HD - IHEP 96 - 17

Das Kalibrationssystem CAM für das neue Kalorimeter SpaCal des Detektors H1 bei HERA und Analyse erster Daten

INAUGURAL - DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlich - Mathematischen

Gesamtfakultät

der

Ruprecht - Karls - Universität

Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Joachim Janoth
aus Gelsenkirchen-Buer
Tag der mündlichen Prüfung: 28.11.1996

Gutachter: Prof. Dr. Karlheinz Meier

Prof. Dr. Franz Eisele

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **1**

2. Grundlagen zur theoretischen Beschreibung der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung **3**

2.1. Kinematische Variablen 3

2.1.1. Definition der kinematischen Variablen 3

2.1.2. Rekonstruktion der Ereigniskinematik 5

2.2. Wirkungsquerschnitte für die tiefinelastische Positron-Proton-Streuung und die Strukturfunktionen des Protons 8

2.3. Das Quark-Parton-Modell 9

3. Der experimentelle Aufbau **11**

3.1. Die Speicherringanlage HERA 11

3.2. Physik bei HERA 12

3.3. Der Detektor H1 13

3.3.1. Der Detektors H1 in den Datennahmeperioden 1992-1994 13

3.3.2. Die Änderungen am Detektors H1 nach der Datennahmeperiode 1994 16

3.4. Physikalische Motivation zur Erneuerung der rückwärtigen Region des Detektors H1 19

3.5. Der Trigger 23

3.5.1. Der Trigger des SpaCals 25

3.6. Datenauslese und Rekonstruktion 26

3.6.1. Datenauslese 26

3.6.2. Rekonstruktion 27

3.6.3. Klassifizierung von Ereignissen 29

3.7. Simulation von Ereignissen 30

3.7.1. Die Generatoren 30

3.7.2. Das Simulationspaket H1SIM 30

4. Das SpaCal **31**

4.1. Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie 31

4.1.1. Elektromagnetische Schauer 31

4.1.2. Hadronische Schauer 34

4.2. Aufbau des SpaCals 35
4.2.1. Das technische Design des SpaCals 35
4.2.2. Kalorimetrische Messung der Teilchenenergie 39
4.2.3. Die Energieauflösung des SpaCals 40
4.2.4. Die Ortsauflösung des SpaCal 40
4.3. Photomultiplier 41

5. Das Kalibrationssystem CAM 45
5.1. Zielsetzung bei der Entwicklung des CAM-Systems 45
5.2. Übersicht über das CAM-System 46
5.3. Aufbau des CAM-Systems 47
5.3.1. Aufbau eines einzelnen CAM-Moduls 47
5.3.2. Aufbau des CAM-Systems im Detektor H1 49
5.4. Funktionsmöglichkeiten des CAM-Systems 51
5.4.1. Adressieren der CAM Module 51
5.4.2. Wahl des LED Musters 52
5.4.3. Wahl der Pulslänge 53
5.4.4. Wahl der anliegenden LED-Spannung 55
5.4.5. Wahl der Pulsrate 56
5.5. Die Elektronik des CAM-Systems 57
5.5.1. Ansteuerung und Betrieb des CAM-Systems 57
5.5.2. Die Ausleseelektronik 61
5.5.3. Elektronische Kalibration und Linearität der Ausleseelektronik 64
5.6. Redundanz, Rate und Berechnung der CAM-Korrekturfaktoren 64
5.6.1. Redundanz 64
5.6.2. Berechnung der CAM-Korrekturfaktoren 65
5.7. Speicherung der CAM-Korrekturfaktoren 70
5.8. Zeitlicher Abgleich der CAM-Module 72
5.9. Stabilität des CAM-Systems 76
5.9.1. Stabilität des optischen Systems 76
5.9.2. Stabilität der Photomultiplier 79
5.10. Die Anwendung der CAM-Daten auf physikalische Ereignisse 82
5.10.1. Korrektur einzelner Detektorzellen 82
5.10.2. Korrektur physikalischer Ergebnisse 84
5.11. Spezielle Anwendungen des CAM-Systems 85
5.11.1. Funktionstests des SpaCals 85
5.11.2. Die erste Vorkalibration des SpaCals 86
5.11.3. Präzise Messung der Hochspannungsveränderungen an den Photomultipliern 86

6. Kalibration des SpaCals **87**

6.1. Konzept der Kalibration 88

6.2. Relativer Zellenabgleich 89

6.2.1. Kalibration mit dem CAM-System 89

6.2.2. Kalibration mit kosmischen Myonen 91

6.2.3. Kalibration mit Halo-Myonen des Protonenstrahls 94

6.3. Absolute Energiekalibration 96

6.3.1. Prinzip und Durchführung der Kalibration 96

6.3.2. Ergebnis der absoluten Kalibration 99

6.4. Kombination der Kalibrationsmethoden 101

6.5. Korrelation der verschiedenen Kalibrationsmethoden 104

6.6. Überprüfung der Kalibration 108

6.7. Ergebnis und Zusammenfassung der Kalibration 110

7. Analyse von Ereignissen aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung mit dem SpaCal 111

7.1. Die Datennahmeperiode 1995 111

7.2. Effizienz des SpaCal-Triggers 111

7.3. Selektion der Ereignisse 113

7.4. Effizienz der Selektionsschnitte 125

7.4.1. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf r_{Cl} 125

7.4.2. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf d_{BDC} 126

7.4.3. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf E_{had} 127

7.4.4. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf E_{Zyl} 127

7.4.5. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf Σ_z 127

7.4.6. Zusammenfassung der Effizienzen der Schnitte 128

7.5. Bestimmung des Wirkungsquerschnitts aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung 129

7.6. Ausblick auf zukünftige Ergebnisse 134

7.7. Zusammenfassung der Analyse 134

8. Zusammenfassung **135**

Anhänge **137**

Anhang A) Schaltplan eines CAM-Moduls 137

Anhang B) Datenbänke des CAM-Systems 140

Anhang C) Numerierungsschemata des CAM-Systems und des SpaCals 142

Literaturverzeichnis **145**

Danksagung **149**

1. Einleitung

Die Elementarteilchenphysik versucht zu ergründen, welches die kleinsten Bausteine der Materie sind und welche Wechselwirkungen sie miteinander eingehen. Ein Weg zur Beantwortung dieser Fragen sind Streuexperimente, die seit dem Versuch Rutherfords 1911 [Rut 11] durchgeführt werden. Rutherford beschoß eine dünne Goldfolie mit α-Teilchen und entdeckte, daß das Atom aus einem positiv geladenen Kern, der fast die gesamte Masse des Atoms in sich vereinigt, und einer negativ geladenen Elektronenhülle besteht. Mit Hilfe seiner Versuche konnte Rutherford ein neues Atommodell aufstellen, in dem zum ersten Mal von einem Atomkern gesprochen werden konnte.

Später konnte gezeigt werden, daß auch der Kern des Atoms eine Struktur besitzt und aus Protonen und Neutronen, den Nukleonen, aufgebaut ist. Im Jahr 1964 sagten Gell-Mann et al. [Gel 64] und Zweig [Zwe 64] unabhängig voneinander die Existenz subnuklearer Teilchen, der Quarks, aus denen das Proton und das Neutron aufgebaut sind, voraus. Diese konnten einige Zeit später an der Beschleunigeranlage SLAC, dem **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter, in einem Elektron-Nukleon-Streuexperiment indirekt nachgewiesen werden. Dabei sind die Elektronen auf ein ruhendes Target geschossen worden.

Im Gegensatz dazu werden bei Streuexperimenten an Speicherringanlagen nicht nur die Geschoßteilchen, sondern auch das Target beschleunigt, so daß sich eine wesentlich höhere Schwerpunktsenergie bei der Kollision der Teilchen ergibt. Bei der Speicherringanlage HERA werden nicht nur die Positronen, die Antiteilchen der Elektronen, sondern auch das Target, die Protonen, beschleunigt und zur Kollision gebracht. Auf diese Weise wird ein großer, bisher nicht erreichbarer kinematischer Bereich zugänglich, in dem die Gesetzmäßigkeiten der Physik überprüft werden können.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Erneuerung der rückwärtigen Region des Detektors H1 an der Speicherringanlage HERA. Im Winter 1994/1995 ist ein neues Kalorimeter in den Detektor H1 eingebaut worden, das mit Photomultipliern ausgelesen wird.

Ziel dieser Arbeit ist es, ein Kalibrationssystem zu entwickeln und zu betreiben, das die Veränderung der Verstärkung der verwendeten Photomultiplier mißt, die gemessenen Daten so abspeichert, daß sie zur Korrektur der mit dem Kalorimeter gewonnenen physikalischen Observablen eingesetzt werden können. Ziel ist es, die Energieskala des Kalorimeters mit einer Genauigkeit von 0,5% konstant zu halten. Nur eine permanente Kontrolle der Stabilität der Verstärkung der Photomultiplier garantiert eine präzise Energiemessung durch das neue Kalorimeter.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Zunächst werden im anschließenden Kapitel 2 theoretische Grundlagen zum Verständnis der Positron-Proton-Streuung erläutert. Kapitel 3 beschreibt den experimentellen Aufbau der Speicherringanlage HERA. Ferner wird der Aufbau des Detektors H1 vor und nach dem Umbau im rückwärtigem Bereich im Winter 1994/1995 dargestellt. Bei diesem Umbau sind das rückwärtige Kalorimeter und die rückwärtige Drahtkammer ausgetauscht worden. Es wird anhand der erzielbaren physikalischen Ergebnisse die Motivation für den Umbau des Detektors H1 in der rückwärtigen Region gegeben. Hierbei wird der Schwerpunkt auf die Möglichkeiten der beiden Kalorimeter gesetzt. Das neue rückwärtige Kalorimeter des Detektors H1 wird in Kapitel 4 vorgestellt und dessen Aufbau und Eigenschaften detailliert beschrieben. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Kali-

brationssystem wird eingehend in Kapitel 5 beschrieben. Es wird gezeigt, wie die Daten physikalisch interessanter Ereignisse mit Hilfe dieses Systems aufbereitet und korrigiert werden. Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Kalibration des neuen rückwärtigen Kalorimeters des Detektors H1 vor und während der Datennahmeperiode im Jahr 1995. Die zur Kalibration verwendeten Methoden, deren Kombination und die Ergebnisse werden präsentiert. Die in dieser Periode genommen Daten werden unter Berücksichtigung des neuen rückwärtigen Kalorimeters für tiefinelastische Positron-Proton-Steuung in Kapitel 7 untersucht. Dabei wird erstmals ein bisher unzugänglicher kinematischer Bereich erschlossen, in dem die Kinematik der Ereignisse aus Positron-Proton-Streuung untersucht wird. Eine Zusammenfassung dieser Arbeit mit ihren wichtigsten Ergebnissen ist in Kapitel 8 gegeben.

2. Grundlagen zur theoretischen Beschreibung der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung

Nach heutigen Erkenntnissen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik ist die gesamte Materie aus Fermionen aufgebaut. Die Fermionen unterteilen sich in zwei Klassen, die Leptonen und die Quarks. Abbildung 2.1. gibt einen Überblick über diese Klassen.

Leptonen Quarks

$$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}\ \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix}\ \begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}\ \begin{pmatrix}s\\ c\end{pmatrix}\ \begin{pmatrix}b\\ t\end{pmatrix}$$

Abbildung 2.1.: Die beiden Klassen der elementaren Fermionen in ihren drei Generationen.

Alle Fermionen mit Ausnahme des ν_τ sind direkt nachgewiesen worden, nachdem 1994 auch das Top-Quark *t* nachgewiesen werden konnte [Abe 94]. Das ν_τ ist bislang nur indirekt nachgewiesen worden, ist jedoch für das Standardmodell zwingend erforderlich.

Quarks existieren anders als die Leptonen nur in gebundenen Zuständen, den Hadronen. Erkenntnisse über die Quarks und deren Wechselwirkungen lassen sich mit der Erforschung der Struktur der Hadronen gewinnen. Die Struktur des Protons kann mit Hilfe der Lepton-Proton-Streuung bestimmt werden. Die Speicherringanlage HERA bietet die einzigartige Möglichkeit, die Strukturfunktion des Protons über einen weiten kinematischen Bereich zu messen. Insbesondere erlaubt sie die Vermessung in dem bisher unzugänglichen kinematischen Bereich, bei denen das gestreute Quark nur einen kleinen Bruchteil des Protonimpulses trägt. In diesem kinematischen Bereich stimmen die verschiedenen theoretischen Modelle zur Beschreibung der Strukturfunktion des Protons nicht überein.

2.1. Kinematische Variablen

Im folgenden werden die für die Behandlung der betrachteten Prozesse gebräuchlichen kinematischen Variablen definiert und anschließend anhand des Koordinatensystems im Detektor H1 aus den verschiedenen meßbaren Größen berechnet.

2.1.1. Definition der kinematischen Variablen

Der Prozeß der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung ist in Abbildung 2.2. dargestellt und kann folgendermaßen beschrieben werden. Das einlaufende Positron mit dem Viererimpuls *k* emittiert ein virtuelles Photon oder ein Z°-Boson und besitzt als gestreutes Positron den Viererimpuls *k'*. Der Austausch des virtuellen Photons oder des Z°-Boson mit dem einlaufenden Proton, das einen Viererimpuls *p* trägt, überträgt den Viererimpuls $q = k - k'$ und führt meist zur Zerstörung des Protons, so daß seine Bestandteile gebündelt in mehrere sogenannte Jets hadronisieren und als hadronischer Endzustand *X* bezeichnet werden. Der hier beschriebenen Prozeß wird aufgrund seines neutralen Austauschteilchens auch als Prozeß der neutralen

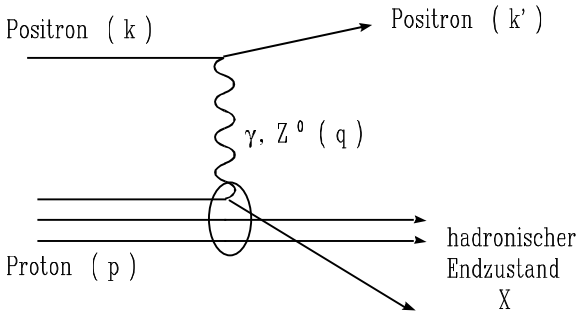


Abbildung 2.2.: Tiefinelastische Positron-Proton-Steuung in niedrigster Ordnung der QED[1] und QCD[2]. Für jedes Teilchen ist der Viererimpuls in Klammern angegeben.

Ströme bezeichnet. Andere Prozesse, in denen ein $W^{+/-}$-Boson ausgetauscht wird, werden entsprechend als Prozesse geladener Ströme bezeichnet. Diese Prozesse werden jedoch in dieser Arbeit nicht untersucht und aus diesem Grund nicht näher beschrieben.

Zur Beschreibung der Ereigniskinematik in der tiefinelastischen Positron-Proton-Steuung werden folgende lorentzinvariante Größen definiert:

- Der Betrag des Quadrats des Viererimpulsübertrags Q^2, der zur Vereinfachung im weiteren als Impulsübertrag bezeichnet wird:

(2.1) $$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$$

- Die Bjorkensche Skalenvariable x_B, die einen Wertebereich von $0 \le x_B \le 1$ hat und unter Vernachlässigung aller Teilchenmassen nach dem naiven Quark-Parton-Modell, das im Verlauf dieses Kapitels noch näher beschrieben wird, als der Bruchteil des Protonimpulses angesehen werden kann, den das gestreute Quark vor dem Streuprozeß getragen hat:

(2.2) $$x_B = \frac{Q^2}{2pq}$$

- Die Skalenvariable y, die ebenfalls einen Wertebereich von $0 \le y \le 1$ besitzt und als Inelastizitätsparameter bezeichnet wird, gibt das Verhältnis zwischen der Energie des ausgetauschten Photons zur Energie des einlaufenden Positrons an:

(2.3) $$y = \frac{pq}{pk}$$

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s:

(2.4) $$s = (p + k)^2$$

Die so definierten vier Größen sind nicht unabhängig voneinander, sondern über die folgende Beziehung miteinander verknüpft:

(2.5) $$Q^2 = x_B \cdot y \cdot s$$

---

[1] QED steht als Abkürzung für **Q**uante**n**elektro**d**ynamik.

Aufgrund dieser Verknüpfung kann bei gegebener Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ aus der Messung von nur zwei der drei kinematischen Größen die dritte eindeutig bestimmt werden.

2.1.2. Rekonstruktion der Ereigniskinematik

Zur experimentellen Bestimmung der im vorherigen Abschnitt eingeführten Größen lassen sich verschiedene Methoden benutzen. Alle Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik sind in [Kle 91] beschrieben und untereinander verglichen.

Die Ausnutzung der verschiedenen Methoden liefert redundante Ergebnisse, so daß eine Abschätzung über systematische Unsicherheiten gegeben werden kann. Weiterhin ist die Auflösung der kinematischen Variablen für verschiedene Methoden ihrer Rekonstruktion in unterschiedlichen Wertebereichen einer Variablen unterschiedlich gut, so daß es Sinn macht, zwei Methoden zu kombinieren.

Im folgenden werden die im Experiment H1 benutzten Methoden dargestellt und ihr Auflösungsvermögen betrachtet:

Methode 1: Die Elektronmethode

Die Rekonstruktion der Ereigniskinematik beruht bei dieser Methode auf der Messung der Energie und des Polarwinkels des gestreuten Positrons. Sie wird allgemein als Elektronmethode bezeichnet, da nur Informationen des gestreuten Elektrons bzw. Positrons verwendet werden, um die Ereigniskinematik zu rekonstruieren. Die Skalenvariable y ergibt sich nach der Elektronmethode zu:

$$y_e = 1 - \frac{E}{E_{ein}} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{2.6}$$

Dabei ist E_{ein} die Energie des einlaufenden bzw. E die Energie des um den Winkel θ gestreuten Positrons, bezogen auf die Flugrichtung des einlaufenden Protons.

Die Größe Q^2 ist gegeben durch:

$$Q_e^2 = 4\, E\, E_{ein} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{2.7}$$

Mit der Bestimmung dieser beiden Größen ist die Ereigniskinematik vollständig gegeben. Die Bjorkensche Skalenvariable kann aus ihnen bestimmt werden durch:

$$x_{B,e} = \frac{Q_e^2}{s y_e} \tag{2.8}$$

Die experimentelle Auflösung für die aus der Messung berechneten Größen y und Q^2 ergibt sich zu [Kle 91]:

[2] QCD steht als Abkürzung für **Q**uanten**c**hromo**d**ynamik

(2.9)
$$\left(\frac{\sigma_{y_e}}{y_e}\right)^2 = \left(\left(1-\frac{1}{y_e}\right)\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 + \left(\left(1-\frac{1}{y_e}\right)\cot\left(\frac{\theta}{2}\right)\sigma_\theta\right)^2$$

(2.10)
$$\left(\frac{\sigma_{Q_e^2}}{Q_e^2}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 + \left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\sigma_\theta\right)^2$$

Die Auflösung von y verschlechtert sich bei der Elektronmethode zunehmend bei kleiner werdenden Werte von y.

Methode 2: Die Methode von Jaquet und Blondel

Diese Methode nutzt allein den hadronischen Endzustand zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik aus. Mit Hilfe der Energie- und Impulserhaltung ergibt sich:

(2.11)
$$y_{JB} = \frac{\sum_{l=1}^{N_{Hadronen}}\left(E_l - p_{z,l}\right)}{2E_{ein}}$$

(2.12)
$$Q_{JB}^2 = \frac{\sum_{l=1}^{N_{Hadronen}}\left(p_{x,l}^2 + p_{y,l}^2\right)}{1-y_{JB}}$$

und

(2.13)
$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{sy_{JB}}$$

Dabei laufen die Summen über alle nachgewiesenen Teilchen des hadronischen Endzustandes. $p_{j,l}$ bezeichnet die Komponente j des Impulses des Teilchens l und E_l dessen Energie. Das rechtshändige Koordinatensystem zeigt mit der z-Achse in Richtung der Protonenflugrichtung und mit seiner x-Achse im nominellen Wechselwirkungspunkt des Detektors H1 auf den Mittelpunkt der Speicheranlage HERA. Zur Messung von y_{JB} und Q_{JB}^2 tragen im allgemeinen viele verschiedene Detektorkomponenten bei. Aus diesem Grunde ist es nicht möglich, einheitliche Formeln zur Bestimmung der Auflösungen $\sigma_{y_{JB}}$ und $\sigma_{Q_{JB}^2}$ anzugeben [Ben 91].

Methode 3: Die gemischte Methode

Da einerseits Methode 2 im Bereich kleiner Werte von y_{JB} eine bessere Rekonstruktion von y ermöglicht als Methode 1, andererseits Q^2 mit der Methode 1 genauer bestimmt werden kann, können Methode 1 und Methode 2 wie folgt miteinander kombiniert werden:

(2.14)
$$y_g = y_{JB}$$

(2.15)
$$Q_g^2 = Q_e^2$$

und

$$x_g = \frac{Q_g^2}{sy_g} \tag{2.16}$$

Methode 4: Die Zweiwinkelmethode

Die Ereigniskinematik der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung kann auch durch die Messung des Polarwinkels θ des gestreuten Positrons und des mittleren Polarwinkels $\langle\theta_{had}\rangle$ des hadronischen Endzustandes rekonstruiert werden. Es gilt [Ben 91]:

$$\cos\left(\langle\theta_{had}\rangle\right) = \frac{\left(\sum_{l=1}^{N_{Hadronen}} p_{x,l}\right)^2 + \left(\sum_{l=1}^{N_{Hadronen}} p_{y,l}\right)^2 - \left(\sum_{l=1}^{N_{Hadronen}} \left(E_l - p_{z,l}\right)\right)^2}{\left(\sum_{l=1}^{N_{Hadronen}} p_{x,l}\right)^2 + \left(\sum_{l=1}^{N_{Hadronen}} p_{y,l}\right)^2 + \left(\sum_{l=1}^{N_{Hadronen}} \left(E_l - p_{z,l}\right)\right)^2} \tag{2.17}$$

Hierbei bezeichnet E_l die Energie des Teilchens l, und θ_l dessen Polarwinkel, gemessen relativ zur Richtung des einlaufenden Protons. Die Summen laufen über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes. Mit obiger Definition ergibt sich:

$$y_{zw} = \frac{\sin(\theta)\left(1 - \cos\left(\langle\theta_{had}\rangle\right)\right)}{\sin\left(\langle\theta_{had}\rangle\right) + \sin(\theta) - \sin\left(\langle\theta_{had}\rangle + \theta\right)} \tag{2.18}$$

$$Q_{zw}^2 = 4E_{ein}^2 \frac{\sin\left(\langle\theta_{had}\rangle\right)\left(1 + \cos(\theta)\right)}{\sin\left(\langle\theta_{had}\rangle\right) + \sin(\theta) - \sin\left(\langle\theta_{had}\rangle + \theta\right)} \tag{2.19}$$

und

$$x_{zw} = \frac{Q_{zw}^2}{sy_{zw}} \tag{2.20}$$

Die Auflösungen $\sigma_{y_{zw}}$ und $\sigma_{Q_{zw}^2}$ sind ausführlich diskutiert in [Ben 91]. Die Zweiwinkelmethode ist insbesondere für solche Ereignisse interessant, bei denen das Positron in Bereiche des Detektors gestreut wird, in denen keine präzise Messung der Energie möglich ist, da sie auch für solche Ereignisse über einen weiten kinematischen Bereich eine hinreichend gute Rekonstruktion der Ereigniskinematik erlaubt.

2.2. Wirkungsquerschnitte für die tiefinelastische Positron-Proton-Streuung und die Strukturfunktionen des Protons

Der Wirkungsquerschnitt σ zweier an sich streuenden Teilchen A und B ist gegeben durch [Hal 84]:

$$d\sigma = \frac{1}{4F} \frac{1}{(2\pi)^{3N_e+4}} |\mathrm{M}|^2 \delta^4\left(k_A + k_B - \sum_{i=1}^{N_e} p_i\right) \prod_{i=1}^{N_e} \left(\frac{d^3 p_i}{2E_i}\right) \tag{2.21}$$

Hierbei gilt:

F	=	Fluß der einlaufenden Teilchen,
k_A	=	Viererimpuls des einlaufenden Teilchens *A,*
k_B	=	Viererimpuls des einlaufenden Teilchens *B,*
p_i	=	Viererimpuls des Teilchens *i* im Endzustand,
E_i	=	Energie des Teilchens *i* im Endzustand,
N_e	=	Anzahl der Teilchen im Endzustand.

Die Dynamik des Prozesses wird durch das Matrixelement M beschrieben, das sich im Rahmen der Störungstheorie berechnen läßt. Wenn voraussetzt wird, daß ein Photon und kein $Z°$-Boson zwischen den an der Streuung beteiligten Teilchen ausgetauscht wird, ist es für den Prozeß der Positron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung gegeben durch:

(2.22)
$$\mathrm{M} = -ej_e^{\mu}\frac{g_{\mu\nu}}{q^2}J_{hadron}^{\nu}$$

Hierbei ist e die Elementarladung, j_e^{μ} der Viererstrom des Positrons und J_{hadron}^{ν} der hadronische Viererstrom. Das Betragsquadrat des Matrixelements M kann berechnet werden zu:

(2.23)
$$|\mathrm{M}|^2 = \frac{e^4}{q^4}L_{\mu\nu}^{e}W_{hadron}^{\mu\nu}4\pi m_p$$

Dabei ist m_p die Masse des Protons, $L_{\mu\nu}^{e}$ der leptonische Tensor für unpolarisierte Positronen. Zur Berechnung des hadronischen Tensors $W_{hadron}^{\mu\nu}$ wird wegen der inneren Struktur des Protons ein allgemeiner Ansatz gewählt, der die Stromerhaltung am Vertex fordert:

(2.24)
$$W_{hadron}^{\mu\nu} = \frac{1}{m_p}F_1(x_B,Q^2)\left(-g^{\mu\nu}+\frac{q^{\mu}q^{\nu}}{q^2}\right) + \frac{m_p}{k_Bq}F_2(x_B,Q^2)\left(k_B^{\mu}-\frac{k_Bq}{q^2}q^{\mu}\right)\left(k_B^{\nu}-\frac{k_Bq}{q^2}q^{\nu}\right)$$

Dabei ist $g^{\mu\nu}$ der metrische Tensor und q der Viererimpuls des ausgetauschten Photons. Die beiden Funktionen $F_1(x_B,Q^2)$ und $F_2(x_B,Q^2)$ werden als Strukturfunktionen des Protons bezeichnet und beschreiben dessen Struktur in Abhängigkeit von x_B und Q^2. Unter Ausnutzung aller bisher in diesem Abschnitt beschriebenen Gleichungen, der Vernachlässigung der Elektronenmasse und der Kontraktion von $L_{\mu\nu}^{e}$ und $W_{hadron}^{\mu\nu}$ ergibt sich der Bornsche Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Positron-Proton-Streuung zu:

•
(2.25)
$$\frac{d^2\sigma}{dx_BdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_BQ^4}\left(y^2x_BF_1(x_B,Q^2)+(1-y)F_2(x_B,Q^2)\right)$$

Hierbei ist α die elektromagnetische Feinstrukturkonstante. Für die Strukturfunktionen des Protons $F_1(x_B,Q^2)$ und $F_2(x_B,Q^2)$ gibt es keine einheitlichen theoretischen Vorhersagen, so daß auf experimentellem Wege das Verhalten der Strukturfunktionen in Abhängigkeit von x_B und Q^2 ermittelt werden muß, um Informationen darüber zu erhalten, wie sich die Quarks bei kleinen Werten der Bjorkenschen Skalenvariablen x_B verhalten.

Der Bornsche Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Positron-Proton-Streuung kann unter Verwendung der Callan-Gross-Gleichung[3] auch wie folgt ausgedrückt werden:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_B dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{x_B Q^4}\left(2(1-y) + \frac{y^2}{1+R}\right)F_2\left(x_B, Q^2\right) \tag{2.26}$$

Dabei ist R das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts für den Austausch eines longitudinal polarisierten virtuellen Photons zum Wirkungsquerschnitt für den Austausch eines transversal polarisierten Photons. Diese Gleichung ist von der Kollaboration H1 benutzt worden, um über den gemessenen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dx_B dQ^2$ die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons zu bestimmen [Stö 95].

Um den Wirkungsquerschnitt auf die der Messung zugänglichen Observablen zu beziehen, wird Gleichung (2.26) mit E_P als Energie des einlaufenden Protons umgeformt zu:

$$\frac{d^2\sigma}{dE\, d(\cos(\theta))} = \frac{EE_{ein}\pi\alpha}{E_P\left(E_{ein} - E\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^2 Q^2 x_B}\left(2(1-y) + \frac{y^2}{1+R}\right)F_2\left(x_B, Q^2\right) \tag{2.27}$$

Dies bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt sehr groß werden kann, wenn für die Energie E des gestreuten Positrons $E \approx E_{ein}/\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$ gilt.

2.3. Das Quark-Parton-Modell

Gell-Mann [Gel 64] und Zweig [Zwe 64] schlugen 1964 unabhängig voneinander vor, daß das Proton und alle weiteren Hadronen aus Quarks [Joy 39] zusammengesetzt sind. Dieses Modell ist in der Lage, statische Eigenschaften der Hadronen wie Ladung, Spin und magnetisches Moment in guter Näherung zu beschreiben. Ein Überblick hierzu ist beispielsweise in [Gas 81] gegeben. Das Proton setzt sich nach diesem Modell aus zwei u-Quarks, die die Ladung $+\frac{2}{3}e$ besitzen, und einem d-Quark, mit der Ladung $-\frac{1}{3}e$ zusammen, wobei e die Elementarladung bezeichnet.

Ein in der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung ausgetauschtes Photon sollte bei hinreichend großem Impulsübertrag Q^2 in der Lage sein, aufzulösen, ob sich das Proton aus den von Gell-Mann und Zweig vorgeschlagenen Quarks zusammensetzt. Daher wurde von Bjorken ein weiterführendes Modell zur Beschreibung der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung entwickelt [Bjo 69], das im folgenden als Quark-Parton-Modell bezeichnet wird.

Die Grundannahme dieses Modells ist, daß sich das Proton aus einzelnen Partonen zusammensetzt, die sich parallel zueinander in Richtung des Impulses des Protons bewegen und als Quarks identifiziert werden können. Die Quarks besitzen einen Spin von $\frac{1}{2}$. Es wird weiterhin angenommen, daß bei der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung das Positron lediglich an einem Quark elastisch gestreut wird und daß die Zeit, die für diese Wechselwirkung benötigt wird, wesentlich kürzer ist als diejenige, die zwischen den Wechselwirkungen der einzelnen Quarks untereinander vergeht. Somit ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Positron-Proton-Streuung aus der inkohärenten Summe aller Beiträge für elastische Streuung des Positrons an den einzelnen Quarks. Unter Vernachlässigung der Massen der Quarks folgt

[3] Die Callan-Gross-Gleichung (Gleichung (2.30)) wird in Abschnitt 2.3. erläutert.

aus dem Impulserhaltungssatz, daß die Bjorken-Skalenvariable x_B dem Bruchteil des Protonimpulses entspricht, den das gestreute Quark vor dem Streuprozeß getragen hat. Die Strukturfunktionen $F_1(x_B, Q^2)$ und $F_2(x_B, Q^2)$ lassen sich in diesem Modell ausdrücken durch [Bjo 69]:

(2.28)
$$F_1(x_B, Q^2) = \frac{1}{2x_B} \sum_{i=1}^{N_{Parton}} e_i^2 x_B f_i(x_B) \quad = \quad F_1(x_B)$$

und

(2.29)
$$F_2(x_B, Q^2) = \sum_{i=1}^{N_{Parton}} e_i^2 x_B f_i(x_B) \quad = \quad F_2(x_B)$$

Hierbei läuft die Summe über alle Quarks, aus denen das Proton zusammengesetzt ist, e_l bezeichnet die Ladung des Quarks l in Einheiten der Elementarladung und $f_l(x_B)dx_B$ die Wahrscheinlichkeit, das Quark l mit einem Bruchteil des Protonimpulses aus dem Intervall $[x_B, x_B + dx_B]$ zu finden.

Auffallend ist, daß nach den Gleichungen (2.28) und (2.29) die Strukturfunktionen F_1 und F_2 nicht vom Impulsübertrag Q^2 abhängen. Dieses als Skaleninvarianz bezeichnete Verhalten wird bei Werten von $x_B \approx 0{,}25$ beobachtet [Fri 72] und als experimenteller Nachweis der Quarks interpretiert. Weiter über das Quark-Parton-Modell hinausgehende Korrekturen führen aufgrund der starken Wechselwirkung dazu, daß Skalenverletzungen auftreten und daß sowohl F_1 als auch F_2 von x_B und Q^2 abhängen.

Aus den Gleichungen (2.28) und (2.29) folgt direkt die Callan-Gross-Gleichung:

(2.30)
$$2x_B F_1(x_B, Q^2) = F_2(x_B, Q^2)$$

Die Callan-Gross-Gleichung ist eine direkte Konsequenz daraus, daß Quarks den Spin ½ besitzen. Ihre experimentelle Prüfung erlaubt es somit, den Spin der Quarks zu messen.

3. Der experimentelle Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau der Speicherringanlage HERA und des Detektors H1 beschrieben. Es wird der Detektors H1 vor und nach dem Umbau im Winter 1994/1995 beschrieben. Die Motivation für diesem Umbau wird im sich anschließenden Abschnitt gegeben.

Ebenfalls in diesem Kapitel wird der Trigger des Detektors H1, die Datennahme und die Rekonstruktion der genommenen Daten beschrieben. Zum Abschluß werden die zwei verwendeten Generatoren zur Simulation von Ereignissen beschrieben, die zum Vergleich mit den Daten herangezogen worden sind.

3.1. Die Speicherringanlage HERA

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg werden in der **H**adronen-**E**lektronen-**R**ing-**A**nlage HERA, die in Abbildung 3.1. dargestellt ist, Streuexperimente durchgeführt. Dazu werden Positronen und Protonen durch eine Reihe von Vorbeschleunigern in die Speicherringanlage HERA, die einen Umfang von $U_{HERA} \approx 6{,}3 km$ hat, eingeschossen und miteinander zur Kollision gebracht. In HERA werden die Positronen auf eine Energie von 27,5 GeV und die Protonen auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt, was einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\, GeV$ entspricht. Der maximale quadratische Impulsübertrag von $Q^2 = 10^5\ GeV^2/c^2$ ermöglicht eine Auflösung Δx von Strukturen in der Größenordnung von $10^{-18} m$. Die Positronen und Protonen werden in Paketen zu je 10^{13} Teilchen [Wii 91] von den Vorbeschleunigern in HERA eingebracht.

Der zeitliche Abstand, mit dem die Teilchenpakete in HERA gespeichert sind, beträgt 96ns. Die maximale Anzahl der mit annähernd Lichtgeschwindigkeit kreisenden Teilchenpakete, die in HERA eingebracht werden könnten, ist 220 je Teilchenart. Jedoch wird sowohl zum Einbringen der Teichenpakete aus den Vorbeschleunigern in HERA und als auch zum Auslenken der Teilchenpakete zur Beendigung der Strahlzeit eine Zeit von ungefähr $1 \mu s$ benötigt, in der ein Magnet umgeschaltet werden muß. Daher laufen in getrennten Ringen je 180 Teilchenpakete um, von denen etwa 170 zur Kollision gebracht werden. Bei den Teilchenpaketen, die nicht zur Kollision gebracht werden, durchquert nur entweder ein Protonenpaket oder ein Positronenpaket die Wechselwirkungszone der Detektoren. Anhand dieser nicht kollidierenden Teilchenpakete können Messungen zu Untergrundeffekten durchgeführt werden.

Die maximale Ereignisrate ergibt sich zu 10,4MHz, wobei jedoch die meisten Ereignisse keine Daten enthalten, da beim Durchdringen des Positronenpakets durch das Protonenpaket aufgrund der kleinen Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Prozesse nur selten Wechselwirkungen stattfinden. Die Anzahl N der zu erwartenden Ereignisse für eine physikalischen Prozeß ist bestimmt durch:

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma \tag{3.1}$$

Die schon im Jahr 1996 zu erwartende integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 10 \ldots 20\ /pb$ erlaubt die Messung physikalischer Prozesse mit Wirkungsquerschnitten von $\sigma \geq 1\, pb$. Damit

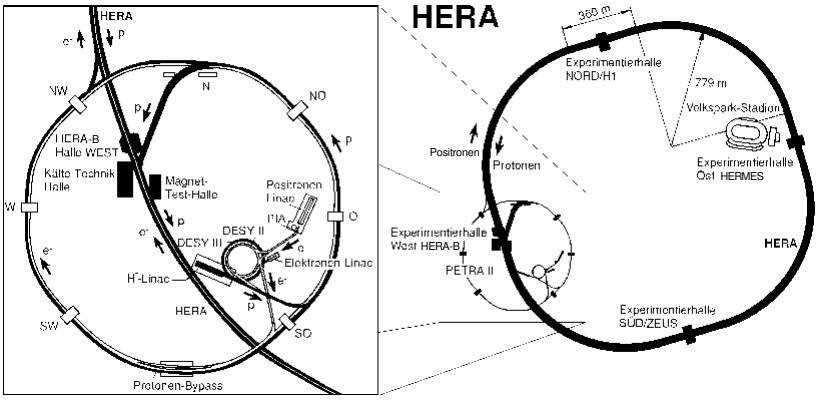


Abbildung 3.1.: Die Speicherringanlage HERA und ihre Vorbeschleuniger.

kann eine weitere Überprüfung des Standardmodells der Elementarteilchenphysik vorgenommen werden, und es können eventuell bisher unentdeckte Teilchen gefunden werden.

3.2. Physik bei HERA

Zur Beobachtung der Ereignisse aus Positron-Proton-Streuung stehen an den zwei der vier Wechselwirkungszonen bei HERA die Detektoren H1 und ZEUS. Die wichtigsten physikalischen Aufgaben der Experimente H1 und ZEUS werden im folgenden kurz aufgeführt [HER 91], [Wol 94]:

- Bestimmung der Strukturfunktionen des Protons
- Tests der starken Wechselwirkung bei kleinen Werten von x_B.
- Untersuchung des hadronischen Endzustandes in der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung.
- Messung von Photoproduktionsereignissen.
- Untersuchung der hadronischen Struktur des Photons.
- Tests der elektroschwachen Wechselwirkung.
- Suche nach neuen Wechselwirkungen.
- Suche nach neuen Teilchen wie Leptoquarks, angeregten Elektronen oder supersymmetrischen Teilchen.

Bei HERA besteht die Möglichkeit, den Positronenstrahl zu polarisieren. Da in der elektroschwachen Wechselwirkung die Kopplung der Eichbosonen an die Fermionen von der Helizität der Fermionen abhängt, bietet die Polarisation der Positronen die Möglichkeit, diese Abhängigkeit zu untersuchen. So hat sich die Kollaboration HERMES zum Ziel gesetzt, die Spinabhängigkeit der Strukturfunktionen des Protons und des Neutrons mit ihrem Detektor zu messen.

An der verbleibenden Wechselwirkungszone von HERA steht der Detektor HERA-B, der zunächst nach der CP-Verletzung im System der B-Mesonen suchen soll. Die Standorte dieser Experimente sind ebenfalls in Abbildung 3.1. angedeutet worden.

3.3. Der Detektor H1

Der Detektor H1 deckt mit seinen Komponenten einen großen Teil des Raumwinkels um einen der nominellen Wechselwirkungspunkte von HERA ab, um die bei der Kollision entstehenden Teilchen nachweisen zu können. In Abbildung 3.2. ist er mit seinen Komponenten skizziert, die bis zur Datennahmeperiode 1994 eingebaut waren. Eine detaillierte Beschreibung der Komponenten erfolgt in Abschnitt 3.3.1. bevor in Abschnitt 3.3.2. die Erneuerung der rückwärtigen Region des Detektors H1 für die Datennahmeperiode 1995 beschrieben wird.

3.3.1. Der Detektor H1 in den Datennahmeperioden 1992-1994

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des Detektors H1, der in Abbildung 3.2. dargestellt ist, von der Wechselwirkungszone nach außen hin beschrieben:

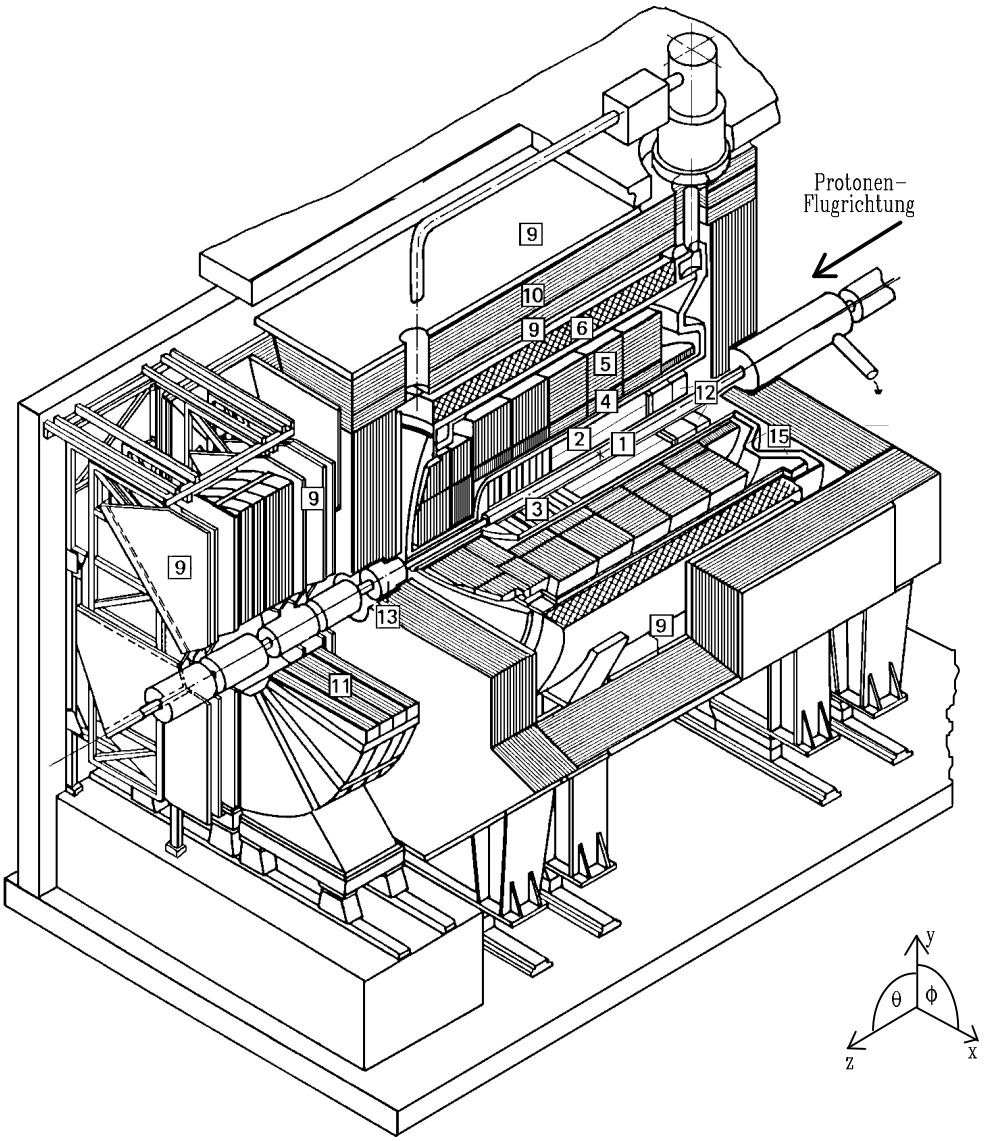


Abbildung 3.2.: Der Detektor H1. Die durch Zahlen gekennzeichneten Komponenten werden im Text erläutert.

Die Spurenkammern

Um das Strahlrohr an der Wechselwirkungszone sind die zentralen Spurenkammern (1) und (2) und weiter vorn in Flugrichtung des Protons die Vorwärtsspurenkammern (3) mit Übergangsstrahlungsdetektoren angebracht. Die Spurenkammern haben die Aufgabe, Impulse geladener Teilchen sowie Jets mit hoher Teilchendichte zu vermessen. Außerdem sollen sie Triggerzwecken dienen und über die Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx eine Identifikation von Teilchen ermöglichen. Die Spurenkammern decken, gemessen relativ zur Flugrichtung der Protonen, einen Polarwinkelbereich von $5° \le \theta \le 169°$ ab. Die Spurenkammern im zentralen und vorderen Bereich des Detektors H1 werden durch die im rückwärtigen Bereich befindliche BPC[3] ergänzt, die den Polarwinkelbereich von $155{,}5° \le \theta \le 174{,}5°$ abdeckt. Wurde in einem Ereignis mit Hilfe von Spuren, die mit den Spurenkammern aus dem zentralen und vorderen Bereich rekonstruiert worden sind, ein Wechselwirkungspunkt bestimmt, so können mit Hilfe der BPC die Polarkoordinaten von Teilchen bestimmt werden, die in rückwärtige Richtung gestreut werden.

Die Kalorimeter

Die Spurenkammern werden von einem großen, aus acht Ringen bestehenden Sandwich-Kalorimeter umgeben, das sich in einem Kryostaten (15) bei einer Temperatur von $T \approx 90\ K$ befindet. Als Medium, in dem die Ionisation stattfindet, wird flüssiges Argon verwendet. Das Kalorimeter unterteilt sich in das innere elektromagnetische Kalorimeter (4) mit Blei als Absorbermaterial und das äußere hadronische Kalorimeter (5) mit dem Absorbermaterial Edelstahl. Als Energieauflösung wird ein Wert von $\sigma_E/E = 12\%/\sqrt{E}$ für den elektromagnetischen Teil und von $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E}$ für den hadronischen Teil erreicht [And 94]. Mit dem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter wird ein Polarwinkelbereich von $4° \le \theta \le 152°$ abgedeckt. Im vorderen Bereich des Detektors H1 für Winkel $\theta < 4°$ befindet sich das Kupfer-Silizium-Kalorimeter PLUG (13).

Im hinteren Bereich des Detektors H1 für Winkel von $151° \le \theta \le 176°$ [Ban 96] ist das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC[4] (12) angebracht. Der Aufbau des BEMC ist in Abbildung 3.3. dargestellt. Es besteht aus 88 Sandwichmodulen, die aus Blei als Absorber und Szintillator als Nachweismedium aufgebaut sind. Das in den Szintillatoren entstehende Licht wird über Wellenlängenschieber in den hinteren Teil geführt und von Photodioden ausgelesen. Die Größe der Module beträgt $159mm \cdot 159mm \cdot 390mm$. Die am Rand des BEMC liegenden speziellen Module weichen von der quadratischen Grundfläche ab. Die effektive Strahlungslänge des BEMC ist $X_0^{BEMC} = 14{,}3mm$, was über ihre aktive Länge in longitudinaler Richtung 21,7 Strahlungslängen entspricht.

Die Aufgabe des BEMC ist es vor allem, die Energie des gestreuten Positrons in Ereignissen der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung zu messen, bei denen der Impulsübertrag $Q^2 \le 100GeV^2$ gilt. Der Wert für die Auflösung der Messung der Energie der Positronen und Photonen beträgt [Ban 96], wobei die Energie E in GeV angegeben wird:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0{,}39(2)}{E} \oplus \frac{0.100(3)}{\sqrt{E}} \oplus 0{,}017(5) \tag{3.2}$$

[3] BPC - **B**ackward **P**roportional **C**hamber, englisch für rückwärtige Proportionalkammer.

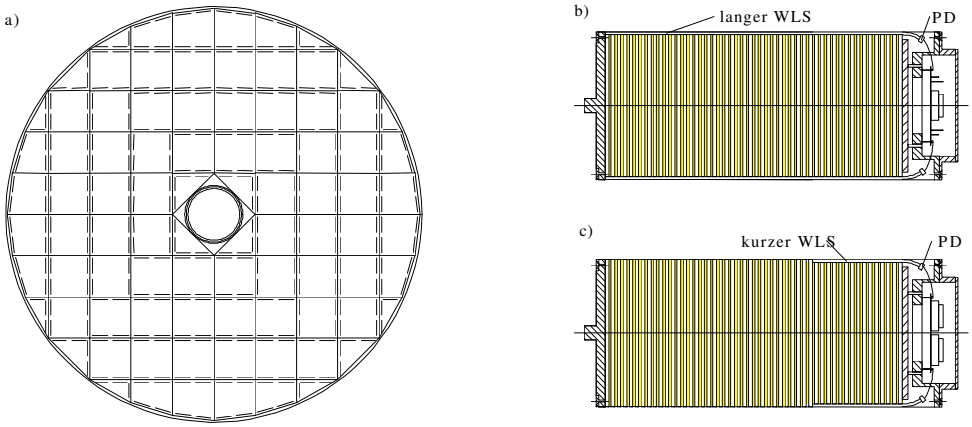


Abbildung 3.3.: Der Aufbau des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters BEMC im Detektor H1.

a) Die Frontansicht, betrachtet vom Wechselwirkungspunkt des Detektors H1 mit der Anordnung der langen Wellenlängenschieber (WLS).

b) Seitenansicht eines Moduls, die die Auslese mittels langer Wellenlängenschieber verdeutlicht.

c) Seitenansicht eines Moduls, die die zusätzliche Auslese der letzten 15 Szintillatorplatten über kurze Wellenlängenschieber darstellt.

Die Magnetfeldspule und das instrumentierte Eisen

Im Detektor H1 sind die Spurenkammern und Kalorimeter mit einer supraleitenden Magnetfeldspule (6) umgeben. Das von der Spule erzeugte Magnetfeld mit einer Stärke von $B = 1{,}15T$ und einer Inhomogenität von $\sigma_B/B < 0{,}5\%$ [New 90] ist solenoidal zum Strahlrohr ausgerichtet und zwingt die bei der Kollision entstehenden Teilchen in Abhängigkeit ihrer Ladung und ihres Impulses auf eine Spiralbahn. Die Magnetfeldspule ist von Eisen (10) umgeben, das mit Streamer-Kammern instrumentiert ist. Der vordere bzw. hintere Teil des Eisens wird auch als vordere respektive hintere Endkappe des Detektors H1 bezeichnet. Neben der Rückführung des magnetischen Flusses hat das instrumentierte Eisen die Aufgabe, den Nachweis hochenergetischer hadronischer Schauer zu gestatten, die nicht ihre gesamte Energie im hadronischen Kalorimeter deponiert haben. Zum Nachweis von Myonen ist der gesamte Detektor von Myonkammern (9) umgeben, die sowohl im inneren des instrumentierten Eisens liegen als auch außerhalb.

Das Luminositätssystem

Die Hauptaufgabe des Luminositätssystems ist die Messung der von der Speicherringanlage HERA gelieferte Luminosität über den Bethe-Heitler-Bremsstrahlungsprozeß $ep \to ep\gamma$. Ebenfalls dient es zur Messung der Energie von Photonen, die unter einem kleinen Winkel vom einlaufenden Positron abgestrahlt werden können und der Messung der Energie von Positronen in Photoproduktionsereignissen. Der Aufbau des Luminositätssystems ist in Abbildung 3.4. dargestellt.

[4] BEMC - **B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter, englisch für rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter.

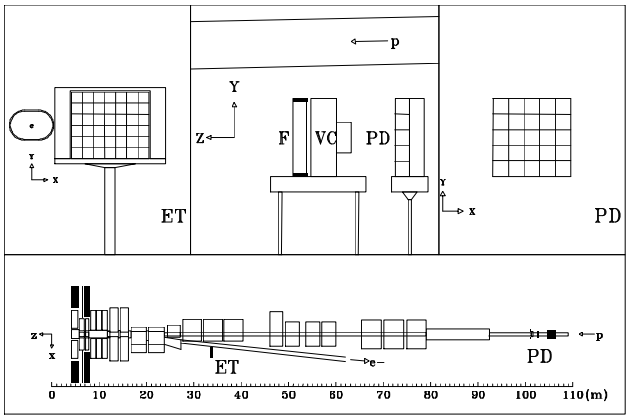


Abbildung 3.4.: Skizze des Luminositätssystems mit seinem Elektrondetektor (ET) und seinem Photondetektor (PD). Ebenfalls eingezeichnet ist der Bleifilter (F) und der Vetodetektor (VC). Der eingezeichnete Maßstab gilt nur für die horizontale Richtung der unteren Skizze.

Der Elektrondetektor befindet sich in einer Entfernung von 33,4*m* vom nominellen Wechselwirkungspunkt in Richtung des einlaufenden Positrons. Er ist aus 42 Kristallen aufgebaut, die aus einer Mischung aus Thalliumchlorid und Thalliumbromid bestehen. In die Kristalle eintretende Teilchen erzeugen Čerenkov-Licht. Jeder Kristall besitzt senkrecht zur Strahlrichtung eine Querschnittsfläche von 2,2*cm* x 2,2*cm* und wird einzeln über einen Photomultiplier ausgelesen. Positronen, die bei einer Wechselwirkung in der Wechselwirkungszone Energie verloren haben, werden durch die Strahloptik von dem Positronenstrahl getrennt und können den Elektrondetektor treffen. Ebenso können Positronen, die unter einem Winkel von weniger als 5*mrad* gestreut werden, auf den Elektrondetektor treffen.

Der Photondetektor ist in einer Entfernung von 102,9*m* vom nominellen Wechselwirkungspunkt genau in Richtung des einlaufenden Positrons aufgebaut. Er besitzt 25 Kristalle der Größe 2*cm* x 2*cm*, die aus dem gleichen Material wie die des Elektrondetektors hergestellt sind. Zur Unterdrückung von Untergrundsignalen durch Synchrotronstrahlung befindet sich vor dem Photondetektor ein Bleifilter mit einer Länge von 2 Strahlungslängen. Zwischen dem Bleifilter und dem Photondetektor ist der sogenannte Vetodetektor aufgebaut. Der Vetodetektor ist ein Wasser-Čerenkov-Zähler, mit dem die Energie abgeschätzt werden kann, die ein Photon in dem Bleifilter deponiert hat.

3.3.2. Die Änderungen am Detektor H1 nach der Datennahmeperiode 1994

Alle im vorherigen Abschnitt beschriebenen Komponenten des Detektors H1, bis auf die BPC und das BEMC, bleiben auch für die Datennahmeperiode 1995 Bestandteil des Detektors H1. In diesem Abschnitt werden lediglich die Ergänzungen und Erneuerungen aufgeführt.

Der Detektor H1 ist ursprünglich dazu geplant und gebaut worden, mit hoher Präzision Kollisionen zu beobachten, bei denen die bei der Kollision erzeugten Teilchen den Vorwärtsbereich des Detektors durchqueren [H1 86]. Zur Messung der Strukturfunktionen des Protons bei kleinen Werten von x_B ist es beispielsweise erforderlich, auch schwach gestreute Positronen im Detektor H1 nachzuweisen. Das Kalorimeter BEMC erfüllte diese Funktion für

Streuwinkel der Positronen bis zu $\theta \leq 174°$ [Ban 96]. Dies entspricht einem kinematischen Bereich in dem gilt: $Q^2 > 4GeV^2$. In letzter Zeit ist das Interesse für den kinematischen Bereich sehr kleiner x_B gewachsen, der bei HERA prinzipiell meßbar ist, der aber vom Detektor H1 nicht beobachtet werden konnte. Die Physik in diesem kinematischen Bereich bei kleinen Werten der Bjorken-Skalenvariablen $x_B < 10^{-4}$ ist bislang allen Messungen unzugänglich geblieben. Zu diesem Zweck sind einige Veränderungen an ihm vorgenommen worden. Eine davon ist der Einbau eines verbesserten Kalorimeters im rückwärtigen Bereich, da aus kinematischen Gründen die Positronen bei den interessierenden Kollisionen unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden und im Rückwärtsbereich des Detektors H1 auftreffen.

Der in Abbildung 3.5. dargestellte Bereich des Detektors H1, der alle für diese Arbeit wichtigen Erneuerungen enthält, wird im folgenden von der Wechselwirkungszone entlang des Strahlrohres entgegengesetzt der Protonenflugrichtung beschrieben.

Zentrale Siliziumstreifendetektor

Direkt um die Wechselwirkungszone ist der zentrale Siliziumstreifendetektor CST[5] angebracht. Er hat die Aufgabe, den Ursprung der Kollision mit einer Genauigkeit von $12\mu m$ transversal zur Protonenflugrichtung und $25\mu m$ in Richtung der Protonenflugrichtung zu messen [Pit 96]. Dabei deckt er einen Winkelbereich für die gestreuten Teilchen, die genau am nominellen Wechselwirkungspunkt innerhalb der rund $30cm$ langen Wechselwirkungszone kollidieren, von $18° \leq \theta \leq 162°$ ab [Pit 96]. Während der Datennahmeperiode im Jahr 1995 war der CST erstmals in die Auslese des Detektors H1 integriert, wurde jedoch nicht zur Rekonstruktion des Wechselwirkungspunkts der Ereignisse eingesetzt.

Rückwärtige Siliziumstreifendetektor

Weiter entlang des Strahlrohres folgt der rückwärtige Siliziumstreifendetektor BST[6], der den Durchstoßpunkt gestreuter Teilchen bestimmen soll, die in einem Winkelbereich von $174,4° \leq \theta \leq 175,7°$ [Pep 96], bezogen auf den nominellen Wechselwirkungspunkt im Detektor H1, gestreut werden. Aus der Messung des Durchstoßpunktes und des von dem zentralen Siliziumstreifendetektor berechneten Wechselwirkungspunktes kann der Streuwinkel für Teilchen in dem oben erwähnten Winkelbereich bestimmt werden. Während der Datennahme im Jahr 1995 war der BST erstmals in die Datennahme integriert, wurde jedoch wie auch der CST nicht zur Rekonstruktion der Ereignisse benutzt.

Die rückwärtige Driftkammer

Im weiteren Verlauf des Strahlrohres folgt die rückwärtige Driftkammer BDC[7] an der Position $z = -1423mm \pm 1mm$ [Lud 96], wobei die z-Achse vom nominellen Wechselwirkungspunkt in Protonenflugrichtung zeigt. Die BDC hat eine Länge von $81mm$ und ist in acht Drahtlagen unterteilt. Die acht Drahtlagen sind paarweise gegeneinander um jeweils $\phi \approx 11,25°$ gedreht. Jede dieser acht Drahtlagen ist in acht Oktanten unterteilt, so daß sich insgesamt eine Anzahl von 64 Sektoren ergibt. Jeder der 64 Sektoren unterteilt sich radial in drei Segmente. Die BDC erfaßt einen Winkelbereich des gestreuten Positrons von

[5] CST - **C**entral **S**ilicon **T**racker, englisch für: zentraler Siliziumstreifendetektor
[6] BST - **B**ackward **S**ilicon **T**racker, englisch für: rückwärtiger Siliziumstreifendetektor
[7] BDC - **B**ackward **D**rift **C**hamber, englisch für: rückwärtige Driftkammer

$154° \leq \theta \leq 177°$, bezogen auf den nominellen Wechselwirkungspunkt. Die Ortsauflösung der BDC liegt in radialer Richtung bei $\sigma_r = 400\mu m$ und in azimutaler Richtung bei $\sigma_a = 2mm$ [Kat 96]. Die Aufgabe der BDC ist es den Auftreffpunkt eines Teilchens zu bestimmen und falls möglich aus den Informationen mehrerer Drahtlagen die Steigung der Flugbahn des Teilchen in der BDC. Wurde in einem Ereignis mit Hilfe von Spuren, die mit dem zentralen Siliziumstreifendetektor oder den Spurenkammern aus dem zentralen oder vorderen Bereich rekonstruiert worden sind, ein Wechselwirkungspunkt bestimmt, so können mit Hilfe der BDC-Informationen die Polarkoordinaten von Teilchen ein einem Bereich von $154° \leq \theta \leq 177°$ bestimmt werden. In vielen Ereignissen wird auf diese Weise der Streuwinkel des Positrons bestimmt.

Das rückwärtige Kalorimeter

Das neue rückwärtige Kalorimeter besteht aus einer elektromagnetischen und einer hadronischen Sektion, die beide aus Blei und szintillierenden Fasern aufgebaut sind und aufgrund der Fasern auch als Spaghetti Kalorimeter oder kurz als SpaCal bezeichnet werden. Das SpaCal schließt sich in einem Abstand von $5mm$ direkt an die BDC an und befand sich während der Datennahmeperiode 1995 an der Position $z = -1509mm \pm 1mm$ [Lud 96].

Das SpaCal wird aufgrund seiner Wichtigkeit für diese Arbeit in Kapitel 4 ausführlich beschrieben.

Der rückwärtige Abschlußkalorimeter

Das rückwärtige Abschlußkalorimeter BPlug[8] ist im Winter 1995/1996 in den Detektor H1 eingebaut worden. Es ist ebenfalls ein SpaCal und besitzt 12 von Photomultipliern ausgelesene Zellen, die entlang der Strahlröhre im Eisen untergebracht sind. Es ist hier erwähnt, da es ebenfalls mit Modulen des Kalibrationssystems CAM ausgerüstet ist, das in Kapitel 5 beschrieben wird.

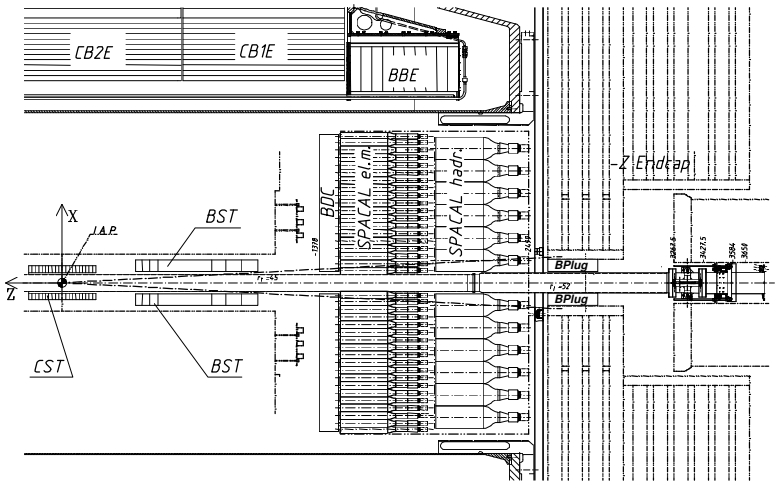


Abbildung 3.5.: Die rückwärtige Region des Detektors H1 mit den im Winter 1994/1995 neu eingebauten Subdetektoren: CST, BST, BDC und SpaCal. Im Winter 1995/1996 ist ein weiteres Kalorimeter in den Detektor H1 eingebaut worden, das BPlug.

[8] BPlug - **B**ackward **Plug** Calorimeter, englisch für: rückwärtiges Abschlußkalorimeter

3.4. Physikalische Motivation zur Erneuerung der rückwärtigen Region des Detektors H1

Die Erneuerung der rückwärtigen Region des Detektors H1 erlaubt neben einer Vergrößerung des meßbaren kinematischen Bereichs auch die Verbesserung der Meßdaten. Dies sei an einigen Beispielen erläutert, wobei hauptsächlich auf das neue Kalorimeter SpaCal Bezug genommen wird.

Vergrößerung des meßbaren kinematischen Bereichs

Durch die Verkleinerung des Radius der Strahlröhre auf $r_{Rohr,außen} = 6cm$ ist eine Ausdehnung des Kalorimeters nach innen möglich geworden. Bezogen auf den nominellen Wechselwirkungspunkt des Detektors H1 können selbst Teilchen mit einem Streuwinkel von $\theta = 178°$ mit dem SpaCal vermessen werden. Die hierdurch erzielte Vergrößerung des kinematischen Bereichs ist in Abbildung 3.6. verdeutlicht, in der die kinematischen Variablen x_B und Q^2 gegeneinander aufgetragen sind.

Die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma^* p}(W,Q^2)$ der Photon-Proton-Streuung aus den Meßwerten des erweiterten kinematischen Bereichs, kann die bisherige Kenntnis über den Wirkungsquerschnitt erweitert werden. Abbildung 3.7. zeigt die bisher zugänglichen Meßwerte des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma^* p}(W,Q^2)$ gegen die Masse des hadronischen Endzustandes W. Die Masse des hadronischen Endzustandes W ist gegeben durch:

$$W^2 = \sum_{i=1}^{N_{Hadronen}} p_i^2 \tag{3.3}$$

Hierbei ist p der Viererimpulsvektor des Teilchens i, und die Summe läuft über aller Teilchen des hadronischen Endzustandes.

Für den Bereich kleiner Q^2 mit $Q^2 \leq 4GeV^2$ ist es mit den vom SpaCal gewonnenen Daten möglich, den bisher unbekannten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma^* p}(W,Q^2)$ in diesem Bereich zu bestimmen.

Auflösung kinematischer Variablen und systematische Fehler bei der Bestimmung der Protonstrukturfunktionen

Die Auflösung der kinematischen Variablen y und Q^2 für den rückwärtigen Bereich des Detektors H1 hängt von der Unsicherheit der meßbaren Observablen E und θ ab. Gleichung (2.9) gibt die Auflösung für y bestimmt mit der Elektronmethode an, die aus der deponierten Energie E und dem Streuwinkel θ des Positrons im rückwärtigen Bereich des Detektors H1 bestimmt wird. Der maßgebliche Term in Gleichung (2.9) ist die Energieauflösung, die mit dem Faktor $(1-1/y)$ gewichtet wird. Zur Bestimmung kleiner Werte von y mit $y < 0{,}2$ ist es erforderlich eine minimale Energieauflösung von $\sigma_E/E \approx 2\%$ bei einer deponierten Energie von $E \approx 30GeV$ zu erreichen [Abt 93b]. Die Ungenauigkeit in der Bestimmung des Streuwinkels θ des gestreuten Positrons spielt bei der Berechnung der Auflösung von y eine untergeordnete Rolle, da diese Ungenauigkeit mit dem Faktor $\cot(\theta/2)$ gewichtet wird, der für Werte von θ mit $160° \leq \theta \leq 178°$ Werte von $0{,}18 > \cot(\theta/2) > 0{,}017$ annimmt.

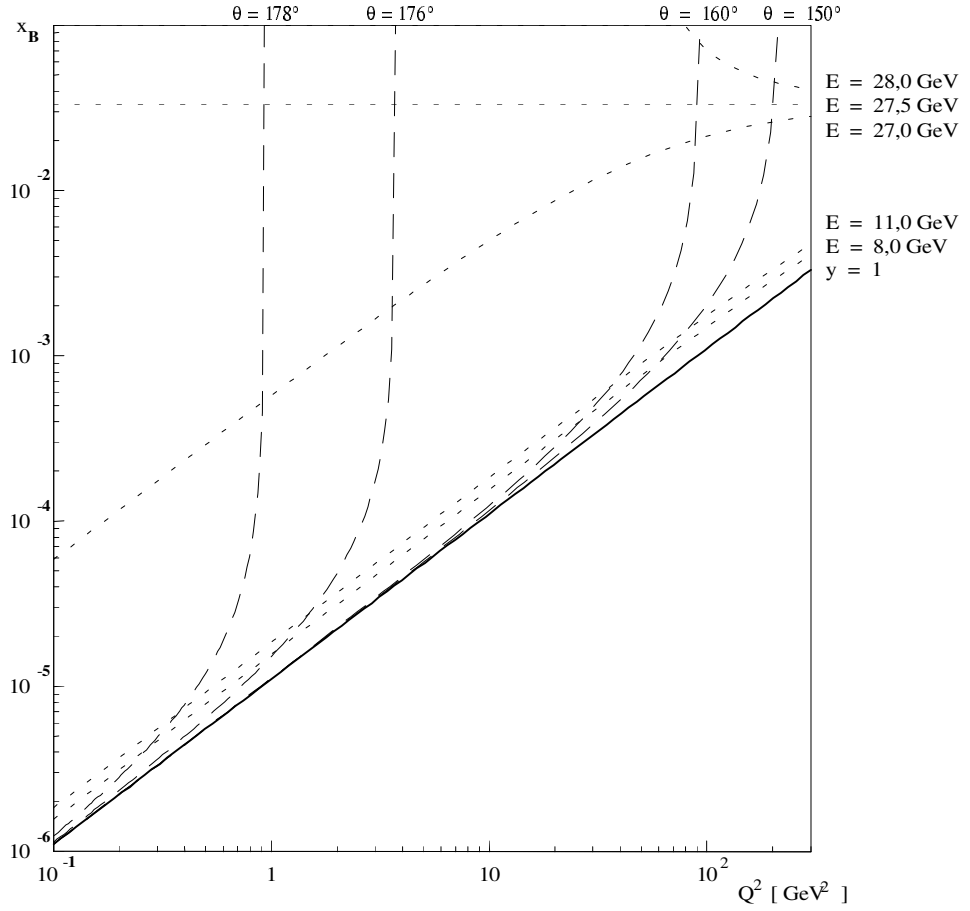


Abbildung 3.6.: Die kinematische Ebene aus den kinematischen Variablen x_B und Q^2. Gestrichelt eingezeichnet sind Linien gleicher Streuwinkel des Positrons. Das SpaCal mit einem Meßbereich in θ bis zu $\theta = 178°$ trägt erheblich zur Vergrößerung des meßbaren kinematischen Bereichs bei.

Umgekehrt verhält sich der Einfluß der Ungenauigkeiten von E und θ bei der Bestimmung der Auflösung von Q^2 nach Gleichung (2.10). Hier ist der dominante Term der der Unsicherheit in der Messung des Streuwinkels θ. Die Gewichtung von σ_θ mit dem Faktor $\tan(\theta/2)$ führt bei Werten von θ mit $160° \le \theta \le 178°$ zu Werten von $\tan(\theta/2)$ mit $5{,}67 \le \theta \le 57{,}3$. Um den Fehler bei der Unsicherheit von Q^2 nicht zu groß werden zu lassen, ist eine Winkelauflösung von $\sigma_\theta \approx 1 mrad \approx 0{,}057°$ erforderlich. Bezogen auf den Ort der Energiedeposition eines Positrons im SpaCal, das vom nominellen Wechselwirkungspunkt des Detektors H1 gestreut worden ist, entspricht dies bei Bestimmung des Schauerschwerpunkts einer Unsicherheit von weniger als 1,5*mm* in der senkrecht zur Strahlachse verlaufenden SpaCal-Ebene.

Die Auflösung der kinematischen Variablen ist jedoch nicht der größte Beitrag zum Meßfehler der Strukturfunktionen. Ein großer Beitrag zu dem Meßfehler der Strukturfunktionen geht von einer systematischen Ungenauigkeit in der Kalibration des SpaCals aus. Eine systematische Ungenauigkeit in der Kalibration der Energieskala des SpaCals von 1% erzeugt eine systematische Verschiebung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d^2\sigma/(dx_B dQ^2)$, der mit $1/y$ ansteigt, von etwa 10% bei einem Wert von $y \approx 0{,}1$. Hieraus resultiert, daß die Energiekalibration des SpaCals permanent besser als 1% sein muß, um eine gute Messung des diffe-

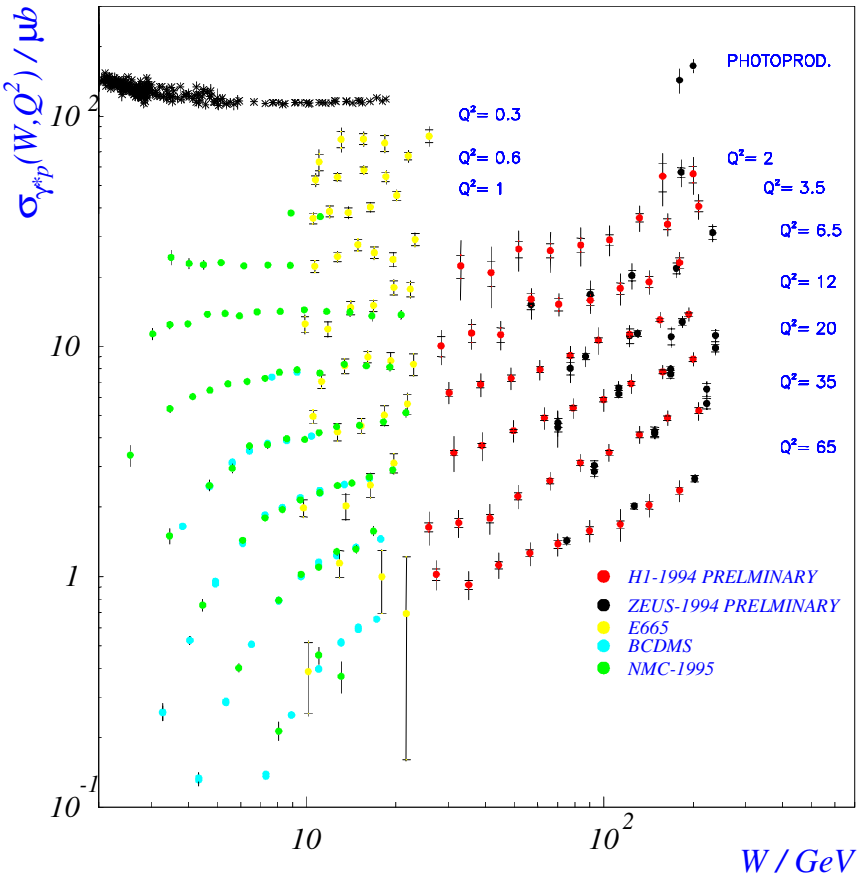


Abbildung 3.7.: Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma^* p}(W,Q^2)$ aufgetragen gegen die Masse des hadronischen Endzustandes W mit dem Parameter Q^2 gemessen in GeV^2.

rentiellen Wirkungsquerschnitts bei kleinen Werten von y und darüber die Bestimmung der Protonstrukturfunktionen zu garantieren.

Die Energieskala des SpaCals kann mit Hilfe des in dieser Arbeit entwickelten Kalibrationssystems CAM auf dieser Genauigkeit von besser als 1% gehalten werden, was in Kapitel 5 verdeutlicht werden wird.

Neben den beim BEMC bisher etablierten Kalibrationsmethoden mit Hilfe des kinematischen Maximums und QED-Compton-Ereignissen erlaubt die Auslese des SpaCals mit Photomultipliern eine Energiedeposition von minimalionisierenden Teilchen nachzuweisen. Hierdurch ist beispielsweise eine Kalibration mit kosmischen Myonen möglich [Dir 96]. Aufgrund der feinen Granularität des SpaCals ist es möglich π° nachzuweisen, die in zwei Photonen zerfallen. Hierüber ist eine weitere Möglichkeit zur Kalibration des SpaCals gegeben [Sti 96].

Identifikation von Positronen

Eine Identifikation von Positron, die in das SpaCal gelangen, kann zu einem großen Teil aufgrund des kleinen Molière-Radius von $r_M \approx 2,5cm$ durch ihre Schauerform in transversaler Richtung erreicht werden. Aufgrund der 27,5 Strahlungslängen von je $X_0 = 0,91cm$ in der elektromagnetischen Sektion, sowie der hadronischen Sektion mit einer zweiten hadronischen Wechselwirkungslänge λ in longitudinaler Richtung, kann auch über die longitudinale Form

des Schauers eine Identifikation erreicht werden. Hierdurch ist es möglich, den durch $\pi^{+/-}$ erzeugten Untergrund im SpaCal um zwei Größenordnungen gegenüber dem BEMC zu reduzieren [Abt 93b].

Ein weiterer Vorteil, der durch die Strahlungslänge von nur $X_0 = 0,91cm$ entsteht, ist, daß das SpaCal bei gleichem Außenradius, verglichen mit dem BEMC, die Akzeptanzlücke zum Flüssig-Argon-Kalorimeter BBE, wie in Abbildung 3.5. zu erkennen, zu vermindern vermag.

Vermessung der Hadronenenergie

Neben der Identifikation der Positronen ist über die zwei Wechselwirkungslängen λ des SpaCals eine Messung der Energie von Hadronen möglich, die in den rückwärtigen Bereich des Detektors H1 gestreut werden. Dies geschieht z. B. bei Ereignissen der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung bei kleine Werten von x_B, bei denen neben dem gestreuten Positron auch der hadronische Endzustand in das SpaCal gestreut wird. Im Zusammenspiel mit dem instrumentierten Eisen kann die Energiemessung für hadronische Endzustände hinreichend genau erfolgen, so daß über die Methode von Jaquet und Blondel die kinematischen Variablen berechnet werden können.

Verbesserung der Unterdrückung des Untergrundes

Eine brauchbare Methode zur Unterdrückung von Ereignissen, die nicht in der Wechselwirkungszone des Detektors H1 erzeugt worden sind, ist die Messung des Zeitpunkts der Energiedeposition im SpaCal. Prozesse, die nicht in der Wechselwirkungszone des Detektors H1 stattgefunden haben, die aus Kollisionen der Protonen mit der Strahlröhre oder mit Restgasatomen in der Strahlröhre stammen, deponieren ihre Energie, falls ein entstandenes Teilchen in das SpaCal gelangt, zu einem früheren Zeitpunkt. Zur Unterdrückung solcher Untergrundereignisse ist ein Zeitmeßsystem für das SpaCal gebaut worden, das den Zeitpunkt der Energiedeposition für jede Zelle des SpaCals genauer als $1ns$ messen kann.

Zusammenfassung

In der folgenden Tabelle 3.1. sind die Anforderungen an das SpaCal noch einmal zusammengefaßt und es ist ebenfalls aufgelistet, mit welchen Werten diese Bedingungen bisher erfüllt oder verfehlt werden.

3.5. Der Trigger

In der Wechselwirkungszone des Detektors H1 treffen Teilchenpakete in einem zeitlichen Abstand von 96 *ns* aufeinander, wobei jedesmal eine Reaktion stattfinden kann. Da ein einzelnes Ereignis laut Tabelle 3.2. einer Datenmenge von durchschnittlich 130 kByte entspricht, ist es nicht möglich, den Detektor H1 bei jeder möglichen Kollision von Teilchenpaketen vollständig auszulesen und die Daten auf ein Speichermedium zu schreiben. Dies ist auch nicht nötig, da bei den meisten Aufeinandertreffen der Teilchenpakete keine Wechselwirkung stattfindet und keine Signale von den Komponenten des Detektors H1 erzeugt werden. Es ist zudem auch nicht sinnvoll, da der weitaus größte Teil der Signale, die im Detektor H1 erzeugt werden, von Untergrundereignissen verursacht wird. Der dominante Anteil der Untergrund-

Anforderungen	gefordert	bisher erreicht	Referenz
Energieauflösung	$\left.\frac{\sigma(E)}{E}\right\|_{E\approx 30GeV} < 2\%$	$\left.\frac{\sigma(E)}{E}\right\|_{E=30GeV} = (1,6 \pm 0,2)\%$	Abschnitt 4.2.3.
Kalibrations-ungenauigkeit	< 1%	<1% für den inneren Bereich <2% sonst	Abschnitt 6.7.
e / π-Trennung	>100	$20\|_{E_\pi=2GeV}$ bis $860\|_{E_\pi=7GeV}$	[App 95]
Zeitinformation	$\Delta t_{TDC} \le 1ns$	$\Delta t_{TDC} = (0,38 \pm 0,03)ns$	[Eis 95]
Molière-Radius	$r_M \approx 2cm$	$r_M \approx 2,55cm$	[Mül 94]
Strahlungslänge	$X_0 \approx 1cm$	$X_0 = 0,91cm$	[Mül 94]
Ortskoordinaten-genauigkeit	$\sigma_r = 1,5mm$	$\sigma_r\|_{E>15GeV} = 3,5mm$ ohne BDC	Abschnitt 4.2.4.
Polarwinkelbereich	$\theta \le 178°$	$\theta \le 178°$	Abschnitt 7.3.

Tabelle 3.1.: Gegenüberstellung der Anforderungen an das SpaCal und die bisher erreichten Werte.

ereignisse wird durch Kollisionen der Protonen mit Restgasatomen oder mit der Wand des Strahlrohres sowie durch Synchrotronstrahlung verursacht. Einen Überblick über die Raten, die auftreten und verarbeitet werden, gibt Tabelle 3.3.

Ein als Trigger bezeichnetes System soll feststellen, ob die erzeugten Signale von den Teilchen eines physikalisch interessanten Ereignisses stammen, das in der Wechselwirkungszone stattgefunden hat, oder ob sie durch Untergrund verursacht werden. Hierzu muß der Trigger einerseits in der Lage sein, seine Entscheidung in sehr kurzer Zeit zu treffen, andererseits muß er sehr komplexe Informationen verarbeiten können.

Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, ist der Trigger des Detektors H1 in fünf Stufen aufgebaut. Die erste Stufe trifft die Entscheidung, ob ein Ergebnis verworfen werden soll oder nicht, innerhalb von $2,5\,\mu s$ [Sef 94]. Während dieser Zeit wird die gesamte Information über das entsprechende Ereignis gespeichert. Die Entscheidung der ersten Stufe des Triggers beruht auf Signalen einer Vielzahl von Detektorkomponenten. Insgesamt ist aus den Detektorkomponenten eine Anzahl von 128 Triggerelementen definiert, die Signale einzelner Komponenten des Detektors H1 logisch miteinander verknüpft. Entspricht das Resultat dieser Verknüpfung demjenigen, das für eine bestimmte Art von Ereignissen erwartet wird, so wird das Ereignis weiterverarbeitet. Andernfalls wird es verworfen. Die Rate der Ereignisse am Ausgang der ersten Stufe des Triggers liegt bei etwa 50 *Hz*.

Die zweite und dritte Stufe des Triggers befindet sich momentan in der Testphase bzw. in der Planung [Fen 95]. Sie wurde während der Datennahmeperiode im Jahr 1995 nicht zur Reduktion des Datenstroms benutzt. Die vierte Stufe des Triggers benutzt eine Prozessorfarm zur Weiterverarbeitung der aufgezeichneten Ereignisse, die von den vorherigen Stufen nicht verworfen wurden. Bei der Weiterverarbeitung werden die Ereignisse bereits vorläufig rekonstruiert[9], und es können aufwendigere Algorithmen benutzt werden, z.B. um festzustellen, ob

[9] Die Beschreibung des Prozesses der Rekonstruktion wird für die wichtigsten Komponenten in Abschnitt 3.6.2. gegeben.

Detektorkomponente	**Erzeugte Datenmenge vor der Kompression**	**Erzeugte Datenmenge nach der Kompression**
Trigger	1 kByte	1 kByte
Kalorimeter-Trigger	110 kByte	4 - 12 kByte
Kalorimeter	95 kByte	5 - 15 kByte
zentrale Spurenkammern	1500 kByte	10 - 40 kByte
vordere Spurenkammern	1000 kByte	15 - 55 kByte
vordere Myonenkammern	256 kByte	3 kByte
Vieldrahtproportionalkammern	40 kByte	2 kByte
Myonenkammern	10 kByte	1 kByte
Luminositätssystem	48 kByte	1 kByte
vorderer Myonentrigger	12 kByte	1 kByte
Subsystem-Trigger	5 kByte	1 kByte
maximale Summe	3077 kByte	132 kByte

Tabelle 3.2.: Zusammenstellung der anfallenden Datenmengen der einzelnen Komponenten des Detektors H1 je Ereignis [Abt 96]. Die Größe nach der Kompression hängt von der gewählten Nullunterdrückung der Kalorimeter und der sogenannten Ladungs-Zeit-Analyse der Spurenkammern ab.

Stufe des Triggers	Eingangsrate	maximale Entscheidungszeit
Stufe 1	10,4MHz	2,5μs
Stufe 2	1000Hz	20μs
Stufe 3	200Hz	800μs
Stufe 4	10Hz - 50Hz	20ms
Stufe 5	10Hz - 30Hz	2s

Tabelle 3.3.: Übersicht über die Eingangsrate[10] und die maximale Entscheidungszeit der verschiedenen Stufen des Triggers [Abt 96].

der Wechselwirkungspunkt für ein Ereignis außerhalb des erwarteten räumlichen Bereichs liegt. Die Zeit, die der vierten Stufe des Triggers zur Verfügung steht, liegt in der Größenordnung von 10 ms. Zu Kontrollzwecken werden ungefähr ein Prozent von Ereignissen, die von der vierten Stufe des Triggers verworfen werden, auf ein Speichermedium geschrieben [Pro 94]. Die Reduktion dieser Stufe des Triggers liegt zwischen 35% und 50% [Pro 95], so daß nach dieser vierten Stufe des Triggers mit einer Rate von etwa 30 Hz Ereignisse auf ein Speichermedium geschrieben werden müssen, damit sie später, bevor sie endgültig rekonstruiert werden und analysiert werden können, von der fünften und letzten Stufe des Triggers bearbeitet werden.

Alle Ereignisse die von dem in dieser Arbeit in Kapitel 5 beschriebenen Kalibrationssystem CAM erzeugt werden, werden innerhalb der ersten Stufe des Trigger von der zentralen

[10] Während der Datennahmeperiode 1995 befanden sich die Stufen 2 und 3 des Triggers noch im Aufbau bzw. in der Testphase. Aus diesem Grund lag die Rate am Ausgang der Stufe 1 des Triggers in dieser Datennahmeperiode bei etwa 50Hz.

Trigger-Logik, kurz CTL[11] genannt, als spezielle, zur Kalibration des Detektor zwingend erforderliche Ereignisse gekennzeichnet[12], so daß sie von allen Stufen des Triggers akzeptiert werden und nicht verworfen werden können.

3.5.1. Der Trigger des SpaCals

Die in dieser Arbeit dargestellte Datenanalyse benutzt Ereignisse, die durch ein Triggersignal des SpaCal als Kandidaten für tiefinelastische Positron-Proton-Steuung gekennzeichnet wurden. Der Trigger des SpaCals vergleicht die deponierte Energie in einer Gruppe von SpaCal-Zellen, die auch als Triggerfenster[13] bezeichnet werden, mit drei vorgegebenen Triggerschwellen. Er wird als inklusiver Elektronen-Trigger, kurz IET, bezeichnet, weil er außer einer bestimmten Menge an Energie in mindestens einem Triggerfenster keine weiteren Bedingungen fordert, um ein Triggersignal an die erste Stufe der Triggers des Detektors H1 zu senden. Der SpaCal-IET-Trigger verarbeitet dabei Signale, die bereits von der FE-Karte[14] als mögliche Ereignisse der Positron-Proton-Streuung aufgrund des Zeitpunktes des Eingangs des Signals von Untergrundereignissen, wie Kollisionen der Strahlteilchen mit Restgasatomen oder der Wand des Strahlrohrs, abgesondert werden [Bou 95].

Die Summation der Energie der SpaCal-Zellen erfolgt in Triggerfenstern von 2 x 2 SpaCal-Zellen, wobei die Summation mehrfach für jede SpaCal-Zelle in verschieden, jeweils um eine SpaCal-Zelle versetzten Triggerfenstern ausgeführt wird, was in Abbildung 3.8. verdeutlicht wird. Der Überlapp von SpaCal-Zellen in den Triggerfenstern garantiert eine Triggereffizienz, die unabhängig von dem Auftreffpunkt der Teilchen ist, die im SpaCal Energie deponieren. Eine Triggerzelle besteht aus 2 x 2 Triggerfenstern oder gleichbedeutend aus 4 x 4 SpaCal-Zellen. Nach jeder Summation der Energien in einem Triggerfenster wird das Resultat mit jeder der drei Triggerschwellen verglichen. Eine logische Oder-Verknüpfung garantiert ein Ausgangssignal, sobald eine Triggerschwelle überschritten ist. Dabei wird für spätere Zwecke festgehalten, welche Schwellen für ein betreffendes Ereignis überschritten worden sind.

Der IET-Trigger unterteilt sich auf dem SpaCal in drei räumliche Regionen, die nahezu konzentrisch um das Zentrum des SpaCals angeordnet sind. In jeder Region können die drei Triggerschwellen unabhängig voneinander eingestellt werden und ein Signal an das Triggersystem des Detektors H1 liefern.

---

[11] CTL - **C**entral **T**rigger **L**ogic, englisch für zentrale Trigger-Logik

[12] Während der Datennahmeperiode 1995 ist das Triggerbit S120 für alle Ereignisse des Kalibrationssystems CAM gesetzt worden. Für die Datennahmeperiode 1996 wird das Triggerbit S121 für alle Ereignisse des Kalibrationssystems CAM gesetzt.

[13] Triggerfenster steht hier als Synonym für den englischen Ausdruck: sliding window.

[14] FE-Karte - **F**ront **E**nd Card. Einen detaillierten Überblick der Ausleseelektronik des SpaCals wird in Abschnitt 5.5. gegeben.

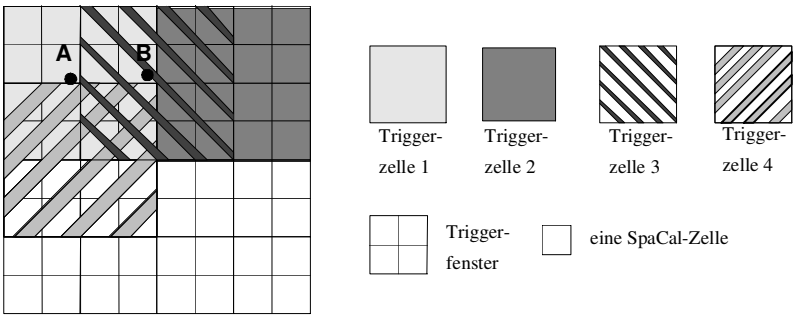


Abbildung 3.8.: Der Algorithmus der Summation und Triggerentscheidung: Für einen Auftreffpunkt eines Positrons in A wird die gesamte deponierte Energie in der Triggerzelle 1 registriert. Positronen, die in B auftreffen, deponieren ihre Energie in Triggerzelle 1 und 2, jedoch wird die meiste Energie in Triggerzelle 3 deponiert. Die Triggerzelle 4 ist nur eingezeichnet, um zu zeigen, daß der Algorithmus zweidimensional abläuft.

Die drei Triggerschwellen können zwischen $50MeV$ und $15GeV$ gewählt werden und dienen hauptsächlich folgenden Zwecken [Bou 95]:

- Triggerschwelle $T_1 \approx 50MeV$ dient zur Kennzeichnung minimal ionisierender Teilchen.
- Triggerschwelle $T_2 \approx 4GeV$ dient zur Kennzeichnung von Ereignissen bei kleinen Werten von x_B.
- Triggerschwelle $T_2 \approx 15GeV$ dient zur Kennzeichnung von Ereignissen zu Kalibration des SpaCals mit der Methode des kinematischen Maximums[15].

3.6. Datenauslese und Rekonstruktion

Im folgenden wird die Auslese der Signale des Detektors H1 und deren Rekonstruktion bishin zu deren Klassifizierung beschrieben.

3.6.1. Datenauslese

Die von den Komponenten des Detektor H1 erzeugten Signale werden zunächst mit schnellen Analog-Digital-Konvertern umgewandelt und anschließend komprimiert. Die Komprimierung beruht auf der Tatsache, daß die Informationen der Detektorkanäle, in denen das digitalisierte Signal innerhalb eines sehr niederenergetischen Bereichs liegt, nicht an die folgenden Komponenten der Datenauslese transferiert werden. Diese Art der Kompression wird auch als Nullunterdrückung bezeichnet. Einen Überblick über die erzeugten Datenmengen und den Grad der Kompression gibt die Übersicht in Tabelle 3.2. Über ein Glasfasernetzwerk werden die digitalen Signale, die von den verschiedenen Komponenten des Detektors H1 stammen, miteinander kombiniert. Da die Zeiten, die für die Auslese der einzelnen Komponenten benö-

[15] Die Kalibration des SpaCals mit der Methode des kinematischen Maximums ist im Rahmen dieser Arbeit in Kapitel 6 durchgeführt worden.

tigt werden, sehr unterschiedlich sind, muß hierbei eine genaue zeitliche Koordination gewährleistet sein.

Die so erfaßten Rohdaten werden vor der weiteren Verarbeitung auf ein Speichermedium geschrieben. Die Aufnahme der Daten findet in einzelnen zeitlichen Perioden statt, in denen sich wichtige Parameter wie z.B. die an den Auslesezellen anliegende Hochspannung oder benutzte Triggerschwellen nicht ändern.

3.6.2. Rekonstruktion

Die aufgezeichneten Rohdaten werden mit dem von der H1-Kollaboration entwickelten Programmpaket H1REC rekonstruiert, um die Analyse der entsprechenden Ereignisse zu ermöglichen. Die Rekonstruktion wird schrittweise für die einzelnen Komponenten des Detektors H1 durchgeführt, was einen modularen Aufbau des Programmpakets H1REC erlaubt. Im folgenden sind, die für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse notwendigen Rekonstruktionsschritte erläutert. Dies sind zur Bestimmung des Streuwinkels θ die Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes und die Rekonstruktion des Durchgangspunktes geladener Teilchen in der BDC. Zur Bestimmung der Energie E des gestreuten Teilchens ist der Rekonstruktionsalgorithmus des SpaCals und des Luminositätssystems erläutert.

Rekonstruktion der Koordinaten des Wechselwirkungspunktes

Die Rekonstruktion der Koordinaten des Wechselwirkungspunktes wird durch zwei verschiedene Algorithmen für die zentralen und vorderen Spurenkammern getrennt durchgeführt. Zur Bestimmung der Koordinate z_{wwp} des Wechselwirkungspunktes mit Spuren aus der zentralen Spurenkammer werden nur solche Spuren verwendet, deren minimaler Abstand d_{ca} zur Strahlachse unterhalb eines festen Wertes liegt. Diese Spuren werden entsprechend der Koordinate z_{dca} sortiert. Anschließend wird die Länge aller Spuren, deren z_{dca} innerhalb eines Intervalls $\left[z_0 - \frac{1}{2}\Delta z_{dca}, z_0 + \frac{1}{2}\Delta z_{dca} \right]$ liegt, aufsummiert, wobei z_0 variiert werden kann. Die Breite Δz_{dca} des Intervalls hängt von der Multiplizität der Spuren in dem entsprechenden Ereignis ab. Durch eine Verschiebung dieses Intervalls wird dasjenige $z_0^{\max}$ gesucht, bei dem sich die maximale aufsummierte Spurlänge ergibt. Die rekonstruierte Koordinate z_{wwp} des Wechselwirkungspunktes ergibt sich dann als der Mittelwert des z_{dca} aller Spuren, deren z_{dca} in dem Intervall $\left[z_0^{\max} - \frac{1}{2}\Delta z_{dca}, z_0^{\max} + \frac{1}{2}\Delta z_{dca} \right]$ liegt. Die Koordinaten des Wechselwirkungspunktes senkrecht zur Strahlachse verändern sich bei einem stabilen Betrieb von HERA nur sehr wenig. Aus diesem Grunde werden diese Koordinaten aus den Parametern von Spuren vieler verschiedener Ereignisse bestimmt.

Mit den Spuren der vorderen Spurenkammer wird eine unabhängige Bestimmung der Koordinate z_{wwp} des Wechselwirkungspunktes durchgeführt. Hierzu werden alle in der vorderen Spurenkammer rekonstruierten Spuren j zu dem Punkt $\left(x_{dca}^j, y_{dca}^j, z_{dca}^j \right)$ extrapoliert, an dem die Spur in der Ebene senkrecht zur Strahlachse den geringsten Abstand zum erwarteten Wechselwirkungspunkt besitzt. Als rekonstruierte Koordinate z_{wwp} des Wechselwirkungspunktes wird der Mittelwert aller z_{dca}^j benutzt.

Können die Koordinaten des Wechselwirkungspunktes in einem Ereignis sowohl mit Spuren der zentralen als auch mit Spuren der vorderen Spurenkammer bestimmt werden, wird in

der weiteren Analyse das Resultat benutzt, das auf Spuren der zentralen Spurenkammer beruht, da angenommen wird, daß dieses Resultat eine höhere Genauigkeit besitzt.

Rekonstruktion von Punkten, an denen geladenen Teilchen die BDC durchquert haben

Zur Rekonstruktion von Punkten, an denen geladene Teilchen die BDC durchquert haben, wird ein bereits rekonstruierter Vertex gefordert. Es wird nicht nach Regionen in der BDC gesucht, an denen viele Drähte angesprochen haben, sondern es wird die Aktivität der BDC über einen größeren radialen Bereich gemittelt, der eine radiale Ausdehnung von etwa $5cm$ besitzt. Aus diesen Bereichen werden wenige große Cluster gebildet, die zu Spuren zusammengefaßt werden [Sch 96b]. Ein Punkt gilt als rekonstruiert, wenn Drähte aus mindestens drei der acht Lagen bei dem Durchqueren geladener Teilchen angesprochen haben.

Rekonstruktion von Teilchenenergien mit dem SpaCal

Jede Zelle des SpaCals liefert ein Signal, das einer bestimmten Energie entspricht. Zellen, deren Energiesignal vom Betrag her geringer ist als $15MeV$, werden nicht weiter verarbeitet, da angenommen wird, daß es sich bei dieser Energie um Rauschen der Ausleseelektronik handelt. Alle verbleibenden Zellen, das sind im Mittel $\overline{N_{Zellen}} = 200$ Zellen, werden mit verschiedenen Kalibrationskonstanten gewichtet. Eine dieser Kalibrationskonstanten für jede Zelle resultiert aus den Korrekturen der Verstärkung der Photomultiplier des mit dieser Arbeit entwickelten Kalibrationssystems CAM. So korrigiert werden die Zellen anhand ihres Energiesignals und des räumlichen Abstands zueinander in Gruppen zusammengefaßt, die im folgenden als Cluster bezeichnet werden. Eine ausführliche Darstellung über den Algorithmus zur Bildung von Clustern ist in [Sch 96] gegeben.

Zur Bestimmung des Clusterschwerpunkts, der dem Auftreffort des Teilchens entsprechen sollte, werden die mit ihren Energiesignalen gewichteten Zellenabstände vom Clusterschwerpunkt summiert und mit der Summe der Gewichtungsfaktoren normiert. Analog zur Bestimmung des Massenschwerpunkts eins Körpers ergib sich folgender Clusterschwerpunkt:

(3.4)
$$\vec{r}_{M_{Cluster}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{Zellen}} w_i \vec{r}_i}{\sum_{i=1}^{N_{Zellen}} w_i}$$

Dabei ist w_i der Gewichtungsfaktor der Zelle i und $\vec{r}_i$ der Vektor vom nominellen Wechselwirkungspunkt zum Mittelpunkt der Zelle i. Die Summen laufen über alle N_{Zellen} zum Cluster gehörenden Zellen. Die Gewichtung der Energie pro Zelle über die Gewichtungsfaktoren w_i kann auf mehrere Arten erfolgen. Für Cluster, die sich nicht am Rand des SpaCals befinden, hat sich eine als Gewichtungsfunktion eingesetzte Wurzelfunktion als brauchbar erwiesen [Pös 96]. Für den mittlere Bereich der elektromagnetischen Sektion des SpaCals hat sich jedoch eine logarithmische Gewichtungsfunktion als geeignet herausgestellt [Pös 96].

Eine weitere Größe, die aus den Signalen der Zellen im SpaCal rekonstruiert wird, heißt Clusterradius. Als Clusterradius wird diejenige Größe bezeichnet, die den Radius der räumlichen Ausdehnung der Schauerentwicklung in der SpaCal-Ebene beschreibt. Diese Größe wird von dem Rekonstruktionsprogramm H1REC wie folgt bestimmt:

(3.5)
$$r_{Cl} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{Zellen}} E_i \cdot \sqrt{(x_{Cl} - x_i)^2 + (y_{Cl} - y_i)^2}}{E}$$

Dabei sind x_{Cl} und y_{Cl} die Ortskoordinaten des Schauerschwerpunkts, x_i und y_i die Zellmittelpunkte sowie E_i die deponierte Energie derjenigen Zellen, die zum Cluster gehören, E und N_{Zellen} die gesamte deponierte Energie des Clusters und die Anzahl der beteiligten Zellen.

Rekonstruktion von Teilchenenergien mit den Detektoren des Luminositätssystems

Das Signal des Elektron- und Photondetektors des Luminositätssystems wird für jede einzelne Auslesezelle in Energie umgerechnet. Anschließend wird ein Cluster gebildet, der aus der Auslesezelle mit der größten Energiedeposition und ihren direkten Nachbarn besteht. Cluster mit einer Energie von weniger als $1GeV$ werden verworfen. Zur Rekonstruktion der Energie eines Photons wird die im Vetodetektor rekonstruierte Energie zu der im Photondetektor rekonstruierten Energie addiert, falls das Signal im Vetodetektor einer Energie von mehr als $0{,}3GeV$ entspricht. Zusätzlich werden über die Schauerschwerpunkte im Elektron- und Photondetektor analog zu Gleichung (3.4) die geometrischen Punkte rekonstruiert, an denen die Teilchen in die Detektoren eingetreten sind.

3.6.3. Klassifizierung von Ereignissen

Nach der Rekonstruktion durchlaufen alle Ereignisse eine Ereignisklassifikation. Hierbei wird überprüft, ob ein einzelnes Ereignis bestimmte Selektionskriterien erfüllt, die für die verschiedenen bei HERA beobachtbaren Arten von Ereignissen, wie z.B. Ereignisse der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung oder Photoproduktionsereignisse, typisch sind. Bei der Definition der Selektionskriterien muß darauf geachtet werden, daß sie zwar bereits auf der Stufe der Ereignisklassifikation eine möglichst effiziente Unterdrückung von Untergrundereignissen gestattet, andererseits aber keine physikalische interessanten Ereignisse verloren gehen. Erfüllt ein Ereignis die Selektionskriterien einer Klasse, so wird es in diese Klasse eingeordnet, wobei ein einzelnes Ereignis in mehrere Klassen eingeordnet werden kann [Pro 94]. Außerdem ist es möglich, eine bestimmte Klasse von Ereignissen in weitere Unterklassen aufzuspalten. Alle Ereignisse, die in mindestens eine Klasse eingeordnet worden sind, werden auf sogenannte DST[16]-Bänder geschrieben. Die Ereignisse, die sich auf den DST-Bändern befinden, bilden in der Regel die Grundlage für die weitere Datenanalyse. Für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse sind nur Ereignisse der Klasse 11 verwendet worden, die Ereignisse für tiefinelastische Positron-Proton-Streuung beinhaltet. Die Kriterien, nach denen ein Ereignis in diese Klasse eingeordnet wird, sind im folgenden aufgelistet [Roy 96]:

- Die Energie, die mit dem SpaCal gemessen wird, muß größer als $5GeV$ sein.
- Es existiert mindestens ein Cluster mit einem Clusterradius von kleiner als $4{,}5cm$.
- Es muß ein Vertex für das Ereignis rekonstruiert worden sein, dessen Abstand in z-Richtung nicht mehr als $50cm$ von der nominellen Position des Vertex entfernt ist.

3.7. Simulation von Ereignissen

Zum besseren Verständnis des Detektors H1 bei der Messung von Ereignissen werden Ereignisse simuliert. Die Simulation der Ereignisse erfolgt durch sogenannte Generatoren, die

[16] DST - **D**ata **S**ummary **T**ape, aus dem englischen für Datensammelband

eine Kombination aus mehreren Computerprogrammen sind und auf physikalischen Modellen basieren.

3.7.1. Die Generatoren

Der Generator DJANGO [Spi 93] besteht aus den Programmen HERACLES [Kwi 91] und LEPTO [Ing 80]. HERACLES erzeugt Reaktionen der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung auf Partonniveau. Dabei werden elektroschwache Strahlungkorrekturen in der nächst höheren über das Born-Niveau hinausgehenden Ordnung berücksichtigt. Für die Ereignisse, die in dieser Arbeit verwendet werden, lag HERACLES eine Parametrisierung der Strukturfunktion des Protons nach GRV94 [Glü 95] zugrunde. Das Programm LEPTO erzeugt experimentell beobachtbare hadronische Endzustände. Mit Hilfe von DJANGO können so Ereignisse aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung generiert werden, die nach ihrer Simulation in H1SIM dazu benutzt werden können, um Vergleiche mit den aus Daten selektierten Ereignissen anzustellen, wie in Kapitel 7 dieser Arbeit gezeigt wird.

Der Generator PHOJET [Eng 95] erzeugt Reaktionen der Photon-Proton-Streuung basierend auf dem sogenannten Dual-Parton-Modell [Cap 94]. Innerhalb des Generators PHOJET berechnet das Programm IJRAY [Abt 93a] den Photonfluß und die weiteren Parameter für das gestreute Positron. Es wird in Kapitel 7 dazu benutzt werden, um Vergleiche zu Ereignissen aus Photoproduktion anzustellen.

Die Ausgabe der Generatoren bestehen aus Parametern wie Energie, Impuls und Teilchenart für jedes in der Simulation vorkommende Teilchen. Die Daten der Generatoren dienen als Eingabe für das Detektor-Simulationspaket H1SIM.

3.7.2. Das Simulationspaket H1SIM

H1SIM verfolgt alle simulierten Teilchen im Detektor H1 und berechnet anhand der Wirkungsquerschnitte die möglichen Reaktionen der Teilchen wie Ionisation, Streuung und Paarbildung mit der Materie des Detektors H1. Nach Abschluß der Verfolgung der Teilchen und ihrer Sekundärprodukte durch die Komponenten des Detektors H1 berechnet H1SIM die an den verschiedenen Stellen der Detektorkomponenten deponierten Energien und gibt diese generierten Signale aus. Hierzu sind nach dem Umbau des Detektors H1 Veränderungen an H1SIM vorgenommen worden, um das SpaCal mit in die Simulation einzubeziehen [Pha 96]. H1SIM besteht aus den Programmen GEANT [Bru 87] und GHEISHA [Fes 85]. GEANT erzeugt die Simulation des elektromagnetischen Schauers der simulierten Teilchen und GHEISHA die der hadronischen Schauer.

4. Das SpaCal

In diesem Kapitel werden sowohl der Aufbau als auch die Eigenschaften des SpaCals beschrieben. Hierzu werden zunächst in Abschnitt 4.1. die physikalischen Grundlagen der Kalorimetrie erläutert, bevor in Abschnitt 4.2. der Aufbau des SpaCal detailliert dargestellt wird. Abschließend wird in Abschnitt 4.3. speziell auf die im SpaCal verwendeten Photomultiplier eingegangen.

4.1. Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie

Die Energie hochenergetischer Teilchen kann durch totale Absorption der Teilchen in Kalorimetern bestimmt werden. Teilchen, die nicht lediglich minimalionisierend sind, erzeugen beim Absorptionsprozeß durch verschiedene Prozesse, die im folgenden erläutert werden, Sekundärteilchen, die wiederum neue Teilchen erzeugen können. Es entsteht eine Teilchenkaskade, die auch Schauer genannt wird. Gelingt es, die im Schauer enthaltene Energie zu messen, so kann auf die Energie des Primärteilchens geschlossen werden. Zusätzlich ergeben sich aus den Eigenschaften des Schauers Informationen über die Teilchenart. Schauer, die durch Elektronen, Positronen und Photonen ausgelöst werden, zeigen eine andere Form als solche, die durch Hadronen erzeugt werden. Im folgenden sollen beide Schauerarten getrennt betrachtet werden.

4.1.1. Elektromagnetische Schauer

Elektronen und Positronen

Elektronen und Positronen können beim Durchgang durch Materie folgende Wechselwirkungsprozesse auslösen:

- Bremsstrahlung: $e^{\pm} + Kern \rightarrow e^{\pm} + Kern + \gamma$
- Ionisation und Anregung: $e^{\pm} + Atom \rightarrow e^{\pm} + Atom^{*/+} \left(+e^{\pm}\right)$
- Møller-Streuung: $e^{-} + e^{-} \rightarrow e^{-} + e^{-}$
- Bhabha-Streuung: $e^{+} + e^{-} \rightarrow e^{+} + e^{-}$
- Annihilation: $e^{+} + e^{-} \rightarrow \gamma + \gamma$
- Vielfach-Streuung: $e^{-} + Atom \rightarrow e^{-} + Atom$

Die Bedeutung der einzelnen Prozesse bei unterschiedlichen Elektronenenergien wird in Abbildung 4.1. a) dargestellt. Aufgetragen ist der relative Energieverlust als Funktion der Teilchenenergie. Der mittlere Energieverlust des Elektrons in Materie durch Bremsstrahlung kann mit Hilfe der materialabhängigen Strahlungslänge X_0 nach [Seg 65] folgendermaßen beschrieben werden:

$$\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Brems} = -\frac{E}{X_0} \tag{4.1}$$

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 N_A \frac{\rho Z(Z+1)}{A} \ln\left(\frac{183}{\sqrt[3]{Z}}\right) \tag{4.2}$$

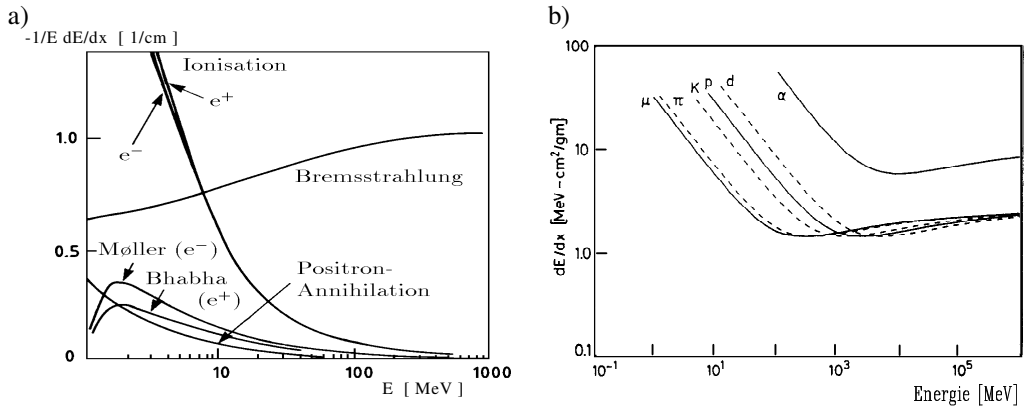


Abbildung 4.1.: Energieverlust verschiedener Teilchen in Blei.

a) Relativer Energieverlust pro Strahlungslänge X_0 in Blei als Funktion der Energie des Elektrons [Par 90].

b) Energieverlust durch Ionisation und Anregung für geladene Teilchen in Blei als Funktion der Energie [Leo 87].

Hierbei ist $\alpha = 2\pi e^2/(hc) \approx 1/137$ die Feinstrukturkonstante, e die Elementarladung, $r_e = e^2/(m_e c^2)$ der klassische Elektronenradius, A, Z und ρ die Massenzahl, die Kernladungszahl und die Dichte des Absorbermaterials und N_A die Avogadrosche Konstante.

Aus Gleichung (4.1) folgt, daß die Energie des Primärteilchens mit zunehmender Schichtdicke x exponentiell abnimmt. Die Strahlungslänge X_0 ist dabei als die Strecke definiert, nach deren Durchlaufen die Anfangsenergie E_0 des Elektronenstrahls im Mittel auf den Bruchteil 1/e abgefallen ist. Nach Gleichung (4.2) ergibt sich zum Beispiel für Blei als Absorbermaterial eine Strahlungslänge von $X_0 = 0,51\,cm$.

In Abbildung 4.1. a) ist zu erkennen, daß bei großen Teilchenenergien der Energieverlust durch Bremsstrahlungsprozesse dominiert wird, während bei kleinen Energien der Energieverlust durch Ionisations- und Anregungsprozesse überwiegt. Die übrigen Wechselwirkungen spielen dem gegenüber eine untergeordnete Rolle. Die Energie, bei der der Energieverlust pro Wegstrecke durch Bremsstrahlung gleich dem durch Ionisation und Anregung ist, heißt kritische Energie E_k und ist materialabhängig. Für sie gilt die Näherung [Ama 81]:

(4.3)
$$E_k = \frac{550\,MeV}{Z}$$

Dabei ist Z die Kernladungszahl des Materials.

Minimalionisierende Teilchen

Teilchen mit höheren Ruhemassen als Elektronen zeigen beim Durchgang durch Materie ein anderes Verhalten. Bei ihnen kann der Energieverlust durch Bremsstrahlung, der reziprok proportional zum Quadrat der Ruhemasse ist, vernachlässigt werden. Abbildung 4.2. b) zeigt die Energieabhängigkeit des mittleren Energieverlustes durch Ionisation und Anregung für verschiedene Teilchen. Bei einer kinetischen Energie des Teilchens, die ungefähr seiner vierfachen Ruhemasse entspricht, erreicht der mittlere Energieverlust ein Minimum. Teilchen mit dieser Energie werden als minimal ionisierend bezeichnet.

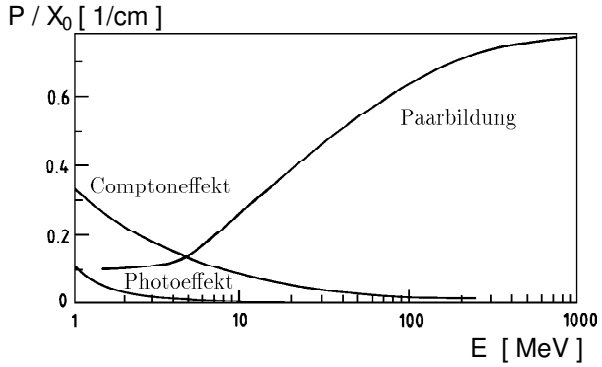


Abbildung 4.2.: Wechselwirkungswahrscheinlichkeit pro Strahlungslänge X_0 eines Photons in Blei als Funktion der Energie des Photons [Par 90].

Photonen

Photonen können beim Durchgang durch Materie vor allem folgende Wechselwirkungen auslösen:

- Photoeffekt: $\gamma + Atom \rightarrow e^- + Atom^+$
- Comptoneffekt: $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$
- Paarbildung: $\gamma + Kern \rightarrow e^+ + e^- + Kern$

Die Bedeutung der einzelnen Prozesse bei unterschiedlicher Photonenergie ist in Abbildung 4.2. dargestellt. Aufgetragen ist die Wahrscheinlichkeit des Auftretens der jeweiligen Wechselwirkung auf einer Strahlungslänge X_0 in Blei als Funktion der Energie des Photons. Der Photoeffekt spielt im Energiebereich, der in Abbildung 4.2. dargestellt ist, eine unwesentliche Rolle. Er dominiert bei Energien unterhalb von 100 *keV* [Par 90]. Wie aus Abbildung 4.2. ersichtlich, ist der Comptoneffekt im Absorbermaterial Blei bis etwa 10 *MeV* zu berücksichtigen. Bei Energien oberhalb von 5 *MeV* dominiert der Effekt der Paarbildung. Da dieser Prozeß der Bremsstrahlung eines Elektrons oder Positrons ähnelt, existiert nach [Fer 49] eine Beziehung zwischen der Konversionslänge λ_{e^+/e^-} für die Paarbildung und der Strahlungslänge X_0 mit

$$\lambda_{e^+/e^-} = \frac{9}{7} X_0 \tag{4.4}$$

Entstehung eines Schauers

Die beschriebenen Wechselwirkungsprozesse hochenergetischer Photonen, Elektronen oder Positronen mit Materie führen zu einem Teilchenschauer, der erst dann abbricht, wenn die Energie der Elektronen und Positronen die kritische Energie E_k erreicht. Vereinfacht dargestellt, entwickelt sich ein solcher Schauer nach einer stark vereinfachten Modellannahme folgendermaßen [Hei 44]:

Ein primäres Photon der Energie E_0 erzeugt in einer Schicht der Dicke X_0 ein e^+e^--Paar. Beide Teilchen haben im Mittel die Energie $E_0 / 2$. Falls $E_0 / 2 \geq E_k$ ist, verlieren diese Leptonen vor allem durch Bremsstrahlung Energie, wodurch ihre Energie in einer Schicht der Dicke X_0 auf etwa $E_0 / 2e$ absinkt. Dabei wird im Mittel ein Photon mit der Energie $E_0 / 2e \leq E_\gamma \leq E_0 / 2$ abgestrahlt. Nach einer Schicht der Dicke $2X_0$ liegt die mittlere Zahl

der Teilchen bei vier. Die Photonen bilden wiederum e^+e^--Paare, so daß nach einer Schichtdicke von etwa n Strahlungslängen 2^n Teilchen mit einer mittleren Energie $E_0 / 2^n$ vorhanden sind. Der Schauer bricht ab, sobald die Energie der geladenen Teilchen unterhalb der kritischen Energie liegt: $E_0 / 2^n \leq E_k$. Die Teilchen verlieren im folgenden ihre Energie ausschließlich durch Ionisation und Anregung.

Neben solchen Modellen tragen vor allem Simulationen zum quantitativen Verständnis der Schauerentwicklung bei. Die wichtigsten Erkenntnisse dieses Modells sind im folgenden zusammengefaßt:

- $L \propto \ln E_0$ - Die longitudinale Ausdehnung L des Schauers wächst logarithmisch mit der Energie des einfallenden Teilchens E_0.
- $S \propto E_0$ - Die gesamte Spurlänge S von Elektronen und Positronen ist proportional zu E_0.
- $N_p \propto E_0$ - Die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum N_p ist proportional zu E_0.

Die transversale Verteilung der Teilchen in einem Schauer entsteht hauptsächlich durch Vielfachstreuung niederenergetischer Elektronen. Ein Maß für die Breite eines Schauers ist der Molière-Radius [Mol 47]:

(4.5)
$$R_M = \frac{21MeV}{E_k} X_0$$

Messungen haben ergeben, daß etwa 90% der Energie des Primärteilchens in einem Zylinder mit dem Radius R_M um die Schauerachse enthalten sind [Bat 70].

4.1.2. Hadronische Schauer

Hadronische Schauer unterscheiden sich stark von elektromagnetischen Schauern. Die zugrundeliegenden Prozesse sind wesentlich komplexer, und es kommt zu großen Fluktuationen bei der Schauerentwicklung.

Eine Beschreibung der Prozesse bei einem hadronischen Schauer bietet das Spallationsmodell [Wig 91], welches das Aufbrechen des Kerns durch Hadronen beschreibt. Die Spallation ist der häufigste Prozeß bei einem Stoß eines hochenergetischen Hadrons mit einem Kern und läuft in den folgenden Schritten ab:

- Intranukleare Kaskade
- Kernspaltung
- Evaporation

Bei der intranuklearen Kaskade überträgt das auftreffende Primärhadron seine Energie auf die Nukleonen des Kerns, wobei weitere Hadronen, meist Pionen, entstehen können. Diese Sekundärhadronen übertragen ebenfalls ihre Energie zum Teil auf weitere Nukleonen, so daß es zu einer intranuklearen Kaskade kommt. Ist der Energieübertrag an die Nukleonen oder erzeugten Hadronen hinreichend groß, so können sie das Kernpotential verlassen, auf einen weiteren Kern treffen und erneut eine intranukleare Kaskade auslösen. Eine intranukleare Kaskade ist nach ungefähr $t_{iK} \approx 10^{-22} s$ abgeschlossen. Die im Kern verbleibenden Nukleonen übertragen ihre Energie auf den Kern und führen zu seiner Anregung.

Ist die Energie groß genug, kann es zur Kernspaltung kommen.

Die Kernspaltung kann auch als ein Sonderfall der Evaporation aufgefaßt werden, bei der der Kern seine Energie durch das Abdampfen von Kernfragmenten und Photonen verliert. Die Evaporation stoppt, sobald die Anregungsenergie niedriger ist als die Bindungsenergie pro Nukleon. Weitere Energieverluste entstehen dem Kern durch Abstrahlung von γ-Quanten. Der Prozeß der Evaporation ist nach etwa $t_{Ev} \approx 10^{-13} s$ abgeschlossen.

Der so entstandene hadronische Teilchenschauer endet, wenn die erzeugten Sekundärteilchen aufgrund niedriger Energie keine inelastischen Wechselwirkungen mehr eingehen können. Ihre verbleibende Energie deponieren sie durch Ionisation und Anregung. Neutronen verlieren ihre Energie durch elastische Stöße.

Die Skala für die räumliche Entwicklung eines hadronischen Schauers ist die hadronische Absorptionslänge λ_h, die sich für inelastische Wechselwirkungen näherungsweise folgendermaßen berechnen läßt:

$$\lambda_h = \frac{A}{\rho \sigma N_A} \tag{4.6}$$

Dabei sind A, ρ und σ die Massenzahl, die Dichte und der inelastische, hadronische Wirkungsquerschnitt des Absorbermaterials und N_A die Avogadrosche Konstante. λ_h gibt die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Wechselwirkungen an. Es ergibt sich zum Beispiel für Blei ein Wert von 17,1 *cm*.

4.2. Aufbau des SpaCals

Das SpaCal ist ein Sampling-Kalorimeter mit Blei als Absorbermaterial und szintillierenden Plastikfasern als Auslesematerial. Es ist in eine elektromagnetische und in eine hadronische Sektion aufgeteilt, deren Orientierung im Detektor H1 in Abbildung 3.5. dargestellt ist. Die Frontansichten der beiden Sektionen sind in den Abbildungen 4.3. und 4.4. skizziert.

Die hadronische Sektion bestand 1995 aus 128 quadratischen Zellen und ist im Winter 1995/1996 um acht Randzellen auf 136 Zellen erweitert worden. Die elektromagnetische Sektion besteht aus 1192 Zellen, die zu 60 quadratischen Supermodulen mit je 16 Zellen, zu acht Supermodulen, in denen lediglich eine Zelle fehlt, zu 20 Randmodulen und zu einem speziellen Modul um das Strahlrohr im Zentrum des SpaCals. Dieses spezielle Modul ist in Abbildung 4.5. skizziert und wird als Insertmodul bezeichnet.

4.2.1. Das technische Design des SpaCals

Die kleinste Baueinheit für die elektromagnetische Sektion bestehen aus zwei Zellen und wird als ein Submodul bezeichnet, dessen Aufbau in Abbildung 4.6. skizziert ist. In Abbildung 4.6. a) ist die Frontansicht eines aus 52 Lagen bestehenden Submoduls dargestellt, in das rund 2500 Fasern eingebettet sind. Es wird zur Fixierung mit einer Lage Klebeband umspannt. Diese Einheit aus Blei und Fasern wird im folgenden als Blei/Faser-Matrix bezeichnet. Die szintillierenden Fasern erzeugen blaues Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 440 nm$.

Die aus dieser Blei/Faser-Matrix austretenden Fasern werden, wie in Abbildung 4.6. b) dargestellt, gebündelt und von einem Aluminiumrahmen gehalten. An den Aluminiumrahmen

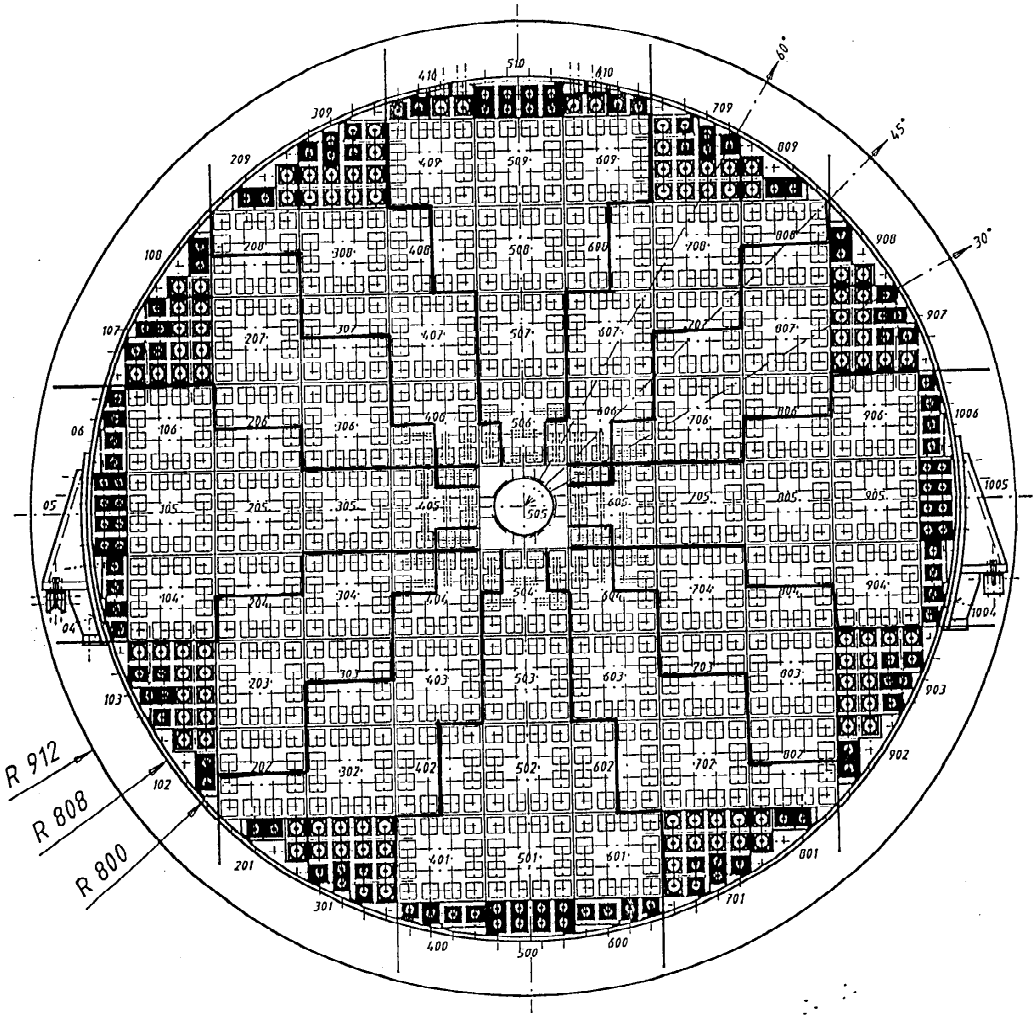


Abbildung 4.3.: Frontansicht der elektromagnetischen Sektion des SpaCals. Angegeben sind die Nummern der Supermodule, die sich aus der jeweiligen Spalte und Zeile der Position des Supermoduls ergeben.

ist ein ebenfalls aus Aluminium bestehender, quadratischer Hohlvierkant angebracht, der den Lichtmischer und den Photomultiplier mit seiner Base mechanisch verankert und lichtdicht abschließt. Der Lichtmischer ist hierdurch über einem Luftspalt von 0,7 *mm* mit der Stirnseite des Faserbündels gekoppelt. Die gesamte Länge der elektromagnetischen Sektion des SpaCal beträgt $500mm \pm 2mm$. Eine Sammlung und Gegenüberstellung der Eigenschaften der beiden Sektionen des SpaCals ist in Tabelle 4.1. zusammengefaßt.

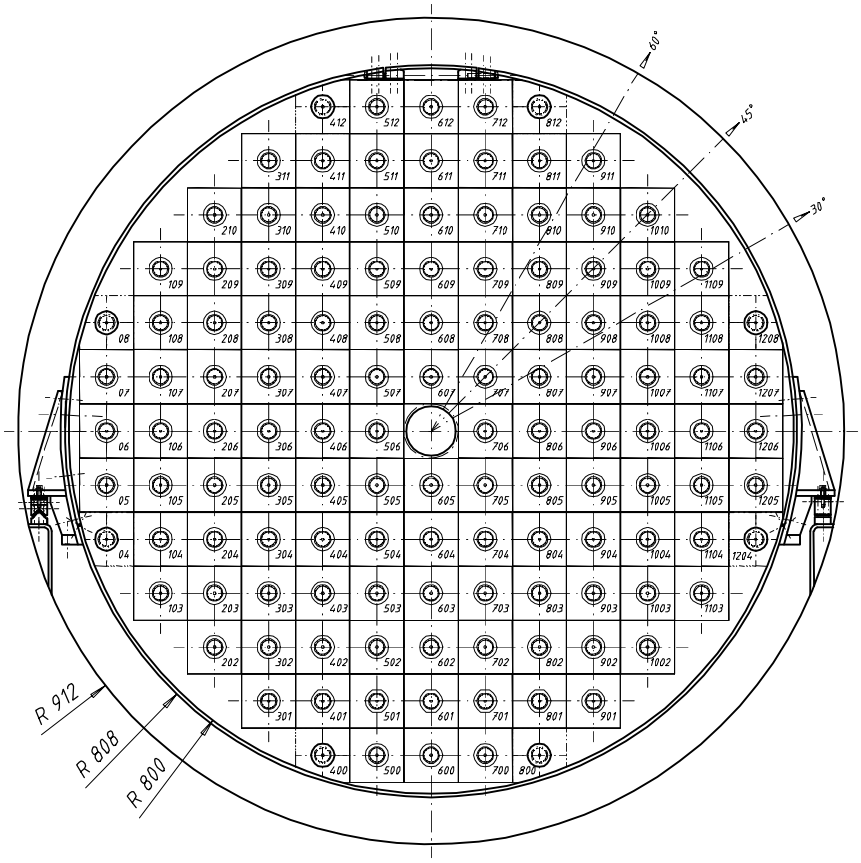


Abbildung 4.4.: Die hadronischen Sektion des SpaCals mit seinen 128 Zellen während der Datennahmeperiode 1995 in der Frontansicht.

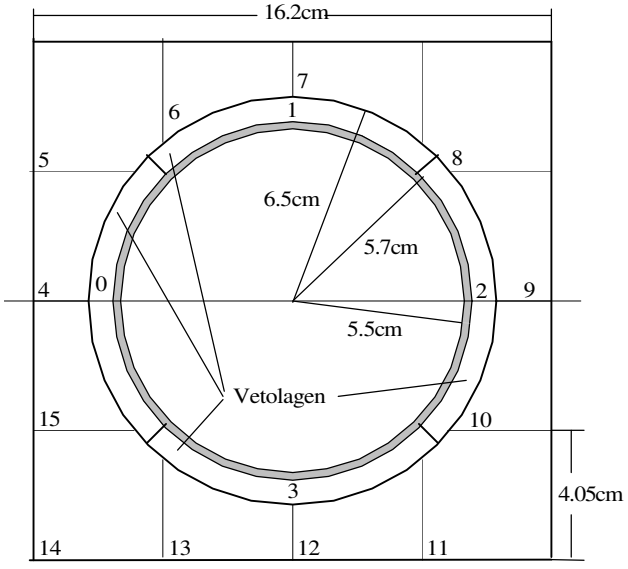


Abbildung 4.5.: Das Insertmodul der elektromagnetischen Sektion des SpaCals. Dieser Bereich ist aus Zellen spezieller geometrischer Maße angefertigt und besteht im innersten Bereich aus vier sogenannten Vetolagen und weiteren 12 Zellen. Ebenfalls eingezeichnet ist die Zellennumerierung nach [She 94], die sich spiralförmig nach außen fortsetzt.

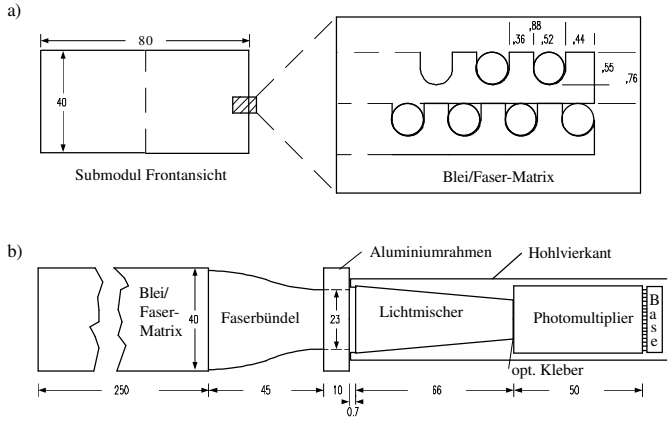


Abbildung 4.6.: Aufbau der Zellen des SpaCal

a) Frontansicht des aus zwei Zellen zusammengesetzten Submoduls und ein vergrößerter Schnitt durch die Blei/Faser-Matrix.

b) Seitenansicht einer Zelle. Alle Maße sind in *mm* angegeben.

	Elektromagnetische Sektion	**Hadronische Sektion**
Aktive Länge	250 *mm*	250 *mm*
Zellgröße	$40{,}5mm \cdot 40{,}5mm$	$119mm \cdot 119{,}3mm$
Anzahl der Zellen	1192	128 (136)[4]
Winkelabdeckung	$152° \le \theta \le 177{,}5°$	$159° \le \theta \le 178°$
Blei/Faser Verhältnis	2,27 : 1	3,41 : 1
Fasertyp	Bicron BCF-12	Bicron BCF-12
Faserdurchmesser	$(500 \pm 9)\mu m$	$(1000 \pm 15)\mu m$
Strahlungslänge X_0	9,1 *mm*	8,5 *mm*
Molière-Radius R_M	25,5 *mm*	24,5 *mm*
Wechselwirkungslänge	250,0 *mm*	246,0 *mm*
Energieauflösung aus Teststrahlmessungen	$\frac{(7{,}1 \pm 0{,}2)\%}{\sqrt{E[GeV]}} \oplus (1{,}0 \pm 0{,}1)\%$	$(56 \pm 3)\%$ [5]
Ortsauflösung	$\frac{(4{,}4 \pm 0{,}4)mm}{\sqrt{E[GeV]}} + (1{,}0 \pm 0{,}2)mm$	-
Winkelauflösung	$\le 2mrad$	-
Zeitauflösung	$(0{,}38 \pm 0{,}03)ns$	$\le 1ns$
Photomultiplier	Hamamatsu PMT R5505 Hamamatsu PMT R5506	Hamamatsu PMT R2490-06

Tabelle 4.1.: Vergleich einiger Eigenschaften der elektromagnetischen Sektion mit denen der hadronischen Sektion des SpaCals [App 95], [App 96], [Cva 95], [Gor 96], [Mül 94] und [Nic 96].

[4] Die Anzahl der Zellen der hadronischen Sektion betrug während der Datennahmeperiode 1995 128 Zellen und beträgt während der Datennahmeperiode 1996 136 Zellen.

[5] Die Energieauflösung der hadronischen Sektion des SpaCals gemessen mit Pionen ist von der Energie des eindringenden Teilchens abhängig, konnte jedoch wegen der geringen aktiven Länge von nur einer hadronischen Wechselwirkungslänge nicht genau bestimmt werden, so daß hier eine energieunabhängige Näherung angegeben ist [App 95].

4.2.2. Kalorimetrische Messung der Teilchenenergie

Zur Messung der Teilchenenergie sollte ein Kalorimeter die Energie eines Teilchens möglichst vollständig absorbieren und die deponierte Energie in ein meßbares, zu ihr proportionales Signal umwandeln. Daher sollte die Länge des Kalorimeters der Eindringtiefe eines Schauers angepaßt sein. Wird ein Teilchen im Kalorimeter vollständig absorbiert, so ist das Integral über die Weglängen aller Schauerteilchen proportional zur Energie des auftreffenden Primärteilchens. Zur Bestimmung der über die Wegstrecke aller Schauerteilchen abgestrahlten Energie wird zwischen homogenen und inhomogenen Kalorimetern unterschieden.

Homogene Kalorimeter bestehen aus einem Material, das gleichzeitig den Absorber und das aktive Auslesematerial darstellt. Beispiele hierfür sind Bleiglas, in dem Čerenkov-Licht als meßbares Signal erzeugt wird, und szintillierende Natriumjodidkristalle. Bei inhomogenen Kalorimetern sind Absorbermaterial und Auslesematerial verschieden. Beim SpaCal besteht das Absorbermaterial aus Blei und das Auslesematerial aus szintillierenden Plastikfasern, deren Anordnung in Abbildung 4.6. dargestellt ist. Die Teilchenenergie wird dabei hauptsächlich in dem Absorbermaterial deponiert und stichprobenartig vom Auslesematerial registriert. Aus diesem Grund werden diese Kalorimeter auch als Sampling-Kalorimeter bezeichnet. Da sehr dichte, passive Absorbermaterialien gewählt werden können, wie z.B. Blei, Wolfram, Gold oder Uran, lassen sich sehr kompakte Sampling-Kalorimeter bauen, worin der große Vorteil dieses Kalorimetertyps liegt.

Die Energieauflösung eines Kalorimeters wird durch folgende Faktoren beeinflußt:

- Die Anzahl der Sekundärteilchen ist proportional zur Teilchenenergie. Die Anzahl der Sekundärteilchen ist statistischen Schwankungen unterworfen, die durch die Poissonsche Statistik beschrieben werden können. Hier gilt $\sigma_N = \sqrt{N}$ und so ergibt sich ein Beitrag zur Energieauflösung von:

$$\left.\frac{\sigma(E)}{E}\right|_{statistisch} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \tag{4.7}$$

- Die Anzahl der durch die Stichprobe nachgewiesenen Sekundärteilchen fluktuiert ebenfalls und liefert einen sehr viel größeren Beitrag als der erstgenannte Ausdruck. Die Fluktuationen lassen sich auch hier durch die Poissonsche Statistik beschreiben, so daß ebenfalls gilt:

$$\left.\frac{\sigma(E)}{E}\right|_{Sampling} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \tag{4.8}$$

- Inhomogenitäten im Kalorimeter beeinträchtigen am stärksten den konstanten Term der Energieauflösung:

$$\left.\frac{\sigma(E)}{E}\right|_{inhomogen} \propto konstant \tag{4.9}$$

- Unsicherheiten in der Kalibration des Kalorimeters tragen zu allen Termen in der zusammenfassenden Gleichung (4.11) bei. Diese Unsicherheiten werden mit dieser Arbeit so beschränkt, daß sie gegenüber anderen Punkten vernachlässigt werden können.
- Wird ein Kalorimeter elektrisch ausgelesen, so ergibt sich ein unvermeidbares elektronisches Rauschen an den beteiligten elektrischen Bauteilen. Das elektronische Rauschen ist unabhängig von der deponierten Teilchenenergie und deshalb konstant.

(4.10) $$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{E}$$

Insgesamt kann die Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters, wie bei allen Kalorimetern, durch einen konstanten und zwei energieabhängige Terme beschrieben werden, die quadratische addiert werden, [Ama 81]:

(4.11) $$\frac{\sigma(E)}{E} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus \frac{c}{E}$$

wobei *a, b* und *c* Parameter sind, die im Experiment oder durch Teststrahluntersuchungen bestimmt werden können.

4.2.3. Die Energieauflösung des SpaCals

Es ist experimentell verifiziert worden, daß der Sampling-Beitrag zur Energieauflösung bei Spaghetti-Kalorimetern durch

(4.12) $$\left.\frac{\sigma(E)}{E}\right|_{Sampling} = \frac{6{,}5\% \cdot \sqrt{R \cdot d/mm}}{\sqrt{E/GeV}},$$

parametrisiert werden kann [RD1 91], wobei R das Volumenverhältnis von Blei zu Faser und d den Faserdurchmesser in *mm* angibt. Mit dem gewählten Verhältnis R = 2,27 und dem Faserdurchmesser $d = 0{,}5mm$ ergibt das einen Beitrag von $7{,}4\%/\sqrt{E}$. Resultate der Datennahmeperiode 1995 ergeben eine gute Übereinstimmung [Roy 96]:

(4.13) $$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{7{,}8\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0{,}3\%}{E} \oplus 0{,}8\%$$

Die in Abschnitt 3.4. geforderte Energieauflösung von $\sigma_E/E \approx 2\%$ für eine Energie von $E \approx 30GeV$ zu Verbesserung der Auflösung der kinematischen Variablen y in Gleichung (2.9) wird durch die gemessene Energieauflösung sogar noch für Energien von $E = 20GeV$ unterschritten.

4.2.4. Die Ortsauflösung des SpaCals

Die Ortsauflösung des SpaCals ist aufgrund der Häufigkeit der Ereignisse im inneren Bereich des SpaCals, vergleiche Gleichung (2.27) zunächst dort untersucht worden [Pös 96]. Der innere Bereich definiert sich aus dem Abstand des Auftreffpunkts eines Positrons zum

Mittelpunkt des Strahlrohrs von weniger als 30 *cm*. Die Genauigkeit des Auftrefforts von Positronen mit einer Energie $E > 15GeV$, die auf den inneren Bereich des SpaCals treffen, ist für diesen Orts- und Energiebereich nahezu unabhängig von der Energie [Mur 95] und unter Verwendung einer logarithmischen Gewichtung der in den Zellen deponierten Energien bei der Bestimmung des Schauerschwerpunkts gegeben durch [Pös 96]:

$$\sigma_r = (4,0 \pm 0,2)mm\big|_{E>15GeV} \tag{4.14}$$

Unter Reduzierung des Einflusses der Insertzellen, die eine erheblich veränderte Bauform zu den anderen SpaCal-Zellen aufweisen, vergleiche Abbildung 4.5., zur Bestimmung der Ortsauflösung des SpaCals, kann die Ortsauflösung auf folgenden Wert verbessert werden [Pös 96]:

$$\sigma_r = (3,5 \pm 0,2)mm\big|_{E>15GeV} \tag{4.15}$$

Wurde in einem Ereignis ein Wechselwirkungspunkt bestimmt und hat gleichzeitig ein Teilchen, das von dem bestimmten Wechselwirkungspunkt stammt, Energie im SpaCal deponiert, so kann aus dem Schwerpunkt des bei der Energiedeposition entstandenen Clusters und der radialen Ortsauflösung des SpaCals aus Gleichung (4.15) eine Winkelauflösung von etwa 2*mrad* allein für das SpaCal berechnet werden. Hiermit wird nur knapp die in Abschnitt 3.4. geforderte Auflösung von etwa 1*mrad* überschritten. Jedoch bezieht sich die geforderte Winkelauflösung von etwa 1*mrad* nicht auf den durch den Vertex und das SpaCal bestimmten Streuwinkel allein, so daß unter zur Hilfenahme der BDC diese Anforderung der Winkelauflösung sicher erreicht werden kann [Sch 96b].

4.3. Photomultiplier

Ein Photomultiplier ist ein empfindliches Meßgerät, das schwache Lichtsignale in meßbare elektrische Signale umwandelt. Die für das SpaCal verwendeten Photomultiplier sind aufgrund ihrer Dynodenform sogenannte Fine-Mesh Photomultiplier, die es gestatten, die erforderliche Verstärkung in einem hohen Magnetfeld zu erzeugen [Ham 90]. In Abbildung 4.7. ist eine Photographie und eine erläuternde Skizze zum Aufbau des verwendeten Photomultipliertyps[6] dargestellt.

Die auf die Photokathode treffenden Photonen erzeugen mittels Photoeffekt mit einer gewissen, wellenlängenabhängigen Wahrscheinlichkeit, der sogenannten Quanteneffizienz $\eta(\lambda)$, freie Elektronen. Diese Primärelektronen werden durch das anliegende elektrische Feld zur ersten Dynode hin beschleunigt und lösen dort Sekundärelektronen aus. In Abhängigkeit verschiedener Parameter, wie zum Beispiel der Stärke des Magnetfeldes oder des Winkels zwischen dem Magnetfeld und der Photomultiplierachse, gelangen die von den auf das Gitter auftreffenden Elektronen ausgeschlagenen Sekundärelektronen durch die Löcher der Dynode [Jan 94] und werden wiederum durch das elektrische Feld zur nächsten Dynode hin beschleunigt, an welcher der eben beschriebenen Prozeß erneut beginnt. Die an der Anode aufgesammelten Elektronen liefern das meßbare Ausgangssignal des Photomultipliers.

[6] Hamamatsu PMT R5505, Hamamatsu PMT R5506 und Hamamatsu PMT R2490-06

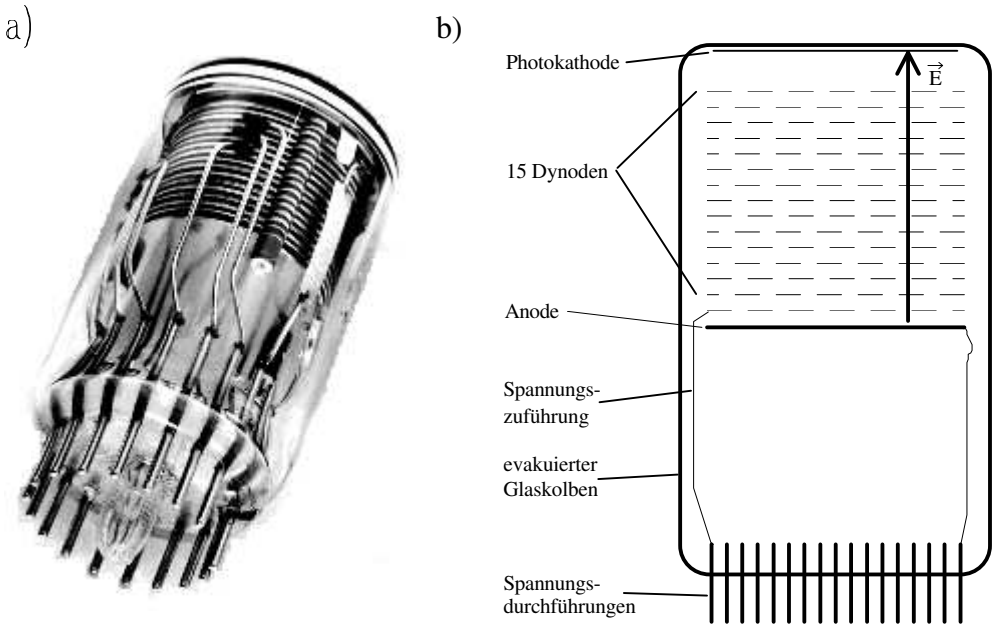


Abbildung 4.7.: Photomultiplier PMT R5505.

a) Photographie

b) Skizze zum Aufbau. Die Spannungszuführungen sind zur besseren Übersicht nur beispielhaft für die Anode und eine Dynode eingezeichnet.

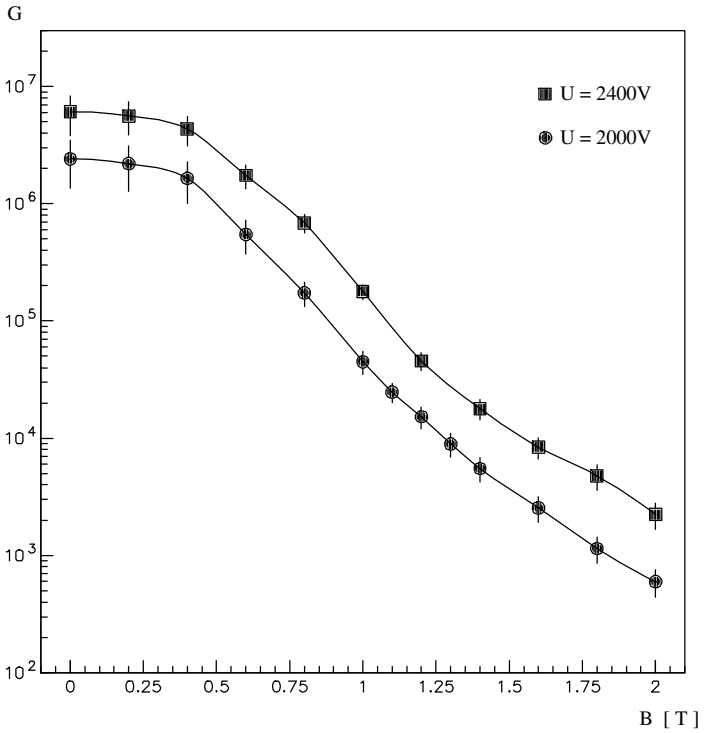


Abbildung 4.8.: Mittelwerte und Abweichungen für Messungen an vier Photomultipliern des verwendeten Typs. Aufgetragen ist die absoluten Verstärkung *G* gegen die Magnetfeldstärke *B* [Jan 93].

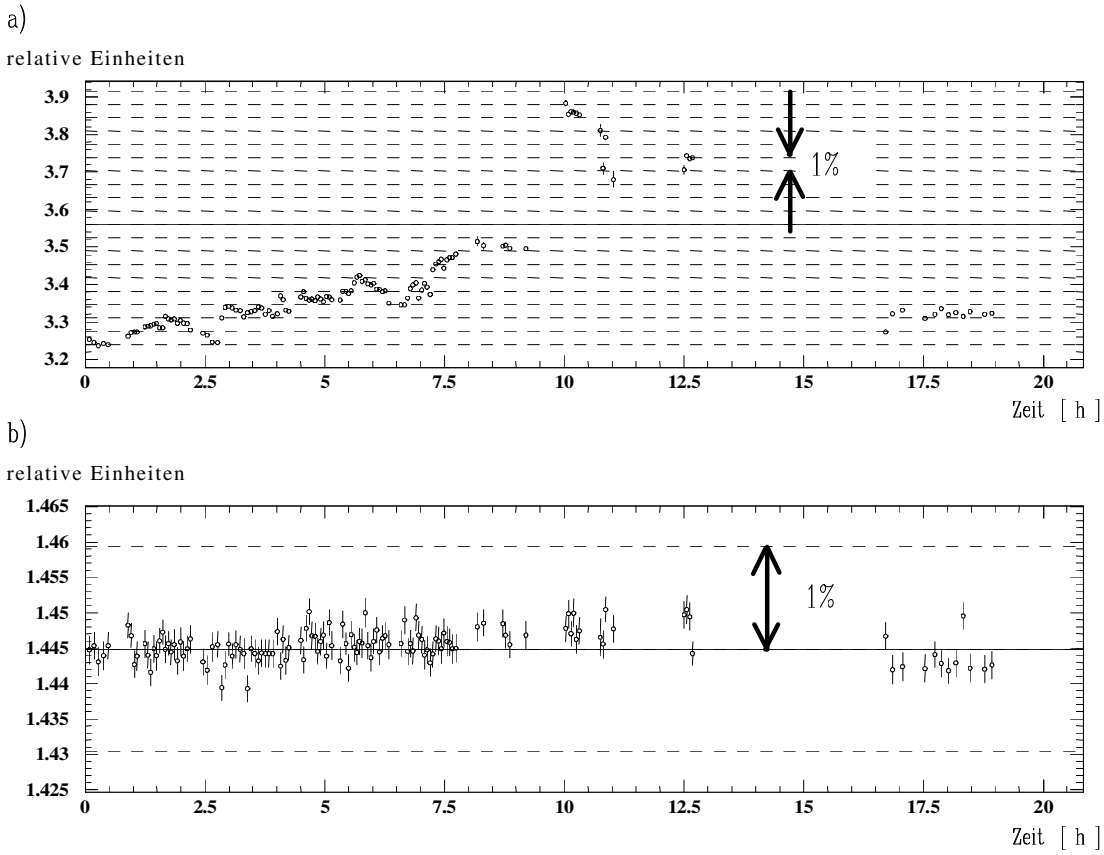


Abbildung 4.9.: Stabilität der Verstärkung von zwei der verwendeten Photomultiplier. Aufgetragen ist die Amplitude in willkürlichen Einheiten gegen die Zeit. Der Bereich zwischen zwei horizontal verlaufenden, gestrichelten Linien entspricht einer Änderung der Amplitude um 1%.

a) Ein Photomultiplier mit einer sehr instabilen Verstärkung.

b) Ein direkt zu a) benachbarter Photomultiplier mit einer stabilen Verstärkung.

In Abbildung 4.8. ist die Verstärkung der verwendeten Photomultiplier gegen die Stärke des magnetischen Feldes bei paralleler Ausrichtung des Photomultipliers zu den magnetischen Feldlinien aufgetragen [Jan 93]. Es ist ersichtlich, daß der Photomultiplier auch bei einer Magnetfeldstärke von $B = 1,2T$ eine ausreichende Verstärkung von $G = O(10^4)$ besitzt.

Um die in Abschnitt 3.4. geforderte Genauigkeit der absoluten Energiekalibration von 1% zu erreichen, ist es erforderlich, entweder die Verstärkung der Photomultiplier auf besser als 1% stabil zu halten oder die Schwankungen der Verstärkung eines jeden einzelnen Photomultipliers kontinuierlich zu beobachten und später zu korrigieren.

In Abbildung 4.9. ist die zeitliche Änderung der Verstärkung zweier Photomultiplier aus einem Randmodul[7] der elektromagnetischen Sektion des SpaCals gegen die Zeit aufgetragen. Diese beiden Photomultiplier liegen in benachbarten Zellen, so daß etwaige Temperatureinflüsse oder Schwankungen der Magnetfeldstärke bei beiden Photomultipliern eine Änderung der Verstärkung hätte bewirken müssen. Während des Zeitraums der Messung lieferte HERA

[7] Nummer des Supermoduls: 1005, Nummer des Photomultipliers in a): 1190, Nummer des Photomultipliers in b): 1191 jeweils nach [She 94], Nummer des Kalibrationsmoduls CAM: 95, Nummer der Photodiode (optischen Systems): 1774, ausgewählte Beleuchtungsmethode: 1.

Luminosität[8]. Es ist deutlich zu erkennen, daß eine Korrektur der Verstärkungsschwankungen des in Abbildung 4.9. a) vermessenen Photomultipliers zwingend erforderlich ist, um die geforderte Präzision der absoluten Energieskala von besser als 1% zu erreichen. Aus diesem Grund ist mit dieser Arbeit ein System entwickelt und gebaut worden, das die Änderungen der Verstärkung jedes einzelnen Photomultipliers registriert und später korrigiert. Das System wird in Kapitel 5 beschrieben.

[8] HERA Luminositätsruns 935-936, neue Positronfüllung zwischen $t = 13h$ und $t = 16h$ auf der Zeitskala, erster H1-Run 128330 am 07.11.1995 um 01:33 Uhr, letzter H1-Run 128506 am 07.11.1995 um 21:23 Uhr.

5. Das Kalibrationssystem CAM

In diesem Kapitel wird das in dieser Arbeit entwickelte und gebaute CAM-System[4] beschrieben und seine Funktionsmöglichkeiten detailliert erläutert. Aus dem vorherigen Abschnitt des Kapitels 4 ist ersichtlich, daß eine kontinuierliche Beobachtung und Korrektur der Verstärkung der verwendeten Photomultiplier zwingend erforderlich ist, um eine genaue Energiemessung und somit einen kleinen systematischen Fehler bei der Bestimmung der Strukturfunktionen des Protons zu garantieren. Dies ist nur unter Verwendung des CAM-Systems möglich, da sich die Schwankungen in der Verstärkung der Photomultiplier auf einer so kurzen Zeitskala abspielen, daß andere Beobachtungsmethoden, wie beispielsweise die permanente Kalibration des SpaCals mit Hilfe kosmischer Myonen oder unter Anwendung der Methode des kinematischen Maximums, nicht greifen.

5.1. Zielsetzung bei der Entwicklung des CAM-Systems

Das Ziel des CAM-Systems ist es, die Verstärkungsschwankungen der eingesetzten Photomultiplier zu vermessen, so daß die von den Photomultipliern bei der Auslese des SpaCals abgegebenen Signale in der Rekonstruktion der Ereignisse auf eine zeitlich konstante Verstärkung korrigiert werden können. Das Prinzip der Verstärkungsmessung der Photomultiplier ist in Abbildung 5.1. verdeutlicht.

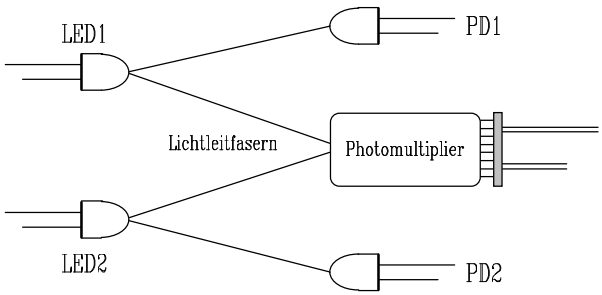


Abbildung 5.1.: Skizze zum Prinzip des CAM-Systems. Jeder Photomultiplier wird mit Hilfe von zwei Leuchtdioden beleuchtet, deren Stabilität ihrerseits durch Photodioden vermessen wird.

Dazu kann jeder Photomultiplier mit Hilfe zweier Leuchtdioden, im weiteren kurz LED[5] genannt, mit gepulsten Signalen beleuchtet werden, die von Puls zu Puls eine konstante Lichtstärke haben. Um zu garantieren, daß so tatsächlich die Schwankungen der Verstärkung des Photomultipliers beobachtet werden und nicht die der Lichtmenge der Signale der LEDs, werden die Lichtsignale jeder LED zusätzlich von je einer Photodiode empfangen und auf ihre konstante Lichtmenge überprüft. Die Photodioden haben sich als sehr stabil erwiesen, können jedoch über den Photomultiplier relativ untereinander verglichen werden.

[4] CAM - **C**alibration **A**nd **M**onitoring, englisch für: Kalibration und Beobachtung
[5] LED - **L**ight **E**miting **D**iode, englisch für: Licht emitierende Diode.

Mit Hilfe dieses Aufbaus kann ein Photomultiplier auf mehrere Arten beleuchtet werden, die im folgenden aufgelistet sind:

- Es beleuchtet nur LED 1 den Photomultiplier.
- Es beleuchtet nur LED 2 den Photomultiplier.
- Es beleuchten LED 1 und LED 2 zeitgleich den Photomultiplier.
- Es beleuchten LED 1 und LED 2 alternierend den Photomultiplier.

Jede der hier aufgeführten Möglichkeiten dient bestimmten Zwecken, die im weiteren Verlauf dieses Kapitels, nach der Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsmöglichkeiten des CAM-Systems, erläutert werden sollen.

Um die Anzahl an LEDs und Photodioden des CAM-Systems nicht zu stark ansteigen zu lassen, wird nicht, wie in Abbildung 5.1. prinzipiell skizziert, nur ein Photomultiplier von den beiden LEDs beleuchtet, sondern es werden bis zu acht Photomultiplier von den LEDs gleichzeitig über acht Lichtleitfasern beleuchtet und in ihrer Verstärkung beobachtet.

5.2. Übersicht über das CAM-System

Das CAM-System besteht aus einer Vielzahl von CAM-Modulen, Photodioden und Lichtleitfasern zu den Photomultipliern der verschiedenen Sektionen des SpaCals. Eine Übersicht über die Anzahl der Kanäle gibt Tabelle 5.1. Hierbei geben die Spalten mit den Jahreszahlen 1995 und 1996 die in diesen Jahren angeschlossene Anzahl von Kanälen wieder, die sich hauptsächlich aus der Anzahl der Photomultiplier jeder Sektion des SpaCals ergeben.

Anzahl der Kanäle	**1995**	**1996**
CAM-Module	77	81
davon in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals	68	68
davon in der hadronischen Sektion des SpaCals	9	11
davon im BPlug	0	2
Photodioden	335	343
davon in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals	301	301
davon in der hadronischen Sektion des SpaCals	34	38
davon im BPlug	0	4
Photomultipliern	1320	1340
davon in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals	1192	1192
davon in der hadronischen Sektion des SpaCals	128	136
davon im BPlug	0	12
Lichtleitfasern	2640	2680
davon in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals	2384	2384
davon in der hadronischen Sektion des SpaCals	256	272
davon im BPlug	0	24

Tabelle 5.1.: Zusammenstellung der Anzahl der verschiedenen Kanäle des CAM-Systems für die Jahre 1995, 1996 und die maximal mögliche Anzahl von Kanälen des CAM-Systems.

5.3. Aufbau des CAM-Systems

Zunächst soll in Abschnitt 5.3.1. der Aufbau eines einzelnen CAM-Moduls beschrieben werden, bevor in Abschnitt 5.3.2. der Aufbau des CAM-Systems aus derzeit 81 Moduln beschrieben wird.

5.3.1. Aufbau eines einzelnen CAM-Moduls

Um alle Photomultiplier des SpaCals in ihrer Verstärkung beobachten zu können und gleichzeitig einen kompakten und modularen Aufbau des CAM-Systems zu erreichen, ist ein Design des CAM-Moduls gewählt worden, das es ermöglicht, 40 Plastikfasern[6] möglichst gleichmäßig von einer Seite zu beleuchten. Eine einfache und kompakte Möglichkeit, dieses Ziel zu erreichen, ist die Beleuchtung der Fasern in fünf Gruppen zu je acht Fasern mittels einer LED. Hierzu wird ein Faserdurchmesser von 0,5 *mm* gewählt, so daß acht solcher Fasern um eine Kontrollfaser[7] mit einem Durchmesser von 1 *mm* arrangiert werden können. Diese Anordnung ist in Abbildung 5.2. c) dargestellt. Die acht Fasern sind an ihren Enden abgedeckt worden, so daß sie in der Photographie in Abbildung 5.2. c) in der Frontansicht als acht dunkle Kreise zu erkennen sind.

In der Mitte dieser acht Fasern ist die größere Kontrollfaser zu erkennen. Diese Anordnung der Fasern wurde in einem Plexiglasröhrchen mit durchsichtigem Klebstoff[8] fixiert, was in Abbildung 5.2. a) in der Seitenansicht dargestellt ist. Außerdem wird die Kontrollfaser auch an ihrem zweiten Ende von einem Plexiglasröhrchen umfaßt und gehalten. Hierzu ist derselbe Klebstoff verwendet worden. Auf das Plastikröhrchen mit den Enden der acht Fasern und dem einen Ende der Kontrollfaser ist, wie in Abbildung 5.2. b) dargestellt, eine grünes Licht ausstrahlende LED[9] mit Klebstoff[10] befestigt worden.

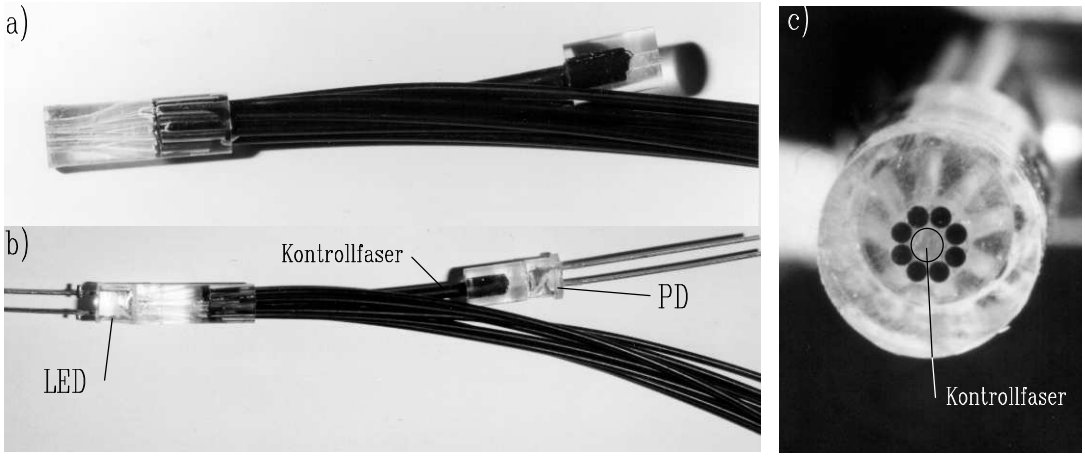


Abbildung 5.2.: Aufbau der optischen Verbindung von der LED zur Photodiode und zu den acht Photomultipliern. Weitere Erläuterungen sind im Text enthalten.

---

[6] Lichtwellenleiter TC-500 Luminous, Deutsche Nichimen GmbH
[7] Lichtwellenleiter TC-1000 Luminous, Deutsche Nichimen GmbH
[8] Epoxidharz HT 2 und Härter HT 2, R&G Flüssigkunststoffe
[9] TLGD240P ∅ 5*mm*, Toshiba AG
[10] Klebstoff Cementit CA-10, Merz & Benteli AG

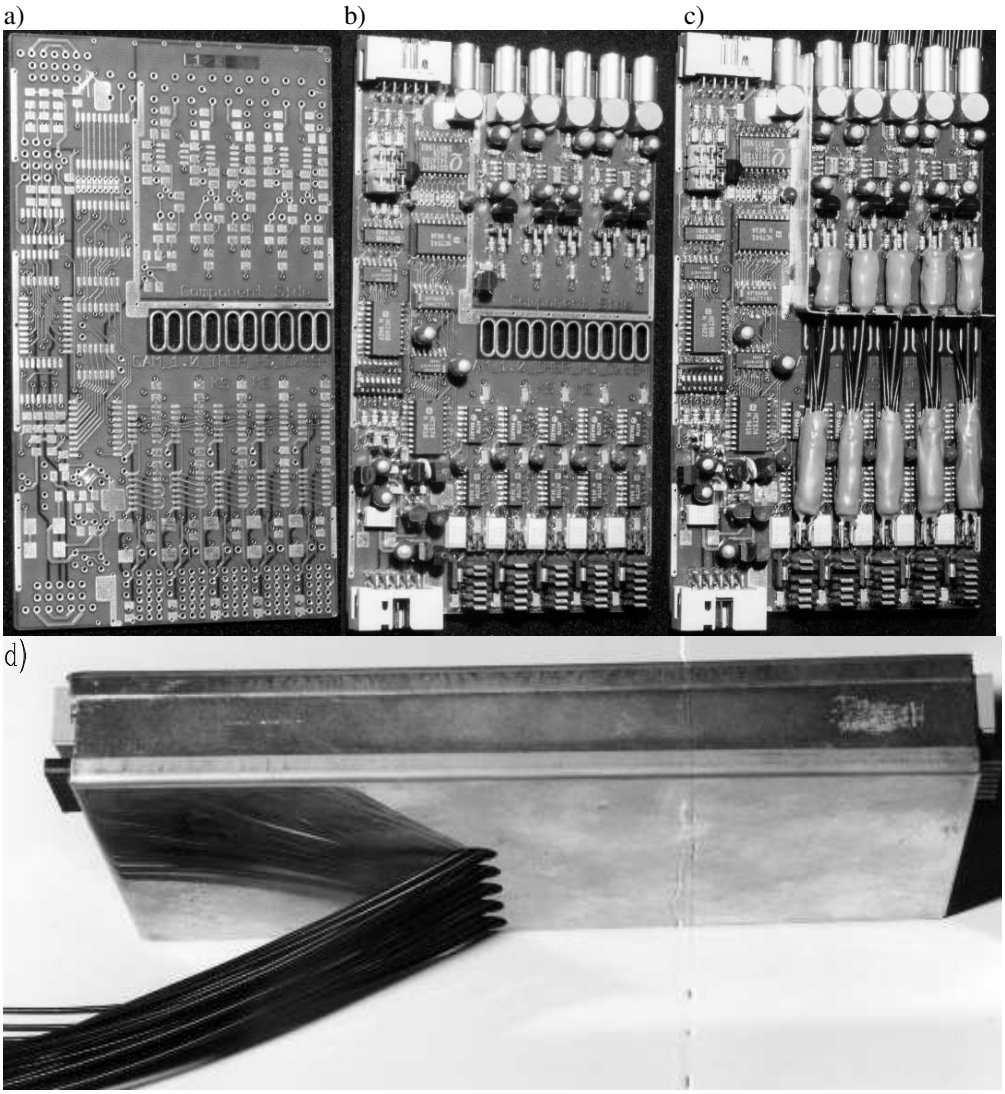


Abbildung 5.3.: Platine des CAM-Moduls.

a) Platine ohne Bauelemente.

b) Platine mit elektronischen Bauelementen.

c) Platine mit elektronischen Bauelementen und fünf optischen Systemen.

d) Außenansicht des CAM-Moduls mit den nach unten austretenden Fasern, die zu den Photomultipliern führen.

Auf die gleiche Weise ist das einzeln eingebettete Ende der Kontrollfaser an einer Photodiode[11] befestigt worden. Bei der Befestigung sowohl der LED als auch der Photodiode ist die Beleuchtungsintensität permanent gemessen und die LED bzw. die Photodiode in der Fläche parallel zur Fläche des jeweiligen Plastikröhrchens so justiert worden, daß eine maximale Beleuchtungsintensität erzielt worden ist.

Nach der Fixierung der LED bzw. der Photodiode an den jeweiligen Plexiglasröhrchen ist das so entstandene optische System mit graphithaltigem Epoxidharz[12] mehrfach lichtdicht abgedeckt worden [R&G 92], so daß das in der LED erzeugte Licht nur an den Enden der acht

[11] Photodiode SFH2030 ∅ 5*mm*, Siemens AG

[12] Epoxidharz HT 2, Härter HT 2 und Epoxid-Farbpaste RAL 9005, R&G Flüssigkunststoffe

Fasern austreten kann. Diese Umhüllung, des als optischen Systems bezeichneten Einheit, ist in Abbildung 5.3. c) an den Veränderungen zu Abbildung 5.3. b) zu erkennen.

Die Platine, auf der die elektronischen Schaltung angeordnet ist, ist in Abbildung 5.3., und der komplette Schaltplan eines CAM-Moduls ist in Anhang A) abgebildet. Die auf ihr angebrachte Schaltung kann in fünf verschiedene Einheiten separiert werden:

- eine Einheit zur individuellen Ansteuerung des CAM-Moduls über einen Feldbus:
  Die Funktionsmöglichkeiten des CAM-Systems über die individuelle Ansteuerung der CAM-Module werden in Abschnitt 5.4. beschrieben.
- eine Einheit zur Spannungsversorgung der LEDs.
- eine Einheit zum zeitlichen Abgleich der CAM-Module untereinander:
  Der zeitliche Abgleich der CAM-Module während deren Produktion wird in Abschnitt 5.8. dargestellt.
- fünf Einheiten zum Betreiben des LED-Pulsers:
  Zur Erzeugung kurzer Lichtsignale mittels einer LED ist eine parallele Schaltung von vier Transistoren je LED nötig gewesen, da beim Durchschalten eines Spannungspulses von $U_{LED} = 30V$ innerhalb von $1ns$ für einen maximalen Zeitraum von $t_{LED}^{\max} = 52ns$ an der LED ein Strom von $I_{LED} \approx 2A$ fließt. Eine detaillierte Beschreibung und Darstellung der Lichtsignale der LED erfolgt in Abschnitt 5.4.3.
- fünf Einheiten des Photodiodenempfängers:
  Die Aufgabe des Photodiodenempfängers ist es, die Signale der Photodioden zu verstärken und auf die Eigenschaften der sich anschließenden Auslesekabel[13] anzupassen, so daß das Photodiodensignal in Abhängigkeit seiner Höhe ausgelesen und digitalisiert werden kann.

Eine zusammenfassende Übersicht der Komponenten und Größe der CAM-Module ist in Tabelle 5.2. gegeben.

Außenmaße eines CAM-Moduls:	
Länge	$l = 136mm \pm 0,5mm$
Breite	$b = 72mm \pm 0,5mm$
Höhe	$h = 17mm \pm 0,5mm$
Komponenten:	
Anzahl der LEDs	1 bis 5
Anzahl der Photodioden	1 bis 5, entspr. der Anzahl der LEDs
Anzahl der Lichtleitfasern	8 pro LED/Photodiode, maximal 40
Anzahl der Ansteuerungs- und Auslesekanäle	
Feldbuseingang	1
Feldbusausgang	1
Spannungsversorgung	2, direkt miteinander verbunden 1 Eingang und 1 Ausgang
Triggersignaleingang	1
Ausgänge der Photodiodenauslese	5

Tabelle 5.2.: Zusammenfassende Tabelle über die Komponenten und Eigenschaften eines CAM-Moduls.

[13] Suhner GX01272, 2,0*mm* Koaxialkabel, halogenfrei und Suhner GX01272, 2,8*mm* Koaxialkabel, halogenfrei.

5.3.2. Aufbau des CAM-Systems im Detektor H1

Die Anordnung und der Aufbau der CAM-Module orientiert sich stark an der mechanischen Modularität der Blei/Faser-Matrix des SpaCals. In Abbildung 4.3. ist zu erkennen, daß sich die elektromagnetische Sektion des SpaCals aus 60 quadratischen Supermodulen, die jeweils 16 Kalorimeterzellen beherbergen, acht Supermodulen, die 15 Kalorimeterzellen beinhalten, und 20 nicht-quadratischen Randmodulen, die zwischen vier oder acht Kalorimeterzellen umfassen, zusammensetzt. Eine analoge Aufteilung der CAM-Module in Standard-CAM-Module für die quadratischen Supermodule und spezielle CAM-Module für die restlichen Supermodule erscheint aus produktionstechnischen Gründen nicht praktikabel, da das CAM-Modul nicht wie ein Supermodul aus kleineren Baueinheiten zusammengesetzt ist. Weiterhin verbietet der Aufbau des Detektors H1 eine Ausdehnung des CAM-Systems, über die Begrenzungen des SpaCals in x- oder y-Richtung hinaus. Ebenfalls ist eine Anordnung der CAM-Module in z-Richtung übereinander nicht möglich. Aus diesem Grund ist ein CAM-Modul so gebaut worden, daß es nicht nur die 16 Photomultiplier eines SpaCal Supermoduls jeweils redundant mit zwei Fasern von zwei LEDs beleuchten kann, sondern daß zusätzlich noch eine weitere LED mit ihren acht Fasern eingebaut werden kann, die jeweils die in den Randmodulen des SpaCals beherbergten Photomultiplier beleuchten kann. Somit können mit einem einheitlichen Design für das CAM-Modul alle in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals eingesetzten Photomultiplier beleuchtet werden. Für die Beleuchtung der Photomultiplier in der hadronischen Sektion des SpaCal kann dasselbe Design des CAM-Moduls verwendet werden, da aufgrund der deutlich geringeren Zellenanzahl der hadronischen Sektion keine Probleme in der geometrischen Ausdehnung der CAM-Module auftreten. Die Befestigung der

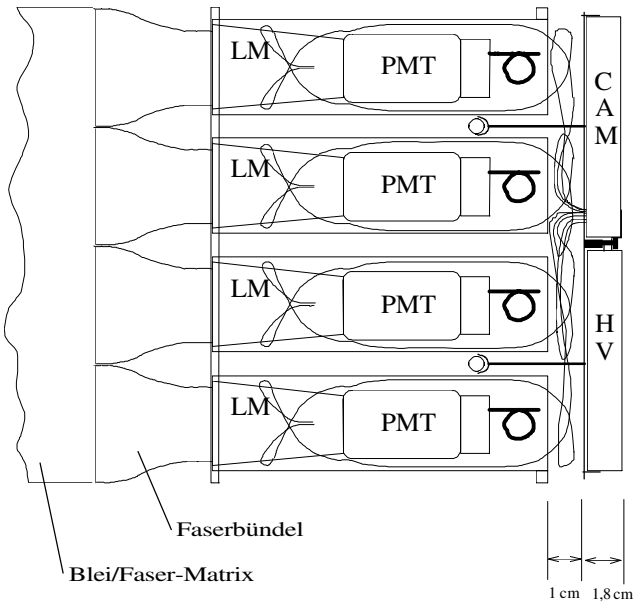


Abbildung 5.4.: Verlauf der Fasern von einem CAM-Modul zu den Photomultipliern im SpaCal. Die Lichtmischer sind mit der Abkürzung LM bezeichnet und die Photomultiplier mit der Abkürzung PMT. Die Abkürzung HV bezeichnet hier das zur Einstellung der individuellen Hochspannung jedes Photomultipliers erforderliche Modul.

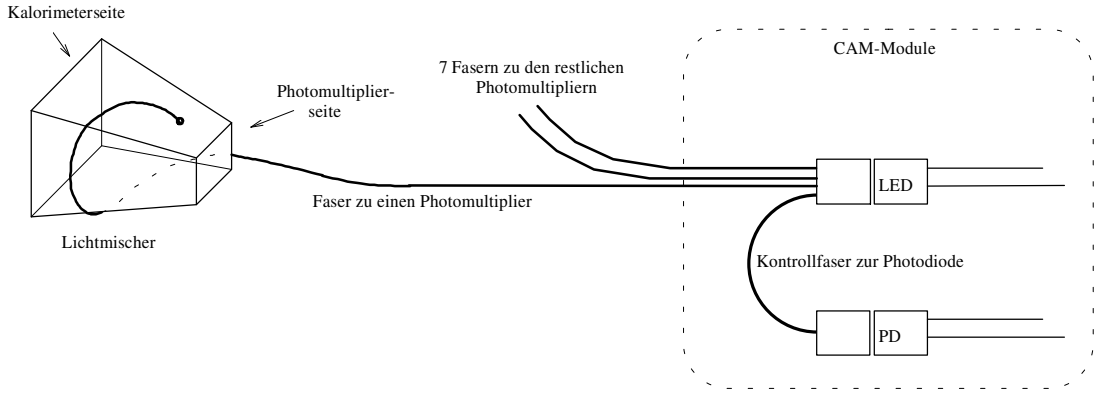


Abbildung 5.5.: Schematische Darstellung des Verlaufs der acht Fasern zu den Lichtmischern vor den Photomultipliern beispielhaft an einer Faser skizziert und des Verlaufs der Kontrollfaser von der LED zur Photodiode, die hier mit PD abgekürzt ist, innerhalb des CAM-Moduls.

CAM-Module auf dem SpaCal und der Verlauf der Fasern zu den Photomultipliern eines Supermoduls ist in Abbildung 5.4. skizziert. Abbildung 5.5. skizziert den Faserverlauf zu den Photomultipliern aus einer anderen Perspektive.

Es ergibt sich eine Anzahl von 68 CAM-Modulen auf der elektromagnetischen Sektion des SpaCal, 11 CAM-Modulen auf der hadronischen Sektion und zwei CAM-Modulen auf dem BPlug. Die Adressenbelegung zur Ansteuerung der CAM-Module der hadronischen Sektion ist kontinuierlich von 1 bis 11, wohingegen die der CAM-Module der elektromagnetischen Sektion jeweils eine zweistellige Zahl ist, die sich aus der Spalte und der Zeile des Supermoduls zusammensetzt auf dem das CAM-Modul angebracht ist. Die kleinste Adresse ist 13 - 1. Spalte, 3. Zeile - und die größte ist 97. Die beiden CAM-Module des BPlug erhalten die Adressen 101 und 102 [14].

5.4. Funktionsmöglichkeiten des CAM-Systems

In diesem Abschnitt wird auf die Ansteuerungsmöglichkeiten des CAM-Systems und deren Funktionen eingegangen.

5.4.1. Adressieren der CAM Module

Die Tatsache, daß jedes CAM-Modul mit einer eigenen Adresse ausgestattet ist, erlaubt eine vielfältige Ansteuerung der in Reihe geschalteten CAM-Module. Zur Ansteuerung eines CAM-Moduls wird ein Ansteuerungscode aus 16 Bit benötigt. Die ersten acht Bit dieses Codes bilden die Codierungsadresse des CAM-Moduls, die im weiteren als Adresse bezeichnet wird. Mit den für die Adresse reservierten acht Bit ist es möglich, 255 verschiedene Module anzusprechen. Die 256ste Möglichkeit, alle acht Bit auf Null zu setzen, wird definitionsgemäß nicht benutzt, um eventuell nötige Fehlersuchen im System zu vereinfachen. Die restlichen

[14] Die Verteilung der CAM-Module auf dem SpaCal kann aus Anhang C) entnommen werden. Die Anzahl der Photodioden und die Anzahl der beleuchteten Photomultiplier für jedes CAM-Modul ist ebenfalls aus Anhang C) ersichtlich.

acht Bit teilen sich auf in einmal fünf Bit zur Wahl des LED Musters, welches in Abschnitt 5.4.2. erläutert wird, und in drei Bit zur Wahl der Pulslänge, die in Abschnitt 5.4.3. erklärt wird.

5.4.2. Wahl des LED Musters

Jedes CAM-Modul kann mit fünf LEDs, oder gleichbedeutend mit fünf optischen Systemen, ausgestattet werden. Jeder LED ist dabei ein Bit in dem Ansteuerungscode zugewiesen, so daß jede LED einzeln angesteuert werden kann.

Zur Beleuchtung aller 16 Photomultiplier eines Supermoduls, das nicht im Randbereich des SpaCals liegt, bedarf es zweier optischer Systeme mit je acht Fasern. Die zwei zusätzlich eingebauten optischen Systeme dienen der Redundanz, auf die in Abschnitt 5.6. eingegangen wird, und zusätzlicher Funktionstests. Die Aufteilung der vier optischen Systeme A-D auf die 16 Photomultiplier eines solchen Supermoduls ist in Abbildung 5.6. dargestellt.

Auch die Photomultiplier in den Randmodulen werden durch das fünfte optische System E aus zwei benachbarten CAM-Modulen redundant versorgt. In Abbildung 5.7. sind die Randmodule durch zweifarbige Quadrate dargestellt, die jeweils von den CAM-Modulen der benachbarten Supermodule versorgt werden können.

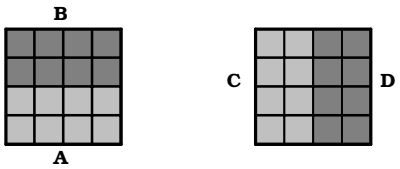


Abbildung 5.6.: Die Aufteilung der vier optischen Systeme eines CAM-Moduls für ein normales Supermodul mit 16 Photomultipliern. Die acht Fasern des 1. optischen Systems beleuchten die Photomultiplier im Bereich A des Supermoduls, die Fasern des 2. optischen Systems den Bereich B, die des 3. den Bereich C und die des 4. den Bereich D.

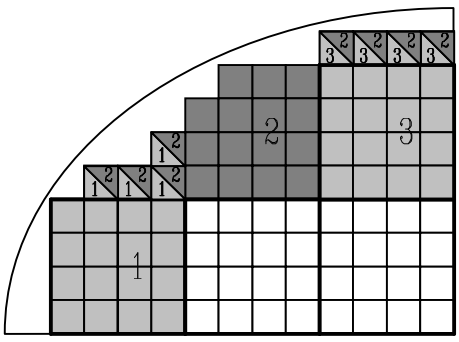


Abbildung 5.7.: Die Verbindung der optischen System aus zwei CAM-Modulen zur Versorgung der Randmodule des SpaCals.

5.4.3. Wahl der Pulslänge

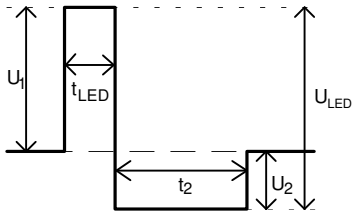
Mit den drei verbleibenden Bits des Ansteuerungscodes kann die Länge des elektrischen Signals an den LEDs gesteuert werden. Die drei Bits erlauben eine Einteilung der Pulslänge in acht Stufen, die äquidistant zwischen 10 *ns* und 52 *ns* liegen. Zur Berechnung der Pulslänge gilt:

$$t_{LED} = d \cdot 6ns + 10ns \tag{5.1}$$

Dabei ist d die dezimale Zahl, die aus den drei Bit gebildet werden kann, und hat einen Wertebereich von $0 \le d \le 7$. Die Form des elektrischen Ansteuerungspulses ist in Abbildung 5.8. wiedergegeben. In Abbildung 5.9. sind die aus dem elektrischen Puls von der LED erzeugten Lichtsignale für die acht verschiedenen Pulslängen mittels eines Photomultipliers aufgezeichnet. Der elektrische Ansteuerungspuls aus Abbildung 5.8. ist bipolar gewählt worden, um die Lichtsignale der LED in guter Näherung symmetrisch zu ihrem Maximum zu halten. Wäre zur Ansteuerung der LED lediglich ein unipolarer Ansteuerungspuls verwendet worden, so wäre zwar noch die Anstiegszeit des Lichtsignals über die Zeit t_{LED} regelbar gewesen, jedoch nicht die Abfallzeit, die sich dann aus Materialkonstanten der LED ergeben hätte. Bei der verwendeten LED hätte die Abfallzeit $t_{LED}^{uni,fall} \approx 100ns$ betragen. Die Signalform der LED-Lichtsignale, die am Ausgang des Photodiodenempfängers abgegriffen werden, sind in Abbildung 5.10. dargestellt, wobei auf die deutlich unterschiedliche Zeitskala zu Abbildung 5.9. zu achten ist, die später bei der Auslese der Signale wichtig wird.

Mittels der Wahl der Pulslänge ist es möglich, verschiedene CAM-Module mit verschiedenen Pulslängen zu betreiben, was während der Datennahme mit dem Detektor H1 im Jahr 1995 auch geschehen ist. Die CAM-Module der hadronischen Sektion wurden mit der Pulslänge $d = 1$ betrieben, wohingegen die CAM-Module der elektromagnetischen Sektion mit der Pulslänge $d = 4$ betrieben worden sind.

Dies ist nötig gewesen, um den verschiedenen Empfindlichkeitsbereichen in der Verstärkung der verwendeten, unterschiedlichen Photomultiplier gerecht werden zu können. Jede Erhöhung der Pulslänge an der LED um 6 *ns* verdoppelt in etwa die von den LEDs produzierte Lichtmenge, so daß mit der Wahl der Pulslängen ein großer dynamischer Bereich abgedeckt werden kann. Der Zusammenhang zwischen dem elektrischen Ansteuerungssignal und dem



$$10ns \le t_{LED} \le 52ns$$
$$7V \le U_1 \le 30V$$
$$t_2 \approx 100ns$$
$$U_2 = -5V$$

Abbildung 5.8.: Schematische Darstellung des bipolaren Spannungspulses zur Erzeugung der LED Signale im CAM-Modul.

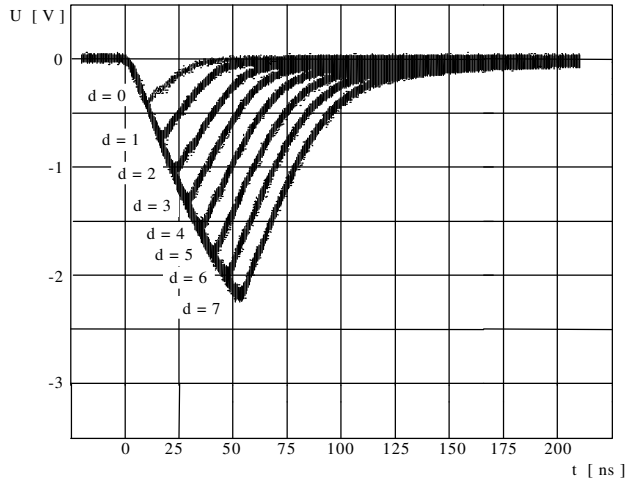


Abbildung 5.9.: Die acht verschiedenen Pulslängen des CAM-Moduls gemessen mit einem Photomultiplier (Hamamatsu PMT-R5505) aufgezeichnet mit einem Speicheroszilloskop [Sch 96a].

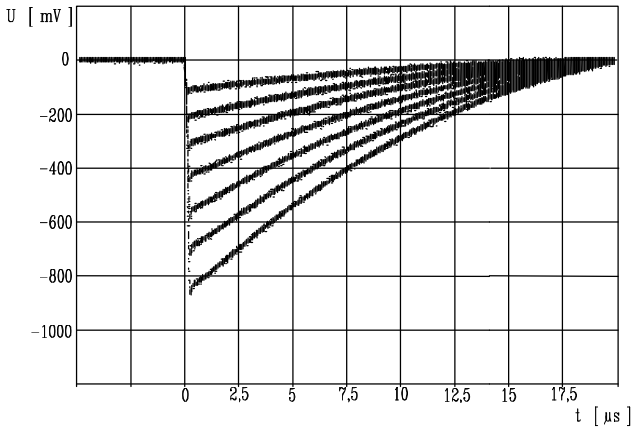


Abbildung 5.10.: Darstellung der LED-Lichtsignale, die am Ausgang des Photodiodenempfängers abgegriffen werden. Aufgezeichnet mit einem Speicheroszilloskop [Sch 96a].

Lichtsignal ist in Abbildung 5.11. aufgetragen. Das bipolare elektrische Ansteuerungssignal der LED ist zuerst im oberen Teil der Abbildung 5.11. dargestellt. Sobald die Spannung an der LED anliegt, beginnt diese Photonen zu emittieren. Sie steigert ihre Intensität solange linear, bis das elektrische Ansteuerungssignal die Potentialnullinie durchschreitet und beginnt danach mit demselben Absolutwert der Steigung linear abzufallen, bis es ab etwa 20% vor Erreichen der Potentialnullinie exponentiell asymptotisch gegen die Potentialnullinie strebt.

In einem weiteren Schritt ist in Abbildung 5.12. die Form der Signale aufgetragen, an dem letztendlich die der deponierten Energie proportionale Höhe gemessen wird. Dieses Signal ist für zwei Längen des Ansteuerungssignals, das ebenfalls in Abbildung 5.12. oben links eingezeichnet ist, normiert dargestellt. Trotz des mehr als doppelt so langen elektrischen Ansteuerungssignals mit der Pulslänge $d = 4$ ist keine Veränderung in dem letztlich für die Messung ausschlaggebenden Signalform zu erkennen. Die Signale sind in relativen Einheiten aufgetragen und so normiert worden, daß sie nicht überlappen. Abbildung 5.12. bestätigt damit deutlich, daß die Signalverarbeitung und das letztlich zur Energiemessung verwendete Signal unempfindlich auf die bisher benutzte Änderungen der Pulslänge des CAM-Systems sind.

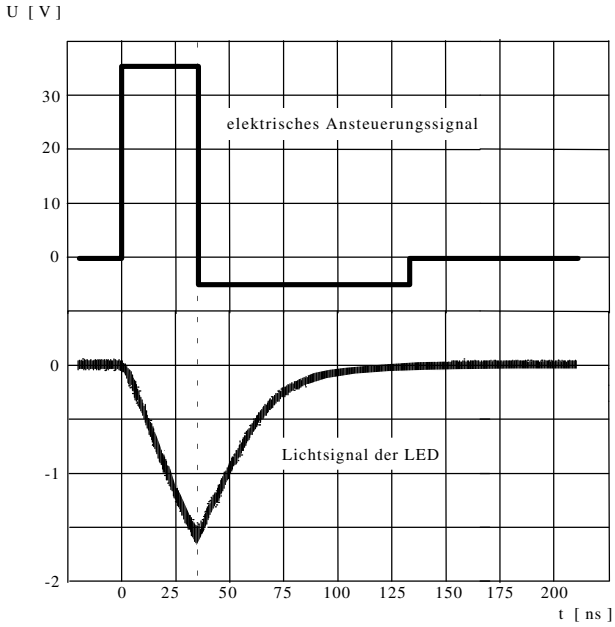


Abbildung 5.11.: Zusammenhang zwischen dem elektrischen Ansteuerungssignal an der LED mit $d = 4$ und dem Lichtsignal der LED.

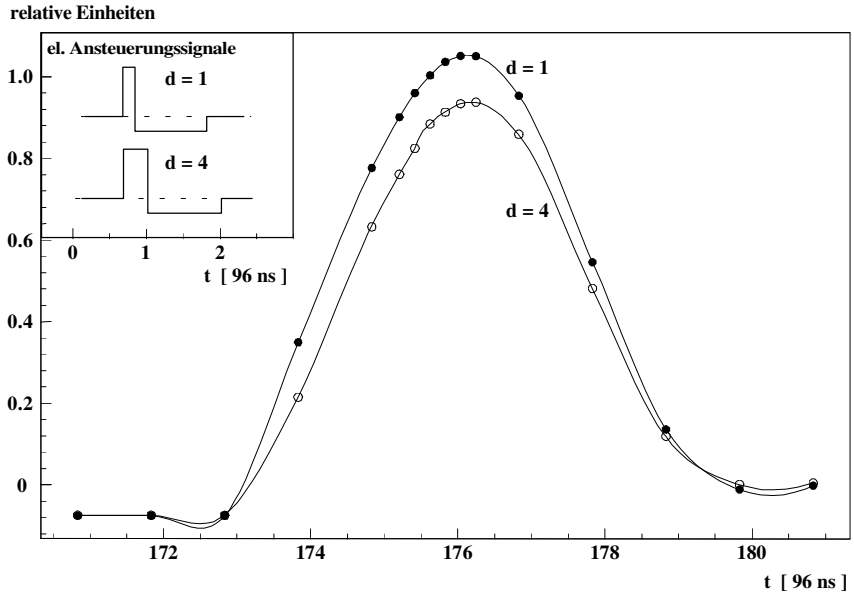


Abbildung 5.12.: Vergleich der zur Energiemessung verwendeten Signale der Ausleseelektronik der Photomultiplier für zwei verschiedene Pulslängen des elektrischen Ansteuerungssignals der LEDs im CAM-Modul. Die Höhe der Signale ist so normiert worden, daß die Signale deutlich zu erkennen sind und nicht übereinanderliegen. Der Übersichtlichkeit halber sind die Meßpunkte einer Meßreihe jeweils mit einer Linie verbunden. Im oberen linken Teil der Abbildung sind die elektrischen Ansteuerungssignale der LED in der selben zeitlichen Einheit aufgetragen.

5.4.4. Wahl der anliegenden LED-Spannung

Die LED-Spannung U_{LED} kann global für alle CAM-Module eingestellt werden. Sie kann zwischen $12V \le U_{LED} \le 35V$ variiert werden, was einer Änderung in der produzierten Lichtmenge in der LED von einem Faktor drei entspricht. Die Struktur des elektrischen Spannungspulses ist bereits in Abbildung 5.8. dargestellt. Das bedeutet, daß zwischen den diskreten Werten der Pulslänge mittels der Spannungseinstellung U_{LED} jeder beliebige Punkt in der Intensität der LED erreicht werden kann. In Abbildung 5.13. ist der Verlauf der von der LED produzierten Lichtmenge gegen die angelegte LED-Spannung U_{LED} aufgetragen.

Die produzierte Lichtmenge ist mit einem Photomultiplier und einen Oszilloskop bestimmt worden. Beim Ablesen der Höhe der Photomultipliersignale auf dem analogen Oszilloskop ist es schwierig gewesen, einen Fehler auf die Höhe des Signals abzulesen. Anhand der Darstellung der Diodenkennlinie im Pulsbetrieb in Abbildung 5.13. ist zu erkennen, daß die Fehler auf die Höhe des Signals überschätzt worden sind. Dies beeinträchtigt jedoch nicht die Hauptaussage der Abbildung 5.13., die zeigt, daß die Kennlinie der verwendeten LED für kurze, gepulste Signale von maximal $t_{LED}^{\max} = 52ns$ linear und nicht wie gewöhnlich exponentiell mit zunehmender Versorgungsspannung U_{LED} der LED ansteigt.

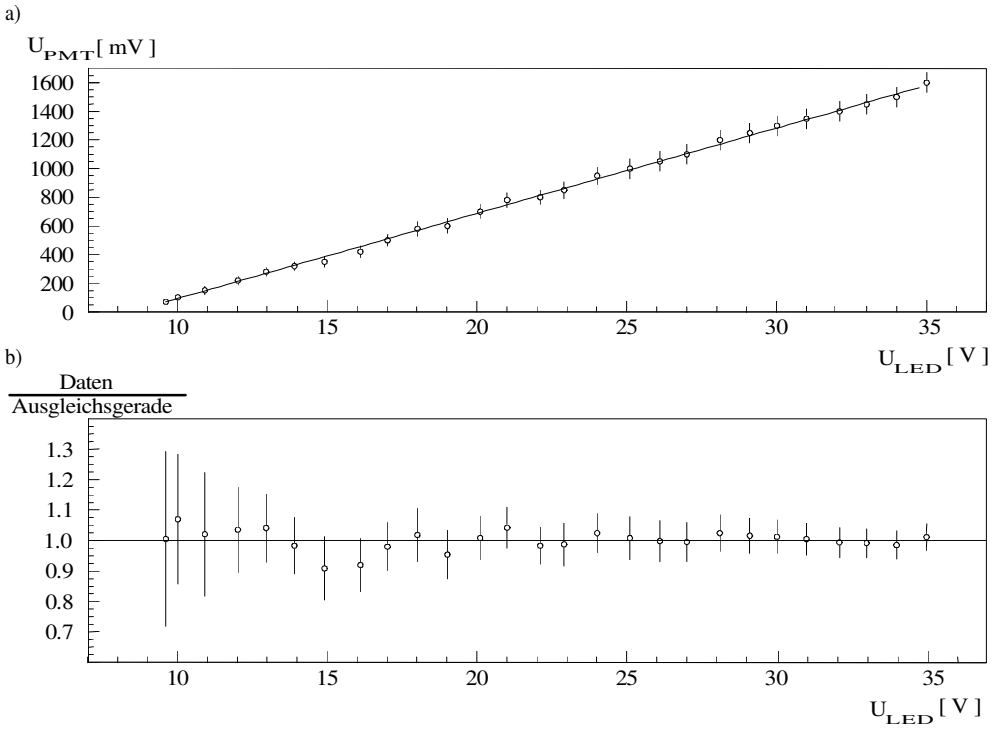


Abbildung 5.13.: Kennlinie der verwendeten Leuchtdiode bei Pulsbetrieb.

- **a)** Beziehung zwischen der LED-Spannung U_{LED} und der produzierten Lichtmenge gemessen mit einem Photomultiplier. Die eingezeichnete Ausgleichsgerade gehorcht der Geradengleichung: $U_{PMT} = 60 \cdot U_{LED} - 85V$.
- **b)** Abweichung der Meßwerte von der Ausgleichsgeraden in a).

5.4.5. Wahl der Pulsrate

Ein weiterer Parameter zur permanenten Beobachtung der Verstärkung der Photomultiplier ist die Rate ν_{CAM}, mit der das CAM-System betrieben werden kann. Ein vernünftiger Wert für die Rate ν_{CAM} liegt bei $1\ Hz$. Diese Rate bestimmt sich jedoch nicht aus den Parametern des CAM-Systems, sondern aus der Stabilität der zu beobachtenden Photomultiplier. In Abschnitt 5.6. wird beschrieben, wie sich die Rate ν_{CAM} bestimmt.

Die theoretische Obergrenze der Rate liegt bei $\nu_{CAM}^{\max} \approx 10 kHz$. Oberhalb dieser Rate kann das CAM-System zwar noch betrieben werden, jedoch ergeben sich im Photodiodenempfänger Signaladditionen, was aus Abbildung 5.10. abgeschätzt werden kann. Diese Rate wird jedoch während des Betriebs im Detektor H1 nie erreicht werden, da eine Auslese der Daten mit dieser Rate unmöglich ist. Eine untere theoretische Grenze der Rate gibt es nicht, jedoch liegt die momentane untere Grenze aus computertechnischen Gründen bei $\nu_{CAM}^{\min} \approx 2\ mHz$.

5.5. Die Elektronik des CAM-Systems

In diesem Abschnitt wird die Ansteuerung der CAM-Module beschrieben und aufgezeigt, wie die von den LEDs der CAM-Module abgegebenen Lichtsignale über die Photodiode im optischen System und über die Photomultiplier des SpaCals ausgelesen werden.

5.5.1. Ansteuerung und Betrieb des CAM-Systems

Die zur Ansteuerung des CAM-Systems nötigen Parameter setzen sich wie folgt zusammen:

- Spannungsversorgung der LEDs
- 16 Bit Ansteuerungscode für Adresse, Pulslänge und LED-Muster
- Rate des CAM-Systems

Der Aufbau, der zur Ansteuerung des CAM-Systems verwendet wird, ist in im unteren Teil von Abbildung 5.15. dargestellt.

Die zur Spannungsversorgung des CAM-Systems benutzten Spannungsversorgungsgeräte[15] werden auf einen festen Wert[16] eingestellt und während einer Datennahmeperiode außer zu Testzwecken nicht mehr geändert. Sowohl die Spannungsversorgung der CAM-Module allgemein, als auch die Spannungsversorgung der LEDs in den CAM-Modulen wird permanent kontrolliert, und die Spannungswerte werden in die H1-Datenbank geschrieben. Verändern sich die eingestellten Spannungen, so wird ein Alarm ausgelöst, der die Schichtbesatzung des Detektors H1 auf diese Änderung aufmerksam macht, so daß der aufgetretene Fehler korrigiert werden kann und die Spannungen wieder auf ihren nominellen Wert gesetzt werden können. Seit dem Einbau des CAM-Systems ist dieser Fehler niemals aufgetreten.

---

[15] Spannungsversorgungsgeräte Rhode und Schwarz Typenreihe NGPV, Modelle NGPV 20/10 und NPGV 40/5

[16] Während der Datennahmeperiode 1995 lag die Spannung an den LEDs des CAM-Systems bei $U_{LED}^{(1995)} = (24{,}0 \pm 0{,}001)V$. Für die Datennahmeperiode 1996 ist ein Wert von $U_{LED}^{(1996)} = (30{,}0 \pm 0{,}001)V$ eingestellt.

Die Einstellung innerhalb der in Serie geschalteten CAM-Module erfolgt über einen Computer, der im folgenden als Kalorimeter-OS9[17] bezeichnet wird[18]. Die 16 Bit des Ansteuerungscodes jedes CAM-Moduls gelangen nacheinander parallel über einen VME-Bus, der in Abbildung 5.15. als lange graue Linie dargestellt ist, von der Kalorimeter-OS9 zu einer Konvertierungskarte, die in Abbildung 5.15. die Bezeichnung "parallel → seriell" trägt. Diese Karte konvertiert die parallel eintreffenden 16 Bit des Ansteuerungscodes in serielle Signale, die in differentiellem TTL-Standard über eine Doppelleitung zu einem Dekoder gesendet werden. Der Dekoder wandelt die eingehende Signale in den normalen TTL-Standard um und verteilt sie auf zehn Ausgänge, über die jeweils zwischen fünf und 11 CAM-Module[19] angesprochen werden. Jeder 16 Bit-Ansteuerungscode wird in jedes CAM-Modul geladen und über den Dekoder der Feldbuseinheit mit der eingestellten Adresse des CAM-Moduls verglichen. Bei Übereinstimmung der Adresse mit dem Ansteuerungscode wird innerhalb des CAM-Moduls das LED-Muster und die Pulslänge, die ebenfalls in dem Ansteuerungscode enthalten sind, geladen[20].

In einem weiteren Schritt wird die Einstellung der Rate, mit der das CAM-System die Beobachtung der Verstärkung der Photomultiplier vornehmen soll, von der Kalorimeter-OS9 vorgenommen. Sie sendet vier Parameterwerte über den allgemeinen H1-Datenbus an die CAM-Trigger-Karte. Der erste Parameter, der die Rate bestimmt, wird innerhalb der CAM-Trigger-Karte an die Zähleinheit übergeben, die die eingehenden Signale der sogenannten Fastcard [Kre 90] des SpaCal-STC solange hochzählt, bis der übergebenen Parameterwert erreicht ist, sodann ein Ausgangssignal generiert und erneut bei 0 zu zählen beginnt. Die beiden nächsten Parameter legen die Verzögerung des generierten Ausgangssignals des Zählers zum CAM-Pulsgenerator fest. Hierbei kann die Verzögerungseinheit Delay-CAM in groben Schritten von 96*ns* und in feinen Schritten von 2*ns* auf jeden beliebigen Wert innerhalb von 20μs gesetzt werden. Der letzte der vier Parameter setzt die Verzögerung der Verzögerungseinheit Delay-CTL in Schritten von 96*ns* fest. Der Sinn und die Funktionsweise dieser Einstellungen soll im weiteren Verlauf dieses Abschnitts anhand eines sogenannten CAM-Ereignisses schrittweise durch die komplette Elektronik dargestellt und erläutert werden. Neben den soeben beschriebenen Einstellungen für das CAM-System werden über die Kalorimeter-OS9 noch weitere Einstellungen zum Beispiel für die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier und die SpaCal-Trigger vorgenommen, die jedoch für die Betrachtung der Funktionsweise des CAM-Systems eine untergeordnete Rolle spielen und deshalb in Abbildung 5.15. nicht dargestellt worden sind.

---

[17] Ein Computer mit dem Betriebssystem OS9, der zur Einstellungen der Kalorimeter des Detektors H1 benutzt wird.

[18] Während der Datennahmeperiode 1995 sind alle Einstellungen an den Komponenten des SpaCals nicht von der Kalorimeter-OS9 durchgeführt worden, sondern von der SpaCal-OS9, die ebenfalls in Abbildung 5.14. eingezeichnet ist. Auch jetzt können der Sicherheit wegen und zu Testzwecken alle Einstellungen der Komponenten des SpaCals über die SpaCal-OS9 vorgenommen werden. Im Normalfall der Datennahme werden sie jedoch von der Kalorimeter-OS9 vorgenommen.

[19] Die Versorgung der CAM-Module verläuft auf der elektromagnetischen Sektion des SpaCals strikt vertikal, so daß die Anzahl der jeweils versorgten CAM-Module aus Anhang C) entnommen werden kann. Für die Versorgung der 11 CAM-Module auf der hadronischen Sektion des SpaCals steht ein Ausgang zur Verfügung.

[20] Eine detaillierte Darstellung dieser Feldbuseinheit der CAM-Module ist in Anhang A) gegeben.

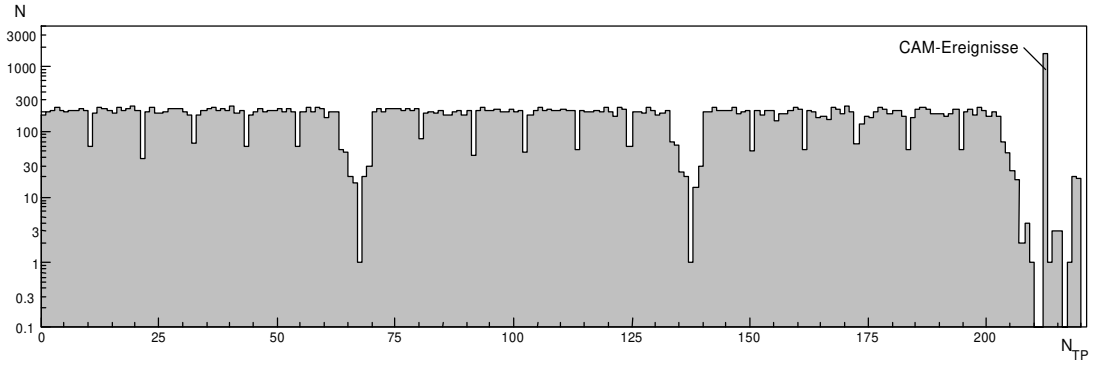


Abbildung 5.14.: Anzahl der ausgelesenen Ereignisse gegen die Numerierung der Teilchenpakete N_{TP} in HERA.

Wie in Abschnitt 3.1. beschrieben, gibt es zwischen den Teilchenpaketen sowohl der Protonen als auch der Positronen eine Lücke von mindestens $1\mu s$, in der weder Protonen- noch Positronenpakete den Detektor H1 durchqueren. Die CTL bestimmt den zeitlichen Mittelpunkt der größten gemeinsamen Lücke der Teilchenpakete und sendet dieses Signal zeitlich verzögert[21] an die SpaCal-STC-Karte, von der es über die Fastcard an den Zähler der CAM-Trigger-Karte gesendet wird. Die Eingangsrate des Zählers entspricht $\nu_{Zähler}^{ein} = c/U_{HERA} \approx 47316Hz$. Der eingestellte Parameterwert des Zählers beträgt $N_{Zähler} = 47000$, so daß die Rate, mit der der Zähler Ausgangssignale generiert, bei $\nu_{CAM} = \nu_{Zähler}^{aus} = \nu_{Zähler}^{ein} / N_{Zähler} \approx 1{,}0067Hz$ liegt[22]. Das Ausgangssignal des Zählers geht gleichzeitig auf die beiden Verzögerungseinheiten der CAM-Trigger-Karte.

Die Verzögerungseinheit Delay-CAM verzögert das Signal bevor es an den CAM-Pulsgenerator gegeben wird so, daß genau an dem von der CTL vorgegebenen zeitlichen Mittelpunkt der größten gemeinsamen Lücke zwischen den Teilchenpaketen die LEDs in den CAM-Modulen aufleuchten. Dies ist in Abbildung 5.14. dargestellt, in der die Anzahl der ausgelesenen Ereignisse N gegen die Numerierung der Teilchenpakete N_{TP} in HERA aufgetragen ist. Es ist ersichtlich, daß die Teilchenpakete in Gruppen in HERA gespeichert sind und daß nicht alle möglichen Plätze durch Teilchenpakete belegt sind. Das einzeln hervorstechende Maximum in der dargestellten Verteilung gibt die Anzahl der ausgelesenen CAM-Ereignisse und deren Position in den Teilchenpaketen an. Das absolute Maximum ist deshalb so deutlich zu erkennen, weil die CAM-Daten mit einer Rate von $\nu_{CAM} \approx 1Hz$ immer an der selben Position generiert und ausgelesen werden, wohingegen sich die verbleibende Gesamtrate, der von der 4. Stufe des Triggers akzeptierten Ereignisse, von $\nu_{L4,aus} < 50Hz$ auf die restlichen 170 Kollisionsmöglichkeiten gleichmäßig verteilt.

Die Verzögerungseinheit Delay-CTL gibt ein geeignet verzögertes Signal an die CTL zurück, damit die CTL das im folgenden ausgelesene CAM-Ereignis als eben solches deklarieren kann, wie zuvor in Abschnitt 3.5. beschrieben.

---

[21] Die genaue Definition des von der CTL generierten Signals für die Datennahmeperiode 1996 für die CAM-Triggersignale lautet: Startsignal der CTL: 211 * 96*ns* vor der Mitte der größten gemeinsamen Lücke der Teilchenpakete. Verzögerung durch die Verzögerungseinheit Delay-CTL: 186 * 96*ns*.

[22] Die Rate hängt nur von der Stabilität der zu beobachtenden Photomultiplier und der zu erzielenden Genauigkeit dieser Beobachtung ab und wird in Abschnitt 5.6. detailliert beschrieben.

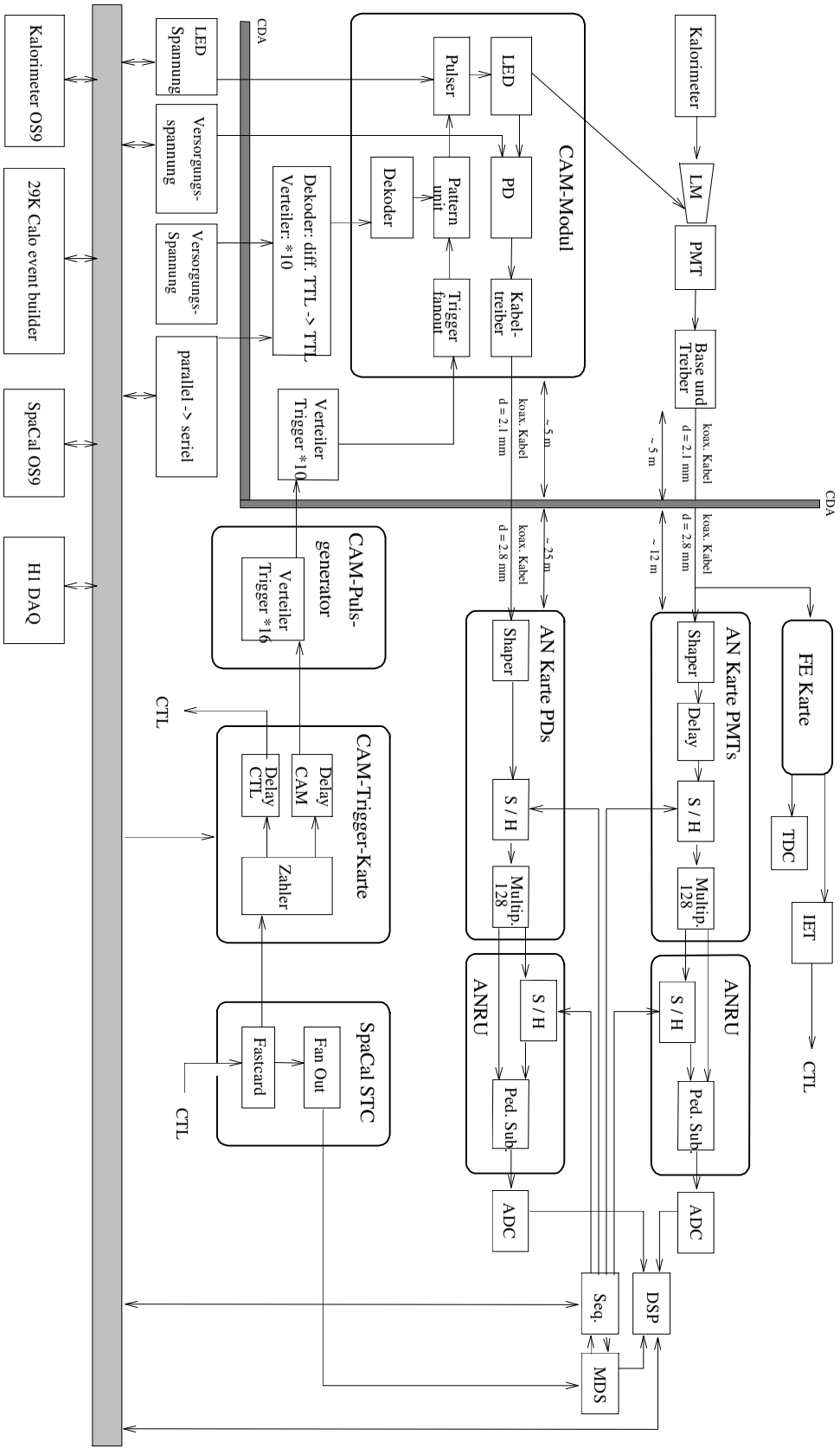


Abbildung 5.15.: Elektronik zur Ansteuerung und Auslese des CAM-Systems und der Kalorimeterkanäle des SpaCals. Detaillierte Erläuterungen sind im Text gegeben.

Der CAM-Pulsgenerator erzeugt die CAM-Triggersignale, die über Verteiler alle CAM-Module zeitgleich[23] erreichen. Innerhalb jedes CAM-Moduls werden die CAM-Triggersignale nochmals auf die fünf LED-Pulser verteilt, die je nach Einstellung des LED-Musters einen Spannungspuls generieren, der zur Beleuchtung der Photomultiplier und der Photodioden führt.

5.5.2. Die Ausleseelektronik

Zur Beschreibung der Ausleseelektronik erscheint es sinnvoll, zunächst die Funktionen einiger Module zu beschreiben bevor im Anschluß daran die Auslese der Signale aus den CAM-Modulen und aus dem Kalorimeter beschrieben wird.

Der Signalformer

Ein als Signalformer bezeichnetes Modul hat die Aufgabe ein analoges Eingangssignal in geeigneter Weise umzuformen und auszugeben, so daß die nachfolgende Elektronik dieses Signal besser verarbeiten kann.

Für den Fall bei der Ausleseelektronik des SpaCals bedeutet dies:

- für die Signalformer der Photomultiplierauslese in den Analogkarten eine Signaltransformation eines kurzen unipolaren Eingangssignals zu einem langen bipolaren Ausgangssignal, das sich ähnlich wie beim aperiodischen Grenzfall eines harmonischen Oszillators schnell der Linie des Ausgangspotentials nähert. Der Hauptgrund für die Verlängerung des Signals ist die Beseitigung hoher Frequenzen aus dem Eingangssignal, um bei der anschließenden Verzögerung des Ausgangssignals von etwa $2{,}3\mu s$ die Form des Signals nicht zu verändern. Die Gründe für die Transformation des Signals zu einem bipolaren Ausgangssignal liegen in der höheren Wahrscheinlichkeit, mit dieser Signalform eine Addition schnell aufeinanderfolgender Signale so zu verhindern, daß das erzeugte Ausgangssignal stetig in eine Richtung wächst und so eine Messung der Signalhöhe systematisch verfälscht wird.
- für die Signalformer der Photodioden in den Analogkarten eine Signaltransformation zur besseren Weiterverarbeitung durch die Ausleseelektronik, mittels zwei passiven Hochpässe und drei aktiven Tiefpässen mit einer Signalformzeit $t_S = 2{,}4\mu s$ bei der das Maximum des Ausgangssignal erreicht ist. Aufgrund der niedrigen Rate ist bei den durch das CAM-System erzeugten CAM-Ereignissen keine Signaladdition zu erwarten.

Das Modul S/H

Dieses Modul, das im weiteren mit S/H[24] abgekürzt wird, hat die Aufgabe den Signalverlauf eines Eingangssignals in seiner Amplitude ständig zu verfolgen, bis ein von außen eingebrachtes logisches Signal diesen Prozeß stoppt und das S/H dazu veranlaßt, den zuletzt gemessenen Amplitudenwert bei der Verfolgung des Eingangssignals über einen längeren Zeitraum als konstantes Ausgangssignal auszugeben.

---

[23] Die Länge der CAM-Triggerkabel vom CAM-Pulsgenerator bis zum Eingang der CAM-Module sind zeitlich auf $1ns$ abgeglichen worden.

[24] S/H - **S**ample and **H**old, englisch für Abtasten und Halten.

Der Sequenzer

Der Sequenzer steuert die gesamte analoge Ausleseelektronik des SpaCals über die Generierung aller nötigen logischen Signale für die auf den Analogkarten befindlichen Signalformer, S/Hs und das Multiplexen von Signalen, sowie für die auf den Analogempfängereinheiten, kurz ANRU[25] genannt, befindlichen Modulen, wie S/Hs und analogen Pedestalsubtraktionen, als auch für die ADC[26]-Karten befindlichen S/Hs und ADCs zur Konversion der Daten und zu deren Übermittlung an die DSPs[27].

Auslese eines CAM-Ereignisses

Die im weiteren beschriebene Ausleseelektronik ist in Abbildung 5.15. dargestellt und in Tabelle 5.3. in ihrer Anzahl von Kanälen zusammengefaßt.

Das von der LED erzeugte Lichtsignal wird von der Photodiode des optischen Systems empfangen und innerhalb des CAM-Moduls über den Vorverstärker und Kabeltreiber an die Ausleseelektronik der Photodioden weitergeleitet. Innerhalb der Analogkarte wird es vom Signalformer bearbeitet und anschließend vom S/H empfangen. Da bei der Generierung des CAM-Signals von der CAM-Trigger-Karte ein Signal an die CTL gesendet worden ist, bekommt der Sequenzer über das MDS[28] [Ber 95] von der ersten Stufe der CTL ein logisches Signal übergeben [Kre 91], das ihn veranlaßt, selbst ein logisches Signal an das S/H zu senden, wodurch das S/H dazu veranlaßt wird, die derzeitig gemessene Amplitude über längere Zeit auszugeben. Der Zeitpunkt des logischen Signals, das beim S/H eintrifft, ist über Vezögerungseinheiten und -logiken so abgestimmt worden, daß das Signal innerhalb des S/H eine große, der Intensität der LED proportionale Amplitude hat, die sich unter Variation der Zeit um einige *ns* konstant verhält[29]. Das Ausgangssignal des S/H wird so lange konstant gehalten, bis der S/H vom Sequenzer ein weiteres logisches Signal erhält, das die konstante Spannung abfallen läßt und den S/H wieder in seinen Ausgangszustand versetzt. Der Sequenzer generiert dieses logische Signal jedoch erst, nachdem alle Signale der Photomultiplier und Photodioden vom ADC konvertiert worden sind [Ber 95a].

Bevor nun die weitere Auslese der Photodiodensignale beschrieben wird, soll zunächst auf die ähnliche Auslese der Photomultiplier bis zu diesem Punkt der Ausleseelektronik eingegangen werden, weil die anschließenden Ausleseelektronik für beide Stränge der Signalauslese identisch ist.

Das von den Photomultipliern verstärkte Lichtsignal der LEDs wird von einer aktiven Base verstärkt. Als aktive Base wird ein Aufbau, ähnlich dem des Signalformers, bezeichnet, der die Aufgabe hat, die von der Anode des Photomultipliers kommenden Signale in ihrer Form so zu verändern, daß sie keine hohen Frequenzen enthalten. Auf diese Weise werden Veränderungen an der Signalform beim Durchlaufen der etwa 12*m* langen Auslesekabel vermieden. Das Signal der aktiven Base wird vor der Analogkarte passiv geteilt und zur Analogkarte und zur

---

[25] ANRU - **A**nalog **R**eceiver **U**nit, englisch für Analogempfängereinheit.
[26] ADC - **A**nalog to **D**igital **C**onverter, englisch für Analog-Digitalwandler.
[27] DSP - **D**igital **S**ignal **P**rocessor, englisch für digitaler Signalprozessor.
[28] MDS - **M**odule **d**e **S**erice, französisch für Servicemodul.
[29] Auf das konstante Verhalten des über die Photodioden ausgelesenen Signals bei Variation der Zeit um einige *ns* ist bereits bei der Entwicklung des CAM-Systems geachtet worden. Dies bedingt die wesentlich längeren Ausgangssignale der Photodioden aus Abbildung 5.10. verglichen zu denen über die Photomultiplier ausgelesenen Signale der LEDs aus Abbildung 5.9.

Einheit der Ausleseelektronik	**Anzahl**
Analog Box (ANBX)	16
Analog Karte (ANCA)	8 pro ANBX total 128
Analog Kanal (ANCH)	16 pro ANCA 128 pro ANBX total 2048
Analog Empfängereinheit (ANRU)	16
ADC-Kanäle	32
DSP-Module	4
Sequenzer	1
Servicemodule (MDS)	1

Tabelle 5.3.: Übersicht über die Anzahl der Kanäle und Module der Ausleseelektronik des SpaCals.

sogenannten Front-End-Karte geleitet. Die Front-End-Karte bereitet das Signal für hauptsächlich zwei Zwecke vor. Zum einen werden die ankommenden Signale an den SpaCal-Trigger IET übergeben. Eine detaillierte Beschreibung des IET wird in [Bou 95] und [Spi 96] gegeben. Das zweite Signal der Front-End-Karte dient zur Messung des Zeitpunkts der Energiedeposition im SpaCal und wird an das Zeitmeßsystem weitergeleitet. Dieses mißt mit einer Genauigkeit von $(0,38 \pm 0,03) ns$ und ist ausführlich in [Eis 95] und [Nic 95] dokumentiert.

Das Signal des Photomultipliers wird durch den Signalformer der Analogkarte bipolar umgeformt und anschließend über eine Verzögerungsleitung um ungefähr $2,5 \mu s$ verzögert. In dieser Zeit trifft die erste Stufe des Triggers die Entscheidung, ob das Ereignis ausgelesen werden soll. Bei einer positiven Entscheidung wird ein Signal zum Sequenzer gesendet, der seinerseits Signale an die S/Hs für die Photomultiplier- und Photodiodenauslese sendet.

Vor dem Ausgang der Analogkarte werden die Signale der Analogkanäle einer Analogkarte von einer als Multiplexer bezeichneten Einheit verarbeitet. Diese Einheit liest, gesteuert über den Sequenzer, die Ausgangssignale der S/H für die Analogkanäle der Analogkarten nacheinander aus und übergibt sie einem weiteren Multiplexer, der die Signale aller Analogkarten einer Analogbox zusammenfaßt. Die beiden Multiplexer, die 128 elektronische Kanäle auf eine ANRU schalten, sind in Abbildung 5.15. als eine Einheit dargestellt worden. Die ANRU hat die Aufgabe das analoge Pedestal der Analogelektronik, das zuvor über ein vom Sequenzer gesteuertes S/H erzeugt wird, von dem gemessenen Signal abzuziehen und den verbleibenden Signalwert an den ADC-Kanal weiterzuleiten. Der ADC digitalisiert die analogen Signale und speichert diese so lange, bis der DSP, ebenfalls gesteuert durch den Sequenzer, den digitalen Werte für jeden Kanal ausliest und den Inhalt des ADC-Kanals löscht, so daß die nächste Messung stattfinden kann. Der DSP liest die digitalisierten Werte aus und führt die Nullunterdrückung durch, nach der nur Zellen weiterverarbeitet werden, deren Energieäquivalent $|E_{äqui}| > 15 MeV$ ist. Für diese Zellen leitet der DSP die Zellnummern und die zugehörigen

Energieäquivalente an den 29k-Eventbuilder weiter, der aus den Informationen der vier DSPs des SpaCals die erste Rohdatenbank[30] des SpaCals erstellt.

Die weitere Verarbeitung der Daten der CAM-Ereignisse wird in Abschnitt 5.7. behandelt. Zuvor soll jedoch im nächsten Abschnitt auf die elektronische Kalibration der analogen Ausleseelektronik und deren Linearität eingegangen werden.

5.5.3. Elektronische Kalibration und Linearität der Ausleseelektronik

Während der Datennahmeperiode 1995 ist mehrfach eine elektronische Kalibration durchgeführt worden, um die Eichung der analogen Ausleseelektronik sicher zu stellen. Hierzu sind sowohl die Pedestals neu vermessen und adjustiert worden, als auch die Linearität der Ausleseelektronik überprüft worden.

Bei der Bestimmung der Linearität ergab sich durch die gesamte Datennahmeperiode 1995, daß es ausreichend ist, das bestimmte Energieäquivalent der DSPs mit einem für jede Analogbox eigenem Faktor zu multiplizieren, um die gemessenen Energie zu erhalten, die ein Teilchen im SpaCal deponiert hatte. Es mußten keine weiteren Korrekturen an der Linearität, wie etwa die Umrechnung von DSP-Kanalnummern zu Energiewerten anhand eines Polynoms zur Berücksichtigung von Abweichungen in der Linearität, durchgeführt werden.

Die Energiedeposition der in das SpaCal gelangenden Teilchen wird über die Anzahl der erzeugten Photonen im Szintillator über den Photomultiplier und die Auslesekette von der DSP-Kanalnummer unter Berücksichtigung der Eichung wieder in zuvor deponierte Energie umgerechnet. Diese Umrechnung kann rein formal auch für die von den LEDs des CAM-Systems erzeugten Lichtsignale erfolgen. Das Ergebnis nach der Umrechnung wird im weiteren als Energieäquivalent $E_{äqui}$ bezeichnet. Ebenfalls kann über den gleichen formalen Algorithmus das von der Photodiode empfangene Signal der LED in Energieäquivalente umgerechnet werden. Das Rauschen der Photodiodenkanäle des CAM-Systems liegt danach unter $E^{PD}_{äqui,Rauschen} \leq 70 MeV$ und das der Photomultiplier unter $E^{PMT}_{äqui,Rauschen} \leq 10 MeV$, so daß für CAM-Ereignisse immer ein deutlicher Abstand zwischen Rauschen und dem zu messenden Signal besteht. Die Signalwerte der Photodioden entsprechen $700 MeV \leq E^{PD}_{äqui,Signal} \leq 3000 MeV$, die der Photomultiplier $300 MeV \leq E^{PMT}_{äqui,Signal} \leq 40 GeV$.

5.6. Redundanz, Rate und Berechnung der CAM-Korrekturfaktoren

In diesem Abschnitt wird auf die verschiedenen Beleuchtungsmethoden des CAM-Systems eingegangen und aufgezeigt, wie die CAM-Korrekturfaktoren und ihrer statistischen Fehler berechnet werden.

[30] Die erste Rohdatenbank des SpaCals heißt: SRCE-Bank.

5.6.1. Redundanz

Einer der wichtigsten Bestandteile bei der Entwicklung des CAM-Systems ist die Möglichkeit der redundanten Beleuchtung jedes Photomultipiers mittels zweier unabhängiger optischer Systeme. Das alternierende Beleuchten der Photomultiplier mit zwei optischen Systemen erlaubt eine Kontrolle der Stabilität der verwendeten Photodioden. Unter der Ausnutzung der in Abschnitt 5.4.2. dargestellten Möglichkeiten zur Beleuchtung aller Photomultiplier eines Supermoduls mit Hilfe der optischen Systeme A+B oder der optischen Systeme C+D kann über die verschiedenen Photomultiplier das Verhalten der jeweiligen Photodioden miteinander verglichen werden und so auf deren Stabilität geschlossen werden. Mit dieser Grundidee ist das CAM-System entwickelt worden. Es ist jedoch aus verschiedenen Gründen nicht möglich, diese alternierende Beleuchtungsmethode, die redundante Informationen über das Verhalten der Photomultiplier liefert, anzuwenden, da hierzu eine Ansteuerung der CAM-Module zur Änderung der LED-Muster über den H1-Datenbus nötig ist. Während der Datennahme mit dem Detektor H1 werden z.B. sämtliche DSPs ausgelesen und ihre Daten, wie in Abbildung 5.15. zu sehen, über den H1-Datenbus zur vierten Stufe der CTL übertragen, so daß über den H1-Datenbus keine Ansteuerung der CAM-Module möglich ist. Eine andere Möglichkeit, diese Redundanz nutzen zu können, wäre ein System, das unabhängig von dem H1-Datenbus arbeitet. Bei dieser Möglichkeit müßten jedoch die Signale der Photomultiplier für dieses unabhängigen System zugänglich sein. Dieses unabhängige System ist jedoch von der Kollaboration nicht genehmigt worden.

5.6.2. Berechnung der CAM-Korrekturfaktoren

In diesem Abschnitt wird die Berechnung der CAM-Korrekturfaktoren für die zwei möglichen Beleuchtungsformen der Photomultiplier dargestellt. Die Beleuchtungsmethoden, vergleiche Abschnitt 5.4.2., sind im folgenden aufgelistet:

- Beleuchtungsmethode 1:
  Beleuchtung der Photomultiplier mit den optischen Systemen A, B und Teilen von E, so daß die Zellen der Randmodule jeweils nur von einer LED beleuchtet werden.
- Beleuchtungsmethode 2:
  Beleuchtung der Photomultiplier mit den optischen Systemen C, D und Teilen von E, so daß die Zellen der Randmodule jeweils nur von einer LED beleuchtet werden, jedoch nicht von der aus Beleuchtungsmethode 1.
- Beleuchtungsmethode 3:
  Beleuchtung der Photomultiplier zeitgleich mit allen optischen Systemen, so daß jeder Photomultiplier von zwei LEDs gleichzeitig beleuchtet wird.

Prinzipiell ist es möglich, weitere Beleuchtungsmethoden zu definierten, bei denen einige CAM-Module mit den optischen Systemen A und B und andere CAM-Module mit den optischen Systemen C und D die Photomultiplier beleuchten. Zur Berechnung der CAM-Korrekturfaktoren ist jedoch nur eine Unterteilung in einfache und doppelte Beleuchtung der Photomultiplier von Bedeutung.

Berechnung der CAM-Korrekturfaktoren bei einfacher Beleuchtung der Photomultiplier

Jeder Photomultiplier des SpaCals wird, wie in Abbildung 5.1. skizziert, nur von einer der beiden möglichen LEDs beleuchtet. Ein Spektrum der Signale eines Photomultipliers für 200 CAM-Ereignisse ist in Abbildung 5.16. a) und das Spektrum der zugehörigen Photodiode des optischen Systems ist in Abbildung 5.16. b) dargestellt. Für jedes CAM-Ereignis wird aus den Meßwerten der Quotienten aus dem Signal des Photomultipliers und aus dem Signal der zugehörigen Photodiode bestimmt. Die Verteilung dieser Quotienten für das betrachtete Beispiel ist in Abbildung 5.16. c) dargestellt. Wegen der hohen Stabilität des optischen Systems ist die relative Breite der Verteilung der Quotienten gleich der relativen Breite der Verteilung der Photomultipliersignale. Die Teile d), e) und f) der Abbildung 5.16. sind die selben Graphen für eine zehn mal höhere Statistik von 2000 CAM-Ereignissen dargestellt. Es ist jedoch ersichtlich, daß sich keine Änderung an den relativen Breiten der Spektren ergeben, so daß eine Anzahl von 200 Ereignissen ausreichend ist, um den Mittelwert und die relative Breite zu bestimmen.

Der Mittelwert der Verteilung der Quotienten aus Photomultipliersignalen und Photodiodensignalen über 200 CAM-Ereignisse liefert den CAM-Korrekturfaktor für den betreffenden Photomultiplier. Zur Vereinfachung der Darstellung und der Abspeicherung der CAM-Korrekturfaktoren werden die aus den Verteilungen der Quotienten für alle Photomultiplier gewonnenen Mittelwerte auf einen für jede Zelle eigenen Mittelwert normiert, so daß bezogen auf diese zur Normierung verwendete Basis[31] nur noch relative Änderungen der CAM-Korrekturfaktoren berechnet werden.

Die CAM-Korrekturfaktoren $K^{(i)}_{CAM,e}$ für die einfache Beleuchtung der Photomultiplier ergeben sich demnach aus:

(5.2)
$$K^{(i)}_{CAM,e} = \frac{\overline{x}^{(i)}_{Q,e}}{x^{(i)}_{Basis,e}} = \frac{1}{x^{(i)}_{Basis,e} N^{(i)}} \sum_{n=1}^{N^{(i)}} \frac{x^{(i)}_{PMT,n}}{x^{(i)}_{PD,n}}$$

Hierbei läuft i über alle Photomultiplier und die Summe über n über alle Ereignisse, die zum Mittelwert beitragen. Die Summe über n läuft nur über die tatsächlich für eine Zelle ermittelte Anzahl von CAM-Ereignissen. Die Bezeichnung $x^{(i)}_{PMT,e}$ gibt den Meßwert des Photomultipliersignals an, $x^{(i)}_{PD,e}$ den Meßwert der beteiligten Photodiode, $\overline{x}^{(i)}_{Q,e}$ den Mittelwert aus den berechneten Quotienten und $x^{(i)}_{Basis,e}$ den Basiswert des betreffenden Photomultipliers i zur Normierung des Mittelwertes $\overline{x}^{(i)}_{Q,e}$.

Die Verteilung der Mittelwerte der Photomultipliersignale streut für verschiedene Photomultiplier über einen großen Bereich, wie aus Abbildung 5.17. ersichtlich. Dort sind zeilenweise verschiedene Verteilungen zu den drei zuvor aufgeführten Beleuchtungsmethoden abgebildet. In der ersten Spalte ist die Verteilung aller Mittelwerte der 1340 Photomultiplier des SpaCals für die drei Beleuchtungsmethoden dargestellt. Die zweite Spalte zeigt eine Vergrößerung bezogen auf die DSP-Kanalnummern der Mittelwerte der Photomultiplier. In der dritten Spalte ist die relative Breite der Quotienten für die jeweiligen Beleuchtungsmethoden abgebildet. Zu bemerken ist, daß die relative Breite der Quotienten nicht so breit streut, wie die Mit-

[31] Basis für die CAM-Korrekturfaktoren sind die Mittelwerte der Quotienten der Photomultipliersignale und der betreffenden Photodiodensignale aus den H1-Runs 128352 für die Datennahmeperiode 1995 und 152369 für die Datennahmeperiode 1996.

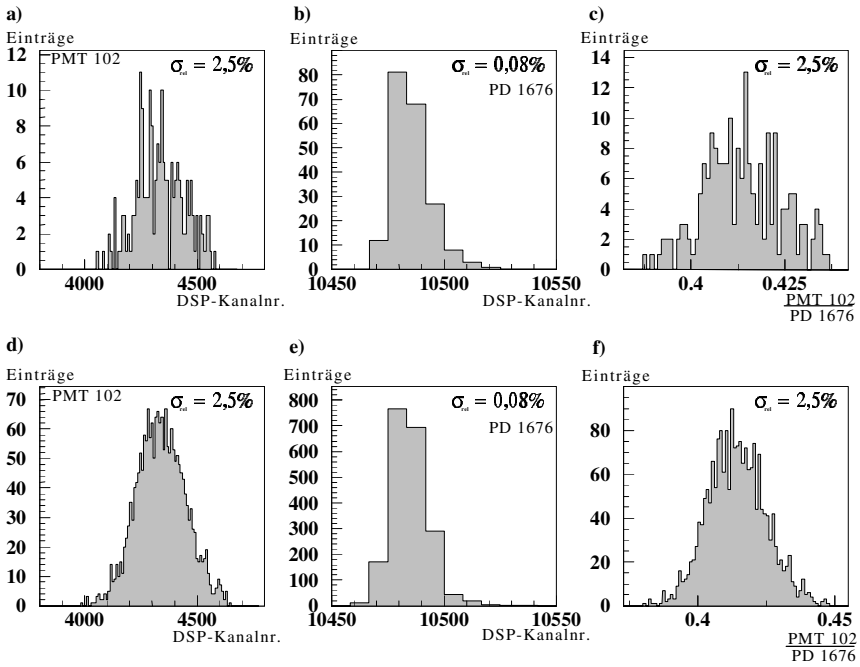


Abbildung 5.16.: Verteilungen zur Bestimmung der CAM-Korrekturfaktoren am Beispiel des Photomultipliers 102 und der zugehörigen Photodioden 1676 unter Angabe der jeweiligen relativen Breiten σ_{rel}.

a) Verteilung der Photomultipliersignale für 200 CAM-Ereignisse.

b) Verteilung der Photodiodensignale für die gleichen CAM-Ereignisse.

c) Verteilung des Quotienten aus Photomultipliersignal und Photodiodensignal.

d) - f) analog zu a) - c) für 2000 CAM-Ereignisse.

telwerte der Photomultipliersignale. Für die Beleuchtungsmethode 1 liegt die relative Breite der Verteilung der Quotienten zwischen $2\% \le \sigma_{rel}^{BM1} \le 7\%$. Diese Breite findet Eingang in die Berechnung des statistischen Fehlers des Mittelwerts aus der Verteilung der Photomultipliersignale und somit Eingang in die Berechnung des statischen Fehlers der CAM-Korrekturfaktoren. Der statistische Fehler der CAM-Korrekturfaktoren muß kleiner sein als die in Abschnitt 3.4. geforderte maximale Unsicherheit in der absoluten Energiekalibration von 1%. Der statistische Fehler s_m der CAM-Korrekturfaktoren K_{CAM} ergibt sich aus:

$$s_m = \frac{\sigma_{rel}^{BM1}}{\sqrt{N}} \quad \le \quad \frac{7\%}{\sqrt{200}} \approx 0,5\% \tag{5.3}$$

Mit der Wahl von $N = 200$ CAM-Ereignissen zur Bestimmung eines CAM-Korrekturfaktors für jeden Photomultiplier des SpaCals wird eine statistische Ungenauigkeit von 0,5% unterschritten. Bei einer Rate des CAM-Systems von $\nu_{CAM} \approx 1Hz$ ergibt sich eine kontinuierliche Beobachtung der Verstärkung aller Photomultiplier des SpaCals in zeitlichen Schritten von 3,3 Minuten. Diese zeitlichen Schritte sind ausreichend, wie die Beispiele in den Abbildungen 5.26., 5.30. und 5.31. belegen. Während der Datennahmeperiode 1995 ist diese Methode der Beleuchtung der Photomultiplier und die daraus resultierende Methode zur Berechnung der CAM-Korrekturfaktoren benutzt worden. Während dieser Zeit lagen die statistischen Fehler der CAM-Korrekturfaktoren in folgendem Intervall:

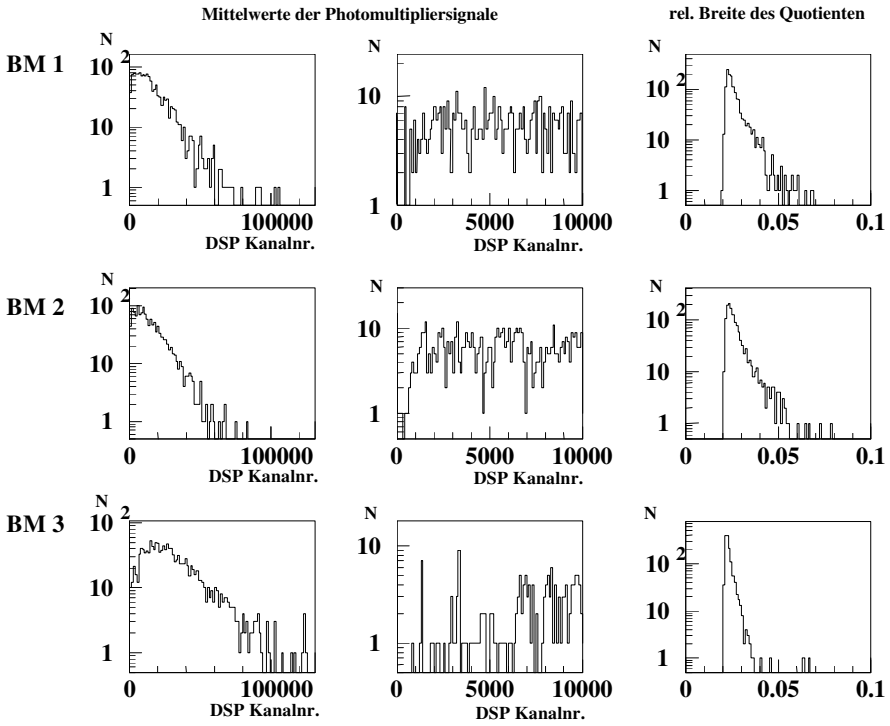


Abbildung 5.17.: Verteilung der Mittelwerte und der relativen Breiten der LED-Lichtsignale aller Photomultiplier des SpaCals für die verschiedenen Beleuchtungsmethoden, abgekürzt mit BM.

(5.4)
$$\frac{\sigma_{rel}^{BM1,\min}}{\sqrt{N}} = \frac{2\%}{\sqrt{200}} \approx 0{,}14\% \quad \le s_m \le \quad 0{,}5\% \approx \frac{7\%}{\sqrt{200}} = \frac{\sigma_{rel}^{BM1,\max}}{\sqrt{N}}$$

Eine Verringerung des statistischen Fehlers der CAM-Korrekturfaktoren ist auf mehrere Arten möglich. Eine Möglichkeit ist die Erweiterung der Anzahl N der CAM-Ereignisse zur Berechnung der Mittelwerte. Dies kann durch eine Verlängerung des Meßintervalls oder durch eine Zunahme der Rate ν_{CAM} bewirkt werden. Beide Möglichkeiten sind jedoch nicht praktikabel, da eine Erhöhung der Rate von ν_{CAM} bei konstanter Ausleserate des Detektors H1 von $\nu_{H1} = \nu_{L4}^{aus} \approx 50 Hz$ die Rate der Ereignisse aus den zu beobachtenden Wirkungsquerschnitten, der Aufgabe des Detektors H1, reduziert werden müßte, was nur wenig sinnvoll erscheint. Ebenso widerspricht eine Verlängerung des Meßintervalls den Anforderungen der Genauigkeit der absoluten Energiekalibration, weil über einen verlängerten Bereich des Meßintervalls die Verstärkung einzelner Photomultiplier sich stärker ändert, als die Präzision mit der der CAM-Korrekturfaktor abgespeichert werden kann, was sehr gut in Abbildung 5.30. illustriert werden wird.

Die verbleibende Möglichkeit zur Verkleinerung des statistischen Fehlers der CAM-Korrekturfaktoren ist die Verkleinerung der relativen Breite σ_{rel} der Verteilung der Quotienten. Dies ist durch die dritte Beleuchtungsmethode erreicht worden, die ebenfalls in Abbildung 5.17. dargestellt ist. Unter Vernachlässigung der vier größten relativen Breiten ergibt sich für die verbleibenden 1336 Photomultiplier eine relative Breite von $2\% \le \sigma_{rel}^{BM3} \le 3{,}5\%$. Dies verringert bei gleichbleibender Anzahl N der CAM-Ereignisse

den statistischen Fehler auf den Mittelwert des Quotienten auf die Hälfte. Bei der Verwendung der Beleuchtungsmethode 3 ist jedoch eine andere Berechnung der CAM-Korrekturfaktoren nötig, die im folgenden beschrieben werden soll.

Berechnung der CAM-Korrekturfaktoren bei doppelter Beleuchtung der Photomultiplier

Der prinzipielle Aufbau des CAM-Systems, wie ihn Abbildung 5.1. zeigt, muß nur für den Fall der gleichzeitigen Beleuchtung der Photomultiplier durch zwei LEDs präzisiert werden. Dies ist in Abbildung 5.18. geschehen, in der zusätzlich zu Abbildung 5.1. Kopplungen der Fasern von den LEDs zu den Photomultipliern hin eingezeichnet sind.

Zur Berechnung des Quotienten aus den Signalen des Photomultipliers und den Signalen beider Photodioden ist es nötig, alle in den optischen Systemen und den Verbindungen zum Photomultiplier eingehenden optischen Kopplungen einzubeziehen. Jedoch können mathematisch alle Kopplungskonstanten zu einer einzigen je LED zusammengefaßt werden, die über eine Messung mit dem CAM-System einfach zugänglich ist. Die verschiedenen Kopplungen ergeben sich an folgenden Stellen:

- Kopplungsstelle LED-Kontrollfaser
- Kopplungsstelle Kontrollfaser-PD
- Kopplungsstelle LED-Beleuchtungsfaser
- Kopplungsstelle Beleuchtungsfaser-Beleuchtungsfaser
- Kopplungsstelle Beleuchtungsfaser-Lichtmischer

Zur Bestimmung der beiden Kopplungskonstanten für jeden Photomultiplier sind die drei Meßreihen[32] zu den drei Beleuchtungsmethoden aus Abbildung 5.17. verwendet worden. Die Kopplungskonstante $k_1^{(i)}$ ergibt sich für jeden Photomultiplier i aus dem Quotienten der Signale der Meßreihe, in der nur LED 1 aktiv gewesen, ist und der Meßreihe, in der beide LEDs aktiviert worden sind. Analog ergibt sich die Kopplungskonstante $k_2^{(i)}$. Die Berechnung der Kopplungskonstanten auf diese Weise ist nur gültig, wenn die Summe der beiden Meßwerte jedes Photomultipliers aus den Beleuchtungsmethoden 1 und 2 gleich den Meßwerten der Meßreihe zu der Beleuchtungsmethode 3 ist. Die Korrelation aus der Summe der beiden Meßreihen und der dritten Meßreihe ist in Abbildung 5.19. dargestellt. Es ist eine hervorragende Korrelation zu erkennen, so daß die CAM-Kopplungskonstanten aus den zuvor angeführten Meßreihen bestimmt werden konnten.

Durch Einbeziehung der Kopplungskonstanten $k_1^{(i)}$ und $k_2^{(i)}$ kann der Quotient für die CAM-Korrekturfaktoren bei doppelter Beleuchtung der Photomultiplier, wie folgt, gebildet werden:

$$K_{CAM,d}^{(i)} = \frac{\overline{x}_{Q,d}^{(i)}}{x_{Basis,d}^{(i)}} = \frac{1}{x_{Basis,d}^{(i)} N^{(i)}} \sum_{n=1}^{N^{(i)}} \frac{x_{PMT,n}^{(i)}}{k_1 x_{PD1,n}^{(i)} + k_2 x_{PD2,n}^{(i)}} \tag{5.5}$$

Die Bezeichnungen sind analog zu Gleichung (5.2) gewählt worden.

Auf diese Weise ist der statistische Fehler s_m der CAM-Korrekturfaktoren $K_{CAM,d}^{(i)}$ deutlich verringert worden und liegt bei Benutzung der Beleuchtungsmethode 3 bei:

$$\frac{\sigma_{rel}^{BM3,\min}}{\sqrt{N}} = \frac{2\%}{\sqrt{200}} \approx 0{,}14\% \quad \le s_m \le \quad 0{,}25\% \approx \frac{3{,}5\%}{\sqrt{200}} = \frac{\sigma_{rel}^{BM3,\max}}{\sqrt{N}} \tag{5.6}$$

[32] Meßreihen am 28.07.1996: BM1: H1-Run 152366, BM2: H1-Run 152368, BM3: H1-Run 152369.

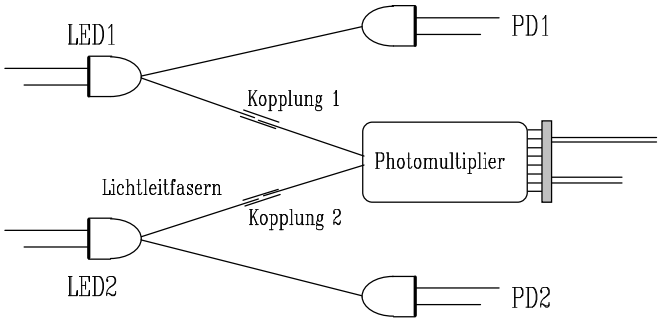


Abbildung 5.18.: Prinzipieller Aufbau des CAM-Systems bei der gleichzeitigen Beleuchtung der Photomultiplier mittels zweier optischer Systeme. Eingezeichnet sind die Kopplungen 1 und 2, für die die Kopplungskonstanten bekannt sein müssen.

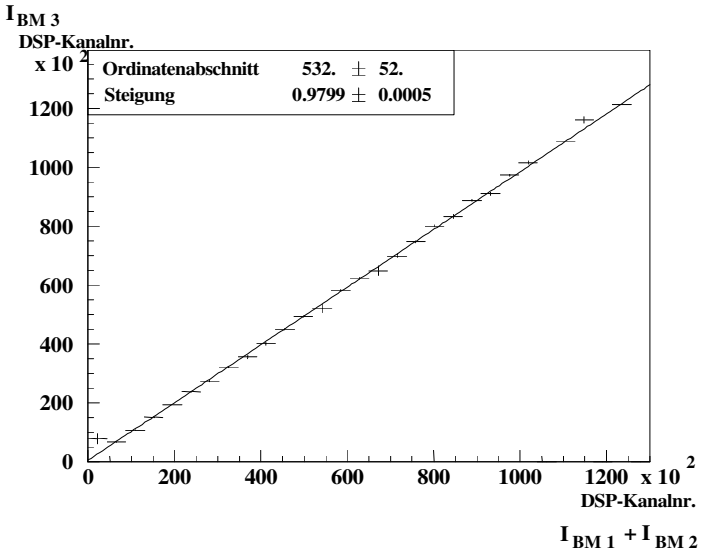


Abbildung 5.19.: Korrelation der Meßwerte aller Photomultiplier des SpaCals für die Meßreihe nach der Beleuchtungsmethode 3 gegen die Summe der Meßwerte aus den Beleuchtungsmethoden 1 und 2. Die eingezeichnete Ausgleichsgerade hat die in der Abbildung angegebene Parameter.

Nach der prinzipiellen Bestimmung der CAM-Korrekturfaktoren soll im nächsten Abschnitt aufgezeigt werden, wie aus dem normalen Datenstrom die CAM-Ereignisse herausgefiltert werden, die Korrekturfaktoren berechnet und abgespeichert werden.

5.7. Speicherung der CAM-Korrekturfaktoren

Die von der Ausleseelektronik produzierten Daten des CAM-Systems beinhalten die Zellnummern und DSP-Kanalnummern aller bei diesem Ereignis angesprochenen Photomultiplier und Photodioden und werden im weiteren als CAM-Daten bezeichnet. Sie werden von der CTL als CAM-Daten markiert und gelangen somit anders als Daten physikalischer Ereignisse immer durch alle Stufen des Triggers des Detektors H1. Auf der 5. Stufe des Triggers werden Daten, die zur Beobachtung des Verhaltens verschiedener Subdetektoren dienen, aus dem normalen Datenstrom heraus identifiziert und von einem Kontrollprogramm speziell weiterbe-

handelt. Die CAM-Daten werden an das Beobachtungsprogramm für das SpaCal SMON[33] weitergeleitet, was in Abbildung 5.20. schematisch dargestellt ist. SMON berechnet aus jeweils *N* CAM-Ereignissen für jeden der 1340 Photomultipliern des SpaCals und unter Verwendung der 343 Photodioden die CAM-Korrekturfaktoren, wie in Abschnitt 5.6.2. beschrieben.

Die so gewonnen CAM-Korrekturfaktoren werden nach den ersten *N* Ereignissen als Differenz zur Basis[34] in der Datenbank des Experiments H1 abgespeichert. Für jede weitere Messung innerhalb eines Datennahmeabschnitts[35] des Detektors H1 mit *N* Ereignissen werden nur noch relative Änderungen zu den zuvor für jede Zelle abgespeicherten CAM-Korrekturfaktoren in die Datenbank geschrieben. Nach der Beendigung aller Beobachtungsprogramme startet die Rekonstruktion der aufgenommenen physikalischen Ereignisse unter Berücksichtigung der CAM-Korrekturfaktoren.

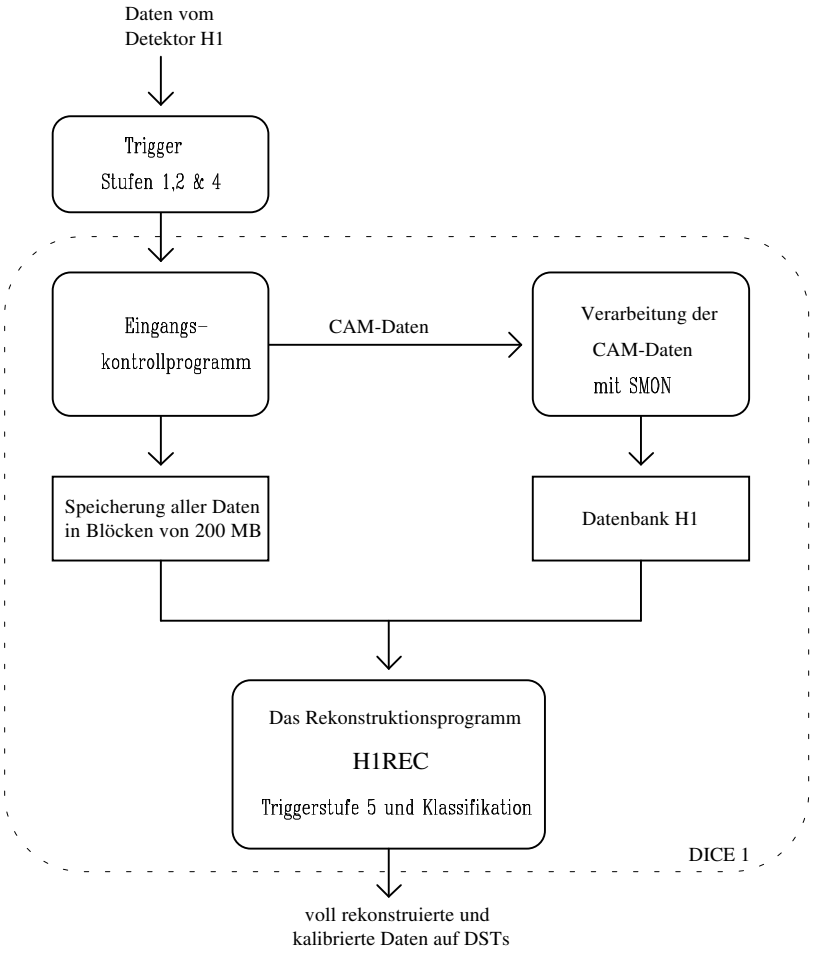


Abbildung 5.20.: Schematische Darstellung des Datenverlaufs von der Ausleseelektronik bis hin zum Abspeichern der Daten.

[33] SMON - **S**paCal **Mon**itoring, englisch für Beobachtung des SpaCals.
[34] Basis für die CAM-Korrekturfaktoren sind die Mittelwerte der Quotienten der Photomultipliersignale und der betreffenden Photodiodensignale aus den H1-Runs 128352 für die Datennahmeperiode 1995 und 152369 für die Datennehmeperiode 1996.
[35] Als Datennahmeabschnitt wird in dieser Arbeit ein H1-Run bezeichnet.

5.8. Zeitlicher Abgleich der CAM-Module

Bei der Produktion der CAM-Module ist darauf geachtet worden, daß die zeitliche Differenz zwischen den Lichtausgangssignalen an den Fasern verschiedener LEDs geringer ist als $\Delta t_{CAM} = 2ns$. Hierbei sind alle CAM-Module in demselben experimentellen Aufbau vermessen worden. Die Differenz der Lichtsignale aus den Fasern aller CAM-Module bezogen auf einen gemeinsamen Startzeitpunkt ist in Abbildung 5.21. dargestellt. Es ist zu erkennen, daß alle CAM-Module diese Vorgabe erfüllen.

Die Verteilung der zeitlichen Differenz der Lichtausgangssignale des CAM-Systems hat sich mit dem Einbau im SpaCal insofern geändert, daß nicht alle CAM-Module über dasselbe Triggerkabel angesteuert werden und daß nicht mit solch hoher Präzision zeitlich aufeinander abgestimmte Photomultiplierauslesekanäle wie im Testaufbau für die einzelnen Fasern verwendet werden. Diese Unterschiede zum Testaufbau machen eine erneute Überprüfung der zeitlichen Vermessung des CAM-Systems erforderlich.

Leider ist es bisher nicht möglich gewesen, diese Vermessung mit dem TDC-System des SpaCals vorzunehmen, da von dem TDC-System keine Zeitmessung durchgeführt worden ist, wenn das Ereignis zuvor von der CTL mit der Kennzeichnung für CAM-Ereignisse versehen worden ist. Aus diesem Grund muß auf Daten zurückgegriffen werden, die zur Einstellung der Verzögerungsbauteile in der CAM-Trigger-Karte aufgezeichnet worden sind. Durch Variation der Verzögerung der Signale von der CAM-Trigger-Karte zum CAM-Pulsgenerator bei gleichzeitiger konstanter Verzögerung des Signals zur CTL werden die Lichtausgangssignale der CAM-Module global zeitlich verschoben, aber immer bezogen auf einen festen Zeitpunkt ausgelesen, was sich in der Amplitude des ausgelesenen Signals nach der geeigneten Umformung durch die Analogkarte bemerkbar macht. Abbildung 5.22. zeigt diese Meßreiche für vier verschiedene Auslesekanäle der elektromagnetischen Sektion des SpaCals. Jeder Meßpunkt ist der Mittelwert aus 1000 einzelnen Messungen. Eingezeichnet in Abbildung 5.22. ist der Mittelwert dieser 1000 Einzelmessungen. Der Fehler des Mittelwerts dieser Messungen ist wesentlich kleiner als die zur Darstellung verwendete Symbolgröße.

Durch das Anpassen eines Polynoms wird das zu erwartende Maximum der Datenkurve bestimmt. Die so ermittelten Werte der Maxima sind mit ihrem aus der Anpassung des Polynoms ermittelten Fehler in Abbildung 5.23. für die verschiedenen Sektionen des SpaCals dargestellt. Es ist eine deutlich größere Breite der Verteilungen zu sehen als zuvor in Abbildung 5.21. Dies bedeutet jedoch nicht, daß die Kabel, die die Ansteuerungssignale zu den CAM-Modulen führen, einen so gravierenden Unterschied in ihrer Länge besitzen. Diese Kabel sind vor ihrem Einbau in den Detektor H1 auf $1ns$ abgeglichen worden. In Abbildung 5.24. ist für ein CAM-Modul und daraus für zwei optische Systeme die zeitlichen Verteilungen der Maxima für die an sie gekoppelten Photomultiplier gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Ausgangssignale der Photomultiplier, die von derselben LED eines optischen Systems ohne zeitliche Differenz über die acht Fasern ihr Signal bekommen, systematische Abweichungen der verwendeten Methode zeigen, die wesentlich größer sind als die durch die Anpassung bestimmten statistischen Fehler auf die Maxima der Kurven. Eine unterschiedliche zeitliche Verzögerung der LED-Signale auf dem Photomultiplier durch den Photomultiplier selbst oder die sich anschließende Ausleseelektronik kann nicht in Betracht gezogen werden, da aus Messungen des TDC-Systems mit physikalischen Ereignissen eine so erhebli-

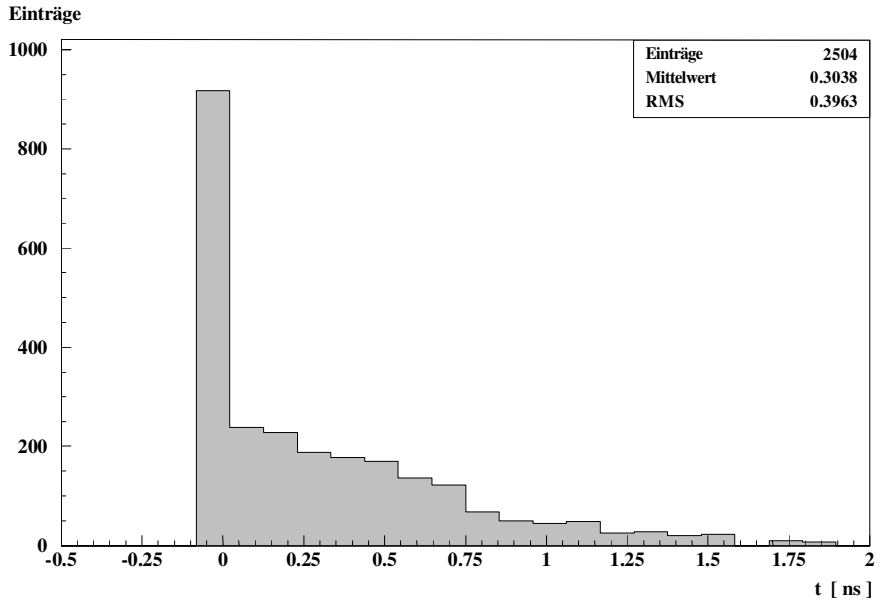


Abbildung 5.21.: Verteilung der Zeitdifferenz zwischen einem festen Startwert und den durch das CAM-Signal ausgelösten Stoppwerten. Daraus ergibt sich eine Verteilung der zeitlichen Signalabgabe aller im SpaCal eingebauten CAM-Module gemessen nach der Produktion.

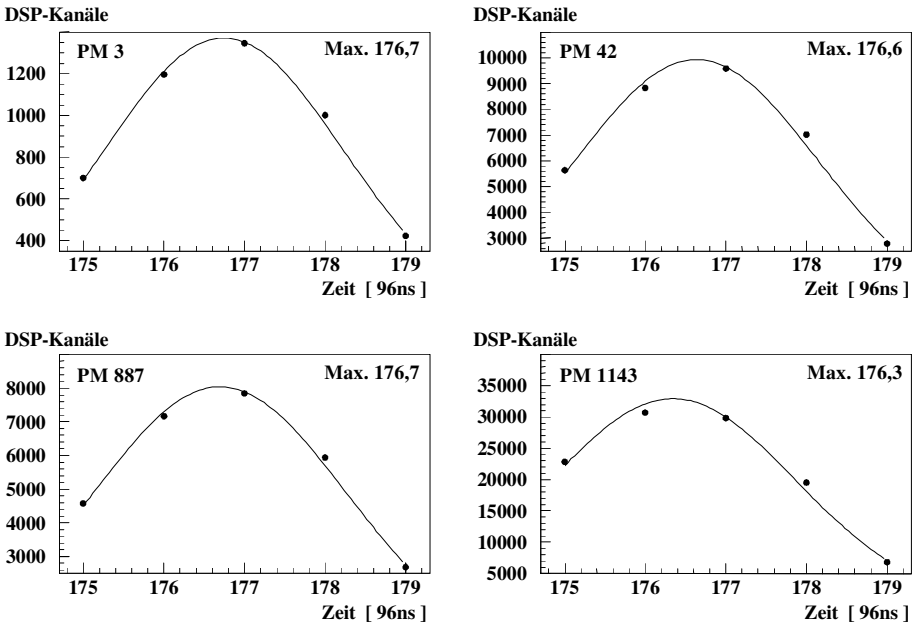


Abbildung 5.22.: Dargestellt sind die Meßreihen zur Bestimmung der zeitlichen Verteilung der CAM-Signale für vier Photomultiplier. Aufgetragen ist die DSP-Kanalnummer gegen die Zeit. In den einzelnen Diagrammen sind die Werte des Zeitpunkts für die aus einer Ausgleichsrechnung bestimmten Maxima angegeben. Erläuterungen zur Meßreihe sind im Text gegeben.

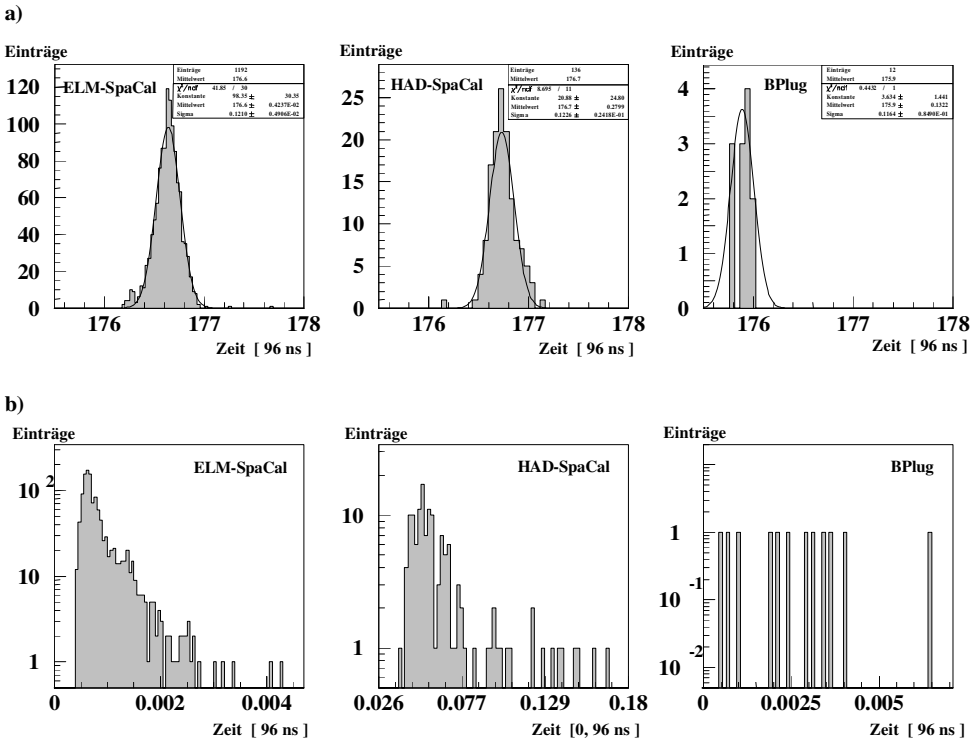


Abbildung 5.23.: Verteilungen zur Meßreihe der Verzögerungskurven des CAM-Systems.

a) Verteilung der ermittelten Maxima der Verzögerungskurve für die verschiedenen Sektionen des SpaCals und

b) Verteilung der Fehler der ermittelten Maxima für die verschiedenen Sektionen des SpaCals.

che zeitliche Abweichung durch die Auslesekette ausgeschlossen ist. Weiterhin können auch die unterschiedlichen Amplituden der CAM-Signale zur Bestimmung der Maxima keinen großen Einfluß genommen haben. In Abbildung 5.25. ist das größte Signal der Meßreihe für jede Zelle des SpaCals gegen den Fehler aufgetragen, der bei der Anpassung des Polynoms an die Meßreihe für das Maximum entsteht. Es ist eine Korrelation zwischen den aufgetragenen Größen zu erkennen, die für kleinere Amplituden der CAM-Signale einen größeren Fehler bei der Bestimmung der Maxima ergibt. Jedoch ist der Fehler der bei der Bestimmung der Maxima durch diese Korrelation immer kleiner als $\Delta t_{CAM\ Korr} < 1ns$. Genauere Angaben über die zeitliche Übereinstimmung der CAM-Signale an verschiedenen Zellen des SpaCals können erst nach einer Änderung am TDC-System gemessen werden.

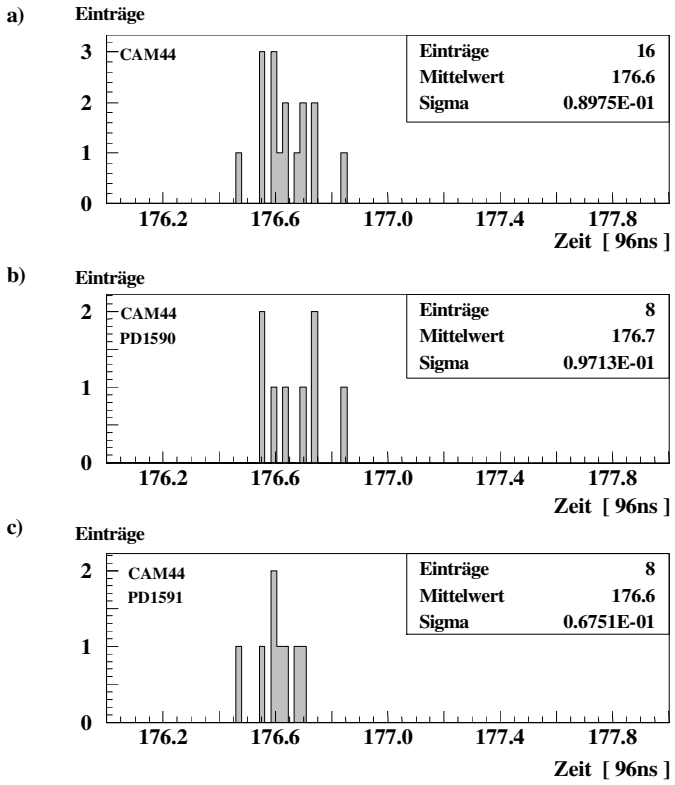


Abbildung 5.24.: Verteilung der ermittelten Maxima für die von einem CAM-Modul beleuchteten Photomultiplier, beispielhaft an CAM 44.

a) Für die 16 Photomultiplier, die von CAM 44 beleuchtet werden.

b) Für die acht Photomultiplier, die von der LED 1590 aus CAM 44 beleuchtet werden.

c) Für die acht Photomultiplier, die von der LED 1591 aus CAM 44 beleuchtet werden.

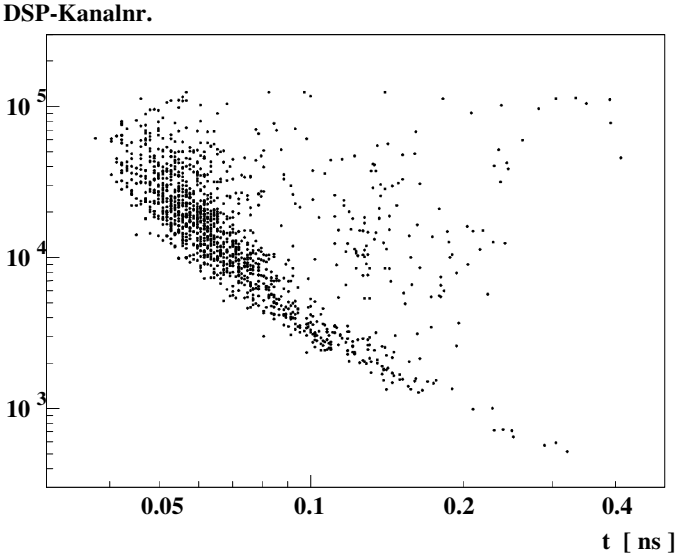


Abbildung 5.25.: Korrelation zwischen dem größten Meßwert einer Meßreihe aus Abbildung 5.22. gegen den Fehler des ermittelten Maximums aus derselben Meßreiche für alle Zellen des SpaCals.

5.9. Stabilität des CAM-Systems

Die Stabilität des CAM-Systems ist von großer Bedeutung für die Korrektur der Verstärkungsschwankungen der Photomultiplier des SpaCals. In diesem Abschnitt wird zunächst ein einführendes Beispiel gegeben, bevor im einzelnen auf die Stabilität der optischen Systeme im CAM-Modul und auf die Stabilität der Photomultiplier der verschiedenen Sektionen des SpaCals eingegangen wird.

Abbildung 5.26. zeigt die Verstärkung zweier benachbarter Photomultiplier in Teil a) und b). In Teil a) ist eine deutliche Schwankung der Verstärkung von etwa 32% zu erkennen. Die Messung der Verstärkung der beiden Photomultiplier erfolgte mit dem selben optischen System, dessen zeitliches Verhalten in Teil c) der Abbildung dargestellt ist. Das zeitliche Verhalten des optischen Systems ist innerhalb von $\pm 0{,}1\%$ konstant. Dies zeigt an, daß es sich hierbei nicht um das Schwanken des optischen Systems handelt, sondern um die Verstärkungsänderung des Photomultipliers aus Teil a). Die Verstärkung des Photomultipliers in Teil b) dieser Abbildung verifiziert diese Aussage. In Teil d) der Abbildung 5.26. sind die während dieses Zeitraums bestehenden Bedingungen in HERA eingezeichnet.

5.9.1. Stabilität des optischen Systems

Die Stabilität des optischen Systems, bestehend aus einer LED und einer Photodiode, wird dominiert durch die Stabilität der LED. So besitzt die LED zum Beispiel einen nicht linearen negativen Temperaturkoeffizienten, der bei Temperaturänderungen im SpaCal zu Schwankungen in den Lichtsignalen der LED führt, die durch die Photodiode beobachtet werden. Die Photodiode ist für diese Zwecke hinreichend stabil, da die Schwankungen der Photodiode maßgeblich von der Kapazität der Photodiode abhängen, die wiederum proportional zu empfindlichen Fläche der Photodiode ist [Sze 81]. Die verwendete Photodiode hat eine empfindliche Fläche von nur $1 mm^2$.

Die Stabilität aller optischer Systeme über einen Zeitraum von zwei Wochen ist in Abbildung 5.27. dargestellt. Hierzu sind die Ausgangssignale der Photodioden zu Beginn über einen Zeitraum von $t_{Norm.} \approx 1{,}1h$ auf einen Wert von 1 normiert worden. Teil a) der Abbildung zeigt die Mittelwerte der Photodiodensignale gemessen aus den ersten $N_{Mess.} = 200$ Ereignissen zu Beginn der Messung, wohingegen sich die Anzahl der Ereignisse über den gesamten Zeitraum der Normierung zu $N_{Norm.} = 3994$ ergibt[36]. Die Datennahme der ersten $N_{Mess.} = 200$ Ereignisse beschränkt sich auf $t_{Mess.} \approx 200s$. Die Messung der relativen Ausgangssignale der Photodioden erfolgt weiterhin in Schritten von $N_{Mess.} = 200$ Ereignissen bis zur letzten Messung, die in Teil b) der Abbildung 5.27. aufgetragen ist. Die aus den Verteilungen der normierten Ausgangssignalen der Photodioden gewonnenen Mittelwerte und Standardabweichungen sind in Teil c) der Abbildung 5.27. gegen die Zeit aufgetragen.

Der Mittelwert der Ausgangssignale der Photodioden hat sich über den Zeitraum der Messung kontinuierlich um insgesamt 0,25% verringert. Ebenso zeigt Abbildung 5.27. ein Auseinanderlaufen der optischen Systeme in den Ausgangssignalen der Photodioden um 0,08% an. Da zur Darstellung des Auseinanderlaufens jeweils 1 Standardabweichung verwendet wird,

[36] Anzahl der CAM-Ereignisse in H1-Run 128352.

bedeutet dies, daß lediglich 66% der optischen Systeme innerhalb des Intervalls $\left[x_M - 1\sigma, x_M + 1\sigma\right]$ liegen.

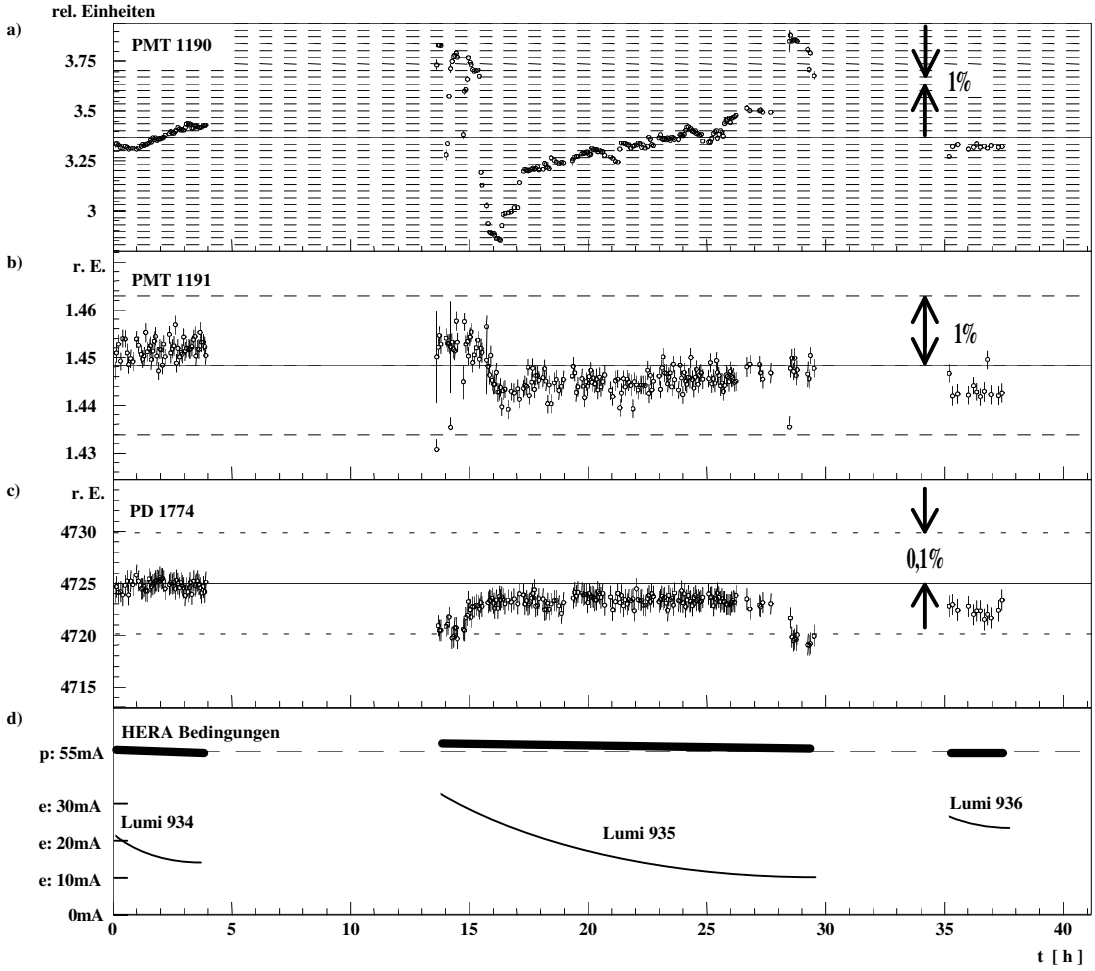


Abbildung 5.26.: Stabilität des CAM-Systems.

- **a)** Relative Verstärkung des Photomultipliers 1190 über einen Zeitraum von 38 Stunden.
- **b)** Relative Verstärkung des Photomultipliers 1191, des direkten Nachbarn von Photomultiplier 1190, über den selben Zeitraum.
- **c)** Stabilität des optischen Systems mit der Photodiode 1774 zur Beobachtung beider oben angeführter Photomultiplier.
- **d)** Die Strahlbedingungen in HERA während des selben Zeitraums. Die Luminositätsfüllungen von HERA sind hier mit dem Wort Lumi abgekürzt. Der Strom des Protonenstrahls ist mit p abgekürzt, wohingegen der Strom des Positronenstrahls mit e abgekürzt ist.[37]

[37] Technische Daten: t=0 entspricht dem 06.11.1995 um 05:41 Uhr und t=38 entspricht dem 07.11.1995 um 19:41 Uhr. Photomultiplier 1190 und 1191 sind in Supermodul 1005 der elektromagnetischen Sektion des SpaCals untergebracht. Sie werden von CAM-Modul 95 mit dem optischen System 1774 in ihrer Verstärkung beobachtet.

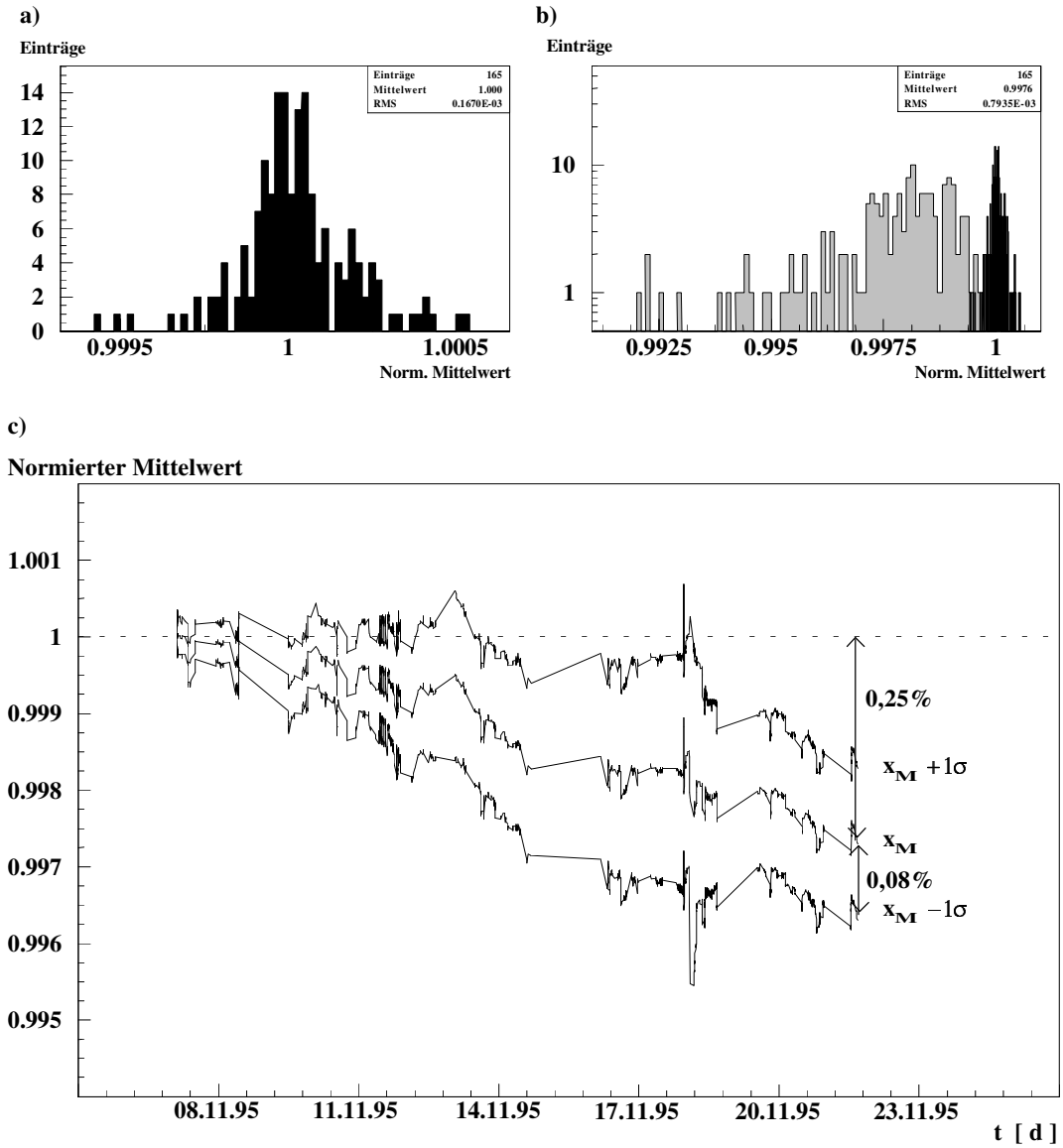


Abbildung 5.27.: Stabilität des optischen Systems[38].

- **a)** Verteilung der normierten Mittelwerte aller Photodioden am 07.11.1995.
- **b)** Verteilung der normierten Mittelwerte aller Photodioden am 22.11.1995 (helle Verteilung). Zur Verdeutlichung ist die Verteilung aus a) noch einmal in dieser Darstellung mit aufgenommen worden (dunkle Verteilung).
- **c)** Dargestellt ist der normierte Mittelwert x_M aller 165 Photodioden, die während des Zeitintervalls der Messung in Betrieb gewesen sind, und der Verlauf der Breite der normierten Verteilung als $x_M + 1\sigma$ und $x_M - 1\sigma$ für jeden Meßpunkt gegen die Zeit.

[38] technische Informationen: Beginn der Datennahme: 07.11.1995 um 06:59 Uhr mit H1-Run 128352 in HERA-Luminositätsfüllung 935. Ende der Datennahme: 22.11.1995 um 02:48 Uhr mit H1-Run 130955 in HERA-Luminositätsfüllung 971.

Die in Abbildung 5.27. aufgetragenen Daten lassen keinen Schluß auf das Verhalten der Photodioden zu, die als Referenz für die Lichtausgangssignale der Photomultiplier verwendet werden, sondern geben die Summe der Schwankungen der LEDs und der Photodioden an. Mit den Daten der Datennahmeperiode 1995 läßt sich keine Kontrolle der Stabilität der einzelnen Komponenten des optischen Systems erzielen. Dies wird jedoch in der Datennahmeperiode 1996 möglich sein, und es wird gezeigt werden können, daß die LEDs den wesentlich größeren Beitrag zu den Schwankungen der optischen Systeme liefern, so daß bei den Photodioden wirklich von einer stabilen Referenz gesprochen werden kann.

Zusammenfassend bleibt zu bemerken, daß ein Rückgang der Ausgangssignale der Photodioden von 0,25% und Schwankungen von 0,08% gegenüber den Instabilitäten der Photomultiplier, die im folgenden beschrieben werden, als sehr gering eingestuft werden können.

5.9.2. Stabilität der Photomultiplier

Die Stabilität aller Photomultiplier, getrennt nach den Sektionen des SpaCals, ist in Abbildung 5.28. für die elektromagnetische Sektion und in Abbildung 5.29. für die hadronische Sektion dargestellt. Die Darstellung erfolgt analog zu der der optischen Systeme in Abbildung 5.27.

Über den aufgetragenen Zeitraum ist in Abbildung 5.28. c) ein mittlerer Rückgang in der Verstärkung der Photomultiplier der elektromagnetischen Sektion von 0,9% zu beobachten. Dieser Rückgang der Verstärkung erfolgt nicht linear über den Zeitraum, sondern beschränkt sich auf die ersten fünf Tage. Danach bleibt die mittlere Verstärkung konstant. Gravierender als der Rückgang der mittleren Verstärkung der Photomultiplier ist die Änderung der Verstärkung einzelner Photomultiplier. Eine Breite der Verteilung der relativen Verstärkungen der Photomultiplier von $\sigma = 2,4\%$ am Ende des Meßbereichs bedeutet, daß 34% der Photomultiplier ihre Verstärkung G um mehr als $\Delta G = 2,4\%$ geändert haben. Einen größeren Rückgang der Verstärkung und eine größere Breite der Verteilungen ist in Abbildung 5.29. c) für die Photomultiplier der hadronischen Sektion des SpaCals dargestellt.

Diese Darstellung zeigt ganz besonders die Wichtigkeit einer permanenten Korrektur der Photomultiplierverstärkung, um eine präzise Messung der von Teilchen im SpaCal deponierten Energie zu ermöglichen.

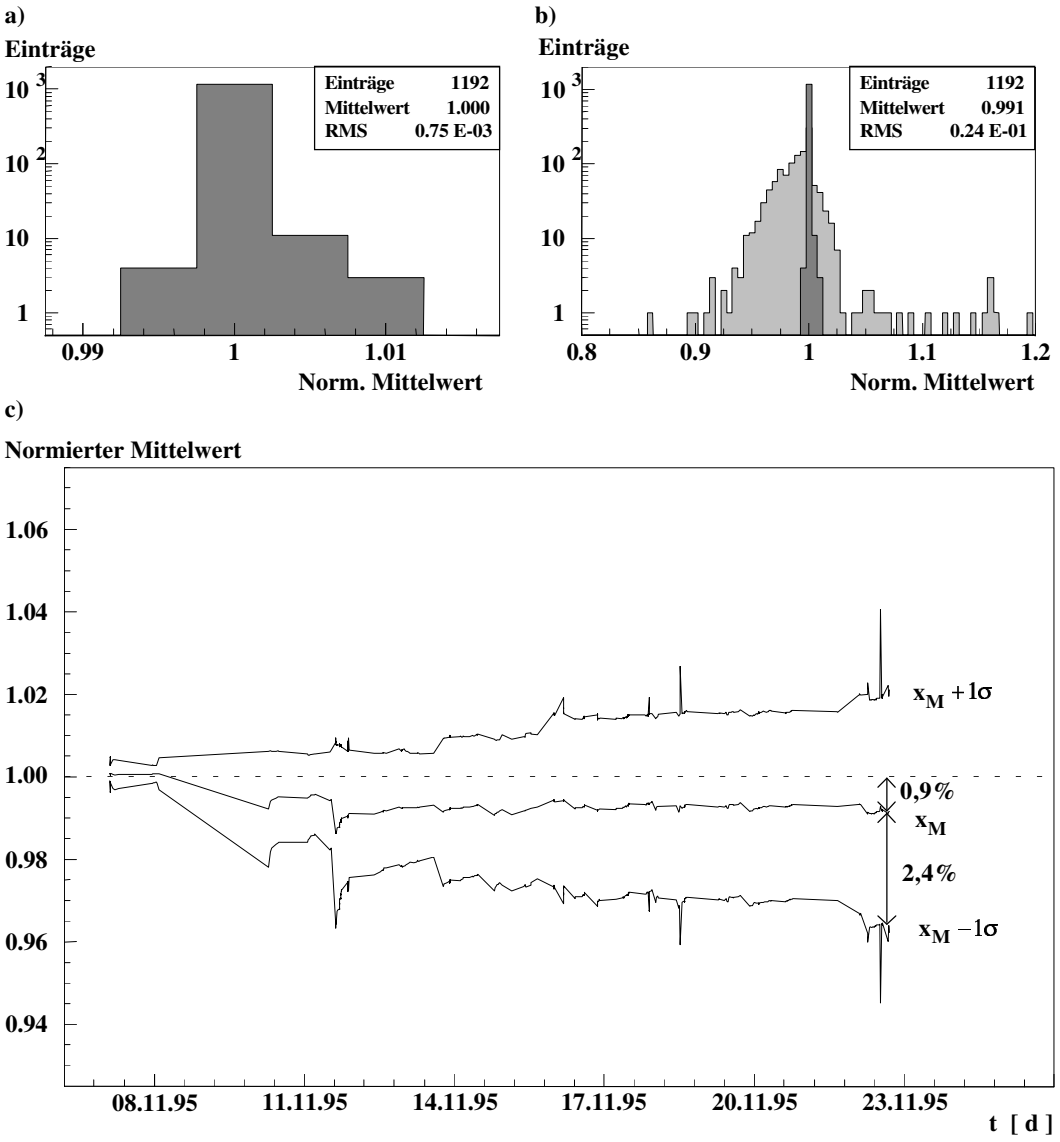


Abbildung 5.28.: Stabilität der Photomultiplier der elektromagnetischen Sektion des SpaCals.

a) Verteilung der normierten Mittelwerte aller Photomultiplier am 07.11.1995.

b) Verteilung der normierten Mittelwerte aller Photomultiplier am 22.11.1995 (helle Verteilung). Zur Verdeutlichung ist die Verteilung aus a) noch einmal in dieser Darstellung mit aufgenommen worden (dunkle Verteilung).

c) Dargestellt ist der normierte Mittelwert x_M aller 1192 Photomultiplier und der Verlauf der Breite der normierten Verteilung als $x_M + 1\sigma$ und $x_M - 1\sigma$ für jeden Meßpunkt gegen die Zeit. (technische Informationen: siehe Fußnote zu Abbildung 5.27.)

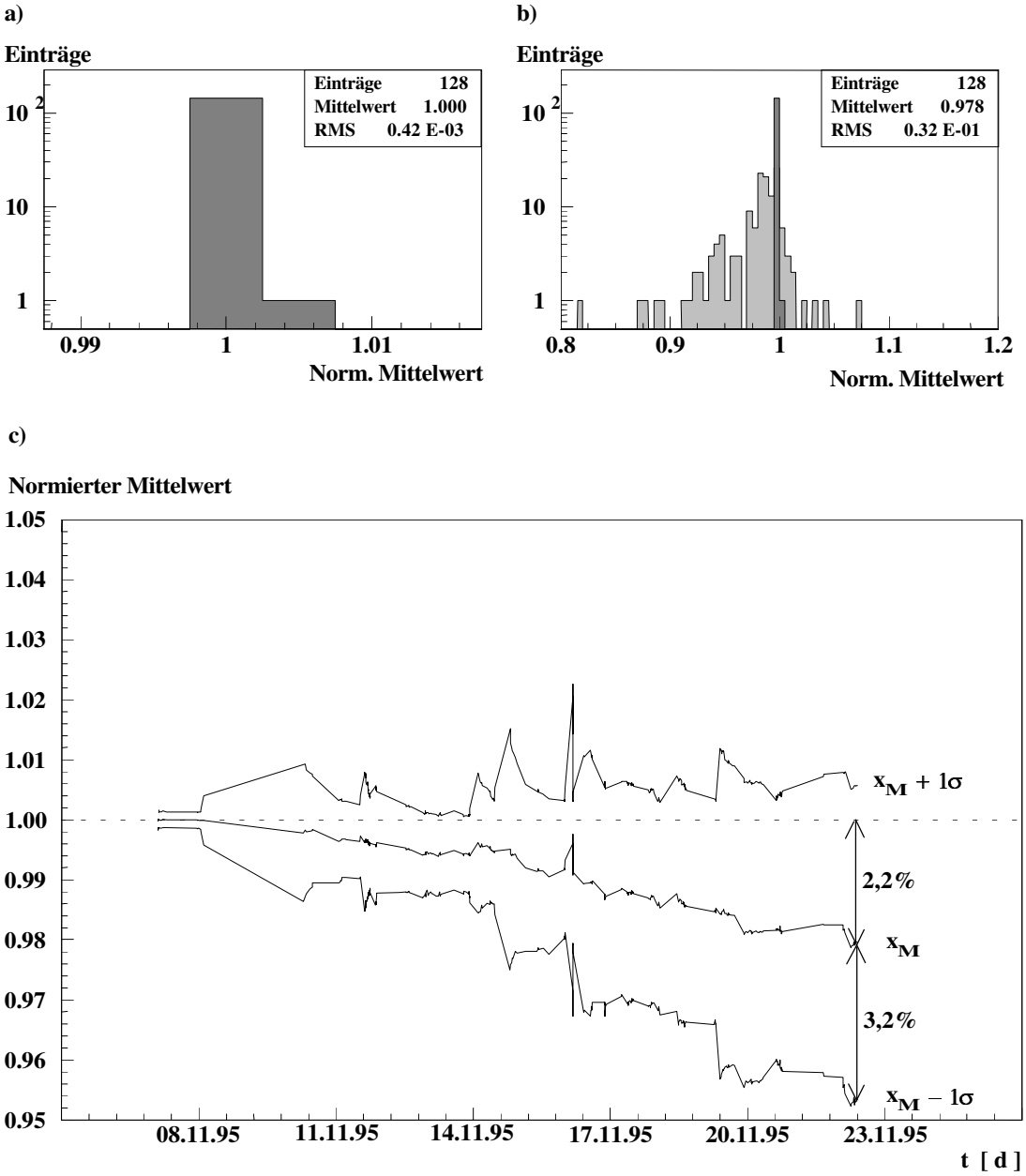


Abbildung 5.29.: Stabilität der Photomultiplier der hadronischen Sektion des SpaCals.

- **a)** Verteilung der normierten Mittelwerte aller Photomultiplier am 07.11.1995.
- **b)** Verteilung der normierten Mittelwerte aller Photomultiplier am 22.11.1995 (helle Verteilung). Zur Verdeutlichung ist die Verteilung aus a) noch einmal in dieser Darstellung mit aufgenommen worden (dunkle Verteilung).
- **c)** Dargestellt ist der normierte Mittelwert x_M aller 128 Photomultiplier und der Verlauf der Breite der normierten Verteilung als $x_M + 1\sigma$ und $x_M - 1\sigma$ für jeden Meßpunkt gegen die Zeit. (technische Informationen: siehe Fußnote zu Abbildung 5.27.)

5.10. Die Anwendung der CAM-Daten auf physikalische Ereignisse

In den nächsten beiden Abschnitten wird gezeigt, wie die zeitliche Instabilität einzelner Detektorkanäle im SpaCal mit Hilfe der CAM-Daten korrigiert wird und die Messung physikalischer Ereignisse hierdurch verbessert werden kann.

5.10.1. Korrektur einzelner Detektorzellen

Die Korrektur eines instabil verstärkenden Photomultipliers ist in Abbildung 5.30. dargestellt. Teil a) der Abbildung zeigt die Verstärkung des Photomultipliers in relativen Einheiten gegen die Zeit. Abbildung 5.30. b) zeigt die Verstärkung des Photomultipliers nach der Anwendung der CAM-Korrekturfaktoren. Zur Verdeutlichung sind in beiden Abbildungsteilen horizontal verlaufende, gestrichelte Linien mit einer Schrittweite von 1% eingezeichnet. Es ist eine deutliche Verbesserung in der Stabilität zu erkennen.

Es bleibt zu bemerken, daß in dem hier aufgezeigten Beispiel in Abbildung 5.30. die CAM-Daten dazu verwendet worden sind, um sich selbst zu korrigieren. Bei dieser Anwendung der CAM-Daten auf sich selbst sollten idealer Weise alle korrigierten Meßpunkte genau auf einer horizontal verlaufenden Geraden liegen. Die Verbesserung der Stabilität der SpaCal-Zellen ist jedoch auf eine Genauigkeit von 0,5% begrenzt, wie in Abschnitt 5.6. erläutert.

Ein weiteres Beispiel der Korrektur ist in Abbildung 5.31. zu sehen. Dargestellt ist die Verstärkung von 35 Photomultipliern der elektromagnetischen Sektion des SpaCals in relativen Einheiten gegen die Zeit in Stunden. Für die Photomultiplier in den mittleren, durch dicke, schwarze Linien begrenzten, 16 Zellen eines Supermoduls ist, außer in der defekten Zelle 17, ein plötzlicher Rückgang in der Verstärkung von 2,5% bei $t \approx 7,2h$ zu erkennen. Dieser Rückgang der Verstärkung ist mit dem CAM-System für jede Zelle korrigiert worden. Bei Verstärkungsänderungen aller Photomultiplier in nur einem Supermodul ist davon auszugehen, daß entweder die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier, die in Gruppen von 16 Photomultiplier eines Supermoduls erfolgt, instabil ist, oder daß die Beleuchtung durch das betreffende CAM-Modul nicht konstant ist. Prinzipiell könnte auch eine Kombination dieser beiden Möglichkeiten in Betracht kommen, dies erscheint jedoch äußerst unwahrscheinlich, da das CAM-System und das Hochspannungssystem völlig unabhängig voneinander betrieben werden. Eine nicht beobachtbare Schwankung des CAM-Moduls kann ausgeschlossen werden, da außer den Zellen des mittleren Supermoduls auch noch die vier dargestellten Zellen des benachbarten unteren Supermoduls über das selbe CAM-Modul in ihrer Verstärkung kontrolliert werden. Ebenfalls eingezeichnet sind die Nummern der beteiligten Zellen.

Weiterhin kann ausgeschlossen werden, daß die von der LED ausgesandten Lichtsignale in den beiden beteiligten optischen Systemen sprungartig zurückgegangen sind. Dies belegt Abbildung 5.32. in den Teilen a) und b), die die Stabilität der optischen Systeme während des betrachteten Zeitraums darstellen. Ebenso auszuschließen ist, daß durch einen Spannungssprung im CAM-Modul durch Rückgang der LED-Spannung die LED-Lichtsignale kleiner werden und gleichzeitig durch einen zweiten Spannungssprung die Signale, die die Photodiode abgibt, um den gleichen Anteil vergrößert werden, so daß sich beide Spannungssprünge in

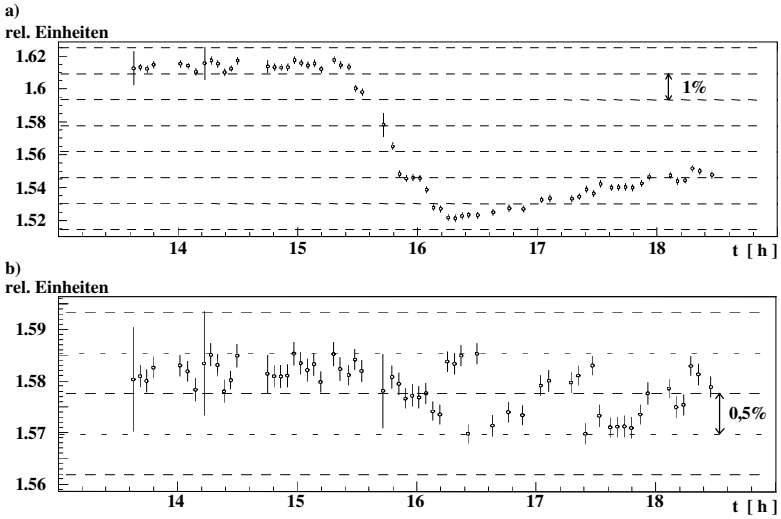


Abbildung 5.30.: Zeitlicher Signalverlauf eines sehr instabilen Photomultipliers aus dem SpaCal. Erläuterungen siehe Text[39].

einem CAM-Modul für die Signalüberwachung des optischen Systems ausgleichen. Das betrachtete CAM-Modul beleuchtet zusätzlich zu den 16 Photomultipliern des betroffenen Supermoduls mit seinem 5. optischen System die Photomultiplier des darunterliegenden Supermoduls, deren Stabilität ebenfalls in Abbildung 5.31. dargestellt ist. Die Stabilität dieses 5. optischen Systems ist in Abbildung 5.32. c) aufgezeigt.

Unter Berücksichtigung der zuvor angestellten Überlegungen bleibt nur die Erklärung eines Sprunges in der Hochspannungsversorgung der Photomultiplier des Supermoduls.

5.10.2. Korrektur physikalischer Ergebnisse

Aufgrund der Verbesserung der Stabilität einzelner Kalorimeterkanäle ergibt sich auch für Meßgrößen, die immer eine Kombination mehrerer Kalorimeterkanäle darstellen, eine Verbesserung. So ist in Abbildung 5.33. die Verteilung der im SpaCal rekonstruierten Clusterenergien für das kinematische Maximum des differentiellen Wirkungsquerschnitts aus Gleichung (2.27) abgebildet.

Es ist eine deutliche Verbesserung der Form für die mit den CAM-Daten korrigierte Verteilung zu erkennen. Zu beachten ist, daß sich bei dieser Verteilung durch die Korrektur nicht nur der Mittelwert zur Positronenstrahlenergie verschiebt, sondern das zusätzlich die Verteilung schmaler wird. Zur besseren Darstellung der Verbesserung sind partielle Gaußkurven an die Verteilungen angepaßt worden. Die in Abbildung 5.33. a) dargestellte unkorrigierte Verteilung hat eine Breite von $\sigma_{unkor.} = (1{,}17 \pm 0{,}06) GeV$ wohingegen die korrigierte Verteilung in Abbildung 5.33. b) eine Breite von $\sigma_{kor.} = (1{,}06 \pm 0{,}05) GeV$ hat.

[39] technische Informationen: Beginn der Datennahme: 06.11.1995 um 20:46 Uhr mit H1-Run 128302 zwischen den HERA-Luminositätsfüllungen 934 und 935. Ende der Datennahme: 07.11.1995 um 01:33 Uhr mit H1-Run 128330 in HERA-Luminositätsfüllung 935. Photomultipliernummer: 232, Photodiodennummer: 1626, CAM-Nummer: 53.

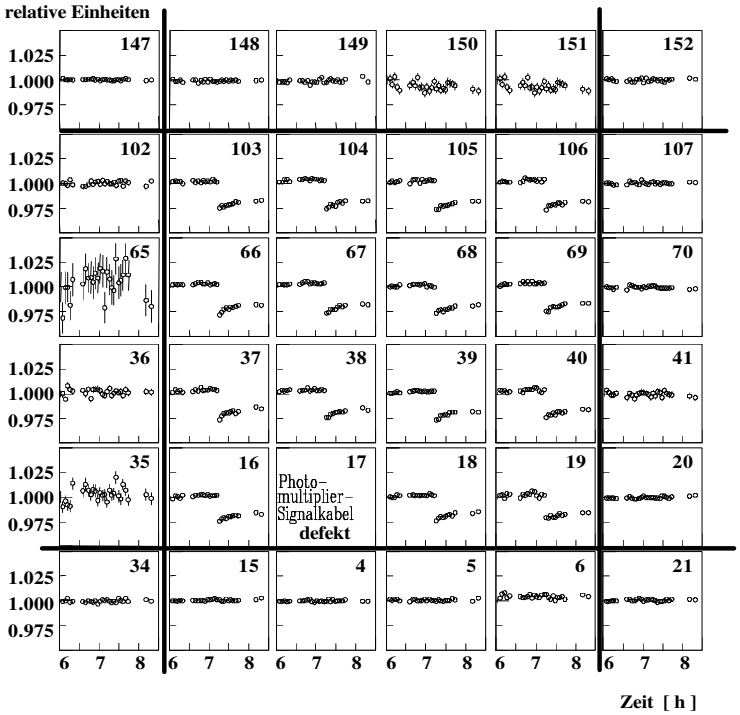


Abbildung 5.31.: Stabilität von 35 Photomultipliern der elektromagnetischen Sektion des SpaCals über einen ausgewählten Zeitbereich von 2,5*h* [40]. Die dicken schwarzen Linien symbolisieren die Grenzen der Supermodule. Es ist ein Abfall in der Verstärkung der Photomultiplier aller im mittleren Supermodul dargestellter Zellen von 2,5% zu erkennen. Dieser Abfall der Verstärkung rührt aus einem Sprung in der Hochspannungsversorgung der Photomultiplier in diesem Supermodul her.

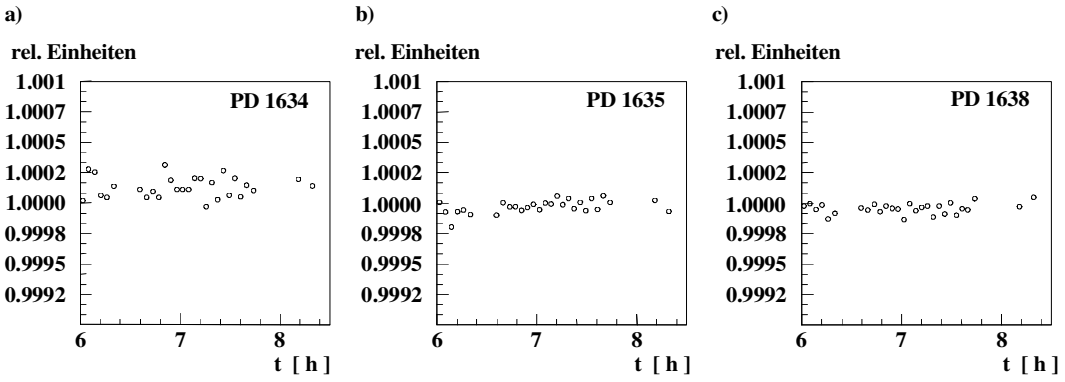


Abbildung 5.32.: Stabilität dreier optischer Systeme der elektromagnetischen Sektion des SpaCals über einen ausgewählten Zeitbereich von 2,5*h* (technische Informationen siehe Fußnote zu Abbildung 5.31.). Es sind bei allen drei optischen Systemen keine Schwankungen in den abgegebenen Signalen von mehr als 0,3 Promille zu erkennen.

a) Optisches System zu den Photomultipliern 66-69 und 103-106.

b) Optisches System zu den Photomultipliern 16-19 und 37-40.

c) Optisches System zu den Photomultipliern 0, 3-7 und 14-15.

[40] technische Informationen: aufgetragener Zeitraum: von 07.11.95 08:18 Uhr bis 10:48 Uhr. H1-Runnummern: 128352-128377. Supermodul 506, CAM-Modul 56, Photodiodennummern: 1634, 1635 und 1638.

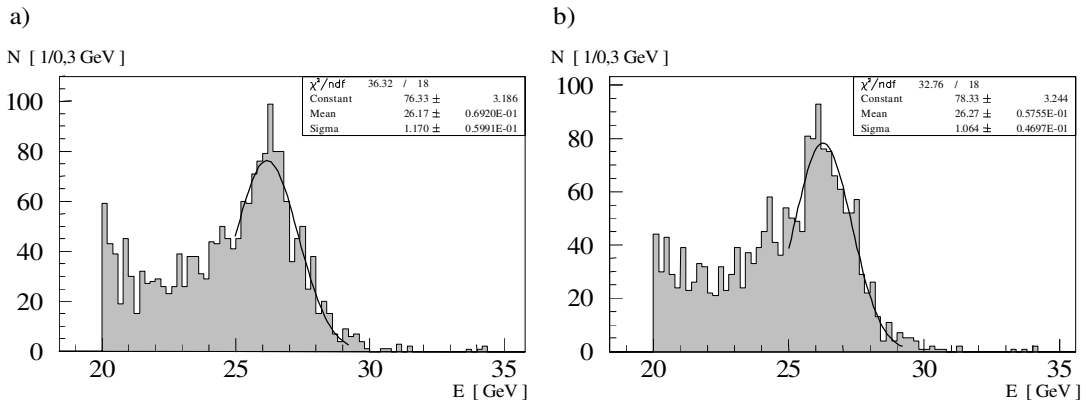


Abbildung 5.33.: Verbesserung der Form der Verteilung der Clusterenergien.

a) Die unkorrigierte Verteilung,

b) die mit den CAM-Daten korrigierte Verteilung.

5.11. Spezielle Anwendungen des CAM-Systems

Aufgrund der hohen Flexibilität des CAM-Systems, seiner breiten Ansteuerungsmöglichkeiten und seiner individuellen Adressierung wird das CAM-System als vielseitiges Hilfsmittel eingesetzt. Die bisher benutzten Verfahren, bei denen das CAM-System eine große Hilfe war, werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

5.11.1. Funktionstests des SpaCals

Während des Zusammenbaus des SpaCals im Winter 1994/1995 war die Funktionalität der Auslesekanäle vom Photomultiplier, der Hochspannungszuführung, über die aktive Base bis hin zu den Auslesekabeln und deren Anordnung in den Steckern überprüft worden, bevor das SpaCal im Detektor H1 installiert worden ist. Es ist möglich, ohne viel Aufwand nach nicht funktionstüchtigen Kanälen zu suchen oder umgekehrt zu verifizieren, daß ein Kanal funktionstüchtig ist. Dies ist insbesondere für eine Überprüfung der Komponenten des SpaCals wichtig, bevor der Detektor H1 zu Beginn einer Datennahmeperiode in Position gebracht und geschlossen wird, um gegebenenfalls noch kleinere Reparaturen durchführen zu können.

5.11.2. Die erste Vorkalibration des SpaCals

Nach Abschluß der Installation des SpaCals im Detektor H1 und dem Anschluß der Ausleseelektronik des SpaCals ist mit Hilfe des CAM-Systems eine erste relative Kalibration der Kalorimeterkanäle erzielt worden. Hierzu ist für jeden Kanal über die Photoelektronenstatistik die Verstärkung des Photomultipliers berechnet [Jan 94] und auf einen für alle Photomultiplier gleichen Wert eingestellt worden. Die relative Kalibration, die mit dem CAM-System erzielt worden ist, hatte ein Genauigkeit von 20%. Eine genauerer relativer Abgleich ist mit dieser Methode nicht möglich, da eine Reihe von Näherungen in die Ermittlung der Verstärkung der Photomultiplier eingeht. Eine detaillierte Beschreibung erfolgt in Abschnitt 6.2., in der die relative Kalibration des SpaCals behandelt wird. Ohne die erste Vorkalibration mit dem

CAM-System mit einer Genauigkeit von 20% wäre eine Kalibration des SpaCals mit anderen Methoden nur mit sehr viel Aufwand durchzuführen.

5.11.3. Präzise Messung der Hochspannungsveränderungen an den Photomultipliern

Nach einer gewissen Zeit ist es nötig, die Verstärkung der Photomultiplier wieder einander anzupassen, so daß ein definiertes Lichtsignal an den Photomultipliern ein Ausgangssignal gleicher Höhe erzeugt, um für alle Kanäle die gleiche Triggerschwelle zu haben. Aus diesem Grund ist eine Veränderung der Hochspannung am Photomultiplier nötig. Da aus Messungen bekannt ist, um welchen Faktor der Photomultiplier in der Verstärkung geändert werden muß, erlaubt das CAM-System nun eine präzise Überwachung der Hochspannungsveränderung.

Zunächst werden CAM-Daten bei der nominellen Hochspannung genommen. Aus diesen wird für jeden Photomultiplier der Bezugspunkt für die Veränderung bestimmt. Aufgrund einer in erster Näherung geltenden Abhängigkeit der Verstärkung von der sechsten Potenz der Spannung [Hec 96] berechnet die SpaCal-OS9 einen neuen Wert für die Hochspannung eines jeden Photomultipliers und stellt sie ein. Ein weiteres Mal werden CAM-Daten genommen, um zu überprüfen, ob die Veränderung der Hochspannung die gewünschte Veränderung der Verstärkung ergeben hat. Sollte dies nicht der Fall sein, so wird die beschriebene Meßreihe wiederholt. Dieser iterative Prozeß konvergiert aufgrund der sechsten Potenz der Spannung sehr schnell, so daß höchstens fünf Meßreihen genommen werden müssen, um die Verstärkung der Photomultiplier auf etwa 0,5% im Vergleich zu ihrem über den Bezugspunkt neu berechneten Verstärkungswert abgeglichen zu haben.

6. Kalibration des SpaCals

In diesem Kapitel wird dargestellt, wie die 1320 Kanäle des SpaCals während der Datennahmeperiode 1995 kalibriert worden sind. Das zugrunde liegende Konzept der Kalibration wird in Abschnitt 6.1. erläutert. Danach sind zunächst die einzelnen Kanäle der elektromagnetischen und der hadronischen Sektion jeweils untereinander abgeglichen worden, so daß ein in das Kalorimeter eindringendes Teilchen unabhängig vom Auftreffort jeweils dieselben Signalhöhen erzeugt. Hierzu sind Methoden der Kalibration mittels des CAM-Systems, der kosmischen Myonen und der Halo-Myonen verwendet worden. Diese Methoden werden in Abschnitt 6.2. ausführlich dargestellt. In Abschnitt 6.3. wird dann die absolute Kalibration der elektromagnetischen Sektion des SpaCals mit Hilfe des sogenannten kinematischen Maximums beschrieben. Eine Übersicht über die von den verschiedenen Methoden zu erzielende Kalibration des SpaCals gibt Tabelle 6.1.

Kalibrationsmethode		**CAM-System**	**kosm. Myonen**	**Halo-Myonen**	**kinemat. Maximum**
Dauer der Datennahme		30 Min.	10 h	mehrere Wochen[8]	$\approx 1,5 / pb$
Güte der Kalibration	elm. Sektion	20%	4%	5%	1%
	had. Sektion	20%	2%	5%	-
Kalibrierter Anteil	elm. Sektion	100%	98%	35%	50%
	had. Sektion	100%	98%	25%	-

Tabelle 6.1.: Überblick und Vergleich der verschiedenen Kalibrationsmethoden [Arn 95], [Dir 96] und [Jan 95].

Aus dem vorherigen Kapitel ist bekannt, daß es mit dem CAM-System möglich ist, die Verstärkung eines Photomultipliers und mögliche Schwankungen in dessen elektronischer Auslesekette mit einer Genauigkeit von 0,5% zu beobachten und zu korrigieren. Diese Genauigkeit von 0,5% bezieht sich jedoch nur auf relative Änderungen in der Verstärkung des Photomultipliers sowie dessen Auslesekette und kann nicht dazu dienen, die Interkalibration des SpaCals mit dieser Genauigkeit zu erreichen. Aus Tabelle 6.1. ist ersichtliche, daß die relative Kalibration der Zellen des SpaCals zueinander mit dem CAM-System nur mit einer Genauigkeit von etwa 20% möglich ist. Dieser Sachverhalt wird während der Beschreibung der relativen Kalibration mit dem CAM-System erläutert.

Es ist zu erkennen, daß die in Abschnitt 3.4. geforderte Genauigkeit der absoluten Energiekalibration von 1% nur mit der Kalibration nach der Methode des kinematischen Maximums erzielbar ist. Jedoch ist aufgrund der Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts laut Gleichung (2.27) diese Güte der Kalibration nicht für die gesamte elektromagnetische Sektion des SpaCals zu erreichen und ebenfalls nicht für die hadronische

[8] Der größte Teil der verwendeten Daten der Halo-Myonen konnte innerhalb eines Tages genommen werden, an dem der Detektor HERA-B sein Target zu Testzwecken an den Protonenstrahl herangefahren hatte. Unter Verwendung einer normalen Rate von Halo-Myonen ist ein Zeitraum für die Datennahme von mehreren Wochen anzusetzen.

Sektion des SpaCals. Unter Verwendung der CAM-Korrekturfaktoren ist es jedoch möglich, zumindest die Güte der anderen, punktuell aufgezeichneten Kalibrationsmethoden auf einen gemeinsamen Zeitpunkt und durch den Überlapp der verschiedenen Methoden die elektromagnetische Sektion des SpaCals vollständig zu kalibrieren. Diese Kombination der verschiedenen Kalibrationsmethoden wird in Abschnitt 6.4. erläutert. Anhand der zur Analyse der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung verwendeten Ereignisse ist die Kalibration der elektromagnetischen Sektion des SpaCals in Abschnitt 6.6. überprüft worden. Abschließend wird in Abschnitt 6.7. das endgültige Ergebnis der Kalibration des SpaCals gegeben.

Die aufgezeigten Kalibrationsmethoden sind in mehreren Schritten iterativ durchgeführt worden, so daß immer eine Energieskala in *GeV* für das SpaCal vorlag. Aus diesem Grund konnten auch bei der relativen Kalibration die gemessenen Spektren und deren Mittelwerte in einer vorkalibrierten Energieskala angegeben werden.

6.1. Konzept der Kalibration

Das Konzept der Kalibration des SpaCals ist in Abbildung 6.1. dargestellt und wird im folgenden erläutert:

Zu Beginn der Datennahmeperiode noch bevor ein Teilchenstrahl in HERA gespeichert ist, wird innerhalb von nur zwei Stunden eine erste Kalibration mit dem CAM-System durchgeführt. Die Genauigkeit, deren Gründe in Abschnitt 6.2.1. erläutert werden, dieser Kalibration liegt bei nur 20%, reicht jedoch aus, um eine weitere Kalibration mit Hilfe kosmischer Myonen durchführen zu können. Innerhalb von nur zwei Tagen können Kalibrationskonstanten bestimmt werden, die einen relativen Abgleich der Zellen in jeder der beiden Sektionen des SpaCals zulassen. Die Genauigkeit der Kalibration beträgt danach etwa 5%. Die bisher bestimmten Kalibrationskonstanten werden dazu benutzt, die Hochspannung der Photomultiplier abzugleichen.

Mit Beginn der Luminositätsproduktion in HERA wird die Kalibration nach der Methode des kinematischen Maximums möglich. Sie sollte in Schritten von etwa vier Wochen erfolgen und zur absoluten Kalibration der elektromagnetischen Sektion des SpaCals führen. Während dieser Zeitspanne wird das CAM-System dazu benutzt, alle auftretenden Schwankungen zu korrigieren. Liegen die Kalibrationskonstanten $k(i)$ vor, so sollten sie, falls sie im Mittel kleiner als 5% sind, zusammen mit den Korrekturfaktoren des CAM-Systems in die Datenbank aufgenommen werden und das CAM-System neu geeicht werden. Dieser Prozeß wird iterativ bis zum Ende der Datennahmeperiode fortgesetzt. Die Kalibration des SpaCals verbessert sich nach jedem Iterationsschritt um etwa 0,5%, so daß nach ca. sechs Monaten eine Genauigkeit von besser als 1% für den inneren und besser als 2% für den äußeren Bereich erzielt werden kann.

Durch Kombination verschiedener Methoden, wie die der erneut durchgeführten Kalibration mit kosmischen Myonen oder der Halo-Myonen, wird nach dem Ende der Datennahmeperiode eine absolute Kalibration des SpaCals mit einer Genauigkeit von besser als 1% erreicht.

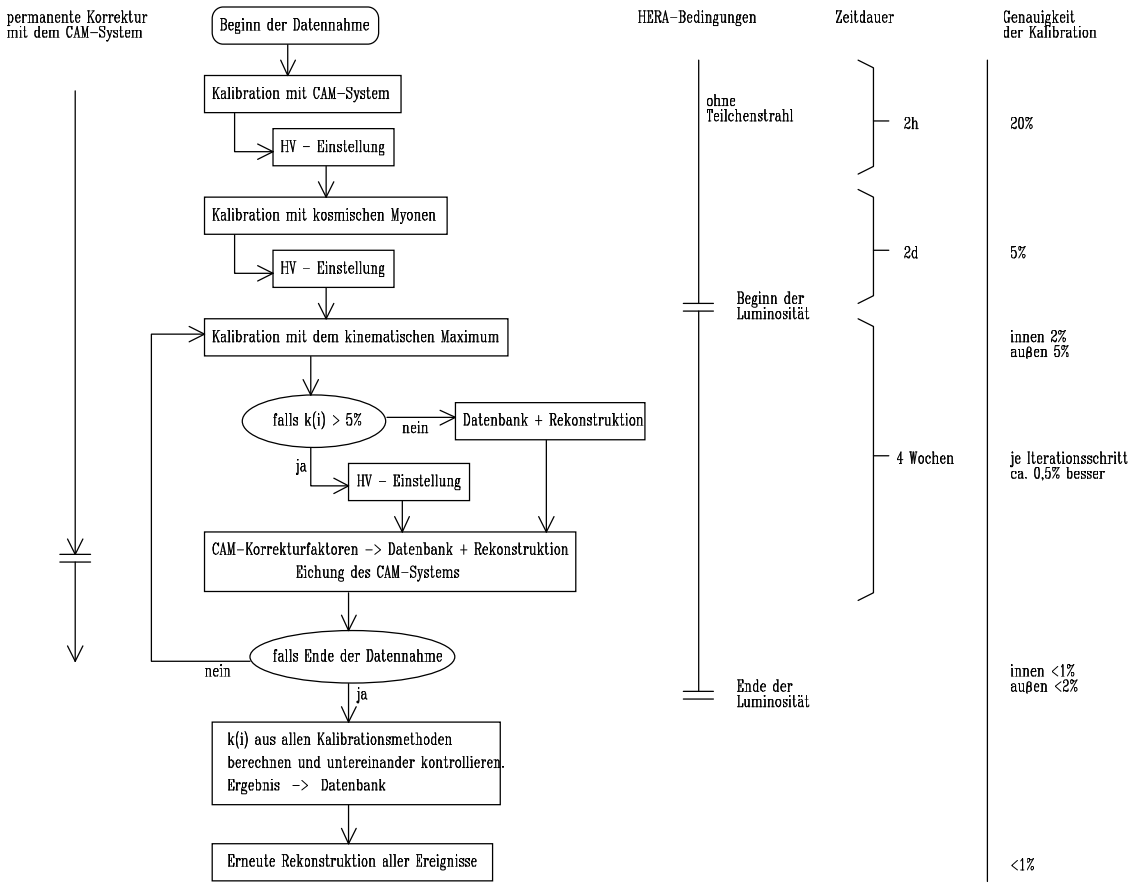


Abbildung 6.1.: Schematische Darstellung des Kalibrationskonzepts für das SpaCal. Erläuterungen sind im Text gegeben.

6.2. Relativer Zellenabgleich

Die relative Kalibration des SpaCals ist mittels der folgenden drei Methoden erzielt worden. Die Methode des Verstärkungsabgleichs der Photomultiplier, die in Abschnitt 6.2.1. beschrieben wird, erfolgt mit dem CAM-System. In Abschnitt 6.2.2. wird die Kalibration des SpaCals mittels kosmischer Myonen und abschließend in Abschnitt 6.2.3. mittels Halo-Myonen beschrieben.

6.2.1. Kalibration mit dem CAM-System

Die Kalibration mit dem CAM-System beschränkt sich auf den relativen Abgleich der Verstärkung der Photomultiplier und der sich anschließenden Ausleseelektronik. Die erzielbare Genauigkeit dieser relativen Kalibrationsmethode von nur 20% liegt hauptsächlich in den folgenden drei Punkten begründet:

- Eine Kalibration der Blei/Faser-Matrix kann nicht vorgenommen werden, da die Fasern des CAM-Systems direkt in den Lichtmischer vor dem Photomultiplier eingebracht sind, wie in Abbildung 5.4. dargestellt. Hierdurch bleiben Unterschiede in dem Ansprechverhalten der Blei/Faser-Matrix für verschiedene Zellen unbeobachtbar.

- Die Kopplung der Fasern aus der Blei/Faser-Matrix an den Lichtmischer erfolgt über einen schmalen Luftspalt, der aus Abbildung 4.6. ersichtlich ist. Unterschiede von Zelle zu Zelle in der Beschaffenheit der beiden Oberflächen, die über den Luftspalt miteinander gekoppelt sind, und die des Luftspaltes selbst können ebenfalls nicht bei der relativen Kalibration mit dem CAM-System berücksichtigt werden.
- Die wellenlängenabhängige Quanteneffizienz $\eta(\lambda)$ ist ebenso, wie die Verstärkung der Photomultiplier bei fester Versorgungsspannung nur innerhalb bestimmter Fehler für verschiedene Photomultiplier gleich. Für einen Vergleich zweier Photomultiplier untereinander müßte der Quotient der Quanteneffizienzen für das Licht der szintillierenden Fasern in der Blei/Faser-Matrix und das Licht aus der LED für die betrachteten Photomultiplier gleich sein. Dies stimmt jedoch nur innerhalb eines Fehlers überein, der mit dem CAM-System nicht bestimmt werden kann, und ebenfalls bei der relativen Kalibration nicht berücksichtigt werden kann.

Vor Beginn der Datennahme 1995 sind alle Auslesekanäle des SpaCals auf die im folgenden beschriebene Art voreingestellt worden:

Die Verstärkung eines Photomultipliers läßt sich aus dem mit ihm aufgenommenen Pulshöhenspektrum einer LED berechnen [Jan 93]. Hierbei wird die Poissonsche Statistik zugrunde gelegt und die Anzahl der Photoelektronen an der Photokathode aus der relativen Breite des Pulshöhenspektrums berechnet. Über die Anzahl der Photoelektronen und die gemessene Ladung des Ausgangssignals am Photomultiplier kann dessen Verstärkung berechnet werden. Daraus ergibt sich die Verstärkung G eines Photomultipliers zu

(6.1)
$$G = \beta \frac{\sigma^2}{x_M}$$

Hierbei ist β ein konstanter Proportionalfaktor, der in erster Linie von dem Aufbau des Photomultipliers abhängt, σ^2 die Varianz des Pulshöhenspektrums und x_M dessen Mittelwert.

Für eine präzisere Messung der Verstärkung werden Pulshöhenspektren bei verschiedenen Beleuchtungsintensitäten durch die LED aufgenommen, und es wird σ^2 gegen x_M aufgetragen, so daß gilt:

(6.2)
$$\sigma^2 = \frac{G}{\alpha} x_M$$

Da der sehr schwer zu bestimmende Proportionalitätsfaktor β [Ben 92], der auf der Effizienz eines Photomultipliers zur Detektion einzelner Photonen beruht, in guter Näherung für alle verwendeten, baugleichen Photomultiplier gleich groß ist, ergibt sich aus der Steigung der Ausgleichsgeraden durch die Punkte (x_M, σ^2) ein unbekannter aber für alle Photomultiplier gleicher Bruchteil der absoluten Verstärkung. Abbildung 6.2. a) zeigt das Anpassen der Ausgleichsgeraden an die gemessenen Punkte beispielhaft für den Photomultiplier 32. Die Steigung der Ausgleichsgeraden ergibt den Bruchteil der absoluten Verstärkung G/β. Die Verteilung dieser Werte für alle Photomultiplier der elektromagnetischen Sektion ist in Abbildung 6.2. b) dargestellt. Durch Variation der am Photomultiplier angelegten Spannung ist der Bruchteil der absoluten Verstärkung G/β für alle Photomultiplier auf den gleichen Wert abgeglichen worden. Nach zweifacher Iteration dieses Verfahrens zeigt sich schnell der

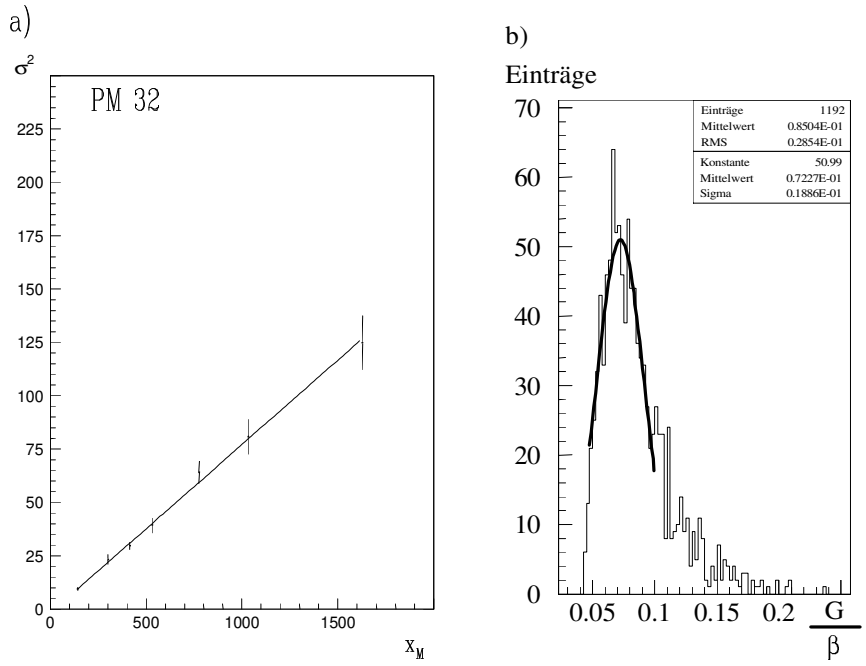


Abbildung 6.2.: Relative Kalibration mit dem CAM-System.

a) Die Ausgleichsgerade durch die gemessenen Punkte (x_M, σ^2) für einen einzelnen Photomultiplier, hier Photomultiplier 32.

b) Die Verteilung des für alle Photomultiplier konstanten Bruchteils der absoluten Verstärkung. Weitere Erläuterungen sind im Text gegeben.

begrenzende Effekt der Photoelektronenstatistik, und die Verstärkung aller Photomultiplier kann bis auf 20% abgeglichen werden. Aufgrund der Kürze der Datennahme kann mit dem CAM-System die erste Kalibration des SpaCals innerhalb weniger Minuten vorgenommen werden. Die Datennahme für die Datennahmeperiode 1995 erfolgte zum letzten Mal am 03.09.1995 mit einer Dauer von 30 Minuten. Diese erste schnelle Kalibration der verschiedenen Sektionen des SpaCals wäre mit allen im weiteren beschriebenen Methoden nicht in dieser Güte möglich gewesen.

6.2.2. Kalibration mit kosmischen Myonen

Eine Möglichkeit zur Kalibration des SpaCals ist durch die ständig vorhandene kosmische Höhenstrahlung gegeben. Bei der Höhenstrahlung handelt es sich vorwiegend um aus dem Kosmos kommende hochenergetische Protonen. Sie erzeugen beim Eindringen in die Atmosphäre eine Vielzahl kurzlebiger Sekundärteilchen, die wegen ihrer relativistischen Geschwindigkeit teilweise bis zur Erdoberfläche gelangen. Unter ihnen sind Myonen, die aus Pion-Zerfällen stammen und eine mittlere Lebensdauer von $t_{\mu^\pm} \approx 2{,}2\mu s$ besitzen [PRD 94]. Kosmische Myonen sind minimal ionisierende Teilchen.

Durchqueren diese kosmischen Myonen das SpaCal, so deponieren sie in jeder Zelle, die sie durchqueren, pro Wegstrecke im Mittel denselben Betrag an Energie $dE/dx\big|_\mu \approx const$, was in Abbildung 4.1. b) verdeutlicht ist. Aufgrund der Spurlänge im Kalorimeter kann sehr gut

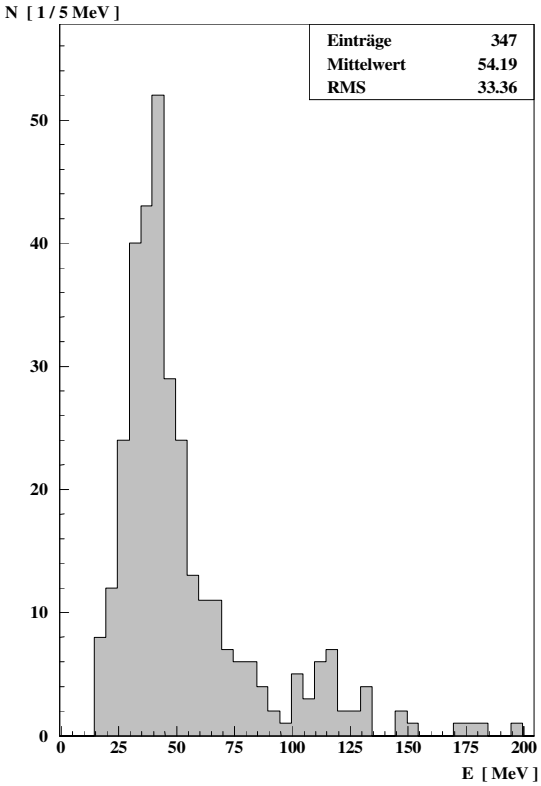


Abbildung 6.3.: Die Energieverteilung der kosmischen Myonen für eine Zelle in der elektromagnetischen Sektion. [Dir 96]

bestimmt werden, welche Wegstrecke das Myon in den beteiligten Zellen zurückgelegt hat, und daraus die deponierte Energie pro Weglänge je beteiligter Zelle berechnet werden. Aus einer Vielzahl solcher Ereignisse ergibt sich das charakteristische Spektrum einer Landauverteilung [Leo 87], das in Abbildung 6.3. dargestellt ist.
Die Daten der kosmischen Myonen sind innerhalb von zwei Tagen genommen worden. Durch die Normierung der deponierten Energie auf die vom Myon zurückgelegte Wegstrecke sollte sich im Idealfall für alle Zellen innerhalb der statistischen Fehler das gleiche Spektrum ergeben. Gilt dies für eine Kalorimeterzelle nicht, so ist entweder das Ansprechverhalten der Kalorimeterzelle abweichend von dem anderer Zellen, die Verstärkung des Photomultipliers unterschiedlich von der anderer Photomultiplier, oder die Ausleseelektronik verhält sich für diese Zelle anders als für andere Zellen. Aus dem Vergleich der Mittelwerte der Spektren der verschiedenen Zellen können Kalibrationskonstanten für die einzelnen Kalorimeterzellen und ihre Auslese bestimmt werden, die dann entweder über eine neue Einstellung der Hochspannung oder über Faktoren in der Rekonstruktion auf die einzelnen Zellen angewendet werden. Dies geschieht jedoch erst nach Kombination der Kalibrationsfaktoren mit denen anderer Methoden, die im weiteren Verlauf dieses Kapitels besprochen werden.

Die Verteilung der Mittelwerte $< E^{(kos)} >$ der Energiespektren für die Zellen der elektromagnetischen Sektion ist in Abbildung 6.4. a) abgebildet. Aufgrund der Vielzahl der Ereignisse haben die einzelnen Mittelwerte nur einen geringen Fehler, dessen Verteilung in Abbildung 6.4. b) dargestellt ist. Besonders in der hadronischen Sektion ist der Fehler sehr klein,

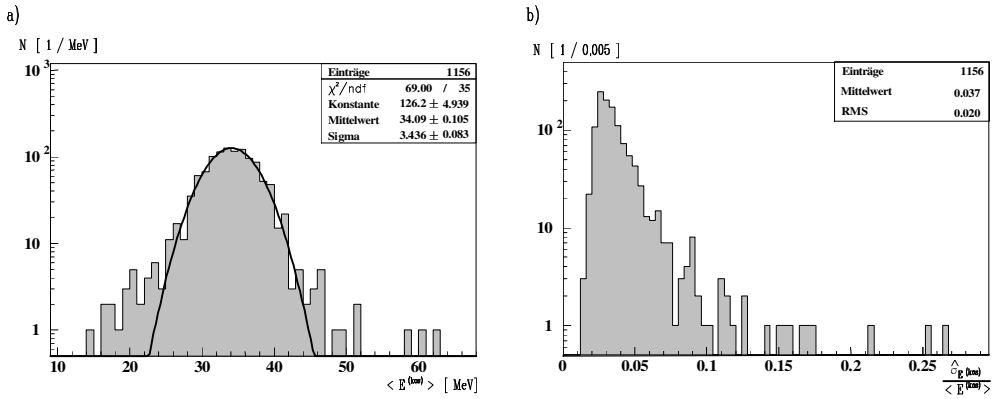


Abbildung 6.4.: Bestimmung der Energiedeposition der kosmischen Myonen.

a) Verteilung der Mittelwerte $< E^{(kos)} >_j$ aus den Energiespektren der elektromagnetischen Sektion des SpaCals und

b) Verteilung der relativen Fehler $\hat{\sigma}_{E^{(kos)}} / < E^{(kos)} >_j$ auf die Mittelwerte [Dir 96].

da dort wegen der größeren Kalorimeterzellen die Anzahl der Ereignisse pro Zelle höher ist als in der elektromagnetischen Sektion.

Die Kalibrationskonstanten für diejenigen Zellen des SpaCals, für die ein Energiespektrum gemessen werden konnte, werden auf folgende Art bestimmt:

$$k_j^{(kos)} = \frac{< E^{(kos)} >_j}{\overline{E_{exp}^{(kos)}}} \tag{6.3}$$

wobei

$$\overline{E_{exp}^{(kos)}} = \frac{1}{N^{(kos)}} \sum_{i=1}^{N^{(kos)}} < E^{(kos)} >_i \tag{6.4}$$

j der Index derjenigen Zelle ist, die kalibriert wird, und *i* über alle $N^{(kos)}$ Zellen läuft, für die ein Energiespektrum gemessen werden konnte.

Eine absolute Kalibration des SpaCals mit kosmischen Myonen erwies sich während der Datennahme im Jahr 1995 als schwierig, da der Betrag der Energiedeposition der Myonen nicht mit dem berechneten Wert von $E_{\mu^\pm} \approx 55 MeV$ [Dir 96] in Einklang gebracht werden konnte. Dies kann vermutlich durch das Auslesen des Detektors nur zu bestimmten Zeitpunkten, an denen bei vorhandenen Protonen- und Positronenstrahl eine Wechselwirkung hätte stattfinden können, erklärt werden. Weiter Studien hierzu werden folgen [Dir 96]. Zudem ist die absolute Kalibration mit Hilfe der Myonen bei einer mittleren Energiedeposition von $E_{\mu^\pm} \approx 34 MeV$ [Dir 96] wegen der notwendigen Extrapolation über einen großen Energiebereich bis zur Energiedeposition von Positronen von $E_{e^+} \approx 27{,}5 GeV$ mit einem großen Fehler verbunden. Aus diesen Gründen ist auf eine absolute Kalibration allein mit kosmischen Myonen verzichtet worden. Die aufgenommenen Daten sind jedoch in Kombination mit anderen Methoden für eine absolute Kalibration des SpaCals nötig gewesen, um alle Zellen des SpaCals kalibrieren zu können.

6.2.3. Kalibration mit Halo-Myonen des Protonenstrahls

Eine weitere Möglichkeit der relativen Kalibration des SpaCals stellen die den Protonenstrahl begleitenden Halo-Myonen dar. Halo-Myonen entstehen aus Pion-Zerfällen, die bei der Kollision von Protonen mit dem im Speicherring vorhandenen Restgas oder den Kollimatoren erzeugt werden. An der Stelle des Protonenrings, an der der Detektor H1 steht, fliegen sie nahezu parallel zur Richtung des Protonenstrahls durch den Detektor. Ein Teil der Myonen durchquert dabei die beiden Sektionen des SpaCals.

Während der Datennahme im Jahr 1995 hat es für die Dauer von sechs Tagen einen Defekt in einem Positronenvorbeschleuniger gegeben, so daß nur Protonen in HERA gespeichert worden sind. Während dieser Zeit sind mit ca. 1,8 Millionen Halo-Myonen-Ereignisse der größte Teil der zu Kalibration verwendeten Ereignisse vom Detektor H1 aufgezeichnet worden. Zur Selektion dieser Ereignisse sind folgende Bedingungen verlangt worden: Das Halo-Myon muß die vordere und die rückwärtige Endkappe, die Spurenkammer BDC und die Vetowand des Detektors H1 durchquert haben. Ereignisse, die diese Bedingung erfüllen, deponieren immer Energie im SpaCal. Das Spektrum der Energieverteilung einer Zelle der hadronischen Sektion ist in Abbildung 6.5. aufgetragen.

An dem Mittelwert der Verteilung ist zu erkennen, daß die mittlere Energiedeposition der Halo-Myonen in dieser einen Zelle des SpaCals bei etwa $E^{(halo)} = 360 MeV$ liegt. Der Mittelwert aller mit dieser Methode zu kalibrierenden Zellen ist auf folgende Art bestimmt worden:

(6.5)
$$\overline{E_{exp}^{(halo)}} = \frac{1}{N^{(halo)}} \sum_{i=1}^{N^{(halo)}} < E^{(halo)} >_i$$

Dabei läuft *i* über die Anzahl $N^{(halo)}$ der Zellen, die mit der Methode der Halo-Myonen kalibriert werden konnten.

Die Energiedeposition mit der größten Wahrscheinlichkeit liegt, getrennt nach der elektromagnetischen und der hadronischen Sektion, bei [Arn 95]:

(6.6)
$$\overline{E_{exp,elm}^{(halo)}} = (255 \pm 13) MeV$$

(6.7)
$$\overline{E_{exp,had}^{(halo)}} = (383 \pm 19) MeV$$

Die Kalibration mittels Halo-Myonen ist ebenfalls nur relativ vorgenommen worden, da, wie bei der Kalibration mit kosmischen Myonen, der Fehler der Extrapolation auf Energien um $E = 27{,}52 GeV$, durch den großen Hebelarm zu groß wird. Die Kalibrationskonstanten bestimmen sich wie folgt und sind in Abbildung 6.6. dargestellt:

(6.8)
$$k_j^{(halo)} = \frac{< E^{(halo)} >_j}{\overline{E_{exp}^{(halo)}}}$$

Hierbei ist *j* diejenige Zelle, deren Kalibrationskonstante gerade berechnet wird.

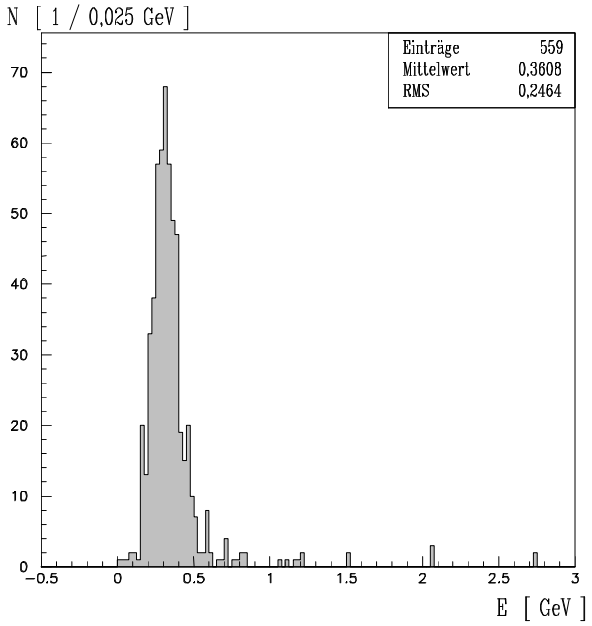


Abbildung 6.5.: Die Verteilung der von den Halo-Myonen deponierten Energie in einer SpaCal-Zelle der hadronischen Sektion.

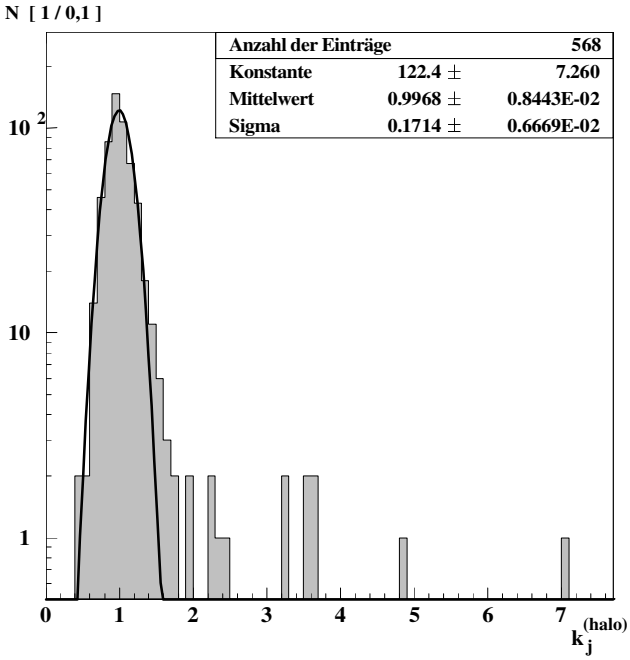


Abbildung 6.6.: Relative Kalibrationskonstanten $k_j^{(halo)}$ für Zellen des SpaCals mit mehr als 25 Einträgen aus der Energiedeposition der Halo-Myonen.

Aufgrund der Kenntnis der relativen Kalibration von 568 Zellen nach dieser Methode und von mehr als 1150 Zellen aus der Kalibration mit kosmischen Myonen ist eine absolute Kalibration des SpaCals möglich, wenn für einen Bruchteil der SpaCal-Zellen eine absolute Energieskala vorliegt. Zur absoluten Energiekalibration wird, wie im folgenden beschrieben, das kinematische Maximum verwendet.

6.3. Absolute Energiekalibration

In diesem Abschnitt wird die absolute Energiekalibration der elektromagnetischen Sektion des SpaCals erläutert.

6.3.1. Prinzip und Durchführung der Kalibration

Die Kalibration ist mit Hilfe des kinematischen Maximums durchgeführt worden, das sich aus Gleichung (2.27) ergibt. Als kinematisches Maximum wird in der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung die Verteilung der Clusterenergien bezeichnet, die in Abbildung 6.7. dargestellt ist.

Um die bestehenden Effekte in der Auflösung des SpaCals, die zur Verschmierung des kinematischen Maximums beitragen, einbeziehen zu können, ist eine Monte-Carlo-Stichprobe aus den Programmpaketen DJANGO, H1SIM und H1REC erstellt worden. Die gemessene Datenstichprobe wird mit der Monte-Carlo-Stichprobe verglichen. Dabei ist zu beachten, daß das Energiespektrum der Monte-Carlo-Stichprobe von der verwendeten Parametrisierung der Protonstrukturfunktion abhängt. Die verschiedenen Parametrisierungen stimmen für Werte der Bjorkenschen Skalenvariablen $x_B > 10^{-3}$ gut überein. Der Bereich von kleinen Werten von $x_B < 10^{-3}$ ist Bestand der vorliegenden Analyse und ist deshalb von der Kalibration ausgeschlossen worden.

Da zur Kalibration des SpaCals nur Ereignisse mit einem Wert der Bjorkenschen Skalenvariablen $x_B > 10^{-3}$ verwendet werden sollen, darf die zu Kalibration herangezogene Energie des gestreuten Positrons nicht kleiner als $E = 27GeV$ sein, wenn als einziger Selektionsschnitt ein Schnitt auf die im SpaCal deponierte Energie gemacht werden soll. Dies ist an dem Schnittpunkt zwischen der Energielinie von $E = 27GeV$ und der Begrenzung des Winkelbereichs des SpaCals bei $\theta = 177°$ in Abbildung 3.6. zu erkennen.

Zur Durchführung der absoluten Kalibration des SpaCals ist es nötig, die deponierte Energie vollständig zu absorbieren. Hierzu eignet sich jedes Volumen, das im Flächenquerschnitt größer ist als zwei Molière-Radien von $R_M = 2{,}55cm$. Die Energiedeposition der Positronen erstreckt sich über ein Volumen im Kalorimeter, das weit größer ist als eine Kalorimeterzelle. Als praktikabel erweist sich ein Modul aus 4 x 4 Kalorimeterzellen, das eine räumliche Ausdehnung von 16,2 *cm* x 16,2 *cm* im Querschnitt hat. Dieses Modul wird im folgenden als Kalibrationsmodul bezeichnet. Es hat die selben Ausmaße wie die Baueinheiten des SpaCals, die Supermodule. Das Kalibrationsmodul ist jedoch nicht an die Struktur der Supermodule gebunden, sondern kann um eine beliebige Anzahl an Zellen gegenüber den Supermodulen verschoben werden. Für die Kalibration des SpaCals ist ein Raster von Kalibrationsmodulen entsprechend der Supermodule verwendet worden und ein um jeweils zwei Zellen verschobenes Raster, so daß ein Überlapp gewährt bleibt, der für jede Zelle des SpaCals zwei Kalibrationskonstanten ergibt. Aus diesen Kalibrationskonstanten einer Zelle ist es möglich, den systematischen Fehler abzuschätzen, der in die Kalibration eingeht.

Die Grundvoraussetzung für diese Art der Kalibration ist, daß eine Zielfunktion, hier die Funktion des kinematischen Maximums, als analytische Funktion gut bekannt sein muß. Die Struktur des kinematischen Maximums ist unter Berücksichtigung der Detektoreffekte aus Monte-Carlo-Studien gut bekannt und in Abbildung 6.7. dargestellt. Eine analytische Funk-

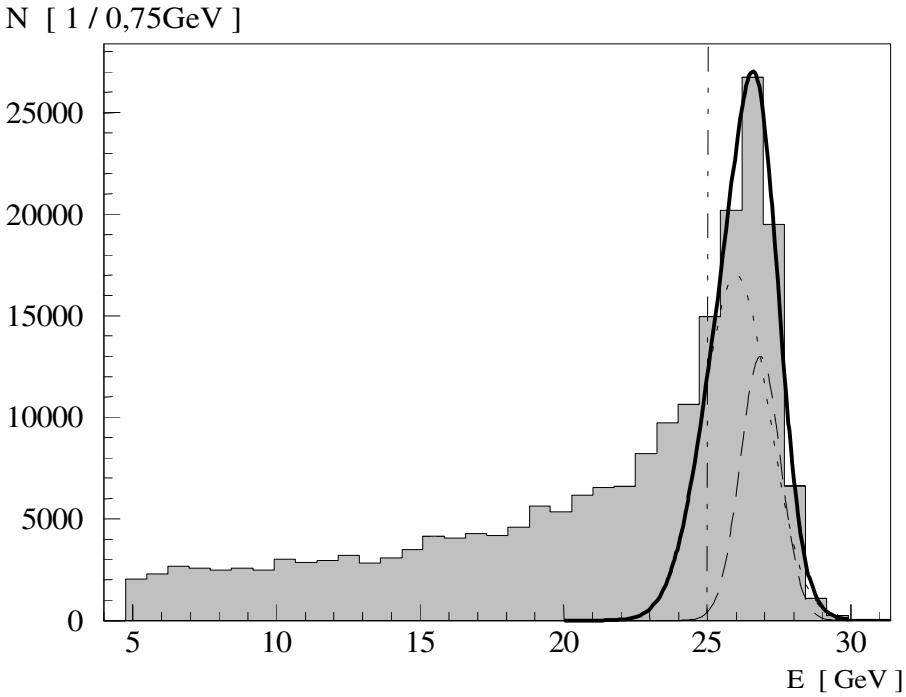


Abbildung 6.7.: Das Energiespektrum des energiereichsten Clusters in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals mit seinem kinematische Maximum für die Monte-Carlo-Stichprobe DJANGO. Weiterhin sind zwei Gaußverteilungen gestrichelt und deren Summe fett eingezeichnet. Erläuterungen dazu werden im Text gegeben.

tion, die dem Verlauf des kinematischen Maximums für Energien $E > 25GeV$ gut angepaßt ist, ist die Summe zweier Gaußverteilungen, die ebenfalls in Abbildung 6.7. skizziert ist. Physikalisch gibt es keine Begründung dafür, an die Form der Verteilung eine Summe von zwei Gaußverteilungen anzupassen, jedoch beschreibt diese Summe die Form der Verteilung in dem Bereich von $25GeV < E < 30GeV$ gut. An diese analytische Funktion werden im folgenden die Daten, die zur Kalibration verwendet werden, angepaßt.

Zur Kalibration verwendet werden alle Ereignisse, die einfache Selektionsschnitte auf die Energie und den Clusterradius erfüllen. Alle zur Kalibration verwendeten Selektionsschnitte sind im folgenden aufgeführt:

- Die Energie des Clusters muß $E > 27GeV$ übersteigen.
- Der Clusterradius muß kleiner sein als $r_{Cl} < 4cm$, damit die Anzahl der Hadronen in den selektierten Ereignissen reduziert wird.
- Die Energie des energiereichsten Clusters im SpaCal muß mindestens 90% der Gesamtenergie sein, die im SpaCal deponiert worden ist. Hierdurch werden eine große Anzahl, sowohl an π^0-Ereignissen als auch an Ereignissen bei denen neben dem Positron auch der hadronische Endzustand in das SpaCal gelangt, ausgeschlossen.
- In einem Kalibrationsmodul müssen 99% der Energie des Clusters deponiert worden sein.

Zur Durchführung der Kalibration sind die Ereignisse, nach Erfüllung der oben angeführten Schnitte, demjenigen Kalibrationsmodul zugewiesen worden, in dem sie ihre Energie deponiert haben.

Im folgenden werden in einem Iterationsverfahren die Kalibrationskonstanten der elektromagnetischen Sektion des SpaCals ermittelt. In einem ersten Iterationsschritt wird der Selektionsschnitt auf die Energie des Kalibrationsereignisses gelockert, da die bis dahin geltende Kalibration des SpaCals eine mittlere Abweichung von 10% zu niedrigeren Energien aufwies. Für die weiteren Iterationsschritte wird der Selektionsschnitt auf die Energie wieder auf $E > 27GeV$ gesetzt und vor jedem Iterationsschritt werden alle Selektionsschnitte erneut für alle verwendeten Ereignisse durchgeführt [Jan 95].

Für ein einzelnes Ereignis in einem Kalibrationsmodul gilt:

(6.9) $$E^{(KM)} = \sum_{j=1}^{16} c_j E_j^{(u)}$$

Dabei sind $E_j^{(u)}$ die unkalibrierten Energien aus den 16 Zellen des Kalibrationsmoduls, c_j die zu ermittelnden Kalibrationskonstanten der 16 Zellen und $E^{(KM)}$ die insgesamt im Kalibrationsmodul deponierte Energie. Für jedes Ereignis wird nach der Zielfunktion der Funktionswert berechnet:

(6.10) $$f = f\left(E_i^{(KM)}, \vec{c}\right)$$

Dabei steht der Vektor $\vec{c}$ für die 16 einzelnen Kalibrationskonstanten des jeweiligen Kalibrationsmoduls. Die Zusammensetzung zur Likelihood-Funktion ergibt dann:

(6.11) $$L = \prod_{i=1}^{N} f_j\left(E_i^{(KM)}, \vec{c}\right)$$

Hierbei läuft *i* über alle N Ereignisse die für das jeweilige Kalibrationsmodul aufgetreten sind. Das verwendete Programmpaket MINUIT [Jam 94] variiert die Kalibrationskonstanten als Parameter und maximiert *L*, was einer Anpassung der Verteilung der Datenstichprobe an die der Monte-Carlo-Stichprobe entspricht. Auf diese Weise können die Kalibrationskonstanten für alle Kalibrationsmodule nacheinander berechnet werden.

Im ersten Iterationschritt werden alle Ereignisse benutzt, deren Energie im Cluster größer als $E > 20GeV$ ist. Daraufhin erfolgt eine Zuweisung der Ereignisse zu den jeweiligen Kalibrationsmodulen. Mit diesem ersten Iterationsschritt ist eine erste Einstellung der Energieskala vorgenommen worden, so daß im weiteren der Selektionsschnitt von $E > 27GeV$ angebracht werden kann.

Nachdem die Prozedur der Kalibration für alle Kalibrationsmodule einmal durchgeführt worden ist, sind die berechneten Kalibrationskonstanten gewichtet mit ihren Fehlern für jede einzelne Zelle gemittelt und abgespeichert worden.

Zur Kontrolle der angewandten Strategie der Kalibrationsprozedur und zur Verbesserung der Kalibrationskonstanten sind die für jede Zelle bestimmten Kalibrationskonstanten von vorne herein in die Berechnung der Kalibrationskonstanten eingegangen. Dazu ändert sich Gleichung (6.9) zu:

(6.12) $$E^{(KM)} = \sum_{j=1}^{16} c_j^{(2)} c_j^{(1)} E_j^{(u)}$$

Dabei ist $c_j^{(1)}$ die aus der ersten Kalibration bestimmte Kalibrationskonstante der Zelle j und $c_j^{(2)}$ die zu berechnende Kalibrationskonstante, die bei guter Funktion des Algorithmus bei $c_j^{(2)} \approx 1$ liegen sollte. Die neu bestimmten Kalibrationskonstanten $c_j^{(2)}$ liegen mit nur wenigen Prozent Abweichung um den Idealwert 1 verteilt. In einem weiteren Schritt ist Gleichung (6.9) zu folgender Gleichung erweitert worden:

$$E^{(KM)} = \sum_{j=1}^{16} c_j^{(3)} c_j^{(2)} c_j^{(1)} E_j^{(u)} \tag{6.13}$$

und der Algorithmus erneut angewandt worden, um die Kalibrationskonstanten $c_j^{(3)}$ zu berechnen. Nach fünfmaliger Anwendung dieser Prozedur ergaben sich keine weiteren Verbesserungen in der Kalibration, so daß aus dem Produkt der einzelnen Iterationsschritte für jede Zelle die endgültige Kalibrationskonstante $k_j^{(kin)}$ wie folgt gebildet werden konnte:

$$k_j^{(kin)} = \prod_{i=1}^{5} c_j^{(i)} \tag{6.14}$$

Für alle Daten die zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten benutzt worden sind, sind die Korrekturen des CAM-Systems berücksichtigt worden. Das heißt, daß alle Schwankungen in der elektronischen Auslesekette, angefangen vom Photomultiplier bis hin zum ADC mit Hilfe des CAM-Systems herausgerechnet werden konnten.

6.3.2. Ergebnis der absoluten Kalibration

Durch die Anwendung des im vorherigen Abschnitt beschriebenen Kalibrationsalgorithmus ist die elektromagnetische Sektion des SpaCals erstmals im September 1995 kalibriert worden. Die unkalibrierte Datenstichprobe ist zusammen mit der kalibrierten Datenstichprobe und der Monte-Carlo-Stichprobe, die in die Zielfunktion der Kalibration eingegangen ist, in Abbildung 6.8. für einen begrenzten Teil des SpaCals dargestellt. Die Begrenzung bezieht sich auf einen Teil der an das Insert grenzenden Supermodule des SpaCals. Der Einfluß der durchgeführten Kalibration ist deutlich zu erkennen.

Das Maximum der Datenstichprobe vor der Kalibration liegt ungefähr 10% oder 2,5GeV zu kleineren Energien verschoben als das Maximum der Datenstichprobe nach der Kalibration. Aufgrund dieser Tatsache sind die Ergebnisse dieser ersten Kalibration dazu verwendet worden, die Hochspannung der Photomultiplier mittels der Kalibrationskonstanten neu einzustellen. Diese Einstellung erfolgte mit dem CAM-System wie in Abschnitt 5.11.3. beschrieben.

Die während der restlichen Datennahmeperiode bis November 1995 angesammelte Datenstichprobe zur Kalibration des SpaCals enthält eine wesentlich höhere Anzahl an Ereignissen und trägt zur Verbesserung der Kalibration des SpaCals hauptsächlich in einem weiter außen liegenden Bereich des SpaCals bei. Dies ist in Abbildung 6.9. zu erkennen, die die berechneten Kalibrationskonstanten aus dem oben festgelegten zeitlich Bereich der Datennahmeperiode darstellt. Die grau unterlegte Verteilung der innersten 200 Zellen des SpaCals zeigt an, daß die Kalibrationskonstanten im inneren Bereich schon im September gut gemessen worden sind.

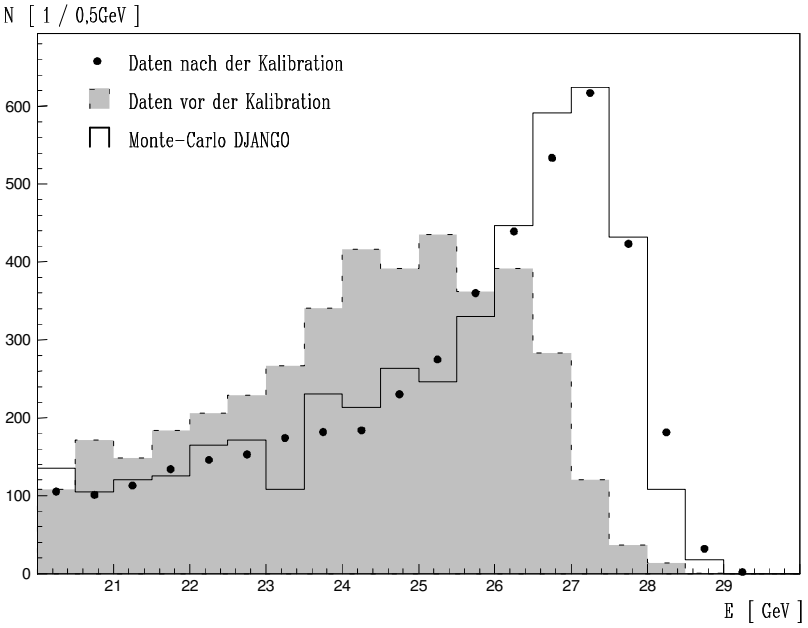


Abbildung 6.8.: Darstellung des kinematischen Maximums vor und nach der Kalibration des SpaCals. Zusätzlich zu den beiden Datenstichproben ist die Monte-Carlo-Stichprobe eingezeichnet worden, aus der die Zielfunktion worden ist.

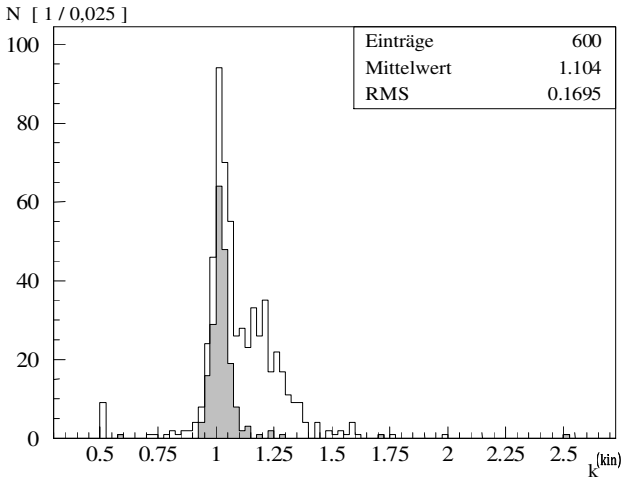


Abbildung 6.9.: Die Verteilung der Kalibrationskonstanten, die nach der Methode des kinematischen Maximums errechnet werden. Weiß unterlegt ist die Verteilung der ersten 600 Zellen des SpaCals, deren Numerierung im Zentrum des SpaCals beginnt und sich spiralförmig nach Außen fortsetzt. Grau unterlegt eingezeichnet ist die Verteilung der ersten 200 Zellen des SpaCals.

Für die Kalibrationskonstanten der innersten 600 Zellen des SpaCals ergibt sich eine breitere Verteilung der Kalibrationskonstanten, die weiß unterlegt ist. Der Bereich von Zelle 201-600 kann aufgrund der großen Anzahl an Ereignissen mit der Datenstichprobe des letzten Teils der Datennahmeperiode gut kalibriert werden. Für die noch weiter außen liegenden Zellen 601-1192 sind die statistischen Fehler auf die Kalibrationskonstanten in den meisten Fällen so groß, daß es sinnvoll erscheint, über Kombination mit den Ergebnisse aus der relativen Kalibration die Kalibrationskonstanten dieser Zellen zu bestimmen.

6.4. Kombination der Kalibrationsmethoden

In einem ersten Schritt sind die relativen Kalibrationskonstanten, die nach den in Abschnitt 6.2. beschriebenen Methoden ermittelt worden sind, mit Hilfe des CAM-Systems auf den durch die Kalibration mit dem kinematischen Maximum definierten Zeitpunkt transformiert worden. Diese Transformation der Kalibrationskonstanten ist notwendig, um nicht beispielsweise Schwankungen in der Verstärkung eines Photomultipliers in den Abgleich der Kalibrationskonstanten einzubeziehen.

Weiterhin sind die relativen Kalibrationskonstanten global an die absoluten Kalibrationskonstanten, die nach der in Abschnitt 6.3. beschriebenen Methode des kinematischen Maximums ermittelt worden sind, angeglichen worden. Hierzu werden zunächst Zellen ausgewählt, die eine Kalibrationskonstante nach der Methode des kinematischen Maximums und eine Kalibrationskonstante nach der Methode der kosmischen Myonen besitzen. Nach einer weiteren Auswahl derjenigen Zellen, für die der statistische Fehler aus den jeweiligen Methoden kleiner als 5% ist wird der Quotient der beiden Kalibrationskonstanten für jede Zelle wie folgt bestimmt:

$$q_j^{(kin/kos)} = \frac{k_j^{(kin)}}{k_j^{(kos)}} \tag{6.15}$$

Der Mittelwert aller Quotienten der verwendeten Zellen ergibt dann den globalen Faktor mit dem die Kalibrationskonstanten nach der Methode der kosmischen Myonen multipliziert werden müssen, um denen der nach der Methode des kinematischen Maximums erhaltenen Kalibrationskonstanten zu entsprechen. Dieser globale Faktor bestimmt sich aus:

$$g^{(kos)} = \frac{1}{N_v}\sum_j^{N_v} q_j^{(kin/kos)} = \frac{1}{N_v}\sum_j^{N_v} \frac{k_j^{(kin)}}{k_j^{(kos)}} = 0{,}68 \tag{6.16}$$

Dabei läuft die Summation über j nur über diejenigen N_v Zellen, die für beide Methoden eine Kalibrationskonstante besitzen.

Ebenso ist der Faktor $g^{(halo)} = 0{,}85$ bestimmt worden, um eine Kalibration derjenigen Zellen durchführen zu können, bei denen die anderen Methoden keine guten Ergebnisse erbracht haben. Nach der Umgewichtung der relativen Kalibrationskonstanten und ihrer Fehler mit Hilfe der globalen Faktoren $g^{(kos)}$ und $g^{(halo)}$ sind für Zellen, für die mehrere Kalibrationskonstanten vorliegen, die statistischen Fehler der Kalibrationskonstanten verglichen worden, und es ist diejenige Kalibrationskonstante als endgültig ausgewählt worden, die den geringsten Fehler hat [Web 96].

Abbildung 6.10. gibt einen Überblick darüber, welche Zelle der elektromagnetischen Sektion des SpaCals mit welcher Methode kalibriert worden ist. Die Kombination der verschiedenen Methoden erlaubt, das gesamte SpaCal mit einer statistischen Genauigkeit von besser als 2,2% zu kalibrieren, was in Abbildung 6.11. dargestellt ist. Der zentrale Bereich des SpaCals konnte bis zu einem Radius von $r^{(kin)} \approx 50cm$ mit der Methode des kinematischen Maximums kalibriert werden. Für die Zellen, die nach dieser Methode kalibriert worden sind, ergibt sich eine statistische Unsicherheit in der Kalibration von weniger als 1,6% für alle Zel-

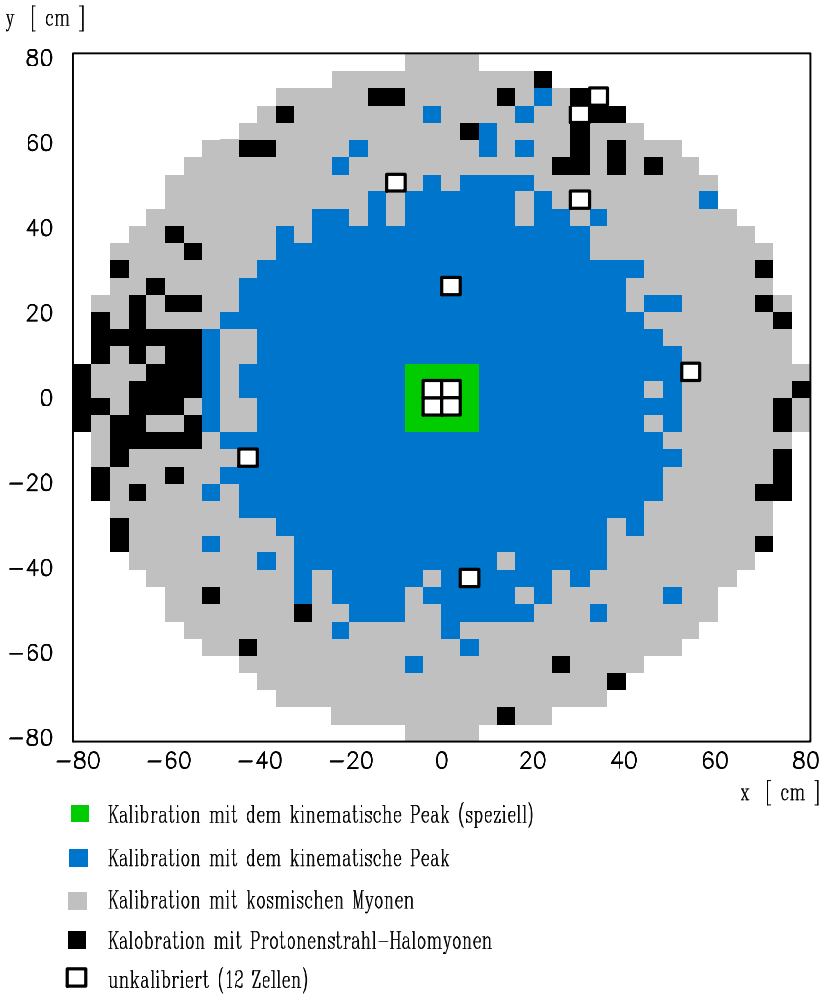


Abbildung 6.10.: Anwendung der verschiedenen Kalibrationsmethoden auf die einzelnen Zellen der elektromagnetischen Sektion des SpaCals. Bei 12 Zellen kann keine Kalibration durchgeführt werden, da vier von diesen Zellen die Vetolagen des Inserts darstellen und bei weiteren acht Zellen die Signalauslese unterbrochen ist.

len. Insbesondere die Zellen des Inserts ohne die vier Vetolagen, vergleiche Abbildung 4.5., sind Aufgrund der großen Ereignisrate nahe des Strahlrohres mit einer statistische Unsicherheit in der Kalibration von weniger als 0,5% kalibriert. Zur Kalibration der nicht quadratischen Insertzellen ist nicht der in Abschnitt 6.3. dargestellte Algorithmus verwendet worden, sondern die Zellen sind einzeln anhand ihres Energiespektrums kalibriert worden. Für die vier Vetolagen direkt um das Strahlrohr ist noch keine absolute Energiekalibration vorgenommen worden, da aufgrund der Geometrie der Zellen noch nach einem geeigneten Algorithmus gesucht wird.

Abbildung 6.10. zeigt, daß neben den vier Vetolagen des Inserts noch acht weitere Zellen der elektromagnetischen Sektion des SpaCals nicht kalibriert werden konnten. Bei diesen acht Kalorimeterzellen handelt es sich um Zellen, deren Signalauslese zwischen dem Photomultiplier und der Ausleseelektronik unterbrochen war, so daß keine Signale dieser Zellen ausgelesen werden konnten und somit auch keine Kalibration vorgenommen werden konnte.

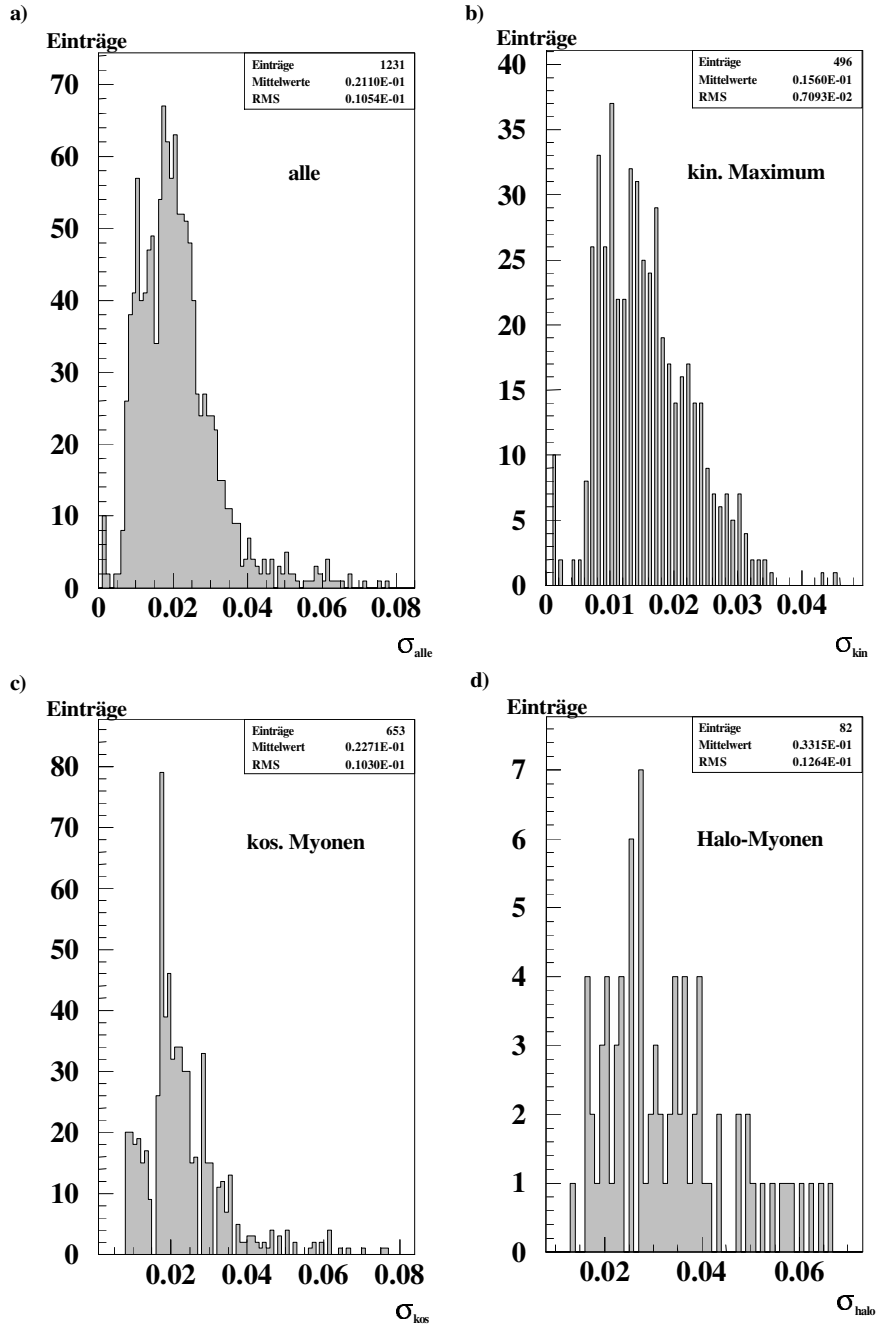


Abbildung 6.11.: Statistische Fehler der Kalibrationskonstanten für das SpaCal.

- **a)** statischer Fehler aller Zellen im SpaCal unter Verwendung aller Kalibrationsmethoden,
- **b)** statistischer Fehler derjenigen Zellen des SpaCals, die nach der Methode des kinematischen Maximums kalibriert worden sind,
- **c)** statistischer Fehler derjenigen Zellen, die nach der Methode der kosmischen Myonen kalibriert worden sind und
- **d)** statistischer Fehler derjenigen Zellen, die nach der Methode der Halo-Myonen kalibriert worden sind.

6.5. Korrelation der Kalibrationsmethoden

In diesem Abschnitt werden die Korrelationen der Kalibrationskonstanten nach den Methoden des kinematischen Maximums, der kosmischen Höhenstrahlung, der Halo-Myonen und des CAM-Systems dargestellt. Das CAM-System ist ebenfalls dazu verwendet worden, die Kalibrationskonstanten aller Methoden auf einen Zeitpunkt[9] zu verschieben, an dem sie untereinander verglichen werden können, so daß Schwankungen in der Verstärkung der Photomultiplier herausgerechnet worden sind.

Zur Darstellung des Vergleichs ist der Quotient der Kalibrationskonstanten zweier Kalibrationsmethoden für jede Zelle wie folgt gebildet worden:

(6.17)
$$Q_j^{(A/B)} = g^{(B)} \frac{k_j^{(A)}}{k_j^{(B)}}$$

Dabei ist j die Nummer der Zelle, die für beide verwendeten Kalibrationsmethoden eine Kalibrationskonstante ergeben hat, A und B geben die beiden Kalibrationsmethoden an, $g^{(B)}$ ist der globale Faktor aus Gleichung (6.16) und $k_j^{(X)}$ ist die Kalibrationskonstante der Zelle j nach der Methode X. Ein Überblick über die Faktoren $g^{(B)}$, die Mittelwerte der Quotienten und die Standardabweichung der Verteilung der Quotienten ist in Tabelle 6.2. gegeben. Die Darstellung der einzelnen Quotienten jeder in Tabelle 6.2. aufgeführten Kombination der verschiedenen Kalibrationsmethoden aufgetragen gegen die Zellnummern, für diejenigen Zellen für die jeweils eine Kalibrationskonstante der beiden verglichenen Methoden zur Berechnung zur Verfügung stand, ist in den nachfolgenden sechs Abbildungen gegeben. Ebenfalls in den Abbildungen aufgetragen ist die Projektion der Quotienten bezogen auf die Achse der Quotienten.

Die Kalibrationskonstanten nach der Methode des kinematischen Maximums und der Methode der kosmischen Höhenstrahlung stimmen für Zellen mit Zellnummern bis etwa 300 sehr gut überein. Dies ist aus Abbildung 6.12. ersichtlich, in der der Quotient gegen die Zellnummer aufgetragen ist. Für Zellen mit größeren Zellnummern als 300 ergibt sich mit größer werdender Zellnummer aufgrund der Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts aus Gleichung (2.27) eine geringere Anzahl von Ereignissen pro Zelle.

Methode A	**Methode B**	**Faktor** $g^{(B)}$	**Quotient** $Q^{(A/B)}$	$\sigma^{(A/B)}\left(Q^{(A/B)}\right)$
Kin. Maximum	Kosm. Myonen	0,68	0,989	0,249
Kin. Maximum	Halo-Myonen	0,85	1,015	0,353
Kin. Maximum	CAM-System	11,75	1,198	0,5064
Kosm. Myonen	Halo-Myonen	0,80	1,071	0,245
Kosm. Myonen	CAM-System	17,28	1,232	0,4121
Halo-Myonen	CAM-System	13,82	1,269	0,7841

Tabelle 6.2.: Zusammenfassung der Korrelationsquotienten der verschieden Methoden zur Kalibration des SpaCals.

[9] Als gemeinsamer Zeitpunkt ist der Beginn des Basisruns der Datennahmeperiode 1995 gewählt worden. H1-Runnummer:128352, Datum 07.11.95 um 06:59 Uhr.

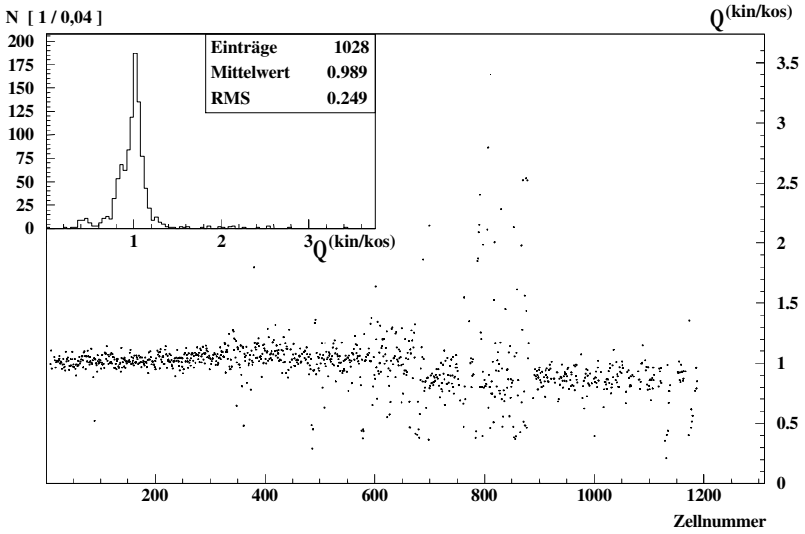


Abbildung 6.12.: Quotient der Kalibrationskonstanten nach den Methoden des kinematischen Maximums und der kosmischen Myonen aufgetragen gegen die Zellnummern des SpaCals. Ebenfalls eingezeichnet ist die Projektion der Quotienten.

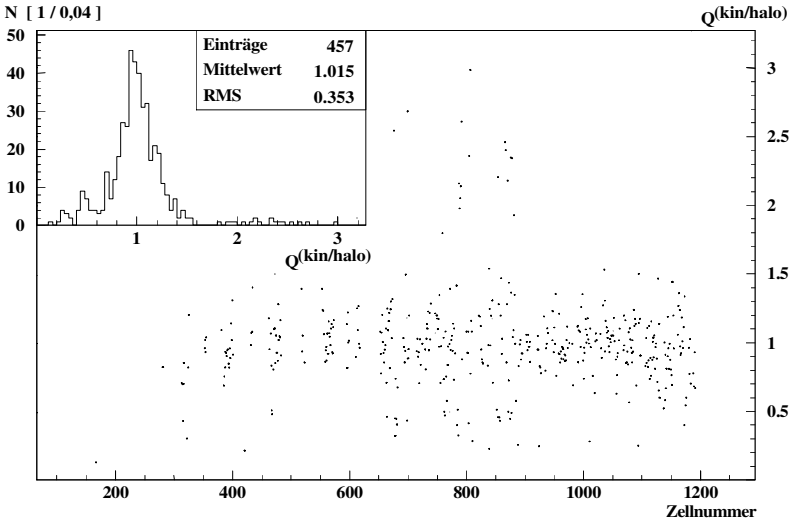


Abbildung 6.13.: Quotient der Kalibrationskonstanten nach den Methoden des kinematischen Maximums und der Halo-Myonen aufgetragen gegen die Zellnummern des SpaCals. Ebenfalls eingezeichnet ist die Projektion der Quotienten.

Dieser Rückgang der Anzahl der Ereignisse ist verantwortlich für die breitere Verteilung der Quotienten. Die Fehler der Quotienten nehmen mit steigender Zellnummer zu, sind jedoch der Übersichtlichkeit halber nicht in Abbildung 6.12. eingezeichnet. Ebenfalls ist aus den Abbildungen zu entnehmen, daß der Quotient der Kalibrationskonstanten der Methode des kinematischen Maximums und der der kosmischen Höhenstrahlung die geringste Breite aufweist, was aus der erreichbaren Güte der Kalibration für die verschieden Methoden aus Tabelle 6.1. zu erwarten war.

Die Verteilung der Quotienten für die Methode des kinematischen Maximums und der Methode der Halo-Myonen zeigt eine wesentlich breitere Verteilung, die in Abbildung 6.13. dargestellt ist. Dies liegt hauptsächlich an der für diese Methoden gegenläufige Änderung der

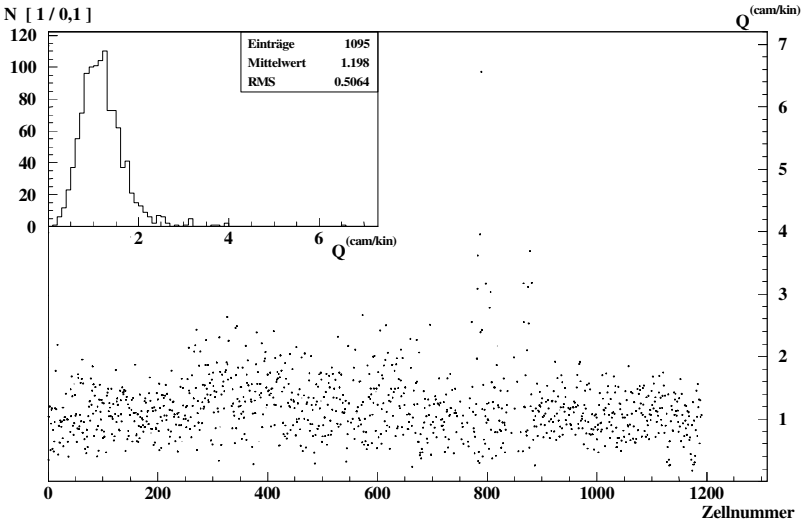


Abbildung 6.14.: Quotient der Kalibrationskonstanten nach den Methoden des kinematischen Maximums und des CAM-Systems aufgetragen gegen die Zellnummern des SpaCals. Ebenfalls eingezeichnet ist die Projektion der Quotienten.

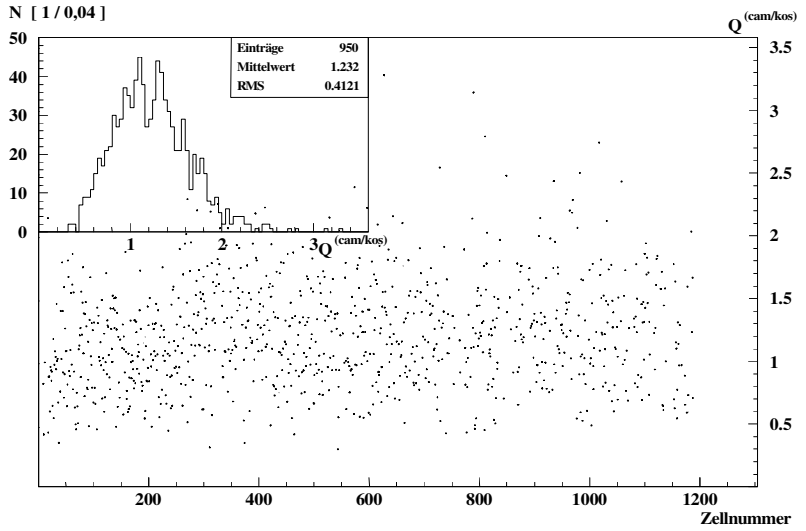


Abbildung 6.15.: Quotient der Kalibrationskonstanten nach den Methoden der kosmischen Myonen und des CAM-Systems aufgetragen gegen die Zellnummern des SpaCals. Ebenfalls eingezeichnet ist die Projektion der Quotienten.

Anzahl von Ereignissen für die Zellen der elektromagnetischen Sektion des SpaCals. Aus Abbildung 6.13. ist zu erkennen, daß in dem Bereich, in dem die Kalibration mit Hilfe des kinematischen Maximums gut durchgeführt werden konnte, den ersten 300 Zellen, keine Werte nach der Methode der Halo-Myonen errechnet werden konnte, da die Anzahl der Ereignisse pro Zelle für diese Zellen nicht ausreichend war.

In den Abbildungen 6.14., 6.15. und 6.16., bei denen die Kalibrationsmethode des CAM-Systems verwendet worden ist, fällt die große Breite der Verteilungen auf, die durch die nur unvollständig durchführbare Kalibration des Kalorimeters beruht, was in Abschnitt 6.2.1. erläutert worden ist.

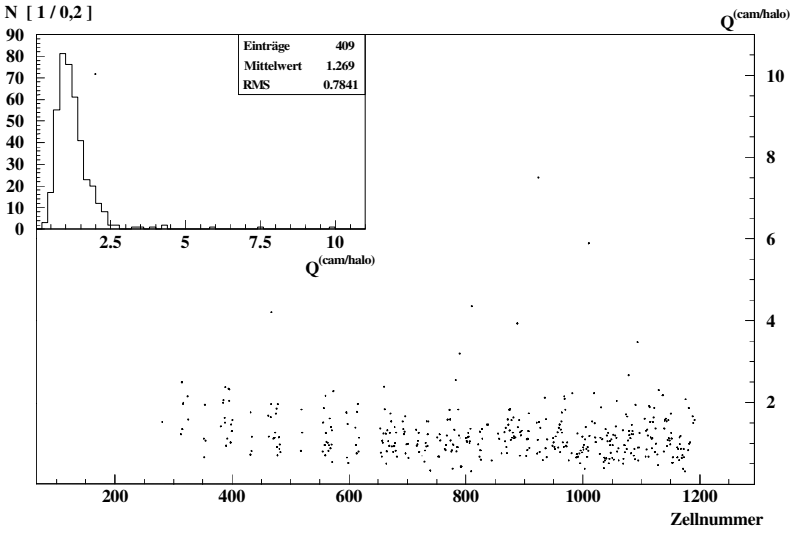


Abbildung 6.16.: Quotient der Kalibrationskonstanten nach den Methoden des Halo-Myonen und des CAM-Systems aufgetragen gegen die Zellnummern des SpaCals. Ebenfalls eingezeichnet ist die Projektion der Quotienten.

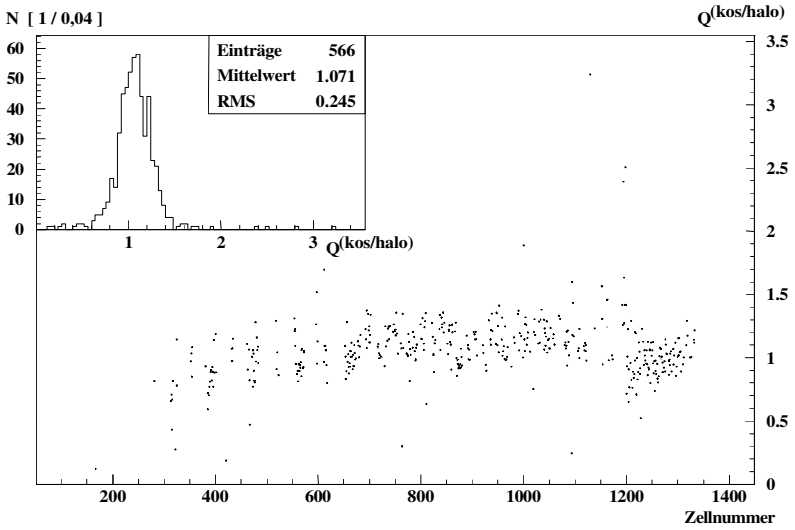


Abbildung 6.17.: Quotient der Kalibrationskonstanten nach den Methoden der kosmischen Myonen und der Halo-Myonen aufgetragen gegen die Zellnummern des SpaCals. Ebenfalls eingezeichnet ist die Projektion der Quotienten.

Mit der Methode der Kalibration mit dem CAM-System ist jedoch eine sehr schnelle Kalibration innerhalb von 30 Minuten mit einer Genauigkeit von 20% möglich. Aus diesem Grund wird diese Methode jedes Jahr zu Beginn einer Datennahmeperiode zur ersten Voreinstellung der SpaCals benutzt werden.

Der Vollständigkeit halber ist ebenfalls der Quotient der Methoden der kosmischen Höhenstrahlung und der Halo-Myonen für diejenigen Zellen in Abbildung 6.17. dargestellt, in den beide Methoden zur Anwendung kamen. Auch hier ist im Rahmen der zu erwartenden Fehler eine akzeptable Breite der Verteilung der Quotienten sichtbar.

6.6. Überprüfung der Kalibration

Die Überprüfung der Kalibration der elektromagnetischen Sektion des SpaCals ist in verschiedenen örtlichen Bereichen, wie sie in Abbildung 6.18. dargestellt und in Tabelle 6.3. beschrieben sind, mit Hilfe von hochenergetischen Positronen durchgeführt worden. Die benutzten Positronen sind aus der im folgenden Kapitel zur Analyse verwendeten Datenstichprobe selektiert worden, die nicht zur Kalibration des SpaCals eingesetzt worden ist. Zur Selektion dieser Positronen ist als einziger Schnitt ein Schnitt auf die kinematische Variable y mit $y < 0,05$ angewendet worden. Die Verteilung der Energien der Positronen ist in Abbildung 6.19. für zwei örtliche Bereiche sowohl für die Daten- als auch für die Monte-Carlo-Stichprobe dargestellt. An die dargestellten Spektren ist im Energiebereich von $27GeV \leq E \leq 30GeV$ eine partielle Gaußverteilung angepaßt worden. Der Vergleich zwischen den Mittelwerten der Gaußverteilungen für die Daten- und Monte-Carlo-Stichprobe für jeden örtlichen Bereich ergibt die Mißkalibration dieses Bereichs, die in Abbildung 6.19. und in Tabelle 6.3. als Verschiebung angegeben ist.

Es ist zu erkennen, daß diese Verschiebung für die Bereiche 1 und 2 bei 4,9% bzw. 2,3% liegt. Die Bereiche 1 und 2 begrenzen sich örtlich auf das Insert des SpaCals, das aufgrund seiner unterschiedlichen Zellgrößen und -geometrien schwer zu kalibrieren ist. Eine Darstellung des Inserts ist in Abbildung 4.5. gegeben. Zudem ist mit Leckverlusten aus den betrachteten Bereichen in das Strahlrohr zu rechen. Desweiteren ist mit Ungenauigkeiten in der Simulation der Ereignisse in diesem Bereich des Detektors H1 zu rechnen, das die unter einem so flachen Winkel gestreuten Positronen zunächst einen unbekannten Teil an passivem Material zu durchqueren haben und dabei mit hoher Wahrscheinlichkeit aufschauern, bevor sie ihre Energie im Insert des SpaCals deponieren können.

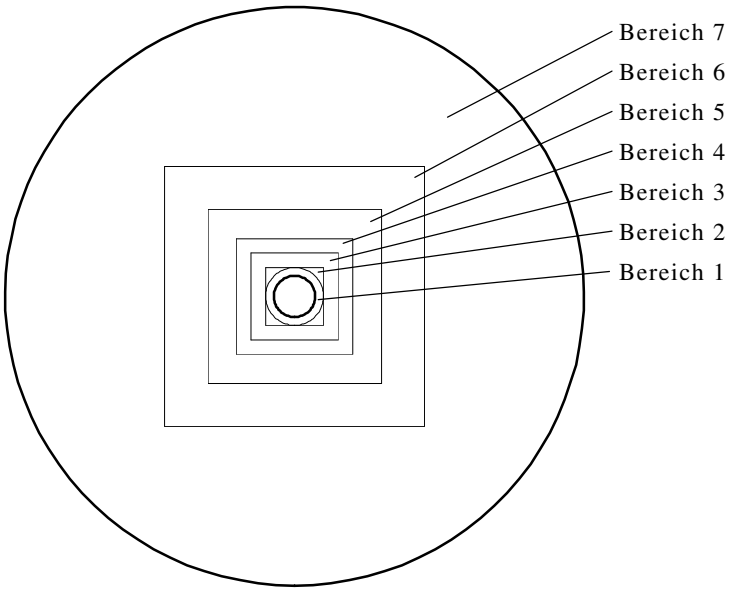


Abbildung 6.18.: Unterteilung der elektromagnetischen Sektion des SpaCals in sieben Bereiche zur Überprüfung der angebrachten Kalibration. Die Größe der gewählten Bereiche orientiert sich an den Zellen des SpaCals und wird in Tabelle 6.3. beschrieben.

Bereich	Ereignisse	Begrenzung	Verschiebung
1	4555	$114mm < d \leq 162mm$	$1,049 \pm 0,011$
2	4968	$162mm < d$ und $s \leq 162mm$	$1,0230 \pm 0,0044$
3	12303	$162mm < s \leq 243mm$	$1,0090 \pm 0,0016$
4	5972	$243mm < s \leq 324mm$	$1,0002 \pm 0,0014$
5	4731	$324mm < s \leq 486mm$	$1,0109 \pm 0,0016$
6	1697	$486mm < s \leq 729mm$	$1,0009 \pm 0,0034$
7	840	$729mm < s$	$0,9837 \pm 0,0054$

Tabelle 6.3.: Beschreibung der Größe der zur Überprüfung der absoluten Kalibration der elektromagnetischen Sektion des SpaCals verwendeten Bereiche und die Verschiebung der Kalibration zwischen der Daten- und der Monte-Carlo-Stichprobe. Hierin ist *d* der Durchmesser eines Kreises mit dem Mittelpunkt im Zentrum des SpaCals und *s* die Kantenlänge eines Quadrats ebenfalls mit dem Mittelpunkt im Zentrum des SpaCals und seinen Kanten ausgerichtet in *x*- und *y*-Richtung des Koordinatensystems des Detektors H1, wie in Abbildung 6.18. dargestellt.

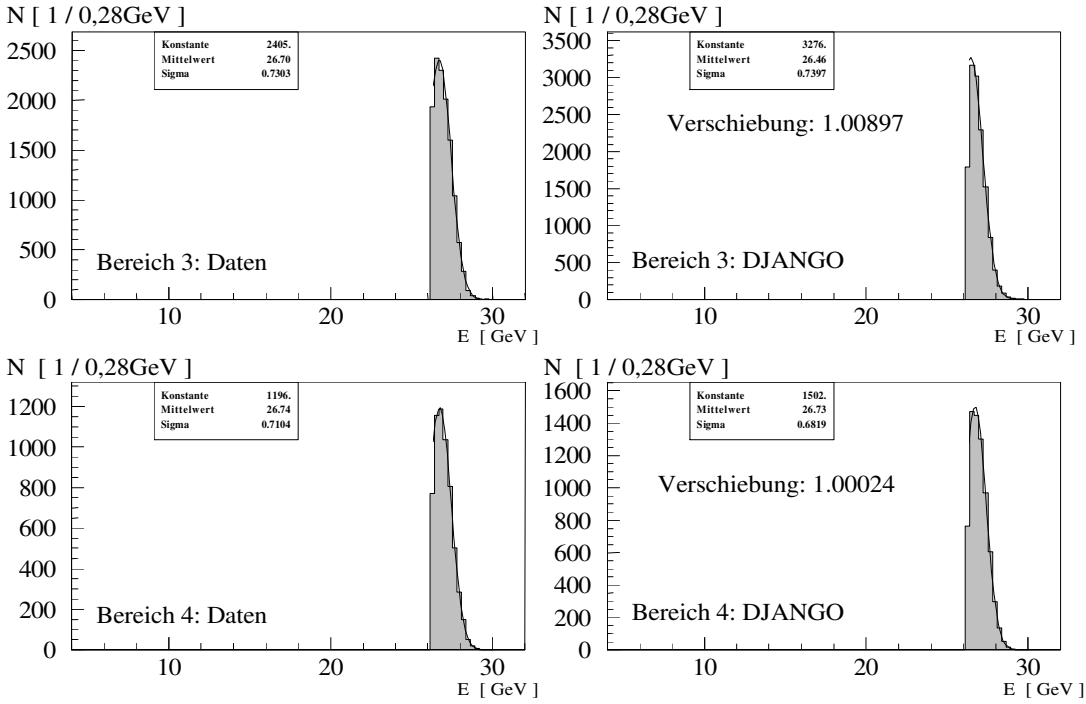


Abbildung 6.19.: Vergleich der Energiespektren zwischen der Daten- und der Monte-Carlo-Stichprobe für zwei örtliche Bereiche zur Überprüfung der Kalibration der elektromagnetischen Sektion des SpaCals.

Aus diesen Gründen ist eine Übereinstimmung der Daten- mit der Monte-Carlo-Stichprobe von besser als 5% ein gutes Ergebnis[10]. Für die außerhalb der Inserts liegenden Bereiche 3-6 ergibt sich eine hervorragende Übereinstimmung zwischen der Daten- und Monte-Carlo-Stichprobe. Die Kalibration in diesen Bereichen mit einer Genauigkeit von 1,1% durchgeführt worden und erreicht damit die in Abschnitt 3.4. aufgestellten Anforderung an das SpaCal.

Lediglich im Bereich 7 erreicht die Kalibration eine Ungenauigkeit von 1,6%, was an der zu geringen Anzahl von Ereignissen in diesem Bereich liegt, um eine Kalibration nach der Methode des kinematischen Maximums durchzuführen. Durch die Kombination der anderen Kalibrationsmethoden, die eine größere Ungenauigkeit aufweisen als die Methode des kinematischen Maximums, ist die Kalibration dieses Bereichs überhaupt erst möglich gewesen. Die hieraus resultierende Ungenauigkeit von nur 1,6% kann als akzeptable Kalibration gewertet werden.

6.7. Ergebnis und Zusammenfassung der Kalibration

Als Ergebnis der Kalibration des SpaCals für die Datennahmeperiode 1995 kann zusammenfassend festgestellt werden, daß für den Bereich der elektromagnetischen Sektion des SpaCals, der den verschiedenen physikalischen Analysen zu Grunde liegt, eine Kalibration erzielt worden ist, deren Ungenauigkeit kleiner als 1,1% ist. Die Energieskala ist über die Position des kinematischen Maximums absolut festgelegt worden. Die Interkalibration der SpaCal-Zellen erlaubt die Verschmierung des kinematischen Maximums durch die Auflösung des Detektors auf ein Minimum zu reduzieren.

Für die hadronische Sektion ist eine relative Kalibration durchgeführt worden, die es erlaubt, die in ihr deponierte Energie durch Multiplikation eines globalen Faktors von 0,7 zum Zeitpunkt der Analysen die Richtigkeit der Energieskala zu erzielen [She 96]. Zur Berechnung der Energie des Hadrons muß die im SpaCal deponierte Energie mit einem Faktor von 1,5 gewichtet werden, um zu Berücksichtigen, daß das SpaCal nur eine Länge von zwei hadronischen Wechselwirkungslängen besitzt.

[10] Für die im anschließenden Kapitel durchgeführte Analyse ist lediglich ein kleiner Teil des Bereichs 2 für die Messung der Energie gestreuter Positronen verwendet worden. Vergleiche hierzu Abschnitt 7.3.

7. Analyse von Ereignissen aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung mit dem SpaCal

Seit dem Einbau des SpaCals in den Detektor H1 ist die Analyse von Ereignissen aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung in einem neuen kinematischen Bereich möglich geworden. Die Messung der Observablen mit dem SpaCal ist mit einer hohen Präzision möglich, da Instabilitäten in der Auslesekette des SpaCals mit dem CAM-System korrigiert werden.

7.1. Die Datennahmeperiode 1995

Während der Datennahmeperiode 1995 sind drei verschiedene Datenstichproben genommen worden, die sich maßgeblich in der z-Koordinate des nominellen Wechselwirkungspunkts z_{wwp} unterscheiden. Neben den Daten bei nominellem Wechselwirkungspunkt $z_{wwp} = 0cm$ ist eine Datenstichprobe mit dem Wechselwirkungspunkt bei $z_{wwp} = -70cm$ genommen worden, die z. B. der Untersuchung der hadronischen Struktur des Photons[8] dient.

Ebenfalls ist eine Datenstichprobe mit dem nominellen Wechselwirkungspunkt bei $z_{wwp} = +70cm$ genommen worden, die es erlaubt, aufgrund der hierdurch gegeben Geometrie zu kleineren Werten der Bjorkenschen Skalenvariablen x_B zu gelangen, was aus den Gleichungen (2.6) bis (2.8) und Abbildung 3.6. hervorgeht. Diese Datenstichprobe dient als Grundlage für die in diesem Kapitel durchgeführte Analyse zur tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung. Einen Überblick über die drei verschiedenen Datenstichproben gibt Tabelle 7.1. In Tabelle 7.2. ist die integrierte Luminosität für verschiedene Stufen der Luninositätsmessung miteinander verglichen. Ebenfalls angegeben ist die Effizienzmatrix, in der die Relationen der einzelnen Stufen zueinander eingetragen sind, so daß jede Stufe in Bezug zu einer anderen Stufe in ihrer Effizienz gemessen werden kann.

7.2. Effizienz des SpaCal-Triggers

Zur Untersuchung der Effizienz einer Stichprobe ist es erforderlich, die Effizienz des Triggers zu kennen, der die Ereignisse erkannt hat. Da bei der vorliegenden Analyse nur Ereignisse in der Datenstichprobe untersucht werden, die vom SpaCal-Trigger als Ereignisse tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung erkannt worden sind, ist eine genaue Betrachtung der Effizienz des SpaCal-Triggers notwendig.

Zur Berechnung der Effizienz des SpaCal-Triggers ist es nötig, Datenereignisse zu betrachten, die nicht vom SpaCal-Trigger selbst als aufzuzeichnendes physikalisches Ereignis markiert worden sind. Hierzu sind aus einem begrenzten Zeitraum[9] der Datennahmeperiode 1995 alle Ereignisse ausgewählt worden, die unabhängig vom SpaCal-Trigger als physikalisch interessant markiert worden sind. Aus den Ereignissen dieser Phase der Datennahme wird die absolute Effizienz der kleinsten Triggerschwelle T1 bestimmt. Die beiden weiteren

[8] Durch die Verschiebung des Wechselwirkungspunktes zu $z_{wwp} = -70cm$ wird der Bereich der Pseudorapidität in vorwärtige Richtung wesentlich vergrößert. Zur Definition der Pseudorapidität und zur hadronischen Struktur des Photons siehe [Huf 95].

[9] HERA Luminositätsfüllung 948

Triggerschwellen T2 und T3 werden relativ zur Effizienz der Triggerschwelle T1 bestimmt, da sie oberhalb der Triggerschwelle T1 liegen.

Parameter	**Einheit**	$z_{wwp} = 0cm$	$z_{wwp} = +70cm$	$z_{wwp} = -70cm$
H1-Runs		110896 - 129387 130403 - 131045	129462 - 129934	129974 - 130385
Anzahl der Qualitätsruns[10]		2890	114	59
mittlere Dauer eines Runs	[*s*]	960	976	982
mittlere Totzeit	[%]	17,7	10,6	17,1
integrierte Luminosität	[1/*nb*]	4936,6	145,7	49,5
mittlerer Strom der Positronen	[*mA*]	18,7	18,0	17,9
mittlerer Strom der Protonen	[*mA*]	55,9	57,4	49,8
Luminosität	[$1/\mu b\ s$]	2,245	1,455	1,145
Teilchenpakete $(e^+p + e^+ + p)$		174 + 15 + 6		

Tabelle 7.1.: Zusammenfassung der wichtigsten Parameter für die drei Datenstichproben während der Datennahmeperiode 1995 [Gog 96].

Integrierte Luminosität	**[1/*nb*]**	**Effizienzmatrix [%]**					
Produziert von HERA	11055						
Geliefert von HERA für H1	10094	91					
H1 Datennahme	6196	56	61				
mit Magnetfeld	5854	53	58	94			
Zeitbereiche der Qualitätsruns	5437	49	54	88	93		
Physikanalysen	5132	46	51	83	88	94	

Tabelle 7.2.: Übersicht über die in der Datennahmeperiode 1995 integrierte Luminosität. Die im rechten Teil der Tabelle angegebene Effizienzmatrix erlaubt den Vergleich der einzelnen Anteile in ihrer Effizienz untereinander [Gog 96].

Bereich	**Grenze**	**x-Intervall [cm]**	**y-Intervall [cm]**
zentraler Bereich	äußere Grenze	[-24,3 ; 16,2]	[-16,2 ; 24,3]
mittlerer Bereich	innere Grenze	[-16,2 ; 8,1]	[-8,1 ; 16,2]
mittlerer Bereich	äußere Grenze	[-56,7 ; 48,6]	[-48,6 ; 56,7]
äußerer Bereich	innere Grenze	[-48,6 ; 40,5]	[-40,5 ; 48,6]

Tabelle 7.3.: Aufteilung der drei Bereiche des IET-Triggers auf dem SpaCal. Angegeben sind die Intervalle der räumlichen Ausdehnung bezogen auf das Koordinatensystem des Detektors H1. Die Bereiche überlappen einander, aufgrund der übergreifenden Triggerfenster [Bou 96].

[10] Qualitätsrun bedeutet, daß während dieser H1-Runs die wichtigsten Komponenten des Detektors H1 aktiv waren.

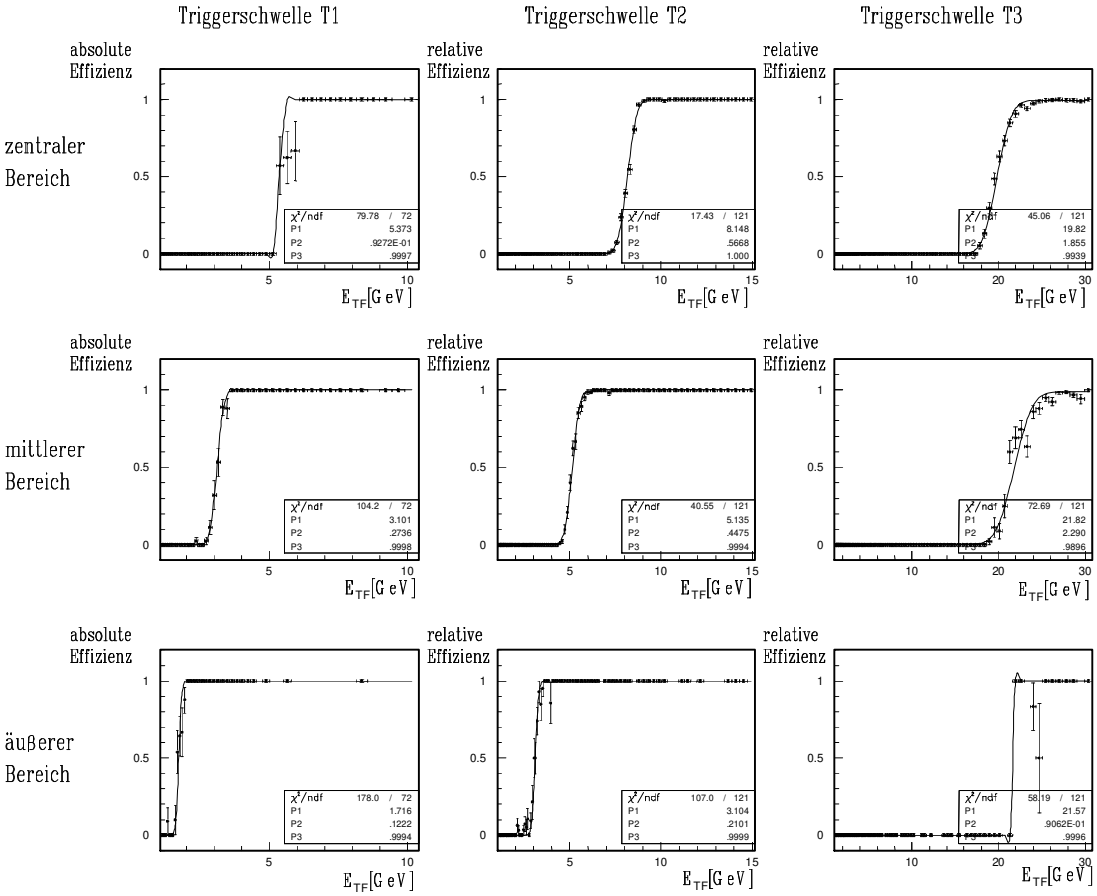


Abbildung 7.1.: Die Effizienz des SpaCal-Triggers [Spi 96]. Detaillierte Erläuterungen insbesondere zu den angegebenen Parametern sind im Text enthalten.

Die Effizienz der verschiedenen Triggerschwellen T1-T3 ist für die verschiedenen geometrischen Bereiche der elektromagnetischen Sektion des SpaCals, deren Intervallgrenzen in Tabelle 7.3. aufgelistet sind, in Abbildung 7.1. gegen die Energie E_{TF} aufgetragen, die innerhalb des Triggerfensters deponiert worden ist. Die Energieschwelle, an der die Effizienz des Triggers mehr als 50% erreicht, ist in den Graphiken der Abbildung 7.1. mit P1 bezeichnet. Der Parameter P3 stellt die erreichte Effizienz der jeweiligen Triggerschwelle für um P2 größere Energien als P1 dar. Während des Teils der Datennahme aus der die in der vorliegenden Arbeit analysierte Datenstichprobe stammt, konnten keine zeitlichen Veränderungen der Triggerschwellen nachgewiesen werden.

Die Energieschwelle der niedrigsten Triggerstufe T1 des IET-Triggers im SpaCal liegt, wie aus Abbildung 7.1. ersichtlich, bei $E_{T1} = 5,3GeV$. Für den mittleren und äußeren Bereich sind die Triggerschwellen bei $E_{T1} = 3,1GeV$ und $E_{T1} = 1,7GeV$ eingestellt gewesen. Im inneren Bereich ist die Triggerschwelle am größten gewählt worden, da die zu erwartende Rate in der inneren Region des SpaCals wesentlich höher ist, als in der äußeren Region.

7.3. Selektion der Ereignisse

Die Selektion der Ereignisse der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung basiert darauf, einen Cluster im SpaCal zu finden, der durch die Energiedeposition des gestreuten Positrons verursacht wird. Die wesentliche Annahme dabei ist, daß dies derjenige Cluster im SpaCal ist, der die größte rekonstruierte Energie E besitzt. Abbildung 7.2. zeigt das Spektrum der Energie des Clusters. Deutlich ist ein Maximum bei der Energie E zu erkennen, die ungefähr der Energie des einlaufenden Positrons von $E_{ein} = 27,5GeV$ entspricht. Außerdem ist in Abbildung 7.2. ein Anstieg bei kleinen E zu beobachten. Dieser Anstieg ist im wesentlichen durch den Untergrund aus Photoproduktionsereignissen verursacht. Bei Photoproduktionsereignissen wird das Positron unter einem so kleinen Winkel gestreut, daß es den Detektor H1 durch die Strahlröhre verläßt und unter Umständen im Elektrondetektor des Luminositätssystems nachgewiesen werden kann. Der Cluster mit der größten im SpaCal rekonstruierten Energie E wird dann durch ein Teilchen des hadronischen Endzustandes verursacht. Hierdurch wird lediglich vorgetäuscht, daß das gestreute Positron das SpaCal getroffen hat. Abbildung 7.3. zeigt das Energiespektrum von Kandidaten der Photoproduktion. Für die gezeigten Ereignisse ist gefordert worden, daß im Elektrondetektor des Luminositätssystems ein Cluster mit einer Energie $E_{ED} \geq 5GeV$ rekonstruiert worden ist. Um sicherzustellen, daß es sich bei diesen Ereignissen nicht um eine zufällige Koinzidenz eines Ereignisses der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung mit einem gleichzeitig stattfindenden Bremsstrahlungsereignis handelt, ist außerdem für die im Photondetektor rekonstruierte Energie $E_{PD} \leq 1GeV$ und zusätzlich $\sum_{l=1}^{\cdots Teilchen} (E_l - p_{z,l}) \leq 60GeV$ gefordert worden, wobei die Summe über alle im Detektor H1 sichtbaren Teilchen läuft, inklusive der Teilchen im Luminositätssystem. E_l bezeichnet die Energie des Teilchens l und $p_{z,l}$ dessen Impulskomponente in z-Richtung. Aufgrund der Viererimpulserhaltung sollte für ein Photoproduktionsereignis im Rahmen der experimentellen Auflösung $\sum_{l=1}^{\cdots Teilchen} (E_l - p_{z,l}) = 2E_{ein}$ gelten, wohingegen sich für die zufällige Koinzidenz eines Ereignisses der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung mit einem Bremsstrahlungsereignis ein wesentlich höherer Wert ergeben sollte. Ohne diesen Schnitt wäre in der in Abbildung 7.3. gezeigten Verteilung eine geringe Anhäufung von Ereignissen mit einer Energie $E \approx E_{ein}$ sichtbar, wie sie in der Stichprobe von Ereignissen der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung auftritt.

Eine Unterdrückung des Untergrundes der Photoproduktionsereignisse läßt sich durch einen Schnitt auf den Radius r_{Cl} des Clusters mit der größten im SpaCal rekonstruierten Energie erreichen. Hierbei wird ausgenutzt, daß bei Photoproduktionsereignissen auch Hadronen einen Cluster im SpaCal erzeugen können, deren Radius r_{Cl} in der Regel größer ist als der eines elektromagnetischen Clusters. Abbildung 7.4. zeigt Verteilungen des Clusterradius r_{Cl}. In Abbildung 7.4. a) ist r_{Cl} für Ereignisse aufgetragen, für deren rekonstruierte Energie im SpaCal gilt: $25GeV < E < 28GeV$. Wie oben erläutert worden ist, existiert in dem ausgewählten Bereich von E kein Untergrund durch Photoproduktionsereignisse, was aus Abbildung 7.3. deutlich wird. Somit sollten diese Cluster fast ausschließlich durch Elektronen verursacht worden sein. Es sind nur wenige Einträge mit einem Clusterradius $r_{Cl} > 3,2cm$ sichtbar. Zwischen der Datenstichprobe und der generierten Monte-Carlo-Stichprobe DJANGO ist für $r_{Cl} \geq 1,7cm$ eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Für Werte des Clusterradius $r_{Cl} < 1,7cm$ ist eine leichte Abweichung zwischen den beiden Stichproben zu erkennen.

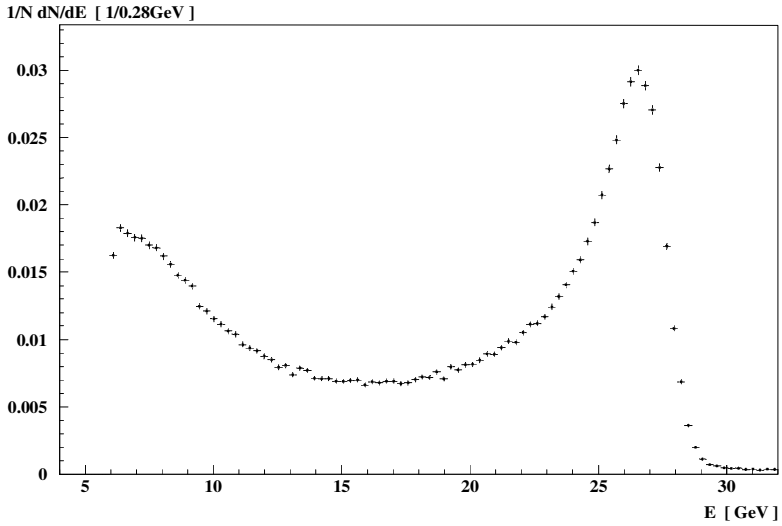


Abbildung 7.2.: Spektrum der höchsten Energie eines Clusters, der im SpaCal rekonstruiert worden ist.

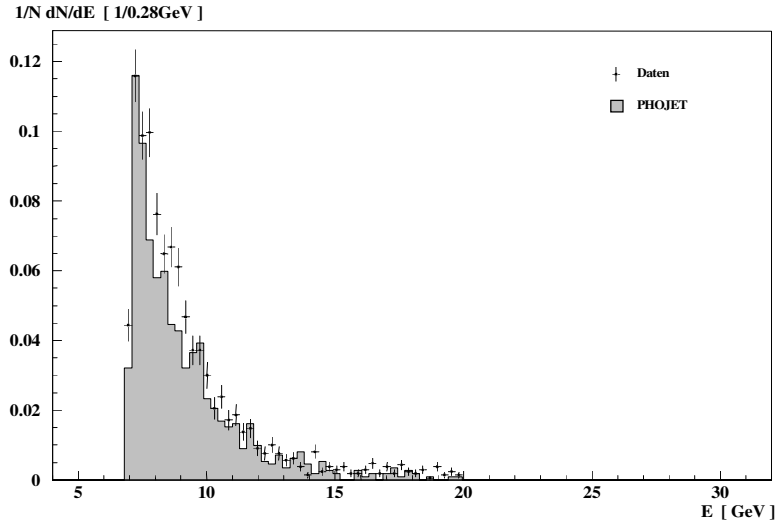


Abbildung 7.3.: Spektrum der höchsten Energie eines Clusters, der im SpaCal rekonstruiert worden ist, für Photoproduktionsereignisse, deren Selektion im Text beschrieben ist, und einer Stichprobe aus Simulationen mit PHOJET.

Dies könnte an noch nicht optimierten Abschneideparametern der Simulation liegen, die die transversale Schauerausbreitung durch niederenergetische Teilchen beschreiben. Abbildung 7.4. b) zeigt die Verteilung von r_{Cl} für die schon oben benutzten Kandidaten für Photoproduktionsereignisse. Es ist deutlich zu erkennen, daß für viele Ereignisse größere Werte für r_{Cl} rekonstruiert werden als bei den Positronen in Abbildung 7.4. a). Für $r_{Cl} \geq 3,3cm$ stimmen die Datenstichprobe und die generierte Stichprobe aus PHOJET gut überein. In diesem Bereich von r_{Cl} kann von aufschauernden Hadronen gesprochen werden. Jedoch ergeben sich bei den betrachteten Ereignissen aus Photoproduktionsuntergrund auch z.B. π^o, die in zwei Photonen zerfallen und somit elektromagnetische Cluster im SpaCal deponieren. Der Beitrag solcher Prozesse ist offensichtlich unterschätzt worden, was die Diskrepanz zwischen der Datenstichprobe und der Monte-Carlo-Stichprobe PHOJET für Werte von $r_{Cl} > 3,3cm$

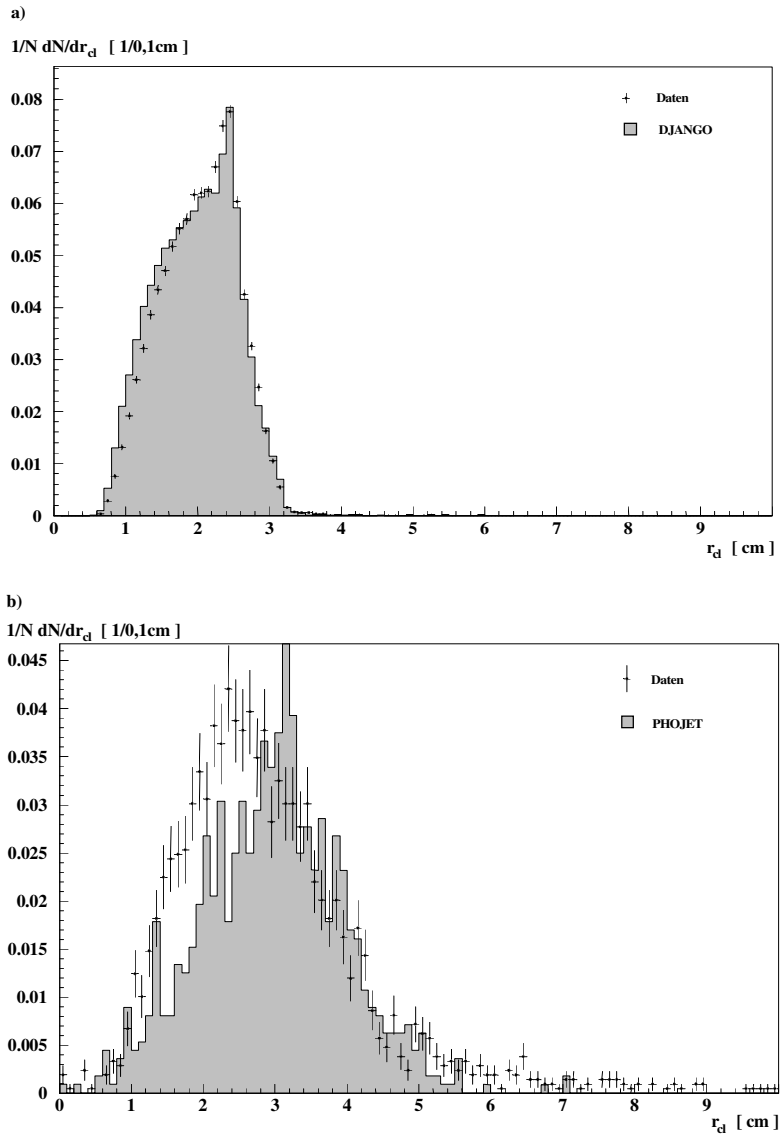


Abbildung 7.4.: Verteilung des Clusterradius r_{Cl}.

a) Für die Stichprobe aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung, selektiert, wie im Text beschrieben.

b) Für die Stichprobe aus Photoproduktionsereignissen, selektiert, wie im Text beschrieben.

zeigt. Die transversale Ausdehnung eines von einem Positron ausgelösten elektromagnetischen Schauers ist in guter Näherung unabhängig von der Energie des Positrons [Ama 81]. Aus diesem Grund ist zur Selektion der Stichprobe für tiefinelastische Positron-Proton-Streuung ein Clusterradius r_{Cl} mit $r_{Cl} \leq 3,2cm$ gefordert worden.

Eine weitere Unterdrückung des Untergrundes durch Photoproduktionsereignisse läßt sich nach dem Einbau des SpaCals durch Schnitte auf zwei weitere Verteilungen erreichen. Zum einen ermöglicht das SpaCal mit seiner hadronischen Sektion einen Schnitt auf die Energie in der hadronischen Sektion innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von $r_{had} = 17,5cm$ um die Flugrichtung des gestreuten Teilchens. Die Verteilung der in diesem Zylinder in der hadronischen Sektion deponierten Energie E_{had} ist in Abbildung 7.5. dargestellt. Abbil-

dung 7.5. a) zeigt die Verteilung von E_{had} für die schon zuvor beschriebenen Kandidaten aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung. Die logarithmische Darstellung verdeutlicht den drastischen Abfall der Verteilung mit steigenden Werten von E_{had}. Nur für sehr wenige Ereignisse aus dieser Stichprobe ist ein Leckverlust in der Energie aus der elektromagnetischen Sektion in die hadronische Sektion von $E_{had} > 0,5GeV$ innerhalb des oben beschriebenen Zylinders zu erkennen. Für die in Abbildung 7.5. b) dargestellte Verteilung für Kandidaten aus der Stichprobe für Photoproduktionsereignisse ist ein wesentlich geringeres Abklingen der Verteilung von E_{had} für steigende Werte von E_{had} zu erkennen. Der zu erkennende Unterschied in der Verteilung der Daten und der simulierten Ereignisse aus PHOJET liegt in der zuvor schon beschriebenen Unterschätzung der elektromagnetisch aufschauernden Ereignisse, die zu einer relativen Erhöhung des Energiespektrums bei sehr kleinen Werten von E_{had} führen, jedoch ebenfalls zu einer relativen Verkleinerung des Energiespektrums bei $E_{had} > 0,1GeV$, da die dargestellten Verteilungen auf ihre jeweilige Anzahl von Ereignissen normiert sind. Aus diesem Grund ist ein Schnitt auf die Energie E_{had}, die innerhalb des oben beschriebenen Zylinders in der hadronischen Sektion deponiert worden ist, von $E_{had} \leq 0,5GeV$ gemacht worden.

Ebenso erlaubt es die feine Granularität des SpaCals in der elektromagnetischen Sektion, die Energie in einem engen räumlichen Bereich in mehrere Cluster aufzuteilen. Ein Positron, das als einzelnes Teilchen auf die elektromagnetische Sektion des SpaCals auftrifft, deponiert seine Energie in einem Cluster. Bei Ereignissen aus Photoproduktionsuntergrund treffen meist mehrere Teilchen aus dem hadronischen Endzustand in geringer Entfernung voneinander auf die elektromagnetische Sektion des SpaCals. Der Clusteralgorithmus ist in einigen Fällen in der Lage die von den Teilchen deponierte Energie zu trennen und mehreren Clustern zuzuordnen. Zur Ausnutzung dieser Eigenschaft des SpaCals ist ein Zylinder um die berechnete Flugbahn des Teilchens zu legen, der in dieser Analyse einen Radius von $r_{Zyl} = 15cm$ hat. Die Verteilung der Energie E_{Zyl} innerhalb dieses Zylinders in der elektromagnetischen Sektion, vermindert um die Energie des sich in ihm befindlichen Clusters mit der größten im SpaCal deponierten Energie, ist in Abbildung 7.6. aufgetragen. Abbildung 7.6. a) zeigt die Verteilung der Energie E_{Zyl} für die Kandidaten aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung. Es ist ein Minimum in der Verteilung bei $E_{Zyl} = 0,2GeV$ zu erkennen. Der Anstieg nach dem Minimum zu größeren Werten von E_{Zyl} läßt sich wie folgt erklären: Die Behandlung derjenigen Ereignisse, bei denen das Positron nach der tiefinelastischen Streuung am Proton ein Photon abgestrahlt hat, ist in den Generatoren und in H1SIM noch nicht optimiert. Hierbei trifft das abgestrahlte Photon unter sehr kleinem Winkel zur Flugrichtung des gestreuten Positrons auf das SpaCal und deponiert seine Energie in einem eigenen Cluster, dessen Clusterschwerpunkt sich innerhalb des oben definierten Zylinders befindet. Das Aufschauern eines Positrons an dem vor dem SpaCal befindlichem Material führt bei der Rekonstruktion normalerweise nicht zu mehreren Clustern.

Auch für größere Werte von $E_{Zyl} = 0,2GeV$ ist eine Abnahme der Verteilung zu größeren Werten von E_{Zyl} hin zu beobachten. Im Gegensatz dazu ist die Verteilung von E_{Zyl} für Kandidaten der Photoproduktionsereignisse für $E_{Zyl} > 0,2GeV$ relativ konstant und bezogen auf die relative Häufigkeit der Ereignisse pro Energieintervall ΔE_{Zyl} um mindestens eine Größenordnung höher, als bei den Kandidaten für tiefinelastische Positron-Proton-Streuung. Zur Unter-

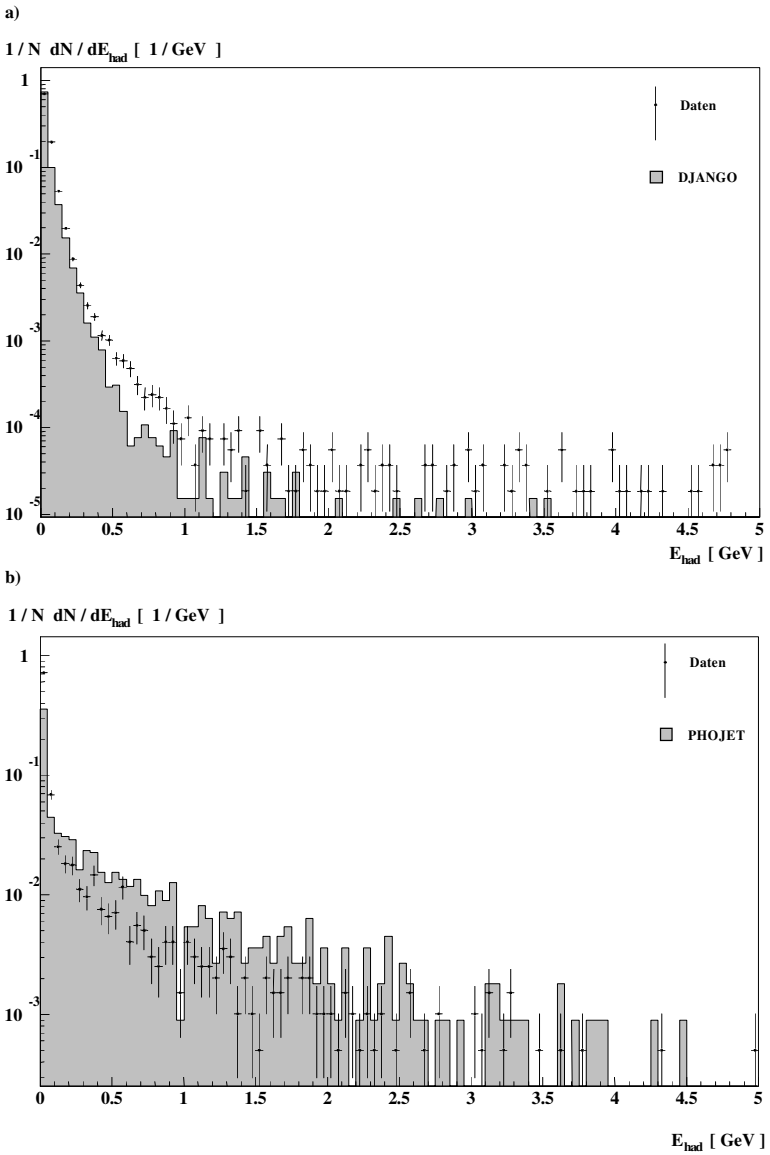


Abbildung 7.5.: Verteilung der Energie in der hadronischen Sektion des SpaCals hinter dem Cluster in der elektromagnetischen Sektion innerhalb eines Zylinders von $r_{had} = 17,5cm$.

a) Verteilung von E_{had} für die Stichprobe aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung, selektiert wie im Text beschrieben.

b) Verteilung von E_{had} für die Stichprobe aus Photoproduktionsereignissen, selektiert wie im Text beschrieben.

drückung der Ereignisse aus Photoproduktion ist ein Schnitt auf die gewählte Datenstichprobe von $E_{Zyl} \leq 0,2GeV$ gemacht worden.

Eine weitere Unterdrückung des Untergrundes aus Photoproduktionsereignissen kann unter Zuhilfenahme der BDC erreicht werden. Der von der BDC bestimmte Durchstoßpunkt für ein Ereignis wird unter Verwendung der Vertexinformationen auf das SpaCal projiziert und der Abstand zwischen dem projizierten BDC-Punkt zum Clusterschwerpunkt betrachtet. Treten bei einem Ereignis mehrere rekonstruierte Durchstoßpunkte auf, was meistens der Fall ist, so

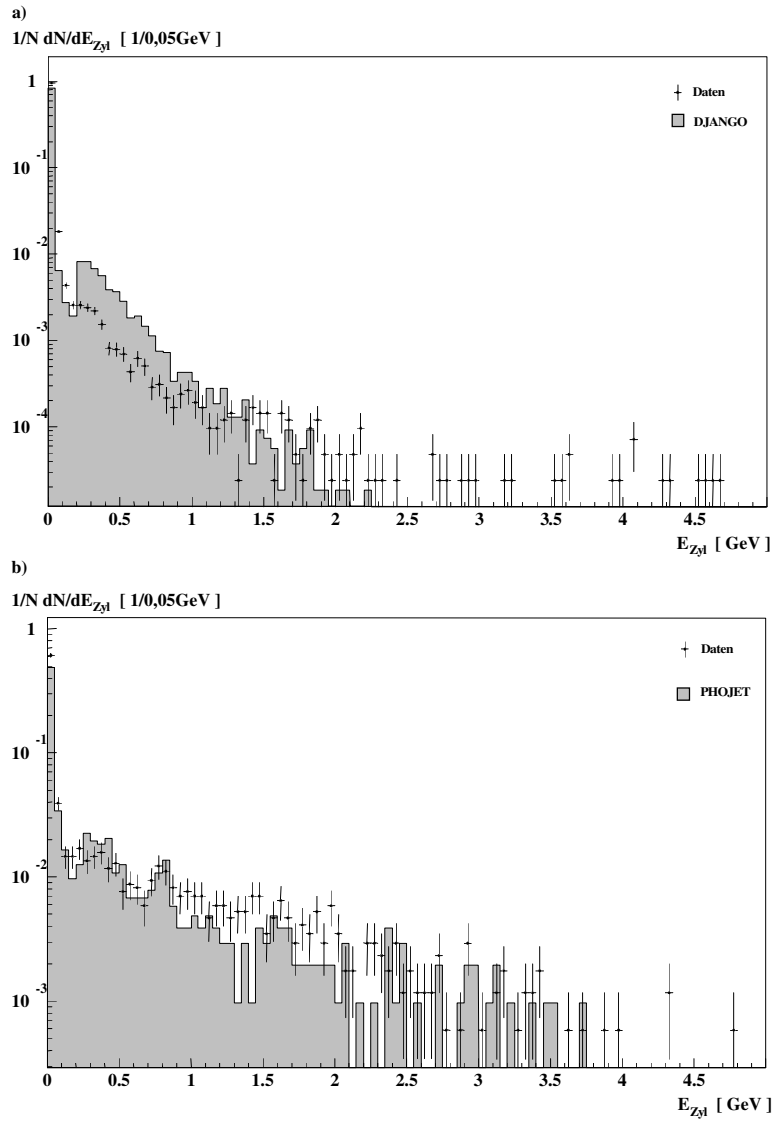


Abbildung 7.6.: Verteilung der Energie in einem Zylinder von $r_{Zyl} = 15cm$ um den Clusterschwerpunkt in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals ohne die Energie des Clusters selbst.

a) Verteilung von E_{Zyl} für die Stichprobe aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung, selektiert wie im Text beschrieben.

b) Verteilung von E_{Zyl} für die Stichprobe aus Photoproduktionsereignissen, selektiert wie im Text beschrieben.

wird derjenige projizierte Punkt ausgewählt, der zum Clusterschwerpunkt den geringsten Abstand besitzt. Der Abstand ist zum einen in radialer und zum anderen in azimutaler Richtung in Abbildung 7.7. aufgetragen. In Abbildung 7.7. a) und b) ist für die Kandidaten aus der Stichprobe für tiefinelastische Positron-Proton-Streuung zu erkennen, daß es kaum Ereignisse gibt, für die gilt: $\Delta r_r > 2cm$ und $\Delta r_\varphi > 2{,}5cm$.

Für die Kandidaten der Stichprobe aus Photoproduktionsuntergrund, deren Verteilung für Δr_r und Δr_φ in Abbildung 7.7. c) und d) dargestellt sind, kann mit Hilfe der Schnitte $\Delta r_r \leq 2cm$ und $\Delta r_\varphi \leq 2{,}5cm$ ein Teil der Ereignisse unterdrückt werden.

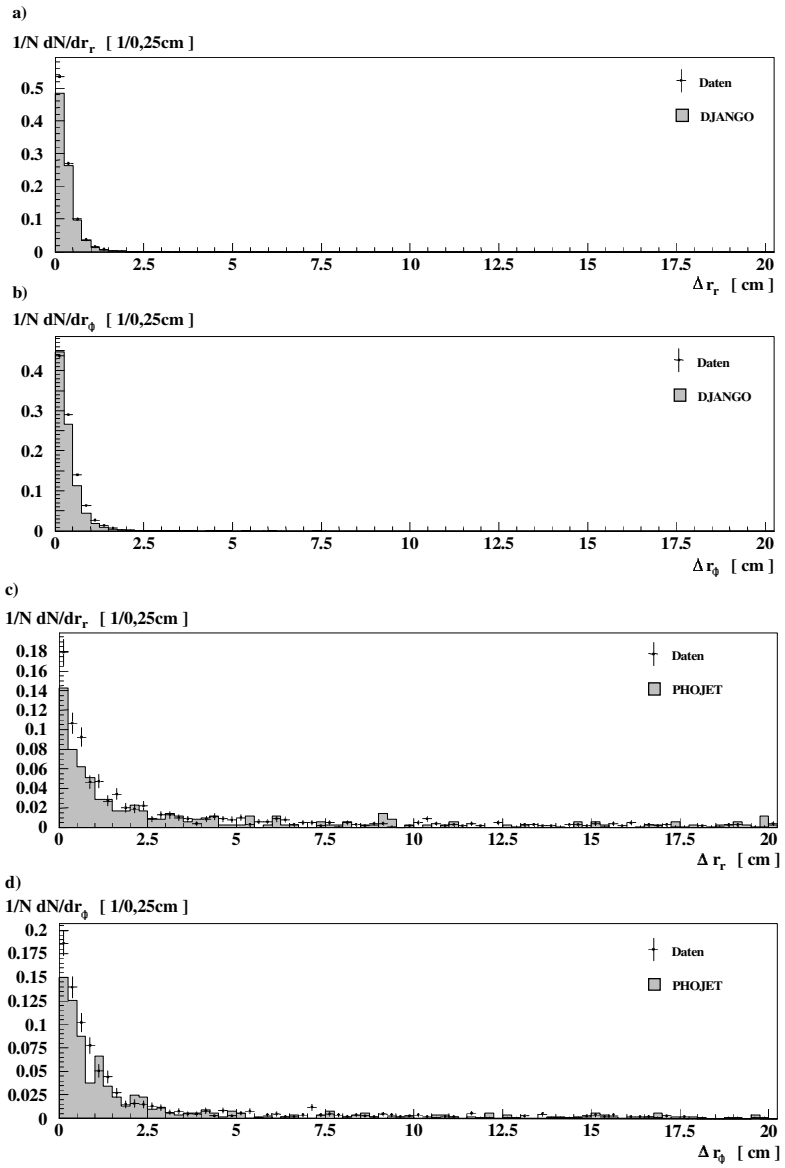


Abbildung 7.7.: Verteilung des minimalen Abstandes zwischen den Clusterschwerpunkt in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals und der nächsten auf das SpaCal projizierten in der BDC rekonstruierten Spur.

a) Verteilung des minimalen Abstandes in radialer Richtung und

b) in azimutaler Richtung für die Stichprobe aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung, selektiert wie im Text beschrieben.

c) Verteilung des minimalen Abstandes in radialer Richtung und

d) in azimutaler Richtung für die Stichprobe aus Photoproduktionsereignissen, selektiert wie im Text beschrieben.

Ein sehr effektiver Schnitt auf die Ereignisse aus Photoproduktionsuntergrund ist der Schnitt auf die longitudinale Impulsbilanz Σ_z, die wie folgt definiert ist:

(7.1)
$$\Sigma_z = \sum_{l=1}^{N_{Teilchen}} (E_l - p_{z,l})$$

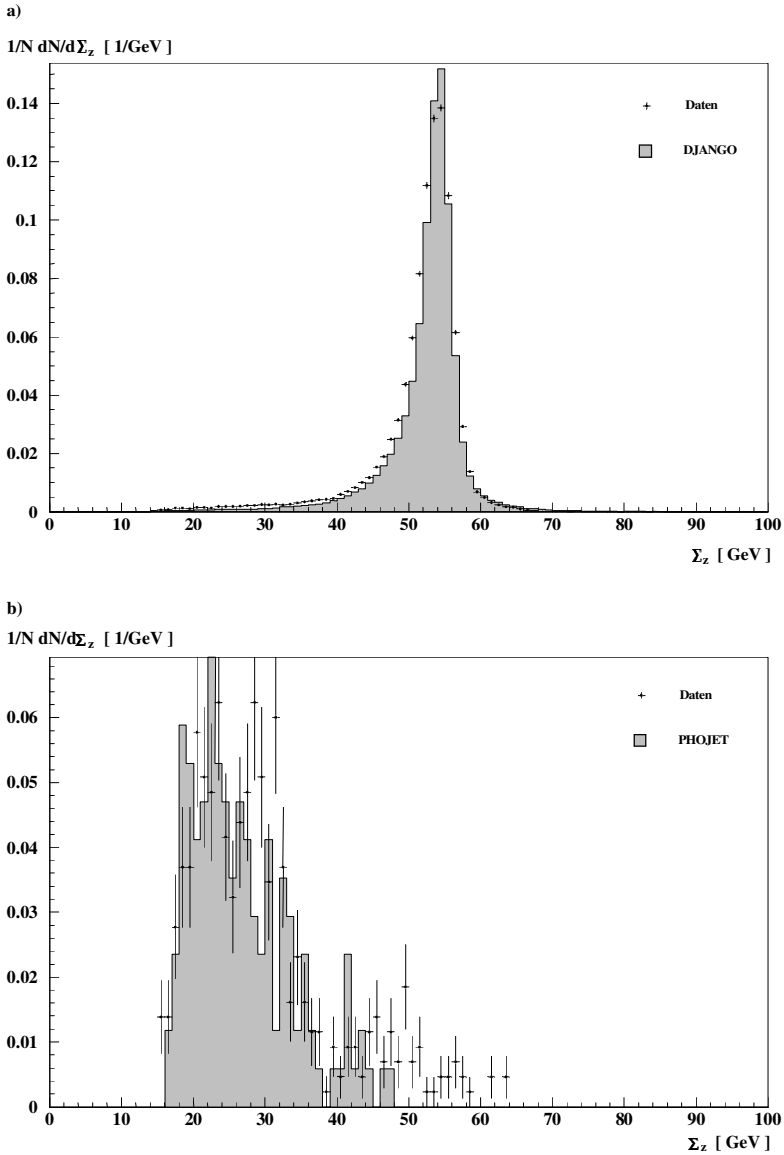


Abbildung 7.8.: Verteilung der Größe Σ_z aus Gleichung (7.1).

a) Verteilung von Σ_z für die Stichprobe aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung, selektiert wie im Text beschrieben.

b) Verteilung von Σ_z für die Stichprobe aus Photoproduktionsereignissen, selektiert wie im Text beschrieben.

Hierbei läuft die Summe über alle im Detektor H1 sichtbaren Teilchen und alle Detektorkomponenten, mit Ausnahme der Detektoren des Luminositätssystems. E_l bezeichnet die Energie des Teilchens l und $p_{z,l}$ dessen Impulskomponente in z-Richtung. Abbildung 7.8. zeigt die Verteilungen der Größe Σ_z. In Abbildung 7.8. a) ist die Verteilung der zu untersuchenden Datenstichprobe für Σ_z dargestellt. Die zuvor mehrfach benutzte Verteilung der Kandidaten für tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung kann zur Darstellung des Schnittes auf Σ_z und zur Abschätzung der durch den Schnitt verworfenen Ereignisse der zu untersuchenden Datenstichprobe nicht benutzt werden, da die Verteilung der Ereignisse aus dem Energieintervall $[25GeV; 28GeV]$ keine Einträge unterhalb von $\Sigma_z = 40GeV$ beinhaltet. Die zu untersuchende Datenstichprobe, deren Verteilung der Größe Σ_z in Abbildung 7.8. a) dargestellt ist,

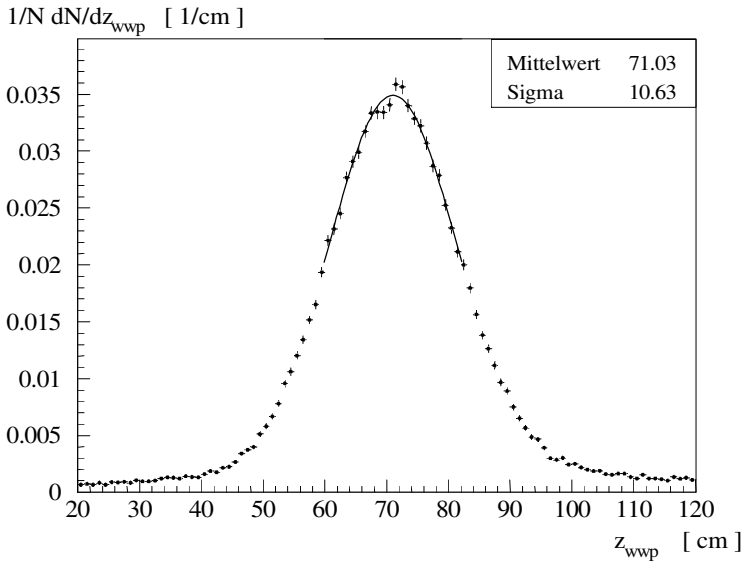


Abbildung 7.9.: Verteilung der z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes z_{wwp}. Angepaßt ist eine Gaußverteilung für einen Bereich von $\pm 1\sigma_{z_{wwp}}$ um den Mittelwert $\overline{z_{wwp}}$.

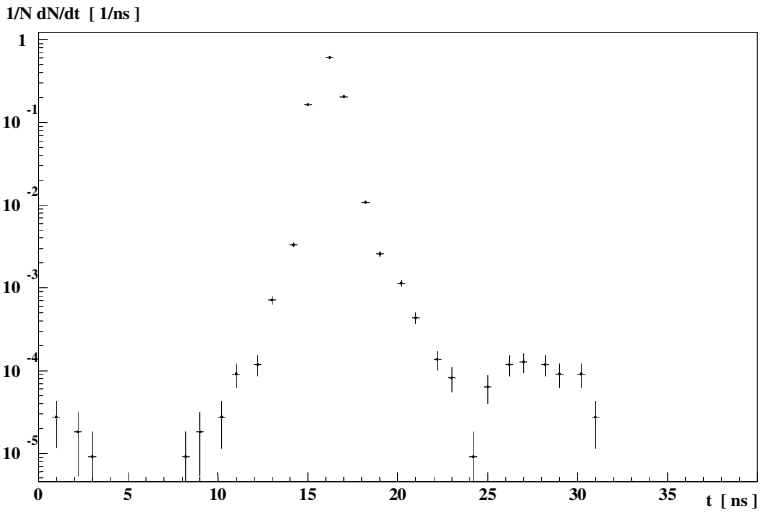


Abbildung 7.10.: Verteilung des Zeitpunktes der Energiedeposition in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals für die Zelle des Clusters mit der größten Energie.

enthält sehr wohl Ereignisse mit geringeren Werten als $\Sigma_z = 40 GeV$. Aus diesem Grund ist in Abbildung 7.8. a) die Verteilung der Größe Σ_z für die zu untersuchende Datenstichprobe unter Anwendung aller bisher beschriebenen Schnitte dargestellt worden. Abbildung 7.8. b) zeigt die Verteilung von Σ_z für die zuvor schon verwendete Datenstichprobe für Kandidaten der Photoproduktion.

Es ist deutlich eine nicht kongruente Form der beiden Verteilungen zu erkennen, so daß ein Schnitt zur Selektion einer möglichst untergrundfreien Datenstichprobe von $\Sigma_z \geq 38 GeV$ durchgeführt worden ist.

Zusätzlich sind noch Schnitte auf den Wechselwirkungspunkt der Ereignisse und den Zeitpunkt der Energiedeposition im SpaCal gemacht worden. Die Verteilung der z-Komponente

der Wechselwirkungspunkte ist in Abbildung 7.9. dargestellt. An die Verteilung ist eine Gaußfunktion angepaßt worden, die in einem Intervall von $\left[z_{wwp} - 1\sigma_{z_{wwp}} ; z_{wwp} + 1\sigma_{z_{wwp}} \right]$ ebenfalls in Abbildung 7.9. eingezeichnet ist. Selektionsschnitte sind auf die Verteilung der z-Komponente des Wechselwirkungspunktes so angebracht worden, daß Ereignisse innerhalb einer 3σ-Umgebung für die Analyse verwendet worden sind. Demnach gilt: $39{,}136cm \le z_{WWP} \le 102{,}928$.

Zur Bestimmung des Zeitpunkts der Energiedeposition in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals ist die Zeitmessung für diejenige Zelle mit der größten rekonstruierten Energie des Clusters verwendet worden. Die Verteilung der gemessenen Zeitpunkte ist in Abbildung 7.10. wiedergegeben.

Um sicherzustellen, daß einem Ereignis aus der Wechselwirkungszone nicht ein Untergrundereignis aus einer Kollision mit dem Strahlrohr, das seine Energie von der entgegengesetzten Seite im SpaCal deponiert, überlagert ist, ist ein Schnitt auf den Zeitpunkt der Energiedeposition in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals wie folgt durchgeführt worden: $12ns \le t \le 23ns$.

Um eine Effizienz des SpaCal-IET-Triggers von mehr als 99% über das gesamte SpaCal zu erreichen, sind im weiteren nur Ereignisse untersucht worden, bei denen der Cluster mit der größten rekonstruierten Energie im SpaCal eine Energie von mindestens $E \ge 8GeV$ besitzt und vom SpaCal-IET-Trigger gekennzeichnet worden ist.

Nr.	**Schnitt**	**Begründung**	***R* [%]**
	Betriebsbereitschaft der wichtigsten Komponenten des Detektors H1.		
	Das Ereignis muß vom SpaCal-IET-Trigger als Kandidat für tiefinelastische Positron-Proton-Streuung gekennzeichnet worden sein.		
S1	$8GeV \le E \le 30GeV$	$\varepsilon_{IET} \ge 99{,}9\%$	
S2	$E_{Veto} \le 1GeV$	Vermeidung von transversalen Leckverlusten	
S3	$r_{auf} \ge 9{,}05cm$	$r_{Veto,a} + R_M = 6{,}5cm + 2{,}55cm = 9{,}05cm$	
S4	$39{,}136cm \le z_{WWP} \le 102{,}928$	$\left[\overline{z_{WWP}} - 3\sigma_{Z_{WWP}} ; \overline{z_{WWP}} + 3\sigma_{Z_{WWP}} \right]$	
S5	$12ns \le t \le 23ns$	Unterdrückung von Untergrundereignissen	
S6	$r_{Cl} \le 3{,}2cm$	Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen	30,8
S7	$E_{had} \le 0{,}5GeV$	Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen	10,7
S8	$E_{Zyl} \le 0{,}2GeV$	Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen	41,3
S9	$\Delta r_r \le 2cm$ $\Delta r_\varphi \le 2{,}5cm$	Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen	41,5
S10	$\Sigma_z > 38GeV$	Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen	84,7

Tabelle 7.4.: Zusammenstellung der angewendeten Schnitte und der Reduktionsfaktoren *R* für die Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen bei alleiniger Anwendung des betreffenden Schnitts.

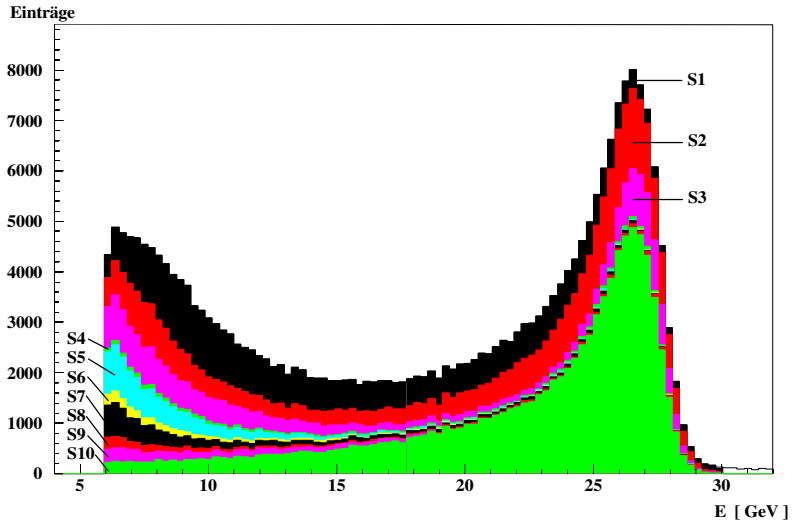


Abbildung 7.11.: Darstellung der Verteilung der Cluster mit der höchsten im SpaCal rekonstruierten Energie für die verschiedenen angewendeten Schnitte mit ihrer Numerierung aus Tabelle 7.4. Lediglich auf den Schnitt S1 mit $E \geq 8GeV$ ist in dieser Darstellung verzichtet worden, um die gute Unterdrückung des Photoproduktionsuntergrundes bis hin zu $E = 6GeV$ zu demonstrieren.

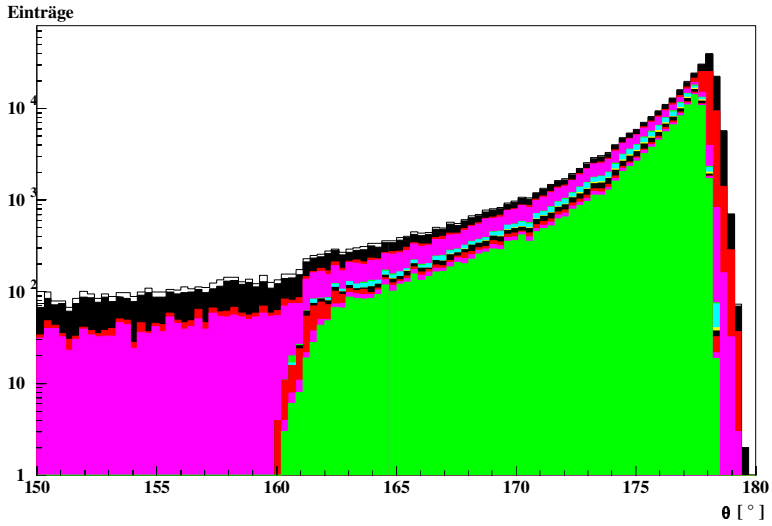


Abbildung 7.12.: Darstellung des Streuwinkels θ des gestreuten Positrons für die verschiedenen angewandten Schnitte aus Tabelle 7.4. Es sind dieselben Graustufen wie in Abbildung 7.11. benutzt worden. Die helle Fläche zeigt die Verteilung des Streuwinkels θ nach allen Schnitten in einem Winkelbereich von $160° \leq \theta \leq 178°$.

Eine Zusammenfassung der durchgeführten Schnitte auf die in Abbildung 7.2. dargestellte Verteilung des Clusters mit der größten im SpaCal rekonstruierten Energie ist in Tabelle 7.4. gegeben. Ebenfalls ist in Tabelle 7.4. die Reduktion R des Untergrundes aus Photoproduktionsereignissen für die alleinige Anwendung des jeweiligen Schnitts angegeben. Abbildung 7.11. gibt das Spektrum des Clusters mit der größten im SpaCal rekonstruierten Energie für die einzelnen Schnitte auf die Verteilung aus Abbildung 7.2. graphisch wieder. Es ist eine starke Unterdrückung der Ereignisse aus Photoproduktionsuntergrund zu erkennen. Insbeson-

dere die Schnitte, die die Eigenschaften des SpaCals, wie seine feine Granularität, ausnutzen, erlauben eine beträchtliche Reduzierung der störenden Untergrundereignisse aus Photoproduktion. Ebenfalls reduziert worden ist die Anzahl der Ereignisse aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung, so daß zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die tiefinelastische Positron-Proton-Streuung in Abhängigkeit verschiedener Variablen zunächst die Effizienz der verwendeten Schnitte untersucht werden muß. In Abbildung 7.12. ist der Einfluß der angebrachten Schnitte auf die Verteilung des Streuwinkels θ des gestreuten Positrons dargestellt.

7.4. Effizienz der Selektionsschnitte

Der Wirkungsquerschnitt σ eines physikalischen Prozesses ist über die Beziehung $N = \mathcal{L} \cdot \sigma$ mit der Anzahl N der entsprechenden beobachteten Ereignisse und der Luminosität verknüpft. Bei der experimentellen Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts muß beachtet werden, daß zur Selektion einer möglichst untergrundfreien Stichprobe Schnitte verwendet werden, die unter Umständen auch Ereignisse des eigentlich untersuchten physikalischen Prozesses verwerfen. Aus diesem Grund muß die Anzahl der beobachteten Ereignisse auf die Effizienz der bei der Selektion verwendeten Schnitte korrigiert werden. Die Bestimmung der Effizienzen auf die Selektionschnitte wird in den folgenden Abschnitten gegeben.

7.4.1. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf r_{Cl}

Der Schnitt auf den Radius des Clusters r_{Cl} mit der größten Energie im SpaCal dient der Unterdrückung des Untergrundes aus Photoproduktionsereignissen, bei denen ein Teilchen des hadronischen Endzustandes vortäuscht, daß das gestreute Positron das SpaCal getroffen hat. Die Verteilung des Clusterradius ist in Abbildung 7.4. dargestellt. Da nicht auszuschließen ist, daß die selektierte Stichprobe von Ereignissen der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung noch Untergrund aus Photoproduktionsereignissen enthält, wenn auf den Schnitt auf r_{Cl} verzichtet wird, kann die Effizienz dieses Schnittes nicht zuverlässig aus dieser Stichprobe bestimmt werden. Aus diesem Grund wird die Effizienz $\varepsilon_{r_{Cl}}$ des Schnittes $r_{Cl} \leq 3,2cm$ aus Ereignissen der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung mit $25GeV \leq E \leq 28GeV$ bestimmt. Wie aus Abbildung 7.3. ersichtlich, existiert für diese Werte von E kein Untergrund aus Photoproduktionsereignissen. Da die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Clusters in guter Näherung unabhängig von der Energie des Teilchens ist [Ama 81], das diesen Cluster verursacht, kann der so für $\varepsilon_{r_{Cl}}$ bestimmte Wert für alle untersuchten Energien E verwendet werden. Eine Berechnung des Korrelationskoeffizienten ρ, der wie folgt definiert ist [Bro 87]:

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^{N_{Ereignisse}} \left(\overline{E} - E_i\right)\left(\overline{r_{Cl}} - r_{Cl,i}\right)}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N_{Ereignisse}} \left(\overline{E} - E_i\right)^2 \sum_{i=1}^{N_{Ereignisse}} \left(\overline{r_{Cl}} - r_{Cl,i}\right)^2}} \tag{7.2}$$

gibt bei einer starken Korrelation der Variablen, hier E und r_{Cl}, einen Wert von $\rho \approx 1$. Ein Wert von $\rho \approx -1$ weist auf eine starke Antikorrelation der Variablen hin. Ergibt die Berech-

nung von ρ einen Wert von $\rho \approx 0$, so sind die betrachteten Variablen unkorreliert. Die Berechnung des Korrelationskoeffizienten für die Variablen E und r_{Cl} erfolgte nach Anbringung aller zuvor beschriebenen Selektionschnitte mit Ausnahme des Schnitts auf den Clusterradius selber und ergibt einen Wert von $\rho_{E,r_{Cl}} = -0{,}11$. Aufgrund dieses Ergebnisses kann allenfalls von einer sehr schwachen Antikorrelation zwischen der größten im SpaCal rekonstruierten Energie E und dem Clusterradius r_{Cl} gesprochen werden, die höchstwahrscheinlich durch die verbleibenden Photoproduktionsereignisse ohne den Schnitt auf $r_{Cl} < 3{,}2cm$ erklärt werden kann. Ebenfalls kann der Einfluß des vor dem SpaCal befindlichen passiven Materials in geringem Maße zur Verbreiterung der niederenergetischen Cluster beigetragen haben. Für die weitere Betrachtung wird angenommen, daß es keine Korrelation zwischen der größten im SpaCal rekonstruierten Energie E und dem Clusterradius r_{Cl} gibt.

Es sei N die Anzahl der mit den in Abschnitt 7.3. dargestellten Schnitten selektierten Kandidaten für tiefinelastische Positron-Proton-Streuung mit $25GeV \le E \le 28GeV$, wobei der Schnitt auf r_{Cl} nicht angewendet worden ist. $N_{r_{Cl}}$ sei die Anzahl der Ereignisse aus demselben Intervall in E, bei denen zusätzlich der Schnitt auf $r_{Cl} \le 3{,}2cm$ gefordert worden ist. Daraus ergibt sich die Effizienz des Schnitts auf den Clusterradius $\varepsilon_{r_{Cl}}$ zu:

(7.3)
$$\varepsilon_{r_{Cl}} = \frac{N_{r_{Cl}}}{N} = \frac{40683}{40821} = 0{,}9966 \pm 0{,}0004$$

Eine Variation der Grenzen des zur Bestimmung von $\varepsilon_{r_{Cl}}$ betrachteten Intervalls in E um $0{,}5GeV$ führt, wie erwartet, im Rahmen des statistischen Fehlers zu keiner Veränderung des Wertes von $\varepsilon_{r_{Cl}}$.

7.4.2. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf d_{BDC}

Wie aus Abbildung 7.7. ersichtlich, liefern die Schnitte auf Δr_r und Δr_φ eine leichte Unterdrückung des Untergrunds aus Photoproduktionsereignissen. Im weiteren wird die gemeinsame Effizienz dieser beiden Schnitte, die dann als ein Schnitt auf den Abstand des Clusterschwerpunkts im SpaCal und dem nächsten in der BDC rekonstruierten Punkt mit d_{BDC} bezeichnet werden, bestimmt. Ebenfalls wird die Effizienz $\varepsilon_{d_{BDC}}$ des Schnittes aus der Stichprobe von Ereignissen der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung mit $25GeV \le E \le 28GeV$ bestimmt, da auch für die Korrelation zwischen E und d_{BDC} analog zu Gleichung (7.2) ein Wert des Korrelationskoeffizienten ρ von $\rho_{E,d_{BDC}} = 0{,}01$ bestimmt worden ist. Da zur Bestimmung von $\varepsilon_{d_{BDC}}$ auch Ereignisse benötigt werden, bei denen kein Punkt in der BDC rekonstruiert worden ist, wird hier zur Bestimmung des Auftreffpunktes der Schwerpunkt des Clusters im SpaCal verwendet.

Es sei N die Anzahl des selektierten Ereignisse aus dem angegebenen Intervall in E, bei denen der Schnitt d_{BDC} nicht angewendet worden ist und $N_{d_{BDC}}$ sei die Anzahl der selektierten Ereignisse, nach zusätzlicher Anwendung dieses Schnittes. Daraus ergibt sich:

(7.4)
$$\varepsilon_{d_{BDC}} = \frac{N_{d_{BDC}}}{N} = \frac{40683}{41285} = 0{,}9854 \pm 0{,}0002$$

Eine ebenfalls durchgeführte Variation der Grenzen des angegebenen Intervalls in E um $0,5GeV$ führt, wie erwartet, im Rahmen des statistischen Fehlers zu keiner Veränderung der Effizienz $\varepsilon_{d_{BDC}}$.

7.4.3. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf E_{had}

Ebenfalls zur Unterdrückung der Ereignisse aus Photoproduktion ist der Schnitt auf die in der hadronischen Sektion des SpaCals deponierte Energie durchgeführt worden. Auch bei diesem Schnitt können Ereignisse aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung unterdrückt worden sein, bei denen das Positron beispielsweise einen Großteil seines Laufweges in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals durch eine oder mehrere szintillierende Fasern zurückgelegt hat und somit eine Restenergie von mehr als $E_{had} = 0,5GeV$ in der hadronischen Sektion des SpaCals deponiert hat. Aus diesem Grund ist mit der Stichprobe aus Kandidaten der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung die Effizienz des Schnittes auf E_{had} überprüft worden. Analog zu den voranstehenden Abschnitten ergibt sich die Effizienz $\varepsilon_{E_{had}}$ zu:

$$\varepsilon_{E_{had}} = \frac{N_{E_{had}}}{N} = \frac{40683}{40817} = 0,9967 \pm 0,0001 \tag{7.5}$$

Um sicher zu stellen, daß die deponierten Energien der elektromagnetischen und der hadronischen Sektion für die zur Bestimmung der Effizienz benutzten Kandidaten aus der Stichprobe der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung nicht korreliert sind, ist der Korrelationskoeffizient $\rho_{E,E_{had}}$ bestimmt worden. Nach Gleichung (7.2) ergibt sich der Korrelationskoeffizient zu $\rho_{E,E_{had}} = -0,03$.

7.4.4. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf E_{Zyl}

Der Schnitt auf die Energie E_{Zyl} ist ein zusätzlicher Schnitt zur Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen. Auch für diesen Schnitt muß seine Effizienz auf Ereignisse aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung berechnet werden, um später den Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung angegeben werden kann.

Analog zu den Abschnitten zuvor ist die Effizienz $\varepsilon_{E_{Zyl}}$ aus der Stichprobe der Ereignisse aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung berechnet worden, da der Korrelationskoeffizient zu $\rho_{E,E_{Zyl}} = 0,03$ bestimmt worden ist und somit von keiner Abhängigkeit der Energie E und der Energie E_{Zyl} gesprochen werden kann. Die aus dieser Datenstichprobe bestimmt Effizienz $\varepsilon_{E_{Zyl}}$ ist auf den gesamten Energiebereich übertragbar. Die Effizienz $\varepsilon_{E_{Zyl}}$ ergibt sich zu

$$\varepsilon_{E_{Zyl}} = \frac{40683}{41109} = 0,9896 \pm 0,015 \tag{7.6}$$

7.4.5. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf Σ_z

Der Schnitt auf die Größe Σ_z stellt eine sehr effektive Unterdrückung des Untergrundes aus Photoproduktion dar. Ebenfalls werden durch diesen Schnitt Ereignisse aus tiefinelastischer

Positron-Proton-Streuung unterdrückt. Die Bestimmung der Effizienz der Größe Σ_z kann nicht aus der ausgewählten Stichprobe der Ereignisse aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung aus dem Energieintervall $[25GeV; 28GeV]$ erfolgen, da die Verteilung von Σ_z für diese Ereignisse eine sehr scharfes Maximum bei $\Sigma_z = 55GeV$ besitzen und keine Einträge unterhalb von $\Sigma_z = 40GeV$ beinhalten.

Aus Abbildung 7.8. ist jedoch ersichtlich, daß die Verteilung der zu untersuchenden Datenstichprobe sehr wohl Einträge bei Werten von $\Sigma_z < 40GeV$ enthält, die aus einem anderen Energiebereich stammen.

Ebenfalls aus Abbildung 7.8. ist ersichtlich, daß das Monte-Carlo DJANGO die Daten hinreichend genug beschreibt. Aus diesem Grund ist nur bei der Bestimmung der Effizienz ε_{Σ_z} des Schnitts auf Σ_z auf die Monte-Carlo-Stichprobe zurückgegriffen und ausnahmsweise aus der Monte-Carlo-Stichprobe bestimmt worden.

Es sei $N^{(MC)}$ die Anzahl der selektierten Ereignisse der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung aus der Monte-Carlo-Stichprobe DJANGO, wobei der Schnitt auf Σ_z nicht angewendet worden ist. $N_{\Sigma_z}^{(MC)}$ sei die Anzahl der Ereignisse aus der selben Stichprobe, bei der zusätzlich der Schnitt $\Sigma_z \geq 38GeV$ gefordert worden ist. Die Effizienz ε_{Σ_z} auf den Schnitt der Größe Σ_z ergibt sich zu:

(7.7)
$$\varepsilon_{\Sigma_z} = \frac{N_{\Sigma_z}^{(MC)}}{N^{(MC)}} = 0,9427 \pm 0,0050$$

7.4.6. Zusammenfassung der Effizienzen der Schnitte

Für die verbleibenden Schnitte ist die Effizienz aus der zu untersuchenden Stichprobe selbst bestimmt worden, da Schnitte, wie zum Beispiel auf die z-Komponente des Wechselwirkungspunktes oder auf den Auftreffpunkt des Teilchens auf das SpaCal, unabhängig von dem betrachteten Ereignis sind.

Eine Zusammenstellung der bestimmten Effizienzen auf die angewendeten Schnitte ist in Tabelle 7.5. gegeben. Im weiteren wird davon ausgegangen, daß die Effizienzen unabhängig von einander sind und daß sich die totale Effizienz aus der Bildung des Produkts der Effizienzen der Schnitte S6-S10 ergibt. Die totale Effizienz ε_{tot} der Schnitte auf die Stichprobe für Kandidaten der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung ergibt sich somit zu:

(7.8)
$$\varepsilon_{tot} = 0,5985 \pm 0,0223$$

Hierbei ist ein systematischer Fehler von 2% angesetzt worden, der sich beispielsweise aus folgenden systematischen Fehlern ergibt:

- Die Effizienzen der einzelnen Schnitte sind nicht völlig unkorreliert. Jedoch liegen die Werte der Effizienzen sehr nahe bei 1, so daß eine Korrelation zwischen den ermittelten Effizienzen einen vernachlässigbaren Einfluß hat.
- Detektoreffekte, wie der Einfluß passiven Materials, führen ebenso zu systematischen Fehlen wie die Bestimmung des Clusterradius beispielsweise.

Nr.	Schnitt	Effizienz
S1	$8GeV \le E \le 30GeV$	$\varepsilon_{IET} = 0,9998 \pm 0,0002$
S2	$E_{Veto} \le 1GeV$	$\varepsilon_{E_{Veto}} = 1,0000 \pm 0,0001$
S3	$r_{auf} \ge 9,05cm$	$\varepsilon_{r_{auf}} = 0,7802 \pm 0,0017$
S4	$39,136cm \le z_{WWP} \le 102,928$	$\varepsilon_{z_{wwp}} = 0,8495 \pm 0,0156$
S5	$12ns \le t \le 23ns$	$\varepsilon_{t} = 0,9892 \pm 0,0003$
S6	$r_{Cl} \le 3,2cm$	$\varepsilon_{r_{Cl}} = 0,9966 \pm 0,0005$
S7	$E_{had} \le 0,5GeV$	$\varepsilon_{E_{had}} = 0,9967 \pm 0,0001$
S8	$E_{Zyl} \le 0,2GeV$	$\varepsilon_{E_{Zyl}} = 0,9896 \pm 0,0150$
S9	$\Delta r_r \le 2cm$ $\Delta r_\varphi \le 2,5cm$	$\varepsilon_{d_{BDC}} = 0,9854 \pm 0,0002$
S10	$\Sigma_z > 38GeV$	$\varepsilon_{\Sigma_z} = 0,9427 \pm 0,0050$
Summe, S1 - S10		$\varepsilon_{S1-S10} = 0,599 \pm 0,022 \pm 0,020$
Summe, total (S6-S10)		$\varepsilon_{tot} = 0,913 \pm 0,016 \pm 0,020$

Tabelle 7.5: Zusammenfassung der Effizienzen der verschiedenen zur Selektion benutzten Schnitte.

7.5. Bestimmung des Wirkungsquerschnitts aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung

Nach der Selektion der Ereignisse in Abschnitt 7.3. und der Bestimmung der Effizienz der zur Selektion verwendeten Schnitte in Abschnitt 7.4. kann in diesem Abschnitt der Wirkungsquerschnitt σ für die tiefinelastische Positron-Proton-Streuung anhand einer nahezu untergrundfreien Datenstichprobe aus der Datennahmeperiode 1995 bestimmt werden. Hierzu muß unter Verwendung von Gleichung (3.1) und der zuvor bestimmten totalen Effizienz ε_{tot} die Anzahl der in der Datenstichprobe enthaltenen Ereignisse $N_{Stichprobe}$ normiert werden und daraus, wie folgt, der Wirkungsquerschnitt σ berechnet werden:

$$\sigma = \frac{1}{\mathcal{L}} N_{ideal} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{\left(N_{Stichprobe} - N_{Untergrund}\right)}{\varepsilon_{tot}} = \frac{1nb}{121,1} \frac{(91872 - 916)}{0,913} \tag{7.9}$$

Hierbei ist N_{ideal} die Anzahl der Ereignisse, die idealerweise aufgetreten wäre, wenn die zu untersuchende Datenstichprobe nicht durch störenden Untergrund verunreinigt worden wäre und keine Selektionsschnitte hätten durchgeführt werden müssen. $N_{Stichprobe} = 91872$ gibt die Anzahl der Ereignisse aus Datenstichprobe nach allen Schnitten und $N_{Untergrund} = 916$ gibt den verbleibenden Untergrund aus Photoproduktionsereignissen, die aus der Monte-Carlo-Stichprobe PHOJET abgeschätzt worden sind. Die integrierte Luminosität der analysierten Datenstichprobe beträgt $\mathcal{L} = (121,4 \pm 6,2)/nb$.

In Abbildung 7.13. ist der differentielle Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dE$ für die tiefinelastische Positron-Proton-Streuung gegen die Energie in Intervallen von $\Delta E = 0,28GeV$ aufgetra-

gen. Ebenfalls eingezeichnet ist der differentielle Wirkungsquerschnitt des Monte-Carlo DJANGO unter Verwendung der Parametrisierung der Protonstrukturfunktion nach Glück-Reya-Vogt aus dem Jahre 1994 [Glü 95]. Zusätzlich ist die erhaltenen Verteilung des Monte-Carlos PHOJET zur Beschreibung des verbleibenden Untergrundes eingezeichnet worden. Der verbleibende Untergrund aus Photoproduktionsereignissen, der hier durch die simulierten PHOJET-Ereignisse dargestellt ist, trägt so wenig zur gesamten Datenstichprobe bei, daß er nur unter Verwendung einer logarithmischen Darstellung der Ordinate kenntlich gemacht werden konnte. Die ebenfalls eingezeichnete Kombination der beiden Monte-Carlo-Stichproben zeigt über den gesamten Energiebereich eine sehr gute Übereinstimmung mit der Datenstichprobe. Lediglich in den Energieintervallen des kinematischen Maximums ist eine leichte Abweichung zwischen der Datenstichprobe und der Monte-Carlo-Stichprobe DJANGO zu erkennen. Dies beruht auf der Tatsache, daß die Auflösung des SpaCals bei der Simulation der Ereignisse zu gut angenommen worden ist. Beide Monte-Carlo-Stichproben sind über die Luminosität an die Datenstichprobe angepaßt worden.

Der differentielle Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d\theta$ ist in Abbildung 7.14. gegen den Streuwinkel θ in Winkelintervallen von $\Delta\theta = \frac{1}{3}°$ aufgetragen. Des weiteren sind in Abbildung 7.14. zum Vergleich zu den gemessenen Daten der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Monte-Carlo-Stichproben DJANGO und PHOJET gegen den Streuwinkel θ eingezeichnet. Die Kombination der beiden Monte-Carlo-Stichproben ist in Abbildung 7.14. nicht von der Monte-Carlo-Stichprobe DJANGO zu unterscheiden. Dies ergibt sich aus der um durchschnittlich zwei Größenordnungen geringeren aber formgleichen Verteilung der PHOJET-Stichprobe gegenüber der DJANGO-Stichprobe. Insgesamt ergibt sich eine akzeptable Übereinstimmung zwischen der Datenstichprobe und der Kombination der Monte-Carlo-Stichproben.

Aus den beiden dargestellten Observablen, der Energie E des gestreuten Positrons und dessen Streuwinkel θ, wird anhand der in Abschnitt 2.1.2. definierten Gleichungen (2.6) und (2.7) die kinematischen Variablen y und Q^2 berechnet.

In Abbildung 7.15. ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ in Intervallen von $\Delta Q^2 = 1GeV^2$ gegen Q^2 aufgetragen. Auch hier ist zu erkennen, daß der Beitrag des ebenfalls eingezeichneten Untergrundes aus Photoproduktionsereignissen deutlich zwei Größenordnungen unterhalb des der Datenstichprobe und der Monte-Carlo-Stichprobe DJANGO liegt. Selbst in der logarithmischen Darstellung der Ordinate trägt der Beitrag des Ereignisse aus Photoproduktion aus der Simulation mit dem Monte-Carlo PHOJET als nicht nennenswerter Beitrag zur Kombination der beiden Monte-Carlo-Stichproben bei. Der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt stimmt mit dem aus den Monte-Carlo-Stichproben ermittelte Wirkungsquerschnitt überein.

Auf gleiche Weise ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dy$ gegen den Inelastizitätsparameter y, dessen Verteilung in Abbildung 7.16. doppeltlogarithmisch dargestellt ist. Die Intervallgröße der Darstellung in y beträgt $\Delta\log(y) = 0{,}04$. Auch hier kann anhand der ebenfalls eingezeichneten Monte-Carlo-Stichprobe PHOJET gefolgert werden, daß der Beitrag der noch verbleibenden Ereignisse aus Photoproduktion maximal in drei Intervallen bei großen Werten von y bemerkbar ist. Der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dy$ stimmt gut mit dem aus der Kombination der simulierten Monte-Carlo-Stichproben überein.

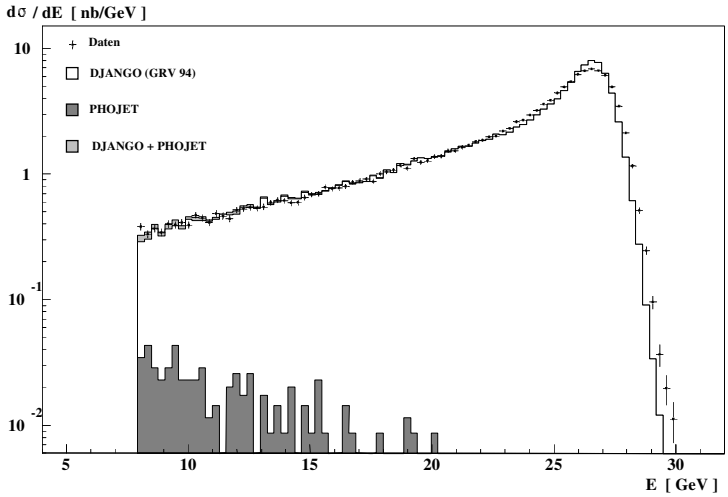


Abbildung 7.13.: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE$ aufgetragen gegen die Energie E.

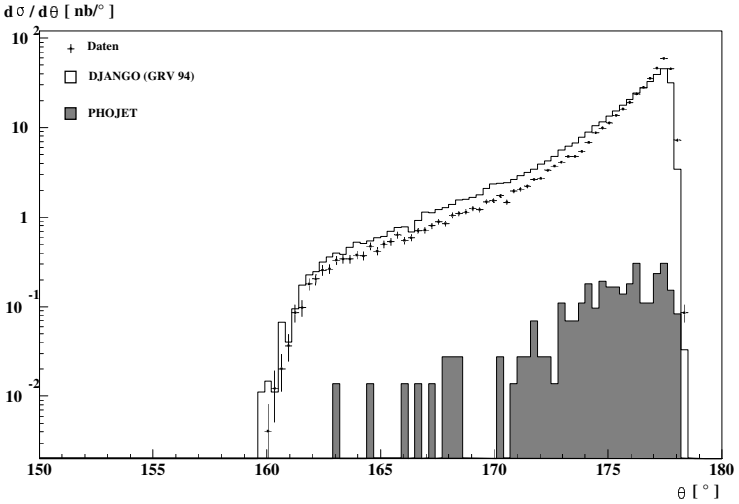


Abbildung 7.14.: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\theta$ gegen den Streuwinkel θ aufgetragen.

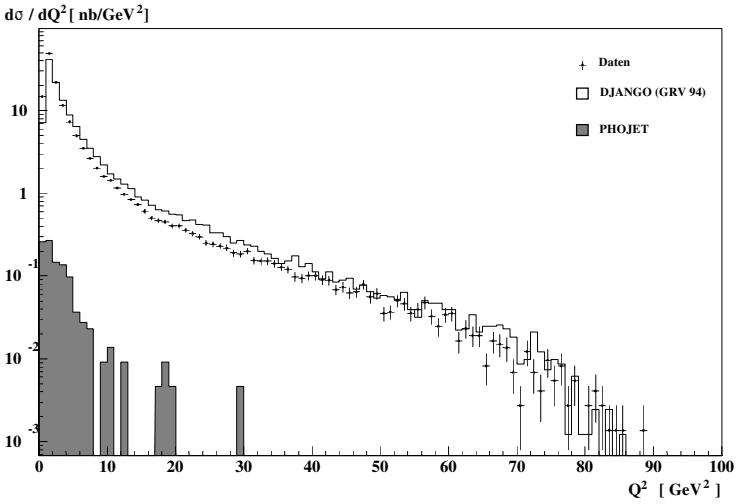


Abbildung 7.15.: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ gegen die kinematischen Variablen Q^2 aufgetragen.

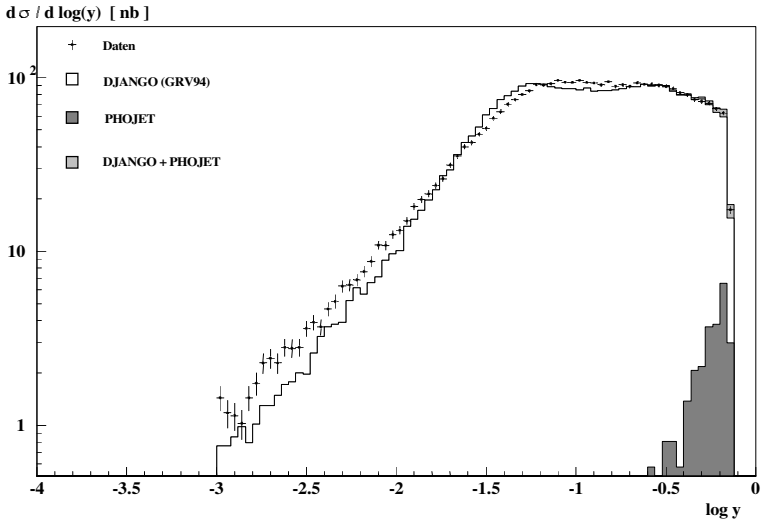


Abbildung 7.16.: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dy$ aufgetragen gegen die kinematischen Variablen y.

Die Auflösung für y, die sich nach Gleichung (2.9) aus der Auflösung der beiden gemessenen Observablen E und θ bestimmt, ist in jeweils drei Winkel- und Energiebereichen untersucht worden.

Die Auflösung von y kann nur aus der Monte-Carlo-Stichprobe DJANGO bestimmt werden, da der tatsächliche, generierte Wert $y_{gen}^{(MC)}$ mit dem simulierten Wert $y^{(MC)}$ verglichen werden muß. Hierzu ist folgender Quotient gebildet worden:

(7.10)
$$q_y = \frac{y^{(MC)} - y_{gen}^{(MC)}}{y_{gen}^{(MC)}}$$

Die Breite der Verteilung des Quotienten q_y für jede betrachtete Kombination der drei Intervalle in E und θ ist in Tabelle 7.6. für verschiedene Schnitte auf y selbst zusammengestellt. Es ist ersichtlich, daß nur für den Energiebereich $22GeV < E \leq 30GeV$ unabhängig vom Winkelbereich in θ die Auflösung von y größer als 10% wird. Durch Erhöhen der Schnittgrenze auf y läßt sich die Auflösung, wie zu erwarten, erheblich verbessern. So ist beispielsweise die Auflösung von y für einen Schnitt auf y mit $y \geq 0{,}05$ immer besser als 30%. Diese Auflösung von y ist für die weiteren Betrachtungen ausreichend, so daß zur Bestimmung der Bjorkenschen Skalenvariablen x_B aus y und Q^2 eine Schnitt auf y mit $y \geq 0{,}05$ gemacht worden ist. Dieser Schnitt entspricht in etwa einem Schnitt in der Energie bei $E = 26{,}2GeV$, wohingegen der Schnitt in der Energie bei $E = 8GeV$ ziemlich genau einem Schnitt in y bei $y = 0{,}7$ entspricht. Die interessanten Ereignisse, die Einfluß an der Bestimmung kleiner Werte von x_B finden, liegen in dem Energieintervall $8GeV \leq E \leq 14GeV$, für das ein wesentlich besserer Wert für die Auflösung von y angegeben werden kann.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_B$ für die tiefinelastische Positron-Proton-Streuung ist in Abbildung 7.17. gegen den Logarithmus der Bjorkenschen Skalenvariablen x_B aufgetragen. Die ebenfalls eingezeichneten Verteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts aus den Monte-Carlo-Stichproben DJANGO und PHOJET, zeigen eine gut Übereinstimmung der gemessenen Daten für Werte von $x_B > 10^{-4}$.

σ_y / y		$160 \le \theta \le 166$	$166 < \theta \le 172$	$172 < \theta \le 178$
$8 \le E \le 14$		0,056	0,051	0,048
$14 < E \le 22$		0,070	0,074	0,079
$22 < E \le 30$	$y \ge 0$	0,426	0,520	0,675
	$y \ge 0{,}05$	0,259	0,238	0,289
	$y \ge 0{,}10$	0,173	0,164	0,193
	$y \ge 0{,}15$	0,123	0,134	0,154

Tabelle 7.6.: Auflösung des Inelastizitätsparameters *y* für je drei Winkel- und Energiebereiche.

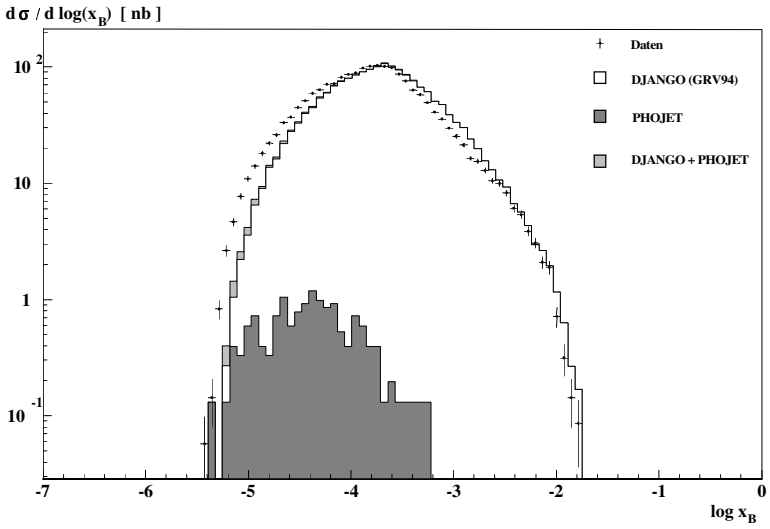


Abbildung 7.17.: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_B$ aufgetragen gegen die Bjorkenschen Skalenvariablen x_B.

Für Werte oberhalb von $x_B = 10^{-4}$ ist die Strukturfunktion des Protons aus Messungen vergangener Jahre bekannt, so daß die Parametrisierung der Strukturfunktion in dem Generator DJANGO entsprechend der Parametrisierung nach GRV94 [Glü 95] eingearbeitet worden ist. Die Bestimmung der Protonstrukturfunktion für Werte kleiner als $x_B = 10^{-4}$ ist vor dem Einbau des SpaCals nicht mit hinreichender Genauigkeit möglich gewesen. In diesem Bereich leistet das SpaCal eine Messung der zur Berechnung der Protonstrukturfunktion benötigten Daten in x_B und Q^2 von einer ganzen Größenordnung in x_B. Es ist ebenfalls aus Abbildung 7.17. zu entnehmen, daß bei kleinen Werten von x_B der störende Untergrund durch Ereignisse aus Photoproduktion trotz seines minimalen Gesamtbeitrags zur Datenstichprobe die Messung der Ereignisse für kleine x_B stark beeinflußt. Künftige Analysen bleibt die Aufgabe gestellt, den Anteil der Ereignisse aus Photoproduktion in diesem Bereich von x_B weiter zu unterdrücken und somit eine Bestimmung der Strukturfunktion des Protons zu ermöglichen.

7.6. Ausblick auf zukünftige Ergebnisse

Wie schon im letzten Abschnitt angedeutet, ist es möglich, mit den vom SpaCal gelieferten Daten die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons zu bestimmen. Dies ist eine Hauptaufgabe

der Experimente bei HERA. Der Detektor H1 ermöglicht mit dem Einbau des SpaCals eine Erweiterung der Meßwerte in x_B um eine Größenordnung zu kleinen Werten von x_B hin.

7.7. Zusammenfassung der Analyse

Die vorliegende Analyse beschäftigt sich mit einem Teil der Daten aus der Datennahmeperiode 1995. In die Analyse haben nur Ereignisse Eingang gefunden, deren nomineller Wechselwirkungspunkt um $70cm$ in Protonenflugrichtung verschoben gewesen ist, um die tiefinelastische Positron-Proton-Streuung mit dem SpaCal unter sehr großen Winkeln bezogen auf die Flugrichtung der Protonen untersuchen zu können.

Es ist gezeigt worden, daß trotz restriktiver Schnitte zur Vermeidung von Leckverlusten der im Kalorimeter deponierten Energie in die Strahlröhre hinein Ereignisse mit einem maximalen Winkel von $\theta_{max} = 178°$ beobachtet werden konnten. Die Unterdrückung des störenden Untergrundes aus Photoproduktionsereignissen ist insbesondere durch Selektionsschnitte, die die Eigenschaften des SpaCals ausnutzen, wie zum Beispiel die hohe Granularität, sehr effektiv gestaltet worden.

In der Analyse fand ein Schnitt auf die minimale, deponierte Energie des gestreuten Positrons von $E = 8GeV$ Eingang. Dieser Schnitt mußte nicht wie in den vielen vorangegangenen Analysen zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung wegen der Dominanz des Untergrundes aus Photoproduktionsereignissen in diesem Energiebereich angesetzt werden, sondern, weil die Effizienz der niedrigsten Triggerschwellen des SpaCal-IET-Triggers unterhalb von Energien von $E_{min} = 8GeV$ innerhalb eines Energieintervalls von $\Delta E = 2,5GeV$ von 100% auf 0% abfällt. Als Konsequenz hieraus sind alle Triggerschwellen des SpaCal-IET-Triggers für die Datennahmeperiode 1996 deutlich unter die Energie $E_{min} = 8GeV$ abgesenkt worden.

Die Analyse hat gezeigt, daß eine Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ des Protons für Bereiche der Bjokenschen Skalenvariablen $4 \cdot 10^{-6} \le x_B \le 10^{-2}$ und für Bereiche des Impulsübertrags $0,5GeV^2 \le Q^2 \le 80GeV^2$ möglich ist.

8. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung und dem Bau eines Kalibrationssystems für das neue rückwärtige Kalorimeter SpaCal im Detektor H1 an der Speicherringanlage HERA und der Analyse erster Daten, die mit dem SpaCal in der Datennahmeperiode 1995 genommen worden sind.

Das Kalibrationssystem CAM beobachtet die Verstärkung der 1340 verwendeten Photomultiplier des SpaCals und korrigiert deren Schwankungen während der Datenverarbeitung der physikalisch interessanten Ereignisse. Nur durch diese Korrektur werden die Designwerte des SpaCals für die Bestimmung der deponierten Energie eines Teilchens erreicht. Die Korrektur der Meßergebnisse wird ausführlich dargestellt und eine Vielzahl von speziellen Anwendungen des CAM-Systems erläutert.

Außer zur Korrektur von Verstärkungsschwankungen der Photomultiplier kann das CAM-System zur Kalibration der Zellen des SpaCals benutzt werden. Mit Hilfe des CAM-Systems ist eine Kalibration mit einer Genauigkeit von 20% erreicht worden.

Die verschiedenen Methoden zur Kalibration des SpaCals werden in der vorliegenden Arbeit detailliert beschrieben und deren Anwendung aufgezeigt. Mit einem gemeinsam [Jan 95] entwickelten Kalibrationsalgorithmus, der die Energiedeposition in mehreren Zellen des SpaCals für ein Ereignis in die Kalibration einbezieht, ist die absolute Kalibration für die meisten Zellen des SpaCals mit einem Fehler von weniger als 1% durchgeführt worden. Zur Kombination der verschiedenen Kalibrationskonstanten, deren Daten zu verschiedenen Zeitpunkten aufgezeichnet worden sind, ist erneut das CAM-System benutzt worden, um das instabile Verhalten der Photomultiplier herausrechnen zu können. Die im letzten Teil dieser Arbeit vorgestellte Analyse der Daten aus der Datennahmeperiode 1995 zeigt die Funktionalität aller Komponenten des SpaCals und die gute Qualität der benutzten Datenstichprobe. Mit dem Einbau des SpaCals in den Detektor H1 ist bei HERA ein neuer kinematischer Bereich zugänglich geworden, der mit dieser Analyse erforscht worden ist. Ausgedrückt in der Bjorkenschen Skalenvariablen x_B ist erstmals ein Bereich für $x_B < 10^{-4}$ zugänglich geworden, der weitere Erkenntnisse über die Struktur des Protons aus der Positron-Proton-Streuung gewinnen läßt.

Anhänge

Anhang A) Schaltplan eines CAM-Moduls

Ein CAM-Modul setzt sich logisch aus einer Feldbus-Einheit, einer Einheit zur Spannungsversorgung der im CAM-Modul befindlichen LEDs, einer Einheit zum Abgleich der zeitlichen Ansteuerung der LEDs und jeweils 5 Einheiten des LED-Pulsers und des Photodiodenempfängers zusammen.

Die Einheit des Feldbus ist in Abbildung A.1. dargestellt. Der Feldbus hat die Aufgabe, den seriell eintreffenden Datensatz aus 16 Bit auf die CAM-Adresse hin zu prüfen und gegebenenfalls die Informationen über LED-Muster und Länge des elektrischen Ansteuerungssignals weiterzuleiten. Auf der linken Seite befindet sich im oberen Teil der Abbildung der Eingang der Feldbus-Einheit und im unteren Teil der Ausgang. Der Schalter, an dem die Adresse des CAM-Moduls fest eingestellt ist, ist im rechten Teil der Abbildung mit DIP-Schalter bezeichnet. Als interne CAM-Modul-Schnittstelle kann die Übergabe der Informationen gelten, die unten rechts in der Abbildung dargestellt ist.

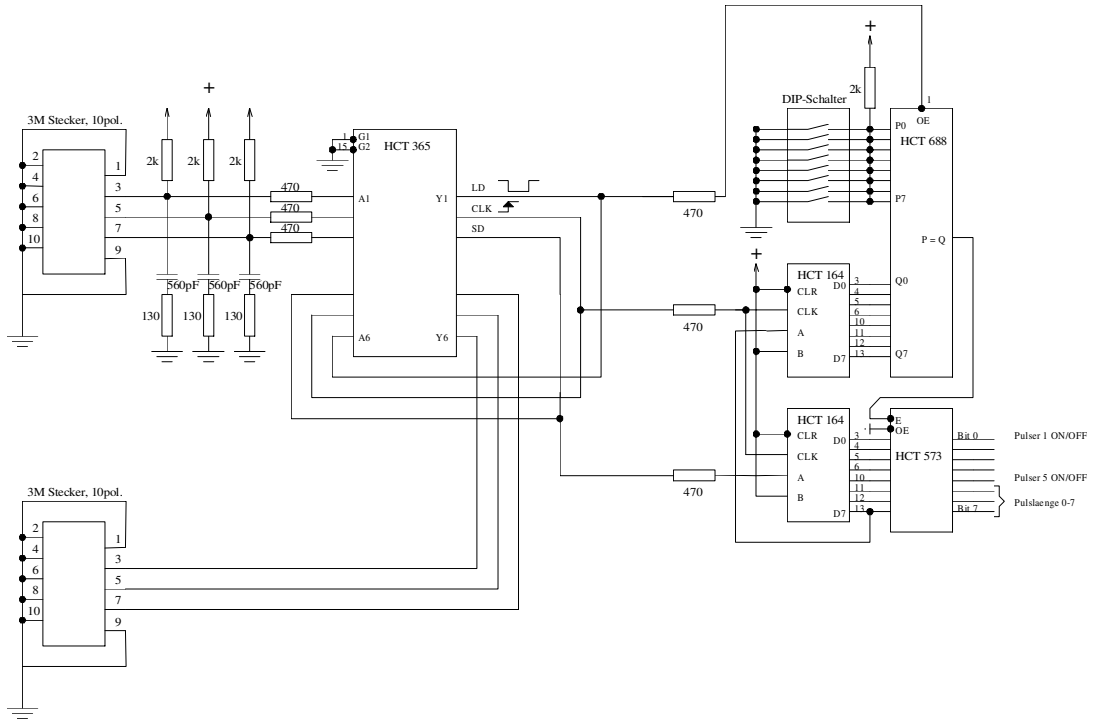


Abbildung A.1.: Feldbus-Einheit, einmal je CAM-Modul

Die Schaltung zur Erzeugung des bipolaren Ansteuerungssignals der LED ist in Abbildung A.2. dargestellt. In der Zeichnung ist angedeutet, daß vier Transitoren parallel zu einander benötigt werden, um die hohen Ströme während des Aufleuchtens der LED zu Verfügung zu stellen.

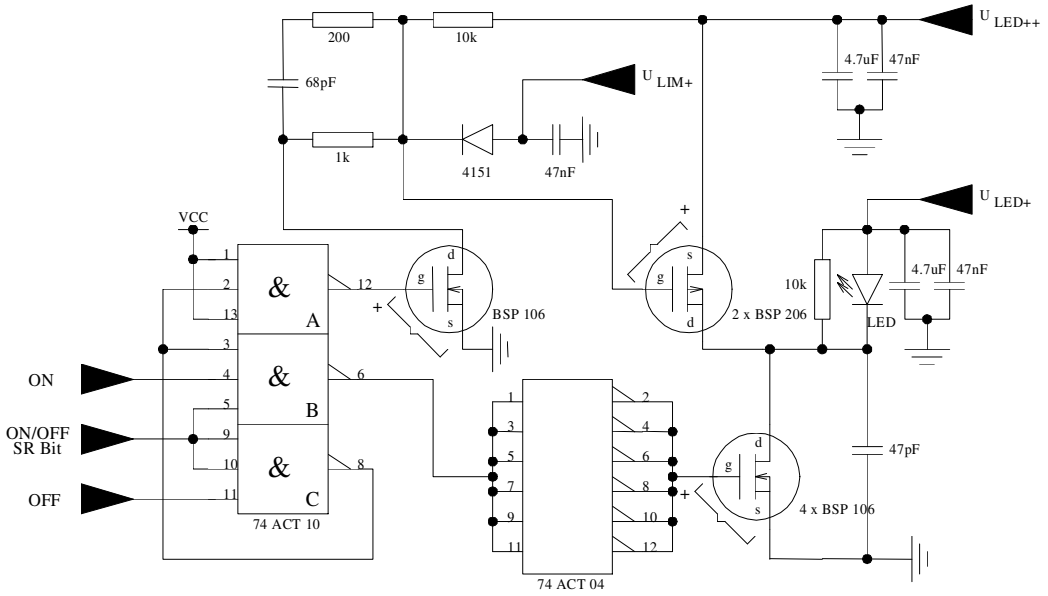


Abbildung A.2: LED-Pulser, fünfmal je CAM-Modul

In Abbildung A.3. ist die Möglichkeit dargestellt, das ankommende Triggersignal für ein CAM-Modul in Schritten von $\Delta t_{delay}^{CAM} = 2,3ns$ zu justieren. Diese Justage erfolgt an der eingezeichneten Lötbrücke.

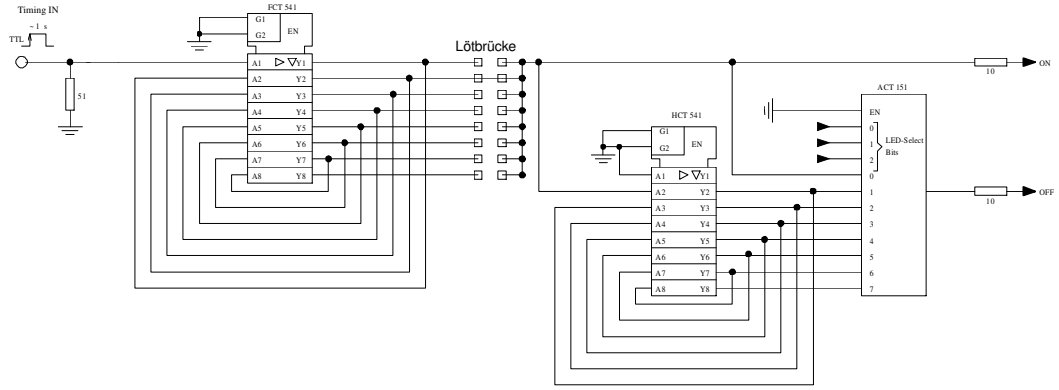


Abbildung A.3: LED-Zeitsteuerung, einmal je CAM-Modul

Desweiteren ist in Abbildung A.4. die Spannungsversorgung des CAM-Moduls dargestellt.

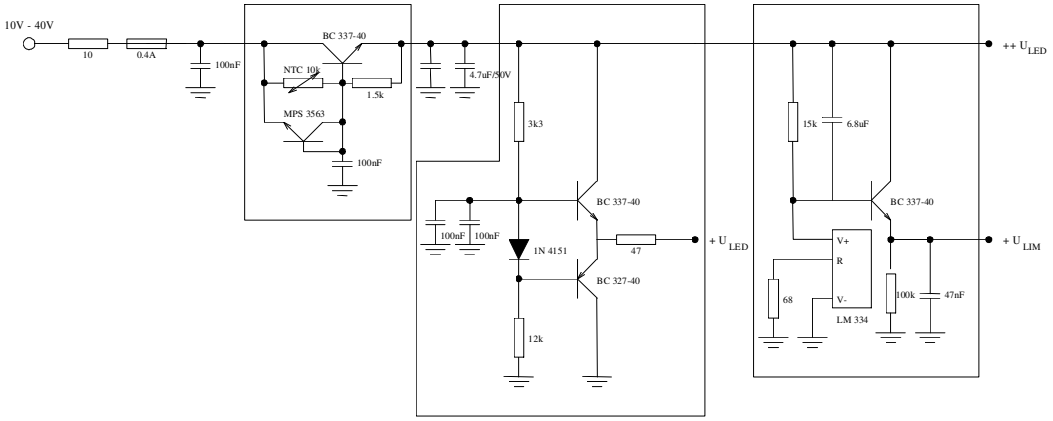


Abbildung A.4.: LED-Spannungsversorgung, einmal je CAM-Modul

Die Empfangseinheit der Photodiode ist in Abbildung A.5. dargestellt. Ihre Aufgabe besteht darin das Photodiodensignal zu Verstärken und haupsächlich in der Anpassung des verstärkten Signals an die Eigenschaften des Auslesekabels.

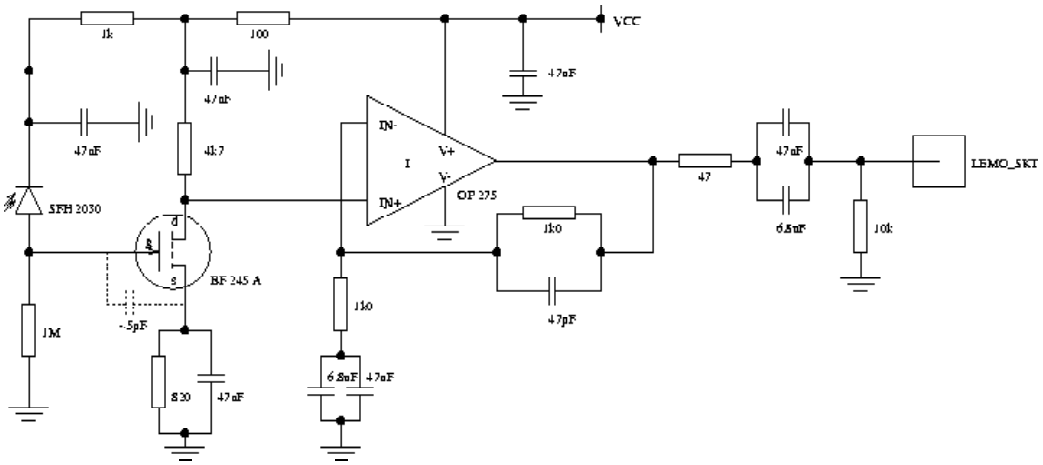


Abbildung A.5.: Photodioden-Empfänger, fünfmal je CAM-Modul

Anhang B)Datenbänke des CAM-Systems

Die Datenbank SCAM

Die Bank SCAM gibt die Anzahl der optischen Systeme für jedes CAM-Modul an. In der ersten Zeile ist die Nummer des CAM-Moduls aufgeführt und in der zweiten Zeile die Anzahl der optischen Systeme bezogen auf das jeweilige CAM-Modul.

```
SCAM   ! -------------------------------
!     CAM PARAMETERS                                for 1995
!
!    row  -  continous CAM-numbering
!            had part:  1-> 9
!            em  part: 10->77
!
!
! 1 NCAM  1 -> 97   modul number related to mechanic number
!                    in em  part (mec num: wxyz ncam: xy )
!                    in had part 1 -> 9
!
!
!
! 2 NPD   number of photodiods in the CAM module
!
! 3 SDPD  pointer to first connected photodiode in SDPD-bank
!
!     COL.       ROWS
! -------------------
        3          77
! -------------------------------------
         1          4          1  !         1
         2          4          5  !         2
         3          4          9  !         3
         4          2         13  !         4
         5          4         15  !         5
         6          4         19  !         6
         7          4         23  !         7
         8          4         27  !         8
         9          4         31  !         9
        13          5         35  !        10
        14          5         40  !        11
        15          5         45  !        12
        16          5         50  !        13
        17          5         55  !        14
        22          5         60  !        15
        23          4         65  !        16
        24          4         69  !        17
        25          4         73  !        18
        26          4         77  !        19
        27          4         81  !        20
        28          5         85  !        21
        31          5         90  !        22
        32          4         95  !        23
        33          4         99  !        24
        34          4        103  !        25
        35          4        107  !        26
        36          4        111  !        27
        37          4        115  !        28
        38          4        119  !        29
        39          5        123  !        30
        41          5        128  !        31
        42          4        133  !        32
        43          4        137  !        33
        44          4        141  !        34
        45          5        145  !        35
        46          4        150  !        36
        47          4        154  !        37
        48          4        158  !        38
        49          5        162  !        39
        51          5        167  !        40
        52          4        172  !        41
        53          4        176  !        42
        54          5        180  !        43
        56          5        185  !        44
        57          4        190  !        45
        58          5        194  !        46
        59          5        199  !        47
        61          5        204  !        48
        62          4        209  !        49
        63          4        213  !        50
        64          4        217  !        51
        65          5        221  !        52
        66          4        226  !        53
        67          4        230  !        54
        68          4        234  !        55
        69          5        238  !        56
        71          5        243  !        57
        72          4        248  !        58
        73          4        252  !        59
        74          4        256  !        60
        75          4        260  !        61
        76          4        264  !        62
        77          4        268  !        63
        78          4        272  !        64
        79          5        276  !        65
        82          5        281  !        66
        83          4        286  !        67
        84          4        290  !        68
        85          4        294  !        69
        86          4        298  !        70
        87          4        302  !        71
        88          5        306  !        72
        93          5        311  !        73
        94          5        316  !        74
        95          5        321  !        75
        96          5        326  !        76
        97          5        331  !        77
```

```
SCAM   ! -------------------------------
!     CAM PARAMETERS                                for 1996
!
!     row  -  continous CAM-numbering
!             had part:  1-> 11
!             em  part: 12->79
!             BPLG    : 80,81
!
! 1  NCAM   1 -> 97   modul number related to mechanic number
!                     in em  part (mec num: wxyz   ncam: xy )
!                     in had part 1 -> 11
!                     new CAMs in 1996: 10,11
!                     in BPLG     101,102
!
! 2  NPD    number of photodiods in the CAM module
!
! 3  SDPD   pointer to first connected photodiode in SDPD-bank
!
!     COL.       ROWS
! -------------------
        3          81
! -------------------------------------
         1          4          1  !         1
         2          4          5  !         2
         3          4          9  !         3
         4          2         13  !         4
         5          4         15  !         5
         6          4         19  !         6
         7          4         23  !         7
         8          4         27  !         8
         9          4         31  !         9
        10          2        336  !        10
        11          2        338  !        11
        13          5         35  !        12
        14          5         40  !        13
        15          5         45  !        14
        16          5         50  !        15
        17          5         55  !        16
        22          5         60  !        17
        23          4         65  !        18
        24          4         69  !        19
        25          4         73  !        20
        26          4         77  !        21
        27          4         81  !        22
        28          5         85  !        23
        31          5         90  !        24
        32          4         95  !        25
        33          4         99  !        26
        34          4        103  !        27
        35          4        107  !        28
        36          4        111  !        29
        37          4        115  !        30
        38          4        119  !        31
        39          5        123  !        32
        41          5        128  !        33
        42          4        133  !        34
        43          4        137  !        35
        44          4        141  !        36
        45          5        145  !        37
        46          4        150  !        38
        47          4        154  !        39
        48          4        158  !        40
        49          5        162  !        41
        51          5        167  !        42
        52          4        172  !        43
        53          4        176  !        44
        54          5        180  !        45
        56          5        185  !        46
        57          4        190  !        47
        58          5        194  !        48
        59          5        199  !        49
        61          5        204  !        50
        62          4        209  !        51
        63          4        213  !        52
        64          4        217  !        53
        65          5        221  !        54
        66          4        226  !        55
        67          4        230  !        56
        68          4        234  !        57
        69          5        238  !        58
        71          5        243  !        59
        72          4        248  !        60
        73          4        252  !        61
        74          4        256  !        62
        75          4        260  !        63
        76          4        264  !        64
        77          4        268  !        65
        78          4        272  !        66
        79          5        276  !        67
        82          5        281  !        68
        83          4        286  !        69
        84          4        290  !        70
        85          4        294  !        71
        86          4        298  !        72
        87          4        302  !        73
        88          5        306  !        74
        93          5        311  !        75
        94          5        316  !        76
        95          5        321  !        77
        96          5        326  !        78
        97          5        331  !        79
       101          2        340  !        80
       102          2        342  !        81
```

Die Datenbank SPAT

Die Bank SPAT gibt für jedes CAM-Modul das ausgewählte LED-Muster und die Pulslänge der LED-Signale vor. Diese Bank ist für das Jahr 1996 gegenüber 1995 geändert worden, da zusätzliche CAM-Module in das SpaCal eingebaut worden sind und andererseit während der Datennahmeperiode 1996 alle LEDs zur Beobachtung der Verstärkung der Photomultiplier herangezogen wird.

```
SPAT   ! -------------------------------
!     CAM pattern and pulslength   for 1995
!
!     rows -  number of CAM modules
!             EM  part - 68
!             HAD part -  9
!
!
!     1. col - address of the CAM module
!     2. col - pattern
!     3. col - pulse lenght
!
!      col.      rows
! ------------------
          3         77
! ------------------------------------
      1      3            1
      2      3            1
      3      3            1
      4      1            1
      5      3            1
      6      3            1
      7      3            1
      8      3            1
      9      3            1
     13     19            4
     14      3            4
     15     19            4
     16      3            4
     17     19            4
     22      3            4
     23      3            4
     24      3            4
     25      3            4
     26      3            4
     27      3            4
     28      3            4
     31     19            4
     32      3            4
     33      3            4
     34      3            4
     35      3            4
     36      3            4
     37      3            4
     38      3            4
     39     19            4
     41      3            4
     42      3            4
     43      3            4
     44      3            4
     45      3            4
     46      3            4
     47      3            4
     48      3            4
     49      3            4
     51     19            4
     52      3            4
     53      3            4
     54     19            4
     56     19            4
     57      3            4
     58      3            4
     59     19            4
     61      3            4
     62      3            4
     63      3            4
     64      3            4
     65      3            4
     66      3            4
     67      3            4
     68      3            4
     69      3            4
     71     19            4
     72      3            4
     73      3            4
     74      3            4
     75      3            4
     76      3            4
     77      3            4
     78      3            4
     79     19            4
     82      3            4
     83      3            4
     84      3            4
     85      3            4
     86      3            4
     87      3            4
     88      3            4
     93     19            4
     94      3            4
     95     19            4
     96      3            4
     97     19            4
```

```
SPAT   ! -------------------------------
!     CAM pattern and pulslength   for 1996
!
!     rows -  number of CAM modules
!             EM  part - 68
!             HAD part - 11
!             BPlug    -  2
!
!     1. col - address of the CAM module
!     2. col - pattern
!     3. col - pulse lenght
!
!      col.      rows
! ------------------
          3         81
! ------------------------------------
      1     31            1
      2     31            1
      3     31            1
      4     31            1
      5     31            1
      6     31            1
      7     31            1
      8     31            1
      9     31            1
     10     31            1
     11     31            1
     13     31            4
     14     31            4
     15     31            4
     16     31            4
     17     31            4
     22     31            4
     23     31            4
     24     31            4
     25     31            4
     26     31            4
     27     31            4
     28     31            4
     31     31            4
     32     31            4
     33     31            4
     34     31            4
     35     31            4
     36     31            4
     37     31            4
     38     31            4
     39     31            4
     41     31            4
     42     31            4
     43     31            4
     44     31            4
     45     31            4
     46     31            4
     47     31            4
     48     31            4
     49     31            4
     51     31            4
     52     31            4
     53     31            4
     54     31            4
     56     31            4
     57     31            4
     58     31            4
     59     31            4
     61     31            4
     62     31            4
     63     31            4
     64     31            4
     65     31            4
     66     31            4
     67     31            4
     68     31            4
     69     31            4
     71     31            4
     72     31            4
     73     31            4
     74     31            4
     75     31            4
     76     31            4
     77     31            4
     78     31            4
     79     31            4
     82     31            4
     83     31            4
     84     31            4
     85     31            4
     86     31            4
     87     31            4
     88     31            4
     93     31            4
     94     31            4
     95     31            4
     96     31            4
     97     31            4
    101     31            1
    102     31            1
```

Anhang C) Numerierungsschemata des CAM-Systems und des SpaCals

Die elektromagnetische Sektion des SpaCals:

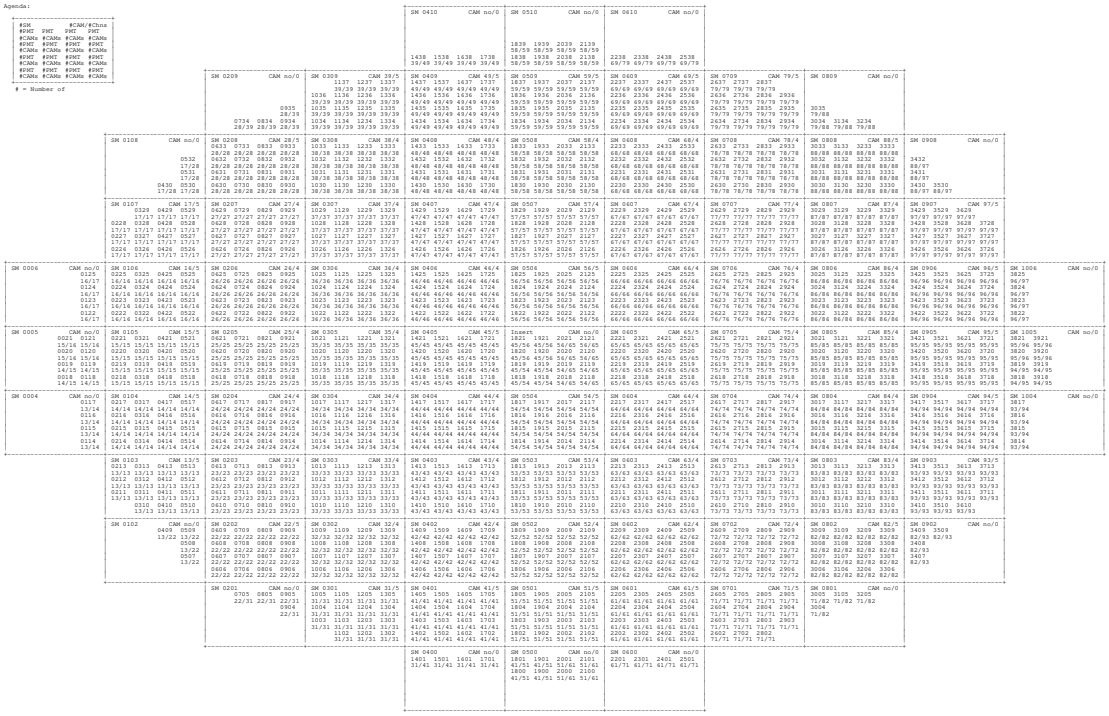


Abbildung C.1.: Das Numerierungsschema des CAM-Systems auf der elektromagnetischen Sektion des SpaCals.

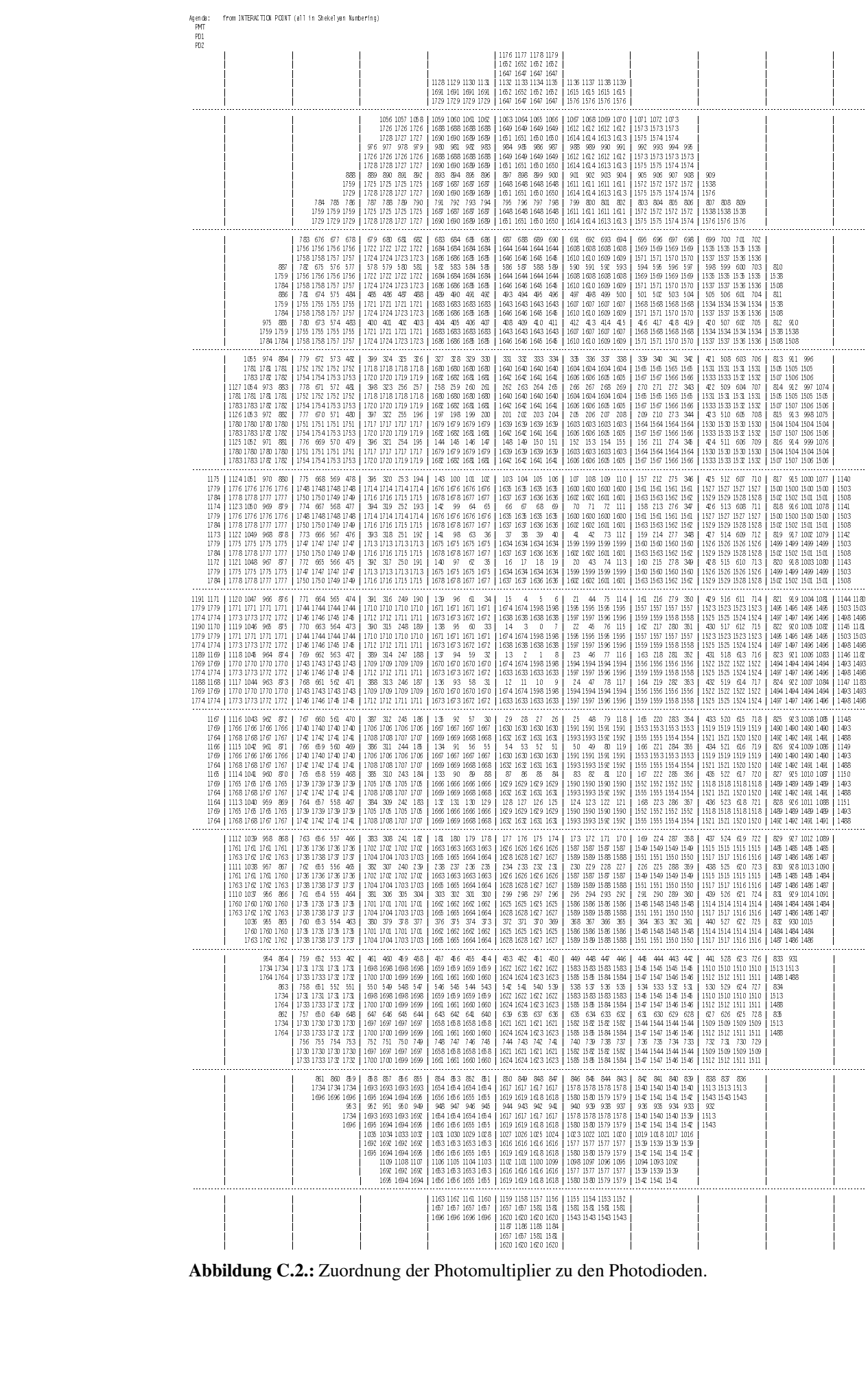


Abbildung C.2.: Zuordnung der Photomultiplier zu den Photodioden.

Die hadronische Sektion des SpaCals:

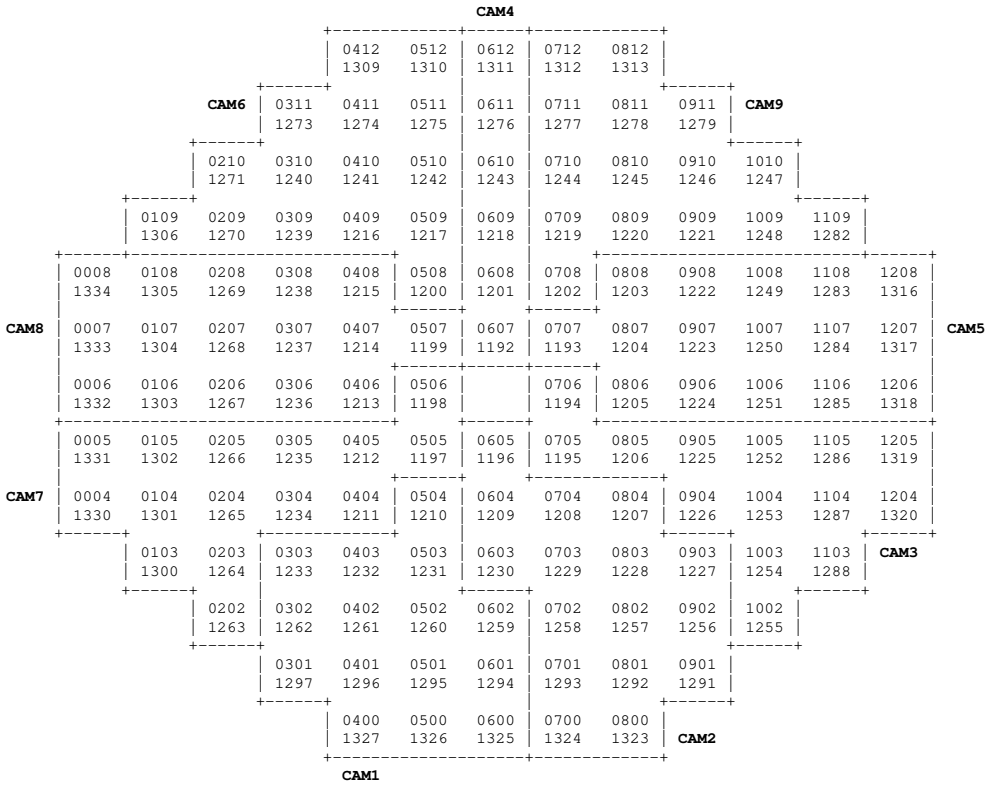


Abbildung C.3.: Numerierung der Photomultiplier in der hadronischen Sektion des SpaCals. Jeder Photomultiplier ist hier mit zwei Nummern eingezeichnet. Die obere der beiden Nummern bezieht sich auf die Spalten-Zeilen-Numerierung, wohingegen sich die untere Nummer auf die geometrische Numerierung nach [She 94] bezieht, die vom Zentrum der hadronischen Sektion eine Spiralbahn nach außen beschreibt. Ebenfalls eingezeichnet sind die Bezirke der 9 CAM-Module, die während der Datennahmeperiode 1995 in der hadronischen Sektion verwendet worden sind.

Literaturverzeichnis

[Abe 94] F. Abe et al., Evidence for top quark production in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8TeV$, FERMILAB-Pub-94-097-E, 1994

[Abt 93] I. Abt et al., Measurement of the proton structure function $F_2\,(x_B,Q^2)$ in the low x region at HERA, Nucl. Phys. B 407 (1993) 515, 1993

[Abt 93a] I. Abt et al., Manual to IJRAY, a Monte Carlo generator shell to produce ep events for H1, H1-05/93-290, 1993

[Abt 93b] I. Abt et al., Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector, PRC 93/02, 1993

[Abt 96] I. Abt et al., The H1 Detector at HERA, H1-96-01, 1996

[Ahm 93] T. Ahmed et al., Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies, Phys. Lett. B 299 (1993) 374, 1993

[Ama 81] U. Amaldi, Fluctuations in Calorimetry Measurements, Phys. Scripta 25 (1981) 409, 1981

[And 94] B. Andrieu, Beamtests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons, Nucl. Instr. and Meth. A 350 (1994) 57, 1994

[App 95] R. D. Appuhn et. al., Hadronic Response and e/π Seperation with the H1 Lead/Fiber Calorimeter, DESY 1995-250, 1995

[App 96] R. D. Appuhn et. al., H1 Backward Upgrade with a SpaCal Calorimeter: the Hadronic Section, DESY 1996-013, 1996

[Arn 95] C. Arndt, Kalibration des H1 Spaghetti-Kalorimeter mit Halo Myonen, Diplomarbeit Universität Hamburg, 1995

[Ban 96] J. Bán et al., The H1 Backward Calorimeter BEMC and its Inclusive Electron Trigger, Nucl. Inst. and Meth. A 372 (1996) 399-414, 1996

[Bat 70] G. Bathow et al.,Measurement of the Longitudinal and Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 *GeV*, Nucl. Phys. B20 (1970) 592, 1970

[Ben 91] S. Bentvelsen et al., Reconstruction of (x_B,Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA, aus [HER 91], 1991

[Ben 92] B. Bencheikh et al., A simple light detector gain measurement, Nucl. Instr. and Meth. A315 (1992) 349-353, 1992

[Ber 92] R. Bernier et al., H1 Calorimeter Electronics (between shaper and ADC), H1-07/92-237, 1992

[Ber 95] R. Bernier et al., MDS, a Service Module for the H1 calorimeter DSP's, H1-10/95-458, 1995

[Ber 95a] R. Bernier et al., The ADC board of the H1 calorimeter read-out, H1-10/95-459, 1995

[Bjo 69] J. D. Bjorken et al., Inelastic electron-proton and γ-proton scattering and the structure of the nucleon, Phys. Rev. 185 (1969) 1975, 1969

[Bou 95] V. Boudry et al., The Inclusive Electron Trigger for the SPACAL: Design and CERN-test Results, H1-03/95-430, 1995

[Bou 96] V. Boudry, private Mitteilung, 1996

[Bra 92] W. Brasse et al., The H1-Experiment at HERA, DESY-92-140B - 1992

[Bro 87] I. N. Bronstein et al., Taschenbuch der Mathematik, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt (Main), 1987

[Bru 87] R. Brun et al., GEANT 3 Manual, CERN DD / EE / 84-1, 1987

[Cap 94] A. Capella et al., Phys. Rep. 236 (1994) 227, 1994

[Cva 95] J. Cvach et al., Scifi monitoring for SPACAL, H1-06/95-443, 1995

[Did 80] A. N. Diddens, A Detector for neutral current interaction of High-Energy neutrinos, Nucl. Instr. and Meth. 178 (1980) 27, 1980

[Dir 96] M. Dirkmann, Status of Calibration of the SpaCal with Cosmics, H1-05/96-477, 1996

[Eis 95] E. Eisenhandler et al., The H1 SPACAL Time-to-Digital Converter System, IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol. 42, Number 4, 1995

[Eng 95] R. Engel et al., PHOJET - A Monte Carlo Event Generator for Photoproduction, H1-01/95-420, 1995

[Fad 82] C. W. Fabjan et al., Calorimetry in High-Energy-Physics, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. Vol 4 (1982), 1982

[Fen 95] J. Fent et. al., A Neural Network Second Level Trigger for the H1-Experiment at HERA, H1-10/95-457, 1995

[Fer 49] E. Fermi, Nuclear Physics, The University of Chicago Press (1949), 1949

[Fes 85] H. Fesefeldt, The simulation of hadronic showers - Physics and applications, PITHA 85/02, 1985

[Fri 72] J. I. Friedman et al., Deep inelastic electron scattering, Ann. Rev. Nucl. Sci. 22 (1972) 203, 1972

[Gas 81] S. Gasiorowicz et al., Hadron spectra and quarks, Am. J. Phys. 49 (1981) 954, 1981

[Gel 64] M. Gell-Mann et al., Phys. Let. 8 (1964) 214, 1964

[Glü 95] M. Glück et al., Z. Phys. C67 (1995) 433, 1995

[Gog 96] N. Gogitidze et al., An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1 e^+p Data, H1-02/96-471, 1996

[Gor 96] I. Gorelov et al., Performance of the H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter, H1-06/96-483, 1996

[H1 86] The H1-Collaboration, Technical Proposal for the H1 Detector, 1986

[Hal 84] F. Halzen et al., Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics, John Wiley & Sons, NewYork, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1984

[Ham 90] Hamamatsu Photonics, Photomultiplier Tubes Catalog, 1990

[Hec 96] A. Heck et al., Test of a Large Number of Fine-Mesh-Photomultiplier Tubes for Usage in a Magnetic Field of up to 1.2 Tesla,wird an Nulc. Inst. and Meth. abgeschickt werden, 1996

[Hei 44] W. Heitler, Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press, Second Edition (1944), 1944

[HER 91] Proceedings of the workshop "Physics at HERA", Volume 1 & 2, ed. W. Buchmüller and G. Ingelmann, DESY Hamburg, 1991

[Huf 95] H. Hufnagel, Messung der Partondichte im Photon in harten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA, Dissertation, Universität Heidelberg, 1995

[Ing 80] G. Ingelmann et al., LEPTO - A Monte Carlo for Leptonproduction, LU TP 80-12, 1980

[Jam 94] F. James, MINUIT Manual, CERN, 1994

[Jan 93] J. Janoth, Untersuchungen zum Verhalten von Photomultipliern in Magnetfeldern bei Feldstärken bis zu 2 Tesla, Diplomarbeit, Universität Dortmund (unveröffentlicht), 1993

[Jan 94] J. Janoth et al., Response of mesh-type photomultiplier tubes in strong magnetic fields, Nucl. Instr. and Meth. A 350 (1994) 221-225, 1994

[Jan 95] J. Janoth et al., An Algorithm to Calibrate the new H1 Backward Calorimeter "SpaCal" using the Kinematic Peak, H1 Note H1-11/95-464 - 1995

[Jan 96] J. Janoth, Dokumentation zum CAM-System des SpaCals im Detektor H1, http://dice2.desy.de/~janoth/SpacalCAM/cam_home.html, 1996

[Joy 39] J. Joyce, Finnegans Wake (Roman, siehe Seite 383 (1. bis 3. Auflage)), ff, faber and faber, 1939

[Kat 96] J. Katzy, private Mitteilung, 1996

[Kle 91] M. Klein, On the Q^2, x range at HERA, in [HER 91], 1991

[Kre 90] H. Krehbiel, The Fast Card - User's Manual, 1990

[Kre 91] H. Krehbiel, The Extended Fanout Card of the H1 STC, User's Manual, 1991

[Kwi 91] A. Kwiecinski et al., HERACLES, an event generator for ep interaction at HERA including radiative processes, in [HER 91], 1991

[Leh 96] F. Lehner, Bericht an die Gruppe zur F_2-Analyse am DESY, Hamburg, 2. Februar 1996

[Leo 87] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, Berlin, 1987

[Lev 92] E. M. Levin, Parton Density at Small $x_{B,}$ DESY 92-122, 1992

[Lud 96] K. Ludwig, Vermessung des Detektors H1 für die Datennahmeperiode 1995, Interner Bericht, 1996

[Mol 47] G. Molière, Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen, Zeitschrift für Naturforschung 2a (1947) 133 und Zeitschrift für Naturforschung 3a (1948) 78, 1947

[Mül 94] G. Müller, A Spaghetti Calorimeter for the H1 Detector, Berich auf der 5th Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics in Brookhaven, USA, 1994

[Mur 95] P. Murin et al., Monte Carlo Studies of the Spatial Resolution of the New Electromagnetic SpaCal Calorimeter, H1-11/95-461, 1995

[New 90] D. Newton, The magnetic field mapping of the H1 magnet, H1-08/90-143, A two-page print-out of the H1 magnetic field, H1-08/90-144, Fine structure effects in the H1 magnetic field, H1-08/90-145, 1990

[Nic 95] T. C. Nicholls, Dokumentation zum TDC System des SpaCals im Detektor H1 http://dice2.desy.de/~nicholls/SpacalTDC/tdc_home.html, 1995

[Nic 96] T. C. Nicholls et al., Performance of an electromagnetic lead/scintillating-fibre calorimeter for the H1 detector, Nucl. Instr. and Meth. A 374 (1996) 149-156, 1996

[Par 90] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Physics letters B 239 (1990), 1990

[Pep 96] E. Peppel, private Mitteilung, 1996

[Pha 96] J. P. Pharabod et al., Tuning of the SpaCal Response in the Framework of H1SIM, H1-03/96-474, 1996

[Pit 96] D. Pitzl, private Mitteilung, 1996

[Pös 96] R. Pöschl, Untersuchung der Ortsauflösung des H1 Spaghetti-Kalorimeters unter besonderer Berücksichtigung von großen Einschußwinkeln der Primärteilchen, Diplomarbeit, Universität Dortmund (unveröffentlicht), 1996

[Pro 94] R. Prosi, Pedesrian's Guide to the L4 Filter Farm, H1-11/94-412, 1994

[Pro 95] R. Prosi, The 1994 L4 Filter Farm Selection Algorithm, H1-03/95-433, 1995

[RD1 91] The RD1 collaboration, Status report to the DRDC, CERN/DRDC 91-50 (1991), 1991

[PRD 96] Physikal Rewiew D, Particles and fields, Volume 54, Third Series Number 3, Part 1, 1996

[Roy 96] C. Royon, private Mitteilung, 1996

[Rut 11] E. Rutherford, The Scattering of α and β Particles by Matter and Structure of the Atom, Phil. Mag. 21 (1911) 669, 1911

[R&G 92] R&G Flüssigkunststoffe GmbH, Technisches Datenblatt zu Epoxidharz HT 2, zu Härter HT 2 und zu Epoxid-Farbpaste RAL 9005, 1992

[Sch 96] S. Schleif, Documentation to SpaCal Reconstruction, Version 4.1, http://dice2.desy.de/h1/iww/idet/icalo/spacal/spnote02.rec.06, 1996

[Sch 96a] 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

[Sch 96b] B. Schwab, Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1 Experiments, Dissertation, Universität Heidelberg, 1996

[Sef 94] F. Sefkow et. al., Experience with the first level trigger of H1, H1-11/94-407, 1994

[Seg 65] E. Segrè, Nuclei and Particles, W. A. Benjamin, 1965

[She 94] V. Shekelyan, Numerierung des SpaCals, H1-Software: H1UTIL-Funktion: NSCONT und NSSOFT, 1994

[She 96] V. Shekelyan, Results on Structure Function from H1, Vortrag auf der Konferenz: 28. International Conference on High Energy Physics, Warschau 1996

[Spi 93] H. Spiesberger et al., Manual DJANGO6, 1993

[Spi 96] S. Spielmann, L´électronique rapide de déclenchement du calorimètre plomb/fibre-scintillante de l´expérience H1 à HERA: Mise en œuvre, resultats en faisceau test du CERN et premier resultats à HERA, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, Paris, 1996

[Sti 96] J. Stiewe, A New Algorithm to Calibrate the H1 Backward Calorimeter "SPACAL" Using the π^0 Mass Peak, H1-Note in Vorbereitung, 1996

[Stö 95] U. Stösslein, Structure Funktion Measurement at HERA, Vortrag auf der Konferenz: QUARKS AND COLLIDERS, 19-25 February 1995, Lake Louise, Alberta, Canada, oder H1-05/95-442, 1995

[Sze 81] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, 2nd. Edition, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1981

[Web 96] M. Weber, private Mitteilung, 1996

[Wig 91] R. Wigmans, Performance and Limitations of Hadron Calorimeters, CERN-PPE/91-205 (1991), 1991

[Wii 91] B. H. Wiik, HERA status, in [HER 91], 1991

[Wol 94] G. Wolf, HERA Physics, DESY-94-022, 1994

[Zwe 64] G. Zweig, A SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking, CERN Th 401 und CERN Th 412, 1964

Danksagung

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. Karlheinz Meier für die Aufnahme an seinen Lehrstuhl, die Aufgabenstellung und die Betreuung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. Franz Eisele danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und für die Bereitschaft sich als Gutachter zur Verfügung zu stellen.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Christoph Brune, Dr. Manfred Fleischer, Marcus Gebauer, Dr. Uwe Obrock, Siegmar Schleif, Dr. Jürgen Stiewe, Dr. Marc Weber und Thomas Wenk für die kritische Durchsicht des Manuskripts und die vielen konstruktiven Hinweise zur Verbesserung der Verständlichkeit dieser Arbeit.

Für die Hilfe und ständige Unterstützung bei der Entwicklung und dem Bau der CAM-Module bedanke ich mich ganz herzlich bei Klaus Schmitt, der Elektronischen und der Mechanischen Werkstatt des IHEP Heidelberg für die Vielzahl von Entwicklungen und Aufträgen, die sie für mich, auch unter Verschiebung ihres Urlaubs, immer fristgerecht angefertigt haben. Herzlichen Dank!

Bei Dr. Gerhard Müller bedanke ich mich für die Unterstützung meiner Arbeit und die immer funktionierende Kommunikation zur Definition einer ganzen Reihe von Schnittstellen zwischen dem CAM-System und dem SpaCal. Es muß hier auch einmal gesagt werden, daß die Kommunikation mit anderen Leitern der SpaCal-Gruppe nicht gut war und das die Kommunikation erheblich unter der nach 16:30 Uhr nicht mehr besetzten Telefonzentrale der Universität Heidelberg erheblich gelitten hat.

Für die enorme Hilfe bei der richtigen Verarbeitung und Speicherung der vom CAM-System erzeugten Daten bedanke ich mich bei Siegmar Schleif, dessen tatkräftiger Einsatz erst die vollständige Nutzung des CAM-Systems ermöglicht hat.

Für die gemeinschaftliche Arbeit bei der Kalibration des SpaCals bedanke ich mich sehr bei Andreas Meyer und Dr. Jürgen Stiewe.

Bei der Anfertigung der Analyse bedanke ich mich bei der Gruppe DESY-F_2 und bei Michael Dirkmann für die vielen praktischen Hinweise, die mir das Leben erleichtert haben, und die vielen ausgegebenen Abendessen, die mir den Leib erschwert haben.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen Mitgliedern der SpaCal-Gruppe, der ich seit nunmehr fünf Jahren angehöre. Die Zusammenarbeit hat sehr viel Spaß gemacht, auch wenn nicht immer alles reibungslos abgelaufen ist, jedoch habe ich, vielleicht auch gerade deswegen, in dieser Zeit sehr viel gelernt. Dafür bin ich dankbar.

Ich bedanke mich für die schöne Zeit am DESY bei meinen Kollegen des Großraumbüros 604 in Gebäudes 1b. Sie haben mich in jeder Stimmungslage ertragen und entweder aufgebaut oder auf den Boden zurück geholt. Vielen Dank!

Mein besonderer Dank gilt meiner sanguinischen, cholerischen Verlobten Cordula, die es oft sehr schwer hatte mein phlegmatisches Temprament zu ertragen; insbesondere bei den Regeln für das Weintraubenessen.