HD-IHEP-9707

Kalibration des H1-Spacal mit π^0's und Messungen zu ihrer inklusiven Produktion im Detektor H1 bei HERA

Die Diplomarbeit wurde von Christian Müller ausgeführt am
Institut für Hochenergiephysik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. K. Meier

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Christian Müller
aus Köln
1997

Zusammenfassung

Zu Beginn des Jahres 1995 wurde in den Detektor H1 am Elektron-Proton-Speicherring HERA am DESY im Rückwärtsbereich ein neues Kalorimeter, kurz Spacal genannt, eingebaut. Die vorliegende Arbeit beschreibt die Entwicklung einer Kalibrationsmethode für die elektromagnetische Sektion dieses Kalorimeters. Die Methode beruht auf der Nutzung des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Zunächst wird eine Energiekorrekturfunktion ermittelt, um Energieverluste in passivem Material auszugleichen. Anschließend wird überprüft, ob es bei einem Ereignis gelingt, zwei oder mehr Photonen im Spacal nachzuweisen. Ist dies der Fall, kann man ihre Viererimpulse berechnen, und daraus die invariante Masse des Mutterteilchens rekonstruieren. Stammen die zwei Photonen aus einem π^0-Zerfall, so muß sich innnerhalb der Auflösung die π^0-Masse ergeben. Die Abweichung zwischen der rekonstruierten und der nominellen π^0-Masse wird zur Kalibration verwendet. Im Rahmen dieser Vorgehensweise ist es gelungen, einen vollständigen Satz von Kalibrationskonstanten für die 1192 Zellen des elektromagnetischen Spacal zu bestimmen.

Im zweiten Teil der Arbeit werden die Energiekorrekturfunktion und die Kalibrationskonstanten verwendet, um Untersuchungen zur Bestimmung eines inklusiven doppelt−differentiellen Wirkungsquerschnitts der π^0-Produktion als Funktion des Transversalimpulses und der Rapidität in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung durchzuführen. Dabei ist es gelungen, ein vorläufiges Ergebnis anzugeben.

Abstract

In 1995, a new calorimeter, named Spacal, was inserted in the backward region of the detector H1 at the electron-proton-storage ring HERA at DESY. This thesis describes the development of a calibration method for the electromagnetic section of this calorimeter. The method is based on the utilisation of the decay $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. First, an energy correction is performed to compensate for energy losses in dead material. The next step is to check wether at least two photons can be detected in the Spacal. If this is the case their four-momenta are evaluated, and the invariant mass of the mother-particle is reconstructed. If the two photons originate from a π^0-decay, the π^0-mass must result within the limits given by resolution. The difference between the reconstructed and the nominal π^0-mass is used for the calibration. In this thesis a complete set of constants for the 1192 cells of the electromagnetic Spacal could be determined thereby.

In the second part of the thesis the energy correction function and the calibration constants are used to determine an inclusive double differential cross-section for the π^0-production in deep inelastic scattering as a function of transverse momemtum and rapidity. A preliminary result is given.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das Verständnis von Aufbau und Struktur der Materie ist eines der zentralen Themen der Physik.
E. Rutherford, H. Geiger und E. Marsden führten Experimente durch, bei denen sie α-Teilchen an dünnen Folien u.a. aus Gold und Aluminium streuten. Aus den gemessenen Winkelverteilungen schloß Rutherford, daß die α-Teilchen an einem sehr kleinen Stoßzentrum gestreut werden, welches sie nur selten direkt treffen und in dem fast die ganze Masse konzentriert sein muß. Da er Streuwinkel von über 90° nachweisen konnte, kam er zu der Erkenntnis, daß die getroffenen Streuzentren größere Massen hatten als die α-Teilchen. Aufgrund dieser Ergebnisse entwarf er sein Atommodell (1911) mit einem Atomkern im Inneren und Elektronen auf festen "Umlaufbahnen".
Damit hatte die Zeit der Untersuchungen subatomarer Strukturen durch Auswertung von Streuexperimenten begonnen. Zu dieser Zeit gab es hauptsächlich natürliche Teilchenquellen, so daß nur relativ geringe Teilchenenergien zur Verfügung standen. Die künstlichen Teilchenquellen waren Elektronenstrahlen mit einer Maximalenergie bis 1 MeV. In Heidelberg arbeitete beispielsweise P. Lenard an ihrer Erzeugung und führte Experimente zu ihrer Absorption in Luft durch. Die energiereichste Teilchenquelle, die Rutherford nutzen konnte, war ^{214}Po, das beim Zerfall α-Teilchen mit einer Energie von 7.7 MeV freisetzt. Eine Teilchenquelle mit höheren Energien stellt die kosmische Höhenstrahlung dar. Das Positron (C. D. Anderson, 1932) und das Myon (C. D. Anderson und S. H. Neddermayer, 1937) wurden beispielsweise in der Höhenstrahlung entdeckt.
Da man an der Untersuchung von Streuprozessen bei höheren Energien interessiert war, suchte man nach Möglichkeiten, die Teilchen künstlich zu beschleunigen. Bereits zu Beginn der zwanziger Jahre gab es erste Vorschläge zum Bau von Beschleunigern u.a. von R. Wideröe. Im Jahr 1931 gelang es, das erste Zyklotron (E_{max} = 80 keV) [Wal93] in Betrieb zu nehmen und einen Linearbeschleuniger zu konstruieren, der Elektronen auf über 1 MeV beschleunigt.
In den fünfziger Jahren führte R. Hofstadter (Nobelpreis 1961) Experimente zur Untersuchung der Struktur des Protons durch, indem er Elektronen aus einem

Beschleuniger an ihnen streute [Wal84]. Ein wichtiges Ergebnis seiner elastischen Streuexperimente war die Erkenntnis, daß die Ladung des Protons nicht in einem Punkt konzentriert, sondern ungleichmäßig verteilt ist und das Proton somit eine innere Struktur besitzt. Die Elektronen durchquerten das Proton allerdings ohne direkt ein Parton zu treffen. Er führte dieses Streuexperiment ebenfalls an Deuterium durch und fand das gleiche Ergebnis auch für Neutronen. Man benötigt daher zur exakten Beschreibung der Streuprozesse eine Größe, die diese Verteilung berücksichtigt. Diese wird als Formfaktor bezeichnet.

Das Anwachsen technischen Wissens ermöglichte es, immer leistungsfähigere Teilchenbeschleuniger zu bauen. So wurde es möglich, Elektronen so stark zu beschleunigen, daß sie bis in das Innere des Protons vordringen und dort mit einem Parton wechselwirken, so daß dieses aus dem Proton herausgestreut wird. Das Proton wird dabei zerstört. Einen solchen Prozeß bezeichnet man als tiefinelastische Streuung.

Die ersten inelastischen Streuexperimente wurden Ende der sechziger Jahre am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) durchgeführt. Dafür stand ein Elektronenlinearbeschleuniger zur Verfügung, der Energien bis 25 GeV erreichte. Dadurch gelang es, ständig weiter in die Struktur der Materie vorzudringen und sie genauer zu verstehen. Bei den Experimenten handelte es sich bis dahin ausschließlich um sogenannte "fixed target[1]"-Experimente. Dies bedeutet, daß ein Teilchenstrahl auf ein ruhendes Target gelenkt wird.

Da die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie bei einem solchen Experiment nur mit der Wurzel der Strahlenergie anwächst, wurde mit dem Bau von Speicherringen begonnen, in denen beide Teilchensorten in entgegengesetzter Richtung umlaufen und zur Kollision gebracht werden. Dort wächst die Schwerpunktsenergie mit $E_{cms} = 2\sqrt{E_1 E_2}$, bei gleichen Teilchen und Energien beträgt sie also 2 E. In Speicherringen wird die aufgewendete Energie also effektiver genutzt als bei "fixed target"-Experimenten. Die größere Schwerpunktsenergie der beiden Stoßpartner ermöglicht einen weiteren Schritt in das Innere der Materie.

Der erste Elektron-Proton-Speicherring ist HERA[2] am **D**eutschen **E**lektronen **SY**nchrotron (DESY) in Hamburg, der 1991 in Betrieb genommen wurde.

[1] engl. festes Ziel

[2] Hadron-Electron-Ring-Accelerator

Kapitel 2

HERA

2.1 Der Speicherring HERA

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA (Abb. 2.1) besteht aus zwei getrennten ca. 6.3 km langen Strahlröhren, Hochfrequenzhohlraumresonatoren, sowie den zur Fokussierung und Ablenkung der Strahlen notwendigen Magneten.
In den Strahlröhren herrscht ein Hochvakuum, das notwendig ist, um Wechselwirkungen zwischen Strahl und Gas-Teilchen zu minimieren. Der in den Röhren herrschende Druck liegt in der Größenordnung von 10^{-9} hPa [Buc92]. Da sowohl Elektronen (seit 1994 Positronen[1]) wie Protonen eine Mindestenergie benötigen, um eine Umlaufbahn zu erreichen, werden darüberhinaus noch einige Vorbeschleuniger benötigt. Ein weiterer Grund dafür ist, daß die beiden Strahlen aus mehreren Paketen (engl. bunches) bestehen, die nicht alle auf einmal in die Strahlröhren eingespeist werden, sondern in einzelnen Schritten zu etwa 20 (Elektronen) bzw. 60 (Protonen) Paketen je Einspeisung, bis die gewünschte Zahl an Paketen erreicht ist. Im Jahr 1996 bestand jeder Strahl aus 175 Paketen [Lev96], von denen jedes etwa $10^{10} - 10^{11}$ Teilchen enthält. Zusätzlich werden noch sogenannt Pilot-Pakete eingefüllt (siehe Kapitel 3.2.5), dies waren 1996 im Mittel 14 Elektron- und 6 Proton-Pakete.
Die Protonen werden mit den Vorbeschleunigern LINAC III, DESY III und Petra II auf eine Energie von 40 GeV gebracht und zuerst eingespeist. Befindet sich die gewünschte Zahl an Protonenpaketen in der Strahlröhre, werden sie auf die endgültige Energie von 820 GeV beschleunigt. Dies geschieht mit Hilfe der Hohlraumresonatoren, an die, abhängig von der Teilchengeschwindigkeit, eine Hochfrequenz angelegt wird [Buc92]. Die Elektronen werden mit den Vorbeschleunigern LINAC II, DESY II und Petra II auf eine Energie von 12 GeV gebracht und nach dem Einfüllen aller Pakete auf die Strahlenergie, die seit 1994 27.6 GeV beträgt, beschleunigt. Aus diesen Angaben läßt sich die Schwerpunktsenergie berechnen. Sie beträgt etwa 300 GeV (Formel 2.3).

[1]Im Weiteren wird zwischen Elektron und Positron keine Unterscheidung vorgenommen.

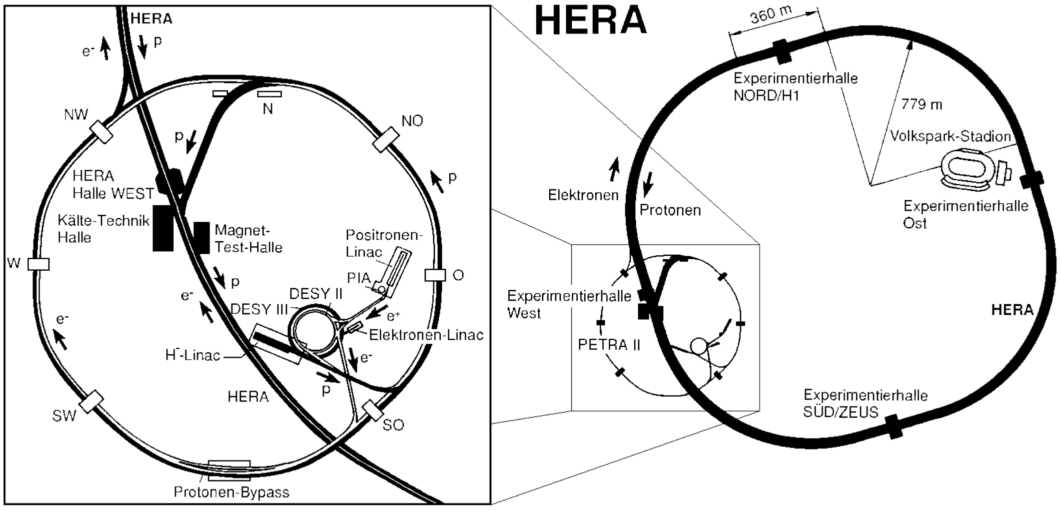

Abbildung 2.1: Der Speicherring HERA und die verwendeten Vorbeschleuniger

Die beiden Strahlen werden an zwei von vier möglichen Stellen zur Kollision gebracht. An diesen Wechselwirkungspunkten befinden sich die Detektoren H1 und ZEUS.

2.2 Physikalische Themen bei HERA

Der Speicherring HERA bietet die Möglichkeit, mit der hohen zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems von $\sqrt{s_{ep}} \approx 300$ GeV in neue kinematische Regionen vorzustoßen, die mit "fixed target "-Experimenten nicht zugänglich waren [2].
Die wohl wichtigste Aufgabe der Experimente bei HERA ist die Messung der Protonstrukturfunktion mit Ereignissen der tiefinelastischen Streuung. Da die Auflösung der Struktur des Protons durch die Heisenbergsche Unschärferelation nach der Formel $\Delta x \Delta p \geq \hbar$ begrenzt ist, folgt, daß für ein maximales Δp von 300 GeV/c (Formel 2.4) bei HERA Strukturen von einer Größenordnung bis zu etwa 10^{-18} m noch aufgelöst werden können. Bei einer Größe des Protons von etwa 10^{-15} m kann man daher tief in seine innere Struktur vordringen. Weitere Schwerpunkte der physikalischen Untersuchungen liegen in der Überprüfung der Vorhersagen der elektroschwachen Wechselwirkung, der Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) und weiterer Vorhersagen des Standardmodells, sowie der Suche nach neuen Teilchen.

[2] Um bei einem "fixed target"-Experiment eine solche Schwerpunktsenergie zu erreichen, müßte das Elektron, welches ein ruhendes Proton trifft, eine Energie von ungefähr 45000 GeV haben.

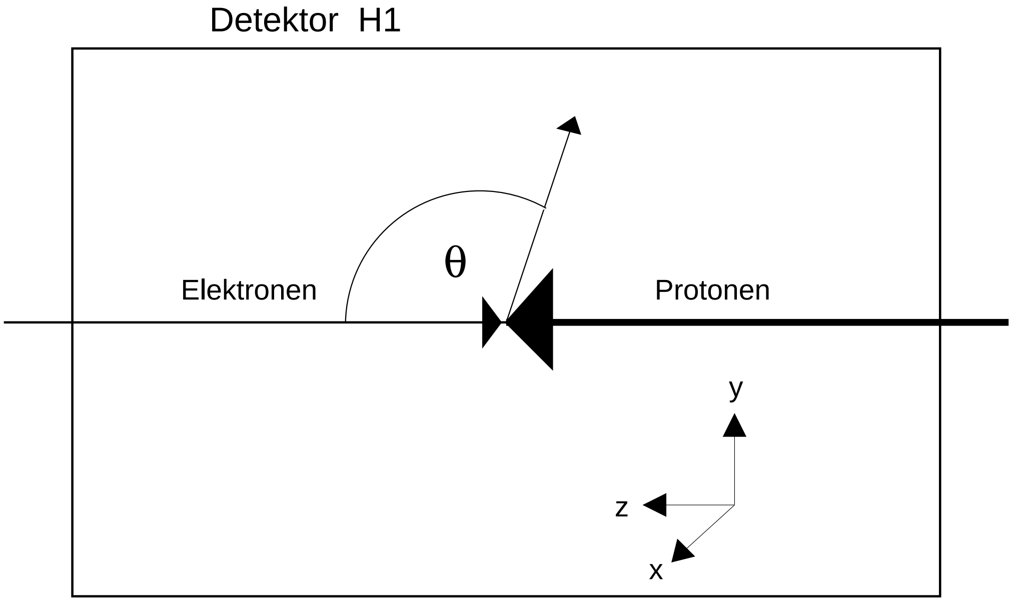

Abbildung 2.2: Das H1-Koordinatensystem

2.3 Kinematische Variable bei HERA

Um die Ereignisse aus der Elektron-Proton-Streuung bei HERA zu beschreiben, werden spezielle kinematische Variable benutzt. Zu ihrer Beschreibung wird folgendes Koordinatensysytem gewählt:
Die positive z-Richtung ist die Flugrichtung der Protonen. Davon ausgehend definiert man ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem, dessen x-Achse zum Zentrum des Speicherrings zeigt. Ebenso definiert man einen nominellen Wechselwirkungspunkt, der gleichbedeutend mit dem Nullpunkt des H1-Koordinatensystems ist. Der Wechselwirkungspunkt wird auch als Vertex bezeichnet. Alternativ beschreibt man die Ereignisse innerhalb des Detektors in Kugelkoordinaten. Der Polarwinkel $\theta = 0$ ist identisch mit der z-Achse und der Azimutwinkel $\phi = 0$ mit der x-Achse. Faßt man die Energie E und den Impuls $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ eines Teilchens in einem Vektor zusammen, so erhält man den Viererimpuls des Teilchens. Er wird im Folgenden mit P bezeichnet. Er stellt eine wichtige Größe dar, da das Skalarprodukt zweier Viererimpulse eine Lorentzinvariante ist. Es wird folgendermaßen berechnet:

$$P_1 P_2 = E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2. \qquad (2.1)$$

Für das Quadrat des Viererimpulses eines Teilchens findet man als Ergebnis das Quadrat seiner Ruhemasse

$$E^2 - \vec{p}^{\,2} = m^2 \tag{2.2}$$

Zwei bereits genannte Größen sind die Teilchenenergien. Die Protonenergie beträgt zur Zeit $E_p^{Strahl} = 820$ GeV, die Elektronenergie $E_e^{Strahl} = 27.6$ GeV. Aus diesen beiden Angaben läßt sich, wie bereits erwähnt, die Schwerpunktsenergie berechnen. Sie beträgt:

$$\sqrt{s_{ep}} = \sqrt{(P_e + P_p)^2} \approx 2\sqrt{E_p^{Strahl} E_e^{Strahl}} = 300.9 \;\; \mathrm{GeV} \tag{2.3}$$

Die Näherung gilt bei Vernachlässigung der Massen. Eine weitere Variable ist das Quadrat des Viererimpulsübertrags q^2. Hierfür gilt:

$$q^2 = -Q^2 = (P_e^{'} - P_e^{Strahl})^2 \approx -(4E_e^{Strahl} E_e^{'} \cos^2 \frac{\theta_e}{2}) \tag{2.4}$$

Er ist stets negativ, d.h. es handelt sich dabei um einen raumartigen Vierervektor. Für die praktische Rechnung benutzt man $Q^2 = -q^2$.
Betrachtet man im Parton-Modell einen Prozeß, in dem ein hochenergetisches, vom Elektron abgestrahltes Photon ein Quark des Protons trifft, erlaubt die Messung der Bjorken-Skalenvariablen x_{bj} die Bestimmung des Impulsbruchteils vom Gesamtimpuls des Protons, den das getroffene Quark trägt.

$$x_{bj} = \frac{Q^2}{2P_p q} \approx \frac{E_e^{Strahl} E_e^{'} \cos^2(\frac{\theta_e}{2})}{E_p^{Strahl}[E_e^{Strahl} - E_e^{'} \cos(\frac{\theta_e}{2})]} \tag{2.5}$$

Eine zweite häufig verwendete Skalenvariable ist y. Sie ist definiert als der auf die Elektronenergie normierte Energieübertrag vom Elektron auf das Proton im Ruhesystem des Protons:

$$y = \frac{P_p q}{P_p P_e} \approx \frac{E_e^{Strahl} - E_e^{'} \cos^2(\frac{\theta}{2})}{E_e^{Strahl}} \tag{2.6}$$

Der Wertebereich für x_{bj} und y ist durch die Definition auf den Bereich zwischen Null und Eins eingeschränkt. Die Variablen Q^2, x_{bj}, y und s sind durch folgende Beziehung miteinander verknüpft:

$$Q^2 = x_{bj} y s \tag{2.7}$$

Die invariante Masse W eines entstandenen hadronischen Systems wird durch die Größe

$$W^2 = (q + P_p)^2 \approx \frac{1 - x_{bj}}{x_{bj}} Q^2 + M_p^2 = s_{\gamma p} \tag{2.8}$$

definiert. W ist gleichbedeutend mit der Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems. Zur Beschreibung der longitudinalen Impulsverteilung eines erzeugten Teilchens wird die Rapidität y verwendet:

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) \tag{2.9}$$

Eine wichtige Eigenschaft der Rapidität ist, daß sie bis auf eine additive Konstante invariant unter Lorentztransformationen ist. Rapiditätsdifferenzen sind also lorentzinvariant. Unter Vernachlässigung der Masse wird als Näherung für die Rapidität die Pseudorapidität $\eta = \ln\tan(\frac{\theta}{2})$ definiert.

2.4 Ereignisklassifikation der Elektron-Proton-Streuung

In der e-p-Streuung werden Ereignisklassen definiert, die nach dem Betrag von Q^2, dem Quadrat des Impulsübertrags von Positron auf Proton, klassifiziert werden. Ist das Quadrat des Impulsübertrags $Q^2 \approx 0$ GeV, spricht man von Photoproduktionsereignissen. Der Name kommt daher, daß das ausgetauschte Photon bei kleinen Impulsüberträgen beinahe reell ist. Diese Ereignisklasse soll als Datenquelle für die zur Kalibration verwendeten Pionen dienen.
Bei großen Impulsüberträgen spricht man von tiefinelastischer Streuung. Diese Bezeichnung stammt daher, daß die ausgetauschten Photonen dann virtuell sind, einen hohen Impuls auf das Proton übertragen und direkt mit einem Quark des Protons wechselwirken. Aus dem Proton wird dabei ein Parton herausgestreut, so daß es zwei getrennte hadronische Systeme gibt. Der Viererimpulsübertrag, ab dem man von tiefinelastischer Streuung spricht, liegt bei etwa 1 GeV^2, der maximal mögliche Übertrag ist durch $Q^2_{max} = s$ gegeben.
Eine andere Klasse von Ereignissen, die zunehmend an Bedeutung gewinnt, sind die diffraktiven Ereignisse. Sie werden dadurch klassifiziert, daß ein vom Proton abgestrahltes Objekt nur die Quantenzahlen des Vakuums trägt. Es können also z. B. Energie, Impuls oder Bahndrehimpuls übertragen werden. Es gibt aber keinen Isospinübertrag und keinen Farbfluß. Ein Austauschteilchen, das bei diesen Prozessen vorkommt, ist das Pomeron, das durch einen 2-Gluon-Austausch symbolisiert werden kann. Die Ereignisse können experimentell daran erkannt werden, daß sie eine Rapiditätslücke aufweisen. Dies bedeutet, daß es einen Bereich in Vorwärtsrichtung gibt, in dem keine Teilchenproduktion stattfindet und ausschließlich das Proton nachgewiesen werden kann. Das Proton kann angeregt sein und beim Übergang in den Grundzustand Teilchen abstrahlen. Diffraktive Ereignisse können sowohl elastisch wie auch inelastisch sein. Detaillierte Informationen hierzu finden sich beispielsweise in [Tap96].

Kapitel 3

Das Experiment H1

3.1 Der Detektor H1

Der Detektor H1 wurde in der Experimentierhalle Nord des Speicherrings HERA im Jahre 1992 in Betrieb genommen.
Das folgende Bild (Abb. 3.1) zeigt einen Schnitt durch den Detektor. Eine detailliertere Beschreibung des Detektors H1 findet sich in [Abt96]. In dieser Darstellung gelangen die Protonen von rechts und die Elektronen von links in den Detektor. Der Detektor ist in z-Richtung asymmetrisch konstruiert worden, da das Schwerpunktsystem der Stoßpartner aufgrund der unterschiedlichen Energien von Elektron und Proton sich mit

$$\beta \approx \frac{E_p^{Strahl} - E_e^{Strahl}}{E_p^{Strahl} + E_e^{Strahl}} \approx 0.93 \ , \tag{3.1}$$

$$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} \approx 2.72 \tag{3.2}$$

in Vorwärtsrichtung bewegt. Der Aufbau um die Strahlröhre herum ist zylindersymmetrisch. Im Bereich des Detektors erzeugt eine supraleitende Spule ein Magnetfeld von 1.15 T zur Impulsbestimmung geladener Teilchen. Der Detektor ist etwa 15 m hoch, 12 m breit und 10 m lang. Sein Gesamtgewicht beträgt ungefähr 2800 t [Abt96].
Der Detektor besteht aus verschiedenen Komponenten, die unterschiedliche Informationen liefern. Dies sind mehrere Vertexdetektoren, ein Spurkammersystem, die Kalorimeter, die Myonkammern und weitere Komponenten außerhalb des Detektors, die sogenannten Tagger. Die einzelnen Subdetektoren werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

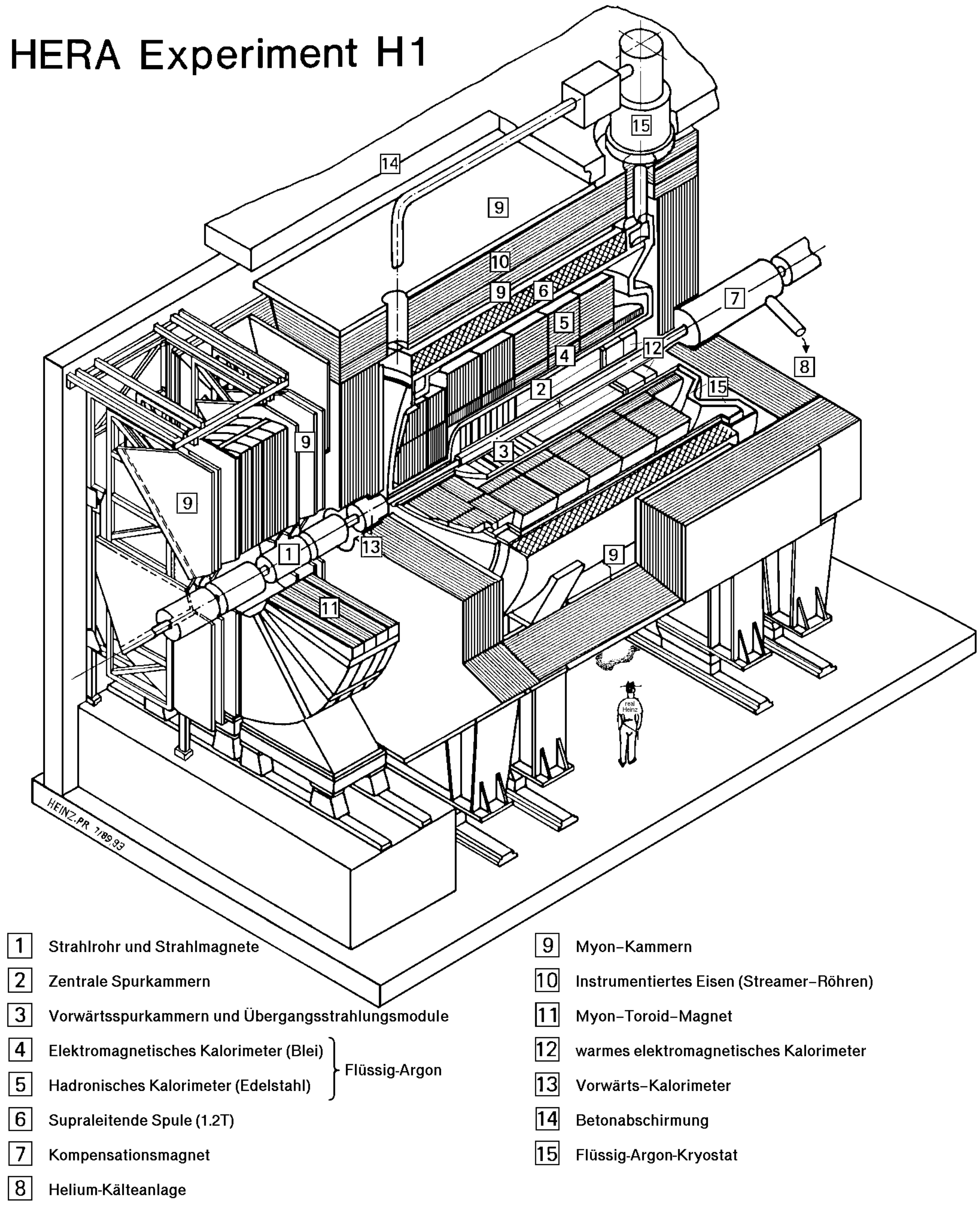

Abbildung 3.1: In dieser Zeichnung des Detektors H1 kommen die Protonen von rechts und die Elektronen von links. Die unter dem Bild aufgeführten Komponenten werden im Text näher beschrieben.

3.2 Die Detektorkomponenten

3.2.1 Die Vertexdetektoren

Bei den Vertexdetektoren handelt es sich um zwei Silizium-Spurdetektoren. Sie zeichnen sich dadurch aus, daß sie eine besonders genaue Bestimmung der Richtung einer Spur in der Nähe des Wechselwirkungspunktes und unter kleinen Winkeln ermöglichen. Des weiteren erlauben sie die Bestimmung von Sekundärvertices. Dies sind die Zerfallsorte von Teilchen, die bei der Wechselwirkung am Vertex entstehen und nach kurzer Flugstrecke wieder zerfallen.
Der eine der beiden Spurdetektoren befindet sich im Zentralbereich (CST [1]) und umschließt die Strahlröhre im Bereich des Wechselwirkungspunktes auf einer Länge von 44.5 cm. Der zweite Silizium-Spurdetektor (BST [2]) befindet sich im Rückwärtsbereich und deckt einen Winkelbereich von $172° - 176°$ ab. Im Jahr 1996 waren diese Komponenten noch in der Testphase.

3.2.2 Die Spurkammern

Aufgabe der Spurkammern ist es, Spuren geladener Teilchen nachzuweisen, die Spurkrümmung zu messen und daraus den Impuls zu bestimmen. Aus Spurparametern wird der Ereignisvertex bestimmt, der eine unverzichtbare Größe für fast alle Analysen darstellt. Die beiden zentralen Jetkammern machen es ebenfalls möglich, anhand des spezifischen Energieverlustes $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ eines Teilchens seine Geschwindigkeit zu ermitteln. Aus Geschwindigkeit und Impuls erhält man die Masse und kann das Teilchen identifizieren.
Ein Teilchen, das vom Vertex im Zentralbereich nach außen fliegt, sieht der Reihe nach die innere Proportionalkammer (CIP [3]), die innere z-Kammer (CIZ [4]), die erste zentrale Jet-Kammer (CJC1 [5]), die äußere z-Kammer (COZ [6]), die äußere Proportionalkammer (COP [7]) und als letzte Spurkammer die zweite zentrale Jet-Kammer (CJC2 [8]). In Tabelle 3.1 sind wichtige technische Daten des zentralen Spurkammersystems angegeben.

Fliegt ein Teilchen in Vorwärtsrichtung, so durchquert es das Vorwärtsspurkammersystem (FTD [9]). Es besteht aus drei gleich aufgebauten Supermodulen. Jedes Modul enthält zuerst eine planare Driftkammer, dann eine Proportional-

[1]**C**entral **S**ilicon **T**racker
[2]**B**ackward **S**ilicon **T**racker
[3]**C**entral **I**nner **P**roportional Chamber
[4]**C**entral **I**nner **z**-Chamber
[5]**C**entral **J**et **C**hamber 1
[6]**C**entral **O**uter **z**-Chamber
[7]**C**entral **O**uter **P**roportional Chamber
[8]**C**entral **J**et **C**hamber 2
[9]**F**orward **T**racking **D**etector

	CIP	CIZ	CJC1	COZ	COP	CJC2
rad. Abstand [mm]	157-166	174-200	203-451	460-485	501-514	530-844
Meßbereich θ [Grad]	8-172	16-169	10-170	23-157	25-155	26-154
Auflösung $\sigma_{r\phi}$ [mm]	*	28	0.170	58	*	0.170
Auflösung σ_z [mm]	*	0.26	22	0.20	*	22
* Keine Angabe der Auflösung, da nur als Trigger verwendet						

Tabelle 3.1: Parameter der Spurkammern

kammer (MWPC [10]) und eine radiale Driftkammer. Die planaren Kammern dienen der θ-Messung, die radialen der r-ϕ-Messung. Die Vorwärtsspurkammern decken einen Winkelbereich von $5^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$ ab.
In Rückwärtsrichtung gibt es eine Driftkammer (BDC [11]). Sie deckt einen θ-Bereich von $155.5^\circ - 174.5^\circ$ ab.

3.2.3 Die Kalorimeter

Die Aufgabe der Kalorimeter ist die Messung von Energie und Ort geladener und ungeladener Teilchen und "Jets". Das wichtigste Kalorimeter des Detektors H1 ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr[12]). Es besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil und deckt einen Winkelbereich von $6^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$ ab. Dazu gehört der Flüssig-Argon-Kryostat, der die Temperatur des Kalorimeters auf - 182° C hält. Die Energieauflösung beträgt:

$$\sigma(E)/E \approx 11\%/\sqrt{\frac{E}{GeV}} \oplus 1\%$$

für den elektromagnetischen und

$$\sigma(E)/E \approx 50\%/\sqrt{\frac{E}{GeV}} \oplus 2\%$$

für den hadronischen Teil des Kalorimeters. Die beiden Sektionen sind in je acht Teile, sogenannte Räder (engl. wheels), unterteilt. Im Vorwärtsbereich befindet sich das "main wheel". Es deckt dort den Bereich bis nahe an die Strahlröhre ab und besteht aus zweien der acht Teile. Daran schließen sich ebenfalls noch im Vorwärtsbereich zwei weitere Module an, die aus einer elektromagnetischen und hadronischen Sektion bestehen. Im Zentralbereich befinden sich drei Module, die sich von den beiden in Vorwärtsrichtung benachbarten dadurch unterscheiden, daß die elektromagnetische Sektion im Verhältnis zur hadronischen größer dimensioniert ist. Am rückwärtigen Ende des LAr befindet sich nur ein elektromagnetisches Modul. Ein Unterschied zwischen den Modulen liegt darin, daß für

[10]**M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber
[11]**B**ackward **D**rift **C**hamber
[12]**L**iquid **Ar**gon

die elektromagnetischen Blei als passives Material verwendet wird, während man für die hadronischen Module Stahl benutzt. Die elektromagnetischen Module besitzen außerdem eine feinere Granularität. Das LAr hat ca. 44000 Auslesekanäle, von denen über 30000 auf die elektromagnetischen Module entfallen.
Im Vorwärtsbereich befindet sich in einem Winkelbereich von 0.7° - 3.5° das sogenannte Plug-Kalorimeter. Es soll den Winkelbereich zwischen Strahlröhre und Vorwärtsregion des Flüssig-Argon-Kalorimeters abdecken und dadurch eine genauere Bestimmung des Gesamtimpulses eines Ereignisses in Vorwärtsrichtung ermöglichen.
Im Rückwärtsbereich befindet sich seit 1995 das Spacal[13], das im nächsten Kapitel genauer beschrieben wird. Es ersetzt das vorher verwendete Sandwichkalorimeter BEMC [14].
Ein weiteres Kalorimeter (VLQ [15]) soll zu Beginn der Datennahmeperiode 1998 in Betrieb gehen. Es soll im Rückwärtsbereich hinter dem Spacal montiert werden und den Bereich nahe der Strahlröhre bis zu einem Winkel von 179° zugänglich machen, da man in diesem Bereich Elektronen nachweisen möchte, die aus Ereignissen mit kleinem Q^2 stammen.

3.2.4 Das Myonsystem

Myonen, die vom Wechselwirkungspunkt bzw. aus der Höhenstrahlung kommen, werden dadurch identifiziert, daß sie im Gegensatz zu anderen Teilchen die Streamerröhren erreichen können. Diese sind in das Eisenjoch eingearbeitet, das den gesamten Zentralbereich des Detektors umschließt. Damit können Myonen in einem Bereich von $4° \leq \theta \leq 171°$ mit einer Impulsauflösung von etwa 35 % nachgewiesen werden.
Zum Nachweis von Myonen, die unter kleinen Winkeln in den Vorwärtsbereich gelangen, gibt es ein Vorwärts-Myon-Spektrometer. Es besteht aus einem zweiteiligen Driftkammersystem, in dessen Mitte sich ein Toroid-Magnet befindet. Es deckt einen Polarwinkel von $3° \leq \theta \leq 17°$ ab. Die Impulsauflösung liegt im Bereich 25 % - 32 %.

3.2.5 Komponenten zur Luminositätsbestimmung

Die Ereignisse, die zur Bestimmung der Luminosität verwendet werden, sind sogenannte Bethe-Heitler-Ereignisse. Dies sind Bremsstrahlungsereignisse der Art $ep \rightarrow ep\gamma$. Die Quanten-Elektro-Dynamik erlaubt die Berechnung des Wirkungsquerschnitts.
Zum Nachweis dieser Ereignisse befindet sich in Rückwärtsrichtung 33 m vom

[13] **SPA**ghetti **CAL**orimeter
[14] **B**ackward **E**lectro**M**agnetic **C**alorimeter
[15] **V**ery **L**ow **Q**-squared

Wechselwirkungspunkt entfernt neben der Strahlröhre ein Kalorimeter[16] zum Nachweis von Elektronen, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden.
Bei z = - 110 m steht ein weiteres Kalorimeter[17], das dem Nachweis von Photonen dient. Diese beiden Komponenten bilden das System zur Bestimmung der Luminosität. Bei diesen Ereignissen werden Elektron und Photon koinzident in den Taggern nachgewiesen. Die Berechnung der Luminosität erfolgt mittels der Formel

$$\mathcal{L} = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)R_0}{\sigma_{vis}} \,, \tag{3.3}$$

wobei R_{tot} die Gesamtrate an Bethe-Heitler-Ereignissen ist. R_0 ist die Ereignisrate, die von Elektronpaketen stammt, für die es kein Protonpaket als Partner gibt. Man füllt solche sogenannte Pilot-Pakete ein, weil aus der Rate R_0 der Untergrund bestimmt werden kann. Die Größen I_{tot} und I_0 sind die entsprechenden Ströme. σ_{vis}[18] gibt den Wirkungsquerschnitt des Bremsstrahlungsprozesses unter Berücksichtigung geometrischer Akzeptanzen und der Triggereffizienz (Abschnitt 3.3) an.

3.3 Trigger und Datenrekonstruktion

Der Zweck des Triggersystems ist es, aus der Vielzahl von Ereignissen die physikalisch relevanten herauszufinden. Dies ist notwendig, da es sehr viele Untergrundereignisse aus Wechselwirkungen der Strahlen mit Restgasatomen oder der Strahlrohrwand gibt. Die Rate für Restgaswechselwirkungen liegt, abhängig von den Strahlströmen, in einer Größenordnung von bis zu 50 kHz [Abt96]. Da es alle 96 ns zu einem "bunch-crossing"[19] kommt, was unter Berücksichtigung des Wirkungsquerschnitts für Photoproduktion und der Luminosität (Design-Wert $\mathcal{L} = 1.5\ 10^{31}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$) eine Ereignisrate in der Größenordnung von 10^4Hz ergibt, ist es schon aus technischen Gründen nicht möglich, alle Ereignisse aufzuzeichnen. Daher verwendet man ein mehrstufiges Triggersystem, um Untergrundereignisse zu verwerfen. Das Triggersystem bei H1 besteht aus fünf Stufen.
Die erste Triggerstufe besteht aus bis zu 200 einzelnen Triggerelementen [Lev96]. Jedes dieser Elemente gehört zu einer Detektorkomponente. Die 200 Elemente werden untereinander zu sogenannten Subtriggern verknüpft. Da man eine Zeitspanne von etwa 2.3 μs benötigt, um die Entscheidung zu treffen, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll oder nicht, werden die Daten fortlaufend in Schieberegister[20] geschrieben. Die Schieberegister bieten die Möglichkeit, die

[16]Electron Tagger
[17]Photon Tagger
[18]vis. vom englischen visible, sichtbar
[19]Die Begegnung zweier Strahlpakete in der Wechselwirkungszone
[20]"pipelines"

Daten mehrer Ereignisse zu speichern. Dadurch steht die notwendige Zeit zur Verfügung, um eine Entscheidung zu treffen. Sobald ein Subtrigger ausgelöst wird, werden die Schieberegister angehalten und ein Signal zum Auslesen der Daten gegeben.
Die zweite Triggerstufe besteht aus zwei Komponenten, dem topologischen Trigger und einem neuronalen Netzwerk. Diese beiden Komponenten verknüpfen die Informationen der verschiedenen Detektorkomponenten miteinander und versuchen, weitere Untergrundereignisse auszuschließen. Dies geschieht in einer Zeit von etwa 20 μs. Eine schnelle Entscheidung, ob das Ereignis akzeptiert wird, ist wichtig, da man die Totzeit - dies ist die Zeitspanne, in der der Detektor nicht betriebsbereit ist - gering halten möchte, um keine relevanten Ereignisse zu verlieren. Die zweite Stufe entscheidet zur Zeit, ob der Detektor ausgelesen wird, da die dritte Stufe noch getestet wird.
Die dritte Stufe soll eine weitere Überprüfung des Triggersignals durchführen, die etwa 800 μs dauert. Entscheidet diese, daß das Ereignis verworfen wird, so beendet sie automatisch den Auslesevorgang, und der Detektor ist wieder betriebsbereit. Akzeptiert die dritte Stufe ein Ereignis, wird es vollständig ausgelesen. Das Auslesen eines Ereignisses dauert 1 - 2 ms. Dies ist die maximal entstehende Totzeit.
Die vierte Stufe ist die sogenannte "Level 4 filter farm". Sie besteht aus bis zu 35 einzelnen Computern, die asynchron arbeiten. Diese haben Zugriff auf alle zur Verfügung stehenden Informationen. Sie rekonstruieren ein Ereignis nahezu vollständig und entscheiden endgültig, ob es akzeptiert oder verworfen wird. Da ein Ereignis bereits zwischengespeichert ist, während dies stattfindet, trägt diese Stufe nicht zur Totzeit bei. Die Speicherung der akzeptierten Ereignisse erfolgt auf Datenbändern, die eine Kapazität von mehreren Gigabyte besitzen.
In der fünften und letzten Triggerstufe findet die vollständige Rekonstruktion der akzeptierten Ereignisse statt. Sie entscheidet darüber, in welche Ereignisklassen ein Ereignis eingeordnet wird, also z.B. ob es sich um ein Photoproduktionsereignis oder einen Prozeß der tiefinelastischen Streuung handelt. Alle Ereignisse, die sie einer Klasse zuordnet, werden auf DST's[21] und POT's[22] geschrieben. Der Unterschied besteht darin, daß für die DST's strengere Anforderungen gestellt werden. Analysen werden mit den Daten durchgeführt, die auf DST's gespeichert sind, während die Daten auf POT's der Untersuchung von Effizienzen dienen oder für Untergrundstudien verwendet werden [Bru96].
Am Ende einer Datennahmeperiode, die sich in der Regel über ein Kalenderjahr erstreckt, werden die Daten nochmals rekonstruiert. Dies bedeutet, daß Änderungen berücksichtigt werden, die während der Datennahme gemacht wurden. Ein Beispiel dafür sind Kalibrationsparameter einzelner Detektorkomponenten, die verändert wurden.

[21] Data Summary Tape
[22] Production Output Tape, auch Physics On Tape genannt

Es passiert natürlich auch, daß in einer Triggerstufe eine falsche Entscheidung in dem Sinne getrofffen wird, daß ein physikalisch interessantes Ereignis, welches man aufzeichnen möchte, verworfen wird. Es kommt ebenfalls vor, daß ein Trigger, der eigentlich die Aufzeichnung eines Ereignisses starten müßte, dies nicht tut. Das Verhältnis von beobachteter zu vorhergesagter bzw. erwarteter Anzahl an Ereignissen wird als Triggereffizienz bezeichnet.

Kapitel 4

Das neue Rückwärtskalorimeter *Spacal* des Experiments H1

4.1 Aufbau des Spacal

4.1.1 Technische Daten

Das Spacal besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Ein Teilchen, das vom Vertex kommt, durchquert zunächst die elektromagnetische und dann die hadronische Sektion des Spacal. Der prinzipielle Aufbau beider Teile ist gleich. Sie bestehen aus Bleiplatten, in denen als aktives Material Szin-

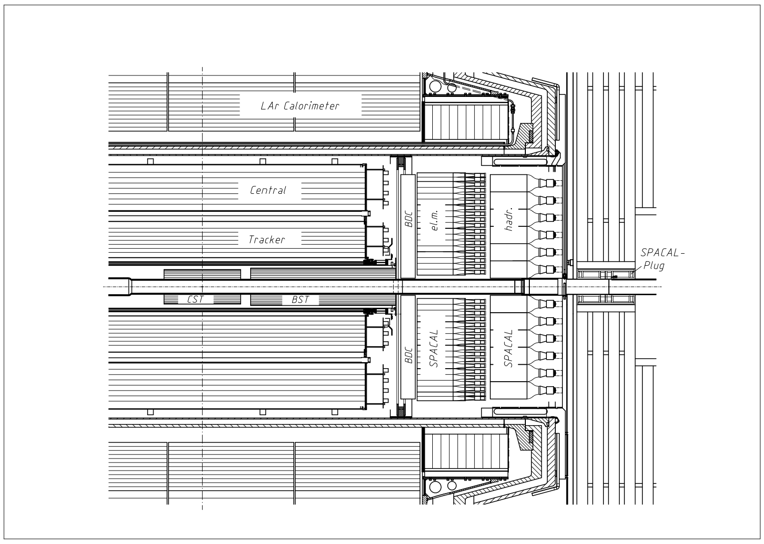

Abbildung 4.1: Das Spacal an seinem Standort im Detektor. Die Protonen fliegen von rechts nach links.

tillatorfasern eingearbeitet sind. Die Ähnlichkeit der Fasern mit einer bekannten italienischen Nudelsorte führte zu der Namensgebung **Spa**ghetti-**Cal**orimeter.
Da es aus mehreren Materialien besteht, gehört es zu den inhomogenen Kalorimetern. Diese bieten gegenüber homogenen, nur aus einem Material gefertigten Kalorimetern den Vorteil, daß man sie bei einer gleichen Anzahl von Strahlungslängen wesentlich kompakter konstruieren kann. Die Anordnung ist so

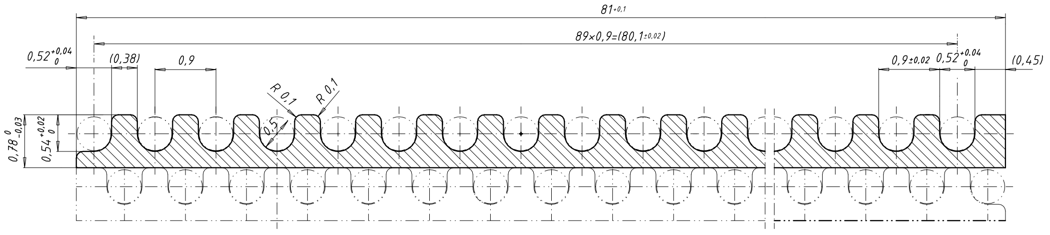

Abbildung 4.2: Profil der Blei-Szintillatorebenen des elektromagnetischen Teils in der x-y-Ebene

gewählt, daß die Szintillatorfasern einer Ebene über den Bleistegen der benachbarten Ebenen liegen. In Abbildung 4.2 sind zwei benachbarte Ebenen gezeichnet. Die Bleiplatten des elektromagnetischen Spacals haben eine Dicke von 0.78 mm. In die Bleiplatten wurden mit Walzen Rillen eingeprägt, in denen parallel zur z-Achse die Szintillatorfasern liegen. Eine Bleiplatte ist 81 mm breit und 250 mm lang. Die Szintillatorfasern haben einen Durchmesser von 0.5 mm. Ein sogenanntes Submodul besteht aus 52 übereinanderliegenden Blei-Szintillatorplatten. In jede Bleiplatte sind 90 Szintillatorfasern eingebettet. Die Fasern werden am Ende der Submodule auf einer Strecke von 80 mm gebündelt. Die Bündelung erfolgt in zwei Hälften, so daß jedes Submodul in zwei Zellen unterteilt wird, die

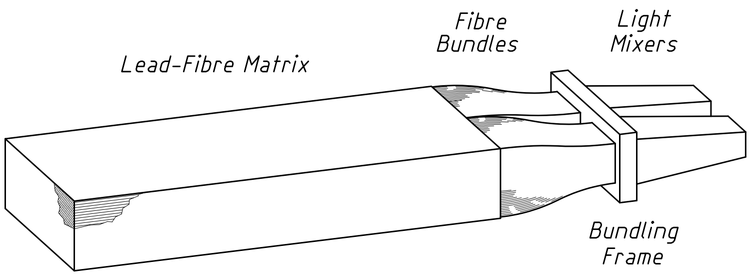

Abbildung 4.3: Die Abbildung zeigt ein Submodul des elektromagnetischen Teils mit Bündelung der Fasern, Halterahmen und Lichtmischern.

eine Größe von 40.5 $\times$ 40.5 mm^2 und eine aktive Länge in z-Richtung von 250 mm haben. Die Abbildung 4.3 zeigt ein solches Submodul. Jedes Faserbündel ist

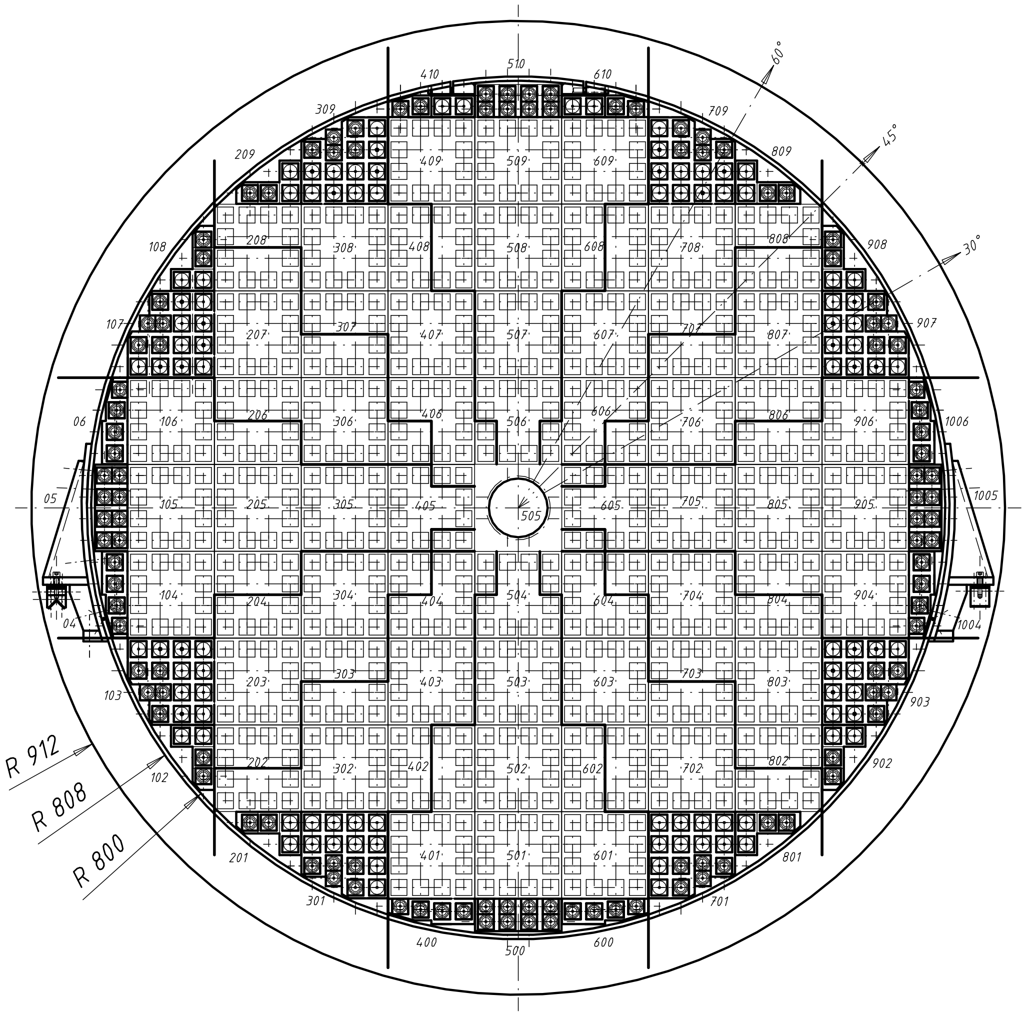

Abbildung 4.4: Die Zeichnung zeigt die Rückseite des elektromagnetischen Spacal

über einen Lichtmischer mit einem speziellen Photomultiplier[1] der Marke Hamamatsu verbunden. Diese sogenannten "Fine-Mesh"-PM's zeichnen sich dadurch aus, daß sie durch das im Detektor herrschende Magnetfeld nur etwa einen Faktor 100 an Verstärkung einbüßen, während übliche PM's in einem so starken Magnetfeld nicht betrieben werden können. Die Verstärkung im H1-Magnetfeld liegt in der Größenordnung von 10^4. Die Lichtmischer werden verwendet, um die

[1]Sekundärelektronenvervielfacher, kurz PM

Ausgangssignale der vielen Szintillationsfasern zu homogenisieren und eine bessere Mittelung über die Inhomogenitäten der Photokathoden zu erreichen. Da die Photomultiplier ihre maximale Sensitivität bei $\lambda = 430$ nm haben, wurde das Szintillatormaterial so gewählt, daß es Licht einer Wellenlänge von 440 nm emittiert, so daß keine Wellenlängenschieber notwendig sind. Faßt man acht Submo-

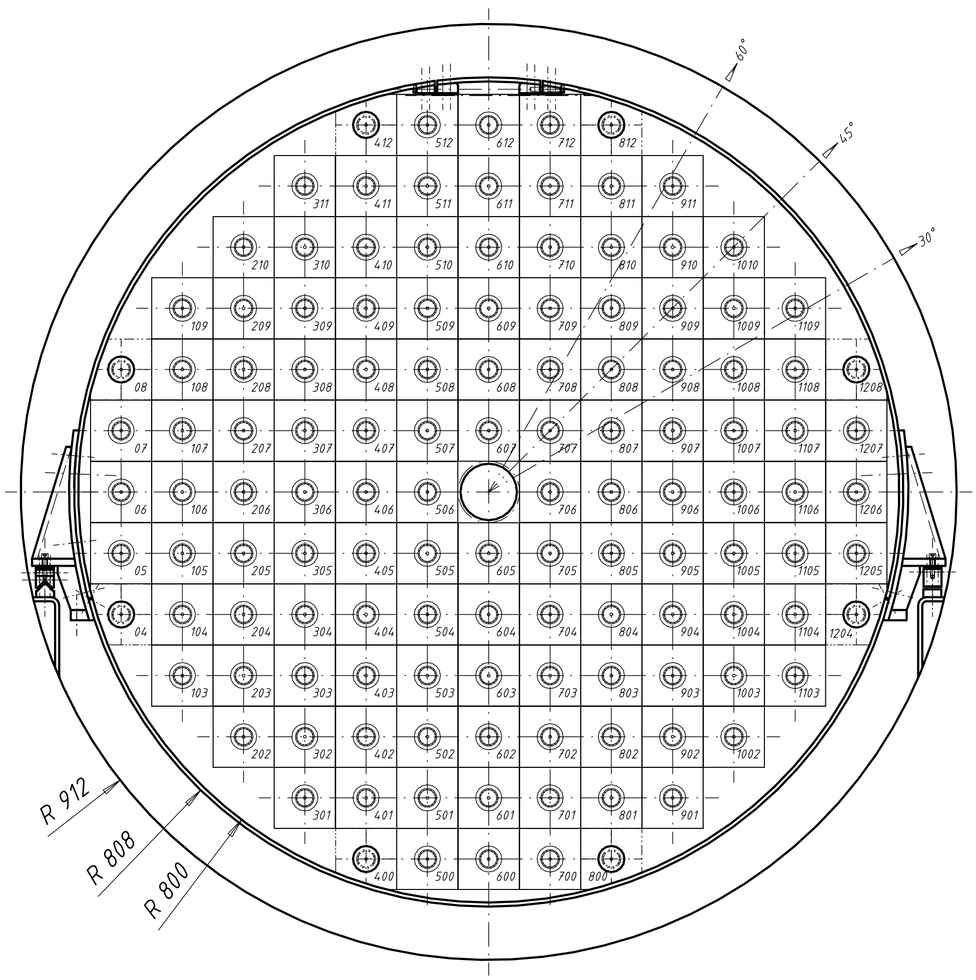

Abbildung 4.5: Die Zeichnung zeigt die Rückseite des hadronischen Spacal

dule zusammen, entsteht ein sogenanntes Supermodul. Jedes Supermodul besitzt eine eigene Spannungsversorgung zum Betrieb der PM's. Insgesamt gibt es 60 Supermodule. Da man den zur Verfügung stehenden Platz möglichst vollständig nutzen will, gibt es darüber hinaus 28 weitere Module mit unterschiedlicher Anzahl von Zellen, die die Randbereiche abdecken. Im Bereich zwischen Strahlröhre und den inneren Spacal-Zellen wurden noch vier zusätzliche Module angebracht.

Ihre Form unterscheidet sich von den normalen Zellen des elektromagnetischen Teils. Sie umschließen das Strahlrohr wie ein Ring. Wird in diesen Modulen eine Energiedeposition festgestellt, wird der entsprechende Schauer nicht für Analysen verwendet, da wahrscheinlich ein Teil der Schauerenergie aus dem Kalorimeter herausgelangt ist und die bestimmte Energie daher zu falschen Ergebnissen führen kann. Da man mit Hilfe dieser Module Messungen verwirft, werden sie als Veto-Layer bezeichnet. Die elektromagnetische Sektion besteht aus 1192 Zellen, die, innen beginnend, spiralförmig nach außen fortlaufend numeriert werden. Diese Art der Numerierung wurde von V. Shekelyan eingeführt und nach ihm benannt. Der Gesamtdurchmesser beträgt 1600 mm. Dies entspricht einem Polarwinkelbereich von 152° - 177.5°.

Die Zellen des hadronischen Teils des Spacal sind 120×120 mm^2 groß. Einer der

		Elektromagnetische Sektion	Hadronische Sektion
Meßbereich θ	[Grad]	152 - 177.5	159 - 178
Aktive Länge	[mm]	250	250
Durchmesser	[mm]	1600	1600
Zellgröße	[mm^2]	40.5×40.5	119.3×119.0
Anzahl der Zellen		1192	136
Faserdurchmesser	[mm]	0.500 ± 0.009	1.000 ± 0.015
Fasertyp		Bicron BCF-12	Bicron BCF-12
Blei/Faser Verhältnis		2.3 : 1	3.4 : 1
Blei-Faser-Dichte	[g/cm^3]	7.3	7.7
Photomultiplier der Marke Hamamatsu		PMT R5505 PMT R5506	PMT R2490-06
Strahlungslänge	[mm]	9.0	8.5
Wechselwirkungslänge	[mm]	250	246
Molière-Radius	[mm]	25.5	24.5

Tabelle 4.1: Technische Daten des Spacal. Weitere Informationen finden sich z.B. in [App96] oder [Jan96].

Gründe dafür ist die größere transversale Ausdehnung von hadronischen Schauern. Die hadronische Sektion enthält anteilig mehr passives Material, so daß die Strahlungslänge und die hadronische Wechselwirkungslänge etwas kleiner werden (Tabelle 4.1). Die Gesamtzahl an Zellen in der hadronischen Sektion beträgt 136. Der Aufbau des hadronischen Teils ist ansonsten dem des elektromagnetischen sehr ähnlich. Die Fasern werden zusammengefaßt und über Lichtmischer zu den Photomultipliern geführt. Die verwendeten Photomultiplier unterscheiden sich von denen der elektromagnetischen Sektion unter anderem dadurch, daß ihre Photokathoden den doppelten Radius haben und sie 16 Dynoden beinhalten, d. h. eine mehr als im elektromagnetischen Teil.

4.1.2 Funktionsweise des Spacal

Erzeugt ein Teilchen einen Schauer, so gelangt der von geladenen Teilchen getragene Teil der Schauerenergie, der in den Szintillationsfasern deponiert wird, als Licht durch die Szintillationsfasern über die Lichtmischer zu den einzelnen Photomultipliern. Der Rest der Energie wird im Blei deponiert und nicht detektiert. Aus der gemessenen Energie wird auf die Gesamtenergie geschlossen. Kalorimeter dieses Typs werden als Sampling-Kalorimeter bezeichnet. Im Gegensatz dazu gibt es Kalorimeter, die aus einem einzigen Material bestehen, das zugleich passives und aktives Material darstellt. Das Signal jedes PM's wird mittels eines Kabels zu der separaten Ausleseelektronik geführt. Dort werden die Signale in drei Teile aufgespalten. Dies ist notwendig, weil das Spacal nicht ausschließlich der Kalorimetrie dient, sondern gleichfalls zur Flugzeitmessung (ToF[2]) und als Triggerelement verwendet wird.
Die Flugzeitmessung erfolgt über einen TDC[3], der das analoge Signal digitalisiert und als zeitliche Information zur Verfügung stellt. Der gemessene Zeitpunkt wird mit der HERA-Uhr verglichen, die die Zeitpunkte für die nominellen Wechselwirkungen als Information bereit stellt. Der gemessene Zeitpunkt muß innerhalb eines 10 ns breiten Fensters, welches etwa 6 ns nach der nominellen Wechselwirkung beginnt, liegen. Die 6 ns entsprechen der Zeit, die ein Teilchen vom Wechselwirkungspunkt zum Spacal benötigt. Liegt es im Zeitfenster, wird das Ereignis als e-p-Wechselwirkung identifiziert, liegt es außerhalb, wird es als Untergrundereignis verworfen. Die Untergrundereignisse werden meistens durch Protonen verursacht, die vor der Wechselwirkung das Spacal durchqueren und den IET-Trigger auslösen. Die Zeitauflösung des Spacal beträgt (0.38 ± 0.03) ns [Jan96].
Die Verwendung des Spacal als Triggerelement dient vor allem der Aufzeichnung von Ereignissen, bei denen das Elektron in das Spacal gestreut wird. Die Triggerelektronik besteht im wesentlichen aus 320 Summationselementen, die die Energien von je 16 Zellen summieren. Sie werden "sliding windows"[4] genannt, da sie, immer um zwei Zellen diagonal versetzt, die nächsten Zellen aufsummieren. Auf diese Weise wird die maximale Energie bestimmt. Dieses Triggerelement trägt den Namen "**I**nclusive **E**lectron **T**rigger", kurz IET genannt. Liegt sie oberhalb definierter Schwellen, wird das Triggerelement ausgelöst. Es sind drei verschiedene Schwellen festgelegt, denen die Triggerelementnamen IET_0, IET_1 und IET_2 zugeordnet werden. Die Verwendung von Flugzeitsystem und IET-Trigger zur Konstruktion eines Subtriggers wird in Abschnitt 5.3.1 am Beispiel des für diese Arbeit wichtigsten Subtriggers S 50 kurz erläutert werden.
Die eigentliche Aufgabe des Spacal ist die Kalorimetrie, also die Messung von Teilchenenergie und Ort. Dazu wird das vorverstärkte Signal über einen Shaper und

[2]**T**ime **o**f **F**light
[3]**T**ime to **D**igital **C**onverter
[4]gleitende Fenster

eine Sample-and-Hold-Schaltung zu den ADC's[5] und von dort zur H1-CDAQ[6] geleitet. Zur Berechnung von Energie und Ort bedarf es der Daten aller Spacalzellen, in denen Energie deponiert wurde. Da es aber durch verschiedene Quellen, wie z. B. elektronisches Rauschen, dazu kommt, daß fast alle Zellen ein Signal geben, würde dies bedeuten, daß man bei jedem Ereignis alle Zellen auslesen müßte, was sowohl aus Zeitgründen als auch von der Datenmenge her problematisch ist. Daher wird für jede Zelle eine Mindestenergiedeposition von 15 MeV verlangt, damit sie ausgelesen wird. Diese Schwelle bezeichnet man als "noise cut[7]". Da bei vielen Ereignissen mehr als ein Teilchen Energie im Spacal deponiert, genügt es nicht, die gesamten Zellinformationen einfach zu einer Energie aufzusummieren. Es ist notwendig, die Zellenergien nach ihrer Zugehörigkeit zu den Clustern[8] einzelner Teilchen zu sortieren. Dies geschieht mittels eines Computeralgorithmus, der auf Stufe 4 des Triggersystems arbeitet. Dieser versucht, Zellen, die zu einer lokalisierten Energiedeposition gehören, zu den entsprechenden Clustern zusammenzufassen, wobei er für jeden rekonstruierten Cluster die Gesamtenergie und die Ortskoordinaten des Schauerschwerpunkts errechnet. Die Ermittlung der xy-Koordinaten erfolgt durch eine logarithmische Gewichtung der Energien. Die z-Koordinate wird aus dem Betrag der deponierten Energie mit Hilfe der Tatsache berechnet, daß die Eindringtiefe logarithmisch mit der Energie anwächst.

4.1.3 Energie- und Ortsauflösung des Spacal

Die Energie- und Ortsauflösung des Spacal wurde zunächst mit Teststrahlmessungen bestimmt und die Ergebnisse anhand der ersten zur Verfügung stehenden Daten überprüft. Die Teststrahlmessungen wurden mit Elektronen und geladenen Pionen durchgeführt. Die Enerieauflösung eines Kalorimeters wird durch drei Terme beschrieben:

- Bei der Entwicklung eines Schauers entstehen Sekundärteilchen. Ihre Anzahl ist eine statistisch schwankende Größe. Die Schwankungen lassen sich durch eine Poisson-Statistik beschreiben, so daß man für eine Sekundärteilchenzahl N Fluktuation um $\sqrt{N}$ erwartet. Da die Zahl N proportional zur Teilchenenergie ist, ergibt sich ein Beitrag von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{c_{sekun}}{\sqrt{\frac{E}{GeV}}} \tag{4.1}$$

  Man kann nur den Bruchteil der Schauerenergie messen, der in die Szintillationsfasern gelangt. Die Aufteilung der Energie zwischen Fasern und Blei

[5] **A**nalog to **D**igital **C**onverter
[6] **C**entral **D**ata **A**cquisition
[7] noise = Rauschen
[8] Haufen, Anhäufung

folgt ebenfalls einer Poisson-Statistik. Sie ergibt einen Beitrag der gleichen Form, wie man ihn für die Sekundärteilchenzahl findet, ist vom Betrag her allerdings größer. Er wird als Sampling-Term bezeichnet.

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{c_{sampl}}{\sqrt{\frac{E}{GeV}}} \tag{4.2}$$

Da die Beiträge die gleiche Struktur aufweisen, faßt man sie zu einem Term zusammen:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{c_{sekun+sampl}}{\sqrt{\frac{E}{GeV}}} \tag{4.3}$$

- Ein weiterer Beitrag entsteht durch Inhomogenitäten des Kalorimeters und durch Abweichungen in der Kalibration der einzelnen Zellen untereinander. Die Größe dieses Terms hängt stark davon ab, wieviel Energie aus dem Kalorimeter herausgelangt (engl. leakage) und somit nicht nachgewiesen werden kann. Er wird durch

$$\frac{\sigma(E)}{E} = c_{inhom} \tag{4.4}$$

beschrieben. Gibt man wie hier die relative Auflösung an, so ist dies der konstante Term.

- Der letzte Term, der einen Beitrag zur Energieauflösung liefert, ist das elektronische Rauschen der einzelnen Komponenten. Er ist energieunabhängig.

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{c_{rausch}}{\frac{E}{GeV}} \tag{4.5}$$

Faßt man die Terme zusammen, so ergibt sich die relative Energieauflösung zu:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{c_{sekun+sampl}}{\sqrt{E}} \oplus c_{inhom} \oplus \frac{c_{rausch}}{E} \tag{4.6}$$

Die Ergebnisse von Teststrahlmessungen und ersten Überprüfungen mit Daten finden sich in Tabelle 4.2.
Die Ortsauflösung des Spacal wird durch zwei Terme bestimmt, von denen einer konstant und der andere energieabhängig ist. Hier soll noch erwähnt werden, daß es möglich ist, einfliegende Teilchen bis zu einem Abstand von etwa 9 cm voneinander zu trennen. Liegen zwei Teilchen näher beieinander, so werden die von ihnen deponierten Energien zu einem Cluster zusammengefaßt.

	Elektromagnetische Sektion	Hadronische Sektion
Energieauflösung $\frac{\sigma(E)}{E}$		
Teststrahl (EM-Schauer)	$\frac{(7.1\pm0.2)\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (0.6 \pm 0.2)\%$	$\frac{(12.5\pm3.0)\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (3.8 \pm 2.2)\%$
Teststrahl (Had-Schauer)	-	$(56.0 \pm 3.0)\%$
Daten (EM-Schauer)	$\frac{7.8\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus \frac{0.3\%}{E(\mathrm{GeV})} \oplus 0.8\%$	-
Ortsauflösung $\sigma(E)$		
Teststrahl	$\frac{(4.48\pm0.03)\mathrm{mm}}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (0.70 \pm 0.02)$ mm	-
Daten	$\frac{(3.8\pm0.4)\mathrm{mm}}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (0.3 \pm 0.2)$ mm	-
Winkelauflösung	≤ 2 mrad	-
Zeitauflösung	(0.38 ± 0.03) ns	≤ 1 ns

Tabelle 4.2: Auflösungsparameter des Spacal. Weitere Informationen finden sich z.B. in [H1H96], [Jan96], [Fes97] und [Dir96].

4.2 Physik mit dem Spacal

Eines der Hauptziele des Experiments H1 liegt in der Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x_{bj}, Q^2)$ [Abt96] und [Bru96] über einen möglichst großen kinematischen Bereich. Da bei tiefinelastischen Ereignissen mit kleinem x_{bj} sowohl das Elektron als auch der hadronische Jet meist in Rückwartsrichtung nachgewiesen werden müssen, spielt diese Region hierbei eine wichtige Rolle. Das ursprünglich in Rückwärtsrichtung installierte Kalorimeter BEMC deckte einen Polarwinkelbereich von 155°-176° ab. Die Rekonstruktion von Elektronen war bis zu einem Winkel von 173° möglich. Da man die Strukturfunktion bei noch kleineren x_{bj} in der Größenordnung bis 10^{-4} messen wollte, war es notwendig, den Meßbereich zu erweitern, da das Elektron bei kleinen x_{bj} bevorzugt in die Nähe der Strahlröhre gestreut wird.
Deswegen wurde 1993 mit der Konstruktion eines neuen Kalorimeters, des Spacal, begonnen. Dabei wurden mehrere Gesichtspunkte berücksichtigt. Der Polarwinkelbereich wurde an beiden Grenzen erweitert. Dies ermöglicht zum einen die Rekonstruktion des Elektrons bei kleineren x_{bj}, zum anderen wurde damit die Meßbereichslücke zwischen LAr-Kalorimeter und Rückwärtskalorimeter geschlossen. Die Energie- und Ortsauflösung des Spacal ist deutlich besser als die des BEMC. Die Energieauflösungen sind in Abbildung 4.6 miteinander verglichen. Es besitzt zusätzlich eine hadronische Sektion, die eine bessere Unterscheidung von Elektronen und Pionen möglich macht. Zusätzlich wurde die rückwärtige Pro-

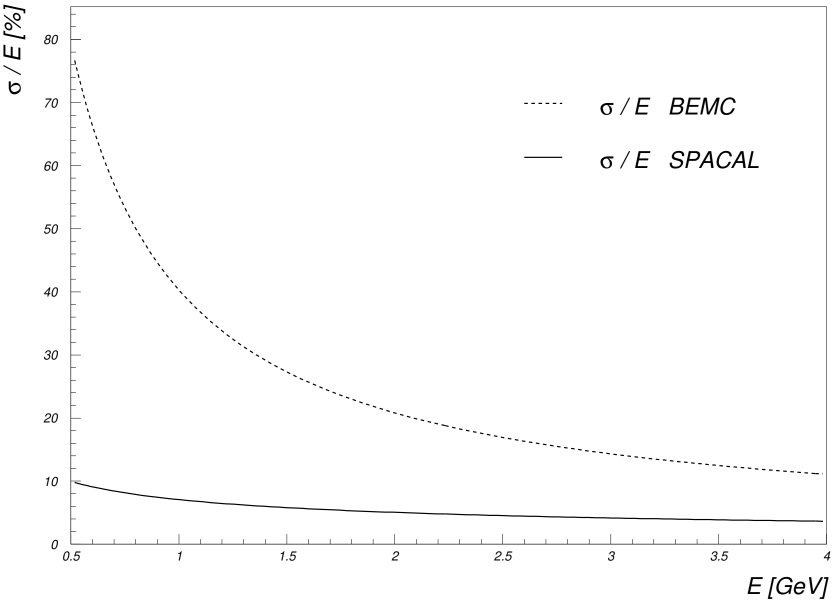

Abbildung 4.6: Vergleich der Energieauflösung von Spacal und BEMC

portionalkammer durch eine Driftkammer ersetzt, die eine bessere Trennung von geladenen und ungeladenen Clustern im Kalorimeter erlaubt. Außerdem dient sie der Richtungsmessung geladener Teilchen. Der Einbau erfolgte zu Beginn des Jahres 1995. Die Messung von Energie und Ort hadronischer Endzustände stellt eine wichtige Variable zur Bestimmung der Kinematik eines Ereignisses dar, da das Quadrat der invarianten Masse des Endzustands der Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems entspricht. Im Vergleich mit der Meßgenauigkeit des BEMC wurde hier vor allem durch die zusätzliche hadronische Sektion eine Verbesserung erzielt. Das neue Kalorimeter bietet noch einen weiteren Vorteil. Es ist sehr rauscharm. Während das BEMC einen Rauschpegel von bis zu 400 MeV je Kanal erzeugte, liegt dieser Pegel für das Spacal unterhalb von 15 MeV je Zelle. Führt man eine Analyse durch, bei der Informationen über niederenergetische Photonen benötigt werden, so war dies mit dem BEMC nahezu unmöglich, da die Genauigkeit der Energiemessung für ein Photon mit einer Energie von 0.5 GeV eine Auflösung von ca. 80 % ergab. Das Spacal macht eine Messung bei der gleichen Energie mit einer Auflösung von nur 10 % möglich, man kann es daher zur Spektroskopie verwenden. Die Rekonstruktion der Massen von Mesonen, die direkt in zwei oder über kurzlebige Zwischenprodukte in mehrere Photonen zerfallen, macht es möglich, die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Mesonen zu bestimmen, z. B. [Swa96], oder [Ber97]. Die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten bei einer so hohen Schwerpunktsenergie wie HERA sie bietet, war zuvor nicht möglich. Es wurde mit dem Einbau des Spacal also ein bisher für die Spektroskpie kinematisch unzugänglicher Bereich erschlossen, was z. B. die Überprüfung von Vorhersagen für Wirkungsquerschnitte bei hohen Schwerpunktsenergien erlaubt.

4.3 Kalibrationsmethoden für das Spacal

Unter dem Begriff der Kalibration versteht man den Vorgang, die Ausgangssignale eines Meßgerätes in das richtige und bekannte Verhältnis zur gemessenen Größe zu setzen. Im Fall des Spacal bedeutet dies, die elektronischen Ausgangssignale von jedem der 1328 Photomultiplier in Relation zu den deponierten Energien zu setzen. Die Proportionalitätskonstante, die die Beziehung zwischen Signal und Meßgröße herstellt, wird als Kalibrationskonstante bezeichnet. Man benötigt dazu die Kenntnis einer absoluten Energieskala, d. h. man muß zu einem Signalwert S die gemessene Größe E kennen. Der nächste Schritt besteht darin, die Größe α zu bestimmen, die den Zusammenhang zwischen den beiden Größen herstellt, so daß gilt: $S = \alpha\, E$. Dabei ist unter anderem darauf zu achten, ob das Meßgerät über den gesamten Meßbereich linear ist und eine Konstante zur Beschreibung dieses Verhältnisses ausreicht. Es ist ebenfalls Aufgabe einer Kalibration, die Kanäle der einzelnen Zellen aufeinander abzustimmen. Dieser Vorgang wird als Interkalibration bezeichnet.
Für das Spacal gibt es bereits einige solcher Methoden, die hier kurz vorgestellt werden sollen. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode wird im nächsten Kapitel ausführlich dargelegt.

4.3.1 Das Kalibrations- und Monitorsystem CAM

Die Verstärkung von Photomultipliern ist nicht konstant, sondern zeit- und temperaturabhängig. Besonders großen Einfluß auf die Verstärkung haben Schwankungen in der Hochspannungsversorgung. Dies gilt auch für die verwendeten Fine-Mesh-PM's, wie eingehende Untersuchungen [Sch96] gezeigt haben. Aus diesem Grund wurde das Kalibrationsystem CAM[9] [Jan96] entwickelt, um die Schwankungen zu messen und auszugleichen. Dazu benutzt das CAM-System eine LED[10], die Lichtpulse bekannter Wellenlänge und Dauer auf ein Bündel von lichtleitenden Plastikfasern gibt. Eine dieser Fasern, die sogenannte Kontrollfaser, wird zu einer Photodiode geleitet, um Höhe und Dauer des Pulses zu überprüfen. Die restlichen Fasern werden zu einem PM geleitet, wo sie ein Signal erzeugen. Das Signal wird mit vorherigen Signalen desselben PM's unter Beachtung des Signals der Kontrollfaser verglichen. Ergibt sich eine Abweichung

[9] **C**alibration **A**nd **M**onitoring, Kalibration und Beobachtung
[10] **L**ight **E**mitting **D**iode

zwischen aktuellem und vorher beobchtetem Signal, wird diese entsprechend korrigiert. Das CAM-System ist ständig mit allen Photomulipliern verbunden und arbeitet, während das Spacal in Betrieb ist. Die Korrekturen werden während des Betriebs automatisch durchgeführt, indem sie als Konstanten bei der Datenrekonstruktion berücksichtigt werden.
Am Ende einer Datennahmeperiode werden dann mittels dieser über einen längeren Zeitraum bestimmten Konstanten die Hochspannungsversorgungen aller PM's nachjustiert. Bei ausreichend langer Betriebsdauer ist es in der Lage, die Instabilitäten der einzelnen PM's so weit auszugleichen, daß die Schwankungen kleiner als 1 % im Lauf eines Jahres sind.

4.3.2 Kinematischer Peak

Die Methode des "kinematischen Peaks[11]" erlaubt eine Kalibration der absoluten Energieskala des elektromagnetischen Spacal. Benutzt wird die Tatsache, daß bei tiefinelastischen Prozessen besonders viele Elektronen, deren Energie gleich der Elektronstrahlenergie ist, unter kleinen Winkeln, was im H1-Koordinatensystem großen Werten von θ entspricht, in den Rückwärtsbereich gestreut werden. Die Entstehung dieses sogenannten kinematischen Peaks läßt sich mit Hilfe der kinematischen Ebene, die von x_{bj} und Q^2 aufgespannt wird, erklären. Die Ebene ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Die gestrichelten Linien entsprechen konstanten Energien des gestreuten Elektrons. Die gepunktet-gestrichelten Linien zeigen den Verlauf konstanter Streuwinkel auf. Es ist zu erkennen, daß es nur eine isoenergetische Linie parallel zur Q^2-Achse gibt. Sie liegt bei $x_{bj} = 0.033$. Multipliziert man diesen Wert von x_{bj} mit der Protonstrahlenergie von 820 GeV, so ergibt sich für das wechselwirkende Quark die Elektronstrahlenergie. Projiziert man den vom Spacal abgedeckten Winkelbereich aus der x_{bj} - Q^2 - Ebene auf die Energieachse der gestreuten Elektronen, so ergibt sich im Bereich der Elektronstrahlenergie eine Überhöhung. Diese wird als kinematischer Peak bezeichnet. Er ist in Abbildung 4.8 zu sehen, die die Energieverteilung der Elektronen im Spacal für Daten der tiefinelastischen Streuung des Jahres 1996 zeigt.
Stark vereinfacht läßt sich dies anschaulich folgendermaßen erklären: Elektron und Quark haben bei $x_{bj} = 0.033$ annähernd die gleiche Energie. Ihr Schwerpunktsystem ruht im H1-Laborsystem. Die Streuung zwischen beiden wird vereinfacht als quasi-elastisch angenommen, und die Winkelverteilung folgt der Rutherfordschen Streuformel. Daher werden diese Elektronen hauptsächlich in den Rückwärtsbereich nahe der Strahlröhre, also das Spacal gestreut. Ihre Häufigkeit nimmt nach außen hin mit $1/\sin^4(\theta/2)$ ab. Die Lage des Maximums hängt nur schwach vom Nachweisort ab. Es ergibt sich nur eine geringe Abhängigkeit vom Streuwinkel, die die Form des Maximums beeinflußt. Die Kalibration mit Hilfe des kinematischen Peaks bietet also die Möglichkeit, die absolute Energieskala des

[11] Maximum

Spacal festzulegen. Zur Durchführung der Kalibration sucht man im Spacal nach Elektronclustern. Die gefundenen Cluster werden der Zelle zugeordnet, in der sie am meisten Energie deponiert haben. Das Energiespektrum jeder Zelle wird in ein Histogramm gefüllt. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die quantitative

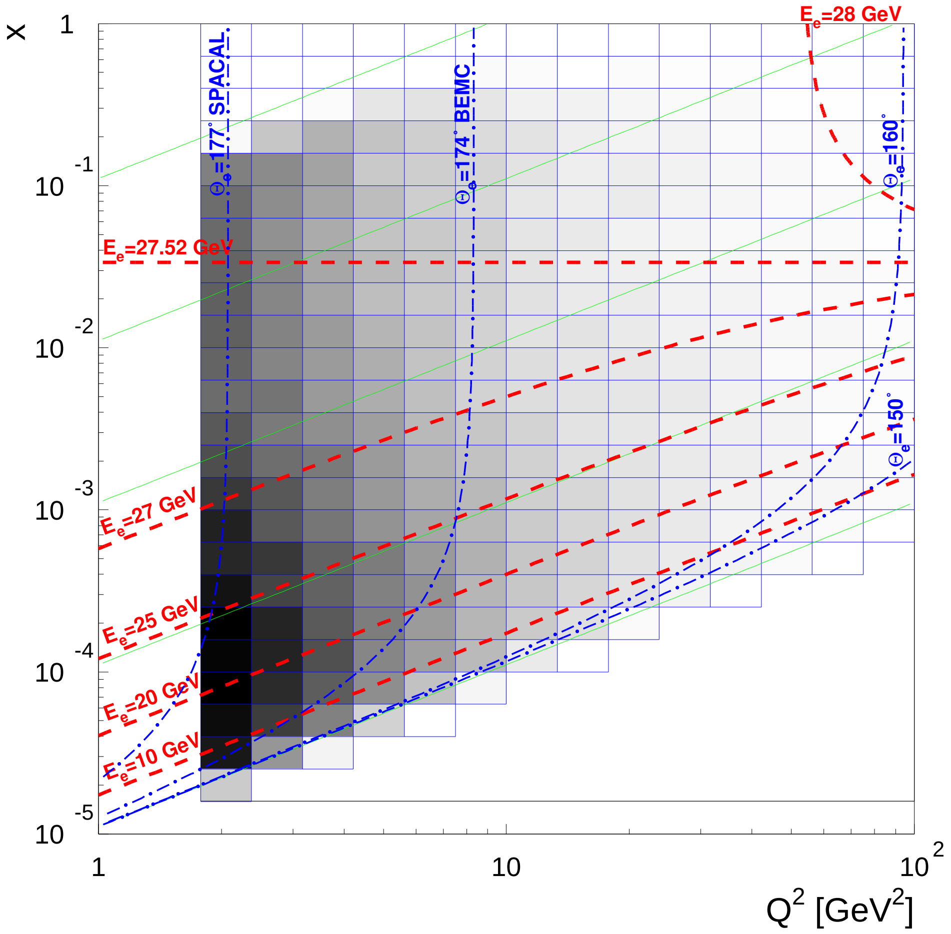

Abbildung 4.7: Die x_{bj} - Q^2 - Ebene. Die gestrichelten Linien entsprechen konstanten Energien des gestreuten Elektrons.

Lage des kinematischen Maximums zu bestimmen. Zur Zeit werden die Elektronenergien zwischen 23 und 30 GeV in Histogramme gefüllt und das arithmetische Mittel bestimmt. Die Kalibrationskonstante ergibt sich dann aus $E_{Peak}/< E_{el} >$ [Mey97].
Die Methode des kinematischen Peaks macht es möglich, die inneren 500 Zellen des Spacal auf 1 - 2 % genau zu kalibrieren. Die weiter von der Strahlröhre entfernt liegenden Zellen lassen sich mit dieser Methode nicht kalibrieren, da es

hier aufgrund der Winkelverteilung der Ereignisse nicht genügend Einträge gibt. Zusätzliche Informationen findet man beispielsweise in [Jan95].

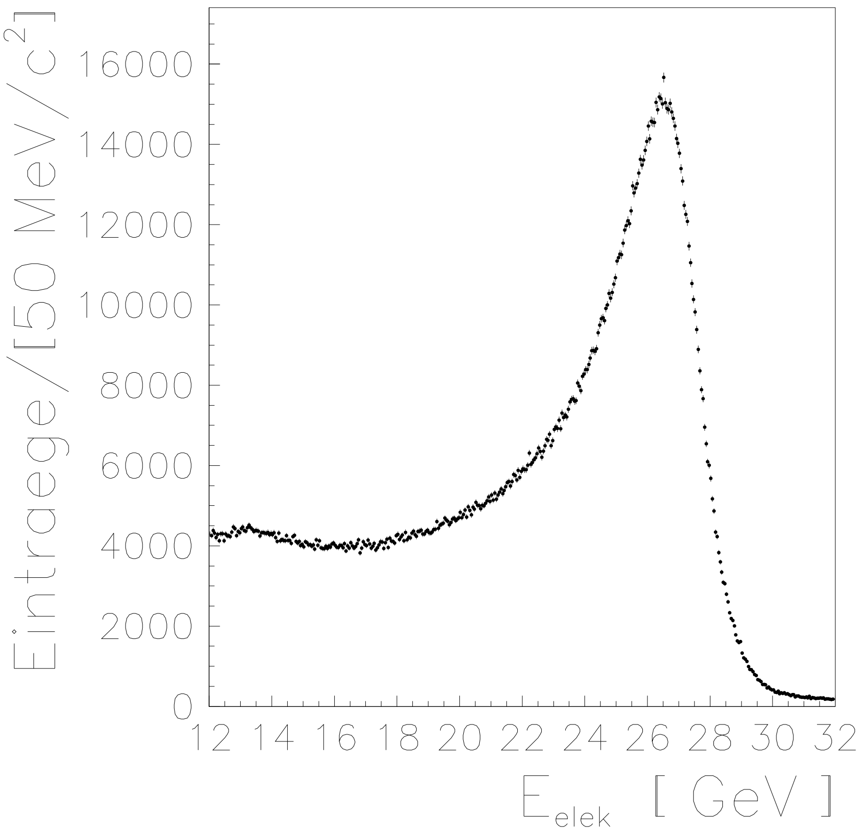

Abbildung 4.8: Das Energiespektrum der jeweils energiereichsten Spacalcluster der elektromagnetischen Sektion, für die Daten der tiefinelastischen Steuung des Jahres 1996.

4.3.3 Kosmische Myonen

Durch Wechselwirkungen kosmischer Strahlung mit der Erdatmosphäre entstehen hadronische Schauer. Einige dieser Hadronen, z.B. geladene Pionen, zerfallen in Myonen. Die Myonen, die das Spacal erreichen, bevor sie zerfallen, sind im wesentlichen minimalionisierend. Dies bedeutet, daß sie um das Minimum der Bethe-Bloch-Verteilung bei $\gamma\beta \approx 3$ liegen, ihr spezifischer Energieverlust dE/dx also minimal ist. Dies vorausgesetzt, kann man die zu erwartende Energiedeposition berechnen. Es ergibt sich: Kosmische Myonen deponieren in den 4.05 cm großen Zellen des elektromagnetischen Teils eine Energiemenge, die einer Energiedeposition eines elektromagnetischen Schauers von ca. 55 MeV äquivalent ist. In den 12.0 cm langen Zellen des hadronischen Spacals werden entsprechend ca. 200 MeV [Dir96] deponiert. Eine Schwierigkeit der Methode liegt darin, daß die Myonen aus der Höhenstrahlung in das Spacal nicht exakt senkrecht, sondern unter verschiedenen Winkeln eintreten, so daß eine Korrektur der Spurlänge erforderlich wird. Dies ist in den Randbereichen nicht möglich, da hier der Winkel nicht bestimmt werden kann. Ein Vorteil der Methode ist, daß man ohne großen Aufwand eine ausreichend hohe Datenmenge bekommen kann, da die kosmischen Myonen mit einer Rate von 110 Hz/m^2 auf die Erdoberfläche treffen. Die Kalibrationskonstanten c_i werden aus der Abweichung zwischen vorhergesagter und gemessener Energiedeposition ermittelt:

$$c_i = \frac{E_{vorhergesagt}}{E_{gemessen}} \tag{4.7}$$

Die Kalibration mit kosmischen Myonen erlaubt eine relative Kalibration beider Sektionen des Spacal mit Ausnahme der Randbereiche. Die erreichte Genauigkeit lag 1995 im Bereich von 2% für die elektromagnetische Sektion und bei etwa 4% für die hadronische Sektion [Jan96]. Eine detailliertere Beschreibung der Methode findet sich in [Dir96].

4.3.4 Halo-Myonen

Durch Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit dem Restgas oder der Strahlrohrwand entstehen im wesentlichen Pionen. Geladene Pionen zerfallen fast ausschließlich in Myonen und das entsprechende Myonneutrino. Diese sogenannten Halo-Myonen fliegen parallel zum Protonstrahl und durchqueren das Spacal in horizontaler Richtung. Dadurch ist der im Spacal zurückgelegte Weg und somit die von ihnen deponierte Energie größer als bei kosmischen Myonen. Für Halo-Myonen läßt sich, ebenso wie für kosmische Myonen, eine Energiedeposition vorhersagen. Zur Kalibration nutzt man wiederum die Abweichung zwischen erwarteter und beobachteter Energiedeposition. Da eine Spurlängenkorrektur für Halo-Myonen nicht notwendig ist, verwendet man diese zur Kalibration der äußeren Randbereiche. Die 1995 erreichte Genauigkeit der Kalibration lag für beide Sektionen bei 5%. Eine vollständige Erklärung der Vorgehensweise gibt [Arn95].

4.3.5 Kalibration mit π^0-Zerfällen

In Photoproduktionsereignissen bei HERA entstehen häufig neutrale Pionen. Diese zerfallen zu fast 99 % in zwei Photonen. Sind diese Photonen so in Rückwärtsrichtung "geboostet", daß beide in das Spacal gelangen, kann man mit den zur Verfügung stehenden Informationen über Energie und Ort der Photonen im Spacal sowie der Kenntnis des Zerfallsortes des π^0's ihre Viererimpulse ermitteln. Man kann aus den Viererimpulsen von Zerfallsphotonen die invariante Masse des Mutterteilchens berechnen. Führt man diese Rechnung für die im Spacal nachgewiesenen Photonen durch, sollte sich als Ergebnis für zwei Photonen aus einem π^0-Zerfall die π^0-Masse ergeben. Führt man dies für eine Vielzahl an Ereignissen durch, erhält man ein $\gamma\gamma$-Massenspektrum, das einen π^0-Peak zeigt. Man kann daran eine Gaußfunktion zur Ermittelung der Lage des π^0-Massenpeaks anpassen. Es zeigt sich hierbei, daß das π^0-Signal sehr gut durch eine einzige Gaußfunktion beschrieben wird. Die π^0-Masse ist bis in den Bereich von 1 keV/c^2 bekannt. Weicht die rekonstruierte von der wahren Masse ab, kann man diese Abweichung zur Bestimmung von Kalibrationskonstanten nutzen. Die Vorgehensweise wird in Kapitel 5 detailliert dargestellt.

Kapitel 5

Kalibration der elektromagnetischen Sektion des Spacals mit Hilfe des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\,\gamma$

5.1 Das π^0-Meson

Das neutrale Pion gehört zur Gruppe der pseudoskalaren Mesonen und hat Spin 0. Es ist Bestandteil des Isospin-Tripletts π^+, π^-, π^0 das sich aus den beiden leichtesten Quarks u und d aufbauen läßt. Man kann es durch die Wellenfunktion

$$|\pi^0\rangle = \sqrt{1/2}\ (|d\bar{d}\rangle - |u\bar{u}\rangle)$$

beschreiben. Sein Isospin ist 1, dessen z-Komponente 0. Das π^0 - Meson besitzt eine Masse von

$$\mathrm{m} = (\ 134.9743 \pm 0.0008\ )\ \mathrm{MeV/c^2}$$

[Bar96]. Es hat eine Lebensdauer von

$$\tau = (\ 8.4 \pm 0.6\ )\ 10^{-17}\ \mathrm{s}\ .$$

Dies entspricht einem $c\tau$ = 25 nm. Der Hauptzerfallskanal ist:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\,\gamma \qquad \text{zu } (\ 98.798 \pm 0.032\ )\ \%\ .$$

5.2 Rekonstruktion von π^0-Mesonen

Der Zerfall von π^0-Mesonen in Ruhe ist isotrop, da sie Spin 0 haben. Die beiden Photonen werden in entgegengesetzte Richtungen abgestrahlt, jedes mit einer

Energie $E_{\gamma_{1,2}} = m_{\pi^0} c^2/2$. Die neutralen Pionen, die bei H1 entstehen, haben aber einen von null verschiedenen Impuls. Dies bedeutet, daß die beiden Zerfallsphotonen zusätzlich Energie und Impuls des π^0's unter sich aufteilen. Die Photonenenergien erreichen Energien bis zu einigen GeV. Das rekonstruierte π^0-Energiespektrum ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Ihre Flugrichtung im Laborsystem

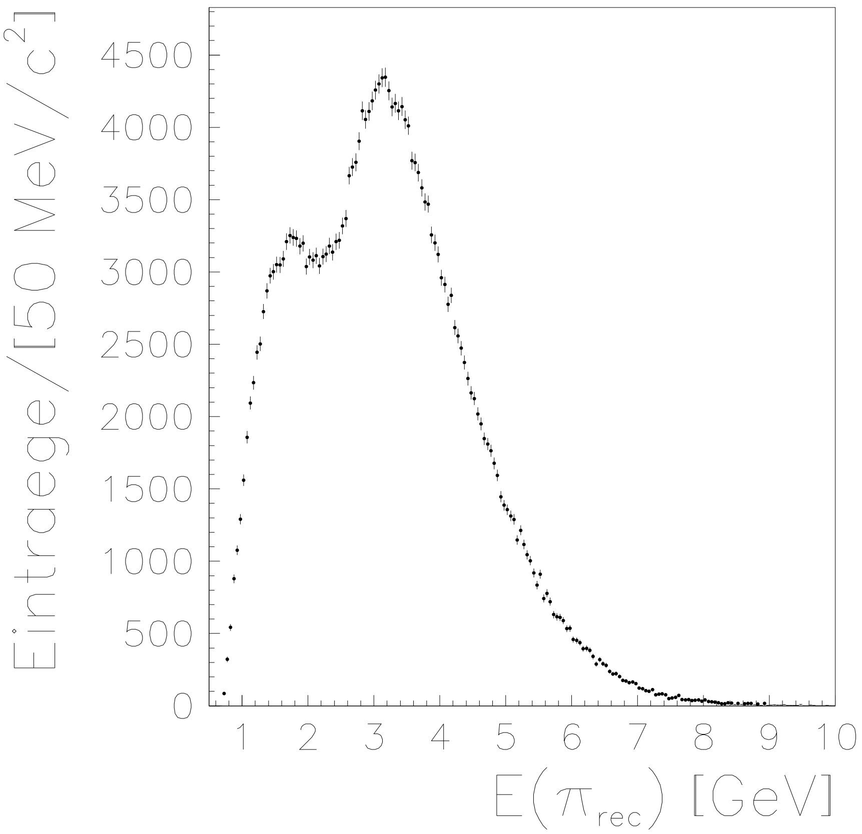

Abbildung 5.1: Energiespektrum der rekonstruierten $\gamma\gamma$-Massen, die in einem Massenbereich von $\pm$ 25 MeV/c^2 um die π^0-Masse liegen. Der unregelmäßige Anstieg der Verteilung ist ein Effekt des Triggers.

ist nicht mehr entgegengesetzt. Somit ist es möglich, daß beide Photonen in den Nachweisbereich des Spacal fliegen. Dort werden Energie und Ort der Photonen gemessen. Da die neutralen Pionen eine Lebensdauer in der Größenordnung von 10^{-17} Sekunden haben, zerfallen sie so nahe am Vertex, daß dieser in guter Näherung als ihr Zerfallspunkt angenommen wird. Diese Informationen reichen aus, um die Viererimpulse der beiden Photonen zu berechnen. Aus den Viererimpulsen läßt sich nach Formel 2.2 die invariante Masse des Mutterteilchens berechnen.

Da bei getaggten[1] Photoproduktionsereignissen im Mittel neun Cluster (Datensatz 1995) im elektromagnetischen Teil des Spacal gefunden werden, muß man alle möglichen Kombinationen von zwei Photonen bilden, was in den rekonstruierten Massenspektren einen beträchtlichen kombinatorischen Untergrund zur Folge hat. Es ist allerdings möglich, diesen Untergrund durch verschiedene Selektionskriterien zu reduzieren (Abschnitt 5.3). Damit die Photonen im Spacal als zwei getrennte Energiecluster identifiziert werden können, müssen sie einen Mindestabstand von ungefähr 9 cm haben (Kapitel 4). Dies entspricht unter der vereinfachenden Annahme, daß beide Photonen mit gleicher Energie im Spacal nachgewiesen werden, einer Photonenergie von 2.5 GeV. Im günstigsten Fall, in dem die Photonen das Spacal so treffen, daß ihre Verbindungslinie genau die senkrechte Halbierende der dazwischenliegenden Zelle ist und in dieser Zelle keine Energie deponiert wird, kann der Clusteralgorithmus auch noch Cluster trennen, die nur etwa 6 cm voneinander entfernt sind. Dies entspricht einer Energie von 3.4 GeV je Photon. Die Formel 2.2 läßt sich für einen Zerfall in zwei masselose Teilchen zu

$$m^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12}) \tag{5.1}$$

vereinfachen. Wendet man darauf die Gaußsche Fehlerfortpflanzung an, so erhält man den folgenden Ausdruck:

$$\frac{\sigma(m(\gamma\gamma))}{m(\gamma\gamma)} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\sigma_1^2}{E_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{E_2^2}} \tag{5.2}$$

Vernachlässigt man andere Effekte, die die Breite[2] der Massenverteilung beeinflussen, und berücksichtigt nur die Energieauflösung des Spacal, so wird die maximal erwartete Breite der Verteilung durch den Energieschnitt auf die minimale Clusterenergie begrenzt. Sie liegt für

$$E_{\gamma 1} = E_{\gamma 2} = 350 \text{ MeV} \quad \text{bei} \quad \sigma(m(\pi^0)) \approx 16.0 \text{ MeV/c}^2 \; .$$

Abschätzungen für andere Kombinationen von Photonenergien ergeben geringere Erwartungen für die Breite der Verteilung, wie z.B.

$$E_{\gamma 1} = E_{\gamma 2} = 1 \text{ GeV} \qquad \sigma(m(\pi^0)) \approx 9.4 \text{ MeV/c}^2 \text{ und}$$

$$E_{\gamma 1} = 500 \text{ MeV} \, , \, E_{\gamma 2} = 2 \text{ GeV} \qquad \sigma(m(\pi^0)) \approx 10.1 \text{ MeV/c}^2 \; .$$

Die rekonstruierten Breiten liegen im Bereich von 12.5 - 15 MeV/c^2. Die Tatsache, daß die beobachteten Breiten im Bereich der erwarteten Breiten liegen, wenn man die Auflösung des Kalorimeters berücksichtigt, zeigt, daß die ermittelten

[1] Das Elektron wird im Elektron-Tagger nachgewiesen

[2] Mit dem Begriff Breite ist hier und im folgenden immer das σ der Gauß-Verteilung gemeint.

Auflösungsparameter die Güte des Spacal richtig beschreiben. Zur Verbreiterung der Verteilungen tragen auch noch andere Ursachen bei, die hier allerdings von der Auflösung dominiert werden. Zwei dieser Ursachen sind Energieverluste in passivem Material und Unsicherheiten bei der Bestimmung des Vertex, die zu einer Verbreiterung des π^0-Massenpeaks führen.

5.3 Die Ereignisselektion

5.3.1 Die Vorselektion

Die Daten aus der Datennahmeperiode 1996 wurden von DST-Datenträgern ausgelesen. Da sich auf diesen alle Daten eines Jahres befinden, werden schon hier einige Kriterien verwendet, um möglichst nur den benötigten Teil zu selektieren. Das Hauptkriterium bei der Vorauswahl 1996 war, daß es sich um getaggte Photoproduktionsereignisse handeln soll, die durch den Subtrigger S50 registriert wurden, der im folgenden kurz beschrieben werden soll. Der Trigger wurde konzipiert, um Photoproduktionsereignisse aufzuzeichnen, bei denen Energie im elektromagnetischen Spacal deponiert wird. Er wird ausgelöst, wenn verschiedene Bedingungen erfüllt sind. Die erste Bedingung, die an ein Ereignis gestellt wird, ist, daß das Flugzeitsystem des Spacal es als e-p-Wechselwirkung akzeptiert. Es muß eine Mindestenergie von 4 GeV im Elektron-Tagger registriert werden. Dies wird verlangt, da Elektronen, die im Tagger nachgewiesen werden, aus Photoproduktionsereignissen stammen, bei denen sie mit $Q^2 \approx 0$ unter kleinen Winkeln gestreut werden. Die letzte Bedingung, die an ein Ereignis gestellt wird, betrifft das Spacal. Es muß außerhalb eines kreisförmigen Bereichs von 10 cm um die Strahlachse eine ortsabhängige Mindestenergie im Spacal deponiert werden, die oberhalb der definierten Schwellen liegt und somit den IET-Trigger auslöst. Die Energieschwellen lagen 1995 bei 6 GeV im Zentralbereich, 3.5 GeV in der mittleren Region und bei 2 GeV im äußeren Randbereich. Im Jahre 1996 gab es eine einheitliche Schwelle von 2 GeV. Nach dieser Selektion bleiben 1697525 Ereignisse übrig. Die integrierte Luminosität beträgt $(5.0 \pm 0.5)\ \mathrm{pb}^{-1}$ [Swa97]. Für das Jahr 1995 gibt es eine geringere Datenmenge, bestehend aus 261922 Ereignissen, was einer integrierten Luminosität von $246.6\ \mathrm{nb}^{-1}$ [Swa96] entspricht. Sie wurde von H1 POT ausgelesen, der verwendete Trigger war der Subtrigger S83. Er verlangt das Elektron im Elektron-Tagger, sowie entweder eine Mindestenergiedeposition im Spacal oder die Rekonstruierbarkeit eines Vertex. Zusätzlich muß das Ereignis innerhalb des Zeitfensters für e-p-Wechselwirkungen stattfinden.
Die beiden Basisdatensätze enthalten die zur Durchführung einer Kalibration notwendigen Variablen (Tabelle 5.1) und unterscheiden sich in der zur Verfügung stehenden Information nur in einem wichtigen Punkt, der in Abschnitt 5.5.2 näher erläutert wird. Diese Daten können noch weiter selektiert werden. Die Gründe dafür und die erforderlichen Kriterien werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

Allgemeine Variablen	Runnummer, Ereignisnummer Strahlenergien
Ereignisgrößen	x-, y-, z- Vertexkoordinaten Clusterzahl im elm.-Spacal Energiedeposition im Elektrontagger Energiedeposition im Photontagger
Clustergrößen	x-, y-, z- Clusterkoordinaten Clusterenergien beider Sektionen Clusterradien im elm.-Spacal Anzahl der Zellen je Cluster
1995	Shekelyan-Nummer der heißesten Zelle
1996	Energiedeposition jeder Zelle eines Clusters mit Shekelyan-Nummer

Tabelle 5.1: Ausgewählte Variablen der Basisdatensätze.

5.3.2 Die verwendeten Selektionskriterien

Ein Kriterium ist die Forderung, daß der rekonstruierte Vertex eines Ereignisses innerhalb eines eingeschränkten geometrischen Gebiets liegen muß. Dies wird gefordert, damit Kollisionen zwischen Strahlpaketen und den sogenannten Satelliten, die zwischen zwei eigentlichen Strahlpaketen mit umlaufen, ausgeschlossen werden. Ebenso werden damit Ereignisse, die nicht durch Strahl-Strahl-Wechselwirkungen ausgelöst werden, sondern z. B. aus Strahl-Restgas oder Strahl-Wand-Wechselwirkungen stammen, ausgeschlossen. Die Protonen innerhalb eines Strahlpakets folgen einer Gauß-Verteilung, die eine Breite von $\sigma \approx (11 \pm 1)$ cm [Tap97] besitzt. Die Ausdehnung der Elektronpakete wird vernachlässigt, da sie sehr viel geringer ist. Der gemachte Schnitt fordert:

$$-30cm \leq z_{Vertex(rec)} \leq 30cm$$

um ein Ereignis zu akzeptieren. Es werden ebenfalls Ereignisse verwendet, für die kein Vertex rekonstruiert werden konnte. Man benötigt für die Rekonstruktion eines Zerfallsvertex geladene Spuren im Detektor. In einem Photoproduktionsereignis, bei dem lediglich ein π^0 entsteht, das Elektron in den Elektron-Tagger gelangt und das Proton so wenig abgelenkt wird, daß es in der Strahlröhre bleibt, können keine geladenen Spuren im Detektor nachgewiesen werden. Ihre z-Vertexposition wird auf Null gesetzt. Da man auf die so entstandenen Pionen nicht verzichten will, akzeptiert man diese Ereignisse. Die rekonstruierte Masse liegt um etwa

1 MeV/c^2 tiefer als bei den Ereignissen mit Vertex. Die Breite liegt bei $\sigma =$ (15.32 $\pm$ 0.07) MeV/c^2, also etwa 20 % mehr als bei Ereignissen mit Vertex. Sie machen aber nur ca. 5 % der Gesamtzahl an Ereignissen aus und haben daher keinen Einfluß auf die Lage der rekonstruierten π^0-Masse und die Breite der Verteilung innerhalb der Fehlergenauigkeit. Die Massenspektren sind in Abbildung 5.2 gezeigt. Die longitudinale Schauerentwicklung von Elektronen wird durch die

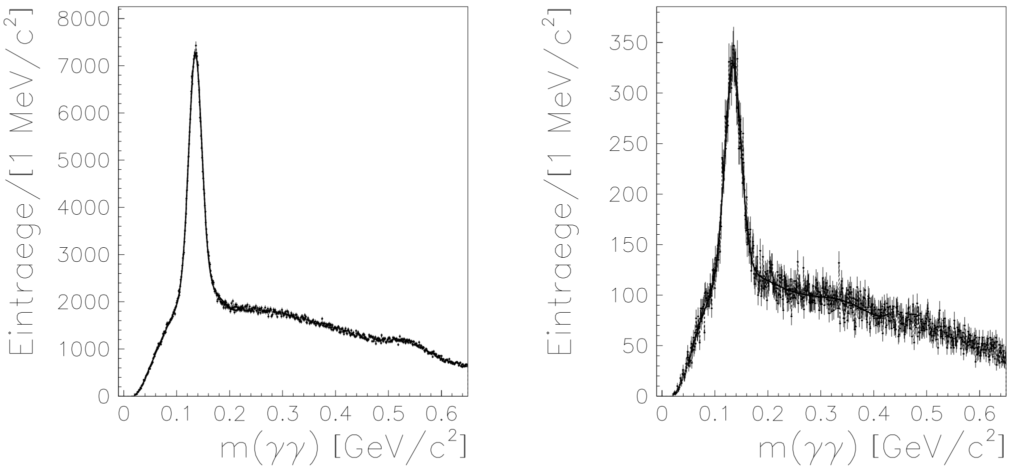

Abbildung 5.2: Die Histogramme zeigen die rekonstruierten Massenspektren für Ereignisse mit (links) und ohne (rechts) Vertex.

Strahlungslänge X_0 bestimmt. Sie ist definiert als die Dicke des durchquerten Materials, auf der die Elektronenergie durch Bremsstrahlung um den Faktor e reduziert wird. Es gibt einen Zusammenhang zwischen Strahlungslänge und der Strecke, auf der die Anzahl von Photonen, die das Material durchqueren, um denselben Faktor reduziert sind. Sie wird Konversionslänge genannt und beträgt 9/7 X_0 [Per90]. Der elektromagnetische Teil des Spacal hat eine Tiefe von 25 cm, was etwa 26 Strahlungslängen entspricht [App95]. Photonen deponieren ihre Energie daher fast vollständig im elektromagnetischen Teil des Spacal. Hadronen haben eine wesentlich größere Absorptionslänge, da sie das Spacal größtenteils als minimal ionisierende Teilchen durchqueren und kaum wechselwirken. Sie deponieren daher sowohl im elektromagnetischen (E_{elm}) wie im hadronischen (E_{had}) Teil des Spacal Energie. Um Hadronen aus dem Datensatz zu entfernen, dürfen maximal 2.5 % der Energie eines Clusters im hadronischen Teil liegen:

$$\frac{E_{Had}}{E_{Had}+E_{Elm}} \leq 0.025$$

Die Grenze von 2.5 % wurde empirisch durch Abschätzung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses und unter Berücksichtigung der Anzahl verbleibender Ereignisse bestimmt. Zur Rekonstruktion der $m(\gamma\gamma)$-Verteilung eines Ereignisses werden alle möglichen Kombinationen von zwei Photonen gebildet. Da man im Mittel

9 elektromagnetische Cluster pro Ereignis im Spacal findet, führt dies zu einem beträchtlichen kombinatorischen Untergrund in den Spektren, da natürlich nicht alle Kombinationen zu einem zerfallenen Teilchen gehören. Um diesen Untergrund zu reduzieren, wurden zwei weitere Schnitte vorgenommen. Es wurde eine Mindestenergie für jeden Cluster von $E_{min}^{Cluster} \geq 0.35$ GeV verlangt. Darüberhinaus wurden Ereignisse verworfen, in denen mehr als 20 Cluster mit einer Energie

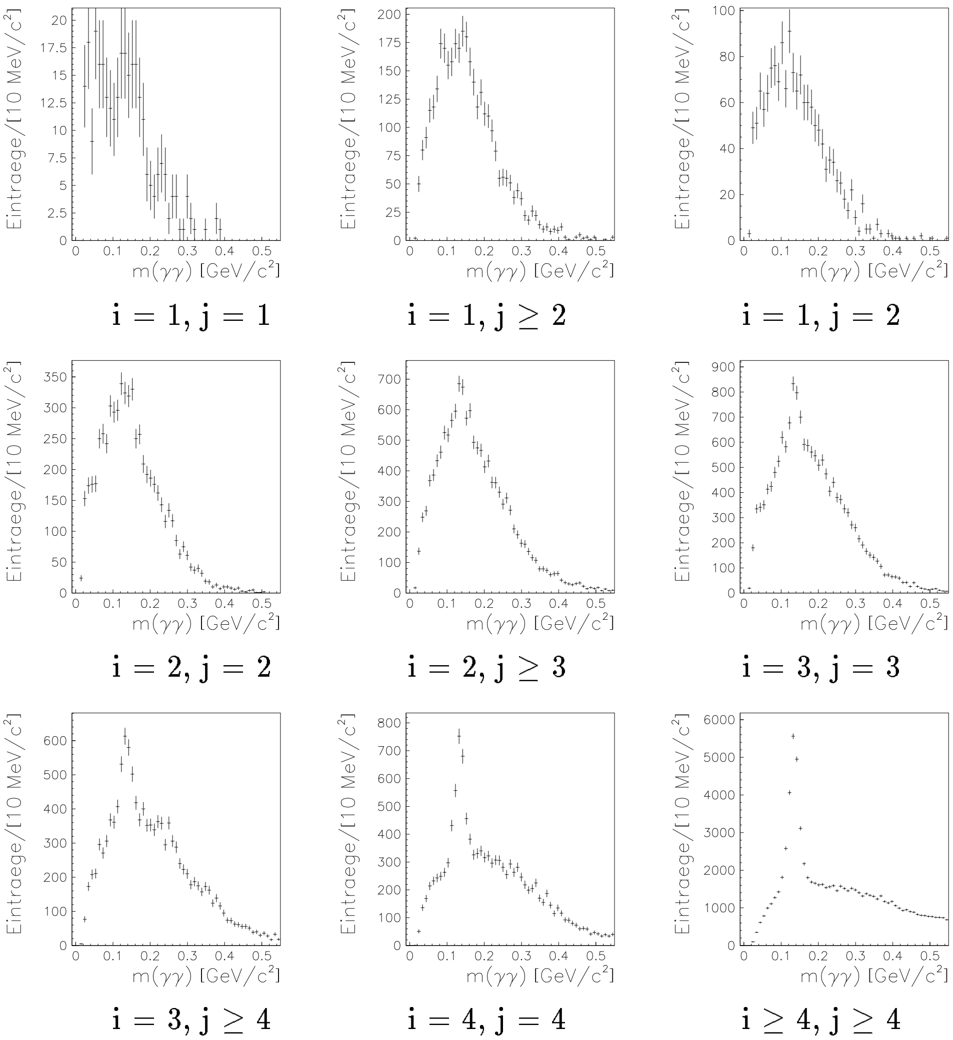

Abbildung 5.3: Die rekonstruierten Massenspektren der Daten 1995 für eine unterschiedliche Anzahl von Zellen pro Cluster. Die Zahlen i, j unter den Histogrammen geben die Zellzahl pro Cluster an.

$E^{Cluster} \geq 0.35$ GeV gefunden wurden. Hadronen, die das Spacal durchqueren, haben einen größeren Schauer- bzw. Clusterradius als Photonen. Daher wurde ein Schnitt auf den Radius der Cluster gemacht. Dabei wurde festgestellt, daß die Photonen einen Clusterradius von bis zu 4 cm haben, ein Schnitt bei 2.75 cm

aber ein wesentlich besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ergibt. Es wurden mit diesem Schnitt sowohl Hadronen als auch Photonkandidaten verworfen. Der Schnitt hat keine Auswirkungen auf die Lage der ermittelten π^0-Masse in den entstehenden Massenspektren.
In den Randbereichen des Spacal kann es dazu kommen, daß ein Teil der Schauerenergie aus dem Spacal herausgelangt. Da dies zu einer Verfälschung der Ergebnisse führt, wurde ein Schnitt gemacht, der die inneren Randbereiche abschneidet. Diese bestehen aus den sogenannten Vetolayern, dies sind Einschübe, die zwischen den normalen 4.05×4.05 cm^2 großen Zellen und der Strahlröhre sitzen. Auf die äußeren Randbereiche wurde ein Schnitt gemacht, der Cluster ausschließt, deren Schwerpunkt weiter als 75 cm von der z-Achse entfernt ist. Dieser Schnitt liegt im Bereich der äußersten Spacalzellen, so daß diese noch kalibriert werden können. Bei der Untersuchung, ob es einen Zusammenhang zwischen der Größe

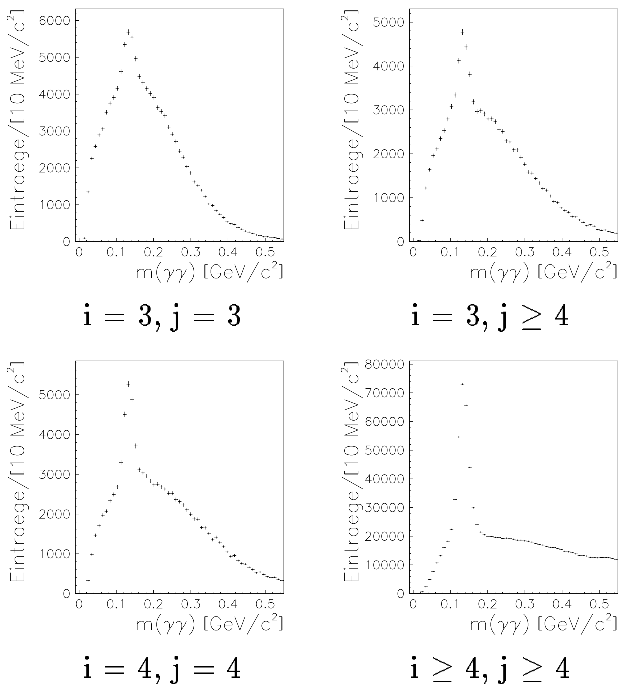

Abbildung 5.4: Die rekonstruierten Massenspektren der Daten 1996 für eine unterschiedliche Anzahl von Zellen pro Cluster. Die Zahlen i, j unter den Histogrammen geben die Zellzahl pro Cluster an.

der Cluster und der Schärfe des π^0-Massensignals in den rekonstruierten Spektren gibt, zeigt sich, daß das Signal um so schärfer wird, je mehr Zellen man für einen Cluster verlangt. Dies liegt daran, daß die Ortsbestimmung des Clusterschwerpunktes für eine größere Zahl von Zellen besser ist. Der Schwerpunkt eines

Clusters, der nur eine Zelle belegt, liegt immer im Zentrum dieser Zelle. Für zwei Zellen liegt er immer auf der Verbindungslinie der beiden Zellmitten. Es wird daher eine Mindestzahl von vier Zellen pro Cluster verlangt. Die Massenspektren für die Daten des Jahres 1995 sind in Abbildung 5.3 gezeigt. Beim Auslesen der Daten aus der Datennahmeperiode 1996 wurden Cluster mit ein und zwei Zellen daher nicht mehr berücksichtigt. Die Verteilungen für drei und mehr Cluster aus den Daten des Jahres 1996 zeigen eine sehr ähnliche Charakteristik. Sie sind in Abbildung 5.4 zu sehen. Wendet man die aufgeführten Kriterien bei der Rekonstruktion des m($\gamma\gamma$)-Massenspektrums an, so erhält man das in Abbildung 5.6 gezeigte Ergebnis. Der Zentralwert der angepaßten Gaußverteilung liegt bei 128 MeV/c^2, die Breite $\sigma(m(\pi^0_{Fit}))$ beträgt 13.7 MeV/c^2.

5.3.3 Auswirkungen der verwendeten Selektionskriterien auf das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis

Die auf die Daten angebrachten Schnitte bewirken eine deutliche Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses. Da sich die Datensätze für 1995 und 1996 schon vor den Schnitten unterscheiden, sollen hier die Ergebnisse für beide Jahre angegeben werden. Der Hauptunterschied liegt darin, daß 1996 vor Schnitten bereits alle Cluster mit ein und zwei Zellen verworfen wurden. Zusätzlich wurde eine Mindestenergie von 200 MeV je Cluster verlangt. Diese beiden Kriterien senken die mittlere Zahl von Clustern je Ereignis von ungefähr neun im Datensatz 1995 um einen Faktor zwei herab. Für die Daten des Jahres 1995

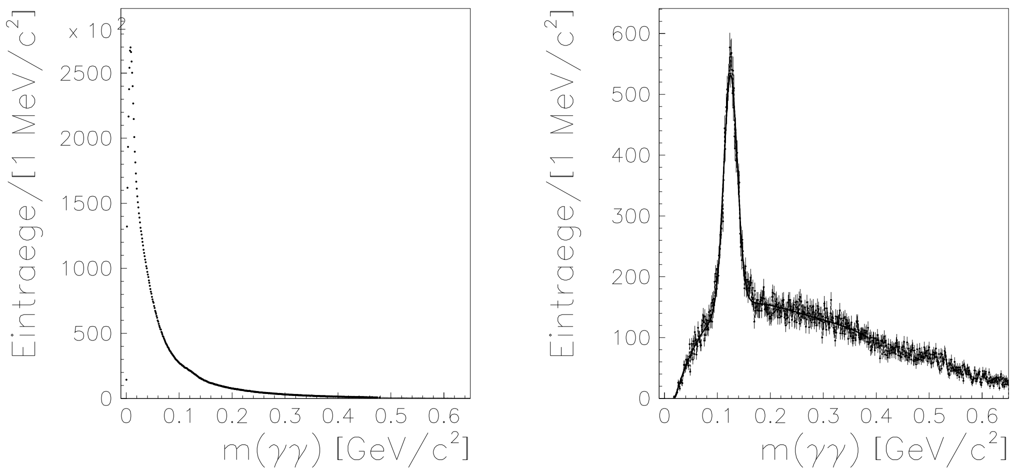

Abbildung 5.5: Die rekonstruierten Massenspektren vor (links) und nach Schnitten für die Daten des Jahres 1995.

ergibt sich eine Reduktion der Einträge im Massenbereich bis 650 MeV/c^2 um den Faktor 163 . Die Zahl der π^0's vor Schnitten läßt sich nicht ermitteln, da das Signal vollständig durch den kombinatorischen Untergrund überlagert ist. In einem Massenbereich von 3 σ um das π^0-Massensignal wird die Anzahl der Einträge um den Faktor 67.6 vermindert. In den Daten des Jahres 1996 wird die Anzahl der Einträge in den rekonstruierten Massenspektren im Massenbereich bis 650 Mev/c^2 um den Faktor 11.9 reduziert. Schneidet man einen etwa drei σ breiten Bereich um den π^0-Massenpeak heraus, so zeigt sich, daß die Zahl der Einträge um einen Faktor 10.4 zurückgeht, während die Zahl der π^0's, die aus der angepaßten Gauß-Verteilung ermittelt wurde, nur um einen Faktor 2.5 reduziert ist. Es ergibt sich eine Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses im Bereich von 3 σ um das π^0-Massensignal von:

$$\frac{N_{\pi^0}}{N_{3\sigma} - N_{\pi^0}} = 0.129 \tag{5.3}$$

vor Schnitten auf:

$$\frac{N_{\pi^0}}{N_{3\sigma} - N_{\pi^0}} = 0.891 \tag{5.4}$$

nach Schnitten, was einem Faktor 6.9 entspricht. Die entsprechenden Verteilungen der Jahre 1995 und 1996 mit und ohne Schnitte zeigen die Abbildungen 5.5 und 5.6.

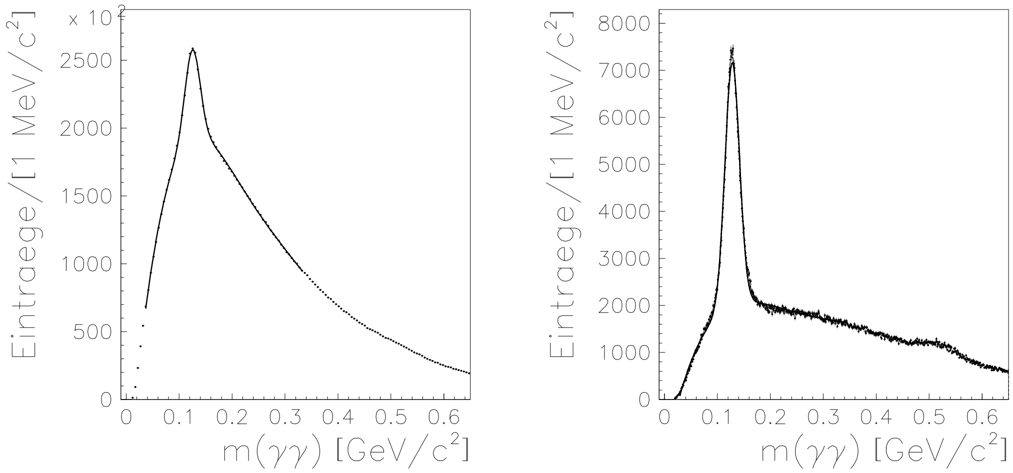

Abbildung 5.6: Die rekonstruierten Massenspektren vor und nach Schnitten für die Daten des Jahres 1996.

5.4 Die Energievorkorrektur

5.4.1 Die Notwendigkeit einer Energievorkorrektur

Betrachtet man den Zentralwert einer an das Massenspektrum angepaßten Gauß-Verteilung, so liegt er etwa 5 % unter der π^0-Masse. Dies wurde auf zwei Hauptursachen zurückgeführt.
Eine dieser Ursachen ist der Energieschnitt von 15 MeV, der erforderlich ist, um das Rauschen (Abschnitt 4.2) der einzelnen Zellen nicht mit deponierter Schauerenergie zu verwechseln. Dabei ist es aber natürlich möglich, daß es sich bei Energien unterhalb dieser Schwelle nicht nur um Rauschen, sondern auch um deponierte Energie am Rand eines Clusters handelt.
Die zweite Ursache liegt darin, daß die nachzuweisenden Photonen vor dem Erreichen des Spacal passives Material, bestehend aus Kabeln, Halterungen, Kühlkomponenten etc., durchqueren müssen. Ein Teil der Photonen, abhängig von der Dicke des Materials, konvertiert in Elektron-Positron-Paare. Diese wechselwirken mit dem passiven Material, z.B. durch Bremsstrahlung oder Ionisation, und verlieren dabei einen Teil ihrer Energie. Da sie aber dicht zusammen bleiben, werden sie als Photoncluster identifiziert. Den Vorgang, daß ein elektromagnetischer Schauer in passivem Material beginnt, bezeichnet man als "pre-shower". Er setzt sich in den Bereich des Spacal fort, wo dann nur ein Teil der Energie registriert wird. Es wird ebenfalls die Annahme gemacht, daß das Spacal im Bereich der betrachteten Energien von 0.3 GeV (diese Analyse) bis 30 GeV (kinematischer Peak) einen linearen Zusammenhang zwischen Meßgröße und Ausgangssignal aufweist.
Es ist also eine Korrekturfunktion notwendig, die diese Effekte ausgleicht. Unter der Annahme, daß das Spacal im Mittel bereits richtig kalibriert ist, muß die Korrekturfunktion so festgelegt werden, daß das π^0-Massensignal auf die tabellierte π^0-Masse geschoben wird.

5.4.2 Die Bestimmung der Vorkorrektur

Es wurde ein phänomenologischer Ansatz gemacht mit dem Ziel, die Energiekorrektur mit einer einzigen Funktion durchzuführen. Der Ansatz, mit dem dieses Ziel erreicht wurde, besteht darin, die Photonenenergien in Intervalle zu unterteilen. Es wurde eine Zahl von neun Intervallen gewählt (Tabelle 5.2). Dann rekonstruiert man $m(\gamma\gamma)$, wobei beide Photonen aus demselben Intervall stammen müssen. Bei den beiden letzten Spektren fällt auf, daß man hier den Phasenraum bereits soweit eingeschränkt hat, daß es nicht mehr möglich ist, eine Gaußfunktion anzupassen.
An die sieben verbleibenden Massenspektren wird je eine Gauß-Verteilung an das π^0-Massensignal und ein Polynom zur Beschreibung des Untergrunds angepaßt. Für jedes der sieben Spektren wird der Mittelwert der Photonenergie

Intervall	E_γ^{min} [GeV]		E_γ^{max} [GeV]
1	0.30	$\leq E_\gamma \leq$	0.45
2	0.45	$< E_\gamma \leq$	0.60
3	0.60	$< E_\gamma \leq$	0.85
4	0.85	$< E_\gamma \leq$	1.10
5	1.10	$< E_\gamma \leq$	1.35
6	1.35	$< E_\gamma \leq$	1.60
7	1.60	$< E_\gamma \leq$	2.00
8	2.00	$< E_\gamma \leq$	2.50
9	2.50	$< E_\gamma <$	∞

Tabelle 5.2: Zur Bestimmung der Vorkorrektur festgelegte Photonenenergieintervalle

$< E_\gamma^{int} >$ berechnet. Die sieben Mittelwerte werden gegen die sieben Zentralwerte der Gauß-Verteilungen aufgetragen (Abbildung 5.7). An das entstehende Histogramm wird eine Funktion der Form

$$f(E)_{fit} = m_{\pi^0}(1 - ae^{-E/b}) \tag{5.5}$$

angepaßt. Da man über Energien oberhalb von etwa 2 GeV aufgrund zu geringer Datenmengen keine Aussagen machen kann, wird die Funktion so angesetzt, daß sie gegen die π^0-Masse konvergiert. Die Korrektur wird dann zu Eins. Daraus wird die Korrekturfunktion wie folgt gebildet:

$$f(E)_{cor} = m_{\pi^0_{PDG}} / f(E)_{fit} \tag{5.6}$$

Korrigiert werden die Photonenenergien, da sie linear in die Formel zur Rekonstruktion der π^0-Masse eingehen. Dies kann man z. B. der Formel 5.1 entnehmen. Die Korrektur wird dann folgendermaßen durchgeführt:

$$E(\gamma)_{cor} = E(\gamma)_{uncor} f(E)_{cor} \tag{5.7}$$

Die Korrekturfunktion ergibt sich für die Daten 1995 zu:

$$f(E)_{cor} = \frac{1}{1 - 0.235 \ e^{-E(i)/1.0204}} \tag{5.8}$$

Für die Daten des Jahres 1996 erhält man:

$$f(E)_{cor} = \frac{1}{1 - 0.20611 \ e^{-E(i)/0.92843}} \tag{5.9}$$

Die Abweichung der beiden Korrekturfunktionen voneinander läßt sich durch den Einbau einer neuen Kühlanlage der BDC und somit einer Änderung der Dicke des passiven Materials erklären.

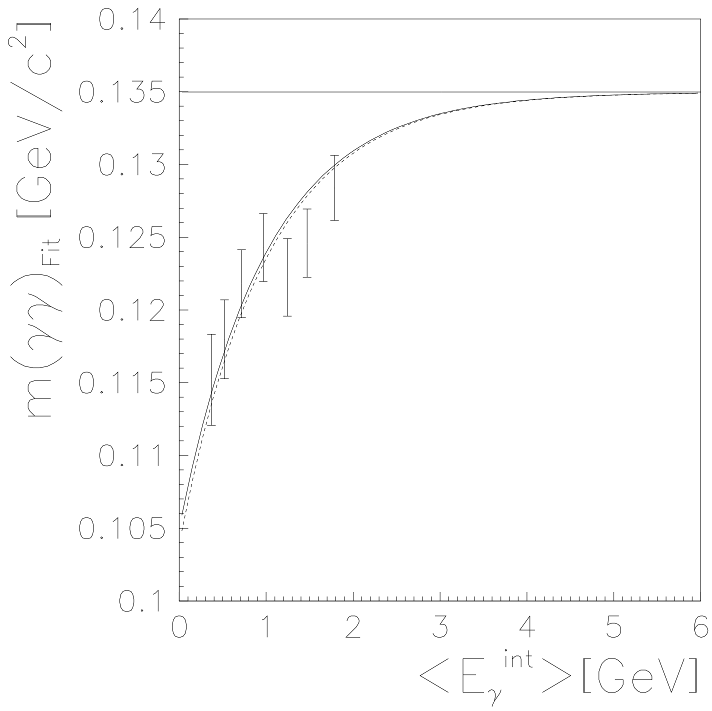

Abbildung 5.7: Rekonstruierte π^0-Massen, aufgetragen gegen die Intervallmittelpunkte der Photonenenergien, und die daran angepaßte Funktion, für die Daten des Jahres 1996. Die gestrichelte Linie zeigt die Korrekturfunktion für die Daten des Jahres 1995.

5.4.3 Die Ergebnisse nach der Vorkorrektur

Der Zentralwert des π^0-Signals im rekonstruierten Massenspektrum nach Schnitten liegt für die Daten des Jahres 1995 bei (124.78 ± 0.37) MeV/c^2. Nach der Vorkorrektur liegt er bei (135.68 ± 0.38) MeV/c^2. Der aus den Daten des Jahres 1996 bestimmte Wert vor der Korrektur liegt bei (128.02 ± 0.27) MeV/c^2. Die Korrektur verschiebt die Lage des Massenpeaks auf (134.96 ± 0.28) MeV/c^2. Das entstehende Massenspektrum für 1996 ist in Abbildung 5.8 gezeigt. Die Breite der angepaßten Gauß-Verteilung ist nach der Korrektur signifikant schmaler. Sie liegt bei (13.6 ± 0.15) MeV/c^2. Die hier und im folgenden angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler, die durch das Anpassen von Gauß-Verteilung und Polynom an die Massenspektren entstehen.

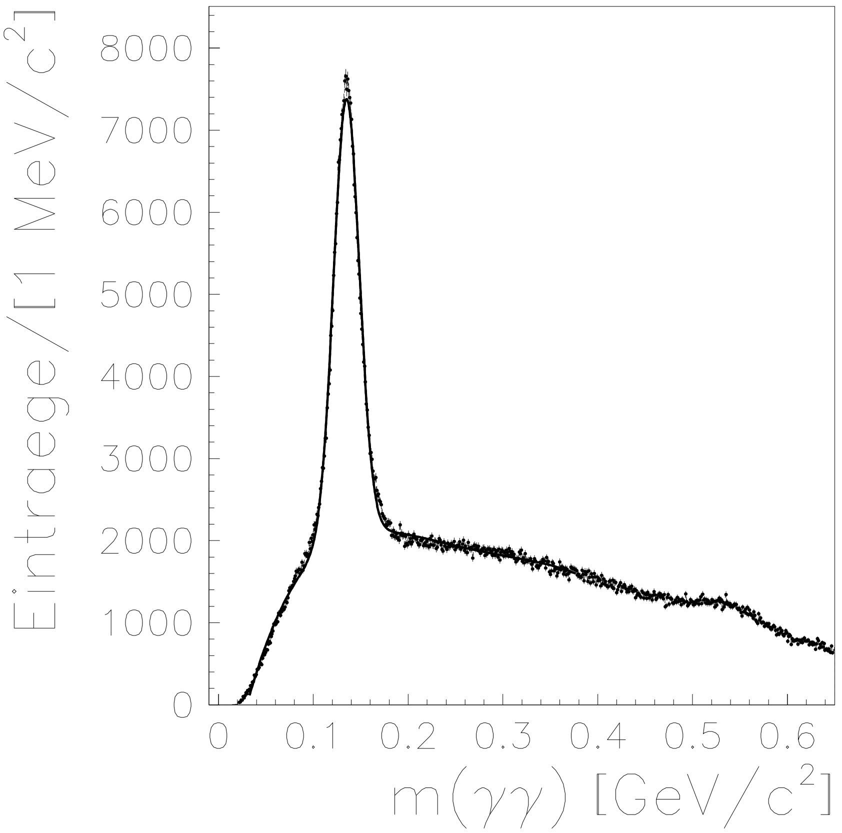

Abbildung 5.8: Das Histogramm zeigt das rekonstruierte Massenspektrum nach Schnitten und Vorkorrektur

5.5 Die Zellkorrekturen zur Feinkalibration des Spacal

5.5.1 Prinzipielle Vorgehensweise

Das Ziel der Kalibration ist es, eine Kalibrationskonstante für jede der 1192 Zellen des elektromagnetischen Spacal zu ermitteln. Die Vorgehensweise soll zunächst für eine Zelle beschrieben werden.
Man hält eine Zelle mit der Shekelyan-Nummer k fest. Es wird verlangt, daß es sich dabei um die Zelle eines Clusters handelt, in der am meisten Energie deponiert wurde. Ist dies der Fall, so kombiniert man diesen Cluster mit allen anderen Clustern desselben Ereignisses und rekonstruiert die $\gamma\gamma$-Massen. Dies führt man für alle zur Verfügung stehenden Ereignisse durch. So erhält man ein

$\gamma\gamma$-Massenspektrum, in dem immer ein Photon aus dieser Zelle stammt. An das Spektrum wird eine Gauß-Verteilung zur Beschreibung des π^0-Massenpeaks und ein Polynom zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds angepaßt. Die Cluster, mit denen die festgehaltene Zelle kombiniert wird und die eine invariante Masse im Bereich der π^0-Masse ergeben, sind statistisch über das Spacal verteilt. Ihre Energien sollten sich ebenfalls über den in Frage kommenden Energiebereich verteilen. Unter der Voraussetzung, daß die absolute Energieskala des elektromagnetischen Spacal im Mittel bereits durch die anderen Kalibrationsmethoden richtig kalibriert ist, ergibt sich die Lage der π^0-Masse dann nur in Abhängigkeit der Kalibration der festgehaltenen Zellen. Alle anderen Effekte, die zu einer Verschiebung der Lage des Peaks führen können, mitteln sich weg. Dies bedeutet, daß die Zelle dann richtig kalibriert ist, wenn die ermittelte Masse mit der durch die PDG tabellierten übereinstimmt. Ist dies nicht der Fall, läßt sich eine Kalibrationskonstante aus dem Quotienten zwischen tabellierter und ermittelter Masse wie folgt bestimmen:

$$c_k = \frac{m(\pi^0)_{PDG}}{m(\pi^0)_{Fit}} \tag{5.10}$$

Zur Bestimmung eines vollständigen Satzes von Konstanten hält man der Reihe nach alle 1192 Zellen fest und verfährt nach demselben Schema.

5.5.2 Weitere Näherungen

Die Durchführung weiterer Näherungen unterscheidet sich für die beiden Datensätze, da eine unterschiedliche Menge an Informationen zur Verfügung steht. Der Hauptunterschied liegt darin, daß die Informationen über die einzelnen Cluster in den Daten des Jahres 1996 wesentlich detaillierter sind. Daher sollen die Vorgehensweisen für beide Jahre getrennt geschildert werden.

Daten des Jahres 1995

In den Daten des Jahres 1995 ist als Information für jeden Cluster nur die Gesamtenergie und die Shekelyan-Nummer der Zelle bei der Vorselektion berücksichtigt worden, in der am meisten Energie deponiert wurde. Hat man einen Konstantensatz berechnet, so muß man diesen bei der Durchführung weiterer Näherungen berücksichtigen, d. h. man multipliziert die Kalibrationskonstanten nachträglich mit den gemessenen Energien. Belegt ein Cluster beispielsweise fünf Zellen, ist man für den vorliegenden Datensatz des Jahres 1995 nur in der Lage, die Gesamtenergie des Clusters mit der Kalibrationskonstanten der heißesten[3] Zelle des Clusters zu korrigieren. Es ist also nicht möglich, alle fünf beteiligten Zellen mit der Konstanten der entsprechenden Zellen zu korrigieren. Auf diese Weise

[3] Die Zelle in der am meisten Energie eines Clusters deponiert wurde

wurde eine weitere Näherung durchgeführt, die keine weitere Verbesserung des Ergebnisses brachte.

Daten des Jahres 1996

Für den Datensatz des Jahres 1996 sind mehr Informationen zu den Clustern bei der Vorselektion berücksichtigt worden. Dies sind die Shekelyan-Nummern und Energien aller Zellen, die zu einem Cluster gehören. Dies macht es möglich, die ermittelten Kalibrationskonstanten für weitere Näherungen vollständig zu berücksichtigen. Man ist mit diesen Informationen also in der Lage, die Gesamtenergie eines Clusters, der sich z. B. aus fünf Zellen zusammensetzt, unter Berücksichtigung aller fünf Konstanten neu zu berechnen. Da die Kalibrationskonstanten benachbarter Zellen nicht miteinander korreliert sind, kommt es häufig dazu, daß die Korrekturen des ersten ermittelten Konstantensatzes vom Betrag her zu klein sind. Dies soll an einem Beispiel verdeutlicht werden: Ergibt sich für eine Zelle eine Kalibrationskonstante mit dem Wert 1.1, so werden die mit ihr gemessenen Energien um 10 % nach oben korrigiert. Dies müßte auch für die Gesamtenergie der Cluster geschehen, in denen diese Zelle die heißeste ist, da sich aus diesen eine Korrektur von 10 % nach oben ergibt, wenn die Clusterenergie im Mittel um eben diese 10 % zu tief liegt. Erhalten die benachbarten Zellen nun aber Konstanten, die kleiner als eins sind, so wird die Gesamtenergie des Clusters nicht wie erforderlich um 10 % erhöht, sondern um einen kleineren Betrag. Führt man also eine weitere Näherung durch, findet man für diese Zelle wiederum eine Konstante mit einem Wert größer als eins. Für die Daten des Jahres 1996 wurden nach der Bestimmung des ersten Konstantensatzes noch zwei weitere Näherungen durchgeführt. Jede dieser Näherungen brachte eine weitere Verbesserung des Ergebnisses. Auf weitere Näherungen wurde verzichtet, da nur noch marginale Verbesserungen des Ergebnisses zu erwarten waren.

5.5.3 Ergebnisse für die Daten der Jahre 1995 und 1996

Daten des Jahres 1995

Die zur Verfügung stehende Datenmenge des Jahres 1995 reichte nicht zur Bestimmung eines vollständigen Konstantensatzes aus. Es war möglich, Kalibrationskonstanten für die inneren 500 Spacalzellen zu bestimmen. Darüberhinaus gelang es, für ca. 100 der übrigen 700 weiter von der Strahlröhre enfernt gelegenen Zellen ebenfalls Konstanten zu ermitteln. Die Überprüfung der ersten Näherung zeigt eine Verschiebung des Massenpeaks auf:

$$m(\pi^0)_{Fit} = (134.98 \pm 0.38)\ \mathrm{MeV/c^2} \tag{5.11}$$

bei einer Breite von

$$\sigma(\pi^0)_{Fit} = (13.16 \pm 0.19)\ \mathrm{MeV/c^2}\ , \tag{5.12}$$

wobei die Zellen, für die keine Konstanten bestimmt werden konnten, den Faktor eins als Kalibrationskonstante erhalten haben. Die Überprüfung der zweiten Näherung ergab aus den in Abschnitt 5.5.2 angegebenen Gründen keine weitere Verbesserung. Das Resultat zeigt aber, daß die Methode stabil ist. Sowohl die einzelnen Konstanten, als auch die Lage des Massenpeaks ändern sich nur noch minimal:

$$m(\pi^0)_{Fit} = (134.93 \pm 0.39)\ \mathrm{MeV/c^2} \tag{5.13}$$

$$\sigma(\pi^0)_{Fit} = (13.41 \pm 0.20)\ \mathrm{MeV/c^2} \tag{5.14}$$

Die Konstanten, die sich nach der zweiten Näherung für die ersten 500 Zellen ergeben, sind in Abbildung 5.9 einmal gegen die Shekelyan-Nummer und einmal als Verteilung aufgetragen. Die Konstanten haben einen Mittelwert von 0.9962 bei einer mittleren quadratischen Abweichung von 0.0467. Die relative Breite $\sigma(\pi^0_{Fit})/m(\pi^0_{Fit})$ des rekonstruierten π^0-Massenpeaks geht von 10.3 % vor Korrekturen auf 9.7 % nach der zweiten Iteration zurück. Da die Ergebnisse zeigen,

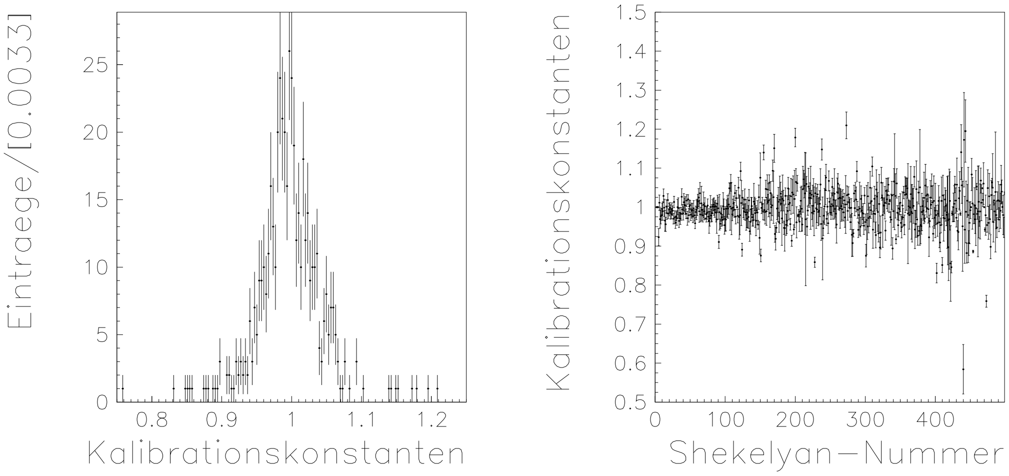

Abbildung 5.9: Die Verteilung der Kalibrationskonstanten der ersten 500 Zellen (links) und die Konstanten mit ihren Fehlern, aufgetragen gegen die Shekelyan-Nummer.

daß die Methode prinzipiell eine Kalibration des elektromagnetischen Teils des Spacals mit dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\,\gamma$ ermöglicht, allerdings zusätzliche Informationen zur Durchführung weiterer Näherungen notwendig sind, wurden diese bei der Vorselektion der Daten des Jahres 1996 hinzugefügt.

Daten des Jahres 1996

Der Datensatz des Jahres 1996 wurde eigens zur Durchführung dieser Kalibration zusammengestellt. Er enthält daher, wie in Abschnitt 5.3.1 erwähnt, zusätzliche Informationen über die einzelnen Cluster. Anhand dieser Informationen wird es möglich, die bereits ermittelten Konstanten bei weiteren Näherungen vollständig zu berücksichtigen, indem man die Clusterenergie unter Berücksichtigung der Konstanten aller an einem Cluster beteiligten Zellen neu berechnet (Abschnitt 5.5.2). Daher brachte die zweite Näherung unter Berücksichtigung des ersten Konstantensatzes eine weitere Verbesserung, ebenso wie die dritte unter Berück-

	$\mathrm{m}(\pi^0)_{rec}$ [MeV/c^2]	$\sigma(m(\pi^0_{Fit}))$ [MeV/c^2]	$\frac{\sigma(m(\pi^0_{Fit}))}{m(\pi^0)_{rec}}$ [%]
Schnitte:	128.02 ± 0.27	13.69 ± 0.05	10.70
& Korrekturfunktion:	134.96 ± 0.28	13.60 ± 0.05	10.07
& 1. Konstantensatz:	135.29 ± 0.33	12.81 ± 0.06	9.47
& 2. Konstantensatz:	135.20 ± 0.29	12.47 ± 0.06	9.22
& 3. Konstantensatz:	135.10 ± 0.27	12.44 ± 0.05	9.20

Tabelle 5.3: Übersicht über die Parameter der aus allen Daten rekonstruierten Massenspektren des Jahres 1996.

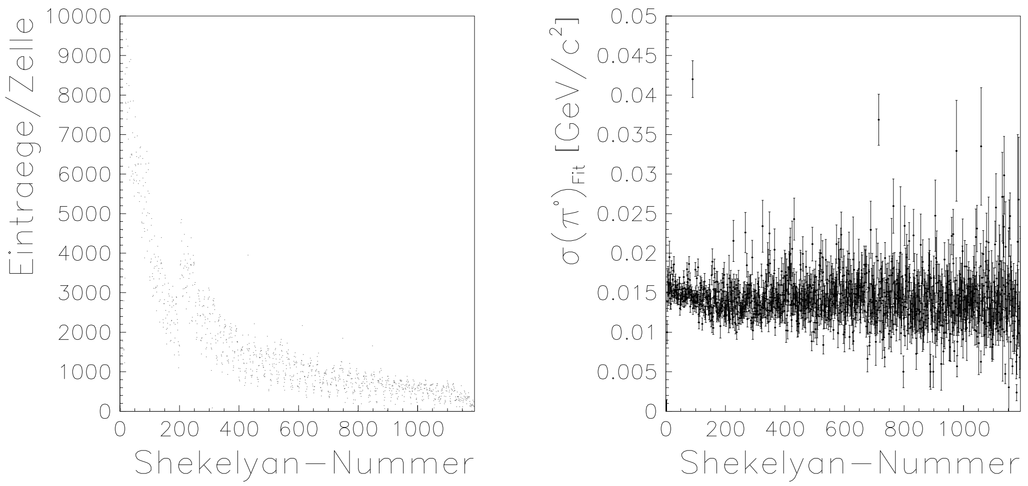

Abbildung 5.10: Das Histogramm auf der linken Seite gibt die Anzahl der Einträge in das Massenspektrum aller Zellen im Bereich bis 650 MeV/c^2 an. Rechts sind die Breiten der Gauß-Verteilungen aller Zellen abgebildet.

sichtigung der beiden ersten. Die Zentralwerte und Breiten der π^0-Massensignale, die man erhält, wenn man die m $(\gamma\gamma)$-Spektren aus allen zur Verfügung stehenden Daten rekonstruiert, sind in Tabelle 5.3 angegeben. Es zeigt sich, daß der Zentralwert der angepaßten Gauß-Verteilung mit jeder weiteren Näherung etwas weiter zur π^0-Masse hin verschoben wird, was darauf schließen läßt, daß sich eine Verbesserung der Kalibration der absoluten Energieskala ergibt. Die Zentralwerte sind innerhalb der Fehler mit der durch PDG tabellierten Masse verträglich. Auch die Breite der Verteilungen nimmt mit jeder Näherung ab. Dies läßt auf eine Verbesserung der Interkalibration zwischen den Zellen schließen, da diese Einfluß auf die Breite der rekonstruierten π^0-Massensignale hat.
Betrachtet man die einzelnen Konstantensätze, so zeigt sich, daß die Streuung der Konstanten zunimmt (Abbildung 5.11). Dies ist das erwartete Ergebnis für die Daten 1996, da wie erwähnt die Gesamtenergien der Cluster aus mehreren Zellen zusammengesetzt sind, was dazu führt, daß die Korrekturen vom Betrag her zunächst zu klein bestimmt werden und erst nach einigen Näherungen die endgültigen Konstanten ermittelt sind.
Die zur Verfügung stehende Datenmenge reicht aus, um den elektromagnetischen Teil des Spacal bis auf die vier Veto-Layer und eine weitere Zelle vollständig zu kalibrieren. Ein Versuch, die Veto-Layer zu kalibrieren, wurde nicht unternommen, da das leakage dort so groß ist, daß keine sinnvollen Ergebnisse zu erwarten sind. Die Zelle, die nicht kalibriert werden konnte, hat nicht ge-

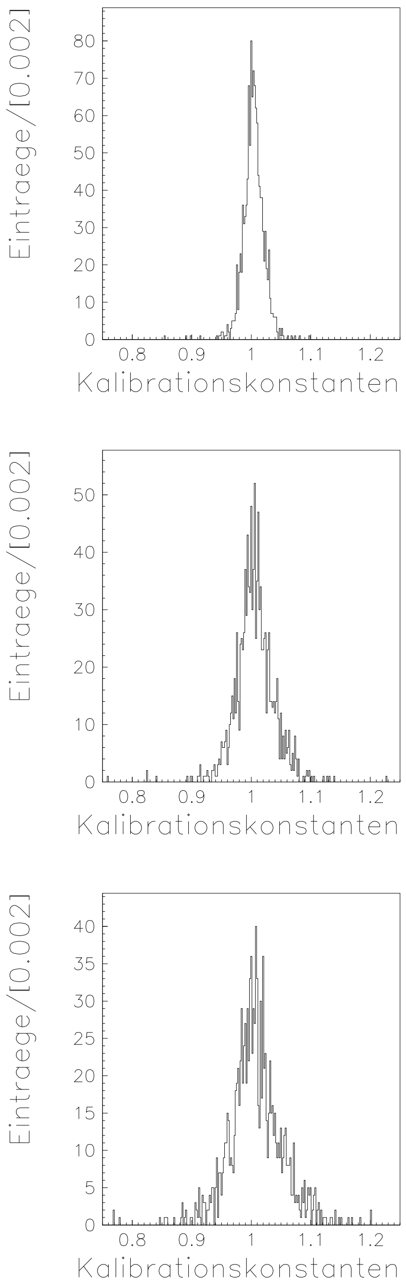

Abbildung 5.11: Die Verteilungen der drei Konstantensätze. Es ist zu erkennen, daß die Streuung der Konstanten mit jeder weiteren Näherung (von oben nach unten) zunimmt.

nügend Einträge, um an das Spektrum eine Gauß-Verteilung anzupassen. Ein möglicher Grund für diese geringe Zahl an Einträgen könnte sein, daß die Zelle soviel zu niedrig kalibriert war, daß sie nur in Extremfällen die heißeste Zelle eines Clusters werden konnte. Die Anzahl der Einträge je Zelle in das entsprechende

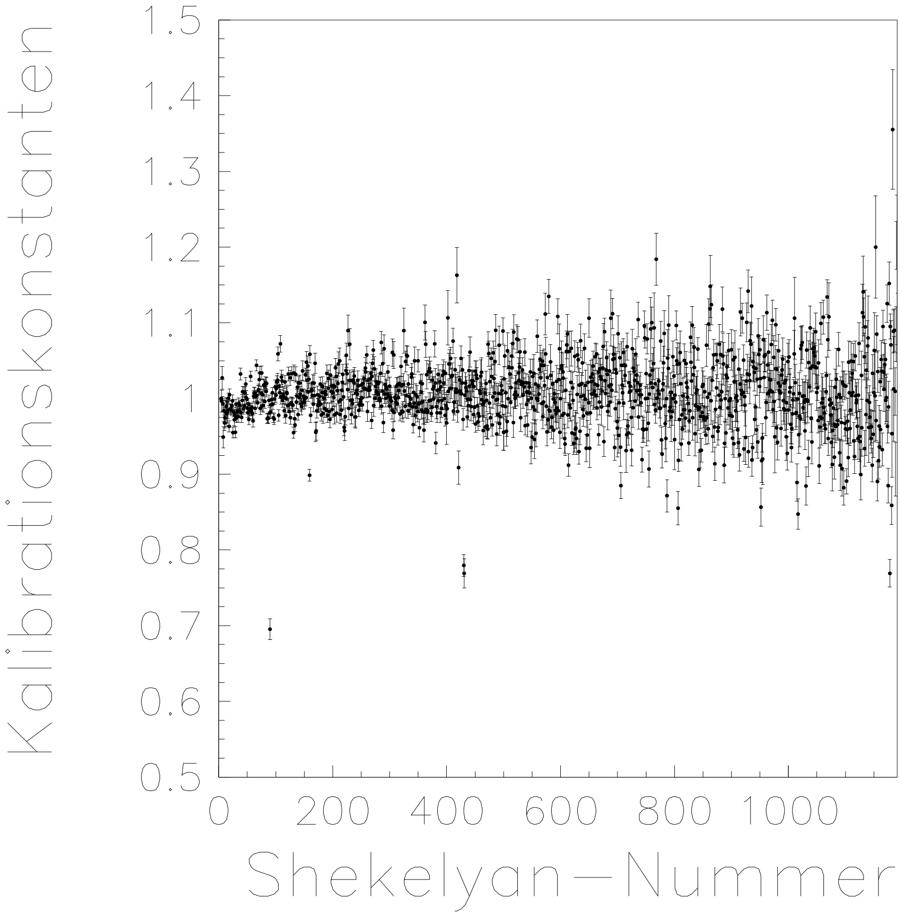

Abbildung 5.12: Das Histogramm zeigt die Verteilung der endgültigen Konstanten für das Jahr 1996 aufgetragen gegen die Shekelyan-Nummer. Es ist zu erkennen, daß die Streuung und der Fehler der Konstanten mit steigender Shekelyan-Nummer zunimmt.

Massenspektrum ist in Abbildung 5.10 zu sehen. Der Anstieg bei Zellnummer 200 ist ein Effekt des IET-Triggers. Dieser stellt auf Stufe 2 des Triggersystems strengere Anforderungen an Cluster nahe der Strahlröhre, in der Art, daß es dort noch mindestens einen zweiten Cluster geben muß. Die Fehler der Konstanten sind die statistischen Fehler der angepaßten Gauß-Verteilungen. Sie liegen für Zellen nahe der Strahlröhre bei etwa 0.25 %. Da die für die einzelnen Zellen zur Verfügung stehende Datenmenge nach außen hin abnimmt, werden die Fehler größer. Für die am Rand des Spacal liegenden Zellen liegt der Fehler bei 2 %. Eine Verteilung der Konstanten, aufgetragen gegen die Shekelyan-Nummer zeigt die Abbildung 5.12. Es ist zu erkennen, daß sowohl die Streuung der Konstanten als auch die Größe der Fehler mit zunehmender Shekelyan-Nummer, also nach außen hin, zunimmt. Die Zunahme der Streuung der Konstanten liegt darin begründet, daß die inneren Zellen mit Hilfe des kinematischen Peaks bereits sehr gut kalibriert waren, während die Zellen weiter außen "nur" mit Hilfe der Myonen-Methoden kalibriert werden konnten, die keine so exakte Kalibration vor dem Beginn der Datennahmeperiode 1996 erlaubten wie der kinematische Peak. Das rekonstruierte Massenspektrum mit Schnitten, Energiekorrektur und Kalibrationskonstanten für alle Daten des Jahres 1996 ist in Abbildung 5.13 gezeigt. In Abbildung 5.14 ist dieses Massenspektrum nochmals zu sehen, allerdings wurde hier der

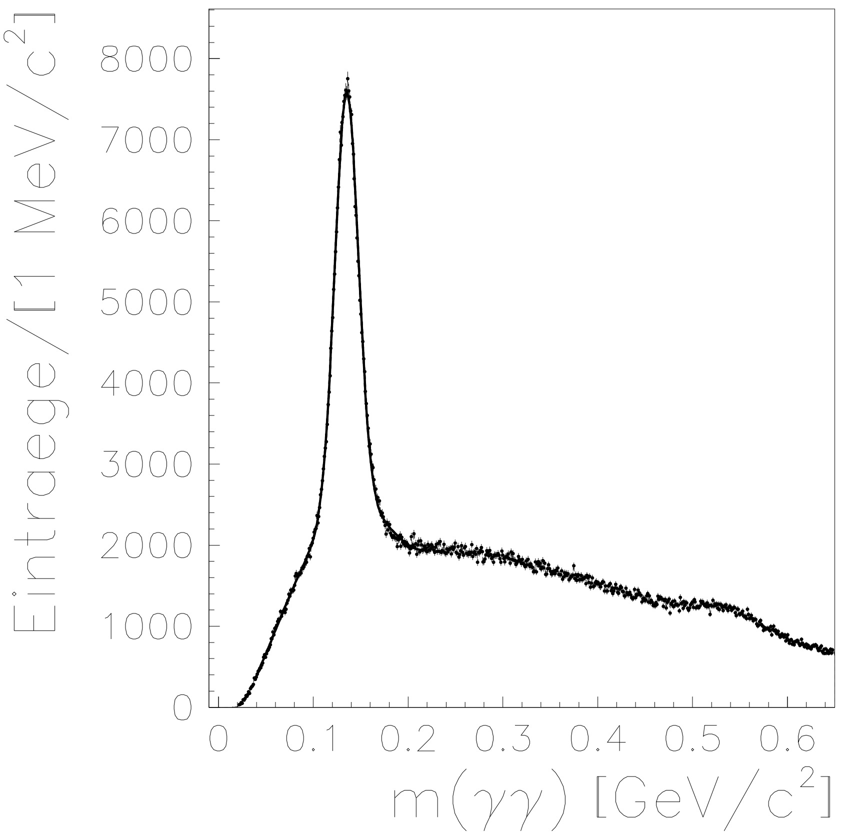

Abbildung 5.13: Rekonstruiertes γ γ -Massenspektrum mit allen Korrekturen

durch das Polynom parametrisierte Untergrund abgezogen, so daß nur noch das nahezu untergrundfreie π^0-Massensignal übrigbleibt. Man kann ebenso ein Massenspektrum rekonstruieren, in dem deutlich ein η-Massensignal zu sehen ist. Es ist nur notwendig, den Energieschnitt auf die Mindestenergie der Photonen etwas höher anzusetzen. Ein solches Massenspektrum zeigt Abbildung 5.15. Der Untergrund ist auch hier subtrahiert worden. Der Zentralwert der angepaßten

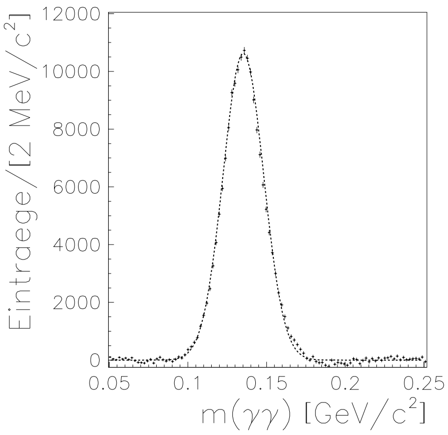

Abbildung 5.14: Rekonstruiertes π^0-Massenspektrum. Der Untergrund ist abgezogen. Die Unterteilung der Massenskala ist um einen Faktor zwei gröber als in Abbildung 5.13.

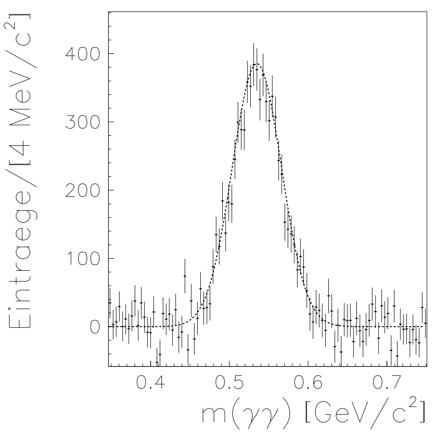

Abbildung 5.15: Rekonstruiertes η-Massenspektrum. Der Untergrund ist abgezogen. Die Mindestenergie der Photonen beträgt 1.5 GeV.

Gauß-Verteilung liegt bei 534.9 MeV/c^2 und hat eine Breite von 31.2 MeV/c^2. Die Masse liegt also um etwa 2.3 % zu tief. Die Ursache dafür liegt wohl darin, daß die ermittelte Energiekorrektur für höhere Photonenenergien zu klein ist.

Der Versuch, skalierte η-Massen in die Bestimmung der Energiekorrektur einzubeziehen, um auch Informationen über höhere Energien zu verwenden, scheiterte. Der Grund dafür ist, daß es nicht genug Daten gibt, um die η-Massenspektren ebenso in verschiedenen Intervallen zu rekonstruieren, wie dies für die π^0's getan wurde. Die ermittelten Kalibrationskonstanten korrelieren stark mit den Konstanten, die nach der Methode des kinematischen Peaks bestimmt wurden. In Abbildung 5.16 ist die Verteilung der Quotienten aus kinematischen Peak- und π^0-Konstanten gezeigt. Der Mittelwert liegt bei 1.015, die mittlere quadratische Abweichung beträgt 0.183. Betrachtet man nur die ersten 500 Zellen, für die die Methode des kinematischen Peaks aufgrund großer zur Verfügung stehender Datenmengen Ergebnisse mit kleinen Fehlern liefert, erhält man einen fast unveränderten Mittelwert von 1.011, bei einer deutlich kleineren quadratischen Abweichung von 0.055. Die Korrelation der Ergebnisse dieser beiden Metho-

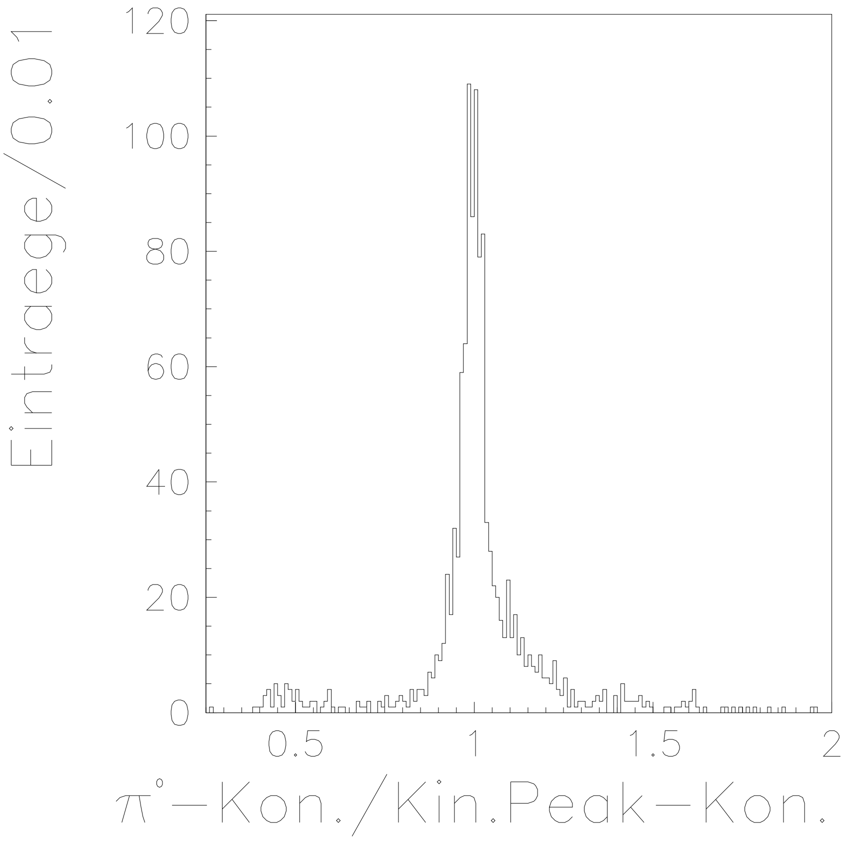

Abbildung 5.16: Verteilung der Quotienten aus kinematischen Peak- und π^0-Konstanten. Mittelwert = 1.015 Mittlere quadratische Abweichung = 0.183 .

den zeigt, daß eine Kalibration des Spacal mit π^0-Zerfällen auf die beschriebene Art und Weise durchführbar ist. Die Annahmen, daß die absolute Energieskala des Spacal im Mittel bereits richtig kalibriert wurde, um die Energiekorrektur zu bestimmen, sowie das sich andere Effekte bei der Bestimmung der einzelnen Zellkonstanten herausmitteln, waren also gerechtfertigt.

5.6 Zusammenfassung der Kalibration mit π^0's

Das Spacal ist seit März 1995 in den Detektor H1 eingebaut. Es besitzt eine deutlich bessere Auflösung als das voher verwendete BEMC und deckt einen größeren Winkelbereich ab, so daß es keine Nachweislücke zwischen LAr-Kalorimeter und Spacal mehr gibt. Der Meßbereich nahe der Strahlröhre wurde ebenfalls erweitert. Es ist nun möglich, Teilchen die unter Winkeln von $\theta = 177°$ gestreut werden, nachzuweisen. Das entspricht einer Erweiterung des Meßbereichs um $3°$, der besonders bei kleinen x_{bj} und Q^2 von Bedeutung ist. Im Gegensatz zum BEMC enthält das Spacal eine hadronische Sektion, die eine sehr gute Trennung von geladenen Pionen und Elektronen ermöglicht, was bei der Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x_{bj},Q^2)$ eine wichtige Rolle spielt. Die schon bei Photonenenergien unter 100 MeV gute Energieauflösung erlaubt die Durchführung spektroskopischer Analysen und die Nutzung des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ zur Kalibration der elektromagnetischen Sektion des Spacal.
Die Kalibration des Spacal mit π^0-Zerfällen setzt lediglich voraus, daß die absolute Energieskala des Spacal mit Hilfe der anderen zur Verfügung stehenden Methoden in etwa richtig vorkalibriert ist, um die Energievorkorrektur richtig bestimmen zu können. Dies ist aber im Fall des Spacal kein allzu großer Nachteil, da die Verwendung mehrerer Methoden ohnehin wünschenswert ist, um die jeweiligen Ergebnisse zu überprüfen. Ein Vorzug der π^0-Kalibration ist es, daß sie eine vollständige Kalibration der elektromagnetischen Sektion des Spacal erlaubt. Dies ist sonst nur noch für die Kalibration mit Halo-Myonen möglich, wobei dann größere Fehler in Kauf genommen werden müssen. Es zeigt sich bei der Analyse der Daten des Jahres 1996, daß die mit Hilfe der Daten des Jahres 1995 ermittelte Kalibration bereits recht genau war, da sich für die Konstanten 1996 aus der π^0-Methode ein Mittelwert von 1.007 ergibt, bei einer mittleren quadratischen Abweichung von 0.048 . Dies bedeutet, daß die absolute Energieskala des elektromagnetischen Spacals bereits genauer als 1 % kalibriert war. Eine so genaue Kalibration ist zur Ausnutzung der Möglichkeiten, die das Spacal bietet, unbedingt notwendig, da eine schlechte Interkalibration die Energieauflösung negativ beeinflußt und eine schlechte Kalibration der absoluten Energieskala die Deutung von Ergebnissen erschwert. Die beobachteten Breiten der angepaßten Gauß-Verteilungen sind konsistent mit den für die Auflösung des Spacal angegebenen Größen. Es läßt sich also zusammenfassend sagen, daß die Kalibration der elektromagnetischen Sektion des Spacals mit π^0-Zerfällen eine gute Möglich-

keit darstellt einen kompletten Satz an Konstanten zu bestimmen. Für eine erfolgreiche Durchführung der Kalibration benötigt man eine ausreichende Datenmenge. Es ist für das Jahr 1997 noch nicht gesichert, ob diese zur Verfügung stehen wird. Die ersten ungefähr 7 pb^{-1}, die zu Beginn der Datennahmeperiode 1997 aufgezeichnet wurden, reichen aus, um eine π^0-Kalibration durchzuführen. Es ist jedoch noch nicht sicher, ob diese Daten reprozessiert werden und für eine Kalibration zur Verfügung stehen werden. Während der Datennahme wurde eine Änderung des Triggers S50 vorgenommen, um die Rate, mit der der Trigger Ereignisse selektiert, zu senken. Dabei wird die $\gamma\gamma$-Masse rekonstruiert und verlangt, daß sich ein Wert in einem Massenfenster um das π^0 ergibt. Die resultierenden Spektren werden daher v. a. vom Verlauf des Untergrunds her eine andere Charakteristik erhalten, wobei noch nicht klar ist, ob es möglich sein wird, an diese Spektren Gauß-Verteilungen anzupassen, die die Lage des π^0-Signals richtig beschreiben. Es sollte allerdings möglich sein, unter Einbeziehung der Daten für die tiefinelastische Streuung verwertbare Spektren und eine ausreichende Datenmenge zur Durchführung der Kalibration zu erhalten.

Kapitel 6

Untersuchungen zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der π^0-Produktion in tiefinelastischen Ereignissen

6.1 Die Daten des Jahres 1996 für tiefinelastische Ereignisse

Der Datensatz für tiefinelastische Ereignisse des Jahres 1996 wurde von DST 2-Bändern ausgelesen. Diese enthalten bereits reprozessierte Daten, in denen Veränderungen, die während der Datennahme gemacht wurden, berücksichtigt sind. Den Feynman-Graph eines tiefinelastischen Ereignisses zeigt Abbildung 6.1. Bei den ausgelesenen Daten handelt es sich um die in Ereignisklasse 11 eingruppierten Ereignisse. Die Ereignisklasse 11 soll tiefinelastische Ereignisse enthalten, die vor allem dadurch gekennzeichnet werden, daß ein Elektron mit $E_{el} \geq 4$ GeV im Spacal nachgewiesen wird. Diese Ereignisse werden durch einen Subtrigger selektiert, der aus dem IET-Trigger mit einer Schwellenenergie von 4 GeV und dem Flugzeitsystem zusammengesetzt ist. Die Gesamtzahl an Ereignissen, die der Datensatz enthält, beträgt $N = 4264243$. Die entsprechende integrierte Luminosität für diesen Datensatz konnte zum Zeitpunkt der Auslese nicht vollständig bestimmt werden, da einige hierfür notwendige Programme noch nicht zur Verfügung standen. Es war jedoch möglich, anhand der ersten und letzten Runnummer[1] des Datensatzes die Luminosität zu ermitteln, die über den gesamten Zeitraum aufgezeichnet wurde. Es ist allerdings nicht möglich, Aussagen darüber zu machen, ob bei der Vorselektion alle Daten dieses Zeitraums ausgelesen wurden. Daher ist die bestimmte Luminosität eine obere Grenze, und es besteht die Möglichkeit,

[1] Als Run wird eine ohne Unterbrechung aufgezeichnete Datenmenge bezeichnet.

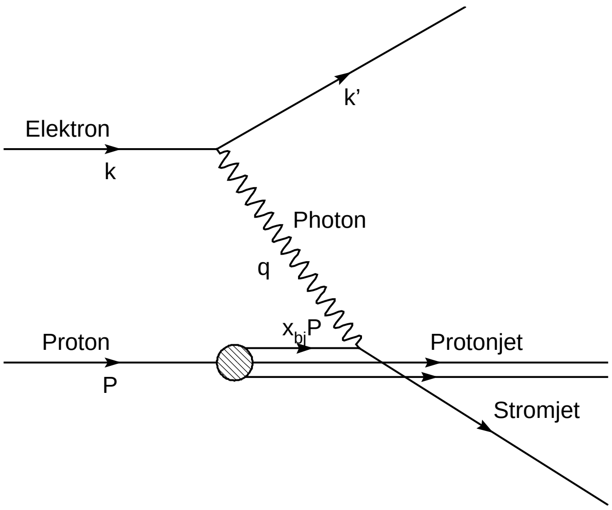

Abbildung 6.1: Der Feynman-Graph eines tiefinelastischen Ereignisses.

daß der Datensatz einer geringeren Luminosität entspricht. Es ergibt sich eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 4.14\ \text{pb}^{-1}$. Der Fehler auf diese Größe sollte nach oben im Bereich einiger Prozent liegen, nach unten ist er schwer abzuschätzen. Eine Abschätzung des Fehlers wird in Abschnitt 6.7 angegeben.

6.2 Die Selektionskriterien

Die Selektionskriterien sollen Ereignisse auswählen, bei denen das Elektron im Spacal nachgewiesen wird. Darüberhinaus soll es sich um tiefinelastische Ereignisse handeln, bei denen π^0-Mesonen entstanden sind, deren Zerfallsphotonen im Spacal nachgewiesen werden. Zunächst werden Schnitte gemacht, die Ereignisse ohne Elektron im Spacal aus dem Datensatz entfernen sollen. Dies ist ein Schnitt auf die Elektronenergie, der eine Mindestenergie des höchstenergetischen Clusters von $\mathrm{E}_{el}^{min} = 8$ GeV verlangt. Dieser wird durchgeführt, um Untergrundereignisse zu verwerfen, bei denen nicht das Elektron der höchstenergetische Cluster im Spacal ist. Da der angewendete Schnitt nicht alle Photonen ausselektiert, liefert er eine zusätzliche Unsicherheit bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts. Mit Hilfe der rekonstruierten Spuren in der BDC wäre diese Selektion sauberer möglich gewesen, sie standen allerdings nicht zur Verfügung. Es werden Ereignisse ausgeschlossen, bei denen Energie im Elektrontagger deponiert wird, da diese nur vom Elektron kommen kann. Das soll aber ins Spacal gestreut werden. Zur Reduktion von Untergrundereignissen wird eine z-Vertexposition von

$$-30 \text{ cm} \leq z\text{-}Vertex \leq 30 \text{ cm} \tag{6.1}$$

verlangt. Ereignisse, für die kein Vertex bestimmt wurde, werden verworfen. Der Grund dafür ist, daß es sich dabei hauptsächlich um "kinematische Peak"- Ereignisse handelt, bei denen die produzierten Teilchen häufig in Vorwärtsrichtung fliegen. Durch diese Bedingung soll der kombinatorische Untergrund reduziert werden. Im folgenden wird angenommen, daß der energiereichste Cluster im Spacal durch das Elektron deponiert worden ist. Die Lage dieses Clusters wird auf ein Gebiet von 12 - 75 cm Entfernung von der Strahlachse eingeschränkt, so daß Ereignisse nahe am inneren Rand des Spacal ausgschlossen werden, da hier die Gefahr besteht, daß Energie aus dem Kalorimeter herausgelangt und man so falsche Meßwerte erhält. Der durch das Spacal abgedeckte Bereich in Q^2 erstreckt sich ungefähr von Q^2 = 1 - 100 GeV^2. In der Analyse wird ein Q^2-Bereich von

$$2\ \mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 100\ \mathrm{GeV}^2 \tag{6.2}$$

verwendet. Es wird ein minimales x_{bj} von 10^{-5} verlangt. Ebenso wird auf ein minimales y = 0.2 geschnitten. Aus diesen Schnitten ergibt sich mit dem Schnitt auf die Elektronenergie und dem zulässigen Abstand zur Strahlachse auch eine obere Grenze von etwa 0.65 für y, was man mit Hilfe von Formel 2.6 schnell nachprüfen kann. Der letzte Schnitt, der der Selektion von tiefinelastischen Ereignissen mit dem gestreuten Elektron im Spacal dienen soll, ist ein Schnitt auf die Größe (E - p_zc). Diese stellt im H1-System eine Erhaltungsgröße dar. Dies soll hier kurz erläutert werden. Vor dem Stoßprozeß gilt für den Protonenstrahl E_{Proton} = 820 GeV, der Transversalimpuls ist null. Unter Vernachlässigung der Masse und Berücksichtigung der Orientierung der z-Achse ist $p_{z\ \mathrm{Proton}}c$ = - 820 GeV, so daß die Summe für das Proton null ergibt. Für das Elektron gilt die gleiche Beziehung, der Elektronimpuls hat allerdings das umgekehrte Vorzeichen. Es ergibt sich E - p_zc = 2 E_{el}^{Strahl} = 55.1 GeV . Berechnet man E - p_zc nach dem Stoß erneut, muß sich derselbe Wert ergeben, wenn man alle Teilchen nachgewiesen hat.

Da die im Datensatz enthaltenen Informationen nicht den ganzen Detektor abdecken, ist eine vollständige Rekonstruktion von $(E - p_z c)$ nach dem Stoß nicht möglich. Aus den zur Verfügung stehenden Daten läßt sich aber ein Teil der Größe bestimmen. Zur Berechnung werden das Elektron und die im Spacal nachgewiesenen Photonen verwendet. Falls bei einem Ereignis das Elektron und einige Photonen im Spacal nachgewiesen werden, also keine große Aktivität im Vorwärtsbereich stattfindet, sollte der fehlende Beitrag nicht zu groß werden. Wird das Elektron in den Vorwärtsbereich gestreut und der Trigger durch ein hochenergetisches Photon ausgelöst, sollte der fehlende Beitrag dominant sein. Der Betrag von E - p_zc, der verlangt wird, um ein Ereignis zu akzeptieren, beträgt 35 GeV. Diese Größe wurde empirisch bestimmt. Die aus den zur Verfügung stehenden Daten rekonstruierte Verteilung ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Die erwähnten Schnitte sollten die Ereignisse selektieren, die kinematisch in den Datensatz gehören. Ein weiterer Schnitt ist die Forderung, daß mindestens drei Cluster im Spacal nach-

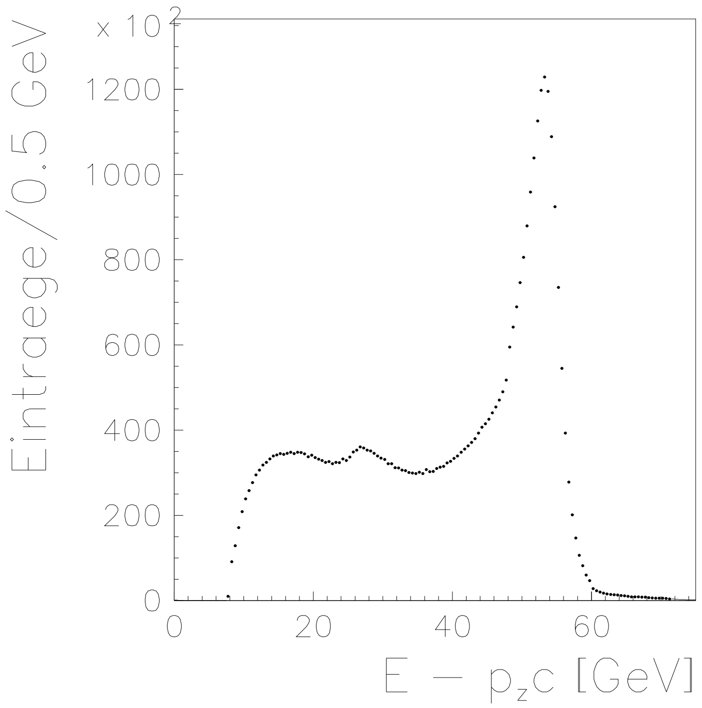

Abbildung 6.2: Die Abbildung zeigt das rekonstruierte (E - p_zc)-Spektrum.

gewiesen werden, von denen einer durch das Elektron und die anderen beiden von Photonen deponiert wurden, damit sich in dem Ereignis überhaupt eine $\gamma\gamma$-Masse rekonstruieren läßt. Es werden noch weitere Schnitte auf die Photonen der Ereignisse durchgeführt, die nach diesen Schnitten übrigbleiben. Es wird eine Mindestenergie der Photonen von $E_\gamma^{min} = 500$ MeV verlangt. Diese Schwelle wurde deswegen gewählt, da minimal ionisierende Teilchen (MIPS) im Spacal etwa 350 MeV deponieren. Da MIPS nur zum kombinatorischen Untergrund beitragen, werden sie auf diese Weise aus dem Datensatz ausgeschlossen. Die Photonen müssen zwischen 10 und 75 cm Abstand von der Strahlachse haben. Ihr maximaler Clusterradius ist nicht beschränkt worden, da dieser im Monte-Carlo nicht simuliert wird (Abschnitt 6.4.1).

6.3 Der Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von π^0's in tiefinelastischen Ereignissen soll hier doppelt-differentiell, d. h. als Funktion zweier Variabler bestimmt werden. Die gewählten Variablen sind der Transversalimpuls p_t und die Rapidität y der entstandenen π^0's. Da es nicht möglich ist, die differentielle Verteilung direkt zu messen, soll sie durch die Bildung der Differenzenquotienten mehrerer Intervalle angenähert werden. Die Formel zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts ohne Korrekturen ergibt sich zu:

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta p_t \Delta y} = \frac{N_{\pi^0}(\Delta p_t \Delta y)}{\mathcal{L}\Delta p_t \Delta y} \tag{6.3}$$

Die Variablen stehen für:

- $N_{\pi^0}(\Delta p_t \Delta\ y)$ Die Anzahl der im Intervall $\Delta p_t \Delta y$ rekonstruierten π^0's.
- $\mathcal{L}$ Die integrierte Luminostät der analysierten Daten

Diese Formel gilt nur im Idealfall. In der Realität muß man in dieser Formel Korrekturen anbringen. Dafür gibt es verschiedene Ursachen, die im folgenden erläutert werden:

- Ein Ereignis, das die Selektionskriterien erfüllt, hätte aussortiert werden müssen, da es sich beispielsweise nicht um ein tiefinelastisches handelt.
- Ein Ereignis, das hätte akzeptiert werden müssen, wurde verworfen.
- Die Photonen eines zerfallenen π^0's liegen so nahe beieinander, daß der Clusteralgorithmus sie nicht mehr trennen kann und einen Cluster daraus bildet, so daß das π^0 nicht mehr rekonstruiert werden kann.
- Man muß ebenso berücksichtigen, daß häufig eines der beiden Photonen nicht ins Spacal gelangt, sondern z. B. in die Strahlröhre fliegt.
- Es ist möglich, daß ein Trigger, der ein Ereignis aufzeichnen müßte, dies übersieht und dadurch Ereignisse verloren gehen.
- π^0's können auch durch Strahl-Restgaswechselwirkungen entstehen.

Für alle diese Ursachen, die zu einer Verfälschung des Ergebnisses führen können, müssen Korrekturen ermittelt werden. Dies ist mit Hilfe der Daten allein nicht möglich, da man keine Aussage darüber machen kann, wie viele der π^0's nicht nachgewiesen werden konnten, wenn der Clusteralgorithmus die Zerfallsphotonen nicht mehr auflösen konnte. Daher verwendet man eine Monte-Carlo-Simulation. Vereinfacht besteht eine solche Simulation aus zwei Teilen. Der erste Teil ist der sogenannte Generator. Dabei handelt es sich um ein Computerprogramm, in das möglichst alle physikalisch relevanten Fakten zur Beschreibung des reinen Streuprozesses und der entstehenden Teilchen implementiert sind. Mittels eines Zufallsgenerators werden dann Ereignisse generiert. Man erhält als Ergebnis die

Viererimpulse der entstandenen Teilchen und, so diese weiter zerfallen, die Viererimpulse der Tochterteilchen.
Der zweite Teil des Monte-Carlos fügt die Simulation des Detektors hinzu. Dies sind unter anderem die Effekte, die oben beschrieben wurden. Mit Hilfe der generierten und der nach der Simulation rekonstruierten Daten lassen sich diese Effekte quantitativ beschreiben. Die hier verwendete Monte-Carlo-Simulation wird im folgenden Abschnitt näher beschrieben. Hat man die Korrekturen bestimmt, ergibt sich die Formel für den Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta p_t \Delta y} = \frac{\left(\frac{N_{\pi^0}(\Delta p_t \Delta y) - N_{\pi^0}^{Ug}(\Delta p_t \Delta y)}{\epsilon_{Trigger}\epsilon_{Spacal}\epsilon_{Schnitte}}\right)}{\mathcal{L}\Delta p_t \Delta y} \tag{6.4}$$

Die Variablen bedeuten:

- $N_{\pi^0}^{Ug}$ Die Anzahl, der durch Untergrundereignisse entstandenen π^0's.
- $\epsilon_{Trigger}$ Die Wahrscheinlichkeit, daß der Trigger ein Ereignis aufzeichnet.
- ϵ_{Spacal} Die Wahrscheinlichkeit, daß ein π^0, dessen Zerfallsphotonen in das Spacal fliegen, rekonstruiert werden kann.
- $\epsilon_{Schnitte}$ Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis bzw. ein π^0 durch die Schnitte verworfen wird, welches nicht hätte verworfen werden sollen.

6.4 Die Monte-Carlo-Simulation

Bei der verwendeten Monte-Carlo-Simulation[2] handelt es sich zum einen um den Ereignisgenerator Lepto [Ing92], der tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuprozesse generieren kann. Dabei werden Effekte der Quanten-Chromo-Dynamik in führender Ordnung α_s und Näherungen für höhere Ordnungen berücksichtigt. Die Hadronisierung der Endzustände wird ebenfalls simuliert. Die Parametrisierung der Proton-Strukturfunktion erfolgt nach GRV[3] - NLL[4] [PDF95]. Als Ausgabe des Generators erhält man die Viererimpulse aller Teilchen, die entstanden sind, zusammen mit der Information, um welche Teilchen es sich handelt. Die Verwendung dieser Informationen wird in Abschnitt 6.6 beschrieben. Die Monte-Carlo-Simulation muß mit den Daten verglichen werden, um festzustellen, ob sie diese Daten richtig beschreibt. Mit dem Detektor ist man natürlich

[2]Der Name für diese Simulationen rührt daher, daß man einen Zufallsgenerator benötigt, um die Stoßprozesse zu simulieren. Da es bis vor einigen Jahrezehnten nicht möglich war, die Zufallsverteilungen mittels Computern zu erzeugen, bediente man sich der Zahlen, die in Monte Carlo an den Roulettetischen registriert wurden.

[3]GRV: Abkürzung für M. **G**lück, E. **R**eya und A. **V**ogt

[4]NLL: Abkürzung für **N**ext to **L**eading **L**og.

nicht in der Lage, die Viererimpulse und Teilchenarten direkt zu bestimmen. Sie müssen aus gemessenen Größen rekonstruiert werden. Durch Meßungenauigkeiten und andere Effekte, wie z. B. Energieverluste in passivem Material, sind die gemessenen und generierten Viererimpulse nicht direkt vergleichbar. Ein Beispiel hierfür ist ein rekonstruiertes $\gamma\gamma$-Massenspektrum. Rekonstruiert man dieses aus den Daten, so hat das π^0-Massensignal eine Breite im Bereich von 13 MeV/c^2. Rekonstruiert man analog ein Massenspektrum aus den Viererimpulsen der generierten π^0-Zerfallsphotonen, so ergibt sich ein scharfes Signal exakt auf der π^0-Masse. Daher ist es notwendig, die Detektorauflösungen und andere Effekte, die die Messung beeinflussen, in der Monte-Carlo-Simulation zu berücksichtigen. Es stehen dafür Programme zur Verfügung, die in der Lage sind, fast alle auftretenden Effekte in die Simulation einzubeziehen. Diese sind sehr rechenintensiv, so daß sie selbst auf schnellen Computern über zwei Minuten benötigen, um ein einziges Ereignis zu simulieren.
Man begnügt sich daher häufig damit, sogenannte "Toy"-Monte-Carlo-Simulationen[5] zu verwenden, die nur die wichtigsten Effekte berücksichtigen, dafür aber wesentlich weniger Rechenzeit in Anspruch nehmen und so die Generierung ausreichend großer Datenmengen erlauben. Eine Simulation dieser Art wird auch in dieser Analyse benutzt und im folgenden Abschnitt vorgestellt.

6.4.1 Die verwendete "Toy"-Monte-Carlo-Simulation

Das hier verwendete Toy-Monte-Carlo beschränkt sich auf die Simulation der wichtigsten Effekte. Zu diesen gehört die Energieauflösung des Spacal. Um diese zu simulieren, nimmt man die generierte Energie und setzt sie in die für die Auflösung angegebene Formel ein. Dann verwendet man einen Zufallsgenerator, der so angelegt ist, daß die Häufigkeitsverteilung der Ausgangswerte eine Gauß-Verteilung ergibt. Hat man die Auflösung berechnet, multipliziert man den erhaltenen Wert mit dem Ausgangswert des Zufallsgenerators. Dadurch erhält man eine Verschmierung der Energie innerhalb der durch die Auflösung definierten Grenzen. Die gleiche Vorgehensweise wird verwendet, um den Ort zu simulieren, an dem ein Teilchen nachgewiesen wird. Daran anschließend wird entschieden, ob zwei Teilchen, die das Spacal erreichen, genügend Abstand voneinander haben, daß sie im Kalorimeter getrennt nachgewiesen werden können. Hierzu wird die Annahme gemacht, daß ein mittlerer Abstand von 9 cm dazu ausreicht. Da diese 9 cm keine exakte Grenze darstellen, wird wiederum der Zufallsgenerator verwendet, um eine Verschmierung dieser Grenze mit einer Breite von $\pm$ 1.25 cm durchzuführen. Dies bedeutet, daß das Ergebnis des Zufallsgenerators mit den 1.25 cm multipliziert wird und dieser Wert zu den 9 cm addiert wird. Ist dieser Wert größer als der Abstand der beiden Teilchen, so werden ihre Energien zu einem Cluster zusammengefaßt, ist er kleiner, erhält man zwei getrennte Clu-

[5]Toy: Spielzeug

ster. Diese beiden Parameter wurden empirisch ermittelt, indem die Interphotonabstände der Daten betrachtet wurden und die Simulation für verschiedene Parameter wiederholt wurde, bis die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation am besten war.
Da für die Analyse nur das Spacal verwendet wird, bedarf es außerdem nur noch der Simulation des Vertex. Die Simulation des Vertex beginnt wiederum mit der Verwendung des Zufallsgenerators. Dieser wird hier dazu benutzt, den Ort der Wechselwirkung zu verschmieren. Dies ist notwendig, da die Protonpakete eine räumliche Ausdehnung von einigen Zentimetern besitzen und die Wechselwirkungen daher nicht immer am nominellen Vertex stattfinden, sondern einer Gauß-Verteilung folgen. Die Breite σ eines Protonpakets in z-Richtung wird in der Simulation mit 11.6 cm angenommen.
Abschließend wird entschieden, ob der Detektor in der Lage wäre, für ein Ereignis einen Vertex zu rekonstruieren. Dazu wird einfach überprüft, ob der Ereignisgenerator ein geladenes Teilchen produziert hat, das in den Winkelbereich der Spurkammern gelangt. Die verwendete Simulation wurde von M. Swart [Swa97a] zur Durchführung einer ähnlichen Analyse geschrieben.

6.5 Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo

Bevor eine Monte-Carlo-Simulation zur Ermittlung von Akzeptanzen verwendet werden kann, muß überprüft werden, ob diese die Daten richtig beschreibt. Hierzu werden die Verteilungen verschiedener Variablen miteinander verglichen und eine weitgehende Übereinstimmung verlangt. Da man in der Regel unterschiedliche Luminositäten bzw. Ereigniszahlen miteinander vergleicht, muß zuerst eine Normierung durchgeführt werden. Diese wird hier so gewählt, daß alle Verteilungen auf die Anzahl der Ereignisse normiert werden. Die wichtigsten Verteilungen, die es zu überprüfen gilt, sind die der kinematischen Variablen, durch die ein Ereignis beschrieben wird, also Q^2, x_{bj}, die Skalenvariable y und die Verteilung der Elektronenergien.
Die Verteilungen sind in Abbildung 6.3 gezeigt. Die Verteilungen in Q^2 und x_{bj} zeigen eine weitgehende Übereinstimmung, während die Verteilungen in y deutlich differieren. Die Ursache dafür liegt darin, daß in den Daten ein Untergrund aus Photoproduktionsereignissen enthalten ist, der durch den Generator nicht beschreiben wird, da dieser nur tiefinelastische Ereignisse mit $Q^2 \geq 0.4$ GeV^2 generieren kann. Zur vollständigen Beschreibung der Daten wäre es notwendig, eine Monte-Carlo-Simulation für Photoproduktionsereignisse zur Beschreibung des Untergrunds zu ergänzen [Adl97]. Man kann diesen Untergrund ebenfalls nicht aus den Daten herausselektieren, da man hierfür die im Datensatz nicht enthaltenen Spurinformationen benötigt. Die Verteilung der Elektronenergien spiegelt die Verteilung in y wieder. Dieser Unterschied in den Verteilungen sollte keinen großen Einfluß bei der Ermittlung der Akzeptanzen (Abschnitt 6.6) ha-

ben, da das $\gamma\gamma$-Massenspektrum, mit dessen Hilfe die Akzeptanzen bestimmt werden, relativ gut beschrieben wird. Die π^0-Massenspektren sind in Abbildung

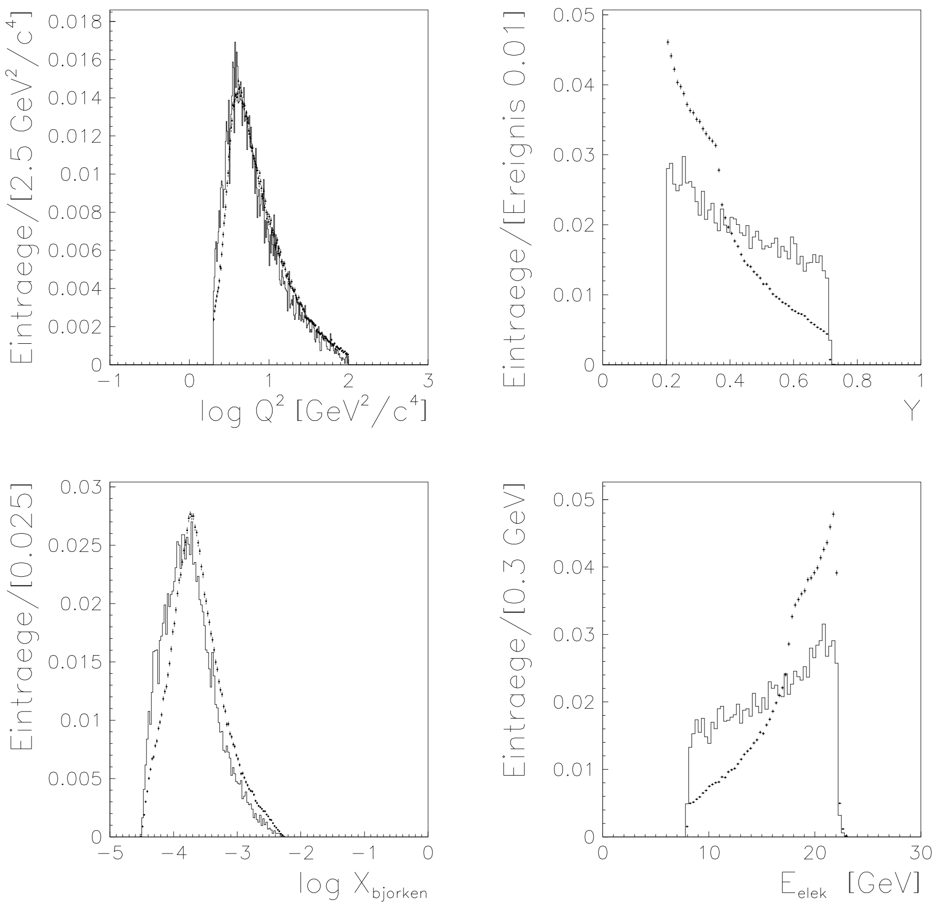

Abbildung 6.3: Die Histogramme zeigen die auf die Ereigniszahlen normierten Verteilungen der Variablen Q^2, y, x_{bj} und der Elektronenergie aus Daten (Datenpunkte mit statistischen Fehlern) und Monte-Carlo-Simulation (durchgezogene Linie).

6.5 miteinander verglichen, die Übereinstimmung läßt sich durch einen Clusterradiusschnitt deutlich verbessern. Die Variablen p_t und y, in deren Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitt berechnet werden soll, sind in Abbildung 6.4 gezeigt. Die Übereinstimmung der Rapiditätsverteilungen und der Transversalimpulsverteilungen ist zufriedenstellend. Die trotz der Normierung unterschiedlich großen Flächen unter den Verteilungen rühren daher, daß auf die Anzahl der Ereignisse normiert wurde, die Fläche unter diesen Kurven aber von der Zahl der Cluster je Ereignis abhängt, die in den Daten größer ist. Die Übereinstimmung läßt sich

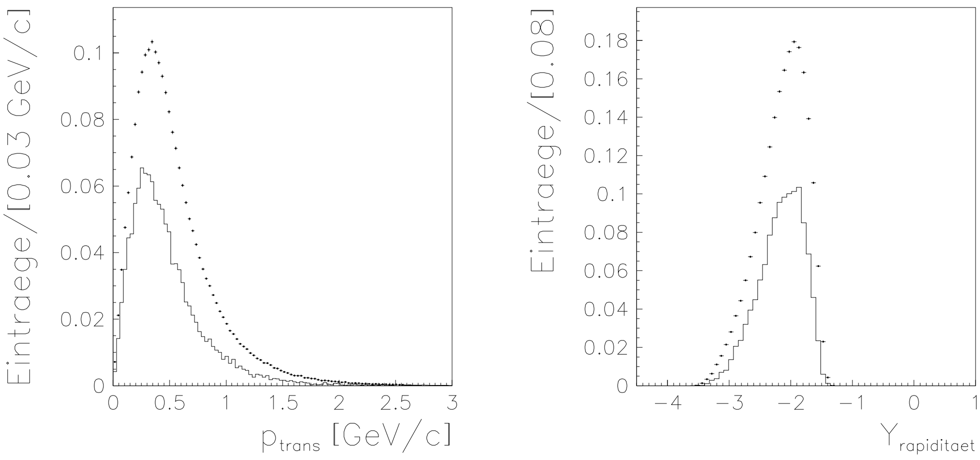

Abbildung 6.4: Die Abbildungen zeigen die auf die Ereigniszahlen normierten Verteilungen des Transversalimpulses p_t und der Rapidität y aus Monte-Carlo-Simulation (durchgezogene Linie) und Daten (Datenpunkte mit statistischen Fehlern).

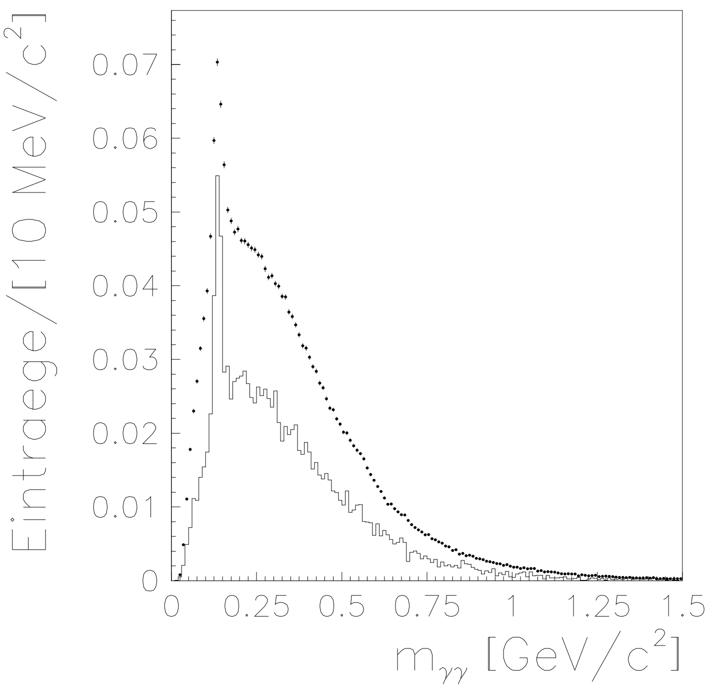

Abbildung 6.5: Die Abbildung zeigt die auf die Ereigniszahlen normierten Verteilungen der π^0-Massenspektren aus Monte-Carlo-Simulation (durchgezogene Linie) und Daten (Datenpunkte mit statistischen Fehlern).

auch durch einen Radiusschnitt von 3.75 cm auf die Cluster von Elektronen und Photonen verbessern. Da dieser jedoch im Monte-Carlo nicht simuliert wird, wird auf diesen Schnitt verzichtet, da er die bestimmte Akzeptanz verfälschen würde, weil er die Anzahl der aus den Daten rekonstruierten π^0's vermindert. Die Variablen, die geometrische Verteilungen betreffen, wie z. B. die Ortsverteilung der Photonen im Spacal oder der Interphotonabstand, werden gut reproduziert, wenn man davon absieht, daß Detektoreffekte, die hierbei eine Rolle spielen, nicht simuliert werden. So ist beispielsweise die Anzahl der Cluster je Ereignis in der Realität größer als durch die Simulation vorhergesagt. Dies liegt daran, daß Effekte wie etwa von passivem Material, das einen "pre-shower" auslösen kann, der im Spacal dann zwei getrennte Cluster erzeugt, nicht beschrieben werden. Dies sollte aber auf die Resultate keinen Einfluß haben.

6.6 Die Bestimmung der Akzeptanzen

Da die Ermittlung des Wirkungsquerschnitts doppelt differentiell erfolgen soll, wurden die beiden Größen p_t und y in jeweils fünf Intervalle eingeteilt, so daß insgesamt 25 Intervalle in die Analyse eingehen. Für jedes dieser Intervalle soll

p_t GeV/c	Rapidität y	$-3.4 \leq y \leq -3.0$	$-3.0 \leq y < -2.6$	$-2.6 \leq y < -2.2$	$-2.2 \leq y < -1.8$	$-1.8 \leq y \leq -1.4$
$0.1 \leq$	N_{gen}	560	917	1370	1950	2542
p_t	N_{rec}	47.40	47.13	54.57	*	*
<0.3	ϵ	0.085	0.051	0.040	*	*
$0.3 \leq$	N_{gen}	277	584	955	1353	1800
p_t	N_{rec}	24.17	85.76	90.39	131.93	33.52
<0.5	ϵ	0.087	0.147	0.095	0.098	0.019
$0.5 \leq$	N_{gen}	140	316	529	686	969
p_t	N_{rec}	26.42	49.97	83.53	115.55	55.45
<0.7	ϵ	0.189	0.158	0.218	0.168	0.057
$0.7 \leq$	N_{gen}	72	154	282	363	467
p_t	N_{rec}	*	14.94	39.80	90.80	24.45
<0.9	ϵ	*	0.097	0.141	0.251	0.052
$0.9 \leq$	N_{gen}	24	64	124	212	243
p_t	N_{rec}	*	*	12.47	69.55	25.09
≤ 1.1	ϵ	*	*	0.101	0.328	0.103
* In diesen Intervallen konnte keine Gauß-Verteilung zur Bestimmung der Zahl rekonstruierter π^0's angepaßt werden.						

Tabelle 6.1: Übersicht über die aus der Simulation bestimmten Akzeptanzen.

eine eigene Akzeptanz berechnet werden. Die Intervalle in p_t haben eine Breite von 0.2 GeV/c. Das erste Intervall beginnt bei 0.1 GeV/c, das letzte endet bei 1.1 GeV/c. Die Unterteilung in y erfolgt in Schritten von 0.4. Das Intervall mit der kleinsten Rapidität beginnt bei -3.4, das letzte endet bei $y = -1.4$. Die Grenzen zwischen den Intervallen werden in beiden Fällen dem Intervall zugerechnet, das den größeren Werten entspricht.
Der erste Schritt zur Bestimmung der Akzeptanz besteht darin, aus den generierten Viererimpulsen der π^0's zu ermitteln, wieviele π^0's jeweils in ein bestimmtes Intervall gehören. Anschließend werden die generierten Viererimpulse der Zerfallsphotonen mit der Toy-Simulation bearbeitet. Auf die erhaltenen Größen werden dann die Schnitte angewendet und die $\gamma\gamma$-Massen berechnet. Aus den Viererimpulsen der beiden Photonen läßt sich p_t und y der Mutterteilchen berechnen. Die rekonstruierten $\gamma\gamma$-Massen werden in die Intervalle eingefüllt, in die das rekonstruierte Mutterteilchen gehört. An die Spektren werden eine Gauß-Verteilung und ein Polynom angepaßt. Die Zahl der π^0's unter der Gauß-Verteilung wird für jedes Intervall berechnet. Das Verhältnis zwischen der Zahl der generierten und rekonstruierten π^0's ist die Akzeptanz. Die ermittelten Akzeptanzen sind in Tabelle 6.1 angegeben. In den Zahlen, die in der Tabelle angegeben sind, ist die Akzeptanz des Triggers nicht enthalten. Die Akzeptanz des IET-Triggers liegt ab einer Schwelle von 6 GeV bei 100 % [Fes97a]. Da die hier verwendete Schwelle bei 8 GeV liegt, wird die Effizienz des Triggers mit 100 % angesetzt.

6.7 Auswertung der Daten

Zur Auswertung der Daten werden die beschriebenen Schnitte auf den Datensatz angewandt. Für die verbleibenden Ereignisse werden die $\gamma\gamma$-Massen berechnet.

p_t GeV/c	Rapidität y	$-3.4 \leq y \leq -3.0$	$-3.0 \leq y < -2.6$	$-2.6 \leq y < -2.2$	$-2.2 \leq y < -1.8$	$-1.8 \leq y \leq -1.4$
$0.1 \leq p_t < 0.3$	N_{rec}	467.56	1321.48	2421.31	*	*
$0.3 \leq p_t < 0.5$	N_{rec}	708.82	1438.73	1875.50	1944.52	556.52
$0.5 \leq p_t < 0.7$	N_{rec}	140.75	980.56	1520.91	1883.39	802.04
$0.7 \leq p_t < 0.9$	N_{rec}	*	526.63	1038.86	1105.92	851.18
$0.9 \leq p_t \leq 1.1$	N_{rec}	*	*	545.11	857.64	570.41
* In diesen Intervallen konnte keine Gauß-Verteilung zur Bestimmung der Zahl rekonstruierter π^0's angepaßt werden.						

Tabelle 6.2: Übersicht über die aus den Daten bestimmte Anzahl der π^0's je Intervall.

Aus den Viererimpulsen der Photonen wird der Viererimpuls des Mutterteilchens ermittelt. Anhand des Viererimpulses werden die Rapidität und der Transversalimpuls bestimmt und die $\gamma\gamma$-Masse in das Massenspektrum des entsprechenden Intervalls eingetragen. An jedes der Spektren wird eine Gauß-Verteilung und ein Polynom angepaßt. Aus den Parametern der Gauß-Verteilungen wird die Anzahl der π^0's in jedem Intervall berechnet. Die ermittelte Zahl an π^0's je Intervall ist in Tabelle 6.2 angegeben. In diesen Angaben ist noch nicht darauf korrigiert worden, daß die neutralen Pionen nicht immer, sondern nur in 98.79 % aller Fälle in zwei Photonen zerfallen. Diese Korrektur ist aber in den berechneten Wirkungsquerschnitten enthalten. Die Fehler auf die ermittelten Wirkungsquerschnitte setzen sich aus mehreren Komponenten zusammen. Der statistische Fehler entsteht durch die Unsicherheiten beim Anpassen der Gauß-Verteilungen an die Massen-

p_t GeV/c	Rapidität y	$-3.4 \leq$ y ≤ -3.0	$-3.0 \leq$ y < -2.6	$-2.6 \leq$ y < -2.2	$-2.2 \leq$ y < -1.8	$-1.8 \leq$ y ≤ -1.4
$0.1 \leq p_t < 0.3$	$\Delta\sigma(\Delta p_t, \Delta y)$ [nb]	5.5 $\pm$ 0.8	6.3 $\pm$ 0.9	14.6 $\pm$ 2.0	*	*
$0.3 \leq p_t < 0.5$	$\Delta\sigma(\Delta p_t, \Delta y)$ [nb]	2.0 $\pm$ 0.3	2.3 $\pm$ 0.3	4.8 $\pm$ 0.7	4.8 $\pm$ 0.7	7.1 $\pm$ 1.0
$0.5 \leq p_t < 0.7$	$\Delta\sigma(\Delta p_t, \Delta y)$ [nb]	0.2 $\pm$ 0.03	1.5 $\pm$ 0.2	1.7 $\pm$ 0.2	2.7 $\pm$ 0.4	3.4 $\pm$ 0.5
$0.7 \leq p_t < 0.9$	$\Delta\sigma(\Delta p_t, \Delta y)$ [nb]	*	1.3 $\pm$ 0.2	1.8 $\pm$ 0.3	1.1 $\pm$ 0.2	4.0 $\pm$ 0.6
$0.9 \leq p_t \leq 1.1$	$\Delta\sigma(\Delta p_t, \Delta y)$ [nb]	*	*	1.3 $\pm$ 0.2	0.6 $\pm$ 0.1	1.3 $\pm$ 0.2
* In diesen Intervallen konnte kein Wirkungsquerschnitt bestimmt werden.						

Tabelle 6.3: Übersicht über die bestimmten Wirkungsquerschnitte mit Fehlern.

spektren, sowohl bei der Bestimmung der Anzahl an π^0's in den Daten, als auch der rekonstruierten Anzahl aus der Monte-Carlo-Simulation. Da auf die Radien der Cluster, die von Photonen deponiert wurden, nicht geschnitten wurde, ist die Anpassung der Gauß-Verteilungen an die Spektren mit einer großen Unsicherheit behaftet, da die Spektren im Bereich des Massensignals eine zusätzliche Überhöhung zeigen, die das korrekte Anpassen der Gauß-Verteilung schwierig machen. Der Fehler liegt bei 10 %. Da man aus der Anzahl von π^0's die aus dem

Monte-Carlo bestimmt wurden, die Akzeptanz berechnet, erhält diese ebenso einen Fehler von 10 %. Der Fehler auf die Gesamtluminosität liegt bei 2 %. Da nicht bekannt ist, ob alle Daten beim Auslesen der Datenbanken berücksichtigt werden konnten oder Daten fehlen, die in der angegebenen Gesamtluminosität enthalten sind, wird ein zusätzlicher systematischer Fehler von 25 % nach unten

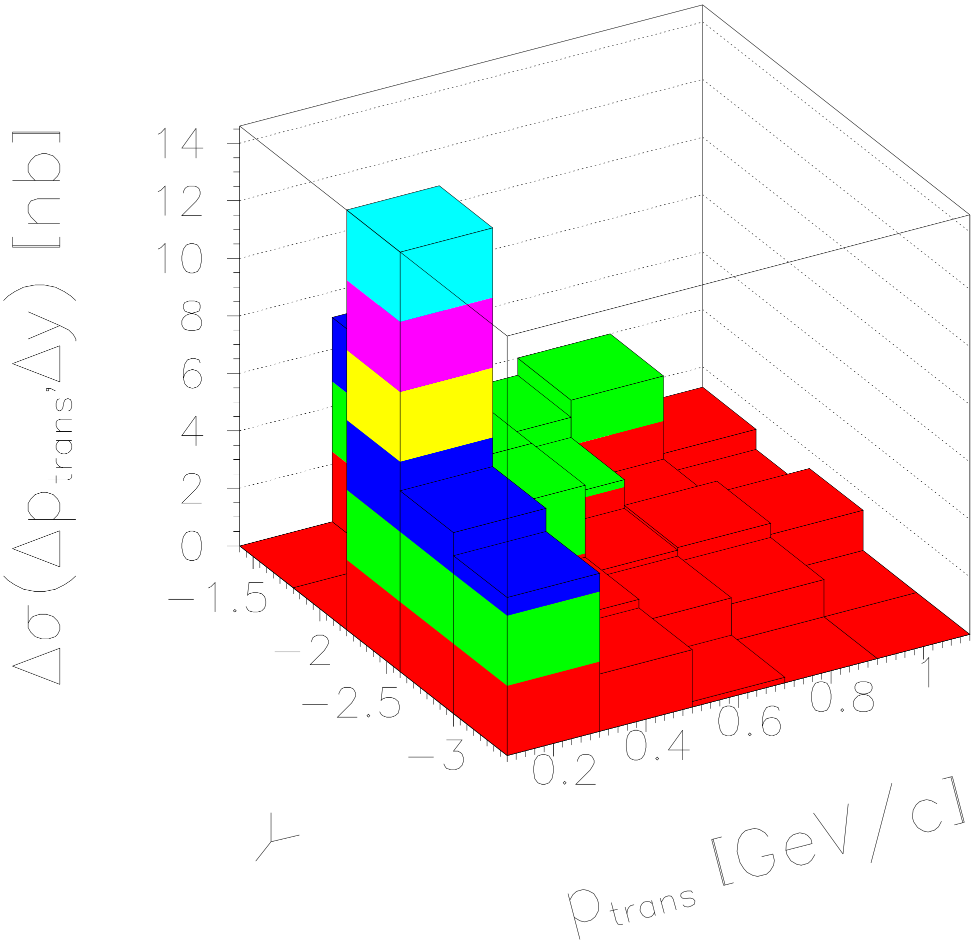

Abbildung 6.6: Die Abbildung zeigt die Wirkungsquerschnitte als Funktion des Transversalimpulses p_t und der Rapidität y.

auf die ermittelte Luminosität abgeschätzt. Die Luminosität, die dem Datensatz entspricht, kann natürlich noch nachträglich bestimmt werden. Die Ergebnisse können dann entsprechend korrigiert werden. Der systematische Fehler auf die Akzeptanzen beträgt 14 %. Er wurde durch eine Veränderung der Schnittparameter und erneute Bestimmung der Akzeptanz ermittelt. Es zeigt sich, daß die Akzeptanz besonders sensitiv auf eine Veränderung des Abstands reagiert, der verlangt wird, damit der Clusteralgorithmus zwei Cluster noch voneinander trennen kann. Diese Verteilung wird durch die Simulation in ihrer verwendeten Form gut beschrieben. Dies ergibt insgesamt einen relativen Fehler von 10 %, ohne den systematischen Fehler der Luminostät mit einzubeziehen. Die Wirkungsquerschnitte mit Fehlern sind in Tabelle 6.3 angegeben. Die Wirkungsquerschnitte werden in folgender Form angegeben:

$$\int_{\Delta y} \frac{d^2\sigma}{\Delta p_t \Delta y} dy \tag{6.5}$$

für den Fall der Angabe als Funktion von p_t. Ebenso erfolgt die Angabe für y als:

$$\int_{\Delta p_t} \frac{d^2\sigma}{\Delta p_t \Delta y} dp_t \tag{6.6}$$

Die doppelt differentielle Angabe erfolgt, ohne die Division durch die Intervallbreiten durchzuführen, als:

$$\int_{\Delta p_t} \int_{\Delta y} \frac{d^2\sigma}{\Delta p_t \Delta y} dp_t dy \tag{6.7}$$

Diese Angaben des Wirkungsquerschnitts werden im folgenden als $\Delta\sigma(\Delta p_t, \Delta y)$ mit der Einheit nb gekennzeichnet. Die Summe über alle Intervalle gibt einen inklusiven Wirkungsquerschnitt im Bereich von $0.1\ \mathrm{GeV/c} \leq \mathrm{p}_t \leq 1.1\ \mathrm{GeV/c}$ und $-3.4 \leq \mathrm{y} \leq -1.4$ von

$$\Delta\sigma(\Delta p_t, \Delta y) = (68.3 \pm 9.6)\ \mathrm{nb}\ . \tag{6.8}$$

Der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische e-p-Wechselwirkungen der in der Monte-Carlo-Simulation angegeben ist, beträgt $(1.931 \pm 0.027)\ \mu\mathrm{b}$, für den kinematischen Bereich in dem Ereignisse generiert wurden. Dieser erstreckt sich über $0.5 \leq \mathrm{Q}^2\ [\mathrm{GeV}^2] \leq 120$, $\mathrm{y} \geq 5.1\ 10^{-5}$ und $\mathrm{x}_{bj} \geq 5.5\ 10^{-6}$. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Simulation liegt, in der Summe über alle Intervalle für die eine Aussage gemacht werden kann, bei

$$\Delta\sigma(\Delta p_t, \Delta y) = 95.6\ \mathrm{nb}\ . \tag{6.9}$$

Die Wirkungsquerschnitte sind in den Abbildungen 6.6, 6.7 und 6.8 graphisch dargestellt. In den Intervallen, in denen keine Bestimmung des Wirkungsquerschnitts möglich war, wurde dieser zu null gesetzt.

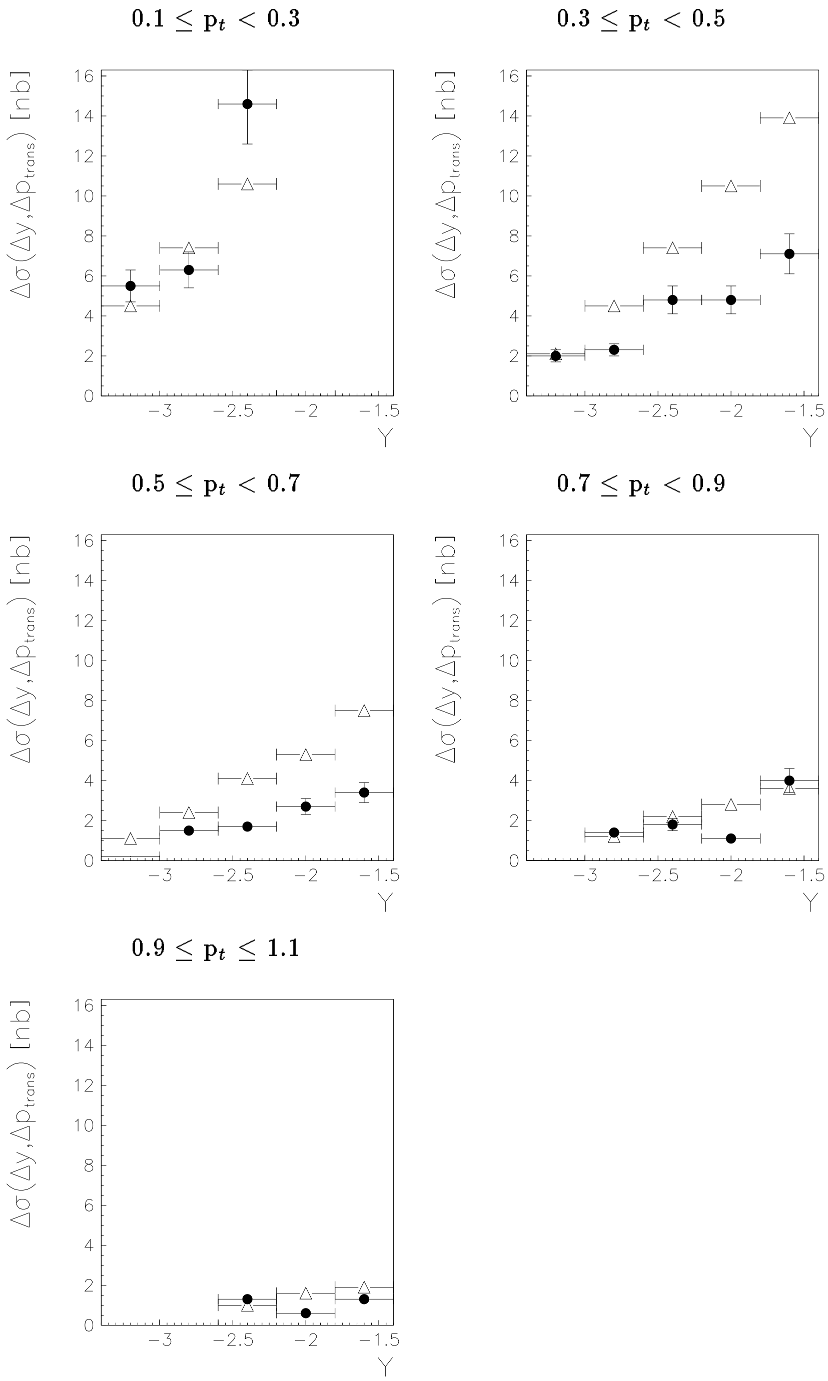

Abbildung 6.7: Darstellung des Verlaufs des Wirkungsquerschnitts in Intervallen von y. Die Daten sind mit Fehlern, die Monte-Carlo Vorhersagen ohne Fehler gezeichnet. Der systematische Fehler auf die Luminosität wurde wegelassen. Der Fehler der Abszisse entspricht der Intervallbreite.

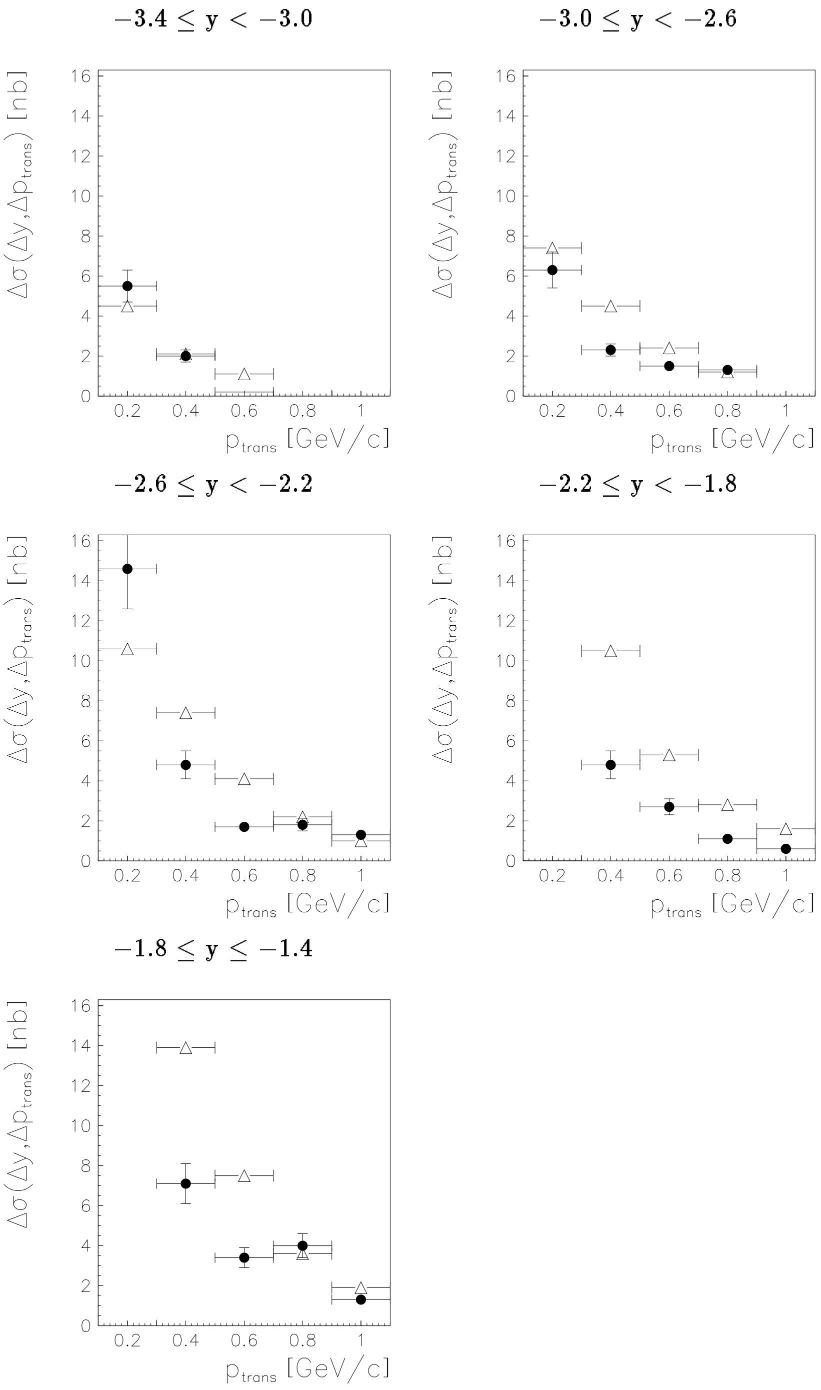

Abbildung 6.8: Darstellung des Verlaufs des Wirkungsquerschnitts in Intervallen von p_t. Die Daten sind mit Fehlern, die Monte-Carlo Vorhersagen ohne Fehler gezeichnet. Der systematische Fehler auf die Luminosität wurde weggelassen. Der Fehler der Abszisse entspricht der Intervallbreite.

6.8 Zusammenfassung der Messung des Wirkungsquerschnitts für tiefinelastische π^0-Produktion

Im Rahmen dieser ersten Messung zur Bestimmung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts für inklusive tiefinelastische π^0-Produktion bei HERA als Funktion des Transversalimpulses und der Rapidität ist es gelungen, Ergebnisse für 20 Intervalle anzugeben. Die ermittelten Wirkungsquerschnitte liegen im Bereich einiger Nanobarn. Sie liegen unterhalb der Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulation. Da die Ergebnisse von der Luminosität des Datensatzes abhängig sind, für die nur eine obere Grenze angegeben werden kann, besteht die Möglichkeit, daß die Werte um bis zu 25 % nach oben korrigiert werden müssen. Eine Aussage darüber läßt sich machen, wenn die Luminostät endgültig bekannt ist. Ein Vergleich mit anderen Messungen ist nicht durchführbar, da bei einer so hohen Schwerpunktsenergie, wie HERA sie bietet, noch keine anderen Messungen gemacht worden sind.
Die angegebenen Resultate beinhalten noch einige Unsicherheiten, die bei einer weiteren Analyse noch untersucht werden sollten, um die Größe der Fehler zu minimieren. An erster Stelle steht hierbei eine möglichst exakte Bestimmung der Luminosität. Die Verwendung von Spurinformationen der BDC zur besseren Identifikation des Elektrons sollte eine weitere Verbesserung der Resultate bringen, da man auf diese Weise einen Teil des Photoproduktionsuntergrunds aus den Daten herausselektieren kann. Die Verwendung von Informationen weiterer Detektorkomponenten, z. B. des LAr-Kalorimeters, sollte die Elektronidentifikation verbessern. Eine vollständige Abtrennung dieser Ereignisse wird aber nicht möglich sein. Daher wird es notwendig, den Photoproduktionsuntergrund in der Monte-Carlo-Simulation zu berücksichtigen. Dazu kann man einen Ereignisgenerator verwenden, der Photoproduktionsereignisse generiert und diese dem simulierten Datensatz hinzufügen. Danach sollten die Akzeptanzen genauer ermittelbar sein.
Eine weitere Möglichkeit die Fehler auf die Akzeptanzen zu verkleinern, wäre die Verwendung einer Simulation, die alle Effekte des Detektors berücksichtigt. Besonders wichtig wäre es, die Clusterradien zu simulieren, damit auf diese Größe in Daten geschnitten werden kann und die entstehenden Spektren besser mit Gauß-Verteilung und Polynom beschrieben werden können. Eine Variation aller simulierten Parameter, sowie der verwendeten Ereignisgeneratoren und Strukturfunktionen würde den Fehler auf die Akzeptanzen minimieren. Simulationen von Hadronen, dem "leakage" in den hadronischen Teil des Spacal und der Effekte, die durch passives Material entstehen, sowie der Simulation von Clustern, die durch Rauschen verursacht werden, sollten in die Monte-Carlo-Simulation einbezogen werden, da sie Einfluß auf die Größe der bestimmten Akzeptanzen und damit auch auf den bestimmten Wirkungsquerschnitt haben.

Die Unterteilung des Phasenraums in Intervalle des Transversalimpulses und der Rapidität hat Einfluß auf die Form der Spektren, so daß man nicht überall mehr Gauß-Verteilungen anpassen kann. Dies ist der Grund dafür, daß in einigen Intervallen kein Wirkungsquerschnitt ermittelt werden konnte, unabhängig davon, ob ein Clusterradiusschnitt durchgeführt wird oder nicht.
Zusammenfassend läßt sich sagen, daß in der vorgelegten Arbeit die erste Messung für die inklusive π^0-Erzeugung in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung durchgeführt wurde. Die Ergebnisse enthalten allerdings noch beträchtliche systematische Unsicherheiten, deren Behebung einer weiteren detaillierten Untersuchung vorbehalten bleiben muß.

Literaturverzeichnis

[Abt96] H1 Collaboration, I. Abt et al. , Nucl. Instr. Meth. A386(1997)310, Nucl. Instr. Meth. A386(1997)348

[Adl97] C. Adloff et. al., "Observation of Events at very high Q^2 in ep Collisions at HERA", DESY-97-024, Hamburg, 1997

[App95]
H1 Spacal Group, R.-D. Appuhn et al. , Nucl. Instr. Meth. A383(1996)395

[App96] H1 Spacal Group, R.-D. Appuhn et al. , "The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter", DESY 96-171, Hamburg, 1996

[Arn95] C. A. Arndt, "Kalibration des H1 Spaghetti-Kalorimeter mit Halo-Myonen", Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1995

[Bar96] Particle Data Group, R. M. Barnett et al., Phys. Rev. D54(1996)1

[Ber97] T. Berndt, Diplomarbeit, in Vorbereitung, Universität Heidelberg, 1997

[Bru96] C. Brune, "Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x_{bj}, Q^2)$ ", Dissertation, Universität Heidelberg, 1996

[Buc92] W. Buchmüller und G. Ingelmann, Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Volume 1, DESY, Hamburg, 1992, "HERA Status", B. H. Wiik, Seite 1ff.

[Dir95] M. Dirkmann, "Untersuchungen an einem Spaghetti-Kalorimeter unter besonderer Berücksichtigung des inneren Randbereiches und des Nachweises von π Mesonen", Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1995

[Dir96] M. Dirkmann, "Calibration of the SpaCal with Cosmics", H1-Note: H1-05/96-477, 1996

[Fes97] H1 Spacal Group, "The SpaCal-Fest on January 30, 1997", "Make it real: Construction & tests ", M. Weber und "The Photo-Multipliers-Tubes", V. Korbel

[Fes97a] H1 Spacal Group, "The SpaCal-Fest on January 30, 1997", "A Review of the Trigger", V. Boudry

[H1H96] H1 Spacal Group, "H1 Backward Upgrade with a SPACAL Calorimeter: the Hadronic Section", DESY 96-013, Hamburg, 1996

[Ing92] G. Ingelmann et. al. "LEPTO Version 6.3 - The Lund Monte-Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering", Hamburg, 1995

[Jan95] J. Janoth, J. Stiewe, A. Meyer, "An Algorithm to calibrate the new H1 backward calorimeter "Spacal" using the kinematic peak", H1-Note: H1-11/95-464, 1995

[Jan96] J. Janoth, "Das Kalibrationssystem CAM für das neue Kalorimeter SpaCal des Detektors H1 bei HERA und Analyse erster Daten", Dissertation, Universität Heidelberg, 1996

[Lev96] H1-Luminosity-Information, Internetadresse:
http://www-h1.desy.de/~levonian/luminosity/summary_tables/lt.1996.pos

[Mey97] A. Meyer, Private Mitteilung

[PDF95] H. Plothow-Besch,"PDFLIB: Nucleon, Pion and Photon Density Functions and α_s Calculations", User's Manual, Version 6.06, CERN, 1995

[Per90] D. W. Perkins, "Hochenergiephysik", Verlag Addison-Wesley, 1991

[Sch96] R. Schediwy, "Messung des Signalverhaltens sowie der zeitlichen Stabilität von Fine-Mesh-Photomultipliern und des LED-Kalibrationsmoduls als Funktion der Umgebungstemperatur", Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1996

[Swa96] M. Swart, "Untersuchungen zur Photoproduktion von π^0 - und η - Mesonen mit dem neuen Rückwärtskalorimeter von H1", Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1996

[Swa97] M. Swart, Private Mitteilung

[Swa97a] M. Swart, Private Mitteilung

[Tap96] S. Tapprogge, "Diffraktive Phänomene in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA", Dissertation, Universität Heidelberg, 1996

[Tap97] S. Tapprogge, Private Mitteilung

[Wal84] P. Waloschek und O.Höfling, "Die Welt der kleinsten Teilchen", Rowohlt Verlag GmbH, 1984

[Wal93] P. Waloschek, "Als die Teilchen laufen lernten", Verlag Vieweg, 1993

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bedanken bei

Herrn Prof. Dr. Karlheinz Meier für die Vergabe dieser Arbeit und die Unterstützung während ihrer Durchführung,

Herrn Prof. Dr. Ulrich Straumann für die Übernahme der Zweitkorrektur,

Herrn Dr. Jürgen Stiewe für die motivierenden Gespräche, die Zeit, die er immer bereit war, sich zu nehmen und die vielen Dinge, die ich von ihm lernen konnte,

Dr. Stefan Tapprogge, Dr. Christoph Brune, Claus Beier und Martin Swart für viele gute Ratschläge und hilfreiche Diskussionen,

Herrn Dr. Marc Weber und Siegmar Schleif für die Weitergabe wertvoller Informationen,

Thomas Berndt für viele interessante physikalische und nicht-physikalische Gespräche während unserer Zigarettenpausen,

allen wissenschaftlichen und nicht-wissenschaftlichen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des IHEP für die tolle Arbeitsatmosphäre,

und besonders meinen Eltern, Hannelore und Horst Müller, dafür, daß sie mir dieses Studium ermöglicht haben und immer für mich da waren.
Ihnen möchte ich diese Arbeit widmen.