

**Produktion von  $\gamma$  und  $\pi^0$  mit  
hohem  $p_T$  in  $\pi^-p$ ,  $\pi^+p$  und  $pp$   
Stößen bei 300 GeV**

**Inauguraldissertation**

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

**Fakultät für Physik**

der

**Albert-Ludwig-Universität zu Freiburg im Breisgau**



vorgelegt von  
Manfred Fuchs  
aus Stuttgart-Uhlbach

---

Dezember 1985

---

DEKAN:	Prof. Dr. E. Rössle
Leiter der Arbeit:	Prof. Dr. K. Runge
Referent:	Prof. Dr. K. Runge
Korreferent:	

Tag der Verkündigung des Prüfungsergebnisses \_\_\_\_\_

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Durchführung des Experiments NA24 am CERN SPS bis zum Jahre 1984, der Stand der Analyse bis Oktober 1985 und die daraus folgenden Ergebnisse beschrieben.

Im NA24 Experiment werden  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  und p - Teilchen der Energie von 300 GeV auf ein Wasserstofftarget geschossen und dabei die Erzeugung direkter Photonen mit hohem Transversalimpuls  $p_T$  untersucht.

Als Ergebnis findet man:

a) Direkte Photonen sind ab einem  $p_T$  von 3 GeV/c vom Untergrund durch den Zerfall von Hadronen trennbar.

b) Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Produktion von direkten Photonen und  $\pi^0$  Teilchen nimmt für alle Projektile mit wachsendem Transversalimpuls zu.

c) Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Produktion von Photonen für  $\pi^-p$  und  $\pi^+p$  Reaktionen

$$\sigma(\pi^-p \rightarrow \gamma X) / \sigma(\pi^+p \rightarrow \gamma X)$$

ist größer als 1 und steigt mit wachsendem  $p_T$  an.

d) Außerdem wird ein Unterschied zwischen  $\gamma$  und  $\pi^0$  Ereignissen in der Korrelation der begleitenden Hadronen beobachtet.

# Inhaltsverzeichnis:

<b>Zusammenfassung</b>	<b>1</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>2</b>
<b>1 Einführung</b>	<b>5</b>
<u>1.1 Prozesse der Erzeugung direkter Photonen</u>	7
<u>1.2 Unterschiede zw. den Reaktionen <math>\pi^-p \rightarrow \gamma X</math> und <math>\pi^+p \rightarrow \gamma X</math></u>	10
<b>2. Experimenteller Aufbau</b>	<b>11</b>
<u>2.1 Beschreibung der Apparatur</u>	14
2.1.1 Die Strahl- und Veto- Zähler	14
2.1.2 Die CEDAR Cerenkovzähler	14
2.1.3 Die Vetowand	15
2.1.4 Das Target	15
2.1.5 Die Proportionalkammern	16
2.1.6 Der Photon-Positions-Detektor (PPD)	17
2.1.7 Das Ringkalorimeter (NA5- Kalorimeter)	20
2.1.8 Das Strahlkalorimeter	21
<u>2.2 Beschreibung des Triggers zur Selektion von lokalen <math>p_T</math>- Clustern</u>	<u>23</u>
2.2.1 Der Vortrigger (Wechselwirkungstrigger)	25
2.2.2 Der Diskriminatortrigger	25
2.2.3 Der Gesamtkalorimetertrigger (Q-Diskr. Trigger)	27
<b>3 M. C. Schauer- Rechnungen</b>	<b>29</b>
<u>3.1 Elektromagnetische Schauerentwicklung</u>	<u>32</u>
3.1.1 Die für die Simulation verwendete Detektorgeometrie	32
3.1.2 Simulierte Teilchen und registrierte Informationen	33
3.1.3 Simulation der Dreiecksstruktur der PPD- Röhren	34
3.1.4 Longitudenale Schauerentwicklung	34
3.1.5 Laterale Schauerentwicklung und Schauertrennung	35
3.1.6 Unterschiede zwischen $\gamma$ - und $e^-$ -Schauern	38
3.1.7 Verhalten des kombinierten Photonkalorimeters	39

<b>4</b>	<b>Datennahme und Auswertung</b>	<b>47</b>
4.1	<u>Datenreduktion</u>	<u>48</u>
4.2	<u>Die Eichung der Kalorimeter</u>	<u>50</u>
4.2.1	Die Relativeichung des Photondetektors	50
4.2.2	Die Relativeichung des segmentierten Ringkalorimeters	51
4.2.3	Die Absoluteichung des Photonkalorimetersystems	51
4.3	<u>Teilchenidentifikation</u>	<u>54</u>
4.3.1	$\gamma$ bzw. $e^\pm$ -Rekonstruktion	54
4.3.2	$\pi^\pm$ - und $\gamma$ -Rekonstruktion	61
4.3.3	$e^\pm$ Paarbildungswahrscheinlichkeit für $\pi^\pm$ und $\gamma$ im Target	64
4.4	<u>Simulation der Erkennungswahrscheinlichkeiten für <math>\pi^\pm</math>, <math>\eta</math> und <math>\gamma</math></u>	<u>65</u>
4.4.1	Nachweiswahrscheinlichkeiten als Funktion von $p_T$	67
4.4.2	Korrekturfaktoren für die Daten	70
4.5	<u>Anteil nicht erkannter <math>\pi^\pm</math>- und <math>\eta</math>-Ereignisse an den <math>\gamma</math>-Daten</u>	<u>72</u>
4.6	<u>Untergrundabschätzungen</u>	<u>75</u>
4.6.1	Pileup und strahlparalleler Untergrund	75
4.6.2	Abschätzung des Untergrunds in den $\gamma$ -Daten aus nicht identifizierten, elektromagnetisch zerfallenen Hadronen ( $\pi^\pm$ und $\eta$ )	78
4.6.3	Untergrund in den $\pi^\pm$ -Daten	80
4.6.4	Untergrund in den $\gamma$ -Daten	82
4.7	<u>Berechnung des Wirkungsquerschnitts</u>	<u>84</u>
4.7.1	Korrekturfaktor aufgrund von Energie-Bestimmung und -Auflösung	86
4.7.2	Korrekturfaktor aufgrund der Binbreite	89
<b>5</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>91</b>
5.1	<u><math>\pi^\pm</math>-Wirkungsquerschnitte</u>	<u>92</u>
5.1.1	Vergleich der $\pi^\pm$ -Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen	95
5.2	<u><math>\gamma</math>-Wirkungsquerschnitte</u>	<u>97</u>
5.2.1	Vergleich der $\gamma$ -Wirkungsquerschnitte	100
5.3	<u>Vergleich der Wirkungsquerschnitte von <math>\gamma</math> und <math>\pi^\pm</math></u>	<u>102</u>
5.4	<u>Korrelationen zwischen geladenen Hadronen u. d. Triggerteilchen</u>	<u>105</u>
	<b>Literaturliste</b>	<b>111</b>

# 1. Einführung

Das in dieser Arbeit beschriebene CERN- Experiment NA24 untersucht die Erzeugung direkter Photonen mit hohem Transversalimpuls in Hadron- Hadron Reaktionen.

Als direkt werden hier experimentell diejenigen Photonen bezeichnet, welche nicht aus dem  $\gamma\gamma$ - Zerfall eines  $\pi^0$  oder  $\eta$  stammen. Theoretisch nimmt man an, daß der Hauptteil der Photonen, die nicht das Produkt eines  $\pi^0$  oder  $\eta$  Zerfalls sind, direkt an die elektrische Ladung der hart streuenden Quarks ankoppelt. Ein kleiner Teil entsteht durch innere Bremsstrahlungsprozesse sowie aus dem Zerfall selten produzierter Hadronen wie  $\eta'$  oder  $\Lambda^0$ .

Im Gegensatz zu Hadronen mit großem Transversalimpuls, die über einen Hadronisierungsprozess von hart gestreuten Partonen abstammen, können direkte Photonen den vollen Transversalimpuls der Reaktion übernehmen, was die Untersuchung des Prozesses erheblich einfacher erscheinen läßt. Ein Hadron wie das  $\pi^0$  oder  $\eta$  erhält als Fragmentationsprodukt eines Quarks oder Gluons nur einen Teil des Transversalimpulses der primären Partonreaktion. Der Restanteil geht in die begleitenden Fragmentationsprodukte. Eine Jetstruktur ist jedoch bei den hier betrachteten Energien noch nicht so ausgeprägt, daß eine Zuordnung der Reaktionsprodukte zu Stoßpartnern der primären Partonreaktion möglich wäre (siehe z. B. [DEM 81]).

Man kann die Untersuchung der Produktion direkter Photonen als Anknüpfung an die Untersuchungen der Produktion von Lepton- Antilepton Paaren in hadronischen Reaktionen, sogenannten Drell- Yan Prozessen verstehen. Dort entstehen die Leptonen über ein virtuelles Photon.

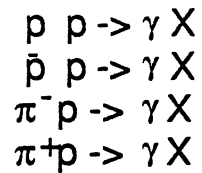
Schon im Jahre 1975 sagten [ESC 75] und [FAR 76] voraus, daß die relative Häufigkeit direkter Photonen im Vergleich zu der von Sekundärphotonen aus dem  $\pi^0$  Zerfall 10% übersteigen und damit bei Streuungen mit im Experiment zugänglichen Impulsüberträgen meßbar werden sollten, betrachtet bei gleichem  $p_T$  für  $\gamma$  und  $\pi^0$ . Schon 1976 gab es ein erstes experimentelles Resultat, welches diese Aussage unterstützte [DAR 76].

Weitere Messungen erfolgten durch [AMA 79a], [BAL 79], [DIA 79], [ANG 80], [ANA 82], [MCL 83] mit Apparaturen, die primär nicht für die Suche nach direkten Photonen konzipiert waren. Sie waren in erster Linie durch kleine Akzeptanzen und geringe  $\gamma$ - $\gamma$  Separationsauflösung limitiert.

Seit 1980 wurde eine Reihe von Experimenten zur gezielten Untersuchung der Produktion direkter Photonen aufgebaut, bzw. bestehende Experimente um entscheidende Detektorelemente erweitert [ANT 80], [BAC 80], [BAM 80], [HAG 80], [ANA 81], [CAM 81], [BAK 81], [BIN 81]. Zu dieser zweiten Gruppe gehört das Experiment NA24 [BAM 80]. Als Fixtarget- Experiment hat es im Vergleich zu den ISR- Experimenten den Vorteil, daß Reaktionen

mit verschiedenen Strahlteilchen untersucht werden können (->Kapitel 1.2). Außerdem erlaubt die höhere Luminosität Messungen bei höherem  $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ , wobei  $x_T$  die relevante kinematische Variable für die Produktion direkter Photonen ist (->Kapitel 1.1).

Begleitend zu den Befunden der verschiedenen Experimente gibt es eine Reihe von theoretischen Vorhersagen über Wirkungsquerschnitte, Wirkungsquerschnittsverhältnisse sowie Aussagen über Ereigniskorrelationen für die Reaktionen



([FRI 77], [HAL 78a,b], [RÜC 78], [FIE 78], [AUR 79], [CON 79], [BAI 80a], [BAI 84]).

Eine ausführliche Zusammenfassung über Technik und Status der Untersuchung der Produktion direkter Photon in Hochenergiestreuungen in Speicherring- und Fixtarget- Experimenten findet man bei [FER 84].

## 1.1 Prozesse der Erzeugung direkter Photonen

In jeder Streuung, in welcher ein Gluon über einen Gluon-Quark Vertex emittiert wird, kann dieses durch ein Photon ersetzt gedacht werden. Die Kopplung wird dann durch die elektromagnetische Kopplungskonstante  $\alpha$ , im Falle der Gluonemission durch  $\alpha_s$  charakterisiert.

Für Wechselwirkungen mit hohem Impulsübertrag werden im Quark- Parton Modell die Stoßpartner als quasifrei angenommen (asymptotische Freiheit). Diese Annahme erlaubt störungstheoretische Ansätze. Somit kann man voraussetzen, daß die Erzeugungswahrscheinlichkeit proportional zur Kopplungskonstante ist, woraus folgt, daß die Produktion direkter Photonen größenordnungsmäßig um  $\alpha/\alpha_s$  gegenüber einer Gluon-Produktion unterdrückt ist. In der Abbildung (Abb 1.11) sind Graphen der Photonerzeugung dargestellt. Für den zugehörigen invarianten Wirkungsquerschnitt in erster Ordnung Störungsrechnung im Falle des Compton- und Annihilations- Graphen gilt

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3}(H_1 + H_2 \rightarrow \gamma + X) = \int \frac{dx_a}{x_a} \frac{dx_b}{x_b} \cdot F(b, H_1, x_a) \cdot F(b, H_2, x_b) \cdot E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} \quad (1.11)$$

mit

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{\hat{s}}{\pi} \frac{d\sigma}{d\hat{t}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \quad (1.12)$$

Im Falle des Comptongraphen ist

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}}(qg \rightarrow q\gamma) = - \frac{\pi\alpha_s\alpha}{3\hat{s}^2} e_q^2 \frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{s}\hat{u}} \quad (1.13)$$

und im Falle des Annihilationsgraphen

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}}(q\bar{q} \rightarrow g\gamma) = \frac{8\pi\alpha_s\alpha}{9\hat{s}^2} e_q^2 \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{s}\hat{t}} \quad (1.14)$$

Dabei bezeichnen  $H_1$  und  $H_2$  die Hadronen 1 und 2;  $F$  ist die Hadron-Strukturfunktion;  $x_a$  und  $x_b$  sind die relativen Impulsanteile der Partonen  $a$  und  $b$  an den Impulsen der einlaufenden Stoßpartner;  $\hat{s}$ ,  $\hat{t}$  sowie  $\hat{u}$  sind Mandelstamvariablen des Partonprozesses;  $\alpha_s$  ist die starke Kopplungskonstante, welche zum Beispiel für diesen kinematischen Bereich mit der  $Q$ -Abhängigkeit  $12\pi/[25\ln(Q^2/\Lambda^2)]$  parametrisiert werden kann;  $\alpha$  ist die elektromagnetische Kopplungskonstante.

Die  $\hat{s}^2$ - Abhängigkeit in (1.13) und (1.14) entspricht wegen  $p_T \sim \sqrt{\hat{s}}$  einem  $p_T^{-4}$ - Abfall. Experimentell beobachtet wird allerdings ein steilerer Abfall in  $p_T$  (Kap 5.2), der seine Erklärung in der Berücksichtigung der Strukturfunktion  $F$  sowie Berechnungen der Beiträge von Graphen



## 1.2 Unterschiede zwischen den Reaktionen

$$\pi^- p \rightarrow \gamma X \text{ und } \pi^+ p \rightarrow \gamma X$$

Der Annihilationsprozess (Abb 1.11) trägt unterschiedlich zur  $\gamma$ -Produktion in  $\pi^+ p$  und  $\pi^- p$  Reaktionen bei. Das  $\pi^-$ -Teilchen ( $\bar{u}d$ ) hat ein Valenzantiquark, welches mit einem der beiden Valenzquarks des Protons ( $uud$ ) annihilieren kann, das  $\bar{d}$  des  $\pi^+$  ( $u\bar{d}$ ) findet nur einen möglichen Vernichtungspartner; außerdem hat das  $\bar{d}$ -Quark nur die halbe elektromagnetische Ladung des  $\bar{u}$ -Quarks. Diese Valenzquarküberlegung führt auf ein Verhältnis von 8 : 1 für die Produktionswahrscheinlichkeiten für direkte Photonen beim Vergleich von  $\pi^+$  und  $\pi^-$  als Projektil. Insbesondere für  $x_T \ll 1$  wird dieses Verhältnis verkleinert durch den Beitrag von Gluonen und Seequarks. Aber auch für  $x_T \rightarrow 1$  lassen die Einbeziehung höherer Ordnungen und harte Anteile in der Strukturfunktion das Verhältnis nicht bis 8 ansteigen.

Durch Vergleich der beiden Wirkungsquerschnitte lassen sich Aussagen über den relativen Anteil der verschiedenen Partonprozesse machen. Da in den Wirkungsquerschnitten die Gluonstrukturfunktion der Stoßpartner mit eingeht, hat man einen Test für diese. Als empfindlichste Größe hat man  $\sigma(\pi^- p \rightarrow \gamma X) / \sigma(\pi^+ p \rightarrow \gamma X)$  [BAI 84], [CON 85]. Werte für dieses Verhältnis für verschiedene Parametrisierungen der Gluonverteilung sind mit den Daten in Kapitel 5 verglichen.

## 2. Experimenteller Aufbau

### Vorbemerkung

Die Abbildungen (Abb 2.0-1) und (Abb 2.0-2) zeigen die experimentelle Anordnung des Experiments.

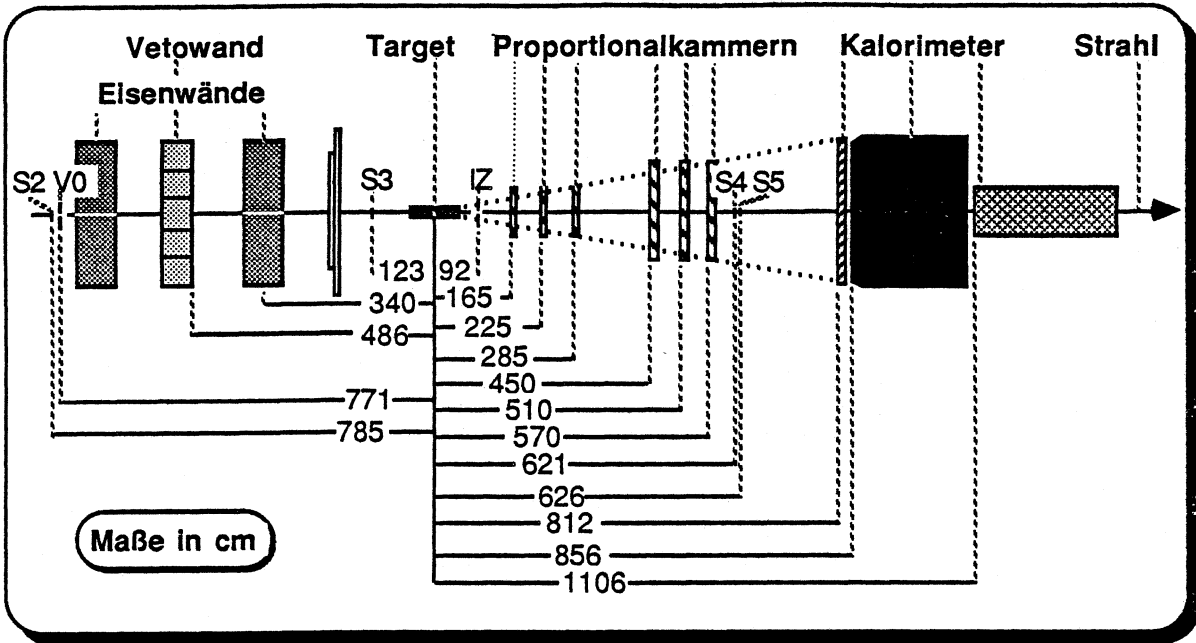


Abb 2.0-1 Abmessungen des NA24- Experiments

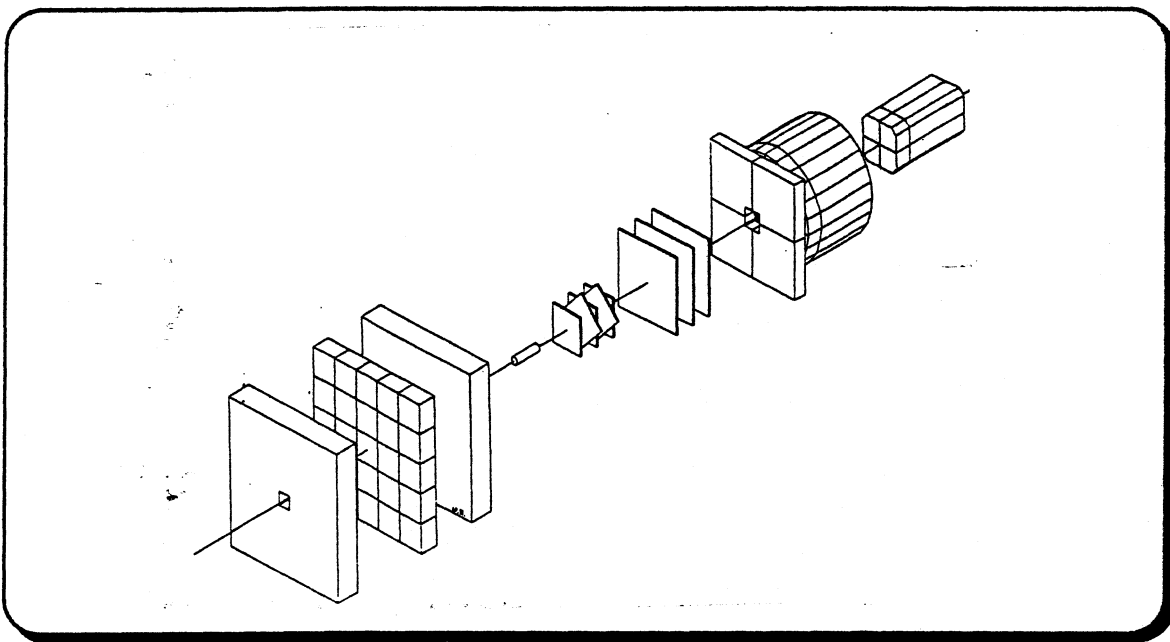


Abb 2.0-2 Apperative Anordnung und Überblick

Der "H2"- Strahl des CERN SPS trifft auf ein Target aus flüssigem Wasserstoff, wo die einlaufenden  $\pi^-$  bzw.  $\pi^+$  und p mit den Protonen des Targets wechselwirken. Aus der Vielzahl der Wechselwirkungen werden diejenigen auf Magnetband geschrieben, für die ein "Mindest"-Transversalimpuls in einem lokalen Bereich des elektromagnetischen Schauerdetektors registriert wird. Folgende Informationen werden dabei aufgezeichnet:

- \_\_\_ **Zeitpunkt** bzw. **Art** von Strahlteilchen und strahlbegleitende Teilchen in den Strahl-Zählern, Cerenkov-Zählern und der Vetowand;
- \_\_\_ **Spuren** durch die Signale geladener Teilchen in den Vieldrahtkammern;
- \_\_\_ **Energie** und **Position** elektromagnetischer Schauer im Photondetektor;
- \_\_\_ **Energie** und **Position** hadronischer Schauer im Hadronendetektor;
- \_\_\_ **Restenergie** der Wechselwirkung gemessen in der Schauerenergie nahe der Strahlachse im Strahlkalorimeter.

Vor dem Target stehen zwei Eisenwände mit einem Loch für den Strahl zur Abschirmung gegen unerwünschte strahlbegleitende Teilchen. Dazwischen befindet sich eine segmentierte Szintillatorwand, deren Signale als Veto verwendet werden können.

## 2.1 Beschreibung der Apparatur

### Vorbemerkung

In Abschnitt 2.1.1 bis Abschnitt 2.1.7 werden die einzelnen Komponenten der Gesamtapparatur in der Reihenfolge beschrieben, in der sie im Strahl stehen.

#### 2.1.1 Die Strahl- und Veto- Zähler

sind Szintillationszähler in der Strahlachse. Sie dienen zur räumlichen und zeitlichen Definition des Strahls.

Aufbau und Position sind in Tabelle (Tab 2.1-1) zusammengestellt. Das Zählerhodoskop HV [INF 83] wurde für sehr hohe Strahlzählraten gebaut. Es besteht aus 16 horizontal (H) und 16 vertikal (V) ausgerichteten schnellen Szintillatoren PILOT U. Jedes Element ist 5 mm breit, 120 mm lang und 6 mm dick. Die aktive Fläche beträgt  $8 \times 8 \text{ cm}^2$ . Am Ort seiner Installation hat man einen großen Strahlquerschnitt und somit eine hohe Wahrscheinlichkeit dafür, daß gleichzeitige Strahlteilchen verschiedene Hodoskopstreifen treffen.

Zähler	S <sub>1</sub>	S <sub>2</sub>	S <sub>3</sub>	S <sub>4</sub>	S <sub>5</sub>	V <sub>0</sub>	IZ	HV
(Angaben in cm)								
Dicke	0.3	0.3	1	0.8	1	1	0.8	0.6
Abmessung (H x B)	10x8	Ø3	Ø2	Ø3	1x1	40x50	30x30	8x8
Loch	-	-	-	-	-	Ø3	5x5	-
Abstand von der Targetmitte	-3337	-785	-123	+621	+626	-771	+92	-3203

Tab 2.1-1 Maße und Positionen der Strahlzähler

#### 2.1.2 Die CEDAR Cerenkovzähler

(CEDAR: Cerenkov Differential counter with Achromatic Ring Focus) dienen zur Unterscheidung von  $\pi^+$  und p bei der Verwendung des positiven Strahls. Außerdem werden sie bei der Eichung zur Unterscheidung von Hadronen und Elektronen benötigt.

Sie arbeiten mit einer Gasfüllung, deren Art und Druck je nach Teilchendiskriminierung einstellbar ist. Sie befinden sich etwa 50 m vor dem Experiment in der Strahllinie. Abmessungen und genaue Funktionsweise sind in [CERN 82-13] beschrieben.

### 2.1.3 Die Vetowand

ist aus 25 quadratischen Szintillatorsegmenten der Dimension  $60 \times 60 \text{ cm}^2$  aufgebaut. Die Dicke der Plastiksintillatoren GS2003 beträgt 2 cm. Das Strahlsegment hat ein Loch für den direkten Strahl. Es wird mit 2 Photomultipliern in Koinzidenz ausgelesen, alle anderen nur mit einem. Für jedes Segment wird außer einem Diskriminatorsignal zusätzlich eine Zeitinformation mit TDC's in Bezug auf die Ansprechzeit der Strahlzähler aufgezeichnet. Vor und hinter der Vetowand befindet sich je eine Eisenwand zur Absorption von Strahlhaloteilchen. Jede ist  $340 \times 340 \text{ cm}^2$  groß mit einem zentralen Loch der Höhe 17.5 cm und der Breite 12.5 cm. Ihre Dicke in Strahlrichtung beträgt jeweils 80 cm. Insgesamt entsprechend  $90.9 X_0$  und  $9.55 \lambda_0$ .

### 2.1.4 Das Target

ist ein Hohlzylinder, der mit Hilfe eines externen Umlauf- und Kühl- Systems mit flüssigem Wasserstoff gefüllt werden kann. In ihm finden die zu untersuchenden Wechselwirkungen zwischen den Strahlteilchen und den Protonen des Wasserstoffs statt.

Form und Abmessungen des Targets sieht man in Abbildung (Abb 2.1-1). Daten zur Wasserstofffüllung sind in Tabelle (Tab 2.1-2) zusammengestellt.

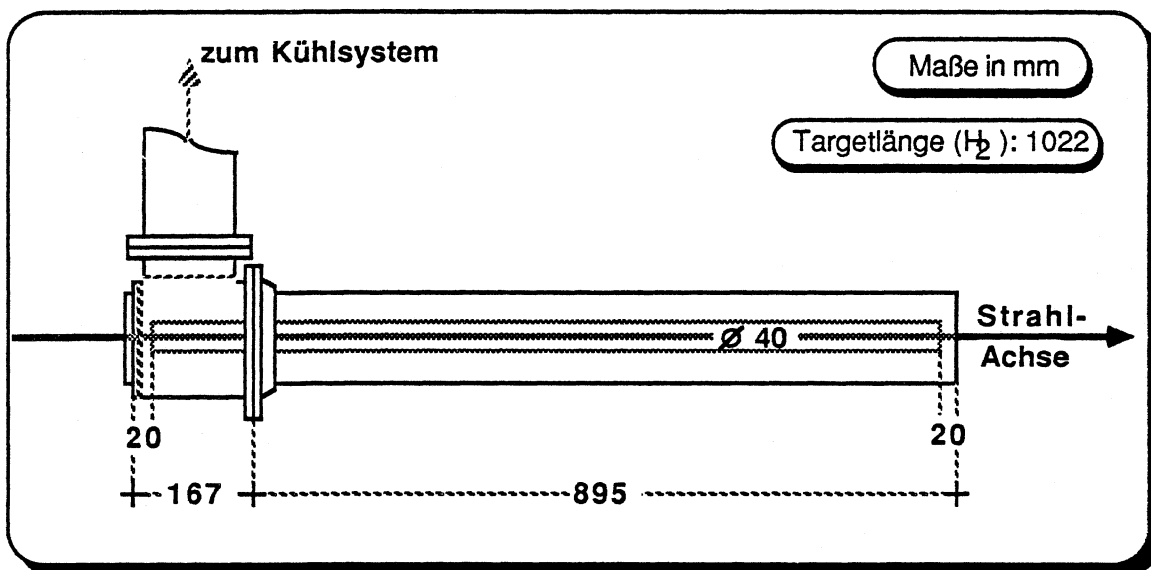


Abb 2.1-1 Target

<b>Wasserstoff</b>		
<b>Volumen:</b>	1284	cm <sup>3</sup>
<b>Dichte:</b>	0.0708	g/cm <sup>3</sup>
<b>Temperatur:</b>	-260	°C

Tab 2.1-2 Daten zum Targetmaterial

### 2.1.5 Die Proportionalkammern

sind Mehrebenenkammern. Zur Reduzierung von Zuordnungsambiguitäten bei der Spurrekonstruktion für die erwarteten hohen Multiplizitäten geladener Teilchen gibt es 22 Ebenen. Diese sind mit Zählröhren aus goldbeschichteten Wolframdrähten als Anode ausgestattet. Als Kathode dient bei den kleinen Kammern [WEL 82] Aluminiumfolie, bei den großen Kammern [DEP 83] zweiseitig graphitierte Mylarfolie. Sie können für die Datennahme mit hohen Strahlintensitäten im zentralen Bereich insensitiv gemacht werden (blinder Fleck). Im Falle der großen Kammern ist der blinde Fleck getrennt auf 6 bzw 12 cm einstellbar. Anordnungen aller Ebenen sowie deren Abmessungen sind in Tabelle (Tab 2.1-3) zusammengefaßt.

	kleine Kammern				große Kammern			
Nr. der Ebene im Strahl:	1, 5, 9	2, 6, 10	3, 7	4, 8	11, 15, 19	12, 16, 20	13, 17, 21	14, 18, 22
Ausrichtung: Winkel zur Y-Achse:	Z 90°	Y 0°	V +45°	U -45°	Z 90°	Y 0°	U' +28.07°	V' -28.07°
Größe :	1.024x1.024 mm <sup>2</sup>				1.920x1.920 mm <sup>2</sup>			
Anzahl der Drähte:	512 pro Ebene				640 pro Ebene			
Drahtabstand:	2 mm				3 mm			
Drahtdurchm.:	20 µm				25 µm			
blinder Fleck ø:	5 cm				6 cm und 12 cm			

Tab 2.1-3 *Abmessungen der Proportionalkammern*

### 2.1.6 Der Photon- Positions- Detektor (PPD)

ist ein Blei- Proportionalröhren- Sandwich Detektor [ART 84]. Er besitzt zur räumlichen Trennung der Photonen aus dem Zerfall von  $\pi^0$ 's eine hohe Granularität mit einem Abstand von 7.73 mm zwischen zwei benachbarter Röhren. Einen Gesamtüberblick in Verbindung mit dem Experiment sieht man in den Abbildungen (Abb 2.0-1) und (Abb 2.0-2). Die Tiefe des Detektors beträgt 9.56 X<sub>0</sub>. Diese ist unterteilt in insgesamt 12 Ausleseebenen. Die sensitive Fläche senkrecht zur Strahlrichtung beträgt 3x3 m<sup>2</sup> und ist unterteilt in vier unabhängige Quadranten. Deren Aufbau für die 4 Projektionen Y, Z, U und V ist in Abbildung (Abb 2.1-2) dargestellt. Man sieht ebenfalls das zentrale Loch für strahlnahe Teilchen.

Die Dreieckstruktur der PPD- Proportionalröhren senkrecht zur Strahlrichtung und zu den Zählröhren zeigt Abbildung (Abb 2.1-3). Die gesamte Fläche ist aufgebaut aus solchen Profilen à 16 Dreiecksröhren.

Die Sandwichstruktur des PPD in Strahlrichtung sieht man in Abbildung (Abb 2.1-4). Die Bleilagen sind aus Stabilitätsgründen auf dünne Aluminiumplatten aufgeklebt. Hinter jedem Bleikonverter befindet sich eine Z- oder Y- Ausleseebene.



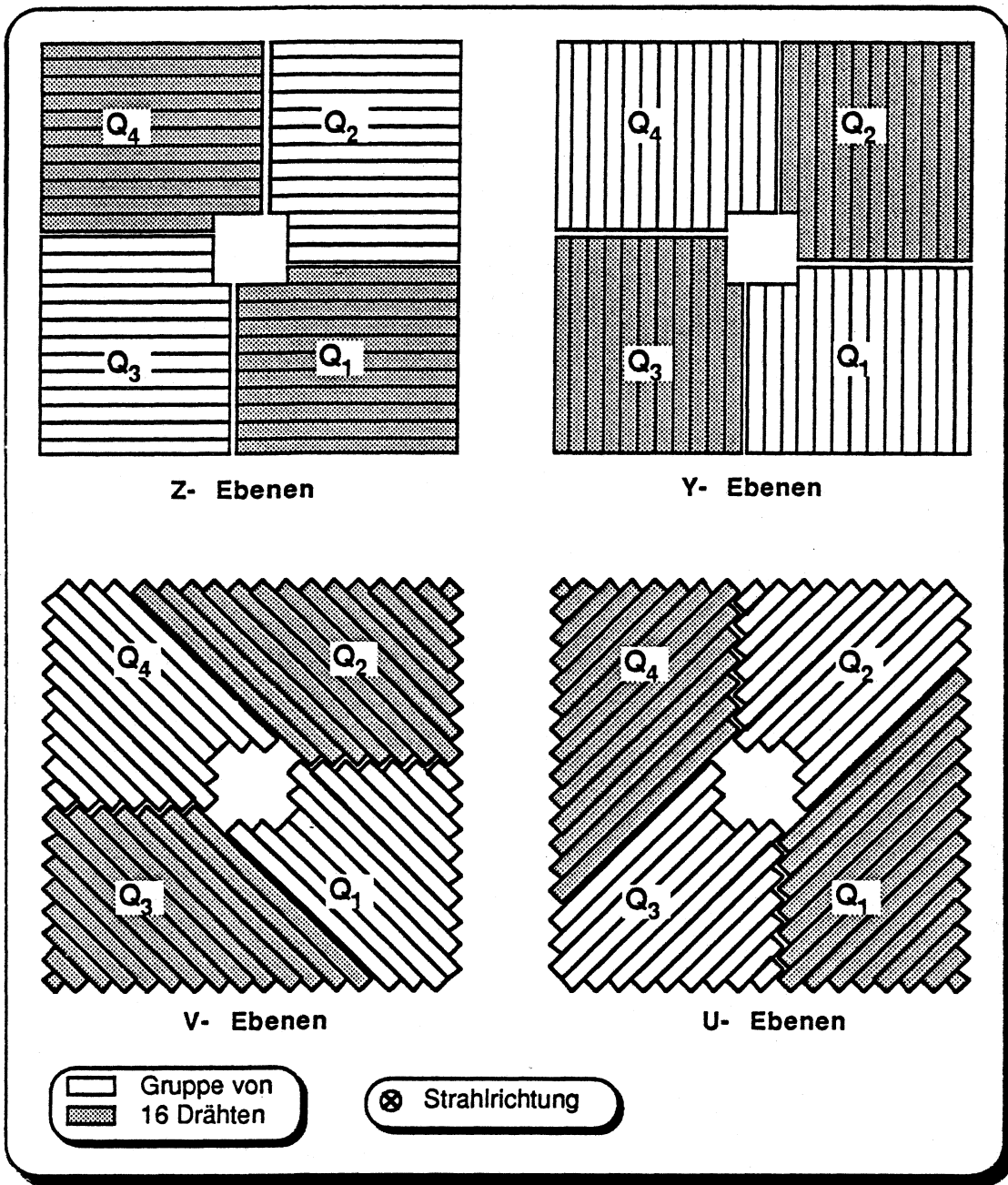


Abb 2.1-2 Anordnung der PPD- Quadranten

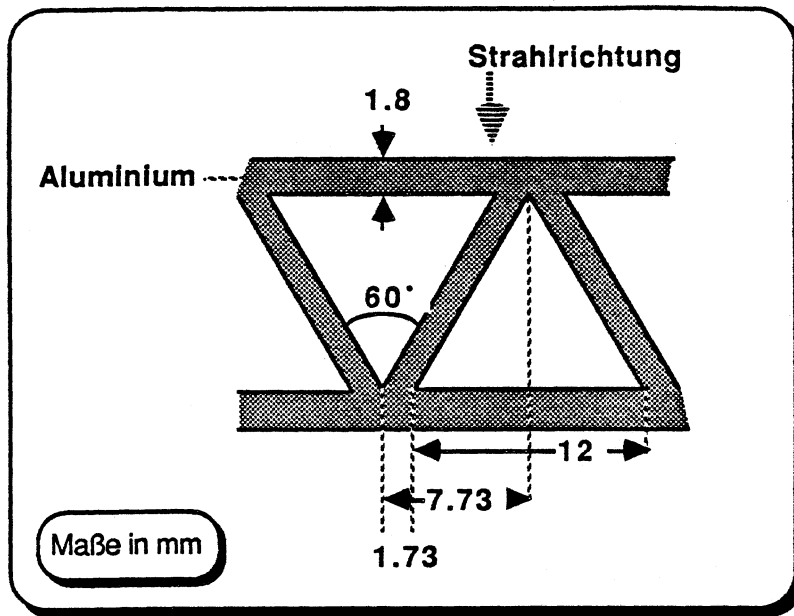


Abb 2.1-3 Struktur des PPD senkrecht zur Strahlrichtung  
(Abmessungen der Proportionalröhren)

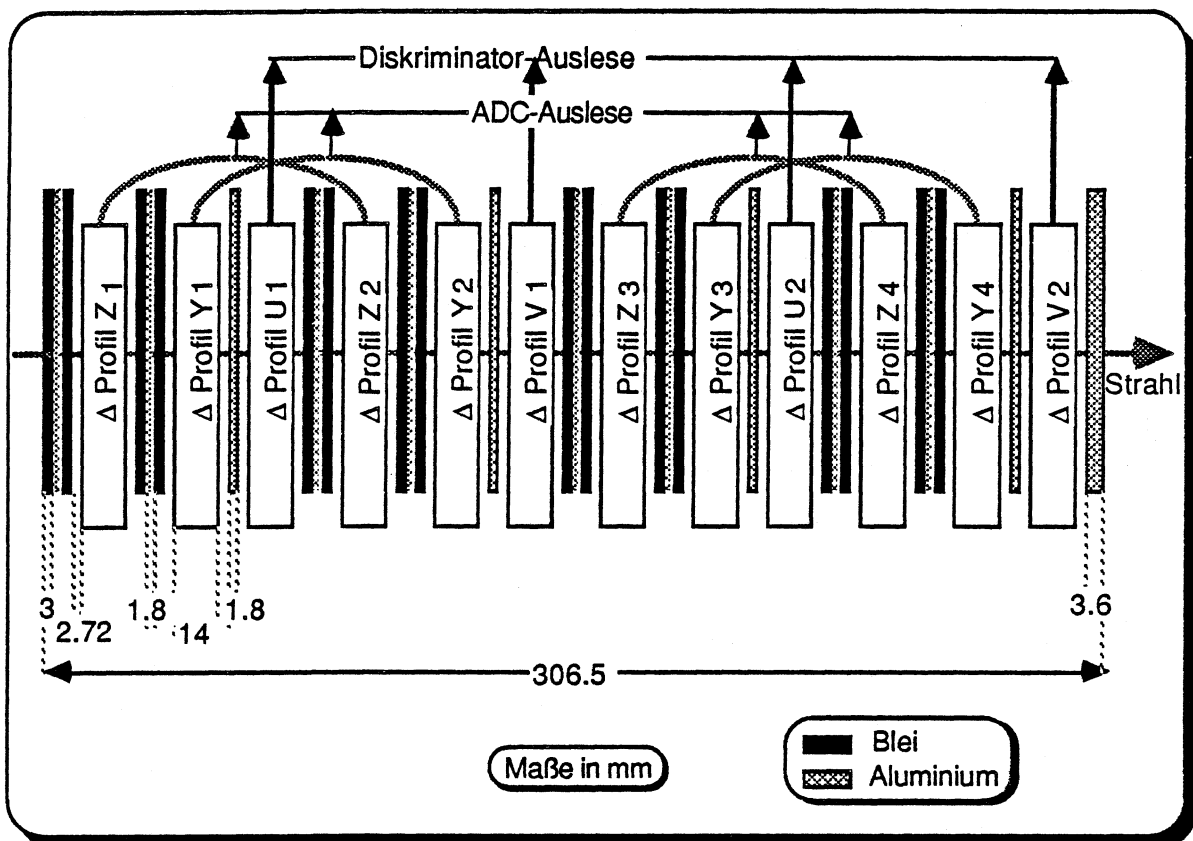


Abb 2.1-4 Struktur des PPD in Strahlrichtung

Die Signale von jeweils 2 hintereinanderliegenden Röhren der Z- bzw. Y- Ebenen werden elektronisch noch am Detektor addiert, die Summe in einem ADC registriert (Abb 2.1-4). Die modulare Struktur der Auslese der X bzw. Y Ebenen ist in Abbildung (Abb 2.1-5) dargestellt. Die U- und V- Ebenen haben eine Diskriminatorsauslese.

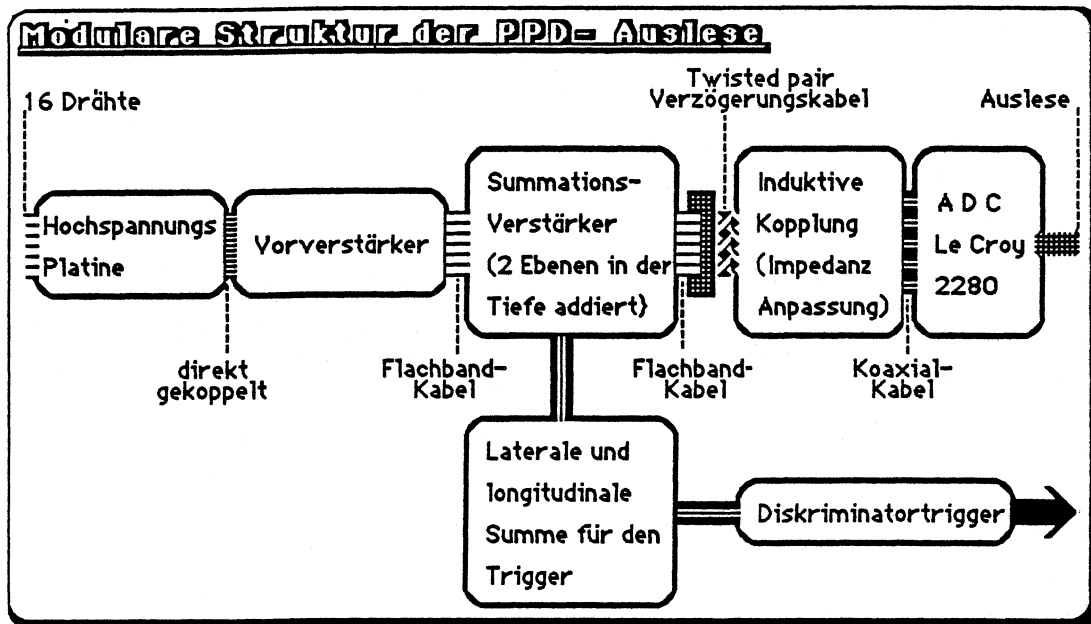


Abb 2.1-5 modulare Struktur der PPD- Elektronik

### 2.1.7 Das Ringkalorimeter (NA5- Kalorimeter)

ist ein radial und axial segmentierter Blei -Szintillator sowie Eisen- Szintillator Sandwich Detektor [DEM 83]. Er wurde vormals in dem Experiment NA5 am CERN SPS zur Untersuchung von Jet- Strukturen verwendet. Er dient in diesem Experiment zur Registrierung der Restenergie hochenergetischer Photonen, die nicht voll im PPD absorbiert werden. Außerdem kann die Energie von Hadronen bestimmt werden.

Er besteht bei einem Durchmesser von 3 m aus 24 azimuthalen Segmenten zu je 10 Zellen (Abb 2.1-6). Das zentrale Loch hat einen Durchmesser von 56 cm. Die Struktur in Strahlrichtung sieht man in Abbildung (Abb 2.1-7).

Zur Auslese der Szintillatorzellen werden Ausleesestäbe mit Wellenlängenschiebern verwendet. Zur Trennung des Photonsignals vom Hadronensignal (siehe Abbildung (Abb 2.1-7)) werden die Szintillatorsignale in verschiedenfarbige Signale in den Wellenlängenschiebern umgesetzt und über Filter mit zwei Photomultipliern ausgelesen.

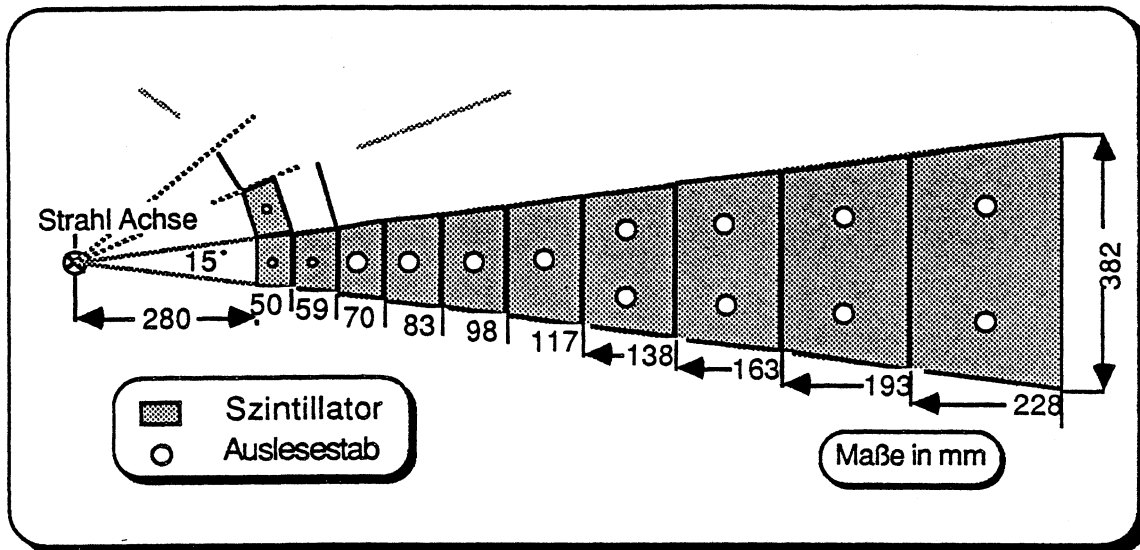


Abb 2.1-6 Aufbau eines Segmentes des NA5-Kalorimeters

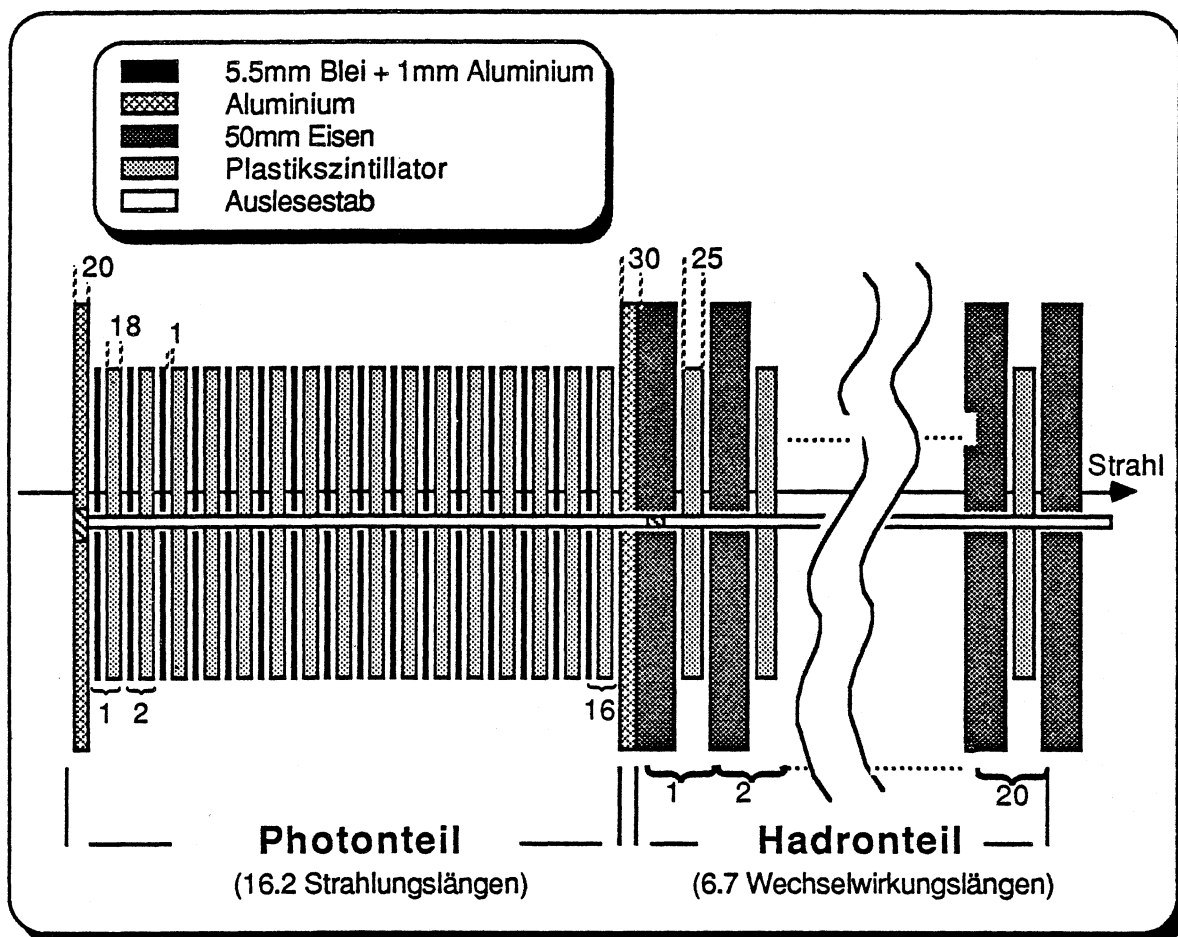


Abb 2.1-7 Struktur des NA5-Kalorimeters in Strahlrichtung

### 2.1.8 Das Strahkalorimeter

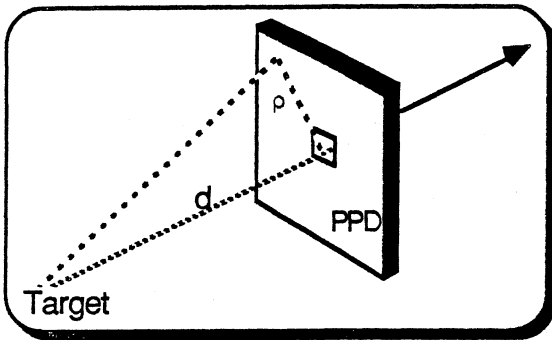
ist ein in vier Quadranten segmentierter Blei- Szintillator (Photenteil) und Eisen- Szintillator (Hadronteil) - Sandwichdetektor [DEM 83]. Er dient zur Aufnahme der Restenergie eines Ereignisses in Vorwärtsrichtung.

Mit seiner Größe von  $1 \times 1 \text{ m}^2$  überdeckt er etwas mehr als das Strahlloch des direkt vor im liegenden Ringkalorimeters (siehe (Abb 2.0-1)). Sein zentrales Loch für den Strahl hat einen Durchmesser von 2.5 cm. Die Tiefe des Photonenteils beträgt  $17.2 X_0$ , die des Hadronenteils  $8.3 \lambda_0$ .

## 2.2 Beschreibung des Triggers zur Selektion von lokalen $p_T$ - Clustern

### Vorbemerkung

Für den Transversalimpuls  $p_T$  gilt:



$$p_T = \left(\frac{\rho}{d}\right) p_{||} \approx \left(\frac{\rho}{d}\right) E \quad (2.21)$$

mit  $\rho$  Abstand zwischen Strahl und Schauer,  $d$  Entfernung zwischen Target und Detektor,  $p_{||}$  Longitudinalimpuls und  $E$  Energie.

Die Entfernung  $d$  ist im Experiment eine Konstante,  $\rho$  und  $E$  müssen zur Bestimmung des Transversalimpulses für den Trigger gemessen werden. Dies geschieht in insgesamt 3 Stufen wobei die Bestimmung von  $p_{T,Trigger}$  in jeder Stufe genauer erfolgt (Absatz 2.2.1 bis Absatz 2.2.3). Gemessenen Ratenverhältnisse sind in Tabelle (Tab 2.2-1) zusammengefaßt.

Triggerstufe	Rate
1	1
2	$2 \cdot 10^{-3}$
3	$5.5 \cdot 10^{-5}$

Tab 2.2-1 Triggerraten

Ein auf mehreren Ebenen ablaufender Trigger ist aus Zeitgründen notwendig. Durch eine zeitliche Staffelung können Elemente der Elektronik mit begrenzter Länge der Verzögerungskabel früher getriggert und bei Bedarf vor der Auslese in einer späteren Stufe wieder gelöscht werden. Die Triggerlogik ist in (Abb 2.2-1) dargestellt. Den Triggereinsatz für verschiedenen Schwellen sieht man in (Abb 2.2-2).

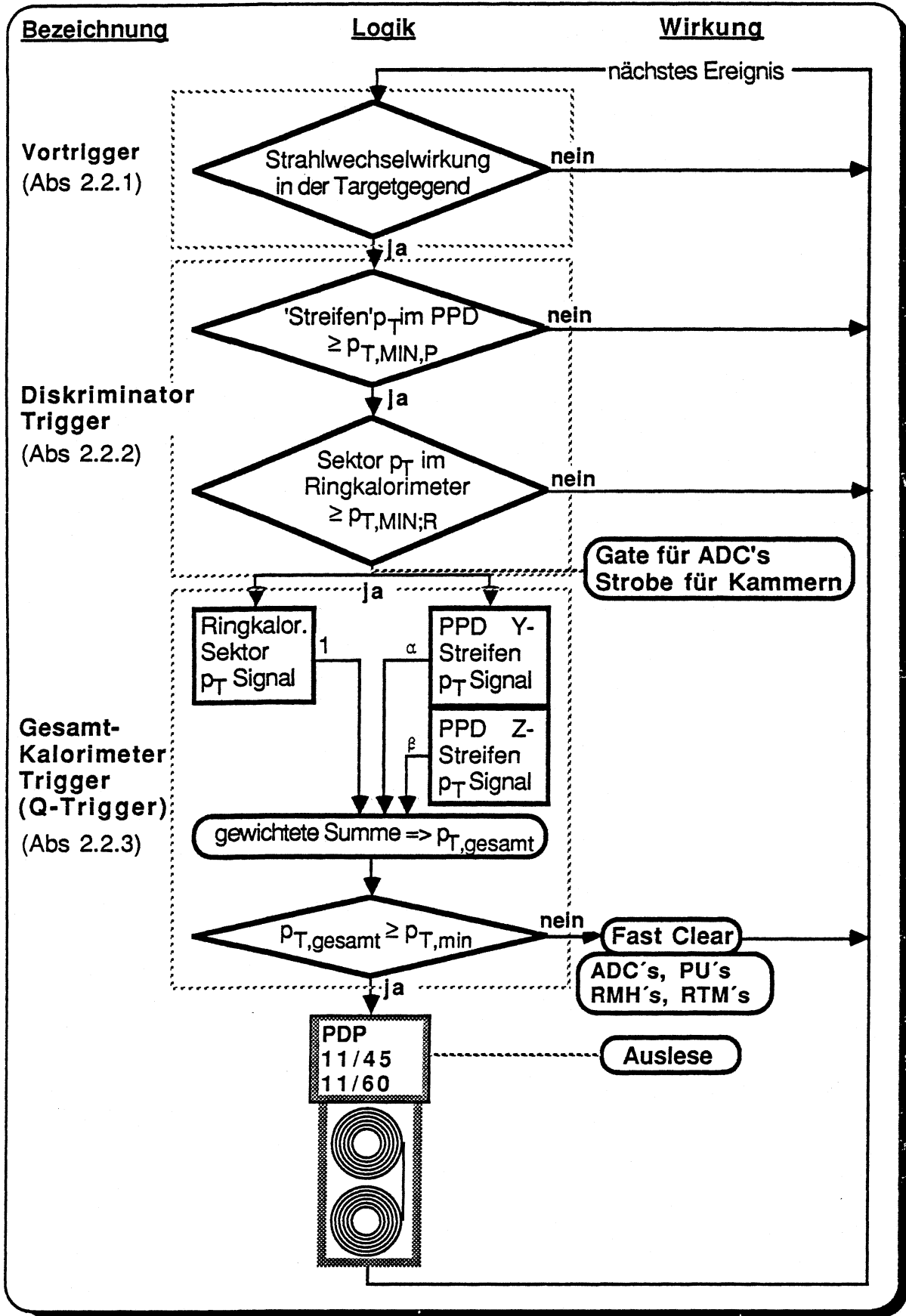


Abb 2.2-1 Triggerlogik ohne Triggerprozessor

Seit Ende 1984 gibt es einen Triggerprozessor, welcher die Definition des  $\gamma$ -Triggers verbessert und außerdem  $2\gamma$  Trigger definiert [SKO]. Die Daten, welche in der vorliegenden Arbeit verwendet wurden, sind ohne diesen Prozessor genommen.

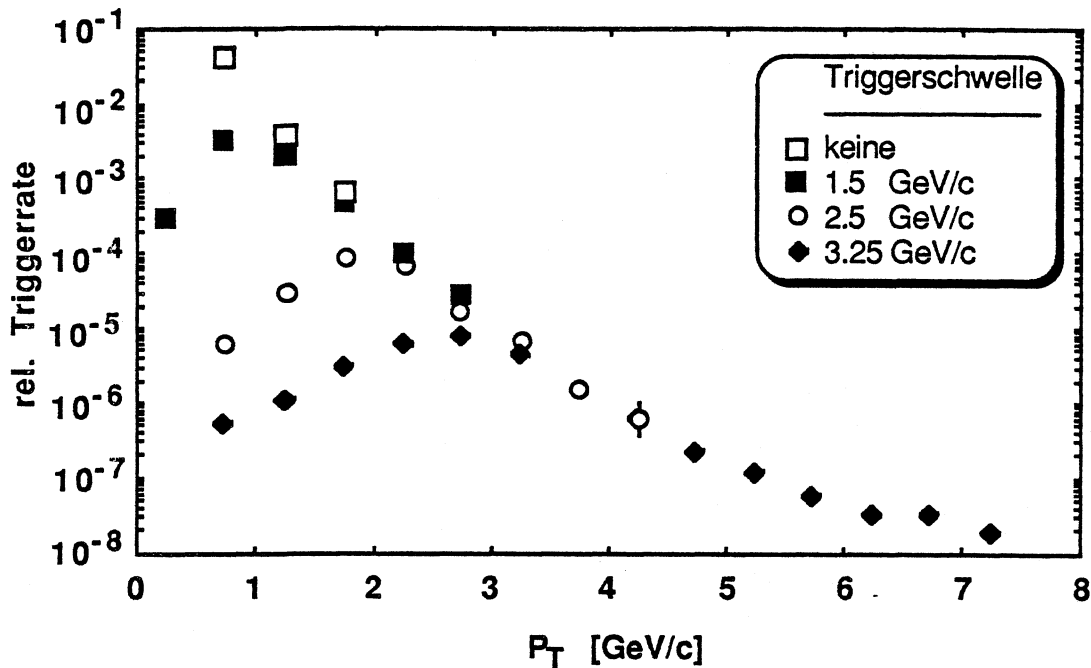


Abb 2.2-2 Zählraten pro  $\Delta p_T$  von Triggerclustern für verschiedene Schwellen (1983 Daten)

### 2.2.1 Der Vortrigger (Wechselwirkungstrigger)

wird durch die Koinzidenz der Strahlzähler HV und  $S_1$  zusammen mit der Antikoinzidenz aus  $V_0$  und  $S_4$  ausgelöst (Tab 2.1-3).  $V_0$  wirkt als Strahlhaloschutz,  $S_4$  zeigt eine Wechselwirkung in der Targetegend an, falls er kein Signal abgibt. Im Falle der Datennahme mit positivem Strahl sind außerdem jeweils einer der beiden Čerenkovzähler zur Unterscheidung zwischen  $\pi^+$  und p in der oben erwähnten Koinzidenz.

### 2.2.2 Der Diskriminatortrigger

ist als "logisches und" zwischen PPD Diskriminator Trigger und NA5 Diskriminator Trigger geschaltet.



- a) Beim PPD Diskriminator werden die Summen der Signale von 16 benachbarten Drähten aller 4 Ebenen in der Tiefe addiert und mit einem Schwellendiskriminator auf eine Mindestpulshöhe entsprechend einem vorgegebenen  $\rho_T$  untersucht. Die laterale Addition ist so durchgeführt, daß die Bereiche jeweils mit 8 Drähten überlappen (Abb 2.2-3).

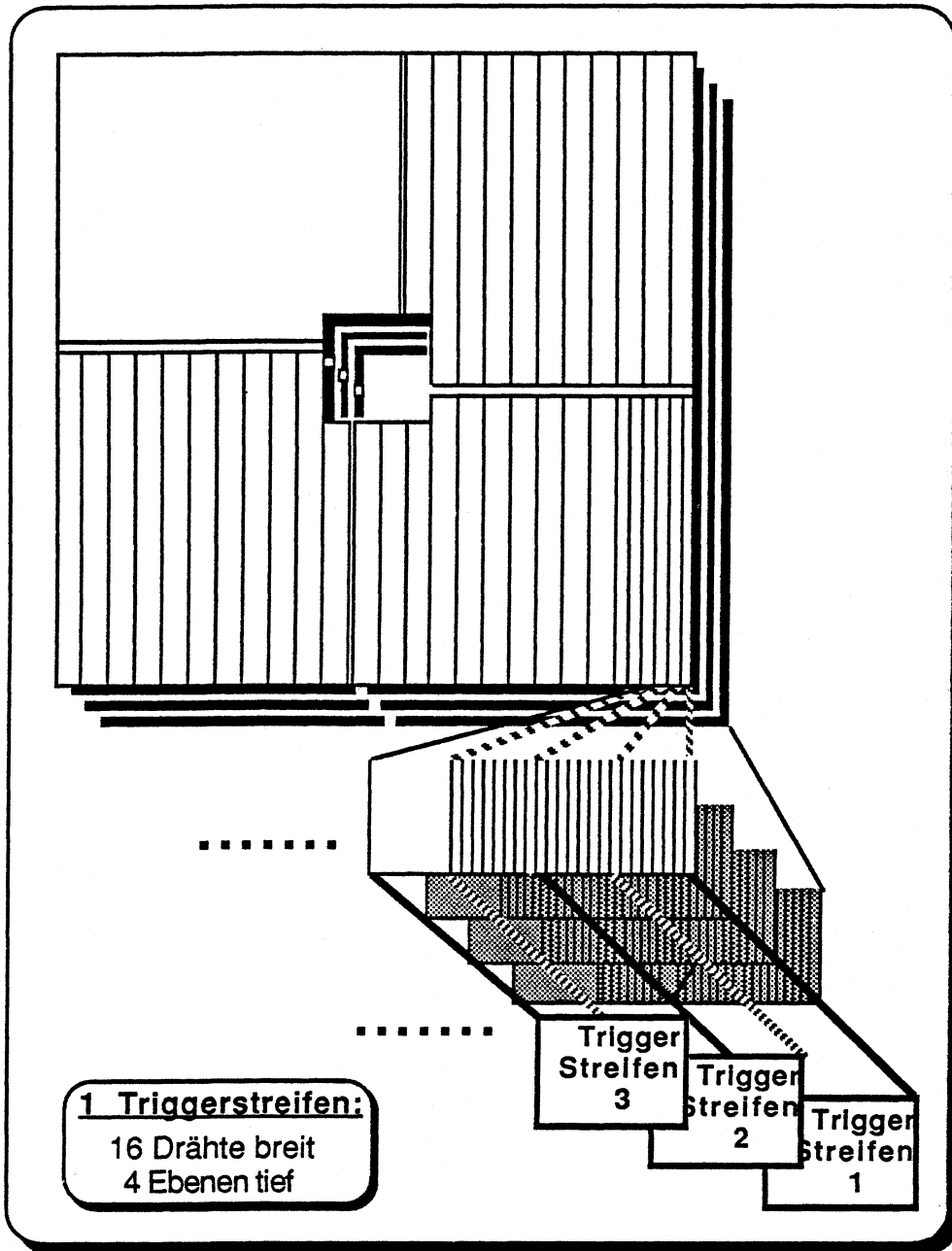


Abb 2.2-3 Addition der Drähte für den PPD - Trigger

Die Diskriminatoren sind so eingestellt, daß im Mittel über die ganze PPD- Breite die gleiche  $p_T$ - Schwelle anliegt. Durch die Y-Z Auslese ist der Abstand von der Strahlachse nur als ein mittleres  $\langle p \rangle$ , welches zwischen einem Mindestabstand  $\rho$  (Triggerschauer auf der Y bzw. Z Achse im PPD) und einem Maximalabstand  $\rho \cdot \sqrt{2}$  (Triggerschauer auf einer Diagonalen zwischen Y und Z) liegt, bekannt.

$$\rho \leq \langle p \rangle \leq \rho \cdot \sqrt{2} \quad (2.22)$$

Wichtungsfaktoren für jeden Streifen sind mit der mittleren longitudinalen Verteilung der Energiedeposition von Elektron-Eichschauern berechnet.

- b) Der **Diskriminatortrigger des Ringkalorimeters** wird aus der Summe der Energien von je 9 (2...10)  $p_T$  Zellen zweier benachbarter  $15^\circ$ - Sektoren  $S_1$  und  $S_2$  des Photonenteils gebildet:

$$P_{T,Sektor} = \sum_{i=2}^{10} c_i \cdot (E_{i,S_1} + E_{i,S_2}) \quad (2.23)$$

Zwei benachbarte Triggersektoren überlappen sich jeweils zur Hälfte (Abb 2.2-4).

Mit dem Signal aus a) und b) wird das Gate für alle ADC's sowie das Strobe für die Auslesemodule (RMH und RTM Elektronik) der Proportionalkammern und der U und V Ebenen des PPD ausgelöst.

### 2.2.3 Der Gesamtkalorimetertrigger (Q-Diskr. Trigger)

wird durch eine gewichtete Summe von 2 PPD- Streifen Signale (Y und Z) mit einem  $P_{T,2Sektor}$  Signal gewonnen.

$$P_{T,final} = \alpha^{2Sektor} \cdot p_{T,Y} + \beta^{2Sektor} \cdot p_{T,Z} + P_{T,2Sektor} \quad (2.24)$$

$p_{T,Y}$  ( $p_{T,Z}$ ) ist die mit dem Abstand  $\rho$  von der Strahlachse gewichtete Summe von 24 PPD- Streifen à 16 Drähten (Abb 2.2-3), welche eine Mindestenergie haben. Diese Forderung nach einer Mindestenergie sichert eine gewisse Lokalität des Triggers.  $P_{T,2Sektor}$  entspricht dem in

Abschnitt 2.2.2 definierten Signal.  $\alpha^{2\text{Sektor}}$  und  $\beta^{2\text{Sektor}}$  sind von der Orientierung der 2 Sektoren, die zu  $p_{T,2\text{sektoren}}$  beitragen, abhängig. Diese Summation geschieht in sogenannten 'weighted mixers' in Verbindung mit ladungsempfindlichen (Q-) Diskriminatoren, welche eine optimale Addition von Signalen mit verschiedenen Anstiegszeiten erlauben.

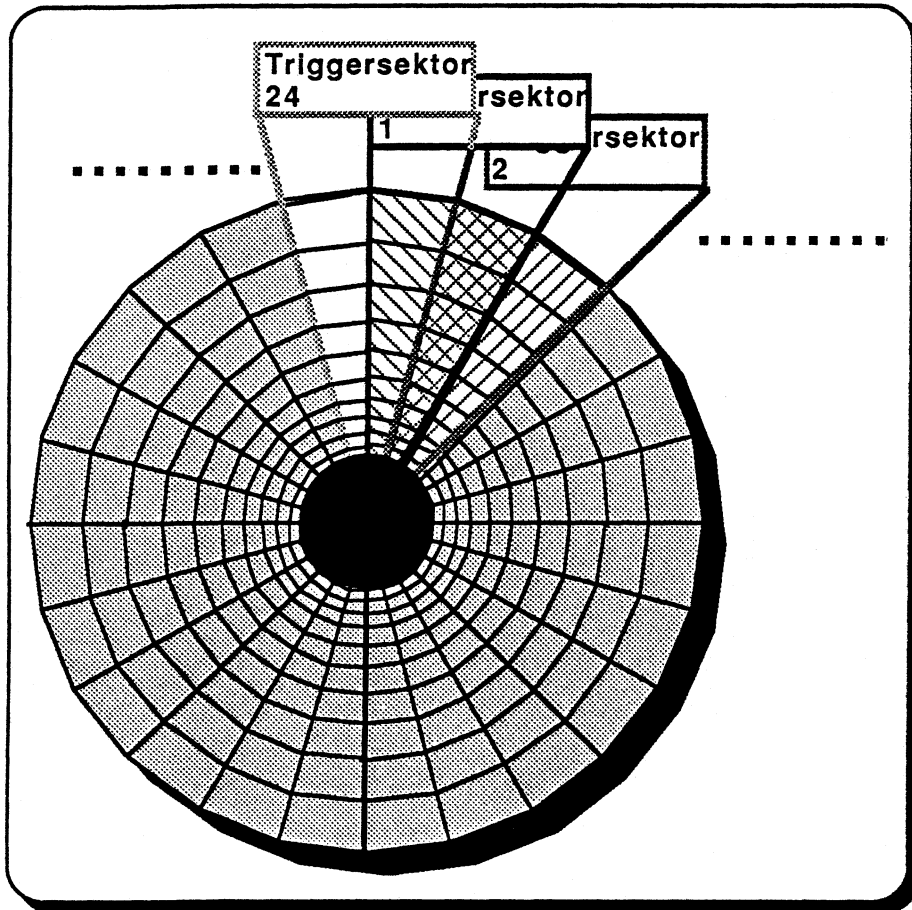
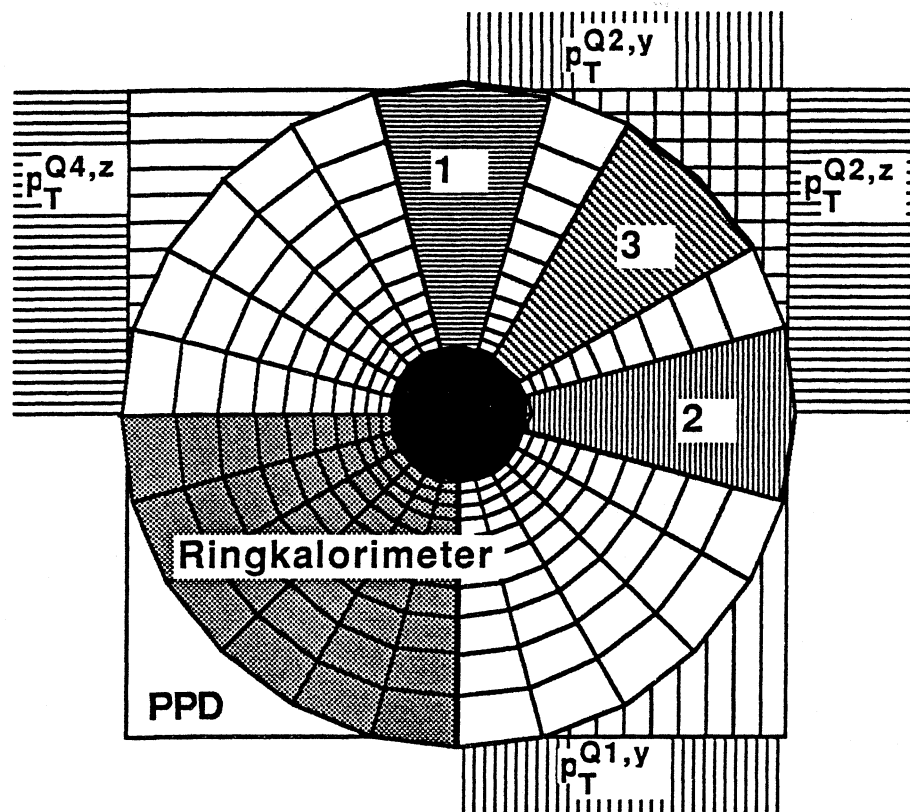


Abb 2.2-4 Diskriminatortrigger (Ringkalorimeter)

Die Darstellung (Abb 2.2-5) erläutert an drei Beispielen die gewichtete Summe. Die Triggerstreifen der vier elektronisch entkoppelter PPD- Quadranten sind mit den entsprechenden Triggersektoren des Ringkalorimeters über eine Logik verknüpft.

Falls keines der 24 zugehörigen Signale  $p_{T,final}$  die Diskriminatorschwelle überschreitet, wirkt der Gesamtkalorimetertrigger als 'fast clear'. Dabei werden die durch die vorherigen Trigger gespeicherten Informationen gelöscht und das Ereignis verworfen.



2 Sektor Position 1:

$$\Rightarrow \alpha = 0 \quad \beta = 1 \quad \Rightarrow p_T^z \text{ von Quadrant 1 und 4 } (p_T^y = 0)$$

2 Sektor Position 2:

$$\Rightarrow \alpha = 1 \quad \beta = 0 \quad \Rightarrow p_T^y \text{ von Quadrant 1 und 2 } (p_T^z = 0)$$

2 Sektor Position 3:

$$\Rightarrow \alpha = \beta = 0.5 \quad \Rightarrow p_T^y \text{ und } p_T^z \text{ von Quadrant 2}$$

Abb 2.2-5 gewichtete Summation zum Gesamtkalorimetertrigger.

$\alpha$  und  $\beta$  beziehen sich auf Gleichung (2.24)

### **3 Monte Carlo Schauer-Rechnungen**

## 3.1 Elektromagn. Schauerentwicklung

Die Berechnung des Aufschauerns elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen im NA24 Detektor wird mit dem Programmpaket EGS3 [NEL 78] durchgeführt. Dieses berücksichtigt elektromagnetische Prozesse wie Paarbildung, Comptonstreuung, Photoeffekt, Annihilation, Möller- und Bhabha- Streuung, Bremsstrahlung, multiple Streuung und Energieverlust durch Ionisation in verschiedenen Materialien.

### 3.1.1 Die für die Simulation verwendete Detektorgeometrie

Der PPD wird als aus lateral unendlich ausgedehnten Schichten aus Blei, Luft, Aluminium und Argon-Isobutan zusammengesetzt betrachtet. Schauerentwicklungen werden in allen Schichten, aufgebaut wie in der Abbildung (Abb 2.1-4), gerechnet. Folgende Vereinfachungen werden aus Gründen kürzerer Rechenzeit gemacht:

a) Die tatsächliche Dreiecksstruktur der Röhren wird zunächst für die Schauerentwicklung nicht simuliert. Es werden zwei Schichten aus Aluminium vor und hinter einer seitlich nicht unterbrochenen Gasschicht angenommen. Zusätzlich wird für jedes Sekundärelektron bzw. -positron auf die zurückgelegte Wegstrecke in der Projektion senkrecht zur angenommenen Draht- und Primäreinfall- Richtung auf folgende Weise korrigiert, um eine Rohrstruktur zu simulieren:

Falls die Wegstrecke länger als der halbe Drahtabstand 3.865 mm ist, wird die kinetische Energie  $T$  des Teilchens um 0.5 MeV reduziert. Dies entspricht der kinetischen Energie, die ein Elektron höchstens haben darf, um in Aluminium der Dicke 1.75mm absorbiert zu werden [TSA 74]. Nach einer weiteren freien Projektionsweglänge im Gas von 0.773 cm wird die Energie erneut um 0.5 MeV verringert. Diese Reduktion wird wiederholt, bis das Teilchen entweder die Gasschicht verlassen hat, oder bis seine kinetische Energie aufgebraucht ist (Abb 3.1-1). Im letzten Fall wird das Teilchen verworfen.

Gründe für diese Vereinfachung liegen in einer kürzeren Rechenzeit. Man hat die Möglichkeit, die generierten Schauer später für jede Position im PPD verwenden zu können (siehe Absatz 3.1.3).

b) Die Bleilagungen des PPD sind nach 3 mm nicht von der tatsächlich vorhandenen tragenden Aluminiumschicht unterbrochen, sondern sind durchgehend 6 mm dick. Die dort fehlende Aluminiumschicht ist dem Aluminium der Proportionalröhren zuaddiert.

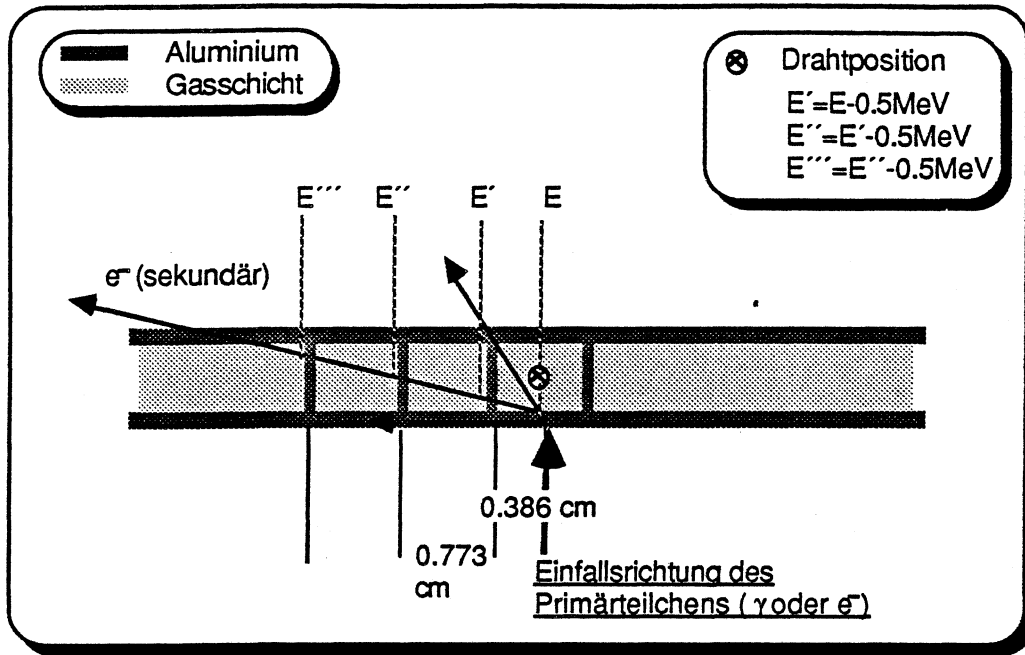


Abb 3.1-1 simulierte Röhrenstruktur des PPD

c) Der Photenteil des Ringkalorimeters wird als lateral unendlich ausgedehntes Aluminium-, Blei-, Szintillator- Sandwich, wie in Abbildung (Abb 2.1-7) dargestellt, ohne die Auslesestäbe angenommen.

### 3.1.2 Simulierte Teilchen und registrierte Informationen

Es werden  $\gamma$ ,  $e^-$  und  $\pi^+$  Teilchen verschiedener Energie, Einfallsrichtung und Position generiert. Folgende Informationen über die durch sie entstehenden Schauer werden ereignisweise aufgezeichnet:

- Der globale Energieverlust durch Ionisation bzw. Absorption eines  $e^\pm$  oder  $\gamma$  in jeder Schicht.
- Ionisationsverlust aller geladenen Sekundärteilchen in jeder Gasschicht des PPD mit einem lateralen Binning von 1 mm in der jeweiligen Projektion Y oder Z.
- Auftreffpunkt und Richtung der generierten Primärteilchen und im Falle von  $\pi^+$  Richtung vom Target und Energie beider Zerfallsphotonen.

### 3.1.3 Simulation der Dreiecksstruktur der PPD- Röhren

Es wird die Energie jedes 1 mm Bins entsprechend seiner Position relativ zur Dreiecksstruktur jeweils zwischen zwei Dreiecken aufgeteilt (Abb 3.1-2).

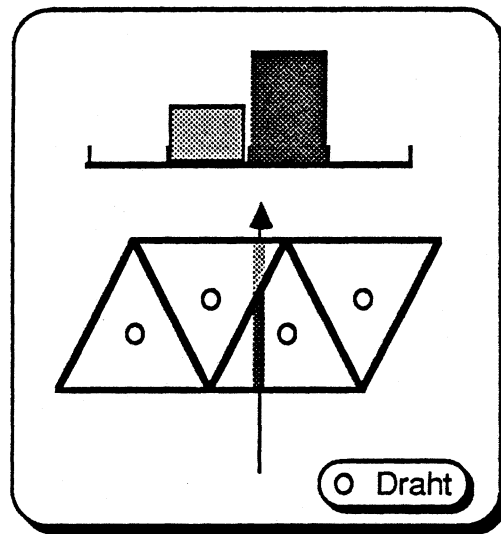


Abb 3.1-2 Simulation der Dreiecksstruktur

Man kann somit die Position ein und desselben Schauers über die Dreiecke wandern lassen, um das Binverhalten einer solchen Struktur zu studieren.

Aufgrund der langen Rechenzeit für einen Schauer (ca. 1 Min für ein  $e^-$  der Energie von 100 GeV auf der IBM 3081 des Rechenzentrums im CERN) ist eine individuelle Simulation für jede Schauerposition relativ zur Dreiecksstruktur unter Berücksichtigung der tatsächlichen Geometrie praktisch nicht durchführbar.

### 3.1.4 Longitudenale Schauerentwicklung

Die in den folgenden Abschnitten 3.1.4 bis 3.1.6 gezeigten Daten und Monte Carlo Resultate sind zum Teil mit einem Prototyp des PPD [ART 84], am SPS genommen worden. Dieser hat im Vergleich zum PPD etwas dünnere Bleilagen (5 mm anstelle von 6 mm). Außerdem gibt es keine U und V Ausleseebenen.

In Abbildung (Abb 3.1-3) sind Schauerentwicklungen für verschieden Energien dargestellt. Außerdem sieht man im Vergleich dazu Testdaten, genommen mit dem Prototyp des PPD. Bei diesem wurden alle Rohre im Schauerbereich getrennt ausgelesen. Nur so konnte die



in der Abbildung dargestellte Entwicklung erhalten werden. Die Normierung erfolgt an die 10 GeV Daten. Die Datenpunkte sind bezogen auf den Maximalwert der deponierte Energie beim Durchgang eines minimalionisierenden  $\mu$  durch den Detektor.

Versucht man eine analoge Normierung in der Simulation, indem man die deponierte Energie eines Schauers durch den Energieverlust durch Ionisation eines  $e^-$  (mit seiner Energie im  $dE/dx$  Minimum) im Gas teilt, so erhält man eine um 1.333 kleinere Anzahl "äquivalenter minimal ionisierender Teilchen" (Abb 3.1-3).

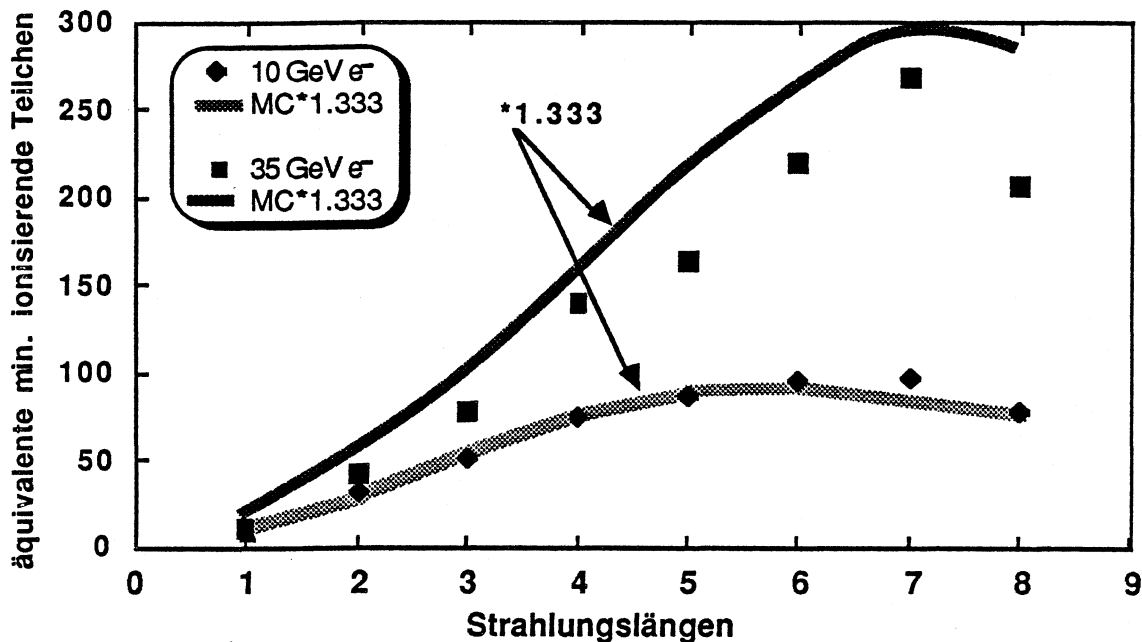


Abb 3.1-3 Longitudinale Schauerentwicklung von Elektronen verschiedener Energien

### 3.1.5 Laterale Schauerentwicklung und Schauertrennung

Die in diesem Abschnitt beschriebene Methode der Schauertrennung wird bei der Analyse der Daten nicht verwendet. Sie wird der Vollständigkeit halber trotzdem aufgeführt, da sie einen Anhaltspunkt für eine Verbesserung der Analyse bildet.

In der derzeitigen Analyse der Daten wird mit einem vereinfachten Algorithmus mit einem Schnitt auf die RMS- Breite der Schauer gearbeitet (Absatz 4.4.2).

Die Änderung der Breite der lateralen Schauerverteilung mit der Schauertiefe ist in Abbildung (Abb 3.1-4) mit den Testdaten verglichen. Die experimentelle Verteilungen sowie die

der MC- Simulationsdaten wurden mit der Funktion

$$A(x-x_c) = A_1 \cdot e^{-|x-x_c|/\sigma} + A_1/100 \quad (3.11)$$

gefitted, wobei die Amplitude  $A_1$ , die Position  $x_c$  und die Breite  $\sigma$  freie Parameter sind. Aufgetragen ist die Halbwertsbreite (FWHM) der Verteilung.

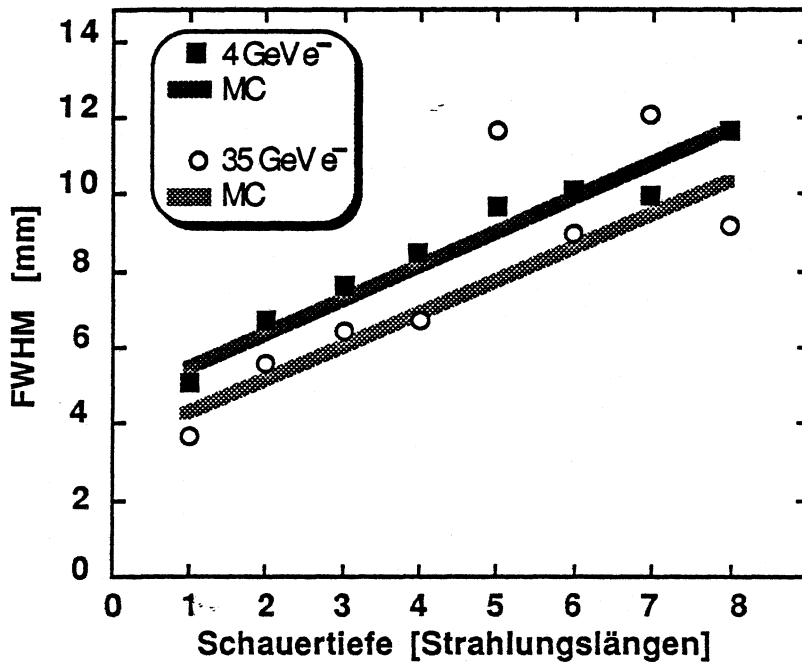


Abb 3.1-4 Schauerbreite als Funktion der Schauertiefe . Daten sind mit dem PPD- Prototyp genommen [ART 84]

Zur Entscheidung, ob ein Schauer aus nur einem primären oder aus zwei sich überlappenden Schauern zusammengesetzt ist, wird die quadratische Abweichung der Fitfunktion (3.11) mit festen angenommenen Breiten von 6 mm für die vordere und 10 mm für die hintere "Ausleseebene" des Detektors, von der Verteilung der MC-Ereignisse für Einzel- und Doppel- Schauer errechnet. Als Unterscheidungsparameter zwischen diesen beiden Klassen von Schauern wird  $c$  aus Gleichung (3.12) verwendet.

$$c_1 := \text{Maximum}(c_{z,\text{front}}^2/N_F ; c_{y,\text{front}}^2/N_F)$$

$$c_2 := \text{Maximum}(c_{z,\text{back}}^2/N_F ; c_{y,\text{back}}^2/N_F)$$

$$c := \text{Minimum}(c_1 , c_2) \quad (3.12)$$

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß  $c$  kleiner als jeweilige Abszissenwerte in der Abbildung (Abb 3.1-5) im Falle von Einzelschauern (wie bei einem direkten  $\gamma$ ) bzw. größer im Falle von Doppelschauern (wie bei  $\gamma$ 's aus einem  $\pi^0$ - Zerfall) ist, ist dort dargestellt. Die Ereignisse sind jeweils mit einem festen Transversalimpuls  $p_T$  von 6 GeV/c generiert. Es sind nur diejenigen  $\pi^0$  Ereignisse genommen, deren Zerfallsphotonen einen kleineren Abstand als 3 cm am PPD haben.

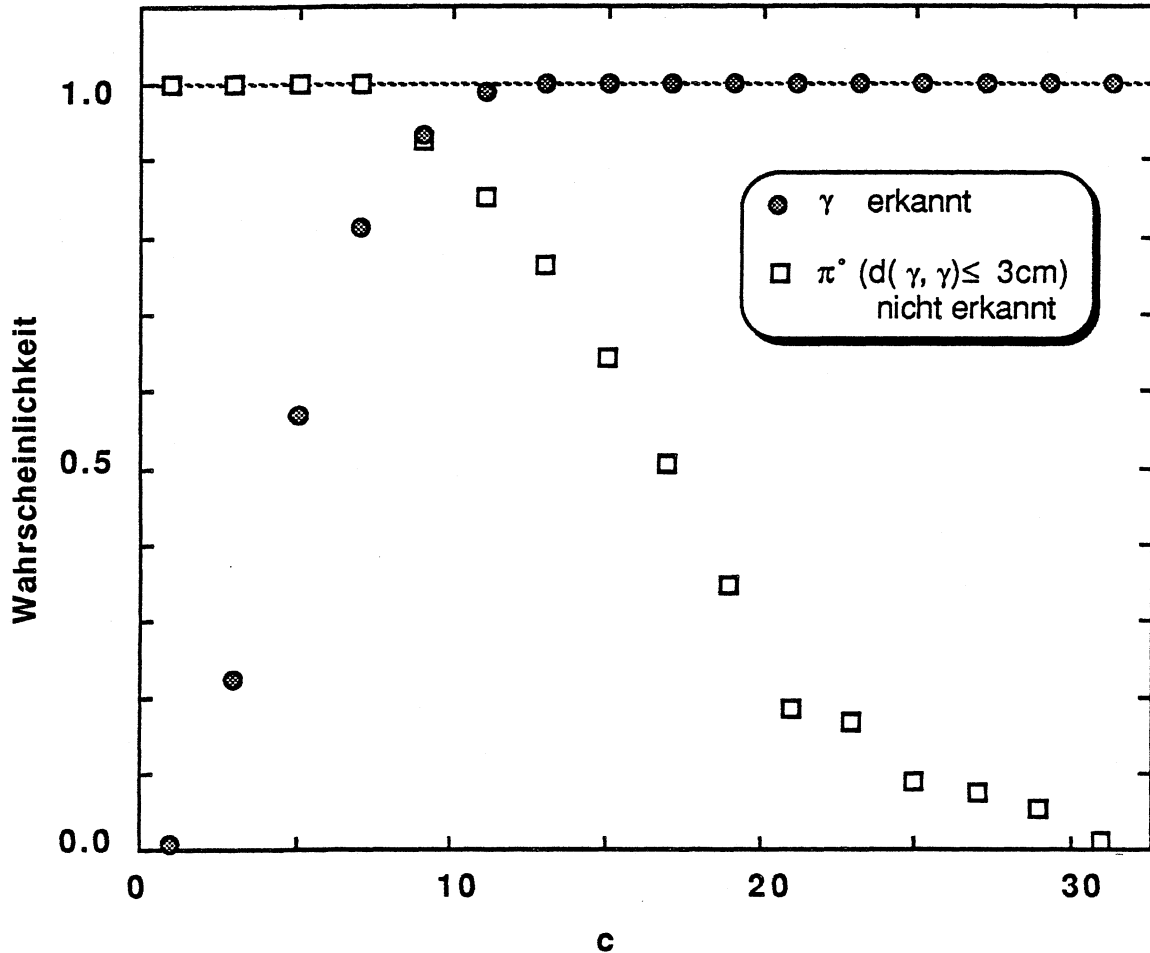


Abb 3.1-5 Erkennungswahrscheinlichkeit für  $\gamma$  und Nichterkennungswahrscheinlichkeit für  $\pi^0$  ( $d_{\gamma\gamma} < 3\text{ cm}$ )

Man erkennt somit für ein  $c$  kleiner als 7 alle Doppelschauer mit obiger Bedingung, aber nur etwa 20% der Einzelschauer. Für  $c$  größer als 13 findet man alle Einzelschauer und verwirft ca. 75% der Doppelschauer.

### 3.1.6 Unterschiede zwischen $\gamma$ - und $e^-$ - Schauern

In Abbildung (Abb 3.1-6) sieht man den im PPD sowie im PPD- Prototyp deponierten Energieanteil für verschieden Energien jeweils für Photonen und Elektronen. Man erkennt, daß Photonen im Mittel weniger Energie im PPD deponieren als Elektronen. Man kann dies durch die etwas kleinere Wahrscheinlichkeit für  $e^+e^-$  Paarbildung von Photonen im Vergleich zur Bremsstrahlungswahrscheinlichkeit von Elektronen verstehen, was bedeutet, daß Photonen im Mittel etwas später zu schauern beginnen als Elektronen.

Breiten der Energieverteilungen sind in Abbildung (Abb 3.1-7) dargestellt. Dort sieht man daß die Verteilungen für  $\gamma$ - Schauer breiter sind als solche mit Elektronschauern, was heißt, daß die Fluktuation der longitudinalen Energiedeponierung für Photonen größer als für Elektronen ist.

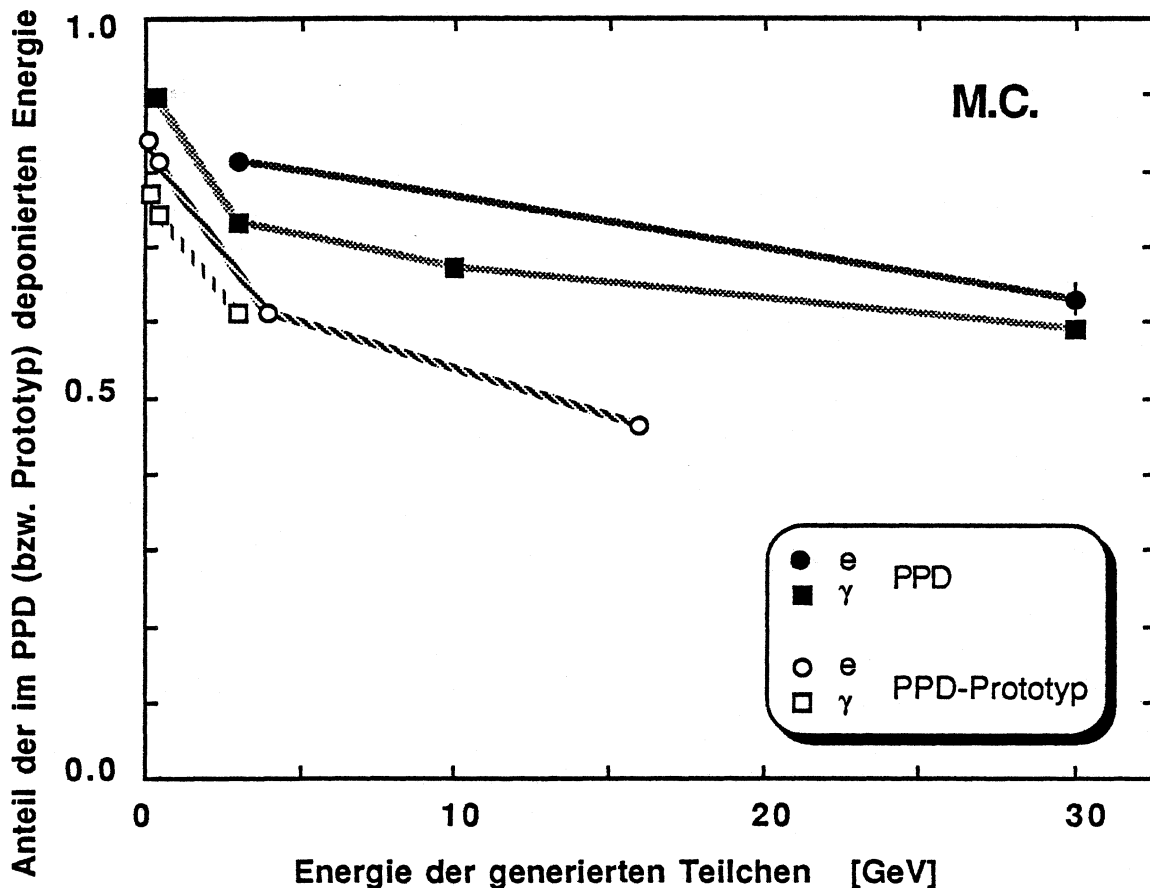


Abb 3.1-6 Anteil der im PPD deponierten zur generierten Energie

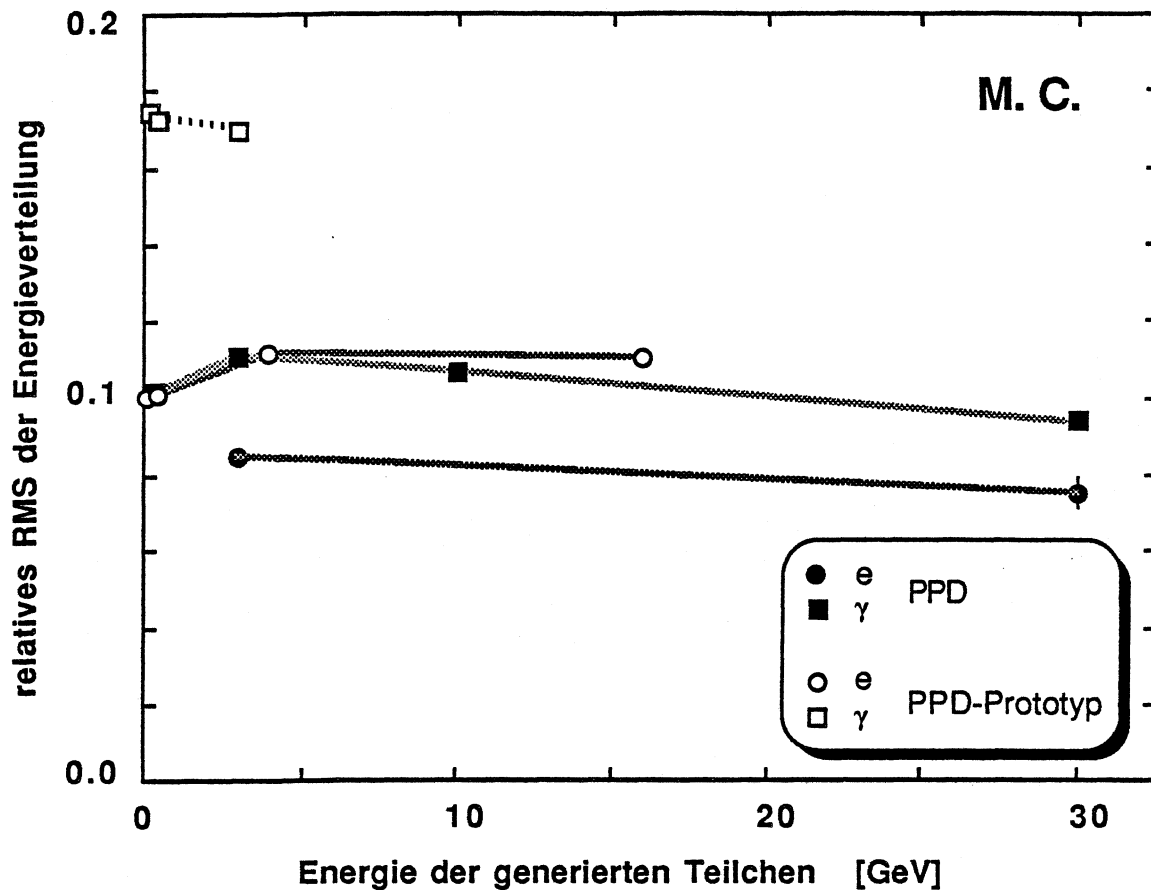


Abb 3.1-7 Breiten der Energieverteilungen für  $\gamma$ 's und  $e^-$ 's

### 3.1.7 Verhalten des kombinierten Photonkalorimeters

In Kalorimetern der Hochenergiephysik wird die Energie von Teilchen über deren deponierte Energie durch Sekundärprozesse gemessen. Dabei mißt man die Energie in Schichten mit Abständen von etwa 1 Strahlungslänge. Im Falle des NA24 Photonkalorimeters findet die Energiemessung in zwei verschieden aufgebauten Kalorimeterteilen statt. Zum einen hat man im PPD ein Gaskalorimeter mit einer Dicke von  $1.16 X_0$  vor jeder Gasschicht. Zum anderen hat man mit dem Ringkalorimeter ein Szintillationskalorimeter mit  $1.05 X_0$  vor jeder Szintillatorschicht mit einer Tiefenabhängigkeit der Lichtausbeute in den Auslesestäben (Abschnitt 3.1.7b). Außerdem hat man zwischen der letzten sensitiven PPD Ebene und der ersten sensitiven Ringkalorimeterebene Blei und Aluminium mit einer Dicke von  $1.33 X_0$ .

Das Verhalten dieses kombinierten Systems wird im folgenden beschrieben.

Die Abbildung (Abb 3.1-8) zeigt die Energieablagerung in jeder Ebene, normiert auf die Energie der einlaufenden Elektronen. Diese sind mit 60 GeV generiert. Die schraffierte Fläche bezeichnet den Zwischenbereich zwischen der letzten sensitiven Ebene des PPD und der ersten des Ringkalorimeters.

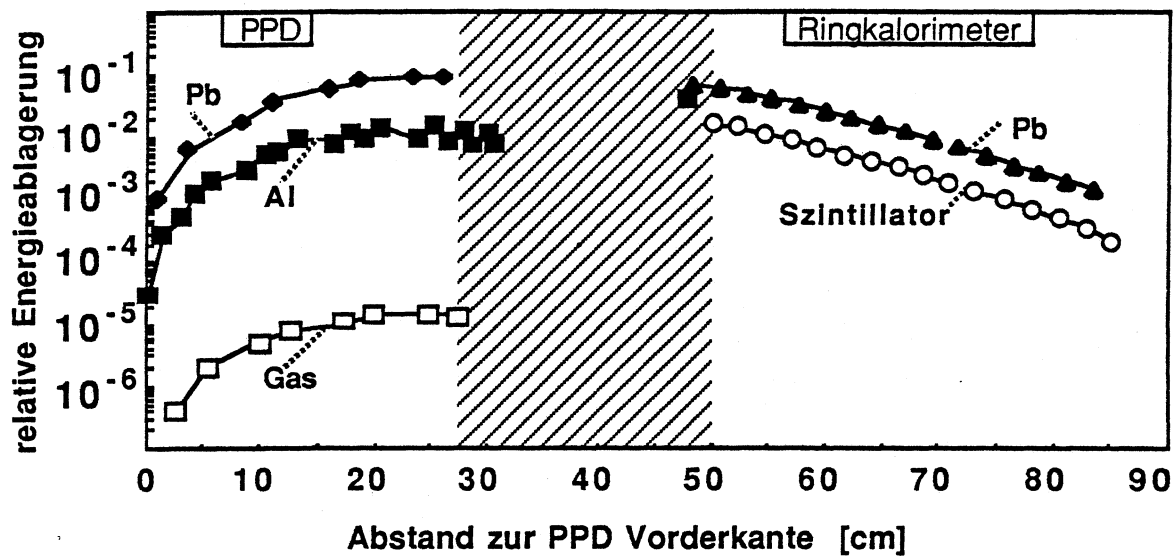


Abb 3.1-8 relative Energieablagerung in den Kalorimerebenen

Wegen der unterschiedlichen Struktur beider Kalorimeter zusammen mit dem "toten" Bereich von etwa  $0.3 X_0$  zwischen PPD und Ringkalorimeter ändert sich das Energieresponseverhalten des Ringkalorimeters im Vergleich zu seiner Absoluteichung als alleiniger Detektor. Ein Schauer, der vorne im PPD beginnt, verläßt diesen mit einer Vielzahl von niederenergetischen Sekundärteilchen, welche im Zwischenbereich beider Kalorimeter mit größerer Wahrscheinlichkeit absorbiert werden als die (wenigen) Sekundärteilchen eines Schauers, der spät im PPD beginnt und sich erst im Ringkalorimeter richtig entwickelt. Zusätzlich wirkt sich die Tiefenabhängigkeit der Lichtausbeute in Kombination mit Verschiebungen im Schauerbeginn aus (Abschnitt 3.1.7 b).

Im folgenden wird zunächst die Absoluteichung beider Detektoren getrennt beschrieben und dann das kombinierte System betrachtet.

a) "MC-Eichung" des PPD

Als MC- Eichung wird der Zusammenhang zwischen der in den Detektorschichten jeweils gesehenen Energie und der dort tatsächlich deponierten Energie bezeichnet

Abbildung (Abb 3.1-9) zeigt die Korrelation zwischen der insgesamt im PPD abgelagerten und der in den sensitiven Gasschichten gesehenen Energie. Dazu ist die bis zur letzten Ebene deponierte Energie zu der in der Summe der 8 y-z Gasschichten aufgetragen. Der Zusammenhang ist für die Einschußenergien von 4, 30 und 60 GeV für Elektronen dargestellt.

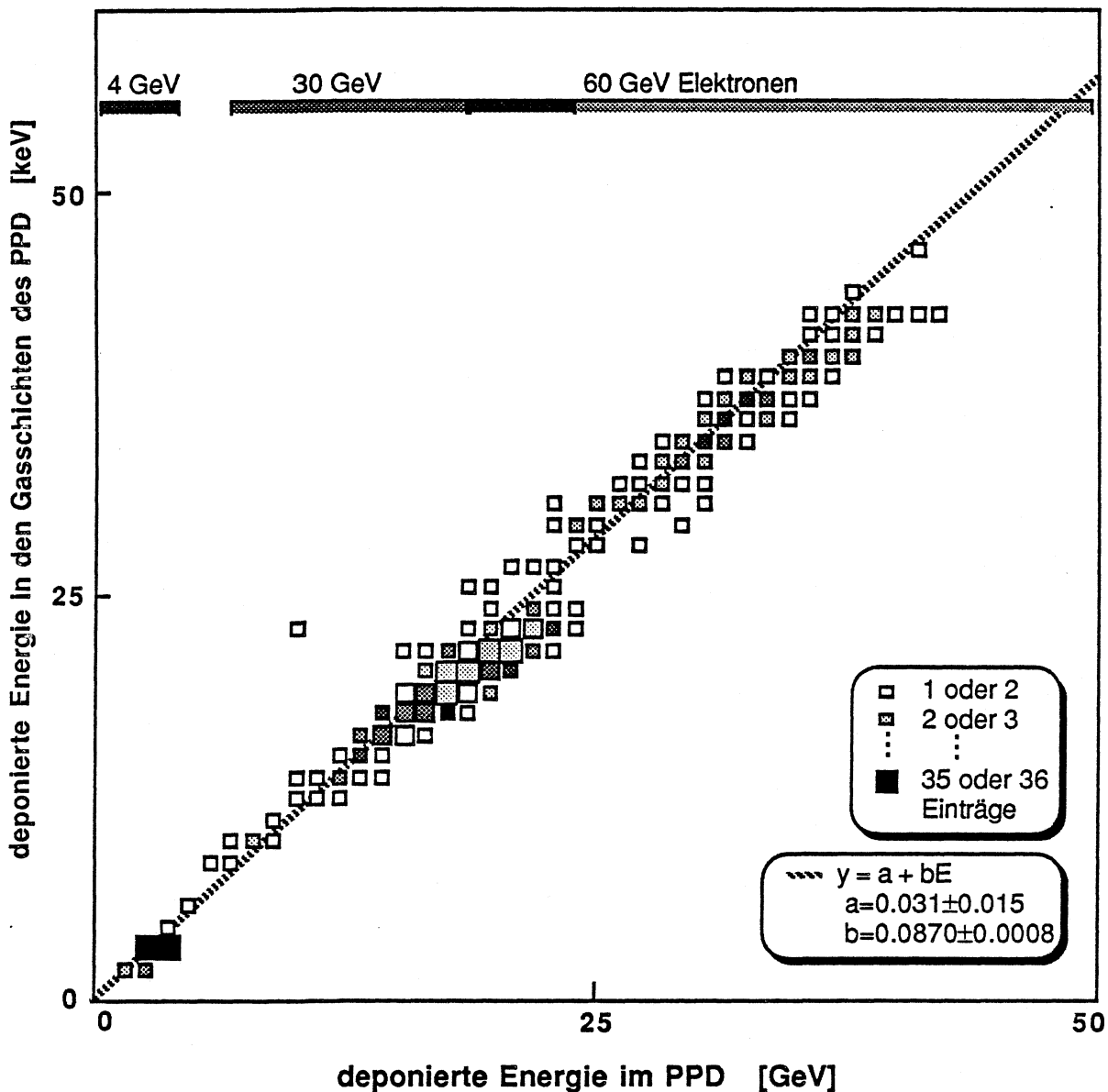


Abb 3.1-9 "MC- Eichung" des PPD (Monte Carlo Ereignisse)

Man findet einen linearen Zusammenhang mit

$$E_{\text{PPD}}[\text{GeV}] = (0.031 \pm 0.015) + (0.0870 \pm 0.0008) \cdot E_{\text{Gas}}[\text{MeV}] \quad (3.13)$$

In der Abbildung (Abb 3.1-10) sieht man die Energieauflösung. Es wird eine Gaussfunktion an die Verteilung der in den 8 Gasschichten des PPD deponierten Energie für Bins von 1 GeV um die absolut deponierte Energie angepaßt. Man setzt also nicht die "gesehene" Energie in Beziehung zur Einschubenergie wie in einer Messung, sondern die gesehene zu der laut MC Rechnung tatsächlich deponierten Energie, da der PPD für Schauer der hier gerechneten Energien nicht total absorbierenden ist.

Man findet als "innere" Auflösung

$$\sigma/E \approx 0.19/\sqrt{E}[\text{GeV}] \quad (3.14)$$

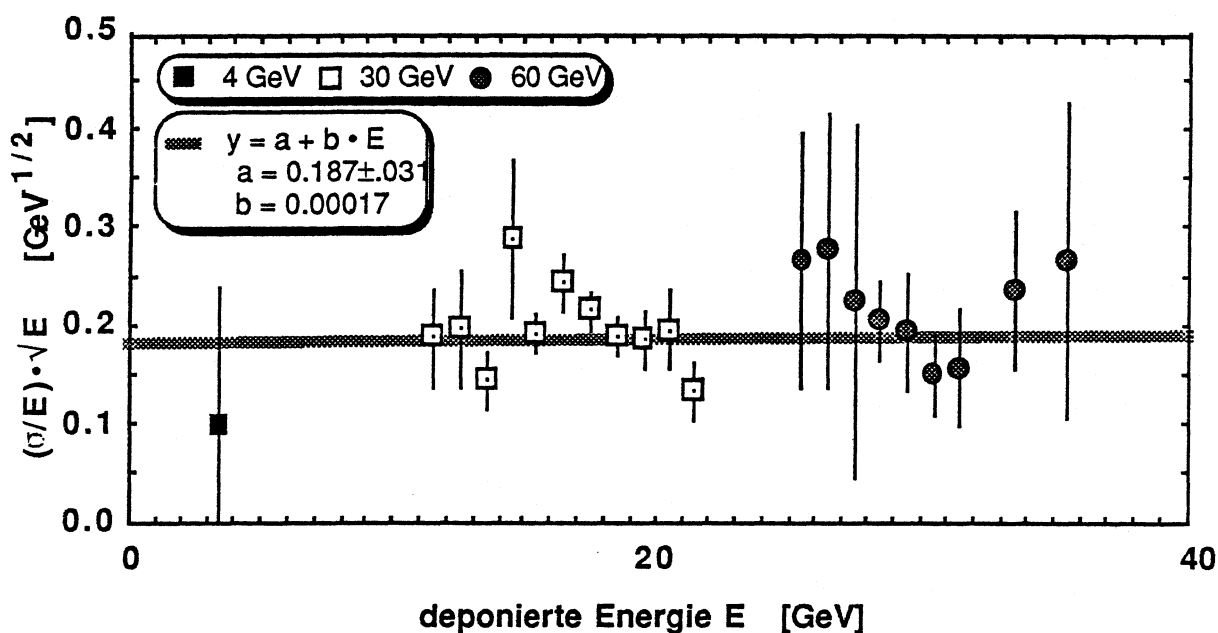


Abb 3.1-10 Energieauflösung des PPD (MC- Rechnung)



b) "MC- Eichung" des Ringkalorimeters

Eine entsprechende Untersuchung für das Ringkalorimeter ohne den PPD davor ergibt:

$$E_{\text{Ring}}[\text{GeV}] = 0.00702 \cdot E_{\text{Szint}}[\text{MeV}] \quad (3.15)$$

Die Verteilung der Eichpunkte ist in Abbildung (Abb 3.1-11) dargestellt.

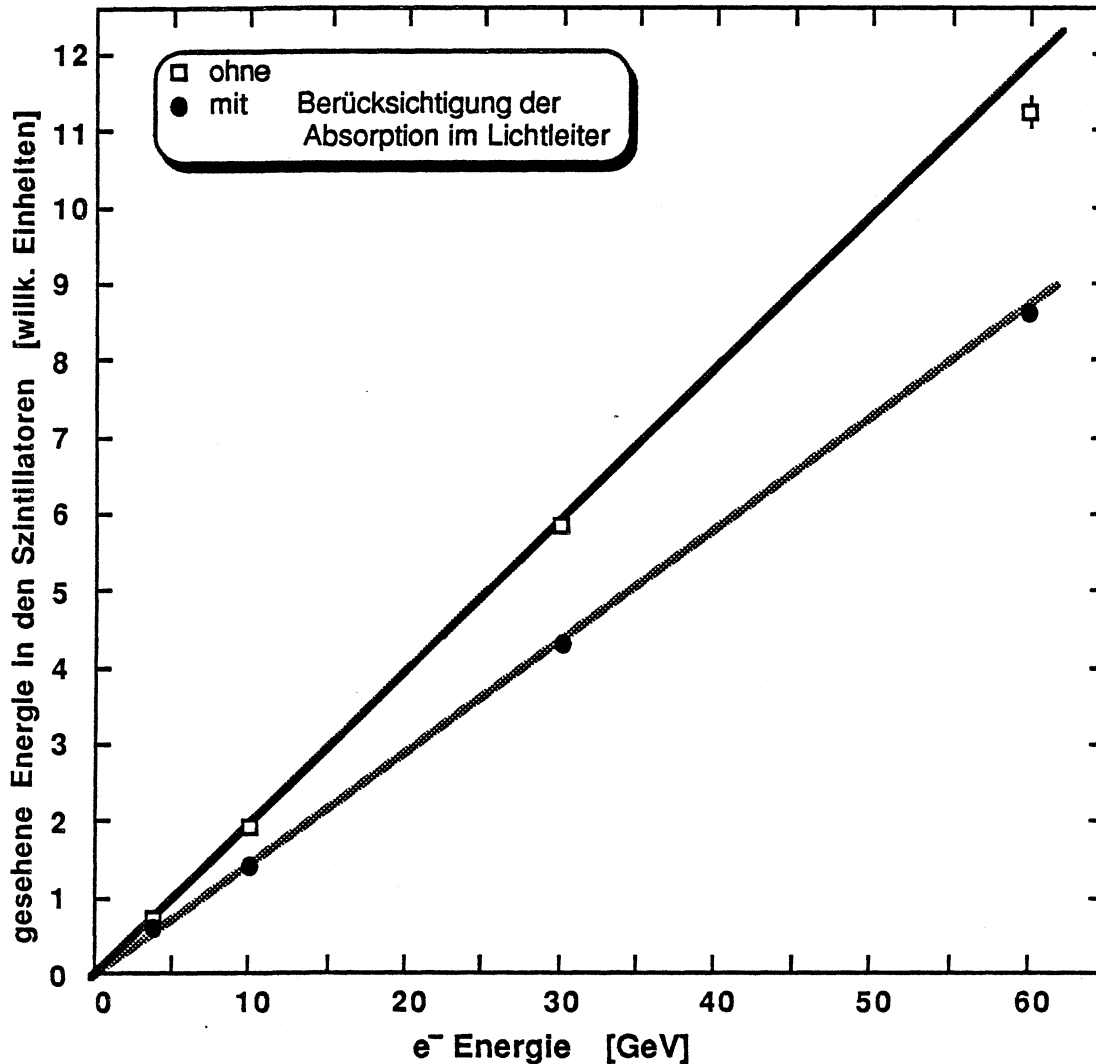


Abb 3.1-11 "MC- Eichung" des Ringkalorimeters. Die unteren Punkte beziehen sich auf eine Signalabschwächung in den Auslesestäben nach (Abb 3.1-12)

Das Ringkalorimeter ist aus Szintillatorplatten aufgebaut. Diese werden über einen Auslesestab bzw. zwei Auslesestäbe pro Segment gemeinsam ausgelesen (Abs 2.1.7). Da die Absorptionslänge der Stäbe etwa 70 cm beträgt [DEM 83], die Szintillatorplatten sich jedoch über

eine Tiefe von 40 cm erstrecken, muß die Lichtabsorption in den Stäben bei der Auslese der simulierten Energieablagerungen entsprechend der Lage der Szintillatorebene im Kalorimeter berücksichtigt werden. Die in der Abbildung (Abb 3.1-12) dargestellte Abhängigkeit wurde verwendet.

Man sieht in der Abbildung (Abb 3.1-11) am Response für 60 GeV, daß die Absorption die Linearität des Systems etwas verbessert.

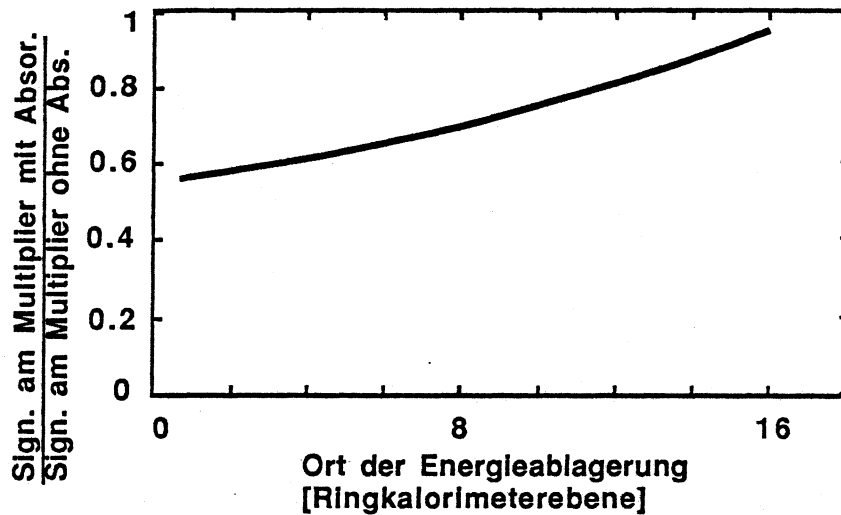


Abb 3.1-12 Effekt der Lichtabschwächung in den Auslesestäben

c) das aus PPD und Ringkalorimeter kombinierte Kalorimetersystem

Bildet man das Verhältnis der in einer sensitiven Ebene (Gas oder Szintillator) deponierten Energie zu der in der Materialschicht vor dieser und hinter der vorhergehenden sensitiven Schicht, so findet man das in Abbildung (Abb 3.1-13) gezeigte Verhalten.

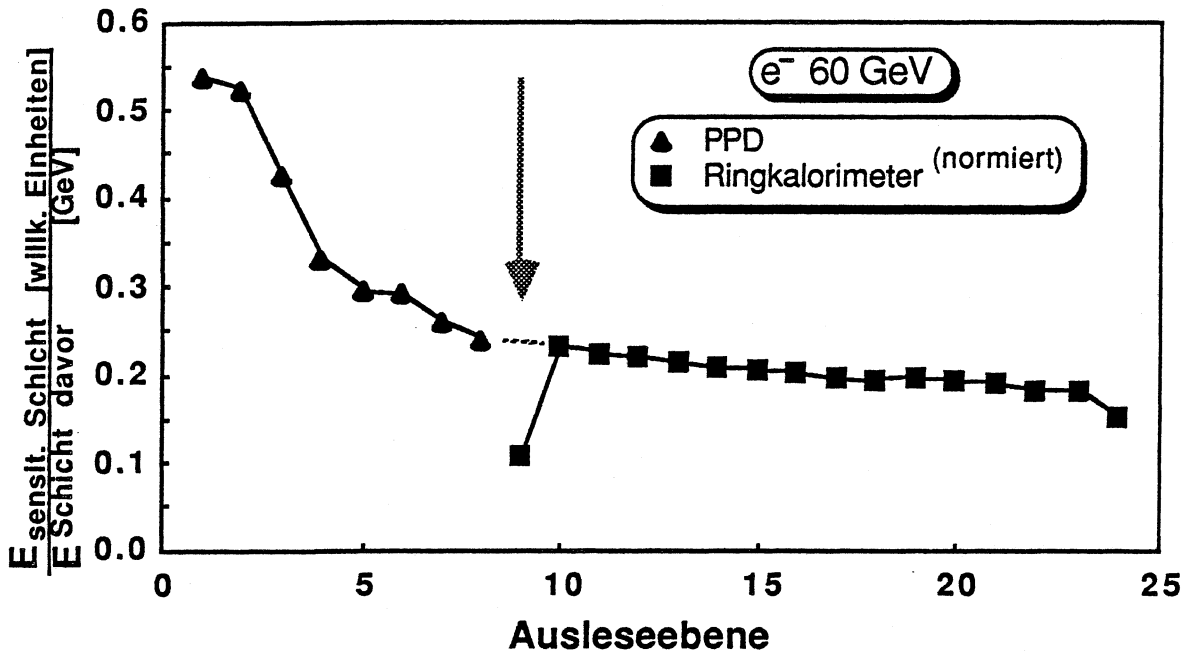


Abb 3.1-13 Energieablagung in den Kalorimeterschichten. Die Signale sind im Bereich des Pfeiles normiert.

Man sieht, daß dieses Verhältnis über die ersten Ebenen ziemlich stark abnimmt, nach etwa 7 Strahlungslängen jedoch nur noch leicht und zwar mit gleicher Steigung für PPD und Ringkalorimeter. Eine Ausnahme bildet die erste Szintillatorschicht des Ringkalorimeters. In der Abbildung ist diese mit einem Pfeil gekennzeichnet. Der Grund dafür liegt an dem Material zwischen beiden Detektoren. Da in dieser Schicht 8% der Gesamtenergie von 60 GeV deponiert wird und nur etwa die Hälfte der Nachbarebenen gesehen wird (entsprechend dem Verhältnis des mit dem Pfeil gekennzeichneten Punktes in Abbildung (Abb 3.1-13) zu seinem rechten Nachbarpunkt), verliert man effektiv 3.6% der Gesamtenergie, wenn die Absoluteichung des Ringkalorimeters ohne PPD für das kombinierte System genommen wird.

In Abbildung (Abb3.1-14) sind die in den Szintillatorschichten deponierten zu den insgesamt im Photenteil des Ringkalorimeters deponierten Energien aufgetragen. Das Verhältnis ist systematisch kleiner, als man es nach der Ringkalorimetereichung ohne davorstehenden PPD (dargestellt durch die Gerade) erwartet. Außerdem sieht man, daß für verschiedene Primär-

energien bei gleicher Energieablagerung im Ringkalorimeter die Verteilungen nicht aneinander anschließen:

Wenn wenig Energie relativ zur Gesamtenergie deponiert wird, wird im Vergleich zur Eichung ohne PPD davor in den Szintillatorschichten zu wenig gesehen.

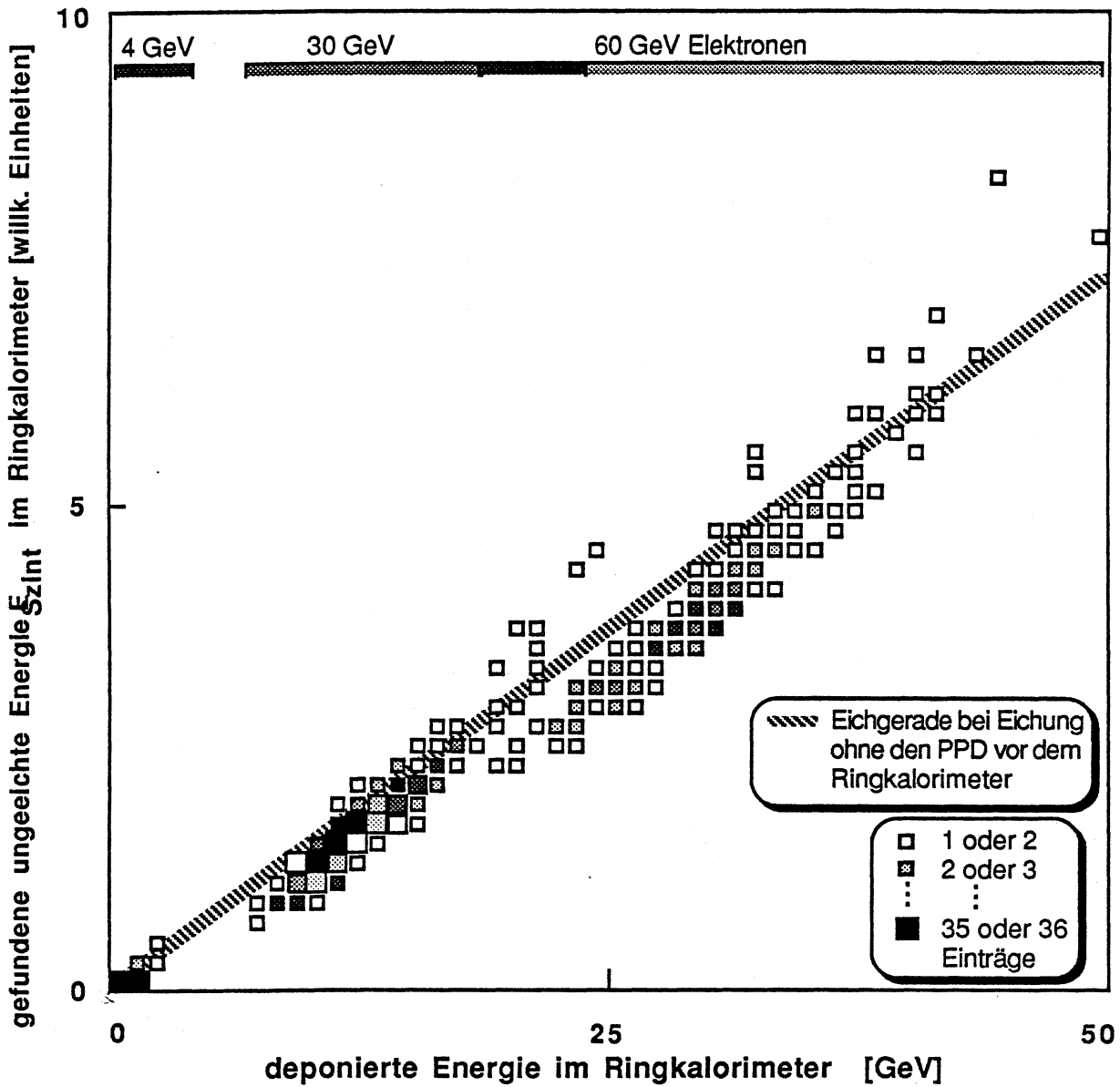


Abb 3.1-14 absolut abgelagerte zur gesehenen Energie (MC)

Man sieht in der Abbildung in den Zwischenbereichen für verschiedene Einschußenergien, daß das Verhältnis von Signal zur deponierten Energie auch von der Einschußenergie der Schauerteilchen abhängt und nicht nur von der deponierten Energie.

## 4 Datennahme und Auswertung

### Vorbemerkung

Die Daten für diese Arbeit stammen von Ende 1983 (12 Tage in der Strahlzeitperiode 5c) sowie von 1984 (jeweils 17 Tage in der Periode 3a, 3b und 3c). Dabei wurden neben den Daten mit positivem Strahl ( $\pi^+$  und p bei 300 GeV) sowie negativem Strahl ( $\pi^-$  bei 300 GeV) zur Registrierung von  $\pi^-$ - und  $\gamma$ - Ereignissen mit hohem  $p_T$  auch Eichdaten mit Elektronen und Hadronen verschiedener Energien genommen. Außerdem wurden zweimal Relativeichungen aller Kanäle des Photonpositionsdetektors mit einer radioaktiven Quelle durchgeführt.

## 4.1 Datenreduktion

Der 1. Schritt der Auswertung ist die Anwendung von Eichfaktoren für die relative Energieeichung der Kalorimeterdaten. In diesem Durchgang werden die Ereignisse der Originalbänder korrigiert und auf einen neuen Satz von Magnetbändern geschrieben. Datenblocks mit Zählerinformationen und solche mit Temperatur- und Luftdruck- Informationen werden analysiert jedoch nicht auf den neuen Bändersatz übertragen. Dabei werden nur die Ereignisse kopiert, die eine Cluster- $p_T$  Schwelle von 1 GeV/c nach Maßgabe einer vorläufigen Absoluteichung übersteigen. Dies geschieht mit einem sogenannten Software-Triggerprozessor, welcher die gesamte in Kapitel 2.2 beschriebene Triggerstruktur simuliert.

Im 2. Schritt werden aus den in den Projektionen rekonstruierten Spuren der Proportionalkammerinformationen Vertexpunkte als auch Raumpuren des Ereignisses bestimmt. Falls der Vertex außerhalb des Targets oder in dessen Randbereich liegt, wird das Ereignis verworfen. Dieser Schritt ist einer der rechenintensivsten der Analyse.

Im 3. Schritt erfolgt die absolute Energieeichung. Außerdem werden Ereignisse, deren Triggercluster nach Maßgabe der endgültigen Eichung unterhalb einer  $p_T$  Schwelle von 2.5 GeV liegen, verworfen. Schließlich erfolgt ein PPD- Richtungsschnitt zur Untergrundsreduktion (Kap 4.5).

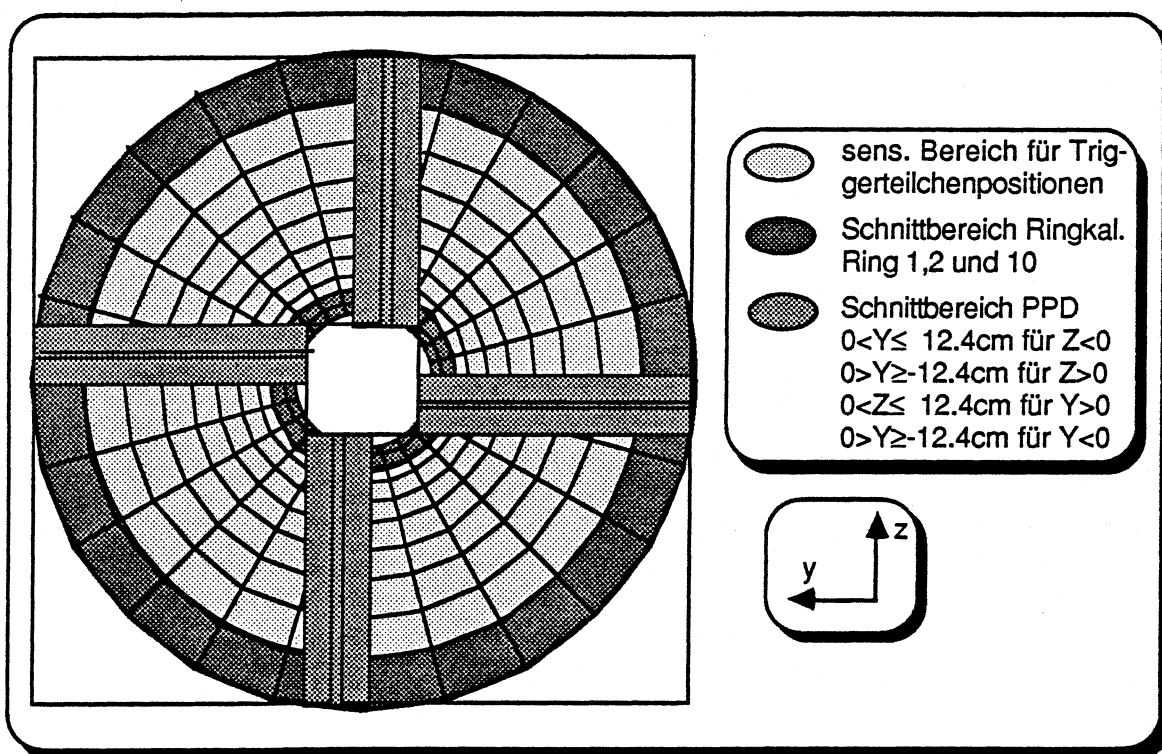


Abb 4.1-1 geometrische Schnitte im NA24 Kalorimeter

Im 4. und letzten Schritt werden für jedes Ereignis Cluster im PPD rekonstruiert, und über einen entsprechenden Algorithmus daraus  $\pi$ ,  $\eta$ , und  $\gamma$  Zählraten als Funktion von  $p_T$  bestimmt (Kap 4.3). Dabei findet keine Datenreduktion statt, da jedes Ereignis nur klassifiziert und nicht verworfen wird. Geometrische Schnitte im Akzeptanzbereich der Triggerschauer (Abb 4.1-1) reduzieren die Zählraten um 16%. Die Abbildung (Abb 4.1-2) gibt einen Überblick über die Aufteilung der Analyse in Programmeinheiten.

Im folgenden werden die Schritte 1-4 ausführlich beschrieben.

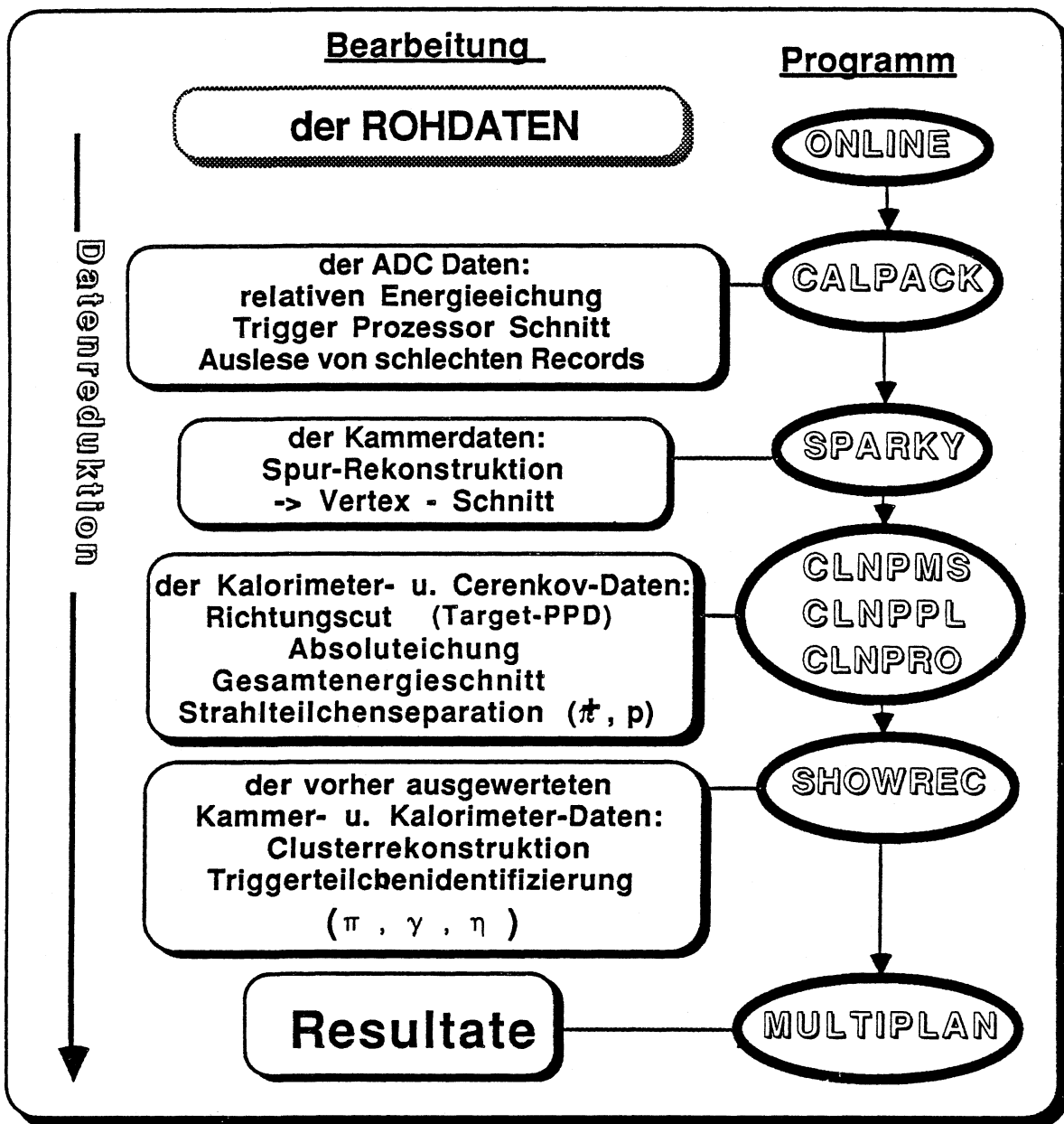


Abb 4.1-2 Datenreduktion

## 4.2 Die Eichung der Kalorimeter

### 4.2.1 Die Relativeichung des Photodetektors

wird mit der 22 keV Röntgenlinie einer  $^{109}\text{Cd}$  Quelle durchgeführt, wobei diese eine Länge hat, die ausreicht, um eine gleichzeitige Eichung von mehr als 24 Drähten zu ermöglichen. Man verschiebt sie in Schritten von 24 Drähten zwischen Röhrenebenen und Bleikonvertern. Zu diesem Zweck muß die Verschraubung des Detektors teilweise gelöst werden. Die resultierenden Pulshöhenspektren (Abb 4.2-1) werden über das NA24 Analogauslesesystem aufgezeichnet und die Peakpositionen durch Fit an ein Normspektrum bestimmt. Weiterhin bestimmt man die Nichtlinearität für jeden Kanal mit Testpulsen verschiedener Höhe für den gesamten dynamischen Bereich des Systems. Als Ergebnis erhält man für jeden PPD Auslesekanal  $i$  die Konstanten  $a_i$  und  $k_i$  für die Korrektur der pedestalsubtrahierten ADC- Daten nach

$$E_i = a_i \cdot E_i' / (1 + k_i \cdot E_i'). \quad (4.21)$$

Dabei bezeichnet  $E_i$  die resultierende,  $E_i'$  die unkorrigierte Pulshöhe. Die Konstanten  $a_i$  sind aus Fits an die  $^{109}\text{Cd}$  Spektren,  $k_i$  aus Fits an die Pulserdaten bestimmt [SKO]. Die  $a_i$  variieren untereinander mit einer Breite von 11% für die Gesamtheit der 3072 PPD- ADC Kanäle.

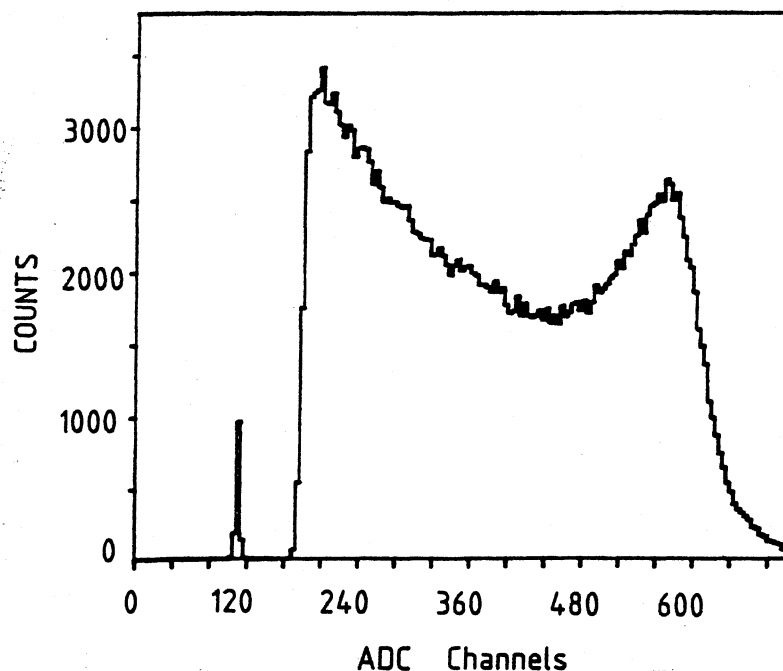


Abb 4.2-1 *Pulshöhenspektrum einer  $^{109}\text{Cd}$  Quelle in einem Proportionalrohr des PPD. Die hier gezeigte Statistik ist nicht typisch für die Eichung*



Zur Überwachung der Gasverstärkung der Proportionalrohre über längere Zeiträume werden neben  $^{109}\text{Cd}$  Monitor Spektren die Temperatur an verschiedenen Stellen und der Innendruck des Detektors kontinuierlich aufgezeichnet.

Seit 1984 ist der PPD mit einem Regelungssystem ausgestattet, welches die Gasdichte und somit auch die Verstärkung konstant hält. Die Daten von 1983 wurden noch offline auf den Response einer der Monitorquelle bezogen.

#### 4.2.2 Die Relativeichung des segmentierten Ringkalorimeters

geschieht Zelle für Zelle mit Elektronen und Hadronen bekannter Energie. Zu diesem Zweck ist das Kalorimeter um die Strahlachse drehbar, und seitlich verschiebbar. Diese Eichung wurde zuletzt 1981 durchgeführt, bevor der PPD installiert wurde. Die Stabilität der Photomultiplier und Elektronik wird mit einem LED System überwacht [DEM 81].

#### 4.2.3 Die Absoluteichung des Photonkalorimetersystems,

zu dem der Photonpositionsdetektor und das Ringkalorimeter gehören, wird mit Elektronen zwischen 5 und 170 GeV durchgeführt. Abbildung (Abb 4.2-2) zeigt die Korrelation der Signale beider Detektoren für Elektronenenergien von 30, 60, 80 und 100 GeV [MOC 83].

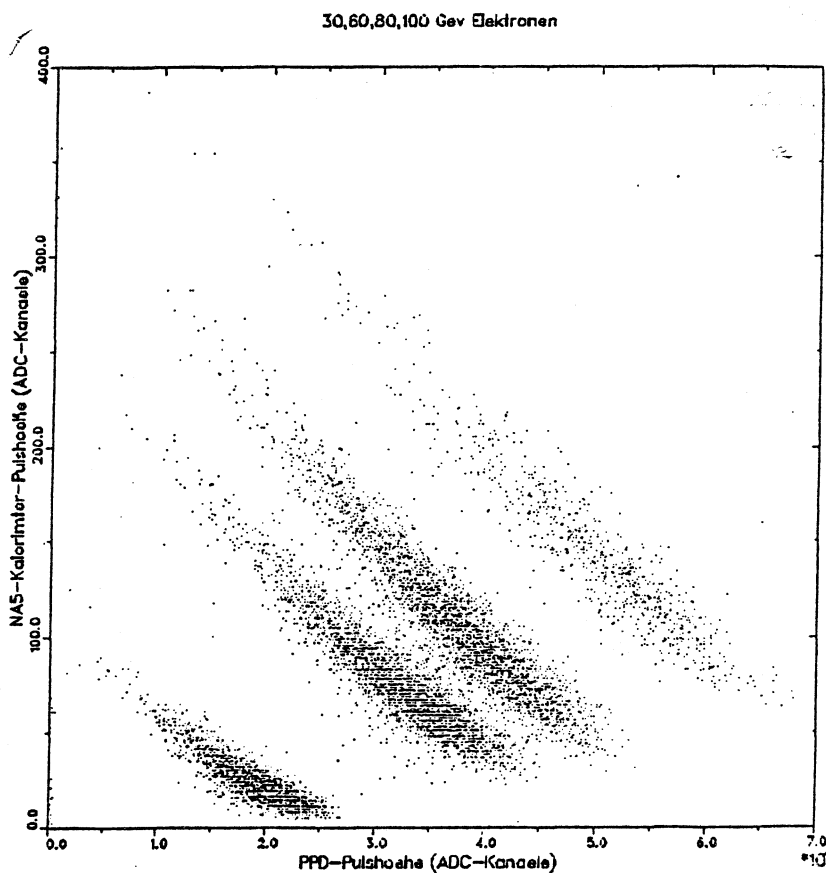


Abb 4.2-2 Korrelation von Ringkalorimeter- mit PPD- Signal

Aus solchen Verteilungen bestimmt man wie unten angegeben die Konstanten  $g_{PPD}$  und  $g_{Ring}$  für eine Eichung nach dem Zusammenhang

$$E_e \text{ (GeV)} = g_{PPD} \cdot A_{PPD} + g_{Ring} \cdot A_{Ring} \quad (4.22)$$

Dabei ist  $A_{PPD}$  die Summe aus den Signalen eines Quadranten,  $A_{Ring}$  aus den Signalen in der zentralen Zelle um die Strahlachse sowie den Signalen der 8 diese umgebenden Zellen des Ringkalorimeters und  $E_e$  die Energie des Elektronenstrahls. Die  $g$ 's sind derart bestimmt, daß das Gesamtsystem möglichst linear zwischen 30 und 60 GeV in der Energie wird, auf Kosten optimaler Auflösung bei hohen Energien. Da die Auflösung ein flaches Minimum hat, kann die Linearität ohne große Verluste an dieser optimiert werden. Als Cross-check hat man in der Endanalyse die  $\pi^0$  Massenrekonstruktion (Gl 4.31).

Die Abbildungen (Abb 4.2-3) und (Abb 4.2-4) zeigen Linearität und Auflösung des Systems.

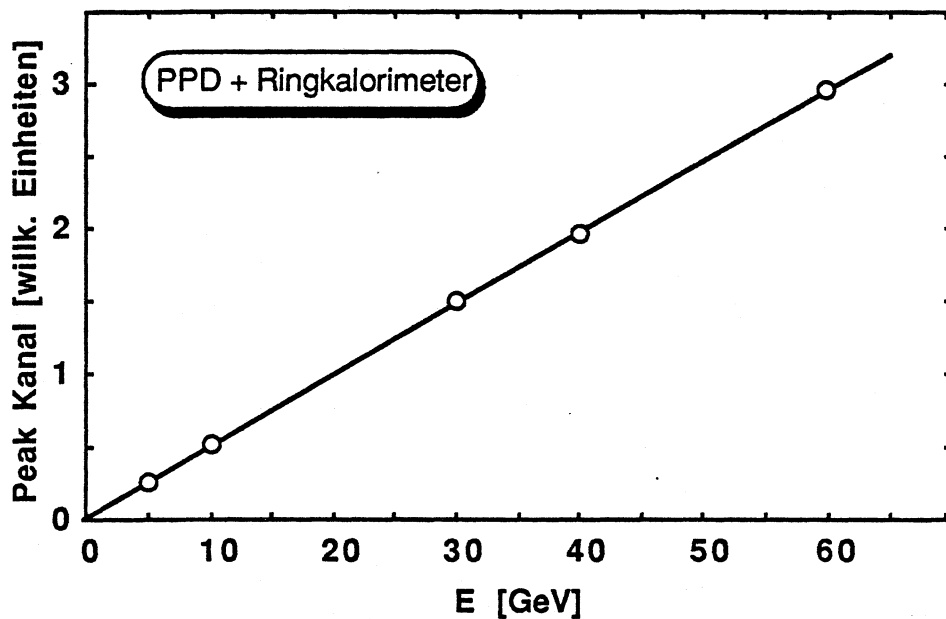


Abb 4.2-3 Linearität der Energiemessung mit dem NA24 Kalorimeter

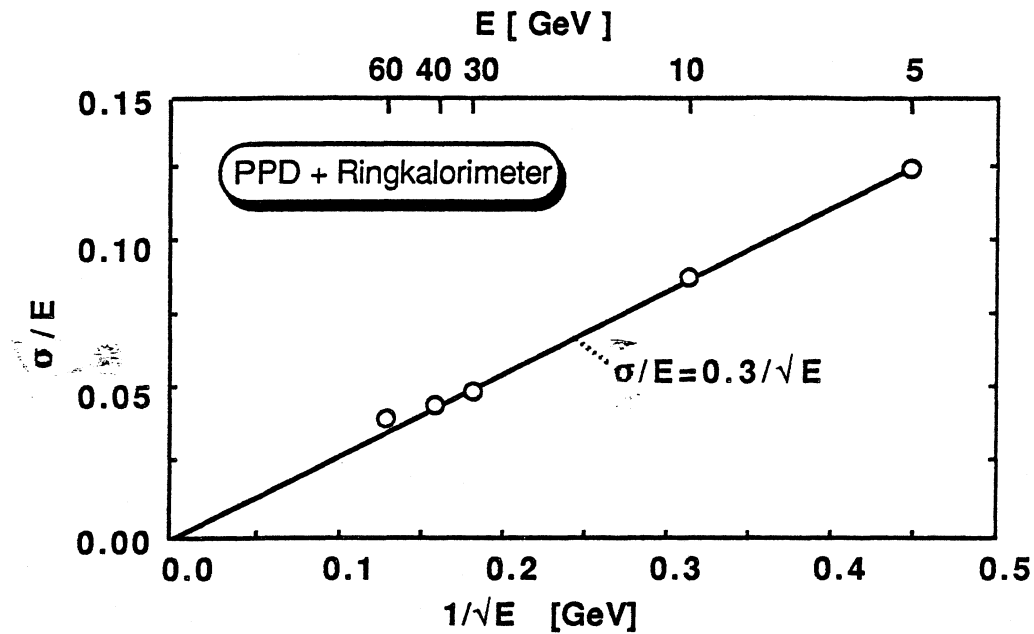


Abb 4.2-4 Energieauflösung des NA24 Kalorimeters

Der Effekt des Zwischenbereichs zwischen PPD und Ringkalorimeter auf die Energieablageung im Gesamtsystem wurde mit Hilfe des Programmpakets EGS3 [NEL 78] berechnet. Er ist in Absatz 3.1.7 beschrieben. Probleme und mögliche Techniken der Eichung dieses Systems findet man bei [MOC 83]. Untersuchungen über Genauigkeit und Zeitkonstanz sind bei [LOO] beschrieben.

## 4.3 Teilchenidentifikation

### Vorbemerkung

Der NA24 Detektor ist geeignet, Position und Energie von Photonen und Elektronen durch Ihre Schauerentwicklung im Photenteil nachzuweisen (Abs 4.3.1). Über die Berechnung der invarianten Masse

$$m_{\gamma\gamma} = 2 \sqrt{E_1 E_2} \sin \frac{\alpha}{2} \quad (4.31)$$

mit  $E_{1(2)}$ : Energie von Photon 1(2),  $\alpha$ : deren Zerfallswinkel, identifiziert man Teilchen, die elektromagnetisch in zwei Photonen zerfallen. Der verwendete Algorithmus zur Erkennung der am häufigsten auftretenden Teilchen mit einem Zerfall in 2 Photonen,  $\pi^0$  und  $\eta$ , wird in Absatz 4.3.2 beschrieben.

#### 4.3.1 $\gamma$ bzw. $e^\pm$ -Rekonstruktion

Abbildung (Abb 4.3-1) zeigt die Energieverteilung für ein Ereignis in den verschiedenen Detektorteilen mit einem direkten  $\gamma$ -Kandidaten.

Man sieht auf den vertikalen und horizontalen Achsen das durch die Energieablagerung resultierende analoge Signal im PPD. Die vertikalen Linien im Innern sind ein Maß für die im Photenteil des Ringkalorimeters, die horizontalen für die im Hadronteil deponierten Energien. Die Quadrate sind in der Analyse gefundenen Positionen elektromagnetischer Cluster. Die Kreuze zeigen Positionen von extrapolierten Spuren geladener Teilchen gefunden mit der Proportionalkammerinformation.

Ein rekonstruiertes Photon  $\gamma_{\text{rek}}$  ist durch einen Algorithmus definiert, der durch die y-z Zuordnung von Clusterpositionen im PPD dessen Position und durch die Summe der Clusterenergien im PPD und NA5 Photenteil dessen Energie ermittelt.

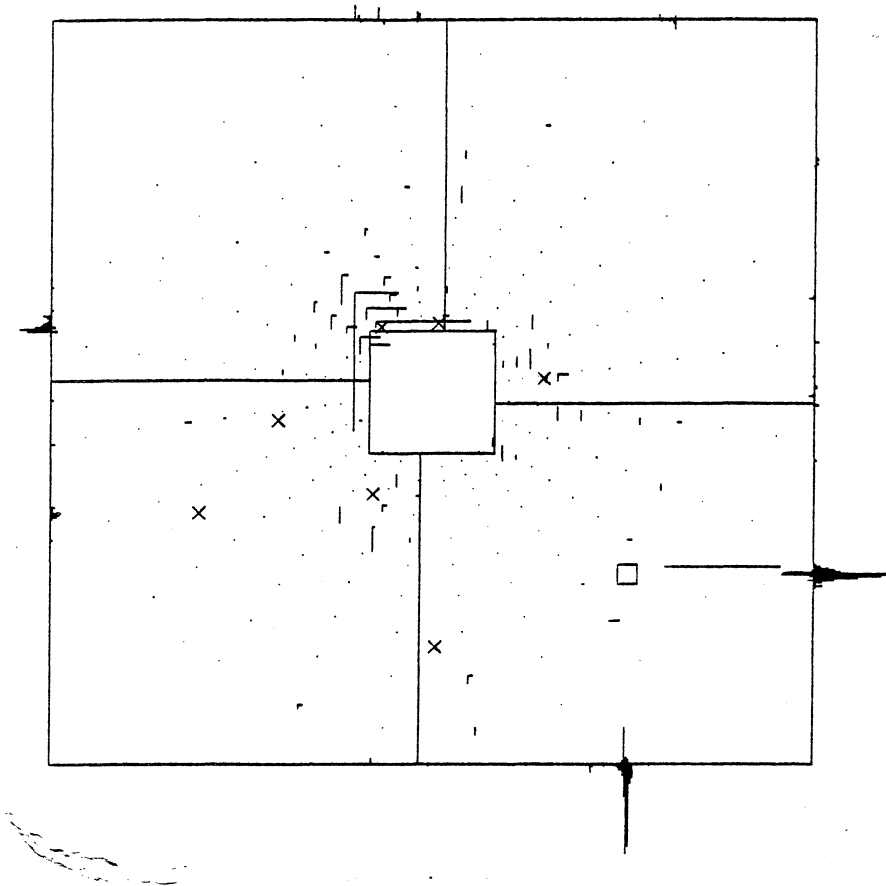


Abb 4.3-1  $\gamma$ -Kandidat Ereignis im NA24 Kalorimeter .

Verteilung außen: PPD hintere, Verteilung innen: PPD vordere Ebenen  
senkr.Striche: Ringkalorimeter(Photenteil). waagr. Striche:  
 Ringkalorimeter (Hadronteil) Kreuze: extrapolierte Kammerspuren

Da die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers als eine Vielzahl statistischer Prozesse starken Fluktuationen unterliegen, muß man neben dem Fall, daß ein Schauer richtig rekonstruiert wurde, noch mehrere Spezialfälle beachten, wobei die folgenden beiden den Hauptanteil ausmachen:

—  $\gamma_{rek}$  ist durch falsche y-z Clusterzuordnung entstanden, wobei dies durch Viel- $\gamma$ -Ereignisse, oder auch durch Nebenschauer eines  $\gamma$ - Schauers geschehen kann. Die Häufigkeit dieses Falles läßt sich durch Monte Carlo Simulationen, bei denen der genaue Auftreffpunkt der generierten Photonen bekannt ist, untersuchen.

—  $\gamma_{rek}$  ist ein früh aufschauernes Hadron.

a) **Algorithmus zur Bestimmung einer Clusterposition in den Projektionen**

Zur Peaksuche in den Projektionen werden die Informationen der vorderen und hinteren PPD-Ebenen auf 3 Arten berücksichtigt. Zum Einen wird die vordere und hintere Energie-Information, wie in Abbildung (Abb 4.3-2) dargestellt, in "Targetrichtung" addiert. Zum Anderen geschieht die Peaksuche nur vorne bzw. nur hinten (siehe Absatz 4.3.2). Bei der Berechnung der Clusterenergie und Position wird die Summe der Signale der beiden Ebenen genommen.

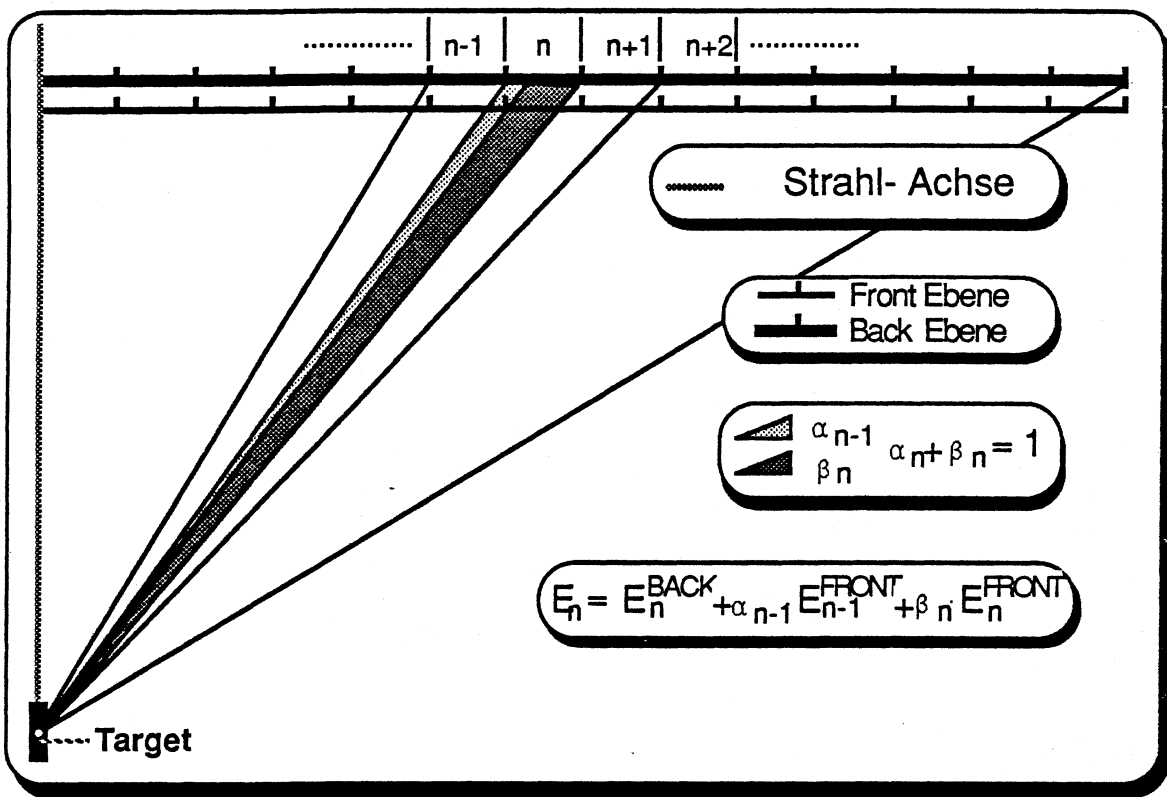


Abb 4.3-2 Addition der vorderen und hinteren Ausleseebene des PPD.  $\alpha$  und  $\beta$  sind Gewichte, die wie in der Abbildung dargestellt, vom Winkel zum Strahl abhängen.

Dann wird nach den lokalen Maxima der Summe zweier Nachbarkanäle gesucht. Ein Peak  $E_{pe,i}$  wird akzeptiert, wenn er eine Mindestenergie  $E_{pe,min}$  hat.

$$E_{pe,i} > E_{pe,min} \quad (4.32)$$

$E_{pe,min}$  liegt je nach Analyseschritt zwischen 250 MeV und 400 MeV (siehe Absatz 4.3.2). Die zugehörige Clusterenergien  $E_{cl,i}$  und  $E_{front,cl,i}$  setzen sich aus der Summe von  $\pm 8$  Drähten um den Höchsten der beiden Kanäle von  $E_{pe,i}$  zusammen.

Die Position  $Y_{cl,i}$  ( $Z_{cl,i}$ ) ist durch den energiegewichteten Schwerpunkt gegeben, welcher in einem Bereich von  $\pm 2$  Drähte um den Maximumskanal berechnet wird.

#### SONDERFÄLLE:

\_\_\_\_\_ Falls in einem Abstand von weniger als 16 Drähten ein zweites  $E_{pe,i}$  gefunden wird, wird die Clusterenergie als Funktion  $F$  des Abstandes und dem Verhältnis der Energien aufgeteilt:

$$E_{cl,i} = F(Y_{cl,i} - Y_{cl,i-1}, E_{cl,i}^{\sim} / E_{cl,i-1}^{\sim}) \quad (4.33)$$

für  $|Y_{cl,i} - Y_{cl,i-1}| < 16$  Drähte

Diese Korrektur ist notwendig, da sonst einem kleinen, auf der Schulter eines großen Clusters sitzender Cluster systematisch eine zu hohe Energie zugeschrieben würde.

\_\_\_\_\_ Falls in einem Abstand von weniger als 10 Drähten ein zweites  $E_{pe,i}$  gefunden wird, werden auch die Clusterpositionen als Funktion  $G$  des Abstandes und des Verhältnisses der Energien ermittelt:

$$(Y_{cl,i}, Y_{cl,i-1}) = G(Y'_{cl,i}, Y'_{cl,i-1}, E_{cl,i} / E_{cl,i-1}) \quad (4.34)$$

für  $|Y'_{cl,i} - Y'_{cl,i-1}| < 10$  Drähte

Unkorrigierte Schwerpunkte würden systematisch einen zu kleinen Abstand haben. Die Funktionen  $F$  und  $G$  sind numerisch durch Überlagerung überlappender Elektronenschauer mit bekannter Energie und Position bestimmt und liegen im Auswerteprogramm als Tabellen vor.

\_\_\_\_\_ Ein Cluster, definiert durch Energie und Position  $[E, Y]_{cl, i-1}$  (bzw.  $[E, Y]_{cl, i+1}$ ) wird als Schauerfluktuation eines Hauptschauers  $[E, Y]_{cl, i}$  angesehen und als eigenständiger Schauer verworfen, falls er weniger als 8 Drähte entfernt ist und ihm nach der Funktion F weniger als 3 GeV zugeordnet werden; dies jedoch nur, falls der Hauptschauer mehr als 8 GeV besitzt.

Alle Aussagen gelten auch für die Z-Projektion.

## b) Algorithmus zur Bestimmung einer Clusterposition im Raum

In Abschnitt a) wurde die Bestimmung von Schauerpositionen in den Y- Z- Projektionen beschrieben. Daraus müssen Schauerpositionen im Raum durch entsprechende Zuordnungen ermittelt werden.

Es stehen aus der Clustersuche in den beiden Projektionen  $P_Y$  und  $P_Z$  die folgenden Informationen für die Cluster in  $P_Y$  bzw. in  $P_Z$  für jeden Quadranten zur Verfügung:

$$(E_y, E_{y, front})_i \text{ und } (E_z, E_{z, front})_{\hat{i}}.$$

$E_y$  ( $E_z$ ) bezeichnet die in einer Projektion dem Cluster  $i$  ( $\hat{i}$ ) zugeordnete Energiesumme aus der vorderen und hinteren PPD- Ebene an der Position  $y$  ( $z$ ).

Daraus werden die Verhältnisse

$$\begin{aligned} R_{y, i} &:= E_{y, front, i} / E_{y, i} \\ R_{z, \hat{i}} &:= E_{z, front, \hat{i}} / E_{z, \hat{i}} \end{aligned} \quad (4.35)$$

$$R_{E, i, \hat{i}} := E_{y, i} / (E_{y, i} + E_{z, \hat{i}}) \quad (4.36)$$

$$R_{R, i, \hat{i}} := R_{y, i} / (R_{y, i} + R_{z, \hat{i}}) \quad (4.37)$$

gebildet. Die Verhältnisse in (4.35) sind ein Maß für die Entwicklung eines Schauers in einer Projektion. Mit Anforderungen an die Variablen  $R_{E, i, \hat{i}}$  (4.36) wird der Energie- korrelation zwischen der Y- und Z - Projektion, mit Anforderungen an die  $R_{R, i, \hat{i}}$  (4.37) der Schauer- entwickelungskorrelation zwischen beiden Projektionen Rechnung getragen. Verteilungen von  $R_E$  und  $R_R$  sind in der Abbildung (Abb 4.3-3) und (Abb 4.3-4) für  $e^-$ - Eichschauer der Energie von 60 GeV dargestellt. Gestalt und Lage der Verteilungen sind nur sehr schwach von E abhängig. Zur Auswertung wurden deshalb die Schnittgrenzen auf die  $R_E$  und  $R_R$  konstant



genommen.

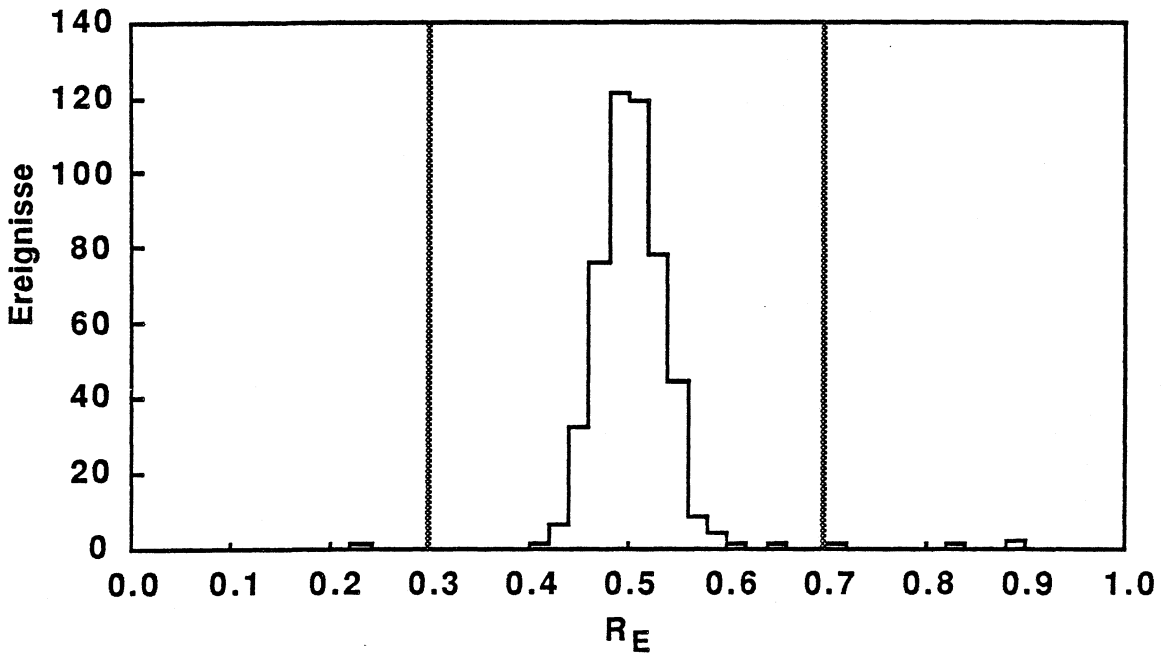


Abb 4.3-3 Verteilung von  $R_E$  für Eichschauer von 60 GeV

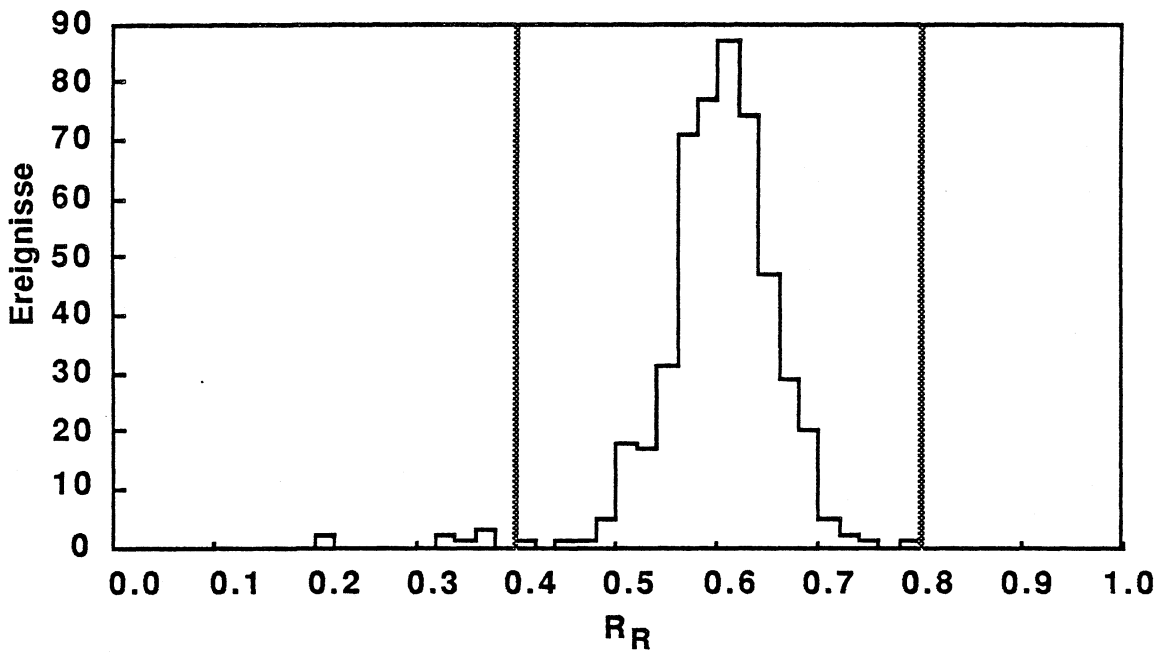


Abb 4.34 Verteilung von  $R_R$  für Eichschauer von 60 GeV

Diese Größen werden benutzt, um Falschzuordnungen bei mehreren Clustern in einem

PPD- Quadranten zu verringern. Schnitte werden folgendermaßen gesetzt:

Wenn für den jeweils höchsten Schauer jeder Projektion

$$Q := (R_E - 0.5)^2 / 0.009 + (R_R - 0.61)^2 / 0.025 < Q_{\max} \quad (4.38)$$

$$Q_{\max} = 6$$

erfüllt ist, ist die Zuordnung akzeptiert. Gegenseitige Zuordnungen weiterer Cluster werden jeweils über minimales  $Q$  gemacht. Das heißt, daß die nächste Zuordnung eines  $P_{Y(Z)}$ -Clusters zu demjenigen  $P_{Z(Y)}$ -Cluster mit minimalem gemeinsamem  $Q$  erfolgt. Außerdem müssen

$$R_E \in (0.3, 0.7) \text{ und } R_R \in (0.4, 0.8) \quad (4.39)$$

erfüllt sein.

Die Positionen  $(Y, Z)_j$  der so rekonstruierten 'Photonen' sind durch die Positionen der zugeordneten Schauer in den Projektionen gegeben. Die Energie  $E_j$  wird durch die Summe der Energien in den Projektionen und der Energie in denjenigen Ringkalorimeter Photonteil-Zellen, welche wenigstens zum Teil innerhalb eines Radius von 5 cm um die im PPD bestimmte Position liegen, berechnet.

#### SONDERFÄLLE:

\_\_\_\_\_ Falls  $Q \geq Q_{\max}$  gilt, wird die Möglichkeit untersucht, ob ein Cluster sich in Wirklichkeit aus zwei sich in der Projektion überlagernden Schauern zusammensetzt. Dazu wird die Summe der Energien des höchsten und zweit- höchsten Clusters einer Projektion mit der höchsten Clusterenergie der anderen Projektion verglichen. Falls zum Beispiel

$$|(E_{y,1} + E_{y,2}) - E_{z,1}| < |E_{y,1} - E_{z,1}| \quad (4.3,10)$$

gilt, wird  $E_{z,1}$  gemäß dem Verhältnis  $E_{y,1}/E_{y,2}$  in der  $y$ -Projektion in zwei Cluster mit der gleichen Position gespalten. Entsprechendes gilt für die andere Projektion.

\_\_\_\_\_ Falls durch zwei verschiedene PPD-Raumcluster Teile derselben Ringkalorimeter-Zelle innerhalb des jeweiligen 5cm Radius getroffen werden, wird die in der Zelle deponierte Energie entsprechend dem Anteil der Zelle an den jeweiligen oben definierten Schauerkreisen und den im PPD gefundenen Energien geteilt.

### 4.3.2 $\pi^0$ - und $\eta$ - Rekonstruktion

Die Abbildung (Abb 4.3-5) zeigt die Energieverteilung eines deutlichen  $\pi^0$  Ereignisses im Na24 Kalorimeter. Erklärungen zu dieser Darstellung findet man in Kapitel 4.3.1 bei Abbildung (Abb 4.3-1).

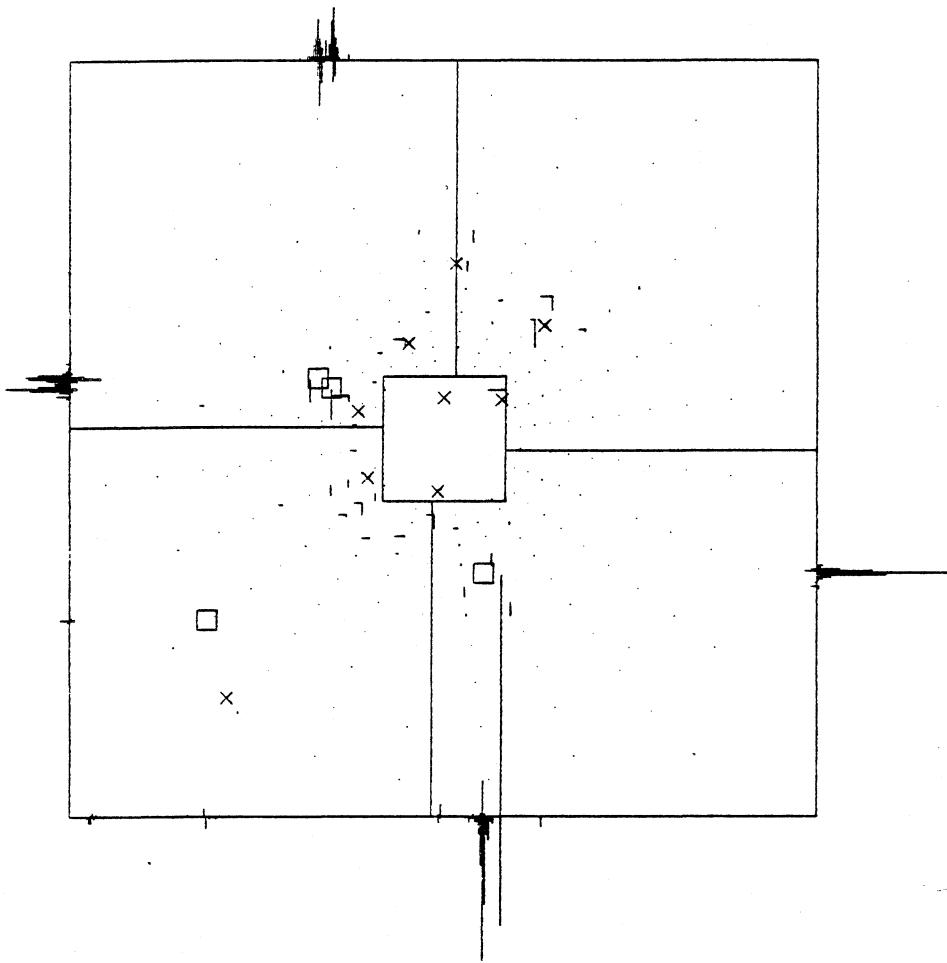


Abb 4.3-5  $\pi^0$ - Ereignis im Na24 Kalorimeter.  
Zur Erklärung der Symbole siehe Abbildung (Abb 4.3-1)

Zur  $\pi^0$ - Erkennung über deren  $\gamma\gamma$  Zerfall werden folgende Parameter zweier, im PPD gefundenen Cluster verwendet:

invariante Masse  $m_{\gamma\gamma}$  (siehe 4.31)

Asymmetrie  $A := |E_1 - E_2| / (E_1 + E_2)$  (4.3,11)

Minimumsenergie  $E_{low} := \text{Minimum}(E_1, E_2)$  (4.3,12)

Um diese Erkennung zu optimieren, wurde ein iterativer Algorithmus entwickelt, welcher in jedem Schritt jeweils verschiedene Raumpunktzuordnungen von Projektionscluster, bzw. verschiedene Arten der Bestimmung von Projektionsclustern erlaubt. Logik des Algorithmusersieht man aus Abbildung (Abb 4.3-6).

Für jeden Iterationsschritt werden die Schnittparameter für  $m_{\gamma\gamma}$ , A und  $E_{low}$  neu gesetzt. Zwei Cluster werden als  $\pi^0$  bezeichnet und die Iteration wird mit dem k-ten Schritt beendet, wenn gilt:

$$m_{k,min} \leq (m_{\gamma\gamma})_k < m_{k,max} \quad (4.3,13)$$

$$A_{k,max} \geq (A)_k \quad (4.3,14)$$

$$E_{k,min} \leq (E_{low})_k \quad (4.3,15)$$

Die  $m_{k,min}$ ,  $m_{k,max}$ ,  $A_{k,max}$  und  $E_{k,min}$  sind mit simulierten "nackten"  $\pi^0$ - Ereignissen (ohne begleitende Teilchen) für jeden Iterationsschritt optimiert, um den Anteil durch falsche Zuordnung klassifizierter  $\pi^0$ 's möglichst klein zu halten. Als Kriterium für die Falschzuordnung dient eine Abweichung von der Korrelation zwischen Monte- Carlo generierten Parametern und rekonstruierten Meßgrößen außerhalb der experimentellen Auflösung. Das Prinzip ist in Abbildung (Abb 4.3-7) am Beispiel für die Asymmetrieverteilung aus dem fünften Iterationsschritt dargestellt. Dort sieht man, daß oberhalb einer rekonstruierten Asymmetrie von 0.96 hauptsächlich Ereignisse mit tatsächlich kleinerer Asymmetrie (etwa zwischen 0.2 und 0.8) beitragen. Man schneidet also Untergrundereignisse durch falsche Zuordnung in den  $\pi^0$  Kandidaten (siehe Abschnitt 4.6.3) .

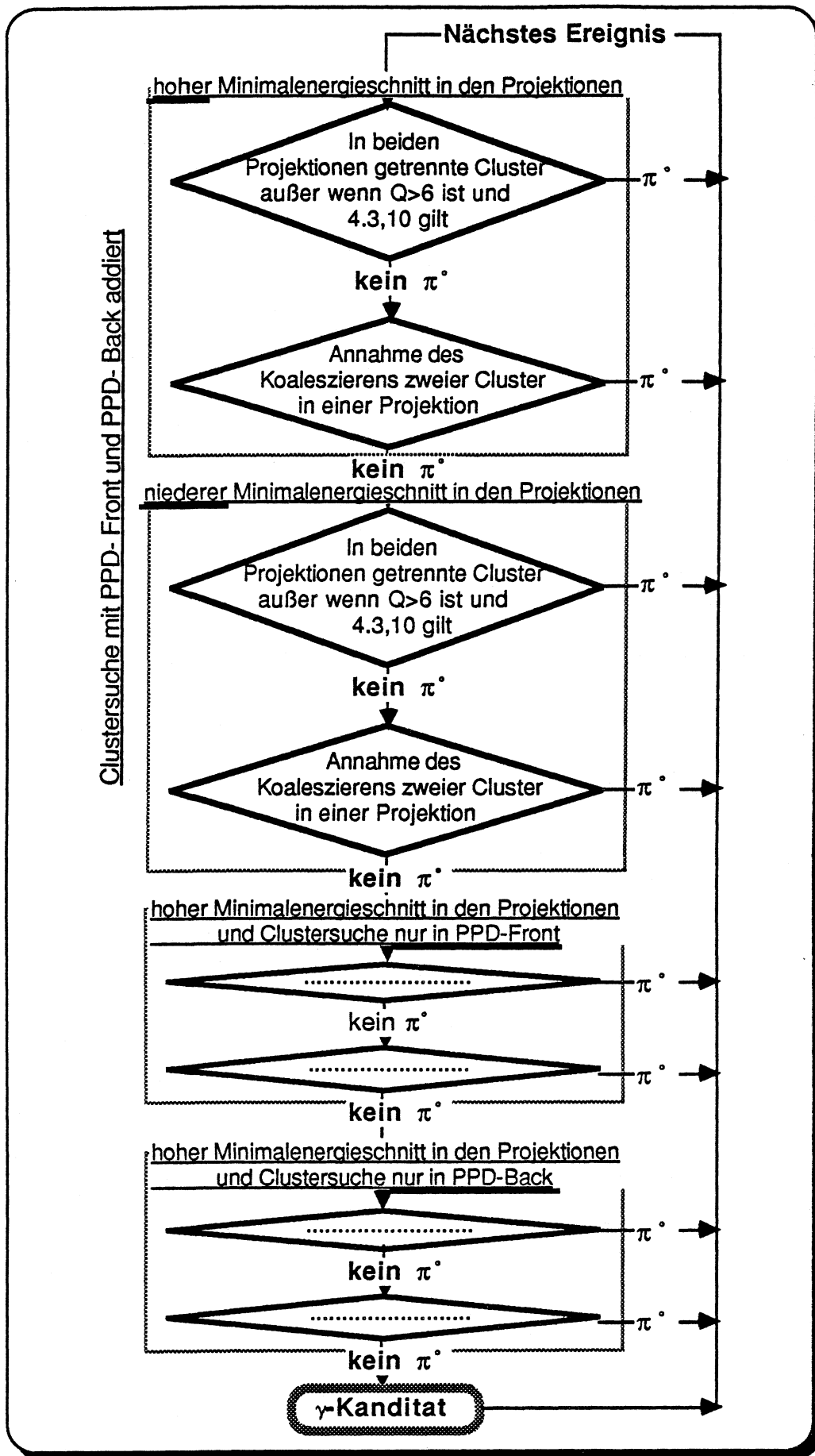


Abb 4.3-6 Logik des Iterationsalgorithmus zur  $\pi^\circ$ -Erkennung

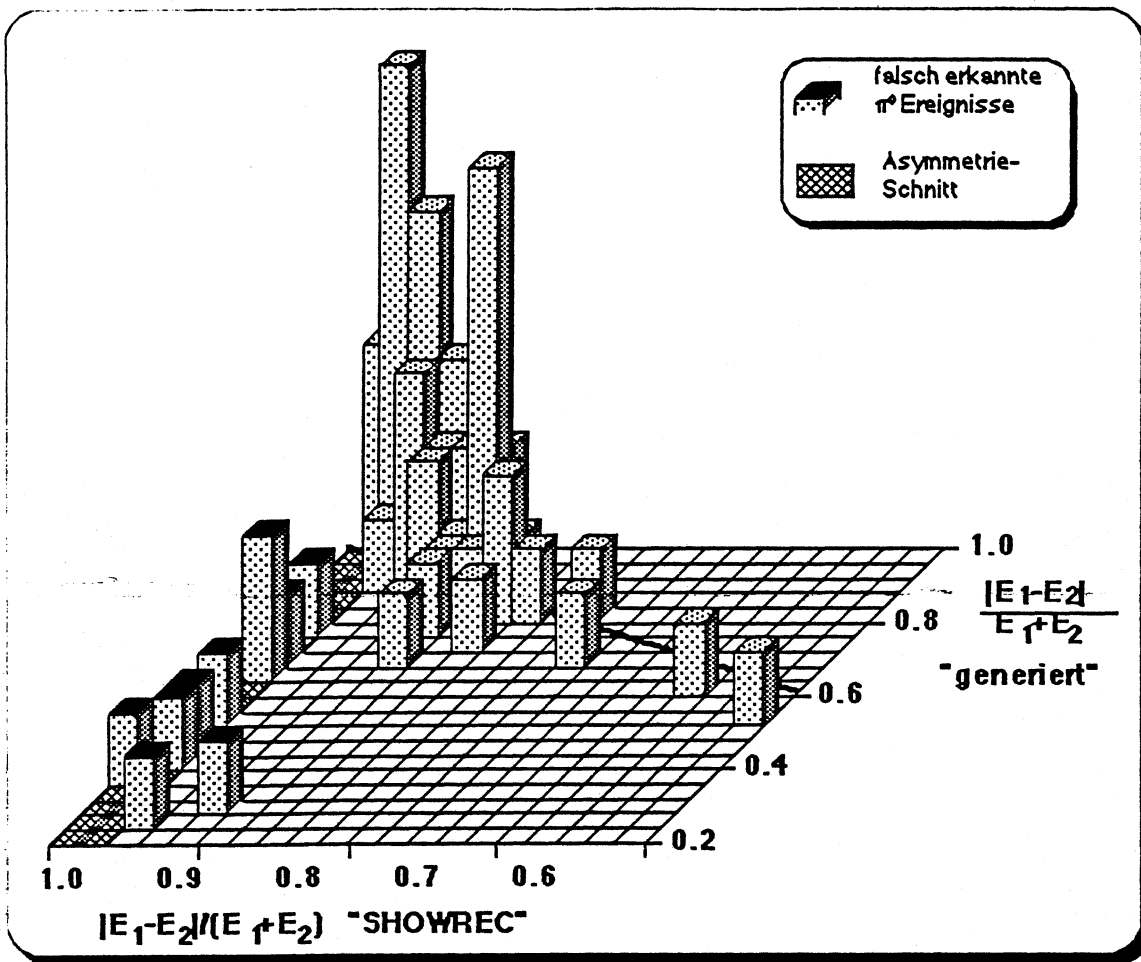


Abb 4.3-7 Häufigkeitsverteilung der Korrelation zwischen generierter und gefundener Asymmetrie im 5. Iterationsschritt

#### 4.3.3 $e^\pm$ Paarbildungswahrscheinlichkeit für $\pi^0$ und $\gamma$ im Target

Da die Photonen vor ihrem Auftreffen auf den Photodetektor durch Targetmaterie laufen, gibt es dort eine bestimmte Wahrscheinlichkeit zur  $e^+e^-$  Paarbildung. Die relative Häufigkeit für Paarbildung wird aus dem Anteil der Triggercluster eines bestimmten Typs ( $\pi^0$  oder  $\gamma$ ), welche eine zugehörige Spur in den Proportionalkammern haben, an der Gesamtzahl der Ereignisse, bestimmt. Es wird nur solchen Clustern eine Paarbildung zugerechnet, auf die mit weniger als 5 cm Abstand eine Spur zeigt. In Abbildung (Abb 4.3-8) ist diese so bestimmte Paarbildungswahrscheinlichkeit für direkte Photon Kandidaten und rekonstruierte  $\pi^0$  Ereignissen als Funktion des Transversalimpulses dargestellt. Die Werte der  $\pi^0$  Daten sollten gerade der Wahrscheinlichkeit für  $e^+e^-$  Paarbildung zweier Photonen entsprechen. Zur Illustration ist in der

Abbildung eine Gerade durch diese Daten gelegt. Für die Wahrscheinlichkeit einer  $e^+e^-$  Paarbildung eines Photons erwartet man gerade die Hälfte.

Eine grobe Abschätzung der mittleren Materialdicke des Targets und der Szintillatoren vor den Proportionalkammern liegen in der Größenordnung der gezeigten Werte. Für die Wahrscheinlichkeit einer  $e^+e^-$  Paarbildung gilt

$$w = 1 - e^{-(7/9) \cdot (X/X_0)} \quad (4.3,16)$$

Nimmt man eine Gleichverteilung der Photonproduktion über die Targetlänge an, so erhält man mit einer Targetlänge von 1 m ( $1X_0 = 865$  cm) und einer Dicke der Szintillatorschicht zwischen Target und Detektor von 2 cm ( $1X_0 = 40$  cm) nach einer einfachen Integrationsrechnung  $w \approx 6.5\%$ . Dabei wurde noch nicht der Durchgang der Photonen durch die seitlichen Wände des Targets berücksichtigt, was aufwendigere Rechnungen, in denen die Winkelverteilungen der produzierten Photonen eingehen, erfordern würden.

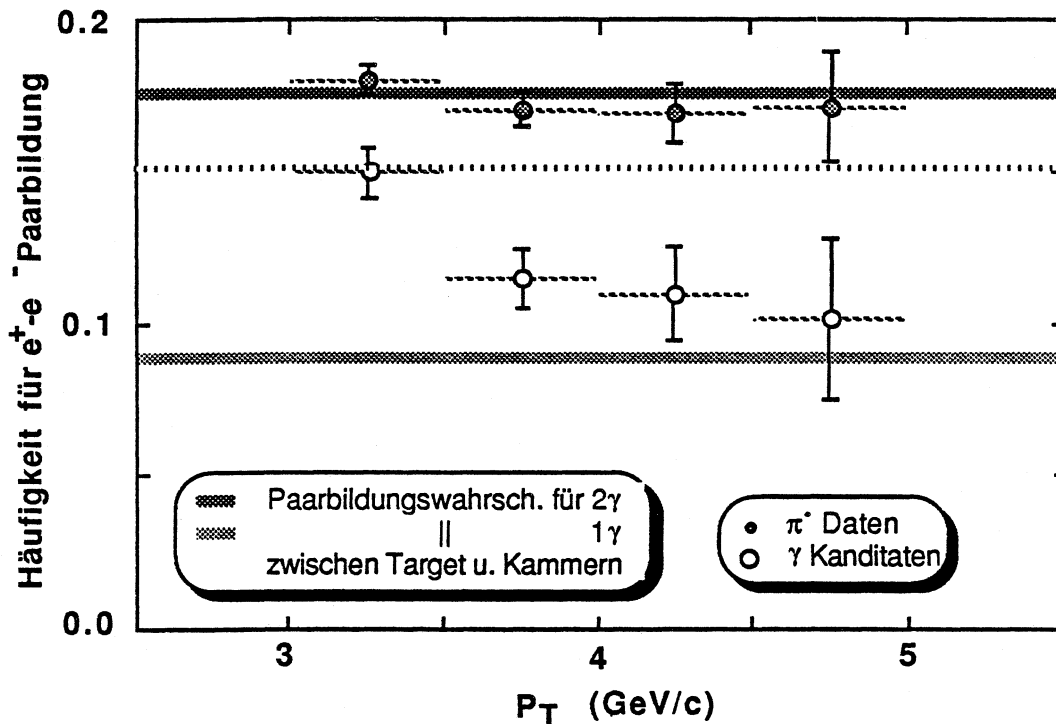


Abb 4.3-8 Häufigkeit für Paarbildung vor den Prop.-Kammern

Man findet also im unteren  $p_T$  Bereich für  $\gamma$  Kandidaten eine mehr als halb so große Paarbildungswahrscheinlichkeit pro Ereignis als für  $\pi^+$  Kandidaten. Diese Überhöhung nimmt mit

ansteigenden  $p_T$  ab und geht gegen die erwartete halbe Wahrscheinlichkeit. Man kann diesen Sachverhalt mit einer Beimischung von  $\pi^0$  Ereignissen in den  $\gamma$ - Kandidaten verstehen. Abschätzungen daraus über die Größenordnung des Untergrund von nicht erkannten  $\pi^0$ 's in den  $\gamma$ - Daten werden in Abschnitt 4.6.2 gemacht.



## 4.4 Simulation der Erkennungswahrscheinlichkeiten für $\pi^0$ , $\eta$ und $\gamma$

### Vorbemerkung

Zur Abschätzung der Größe und des Ursprungs des Untergrunds in den Daten werden in Abschnitt 4.4.1 Überlegungen angestellt. In Abschnitt 4.4.2 werden dann die zur Untergrundkorrektur verwendeten Rechnungen dargestellt.

$\pi^0$  und  $\gamma$  werden als 2 "Photonen" simuliert. Dazu läßt man ein Teilchen mit der Masse von 135 MeV bzw. 549 MeV in einem 1 m langen "Target" isotrop im Schwerpunktssystem in zwei masselose Teilchen zerfallen. Die "Photonen" werden dann in das Laborsystem mit dem Gesamtimpuls  $p = \sqrt{p_T^2 + p_L^2}$  transformiert. Das  $p_L$ -Spektrum der Mesonen bei vorgegebenen  $p_T$  Werten ist nach der Parametrisierung von [DON 78b] generiert. Sowohl die Zerfallsphotonen von  $\pi^0$  und  $\gamma$  als auch "direkte Photonen" werden durch Elektronenschauer verschiedener Energien von 5, 10, 20 .....170 GeV aus der Eichung der Kalorimeter simuliert. Photonen mit Energien, die zwischen den vorhandenen Energien der Eichschauer liegen, werden entsprechend bezüglich der Energie skaliert. Unterhalb von 5 GeV werden Schauer von Bremsstrahlungsphotonen verwendet [WÜL].

### 4.4.1 Nachweiswahrscheinlichkeiten als Funktion von $p_T$

a) Für verschiedene feste  $p_T$ -Werte wird das Verhältnis der mit der Standard-Datenanalyse (Kap 4.3) für die simulierten Ereignisse gefundenen Anzahl von  $\pi^0$  mit einem Asymmetrieschnitt von

$$A = |E_1 - E_2| / (E_1 + E_2) < 0.8 \quad (4.41)$$

$E_1, E_2$  rekonstruierte Energie

wie auch bei den Daten, zu der generierten Anzahl ohne diesen Schnitt gebildet. Eine interpolierte Kurve zwischen gerechneten Werten für  $p_T$  ist in Abbildung (Abb 4.4-1) dargestellt.

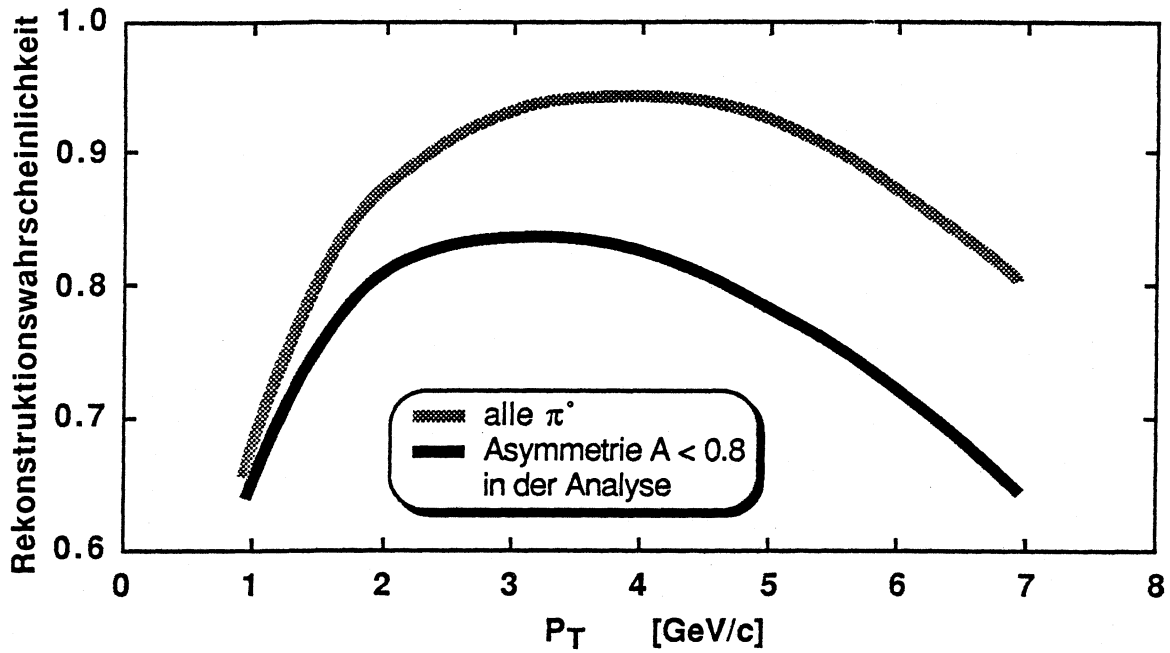


Abb 4.4-1 Rekonstruktionseffizienz der SHOWREC- Analyse für  $\pi^0$ 's

In der Abbildung (Abb 4.4-2) sieht man den relativen Einfluß im Untergrund der Geometrie des Detektors, des Schnittes auf eine Mindestenergie des niederenergetischeren Zerfallsphotons (siehe Kap. 4.3), sowie von nicht mehr trennbaren Photonen.

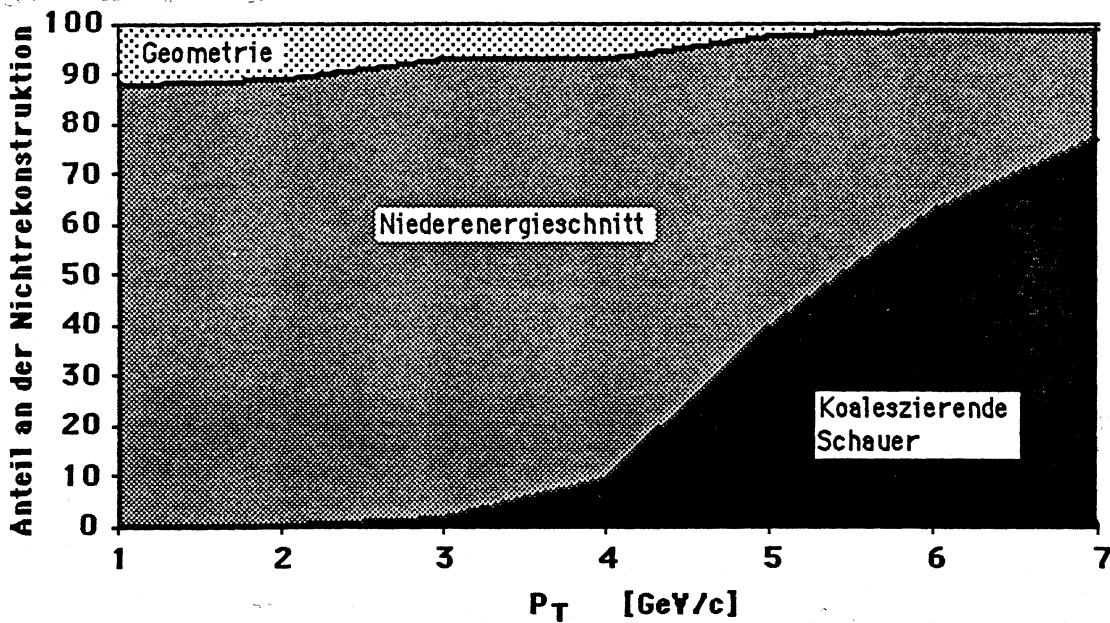


Abb 4.4-2 Anteil des geometrischen Verlustes, des Niederenergieschnittes und von koaleszierenden Photonen in den nichterkannten  $\pi^0$ -Ereignissen (kein Asymmetrieschnitt)

Der Geometrieanteil beinhaltet die Ereignisse, bei denen das niederenergetischere der beiden Zerfallsphotonen außerhalb der Detektorfläche ankommt.

Ereignisse, die unter den Niederenergieschnitt fallen, werden wegen zu kleiner Energie eines der beiden Zerfallsphotonen nicht mehr nachgewiesen. Die absolute Grenze liegt bei gemessenen 750 MeV Gesamtenergie. Allerdings ist bei dieser Energie die Nachweiseffizienz für dieses Photon aufgrund der Überlagerung durch den Schauer des benachbarten hochenergetischen Photons klein. Diese Effizienz geht erst bei etwa 1-2 GeV gegen 1.

b) Entsprechend wird das Verhältnis von als  $\gamma$  klassifizierten und nicht als  $\pi^0$  oder  $\eta$  zu generierten  $\gamma$ 's gebildet. Die gefundene Effizienz sieht man in Abbildung (Abb 4.4-3). Der in der Abbildung erwähnte RMS- Schnitt wird in Abschnitt 4.4.2 beschrieben.

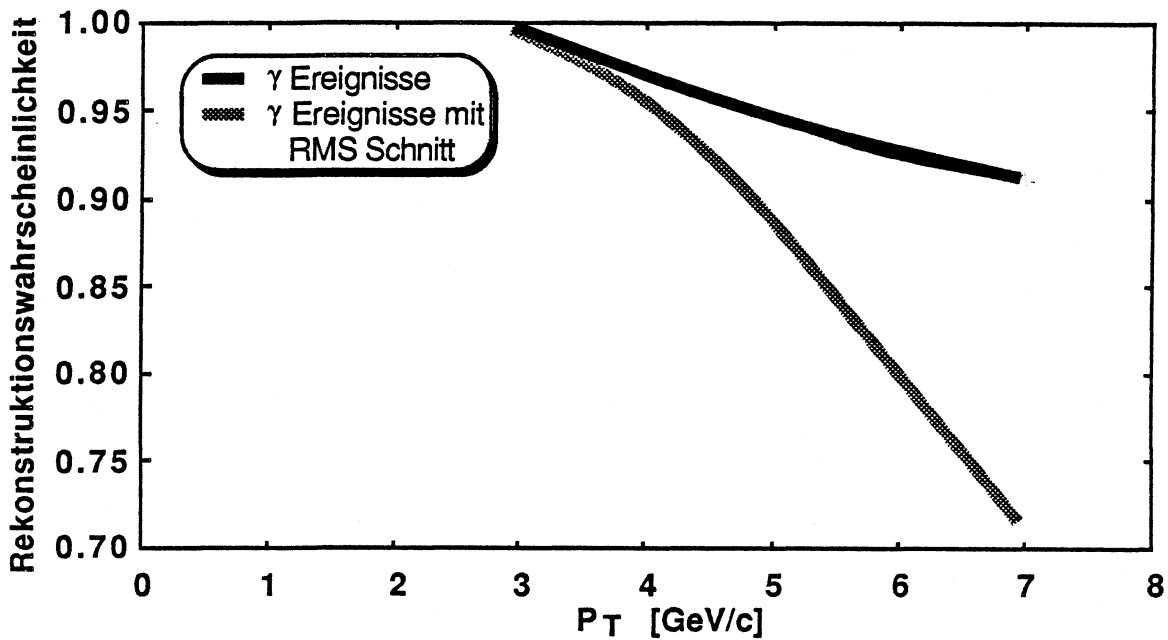


Abb 4.4-3 Erkennungseffizienz für  $\gamma$ 's als Funktion des generierten  $p_T$

#### 4.4.2 Korrekturfaktoren für die Daten

In diesem Abschnitt sind die Ergebnisse von Rechnungen [GLA] zusammengefaßt, in denen das in der Schaueranalyse gefundene  $p_T$  Spektrum auf das mit einem angenommenen  $(p_T, p_L)$  generierte Teilchenspektrum normiert wird.

Da der Wirkungsquerschnitt mit zunehmendem  $p_T$  sehr stark abfällt, verschiebt sich das gemessene Spektrum gegenüber dem generierten.

- a) aufgrund der endlichen Energieauflösung ( $\rightarrow p_T$  Auflösung) zu hohem  $p_T$ ,
- b) aufgrund von Unterschieden in der Energiebestimmung zwischen Eichung und Analyse. In der Eichung erfolgt die Energiebestimmung mit einem Fenster von  $\pm 20$  Drähten im PPD. In der Analyse dagegen ist dieses Fenster  $\pm 8$  Drähte groß, was zu einem mittleren Energieverlust von 5% führt.

Verschiebungen entsprechend a) und b) werden mir der oben beschriebenen Normierung berücksichtigt.

Mit den resultierenden Effizienzen, welche in der Abbildung (Abb 4.4-4) dargestellt sind, werden die Zählraten korrigiert (Kap 4.5).

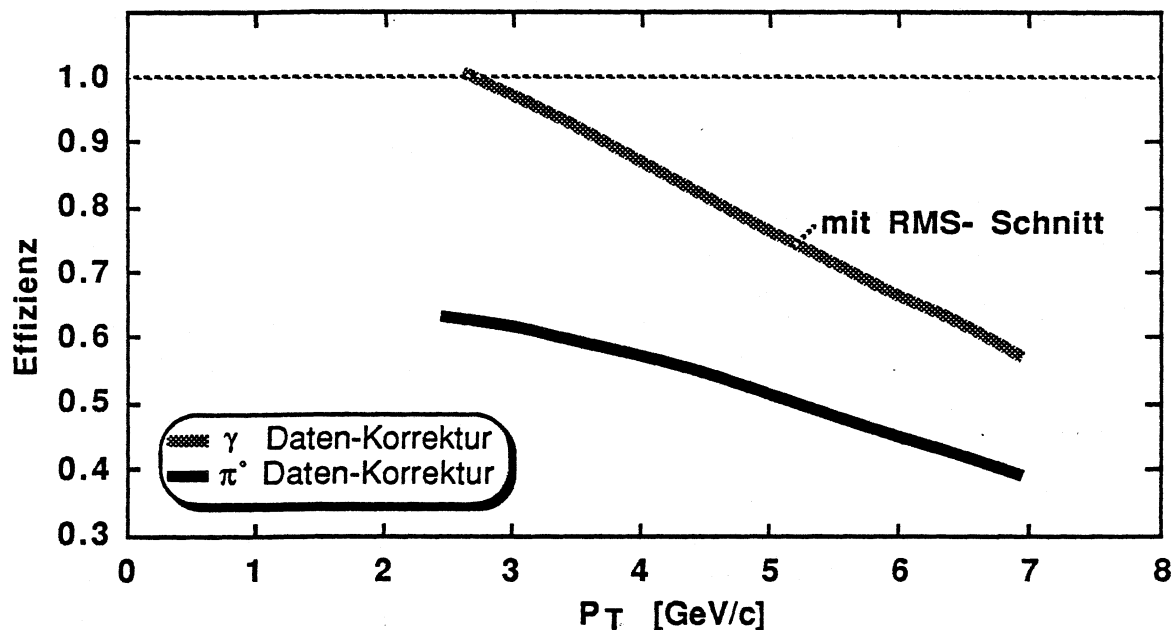


Abb 4.4-4 Datenkorrektur für  $\pi^-$ - und  $\gamma$ -Zählraten

Die Generierung der  $(p_T, p_L)$  Verteilung für  $\pi^-$ 's erfolgt nach [DON 78b]. Für  $\gamma$ 's wird in  $p_T$  mit  $dN/dp_T = e^{-2p_T}$  ein flacherer Verlauf, welcher die existierenden Daten approximiert,

angenommen. Die  $p_L$  Verteilung für  $\gamma$ 's und  $\pi^0$ 's bei festem  $p_T$  wird ebenfalls nach den  $\pi^0$ -Verteilungen von [DON 78b] generiert.

Die Effizienzen sind mit  $\pi^0$  Ereignissen gerechnet, welche den Asymmetrieschnitt von 0.8 (4.41) erfüllen, sowie mit  $\gamma$  Ereignissen, welche einem Schnitt auf die Schauerbreite (RMS-Schnitt) erfüllen. Dieser ist folgendermaßen definiert:

Ein "Photon" erfüllt den RMS- Schnitt falls

$$\begin{aligned} & \text{RMS} \leq 2.40 \text{ cm} \quad \text{für } E_{\text{Photon}} \geq 75 \text{ GeV} \\ \text{oder} & \quad \text{RMS beliebig} \quad \text{für } E_{\text{Photon}} < 75 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (4.42)$$

mit  $\text{RMS} = (1/5) \cdot \sum (E_i x_i - \langle x \rangle_E)^2$  ( $i=0.. \pm 2$  Drähte)

gilt. Man eliminiert mit diesem Schnitt auf die Schauerbreite einen Großteil der  $\pi^0$  Ereignisse in den  $\gamma$ - Kandidaten, die aufgrund zunahe beieinanderliegender Photonschauer nicht erkannt werden (siehe Abbildung 4.5-1).

## 4.5 Anteil nicht erkannter $\pi^0$ - und $\eta$ -Ereignisse an den $\gamma$ -Kandidaten

Im folgenden wird der Untergrundsanteil in den Daten der  $\gamma$ -Kandidaten gezeigt. Diese Rechnungen wurden von [GLA] durchgeführt. Zu dessen Bestimmung werden  $\pi^0$  und  $\gamma$  mit dem in Kapitel 4.4 erwähnten  $p_T$  Spektrum nach [DON 78b] generiert.  $\eta$ 's werden um einen Faktor 0.2 gegenüber den  $\pi^0$ 's unterdrückt. Dabei geht ein Verzweigungsverhältnis  $V_{\eta/\pi^0}$  von 0.5 [AKE 85] und ein Verhältnis  $V_{\eta \rightarrow \gamma\gamma}$  des Zerfalls eines  $\eta$ 's in  $2\gamma$ 's von 0.396 [PAR 84] ein. Dann werden die Verhältnisse der Zahl der pro  $p_T$ -Intervall als  $\gamma$ 's (von  $\pi^0$ 's und  $\eta$ 's) gefundenen Cluster zu der der im selben Intervall erkannten  $\pi^0$ 's gebildet. Diese Normierung geschieht auf  $\pi^0$ -Verteilungen mit dem Asymmetrieschnitt (4.41). Das Resultat dieser Untersuchung ist in Abbildung (Abb 4.5-1) dargestellt. Die Kurven beschreiben Verhältnisse der Form

$$(N_{\pi^0 \rightarrow \gamma}) / (N_{\pi^0 \rightarrow \pi^0}(A < 0.8)) \quad (4.51)$$

und

$$(N_{\eta \rightarrow \gamma}) / (N_{\pi^0 \rightarrow \pi^0}(A < 0.8)) \cdot V_{\eta/\pi^0} \cdot V_{\eta \rightarrow \gamma\gamma} \quad (4.52)$$

Außerdem sieht man den Untergrund an denjenigen  $\gamma$ -Kandidaten, die den in Abschnitt 4.4.2 beschriebenen RMS-Schnitt (4.42) erfüllen.

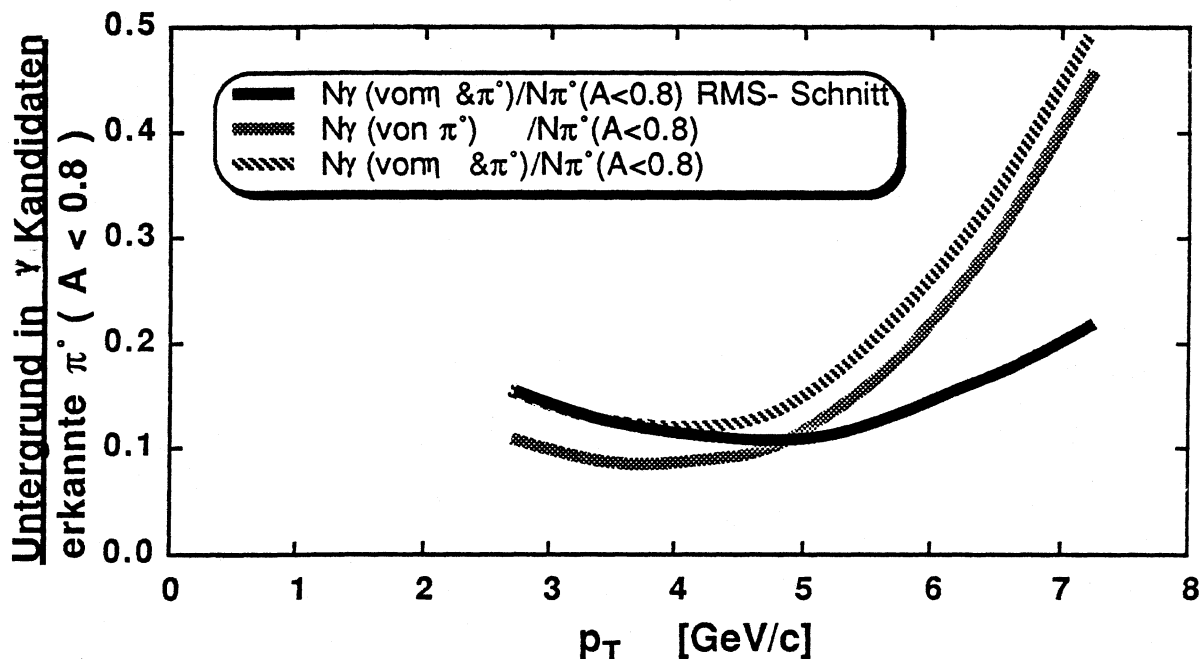


Abb 4.5-1 Verhältnis nicht erkannter  $\pi^0$  oder  $\eta$  und im gleichen  $p_T$  Intervall als  $\gamma$ 's eingeordnete Ereignisse zu  $\pi^0$  Daten.

In Abbildung (Abb 4.5-2) sind die Daten korrigiert auf apparative sowie auswertungsspezifische Effizienzen. Sie zeigt somit die tatsächliche  $p_T$  abhängige relative Häufigkeit von "Untergrund"-  $\gamma$ s in den  $\pi^0$  Daten.

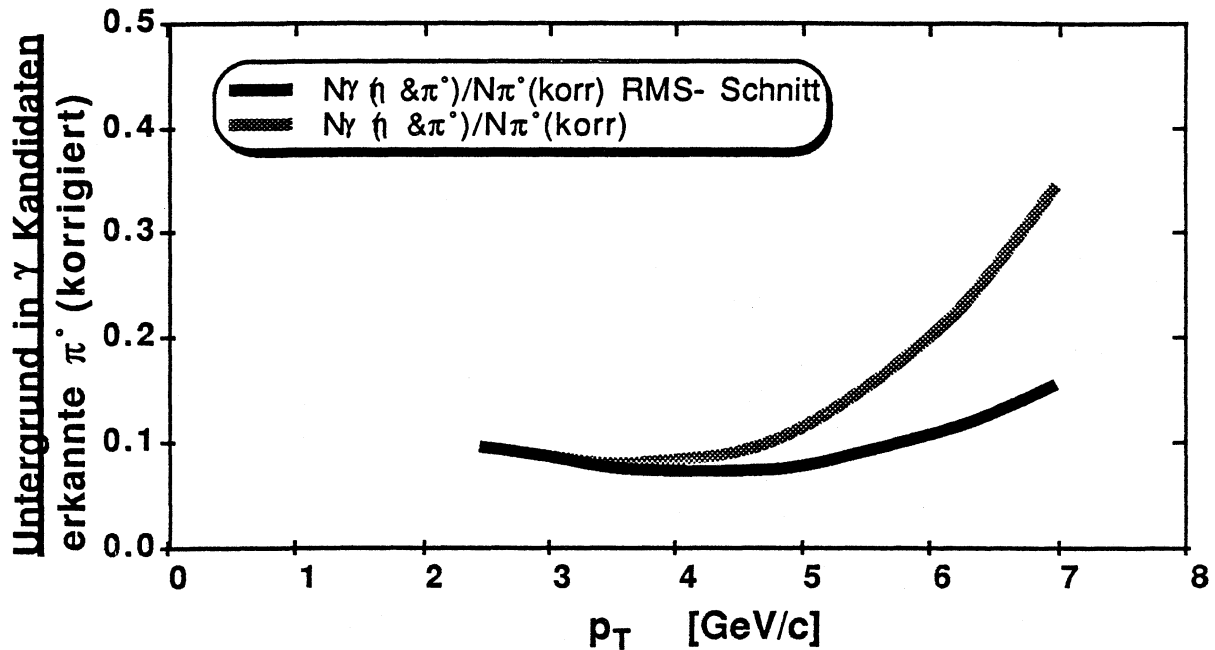


Abb 4.5-2 rel. Häufigkeit nicht erkannter  $\pi^0$  oder  $\eta$  in den  $\pi^0$  Daten (die  $\pi^0$ s sind korrigiert auf Ineffizienzen durch Asymmetrieschnitt und Energieauflösung)

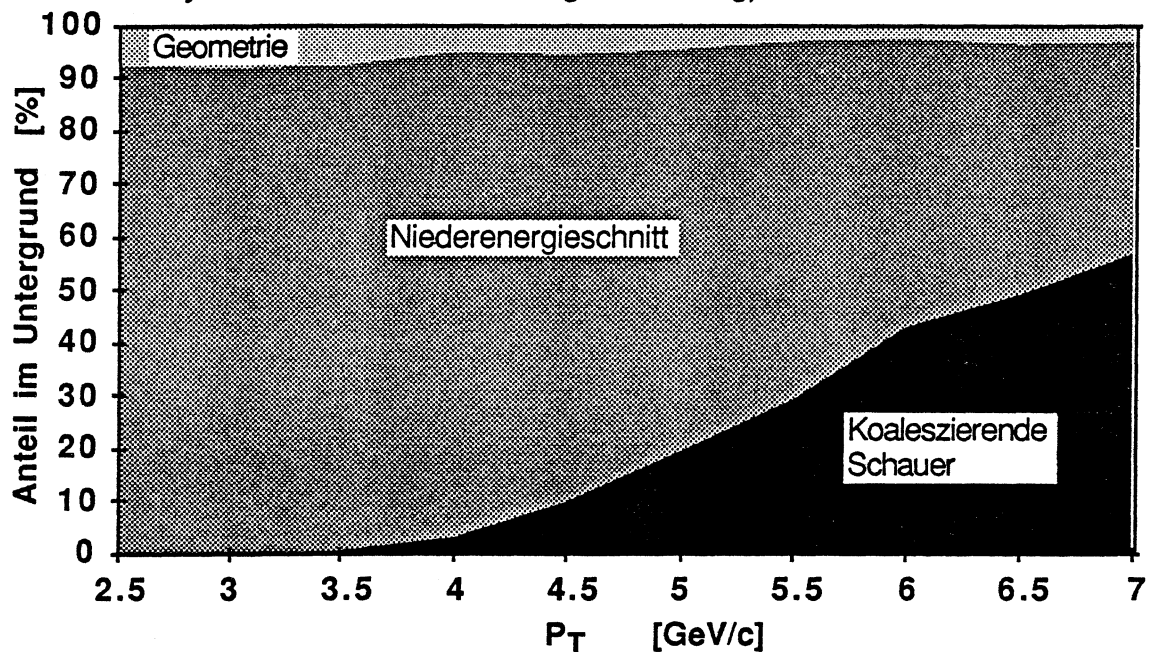


Abb 4.5-3 Anteil durch Nichterkennung niederenergetischer Schauer, Koaleszieren und geometrischer Verlust am Untergrund in den  $\gamma$ -Kandidaten aus  $\pi^0$  und  $\eta$  Zerfall (ohne Asymmetrieschnitt).

Aus Abbildung (Abb 4.5-3) und aus (Abb 4.4-2) sieht man, daß sowohl zu einer Verbesserung der  $\pi^+$ - Erkennung als auch zur Verringerung des Untergrunds in den  $\gamma$ - Kandidaten in erster Linie die Bestimmung von Position und Energie der niederenergetischen Photonen verbessert werden muß. Bei hohem  $p_T$  spielt dann mehr und mehr das Zusammenfallen zweier Schauer eine Rolle. Die Verringerung dieses Anteils könnte mit einer Fitmethode analog der in Abschnitt 3.1.5 beschriebenen geschehen. Für eine aktive  $\pi^+$  Erkennung durch invariante Massenbestimmung würde sich als Fitfunktion zwei sich überlappende Einzelschauerverteilungen anbieten.



## 4.6 Untergrundabschätzungen

### 4.6.1 Pileup und Strahlparalleler Untergrund

Untergrundereignisse des Experiments sind Ereignisse mit strahlparallelen Müonen, welche auf dem Weg vom Produktionstarget der Strahlteilchen zum Experiment durch den Zerfall von  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$  erzeugt werden. Wenn diese zwischen der zweiten Eisenwand und dem Photondetektor zerfallen, können die resultierenden Elektronen oder Positronen direkte Photonen mit hohem Transversalimpuls unter der Bedingung vortäuschen, daß koinzident die restlichen Triggerbedingungen erfüllt werden. Dieser Untergrund tritt vermehrt im Quadrant 1 des Detektors auf. Zur Reduktion der Untergrundereignisse gibt es 3 Strategien:

a) Es wird auf die durch alle Kalorimeter erfaßte Gesamtenergie  $E_{\text{ges}}$  pro Ereignis geschnitten. Falls

$$\text{für } \pi^0\text{-Daten} \quad E_{\text{ges}} > 330 \text{ GeV,}$$

$$\text{für } \pi^+\text{- und } \pi^-\text{-Daten} \quad E_{\text{ges}} > 360 \text{ GeV (1983 Daten)}$$

$$240 \text{ GeV} > E_{\text{ges}} > 350 \text{ GeV (alle 1984 Daten)} \quad (4.61)$$

gilt, wird das Ereignis als  $\gamma$ ,  $\pi^0$ - oder  $\eta$ - Kandidat verworfen. Man unterdrückt damit Untergrund mit einem hochenergetischen  $\mu$  nahe der Strahlachse, sowie "Pileup Ereignisse" die durch Überlagerung zweier zeitlich kurz hintereinander folgender Wechselwirkungen gekennzeichnet sind. Der Unterschied zwischen  $\pi^-$  und  $\pi^+$  Daten liegt in der unterschiedlichen Strahlrate und folglich unterschiedlicher Pileup - Häufigkeit im Strahlkalorimeter. 1984 wurde die Gatelänge dieses Kalorimeters verkürzt.

In der Tabelle (Tab 4.6-1) sind die den obigen Schnitten folgenden Korrekturterme zusammengefaßt, mit denen bei der Wirkungsquerschnittsberechnung korrigiert werden muß.

b) In einem Abstand von mindestens 60 cm von der Strahlachse reichen 50 GeV Elektronen aus, ein Photon mit einem  $p_T$  von mehr als 3 GeV/c vorzutäuschen. Da 50 GeV innerhalb der Gesamtenergieauflösung des Detektorsystems liegt ist somit der Gesamtenergieschnitt zur Elimination der Ereignisse mit strahlparallelen Müonen nicht mehr voll effizient. Ab einer Entfernung von 55 cm in der y bzw. z Koordinate hat man jedoch die Möglichkeit, durch die Korrelation der Clusterpositionen in der vorderen und hinteren Ebene des PPD strahlparallele Teilchen von solchen aus der Targetgegend zu unterscheiden. Die

Schauerposition wird über den Schwerpunkt in vier benachbarten Drähten jeweils vorne und hinten in beiden Projektionen des PPD getrennt ausgerechnet. In der Abbildung (Abb 4.6-1) sieht man diese Korrelation für Ereignisse aus  $\pi^+p$  Reaktionen. Für die meisten Ereignisse weisen die Schauer zum Target; deutlich ist aber auch ein Teil zu erkennen, der eine Richtung parallel zum Strahl aufweist.

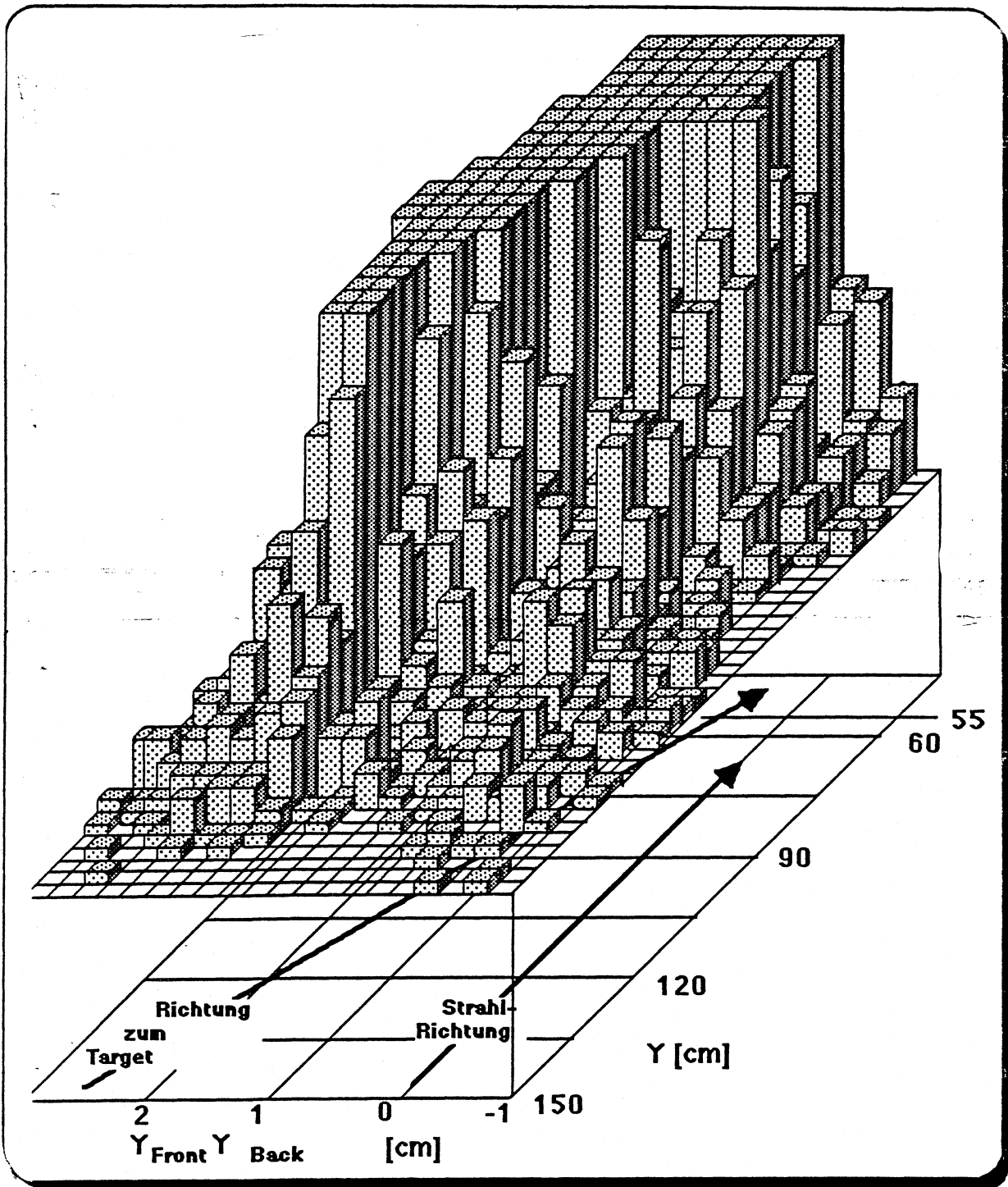


Abb 4.6-1 Häufigkeit für die Korrelation Richtung ( $Y_{\text{front}} - Y_{\text{back}}$ ) gegen Position ( $X_{\text{back}} - X_{\text{front}} = 15 \text{ cm}$ )

Als Schnittparameter wird

$$-0.004 \leq 2 \cdot (P_{\text{Back}} - P_{\text{Front}}) / (P_{\text{Back}} + P_{\text{Front}}) \leq +0.004 \quad (4.62)$$

$P$  = Abstand in Z- oder Y- Projektion

für beide Projektionen verwendet. Man sieht in Abbildung (Abb 4.6-2) deutlich den Unterschied in diesem Parameter für  $Z > 55$  cm zwischen strahlparallelen Schauern und solchen, die auf die Targetgegend weisen. Insgesamt werden mit diesem Schnitt ca. 3% aller Ereignisse mit einem  $p_T > 3$  GeV/c verworfen.

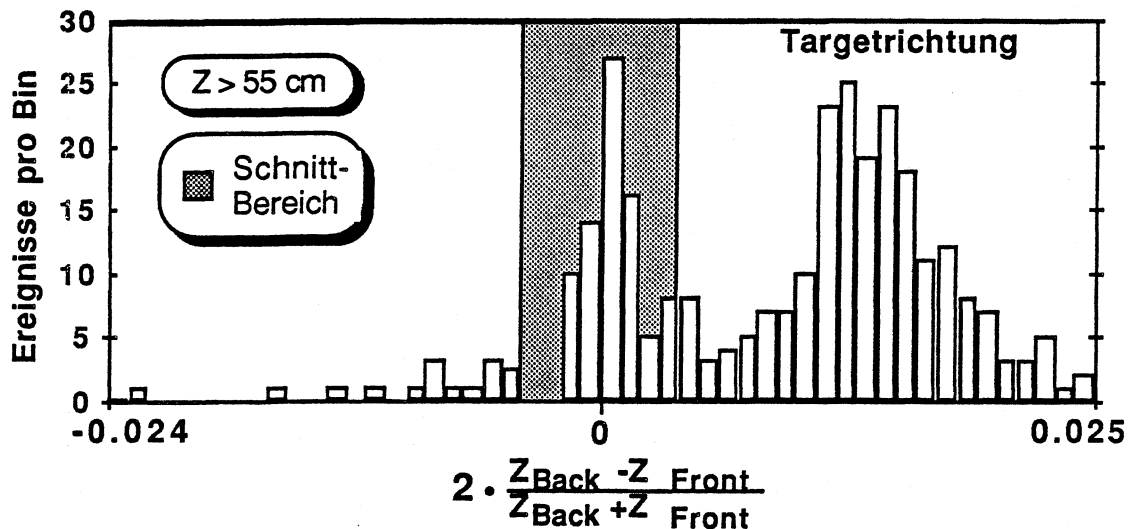


Abb 4.6-2 Verteilung von  $2 \cdot (P_{\text{Back}} - P_{\text{Front}}) / (P_{\text{Back}} + P_{\text{Front}})$  ( $P = Y$  oder  $Z$ ) des höchsten Clusters am Beispiel der Z- Koordinate

c) Der Algorithmus in b) ist nur dann effizient, wenn die Teilchen in der vorderen Hälfte des PPD zu schauen beginnen. Um den Hauptteil des mit dem Richtungsschnitt nicht erkennbaren Untergrunds auszuschließen, wird für Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die Produktion der  $\gamma$ 's der Quadrant 1 des PPD nicht berücksichtigt. Die meisten strahlparallelen Schauer findet man gerade in diesem Quadrant, was sich aus der speziellen Strahlführung des H2 Strahles ergibt. Für die  $\pi^0$  Daten ist dieser Untergrund wegen der verlangten Rekonstruktion einer invarianten Masse aus zwei Schauern weniger problematisch.

#### 4.6.2 Abschätzung des Untergrunds in den $\gamma$ -Daten aus nicht identifizierten, elektromagnetisch zerfallenen Hadronen ( $\pi^0$ und $\eta$ )

a) Die maximale Größe dieses Untergrunds wird mit Monte Carlo Rechnungen für  $\pi^0$  und  $\eta$  bestimmt (Kap 3.3). Der entsprechende Beitrag am  $\gamma/\pi^0$  Verhältnis ist in der Abbildung (Abb 4.6-3) als obere Grenze des gepunkteten Streifens zusammen mit dem  $\Delta N_\gamma/\Delta N_{\pi^0}$  Verhältnis aus  $\pi^-p$  Reaktionen dargestellt.  $\Delta N_\gamma$  und  $\Delta N_{\pi^0}$  sind auf geometrische Akzeptanzen und analysebedingte Schnitte wie Asymmetrieschnitt von 0.8 bei  $\pi^0$ -Daten und Quadrant-1 Schnitt bei  $\gamma$ -Daten (Kap 4.6.1c) korrigiert. Für die Darstellung nicht korrigiert ist auf Effekte die aufgrund des unterschiedlichen Verlaufes des Wirkungsquerschnitts mit  $p_T$  für  $\gamma$ s und  $\pi^0$  sich verschieden auswirken. So führen z. B die endliche Energieauflösung und die Einordnung der Daten in  $p_T$  Bins auf verschiedene Korrekturen (siehe Kapitel 4.5 und insbesondere Tabelle (Tab 4.5-2)).

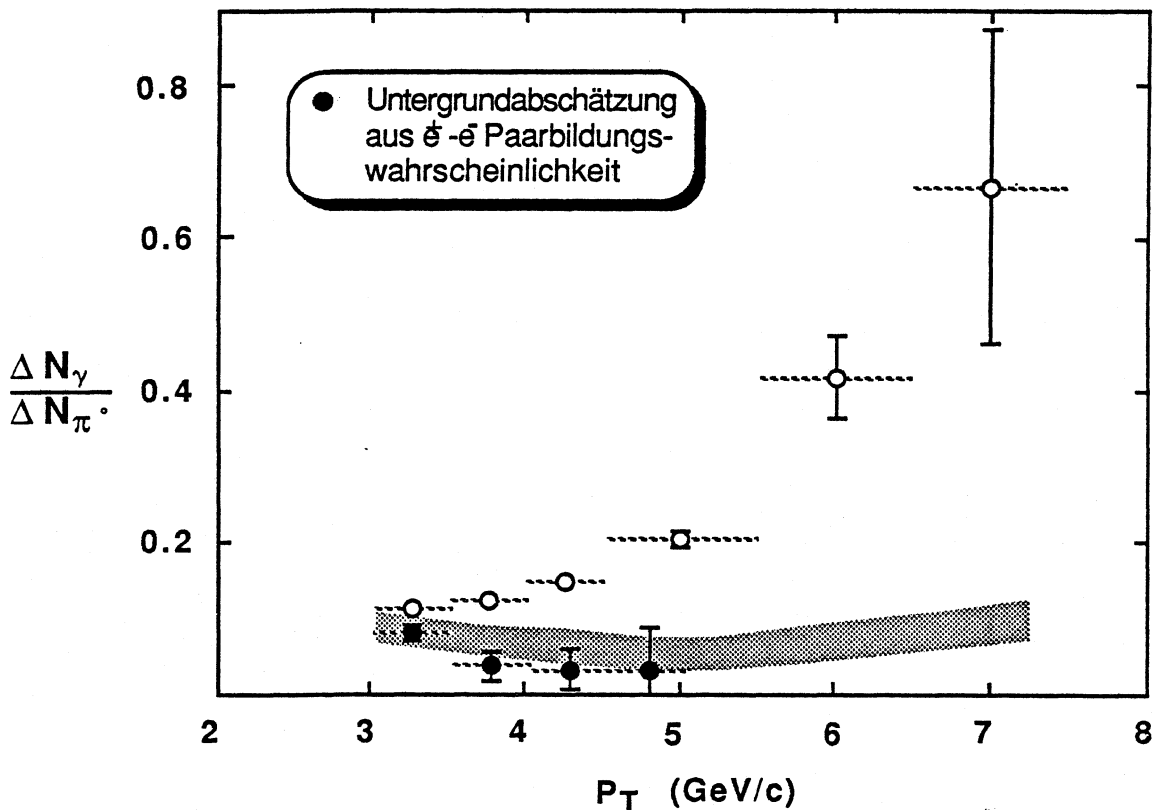


Abb 4.6-3 Verhältnis der Ereigniszahlen  $\Delta N_\gamma/\Delta N_{\pi^0}$  mit Untergrundabschätzung ( $\pi^-p$  Daten)

b) Aus der Abweichung der Asymmetrieverteilung für im Experiment gefundene  $\pi^0$ 's von der entsprechenden Verteilung aus Monte-Carlo-Rechnungen (Abb 4.6-5) folgt in Verbindung mit a) eine untere Abschätzung. Die  $\pi^0$ -Ereignisse für die Monte Carlo Rechnungen werden als isolierte Teilchen gerechnet, wogegen in den Daten diese von zusätzlichen Teilchen begleitet sein können (Kap 5.4). Diese produzieren neben den Photonclustern des  $\pi^0$ -Zerfalls zusätzliche Cluster auch in dessen Umgebung und erhöhen somit die Wahrscheinlichkeit für Fehlzuordnungen bei der  $\pi^0$ -Rekonstruktion. Unter der Annahme, daß diese Wahrscheinlichkeit für direkte  $\gamma$  Ereignisse kleiner oder gleich der Wahrscheinlichkeit für  $\pi^0$  Ereignisse ist, was durch die Ergebnisse von Kapitel 5.4 bestätigt wird, ergibt die quantitative Abschätzung [SEY 85] eine untere Grenze. Diese folgt aus dem Verhältnis der Asymmetriehäufigkeiten (siehe Abb 4.6-5) für verschiedene  $p_T$  Intervalle oberhalb 0.8 zu den erwarteten aus Monte Carlo Rechnungen mit 'nackten'  $\pi^0$ 's. Sie ist als untere Kante des gepunkteten Streifens in Abbildung (Abb 4.6-3) zu sehen.

Als wahrscheinlichster Untergrund wird der Mittelwert des in a) und b) bestimmten Anteils genommen:

$$U_{\gamma\pi^0} := (U_a + U_b) / 2 \quad (4.63)$$

und als zugehöriger systematischer Fehler dessen Abstand von den Extremwerten:

$$\Delta U_{\gamma\pi^0} := (U_a - U_b) / 2 \quad (4.64)$$

c) Eine von b unabhängige untere Abschätzung erhält man aus dem Verhältnis von Ereignissen, welche eine Spur in den Proportionalkammern zeigen, zu denen ohne Spur. Diese sind für Daten mit  $\gamma$ - und  $\pi^0$ -Kandidaten (1983 Daten) in Abbildung (Abb 4.3-8) dargestellt. Wenn man die obere Linie, welche ein Fit an die  $\pi^0$  Datenpunkte darstellt, als Wahrscheinlichkeit für das Auffinden eines  $\pi^0$ 's mit mindestens einer Spur in den Proportionalkammern interpretiert, ist die untere Linie die Wahrscheinlichkeit für das Auffinden eines einzelnen  $\gamma$ 's mit Spur. Aus dem Unterschied der Datenpunkte mit  $\gamma$ -Kandidaten von dieser Linie läßt sich der Untergrund darin abschätzen.

Das Ergebnis ist in Abbildung (Abb 4.6-3) als dunkle Punkte dargestellt. Es ist eine untere Abschätzung, da solche  $\pi^0$ 's nicht enthalten sind, die aufgrund eines zu asymmetrischen  $2\gamma$  Zerfalls mit dieser Methode gar nicht erkannt werden können, da das niederenergetischere Photon entweder den Detektor gar nicht trifft, oder aber aufgrund zu kleiner Energie nicht nachgewiesen wird.

Wie man sieht, sind die mit den beiden Methoden gewonnenen Abschätzungen innerhalb der Fehlergrenzen miteinander verträglich.

### 4.6.3 Untergrund in den $\pi^0$ Daten

$\pi^0$  Ereignisse machen bei weitem die Mehrzahl aller Ereignisse aus, auf die getriggert wird. Der Untergrund in den rekonstruierten  $\pi^0$  Daten rührt somit hauptsächlich von falsch rekonstruierten  $\pi^0$ 's her. Diese sind meistens zu etwas kleinerem  $p_T$  verschoben, da aufgrund des vermehrten Auftretens kleiner Nebenschauer in einem Ereignis ein kleiner falscher Schauer mit einem großen Schauer zu einem  $\pi^0$  kombiniert wird, als zwei unabhängige große. Zur Unterdrückung dieser Falschzuordnung werden für die Ermittlung der Zählraten der  $\pi^0$ - Daten nur solche Ereignisse mitgenommen, für deren 2-Cluster Energieasymmetrie  $A$  gilt:

$$A := |E_1 - E_2| / (E_1 + E_2) < 0.8 \quad (4.65)$$

Der Wert von 0.8 bietet sich aus der Betrachtung der Asymmetrieverteilungen an, weil damit der Hauptteil des kombinatorischen Untergrunds abgeschnitten wird.

Aus dem Vergleich der Massenverteilungen und den Asymmetrieverteilungen für verschiedene  $p_T$  Bereiche (siehe Kap 4.6.2b) schätzt man einen verbleibenden maximalen Untergrund von 5 % (meist falsch rekonstruierter  $\pi^0$ 's) in den  $\pi^0$  Zählraten ab. In den Abbildungen (Abb 4.6-4) und (Abb 4.6-5) sieht man diesen Vergleich z. B. für einen  $p_T$  Bereich von 4 GeV/c bis 5 GeV/c.

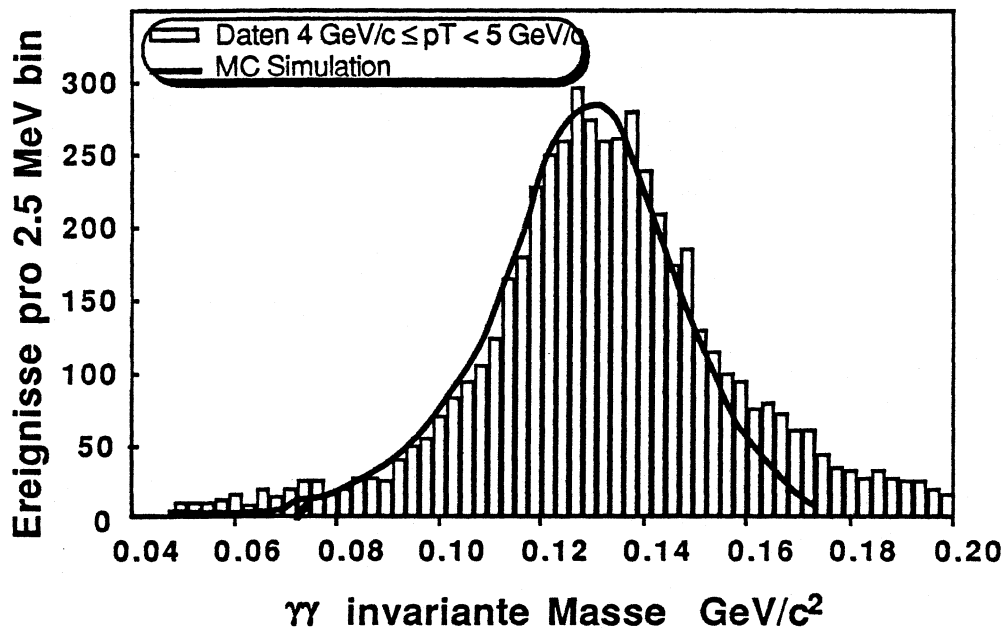


Abb 4.6-4 Verteilungen der 2- $\gamma$ invarianten Masse ( $A < 0.8$ ) für Daten und M. C. Rechnungen (ohne Ereignis- Struktur) im Bereich der  $\pi^0$  Masse. Die Daten sind auf eine Masse von  $0.135 \text{ GeV}/c^2$  normiert.

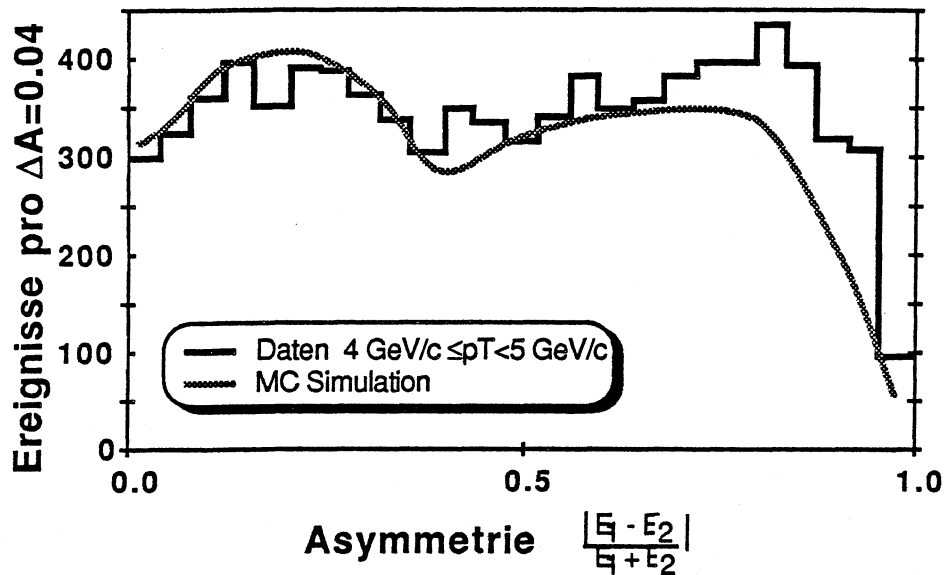


Abb 4.6-5 Vergleich der Verteilungen der 2- $\gamma$  Energieasymmetrie für  $\pi^0$  Kandidaten aus dem Experiment und Monte Carlo Rechnungen mit gleicher Normierung im Bereich  $A < 0.3$

Da die Maximalabschätzung dieses Untergrunds weit unterhalb des systematischen Fehlers von 20 % in der Zählrate liegt, der der Unsicherheit der  $p_T$ - Skala entspricht, wird eine daraus folgende Korrektur bei der Wirkungsquerschnittsberechnung vernachlässigt.

#### 4.6.4 Untergrund in den $\eta$ Daten

Die Wirkungsquerschnitte zur Produktion von  $\eta$ 's sind etwa halb so groß wie die für  $\pi^0$ 's [DON 78a], [ÅKE 85]. Weiterhin beträgt das Verzweigungsverhältnis  $\hat{\Gamma}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) / \hat{\Gamma}(\eta \rightarrow XX)$  0.39 [PAR 84].

Das resultierende Verhältnis  $\hat{\Gamma}(hh \rightarrow \eta \rightarrow \gamma\gamma) / \hat{\Gamma}(hh \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$  beträgt somit 0.2. Folglich entsteht der Hauptteil des Untergrundes in den rekonstruierten  $\eta$ - Ereignissen aus der Falschzuordnung von Clustern für tatsächliche  $\pi^0$  Ereignissen.

Zur Unterdrückung dieses Untergrundes werden nur solche 2-Clusterereignisse als  $\eta$ 's gezählt, welche eine Mindestenergie von 8 GeV pro Cluster haben und im Massenintervall von

$$450 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\gamma\gamma} \leq 670 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.66)$$

liegen. Aus der Massenverteilung kann man eine grobe Abschätzung des verbleibenden Untergrundes gewinnen (Abb 4.6-6).

Unter der Annahme, daß die  $\eta$ - Massenverteilung eine ähnliche Form wie die  $\pi^0$ - Massenverteilung (Abb 4.6-4) hat, kann man den  $\eta$ - Untergrund aus den Füßen der Massenverteilung durch Extrapolation grob abschätzen. Er ist als Anhaltspunkt in (Tab 4.6-1) mit aufgeführt. Eine bessere Abschätzung würde man durch Monte-Carlo Simulation unter Hinzunahme einer Ereignisstruktur im ganzen Detektor erhalten.

Durch Monte Carlo Rechnungen ohne Ereignisstruktur wurden  $\eta$ - Rekonstruktionseffizienzen berechnet.



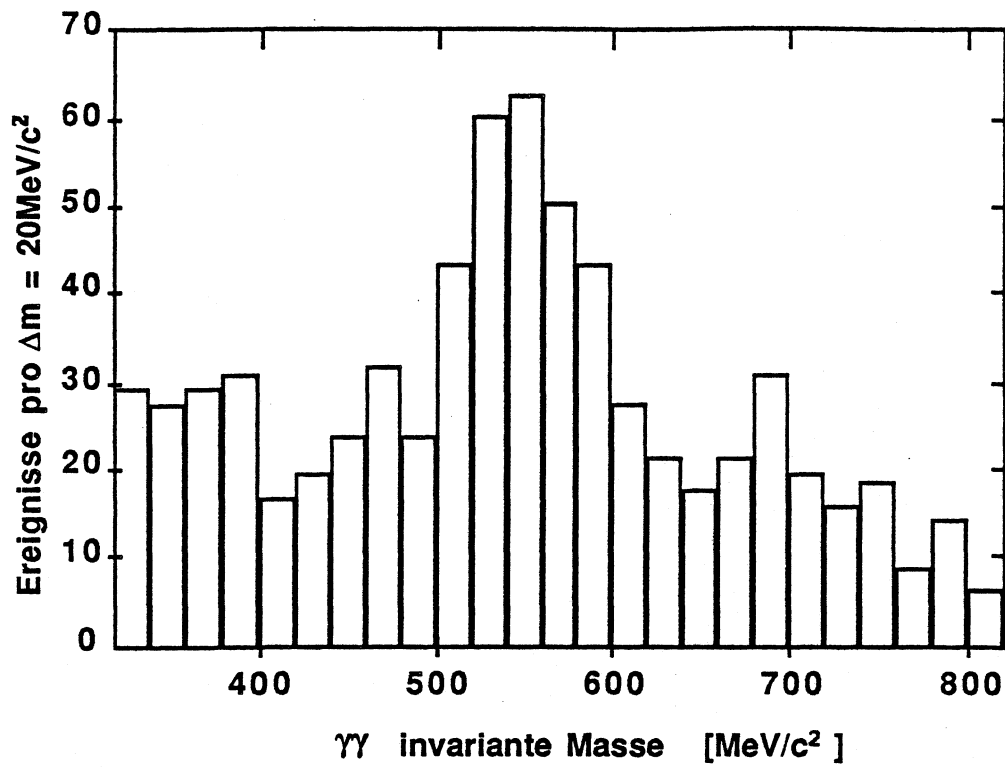


Abb 4.6-6  $\gamma\gamma$  Massenverteilung im  $\eta$ -Massenbereich ( $A < 0.6$   
 $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ )

$P_T$ [GeV/c]	1983 $\pi^+p$ und $pp$ -Daten	1984	1983 $\pi^+p$ und $pp$ -Daten	1984
<b>Gesamtenergie-</b>				
schnitt (4.6.1a)	1.90	1.55	1.24	1.28
<b>Quadrant 1 Korrekt.</b>				
für $\gamma$ 's (4.6.1b)	1.33	1.33	1.33	1.33
$\eta$ -Korr. (4.6.4)	-	0.70	-	-

4.6-1 Korrekturfaktoren aufgrund von Untergrundschnitten

## 4.7 Berechnung des Wirkungsquerschnitts

Für den invarianten Wirkungsquerschnitt gilt unter der Voraussetzung der azimuthalen Symmetrie

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{d^3\sigma}{d\eta \cdot d^2p_T} = \frac{1}{2\pi \cdot p_T} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\eta \cdot dp_T} \quad (4.71)$$

Er wird experimentell mit

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{1}{2\pi \cdot p_T} \cdot \frac{N_{\text{Korr}}}{\epsilon_T \cdot N_{\text{Strahl}} \cdot \Delta\eta \cdot \Delta p_T} \quad (4.72)$$

bestimmt.

$N_{\text{Korr}}(p_T, \Delta p_T)$  ist die unter Berücksichtigung der Auswirkung der endlichen Energieauflösung und  $p_T$  Binbreite korrigierte Zahl der Ereignisse

$$N_{\text{Korr}} = N_{\text{Event}} / (K_E \cdot K_B)$$

Die Bestimmung der Korrekturgröße  $K_E$  wird in Absatz 4.7.1, die von  $K_B$  in Absatz 4.7.2 beschrieben. Die verwendeten numerischen Werte findet man in Tabelle (Tab 4.7-2).

$\epsilon := \epsilon_{\text{Akz}} \cdot \epsilon_{\text{Tot}}$  ist das Produkt aus der azimuthalen Akzeptanz  $\epsilon_{\text{Akz}}$  im PPD aufgrund des ausgesparten Bereichs um die Stoßkanten der Quadranten (Abb 4.11), und mit  $\epsilon_{\text{Tot}}$  wird der Effekt des zur Untergrundreduktion durchgeführten Gesamtenergieschnitts berücksichtigt (Tab 4.41). Die Größe dieser beiden Effizienzen sind in Tabelle (Tab 4.7-1) aufgeführt.

$T_{\text{Target}} := (\rho \cdot L \cdot N_A) / A$  gibt die Teilchenflächendichte für ein Target der Länge  $L$  und dem Material der Dichte  $\rho$  sowie dem Atomgewicht  $A$  an. Für  $\rho = 0.0708 \text{ g/cm}^3$ ,  $L = 70 \text{ cm}$ ,  $N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  und  $A = 1.0079 \text{ g/mol}$  folgt

$$T_{\text{Target}} = 2.96 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}.$$

$N_{\text{Strahl}}$  ist die Zahl der Strahlteilchen auf das Target im selben Zeitraum wie zur Bestimmung von  $N_{\text{Korr}}$ .

$\Delta\eta$  ist gegeben durch die radiale Akzeptanz. Für Wechselwirkungen in der Targetmitte hat man für die Pseudorapidität

$$-0.62 \leq \eta^{\text{cms}} \leq 0.55$$

was den Ringen 3 bis 9 des Ringkalorimeters entspricht. Für das Pseudorapiditäts- intervall gilt

$$\Delta\eta = 1.167.$$

$\Delta\eta$  ist von der Lage des Wechselwirkungspunkts im Target unabhängig. Über die Targetlänge von 70 cm ändern sich die Grenzen des akzeptierten Pseudorapiditätsbereich um

$$\Delta\eta_{\text{Target}} = 0.0809.$$

$\Delta p_{\text{T}}$  ist die jeweils gewählte Binbreite des Transversalimpulses zur Bestimmung von  $N_{\text{Event}}$  (Tab 4.7-2).

$p_{\text{T}}$  ist der Transversalimpuls in der Mitte von  $\Delta p_{\text{T}}$  (Tab 4.7-2).

	1983	1983	1984	1984
	$\pi^-p \rightarrow \gamma(\pi^+)X$	$\pi^+p \rightarrow \gamma(\pi^+)X$ $pp \rightarrow \gamma(\pi^+)X$	$\pi^-p \rightarrow \gamma(\pi^+)X$	$\pi^+p \rightarrow \gamma(\pi^+)X$ $pp \rightarrow \gamma(\pi^+)X$
$\epsilon_{\text{Akz}}$	0.840	0.840	0.840	0.840
$\epsilon_{\text{Tot}}$	0.806	0.526	0.750	0.617
$\epsilon$	0.648	0.442	0.656	0.542

Tab 4.7-1 Effizienzen zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

$p_T$ [GeV/c]	3.25	3.75	4.25	5	6	7	8
$\Delta p_T$ [GeV/c]	0.5	0.5	0.5	1.0	1.0	1.0	1.0
$K_E (->\gamma X)$	0.917	0.880	0.826	0.750	0.654	0.578	
$K_B (pp->\gamma X)$	1.112	1.093	1.076	1.225	1.123	1.054	1.014
$K_B (\pi^\pm p->\gamma X)$	1.072	1.058	1.047	1.131	1.066	1.024	1.003
$K_\Sigma (->\gamma X)$	1.139	1.130	1.122	1.102	1.071	1.037	
.....							
$K_E (->\pi^0 X)$	0.603	0.573	0.559	0.522	0.456	0.395	0.325
$K_B (pp->\pi^0 X)$	1.197	1.171	1.146	1.502	1.330	1.200	1.106
$K_B (\pi^\pm p->\pi^0 X)$	1.141	1.121	1.104	1.343	1.225	1.134	1.067
$K_\Sigma (->\pi^0 X)$	1.171	1.186	1.199	1.199	1.183	1.144	

Tab 4.7-2 Korrekturterme auf die Zählraten aufgrund des steil mit  $p_T$  abfallenden Spektrums

#### 4.7.1 Korrekturfaktor aufgrund von Energie-Bestimmung und -Auflösung

Ein Ereignis, in welchem ein  $\pi^0$  oder  $\gamma$  mit einem Transversalimpuls  $p_T$  erzeugt wird, erscheint nach der Analyse im Mittel zu höherem  $p_{T,exp} > p_T$  verschoben. Der Grund liegt in der endlichen Energieauflösung bei einem stark mit  $p_T$  abfallende Zählratenspektrum  $N(p_T)$  (Abb 4.7-1). Andererseits gibt es den Effekt, daß Unterschiede in der Energiebestimmung zwischen  $e^-$  Eichung und  $\gamma$  Clusteranalyse in der Endauswertung zu Verschiebungen zu kleinerem  $p_T$  führen.

Der Gesamtkorrekturfaktor  $K_E(p_T)$  wird mit Monte Carlo für  $\pi^0$ - bzw.  $\gamma$  Ereignisse (Kap 3.2), welche mit einem wie oben angegebenen angenommenen Zählratenspektrum  $N'(p_T)$  generiert sind, bestimmt, wobei die Ereignisse dasselbe Analyseprogramm wie die experimentellen Daten durchlaufen. Die resultierende Verteilung wird iterativ an das gemessene Zählratenspektrum  $N(p_T)$  angepaßt (GLA), wobei  $N'(p_T) \rightarrow N(p_T)$  folgt.

Unter der Annahme, daß Energieauflösung und Bestimmung für Monte Carlo- und Daten- Ereignisse gleich sind, hat man mit

$$K_E := \frac{N(p_T)}{N'(p_T)} \quad (4.73)$$

den gesuchten Korrekturterm. Numerische Werte sind in (Tab 4.7-2) zusammengefaßt.

Um die Größenordnung der Korrektur  $K_\Sigma$  aufgrund der begrenzten Energieauflösung getrennt von der Korrektur aufgrund der oben erwähnte Unterschiede zwischen Eichung und Clusteranalyse abzuschätzen, wird das experimentelle Spektrum  $N_{Event}$  mit einer  $p_T$ -Auflösungsfunktion  $\Sigma(p_T)$  (4.74) gefaltet

$$\Sigma(p_T) := \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \cdot e^{-\frac{(p_T - p'_T)^2}{2 \cdot \sigma(p_T)^2}} \quad (4.74)$$

$\sigma$  ist die  $p_T$  Auflösung für  $\gamma$ 's bzw.  $\pi$ 's und wird mit Monte Carlo Rechnungen für verschiedene  $p_T$ 's bestimmt. Außerdem werden die Daten als Funktion von  $p_T$  parametrisiert

$$F_N(p_T) := A \cdot e^{-b(p_T) \cdot p_T} \quad (4.75)$$

$$b(p_T) := a - b \cdot p_T \quad (4.76)$$

für $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\circ X$	$\alpha = 5.20 \text{ (GeV/c)}^{-1}$	$\beta = 0.246 \text{ (GeV/c)}^{-2}$	
für $p \rightarrow \pi^\circ X$	$\alpha = 6.05 \text{ (GeV/c)}^{-1}$	$\beta = 0.280 \text{ (GeV/c)}^{-2}$	
für $\pi^\pm p \rightarrow g X$	$\alpha = 4.20 \text{ (GeV/c)}^{-1}$	$\beta = 0.246 \text{ (GeV/c)}^{-2}$	
für $p \rightarrow g X$	$\alpha = 5.05 \text{ (GeV/c)}^{-1}$	$\beta = 0.280 \text{ (GeV/c)}^{-2}$	(4.77)

Die  $F_N$  für  $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\circ X$  Reaktionen sind in Abbildung (Abb 4.7-1) zusammen mit den  $\pi^- p \rightarrow \pi^\circ X$  Daten dargestellt. Die  $p_T$  Abhängigkeit der  $b$ -Parameter für Daten mit den 3 Strahlteilchen sieht man in Abbildung (Abb 4.7-2).

Es folgt für das auflösungskorrigierte Spektrum mit der Vereinfachung, daß  $b$  und  $\sigma$  über den Wichtungsbereich als konstant angenommen werden

$$\int_0^\infty F_N(p'_T) \cdot \Sigma(p'_T) dp'_T \approx A e^{-b \cdot p_T} \cdot e^{-\frac{b^2 \sigma^2}{2}} \quad (4.78)$$

Durch Vergleich von 4.76 und 4.78 findet man  $K_{\Sigma}$  analog wie  $K_E$  in Gleichung (4.73)

$$K'_{\Sigma}(p_T) = e^{\frac{b^2 \sigma^2}{2}} \quad (4.79)$$

als die gesuchte Korrekturfunktion.

Da die Auflösungsfunktion (4.74) nur approximativ den Detektorresponse beschreibt, ist der resultierende Korrekturterm (4.79) als Abschätzung der Größenordnung der vorzunehmenden Korrektur anzusehen. In Tabelle (Tab 4.7-2) sind numerische Werte zusammengefaßt.

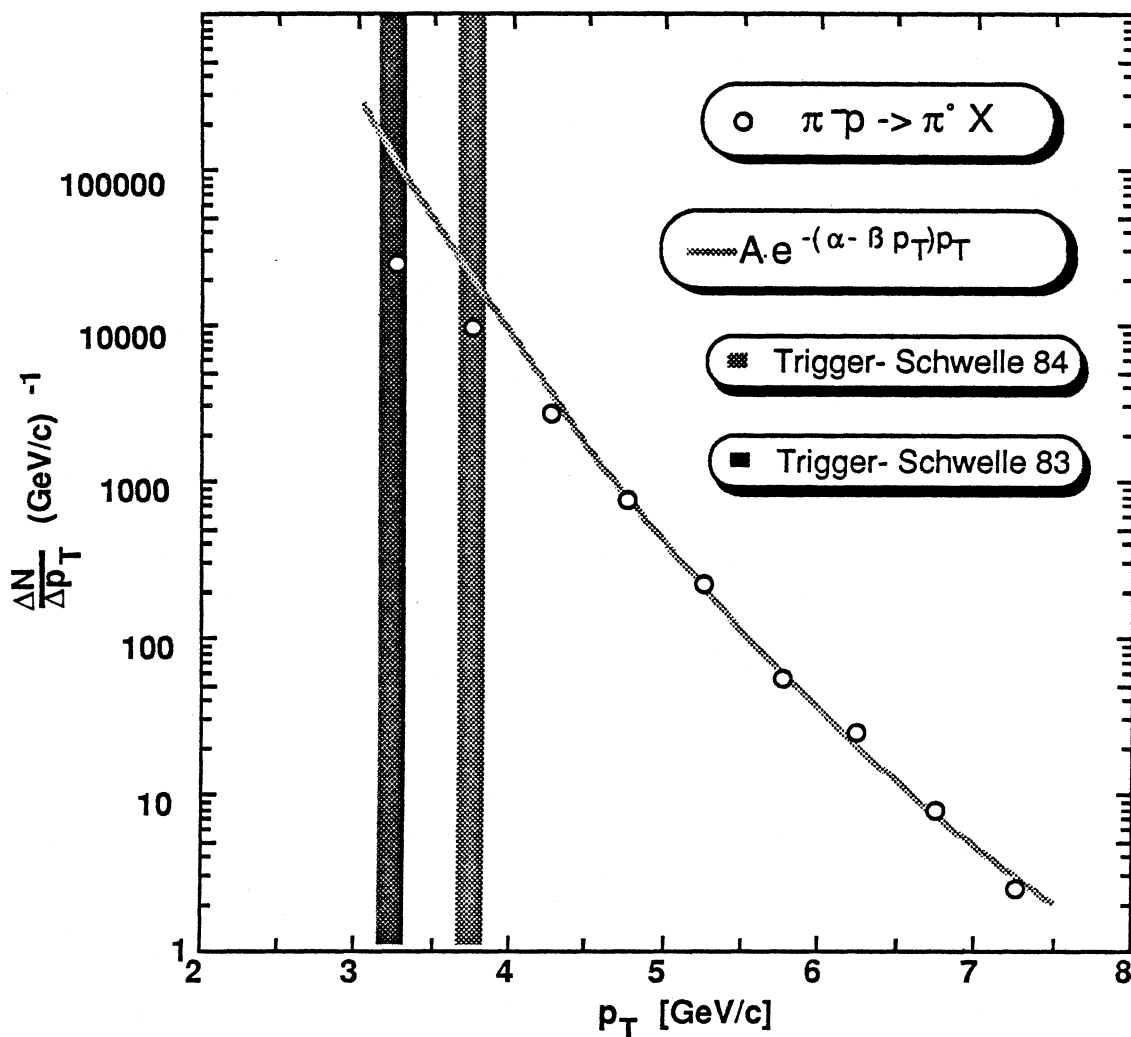


Abb 4.71 gemessene Ereigniszahlen für  $p\pi^- \rightarrow \pi^- X$ .  
Die Funktion  $A \cdot e^{-b \cdot p_T}$  ist bei 4.75 GeV/c normiert

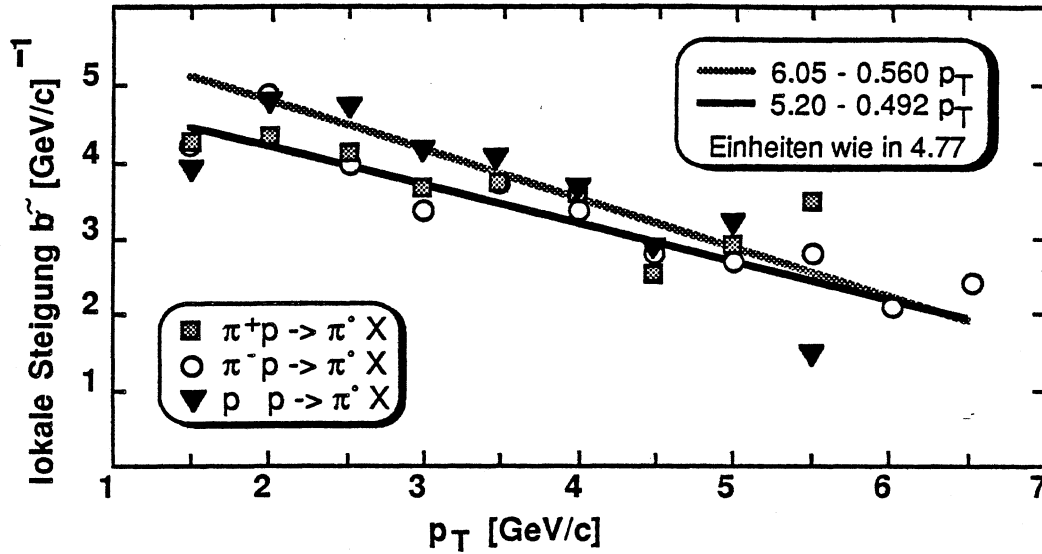


Abb 4.72 Lokale Steigung  $\tilde{b} = d \ln(dN/dp_T)/dp_T$  ( $= \alpha - 2\beta \cdot p_T$ )  
der Zählrate der Ereignisse aus den 1983er Daten

#### 4.7.2 Korrekturfaktor aufgrund der Binbreite

Zur Bestimmung der Änderung der Zählrate in Abhängigkeit von der endlichen Binbreite  $\Delta p_T$  des exponentiell abfallenden Spektrums wird das Verhältnis der über ein Bin gemittelten Zählrate zu derjenigen in der Binmitte berechnet

$$K_B := \frac{\langle F_N(p_T) \rangle_{\text{Binbreite}}}{F_N(p_T)_{\text{Binmitte}}} \quad (4.710)$$

mit:

$$\langle F_N(p_T) \rangle = \frac{1}{\Delta p_T} \int_{p_T - \frac{\Delta p_T}{2}}^{p_T + \frac{\Delta p_T}{2}} e^{-b \cdot p'_T} dp'_T \quad (4.711)$$

$\Delta p_T$  ist die Binbreite,  $b$  ist in Gleichung (4.77) definiert. Das Integral läßt sich analytisch lösen, und es folgt für (4.710) mit (4.711) und (4.76) unter der bei Gleichung (4.78) diskutierten Vereinfachung für  $b$

$$\Rightarrow \quad K_B = \frac{1}{\frac{b \cdot \Delta p_T}{2}} \cdot \sinh \frac{b \cdot \Delta p_T}{2} \quad (4.712)$$

Werte der Korrektur sieht man in Tabelle (<-Tab 4.7-2) als Funktion von  $p_T$  und  $\Delta p_T$ .



## **5 Ergebnisse und Diskussion**

## 5.1 $\pi^0$ - Wirkungsquerschnitte

In den Abbildungen (Abb 5.1-1), (Abb 5.1-2) und (Abb 5.1-3) sieht man die invarianten Wirkungsquerschnitte  $E \cdot d^3\sigma/d^3p$  für die 3 Reaktionen:

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 X,$$

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^0 X,$$

$$p p \rightarrow \pi^0 X.$$

Zusätzlich sind Ergebnisse anderer Experimente dargestellt (Vergleich der  $\pi^- p$  Daten mit [FRI 83]  $0.5 \cdot (\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- X) + \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^+ X))$ , der pp Daten mit [ANT 79] und [KOU 80]). In Tabelle [Tab 5.1-1] sind die numerischen Werte zusammengefaßt. Alle Daten, wenn nicht anders vermerkt, stammen von 1983 und 1984.

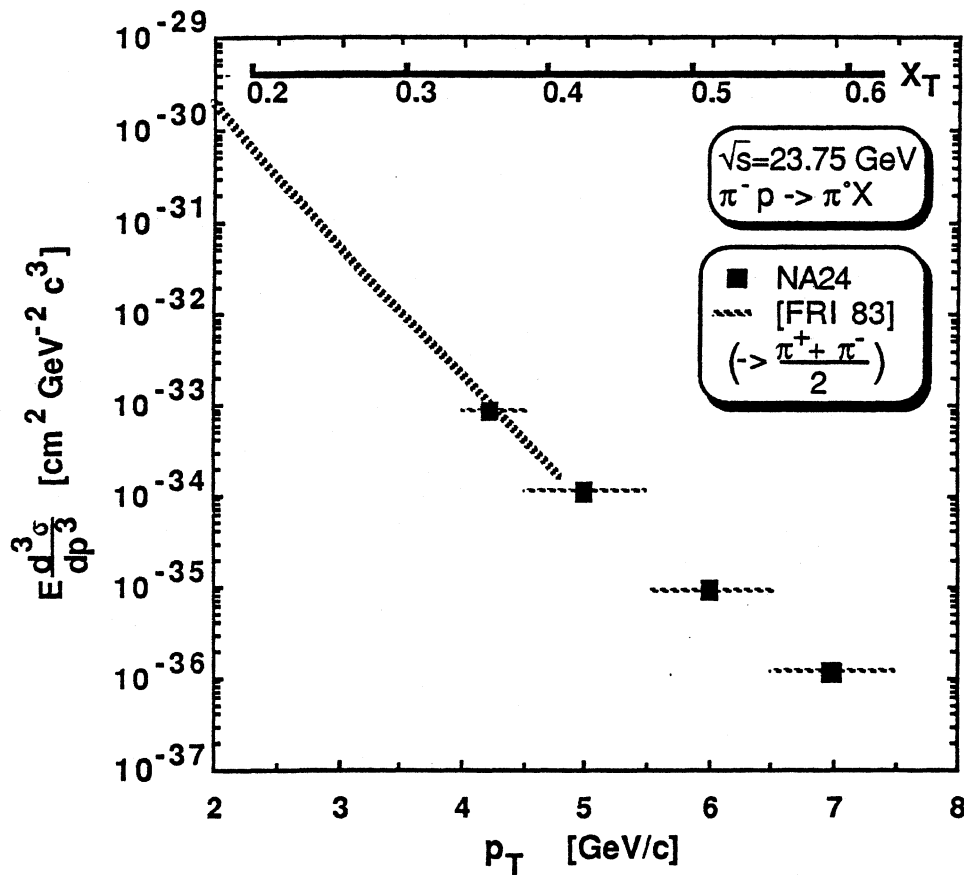


Abb 5.1-1 Inklusiver invarianter Wirkungsquerschnitt für die Produktion von  $\pi^0$  in  $\pi^- p$  Reaktionen

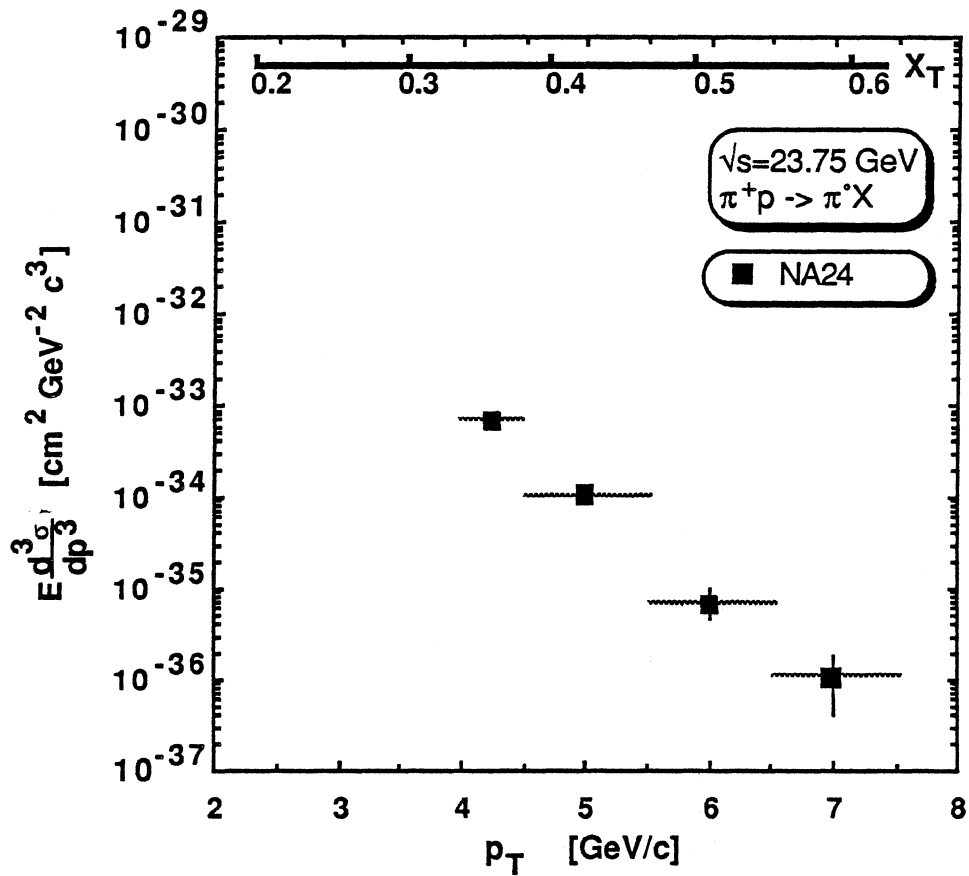


Abb 5.1-2 Inklusiver invarianter Wirkungsquerschnitt für die Produktion von  $\pi^0$  in  $\pi^+p$  Reaktionen

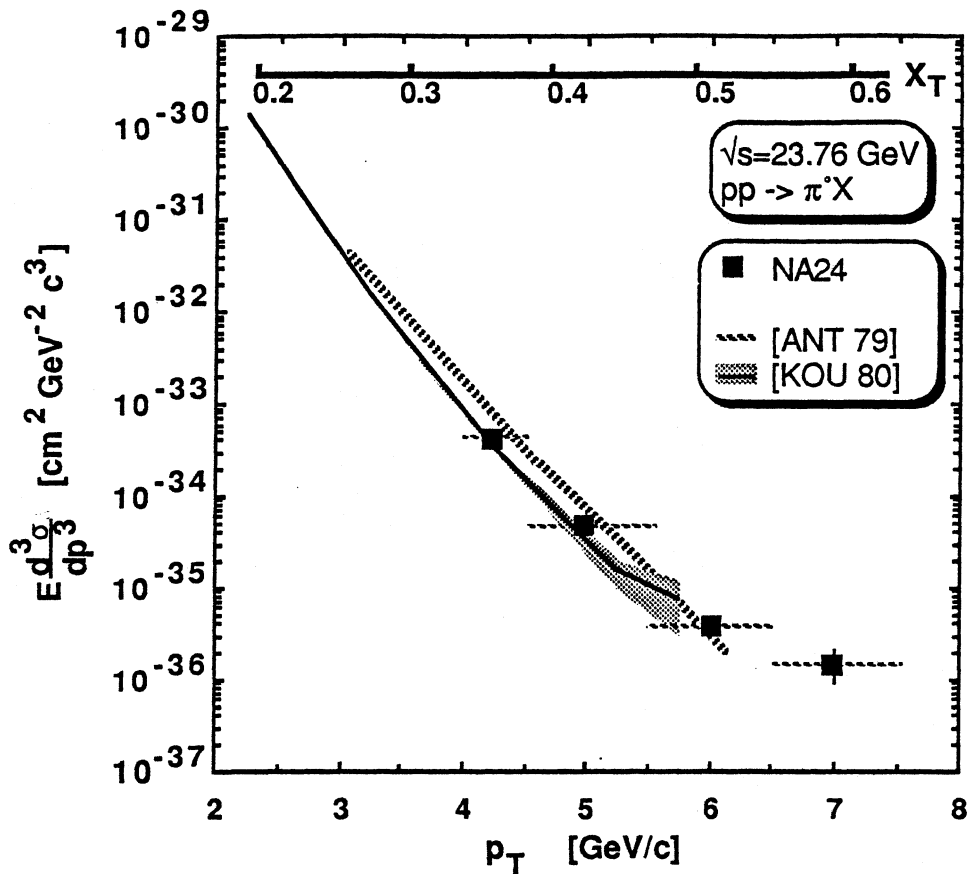


Abb 5.1-3 Inklusiver invarianter Wirkungsquerschnitt für die Produktion von  $\pi^0$  in pp Reaktionen

$p_T$ [GeV/c]	$E \cdot d^3\sigma/d^3p$ [cm <sup>2</sup> GeV <sup>-2</sup> c <sup>3</sup> ]		
	$(\pi^- p \rightarrow \pi^0 X)$	$(\pi^+ p \rightarrow \pi^0 X)$	$(p p \rightarrow \pi^0 X)$
3.25	$(8.197 \pm 0.033) \cdot 10^{-33}$	$(7.883 \pm 0.087) \cdot 10^{-33}$	$(5.255 \pm 0.050) \cdot 10^{-33}$
3.75	$(3.154 \pm 0.019) \cdot 10^{-35}$	$(3.055 \pm 0.050) \cdot 10^{-33}$	$(1.912 \pm 0.028) \cdot 10^{-33}$
4.25	$(8.412 \pm 0.096) \cdot 10^{-34}$	$(7.749 \pm 0.237) \cdot 10^{-34}$	$(4.334 \pm 0.127) \cdot 10^{-34}$
5	$(1.131 \pm 0.022) \cdot 10^{-34}$	$(1.055 \pm 0.054) \cdot 10^{-34}$	$(4.351 \pm 0.241) \cdot 10^{-35}$
6	$(9.729 \pm 0.653) \cdot 10^{-36}$	$(7.412 \pm 1.438) \cdot 10^{-36}$	$(3.902 \pm 0.745) \cdot 10^{-36}$
7	$(1.260 \pm 0.243) \cdot 10^{-36}$	$(1.121 \pm 0.701) \cdot 10^{-36}$	$(1.651 \pm 0.502) \cdot 10^{-36}$

Tab 5.1-1 numerische Werte der Wirkungsquerschnitte mit dem statistischen Fehler ( Triggereinsatzbereich in Schrägschrift)

### 5.1.1 Vergleich der $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen

Die Wirkungsquerschnitte  $\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^0 X)$  und  $\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0 X)$  sind innerhalb der Fehlergrenzen gleich. Dazu ist in Abbildung (Abb 5.1-4) deren Verhältnis aufgetragen.

Ein anderes Verhalten zeigt der Vergleich von  $\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0 X)$  und  $\sigma(p p \rightarrow \pi^0 X)$ . Das Ansteigen des Verhältnisses bei großem  $p_T$  (Abb 5.1-5) kann man qualitativ verstehen, wenn man bedenkt, daß das Pion im Gegensatz zum Proton nur zwei Valenzquarks enthält.

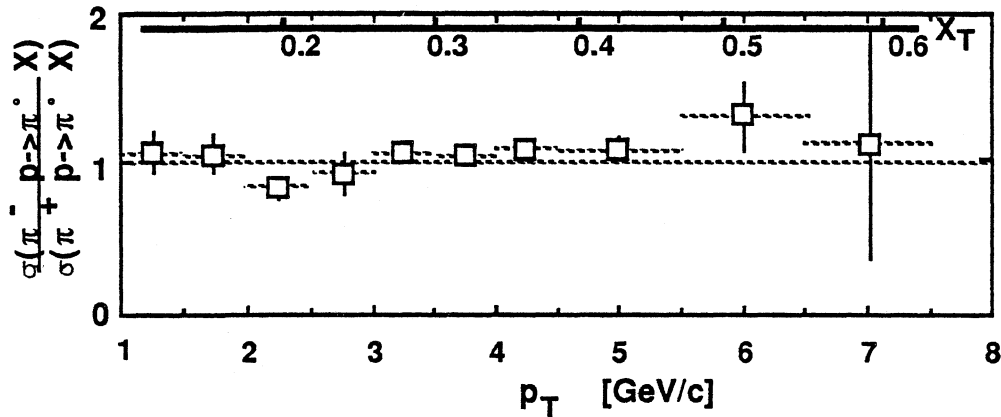


Abb 5.1-4  $p_T$ -Abhängigkeit von  $\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^0 X) / \sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0 X)$ . Unterhalb von 4.25 GeV/c sind nur Daten von 1983 dargestellt

Da der Hauptanteil am Impuls des Pions für großes  $x$  nur von zwei Teilchen getragen wird, wird eine harte Wechselwirkung wahrscheinlicher für die Pion-Proton Reaktion als für die Proton-Proton Reaktion. Dies führt zu einem langsameren Abfall des Wirkungsquerschnittes mit zunehmendem  $p_T$  (für See- und Valenzquarks unterschiedlich).

In Tabelle (Tab 5.1-2) sind die numerischen Werte zusammengefaßt.

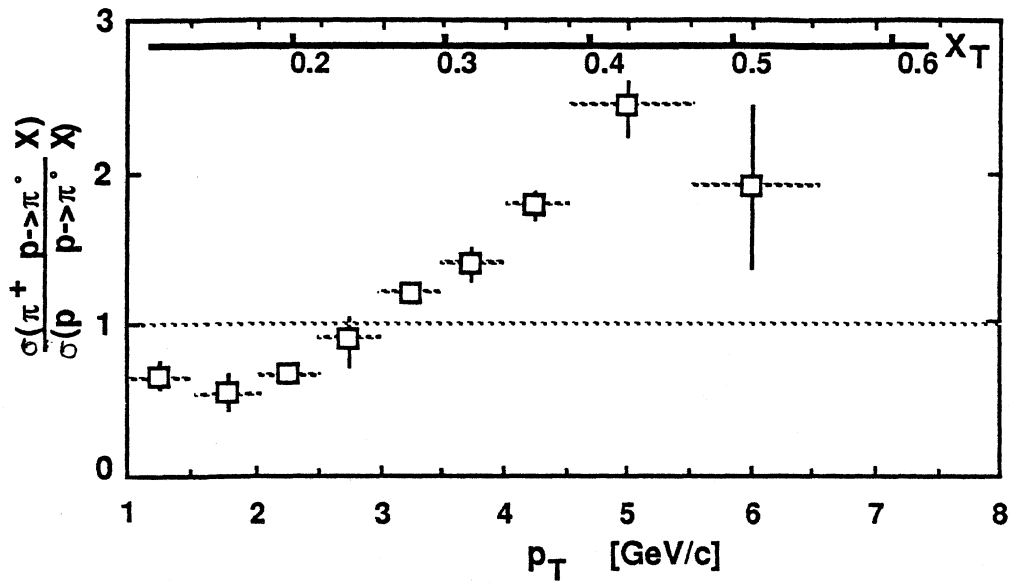


Abb 5.1-5  $p_T$ -Abhängigkeit von  $\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ X) / \sigma(p p \rightarrow \pi^+ X)$ . Unterhalb von  $p_T = 4.25 \text{ GeV}/c$  sind nur Daten von 1983 dargestellt.

$p_T$ [GeV/c]	$\frac{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ X)}{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ X)}$	$\frac{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ X)}{\sigma(p p \rightarrow \pi^+ X)}$
3.25	$1.040 \pm 0.012$	$1.500 \pm 0.022$
3.75	$1.032 \pm 0.018$	$1.598 \pm 0.035$
4.25	$1.086 \pm 0.035$	$1.788 \pm 0.076$
5	$1.071 \pm 0.059$	$2.425 \pm 0.184$
6	$1.313 \pm 0.270$	$1.900 \pm 0.518$
7	$1.124 \pm 0.735$	

Tab 5.1-2 numerische Werte der  $\pi^+$  Wirkungsquerschnittsverhältnisse ( $P_T > 3.25 \text{ GeV}$  1983+1984 Daten)

## 5.2 $\gamma$ - Wirkungsquerschnitte

Die Abbildungen (Abb 5.2-1), (Abb 5.2-2) und (Abb 5.2-3) zeigen die invarianten Wirkungsquerschnitte  $E \cdot d^3\sigma/dp^3$  für die Reaktionen

$$\pi^- p \rightarrow \gamma X$$

$$\pi^+ p \rightarrow \gamma X$$

$$p p \rightarrow \gamma X$$

Verglichen mit den Wirkungsquerschnitten sind QCD Vorhersagen von [BAI 85] für die Geometrie und Strahlenergie dieses Experiments. Sie sind in guter Übereinstimmung. In Tabelle (Tab 5.2-1) findet man die numerischen Werte zusammengefaßt.

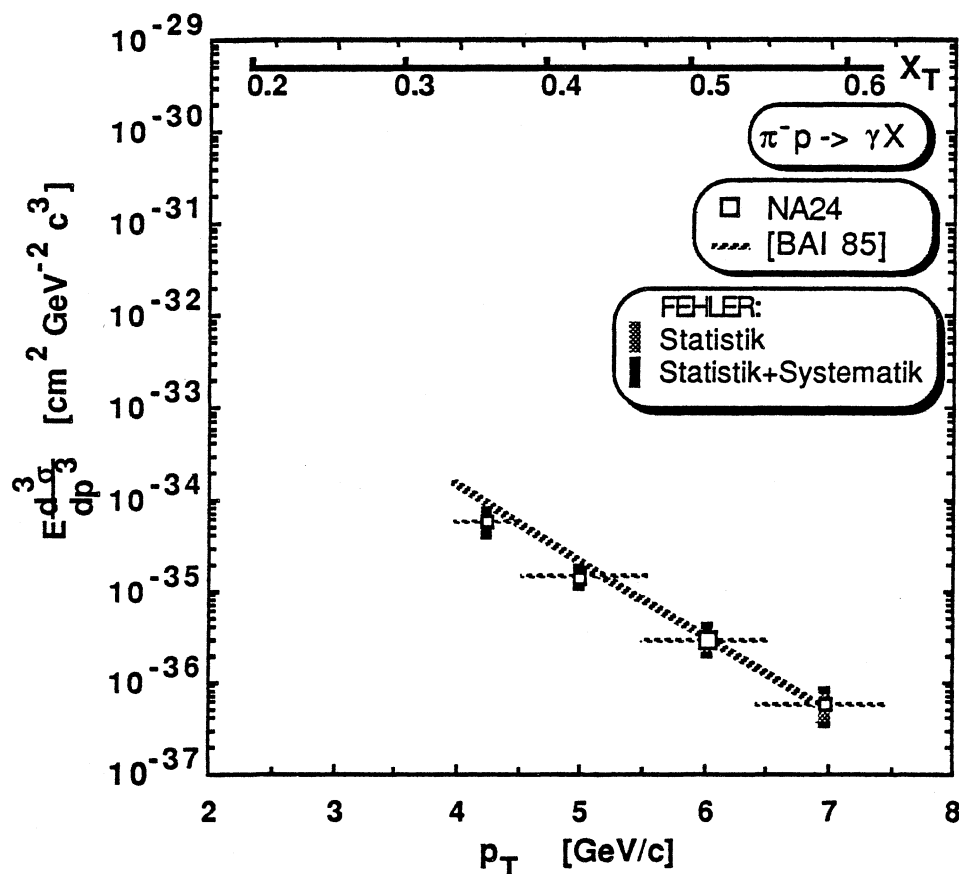


Abb 5.2-1 Inklusiver invarianter Wirkungsquerschnitt für die Produktion von  $\gamma$  in  $\pi^- p$  Reaktionen

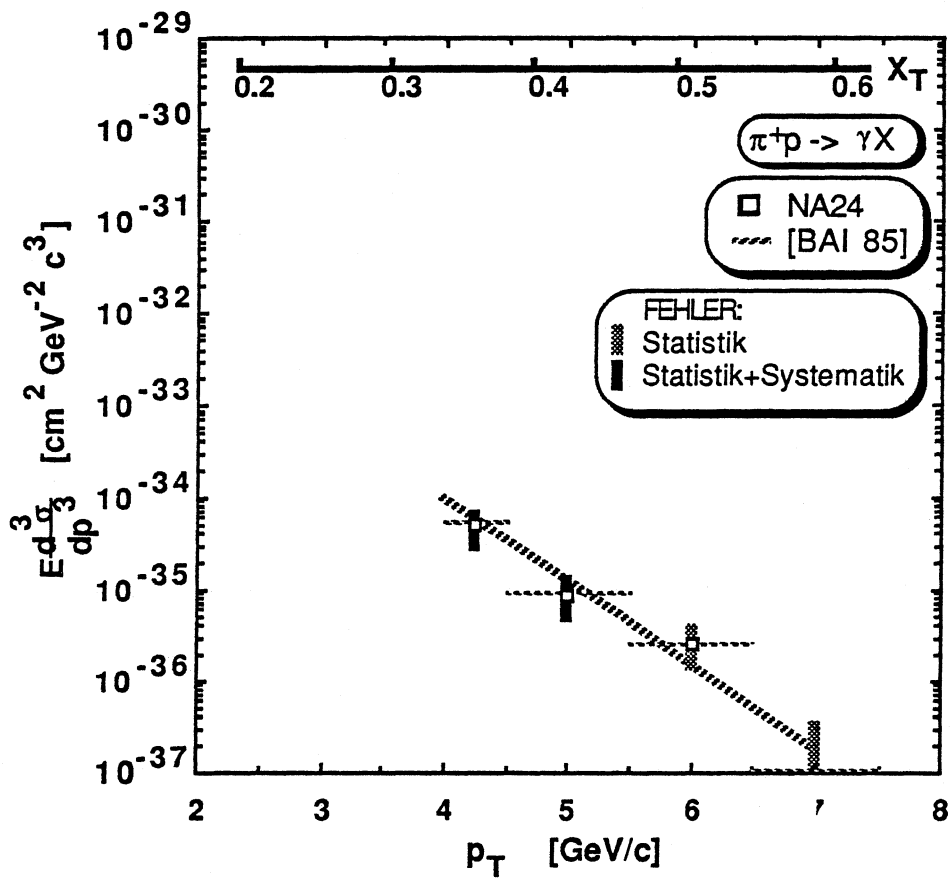


Abb 5.2-2 Inklusiver invarianter Wirkungsquerschnitt für die Produktion von  $\gamma$  in  $\pi^+ p$  Reaktionen



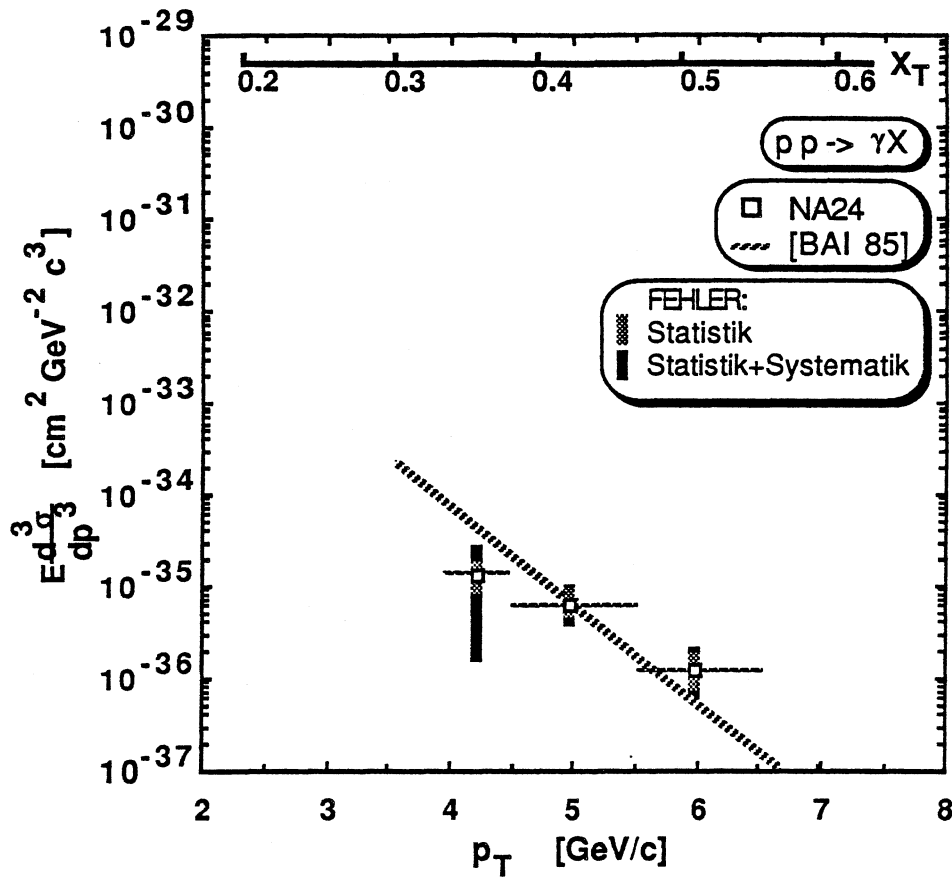


Abb 5.2-3 Inklusiver invarianter Wirkungsquerschnitt für die Produktion von  $\gamma$  in  $pp$  Reaktionen

$p_T$ [GeV/c]	$E \cdot d^3\sigma/d^3p$ [ $\text{cm}^2 \text{GeV}^{-2} \text{c}^3$ ] ( $\pi^+p \rightarrow \gamma X$ )	$E \cdot d^3\sigma/d^3p$ [ $\text{cm}^2 \text{GeV}^{-2} \text{c}^3$ ] ( $\pi^+p \rightarrow \gamma X$ )	( $pp \rightarrow \gamma X$ )
3.25	$(2.23 \pm 0.10 \pm 1.28) \cdot 10^{-34}$	$(1.96 \pm 0.26 \pm 1.23) \cdot 10^{-34}$	$(1.34 \pm 0.15 \pm 0.83) \cdot 10^{-34}$
3.75	$(1.43 \pm 0.06 \pm 0.46) \cdot 10^{-34}$	$(8.99 \pm 1.40 \pm 4.46) \cdot 10^{-35}$	$(5.87 \pm 0.79 \pm 2.82) \cdot 10^{-35}$
4.25	$(6.21 \pm 0.33 \pm 1.72) \cdot 10^{-35}$	$(5.30 \pm 0.81 \pm 1.59) \cdot 10^{-35}$	$(1.41 \pm 0.37 \pm 0.90) \cdot 10^{-35}$
5	$(1.64 \pm 0.10 \pm 0.26) \cdot 10^{-35}$	$(9.17 \pm 2.15 \pm 2.44) \cdot 10^{-36}$	$(6.22 \pm 1.15 \pm 1.04) \cdot 10^{-36}$
6	$(3.14 \pm 0.42 \pm 0.26) \cdot 10^{-36}$	$(2.53 \pm 0.95 \pm 0.20) \cdot 10^{-36}$	$(1.22 \pm 0.51 \pm 0.11) \cdot 10^{-36}$
7	$(6.43 \pm 1.97 \pm 0.36) \cdot 10^{-37}$		

Tab 5.2-1 numerische Werte der  $\gamma$  Wirkungsquerschnitte  
(unkorrigierter Triggereinsatzbereich in Schrägschrift)

## 5.2.1 Vergleich der $\gamma$ -Wirkungsquerschnitte

Wie in Kapitel 1.2 erwähnt wurde, ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$\frac{E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\pi^- p \rightarrow \gamma X)}{E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\pi^+ p \rightarrow \gamma X)} \quad (5.21)$$

einer der sensitivsten Tests für die QCD. Sein Verlauf ist in Abbildung (Abb 5.2-4) im Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen von [BAI 85] und [CON 85] dargestellt. Man sieht eine gute Übereinstimmung bei kleinem  $p_T$ . Bei hohem  $p_T$  hat man ein kleineres Verhältnis. Ob diese Abweichung ein statistischer oder systematischer Effekt ist, läßt sich nur mit mehr Daten d. h. einer besseren Statistik beantworten.

In Tabelle (Tab 5.2-2) sieht man die numerischen Werte zur Abbildung [Abb 5.2-4].

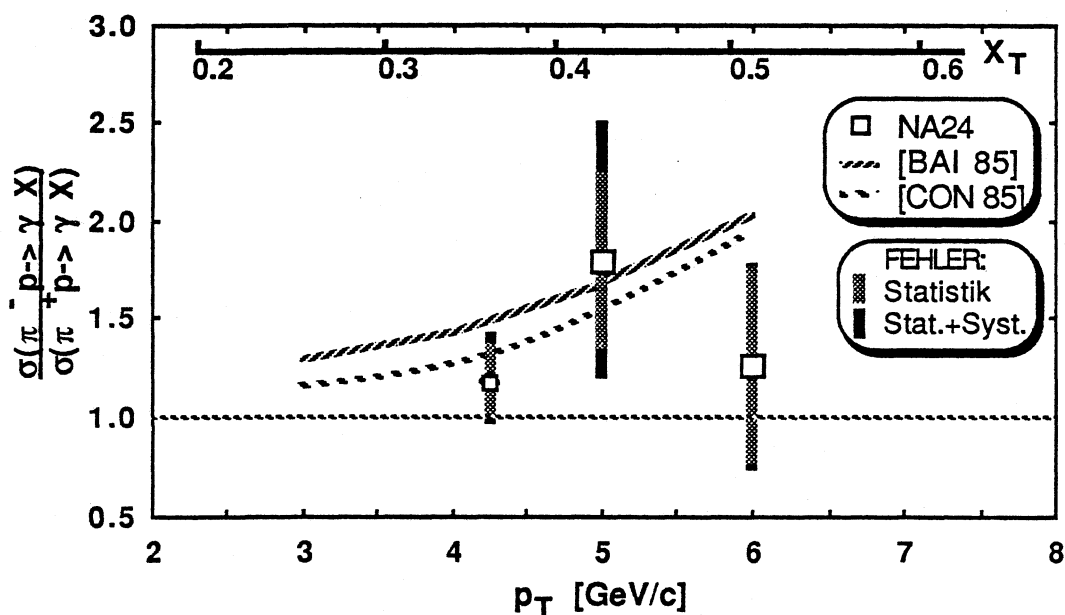


Abb 5.2-4 Wirkungsquerschnittsverhältnisse für  $\gamma$ - Daten in  $\pi^-$ -p und  $\pi^+$ -p Reaktionen

$p_T$ [GeV/c]	$\frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow \gamma X)}{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \gamma X)}$	
3.25	$1.14 \pm 0.16$	+0.17
		-0.04
3.75	$1.59 \pm 0.26$	+0.55
		-0.18
4.25	$1.17 \pm 0.19$	+0.04
		-0.02
5	$1.79 \pm 0.43$	+0.26
		-0.15
6	$1.25 \pm 0.50$	+0.01
		-0.01

Tab 5.2-2 numerische Werte der  $\gamma$  Wirkungsquerschnittsverhältnisse

## 5.3 Vergleich der Wirkungsquerschnitte von $\gamma$ und $\pi^0$

In den Abbildungen (Abb 5.3-1), (Abb 5.3-2) und (Abb 5.3-3) sind die Verhältnisse

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \gamma X) / \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 X)$$

$$\sigma(\pi^+ p \rightarrow \gamma X) / \sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^0 X)$$

$$\sigma(p p \rightarrow \gamma X) / \sigma(p p \rightarrow \pi^0 X)$$

aufgetragen. Im Vergleich dazu ist für pp Daten das entsprechende Verhältnis von [ANA 82] bei ähnlicher Schwerpunktsenergie dargestellt. Alle Verhältnisse haben gemeinsam, daß sie mit  $p_T$  ansteigen.

In Tabelle (Tab 5.3-1) sind die numerischen Werte zusammengefaßt.

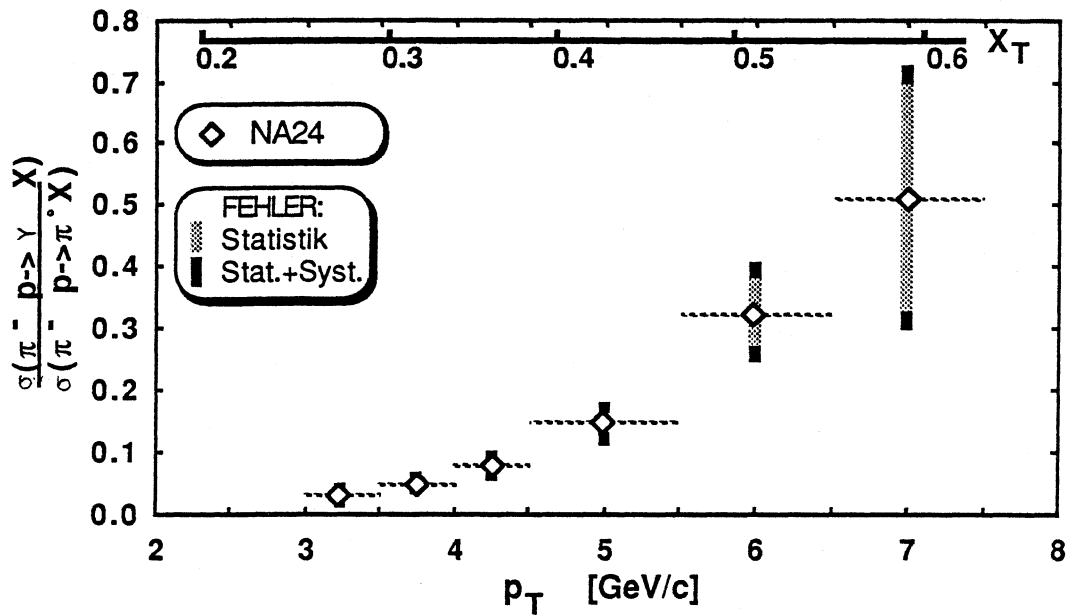


Abb 5.3-1 Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für  $\pi^0$ - und  $\gamma$ -Produktion in  $\pi^- p$  Reaktionen

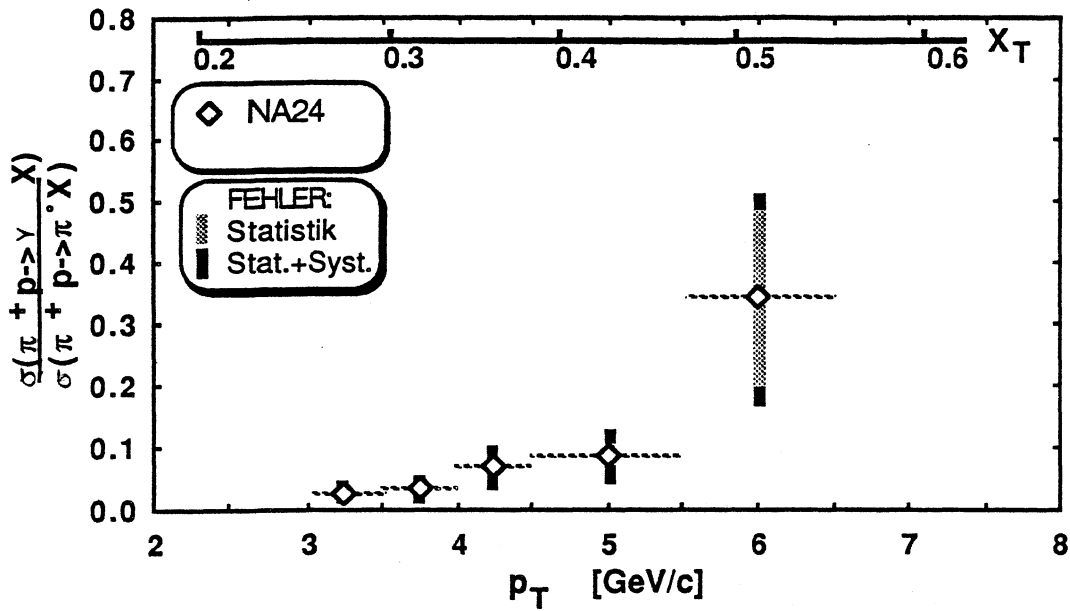


Abb 5.3-2 Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für  $\pi^+$  - und  $\gamma$  - Produktion in  $\pi^+p$  Reaktionen

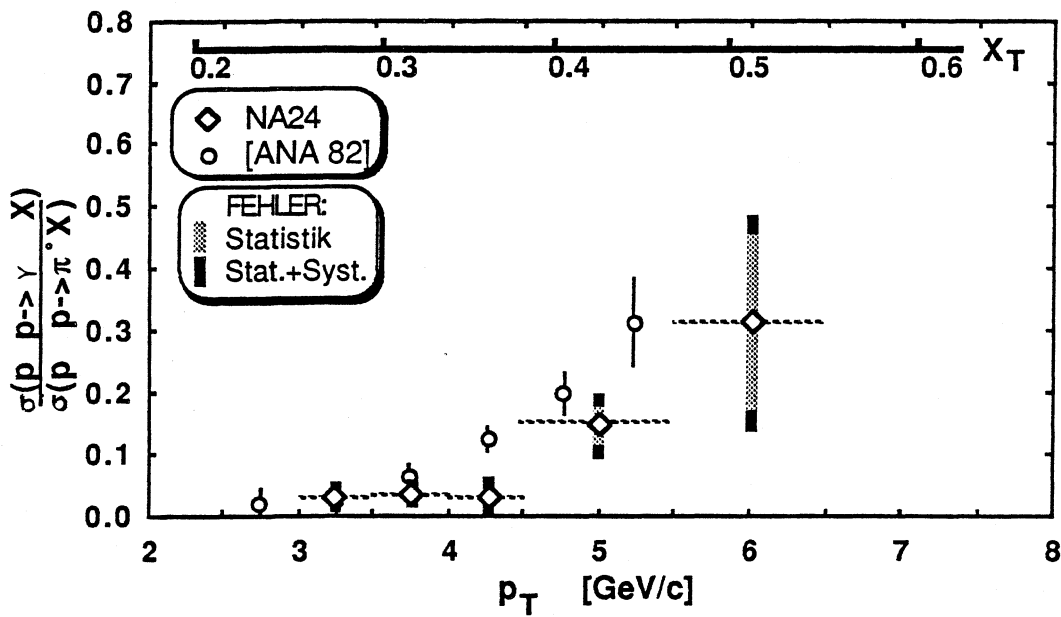


Abb 5.3-3 Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für  $\pi^+$  - und  $\gamma$  - Produktion in  $pp$  Reaktionen

$p_T$ [GeV/c]	$\frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow \gamma X)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^+ X)}$	$\frac{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \gamma X)}{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ X)}$	$\frac{\sigma(p p \rightarrow \gamma X)}{\sigma(p p \rightarrow \pi^+ X)}$
3.25	0.027±0.001±0.016	0.025±0.003±0.016	0.026±0.003±0.016
3.75	0.045±0.002±0.015	0.029±0.005±0.015	0.031±0.004±0.015
4.25	0.074±0.004±0.020	0.068±0.011±0.020	0.033±0.009±0.021
5	0.145±0.009±0.023	0.087±0.021±0.023	0.143±0.028±0.024
6	0.324±0.048±0.027	0.341±0.144±0.027	0.312±0.143±0.028
7	0.510±0.184±0.029		

Tab 5.3-1 numerische Werte der Wirkungsquerschnittsverhältnisse

## 5.4 Korrelation zwischen geladenen Hadronen und dem Triggerteilchen

Falls  $\gamma$ 's, wie in Abbildung (Abb 1.1-1) dargestellt, ohne begleitenden Jet produziert werden, sollten sie seltener von Hadronen begleitet sein als  $\pi^0$ 's, von denen man annimmt, daß sie Bestandteil eines Jets sind. Zur Untersuchung dieser Fragestellung wird die Anzahl der in einem Azimutalwinkel-Intervall um das Triggerteilchen auftretenden geladenen Hadronen mit einem Mindest-  $p_T$  von 0.5 GeV/c folgendermaßen bestimmt:

Zunächst wird eine Reihe von Schnitten gemacht, um Fehlzuordnungen und den Spezialfall, wo der Triggerschauer durch geladene Teilchen nach einer  $e^+e^-$  Paarbildung des Photons im Target hervorgerufen wird (siehe Abschnitt 4.3.3), auszuschließen.

- a) Es werden möglichst saubere  $\pi^0$  Ereignisse genommen. Diese müssen in der 1. Stufe der Auswertung (siehe Absatz 4.3.2) mit einer Asymmetrie  $A < 0.6$  erkannt worden sein.
- b) Die mit der Proportionalkammerinformation gefundenen Spuren müssen in Ring 1 bis 10 des Ringkalorimeters liegen.
- c) Demgegenüber werden nur solche  $\pi^0$  und  $\gamma$  Kandidaten genommen, die (wie üblich) in Ring 3 bis 9 des Ringkalorimeters liegen.
- d) Spuren, die näher als  $0.05 \cdot \rho$  ( $\rho$  Abstand von der Strahlachse) zur Position des oder der (im Falle von  $\pi^0$ ) Photoncluster liegen, werden nicht gezählt.
- e) Jeder Schauer eines "Spurereignisses" muß mindestens ein  $p_T$  von 0.5 GeV/c in der "getroffenen" Zelle und ihrer 9 Nachbarn des Ringkalorimeter-Hadronteils deponieren und höchstens 1/10 der gefundenen Hadronenergie darf in den korrespondierenden Zellen des Photonteils nachgewiesen werden.

Verteilungen der so ermittelten Korrelationen sind in Abbildung (Abb 5.4-1) dargestellt.

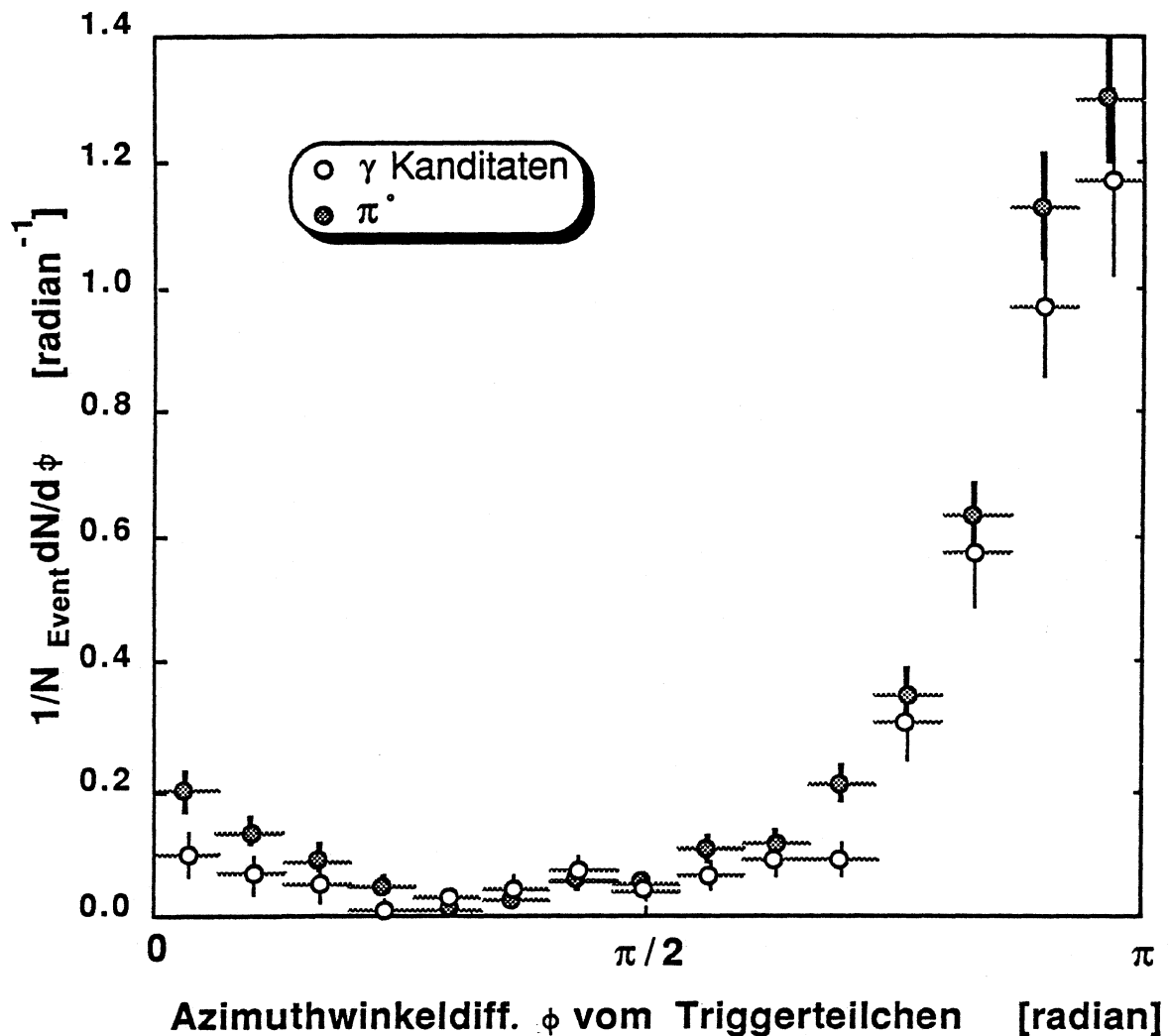


Abb 5.4-1 Korrelationen zwischen dem Triggerteilchen und begleitenden Hadronen (1983 Daten)

Da die  $\gamma$ -Kandidaten mit einem Transversalimpuls von mehr als 4 GeV/c noch 34% Untergrund durch nicht erkannte  $\pi^0$ 's enthalten, wird die Korrelationsverteilung für  $\pi^0$ 's mit dieser Wichtung von der Korrelationsverteilung für  $\gamma$ -Kandidaten abgezogen. Dabei wird vorausgesetzt, daß diese Untergrund- $\pi^0$ 's dieselbe Ereignisstruktur besitzt, wie die als solche erkannten  $\pi^0$ -Ereignisse. Die korrigierte  $\gamma$  Ereigniskorrelation ist in Abbildung (Abb 5.4-2) und die zugehörige Wertetabelle in (Tab 5.4-1) zu sehen.



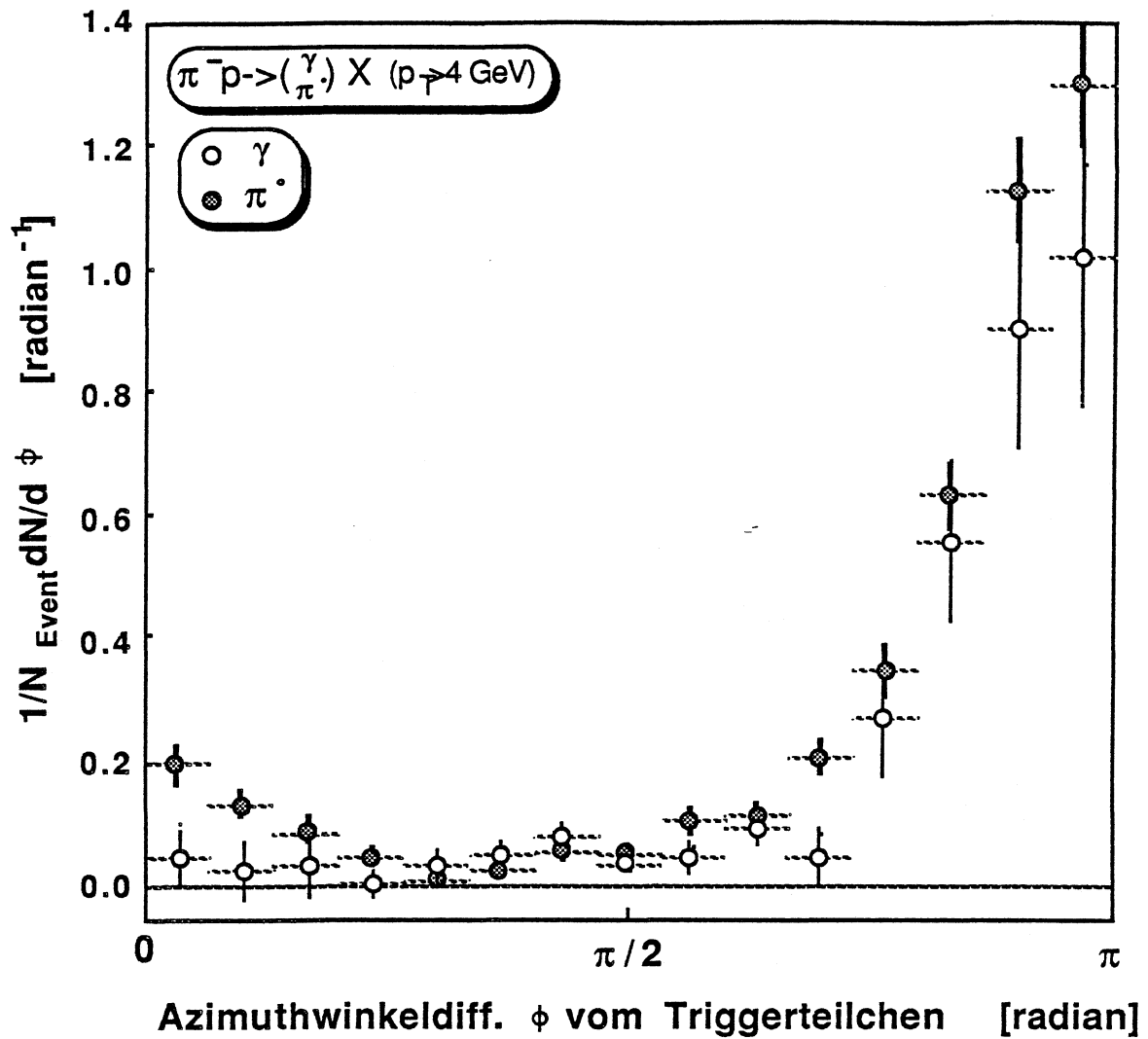


Abb 5.4-2 Korrelation zwischen dem Triggerteilchen und begleitenden Hadronen 1983 Daten ( $\gamma$ - Daten sind korrigiert auf Untergrund durch  $\pi^0$ )

Man sieht deutlich für beide Teilchen eine starke Korrelation bei  $180^\circ$ , also gegenüber dem Triggerort. Bei  $90^\circ$  gibt es ein Minimum und bei Winkel kleiner als  $30^\circ$ , also nahe bei dem Triggerteilchen, haben  $\pi^0$ 's deutlich mehr korrelierte Hadronen als  $\gamma$ 's. Ähnliche Resultate für pp Daten mit den Schnittparametern  $p_T > 4.5 \text{ GeV}$  für das Triggerteilchen und  $E_{\text{Hadron}} > 1 \text{ GeV}$ , wurden von [AKE 82] gefunden.

Winkel bereich	$\gamma$ -Daten		$\pi$ -Daten	
0°- 12°	0.044	$\pm 0.058$	0.202	$\pm 0.033$
12°- 24°	0.024	$\pm 0.050$	0.136	$\pm 0.021$
24°- 36°	0.035	$\pm 0.048$	0.088	$\pm 0.019$
36°- 48°	0.040	$\pm 0.020$	0.044	$\pm 0.011$
48°- 60°	0.034	$\pm 0.024$	0.014	$\pm 0.006$
60°- 72°	0.054	$\pm 0.031$	0.028	$\pm 0.008$
72°- 84°	0.080	$\pm 0.039$	0.055	$\pm 0.016$
84°- 96°	0.038	$\pm 0.031$	0.058	$\pm 0.014$
96°-108°	0.042	$\pm 0.037$	0.103	$\pm 0.019$
108°-120°	0.089	$\pm 0.057$	0.116	$\pm 0.020$
120°-132°	0.028	$\pm 0.045$	0.208	$\pm 0.027$
132°-144°	0.295	$\pm 0.104$	0.347	$\pm 0.041$
144°-156°	0.554	$\pm 0.153$	0.632	$\pm 0.054$
156°-168°	0.895	$\pm 0.213$	1.126	$\pm 0.082$
168°-180°	1.103	$\pm 0.279$	1.301	$\pm 0.098$

Tab 5.4-1 Wertetabelle zur Abbildung (Abb 5.4-2)



## Literaturliste

- [ÅKE 82] A STUDY OF CHARGED PARTICLES ASSOCIATED WITH HIGH  $p_T$  PHOTONS AND PIONS  
T. ÅKESSON et al.  
Phys. Lett. 118B (1982) 178
- [ÅKE 85] A COMPARISON OF DIRECT PHOTON,  $\pi^+$  AND  $\gamma$  PRODUCTION IN  $\bar{p}p$  AND  $pp$  INTERACTIONS AT THE CERN ISR.  
T. ÅKESSON et al.  
CERN - EP / 85 - 55 (25 April 1985)
- [AMA 79a] SINGLE DIRECT PHOTON PRODUCTION IN  $pp$  COLLISIONS AT  $\sqrt{s} = 53.2$  GeV IN THE  $p_T$  INTERVALL 2.3 TO 5.7 GeV/c  
E. AMALDI et al.  
Nucl. Phys. B 150 (1979) 326
- [AMA 79b] COMPARISON OF DIRECT PHOTON PRODUCTION IN  $pp$  COLLISIONS AT  $\sqrt{s} = 30.6$  GeV AND 53.2 GeV  
E. AMALDI et al.  
Phys. Lett. 84B (1979) 360
- [ANA 81] A STUDY OF DIRECT PHOTON PRODUCTION  
E. ANASSANTZIS et al. (R808 collaboration at ISR)  
CERN/ISRC/81-16
- [ANA 82] HIGH-  $p_T$  DIRECT PHOTON PRODUCTION IN  $pp$  COLLISIONS  
E. ANASSANTZIS et al.  
Z. Phys. C13 (1982) 277
- [ANG 80] A SEARCH FOR DIRECT SINGLE PHOTON PRODUCTION AT LARGE  $p_T$  IN PROTON-PROTON COLLISIONS AT  $\sqrt{s} = 62.4$  GeV  
A. L. S. ANGELIS et al.  
Phys. Lett. 94B (1980) 106
- [ANG 81] A STUDY OF CORRELATIONS AND CHARGE RATIOS IN DIRECT PHOTON EVENTS AT THE CERN INTERSECTION STORAGE RING  
A. L. S. ANGELIS et al.  
Phys. Lett. 98B (1981) 115

- [ANT 79] PROPOSAL FOR THE STUDY OF  $e^+$ ,  $e^-$ ,  $\gamma$ ,  $\pi^+$ , AND HYPERON PRODUCTION IN  $pp$  REACTIONS AT  $\sqrt{s}=22.5$  GeV USING AN INTERNAL JET TARGET AT THE SPS  
J. ANTILLE et al. (UA-6 collaboration at SPS)  
CERN/SPSC/80-63 (1980)
- [ART 84] PERFORMANCE OF A FINE GRAINED PHOTON POSITION DETEKTOR USING PROPORTIONAL TUBES  
V. ARTEMIEV, A. BAMBERGER, M. FUCHS, Y. GALAKTIONOV, G. GIESEN, A. GORDEEV, Y. GORODKOV, W. HECK, Y. KAMISHKOV, V. LUBIMOV, J. LUDWIG, R. MARX, T. MOCKEN, V. PLYASKIN, V. POJIDAEV, K. RUNGE, V. SHEVCHENKO, E. SHUMILOV, E. SKODZEK, H.-C. WEBER, A. WELTIN und M. WÜLKER  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 224 (1984) 408-415
- [AUR 79] DIRECT PHOTON PRODUCTION BEYOND LEADING ORDER IN QCD  
P. AURENCHE and J. LINDFORS  
TH. 2768-CERN (29 Oct. 1979)
- [BAC 80] PROPOSAL TO THE SPSC STUDY OF DIRECT PHOTON EVENTS IN HADRONIC COLLISIONS  
L. BACHMAN et al. (WA70 collaboration at SPS)  
CERN/SOSC/80-61
- [BAI 80a] CORRELATION WITH LARGE TRANSVERSE MOMENTUM PHOTONS AND THE GLUON STRUCTURE FUNCTION  
R. BAIER, J. ENGELS, B. PETERSON  
Z. Phys. C6 (1980) 309
- [BAI 80b]  
R. BAIER, J. ENGELS and B. PETERSON  
B1 - TP 80/O7
- [BAI 84] HARD REAL PHOTON PROCESSES  
R. BAIER  
LEIPZIG (1984)
- [BAI 85]  
R. BAIER private Mitteilung
- [BAK 81] A PROPOSAL TO MEASURE DIRECT PHOTON PRODUCTION AT TEVATRON ENERGIES  
W. BAKER et al. (E706 collaboration at Fermilab)  
1981

- [BAL 79]     **A SEARCH FOR DIRECT PHOTON PRODUCTION IN 200 AND 400 GeV  
PROTON-BERYLIUM INTERACTIONS**  
R. M. BALTRUSAITIS et al.  
Phys. Lett. 88B (1979) 372
- [BAM 80]     **A PROPOSAL TO INVESTIGATE DEEP INELASTIC SCATTERING  
PROCESSES INVOLVING PHOTONS IN EITHER THE INITIAL OR FINAL  
STATE**  
A. BAMBERGER et al. (NA24 collaboration at SPS)  
CERN/SPSC/80-83 (1980)
- [BER 84]     **LARGE- $P_T$  PRODUCTION OF SINGLE AND DOUBLE PHOTONS IN  
PROTON- PROTON AND PION-PROTON COLLISIONS**  
E. L. BERGER, E. BRAATEN, R. D. FIELD  
Nucl. Phys. B239 (1984) 52
- [BIE 80]     **PROPOSAL TO FERMILAB TO MEASURE DIRECT PHOTON PRODUCTION  
IN HADRON- NUCLEUS COLLISIONS**  
J. BIEL  
Fermilab (Feb 1980)
- [BIN 81]     **A COMPARISON OF THE PRODUCTION OF DIRECT PHOTONS AND  
RESONANCES DECAYING TO LEPTON PAIRS BY ANTIPROTONS/ $\pi^-$  AND  
PROTON/ $\pi^+$  BEAMS**  
M. BINKLEY, et al. (E-537 phase II)  
Fermilab proposal 669 (1981)
- [BOV 82]     **THE CEDAR COUNTERS FOR PARTICLE IDENTIFICATION IN THE SPS  
SECONDARY BEAMS: A DESCRIPTION AND AN OPERATION MANUAL**  
C. BOVET, R. MALEYRAN, L. PIEMONTESE, A. PLACCI, M. PLACIDI  
CERN 82-13 Geneva (1982)
- [CAM 81]     L. CAMILLERI, et al. (R110 collaboration at ISR)  
CERN/ISRC/81-9
- [COB 78]     **LIMITS ON THE PRODUCTION OF LARGE TRANSVERSE MOMENTUM  
DIRECT PHOTONS DEDUCED FROM THE MEASUREMENTS OF LOWMASS  
ELECTRON PAIRS**  
J. H. COBB et al.  
Phys. Lett. 78B (1978) 519

- [CON ]      **LARGE  $P_T$  DIRECT PHOTON PRODUCTION AND OPPOSITE SIDE  
PHOTON-HADRON CORRELATIONS IN QCD**  
A.P. CONTOGOURIS et al.
- [CON 79]    **SCALE VIOLATION EFFECTS IN LARGE  $P_T$  DIRECT PHOTON  
PRODUCTION**  
A. P. CONTOGOURIS, S. PAPADOPOULOS and MOTTONGOH  
Phys. Rev. D19 (1979) 2607
- [CON 81]    **SOFT GLUON CORRECTIONS TO LARGE  $P_T$  DIRECT PHOTON AND  
DILEPTON PRODUCTION**  
A.P. CONTOGOURIS, S. PAPADOPOULOS, J. RALSTON  
Phys. Lett. 104B (1981) 70
- [CON 82]    **LARGE PERTURBATIVE CORRECTIONS IN THE SOFT GLUON LIMIT**  
A. P. CONTOGOURIS, S. PAPADOPOULOS, J. P. RALSTON  
Phys. Rev. D25 (1982) 1280
- [CON 85]    **DIRECT PHOTON PRODUCTION BY POSITIVE AND NEGATIVE PION  
BEAMS**  
A. P. CONTOGOURIS, N. MEBARKI, H. TANAKA and S. D. P. VLASSOPULOS
- [COR 80]    **THE HIGH- $P_T$  PRODUCTION OF DIRECT PHOTONS AND JETS IN  
QUANTUM CHROMODYNAMICS**  
L. CORNELL and J. F. OWENS  
Phys. Rev. D22 (1980) 1609
- [COX 79]    **A SEARCH FOR DIRECT PHOTON PRODUCTION AT FERMILAB ENERGIE  
AND COMPARIISON WITH DIRECT PHOTON PRODUCTION MEASURE-  
MENTS AT ISR - ENERGIES**  
B. COX  
Fermilab Conf. 79/85 - Exp 7160.095 (Dec. 79)
- [CRA 78]    **LEPTON AND PHOTON PRODUCTION IN HADRON COLLISIONS**  
N. S. CRAIGIE  
Phys. Lett. 91B (1980) 301
- [DAR 76]    **LARGE TRANSVERSE MOMENTUM PHOTONS FROM HIGH-ENERGY pp  
COLLISIONS**  
P. DARRIULAT et al.  
Nucl. Phys. B110 (1976) 365

- [DEM 81] C. DE MARZO et al.  
Phys. Lett. 112B 173 (1981)
- [DEP 83] **A SYSTEM OF LARGE MULTIWIRE PROPORTIONAL CHAMBERS FOR A HIGH INTENSITY EXPERIMENT**  
M. DE PALMA, C.FAVUZZI, G. MAGGI, A.RANIERI, G.SELVAGGI, P.SPINELLI,  
M.J. GEBAUER, J.FENT, P. FREUND, J. SEYBOTH and J.SEYERLEIN  
Nuclear Instruments and Methods 216 (1983) 393-397
- [DEM 83] **A SEGMENTED PHOTON-HADRON CALORIMETER USING A TWO COLOURED WAVELENGTH SHIFTER OPTICAL READOUT SYSTEM**  
C. DE MARZO, M. DE PALMA, A. DISTANTE, C. FAVUZZI, R. FERRORELLI,  
P. LAVOPA, G. MAGGI, M. PERCHIAZZI, F. POSA, A. RANIERI, G. SELVAGGI,  
P. SPINELLI, F. WALDNER,  
J. FENT, P. FREUND, H. FESSLER, R. KALBACH, A. MANZ, P. POLAKOS, K. P. PRETZL,  
T. SCHOUTEN, P. SEYBOTH, J. SEYERLEIN and D. VRANIC  
Nuclear Instruments and Methods 217 (1983) 405-417
- [DIA 79] **DIRECT PRODUCTION OF HIGH  $p_T$  SINGLE PHOTONS IN pp COLLISIONS AT THE CERN ISR**  
M. DIAKONOU et al.  
Phys. Lett. 87B 292
- [DIA 80a] **A MEASUREMENT OF DIRECT PHOTON PRODUCTION AT LARGE  $p_T$  AT THE CERN ISR**  
M. DIAKONOU et al.  
Phys. Lett. 91B (1980) 296
- [DIA 80b] **THE ASSOCIATED CHARGED PARTICLE MULTIPLICITY OF HIGH  $p_T$   $\pi^+$  AND SINGLE PHOTON EVENTS**  
M. DIAKONOU et al.  
Phys. Lett. 91B (1980) 301
- [DON 78a] **INCLUSIVE  $\hat{0}$  PRODUCTION AT LARGE TRANSVERSE MOMENTA**  
G. J. DONALDSON et al.  
Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 684
- [DON 78b] **ANGULAR DEPENDENCE OF HIGH- TRANSVERSE- MOMENTA INCLUSIVE  $\pi^+$  PRODUCTION IN  $\pi^\pm p$  AND pp INTERACTIONS**  
G. J. DONALDSON et al.  
Phys. Lett. 73B (1978) 375



- [DOU 84]    **HIGH  $P_T$  PROMPT PHOTONS IN  $pp$  AND  $\bar{p}p$  COLLISIONS AS A TEST OF  
PERTURBATIVE QCD**  
A. DOUIRI  
LAPP - TH - 100 ANNECY (1984)
- [ESC 75]    **PHOTOPRODUCTION OF LARGE TRANSVERSE MOMENTUM MESONS AND  
PRODUCTION OF LARGE-  $p_T$  PHOTONS AND LEPTONS IN PROTON-  
PROTON COLLISIONS**  
C. O. ESCOBAR  
Nucl. Phys. B 98 (1975) 173
- [FAR 76]    **COPIOUS DIRECT PHOTON PRODUCTION: A POSSIBLE RESOLUTION OF  
THE PROMPT-LEPTON PUZZLE**  
G. R. FARRAR and S. C. FRAUTSCHI  
Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1017
- [FAR 77]    **EXPERIMENTAL MEANS FOR DISTINGUISHING MODELS OF LARGE  
 $P_T$  INCLUSIVE SCATTERING**  
G. R. FARRAR  
Phys. Lett. 67B (1977) 337
- [FER 84]    **DIRECT- PHOTON PRODUCTION IN HIGH- ENERGY COLLISIONS**  
T. FERBEL AND W. R. MOLZEN  
Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 181
- [FIE 78]    **DYNAMICS OF HIGH ENERGY REACTIONS**  
R. D. FIELD  
in Proceedings of the XIXth International Conference on High Energy Physics, Tokio,  
edited by S. Homma et al. (1978) 743
- [FRI 77]    **MEASURING QCD- COMPTON EFFECTS**  
H. FRITZSCH, P. MINKOWSKI  
Phys. Lett. 69B (1977) 316
- [FRI 83]    **INCLUSIVE PRODUCTION OF HADRONS AT HIGH  $p_T$  IN 200 GeV AND 300  
GeV  $\pi^-p$  AND  $\pi^-$ Nucleus COLLISIONS**  
H. J. FRISCH et al.  
Phys. Rev. D27 (1983) 1001

- [FUC 85]      **SHOWREC, THE SHOWER-RECOGNITION PROGRAM OF THE  
EXPERIMENT NA24**  
M.FUCHS  
NA24 internal distribution  
CERN/EP/NA24/162S 8.1.1985
- [GIE 84]      **EICHUNG UND REGELUNG DER GASVERSTÄRKUNG BEI EINEM PHOTON-  
POSITIONS- DETEKTOR**  
G. GIESEN  
Diplomarbeit  
Freiburg i. Brsg (Nov 1984)
- [GLA]                      M. GLASS  
Doktorarbeit MPI München (in Vorbereitung)
- [HAG 80]      **DIRECT PHOTON PRODUCTION IN HADRON- HADRON COLLISIONS AT  
THE SPS**  
R. HAGELBERG et al. (NA3 collaboration at SPS)  
CERN/SPSC/80-106 (1980)
- [HAL 78a]      **TESTING QUANTUM CHROMODYNAMICS IN THE HADROPRODUCTION OF  
REAL AND VIRTUAL PHOTONS**  
F. HALZEN and D. M. SCOTT  
Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1117
- [HAL 78b]      **HADROPRODUCTION OF PHOTONS AND LEPTONS**  
F. HALZEN and D. M. SCOTT  
Phys. Rev. D18 (1978) 3378
- [HAL 80a]      **STRUKTUR OF DIRECT PHOTON EVENTS**  
F. HALZEN, M. DECHANTSREITER, D. M. SCOTT  
Phys. Rev. D22 (1980) 1617
- [HAL 80b]      **DIRECT PHOTONS ( MEDISON TALK )**  
F. HALZEN. and D. M. SCOTT  
DOE - ER / OO 881 - 156 (July 80)
- [HAL 80c]      **ON THE RESENT OBSERVATION OF THE HADROPRODUCTION OF  
PROMPT PHOTONS**  
F. HALZEN and D. M. SCOTT  
Phys. Rev. D21 (1980) 1320

- [HOR 81]     **HIGH TRANSVERSE MOMENTUM PION AND PHOTON PRODUCTION IN pp COLLISIONS AT ISR ENERGIES**  
R. R. HORGAN P. N. SCHARBACH  
Nucl. Phys. B181 (1981) 421
- [INF 83]     **SZINTILLATOR HODOSKOP FOR HIGH INTENSITY BEAM**  
INFN ITC- 83/11  
Bari -I- (1983)
- [JON 79]     **PRODUCTION OF REAL PHOTONS AT LARGE TRANSVERSE MOMENTUM IN  $\pi p$  COLLISIONS**  
D. JONES and R. RÜCKL  
Phys. Rev. D20 (1979) 232
- [KAT 80]     **REAL PHOTON TO NEUTRAL PION RATIOS AND PHOTON-JET CORRELATIONS IN QUANTUM CHROMODYNAMICS**  
K. KATO and H. YAMAMOTO  
UT-335 (Jan. 1980)
- [KOT 80]     **TEST OF THE MECHANISM OF DIRECT PHOTON PRODUCTION IN  $\pi p$  COLLISIONS**  
A. KOTANSKI and J. KUBAR  
N - TH 80/05
- [KOU 80a]    **A STUDY OF THE PRODUCTION OF HIGH- $p_T$   $\pi^0$ 's AT THE CERN ISR**  
C. KOURKOUMELIS et al.  
Z. Phys. C 5 (1980) 95
- [KOU 80b]    **OBSERVED DIFFERENCE IN THE STRUKTUR OF EVENTS WITH HIGH- $p_T$   $\pi^0$  OR SINGLE PHOTON.**  
C. KOURKOUMELIS et al.  
Nucl. Phys. B179 (1981) 1
- [LOO 86]       
C. LOOS  
Diplomarbeit Freiburg i. Br. 1986
- [MAR]          
R. MARX  
Doktorarbeit Freiburg i. Brsg (in Vorbereitung)

- [MCL 83] **INCLUSIVE PRODUCTION OF DIRECT PHOTONS IN 200 GeV/c COLLISIONS**  
M. Mc LAUGHLIN et al.  
Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 971
- [MOC 83] T. MOCKEN  
Diplomarbeit Freiburg i. Brsg (1983)
- [NEL 78] **THE EGS CODE SYSTEM: COMPUTERPROGRAMS FOR THE MONTE CARLO SIMULATION OF ELEKTROMAGNETIC CASCADE SHOWERS**  
R. L. FORD and W. R. NELSON  
SLAC Report No. 210 (1978)
- [PAR 84] **REVIEW OF PARTICLE PROPERTIES**  
CERN (JULY 84)
- [PET 79] **PRODUCTION OF REAL PHOTONS AT LARGE TRANSVERSE MOMENTUM IN QCD**  
S. PETRARCA and F. RAPUANO  
Phys. Lett. 88B (1979) 167
- [RÜC 78] **PRODUCTION OF REAL PHOTONS AT LARGE TRANSVERSE MOMENTUM IN pp COLLISIONS**  
R. RÜCKL, S. J. BRODSKY and J. F. GUNION  
Phys. Rev. D18 (1978) 2469
- [SKO] Doktorarbeit Freiburg i. Brsg (in Vorbereitung)
- [TSA 74] **PAIR PRODUCTION AND BREMSSTRAHLUNG OF CHARGED LEPTONS**  
Y. S. TSAI  
Rev. Mod. Phys. 46 (1974) 815
- [VER 80] **2 $\gamma$  PHYSICS VERSUS 1 $\gamma$  PHYSICS AND WHATEVER LIES IN BETWEEN**  
J. A. M. VERMASEREN  
TH. 2878-CERN (June 80)
- [WEL 82] **BAU UND TEST VON VIELDRAHTPROPORTIONALKAMMERN UND DEREN AUSLESESYSYSTEM FÜR HOHE TEILCHENRATEN**  
A. WELTIN  
Diplomarbeit Freiburg i. Brsg (1982)

[WÜL]

M. WÜLKER

Doktorarbeit Freiburg i. Br (in Vorbereitung)

[WÜL 82]

**BAU UND TEST VON PROTOTYPEN EINES ORTSAUFLÖSENDEN PROP-  
ORTIONALROHRKALORIMETERS ZUM NACHWEIS  
ELEKTROMAGNETISCHER SCHAUER**

M.WÜLKER

Diplomarbeit Freiburg i. Brsg (Juni 1982)

# Danksagung

Diese Arbeit folgte aus einem Experiment der NA24 Kollaboration mit Mitgliedern aus den Instituten:

UNIVERSITÄT Bari und INFN Bari  
UNIVERSITÄT Freiburg  
ITEP Moskau  
MPI für Physik und Astrophysik München.

Ich möchte mich hiermit für den Beitrag aller Kollaborationsmitglieder

V. Artemiev, A. Bamberger, J. Bunn, C. De Marzo, M. De Palma, C. Favuzzi, J. Fendt, p. Freund, Y. Galaktionov, J. Gebauer, A. Gordeev, Y. Gorodkov, W. Heck, Y. Kamyskov, M. Kossov, P. Lavopa, V. Lubimov, G. Maggi, R. Marx, E. Nappi, V. Plyaskin, V. Pojedaev, P. Polakos, F. Posa, K. Pretzl, A. Ranieri, K. Runge, T. Schouten, G. Selvaggi, J. Seyboth, P. Seyboth, J. Seyerlein, V. Shevchenko, E. Shoumilov, E. Skodzek, P. Spinelli, V. Tchudakov, C. Weber und M. Wülker

sehr herzlich bedanken.

Viele Kontakte und Diskussionen mit fast allen oben erwähnten Menschen haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Prof. Dr. K. Runge legte den Grundstein für die Arbeit, indem er mir einen 3 1/2 jährigen Aufenthalt am CERN in Genf ermöglichte. Dafür möchte ich mich besonders bei Ihm bedanken.

Mein spezieller Dank geht an K. Pretzl, J. Seyboth und P. Seyboth. Sie halfen mir während meines CERN- Aufenthalts durch viele Wechselwirkungen aus schwierigen Situationen.

A.Bamberger und W.Heck haben sehr viel Anteil am Gelingen dieser Arbeit durch fortwährende konstruktive Kritik am Inhalt als auch an der Formulierung.

Außerdem möchte ich D. Gilibert sehr herzlich für Ihre große Geduld und moralische Unterstützung während der gesamten Zeit danken.

---