

Interner Bericht  
DESY F35-87-02  
Mai 1987

DER INKLUSIVE WIRKUNGSQUERSCHNITT NEUTRALER PIONEN  
IN  $e^+e^-$  ANNIHILATIONSEREIGNISSEN BEI EINER SCHWERPUNKTSENERGIE  
VON 43.7 GeV

von

Peter Rehders

Eigentum der Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	09. JUNI 1987	
Leihfrist: Loan period:	<b>7</b>	Tage days

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

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

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

Interner Bericht  
DESY F35-87-02  
Mai 1987

Der inklusive Wirkungsquerschnitt neutraler Pionen  
in  $e^+e^-$ -Annihilationsereignissen bei einer  
Schwerpunktsenergie von 43.7 GeV

Peter Rehders

Diplomarbeit

II. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

Mai 1987

**Gewidmet**  
*meinen Eltern*  
*die mir dieses Studium*  
*ermöglicht haben.*

# Abstract

The cross section for the process  $e^+e^- \rightarrow \pi^0 + X$  has been measured with the TASSO detector at the storage-ring PETRA in Hamburg, at a center of mass energy of 43.7 GeV.

Multihadron events from  $e^+e^-$  annihilation have been selected, and 5938 events with a center of mass energy between 40.0 GeV and 46.6 GeV have been used for this analysis.

The photons from  $\pi^0$  decay have been detected with the the lead liquid argon barrel counter (LABC), and the invariant mass of all pairs of photons have been calculated for five intervalls of the  $\pi^0$  momentum between 1.0 GeV/c and 6.0 GeV/c.

The background as well as the detection efficiency has been determined with a full detector simulation program called MONSTER. Especially the shower development in the calorimeter has been simulated with EGS. Multihadronic events have been generated, using the Field-Feynman model of fragmentation, including first order  $\alpha_s$ , radiative effects and baryon production.

The scaled cross section has been compared with the scaled cross section at 34.6 GeV, and with the scaled cross section of charged pions at 44 GeV for  $\pi^0$  momenta between 1.0 GeV/c and 17.0 GeV/c.

The results agree very well with the results of 34.6 GeV, and are consistent with equal yields of  $\pi^0, \pi^+$  and  $\pi^-$  mesons.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract</b>	<b>IV</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Die elementaren Teilchen und Wechselwirkungen . . . . .	3
2.2 Die Struktur der Wechselwirkungen . . . . .	4
2.2.1 Die Quantenelektrodynamik . . . . .	4
2.2.2 Die elektroschwache Wechselwirkung . . . . .	6
2.2.3 Die Quantenchromodynamik . . . . .	6
2.3 Fragmentationsmodelle . . . . .	8
2.3.1 Das Field-Feynman-Modell . . . . .	8
2.3.2 Das Lund-Modell . . . . .	10
2.3.3 Das Fox-Wolfram-Modell . . . . .	10
2.4 Inklusive skalierte Wirkungsquerschnitte . . . . .	11
<b>3 Das Experiment</b>	<b>13</b>
3.1 Der Speicherring Petra . . . . .	14
3.2 Der TASSO-Detektor . . . . .	15
3.2.1 Der Innendetektor . . . . .	16
3.2.2 Der äußere Bereich . . . . .	18
3.3 Das Flüssig-Argon-Schalengeräte . . . . .	20
3.3.1 Wirkungsweise eines Flüssig-Argon-Kalorimeters . . . . .	20
3.3.2 Der Aufbau des Schalengeräte . . . . .	21
<b>4 Datennahme und Selektion</b>	<b>25</b>
4.1 Der TASSO-Trigger . . . . .	25
4.2 Die Datenauslese . . . . .	26
4.3 Die Datenreduktion . . . . .	26
4.4 Die Selektierung multihadronischer Ereignisse . . . . .	29
<b>5 Die Datenanalyse des Schalengeräte</b>	<b>32</b>
5.1 Die Schauerrekonstruktion . . . . .	33
5.2 Das Auffinden von "heißen" Kanälen . . . . .	35
5.3 Die Verfügbarkeit des Schalengeräte . . . . .	36
5.4 Die Energiekalibrierung . . . . .	36
5.5 Die Auswahl der Photonen . . . . .	37

<b>6</b>	<b>Das Verfahren zur Bestimmung des inklusiven <math>\pi^0</math>-Wirkungsquerschnittes</b>	<b>38</b>
6.1	Herleitung der Bestimmungsgleichung . . . . .	38
6.2	Die invarianten Massenspektren . . . . .	39
6.2.1	Die Ereignissimulation . . . . .	42
6.2.2	Die Untergrundsubtraktion . . . . .	43
6.2.3	Der Korrekturfaktor . . . . .	45
6.3	Die skalierten Wirkungsquerschnitte . . . . .	46
<b>7</b>	<b>Der inklusive <math>\pi^0</math>-Wirkungsquerschnitt bei 34.6 GeV</b>	<b>47</b>
7.1	Die Untergrundreproduktion . . . . .	47
7.2	Die Ergebnisse . . . . .	48
<b>8</b>	<b>Der inklusive <math>\pi^0</math>-Wirkungsquerschnitt bei 43.7 GeV</b>	<b>57</b>
8.1	Die Untergrundkorrektur . . . . .	57
8.2	Die systematischen Fehler . . . . .	58
8.3	Die Ergebnisse . . . . .	59
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>72</b>
<b>A</b>	<b>Lebenslauf</b>	<b>73</b>
<b>B</b>	<b>Die TASSO-Kollaboration</b>	<b>74</b>
	<b>Literatur</b>	<b>75</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>80</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Graphen für die Reaktionen $e^-p \rightarrow e^-p$ und $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . . . . .	5
2.2	Der Neutronenzerfall . . . . .	6
2.3	Fragmentierung in Hadronen . . . . .	7
2.4	Fragmentation nach Field-Feynman und nach Lund . . . . .	9
2.5	Drei Jet Ereignis im Field-Feynman und im Lund Modell . . . . .	10
2.6	Fragmentation nach Fox-Wolfram . . . . .	11
2.7	Vergleich von Elektron-Proton-Streuung mit inklusiver Hadron-Produktion . . . . .	12
3.1	Beschleuniger und Speicherringanlagen bei DESY . . . . .	13
3.2	Luminosität von PETRA gemessen am Ort des TASSO-Detektors . . . . .	15
3.3	Das TASSO-Koordinatensystem im Schema des Magneten . . . . .	16
3.4	Schnitt durch den TASSO-Detektor senkrecht zum Strahl . . . . .	17
3.5	Schnitt durch den TASSO-Detektor entlang des Strahls . . . . .	17
3.6	Elektromagnetischer Schauer im Schema des LABC . . . . .	20
3.7	Ausschnitt aus einem Submodul . . . . .	22
4.1	Datenauslese und Weiterverarbeitung bei TASSO . . . . .	27
4.2	Die Selektion multihadronischer Ereignisse . . . . .	30
4.3	Multihadronisches Ereignis beobachtet mit TASSO . . . . .	31
5.1	Die getroffenen Türme und Streifen eines Submodules . . . . .	32
5.2	Clusterbildung nach Methode 1 . . . . .	33
5.3	Clusterbildung nach Methode 2 . . . . .	34
6.1	Die Verteilung der invarianten Masse von zwei Photonen bei 34.6 GeV . . . . .	40
6.2	Die Verteilung der invarianten Masse von zwei Photonen bei 43.7 GeV . . . . .	41
7.1	Die Verteilungen für $1.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}/c$ bei 34.6 GeV . . . . .	50
7.2	Die Verteilungen für $1.5 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0 \text{ GeV}/c$ bei 34.6 GeV . . . . .	51
7.3	Die Verteilungen für $2.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0 \text{ GeV}/c$ bei 34.6 GeV . . . . .	52
7.4	Die Verteilungen für $3.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 4.0 \text{ GeV}/c$ bei 34.6 GeV . . . . .	53
7.5	Die Verteilungen für $4.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0 \text{ GeV}/c$ bei 34.6 GeV . . . . .	54
7.6	Der inklusive $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei 34.6 GeV . . . . .	55
7.7	Der skalierte $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei 34.6 GeV . . . . .	56
8.1	Die Verteilungen für $1.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}/c$ bei 43.7 GeV . . . . .	60
8.2	Die Verteilungen für $1.5 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0 \text{ GeV}/c$ bei 43.7 GeV . . . . .	61
8.3	Die Verteilungen für $2.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0 \text{ GeV}/c$ bei 43.7 GeV . . . . .	62
8.4	Die Verteilungen für $3.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 4.0 \text{ GeV}/c$ bei 43.7 GeV . . . . .	63
8.5	Die Verteilungen für $4.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0 \text{ GeV}/c$ bei 43.7 GeV . . . . .	64



8.6	Die korrigierte Untergrundverteilung für $1.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}/c$ . . .	65
8.7	Die korrigierte Untergrundverteilung für $1.5 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0 \text{ GeV}/c$ . . .	65
8.8	Die korrigierte Untergrundverteilung für $2.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0 \text{ GeV}/c$ . . .	66
8.9	Die korrigierte Untergrundverteilung für $3.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 4.0 \text{ GeV}/c$ . . .	66
8.10	Die korrigierte Untergrundverteilung für $4.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0 \text{ GeV}/c$ . . .	67
8.11	Der inklusive $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei 43.7 GeV . . . . .	68
8.12	Der skalierte $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei 43.7 GeV . . . . .	69
8.13	Die $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitte bei 34.6 und 43.7 GeV . . . . .	70
8.14	Vergleich der Wirkungsquerschnitte von neutralen und geladenen Pionen . . .	71

# Tabellenverzeichnis

2.1	Die elementaren Fermionen . . . . .	3
2.2	Die Quantenzahlen der elementaren Fermionen . . . . .	4
3.1	Parameter des Speicherrings PETRA . . . . .	14
3.2	Die Auslesekanäle des Schalenkalorimeters . . . . .	24
6.1	Die betrachteten Impulsintervalle . . . . .	42
6.2	Vergleich der relativen Häufigkeiten in den Daten und im Monte Carlo . . . . .	43
7.1	Die Maxima der Massenverteilungen bei 34.6 GeV . . . . .	48
7.2	Die inklusiven Wirkungsquerschnitte für 34.6 GeV im Vergleich . . . . .	48
7.3	Die skalierten Wirkungsquerschnitte für 34.6 GeV im Vergleich . . . . .	49
8.1	Die systematischen Fehler bei 43.7 GeV . . . . .	58
8.2	Die inklusiven Wirkungsquerschnitte für 43.7 GeV . . . . .	59
8.3	Die skalierten Wirkungsquerschnitte für 43.7 GeV . . . . .	59

# Kapitel 1

## Einleitung

Der Versuch, den Aufbau der Materie aus einigen wenigen Grundbausteinen zu erklären, läßt sich bis ins Altertum zurückverfolgen.

Die Vorstellung Demokrits (460 v.Chr.), die Materie sei aus Atomen aufgebaut, konnte im 19. Jahrhundert experimentell nachgewiesen werden. Aber bereits die Rutherfordschen Streuversuche zeigten, daß die Atome keine unteilbaren Teilchen sind, sondern eine Substruktur haben. Atome stellten sich als komplizierte Gebilde heraus, die aus einem Kern, bestehend aus Protonen und Neutronen, und einer Hülle aus Elektronen aufgebaut sind.

In Fortsetzung der Rutherfordschen Methode sind Beschleuniger gebaut worden, mit denen Teilchen auf Materieproben gelenkt werden können. Mit diesen Experimenten ist eine Vielzahl neuer Teilchen entdeckt worden, die sich aber einfach ordnen lassen in Leptonen und Hadronen, letztere wiederum in Mesonen und Baryonen. Von diesen Teilchen sind nur die Elektronen und die Protonen stabil.

Das Ziel dieser Versuche ist die Beantwortung der folgenden Fragen:

- Sind die entdeckten Teilchen aus elementaren Bausteinen aufgebaut?
- Welche Eigenschaften haben diese Bausteine?
- Wie wechselwirken diese Bausteine miteinander?

Ab 1960 entstanden Ringbeschleuniger, die Elektronen und Positronen speichern und an bestimmten Punkten zur Kollision bringen. Der Vorteil dieses Prinzips gegenüber herkömmlichen Beschleunigern liegt darin, daß solche Speicherringe Reaktionen mit einfachem Anfangszustand und der hoher Schwerpunktsenergie zu untersuchen gestatten.

Bei diesen Versuchen werden Photonen, Leptonen und Hadronen nachgewiesen. In einigen Reaktionen werden dabei sehr viele Teilchen nachgewiesen, bei denen es sich überwiegend um Pionen handelt [ZEU 84]. Die Teilchen weisen bei diesen Reaktionen oft eine Bündelung in zwei sogenannte Jets auf. Die Jets sind entgegengesetzt orientiert und haben eine Polarwinkelverteilung die verträglich ist mit  $1 + \cos^2 \theta$  [TAS 84C]. Oberhalb einer Schwerpunktsenergie von 30 GeV haben 5 % bis 10 % dieser Viel-Teilchen-Ereignisse einen isolierten dritten Jet [JAD 80,MAR 79,PLU 79,TAS 79].

Da die Vernichtung von Elektronen und Positronen (Annihilation) in Hadronen noch nicht vollständig verstanden ist, müssen möglichst viele Details solcher Reaktionen gemessen werden. Mit einer Kenntnis der quantitativen Verhältnisse besteht dann die Möglichkeit,

ein Modell zu entwickeln oder ein bestehendes so zu verändern, daß die bei einer Elektron-Positron-Vernichtung auftretenden Prozesse vollständig beschrieben werden.

Der TASSO-Detektor am Speicherring PETRA ermöglicht als einziger Detektor den Nachweis und die Identifizierung von Pionen, Kaonen und Protonen in einem weiten Impulsbereich von 0.3 GeV/c bis 22 GeV/c. Es ist ein Ziel der TASSO-Kollaboration, die Erzeugungsraten aller dieser Teilchen zu bestimmen. Diese Untersuchungen sind für Schwerpunktsenergien von 14 GeV, 22 GeV und 34 GeV erfolgreich durchgeführt worden [TAS 82, TAS 82B] und werden in dieser Arbeit auf die höchste zur Zeit verfügbare Schwerpunktsenergie von 44 GeV ausgedehnt. Im Rahmen dieses Konzeptes sind bereits die Erzeugungsraten geladener Pionen [WIN 86] und neutraler Pionen mit Impulsen von mehr als 6 GeV/c ermittelt worden [TYS 86].

Das Ziel dieser Arbeit ist die Vervollständigung der Untersuchungen über Pionen durch die Bestimmung der Erzeugungsrate neutraler Pionen mit Impulsen bis zu 6 GeV/c. Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

**Kapitel 2** liefert eine kurze Beschreibung der zur Zeit verwendeten Modelle.

**Kapitel 3** beschreibt die experimentelle Apparatur, unter besonderer Berücksichtigung des Flüssig-Argon-Schalengerätes.

**Kapitel 4** schildert die Datennahme und die Selektion multihadronischer Ereignisse.

**Kapitel 5** beschreibt die Datenanalyse des Flüssig-Argon-Schalengerätes und die Selektion von Photonen.

**Kapitel 6** beschreibt das angewandte Verfahren zur Berechnung des  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnittes.

**Kapitel 7** schildert, wie das entwickelte Auswerteprogramm getestet wurde.

**Kapitel 8** liefert die Wirkungsquerschnitte bei 43.7 GeV und vergleicht die Resultate mit den Ergebnissen für neutrale Pionen bei 34.6 GeV und mit den Ergebnissen für geladene Pionen bei 44 GeV.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

### 2.1 Die elementaren Teilchen und Wechselwirkungen

Das Modell, welches zur Beschreibung der Annihilation von Elektronen und Positronen benutzt wird, beruht auf der Annahme von elementaren Fermionen, den Leptonen und den Quarks (Tabelle 2.1). Den Quarks wird eine "Farbe" genannte Eigenschaft zugeordnet, welche drei diskrete Werte annehmen kann.

Quarks und Leptonen werden zu sogenannten Familien zusammengefaßt, indem jeweils zwei Leptonen mit der Ladungsdifferenz von einer Elementarladung zwei Quarks mit derselben Ladungsdifferenz zugeordnet werden. Hadronen sind gebundene Farbsingulett-Zustände

Familie	Quark	Ladung	Lepton	Ladung
1	u	2/3	$\nu_e$	0
	d	-1/3	e	-1
2	c	2/3	$\nu_\mu$	0
	s	-1/3	$\mu$	-1
3	t <sup>1</sup>	2/3	$\nu_\tau$	0
	b	-1/3	$\tau$	-1

Tabelle 2.1: *Die elementaren Fermionen*

aus Quarks. Mesonen werden aus einem Quark und einem Antiquark und Baryonen aus drei Quarks aufgebaut.

Die Entstehung und der Zerfall der Teilchen wird beschrieben durch die Postulierung von Quantenzahlen (Tabelle 2.2). Antiteilchen ordnet man Quantenzahlen mit dem entgegengesetzten Vorzeichen zu.

Die Wechselwirkungen zwischen den elementaren Teilchen werden durch vier Theorien beschrieben.

---

<sup>1</sup>Noch nicht experimentell belegt

	$e^-$	$\nu_e$	$\mu^-$	$\nu_\mu$	$\tau^-$	$\nu_\tau$	u	d	c	s	t	b
L	1	1	1	1	1	1	0	0	0	0	0	0
$L_e$	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$L_\mu$	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0
$L_\tau$	0	0	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0
S	0	0	0	0	0	0	0	0	0	-1	0	0
C	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0
B	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	-1

Tabelle 2.2: Die Quantenzahlen der elementaren Fermionen

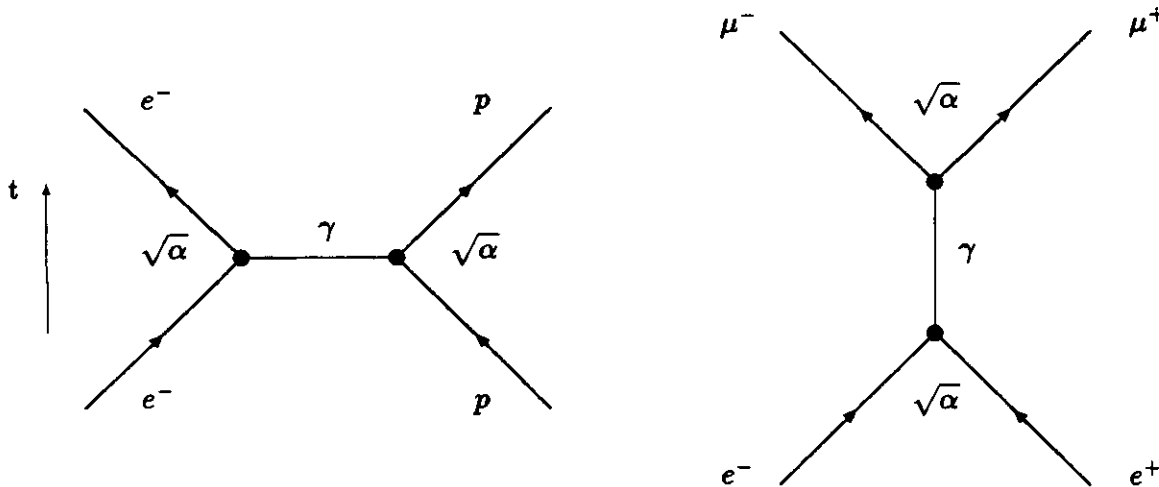
1. Die **Gravitationswechselwirkung** wirkt zwischen allen massebehafteten Teilchen.
  - Da die Gravitationskraft um etwa einen Faktor  $10^{39}$  kleiner ist als die Coulombkraft, wird sie in der Hochenergiephysik vernachlässigt.
2. Die **elektromagnetische Wechselwirkung** wirkt zwischen allen geladenen Teilchen.
3. Die **schwache Wechselwirkung** bewirkt unter Verletzung der Strangeness-, Charm- und Bottom-Erhaltung die Umwandlung von Quarks sowie die Wechselwirkung mit Neutrinos und geladenen Leptonen.
  - Glashow, Salam und Weinberg haben die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung erfolgreich zur Theorie der **elektroschwachen Wechselwirkung** vereinigt.
4. Die **starke Wechselwirkung** wirkt zwischen den Quarks.

## 2.2 Die Struktur der Wechselwirkungen

### 2.2.1 Die Quantenelektrodynamik

Die Quantenelektrodynamik (QED) führt bei der Berechnung der quantenmechanischen Übergangsmatrixelemente mit Hilfe der Störungsrechnung auf mathematische Ausdrücke, die sich nach Potenzen der Sommerfeldschen Feinstrukturkonstante  $\alpha$  entwickeln lassen. Die Summanden der Entwicklungsterme lassen sich mit einer von Feynman entwickelten Methode bildlich darstellen (Abbildung 2.1). Die Feynman-Graphen ermöglichen eine Veranschaulichung der Wechselwirkung geladener Teilchen durch den Austausch virtueller Photonen.

Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung von Myonen in der Elektron-Positron-Vernichtung liefert in niedrigster Ordnung der Störungsrechnung den folgenden

Abbildung 2.1: Feynman-Graphen für die Reaktionen  $e^-p \rightarrow e^-p$  und  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 

Ausdruck:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{s} \quad (2.1)$$

oder auch:

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{86.9}{s} \cdot \text{nb} \cdot \text{GeV}^2 \quad (2.2)$$

$s = \text{Quadrat der Schwerpunktsenergie in GeV}^2$

Quarks sind wie Myonen elementare Fermionen. Unter Vernachlässigung der starken Wechselwirkung berechnet sich der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Quarks in der Elektron-Positron-Vernichtung somit aus dem Feynman-Graphen für Myonen-Erzeugung durch Ersetzung der Ladungen des Endzustandes durch die drittelzahligen Ladungen der Quarks und Summierung über alle Quarksorten und Farben.

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = \sigma_{q\bar{q}} = 3 \cdot \sigma_{\mu\mu} \cdot \sum_{u,d,s,c,b} e_q^2 \quad (2.3)$$

$$\Rightarrow R_0 = \frac{\sigma_{q\bar{q}}}{\sigma_{\mu\mu}} = 3 \cdot \sum_{u,d,s,c,b} e_q^2 = \frac{11}{3} \quad (2.4)$$

Da die QED in keinem Widerspruch zu den experimentellen Beobachtungen steht, wurde der Versuch unternommen, die Feynmansche Interpretation zu verallgemeinern und Wechselwirkungen in formaler Analogie zur QED durch den Austausch von Vektorbosonen zu beschreiben. Die experimentellen Beobachtungen rechtfertigen diesen Ansatz.

### Der Zwei-Photon-Prozeß

Die in Speicherringen von den gegenläufigen Elektronen und Positronen emittierten virtuellen Photonen können miteinander wechselwirken. Die Energie dieses zwei Photonensystems steht zur Erzeugung von Leptonen und Quarks zur Verfügung. Aufgrund der ungleichen

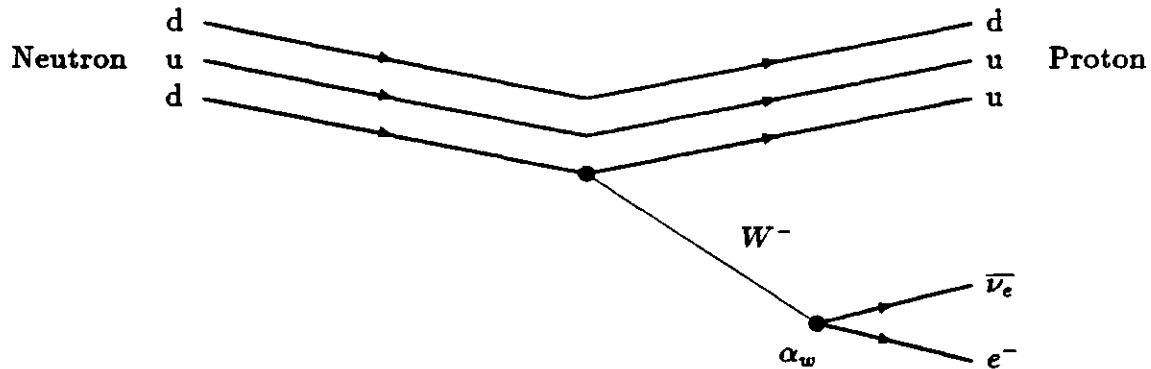


Abbildung 2.2: Der Neutronenzerfall

Impulse der Photonen bewegen sich die erzeugten Teilchen bevorzugt in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung zur Strahlachse (Lorentz-Boost).

Da der totale hadronische Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß logarithmisch mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie ansteigt [LOH 81], im Gegensatz zum quadratischen Abfall bei Annihilationen (Gleichung 2.2), gewinnt er für hohe Schwerpunktsenergien an Bedeutung.

## 2.2.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Die Austauschbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung (Abbildung 2.2) sind die geladenen und neutralen Weakonen ( $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$ ) und die Photonen. Die Masse der Weakonen ist von der Größenordnung  $90 \text{ GeV}/c^2$ , und die Kopplungskonstante ist gegeben durch [Per 82]:

$$\alpha_w = \frac{g^2}{4\pi\hbar c} = 1.02 \cdot 10^{-5} \cdot \left(\frac{M_W}{M_p}\right)^2 \quad (2.5)$$

$g$  = schwache Ladung

$M_w$  = Masse des Weakons

$M_p$  = Masse des Protons

Dabei wird angenommen, daß die schwache Ladung von der gleichen Größenordnung wie die Elementarladung ist. Die Existenz von zwei neutralen Austauschbosonen bewirkt bei den Prozessen an  $e^+e^-$ -Speicherringen im allgemeinen eine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in den Wirkungsquerschnitten.

Im Unterschied zum Photonpropagator ( $\sim 1/q^2$ ) ist der Propagator der Weakonen proportional zu  $1/(q^2 + M_w^2 c^4)$ , wodurch die Übergangsmatrixelemente der schwachen Wechselwirkung bei kleinen Impulsüberträgen gegenüber den elektromagnetischen Übergangsmatrixelementen vernachlässigt werden können. Bei großen Impulsüberträgen aber nehmen die Übergangsmatrixelemente die gleiche Größenordnung an.

## 2.2.3 Die Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) als Theorie der starken Wechselwirkung beschreibt die Wechselwirkung zwischen den Quarks durch den Austausch von Gluonen. Die Gluonen tragen



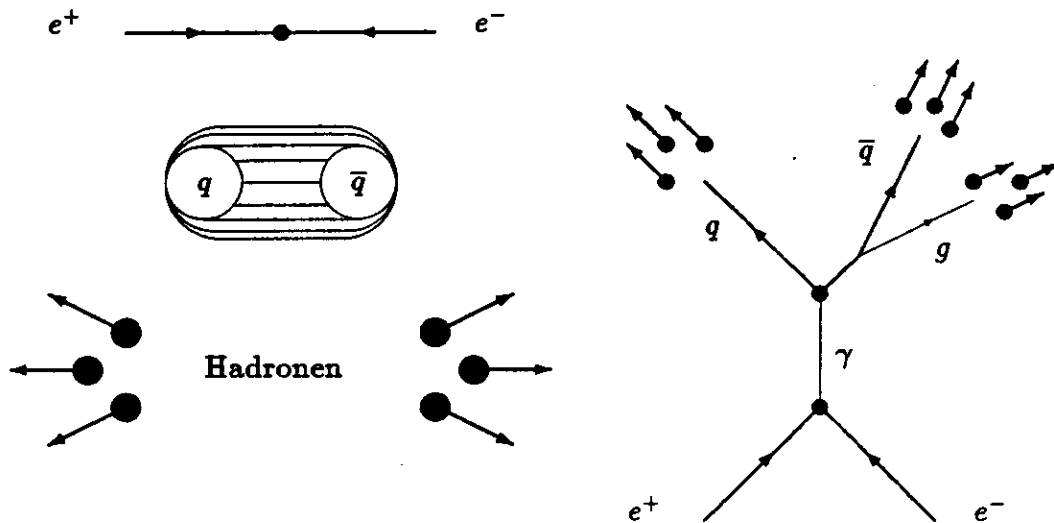


Abbildung 2.3: Fragmentierung in Hadronen

wie die Quarks Farbladung, wodurch die Gluonen selbst miteinander wechselwirken. Die Kopplungskonstante ist gegeben durch:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln \left| \frac{q^2}{\Lambda^2} \right|} \quad (2.6)$$

$N_f$  = Zahl der Quarksorten

$\Lambda^2$  = charakteristische Konstante

$q^2$  = (charakteristischer Viererimpulsübertrag)<sup>2</sup>

Für große Impulsüberträge, was nach der Heisenbergschen Unschärferelation gleichbedeutend ist mit kleinen Abständen, wird die Kopplungskonstante klein. Die Quarks verhalten sich wie quasi freie Teilchen (asymptotische Freiheit). Dagegen wird für kleine Impulsüberträge, also große Abstände, die Kopplungskonstante sehr groß. Aufgrund dieses Effektes können Quarks nach heutigem Wissen nicht als freie Teilchen existieren (Confinement).

Ein Quark und ein Antiquark werden als quasi freie Teilchen in der Elektron-Positron-Vernichtung gebildet. Nach ihrer Erzeugung streben die Quarks entgegengesetzt auseinander, wobei die Kräfte zwischen den Quarks so groß werden, daß die Energiedichte ausreicht, um neue Quarks zu erzeugen. Dieser Prozeß setzt sich so lange fort, bis die Energie zur weiteren Quarkerzeugung nicht mehr ausreicht. Aus den erzeugten Quarks bilden sich farbneutrale Kombinationen. Diese farbneutralen Quarkkombinationen, die Hadronen, können als freie Teilchen existieren (Abbildung 2.3). Die Hadronen bewegen sich aus kinematischen Gründen in derselben Richtung weiter wie die ursprünglichen Quarks. Dieser als Fragmentation bezeichnete Übergang der Quarks in Hadronen läßt sich nur phänomenologisch beschreiben.

Da Quarks vollständig in Hadronen fragmentieren, ist der totale hadronische Wirkungsquerschnitt im Bereich asymptotischer Freiheit gegeben durch den Wirkungsquerschnitt für die Quarkerzeugung.

$$\sigma_{had} = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) \simeq \sigma_{q\bar{q}} \quad (2.7)$$

## Korrektur des R-Wertes

Korrekturen aus der Quantenchromodynamik und aus der schwachen Wechselwirkung modifizieren den Wert des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts. Das Verhältnis des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts und des totalen myonischen Wirkungsquerschnitts ergibt sich damit zu:

$$R = \frac{\sigma_{had}}{\sigma_{\mu\mu}} = R_0 \cdot [1 + c_1 \cdot \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right) + c_2 \cdot \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 + \dots] \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} c_1 &= 1 && [\text{DIN 79}] \\ c_2 &= 1.39 && [\text{DIN 79}] \\ \alpha_s &= 0.165 \pm 0.030 && [\text{CEL 87}] \end{aligned}$$

Dabei ergibt sich  $R_0$  aus Gleichung 2.4.

## 2.3 Fragmentationsmodelle

Zur Beschreibung der Details bei der Fragmentierung von Hadronen im Farbfeld der auseinanderstrebenden Quarks stehen verschiedene Modelle zur Verfügung.

### 2.3.1 Das Field-Feynman-Modell

In dem Modell von Field und Feynman [FEY 78] werden Quark-Antiquark-Paare  $q_i \bar{q}_i$  und  $q_j \bar{q}_j$  aus dem Vakuum erzeugt. Das primäre Quark  $q_0$  bildet mit dem Antiquark  $\bar{q}_i$  und das Antiquark  $\bar{q}_0$  mit Quark  $q_j$  ein Meson. Das Farbfeld wird von den zurückbleibenden Quarks  $q_i$  und  $\bar{q}_j$  aufrechterhalten. Dieser Prozeß setzt sich fort, bis die Energie zur weiteren Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren nicht mehr ausreicht. Das verbleibende Quark und das Antiquark kombinieren zu einem weiteren Meson (Abbildung 2.4). In einigen Fällen werden Diquark-Antidiquark-Paare  $q_i q_j \bar{q}_i \bar{q}_j$  erzeugt, die mit einem Quark bzw. Antiquark eines Quark-Antiquark-Paares Baryonen bilden.

Das Modell macht einige Annahmen:

- Die Häufigkeitsverteilung der primären Quark-Antiquark-Paare ist proportional zu den Ladungsquadraten.

$$u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c} : b\bar{b} = 4 : 1 : 1 : 4 : 1 \quad (2.9)$$

- Sekundär werden nur Paare der leichten Quarks  $u\bar{u}, d\bar{d}$  und  $s\bar{s}$  erzeugt.
  - Das Verhältnis der Häufigkeiten mit der die Quark-Antiquark-Paare erzeugt werden, wird durch den Parameter  $\gamma$  festgelegt.

$$\gamma = \frac{w(s\bar{s})}{w(u\bar{u})} = \frac{w(s\bar{s})}{w(d\bar{d})} \sim 0.4 \quad [\text{TAS 84}] \quad (2.10)$$

- Die sekundären Quark-Antiquark-Paare werden ohne Transversalimpuls (senkrecht zur Flugrichtung des primären Quarks) erzeugt.

- Der Transversalimpuls der einzelnen Quarks wird als gaussverteilt angenommen mit der Breite  $\sigma_q$ .

$$\sigma_q = 0.35 \text{ GeV}/c \quad [\text{TAS 84}] \quad (2.11)$$

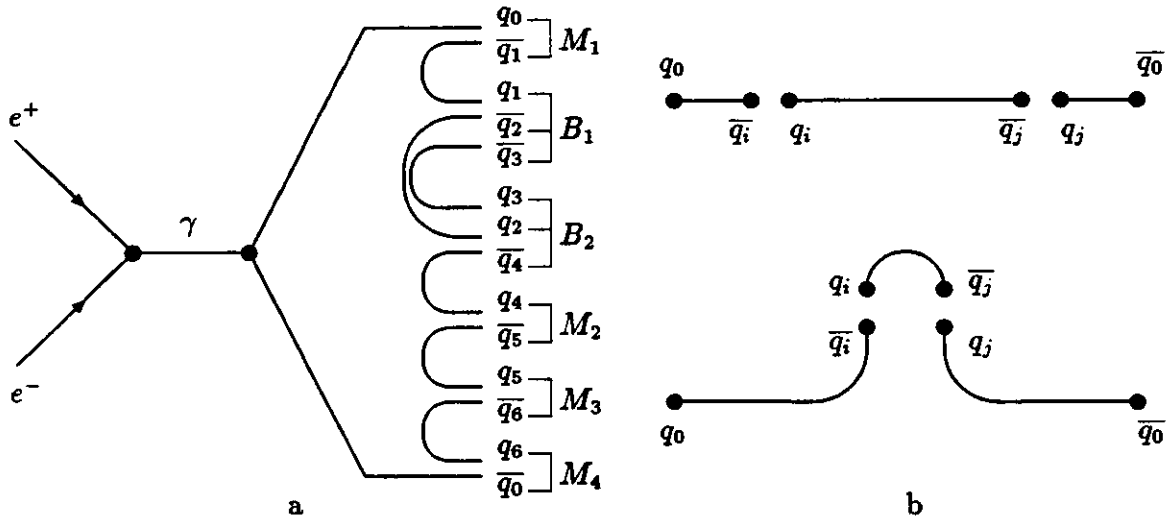


Abbildung 2.4: Fragmentation nach Field-Feynman (a) und nach Lund (b)

- Die gebildeten Mesonen haben keinen Bahndrehimpuls.
  - Das Verhältnis der Häufigkeiten, mit der Pseudoskalare(P)-und Vektor(V)-Mesonen gebildet werden, wird durch den Parameter  $a_v$  festgelegt.

$$a_v = \frac{P}{P + V} \sim 0.4 \quad [\text{TAS 82D}] \quad (2.12)$$

- Die Häufigkeitsverteilung des Longitudinalimpulses (parallel zur Flugrichtung des primären Quarks) wird durch eine sogenannte Fragmentationsfunktion beschrieben.

$$f(z) = 1 - a_f + 3 a_f (1 - z)^2 \quad (2.13)$$

$$z = \frac{(E + p_{||})_{\text{Meson}}}{(E + p)_{\text{Quark}}}$$

$$a_f \sim 0.6 \quad [\text{TAS 84}]$$

### Das Hoyer-Ali-Modell

Das Modell von Hoyer [HOY 79] und Ali [ALI 80] ist eine Erweiterung des Field-Feynman-Modells. Es berücksichtigt die Gluonabstrahlung.

Das Gluon koppelt an ein Quark-Antiquark-Paar und überträgt dabei seine gesamte Energie auf eines der beiden Quarks, welches dann unabhängig von den beiden primären Quarks denselben Fragmentationsprozeß durchläuft.

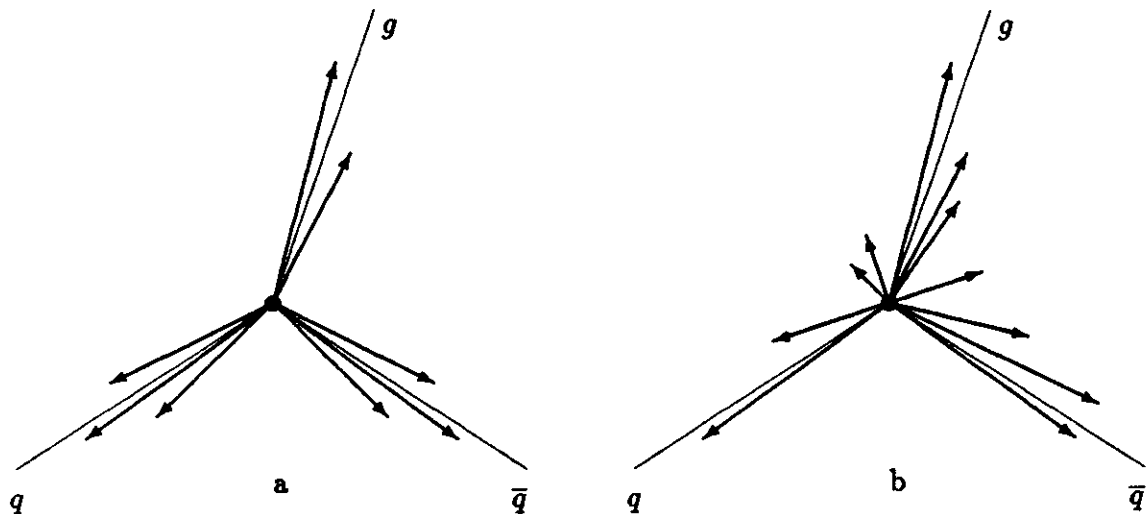


Abbildung 2.5: *Drei Jet Ereignis im Field-Feynman (a) und im Lund Modell (b)*

### 2.3.2 Das Lund-Modell

Im Lund Modell [LUN 82] wird das Farbfeld durch ein elastisches Band, den String, repräsentiert, welches die primär erzeugten Quarks verbindet.

Die auseinanderstrebenden Quarks brechen den String auf, wobei an den Bruchstellen Quark-Antiquark-Paare erzeugt werden (Abbildung 2.4). Diese bilden, wie im Field-Feynman-Modell, mit den primären Quarks Mesonen, deren Longitudinalimpuls durch folgende Fragmentationsfunktion beschrieben wird:

$$f(z) = (1 + \eta)(1 - z)^\eta \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \eta &= a_l \cdot g(m_q) \\ g(m_u) &= 1 \\ g(m_d) &= 1 \\ g(m_s) &= 0.85 \\ a_l &\sim 0.45 \quad [\text{TAS 84}] \end{aligned}$$

Für  $g(m_q)$  ist der Wert des zuerst existierenden Quarks im Meson zu wählen. Die anderen Parameter werden aus dem Field-Feynman-Modell übernommen.

Die Abstrahlung von Gluonen wird in diesem Modell durch eine transversale Anregung des Strings beschrieben. Der String bricht durch die Bildung eines Mesons ( $q_i \bar{q}_j$  in Abbildung 2.4) auf, und die beiden verbleibenden Bruchstücke fragmentieren unabhängig in ihren Schwerpunktsystemen weiter. Im Unterschied zum Field-Feynman-Modell werden weniger Teilchen in die entgegengesetzte Richtung des Gluonen-Jets emittiert (Abbildung 2.5).

### 2.3.3 Das Fox-Wolfram-Modell

Das Modell von Fox und Wolfram [FOX 80], auch als QCD-Cluster-Modell bezeichnet, ist ein völlig anders aufgebautes Fragmentationsmodell. Es beschreibt die Fragmentation durch einen Prozeß, der einer elektromagnetischen Schauerentwicklung gleicht.

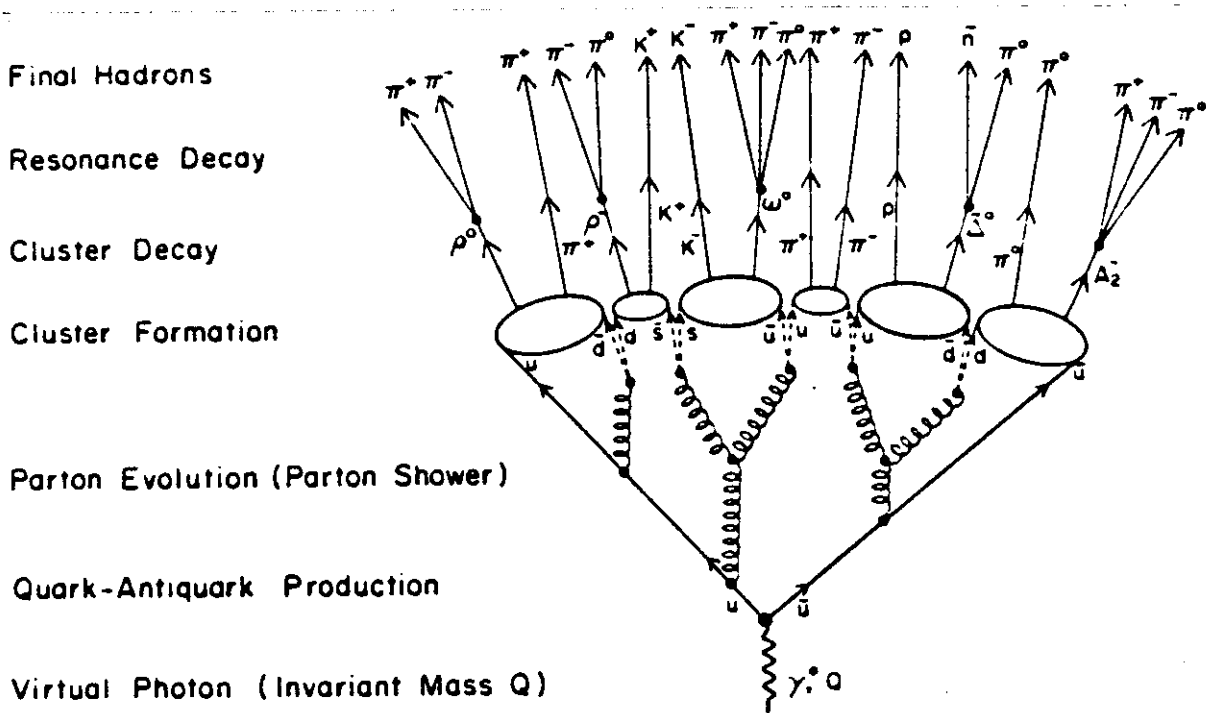


Abbildung 2.6: Fragmentation nach Fox-Wolfram [FIE 84]

Die primären Quarks befinden sich in hochangeregten Zuständen, aus denen sie durch die Emission von virtuellen Gluonen in niedrigere Zustände übergehen. Die Gluonen können sowohl durch die Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren als auch durch Gluonabstrahlung in niedrigere Zustände übergehen. Dieser Prozess bricht bei etwa 1 GeV ab, wobei die verbleibenden Gluonen in Quark-Antiquark-Paare übergehen. Aus den erzeugten Quarks bilden sich farbneutrale Cluster, die in Hadronen zerfallen (Abbildung 2.6).

## 2.4 Inklusive skalierte Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt für ein Hadron mit beliebigen weiteren Teilchen wird als inklusiver Wirkungsquerschnitt bezeichnet.

$$\sigma_h = \sigma(e^+e^- \rightarrow h + X) \quad (2.15)$$

Dieser wird in Analogie zur inelastischen Streuung von Elektronen an Protonen beschrieben, wo die Ladungsverteilung des Protons durch Strukturfunktionen berücksichtigt wird (Abbildung 2.7).

Für die Abhängigkeit des inklusiven hadronischen Wirkungsquerschnittes von der reduzierten Energie ( $x$ ) ergibt sich [WOL 78]:

$$\frac{d\sigma_h}{dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{s} \cdot \beta x \cdot [m\overline{W}_1(s, \nu) + \frac{1}{6} \cdot \beta^2 \cdot x\nu \cdot \overline{W}_2(s, \nu)] \quad (2.16)$$

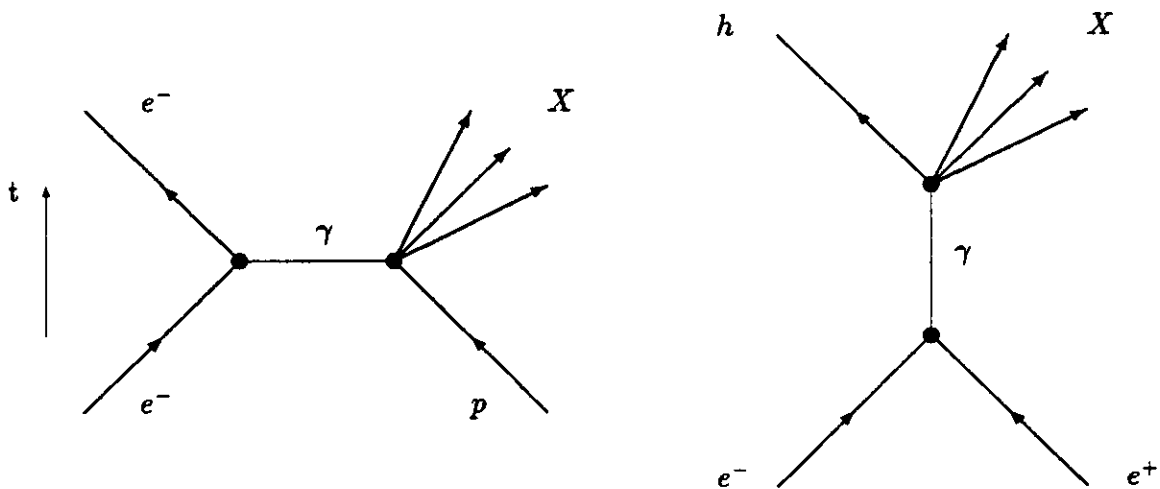


Abbildung 2.7: Vergleich von Elektron-Proton-Streuung mit inklusiver Hadron-Produktion

$$\beta = \frac{P_{had}}{E_{had}}$$

$$x = \frac{2 E_{had}}{\sqrt{s}}$$

$$\nu = \frac{E_{had}}{m_{had}} \cdot \sqrt{s}$$

Für große Werte von  $s$  und  $\nu$  hängen die Ausdrücke  $m\overline{W}_1(s, \nu)$  und  $\nu\overline{W}_2(s, \nu)$  nur noch von der reduzierten Energie ab. Dadurch wird der als skaliertes Wirkungsquerschnitt bezeichnete Ausdruck

$$\frac{s}{\beta} \cdot \frac{d\sigma_h}{dx}$$

eine Funktion der reduzierten Energie allein.

## Kapitel 3

# Das Experiment

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten sind das Ergebnis von Messungen, die zwischen Mai 1983 und Juli 1985 mit dem TASSO-Detektor am Speicherring PETRA durchgeführt wurden. PETRA ist einer der Beschleuniger und Speicherringe, die auf dem Gelände des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY betrieben werden (Abbildung 3.1) und TASSO eines der dort aufgebauten Experimente.

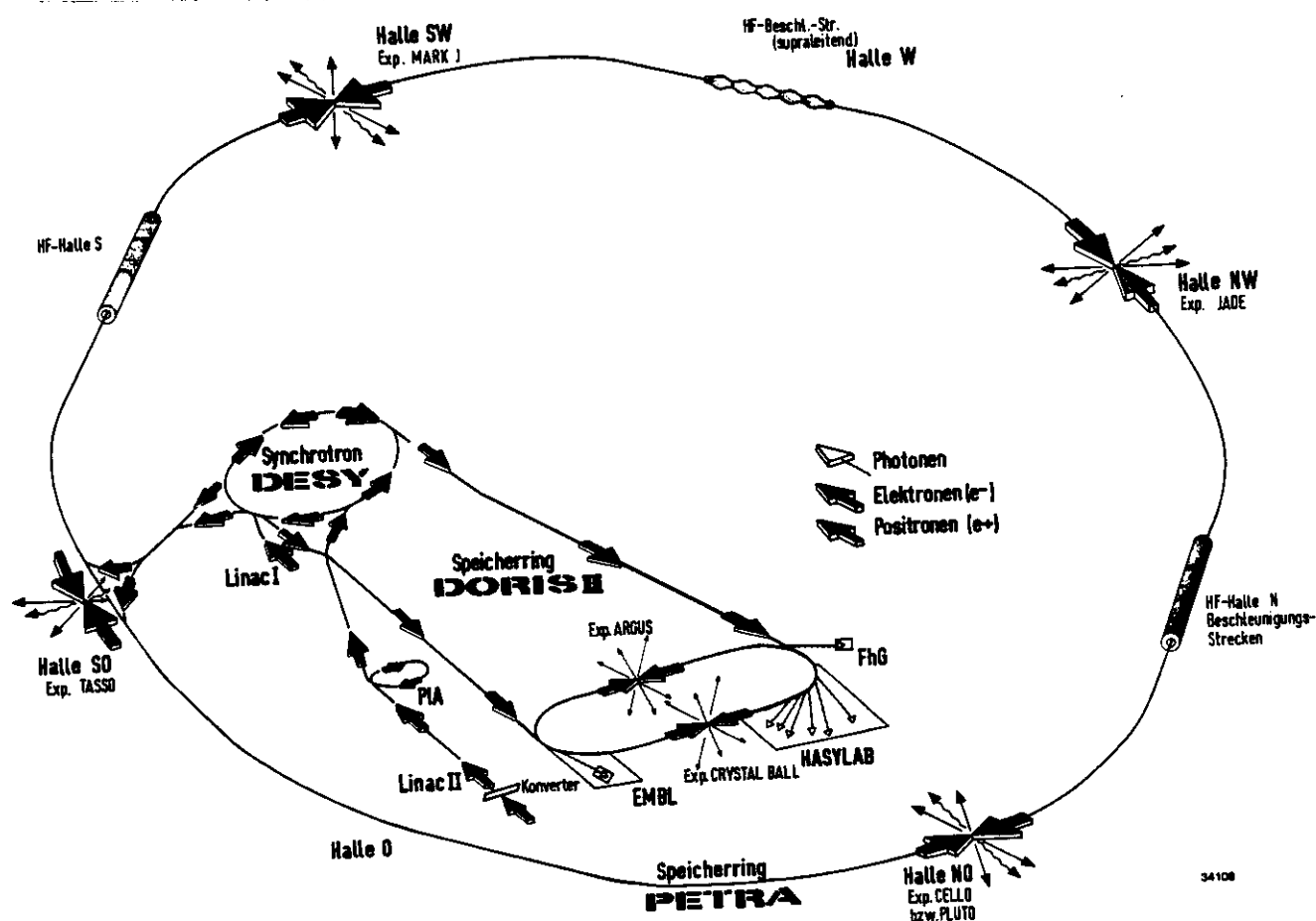


Abbildung 3.1: Beschleuniger und Speicherringanlagen bei DESY

### 3.1 Der Speicherring Petra

Die Positron-Elektron-Tandem-Ringanlage PETRA (Tabelle 3.1) ist ein 1978 in Betrieb genommener  $e^+e^-$ -Speicherring von 2.3 km Umfang. Zwei Elektronen- und zwei Positronenteilchenpakete (Bunche) werden gegenläufig beschleunigt und an vier Wechselwirkungspunkten, an denen sich die Detektoren CELLO/PLUTO, JADE, MARK J und TASSO befinden, zur Kollision gebracht.

Umfang	2304 m
Ringdurchmesser	734 m
Magnet-Krümmungsradius	192 m
Anzahl der Wechselwirkungszonen	4
Anzahl der Klystrons	8
Hochfrequenz	500 MHz
HF-Leistung eines Klystrons	800 KW
Vakuum im Strahlrohr	$10^{-9}$ bar + $10^{-10}$ bar / mA · I
Lebensdauer des Strahls	etwa 5 h
Strahlenergie	5 - 23 GeV
max. Strahlstrom	20 mA
Zahl der Teilchenpakete	2 + 2
Zahl der Teilchen pro Paket	$10^{12}$
Paketlänge	$\sigma_z \approx 11.4$ mm
Paketquerschnitt	$\sigma_x \sigma_y \approx 0.7 \cdot 0.06$ mm <sup>2</sup>
Energieunschärfe	$0.023$ MeV · E <sup>2</sup> (E in GeV)

Tabelle 3.1: Parameter des Speicherrings PETRA

Durch Glühemission gewonnene Elektronen werden mit dem Linearbeschleuniger LINAC I auf 55 MeV vorbeschleunigt und als Pakete von etwa 50 cm Länge in das Elektronen-Synchrotron DESY injiziert. Dort werden sie auf 7 GeV weiterbeschleunigt, um dann zur Beschleunigung auf die Endenergie mit einer Wiederholungsrate von 12.5 Hz in PETRA injiziert zu werden.

Positronen werden dadurch erzeugt, daß Elektronen, die mit dem Linearbeschleuniger LINAC II auf 250 MeV beschleunigt worden sind, auf ein 7 mm dickes Target aus Wolfram geschossen werden. Die in dem entstehenden elektromagnetischen Schauer enthaltenen Positronen werden auf 450 MeV beschleunigt und im Positron-Intensitäts-Akkumulator PIA gesammelt. Von dort werden sie zur weiteren Beschleunigung auf 7 GeV als 25 cm lange Pakete mit einer Wiederholungsrate von 4.17 Hz in das Synchrotron und schließlich zur Beschleunigung auf die Endenergie in PETRA injiziert.

Eine wichtige Kenngröße eines Speicherrings ist die Luminosität L. Sie ist der Proportionalitätsfaktor zwischen der Anzahl der Ereignisse pro Zeit und dem totalen Wirkungsquerschnitt der betrachteten Reaktion. Die Luminosität ist mit den Parametern des Speicherrings



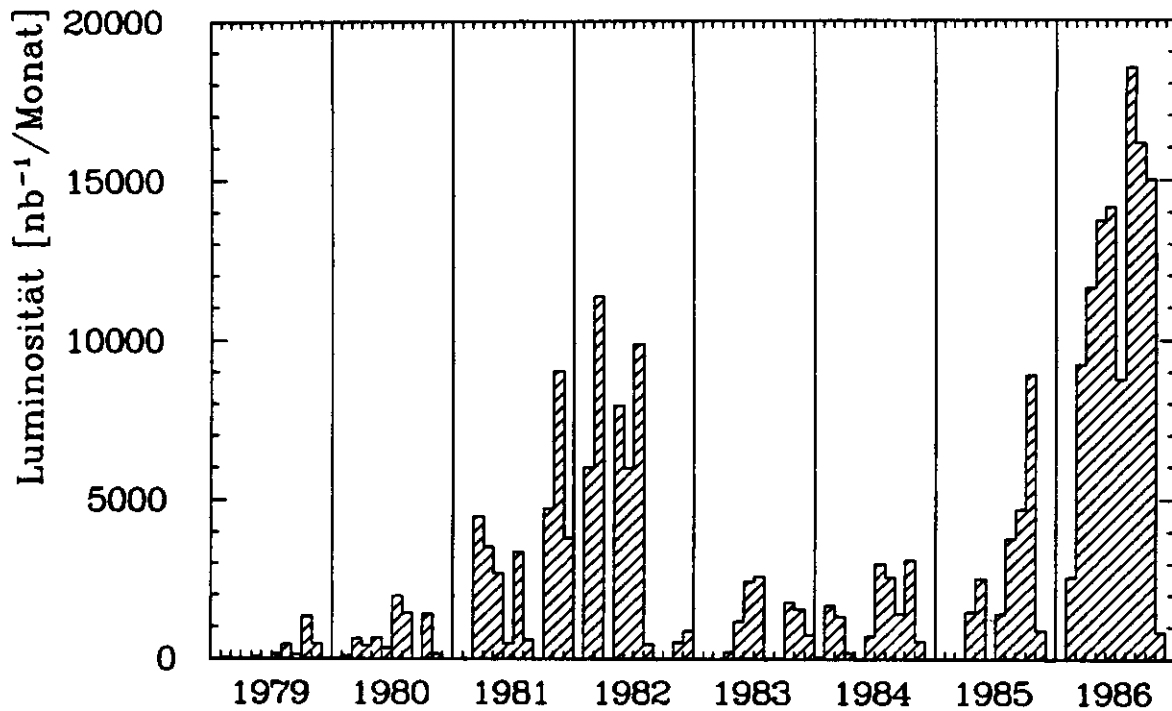


Abbildung 3.2: Luminosität von PETRA gemessen am Ort des TASSO-Detektors

verknüpft [LOH 81].

$$L = \frac{1}{N_B} \cdot \frac{I_+ I_-}{4\pi \cdot e^2 \cdot \sigma_x \sigma_y} \cdot \frac{U}{c} \quad (3.1)$$

- $N_B$  = Anzahl der Teilchenpakete pro Teilchensorte
- $I_{\pm}$  = Strahlströme
- $e$  = Elementarladung
- $\sigma_{x,y}$  = Strahlquerschnitt im Wechselwirkungspunkt
- $U$  = Umfang des Speicherrings
- $c$  = Lichtgeschwindigkeit

## 3.2 Der TASSO-Detektor

Der von einer internationalen Kollaboration (siehe Seite 74) betriebene magnetische Detektor TASSO (Two Arm Spectrometer Solenoid) ist in der südöstlichen Wechselwirkungszone des PETRA-Speicherrings untergebracht (Abbildung 3.1).

Der Detektor besteht aus einer Anordnung unterschiedlicher Komponenten zur Messung von geladenen und neutralen Teilchen. Die Detektorkomponenten (Abbildung 3.4 und 3.5) bilden einen inneren und einen äußeren Bereich. Die Bereiche sind voneinander getrennt durch eine 4.40 m lange und 9.5 cm dicke normalleitende Spule aus Aluminium mit einem Innenradius von 1.35 m. Die Spule erzeugt in Kombination mit dem eisernen Rückflußjoch

an den Stirnseiten, der Unter- und Oberseite, ein zum Positronenstrahl paralleles homogenes Magnetfeld von 0.5 Tesla.

Im folgenden werden alle Komponenten kurz beschrieben, wobei sich die verwendeten Ortsangaben auf das TASSO Koordinatensystem beziehen (Abbildung 3.3), dessen Ursprung sich im Wechselwirkungspunkt befindet. Detaillierte Informationen finden sich in der angegebenen Literatur.

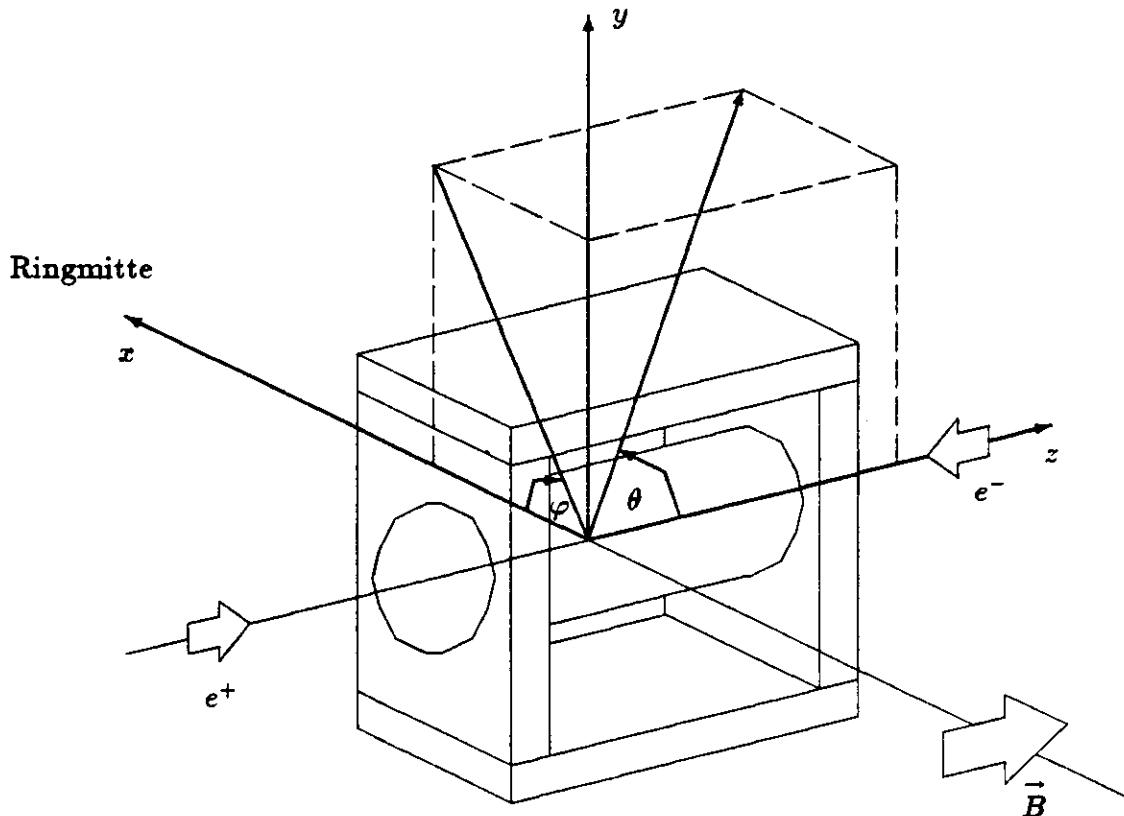


Abbildung 3.3: Das TASSO-Koordinatensystem im Schema des Magneten

### 3.2.1 Der Innendetektor

Im inneren Bereich der Spule befinden sich zwei konzentrisch angeordnete zylindrische Driftkammern und eine Proportionalkammer, die umgeben sind von Szintillationszählern zur Flugzeitmessung. Der Innendetektor überdeckt einen Bereich von 87% des vollen Raumwinkels.

#### Der Vertexdetektor

Das Strahlrohr aus Beryllium mit einem Innenradius von 6.5 cm und einer Dicke von 1.8 mm bildet die Innenwand des Vertexdetektors. Diese Driftkammer besteht aus acht parallel zur Strahlachse orientierten Drahtlagen mit einem radialem Abstand zur Strahlachse zwischen 8.1 cm und 14.9 cm, welche 720 Driftzellen bilden. Die Kammer, deren Außenradius 15.95 cm beträgt, wird mit einem Gemisch aus 95 % Argon und 5 % Kohlendioxid betrieben und erreicht eine Ortsauflösung von etwa 100  $\mu\text{m}$ .

[BIN 84]

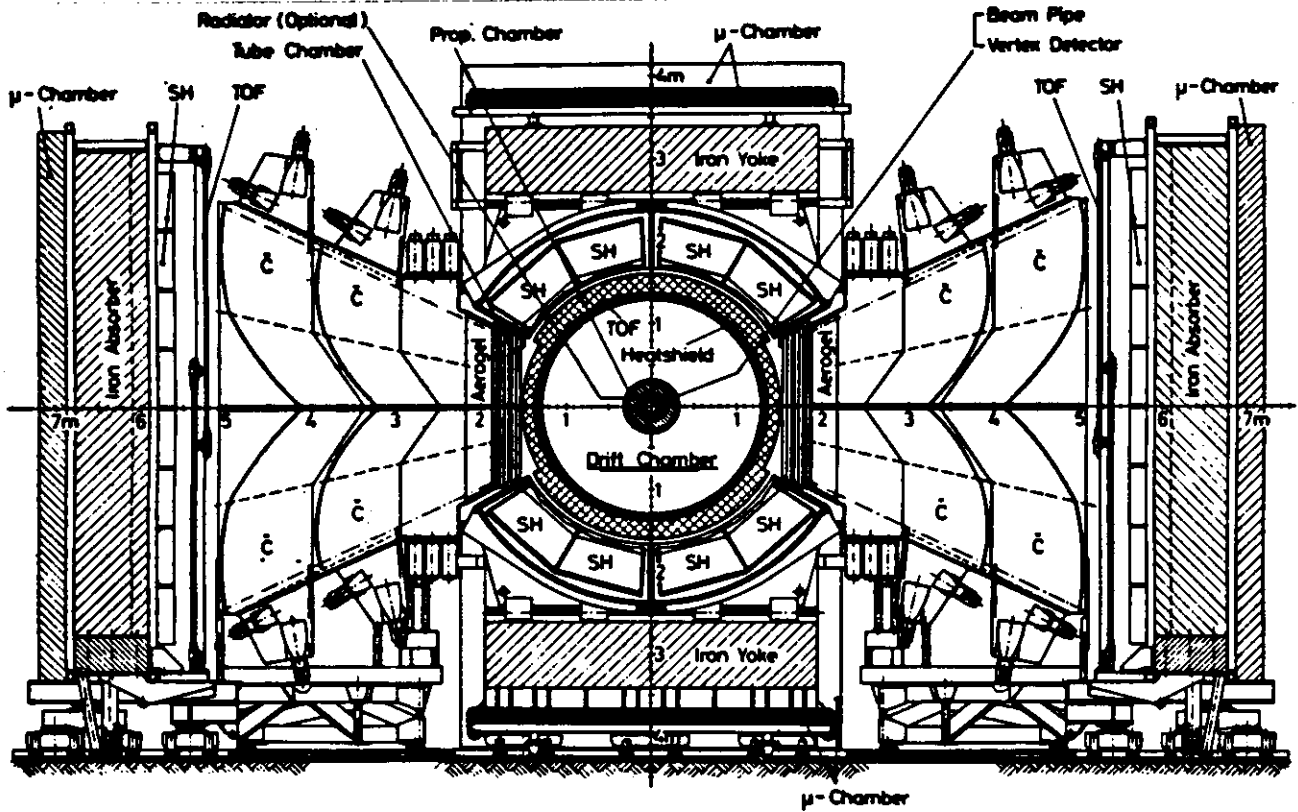
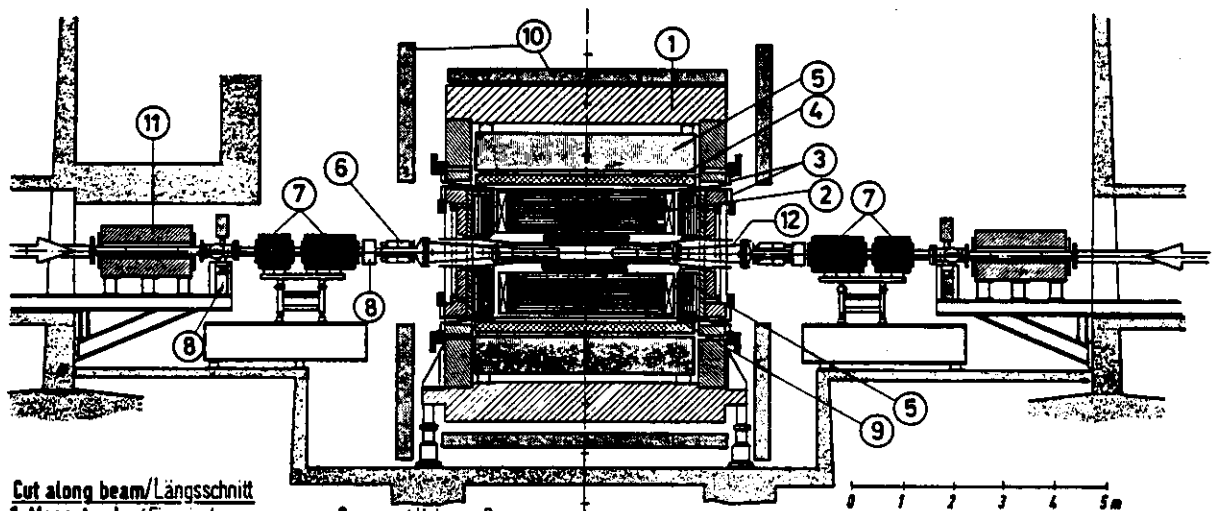


Abbildung 3.4: Schnitt durch den TASSO-Detektor senkrecht zum Strahl



Cut along beam/Längsschnitt

- 1 Magnet yoke / Eisenjoch
- 2 Drift chamber / Driftkammer
- 3 TOF counter / Flugzeitzähler
- 4 Coil / Spule
- 5 LA shower counter / Flüss. Argon-Zähler
- 6 Forward detector / Vorwärts-Detektor
- 7 Mini beta quadrupole / Mini-Beta-Quadrupole
- 8 pump / Vakuum Pumpe
- 9 Proportional chamber / Proportionalkammer
- 10 Muon chamber / Myon-Kammer
- 11 Ring quadrupole / Ring Quadrupole
- 12 Beam pipe / Strahlrohr

**TASSO**  
(Two Arm Spectrometer Solenoid)

Collaborating / Beteiligte  
Institutes / Institute : RWTH Aachen,  
Univ. Bonn,  
DESY, Univ. Hamburg,  
Imp. College London, Oxford Univ.,  
Rutherford Laboratory  
Weizmann Inst., Rehovot (Israel),  
Univ. of Wisconsin, Madison (USA)

DESY-PW TASSO-Kollaboration (Stand 7/81), Gesamt

Abbildung 3.5: Schnitt durch den TASSO-Detektor entlang des Strahls

### Die Proportionalkammer (CPC)

Die 1.45 m lange **Central Proportional Chamber** umschließt den Vertexdetektor. Sie besteht aus fünf parallel zur Strahlachse orientierten Kunststoffschauwschalen mit einem radialen Abstand von der Strahlachse zwischen 18 cm und 28.6 cm, auf denen jeweils 120 Kathodenstreifen helixförmig aufgebracht sind. Die Breite der Streifen nimmt mit größer werdendem Abstand von der Strahlachse von 6.5 mm auf 10 mm zu. Zwischen den Kunststoffschalen sind vier Lagen mit jeweils 480 Anodendrähten gespannt, deren Abstand von innen nach außen von 2.5 mm auf 3.7 mm zunimmt. Diese Anordnung der Kathodenstreifen und der Anodendrähte ermöglicht eine dreidimensionale Spurrekonstruktion. Die CPC ist ein wesentlicher Bestandteil des Triggersystems (Abschnitt 4.1).

[YOU 80]

### Die zentrale Driftkammer (DC)

Die CPC wird umschlossen von der wichtigsten Komponente des Detektors, der 3.23 m langen **Drift Chamber**. Sie enthält 15 Drahtlagen, von denen 9 parallel zur Strahlachse verlaufen und die anderen sechs dazwischenliegenden sogenannten **Stereolagen** unter einem Winkel von  $-4.5^\circ$  bis  $+4.5^\circ$ . Die einzelnen Lagen haben einen radialen Abstand von der Strahlachse zwischen 36.7 cm und 122.2 cm und bilden insgesamt 2340 Driftzellen. Die Kammer wird mit einem Gasgemisch aus 50 % Äthan und 50 % Argon betrieben. Die Anordnung ihrer Drähte ermöglicht eine dreidimensionale Spurrekonstruktion und aus der Krümmung dieser Spur im Magnetfeld die Bestimmung des Impulses des durchgegangenen Teilchens.

Die Ortsauflösung beträgt etwa  $170 \mu\text{m}$ . Unter Berücksichtigung der mittleren Strahlposition bei der Spurrekonstruktion ergibt sich die Impulsauflösung zu:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.01 \cdot \sqrt{2.9 + p^2} \quad p \text{ in GeV}/c \quad (3.2)$$

[BOE 81]

### Die inneren Flugzeitähler (ITOF)

In einem radialen Abstand von 1.32 m von der Strahlachse befinden sich zwischen der Driftkammer und der Spule 48 parallel zur Strahlachse orientierte **Plastikszintillationszähler** mit einer Länge von 3.90 m und einer Dicke von 2 cm. Sie dienen der Flugzeitmessung und haben eine mittlere Zeitauflösung von 0.38 ns.

[KRA 85]

## 3.2.2 Der äußere Bereich

Die Komponenten außerhalb der Spule teilen sich auf in vier Komplexe.

### Die Hadronarme

Sie schließen in zwei gegenüberliegenden Bereichen seitlich an die Spule an und bestehen jeweils aus den aufgeführten Komponenten.

- Einer achtlagigen **Driftrohrkammer** zur Ortsbestimmung mit einer Abmessung von 3.20 m in z-Richtung, 87 cm in y-Richtung und etwa 25 cm in x-Richtung. Die Lagen bestehen aus Aluminiumrohren mit 3 cm Durchmesser. Jeweils zwei Lagen sind abwechselnd senkrecht bzw. waagrecht orientiert.
- Einem **Schwellenčerenkovzähler-System** zur Geschwindigkeitsmessung aus 16 dreistufigen Čerenkovzählern mit den Radiatoren Aerogel (Brechungsindex 1.021), Freon (Brechungsindex 1.0014) und Kohlendioxid (Brechungsindex 1.00057).
- Den 48 **äußeren Flugzeitählern** (HATOF).
- Den **Blei-Szintillator-Schauerzählern** zur Energiemessung von elektromagnetisch schauernden Teilchen.

Diese Anordnung ermöglicht eine Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen im Impulsbereich von 0.3 GeV/c bis 22 GeV/c.

[KRA 85]

### Die Flüssig-Argon-Kalorimeter

Diese Komponenten weisen Elektronen, Positronen und Photonen durch elektromagnetische Schauerbildung nach.

Zwischen den Stirnseiten der Spule und dem Eisenjoch befinden sich in einem Abstand von 1.93 m vom Wechselwirkungspunkt die **Flüssig-Argon-Endkappenkalorimeter** (LAEC), die einen Bereich von  $11^\circ \leq \theta \leq 29^\circ$  und  $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$  überdecken.

Zwischen der Unter- und der Oberseite der Spule und dem Rückflußjoch befinden sich die **Flüssig-Argon-Schalenskalorimeter** (LABC), die einen Bereich von  $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$  und  $30^\circ \leq \varphi \leq 150^\circ$  sowie  $210^\circ \leq \varphi \leq 330^\circ$  überdecken. Der Aufbau und die Wirkungsweise dieser Kalorimeter wird in Abschnitt 3.3 genauer beschrieben.

[HEY 81, PYR 82]

### Die Myonkammern

An die Hadronarme schließt sich eine eiserne Abschirmwand mit einer Dicke von 90 cm an, hinter denen sich vierlagige **Proportionalrohrkammern** zur Myonidentifikation befinden. Derartige Kammern befinden sich auch auf allen Außenseiten des Rückflußjochs.

### Die Vorwärtsdetektoren

Zur Luminositätsmessung mit Hilfe der Bhabha-Streuung ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) befinden sich zu beiden Seiten des Wechselwirkungspunktes, in 3.40 m Abstand, **Proportionalkammern**, **Szintillationszähler** und **Blei-Szintillator-Schauerzähler**. Diese überdecken einen Bereich von  $25 \text{ mrad} \leq \theta \leq 115 \text{ mrad}$ .

[HIL 81]

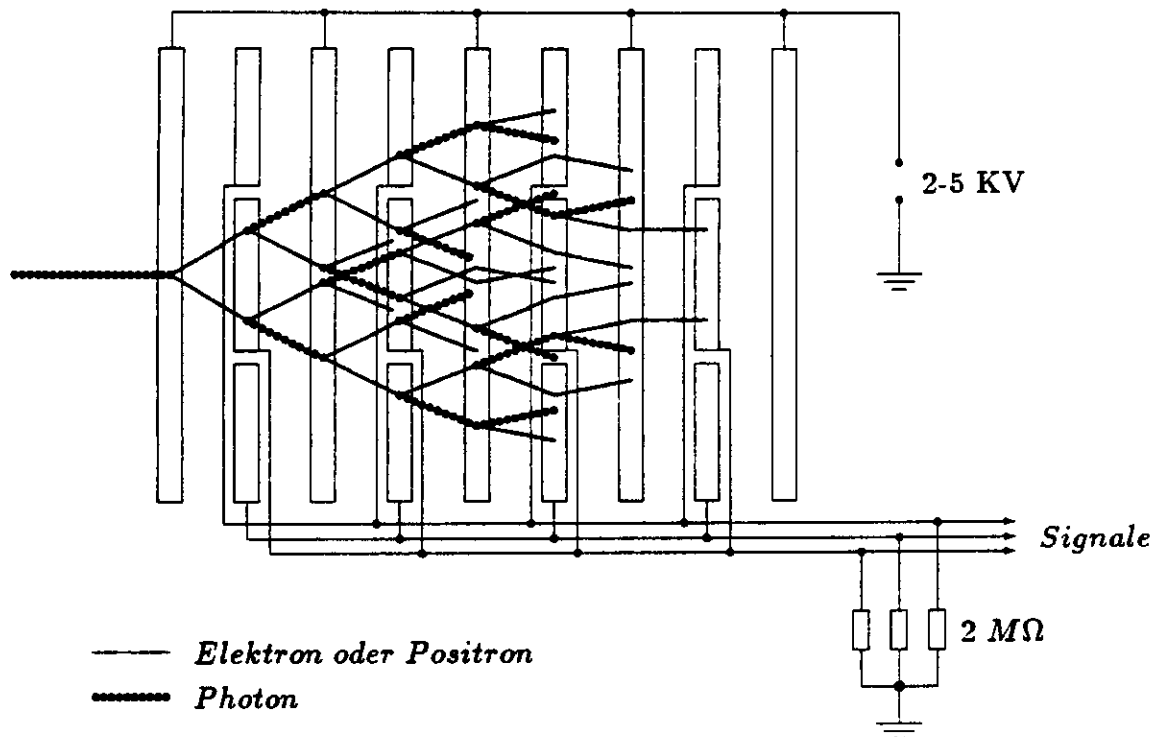


Abbildung 3.6: *Elektromagnetischer Schauer im Schema des LABC*

### 3.3 Das Flüssig-Argon-Schalenkcalorimeter

#### 3.3.1 Wirkungsweise eines Flüssig-Argon-Kalorimeters

Oberhalb der kritischen Energie verlieren Elektronen und Positronen beim Durchgang durch Materie ihre Energie im wesentlichen durch Bremsstrahlung, wogegen die Wechselwirkung von Photonen ab einer Energie von etwa 100 MeV gegenüber Photo- und Comptoneffekt durch Paarerzeugung dominiert wird.

Dies führt beim Durchgang von hochenergetischen Elektronen, Positronen oder Photonen durch Materie über fortgesetzte Bremsstrahlung und Paarerzeugung zu einer rasch anwachsenden Teilchenkaskade aus Elektronen, Positronen und Photonen. Diese als elektromagnetischer Schauer bezeichnete Kaskade bricht ab, wenn die Energie der einzelnen Teilchen zur weiteren Erzeugung von hochenergetischen Photonen und von Elektron-Positron-Paaren nicht mehr ausreicht.

Flüssig-Argon-Kalorimeter bestehen aus abwechselnd positiv (Signalelektroden) und negativ (Hochspannungselektroden) geladenen Platten, welche sich in einem Bad aus flüssigem Argon befinden (Abbildung 3.6). Die geladenen Teilchen eines Schauers ionisieren beim Durchqueren das Argon, wobei die entstandene Ionisationsladung zur Signalelektrode fließt und mit einem ladungsempfindlichen Verstärker nachgewiesen werden kann. Flüssig-Argon-Kalorimeter lassen sich leicht longitudinal und transversal segmentieren. Dadurch sind sowohl mehrere Schauer als auch die Entwicklung der einzelnen Schauer beobachtbar.

Da die Anzahl der in einem Schauer entstandenen geladenen Teilchen proportional zur Energie des auslösenden Teilchens ist [Per 82] und diese sich aufgrund ihrer hohen Energie in der Nähe des Minimums der spezifischen Ionisation befinden, ist die Ionisationsladung des gesamten Schauers proportional zur Energie des auslösenden Teilchens.

Um zu einer Abschätzung der Kalorimeterabmessungen zu gelangen, werden Schauerentwicklungen berechnet. Da Schauer aber fluktuieren, sind die Ergebnisse als statistische Mittelwerte zu interpretieren. Im Mittel werden 98 % der Schauerenergie in einem Zylinder mit dem dreifachen Molière-Radius und mit einer Länge von der dreifachen Schauertiefe deponiert. Dabei sind die Schauertiefe  $L$  und der Molière-Radius  $R_m$  gegeben durch:

$$L = X_0 \cdot \ln \left( \frac{E_0}{E_k} - 0.75 \right) \quad (3.3)$$

$$R_m = \frac{21 \text{ MeV}}{E_k} \cdot X_0 \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} E_0 &= \text{Energie des auslösenden Teilchens} \\ E_k &= \text{kritische Energie} \\ X_0 &= \text{Strahlungslänge} \end{aligned}$$

wobei die Strahlungslänge und die kritische Energie mit den Materialeigenschaften verknüpft sind durch:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4 \cdot \alpha \cdot N_a}{A} \cdot Z(Z+1) \cdot \rho \cdot r_e^2 \cdot \ln \left( \frac{183}{\sqrt[3]{Z}} \right) \quad (3.5)$$

$$E_k \simeq \frac{550 \text{ MeV}}{Z} \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} r_e &= \text{klassischer Elektronenradius} \\ N_a &= \text{Avogadrozahl} \\ A &= \text{Massenzahl} \\ Z &= \text{Kernladungszahl} \\ \rho &= \text{Dichte} \end{aligned}$$

### 3.3.2 Der Aufbau des Schalenkalorimeters

Das Schalenkalorimeter ist in acht identische Submodule unterteilt. Die Submodule sind parallel zur Strahlachse angeordnet (Abbildung 3.4) und haben einen trapezförmigen Querschnitt mit einer zum Wechselwirkungspunkt zeigenden Vorderseite von 81.4 cm und einer Rückseite von 95.5 cm. Ihre Länge beträgt 3.89 m und ihre Tiefe 45 cm. Die Vorderflächen haben einen Abstand von 1.78 m von der Strahlachse. Die Submodule überdecken einen Winkelbereich von  $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$  und  $30^\circ \leq \varphi \leq 150^\circ$  sowie  $210^\circ \leq \varphi \leq 330^\circ$  und damit 46% des vollen Raumwinkels. Jeweils zwei der Submodule befinden sich in einem mit flüssigem Argon gefüllten Innentank, der zur Vakuumisolierung von einem  $4.40 \cdot 2.40 \cdot 1.05 \text{ m}^3$  großen Außentank umschlossen ist. Diese Anordnungen werden als Module bezeichnet.

Aufgebaut sind die Submodule aus einer abwechselnden Schichtung (siehe Abbildung 3.7) von ungeteilten (Hochspannungslagen) und segmentierten Platten (Signallagen). Die Hochspannungslagen haben eine Dicke von 2 mm, mit Ausnahme der Lagen 4,8,12,16 und 20 (gezählt mit zunehmendem radialem Abstand von der Strahlachse), die aus Stabilitätsgründen aus 4 mm dickem Aluminium bestehen. Der Abstand der Signallagen von den beiden Hochspannungslagen beträgt 5 mm. Die Signalelektroden sind über einen Widerstand von 22 M $\Omega$  auf Masse gelegt und die Hochspannungslagen auf 2-5 kV. Den Abschluß des Submoduls bildet die 1.5 mm dicke Rückwand aus Glasfaser-verstärktem Kunststoff (GfK).

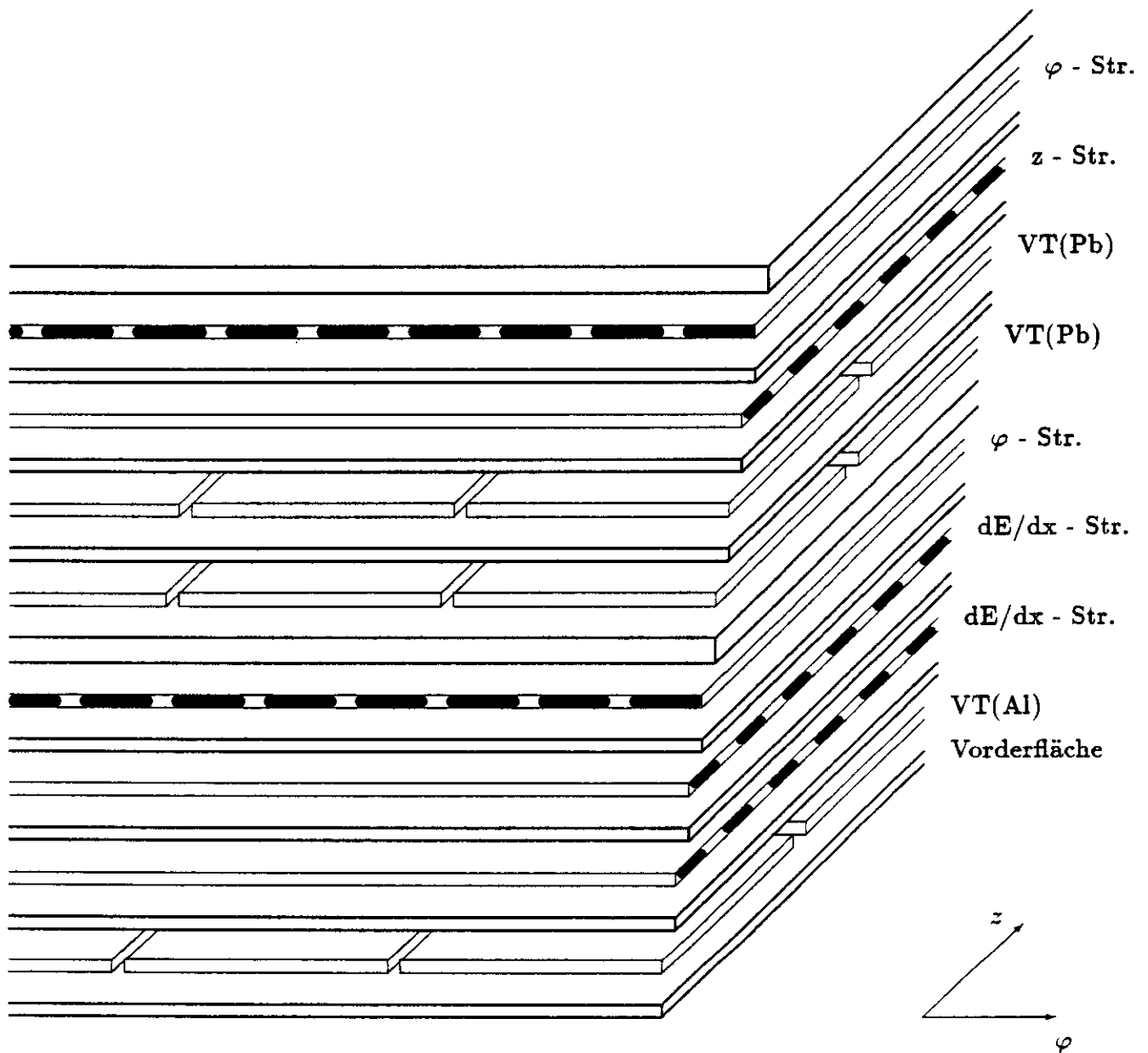


Abbildung 3.7: Ausschnitt aus einem Submodul



Die Submodule haben drei im nachfolgenden, ausgehend von der Vorderfläche, aufgeführte Bereiche (Abbildung 3.7):

1. Einen Bereich geringer Dichte mit Hochspannungslagen aus Aluminium. Die Signallagen bestehen aus:

- Einer Lage Vordertürme aus Aluminium zur Ladungssammlung von Schauern, die im Material vor dem Kalorimeter entstanden sind.
  - Vordertürme sind quadratische Platten mit einer Kantenlänge von 7.1 cm und einer Dicke von 2 mm; mit Ausnahme der Platten an den Schmalseiten. Diese haben eine Kantenlänge von 14.2 cm.

Eine Lage besteht aus  $12 \cdot 52$  kleinen Vordertürmen und jeweils sechs großen Vordertürmen an den Schmalseiten.

- Zwei Lagen  $dE/dx$ -Streifen zur Ortsbestimmung und zur Messung des spezifischen Energieverlustes.
  - Die  $dE/dx$ -Streifen befinden sich auf einer beidseitig kupferkaschierten GfK-Platte, auf der durch Ätzen etwa 2.3 cm breite, senkrecht zur Strahlachse verlaufende, Streifen entstanden sind.

Eine Lage besteht aus 168 Streifen.

- Einer Lage  $\varphi$ -Streifen zur Ortsbestimmung.
  - Die  $\varphi$ -Streifen sind ausgelegt wie die  $dE/dx$ -Streifen, verlaufen aber parallel zur Strahlachse und sind in der Modulmitte unterbrochen.

Eine Lage besteht aus  $2 \cdot 36$  Streifen.

2. Einen Bereich hoher Dichte mit Hochspannungslagen aus Blei und den aufgeführten Signallagen:

- Zwei Lagen Vordertürme aus Blei.
- Einer Lage  $z$ -Streifen.
  - Die Auslegung von  $z$ -Streifen und  $dE/dx$ -Streifen ist identisch.
- Einer Lage  $\varphi$ -Streifen.
- Zwei Lagen Vordertürme aus Blei.
- Einer Lage  $z$ -Streifen.
- Einer Lage  $\varphi$ -Streifen.
- Vier Lagen Vordertürme aus Blei.

3. Einen Bereich ohne Streifen und mit veränderten Turmabmessungen. Die Hochspannungslagen bestehen aus Blei, und die Signallagen werden gebildet durch:

- Zehn Lagen Hintertürme aus Blei.
    - Die Hintertürme haben die gleichen Abmessungen wie die großen Vordertürme.
- Eine Lage besteht aus  $6 \cdot 26$  Hintertürmen. Jeweils ein Hinterturm überdeckt vier Vordertürme, mit Ausnahme der großen Vordertürme, die nicht überdeckt werden.

Art der Signalelektroden	Anzahl der Kanäle
Vordertürme	$12 \cdot 52 + 2 \cdot 6 = 636$
Hintertürme	$6 \cdot 26 = 156$
dE/dx-Streifen	$2 \cdot 168 = 336$
z-Streifen	$= 168$
$\varphi$ -Streifen	$2 \cdot 36 = 72$
Gesamtanzahl der Auslesekanäle	1368

Tabelle 3.2: Die Auslesekanäle des Schalenkalorimeters

Alle Türme und Streifen sind so angeordnet, daß sie aus der Sicht des Wechselwirkungspunktes hintereinander liegen.

Zur Verminderung der Anzahl der Auslesekanäle sind vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen alle hintereinander liegenden Vordertürme und alle Hintertürme sowie Z- und  $\varphi$ -Streifen zusammengeschaltet. Das ergibt mit den einzeln ausgelesenen dE/dx-Streifen insgesamt 1368 Auslesekanäle (Tabelle 3.2). Der Name der Signalelektroden steht dabei stellvertretend für die Gesamtheit aller zu einem Auslesekanal zusammengefaßten Signalelektroden.

### Energie- und Ortsauflösung

Aus der gemessenen Energieverteilung bei Ereignissen der Bhabha-Streuung ergibt sich die Energieauflösung zu:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\left(0.11 + \frac{0.02}{E-0.05}\right)}{\sqrt{E}} \quad E \text{ in GeV} \quad (3.7)$$

[HEY 81]

Zur Bestimmung der Ortsauflösung werden die Driftkammerspuren bei Bhabha-Ereignissen auf die Submoduleintrittsebene extrapoliert, und es wird deren Abweichung vom rekonstruierten Schauerschwerpunkt (Abschnitt 5.1) ermittelt. Die Ortsauflösung ergibt sich aus der Verteilung der Abweichungen zu:

$$\sigma_\varphi = 4.3 \text{ mrad} \quad (3.8)$$

$$\sigma_\theta = 2.1 \text{ mrad} \quad (3.9)$$

[PYR 82]

# Kapitel 4

## Datennahme und Selektion

### 4.1 Der TASSO-Trigger

Beim Betrieb mit jeweils zwei umlaufenden Teilchenpaketen durchdringen sich die Elektron- und Positronteilchenpakete alle  $3.8 \mu s$ . Innerhalb dieser Zeit muß entschieden werden, ob eine interessante Reaktion wie Annihilation, Bhabha-Streuung oder Zwei-Photon-Prozeß stattgefunden hat. Zu diesem Zweck werden Teilinformationen der einzelnen Detektorkomponenten von Mikroprozessoren daraufhin untersucht, ob verschiedene vorgegebene Bedingungen erfüllt sind. Ist das der Fall, so wird ein entsprechender Trigger gesetzt.

Wurde von den Mikroprozessoren mindestens ein Trigger gesetzt, so wird das Ereignis ausgelesen und abgespeichert. Während dieses etwa 50 ms in Anspruch nehmenden Vorgangs ist der Detektor nicht sensitiv (Totzeit). Alle Trigger zusammen führen zu einer Ausleserate von etwa 3 Hz.

Die wichtigsten Prozessoren sind die Prozessoren im Innendetektor und der Prozessor des Schalenkalorimeters.

- **Der Proportionalkammer-Prozessor**

Die Drahtlagen der Kammer sind aufgeteilt in 48 radiale Segmente. Haben in einem Segment mindestens drei der vier Lagen angesprochen und liegen die Treffer innerhalb vorprogrammierter Krümmungsradien, so liefert der Prozessor nach  $0.5 \mu s$  ein Startsignal (Pretrigger) für die anderen Prozessoren des Innendetektors. Der Vergleich der Treffer mit definierten Krümmungsradien, den sogenannten Masken, liefert eine Abschätzung für den Transversalimpuls des auslösenden Teilchens.

- **Der Kathoden-Prozessor**

Bei gesetztem Pretrigger berechnet er aus den getroffenen Kathodenstreifen die z-Position der Proportionalkammerspuren.

- **Der Driftkammer-Prozessor (PREPRO)**

Er versucht Spuren durch sechs vorgewählte  $0^\circ$  Drahtlagen zu rekonstruieren, vorausgesetzt es haben mehr als fünf dieser Drahtlagen angesprochen. Durch den Vergleich mit 15 verschiedenen Masken werden den Spuren Transversalimpulse zugeordnet.

- **Der Prozessor des Schalenkalorimeters**

Die Türme der Submodule werden aufgeteilt in Bereiche von aneinandergrenzenden Vordertürmen und den diese überdeckenden Hintertürmen. Der Prozessor ermittelt die Energiesummen der Vorder- und Hintertürme in den einzelnen Bereichen.

In Abhängigkeit der gewählten Triggerbedingungen werden von diesen Prozessoren die aufgeführten Trigger gesetzt.

- Der **Vier-Spur-Trigger** verlangt mindestens vier Driftkammerspuren mit einem jeweiligen Transversalimpuls  $p_T$  von mehr als 220 MeV/c.
- Der **Zwei-Spur-Koplanaritätstrigger** verlangt zwei gegenüberliegende Driftkammerspuren ( $180^\circ \pm 22.5^\circ$ ) mit  $p_T > 320$  MeV/c. Beide Spuren müssen den Pretrigger und die entsprechenden Flugzeitähler ausgelöst haben. Die Winkeltoleranz entspricht dabei gerade  $\pm 3$  Flugzeitähler.
- Der **neutrale Trigger (FA-0)** verlangt, daß entweder für die Energiesumme aller Vorder- und Hintertürme eines Submodules gilt:  $\sum VT > 2.68$  GeV und  $\sum HT > 1.12$  GeV oder es gilt für die Energiesumme über alle Vordertürme von mindestens zwei Submodulen:  $\sum VT > 1.60$  GeV, oder aber es muß für die Energiesumme in mindestens zwei Bereichen gelten:  $\sum VT > 1.34$  GeV und  $\sum HT > 0.56$  GeV.
- Der **Einspurtrigger (FA-1)** verlangt genau eine Driftkammerspur und zusätzlich, daß entweder für die Energiesumme aller Vordertürme eines Submodules gilt:  $\sum VT > 1.60$  GeV, oder es gilt für die Energiesumme in mindestens zwei Bereichen:  $\sum VT > 0.80$  GeV.

Ein weiterer Trigger ist der Luminositätstrigger, der auf Ereignisse der Kleinwinkel-Bhabha-Streuung reagiert.

## 4.2 Die Datenauslese

Ist einer der Trigger gesetzt, so werden die Daten aller Detektorkomponenten von einem Mikroprozessor MOTOROLA 68000 über ein CAMAC-Bus-System ausgelesen und komponentenweise zu sogenannten BOS-Banken [BLO 79] formatiert, um dann vom Experimentrechner VAX 11/750 ausgelesen zu werden. (Abbildung 4.1).

Die VAX überwacht die Datennahme, betreibt den Emulator<sup>1</sup> 370E und speichert die Daten bei Problemen mit der Datenweitergabe auf einer eigenen Magnetplatte ab. Wenn es der Datenfluß zuläßt, leitet die VAX die Daten über ein PADAC<sup>2</sup>-Bus-System zum Emulator auf dem zur Rechenzeiteinsparung auf der zentralen Rechanlage ein Teil des ersten Datenrekonstruktionsschrittes (Abschnitt 4.3) vorweggenommen wird.

Im Anschluß an diesen Prozeß werden die Daten zum DESY-Großrechner IBM 3084Q weitergeleitet, welcher die Daten auf einer Magnetplatte (Online Disk) akkumuliert und dann auf ein Magnetband schreibt (Dump-Tape). Diese Dump-Tapes sind der Ausgangspunkt der Offline-Analyse und werden nach der Datenweiterverarbeitung gelöscht.

## 4.3 Die Datenreduktion

Ausgehend von den Dump-Tapes werden die Daten in einem ersten Analyseschritt rekonstruiert. Aus den Signaleinträgen werden die Energien sowie die Spuren und Impulse der

<sup>1</sup>Ein Emulator simuliert den Befehlssatz eines anderen Rechners, in diesem Fall den Befehlssatz einer IBM 3084 Q.

<sup>2</sup>Parallel Data Acquisition Crate

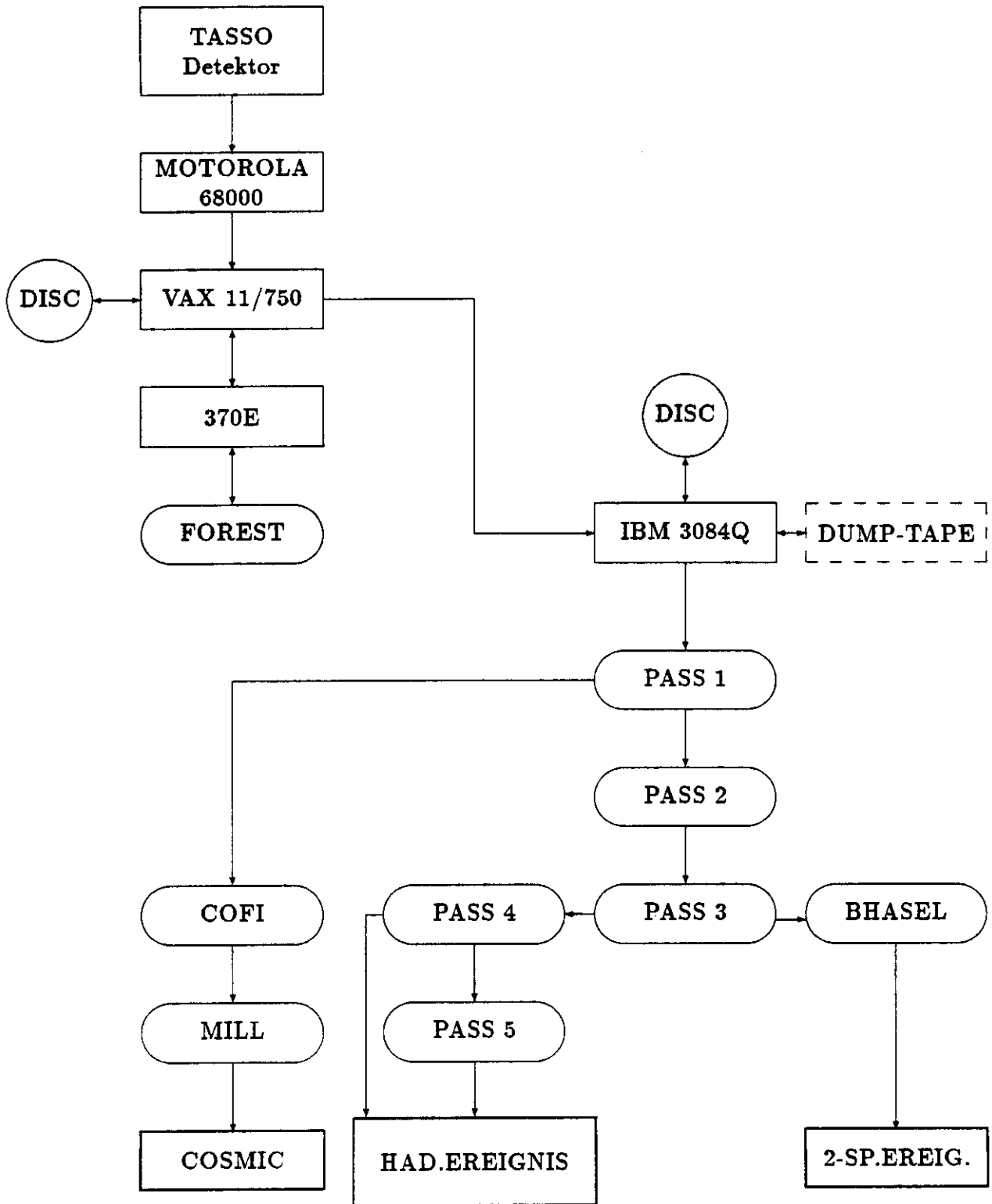


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Datenauslese und der Datenweiterverarbeitung bei TASSO

geladenen Teilchen in den Driftkammern bestimmt. Von diesen Informationen ausgehend werden diejenigen Ereignisse ausgesondert, die nicht aus der Elektron-Positron-Wechselwirkung stammen. Aus diesen reduzierten Daten werden dann die interessierenden Daten selektiert. In jedem dieser Analyseschritte werden die Daten auf Magnetbänder geschrieben, die nach den einzelnen Schritten benannt sind.

Im ersten Analyseschritt, genannt PASS-1, werden für alle Ereignisse aus den angesprochenen Signaldrähten der zentralen Driftkammer durch das Programm FOREST Spuren rekonstruiert mit einem Zeitaufwand von 60 ms pro Ereignis. Außerdem werden die Banken des Flüssig-Argon-Kalorimeters auf Unvollständigkeiten und Auslesefehler abgesucht.

Erfüllen die Ereignisse beide im folgenden genannten Bedingungen, so werden sie durch das anspruchsvollere Programm MILL (Zeitaufwand 5 s pro Ereignis) nochmals rekonstruiert.

1. FOREST hat mindestens drei Spuren in der  $r$ - $\varphi$ -Projektion rekonstruiert, deren Extrapolation einen minimalen Abstand von der Strahlachse ( $d_0$ ) von weniger als 2.5 cm betragen muß.
2. FOREST hat mindestens zwei Spuren in allen drei Dimensionen rekonstruiert, deren Extrapolation einen minimalen Abstand vom Wechselwirkungspunkt in Strahlrichtung ( $z_0$ ) von weniger als 8 cm haben muß.

Die Ergebnisse dieses Analyseschrittes werden den Rohdaten entweder durch die Vervollständigung bestehender oder durch die Erzeugung neuer Banken hinzugefügt. In diesem Analyseschritt werden keine Ereignisse ausgesondert. Auf den PASS-1-Bändern sind noch alle auftretenden Ereignisse abgespeichert.

- **Strahl-Strahlrohr-Ereignisse**

Trifft ein Elektron oder ein Positron auf die Wandung des Strahlrohres, so entsteht ein Teilchenschauer, der vom Detektor nachgewiesen werden kann. Diese Ereignisse haben ihren Ursprung nicht im Wechselwirkungspunkt.

- **Strahl-Restgas-Ereignisse**

Die Elektronen und Positronen können mit Molekülen des Restgases im Vakuumrohr wechselwirken. Die dabei produzierten Spuren scheinen in der  $r$ - $\varphi$ -Projektion von der Strahlachse zu kommen; aber in der Regel liegt der Ereignisursprung in  $z$ -Richtung, nicht im Wechselwirkungspunkt.

- **Annihilationsereignisse mit hadronischen Endzuständen**

Diese Ereignisse haben mehrere Jets und eine hohe Multiplizität der Spuren. Der Ereignisursprung liegt im Wechselwirkungspunkt.

- **Annihilationsereignisse mit leptonischen Endzuständen**

$\mu^+ \mu^-$ -Paare treten als kollineare Spuren auf, die vom Wechselwirkungspunkt kommen und deren Energie der Strahlenergie entspricht, während  $\tau^+ \tau^-$ -Paare zu multihadronischen Endzuständen führen können.

- **Ereignisse aus der Bhabha-Streuung** führen entweder zu zwei kollinearen Spuren oder durch Konvertierung der gestreuten Elektronen oder Positronen zu mehreren Spuren, die innerhalb von Kegeln mit kleinem Öffnungswinkel liegen.

- **Ereignisse aus der Höhenstrahlung**

Durchqueren Myonen der kosmischen Strahlung den Detektor und passieren dabei die Nähe des Wechselwirkungspunktes, so führen diese Ereignisse zu einer Topologie der Spuren, die ähnlich ist zur Spurtopologie von Myonen aus der Annihilation. Aber im Unterschied zu dieser führen sie zu keiner Koinzidenz der Flugzeitzählersignale.

- **Zwei-Photon-Prozesse**

Diese Ereignisse haben eine kleine Energiesumme und die Spuren zeigen bevorzugt in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung zur Strahlachse.

Im PASS-2-Analyseschritt wird der Anteil der Strahl-Strahlrohr und der Strahl-Restgas Ereignisse reduziert. Dabei gelangen auf ein PASS-2-Band nur Ereignisse, die eine der nachfolgenden Bedingungen erfüllen:

- MILL hat im PASS-1-Analyseschritt das Ereignis erfolgreich rekonstruiert.
- Im Endkappenkalorimeter oder in den Hadronarmschauerzählern wurden mindestens zwei Schauer oder ein Schauer mit einer dazugehörigen Innendetektorspur nachgewiesen.
- In allen Submodulen des Schalenkalorimeters ist insgesamt mehr als 4 GeV deponiert worden oder in mindestens zwei Submodulen mehr als jeweils 0.5 GeV.
- Der Luminositätstrigger des Vorwärtsdetektors ist gesetzt.

## 4.4 Die Selektierung multihadronischer Ereignisse

In dieser Arbeit werden die Daten von Ereignissen mit multihadronischen Endzuständen ausgewertet. Diese werden durch die PASS-3 und PASS-4 genannten Analyseschritte aus den PASS-2-Daten selektiert. Auf ein PASS-3-Band werden nur die Ereignisse geschrieben, die von MILL erfolgreich rekonstruiert wurden. Von diesen Daten ausgehend, werden nur Ereignisse auf die PASS-4-Bänder geschrieben, welche alle folgenden Kriterien erfüllen.

1. Das Ereignis besteht aus mindestens fünf akzeptierten Spuren. Akzeptiert werden dabei nur Spuren, die folgende Bedingungen erfüllen:
  - (a) Die Spur wurde in allen drei Dimensionen rekonstruiert.
  - (b) Das  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad muß kleiner als 10 in der  $r-\varphi$  Rekonstruktion und kleiner als 20 in der  $z$  Rekonstruktion sein.
  - (c) Der minimale Abstand von der Strahlachse  $d_0$  muß kleiner als 5 cm sein.
  - (d) Aus allen Spuren welche die vorangestellten Bedingungen erfüllen wird die  $z$ -Koordinate des Ereignisursprungs ( $\bar{z}$ ) berechnet. Für alle Spuren wird dann verlangt, daß der minimale Abstand zum Ereignisursprung ( $|z_0 - \bar{z}|$ ) weniger als 20 cm beträgt.
  - (e) Der Transversalimpuls  $p_T$  muß größer sein als 100 MeV/c.
  - (f) Die Spur muß mindestens die sechste 0° Drahtlage in der zentralen Driftkammer erreicht haben ( $|\cos \theta| < 0.87$ ).

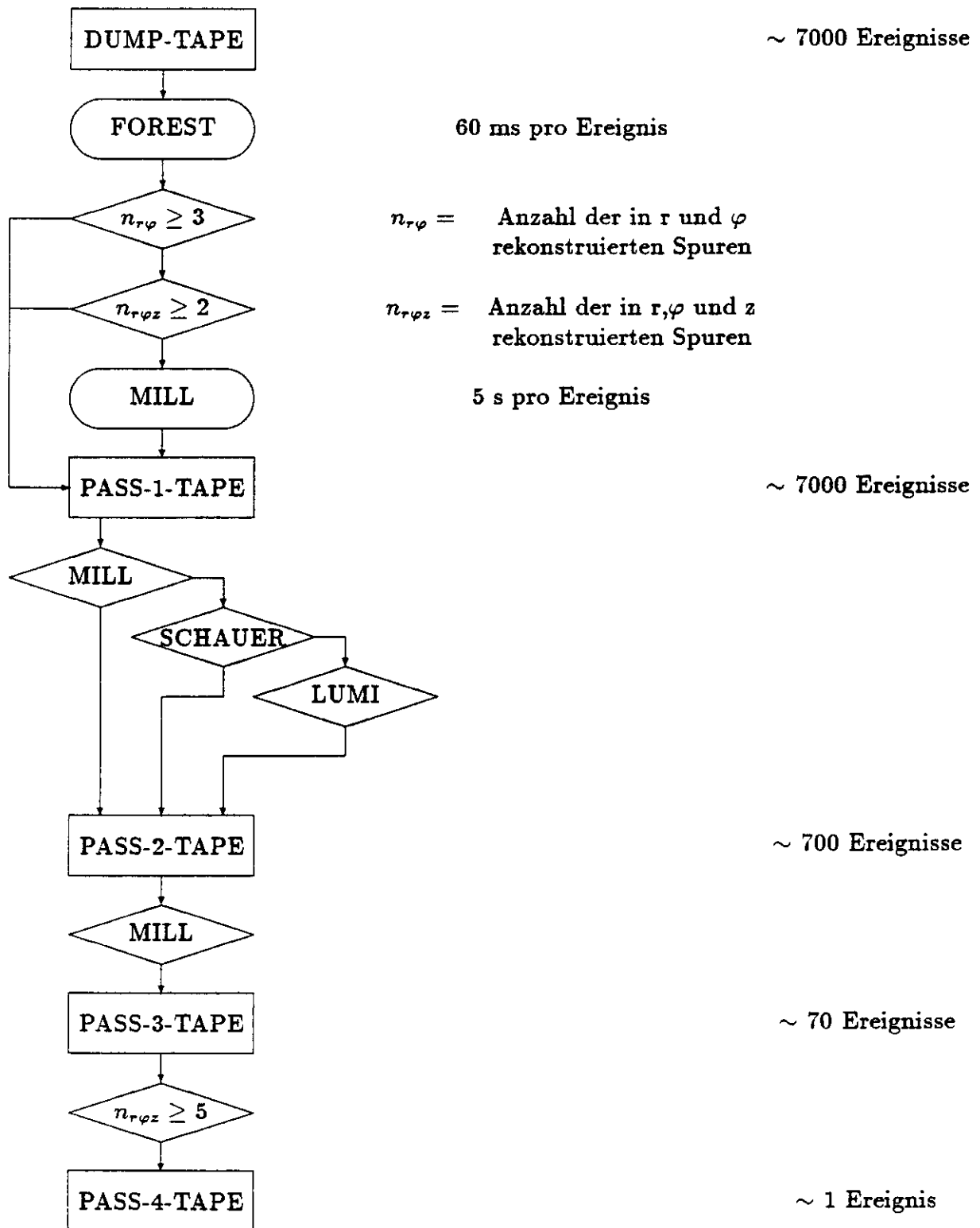


Abbildung 4.2: Die Selektion multihadronischer Ereignisse. Bei den Entscheidungsrauten wird senkrecht fortgefahren wenn die Bedingung zutrifft.



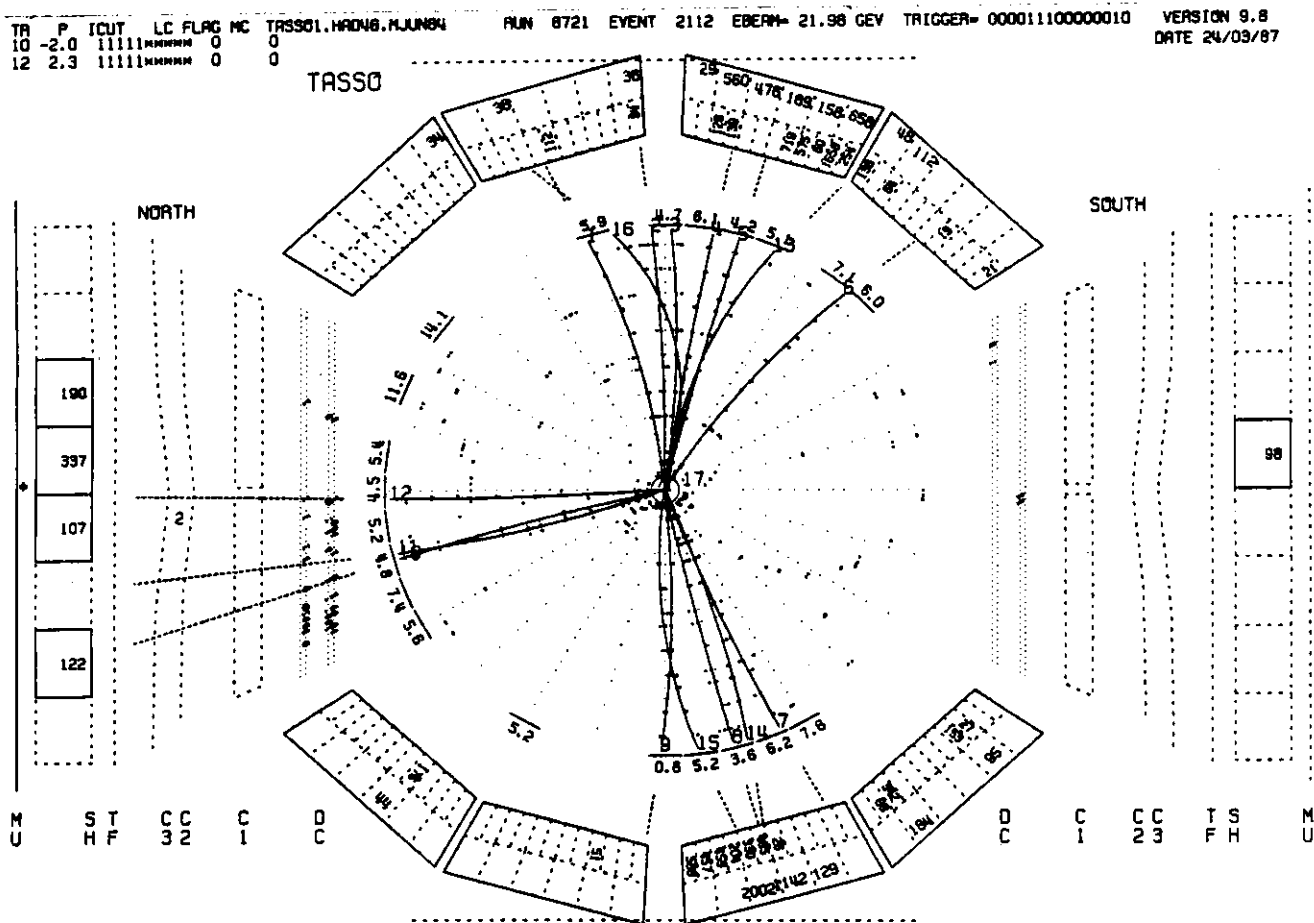


Abbildung 4.3: Multihadronisches Ereignis beobachtet mit TASSO

Durch diese Bedingung werden Ereignisse mit leptonischen Endzuständen abgetrennt.

2. Der Abstand des Ereignisursprungs vom Wechselwirkungspunkt ( $|\vec{z}|$ ) muß kleiner sein als 6 cm. Diese Bedingung verringert den Anteil der Strahl-Strahlrohr-Ereignisse und der Strahl-Restgas-Ereignisse.
3. Die Impulssumme aller akzeptierten Spuren muß größer sein als 53% des Strahlimpulses. Dadurch werden Zwei-Photon-Ereignisse ausgesondert.
4. Die invariante Masse aller Spuren in einer durch die Spherizitätsachse definierten Hemisphäre muß größer sein als die Masse des  $\tau$ -Leptons.
5. Die Ereignisse müssen einer Sichtprüfung standhalten. Strahl-Strahlrohr-Ereignisse und Strahl-Restgas-Ereignisse die alle vorstehenden Bedingungen erfüllen werden hierbei entfernt.

Zur Verbesserung der Impulsaufösung unter Verwendung der Vertexdetektorinformation gibt es einen weiteren PASS-5 genannten Analyseschritt, der aber in dieser Arbeit nicht verwendet wurde.

Abbildung 4.2 stellt schematisch den Programmablauf zur Selektion multihadronischer Ereignisse dar, während Abbildung 4.3 die  $r$ - $\varphi$ -Projektion eines solchen Ereignisses mit den Energieeinträgen im LABC und in den Čerenkovzählern zeigt.

# Kapitel 5

## Die Datenanalyse des Schalenkalorimeters

Das Ziel der Datenanalyse des Schalenkalorimeters ist die Rekonstruktion der von den einfallenden Teilchen verursachten Schauer aus den Pulshöhen der einzelnen Türme und Streifen (Abbildung 5.1), und darauf aufbauend die Bestimmung der Energien und der Bewegungsrichtungen der einfallenden Teilchen.

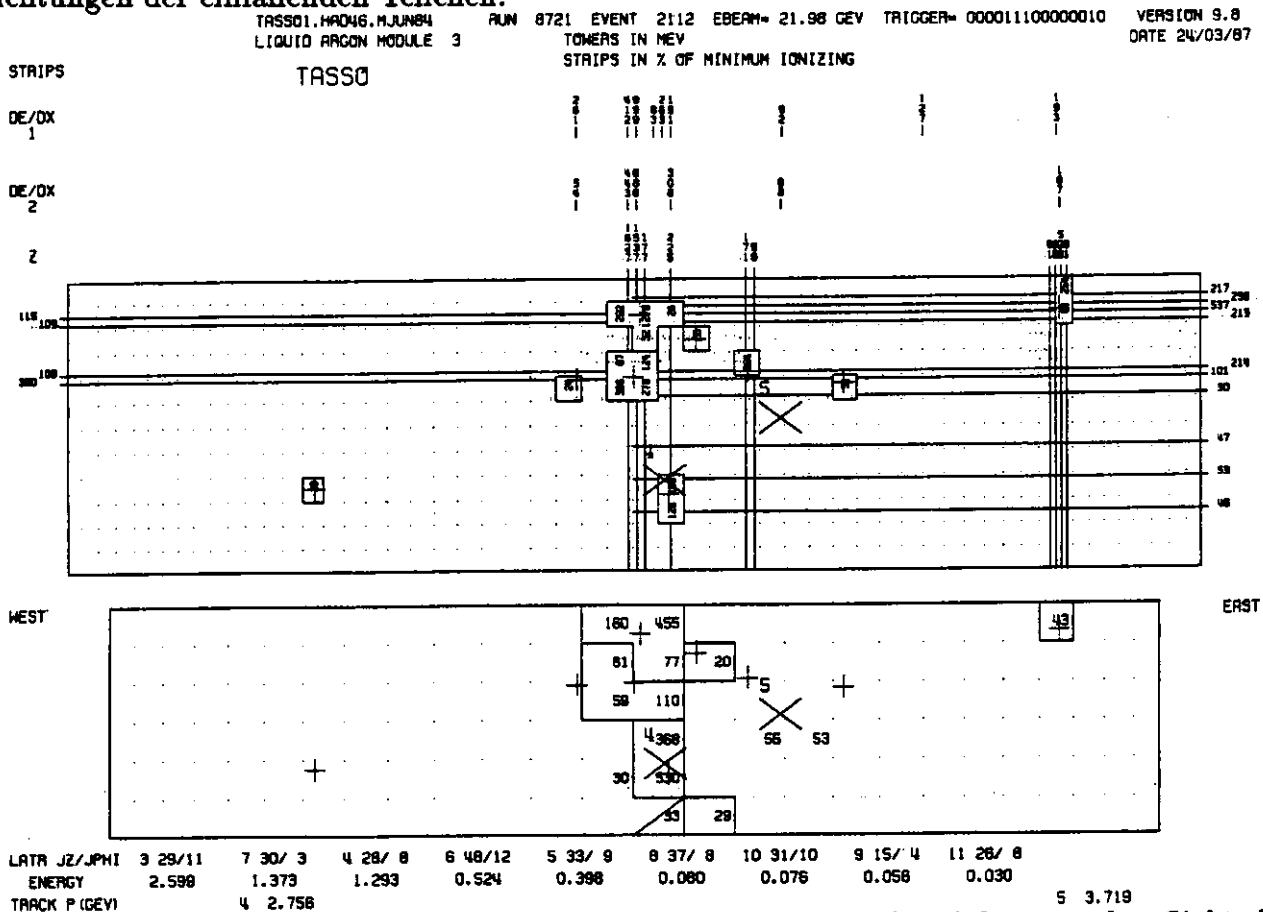


Abbildung 5.1: Die getroffenen Türme und Streifen eines Submodules aus der Sicht des Wechselwirkungspunktes. Oben ist die Vorderturmebene und unten die Hinterturmebene (Einträge in MeV) abgebildet. Darunter ist die Clusterposition und Energie (in GeV) sowie der Teilchenimpuls (in GeV/c) der extrapolierten Driftkammerspur angegeben.

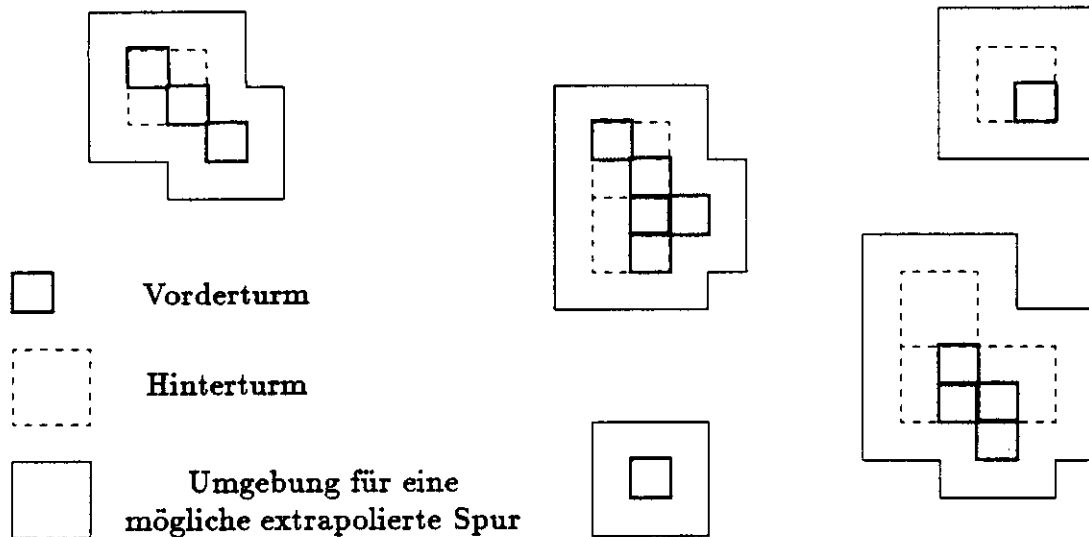


Abbildung 5.2: Clusterbildung nach Methode 1

Unabhängig von der Schauerrekonstruktion werden Wartungsprogramme ausgeführt, welche die Kalibrationskonstanten der einzelnen Submodule bestimmen und sowohl nach zu oft als auch zu selten angesprochenen Auslesekanälen suchen. Die Ergebnisse dieser Programme werden auf speziellen Datensätzen abgespeichert und stehen daher bei der Schauerrekonstruktion bereits zur Verfügung.

## 5.1 Die Schauerrekonstruktion

Schauer können sich über mehrere Türme erstrecken (Abbildung 5.1). Um aus den einzelnen Einträgen in den Türmen und Streifen Schauer zu rekonstruieren, wird für jedes Ereignis einmal das Programm LARGON aufgerufen. Dieses Programm faßt Submodulweise benachbarte Vordertürme, die sie überdeckenden Hintertürme und die Streifen in dieser Region zu einem Cluster zusammen und speichert die Ergebnisse auf der LATR-Bank (Liquid Argon TRack) ab.

Für diese Arbeit werden zwei Methoden der Clusterbildung verwendet (siehe Abschnitt 6.2). Methode 1 (Abbildung 5.2) geht dabei nach dem folgenden Algorithmus vor:

1. Der Vorderturm mit dem höchsten Energieeintrag wird gesucht und als Ausgangspunkt für die Clusterbildung genommen.
2. Alle über eine Kante an diesen Turm angrenzenden Türme werden hinzugenommen, während über Eck angrenzende Türme vorerst nicht betrachtet werden.
3. Die hinzugefügten Türme werden nacheinander als Ausgangspunkt für die Clusterbildung nach Schritt-2 genommen. Dieser Prozeß wird solange wiederholt, bis jeder Turm einmal als Ausgangspunkt für die Clusterbildung gedient hat.
4. Alle Türme dieses Clusters werden als benutzt markiert und von der weiteren Betrachtung ausgeschlossen. Daraufhin werden die Schritte 1-3 solange wiederholt, bis alle

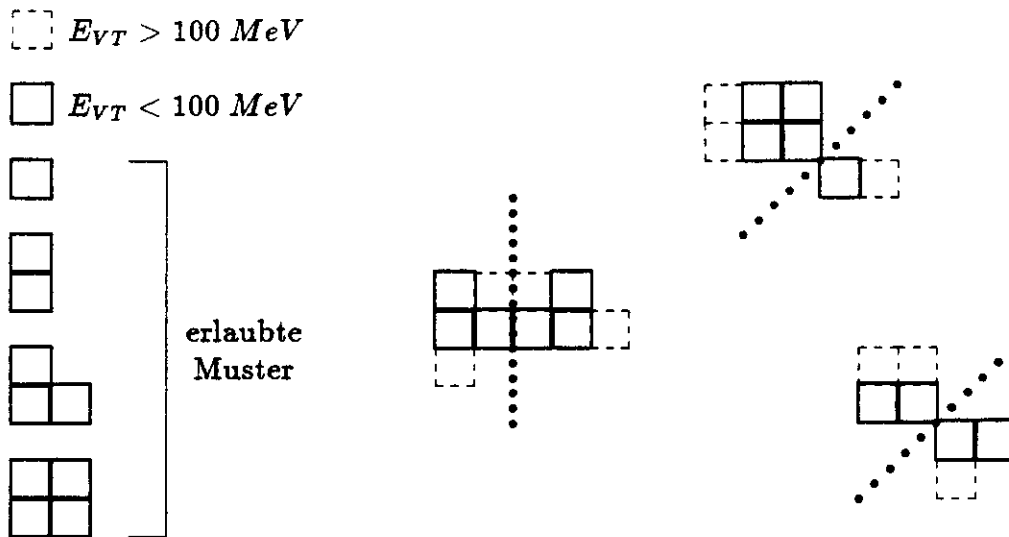


Abbildung 5.3: Clusterbildung nach Methode 2

Vordertürme mit Energieeintrag, mit Ausnahme der über Eck angrenzenden, als benutzt markiert sind.

5. Die übrigbleibenden einzelnen über Eck angrenzenden Vordertürme werden den jeweiligen Clustern hinzugefügt.
6. Mit den Hintertürmen wird genauso verfahren wie mit den Vordertürmen. Die dabei entstehenden Hinterturmcluster werden denjenigen Vorderturmclustern zugeordnet, welche von diesen überdeckt werden. Werden mehrere Vorderturmcluster überdeckt, so wird das Hinterturmcluster demjenigen mit dem höchsten Energieeintrag zugeordnet. Hintertürme, welche keine Vordertürme überdecken, werden auf Fehler in der Elektronik zurückgeführt und nicht weiter betrachtet.
7. Überdecken die Vordertürme eines Clusters Streifen mit Energieeintrag, so werden die Streifen diesem Cluster zugeordnet.

Mit den Gleichungen 3.5 und 3.6 errechnet sich die Strahlungslänge und die kritische Energie von Blei zu  $X_0(\text{Pb}) = 0.52 \text{ cm}$  und  $E_k(\text{Pb}) = 6.7 \text{ MeV}$  wodurch sich der dreifache Molière-Radius nach Gleichung 3.4 ergibt zu  $3 \cdot R_m = 4.9 \text{ cm}$ . Das bedeutet, daß der größte Teil eines Schauers auch im ungünstigsten Fall, wenn der Schauerschwerpunkt über einer Vorderturmmecke liegt, nicht mehr als zwei mal zwei Vordertürme überdeckt. Methode 2 berücksichtigt diesen Umstand und läßt nur bestimmte Clustermuster zu (Abbildung 5.3).

1. Methode 2 beginnt mit den Vordertürmen, deren Energieeinträge 100 MeV überschreiten und benutzt den Turm mit dem höchsten Energieeintrag als Ausgangspunkt zur Clusterbildung wie bei Methode 1.
2. Hat das entstandene Cluster ein unzulässiges Muster, so wird aus dem Cluster das größtmögliche Muster um den ersten Ausgangsturm herausgelöst. Die verbleibenden Türme werden als nicht benutzt betrachtet.

3. Das herausgelöste Cluster wird als Ausgangspunkt zur weiteren Clusterbildung nach Methode 1 genommen, unter Benutzung der Türme mit Energieeinträgen von weniger als 100 MeV.
4. Die Türme des auf diese Weise entstandenen Clusters werden als benutzt markiert und von der weiteren Betrachtung ausgeschlossen. Der Prozeß wird solange fortgesetzt, bis keine Türme von mehr als 100 MeV übrig sind.
5. Aus den verbleibenden Türmen mit weniger als 100 MeV werden nach Methode 1 Cluster gebildet.
6. Mit den Hintertürmen wird verfahren wie mit den Vordertürmen. Die Zuordnung der Hintertürme und der Streifen geschieht wie bei Methode 1.

Im Anschluß an die Clusterbildung wird mit der Kalibrationskonstanten (Abschnitt 5.4) die Energie des Clusters bestimmt. Die Position des Clusterschwerpunkts wird aus den mit den Pulshöhen gewichteten Streifen ermittelt. Haben in einem Cluster keine Streifen angesprochen, so wird die Position mit den Türmen bestimmt. Aus der Position des Clusterschwerpunkts wird dann die Bewegungsrichtung des verursachenden Teilchens bestimmt, unter der Annahme, daß dieses Teilchen vom Ereignisursprung gekommen ist.

Der Zusammenhang zwischen der Pulshöhensumme aller Auslesekanäle eines Clusters und der Energie des auslösenden Teilchens ist nicht immer streng linear, da statistische Schauerfluktuationen aufgrund verschiedener Effekte Energieverluste des Schauers verursachen können:

- Der Schauer wird nicht vollständig rekonstruiert.
- Durch Aufweitung des Schauers können die Einträge der Türme unter die Ausleseschwelle von 18 MeV fallen.
- Nachgewiesen wird nur die im Argon deponierte Energie.
- Das auslösende Teilchen hat im Material vor dem Kalorimeter ( $1.63 X_0$ ) Energie verloren.
- Das Schalenkalorimeter ist nur etwa 14 Strahlungslängen tief. Dadurch können hochenergetische Teilchen das Kalorimeter durchdringen, ohne absorbiert zu werden.

Diese Effekte wurden mit dem Programm EGS simuliert, welches zwischen Elektronen, im Material vor dem Kalorimeter konvertierten Photonen und nicht konvertierten Photonen unterscheidet. Auf diese Weise sind phänomenologische Funktionen bestimmt worden, mit denen die Clusterenergie korrigiert wird.

## 5.2 Das Auffinden von "heißen" Kanälen

Ein komplexes elektronisches System liefert immer auch fälschlicherweise Signale, hervorgerufen durch Fehler in den Vorverstärkern, den ADC's oder durch Fehler in der Datenweitergabe. Um diejenigen Auslesekanäle zu identifizieren, welche diese Störimpulse verursachen, wird im PASS-1-Analyseschritt für alle Ereignisse, ohne neutralen Trigger und ohne erkannte Fehler,

die Anzahl der Einträge jedes Auslesekanals für jeweils etwa 50 Runs<sup>1</sup> bestimmt. Daraus wird dann für jede Kanalart (Vorder- und Hintertürme,  $dE/dx_1$ ,  $dE/dx_2$ ,  $z$ - und  $\varphi$ -Streifen), unter Auslassung der Kanäle mit den höchsten und den niedrigsten Einträgen, die mittlere Eintragungshäufigkeit  $\bar{n} \pm \sigma_n$  errechnet und der im Mittel ausgelesene Energieeintrag  $\bar{E}$ . Weicht die individuelle Eintragungshäufigkeit  $E_i$  um mehr als drei Standardabweichungen nach oben vom Mittelwert ab, was nur in weniger als 3 % der Fälle passiert [PYR 82], so wird eine Schwellenenergie  $E_i^S$  berechnet, die ein Richtwert für die im Mittel zuviel deponierte Energie ist.

$$n_i > \bar{n} + 3 \cdot \sigma_n \quad (5.1)$$

$$E_i^S = \frac{|\bar{n} \cdot \bar{E} - \sum E_i|}{n_i - \bar{n}} \quad (5.2)$$

- $n_i$  = Eintragungshäufigkeit für den Kanal  $i$
- $\bar{n}$  = mittlere Eintragungshäufigkeit einer Art
- $\sigma_n$  = Standardabweichung der Eintragungshäufigkeit
- $\bar{E}$  = im Mittel in einer Kanalart deponierte Energie

Die Schwellenenergie wird zusammen mit der Adresse des Auslesekanals abgespeichert.

Ein Kanal dessen Schwellenenergie 2 GeV überschreitet, wird als "heiß" bezeichnet und bei allen Energieberechnungen nicht berücksichtigt. Ist die Schwellenenergie kleiner als 2 GeV, so wird der Kanal als "warm" bezeichnet und bei Energieberechnungen nur dann berücksichtigt, wenn dessen aktuelle Energie größer als die Schwellenenergie ist.

### 5.3 Die Verfügbarkeit des Schalenkalorimeters

Aufgrund von Elektronikfehlern oder Problemen mit der Kühlung sind die Submodule nicht in allen Fällen funktionstüchtig. Insbesondere Fehler in der Elektronik können nicht nur "heiße" Kanäle verursachen, sondern auch die Ansprechwahrscheinlichkeit verringern. Um diese Submodule zu erkennen, werden ausgehend von den PASS-1-Daten mit dem Programm COFI Ereignisse der kosmischen Strahlung selektiert, deren Driftkammerspuren mit einer speziellen Version von MILL neu rekonstruiert werden (Abbildung 4.1). Für jeweils etwa 50 Runs wird die Ansprechwahrscheinlichkeit von jedem Submodul berechnet und nach den einzelnen Auslesekanalarten aufgeschlüsselt. Anhand dieser Informationen wird entschieden, ob das betrachtete Submodul in dieser Run-Periode einwandfrei gearbeitet hat.

### 5.4 Die Energiekalibrierung

Das Verhältnis der Energie eines schauernden Teilchens zur Summe der Pulshöhen eines Clusters, die Kalibrationskonstante, hängt ab von der Spannung zwischen den Bleiplatten und vom Grad der Verunreinigung des Argons.

Da sich auf diese Weise die Kalibrationskonstante ändert, wird sie in regelmäßigen Abständen neu bestimmt. Dazu werden ausgehend von den PASS-2-Daten Ereignisse aus der Bhabha-Streuung selektiert. Mit der bei diesen Ereignissen bekannten Energie des auslösenden Teilchens wird für jedes Submodul eine Kalibrationskonstante bestimmt und abgespeichert.

<sup>1</sup>Der PETRA-Speicherring wird etwa alle fünf Stunden neu gefüllt. Der Betrieb für die Dauer einer Füllung wird als ein Run bezeichnet

## 5.5 Die Auswahl der Photonen

Neutrale Pionen zerfallen mit einer Lebensdauer von  $\tau = 0.83 \cdot 10^{-16} \text{ s}$  und haben damit eine Zerfallslänge von  $c\tau = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$  [PAR 84]. Ein direkter Nachweis ist daher mit den üblichen Detektoren nicht möglich. Das  $\pi^0$  zerfällt aber mit einer Wahrscheinlichkeit von 98,8% [PAR 84] in zwei Photonen, die mit dem Schalenkalorimeter nachgewiesen werden können.

In dieser Arbeit werden nur Cluster akzeptiert, welche die folgenden Bedingungen erfüllen:

1. Innerhalb einer Vorderturmbreite rund um das Cluster darf keine Extrapolation einer Spur aus dem Innendetektor enden (Abbildung 5.2). Dadurch soll sichergestellt werden, daß das Cluster von einem neutralen Teilchen verursacht wurde.
2. Es muß mindestens einer der  $dE/dx$ - oder  $z$ -Streifen angesprochen haben und mindestens ein  $\varphi$ -Streifen.
3. Der Clusterschwerpunkt darf nicht am Rand eines Submoduls liegen, weil dort Teile des Schauers das Kalorimeter verlassen können. Zur Festlegung des eingeschränkten Submodulbereichs wird ein Koordinatensystem benutzt, dessen Nullpunkt sich in der Mitte des jeweiligen Submodules in 190.1 cm Abstand vom Wechselwirkungspunkt befindet. Die Koordinatenachsen werden gebildet von der  $z$ -Koordinate und einer dazu senkrecht in der Submodulebene verlaufenden sogenannten  $w$ -Achse. Für den Clusterschwerpunkt wird verlangt:

$$\begin{aligned} |w| &< 35.987 \text{ cm} \\ |z| &< 176.225 \text{ cm} \end{aligned}$$

Diese Forderungen schränken den überdeckten Raumwinkel auf 35 % ein.

4. Das Cluster darf keinen Turm an einer Submodulkante enthalten.
5. Die Clusterenergie muß größer sein als 150 MeV und kleiner als die Strahlenergie.
6. Das Submodul muß einwandfrei gearbeitet haben.

## Kapitel 6

# Das Verfahren zur Bestimmung des inklusiven $\pi^0$ -Wirkungsquerschnittes

### 6.1 Herleitung der Bestimmungsgleichung

Wirkungsquerschnitte werden definiert als Proportionalitätskonstanten zwischen dem Produkt der Teilchenstromdichte mit der Anzahl der Streuzentren und der Anzahl der gestreuten oder erzeugten Teilchen.

$$\frac{d^2 N}{dt d\Omega} = |\vec{j}| \cdot n \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} = L \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (6.1)$$

- $N$  = Anzahl der gestreuten oder erzeugten Teilchen
- $\vec{j}$  = Teilchenstromdichte
- $n$  = Anzahl der Streuzentren
- $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  = differentieller Wirkungsquerschnitt
- $L$  = Luminosität

Die Integration über die Zeit und den Raumwinkel ergibt:

$$N = \int L dt \cdot \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = L_{tot} \cdot \sigma_{tot} \quad (6.2)$$

- $L_{tot}$  = integrierte Gesamtluminosität
- $\sigma_{tot}$  = totaler Wirkungsquerschnitt

Speziell für die Erzeugung von Hadronen und neutralen Pionen gilt:

$$N_{had} = L_{tot} \cdot \sigma_{had} \quad (6.3)$$

$$N_{\pi^0} = L_{tot} \cdot \sigma_{\pi^0} \quad (6.4)$$

- $N_{had}$  = Anzahl hadronischer Ereignisse
- $\sigma_{had}$  = totaler hadronischer Wirkungsquerschnitt
- $N_{\pi^0}$  = Anzahl neutraler Pionen
- $\sigma_{\pi^0}$  = totaler  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt

Um einen Ausdruck zu erhalten, der von der Luminosität unabhängig ist, werden diese beiden Gleichungen kombiniert. Unter Berücksichtigung der Gleichungen 2.4, 2.7 und 2.8 ergibt sich damit folgender Ausdruck:

$$\sigma_{\pi^0} = R \cdot \sigma_{\mu\mu} \cdot \frac{N_{\pi^0}}{N_{had}} \quad (6.5)$$



Daraus ergibt sich für die Ableitung des Wirkungsquerschnittes nach dem Impuls des  $\pi^0$ :

$$\frac{d\sigma_{\pi^0}}{dp} = R \cdot \sigma_{\mu\mu} \cdot \frac{1}{N_{had}} \cdot \frac{dN_{\pi^0}}{dp} \quad (6.6)$$

mit

$$N_{\pi^0} = \int_0^{\infty} n_{\pi^0}(p) dp$$

$$n_{\pi^0}(p) = \text{Anzahl der neutralen Pionen mit Impuls } p$$

Experimentell ist damit der folgende Ausdruck zu bestimmen:

$$\frac{d\sigma_{\pi^0}}{dp} = R \cdot \sigma_{\mu\mu} \cdot \frac{1}{N_{had}} \cdot \frac{\Delta N_{\pi^0}}{\Delta p} \quad (6.7)$$

mit

$$\Delta N_{\pi^0} = \sum_{p=p_{min}}^{p_{max}} n_{\pi^0}(p) = \mathcal{N}_{\pi^0}(\bar{p})$$

$$\begin{aligned} p_{max} &= \text{oberer Grenzwert} \\ &\quad \text{des betrachteten Impulsintervalls} \\ p_{min} &= \text{unterer Grenzwert} \\ &\quad \text{des betrachteten Impulsintervalls} \\ \bar{p} &= \text{mittlerer } \pi^0 \text{ Impuls} \\ &\quad \text{des betrachteten Impulsintervalls} \\ \mathcal{N}_{\pi^0}(\bar{p}) &= \text{Anzahl der erzeugten neutralen Pionen} \\ &\quad \text{des betrachteten Impulsintervalls} \end{aligned}$$

## 6.2 Die invarianten Massenspektren

Wie aus Gleichung 6.7 zu ersehen ist, ergibt sich der inklusive Wirkungsquerschnitt aus der Anzahl der erzeugten neutralen Pionen in hadronischen Ereignissen.

Zur Bestimmung der Anzahl der erzeugten neutralen Pionen werden in allen selektierten hadronischen Ereignissen für jedes Ereignis alle möglichen Photonenkombinationen gebildet und deren invariante Massen berechnet.

$$m_{\gamma\gamma}^{ij} = \frac{1}{c^2} \cdot \sqrt{(E_i + E_j)^2 - (\vec{p}_i + \vec{p}_j)^2 \cdot c^2} \quad (6.8)$$

$$\begin{aligned} m_{\gamma\gamma}^{ij} &= \text{invariante Masse der Photonenkombination } i \text{ und } j \\ E_i, \vec{p}_i &= \text{Energie und Impuls des } i\text{-ten Photons} \\ E_j, \vec{p}_j &= \text{Energie und Impuls des } j\text{-ten Photons} \end{aligned}$$

Mit den invarianten Massen werden Verteilungen mit einer Eintragsbreite von  $m \leq m_{\gamma\gamma} < m + 10 \text{ MeV}/c^2$  erstellt. Die Massenverteilungen zeigen deutliche Signale in der erwarteten Massenregion des  $\pi^0$  (Abbildung 6.1 und 6.2).

In Abhängigkeit vom Impuls der Massenkombinationen werden fünf Massenverteilungen erstellt, die in Tabelle 6.1 aufgeführt sind. Der minimale Winkel zwischen den beiden Zerfallsphotonen des  $\pi^0$  nimmt mit zunehmender  $\pi^0$ -Energie ab. Dies führt zu eng benachbarten Clustern. Bei einer Schauerrekonstruktion nach Methode 1 können die beiden Photonen

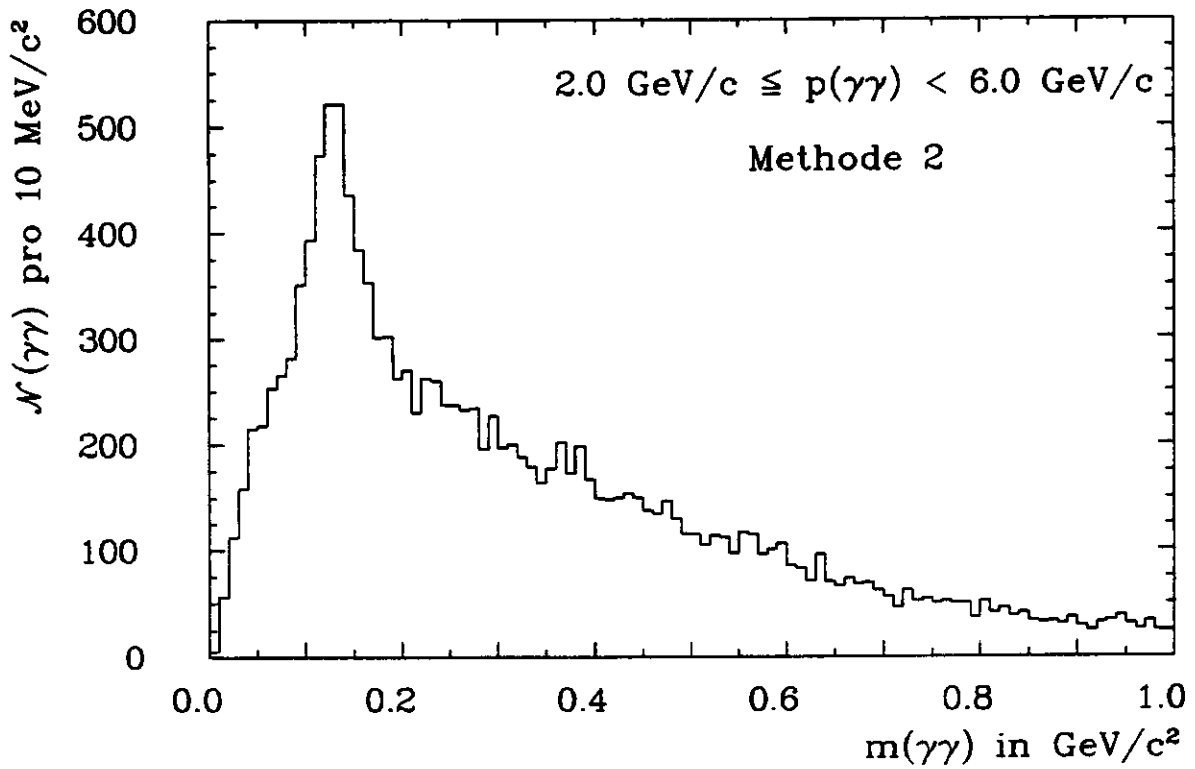
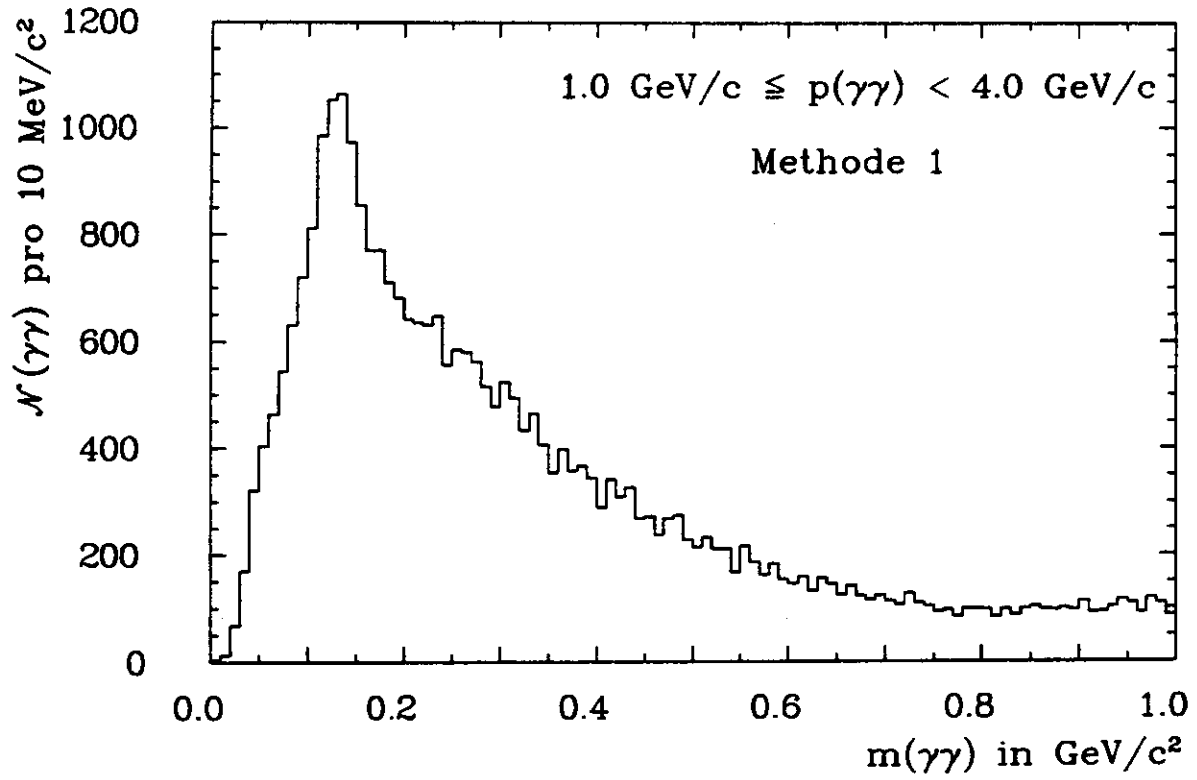


Abbildung 6.1: Die Verteilung der invarianten Masse von zwei Photonen bei 34.6 GeV

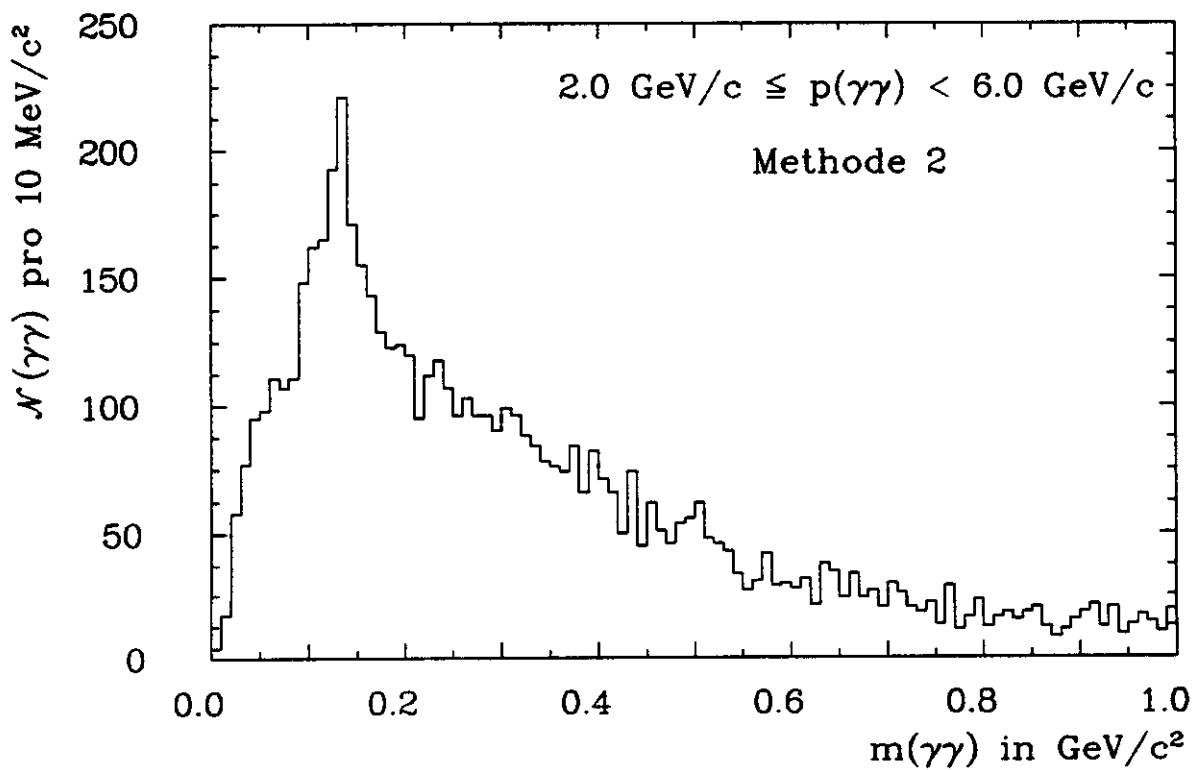
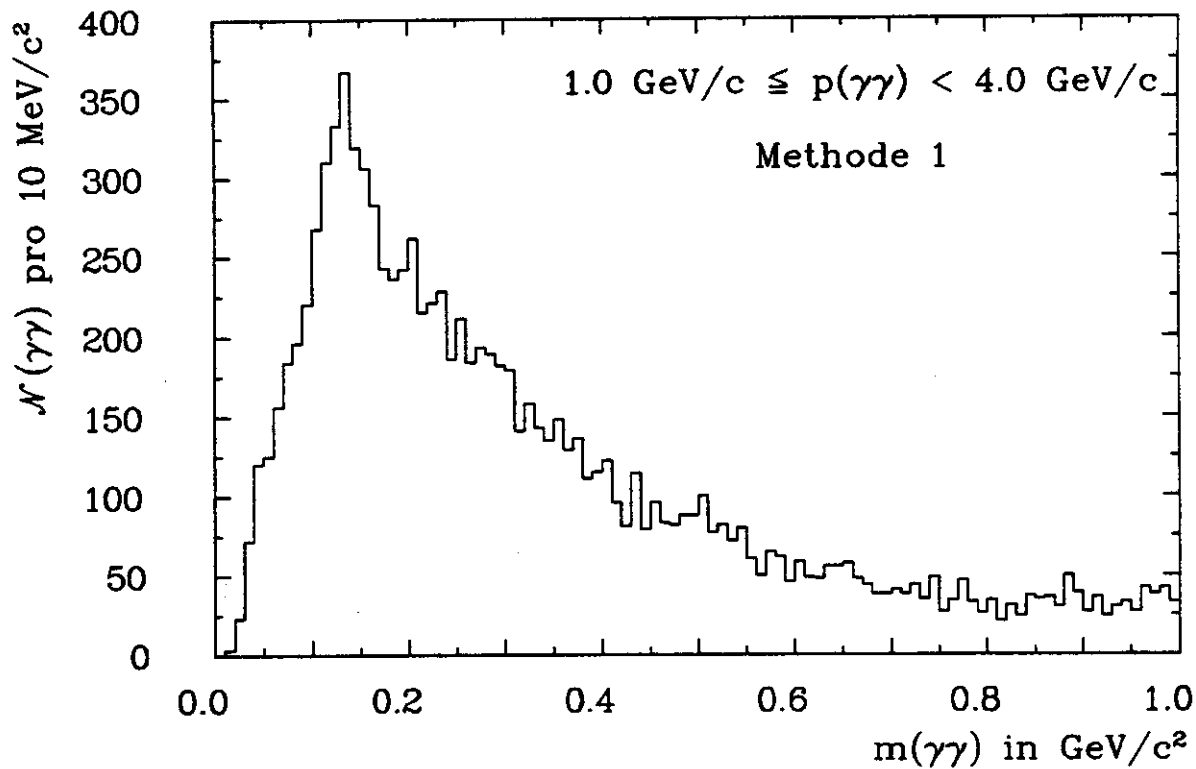


Abbildung 6.2: Die Verteilung der invarianten Masse von zwei Photonen bei 43.7 GeV

Impulsintervall [GeV/c]	Verfahren der Clusterbildung
$1.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 1.5$	Methode 1
$1.5 \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0$	Methode 1
$2.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0$	Methode 2
$3.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 4.0$	Methode 2
$4.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0$	Methode 2

Tabelle 6.1: Die betrachteten Impulsintervalle

daher ab etwa 2 GeV ein gemeinsames Cluster verursachen. Um die Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrale Pionen zu erhöhen, wurde daher für Impulse von  $p_{\gamma\gamma} \geq 2.0$  GeV die Schauerrekonstruktionsmethode 2 verwendet.

Die Anzahl der neutralen Pionen, die in zwei Photonen zerfallen sind, ist gleich der Anzahl der Massenkombinationen, bei denen beide Photonen Zerfallsprodukte desselben neutralen Pions sind, und dieses  $\pi^0$  in genau zwei Photonen zerfallen ist.

$$\sum_{p=p_{\min}}^{p_{\max}} \tilde{n}_{\pi^0}(p) = \sum_{m_{\gamma\gamma}=0}^{\infty} \mathcal{N}_{\gamma\gamma}(\bar{p}) \quad (6.9)$$

$\tilde{n}_{\pi^0}$  = Anzahl der neutralen Pionen  
im betrachteten Impulsintervall  
die in zwei Photonen zerfallen

$\mathcal{N}_{\gamma\gamma}(\bar{p})$  = Anzahl der  $\pi^0$ -Massenkombinationen pro Eintragsbreite  
des betrachteten Impulsintervalls

Alle anderen Massenkombinationen werden als Untergrund bezeichnet.

Um aus den erstellten Massenverteilungen die Anzahl der  $\pi^0$ -Massenkombinationen zu erhalten, muß der Untergrundbeitrag bestimmt werden. Dazu werden mit Hilfe der Simulation von Teilchenerzeugung und Detektorverhalten Untergrundverteilungen erstellt. (Abschnitt 6.2.1). Diese simulierten Untergrundverteilungen werden dann von den Daten subtrahiert (Abschnitt 6.2.2).

### 6.2.1 Die Ereignissimulation

Zur Erstellung der Untergrundverteilungen werden nach dem Hoyer-Modell, unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen im Anfangszustand, multihadronische Ereignisse generiert, deren Ereignisursprung als gaußverteilt um den Wechselwirkungspunkt angenommen wird. Die Viererimpulse der generierten Teilchen dienen als Eingangsgrößen für das Detektorsimulationsprogramm MONSTER, welches die Schauerentwicklung im Schalenkalorimeter mit EGS simuliert.

Auf diese Weise werden Datensätze erzeugt, die genau wie die Datensätze der realen Daten strukturiert sind und daher auch so behandelt werden können. Im Unterschied zu den realen Daten sind die Detektorsignale der simulierten Ereignisse aber zum auslösenden Teilchen zurückverfolgbar.

Submodul	34.6 GeV		43.7 GeV	
	$h_{\text{Daten}}^{\text{rel}} [\%]$	$h_{\text{MC}}^{\text{rel}} [\%]$	$h_{\text{Daten}}^{\text{rel}} [\%]$	$h_{\text{MC}}^{\text{rel}} [\%]$
1	99.9	99.9	95.0	94.7
2	99.1	99.0	96.5	96.2
3	99.5	99.5	90.2	89.8
4	99.1	99.1	99.5	99.6
5	97.2	97.2	68.0	68.4
6	99.1	99.1	67.9	68.4
7	88.5	88.2	67.3	67.8
8	99.4	99.4	67.7	68.0
5-8			68.0	67.4

Tabelle 6.2: Vergleich der relativen Häufigkeiten in den Daten und im Monte Carlo

Die simulierten Ereignisse, die in dieser Arbeit verwendet werden, müssen die Bedingungen des PASS-4-Analyseschrittes erfüllen. Die Energie und Winkelverteilungen der simulierten Photonen stimmen durchweg gut mit den Daten überein [ZEU 84].

Da das Programm MONSTER den Ausfall von Submodulen nicht simuliert, wurde aus den untersuchten Daten für jedes Submodul die relative Häufigkeit für einwandfreies Funktionieren bestimmt, um dann in den Monte-Carlo-Ereignissen die Submodule nur mit einer entsprechenden Wahrscheinlichkeit zu berücksichtigen.

$$h_i^{\text{rel}} = \frac{n_i}{n_{\text{tot}}} = w_i^{\text{MC}} \quad (6.10)$$

- $h_i^{\text{rel}}$  = relative Häufigkeit, daß Submodul  $i$  einwandfrei funktioniert
- $w_i^{\text{MC}}$  = Wahrscheinlichkeit, daß Submodul  $i$  berücksichtigt wird
- $n_i$  = Anzahl der Ereignisse in denen das Submodul  $i$  einwandfrei funktioniert hat
- $n_{\text{tot}}$  = Anzahl der verwendeten Ereignisse

Zwischen Juli und Dezember 1985 waren die unteren beiden Module ausgebaut (Submodul 5 - 8 in Tabelle 6.2). Dies wurde auf dieselbe Weise berücksichtigt, wie der Ausfall einzelner Submodule.

### 6.2.2 Die Untergrundsubtraktion

Aus den simulierten Ereignissen werden nach denselben Kriterien wie in den Daten Photonen selektiert, und genau wie in den Daten werden für jedes Ereignis alle möglichen Massenkombinationen gebildet und dieselben Massenverteilungen erstellt.

Aber zusätzlich zu den Massenverteilungen werden Signal- und Untergrundverteilungen erstellt, wobei die Signalverteilung nur diejenigen Massenkombinationen enthält, bei denen beide Photonen vom selben  $\pi^0$  stammen und dieses  $\pi^0$  in genau zwei Photonen zerfallen ist. Die Untergrundverteilungen enthalten alle übrigen Massenkombinationen. Dies ist immer dann eindeutig, wenn ein Cluster von genau einem Photon verursacht wird und auch dieses Photon genau ein Cluster erzeugt. Aufgrund von Schauerfluktuationen oder fehlerhafter Schauerrekonstruktion können aber einzelne Photonen zu mehreren Clustern führen. Andererseits können verschiedene Photonen ein einzelnes Cluster verursachen. Immer dann, wenn Mehrdeutigkeiten auftreten, wird nur genau die Massenkombination als Signal bezeichnet, deren invariante Masse am dichtesten an der  $\pi^0$ -Masse von  $135 \text{ MeV}/c^2$  liegt. Alle anderen Massenkombinationen werden dem Untergrund zugerechnet.

Die simulierten Massenverteilungen reproduzieren den Verlauf der Datenverteilungen, sind aber aus den nachfolgend angegebenen Gründen in ihrer absoluten Höhe nicht vergleichbar.

- Die gemessenen und die simulierten Ereignisse weisen Multiplizitätsunterschiede auf.
- Die Anzahl der selektierten Ereignisse ist nicht gleich der Anzahl der generierten Ereignisse.

Zur Normierung wird in den Massenverteilungen für jedes Impulsintervall die Anzahl der Massenkombinationen im Bereich  $250 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\gamma\gamma} < 450 \text{ MeV}/c^2$  ermittelt, und eine Normierungskonstante berechnet. Im gewählten Bereich ist der Einfluß des  $\pi^0$ -Signals vernachlässigbar.

$$C^{Norm}(\bar{p}_i) = \frac{\sum_{m_{\gamma\gamma}=250}^{450} \mathcal{N}_{\gamma\gamma}^{Daten}(\bar{p}_i)}{\sum_{m_{\gamma\gamma}=250}^{450} \mathcal{N}_{\gamma\gamma}^{MC}(\bar{p}_i)} \quad (6.11)$$

$$\begin{aligned} C^{Norm}(\bar{p}_i) &= \text{Normierungskonstante des betrachteten Impulsintervalls} \\ \mathcal{N}_{\gamma\gamma}^{Daten}(\bar{p}_i) &= \text{Anzahl der Massenkombinationen pro Eintragsbreite in der} \\ &\quad \text{Datenverteilung des betrachteten Impulsintervalls} \\ \mathcal{N}_{\gamma\gamma}^{MC}(\bar{p}_i) &= \text{Anzahl der Massenkombinationen pro Eintragsbreite in der} \\ &\quad \text{simulierten Verteilung des betrachteten Impulsintervalls} \\ \bar{p}_i &= \text{Mittelwert des Impulses der Massenkombinationen} \\ &\quad \text{im betrachteten Impulsintervall} \end{aligned}$$

Mit der Normierungskonstanten wird dann die Anzahl der Massenkombinationen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall ermittelt. Dazu werden im Bereich  $80 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\gamma\gamma} < 190 \text{ MeV}/c^2$  die Anzahlen der Massenkombinationen in den Daten- und den normierten Untergrundverteilungen ermittelt und voneinander subtrahiert.

$$\mathcal{N}_{\pi^0}^{mess}(\bar{p}_i) = \sum_{m_{\gamma\gamma}=80}^{190} \mathcal{N}_{\gamma\gamma}^{Daten}(\bar{p}_i) - C^{Norm}(\Delta p_i) \cdot \sum_{m_{\gamma\gamma}=80}^{190} \mathcal{N}_{\gamma\gamma}^{Unter}(\bar{p}_i) \quad (6.12)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_{\pi^0}^{mess}(\bar{p}_i) &= \text{Anzahl der nachgewiesenen Massenkombinationen} \\ &\quad \text{des betrachteten Impulsintervalls} \\ \mathcal{N}_{\gamma\gamma}^{Unter}(\bar{p}_i) &= \text{Anzahl der Massenkombinationen pro Eintragsbreite in der} \\ &\quad \text{Untergrundverteilung des betrachteten Impulsintervalls} \end{aligned}$$

### 6.2.3 Der Korrekturfaktor

Die durch die Untergrundsubtraktion ermittelte Anzahl neutraler Pionen muß zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes auf die Anzahl der erzeugten neutralen Pionen korrigiert werden.

- Da das Schalenkalorimeter nur einen Teil des Raumwinkels überdeckt, wird auch nur ein Teil der Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall nachgewiesen (geometrische Akzeptanz).
- Durch Bremsstrahlung der Elektron- und Positron-Strahlen verringert sich die Schwerpunktsenergie und damit der Wirkungsquerschnitt (Gleichung 2.1).
- Treffen ein Photon und ein geladenes Teilchen das Kalorimeter innerhalb einer Vorderturbreite, so wird das verursachte Cluster als geladen bezeichnet und das Photon nicht selektiert.
- Aufgrund von Elektronikfehlern, Schauerfluktuationen oder Mängeln in der Schauerrekonstruktion werden nicht alle Photonen nachgewiesen, die das Kalorimeter treffen.
- Nachgewiesen werden nur neutrale Pionen, die in zwei Photonen zerfallen.
- Summiert wird nur über einen eingeschränkten Bereich der Massenverteilungen. Neutrale Pionen deren Zerfallsphotonen zu einer invarianten Masse führen, die außerhalb dieses Bereiches liegt, werden nicht nachgewiesen.

Der Korrekturfaktor wird aus den simulierten Ereignissen berechnet. Dazu wird die Anzahl der generierten neutralen Pionen in Ereignissen ohne Bremsstrahlung pro generiertem bremsstrahlungsfreiem Ereignis bestimmt und die Anzahl der nachgewiesenen Massenkombinationen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall pro generiertem Ereignis. Der Korrekturfaktor ist das Verhältnis dieser beiden Zahlen. Die Anzahl der nachgewiesenen Massenkombinationen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall wird dabei aus den Signalverteilungen im Bereich  $80 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\gamma\gamma} < 190 \text{ MeV}/c^2$  ermittelt.

$$\mathcal{N}_{\pi^0}(\bar{p}_i) = \mathcal{N}_{\pi^0}^{\text{mess}}(\bar{p}_i) \cdot C^{\text{Kor}}(\bar{p}_i) \quad (6.13)$$

mit

$$C^{\text{Kor}}(\bar{p}_i) = \frac{\frac{1}{N_{\text{had}}^{\text{Brems}}} \cdot \mathcal{N}_{\pi^0}^{\text{Brems}}(\bar{p}_i)}{\frac{1}{N_{\text{had}}^{\text{gen}}} \cdot \sum_{m_{\gamma\gamma}=80}^{190} \mathcal{N}_{\gamma\gamma}^{\text{Signal}}(\bar{p}_i)} \quad (6.14)$$

- $C^{\text{Kor}}(\bar{p}_i)$  = Korrekturfaktor des betrachteten Impulsintervalls  
 $\mathcal{N}_{\pi^0}^{\text{Brems}}(\bar{p}_i)$  = Anzahl der generierten neutralen Pionen des betrachteten Impulsintervalls in bremsstrahlungsfreien Ereignissen, die in zwei Photonen zerfallen  
 $N_{\text{had}}^{\text{Brems}}$  = Anzahl der bremsstrahlungsfreien hadronischen Ereignisse  
 $\mathcal{N}_{\gamma\gamma}^{\text{Signal}}(\bar{p}_i)$  = Anzahl der Massenkombinationen pro Eintragsbreite in der Signalverteilung des betrachteten Impulsintervalls  
 $N_{\text{had}}^{\text{gen}}$  = Anzahl der generierten hadronischen Ereignisse

### 6.3 Die skalierten Wirkungsquerschnitte

Die skalierten Wirkungsquerschnitte werden aus den experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitten berechnet.

$$\frac{s}{\beta} \cdot \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dx} = \frac{s}{\beta} \cdot \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dp} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (6.15)$$

$$\Rightarrow \frac{s}{\beta} \cdot \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dx} = \frac{\sqrt{s^3}}{2} \cdot \left( \frac{E_{\pi^0}}{p_{\pi^0}} \right)^2 \cdot \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dp} \quad (6.16)$$

mit

$$p_{\pi^0} = \bar{p}_i$$

$$E_{\pi^0} = \sqrt{\bar{p}_i^2 + m_{\pi^0}^2}$$

$$\beta = \frac{p_{\pi^0}}{E_{\pi^0}}$$



## Kapitel 7

# Der inklusive $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei einer Schwerpunktsenergie von 34.6 GeV

Zum Testen des entwickelten Auswerteprogramms wurde der Wirkungsquerschnitt für die inklusive Erzeugung neutraler Pionen bei einer Schwerpunktsenergie von 34.6 GeV bestimmt und mit bestehenden TASSO-Ergebnissen [TAS 86] verglichen.

Aus den zwischen März 1981 und Juli 1982 gewonnenen Daten wurden multihadronische Ereignisse mit einer Strahlenergie zwischen 16.0 GeV und 17.5 GeV selektiert. Von diesen Daten, mit einer integrierten Gesamtluminosität von  $68.6 \text{ pb}^{-1}$ , wurden 18685 Ereignisse mit einer mittleren Schwerpunktsenergie von 34.6 GeV benutzt. Für R wurde der von TASSO in diesem Energiebereich gemessene Wert von 4.01 angenommen [TAS 82C].

### 7.1 Die Untergrundreproduktion

Die Grundlage des angewandten Verfahrens ist eine befriedigende Reproduzierung des Untergrundverlaufs. Ein Vergleich der Massenverteilungen von Daten und Simulation zeigt, daß die Maxima der Massenverteilungen gegeneinander verschoben sind. Die Lage der Maxima wurde durch Anpassen einer Gaußfunktion an die Verteilungen in der Signalregion ermittelt (Tabelle 7.1), um dann aus den Mittelwerten eine Rekalibrationskonstante zu berechnen, mit der die Clusterenergie in der Simulation multipliziert wurde.

$$C^{Rekal} = \frac{\overline{m}_{max}^{Daten}}{\overline{m}_{max}^{MC}} = 0.93 \pm 0.03 \quad (7.1)$$

$$\begin{aligned} C^{Rekal} &= \text{Rekalibrationskonstante} \\ \overline{m}_{max}^{Daten} &= \text{Mittelwert der Maxima in den Daten} \\ \overline{m}_{max}^{MC} &= \text{Mittelwert der Maxima in der Simulation} \end{aligned}$$

Der Fehler der Rekalibrationskonstante wird berücksichtigt durch die Multiplikation mit einer Zufallszahl aus einer Gaußverteilung mit Mittelwert 1 und von einer Breite des Fehlers der Rekalibrationskonstanten.

Impulsintervall [GeV/c]	Verfahren der Clusterbildung	Maximum der Massenverteilung [MeV/c <sup>2</sup> ]	
		Daten	Monte-Carlo
$1.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 1.5$	Methode 2	121.3	137.0
$1.5 \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0$	Methode 2	132.2	140.0
$2.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0$	Methode 2	130.6	140.7
$3.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 4.0$	Methode 2	128.1	136.6
$4.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0$	Methode 2	128.4	132.8
$0.5 \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0$	Methode 2	122.0	135.0
$1.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 5.0$	Methode 2	127.5	138.5
Mittelwert der Maxima		$127.2 \pm 3.8$	$137.2 \pm 2.6$

Tabelle 7.1: Die Maxima der Massenverteilungen bei 34.6 GeV

Die auf diese Weise erstellten Massenverteilungen stimmen gut mit den Daten Verteilungen überein und führen, wie in den Abbildungen 7.1 bis 7.5 gezeigt, zu einer befriedigenden Untergrundsubtraktion.

## 7.2 Die Ergebnisse

Wie in den Tabellen 7.2 und 7.3 aufgeführt stimmen die ermittelten Wirkungsquerschnitte im Rahmen der Fehler gut mit den bestehenden TASSO-Ergebnissen [TAS 86] überein. Da das Verfahren zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte dasselbe ist wie in der TASSO-Veröffentlichung, wurde die Abschätzung der systematischen Fehler übernommen. Der Gesamtfehler ergibt sich durch quadratische Addition des systematischen und des statistischen Fehlers.

Impulsintervall [GeV/c]	$\bar{p}$ [GeV/c]	$\frac{d\sigma_{\pi^0}}{dp}$ [nb/GeV/c]	[TAS 86]
			$\frac{d\sigma_{\pi^0}}{dp}$ [nb/GeV/c]
$1.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 1.5$	1.22	$0.57 \pm 0.11$	$0.59 \pm 0.12$
$1.5 \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0$	1.72	$0.26 \pm 0.05$	$0.24 \pm 0.05$
$2.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0$	2.42	$0.132 \pm 0.018$	$0.124 \pm 0.018$
$3.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 4.0$	3.44	$0.057 \pm 0.010$	$0.063 \pm 0.011$
$4.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0$	4.83	$0.030 \pm 0.008$	$0.033 \pm 0.009$

Tabelle 7.2: Die inklusiven Wirkungsquerschnitte für 34.6 GeV im Vergleich

Impulsintervall [GeV/c]	$\bar{x}$ [GeV]	$\frac{d\sigma_{\pi^0}}{dx}$ [ $\mu\text{b} \cdot \text{GeV}^2$ ]	[TAS 86]
			$\frac{d\sigma_{\pi^0}}{dx}$ [ $\mu\text{b} \cdot \text{GeV}^2$ ]
$1.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 1.5$	0.071	12.0 $\pm$ 2.3	12.7 $\pm$ 2.4
$1.5 \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0$	0.100	5.5 $\pm$ 1.0	4.9 $\pm$ 1.0
$2.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0$	0.140	2.73 $\pm$ 0.38	2.54 $\pm$ 0.38
$3.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 4.0$	0.199	1.18 $\pm$ 0.22	1.29 $\pm$ 0.23
$4.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0$	0.280	0.63 $\pm$ 0.17	0.68 $\pm$ 0.19

Tabelle 7.3: Die skalierten Wirkungsquerschnitte für 34.6 GeV im Vergleich

Für Impulse mit  $p_{\gamma\gamma} < 2.0 \text{ GeV}$  wurde die Schauerrekonstruktionsmethode 1 verwendet und für Impulse mit  $p_{\gamma\gamma} \geq 2.0 \text{ GeV}$  die Schauerrekonstruktionsmethode 2. Im Impulsintervall  $1.5 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0 \text{ GeV}/c$  wurde mit der Schauerrekonstruktionsmethode 2 für den Wirkungsquerschnitt ein Wert von  $0.28 \pm 0.05 \text{ nb}/\text{GeV}/c$  ermittelt und im Impulsintervall  $2.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0 \text{ GeV}/c$  mit der Schauerrekonstruktionsmethode 1 ein Wert von  $0.134 \pm 0.019$ .

Eine graphische Darstellung der in dieser Arbeit ermittelten Wirkungsquerschnitte und der daraus berechneten skalierten Wirkungsquerschnitte findet sich in den Abbildungen 7.6 und 7.7.

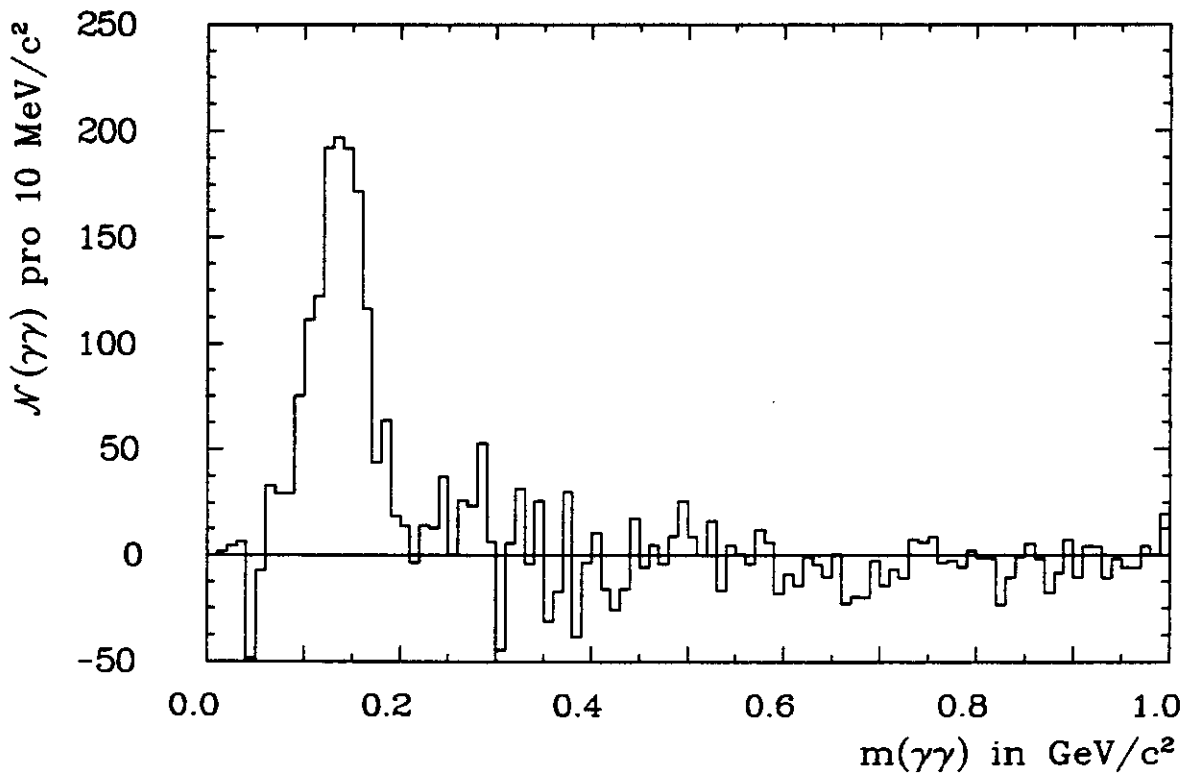
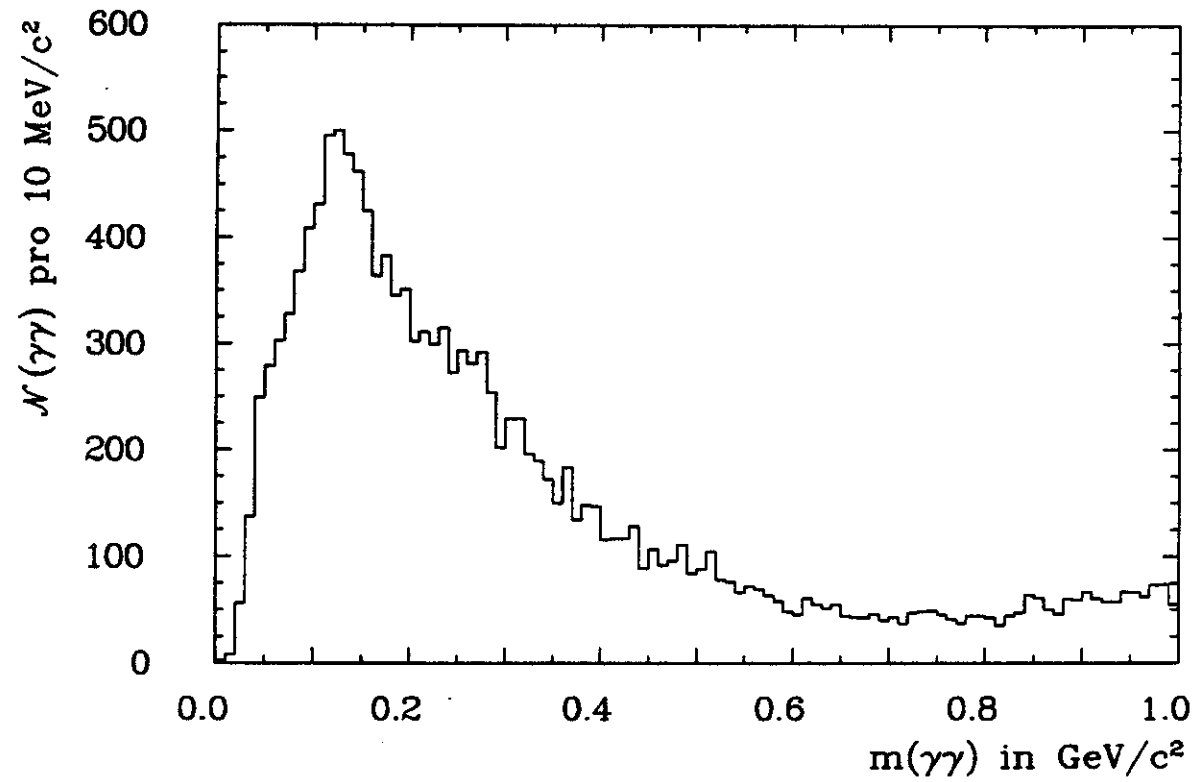


Abbildung 7.1: Die Massen- und die untergrundsubtrahierte Verteilung für  $1.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}/c$  bei 34.6 GeV

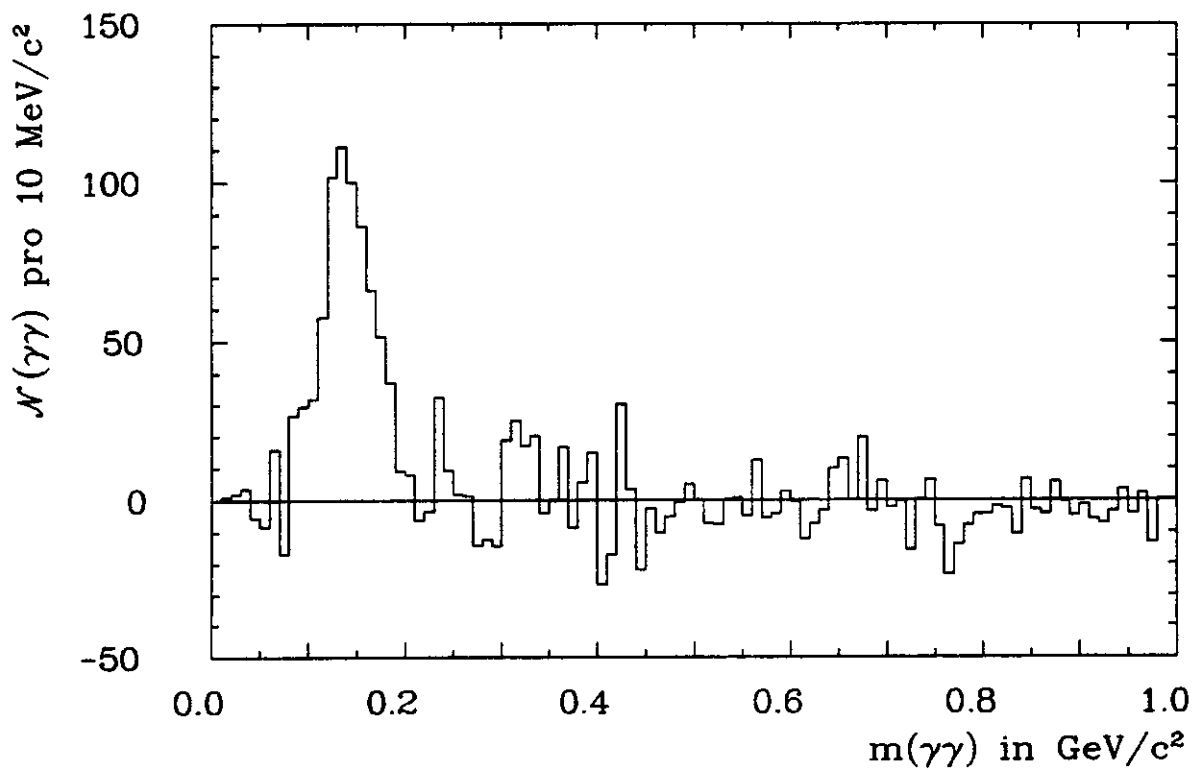
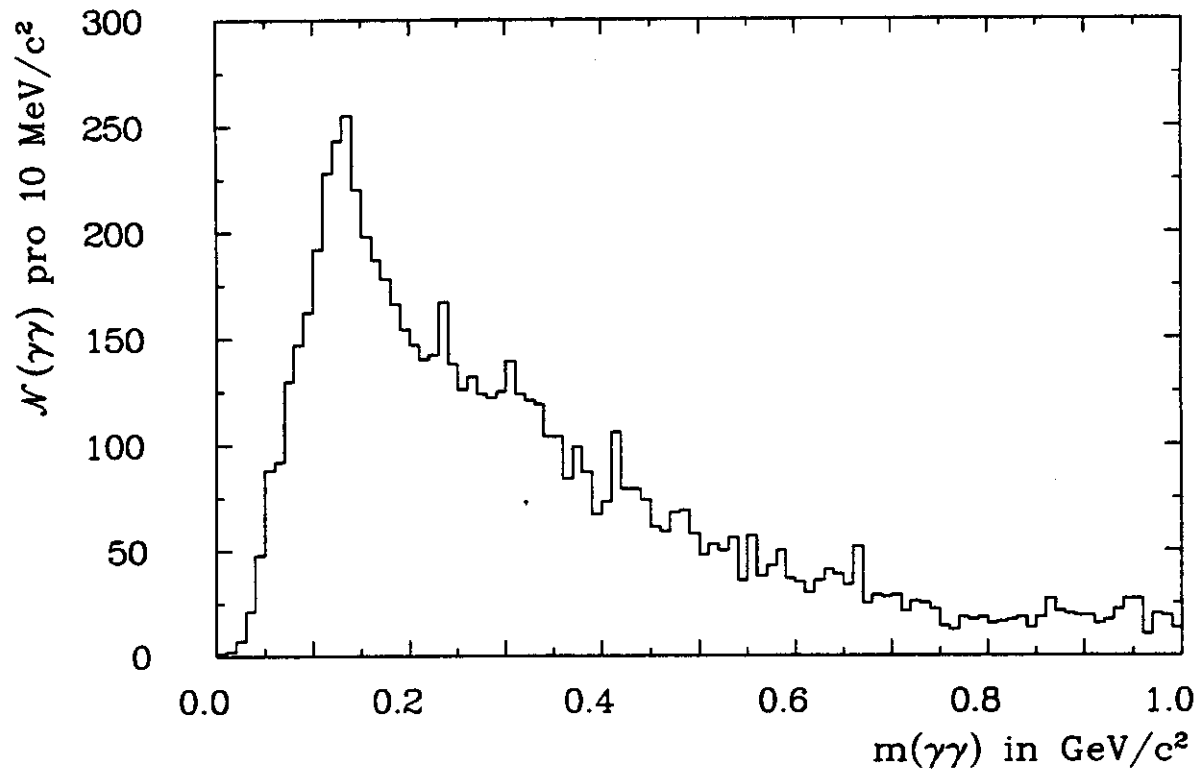


Abbildung 7.2: Die Massen- und die untergrundsubtrahierte Verteilung für  $1.5 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0 \text{ GeV}/c$  bei  $34.6 \text{ GeV}$

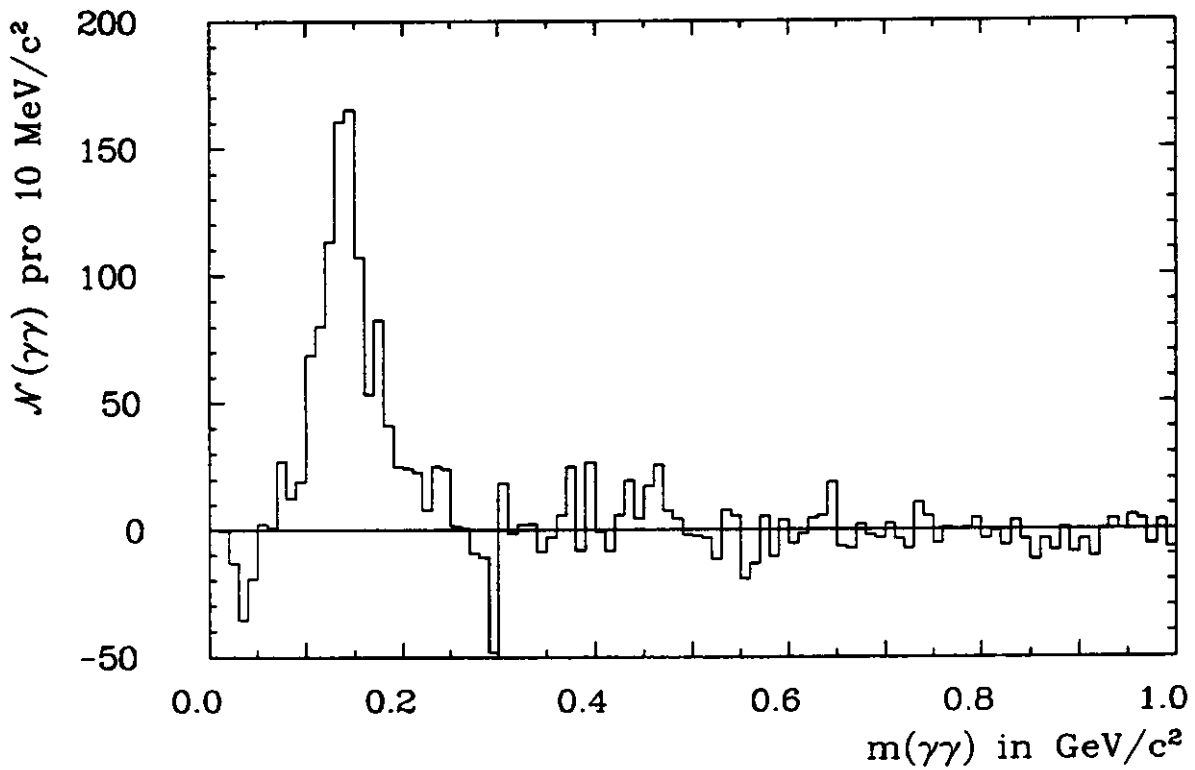
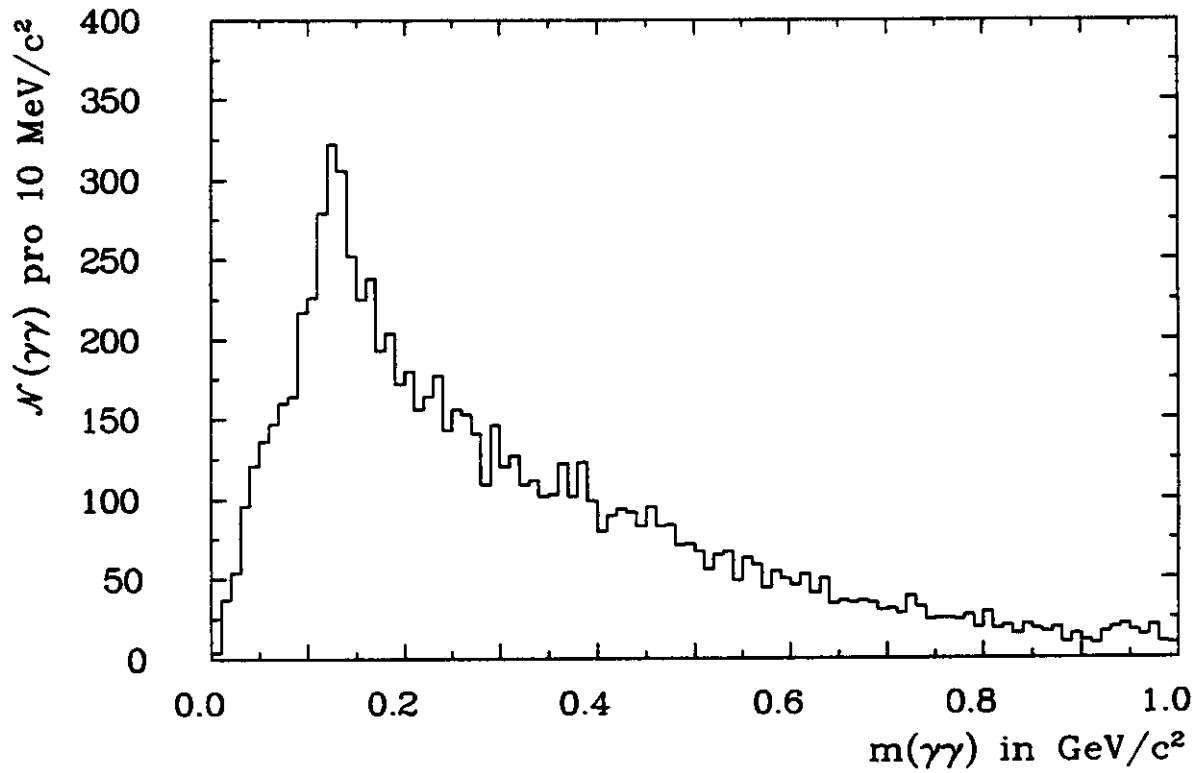


Abbildung 7.3: Die Massen- und die untergrundsubtrahierte Verteilung für  $2.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0 \text{ GeV}/c$  bei 34.6 GeV

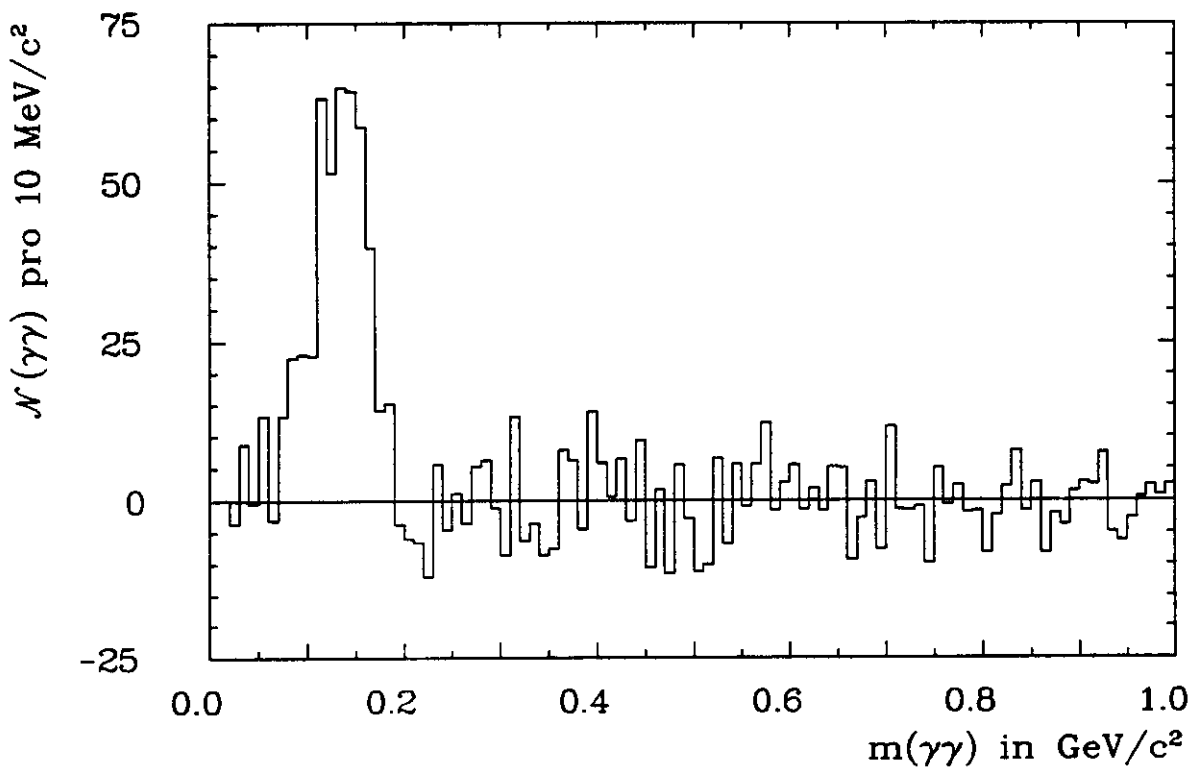
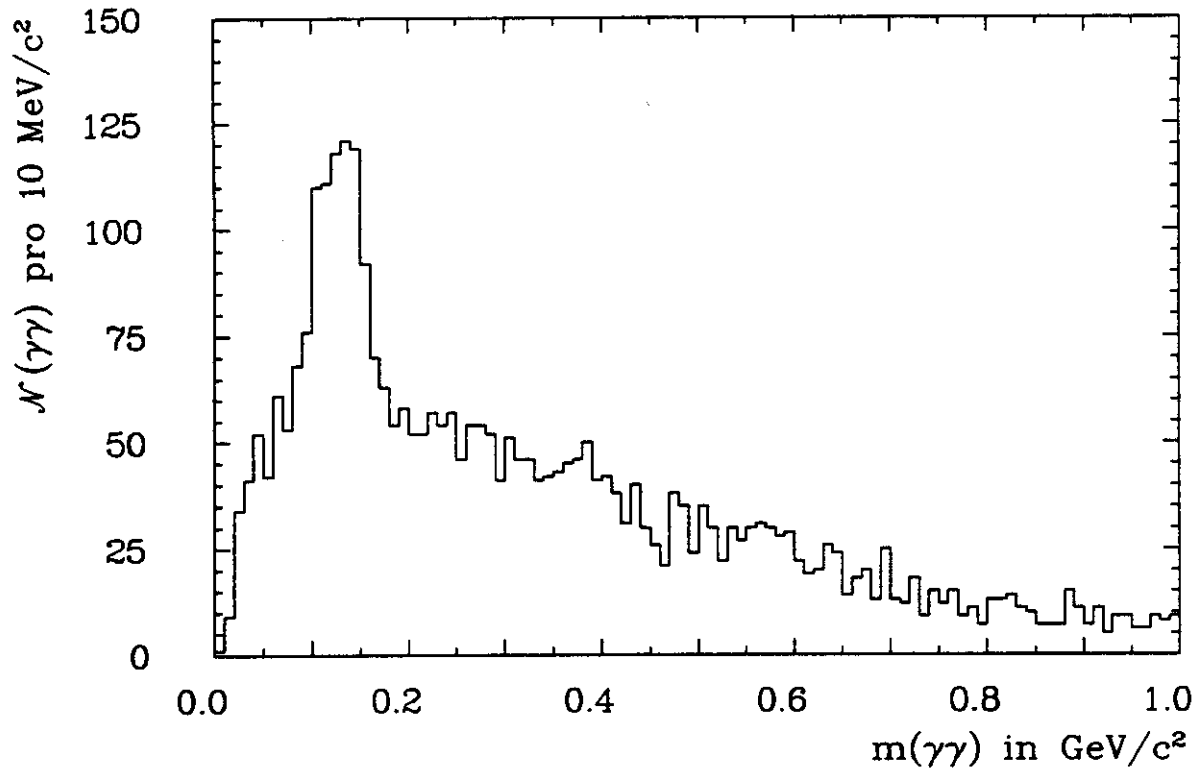


Abbildung 7.4: Die Massen- und die untergrundsubtrahierte Verteilung für  $3.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 4.0 \text{ GeV}/c$  bei  $34.6 \text{ GeV}$

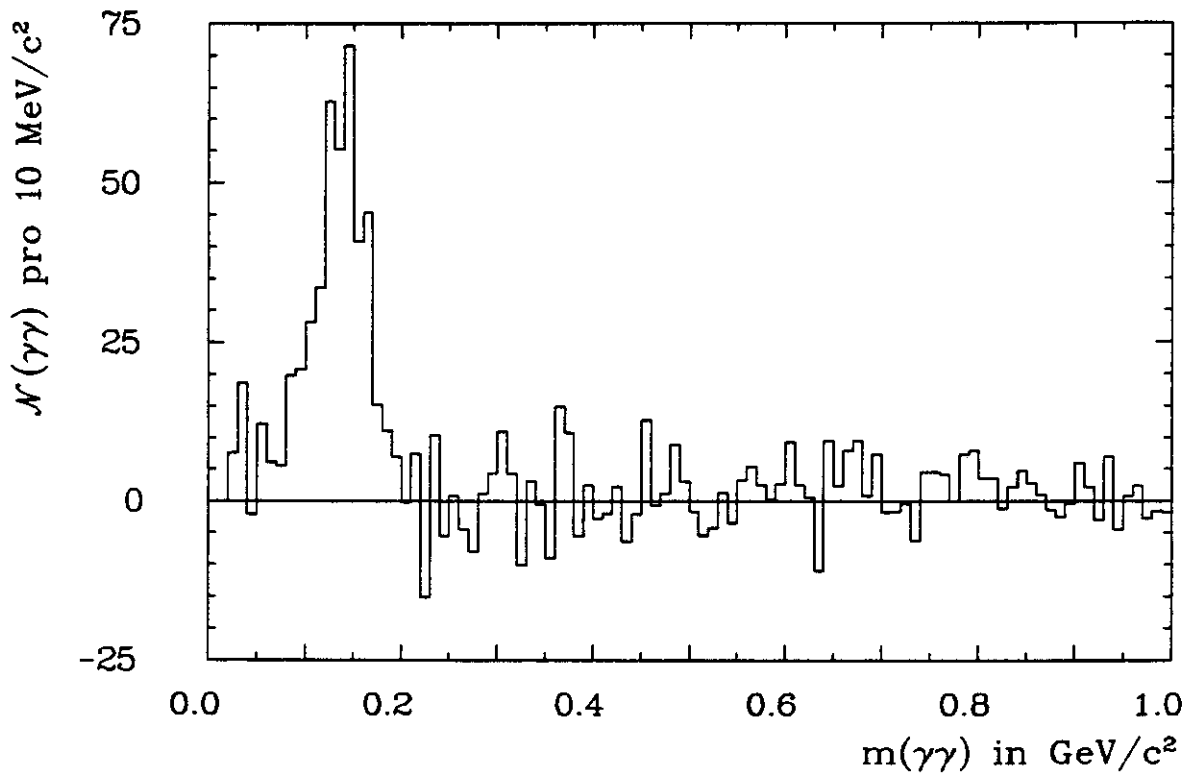
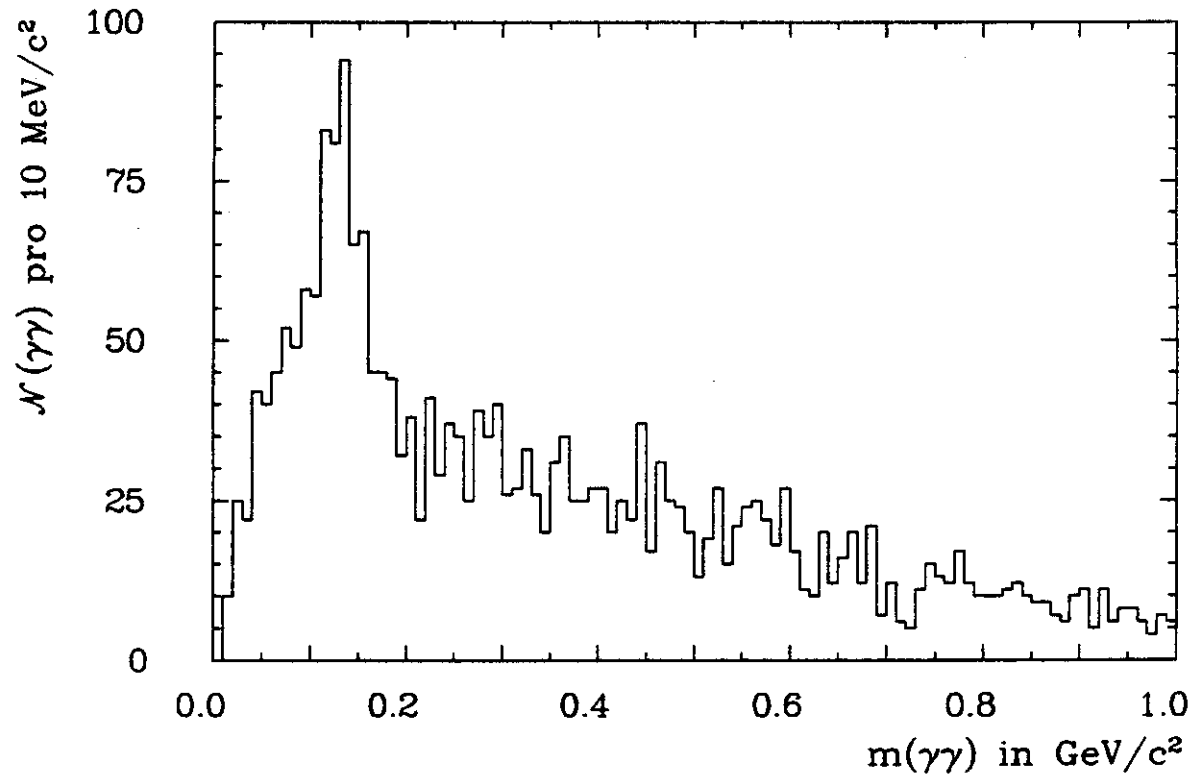


Abbildung 7.5: Die Massen- und die untergrundsubtrahierte Verteilung für  $4.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0 \text{ GeV}/c$  bei 34.6 GeV



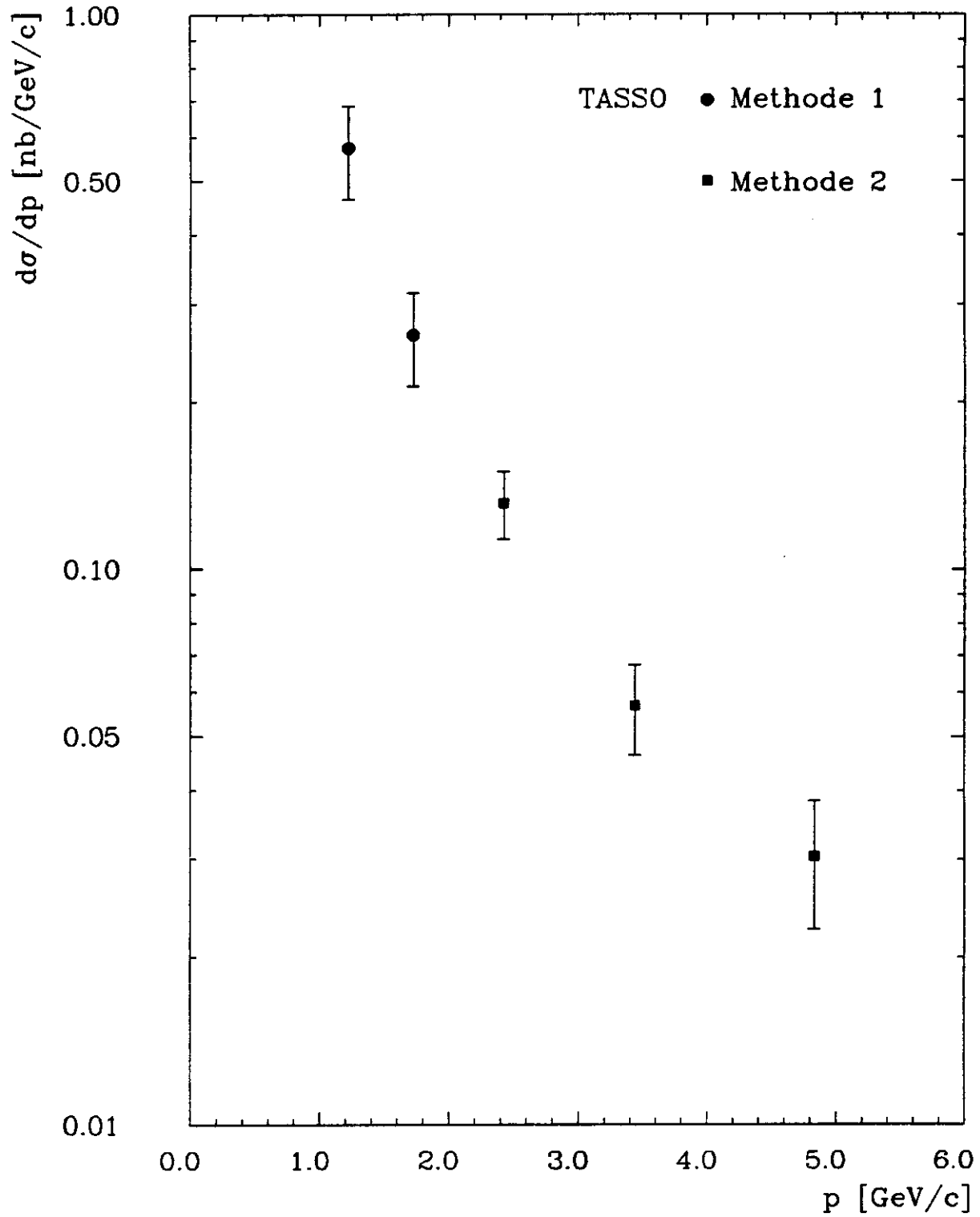
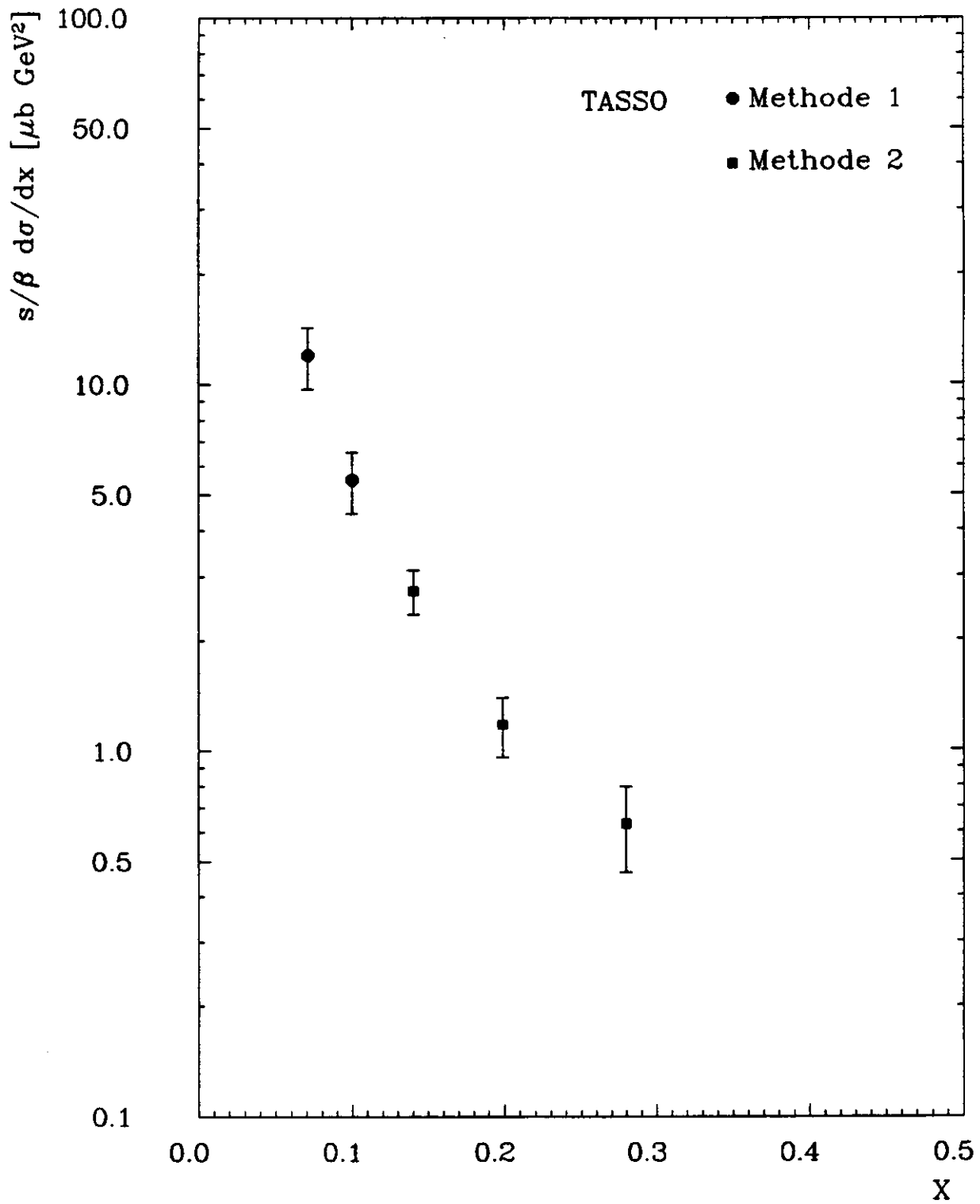


Abbildung 7.6: Der inklusive  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei 34.6 GeV

Abbildung 7.7: Der skalierte  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei 34.6 GeV

## Kapitel 8

# Der inklusive $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei einer Schwerpunktsenergie von 43.7 GeV

Aus den zwischen Mai 1984 und Juli 1985 gewonnenen Daten wurden multihadronische Ereignisse mit einer Strahlenergie zwischen 20 GeV und 23.3 GeV selektiert. Von diesen Daten, mit einer integrierten Gesamtluminosität von  $34.2 \text{ pb}^{-1}$ , wurden 5938 Ereignisse mit einer mittleren Schwerpunktsenergie von 43.7 GeV benutzt. Für R wurde der von TASSO in diesem Energiebereich gemessene Wert von 4.22 angenommen [TAS 84B].

### 8.1 Die Untergrundkorrektur

Die Maxima der Massenverteilungen in den Daten und in der Simulation sind genau wie bei 34.6 GeV gegeneinander verschoben. Die Clusterenergie wurde mit genau derselben Rekalibrationskonstante ( $0.93 \pm 0.03$ ) wie bei 34.6 GeV multipliziert, was zu einer guten Übereinstimmung führt. Wie aus den Abbildungen 8.1 bis 8.5 zu ersehen ist, führt die Untergrundsubtraktion aber auf Massenverteilungen, die typischerweise im Bereich  $m_{\gamma\gamma} < 120 \text{ MeV}/c^2$  einen negativen Eintrag haben.

Die einfachste Erklärung für die verschobenen Maxima ist die Annahme, das Schalenkalorimeter sei falsch kalibriert. Im Unterschied zu den Daten findet in der Simulation keine Kalibration statt. Die Energie eines Teilchens, welches das Schalenkalorimeter trifft, wird direkt auf die Türme und Streifen verteilt. Durch eine falsche Kalibration würden also die Massenverteilungen Maxima aufweisen, die gegen die Maxima in den simulierten Massenverteilungen verschoben wären.

Der beobachtete Effekt, daß bei der Untergrundsubtraktion Verteilungen erstellt werden, die systematisch einen negativen Eintrag in der Signalregion aufweisen, zeigt aber, daß die angeführte Erklärung zu einfach ist. Die Beobachtungen sind dagegen verträglich mit der Annahme, daß der simulierte Untergrundverlauf etwas breiter und flacher ist als in den Daten.

In den Daten befinden sich die Signale danach auf einer abfallenden Flanke des Untergrunds und erscheinen daher zu kleinen Massen verschoben. Dagegen befinden sich die Signale in den simulierten Massenverteilungen auf einem flach verlaufenden Untergrund und erscheinen daher unverschoben. Die etwas größere Breite der simulierten Untergrundverteilungen

Impulsintervall [GeV/c]	systematischer Fehler [%]	
	der Untergrundsubtraktion	gesamt
$1.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 1.5$	13	20
$1.5 \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0$	11	19
$2.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0$	12	19
$3.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 4.0$	10	18
$4.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0$	20	25

Tabelle 8.1: Die systematischen Fehler bei 43.7 GeV

führt bei der Untergrundsubtraktion im Signalbereich zu einem zu großen Abzug bei kleinen Massen. Im Bereich größerer Massen tritt dieser Effekt nicht auf, weil die Massenverteilungen in der Nähe dieses Bereichs aufeinander normiert werden.

Nimmt man an, daß die Abweichungen der Untergrundverläufe in den Daten und der Simulation mit steigender Schwerpunktsenergie zunehmen, so wird der Erfolg der Rekalibration bei 34.6 GeV verständlich.

Zur Korrektur wurde in jeder untergrundsubtrahierten Massenverteilung in den Bereichen  $20 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\gamma\gamma} < 70 \text{ MeV}/c^2$  und  $200 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\gamma\gamma} < 250 \text{ MeV}/c^2$  jeweils der Schwerpunkt der Einträge und der mittlere Eintrag pro Eintragsbreite bestimmt. Durch die auf diese Weise ermittelten Punkte wird eine lineare Funktion definiert, deren Funktionswert angibt, wieviele Einträge zur bestehenden Verteilung addiert oder davon subtrahiert werden müssen.

Die Abbildungen 8.6 bis 8.10 zeigen die auf diese Weise im Bereich  $80 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\gamma\gamma} < 190 \text{ MeV}/c^2$  korrigierten Verteilungen.

## 8.2 Die systematischen Fehler

Im nachfolgenden sind alle betrachteten Quellen für systematische Fehler aufgeführt.

- Die Akzeptanz des Kalorimeters  $\rightarrow$  8% [TAS 86]
- Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kalorimeters  $\rightarrow$  5% [TAS 86]
- Die Bestimmung von R  $\rightarrow$  5% [TAS 86]
- Die Normalisierung der Massenverteilungen  $\rightarrow$  8%
- Die Untergrundkorrektur  $\rightarrow$  7%
- Die Untergrundsubtraktion. Die hierdurch verursachten Fehler sind für jedes Impulsintervall getrennt ermittelt worden und sind in Tabelle 8.1 aufgeführt. Der dort angegebene gesamte systematische Fehler wurde durch quadratische Addition aller aufgeführten Fehler bestimmt

Impulsintervall [GeV/c]	$\bar{p}$ [GeV/c]	$\frac{d\sigma_{\pi^0}}{dp}$ [nb/GeV/c]	Fehler [nb/GeV/c]		
			statistisch	systematisch	gesamt
$1.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 1.5$	1.22	0.340	0.070	0.068	0.097
$1.5 \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0$	1.72	0.157	0.048	0.030	0.057
$2.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0$	2.43	0.096	0.018	0.018	0.025
$3.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 4.0$	3.44	0.062	0.011	0.011	0.016
$4.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0$	4.81	0.023	0.005	0.006	0.008

Tabelle 8.2: Die inklusiven Wirkungsquerschnitte für 43.7 GeV

### 8.3 Die Ergebnisse

Die inklusiven Wirkungsquerschnitte sind aufgeführt in den Tabellen 8.2 und 8.3, sowie in den Abbildungen 8.11 und 8.12, wobei der gesamte Fehler durch quadratische Addition des systematischen und des statistischen Fehlers ermittelt wurde.

Für Impulse mit  $p_{\gamma\gamma} < 2.0$  GeV wurde die Schauerrekonstruktionsmethode 1 verwendet und für Impulse mit  $p_{\gamma\gamma} \geq 2.0$  GeV die Schauerrekonstruktionsmethode 2. Im Impulsintervall  $1.5$  GeV/c  $\leq p_{\gamma\gamma} < 2.0$  GeV/c wurde mit der Schauerrekonstruktionsmethode 2 für den Wirkungsquerschnitt ein Wert von  $0.226 \pm 0.067$  nb/GeV/c ermittelt und im Impulsintervall  $2.0$  GeV/c  $\leq p_{\gamma\gamma} < 3.0$  GeV/c mit der Methode 1 ein Wert von  $0.061 \pm 0.021$ .

Die skalierten Wirkungsquerschnitte wurden verglichen mit den Ergebnissen für neutrale Pionen bei 34.6 GeV und für geladene Pionen bei 44 GeV, unter Berücksichtigung der Ergebnisse für neutrale Pionen mit Impulsen von  $6.0$  GeV/c  $\leq p_{\gamma\gamma} < 17.0$  GeV/c [TYS 86]. Wie aus der Abbildung 8.13 zu ersehen ist, stimmen die skalierten Wirkungsquerschnitte bei 34.6 GeV und bei 43.7 GeV überein, während Abbildung 8.14 zeigt, daß die skalierten Wirkungsquerschnitte bei 43.7 GeV mit der Annahme gleicher Erzeugungsraten von  $\pi^0, \pi^+$  und  $\pi^-$  Mesonen verträglich sind.

Impulsintervall [GeV/c]	$\bar{x}$ [GeV]	$\frac{d\sigma_{\pi^0}}{dx}$ [ $\mu\text{b} \cdot \text{GeV}^2$ ]
$1.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 1.5$	0.056	$14.4 \pm 4.1$
$1.5 \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0$	0.079	$6.6 \pm 2.4$
$2.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0$	0.111	$4.02 \pm 1.06$
$3.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 4.0$	0.157	$2.60 \pm 0.66$
$4.0 \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0$	0.220	$0.95 \pm 0.31$

Tabelle 8.3: Die skalierten Wirkungsquerschnitte für 43.7 GeV

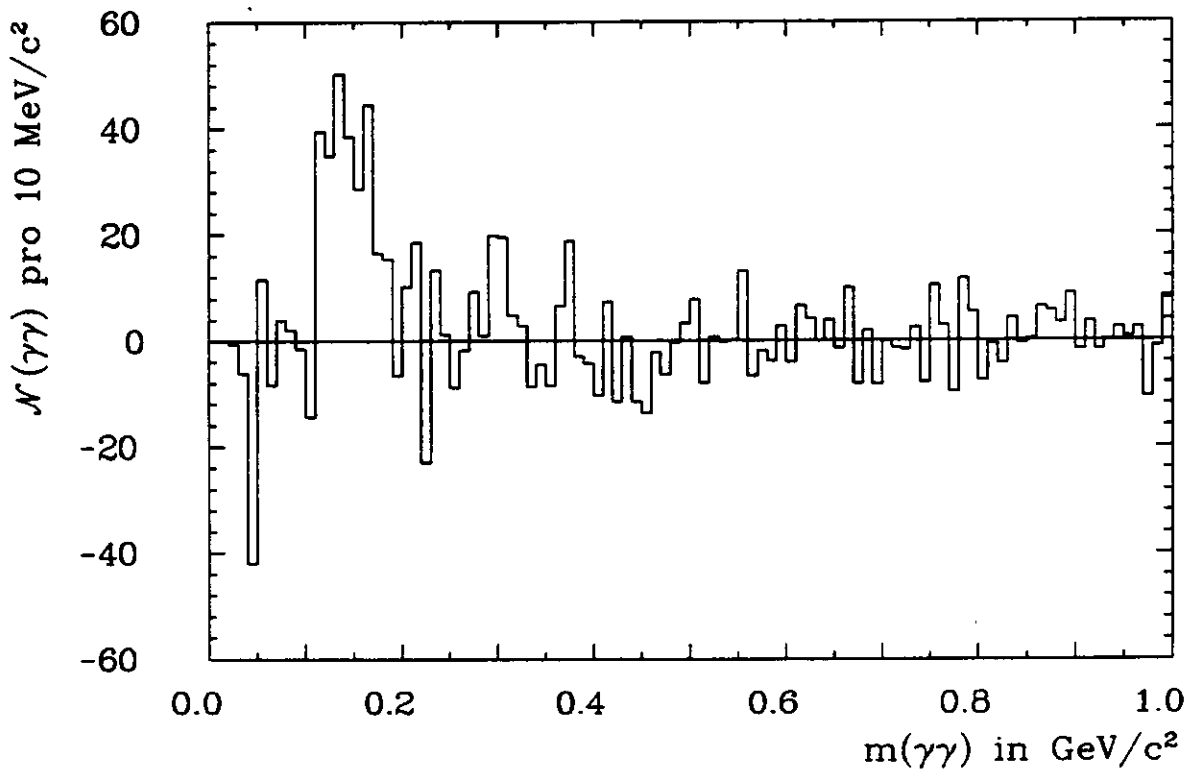
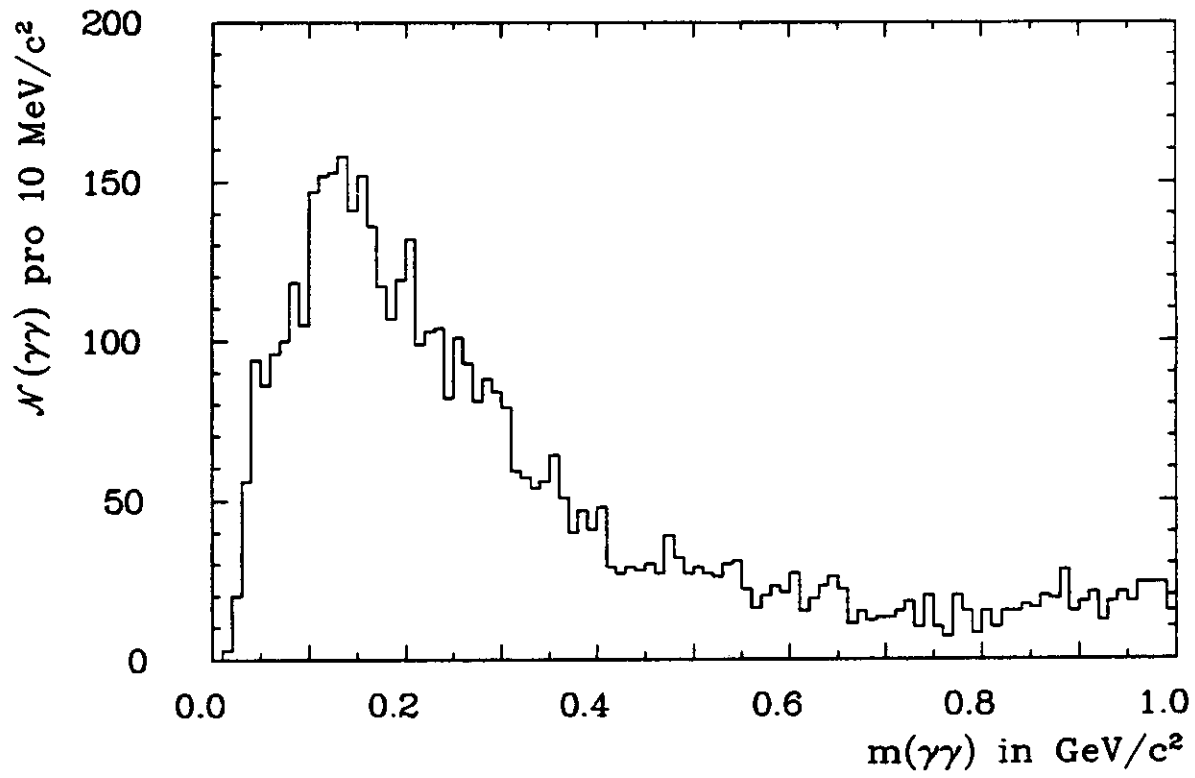


Abbildung 8.1: Die Massen- und die untergrundsubtrahierte Verteilung für  $1.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}/c$  bei 43.7 GeV

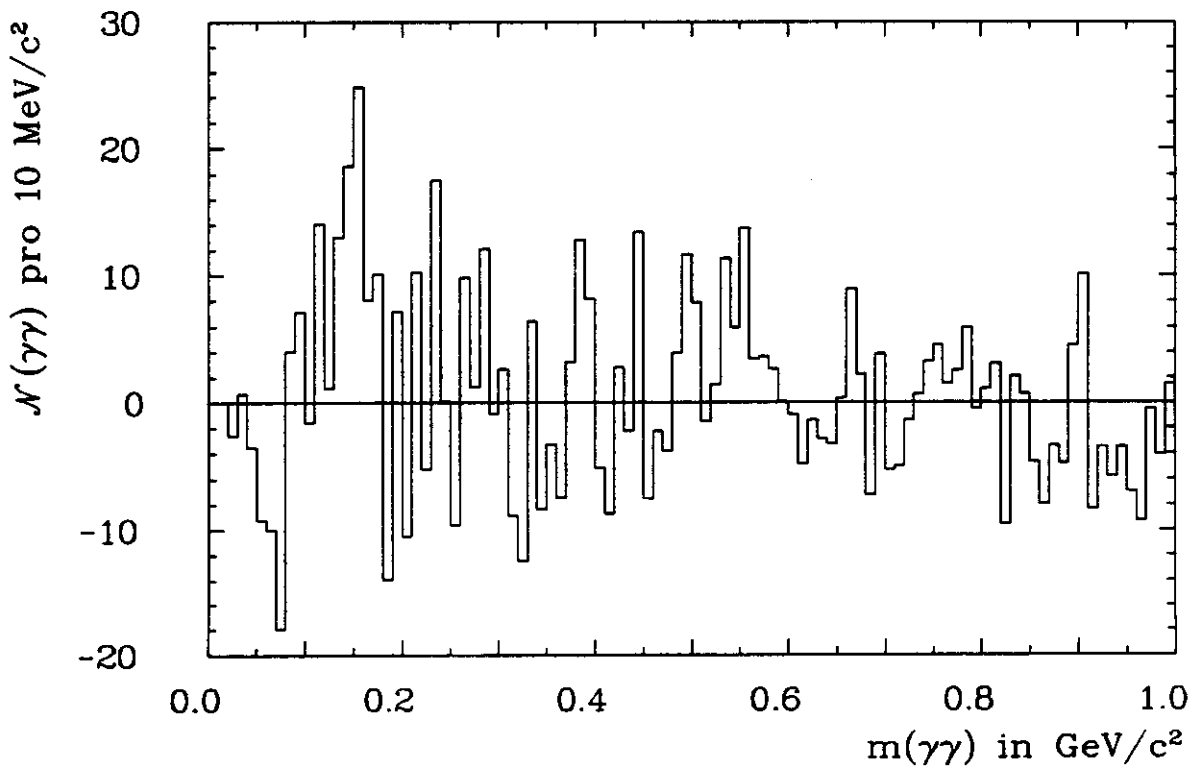
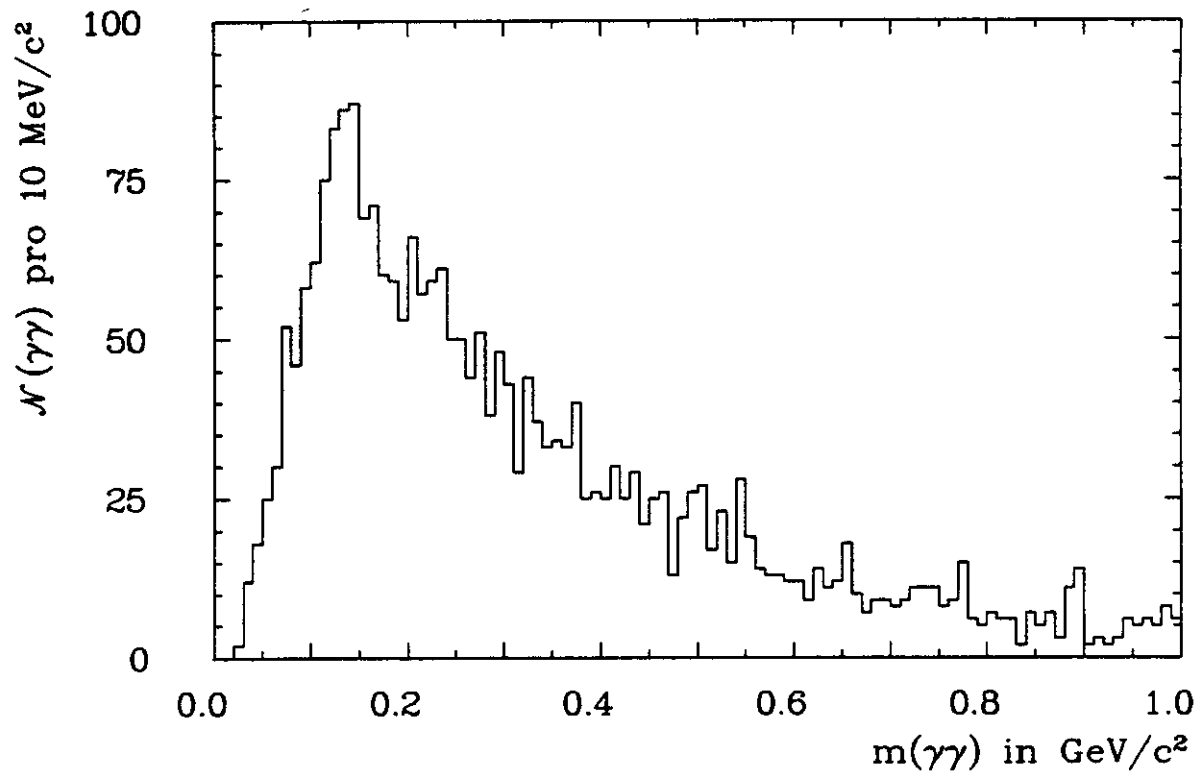


Abbildung 8.2: Die Massen- und die untergrundsubtrahierte Verteilung für  $1.5 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0 \text{ GeV}/c$  bei  $43.7 \text{ GeV}$

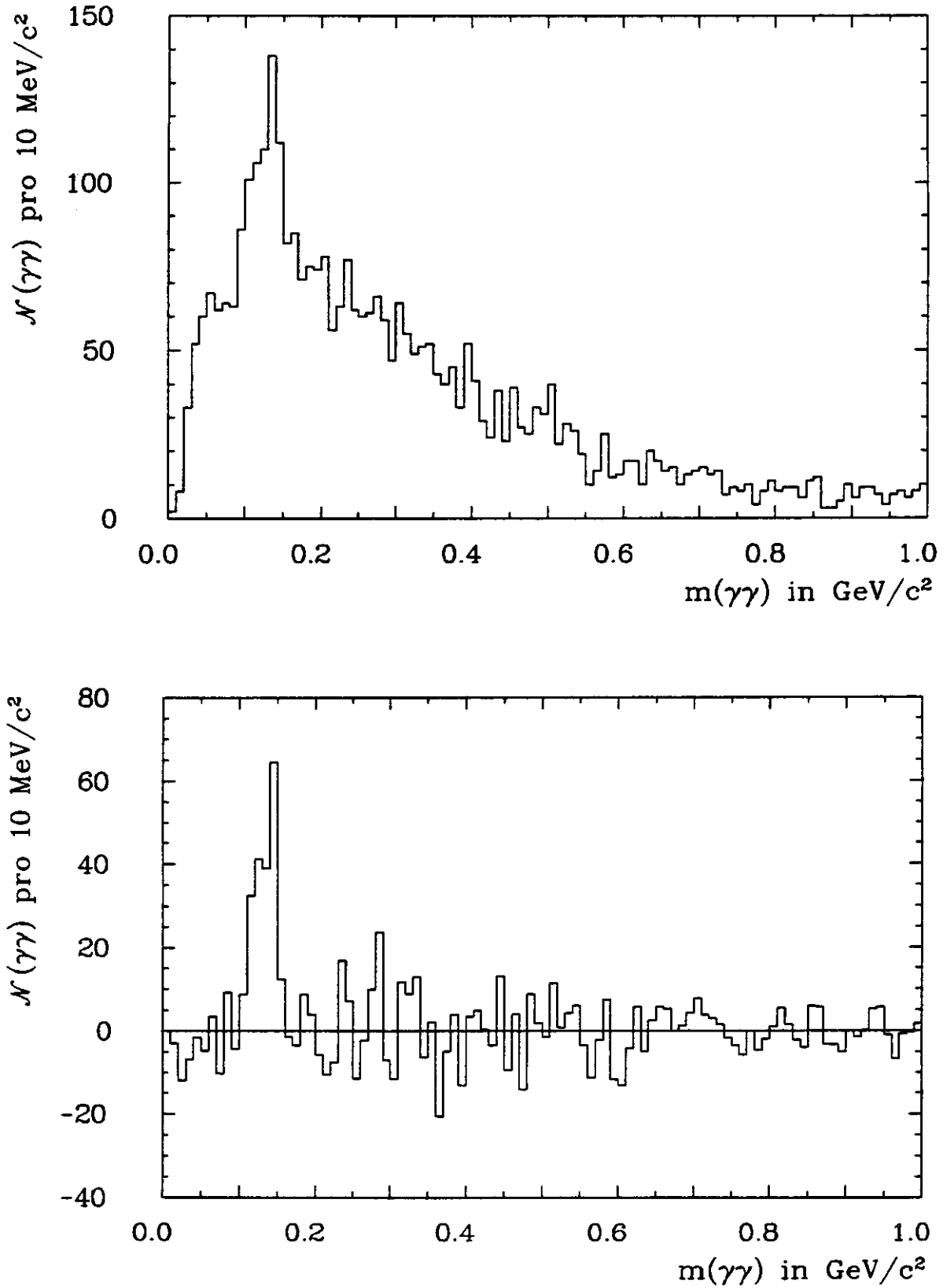


Abbildung 8.3: Die Massen- und die untergrundsubtrahierte Verteilung für  $2.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0 \text{ GeV}/c$  bei 43.7 GeV



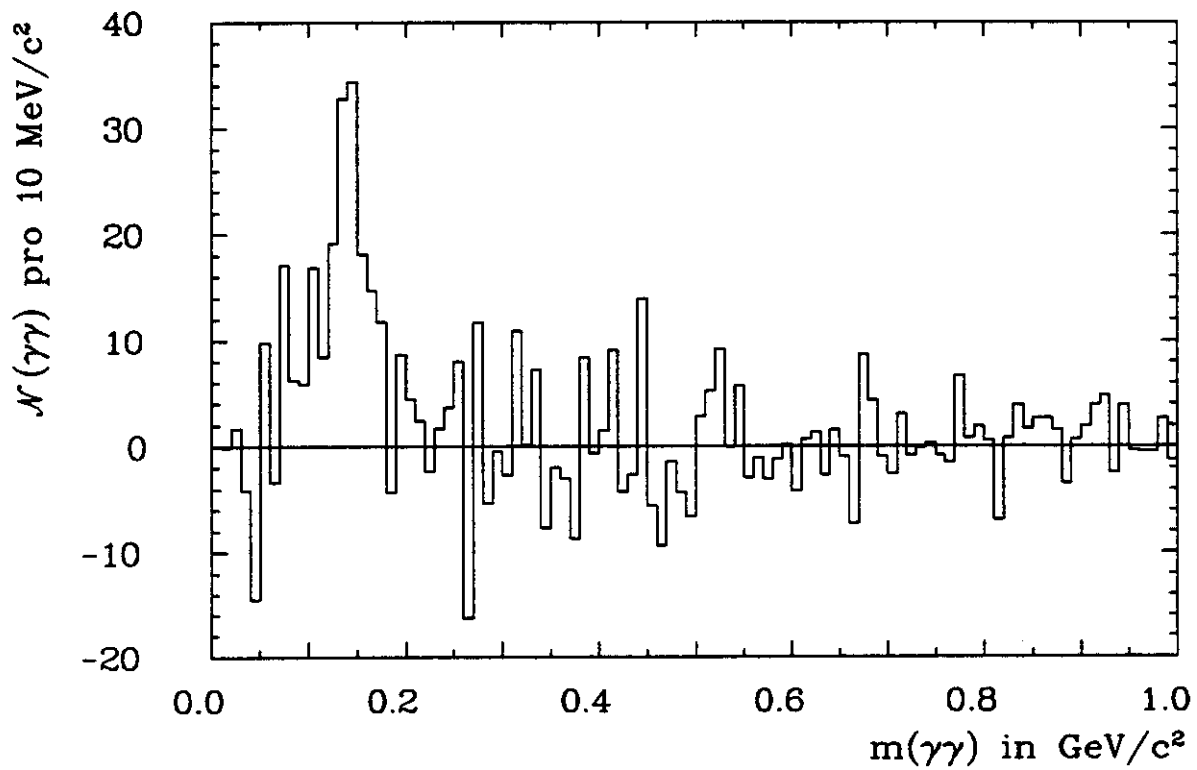
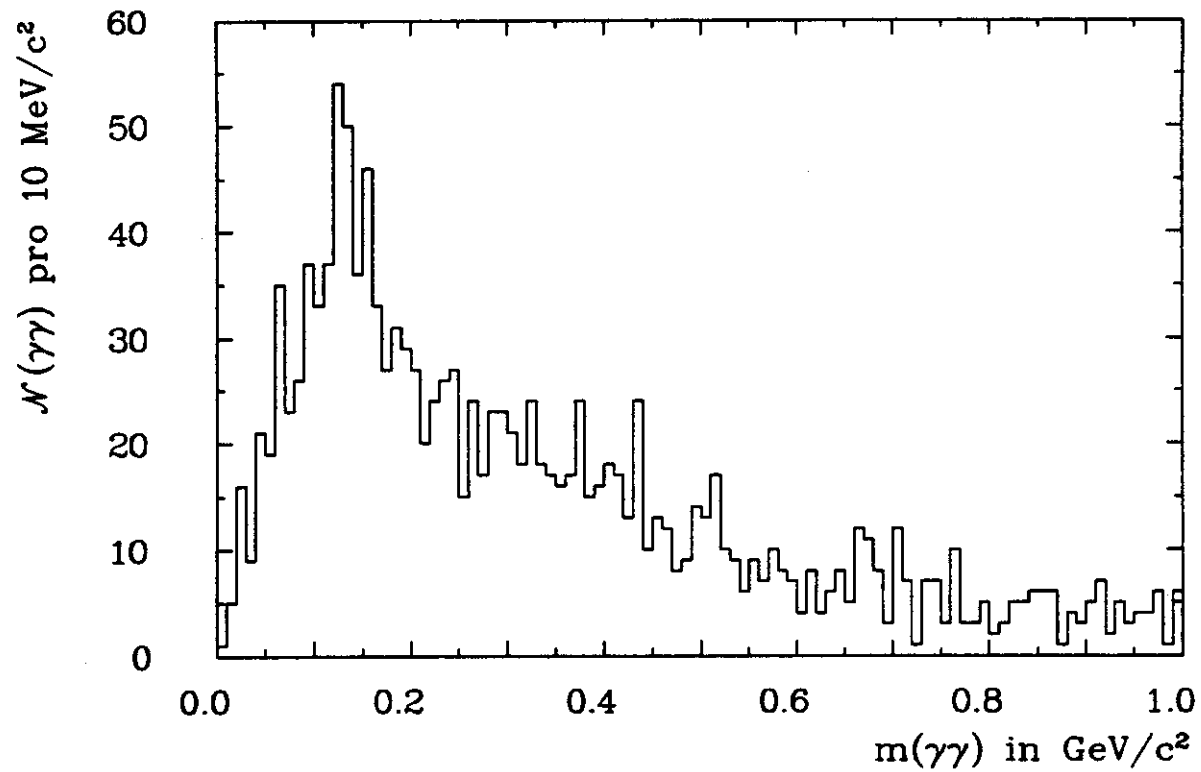


Abbildung 8.4: Die Massen- und die untergrundsubtrahierte Verteilung für  $3.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 4.0 \text{ GeV}/c$  bei  $43.7 \text{ GeV}$

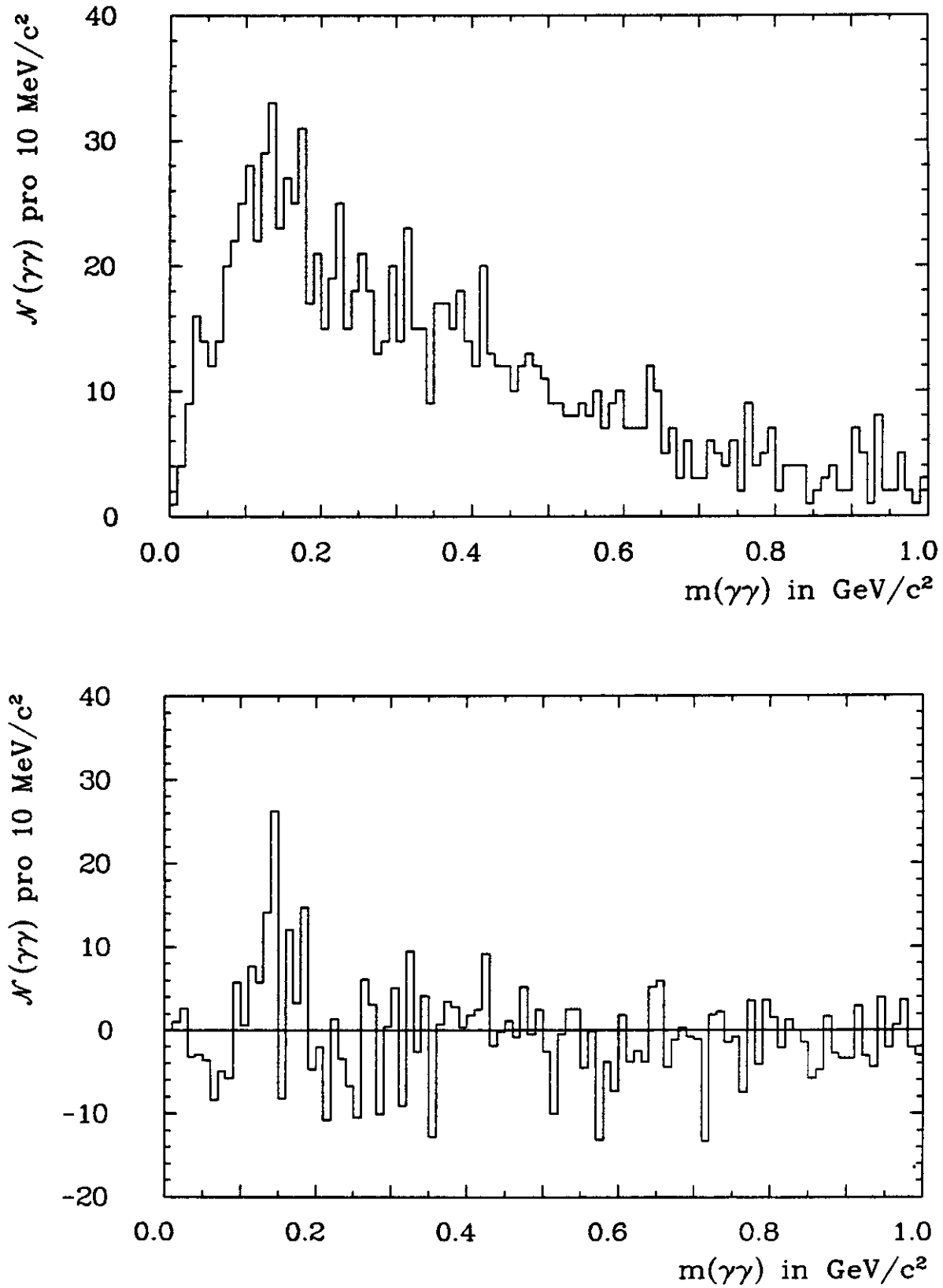
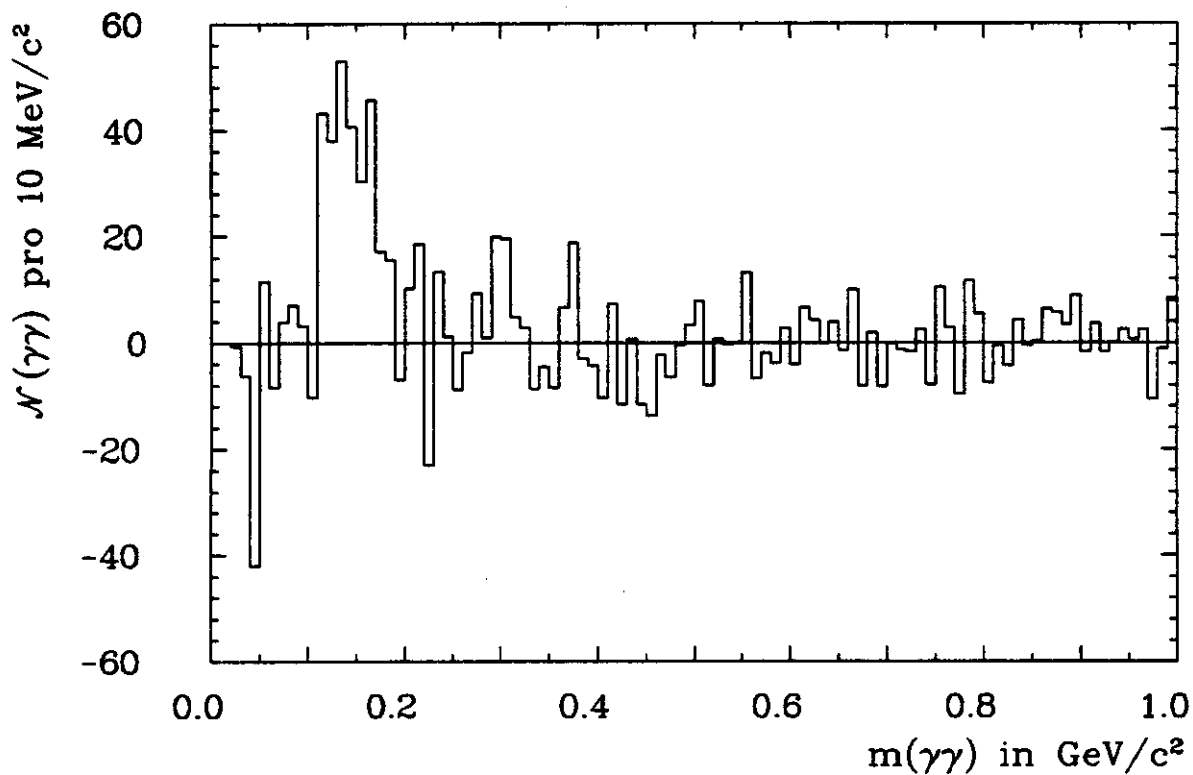
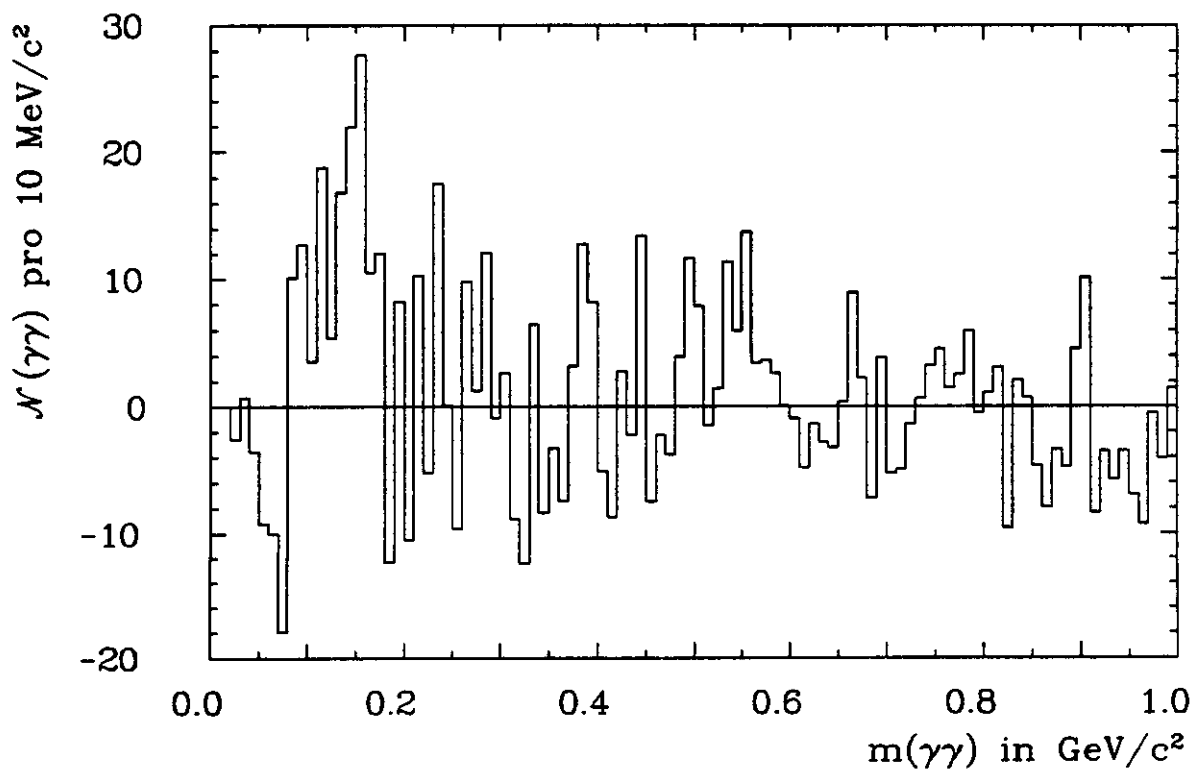
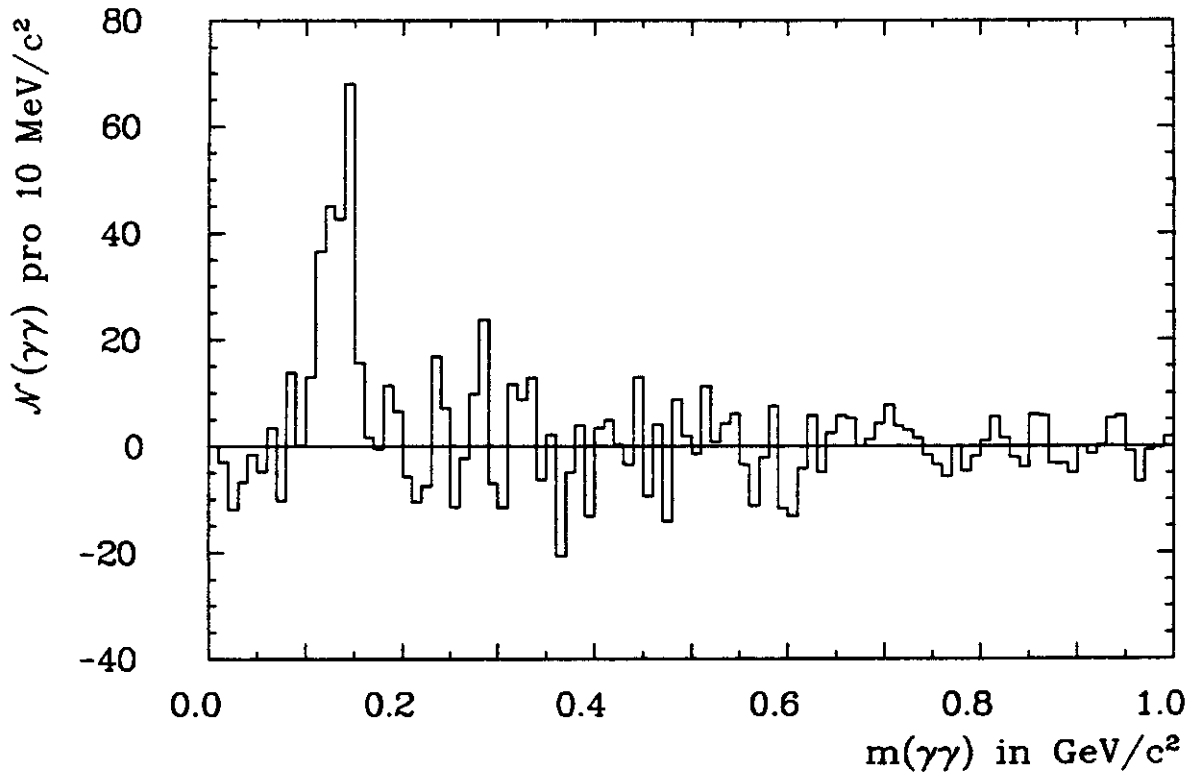
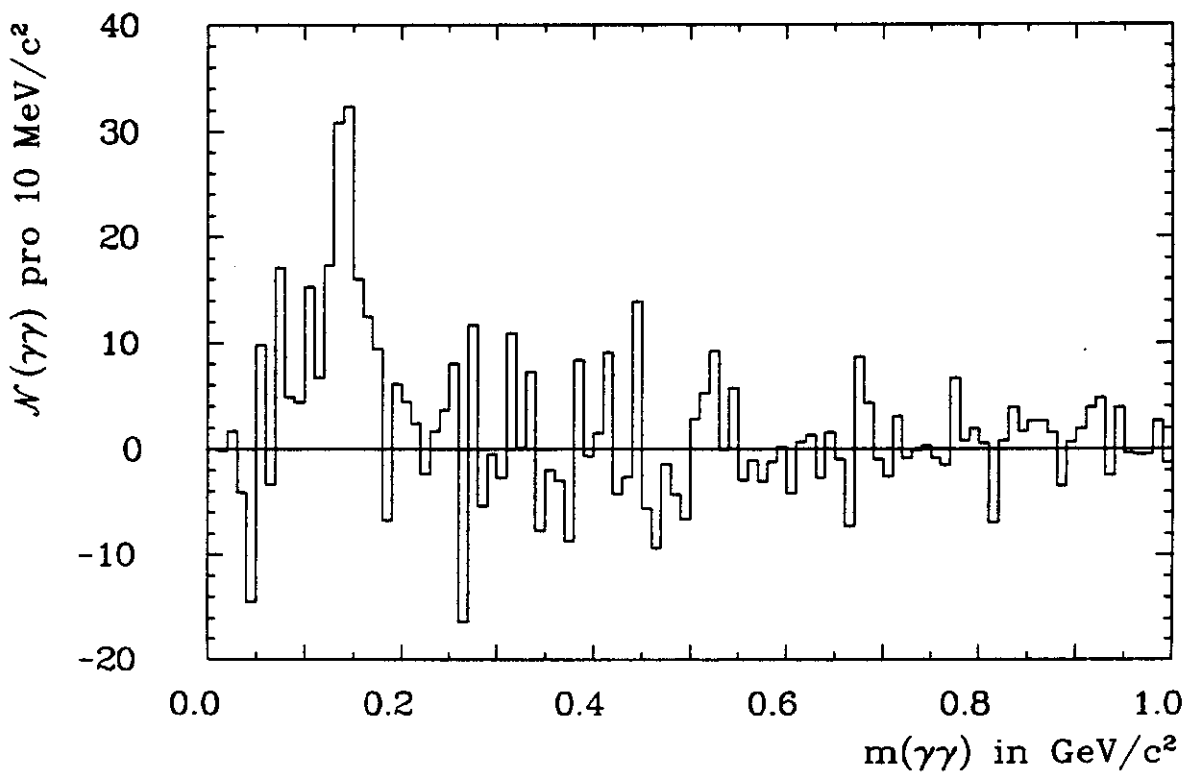


Abbildung 8.5: Die Massen- und die untergrundsubtrahierte Verteilung für  $4.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0 \text{ GeV}/c$  bei 43.7 GeV

Abbildung 8.6: Die korrigierte Untergrundverteilung für  $1.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 1.5 \text{ GeV}/c$ Abbildung 8.7: Die korrigierte Untergrundverteilung für  $1.5 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 2.0 \text{ GeV}/c$

Abbildung 8.8: Die korrigierte Untergrundverteilung für  $2.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 3.0 \text{ GeV}/c$ Abbildung 8.9: Die korrigierte Untergrundverteilung für  $3.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 4.0 \text{ GeV}/c$

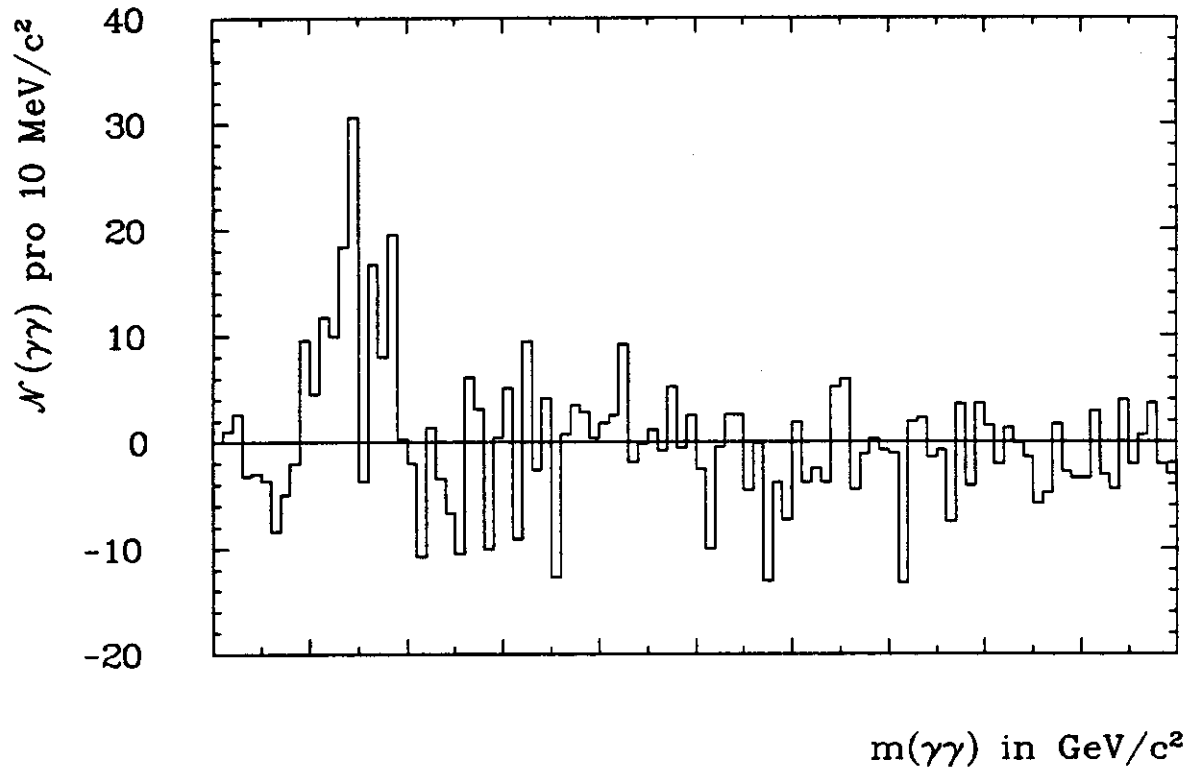
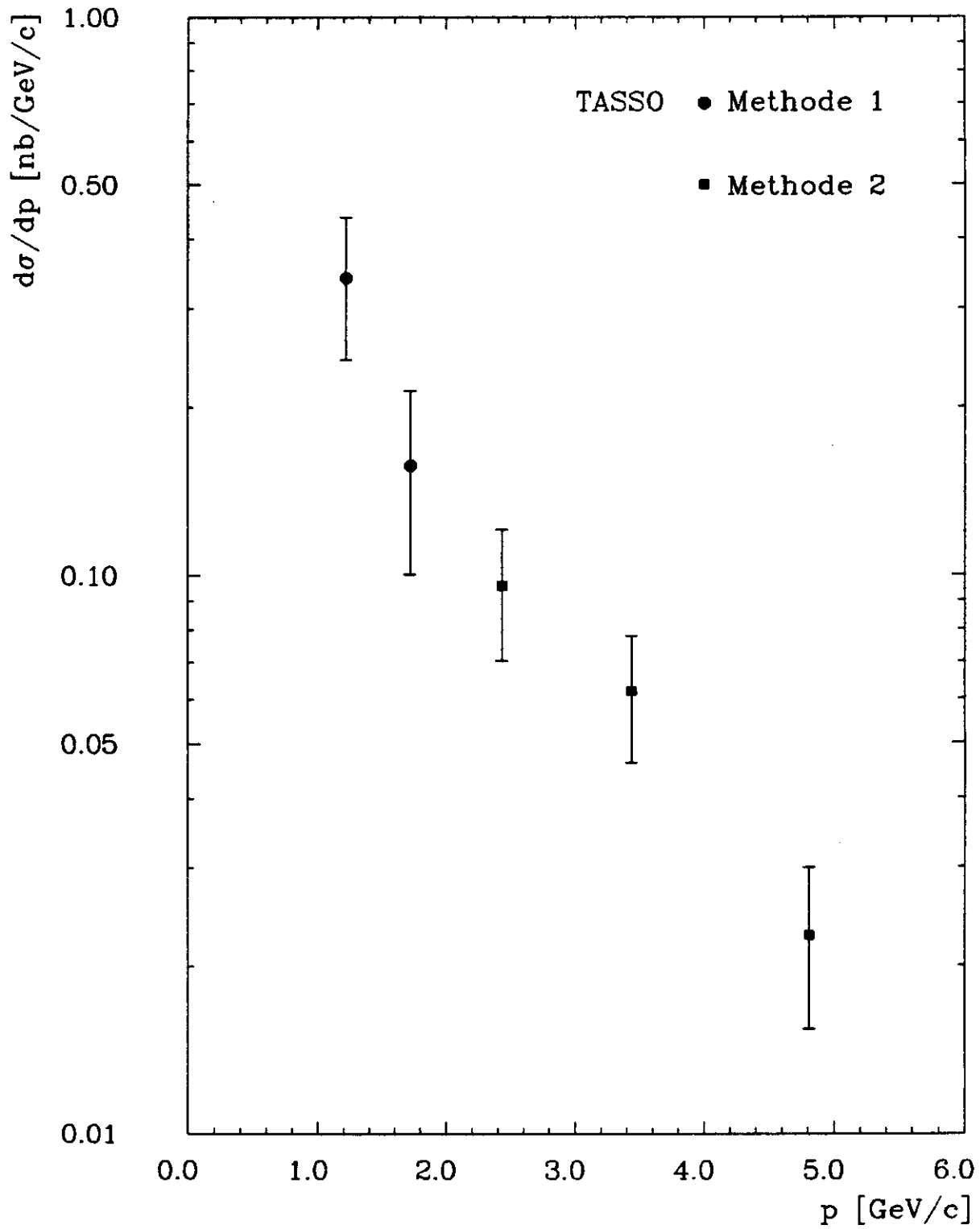
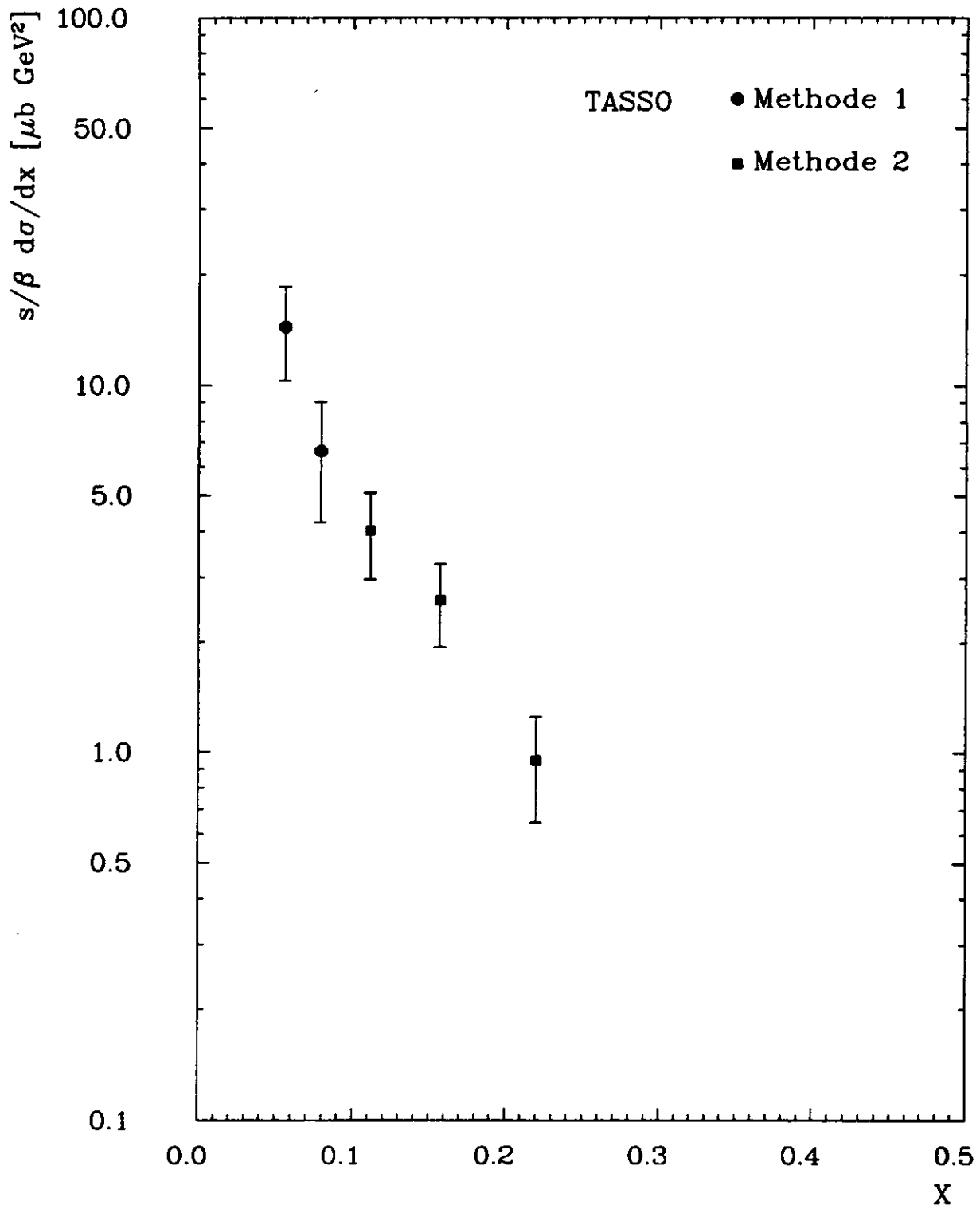
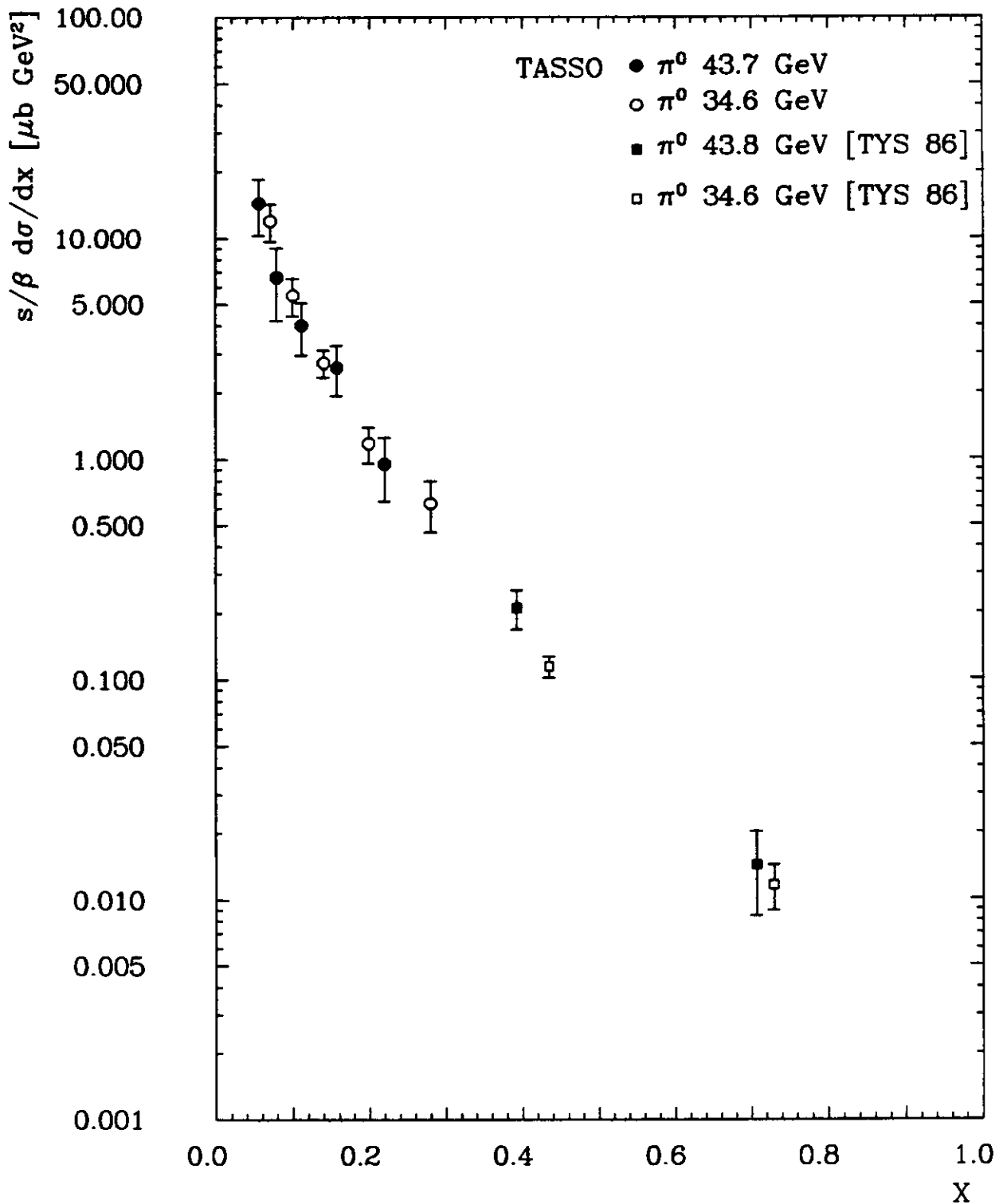


Abbildung 8.10: Die korrigierte Untergrundverteilung für  $4.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\gamma\gamma} < 6.0 \text{ GeV}/c$

Abbildung 8.11: Der inklusive  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei 43.7 GeV

Abbildung 8.12: Der skalierte  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei 43.7 GeV

Abbildung 8.13: Die skalierten  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitte bei 34.6 und 43.7 GeV



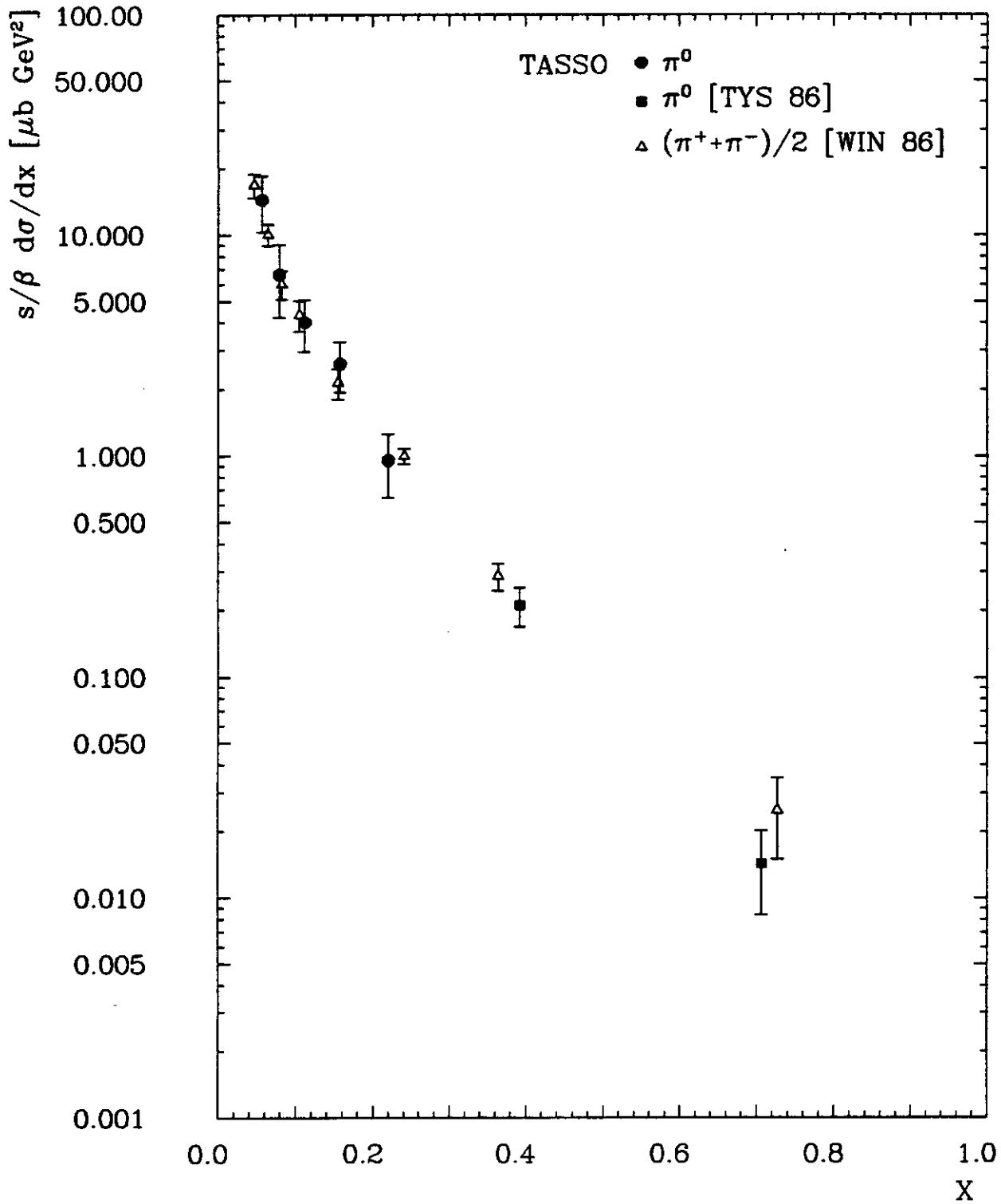


Abbildung 8.14: Vergleich der skalierten Wirkungsquerschnitte von neutralen und geladenen Pionen bei 43.7 GeV

# Kapitel 9

## Zusammenfassung

Mit dem TASSO-Detektor am Speicherring PETRA in Hamburg sind  $e^+e^-$  Annihilationen bei einer Schwerpunktsenergie von 43.7 GeV untersucht worden.

In dieser Arbeit wird der inklusive Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung neutraler Pionen bestimmt.

Hierfür wurden 5938 multihadronische Ereignisse mit Schwerpunktsenergien zwischen 40.0 GeV und 46.6 GeV verwendet. Die Photonen aus dem  $\pi^0$  Zerfall wurden mit dem Flüssig-Argon-Schalenskalorimeter nachgewiesen. Für fünf Intervalle des  $\pi^0$ -Impulses zwischen 1.0 GeV/c und 6.0 GeV/c wurde die invariante Masse aller möglichen Photonenkombinationen gebildet.

Der Untergrund und der Korrekturfaktor wurde mit dem Detektorsimulationsprogramm MONSTER bestimmt. Insbesondere wurde die Schauerentwicklung im Kalorimeter mit EGS simuliert. Dazu sind multihadronische Ereignisse mit dem Fragmentationsmodell von Field und Feynman, unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen und Baryon-Erzeugung, generiert worden.

Der skaleninvariante Wirkungsquerschnitt ist zusammen mit den Ergebnissen für  $\pi^0$ -Impulse zwischen 6.0 GeV/c und 17.0 GeV/c mit dem Wirkungsquerschnitt bei 34.6 GeV und dem Wirkungsquerschnitt für geladene Pionen bei 44 GeV verglichen worden.

Im Rahmen der Meßfehler stimmen die Ergebnisse mit den Resultaten bei 34.6 GeV überein, und sind konsistent mit einer gleichen Erzeugungsrate für  $\pi^0, \pi^+$  und  $\pi^-$  Mesonen.

# Anhang A

## Lebenslauf

13. April 1960 geboren als Sohn des Arbeiters Werner Rehders und der Hausfrau Käte Rehders,geborene Lohmann
- Dezember 66 - Juli 69 Besuch der Grundschule in Wilstedt (jetzt Gemeinde Tangstedt)
- August 69 - Juli 70 Besuch der Grundschule in Tangstedt
- August 70 - Juli 71 Besuch der Hauptschule am Falkenberg in Norderstedt
- August 71 - Juli 77 Besuch der Realschule im Schulzentrum Süd in Norderstedt
- Juli 1977 Mittlere Reife
- August 77 - Juni 80 Besuch des technischen Zweiges des Fachgymnasiums in Norderstedt
- Juni 1980 Allgemeine Hochschulreife
- Oktober 80 - heute Studium der Physik mit dem Nebenfach Informatik an der Universität Hamburg
- Mai 1983 Vordiplom
- Januar 86 - Mai 87 Diplomarbeit am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

## Anhang B

# Die TASSO-Kollaboration

W.Braunschweig, R.Gerhards, F.J.Kirschfink, H.U.Martyn, P.Roskamp, E.Vogel  
W.Walraff

I. Physikalisches Institut der RWTH Aachen, Bundesrepublik Deutschland

B.Bock, J.Eisenmann, H.M.Fischer, H.Hartmann, E.Hilger, A.Joksch, H.Kolanowski  
V.Mertens, R.Wedemeyer

Physikalisches Institut der Universität Bonn, Bundesrepublik Deutschland

B.Foster, A.J.Martin

H.H.Wills Physics Laboratory, University of Bristol, Großbritannien

E.Bernardi, K.Gather, H.Hultschig, P.Joos, B.Klima, H.Kowalski, A.Ladage

B.Löhr, D.Lüke, A.Montag, D.Notz, D.Trines, G.Wolf, W.Zeuner

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Bundesrepublik Deutschland

T.Kracht, J.Krüger, E.Lohrmann, G.Poelz, K.-U.Pösnecker

II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Bundesrepublik Deutschland

D.M.Binnie, P.J.Dornan, D.A.Garbutt, W.G.Jones, J.K.Sedgebeer, J.Shulman

D.Su, A.P.Watson

Department of Physics, Imperial College London, Großbritannien

F.Barreiro, E.Ros

Universidad Autonoma de Madrid, Spanien

C.Balkwill, M.G.Bowler, P.N.Burrows, R.J.Cashmore, P.Dauncey, R.Devenish

G.Heath, D.J.Mellor, P.Ratoff, I.Tomalin, J.M.Yelton

Department of Nuclear Physics, Oxford University, Großbritannien

S.L.Lloyd

Department of Physics, Queen Mary College, London, Großbritannien

G.E.Forden, J.C.Hart, D.H.Saxon

Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Großbritannien

S.Brandt, M.Holder, B.Neumann

Fachbereich Physik der Universität-Gesamthochschule Siegen, Bundesrepublik Deutschland

U.Karshon, G.Mikenberg, R.Mir, D.Revel, E.Ronat, N.Wainer

Weizmann Institute, Rehovot, Israel

A.Caldwell, S.Ritz, D.Strom, M.Takashima, Sau Lan Wu, G.Zobernig

Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, USA

# Literaturverzeichnis

- [ALI 80] A.Ali et al.  
*A Monte Carlo Program for  $e^+e^-$  Annihilation*  
DESY interner Bericht, T80-01(1980)
- [BIN 84] D.Binnie et al.  
*The TASSO-Vertex Detector*  
DESY interner Bericht, 84-060(1980)
- [BLO 79] V.Blobel  
*Bank Organisation System*  
DESY interner Bericht, F14-79/02(1979)
- [BOE 81] H.Börner  
*Die zylindrische Driftkammer des TASSO-Experimentes am Speicherring PETRA*  
Dissertation, Universität Bonn, 1980
- [CEL 87] H.J.Behrend et al.  
*Determination of  $\alpha_s$  and  $\sin^2(\theta_w)$  from Measurements of the Total Hadronic Cross Section in  $e^+e^-$  Annihilation*  
Phys.Lett.**183B**(1987)400
- [DIN 79] M.Dine and J.Sapirstein  
*Higher Order Quantum Chromodynamics Corrections in  $e^+e^-$  Annihilation*  
Phys.Rev.Lett.**43**(1979)668
- [DIT 85] M.Dittmar  
*Untersuchungen zur Baryon-Produktion in hadronischen Ereignissen der  $e^+e^-$ - Vernichtung mit dem TASSO-Detektor*  
Dissertation, Universität Siegen, April 1985  
DESY interner Bericht, F1-85-01(1985)
- [FEY 78] R.D.Field u. R.P.Feynman  
*A Parametrization of the Properties of Quark jets*  
Nucl.Phys.**B136**(1978)1
- [FIE 84] R.D.Field  
*it Baryon Production in  $e^+e^-$  Annihilations*  
Phys.Lett.bf B134203

- [FOH 82] R.Fohrmann  
*Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes und Suche nach schweren Quarks in der  $e^+e^-$ -Vernichtung*  
Dissertation, Universität Hamburg, August 1982  
DESY interner Bericht, F35-82-02(1982)
- [FOX 80] G.C.Fox et al.  
*A Model for Parton Showers in QCD*  
Nucl.Phys.**B168**(1980)285
- [FRA 79] H.Frauenfelder,E.M.Henley  
*Teilchen und Kerne*  
Oldenbourg(1979)110
- [FRI 81] H.Fritzsche  
*Quarks - Urstoff unserer Welt*  
R.Piper&Co.(1981)
- [GAR 85] J.W.Gary *Tests of Models for Parton Fragmentation in  $e^+e^-$  Annihilation*  
Ph.D.-Thesis, University of California, Berkeley November 1985
- [HEY 81] D.Heyland  
*Messung der elastischen Streuung und der inklusiven Photonenerzeugung mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter in hochenergetischen  $e^+e^-$ -Stößen*  
Dissertation, Universität Hamburg, August 1981  
DESY interner Bericht, F1-81-01(1981)
- [HIL 81] W.Hillen  
*Photon-Photon-Reaktionen im TASSO-Detektor*  
Dissertation, Universität Bonn, 1981
- [HOY 79] P.Hoyer et al.  
*Quantum Chromodynamics and Jets in  $e^+e^-$*   
Nucl.Phys. **B161**(1979)349
- [JAD 80] JADE-Kollaboration, W.Bartel et al.  
*Observation of Planar Three-Jet Events in  $e^+e^-$  Annihilation and Evidence for Gluon Bremsstrahlung*  
Phys.Lett.**91B**(1980)142
- [KRA 85] H.L.Krasemann  
*Teilchenverhältnisse und Protonenkorrelationen in Positron-Elektron-Annihilationsereignissen*  
Dissertation, Universität Hamburg, 1985  
DESY interner Bericht, F35-85-02 (1985)
- [LOH 81] E.Lohrmann  
*Hochenergiephysik*  
Teubner(1981)

- [LOH 83] E.Lohrmann  
*Einführung in die Hochenergiephysik*  
Teubner(1983)
- [LUN 82] T.Sjöstrand  
*A Three Dimensional Modell for Quark and Gluon Jets*  
Lund Report LU-TP82-3 (1982)
- [MAR 79] MARK J-Kollaboration, D.P.Barber et al.  
*Discovery of Three-Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at Petra*  
Phys.Rev.Lett.**43**(1979)830
- [PAR 84] Particle Data Group  
*Particle Properties Data Booklet*  
CERN, April 1984
- [Per 82] D.H.Perkins  
*Introduction to High Energy Physics*  
Addison-Wesley Publishing Company, 1982
- [PYR 82] J.Pyrlik  
*Messung der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter im Experiment TASSO*  
Dissertation, Universität Hamburg, Dezember 1982  
DESY interner Bericht, F1-82-02(1982)
- [PLU 79] PLUTO-Kollaboration, C.Berger et al.  
*Evidence for Gluon Bremsstrahlung in  $e^+e^-$  Annihilation at high Energies*  
Phys.Lett.**86B**(1979)418
- [RAN 83] H.Randoll  
*Untersuchung hadronischer Ereignisse in hochenergetischen  $e^+e^-$ -Annihilationen gemessen mit dem Detektor CELLO*  
Dissertation, Universität Karlsruhe, Juli 1983  
Kernforschungszentrum Karlsruhe interner Bericht KfK 3569
- [SCH 84] P.Schmüser  
*Elementarteilchenphysik für Fortgeschrittene I+II*  
Script zur Vorlesung gehalten an der Universität Hamburg im SS 1984 und WS 1984/85
- [TAS 79] TASSO-Kollaboration, R.Brandelik et al.  
*Evidence for Planar Events in  $e^+e^-$  Annihilation at high Energies*  
Phys.Lett.**86B**(1979)243
- [TAS 82] TASSO-Kollaboration, R.Brandelik et al.  
*Charged Pion Production in  $e^+e^-$  Annihilation at 14,22 and 34 GeV*  
Phys.Lett.**113B**(1982)98
- [TAS 82B] TASSO-Kollaboration, R.Brandelik et al.  
 *$\pi^0$  Production by  $e^+e^-$  Annihilation at 14 and 34 GeV c.m. Energy*  
Phys.Lett.**108B**(1982)71

- [TAS 82C] TASSO-Kollaboration, R.Brandelik et al.  
*A Measurement of  $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow \text{Hadrons})$  for c.m. Energies between 12.0 GeV and 36.7 GeV*  
 Phys.Lett.113B(1982)499
- [TAS 82D] TASSO-Kollaboration, R.Brandelik et al.  
*Inclusive  $\rho^0$  Production in  $e^+e^-$  Annihilation at high Energy*  
 Phys.Lett.117B(1982)135
- [TAS 84] TASSO-Kollaboration, M.Althoff et al.  
*Determination of  $\alpha_s$  in first and second Order QCD from  $e^+e^-$  Annihilation into Hadrons*  
 Z.Phys.C26(1984)157
- [TAS 84B] TASSO-Kollaboration, M.Althoff et al.  
*Measurement of  $R$  and the search for the Top Quark in  $e^+e^-$  Annihilation between 39.8 and 45.2 GeV*  
 Phys.Lett.138B(1984)441
- [TAS 84C] TASSO-Kollaboration, M.Althoff et al.  
*Jet Production and Fragmentation in  $e^+e^-$  Annihilation at 12-43 GeV*  
 Z.Phys.C22(1984)307
- [TAS 86] TASSO-Kollaboration, W.Braunschweig et al.  
*Inclusive  $\pi^0$  Production by  $e^+e^-$  Annihilation at 34.6 GeV Center of Mass*  
 Z.Phys.C33(1986)13
- [TYS 86] G.Tysarczyk  
*Inklusive Erzeugung von  $\pi^0$ -Mesonen in der  $e^+e^-$ -Vernichtung für Schwerpunktsenergien von 34.6 und 43.8 GeV*  
 Diplomarbeit, Universität Hamburg, August 1986  
 DESY interner Bericht, F1-86-01(1986)
- [WAT 85] K.Watson Bell  
*Baryon Production in  $e^+e^-$  Annihilation at Petra*  
 Dissertation, Balliol College, Oxford, 1985
- [WIC 84] E.J.Wicklund  
*Inclusive Electron Production from Heavy Quarks with the TASSO Lead Liquid Argon Calorimeters in  $e^+e^-$  Annihilation at Petra*  
 Ph.D.-Thesis, University of Wisconsin, Madison 1984
- [WIN 86] C.Winand  
*Teilchenverhältnisse für geladene Pionen, Kaonen und Protonen in  $e^+e^-$ -Annihilationseignissen bei einer Schwerpunktsenergie von 44 GeV*  
 Diplomarbeit, Universität Hamburg, September 1986  
 DESY interner Bericht, F35-86-01(1986)
- [WOL 78] G.Wolf  
 *$e^+e^-$  Interactions*  
 Vorträge gehalten an der Erice International School of Subnuclear Physics vom 31.7 bis zum 11.8.1978



- [WU 84] Sau Lan Wu  
 *$e^+e^-$  Physics at PETRA - The first five Years*  
Phys.Rep.107(1984)50
- [YOU 80] C.Youngman  
*Heavy Lepton Production in  $e^+e^-$  Annihilation* Dissertation, Imperial College,  
London, 1980
- [ZEU 84] W.Zeuner  
*Der Anteil der Photonen an der Energiebilanz hadronischer Endzustände aus der  
 $e^+e^-$ -Vernichtung bei 34 GeV*  
Diplomarbeit, Universität Hamburg, Februar 1984

# Danksagung

An Experimenten in der Hochenergiephysik sind aufgrund der Komplexität eine Vielzahl von Personen beteiligt. Ich möchte daher allen Mitgliedern der TASSO-Kollaboration sowie der Forschungsgruppen F35 und F1 an dieser Stelle für das angenehme Arbeitsklima und die stetige Hilfsbereitschaft danken. Hervorheben möchte ich dabei aber:

- Herrn Prof. Dr. Erich Lohrmann für die Themenstellung, die Durchsicht des Manuskriptes und für sein Interesse an der schnellen Bewältigung des Themas. Trotz vieler Verpflichtungen nahm er sich immer die Zeit anfallende Probleme zu besprechen.
- Herrn Dipl. Phys. Wolfram Zeuner für die intensive Betreuung. Er war stets bereit über anfallende Probleme zu diskutieren und hat insbesondere in der Anfangsphase durch seine Hilfsbereitschaft auch in speziellen Details wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.
- Herrn Dr. Karl Gather und Herrn Dr. Kai-Uwe Pösnecker für ihre besondere Hilfsbereitschaft.
- Frau Katrin Martens und Frau Andrea Schölermann, die sich, trotz eigener beruflicher Belastungen, die Zeit zur orthographischen Durchsicht des Manuskriptes nahmen.

In diesem Zusammenhang möchte ich auch alle Mitdiplomanden erwähnen. Sie haben das Arbeitsklima entscheidend beeinflusst: Karsten Dierks, Gabriele Dähn, Peter Hahne, Andreas Hinsch, Andrea Löffler, Jörn Tengeler, Karl-Stefan Weissenrieder, Claus Winand und Torsten Wöniger. Hervorheben möchte ich dabei Andrea Löffler und insbesondere Claus Winand deren Freundschaft mir auch über deren Studiumsabschluß hinweg erhalten geblieben ist.

Abschließend möchte ich diesen Platz dazu benutzen, um dem Begabtenförderungswerk der H.F. & Ph.F. Reemtsma GmbH & Co für die gewährte finanzielle Unterstützung zu danken.

# Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Diplomarbeit selbstständig unter Angabe der verwendeten Literatur verfaßt zu haben.

Hamburg, den 18. Mai 1987

Peter Rehders

