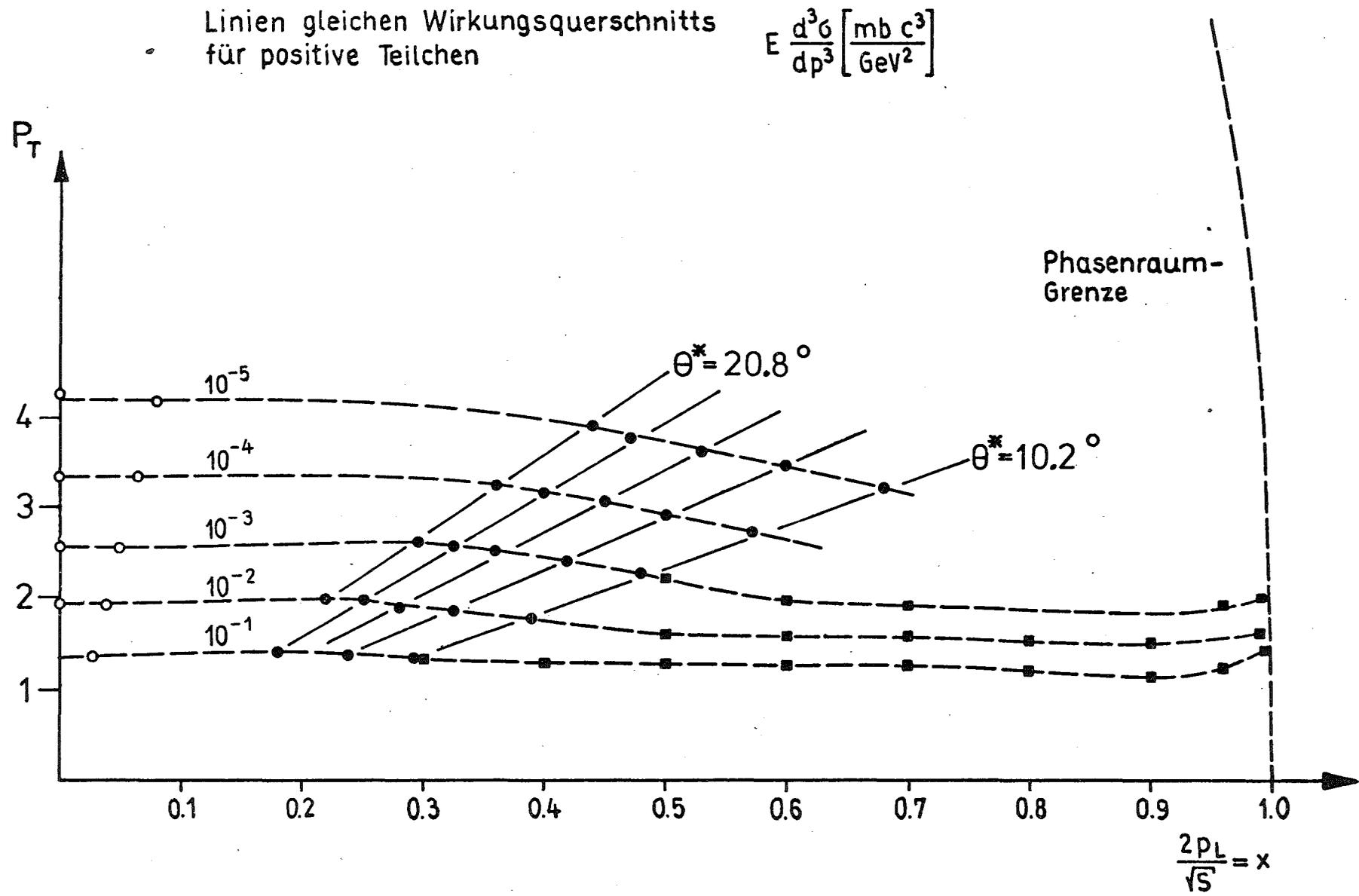


Fig. 18: Konturdiagramm des inklusiven Wirkungsquerschnittes für positive Teilchen.

#### 4.2 Pionanteile in den triggernden Teilchen

Weitere Information über Gesetzmäßigkeiten bei der Erzeugung großer Transversalimpulse kann man durch die Beobachtung der emittierten Teilchenarten erhalten. Die Identifikation von Pionen in der Gesamtheit der erzeugten Teilchen wurde mit den beschriebenen (2.2.4) Cerenkovzählern durchgeführt |Ref. 23|.

Das Meßresultat ergibt das Verhältnis R von Pionrate zu allen nachgewiesenen Teilchen derselben Ladung.

$$R^{\pm} = N_{\text{PION}}^{\pm} / N_{\text{alle}}^{\pm}$$

Die Ergebnisse für  $R^{\pm}$  sind in Fig. 19, zusammen mit Resultaten anderer Experimente, über dem Longitudinalimpuls  $x$  für verschiedene  $p_T$ -Werte aufgetragen.

##### 1 Positive Teilchen:

Bei niedrigem Transversalimpuls ( $p_T = 0.4 \text{ GeV/c}$ ) überwiegt der  $\pi^+$ -Anteil bei kleinem  $x$ . Er geht mit steigendem  $p_T$  (z.B.  $p_T = 2.2 \text{ GeV/c}$ ) zu Gunsten der Erzeugung schwerer Teilchen zurück.

Bei großem  $x$  ist das Verhalten umgekehrt. Für  $p_T = 0.4 \text{ GeV/c}$  wird die Dominanz schwerer Teilchen mit wachsendem  $x$  zunehmend stärker. Ihr Anteil sinkt jedoch mit ansteigendem  $p_T$  (z.B.  $p_T = 2.2 \text{ GeV/c}$ ).

Bei großem Transversalimpuls ( $p_T = 2.5 \text{ GeV/c}$ ) ist der Pionanteil bis zu großen Longitudinalimpulsen nahezu unabhängig von  $x$ .

##### 2 Negative Teilchen:

Bei kleinem  $x$  beobachtet man hier ein ähnliches Verhalten des Pionanteils mit ansteigendem Transversalimpuls  $p_T$  wie bei positiv geladenen Teilchen. Bei großen  $x$  treten dagegen fast ausschließlich Pionen auf.

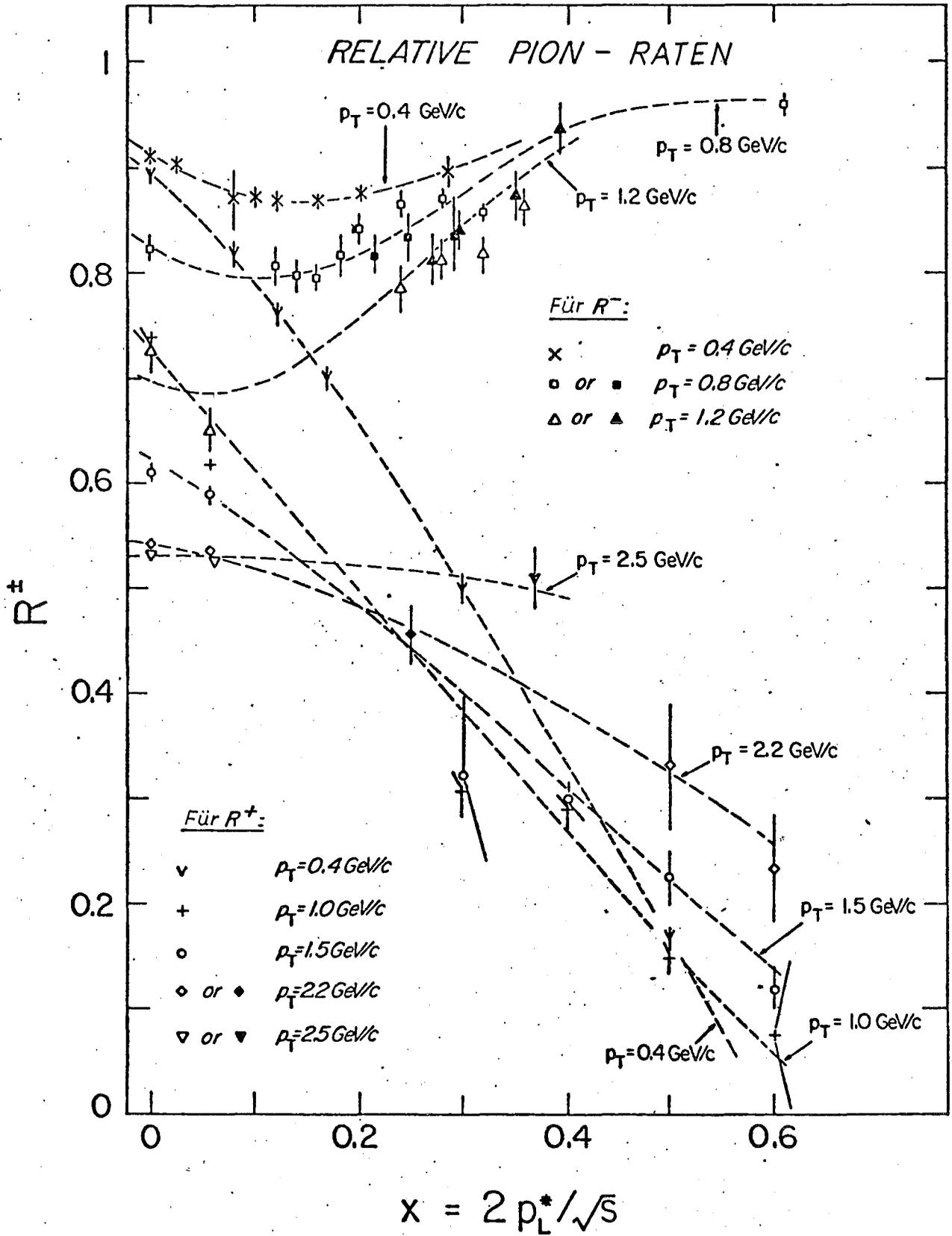


Fig. 19: Pionanteile in positiven und negativen Sekundärteilchen als Funktion des Longitudinalimpulses  $x$  mit  $p_T$  als Parameter.

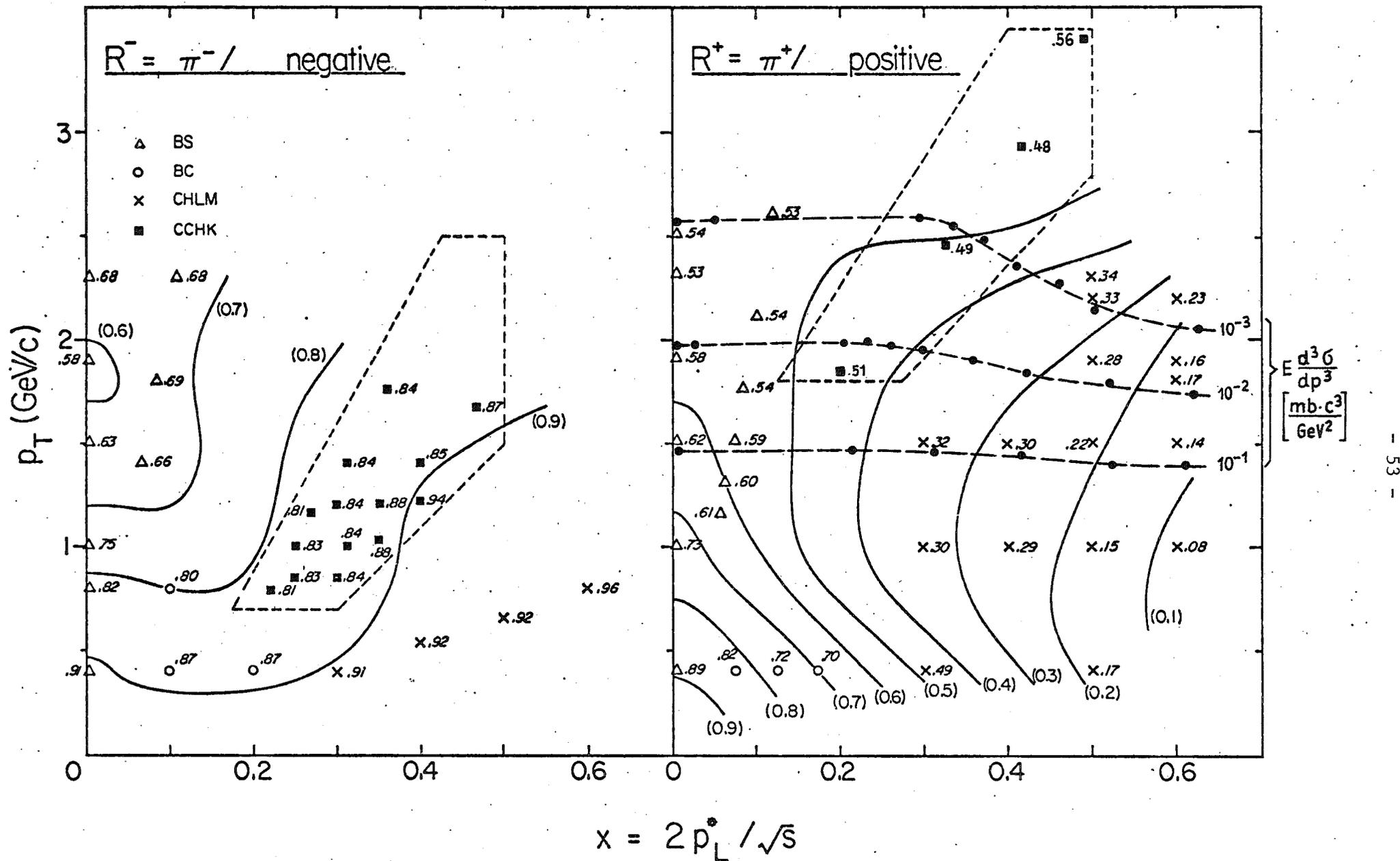


Fig. 20: Konturdiagramm der Pionanteile in positiven und negativen Teilchen.

Fig. 20 zeigt in Analogie zu Fig. 18 Linien gleichen Pionanteils für beide Ladungen in der kinematischen Ebene  $(x, p_T)$ . Zum Vergleich sind in Fig. 20b nochmals die Linien gleichen Wirkungsquerschnittes aus Fig. 18 eingetragen. Auffallend ist die Tatsache, daß die Linien konstanten Wirkungsquerschnittes dem Gradienten des Pionanteils folgen. Bei den eingangs erwähnten p-p-Wechselwirkungen kohärenter Art werden hauptsächlich Pionen erzeugt. Die Produktion schwerer Teilchen ist dagegen stark unterdrückt. Im kinematischen Bereich, wo hohe Transversalimpulse beobachtet werden, treten jedoch Teilchen größerer Masse relativ häufiger auf.

#### 4.3 Korrelationen der triggernden Teilchen mit weiteren geladenen Sekundärteilchen des Ereignisses

Mit dem Split-Field Magnetspektrometer sind im nahezu gesamten Raumwinkel um die Wechselwirkung Spuren geladener Sekundärteilchen eines Ereignisses beobachtbar.

##### 4.3.1 Die Akzeptanz

Die Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers wird aus Fig. 21a,b ersichtlich. Es ist der Azimuthwinkel  $\phi$  gegen die Rapidität  $y$  für Teilchen mit Transversalimpuls  $p_T > 0.25$  GeV/c aufgetragen. Es gibt blinde Bereiche des Spektrometers, die von Kammerausschnitten für die Strahlrohre ( $\phi = 0^\circ, 180^\circ$  und  $360^\circ$ ) bzw. den Randbereichen der Kammereinheiten ober- und unterhalb der Wechselwirkungszone herrühren. Teilchen in diesen Randbereichen passieren zu wenige Zähldrahtebenen, um als Spuren rekonstruiert werden zu können.

Analog zum Verfahren für die Triggerakzeptanz (3.4) wurden nach der Monte-Carlo Methode Akzeptanzgewichte in  $(\Delta y, \Delta p_T, \Delta \phi)$ -Zellen [Ref. 19] für

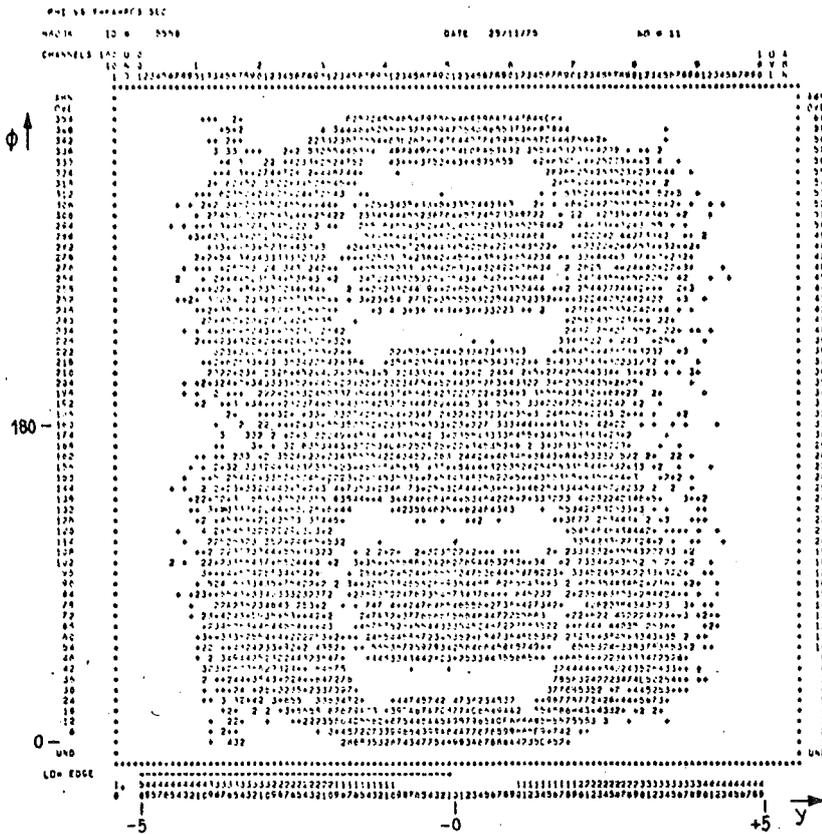


Fig. 21a:  $\phi$ -y-Verteilung für positive Teilchen mit  $p_T > 0.25$  GeV/c.

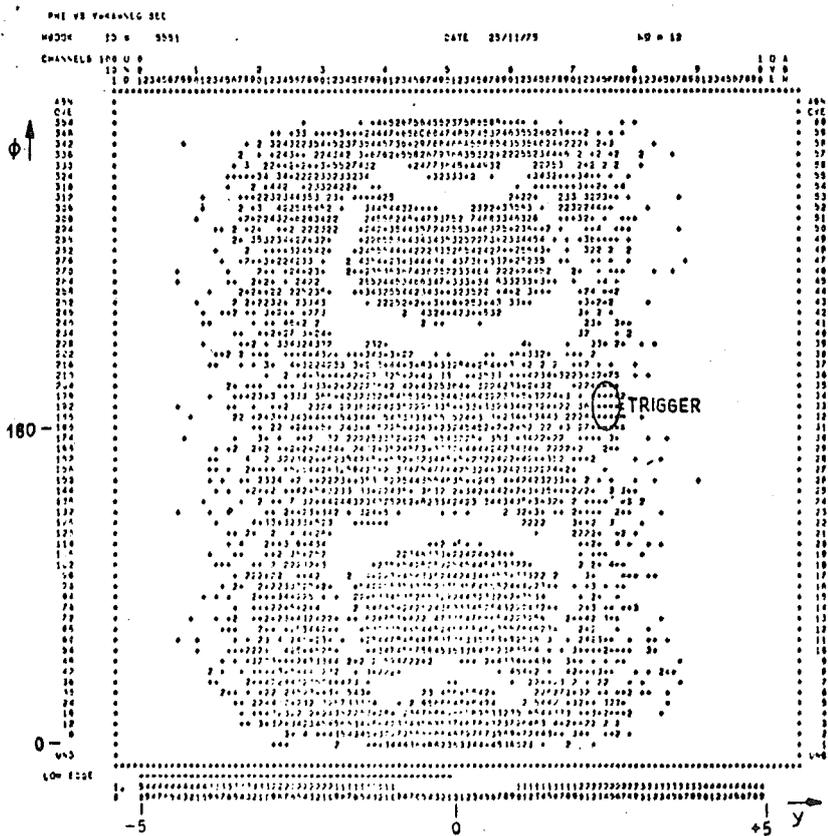


Fig. 21b:  $\phi$ -y-Verteilung für negative Teilchen mit  $p_T > 0.25$  GeV/c.

positive und negative Teilchen in den sensitiven Bereichen des Detektorsystems erstellt. Damit kann bei der Ereignisanalyse jede Teilchenspür mit ihrer reziproken Nachweiswahrscheinlichkeit gewichtet werden. Das Verfahren der Akzeptanzberechnung führt zu einer vollständigen geometrischen Bestimmung der Blindstellen des Spektrometers.

Die Impulsauflösung für nachgewiesene Teilchenspuren kann wegen der Inhomogenität des Magnetfeldes nicht als fester Wert angegeben werden. In den Vorwärtsteleskopen erhält man typisch 1.5% - 4%, im Zentraldetektor 5% - 30% Auflösungsvermögen.

#### 4.3.2 Teilchendichte-Verteilungen

Die Forderung eines triggernden Teilchens legt der zugehörigen Reaktion kinematische Randbedingungen auf. In diesem Experiment verlangt der Trigger ein Teilchen, das gleichzeitig großen Longitudinalimpuls ( $p_L \approx 10 \text{ GeV}/c$ ) und großen Transversalimpuls ( $p_T \gtrsim 1.5 \text{ GeV}/c$ ) hat. Ein großer Teil der Reaktionsenergie fließt damit in die Erzeugung des Triggerteilchens.

Der Impulsvektor des triggernden Teilchens und der p-p-Anfangszustand spannen im Schwerpunktsystem eine Streuebene auf, die durch die p-p-Achse in Halbebenen unterteilt wird, von denen eine den Trigger enthält. Impulserhaltung läßt erwarten, daß die restliche Reaktionsenergie bevorzugt in dieser Ebene deponiert wird.

Zur Untersuchung der Ereignisdynamik ist es deshalb naheliegend, Teilchendichten in Umgebungen der Streuebene zu betrachten, die durch Winkelbereiche des Azimuths  $\phi$  um jede Halbebene definiert werden. Die Grundzüge der Ereignisstruktur werden durch die Verteilungen der Dichten über der Rapidität dargestellt.

Beobachtet man bei kleinen Polarwinkeln  $\theta^*$  positive Teilchen, so wird

der Anfangszustand der Reaktion noch stark durch fragmentierende Protonen im Trigger repräsentiert sein [Ref. 24]. Deshalb werden in dieser Arbeit Ereignisse mit negativen Teilchen im Trigger untersucht. Die Schwellen-  
renkovzähler erlauben die Trennung in:

Ereignisse mit  $\pi^-$ -Trigger

und

Ereignisse mit  $(K^- + \bar{p})$ -Trigger.

Es werden Rapiditätsverteilungen der Teilchendichte für beide Ladungen in Azimuthbereichen um beide Halbebenen diskutiert (Fig. 22). Für die Triggerhalbene ist der betrachtete Azimuthbereich  $\Delta\phi = \pm 18^\circ$  (Triggerhemisphäre); die Umgebung der entgegengesetzten Halbebene wird durch  $\Delta\phi = \pm 18^\circ$  definiert (Triggergegenhemisphäre).

Fig. 23 enthält die beobachteten Dichteverteilungen von Teilchen mit  $p_T > 0.25$  GeV/c für Ereignisse mit  $\pi^-$ -Trigger. Entsprechend zeigt Fig. 24 Verteilungen für schwerere Triggerteilchen ( $K^-$  und  $\bar{p}$ ). Zum Vergleich sind Teilchendichten eingetragen, wie sie in normalen inelastischen Ereignissen ohne kinematisch festgelegte Triggerbedingung beobachtet werden. Das Spektrometer wird für die Aufnahme solcher Ereignisse analog einer Blaskammer betrieben. Der dazugehörige Trigger verlangt in einem der Detektorteleskope die minimale Signanzahl, die zur mathematischen Rekonstruktion einer Spur notwendig ist.

Die Rapidität der Triggerteilchen mit hohem Transversalimpuls ist bei  $y = +2.5$  durch einen Pfeil angezeigt. Der Transversalimpuls ( $p_T^{TR} > 0.7$  GeV/c) erlaubt nicht, die Ereignisse als spezifisch für große  $p_T$  anzusehen.

Die Teilchendichten für  $\pi^-$  unterscheiden sich infolgedessen wenig von den Verteilungen für normale Ereignisse. Lediglich der Energieentzug durch das triggernde  $\pi^-$  kann in der negativen Ladung bei der Rapidität des Triggers beobachtet werden (Fig. 23b,d).

Bei höherer Masse der Triggerteilchen ( $K^- + \bar{p}$ ) sind die Beobachtungen in

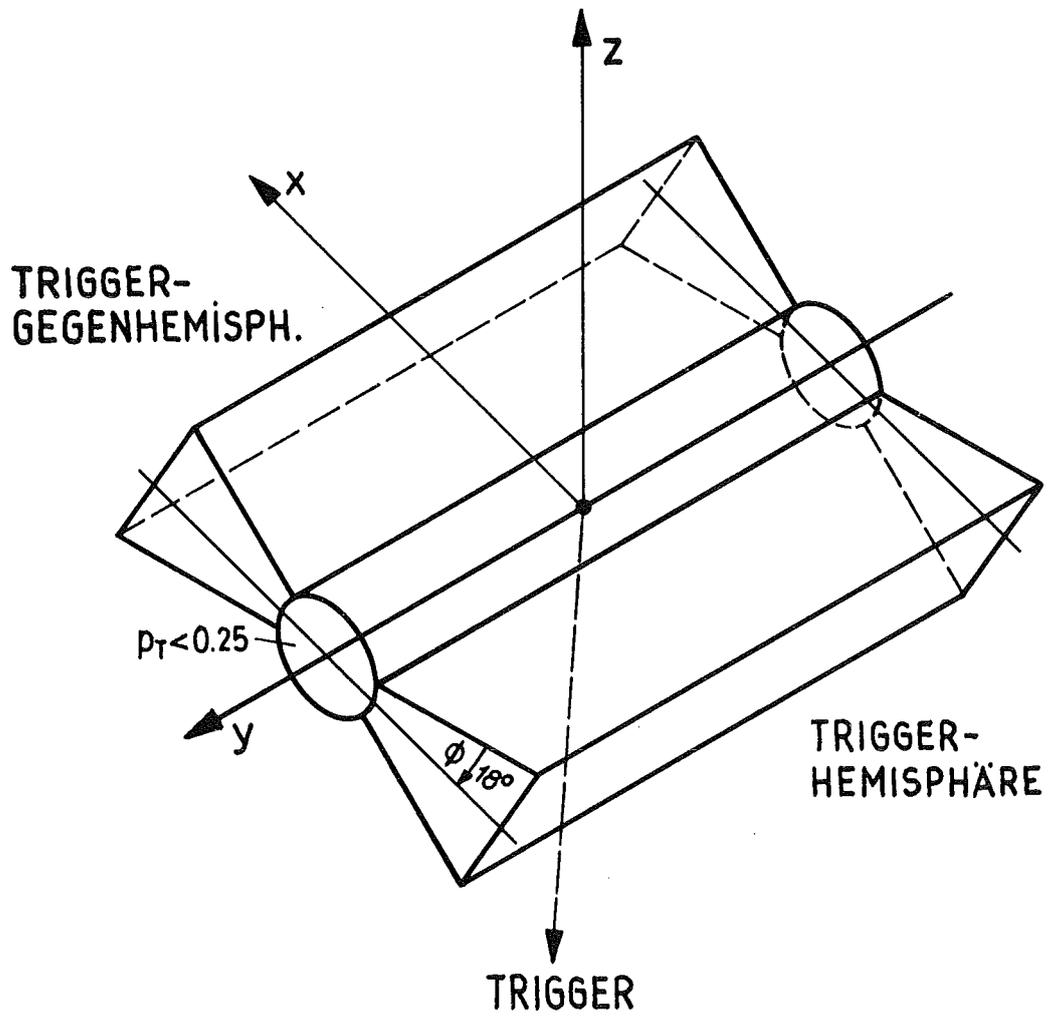
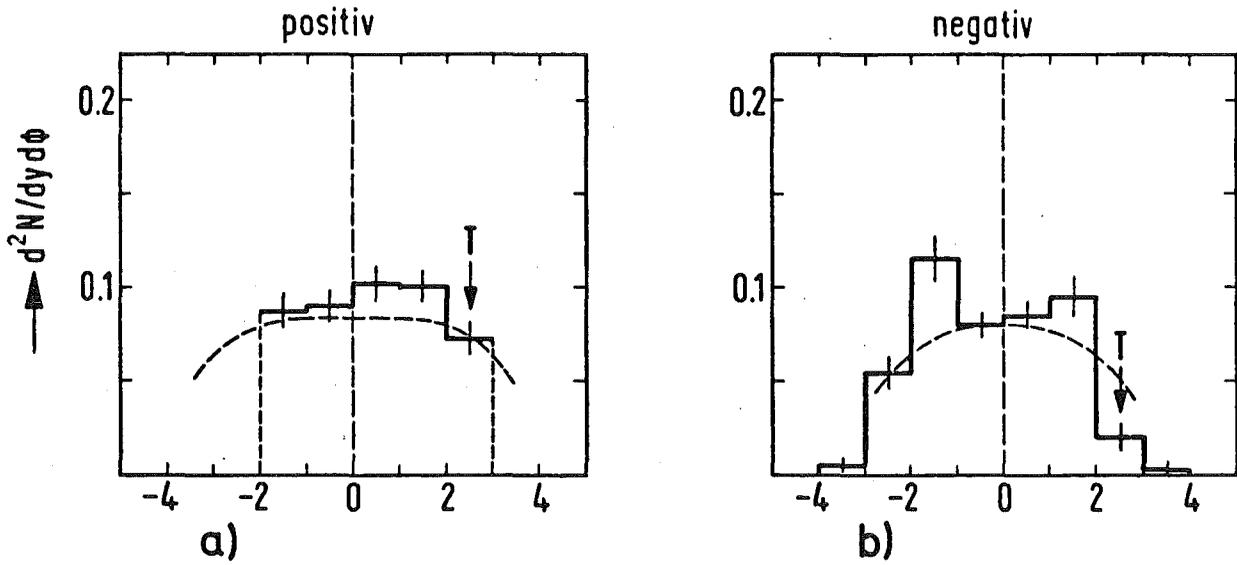


Fig. 22: Phasenraumbereiche für Teilchendichte-Verteilungen

$\pi^-$ -TRIGGER  $p_T^{\text{TR}} > 0.7 \text{ GeV}/c$

$\phi$  (TRIGGER-GEGENHEMISPHERE)



$\phi$  (TRIGGER-HEMISPHERE)

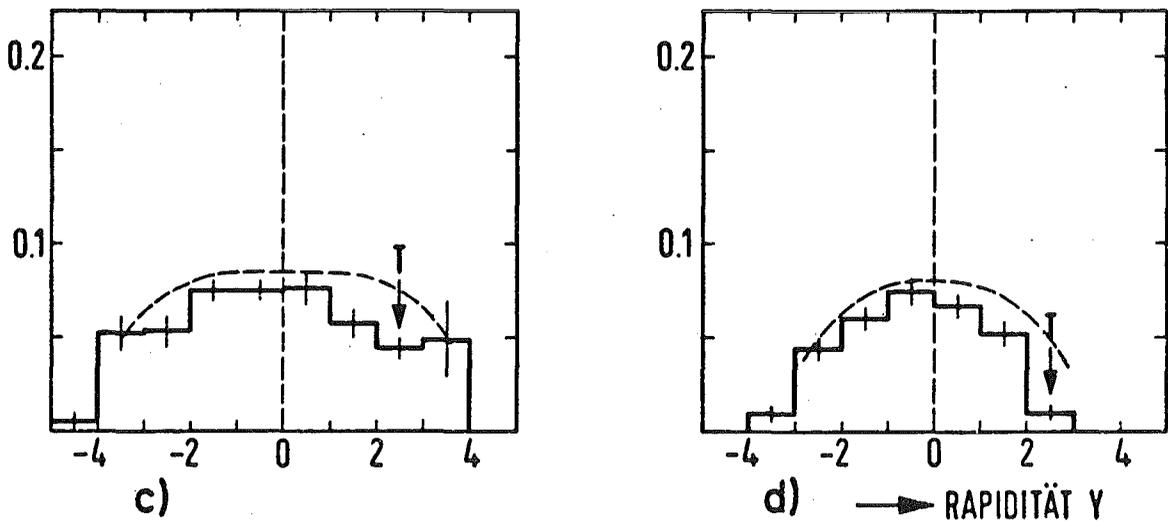


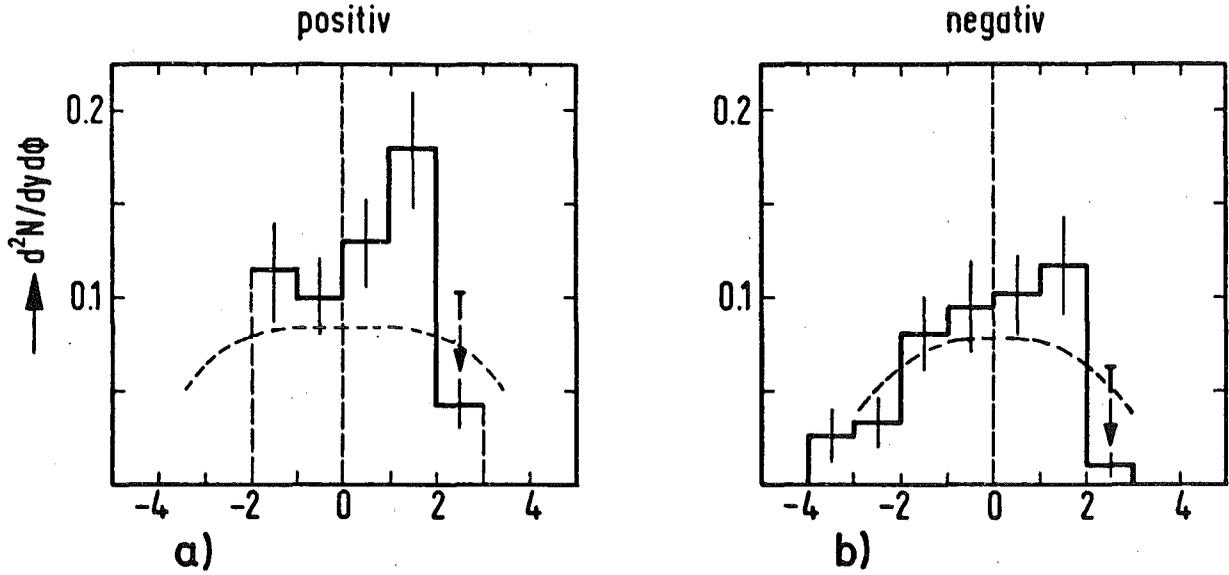
Fig. 23: Rapiditätsverteilungen der Teilchendichte in:

- a), b) Triggergegenhemisphäre ( $\Delta\phi = 36^\circ$ )
- c), d) Triggerhemisphäre ( $\Delta\phi = 36^\circ$ )

für Teilchen mit  $p_T > 0.25 \text{ GeV}/c$ .

$k^- \wedge p^-$ -TRIGGER  $p_1^{TR} > 0.7 \text{ GeV}/c$

$\phi$  (TRIGGER-GEGENHEMISPHERE)



$\phi$  (TRIGGER-HEMISPHERE)

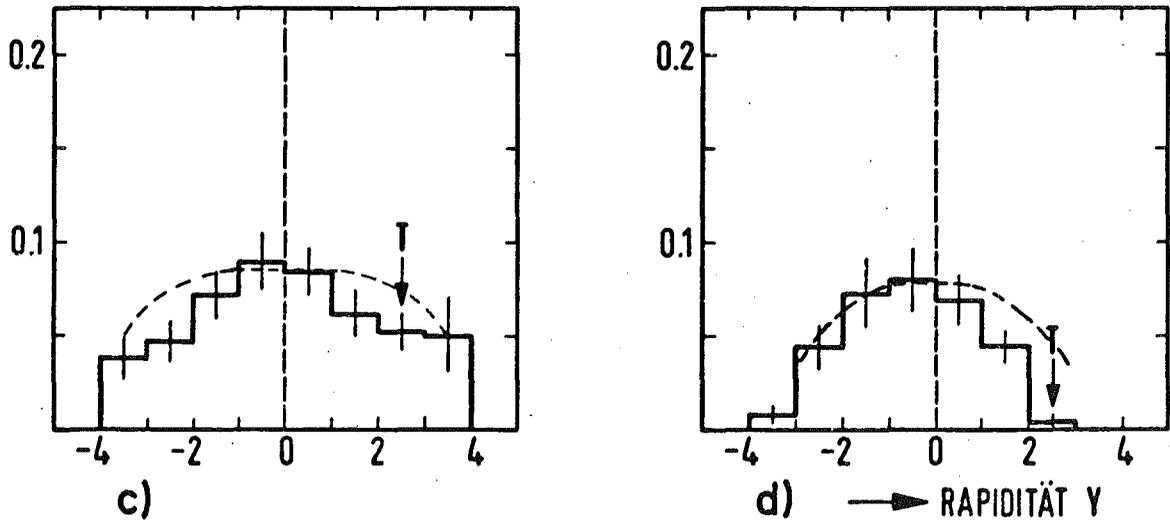


Fig. 24: Rapiditätsverteilungen der Teilchendichte in:

- a), b) Triggergegenhemisphäre ( $\Delta\phi = 36^\circ$ )
- c), d) Triggerhemisphäre ( $\Delta\phi = 36^\circ$ )

für Teilchen mit  $p_T > 0.25 \text{ GeV}/c$ .

der Triggerhemisphäre dieselben (Fig. 24c,d). Dagegen wird die Teilchendichte in beiden Ladungen in der Gegenhemisphäre asymmetrisch um  $y=0$  erhöht. Die Maxima liegen wenig unterhalb der Triggerrapidität (Fig. 24a,b).

Man kann erwarten, daß bei größerem Transversalimpuls des triggernden Teilchens spezifisches, dynamisches Verhalten der miterzeugten Teilchen sichtbar wird. Es stellt sich die Frage, wie der Transversalimpuls kompensiert und wie die Kompensation durch die Quantenzahlen des Triggerteilchens beeinflusst wird.

Die Triggerhemisphäre wird im Folgenden immer durch  $\Delta\phi = \pm 36^\circ$  definiert. Als Gegenhemisphäre wird der auf  $\Delta\phi = \pm 9^\circ$  eingeschränkte Bereich um die Streuebene betrachtet. Der Transversalimpuls aller in Dichteverteilungen eingehender Teilchen ist  $p_T > 0.25 \text{ GeV}/c$ .

Teilchendichteverteilungen von Ereignissen, in denen der  $\pi^-$ -Trigger  $p_T^{\text{TR}} \geq 1.5 \text{ GeV}/c$  hat, sind in Fig. 25 dargestellt.

- In der negativen Ladung ist in der Umgebung der Triggerrapidität der Energieentzug durch das Triggerteilchen sichtbar (Fig. 25 b,d).
- In der Triggergegenhemisphäre ist die Dichte von Teilchen beider Ladungen im Vergleich zu normalen, inelastischen Ereignissen (unterbrochene Linien in Fig. 25a,b) deutlich erhöht. In normalen Ereignissen werden  $\approx 1.5$  Teilchen/rad nachgewiesen. Der Überschuß innerhalb  $\Delta\phi = 18^\circ$  beträgt, über beide Ladungen summiert,  $0.9 \pm 0.2$  Teilchen/rad. Er teilt sich auf in  $0.6 \pm 0.15$  Teilchen positiver Ladung und  $0.25 \pm 0.1$  Teilchen negativer Ladung. Der Schwerpunkt der Verteilung positiver Teilchen (Fig. 25a) ist zur Triggerrapidität hin verlagert.

Als Asymmetrie A wird das Verhältnis der Teilchendichte auf der Rapiditätsseite des Triggers ( $y > 0$ ) zur Dichte in der entgegengesetzten Rapiditätshemisphäre ( $y < 0$ ) definiert.

Es ergibt sich für A:

$k^- \wedge p^-$ -TRIGGER  $p_{\perp}^{\text{TR}} > 1.5 \text{ GeV}/c$

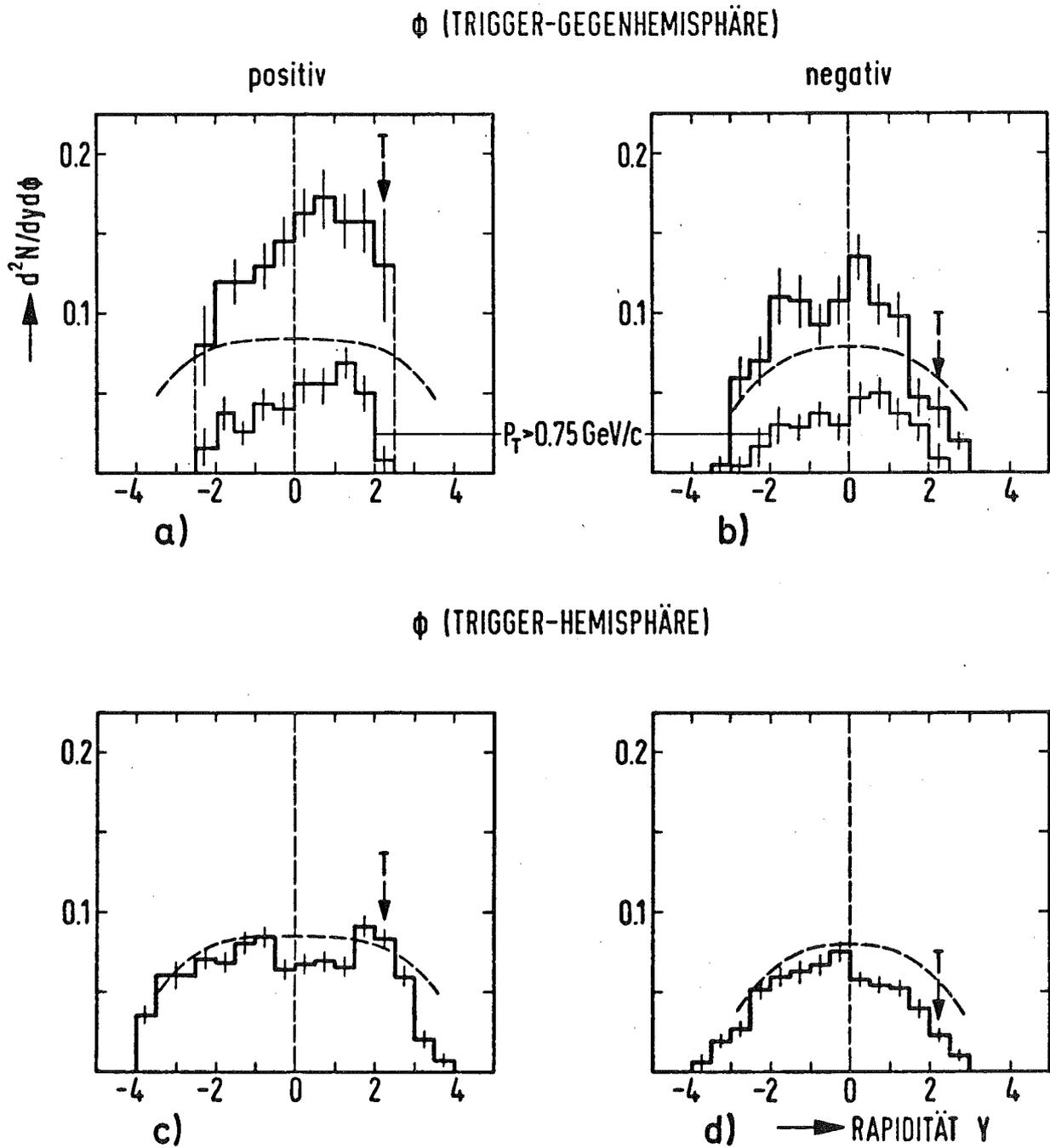


Fig. 25:

Rapidityverteilungen der Teilchendichte in:

- a), b) Triggeregegenhemisphäre ( $\Delta\phi = 180^\circ$ )
- c), d) Triggerhemisphäre ( $\Delta\phi = 72^\circ$ )

für Teilchen mit  $p_{\text{T}} > 0.25 \text{ GeV}/c$ .

$$A = \frac{\frac{dN}{d\phi}(y > 0)}{\frac{dN}{d\phi}(y < 0)} = 1.29 \pm 0.05 \approx 4/3$$

Betrachtet man in diesem Azimuthbereich nur Sekundärteilchen mit Transversalimpuls  $p_T > 0.75$  GeV/c, so ergeben sich für beide Ladungen asymmetrische Dichteverteilungen (Fig. 25a,b mit  $p_T > 0.75$  GeV/c).

Mit diesen Ergebnissen sollen die gleichen Verteilungen für Ereignisse mit schwererem Triggerteilchen ( $K^- + \bar{p}$ ) verglichen werden.

In Fig. 26 sind für diese Ereignisse die beobachteten Teilchendichten dargestellt. Ähnlich zu Ereignissen mit Pion-Trigger beobachtet man auch hier:

- In unmittelbarer Rapiditätsumgebung des Triggers ( $y \approx 2.5$ ) fehlen Teilchen gleicher Ladung.
- Dem Trigger im Azimuth entgegengesetzt tritt ebenfalls die Erhöhung der Teilchendichte ein (Fig. 26a,b). Auch hier liegt der Schwerpunkt der Verteilung positiver Teilchen (Fig. 26a), wie schon im Falle des Piontriggers (vergleiche Fig. 25a), zur Triggerrapidität hin verschoben. In dieser Verteilung erhält man für die Asymmetriegröße A:

$$A = 1.25 \pm 0.05$$

Auch läßt sich wiederum die schon bei Piontriggern beobachtete Schwerpunktsverschiebung zur Triggerrapidität feststellen, wenn nur Teilchen mit hohem Transversalimpuls ( $p_T > 0.75$  GeV/c) betrachtet werden (Fig. 26a,b). Diese Beobachtung deutet darauf hin, daß die Kompensation des Transversalimpulses nahe der Triggerrapidität im longitudinalen Phasenraum der Reaktion stattfindet ("back-antiback"-Struktur der Ereignisse).

- Zusätzlich tritt bei diesen Ereignissen ein schwach ausgeprägtes Maximum bei der Triggerrapidität in der Dichte positiver Teilchen auf der Azimuthseite des Triggers auf (Fig. 26c). Interpretiert man alle Triggerteilchen als  $K^-$  und alle im Ereignis beobachteten positiven Teilchen als  $\pi^+$ , dann zeigt die Verteilung der invarianten Paarmasse ein Signal bei der  $K^*$  (890 MeV/c<sup>2</sup>)-Resonanz (Fig. 27). Die Anzahl der beob-

$\pi^-$ -TRIGGER  $p_T^{\text{TR}} > 2.15 \text{ GeV}/c$

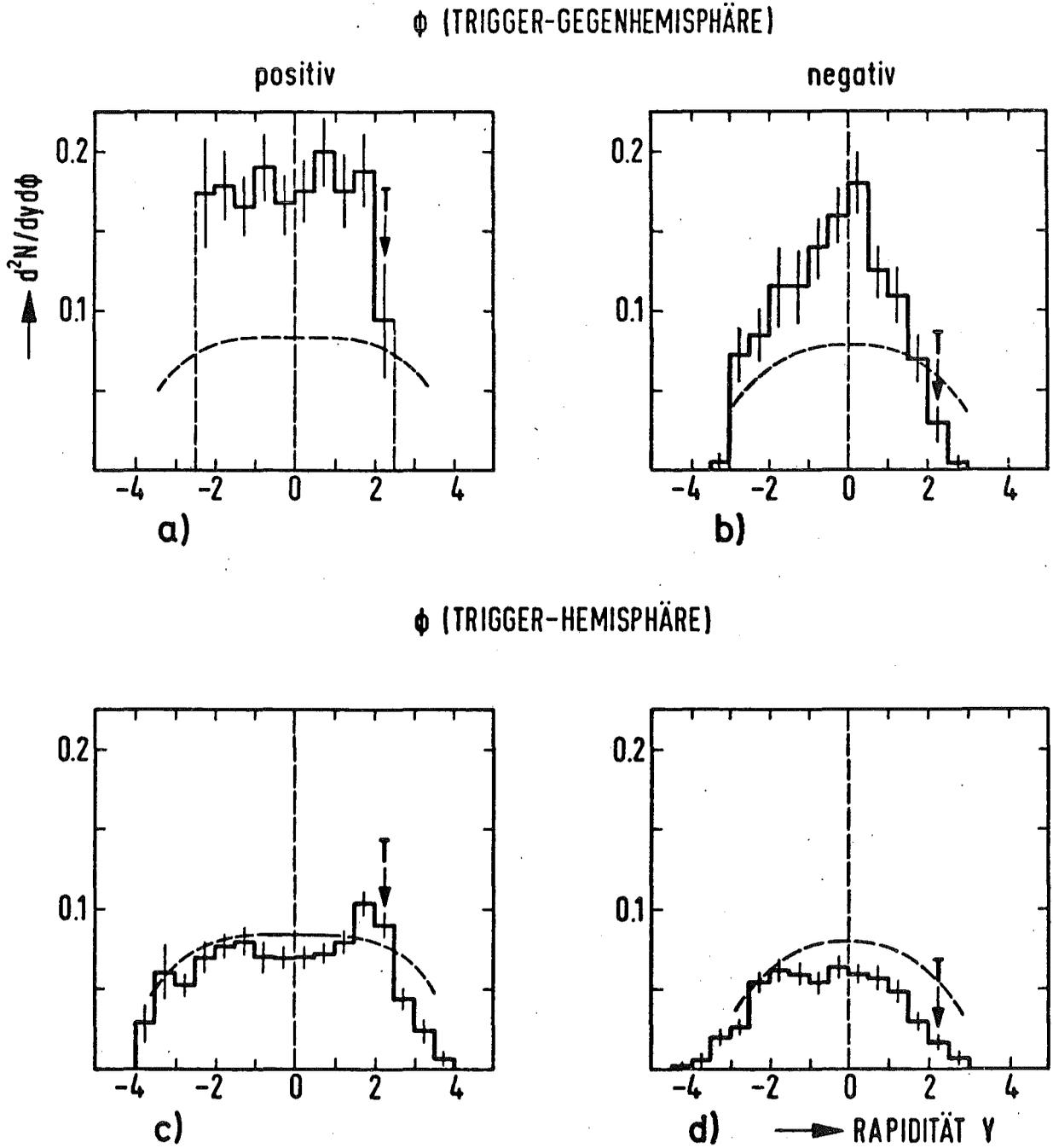


Fig. 26: Rapidityverteilungen der Teilchendichte in:  
a),b) Triggergegenhemisphäre ( $\Delta\phi = 180^\circ$ )  
c),d) Triggerhemisphäre ( $\Delta\phi = 72^\circ$ )  
für Teilchen mit  $p_T > 0.25 \text{ GeV}/c$ .

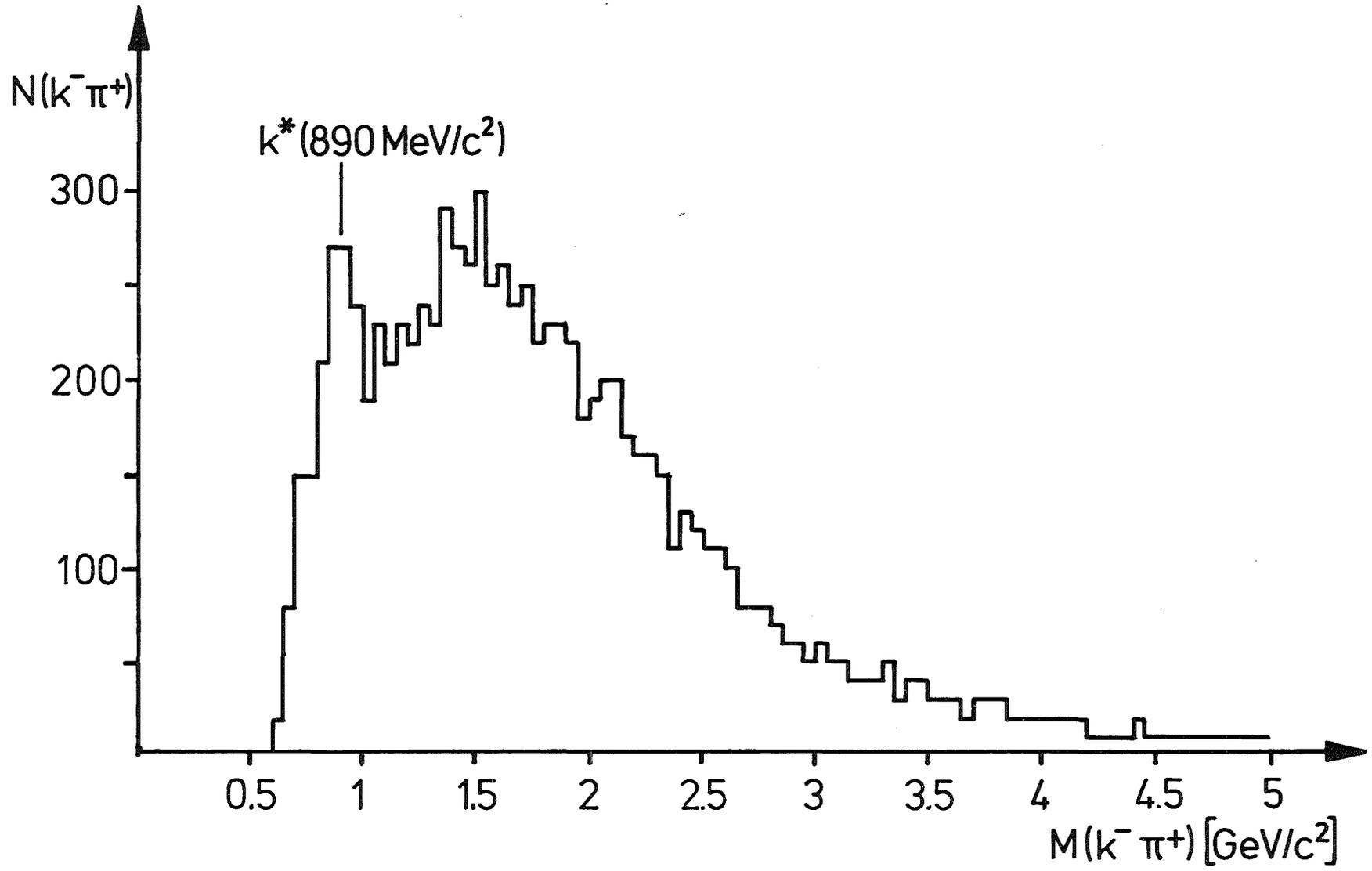


Fig. 27: Invariante Masse von Trigger ( $K^-$ ) und positiven Teilchen ( $\pi^+$ ).

achteten  $K^*$  entspricht dem Überschuß positiver Teilchen bei der Triggerrapidity in Fig. 26c.

Die kinematischen Randbedingungen (Transversalimpuls und Polarwinkel des Triggerteilchens) sind für die beiden betrachteten Ereignisraten ( $\pi^-$ -Trigger;  $K^+\bar{p}$ -Trigger) dieselben. Die Identität des Triggerteilchens, d.h. seine Quantenzahlen und die damit verbundenen Erhaltungssätze, bewirken in der Dichteverteilung einzelner Teilchen, insbesondere im Bereich des Transversalimpulsausgleiches, keine erkennbaren Unterschiede.

Eine weitergehende Überprüfung der Gleichheit der Ereignisstruktur stellt die Untersuchung korrelierter Teilchenpaare innerhalb der Menge der kompensierenden Teilchen dar. Einige theoretische Interpretationen der Erzeugung großer Transversalimpulse fordern, daß zwei Teilchenbündel ("Jets") die Struktur der Ereignisse prägen, in denen ein Teilchen bei hohem Transversalimpuls beobachtet wird. Deshalb wurden Teilchenpaare beliebiger Ladung gesucht, die im Phasenraum eng benachbart sind. Für die Rapidity- und Azimutwinkeldifferenz der beiden Teilchen muß gelten:

$$|y_1 - y_2| \leq 1$$

$$|\phi_1 - \phi_2| \leq 72^\circ \quad \text{innerhalb} \quad \phi = \pm 36^\circ$$

um die Streuebene gegenüber dem Triggerteilchen. Es wird die Vektorsumme der beiden Teilchenimpulse gebildet und nur ihre transversale Komponente  $S_T = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)_T$  betrachtet.  $S_T$  ist ein Maß für den Anteil des Teilchenpaares an der Transversalimpulskompensation.

Die Anzahl der Teilchenpaare als Funktion von  $S_T$  wurde für  $\pi^-$ - und  $(K^+\bar{p})$ -Ereignisse, sowie für normale, inelastische Ereignisse ermittelt. In Fig. 28 ist das Verhältnis  $R$  beobachteter Teilchenpaare in  $\pi^-$ - bzw.  $(K^+\bar{p})$ -Ereignissen und normalen Ereignissen in Abhängigkeit von  $S_T$  dargestellt. Der Anstieg von  $R$  mit  $S_T$  zeigt, daß eng im Phasenraum benachbarte Teilchen in gleicher Weise für  $\pi^-$ - und  $(K^+\bar{p})$ -Trigger zur Kompensation des

# $P_T$ - KOMPENSATION

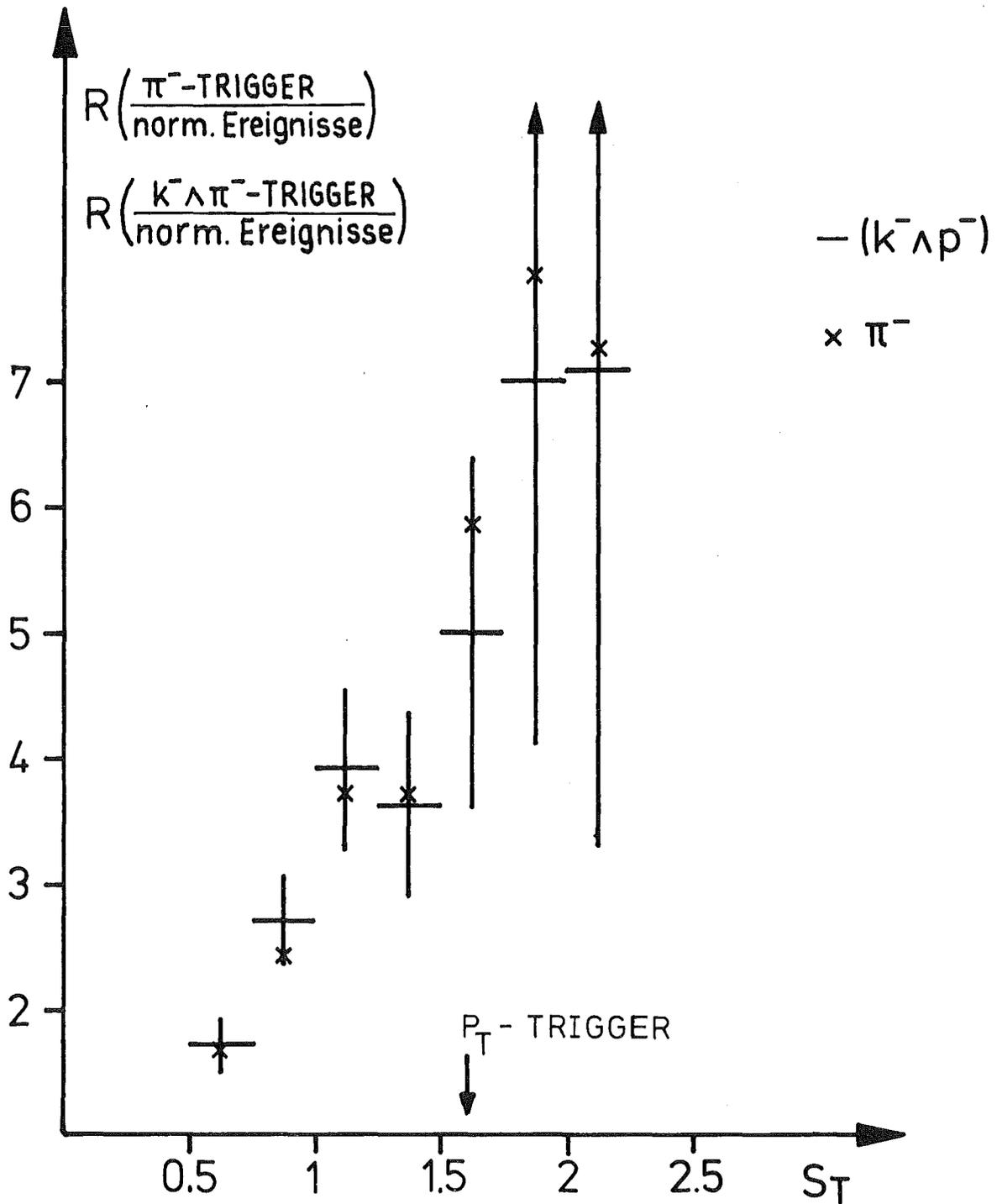


Fig. 28: Transversalimpulskompensation durch kurzreichweitig korrelierte Teilchenpaare.

Transversalimpulses beitragen. Vergleicht man die Anzahl der Ladungskombinationen der Teilchenpaare für beide Ereignisarten, so stimmen auch diese im statistischen Rahmen überein.

Die mittlere sichtbare Multiplizität  $\langle N^{\pm} \rangle$  geladener Teilchen pro Ereignis ist dagegen für die diskutierten  $(K^{-}+p^{-})$ -Ereignisse höher als in Ereignissen mit Piontrigger:

$$(K^{-}+p^{-})\text{-Ereignisse: } \langle N^{\pm} \rangle = 8.28 \pm 0.03$$

$$\pi^{-}\text{-Ereignisse: } \langle N^{\pm} \rangle = 8.03 \pm 0.03$$

Bei gleicher Gesamtzahl von Ereignissen beider Arten ist in Fig. 29 das Verhältnis  $R$  von Ereignissen gleicher Teilchenmultiplizität aufgetragen.

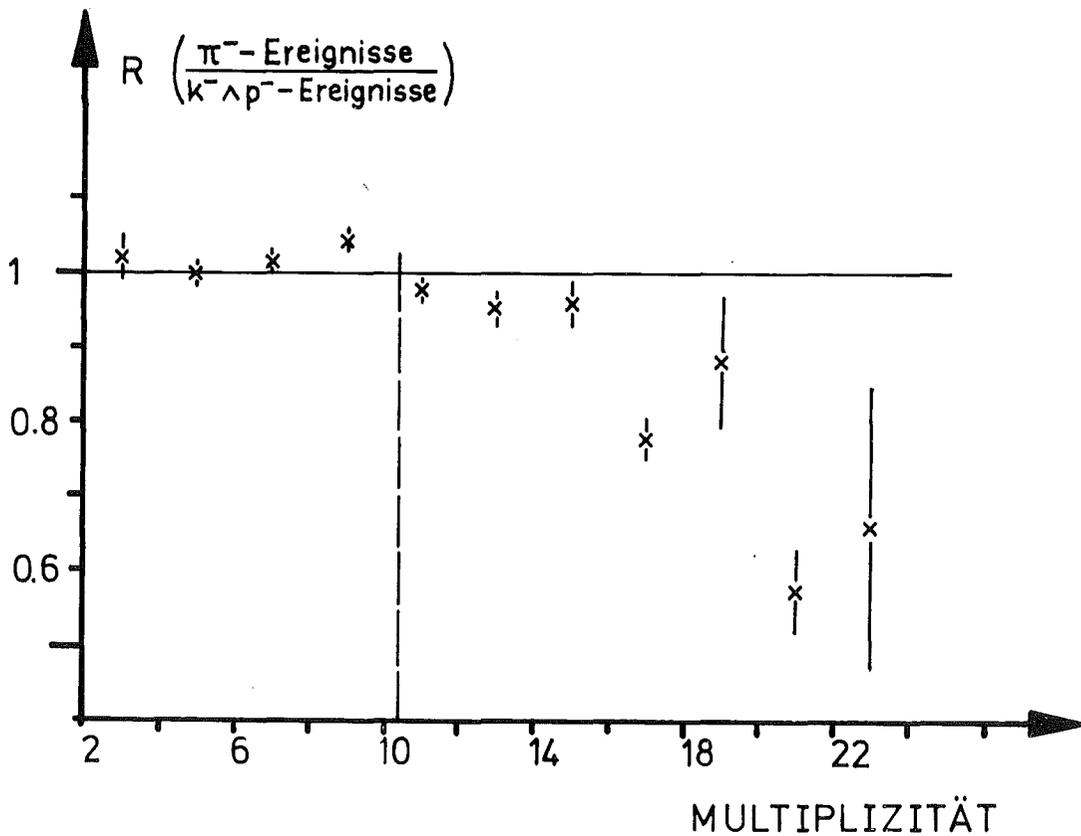


Fig. 29: Verhältnis  $R$  von  $\pi^{-}$ - zu  $(K^{-}+p^{-})$ -Ereignissen als Funktion der Ereignismultiplizität.

Ereignisse hoher Multiplizität ( $\langle N^+ \rangle \geq 11$ ) werden häufiger mit einem  $(K^- + \bar{p})$  als triggerndem Teilchen beobachtet.

In Tabelle 3 sind Teilchendichten nur für Ereignisse großer Multiplizität ( $\langle N^+ \rangle \geq 11$ , siehe Fig. 29) in der Umgebung der Streuebene  $|\phi(\text{Triggerhem.}) + \phi(\text{Triggergegenhem.})|$  und im komplementären Azimutzbereich  $|\phi(\text{oben}) + \phi(\text{unten})|$  angegeben.

TABELLE 3: Teilchendichten in  $\pi^-$ - bzw.  $(K^- + \bar{p})$ -Ereignissen mit  $\langle N^+ \rangle \geq 11$

$\Delta\phi$	$\pi^-$ -Ereignisse $dN^\pm/d\phi$	$(K^- + \bar{p})$ -Ereignisse $dN^\pm/d\phi$
$\phi(\text{Triggerhem.}) +$ $\phi(\text{Triggergegenhem.})$	$N^+ = 0.59 \pm 0.01$ $N^- = 0.48 \pm 0.01$	$N^+ = 0.64 \pm 0.01$ $N^- = 0.55 \pm 0.01$
$\phi(\text{oben}) +$ $\phi(\text{unten})$	$N^+ = 0.81 \pm 0.01$ $N^- = 0.59 \pm 0.01$	$N^+ = 0.91 \pm 0.01$ $N^- = 0.675 \pm 0.008$

Aus dem Vergleich der Teilchendichten in Tabelle 3 folgt, daß die für  $(K^- + \bar{p})$ -Ereignisse beobachtete Multiplizitätserhöhung durch Teilchen zustande kommt, die über den gesamten Azimuth  $\phi$  flach verteilt sind. Das bedeutet, daß für  $(K^- + \bar{p})$ -Ereignisse zusätzlich, vom Prozeß der Erzeugung großen Transversalimpulses kinematisch losgelöst, die Teilchendichte im longitudinalen Phasenraum der Reaktion erhöht ist.

Die Entwicklung der Ereignisstruktur mit dem Transversalimpuls des Triggerteilchens wird durch Verteilungen für Ereignisse verdeutlicht, in denen ein triggerndes  $\pi^-$  mit  $p_T > 2.15$  GeV/c nachgewiesen wird.

Fig. 30 enthält für solche Ereignisse die bisher betrachteten Teilchendichteverteilungen. Die bereits erwähnten Charakteristika sind auch hier vorhanden.

- In der Triggergegenhemisphäre ist die Dichteerhöhung für Teilchen beider Ladungen deutlicher ausgeprägt. Der Überschuß beträgt für

positive Ladung:  $0.96 \pm 0.1$  Teilchen/rad ,

negative Ladung:  $0.4 \pm 0.05$  Teilchen/rad .

Es werden im gegenüberliegenden  $\phi$ -Bereich bei größerem Trigger  $p_T$  ( $p_T^{\text{TR}} > 2.15$  GeV/c)  $\approx 1.4$  Teilchen mehr als in normalen Ereignissen beobachtet. Der Vergleich mit den Ergebnissen bei niedrigerem Transversalimpuls des Triggerteilchens legt als einfache Regel nahe, daß pro  $\Delta p_T = 1$  GeV/c des Triggers  $\approx 0.8$  zusätzliche geladene Teilchen in der Gegenhemisphäre erzeugt werden [Ref. 25]. Der wachsende Teilchenüberschuß läßt die Asymmetrie  $A$  der Rapiditätsverteilung positiver Teilchen (Fig. 30a) zurückgehen auf:  $A = 1.06 \pm 0.08$  im Intervall  $|-2 \leq y \leq +2|$ .

- Die positiven Teilchen in der Triggerhemisphäre entwickeln um die Rapidität des triggernden Pions mit  $p_T > 2.15$  GeV/c ein ausgeprägtes Maximum (Fig. 30c). Es wird durch den Zerfall von  $\rho$ -Mesonen erklärt, von dem das  $\pi^-$  als Trigger nachgewiesen wird.

In Fig. 31 ist die invariante Masse des negativen Triggerpions mit allen positiven Spuren des Ereignisses bei  $\pi$ -Massenannahme aufgetragen. Bei der  $\rho^0$ -Masse  $M_\rho = 770$  MeV/c<sup>2</sup> wird ein deutliches Signal beobachtet. Die Teilchendichteerhöhung um die Triggerrapidität in Fig. 30c stimmt mit der nach Fig. 31 erwarteten  $\pi^+$ -Erzeugung durch  $\rho^0$ -Zerfälle im betrachteten  $\phi$ -Bereich überein.

Eine Abschätzung der  $\rho^0$ -Erzeugungsrate ergibt für das Verhältnis  $R$  von  $\rho$ -Erzeugung und direkter Pionerzeugung im kinematischen Bereich des Triggers [Ref. 26]:

---

$$R\left(\frac{\rho}{\pi}\right) = 1.1 \pm 0.3$$

---

$\pi^-$ -TRIGGER  $p_T^{TR} \geq 1.5 \text{ GeV}/c$

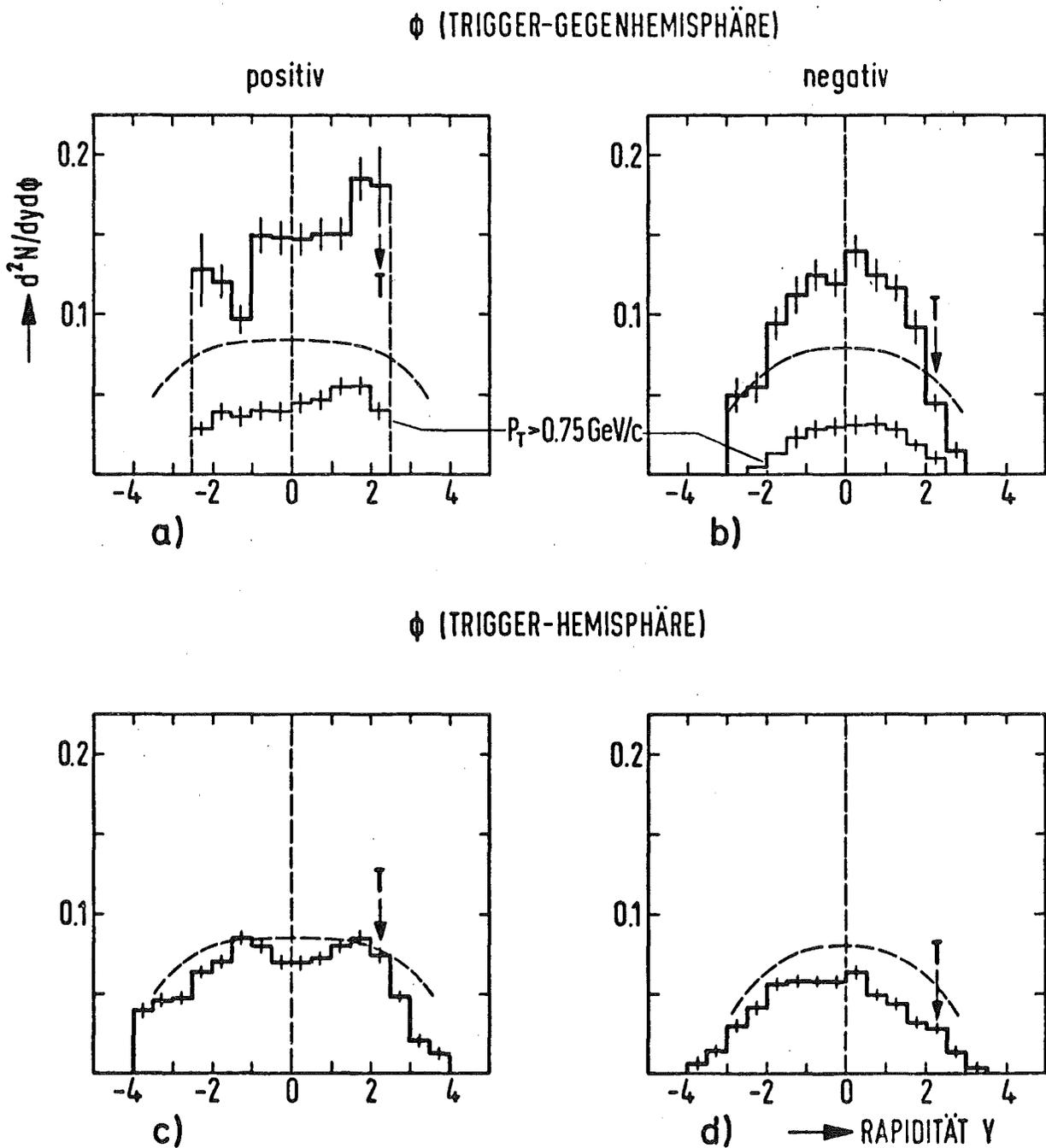


Fig. 30: Rapidityverteilungen der Teilchendichte in:  
 a), b) Triggergegenhemisphäre ( $\Delta\phi = 180^\circ$ )  
 c), d) Triggerhemisphäre ( $\Delta\phi = 72^\circ$ )  
 für Teilchen mit  $p_T > 0.25 \text{ GeV}/c$ .

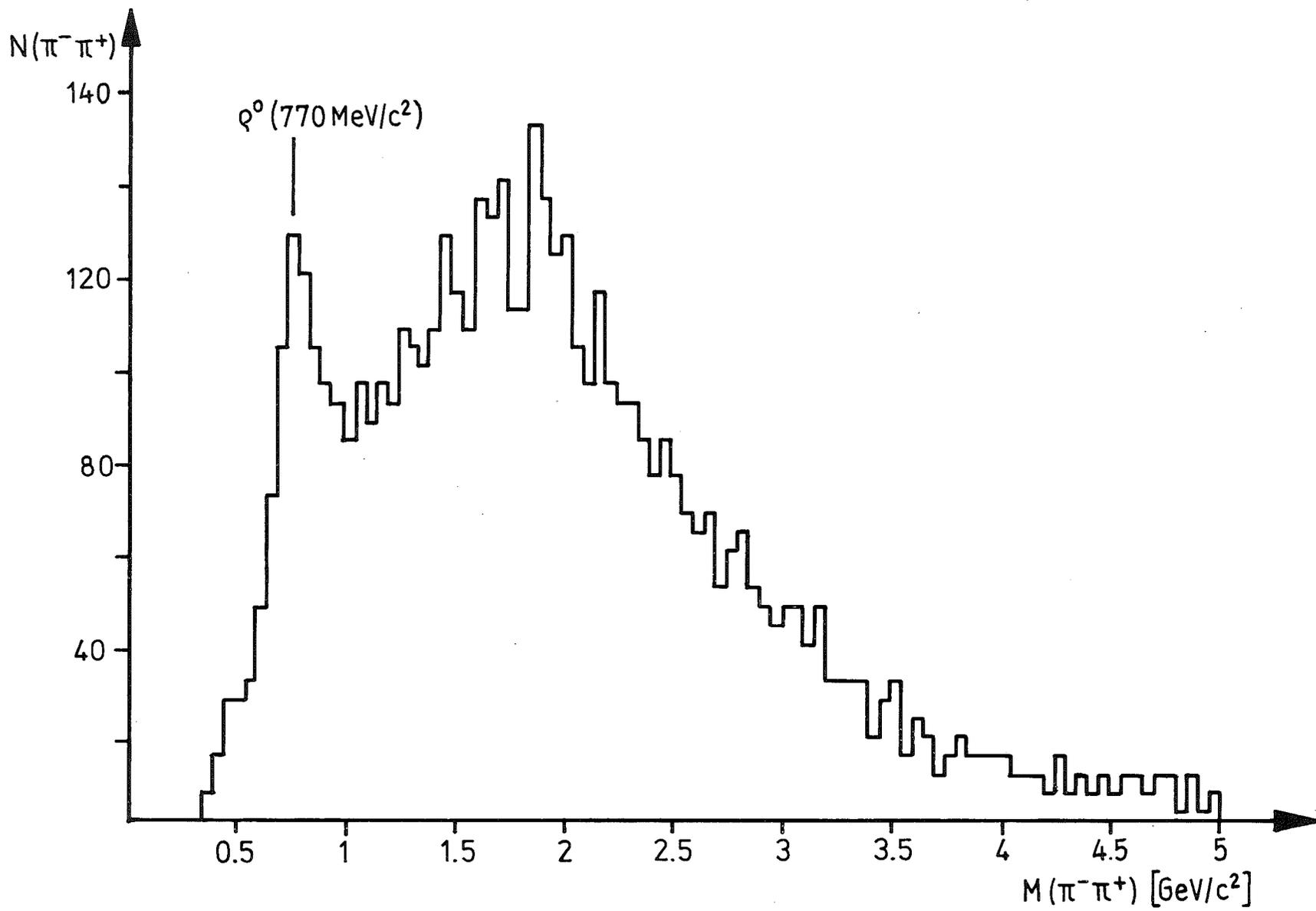


Fig. 31: Invariante Masse von Trigger ( $\pi^-$ ) und positivem Teilchen ( $\pi^+$ ).

#### 4.4 Korrelationen zwischen Triggerteilchen und neutralen Teilchen mit "Strangeness"

Außer der elektrischen Ladung können für die zusätzlich zum Trigger erzeugten Teilchen im Split-Field-Magnetspektrometer keine Quantenzahlen bestimmt werden, sofern die Teilchen direkt aus dem Vertex der p-p-Wechselwirkung stammen. Wenn sie als Zerfallsprodukte neutraler Teilchen mit separierbarem Vertex identifiziert werden können, haben die Elternteilchen die Quantenzahl "Strangeness  $\neq 0$ ".

Messungen der inklusiven Wirkungsquerschnitte von der CHLM-Kollaboration [Ref. 21] ergeben bei  $x = 0.5$  und  $p_T = 0.66$  GeV/c als  $K^-/(K^-+\bar{p})$ -Verhältnis:

$$\frac{E \frac{d^3\sigma}{dp^3} (K^-)}{E \frac{d^3\sigma}{dp^3} (K^-+\bar{p})} = 89\%$$

Die Bologna-CERN-Kollaboration hat bei  $p_T = 1.27$  GeV/c und  $x = 0.37$  gemessen [Ref. 22]:

$$\frac{E \frac{d^3\sigma}{dp^3} (K^-)}{E \frac{d^3\sigma}{dp^3} (K^-+\bar{p})} = 61\%$$

Das  $K^-/(K^-+\bar{p})$ -Verhältnis steigt mit  $x$  stark an und fällt relativ flach mit wachsendem  $p_T$  ab. Die beiden angegebenen Zahlen bilden Grenzen für den  $K^-$ -Anteil in den hier untersuchten  $(K^-+\bar{p})$ -Ereignissen mit  $\langle x \rangle = 0.45$  und  $\langle p_T \rangle = 1.6$  GeV/c. In diesen Meßdaten ist somit die Zahl der Ereignisse, die bereits im "strange" Teilchen ( $K^-$ ) enthalten, stark angereichert.

Die bisher diskutierten Ergebnisse haben gezeigt, daß die Transversalimpulskompensation nicht von den Quantenzahlen "Strangeness" und "Baryonenladung" der Triggerteilchen beeinflußt wird. Weiteren Aufschluß über die Reaktionsdynamik kann die Untersuchung der Ereignisse im Hinblick auf die an diese Quantenzahlen geknüpften Erhaltungssätze erbringen. Diese Untersuchung kann für Teilchen mit "Strangeness" aus dem zu Anfang von (4.4) erwähnten Grund am einfachsten durchgeführt werden.

Die "Strangeness"  $S$  der triggernden  $K^-$  ( $S = -1$ ) kann durch einen geladenen Partner  $K^+$  oder ein neutrales Kaon mit  $S = +1$  kompensiert werden. Im Falle assoziierter Erzeugung können auch Baryonen (z.B.  $\bar{\Lambda}$ ) die Quantenzahl  $S = +1$  tragen.

$K_S^0$  kann man teilweise eindeutig identifizieren, da sie mit der Lebensdauer  $c \cdot \tau = 2.7$  cm durch schwache Wechselwirkung in 2 Pionen zerfallen.

Sowohl in Ereignissen mit Piontrigger als auch in  $(K^- + \bar{p})$ -Ereignissen wurde nach der oben beschriebenen (siehe 3.6) Methode im Programm NICOLE nach Vertices von langsam zerfallenden, neutralen Teilchen mit "Strangeness" ( $V^0 = \Lambda, \bar{\Lambda}, K_S^0$ ) gesucht.

Die  $V^0$ -Zerfälle, die in  $(K^- + \bar{p})$ -Ereignissen nach den notwendigen Schnitten in der Fluglänge (siehe 3.6) gefunden wurden, sind in Fig. 32 dargestellt (Armenteros-Podolansky-Plot). Jeder Zerfall wird durch einen Punkt wiedergegeben, dessen Koordinaten folgende Eigenschaften des Zerfalls kennzeichnen:

Die Ordinate stellt den Transversalimpuls ( $p_T \oplus$ ) des positiven Zerfallsteilchens bezüglich der Flugrichtung des  $V^0$ -Elternteilchens dar (Fig. 32). Auf der Abszisse ist die Asymmetrie  $\alpha$  zwischen den Totalimpulsen ( $\vec{p}_{tot} \oplus, \vec{p}_{tot} \ominus$ ) der Zerfallsteilchen aufgetragen.

$$\alpha = \frac{p_{tot \oplus}^2 - p_{tot \ominus}^2}{(p_{tot \oplus} + p_{tot \ominus})^2}$$



Die Konfiguration der  $V^0$ -Teilchen in Fig. 32 ergibt sich aus den hier folgenden Tatsachen:

- Beim Zerfall  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  erhalten die Zerfallsteilchen im Ruhesystem mehr kinetische Energie wegen des größeren Q-Wertes als bei  $\Lambda$ - bzw.  $\bar{\Lambda}$ -Zerfällen. Bei  $K_S^0$ -Zerfällen senkrecht zur  $K_S^0$ -Flugrichtung ist deshalb der maximale Transversalimpuls des positiven Teilchens größer als bei  $\Lambda$ -Zerfällen.
- In  $\Lambda, \bar{\Lambda}$ -Zerfällen ( $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ ;  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$ ) übernimmt das schwerere Zerfallsprodukt ( $p; \bar{p}$ ) auf Grund der Lorentztransformation ins p-p-Schwerpunktsystem den Großteil des Longitudinalimpulses des zerfallenden Teilchens.

$K_S^0$ -Zerfälle bilden Punkte innerhalb des symmetrisch um  $\alpha = 0$  verlaufenden Bogenbandes ( $p_T \oplus < 230 \text{ MeV/c}$ ), dessen Weite durch die Massenauflösung bestimmt ist.

$\Lambda$ - bzw.  $\bar{\Lambda}$ -Zerfälle liegen bei großen Asymmetriewerten  $\alpha$  ( $\bar{\Lambda} \rightarrow \alpha \approx -1$ ;  $\Lambda \rightarrow \alpha \approx +1$ ) und erreichen nur kleine Transversalimpulse ( $p_T \oplus < 130 \text{ MeV/c}$ ).

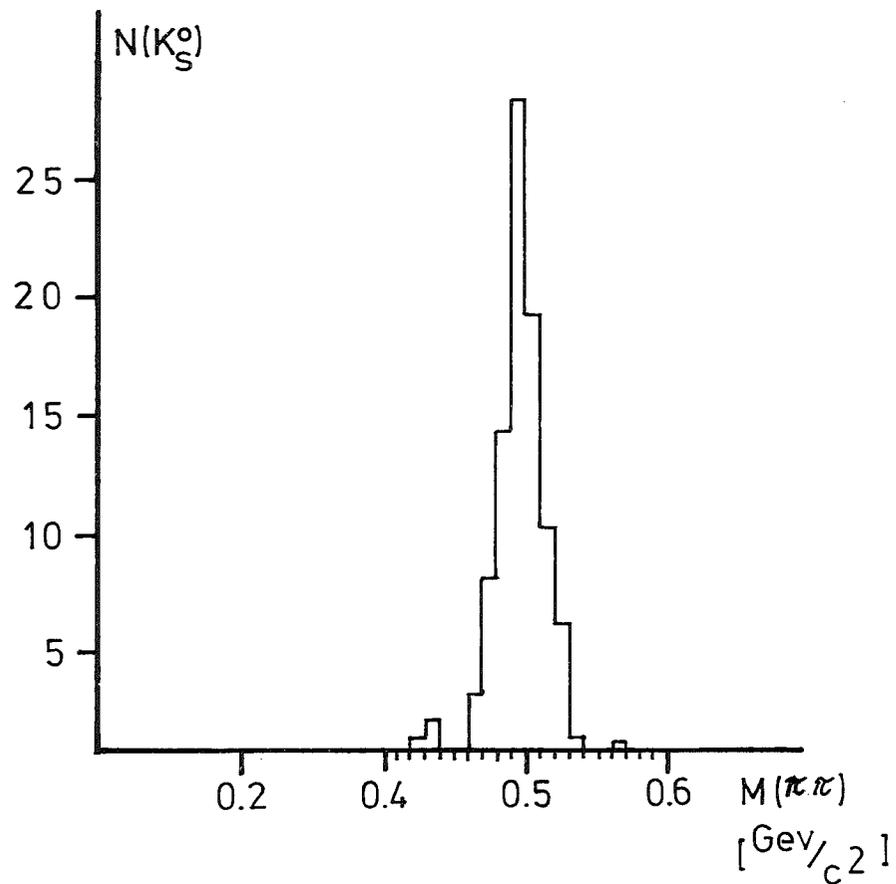
Da die Asymmetrie  $\alpha$  keine lorentzinvariante Größe ist, können  $\Lambda, \bar{\Lambda}$ -Zerfälle zu kleinen  $\alpha$  ( $\alpha \rightarrow 0$ ) streuen, wenn der Totalimpuls des Teilchens mit seiner Masse vergleichbar ist ( $|p_{\text{tot}}(\Lambda, \bar{\Lambda})| \approx 1 \text{ GeV/c}$ ).

In dieser Darstellung sind alle  $V^0$ 's mit  $p_T \oplus > 130 \text{ MeV/c}$  eindeutig als Zerfälle  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  identifizierbar. Für diese Zerfälle ist in Fig. 33 die invariante Masse der Zerfallsteilchen  $M(\pi^+ \pi^-)$  aufgetragen. Die Breite  $\Gamma_{\text{exp}}$  des Signals bei der  $K^0$ -Masse ( $M(K^0) = 496 \text{ MeV/c}^2$ ) ist:

$$\Gamma_{\text{exp}}(K^0) \approx 30 \text{ MeV/c}^2$$

Die Lebensdauerverteilung (Fig. 33b) stimmt sehr gut mit dem Weltmittelwert [Ref. 27] (eingezeichnete Linie) überein. Bei kleinen Fluglängen

# $K_S^0$ - MASSE



# $K_S^0$ - LEBENSDAUER

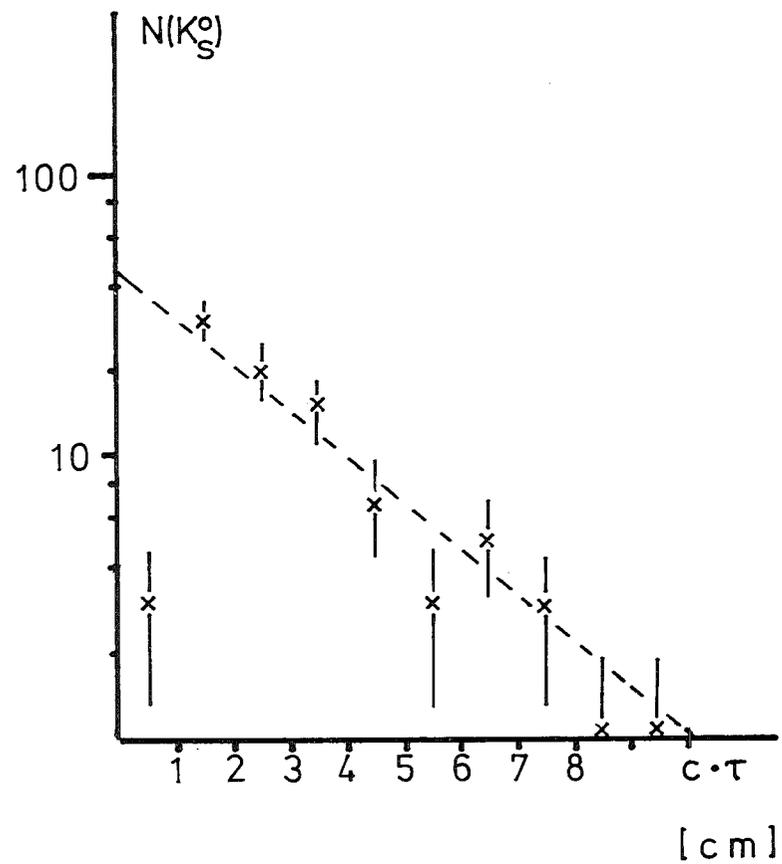


Fig. 33: Massen- und Lebensdauervertelung von eindeutig identifizierten  $K_S^0$ .

verursacht die Separation von Zerfalls- und Primärvertex Verluste, die durch Extrapolation abgeschätzt werden können.

Die Gesamtzahl der beobachteten  $K_S^0$  kann nach der folgenden Methode bestimmt werden. Wenn das maximale  $p_T \oplus$  auf 1 normiert wird, ist die Belegungsdichte des  $K_S^0$ -Bogenbereiches unabhängig vom Kosinus des Polarwinkels im so definierten Einheitshalbkreis wegen der Isotropie des Zerfalls im  $K_S^0$ -Ruhe-system. Damit kann die  $K_S^0$ -Dichte in den Überlappungsbereich mit  $\Lambda$  bzw.  $\bar{\Lambda}$  extrapoliert und die Gesamtzahl der beobachteten  $K_S^0$  angegeben werden. Subtraktion der  $K_S^0$ -Anzahl innerhalb des  $\Lambda$ - bzw.  $\bar{\Lambda}$ -Bereiches ergibt, korrigiert auf Separationsverluste, die Zahlen der beobachteten  $\Lambda$ 's bzw.  $\bar{\Lambda}$ 's.

Auf individueller Basis können  $K_S^0$  und  $\Lambda$  bzw.  $\bar{\Lambda}$  im Überlappungsbereich nicht getrennt werden.

In Tabelle 4 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Es wird der Prozentsatz von Ereignissen angegeben, in denen ein Teilchen der jeweiligen Art beobachtet wird. Die Zahlen können nur zum Vergleich der Ereignisarten herangezogen werden, da keine Korrektur für die Nachweiswahrscheinlichkeit angebracht ist.

TABELLE 4:  $V^0$ -Raten in  $(K^- + \bar{p})$ - bzw.  $\pi^-$ -Ereignissen

$(K^- + \bar{p})$ -Trigger; $p_T \geq 1.5$ GeV/c			3618 Ereignisse
$N(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	= 205	$\rightarrow$	$5.7\% \pm 0.5\%$
$N(\Lambda \rightarrow p \pi^-)$	= 103	$\rightarrow$	$2.5\% \pm 0.3\%$
$N(\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+)$	= 100	$\rightarrow$	$2.5\% \pm 0.3\%$
$\downarrow$	= 31	$\rightarrow$	$0.7\% \pm 0.2\%$ mit $\bar{p}$ als triggerndes Teilchen
$\pi^-$ -Trigger ; $p_T \geq 2.15$ GeV/c			3286 Ereignisse
$N(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	= 217	$\rightarrow$	$6.6\% \pm 0.6\%$
$N(\Lambda \rightarrow p \pi^-)$	= 135	$\rightarrow$	$3.8\% \pm 0.4\%$
$N(\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+)$	= 76	$\rightarrow$	$2.1\% \pm 0.3\%$

Innerhalb der statistischen Genauigkeit gibt es keine unterschiedlichen Erzeugungsraten für neutrale K-Mesonen in den zwei betrachteten Ereignisarten. Jedoch können  $K_S^0$ -Zerfälle bei großen Polarwinkeln  $\theta^*$  wegen der abnehmenden Impulsauflösung des Spektrometers mit der beschriebenen Methode (3.6) nur sehr schwer nachgewiesen werden.

In Fig. 34 sind für beide Ereignisarten die Rapiditäts-, Azimuth- und Transversalimpulsverteilungen der eindeutig identifizierbaren  $K_S^0$  aufgetragen. Bei kleinen Rapiditäten werden die Nachweisverluste sichtbar (Fig. 34a,b). Für  $\pi^-$ -Ereignisse deutet die Azimuthwinkelverteilung gleiche  $K_S^0$ -Erzeugung in beiden Halbebenen der Streuung an. Dagegen ist für  $(K^- + \bar{p})$ -Ereignisse nur ein Maximum in der Triggerhemisphäre erkennbar.

In  $(K^- + \bar{p})$ -Ereignissen wird ein Bruchteil der gefundenen  $\bar{\Lambda}$  bei großem Transversalimpuls erzeugt (siehe Tabelle 4), so daß das  $\bar{p}$  aus dem Zerfall den Trigger erfüllt. In Fig. 35a,b sind die Rapiditäts- und  $p_T$ -Verteilung für die in Fig. 32 im  $\Lambda$ -Bereich liegenden  $V^0$ -Zerfälle ( $K_S^0$ - $\Lambda$ -Mischung) ange-

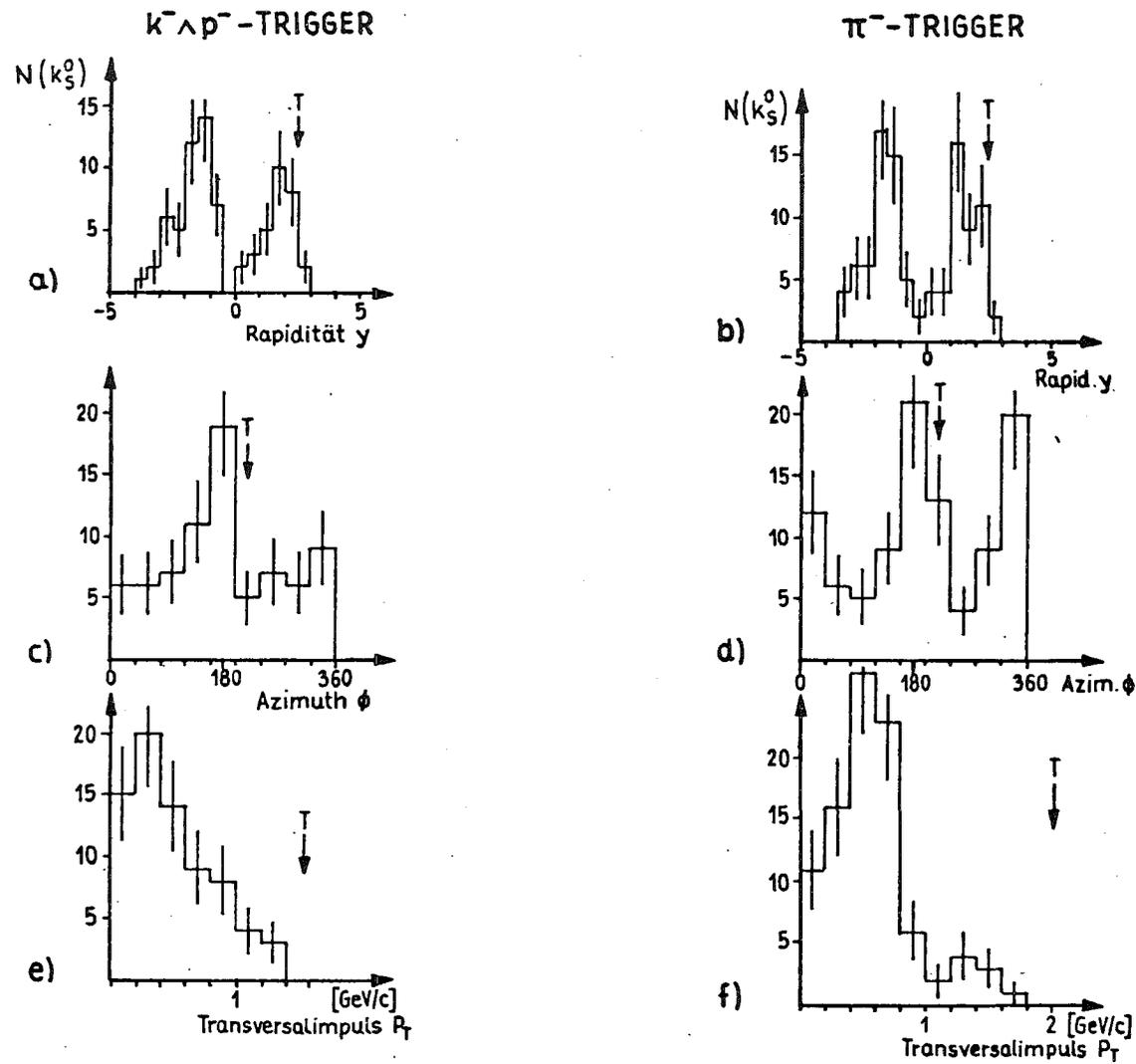


Fig. 34: Rapidity-, Azimuth- und Transversalimpulsverteilungen für eindeutig identifizierbare  $K_S^0$   
in:  
 $K^- + \bar{p}$ -Ereignissen  $\Rightarrow$  a,c,e  
 $\pi^-$ -Ereignissen  $\Rightarrow$  b,d,f .

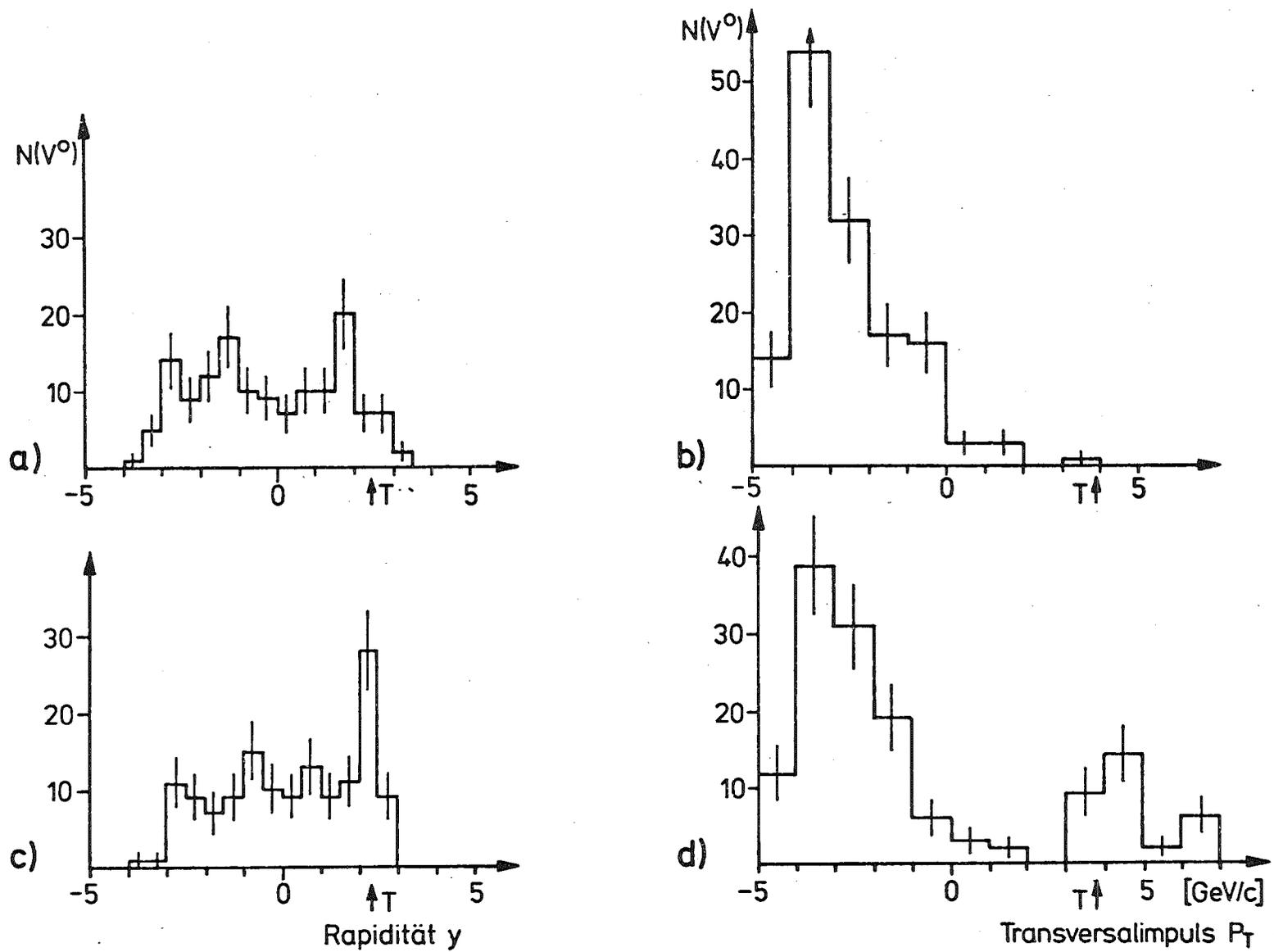


Fig. 35: Rapidity- und  $p_T$ -Verteilungen für  
 $(\Lambda-K_S^0)$ -Mischung  $\Rightarrow$  a,b  
 $(\bar{\Lambda}-K_S^0)$ -Mischung  $\Rightarrow$  c,d in  $(K^-+p)$ -Ereignissen .

geben. Entsprechende Verteilungen zeigt Fig. 35c,d für den  $\bar{\Lambda}$ -Bereich. Sowohl bei der Triggerrapidität als auch beim Trigger- $p_T$  treten Maxima auf, die von  $\bar{\Lambda}$ 's mit großem Transversalimpuls herrühren.

#### 4.5 Obere Grenze des Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung von Teilchen mit Quantenzahl "Charm"

Die Entdeckung von Teilchen sehr großer Masse ( $M(\psi) = 3.1 \text{ GeV}/c^2$ ) und relativ großen Lebensdauern [Ref. 28] hat theoretische Vorstellungen gefördert, nach denen die Modelle über die Zusammensetzung der beobachtbaren Elementarteilchen um einen Freiheitsgrad erweitert werden müssen. Eine Möglichkeit, den Freiheitsgrad zu öffnen, ist die Einführung der Quantenzahl "Charm" [Ref. 30]. Das bedeutet, daß die Ordnungsschemata bisher bekannter Elementarteilchen (SU(3)-Multipletts) um Teilchen mit dieser zusätzlichen Eigenschaft bereichert werden.

Von diesen hypothetischen Teilchen sind die "charmed" Mesonen  $D^0$ ,  $D^+$  Kandidaten, die in bekannte und in diesem Experiment nachweisbare Teilchen zerfallen können. Neben semileptonischen Zerfällen sollen als rein hadronische Kanäle die Zerfälle:

$$\begin{aligned} D^0 &\rightarrow K^- \pi^+ \\ D^+ &\rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \end{aligned}$$

auftreten. Sie wurden nach Abschluß dieser Arbeit in der Reaktion:

$$\begin{aligned} e^+ e^- &\rightarrow D \bar{D} \\ &\quad \downarrow \\ &\quad \rightarrow \text{z.B. } D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \end{aligned}$$

nachgewiesen [Ref. 29].

Da in dieser Arbeit in keinem dieser Zerfallskanäle ein Signal gefunden wurde, wird für  $D^0$  eine obere Grenze  $WQ$  für das Produkt aus totalem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{D^0}$  und dem Verzweigungsverhältnis  $B$  des Zerfalls in  $K^- \pi^+$  angegeben:

$$B \cdot \sigma_{D^0} \leq WQ$$

Nimmt man an, daß erzeugte  $D^0$ -Teilchen so zerfallen, daß das  $K^-$  einen Ereignistrigger ergibt, so kann  $WQ$  aus den Daten, beschränkt auf die Triggerakzeptanz, bestimmt werden. Als Bereich, in dem die  $D^0$ -Masse liegen soll [Ref. 30], wird das Intervall  $\Delta M = 2 \pm 0.2 \text{ GeV}/c^2$  angenommen. Nach (2.1.4) wird der inklusive Wirkungsquerschnitt für  $(K^- + \bar{p})$  im Trigger bestimmt und auf den  $K^-$ -Anteil ( $K^-/\bar{p} \approx 70\%$ ) korrigiert. Damit kann für den Massenbereich  $\Delta M$  die Grenze  $WQ$  für  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ -Paare bestimmt werden. Es ergibt sich:

$$WQ \leq 30 \text{ nb (90\% CL)}$$

Es gibt zwei Hypothesen für den Erzeugungsmechanismus des  $D^0$ :

- Paarerzeugung. Diese soll bei großen Produktionswinkeln ( $-2 < y < +2$ ) mit relativ flachem  $p_T$ -Abfall ( $\sim e^{-2p_T}$ ) stattfinden [Ref. 30].
- Assoziierte Erzeugung. Dabei wird das Meson zusammen mit einem "charmed" Baryon erzeugt. Das bedeutet, daß das Meson auch bei relativ kleinen Polarwinkeln ( $-4 < y < +4$ ) beobachtet werden kann [Ref. 30].

Legt man Rapiditätsverteilungen mit den angegebenen Plateaubreiten, eine "flache"  $p_T$ -Verteilung ( $\sim e^{-2p_T}$ ) und eine flache  $\phi$ -Verteilung zu Grunde, so erhält man die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_{D^0}$ :

- im Falle von Paarerzeugung:

$$\epsilon_{D^0} = 10^{-4}$$

- im Falle assoziierter Produktion:

$$\epsilon_{D^0} = 10^{-2}$$

Damit ergibt sich für die obere Grenze WQ des Wirkungsquerschnitts:

---

$$B \cdot \sigma_{D^0} < WQ = 300 \mu\text{b} \text{ bei Paarerzeugung}$$

$$B \cdot \sigma_{D^0} < WQ = 3 \mu\text{b} \text{ bei assoziierter Erzeugung}$$

---

## V. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

### 5.1 Modelle

Es sollen die Ergebnisse vor dem Hintergrund theoretischer Modellvorstellungen diskutiert werden. Für die Erklärung der Vorgänge bei der Wechselwirkung hadronischer Materie bei hoher Energie gibt es zwei, prinzipiell unterschiedliche theoretische Ausgangspositionen.

Nach thermodynamisch-statistischen Modellen führt die kinetische Anfangsenergie zur Anregung eines Massenkontinuums (Feuerball). Die Abkühlung erfolgt durch Dissipation der Energie in Form von Teilchen [Ref. 31]. Um das Auftreten von Teilchen mit großem Transversalimpuls zu erklären, müssen zusätzliche Annahmen gemacht werden.

In Partonmodellen werden die zur Wellenfunktion des Protons beitragenden Amplituden als Repräsentanten für Konstituenten (Partonen) betrachtet. Ist die Beobachtungszeit, d.h. die Wechselwirkungszeit bei der Streuung klein genug, dann kann das Proton als Komposition von Partonen vorliegen, für die das Amplitudenquadrat über das Zeitintervall der Wechselwirkung groß ist. Bei hoher Protonenenergie ist diese Bedingung erfüllt, so daß lokale Wechselwirkung zwischen Konstituenten der Protonen eintreten kann [Ref. 32,33]. Für die Beschreibung experimenteller Meßresultate muß jedoch der Begriff "Parton" konkretisiert werden, d.h. den Konstituenten müssen Eigenschaften in Form von Quantenzahlen zugeordnet werden.

Experimente, in denen punktförmige Teilchen (Neutrinos, Elektronen) als Sonden zur Streuung an ausgedehnten Nukleonen dienen, haben Ergebnisse erbracht, durch die die Konstituentenbilder stark untermauert werden [Ref. 34].

Für ruhende Elementarteilchen liefert das Quarkmodell eine einfache Interpretation der  $SU(3)$ -Teilchenmultiplikets. Für viele Interpretationen ist es hilfreich, die Protonamplituden in den Wellenfunktionen bewegter Teilchen mit diesen Quarks oder gebundenen Quarkzuständen zu identifizie-

ren. Aus den bekannten Quarkigenschaften lassen sich leichter Aussagen über Erzeugungsraten für verschiedene Teilchenarten bzw. das dynamische Verhalten der Quantenzahlerhaltung in der Reaktion ableiten |Ref. 35|.

Aus Messungen der Neutrinostreuung wurden auf diesem Wege Verteilungen des Partoninhalts in Nukleonen abgeleitet. In den Reaktionen sind die Quantenzahlen des Projektils definiert, so daß aus den Reaktionsprodukten auf Konstituenteninhalt und seine Verteilung im Proton zurückgeschlossen werden kann. Fig. 36 zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilung im Proton einen Konstituenten anzutreffen, der den auf der Abszisse angegebenen Totalimpulsanteil  $x'$  des Protons trägt |Ref. 34|.

## 5.2 Der inklusive Wirkungsquerschnitt und Pionanteile bei großem $p_T$

In Partonmodellen ergeben sich große Transversalimpulse auf direkte Weise aus der lokalen Wechselwirkung zweier Konstituenten. Legt man beiden kollidierenden Protonen eine, wie in Fig. 36 angegebene Partonimpulsverteilung zu Grunde, dann kann der bis zu großem Longitudinalimpuls  $x$  konstante Wirkungsquerschnitt bei großem  $p_T$  (siehe Fig. 18) durch primäre Konstituent-Konstituent-Wechselwirkung erklärt werden. Große Longitudinalimpulse  $x$  entstehen, wenn ein Konstituent mit großem  $x'$  an einem Partner mit kleinem  $x'$  des anderen Protons streut. Nach der Primärstreuung formen die Partonen durch Wechselwirkung mit den übrigen Konstituenten beobachtbare Hadronen |Ref. 36|.

In thermodynamischen Modellen führt die Energiedissipation direkt zu exponentiellem Abfall der Wirkungsquerschnitte mit dem Transversalimpuls (bei hohem  $p_T$  analog Boltzmann-Statistik). Zur Erklärung der Abweichung von diesem Verhalten müssen seltene, spezifische Prozesse überlagert werden, etwa das Auftreten lokaler Überhitzung der angeregten Materie. Dies führt zu größerer transversaler Energie für ein aus diesem Zentrum ausge-

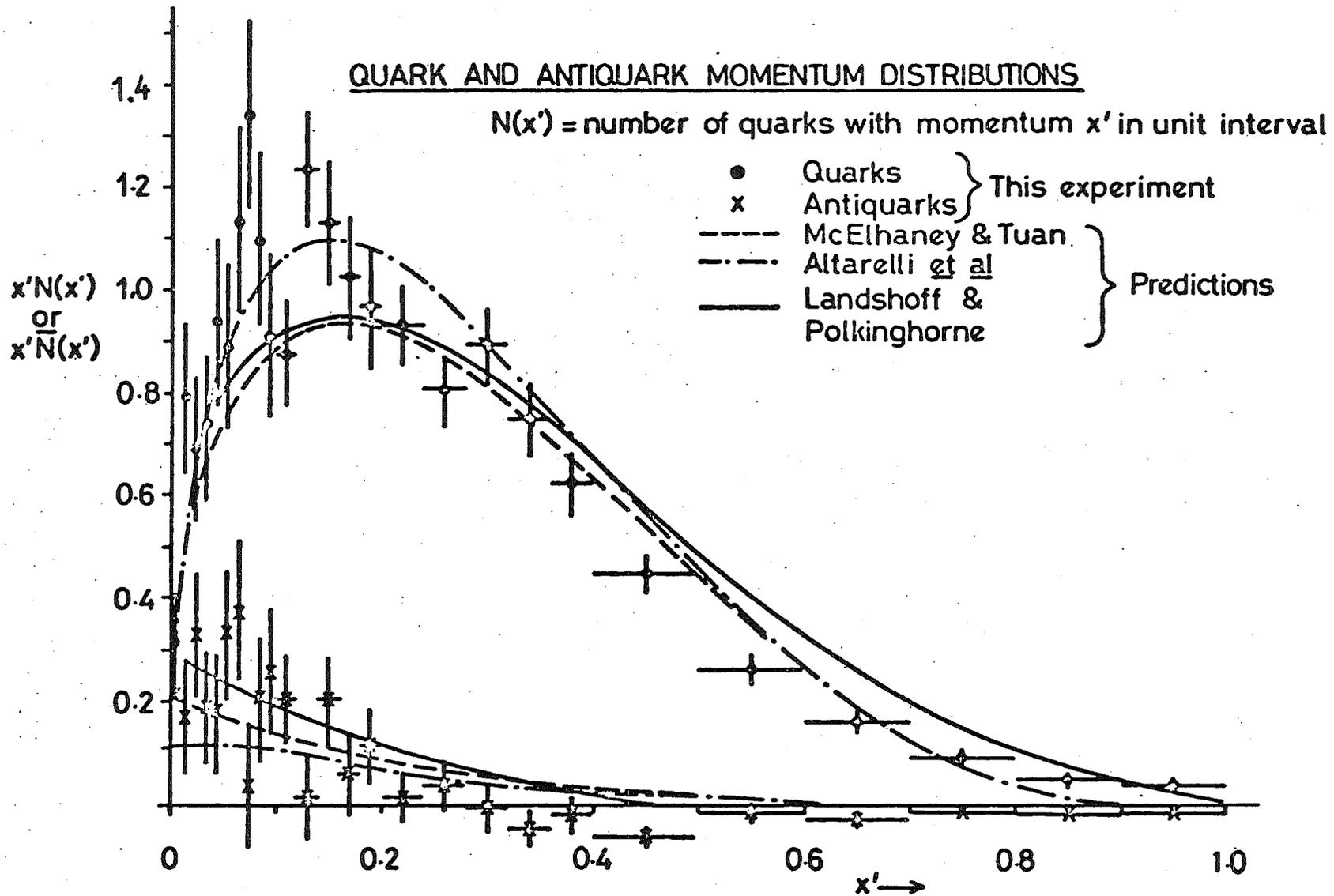


Fig. 36: Verteilung des Quark-Antiquark-Impulsanteils  $x'$  im Nukleon.

sandtes Teilchen. Mit diesem Bild eines zentral erzeugten Feuerballs ist die Beobachtung großer Transversalimpulse in Vorwärtsrichtung nicht verträglich. Vielmehr muß die Anregung beider Protonen in zwei Feuerbälle mit longitudinalem Impuls angenommen werden.

In keinem Modell werden quantitative Aussagen über die Teilchenzusammensetzung bei großem Transversalimpuls gemacht. In Feuerballmodellen wird erwartet, daß bei Transversalimpulsen größer als die Masse der beitragenden Teilchen die Anteile dieser Teilchen am Wirkungsquerschnitt mit  $p_T$  konstant bleiben sollen. Diese Aussage wird durch die in dieser Arbeit vorgelegten Resultate (siehe Fig. 20) nicht bestätigt. Es kann eine Zunahme des Anteils schwerer Teilchen in beiden Ladungen mit dem Transversalimpuls im Bereich  $p_T \leq 2.5$  GeV/c beobachtet werden. In der positiven Ladung ist bei dieser Betrachtung der Anteil fragmentierender Protonen bei großen Longitudinalimpulsen  $x$  (Fig. 20b) zu berücksichtigen.

Nach Partonmodellen ist die Identität des mit hohem  $p_T$  auftretenden Teilchens in erster Linie eine Frage des Rekombinationsvorgangs nach der "harten" Konstituentenwechselwirkung. Dieser Vorgang wird in keinem Modell explizit beschrieben; jedoch wird erwartet, daß er in der Erzeugung von einem oder mehrerer Teilchen ("Jet") resultiert, in denen sich jeweils die Quantenzahlen der beiden an der "harten" Streuung beteiligten Konstituenten widerspiegeln. Da die Untersuchung der Konstituentenwechselwirkung die Betrachtung des Transversalimpulsausgleiches mit einschließt, soll der Quantenzahlinhalt der auf der Triggerseite beobachteten Reaktionspartner im nächsten Abschnitt behandelt werden.

### 5.3 Der Transversalimpulsausgleich

Wesentlich unterschiedliche Konsequenzen ergeben sich aus den zwei Modellrichtungen für die Dynamik der den Transversalimpuls ausgleichenden

Teilchen.

Alle thermodynamischen Beschreibungen ergeben eine im Reaktionsphasenraum ausgedehnte Erhöhung der Teilchenmultiplizität, deren dynamisches Verhalten von der Gesamtimpulserhaltung modifiziert wird.

Partonmodelle erlauben spezifischere Aussagen über den Transversalimpulsausgleich. Nahezu alle Modelle implizieren eine "Jet-Jet"-Struktur der in (5.2) erwähnten Art. In den hier behandelten Meßdaten sind die Voraussetzungen für die Auffindung und separate Betrachtung solcher Jet-Strukturen, insbesondere innerhalb der den Transversalimpuls kompensierenden Teilchen, nicht gegeben. Die Analyse anderer Daten des gleichen Experimentes hat starke Evidenz für das Vorhandensein einer "Jet-Jet"-Struktur erbracht [Ref. 37]. Dagegen erlauben die vorliegenden Daten erstmals die Untersuchung von Quantenzahlkorrelationen.

Mit Hilfe des am weitesten entwickelten Konstituentenmodells (CIM = Constituent Interchange Model) [Ref. 35] werden Vorhersagen über mittlere Richtungen des Transversalimpulsausgleiches für verschiedene Teilchenarten im Trigger mit hohem  $p_T$  gemacht.

Inklusive Wirkungsquerschnitte bei hohem  $p_T$  für verschiedene Teilchenarten wurden als Linear-Kombinationen der Amplitudenquadrate verschiedener Unterprozesse zwischen Konstituenten dargestellt [Ref. 38].

Aus den so festgelegten Unterprozessen "harter" Konstituentenwechselwirkung ergeben sich Konsequenzen für das dynamische Verhalten der  $p_T$ -kompensierenden Teilchen.

Für mesonische Trigger bei kleinen Polarwinkeln ( $\theta^* \approx 20^\circ$ ) ist in den erwähnten Linearkombinationen der folgende Unterprozeß dominant [Ref. 39]:

$$qM \rightarrow qM \quad ,$$

q = Quark

M = "Meson" = gebundener Quarkzustand ( $q\bar{q}$ )

Für die in diesen Messungen untersuchten Reaktionen bedeutet dies:

$$qM \rightarrow q\pi^- \quad \text{für Ereignisse mit } \pi^- \text{-Trigger}$$

$$qM \rightarrow qK^- \quad \text{für } \approx 70\% \text{ der Ereignisse mit } (K^- + \bar{p}) \text{-Trigger.}$$

Vom  $\bar{p}$ -Anteil soll in dieser Diskussion abgesehen werden.

Der Quarkinhalt der Triggerteilchen ist:

$$\pi^- : |\bar{p}n\rangle$$

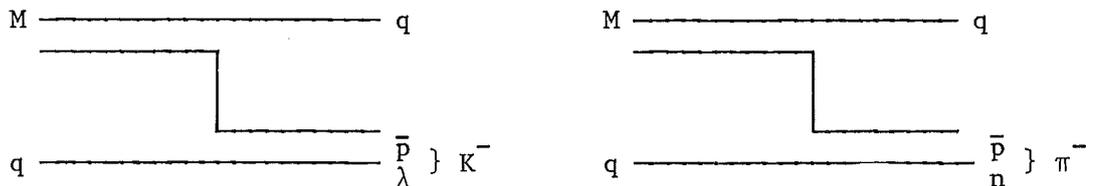
$$K^- : |\bar{p}\lambda\rangle$$

$\bar{p}$  = Antiprotonquark

n = Neutronquark

$\lambda$  = "strange" Quark

Die Diagramme der "harten" Subprozesse sind:



Aus Fig. 36 folgt, daß Antiquarks wenig vom totalen Impuls des Protons tragen, d.h. ausschließlich dem "See" angehören. Der Impuls wird im wesentlichen von Quarks - und darin den "Valenz"-Quarks - aufgebracht, die man in erster Näherung mit dem SU(3)-Quarkmodell des Protons gleichsetzen kann.

Die Randbedingungen legen wesentliche Merkmale fest.  $M = (q\bar{q})$  wird als "See"-Teilchen vornehmlich kleinen Totalimpuls tragen.

1.  $q$  wird in  $\pi^-$ -Ereignissen der Reaktionspartner sein, der den vom Trigger geforderten Longitudinalimpuls aufbringt, was für  $n$ -Quarks des Protons leicht möglich ist. Das  $p_T$ -ausgleichende  $q$  im Endzustand wird mit gleicher Wahrscheinlichkeit eines aus den drei möglichen Valenz-Quarks sein.
2. Im Falle der  $K^-$ -Erzeugung ist für  $q$  ein  $\lambda$ -Quark mit "Strangeness" = -1 erforderlich. Das  $\lambda$  wird als "Non-Valence"-Quark des Protons der "See"-Verteilung angehören. Um den vom Trigger verlangten Longitudinalimpuls zu erbringen, muß das  $\lambda$  aus dem Ausläufer der "See"-Verteilung bei mittleren  $x'$  (siehe Fig. 36) stammen. Dies steht im Einklang mit dem niedrigen Kaon-Anteil am gesamten, inklusiven Wirkungsquerschnitt für negative Teilchen innerhalb des vom Trigger festgelegten kinematischen Bereiches. Für den Reaktionspartner  $q$  im Endzustand der Konstituentenwechselwirkung gilt dasselbe, wie im Falle der  $\pi^-$ -Erzeugung.

Man kann annehmen, daß als gebundene Quarkzustände  $M$  alle  $(q\bar{q})$ -Zustände dem Quarkinhalt entsprechend häufig vorkommen, d.h. die mittlere Ladung der  $p_T$ -kompensierenden Teilchen wird durch die mittlere Ladung aller vorhandenen Quarks  $q$  bestimmt:

$$\langle Q_{\text{BAL}} \rangle = \frac{2}{3} * (+\frac{2}{3}) + \frac{1}{3} * (-\frac{1}{3}) = +\frac{1}{3}$$

Dieses Ergebnis soll mit der experimentellen Beobachtung verglichen werden.

Für Ereignisse mit  $\pi^-$ -Trigger bei  $p_T \geq 1.5$  GeV/c wurden in der Triggerhemisphäre  $0.6 \pm 0.15$  positive und  $0.25 \pm 0.1$  negative zusätzliche Teilchen beobachtet. Der Überschuß an positiver Ladung in den  $p_T$ -kompensierenden Teilchen beträgt demzufolge  $\approx 0.35$  Teilchen. Diese Beobachtung stimmt gut mit dem aus den Modellüberlegungen abgeleiteten Resultaten überein.

Für den Unterprozeß  $qM \rightarrow qM$  wird außerdem die erwartete mittlere Polarwinkelposition der  $p_T$ -ausgleichenden Teilchen angegeben |Ref. 38|.

Wird der durch  $q_M \rightarrow q_M$  erzeugte mesonische Trigger bei kleinen Polarwinkeln verlangt, so soll die mittlere Richtung des  $p_T$ -Ausgleiches in der Gegenhemisphäre bei größeren Polarwinkeln, jedoch auf der Rapiditätsseite des triggerrnden Teilchens liegen. Das bedeutet, daß der Unterprozeß  $q_M \rightarrow q_M$  den Ereignissen eine "back-antiback"-Struktur aufprägt.

Vergleicht man die Meßresultate (Fig. 25a, 26a) mit dieser Modellvorhersage, so fallen die Asymmetrien in den Dichteverteilungen positiver Teilchen auf. Die Asymmetriewerte A zeigen an, daß praktisch der gesamte Überschuß positiver Teilchen gegen negative Ladung auf der Rapiditätsseite des Triggers angesammelt ist.

Wenn die Transversalimpulskompensation durch den Streuwinkel des Konstituenten bestimmt und die Teilchen im kompensierenden Teilchenbündel die Quantenzahlen des gestreuten Konstituenten wiedergeben, wie allgemein in Partonmodell postuliert wird, dann werden durch den Unterprozeß  $q_M \rightarrow q_M$  die in dieser Arbeit behandelten, experimentellen Beobachtungen gut beschrieben. Der Prozeß impliziert jedoch, daß der Quantenzahlinhalt des kompensierenden Teilchenbündels von der im Trigger verlangten Quantenzahl "Strangeness" ( $\pi^-$ -Trigger  $\leftrightarrow$   $K^-$ -Trigger) entkoppelt ist.

#### 5.4 Strangenesserhaltung

Die Untersuchungsergebnisse über die Erzeugung neutraler Teilchen mit "Strangeness" zeigen, daß keine Quantenzahlkorrelation zwischen Trigger und kompensierenden Teilchen existiert. Diese wird auch nicht vom dominierenden Konstituentenprozeß nach dem CIM-Modell verlangt.

Die Quantenzahlerhaltung sollte deshalb bei der Fragmentation der "Rest"-Protonen in nachweisbare Teilchen erkennbar werden. Die folgenden, im longitudinalen Reaktionsphasenraum beobachteten Tatsachen sind dafür von

### Bedeutung.

- Im gesamten Azimuth um die p-p-Achse ist in  $(K^- + \bar{p})$ -Ereignissen die mittlere, geladene Multiplizität höher als in  $\pi^-$ -Ereignissen.
- Die nachgewiesenen  $K_S^0$  zeigen bei  $(K^- + \bar{p})$ -Ereignissen eine Anhäufung in der Triggerhemisphäre (siehe Fig. 34c). Dagegen werden in  $\pi^-$ -Ereignissen  $K_S^0$ -Zerfälle in der gesamten Streuebene beobachtet (Fig. 34d).

Im CIM-Modell kann dieses Beobachtungsergebnis wie folgt interpretiert werden.

Der Trigger selektiert Partonen, die Transversalimpuls in Trigger-richtung besitzen ("Triggerbias") [Ref. 40,41]. Im Unterschied zu  $\pi^-$ -Ereignissen stammt das  $\lambda$ -Quark, das den  $K^-$ -Trigger form, aus einem  $(\lambda, \bar{\lambda})$ -Paar des Quantenzahl-neutralen "Sees". Bei der Konstituentenstreuung bleibt das  $\bar{\lambda}$ -Quark zurück, dessen Transversalimpuls bei der Fragmentation der Reste zu der Azimuthalkorrelation der nachgewiesenen  $K_S^0$  mit dem Trigger führen kann. Da bei der  $K^-$ -Erzeugung die Quark-"Seen" beider Protonen in die Wechselwirkung einbezogen sind, tritt die beobachtete Erhöhung der Teilchenmultiplizität entlang der Protonprimär-richtung ein.

Die Vielzahl der weiteren Modelle macht kaum über die Phänomenologie hinausgehende Aussagen, so daß quantitative Vergleiche nicht durchgeführt werden können. Es ist deshalb schwierig, die zu Grund liegenden Vorstellungen zu bestätigen oder auszuschließen. Die vorliegenden Meßergebnisse, in denen erstmals der gesamte kinematische Bereich der Reaktion bei hoher Schwerpunktsenergie gleichzeitig zugänglich ist und Triggerteilchen mit hohem Transversalimpuls identifiziert werden können, engen jedoch den phänomenologischen Rahmen ein.

## VI. ZUSAMMENFASSUNG

An den CERN-Protonenspeicherringen wurden mit dem "Split-Field"-Magnetspektrometer bei  $\sqrt{s} = 52.5$  GeV Schwerpunktsenergie p-p-Ereignisse untersucht, in denen ein Teilchen mit großem Transversalimpuls  $p_T$  bei kleinen Polarwinkeln ( $\theta^* \approx 20^\circ$ ) erzeugt wird. Im nahezu gesamten Raumwinkel wurde der Impuls zusätzlicher, geladener Reaktionsprodukte bestimmt.

Inklusive Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung positiver Teilchen im obigen Winkelbereich, sowie die Anteile der Pionproduktion am Wirkungsquerschnitt für beide Ladungen wurden gemessen. Aus den Resultaten folgt, daß Teilchen mit großem Transversalimpuls  $p_T$  bis zu hohen Longitudinalimpulsen ( $x \approx 0.5$ ) im Protonfragmentationsgebiet erzeugt werden können. Der Anstieg des Anteils schwerer Teilchen mit dem Transversalimpuls, wie er im Zentralgebiet vorhanden ist, wird als Kennzeichen des zu hohen  $p_T$  führenden Reaktionsmechanismus' auch in Vorwärtsrichtung beobachtet.

In den Ereignissen wurden Quantenzahlkorrelationen zwischen zusätzlichen Reaktionsprodukten und negativen Teilchen bei hohem  $p_T$ , die in Pionen und schwerere Teilchen separiert worden waren, untersucht. Die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse zeigen, daß das dynamische Verhalten der  $p_T$ -kompensierenden Teilchen von der "Strangeness" des Teilchens bei hohem  $p_T$  entkoppelt ist. Die Rapiditätsverteilungen im Bereich des  $p_T$ -Ausgleichs machen deutlich, daß, unabhängig von der Teilchenart bei hohem  $p_T$ , die zu großen Transversalimpulsen führende Wechselwirkung von Proton-"Konstituenten" eine "back-to-antiback"-Struktur der Ereignisse bewirkt. Es gibt Hinweise dafür, daß die von der Konstituentenstreuung aus den Protonen entfernte Quantenzahl "Strangeness" bei der Fragmentation der Proton-"Reste" kompensiert wird. Die Beobachtungen können an Hand des "Constituent-Interchange Model" (CIM) gut interpretiert werden.

Als obere Grenze des Wirkungsquerschnitts für die assoziierte Produktion des "charmed"  $D^0$ -Mesons wurde  $\sigma_{D^0} * BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \leq 3 \mu\text{b}$  (BR = Verzweigungsverhältnis) gefunden.

LITERATURVERZEICHNIS

1. M. BANNER et al.  
Large transverse momentum particle production at  $90^\circ$  in p-p-Collisions  
at the ISR  
Phys. Letters 44B (1973) 537
2. F.W. BÜSSER et al.  
Observation of  $\pi^0$ -Mesons with large transverse momentum in high energy  
p-p-Collisions  
Phys. Letters 46B (1973) 471
3. B. ALPER et al.  
Production of high transverse Momentum particles in p-p-Collisions in  
the central region at the CERN-ISR  
Phys. Letters 44B (1973) 521
4. S. WEINBERG  
Recent progress in Gauge-theories of the weak, electromagnetic and  
strong interactions  
Rev. Mod. Phys. 46 (1974) 255
5. J. ILLIOPOULOS  
An Introduction to Gauge theories  
CERN, yellow Report, CERN 76-11 (1976)
6. siehe z.B. KEIL  
The Intersecting Storage Rings  
CERN, yellow Report, CERN 72-14 (1972)
7. J. BORER, P. BRAMHAM, H.G. HERWARD, K. HÜBNER, W. SCHNELL, L. THORNDAL  
Non-destructive Diagnostics of coasting Beams with Schottky-noise  
CERN, ISR-DI/RF/74-23 (1974)
8. K. Potter  
ISR-Performance Report (1974) unveröffentlicht

9. P.E. SCHUMACHER  
priv. Mitteilung, CHOV-Kollaboration
10. S. VAN DER MEER  
CERN, ISR-70/68 31 (1968)
11. A. MINTEN (Herausgeber)  
The Split-Field-Magnet Facility  
CERN, SFMD Note-4/Rev. (1972)
12. J. BILLAN, R. PERIN, V. SERGO  
The Split-Field-Magnet of the CERN Intersecting Storage Rings  
Proceedings of the 4<sup>th</sup> International Conference on Magnet Technology,  
Brookhaven 1972  
Ed. by. Y. Winterbottom, Springfield, VA., NTIS, S. 433-444
13. 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
14. 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
15. 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

16. 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)  
  
P. HANKE  
Staatsexamensarbeit, Karlsruhe 1972
  
17. H. GROTE et al.  
Users Guide to the SFM Off-line Program Chain  
CERN, ONI DEV NOTE AP--18 (1976)  
  
A. FRÖHLICH, H. GROTE, C. ONIONS, F. RANJARD  
MARC - Track Finding in the Split-Field Magnet Facility  
CERN, DD/76/5 (1976)
  
18. M. METCALF et al.  
A Split Field Geometry Fit Program NICOLE  
CERN 73-2 (1973)
  
19. 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)
  
20. R. COTTRELL, M. DELLA NEGRA, D. DRIJARD, H.G. FISCHER, G. FONTAINE,  
H. FREHSE, G. GHESQUIERE, P. HANKE, P.G. INNOCENTI, W. ISENBECK,  
E.E. KLUGE, V. KORBEL, S. KRZYWDZINSKI, A. MINTEN, A. PUTZER,  
K.H. SCHMIDT, H. SCHNEIDER, W.J. SCHWILLE, R. STROYNOWSKI, M. SZEPTYCKA,  
H. WAHL, D. WEGENER  
Measurement of large transverse Momentum positive particles produced  
at Medium angles at  $\sqrt{s} = 52.5$  GeV  
Phys. Lett. 55B (1975) 341

21. M.G. ALBROW, A. BAGCHUS, D.P. BARBER, A. BOGAERTS, B. BOSNJAKOVIC, J.R. BROOKS, A.B. CLEGG, F.C. ERNE, C.N.P. GEE, D.H. LOCKE, F.L. LOEBINGER, P.G. MURPHY, A. RUDGE, J.C. SENS, F. VAN DER VEEN  
Negative Particle Production in the Fragmentation Region at the CERN-ISR  
Nucl. Phys. B56 (1973) 333
  
22. P. CAPPILUPPI, G. GIACOMELLI, A.M. ROSSI, G. VANNINI, A. BERTIN, A. BUSSIÈRE, R.J. ELLIS  
Charged Particle Production in Proton-Proton inclusive Reactions at very high Energies  
Nucl. Phys. B79 (1974) 189
  
23. M. DELLA NEGRA, D. DRIJARD, H.G. FISCHER, G. FONTAINE, H. FREHSE, P. FRENKIEL, C. GHESQUIÈRE, R. GOKIELI, P. HANKE, W. HOFMANN, P.G. INNOCENTI, W. ISENBECK, E.E. KLUGE, V. KORBEL, S. KRZYWDZINSKI, D. LINGLIN, A. MINTEN, D.R.O. MORRISON, A. PUTZER, H. SCHNEIDER, R. STROYNOWSKI, S. STEIN, W.J. SCHWILLE, D. WEGENER  
Composition of particles emitted at large  $p_T$  and medium angles in p-p-Collisions at  $\sqrt{s} = 52.5$  GeV  
Phys. Lett. 59B (1975) 481
  
24. M. DELLA NEGRA, D. DRIJARD, H.G. FISCHER, G. FONTAINE, H. FREHSE, P. FRENKIEL, C. GHESQUIÈRE, R. GOKIELI, P. HANKE, P.G. INNOCENTI, W. ISENBECK, E.E. KLUGE, V. KORBEL, S. KRZYWDZINSKI, D. LINGLIN, A. MINTEN, D.R.O. MORRISON, A. NORTON, A. PUTZER, R. STROYNOWSKI, S. STEIN, W.J. SCHWILLE, D. WEGENER  
Study of Events with a positive particle of large transverse momentum emitted near the forward direction in pp collisions at  $\sqrt{s} = 52.5$  GeV  
Nucl. Phys. B104 (1976) 365

25. K. EGGERT, W. THOME, K.L. GIBONI, B. BETEC, P. DARRIULAT, P. DITTMANN,  
M. HOLDER, T. MODIS, K. TITTEL, P. ALLEN, I. DERADO, V. ECKARDT,  
H.J. GEBAUER, R. MEINKE  
Angular Correlations in Proton-Proton Collisions producing a high  
transverse momentum  $\pi^0$
26. M. JACOB (ed)  
ISR-DISCUSSION-MEETING between Experimentalists and Theoretists  
CERN, ISR DISCUSSION MEETING 19 (1976)
27. Review of Particle Properties  
PARTICLE DATA GROUP  
Rev. Mod. Phys. 48 (1976)
28. J.J. AUBERT et al.  
Experimental Observation of a heavy particle J  
Phys. Ref. Lett. 33 (1974) 1404  
  
J.E. AUGUSTIN et al.  
Discovery of a narrow resonance in  $e^+e^-$ -annihilation  
Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406
29. G. GOLDBERGER et al.  
Observation in  $e^+e^-$ -Annihilation of a Narrow State at  $1865 \text{ MeV}/c^2$   
Decaying to  $K\pi$  and  $K\pi\pi\pi$   
Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 255
30. M.K. GAILLARD, B.W. LEE, J.L. ROSNER  
Search for Charm  
Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 277
31. siehe z.B. R. HAGEDORN  
Thermodynamics of strong Interactions  
CERN, yellow Report, CERN 71-12 (1971)

32. R.P. FEYNMAN  
Partons  
Proceedings of the 5<sup>th</sup> Hawaii Topical Conference on Particle Physics  
(1973)  
University Press of Hawaii (1974)
33. S.D. ELLIS, R. THUN  
Large transverse momentum Phenomena; an experimental and theoretical  
Review  
CERN-TH-1874; invited talk presented at the IX<sup>th</sup> Rencontre de Moriond,  
März 1974
34. H. DEDEN et al.  
GARGAMELLE- NEUTRINO- KOLLABORATION  
Experimental Study of Structure Functions and Sum Rules in Charge-  
changing Interactions of Neutrinos and Antineutrinos on Nucleons  
Nucl. Phys. B85 (1975) 269
35. D. SIVERS, S.J. BRODSKY, R. BLANKENBECLER  
Large transverse Momentum Processes  
Phys. Reports 23 (1976) 1
36. S.D. ELLIS, M.B. KISLINGER  
Implications of parton-model concepts for large transverse-momentum  
production of Hadrons  
Phys. Rev. D9 (1974) 2027
37. 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. KLUGE, 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

38. R.O. RAITIO, G.A. RINGLAND  
A phenomenological Analysis of high  $p_T$  Spectra and angular Multiplicity  
Correlations in pp Collisions  
SLAC-PUB 1620 (Januar 1976)
  
39. P. DARRIULAT  
Large transverse momentum hadronic Processes  
Rapporteur's talk given at the 18<sup>th</sup> International Conference on High-  
Energy Physics  
Tiflis, UdSSR, 15.-21. Juli 1976  
CERN-PREPRINT
  
40. B.L. COMBRIDGE  
Vector-meson Production at large transverse momentum  
Phys. Rev. D12 (1975) 2893
  
41. P.V. LANDSHOFF  
Large transverse momentum Jets; a theoretical Review  
CERN, TH 2227 (1976)