Kalibration des H1–Spaghetti–Kalorimeters mit kosmischen Myonen

Diplomarbeit
von
Alexander David

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Juli 1997

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Die tiefinelastische e-p-Streuung **3**
2.1 Kinematische Variablen . . . 3
2.2 Die F_2 - Strukturfunktion . . . 5

3 Kalorimetrie **9**
3.1 Energiedeposition . . . 9
3.1.1 Energieverlust von Elektronen . . . 9
3.1.2 Energieverlust von Myonen . . . 11
3.1.3 Energieverlust von Photonen . . . 12
3.2 Elektromagnetische Schauer . . . 12
3.3 Hadronische Schauer . . . 14
3.4 Kosmische Myonen . . . 16
3.5 Kalorimeter . . . 18

4 Das H1-Spaghetti-Kalorimeter (SPACAL) **20**
4.1 Szintillierende Fasern . . . 22
4.2 Kalorimeterkonstruktion . . . 22
4.3 Photomultiplier . . . 25
4.4 SPACAL-Elektronik . . . 27

5 SPACAL-Kalibrationsmethoden **30**
5.1 Kalibration mit Photoelektronen . . . 31
5.2 Kalibration mit dem kinematischen Maximum . . . 32
5.3 Kalibration mit Halo-Myonen . . . 33
5.4 Kalibration mit kosmischen Myonen . . . 34
5.5 Kalibration mit QED-Compton-Ereignissen . . . 36
5.6 Kalibration mit der π^0- und η-Methode . . . 37

6 Methoden der Kalibration mit kosmischen Myonen **38**
6.1 Trigger und Ereignisrate . . . 38
6.2 Spurrekonstruktion und Zellselektion . . . 39
6.3 Verfeinerung der Zellselektion . . . 43
6.4 Spurlängenkorrekturen . . . 44
6.5 Alternative Selektionsmethoden . . . 47

7 Kalibrationsergebnisse mit kosmischen Myonen **52**
7.1 Berechnung der Energiekorrekturfaktoren 52
7.1.1 Korrekturfaktoren aus den Energiemittelwerten 54
7.1.2 Das Iterationsverfahren 55
7.1.3 Kalibrationsergebnisse 1996 57
7.1.4 Kalibrationsergebnisse 1997 59
7.1.5 Korrekturfaktoren aus Gauß- und Landau-Fits 63
7.2 Systematische Fehler 67
7.3 Stabilitätsuntersuchungen 75
7.4 Anwendung der Korrekturfaktoren 76

8 Untersuchungen von Strahlenschäden **78**
8.1 Technischer Aufbau 78
8.2 Meßergebnisse 80
8.3 Auswertung 82

9 Zusammenfassung **83**

Kapitel 1

Einleitung

In der Elementarteilchenphysik konnten in den letzten 30 Jahren enorme Fortschritte erzielt werden. Die derzeitige Grundlagenforschung auf dem Gebiet der Elementarteilchenphysik versucht, tiefer in die Materie einzudringen und so ihren Aufbau zu ergründen.

Zur Realisierung dieses Zieles steht seit Herbst 1991 am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg mit der Hadron-Elektron- Ringanlage (HERA) ein weltweit einzigartiges Forschungsinstrument zur Verfügung. Unter Ausnutzung der Elektron- (Positron-)[1] Proton-Streuung eröffnet HERA die Möglichkeit, Messungen in neuen kinematischen Bereichen durchführen zu können. Der Schwerpunkt der Untersuchungen liegt auf der Erforschung der inneren Struktur des Protons und den Eigenschaften der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung.

Die Elektronen und Protonen werden in die unterirdische 6.3 Kilometer lange Ringanlage in getrennten Strahlrohren gegenläufig eingeschossen (Abb. 1.1). Dabei werden die Elektronen auf eine Energie von 27.5 GeV, die Protonen auf 820 GeV beschleunigt. In den beiden Wechselwirkungszonen H1 und ZEUS treffen die unterschiedlichen Teilchensorten mit einer Schwerpunktenergie von etwa 300 GeV aufeinander. Die beiden Detektoren H1 und ZEUS umschließen die Wechselwirkungszonen hermetisch.

Da die Energien der kollidierenden Teilchen unterschiedlich sind, erwartet man in Proton-Flugrichtung eine große Anzahl von Energiedepositionen. Die Elektronen im Vorwärtsbereich des Detektors haben einen hohen Viererimpulsübertrag Q^2. In jüngster Zeit wurden Ereignisse mit sehr hohem Impulsübertrag gefunden, die mit dem Standardmodell nicht erklärbar sind [DESY97-024]. Inwieweit mögliche Interpretationsansätze, wie z.B. die Erzeugung bisher nicht beobachteter Leptoquarks, zutreffend sind, müsssen weitere Messungen in der Zukunft zeigen. Trotzdem ist auch das Interesse an unter großen Winkeln gestreuten Elektronen nach wie vor ungebrochen, da man sich durch die Untersuchung der tiefinelastischen Streuung bei sehr kleinen x_B neue Einzelheiten über die Strukturfunktion des Protons $F_2(x_B, Q^2)$ verspricht. x_B repräsentiert dabei im Quark-Parton-Bild den relativen Impulsanteil des an der Wechselwirkung beteiligten Partons im Proton.

[1]Seit Mai 1994 werden in HERA Positronen anstelle von Elektronen beschleunigt. Aus technischen Gründen lassen sich mit Positronen höhere Luminositäten erzielen. Diese Maßname unterdrückt zwar Wechselwirkungen mit geladenen Strömen, hat aber keinen Einfluß auf die Physik, die im Rahmen dieser Arbeit von Bedeutung sein wird. Im folgenden werden deshalb die Begriffe Elektron und Positron nicht unterschieden.

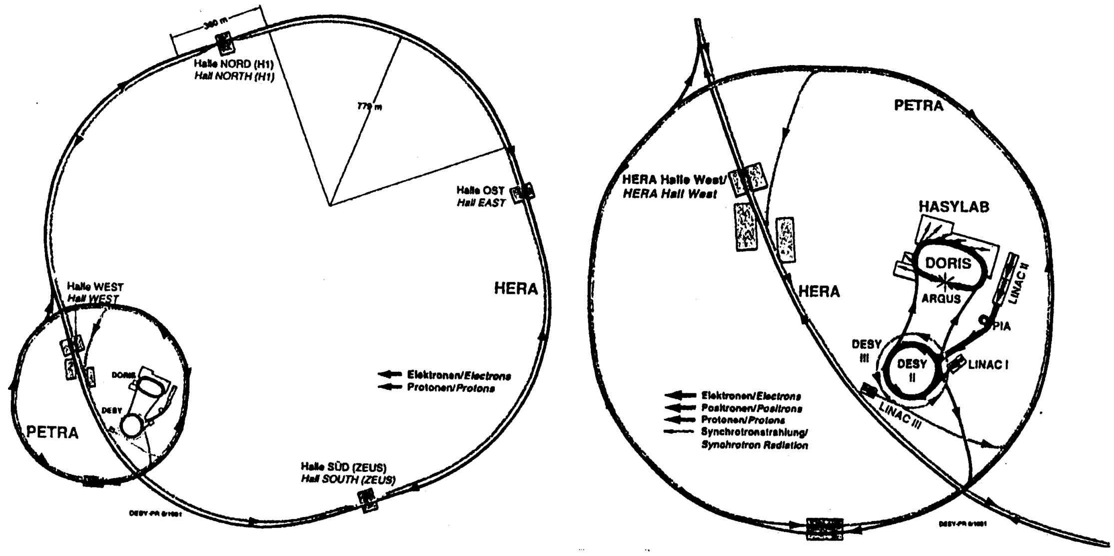


Abbildung 1.1: Der Speicherring mit seinen Vorbeschleunigern

Um die Messungen im Rückwärtsbereich des H1-Detektors zu verbessern, wurde im März 1995 ein neues Sampling-Kalorimeter in Betrieb genommen. Aufgrund der im Detektor als Nachweismaterial verwendeten szintillierenden Fasern wird dieses Kalorimeter als Spaghetti-Kalorimeter oder kurz als SPACAL bezeichnet [DESY96-013]. Das SPACAL stellt hinsichtlich der Energieauflösung und der Winkelakzeptanz eine deutliche Verbesserung zum bisherigen Rückwärtskalorimeter BEMC[2] [DESY95-177] dar.

Das SPACAL teilt sich auf in eine elektromagnetische und eine hadronische Sektion. Von der elektromagnetischen Sektion werden alle elektromagnetischen Schauer mit einer Gesamtenergie bis zu 40 GeV absorbiert. Die hadronische Sektion besitzt zusammen mit der elektromagnetischen Sektion eine Absorptionstiefe von zwei hadronischen Schauerlängen. Damit werden die niederenergetischen Hadronen eines Endzustandes absorbiert.

Die vorliegende Diplomarbeit befaßt sich mit der Kalibration beider Detektorsektionen unter Verwendung von kosmischen Myonen aus der Höhenstrahlung. Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Kapitel 2 erläutert die grundlegenden Begriffe der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung, Abschnitt 3 beschreibt die Energiemessung von hochenergetischen Teilchen sowie ihre zugrundeliegenden Prozesse. Abschnitt 4 beinhaltet die möglichen Kalibrationsmethoden des SPACAL. Detaillierte Angaben zur technischen Ausführung des Spaghetti-Kalorimeters finden sich in Kapitel 5. In Kapitel 6 wird die Methodik der Kalibration des SPACALs mit kosmischen Myonen vorgestellt, die daraus erhaltenen Kalibrationsergebnisse werden in Kapitel 7 erläutert und zur Diskussion gestellt. Weiterhin wurden Untersuchungen zu Strahlenschäden in szintillierenden Fasern durchgeführt, die in Kapitel 8 diskutiert werden. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse in Kapitel 9 schließt diese Arbeit ab.

[2]engl.: backward electron magnetic calorimeter

Kapitel 2

Die tiefinelastische e-p-Streuung

In diesem Kapitel wird auf die spezielle Physik eingegangen, die mit dem SPACAL in der rückwärtigen Region des H1-Detektors erforscht werden soll.

1969 führten Friedman, Kendall und Taylor am Stanford Linear Accelerator (SLAC) Versuche mit tiefinelastischer Elektron-Proton-Steuung durch [Blo69, Bre69]. Dabei ergaben sich erste Hinweise auf punktförmige Konstituenten im Nukleon, die zunächst als Partonen bezeichnet und später als Quarks identifiziert wurden.

Bei der tiefinelastischen Lepton-Proton-Streuung findet die Wechselwirkung zwischen dem Elektron und den Quarks im Proton durch Austausch eines virtuellen Teilchens statt, dem sogenannten Eichboson. Je nach Art des an der Reaktion beteiligten Austauschteilchens spricht man von geladenen oder neutralen Strömen. Bei geladenen Strömen können W^+ oder W^- als Austauschteilchen auftreten, im anderen Fall γ oder Z^0.

2.1 Kinematische Variablen

Um Erkenntnisse über die innere Struktur von Hadronen zu gewinnen, streut man an ihnen Elektronen oder Positronen, die nach heutigem Wissen als punktförmig angesehen werden. Die Energien der einlaufenden Teilchen sind bekannt. Die Messung der Energien und Streuwinkel der Endzustände ergeben dann Informationen über die in der Reaktion stattfindenden physikalischen Prozesse.
Anschaulich läßt sich eine tiefinelastische Elektron-Proton- Streuung durch einen Feynman-Graphen niedrigster Ordnung beschreiben (Abb. 2.1).

Das Elektron tritt unter Aussendung des virtuellen Austauschteilchens mit einem Quark im Proton in Wechselwirkung. Das vom virtuellen Teilchen getroffene Quark sprengt die Protonstruktur und hadronisiert in Form eines Jets. Dieser wird im Detektor, der die Wechselwirkungszone umgibt, registriert. Der Protonenrest wird in der Regel nur leicht gestreut. Er verschwindet deshalb im Protonenstrahlrohr und entgeht der Messung.
Seien k und k' die Vierervektoren des einlaufenden und des gestreuten Elektrons sowie P der Viererimpuls des Protons (Abb. 2.1), so ergibt sich unter Vernachlässigung der Teilchenmassen:

$$k = (E_e, 0, 0, -E_e) \tag{2.1}$$

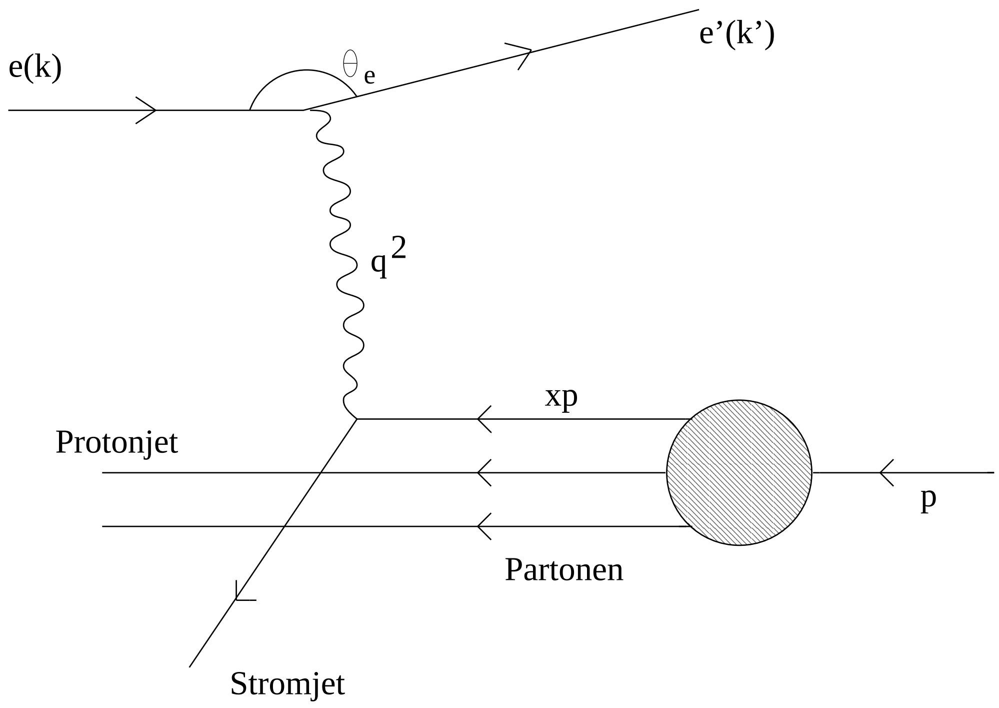


Abbildung 2.1: Tiefinelastischer Elektron-Proton-Stoß im Partonmodell

$$k' = (E'_e, E'_e \sin\theta_e, 0, E'_e \cos\theta_e) \tag{2.2}$$

$$P = (E_p, 0, 0, E_p) \tag{2.3}$$

Dann gilt für

- das Quadrat des Viererimpulsübertrages:

$$q^2 = -Q^2 = (k - k')^2 = -4E_e E'_e \cdot \cos^2\frac{\theta_e}{2}\ , \tag{2.4}$$

- den Impulsanteil des gestreuten Partons im Proton

$$x_B = \frac{Q^2}{2P \cdot (k - k')} = \frac{E_e E'_e \cos^2\frac{\theta_e}{2}}{E_p \cdot (E_e - E'_e \sin^2\frac{\theta_e}{2})}\ , \tag{2.5}$$

- den im Ruhesystem auf das Proton übertragenen Energieanteil:

$$y = \frac{P \cdot (k - k')}{P \cdot k} = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \cdot \sin^2\frac{\theta_e}{2} \tag{2.6}$$

Dabei ist θ_e der Winkel zwischen der z-Achse des Systems, die gleichbedeutend ist mit der Richtung des Protonenstrahls, und der Flugrichtung des gestreuten Elektrons. Die kinematischen Variablen Q^2, x_B und y sind über das Quadrat der Schwerpunktsenergie s miteinander verknüpft:

$$Q^2 = s \cdot x_B \cdot y \tag{2.7}$$

Die x_B-Q^2-Abhängigkeit ist in Abbildung 2.2 für konstante Energien und konstante Winkel des gestreuten Elektrons aufgetragen.

Für große Impulsüberträge Q^2 hängt die Strukturfunktion des Protons nur von der Größe x_B ab [Bjo69]. Dieser Zusammenhang wurde inzwischen experimentell bestätigt und als Skaleninvarianz bezeichnet.
Nach [Kle91] gilt für die Auflösung der kinematischen Variablen Q^2, x_B und y:

$$\frac{dQ^2}{Q^2} = \frac{dE'_e}{E'_e} \oplus \tan\frac{\theta_e}{2} \cdot d\theta_e \tag{2.8}$$

$$\frac{dx_B}{x_B} = \frac{1}{y}\frac{dE'_e}{E'_e} \oplus \left(\tan\frac{\theta_e}{2} + (\frac{1}{y} - 1) \cdot \cot\frac{\theta_e}{2}\right) \cdot d\theta_e \tag{2.9}$$

$$\frac{dy}{y} = \left(1 - \frac{1}{y}\right) \cdot \frac{dE'_e}{E'_e} \oplus \left(\frac{1}{y} - 1\right) \cdot \cot\frac{\theta_e}{2} \cdot d\theta_e \tag{2.10}$$

Das Symbol $\oplus$ steht für quadratische Addition: $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$.

Die Gleichungen 2.8 bis 2.10 sagen folgendes aus:

Die Auflösung des Impulsübertrages Q^2 hängt entscheidend vom Energieauflösungsvermögen des Detektors ab. Außerdem wird die Messung von Q^2 durch den Streuwinkel des Elektrons θ_e beeinflußt. Auch die Genauigkeit der Messung von x_B und y hängt von der Energieauflösung des Detektors ab.

Somit müssen die Detektorkomponenten im rückwärtigen Bereich eine gute Energie- und Winkelauflösung sicherstellen. Um für x_B Werte im Bereich bis 10^{-6} messen zu können, muß außerdem eine hohe Winkelakzeptanz gewährleistet sein ($\theta_e \rightarrow 180°$).

2.2 Die F_2 - Strukturfunktion

Einer der Forschungsschwerpunkte bei HERA liegt auf der experimentellen Erforschung der inneren Struktur des Protons.

In einer tiefinelastischen Streuung von Elektron und Proton bestimmt die Dimension des virtuellen Photons mit invarianter Masse Q^2 das räumliche Auflösungsvermögen Δx im Proton, welches nach der Heisenbergschen Unschärferelation [Hei27] festgelegt ist:

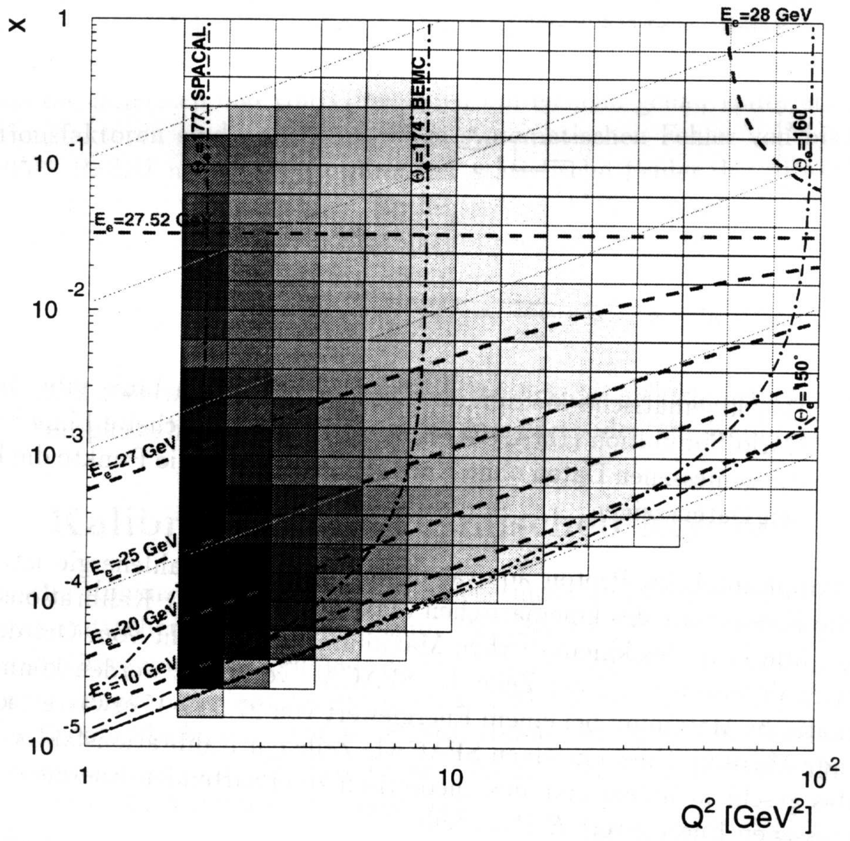


Abbildung 2.2: Die kinematische x_B-Q^2-Ebene. Die Schwärzung der x_B-Q^2-Bereiche nimmt mit der Anzahl der gemessenen Ereignisse zu.

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \tag{2.11}$$

Mit ansteigendem Impuls nimmt das Auflösungsvermögen des als Sonde dienenden virtuellen Photons proportional $1/\sqrt{Q^2}$ zu. Wird die Wellenlänge dieses Photons kleiner als die Dimension des Protons, so ist ein Studium der Substruktur des Protons in Form von Quarks und Gluonen möglich. Die Wechselwirkung zwischen den Quarks mittels Gluonen wird von der Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) beschrieben. Da das virtuelle Photon an die elektromagnetische Ladung der Quarks im Proton koppelt, ist eine Bestimmung der Quarkdichte und der Impulsverteilung der Quarks möglich. Die Theorie besagt weiterhin, daß bei der tiefinelastischen Streuung ein gewisser Anteil des Quark-Impulses an die Gluonen abgeführt wird, so daß bei hinreichend großem Q^2 neue Gluonen sowie Quark-Antiquark-Paare auftreten können (Abb. 2.3).
Nimmt die Anzahl der Quarks und Gluonen im Proton zu, verringert sich der Impulsanteil der an der Wechselwirkung beteiligten Quarks. Die Impulsverteilung dieser Quarks wird durch die Quarkdichtefunktionen $q_f(x_B, Q^2)$ und $\overline{q_f}(x_B, Q^2)$ beschrieben. Damit läßt sich die Proton-Strukturfunktion F_2 berechnen, wobei über alle Partonen und deren Ladungen zu summieren ist:

$$F_2(x_B, Q^2) = x_B \sum_{f=1}^{n} e_f^2 \left[q_f(x_B, Q^2) + \overline{q_f}(x_B, Q^2) \right] \tag{2.12}$$

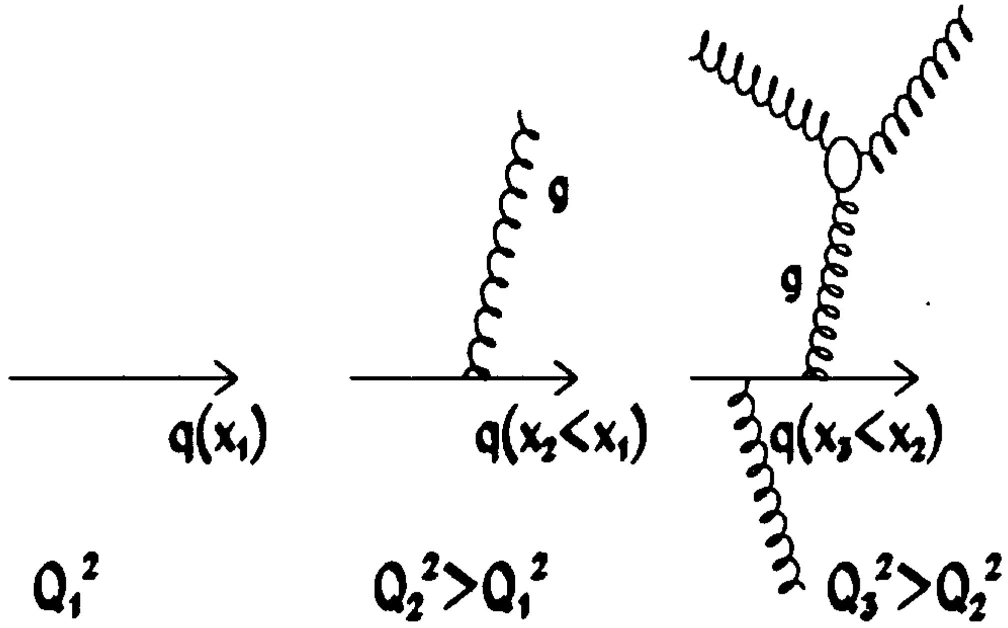


Abbildung 2.3: Entstehung von Substrukturen im Proton

$F_2(x_B, Q^2)$ ist experimentell zu bestimmen über den doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_B dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x_B}\left[2(1-y) + \frac{y^2}{1+R}\right] F_2(x_B, Q^2) \quad \text{für } Q^2 \ll M_Z^2 \qquad (2.13)$$

In dieser Gleichung steht R für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von longitudinal zu transversal polarisierten Photonen. In Gleichung 2.13 wird der Term vernachlässigt, der die Elektron-Photon-Streuung durch Z^0-Austausch beschreibt. Dieser Term muß erst berücksichtigt werden, wenn der Impulsübertrag Q^2 in der Größenordnung der Masse M_Z des Z^0 liegt.
Abbildung 2.4 zeigt den gemessenen Verlauf von $F_2(x_B, Q^2)$ für Q^2-Werte in Abhängigkeit von x_B. Für den Anstieg von F_2 bei sehr kleinen x_B werden verschiedene theoretische Modelle diskutiert [Ali90]. Deshalb sind experimentelle Ergebnisse für F_2 in diesem Bereich von x_B von besonderem Interesse. Mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV und Q^2-Werten größer etwa 1 GeV^2 ist HERA in der Lage, erstmals Werte von x_B im Bereich zwischen 10^{-2} und 10^{-5} zu messen. Damit werden die von 'Fixed-Target'-Experimenten erreichten x_B-Werte um mehr als eine Größenordnung erweitert.

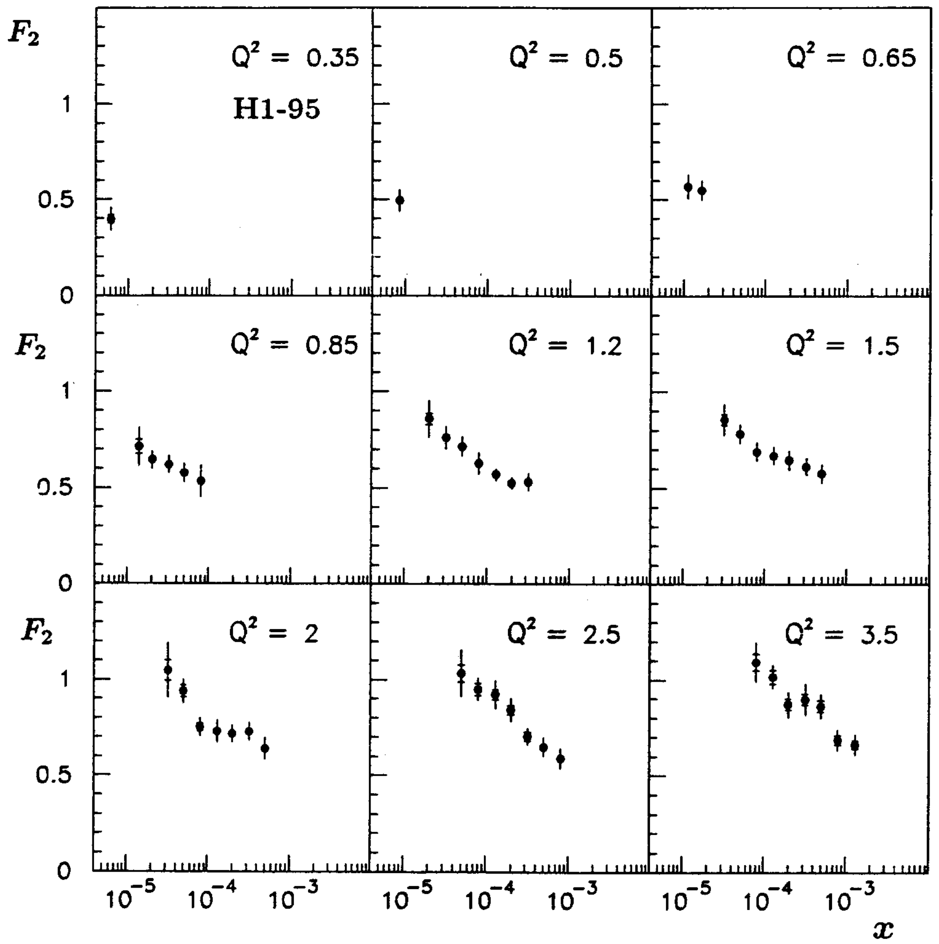


Abbildung 2.4: Experimentell bestimmte Werte der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ [DESY97-042]

Kapitel 3

Kalorimetrie

Im vorangegangenen Kapitel wurde erläutert, daß die Berechnung des Wirkungsquerschnittes der tiefinelastischen Streuung als Funktion der Größen x_B und Q^2 erfolgt. Da diese Größen nicht direkt experimentell zugänglich sind, ist eine Berechnung aus meßbaren Größen erforderlich. Hier sind die Energien E und Streuwinkel θ der Endzustände von Bedeutung, deren präzise Messung mit Detektoren eine besondere Herausforderung hinsichtlich der technischen Detektorrealisierung und der Auswertung der Meßdaten darstellt. In diesem Kapitel wird deshalb auf die grundlegenden Prinzipien der Energiemessung detailliert eingegangen.

3.1 Energiedeposition

Im folgenden werden die physikalischen Prozessse beschrieben, die bei einer Wechselwirkung von Elektronen, Myonen und Photonen mit Materie stattfinden können. Die Primärteilchen verlieren beim Durchqueren von Materie Energie.

3.1.1 Energieverlust von Elektronen

Bei niedrigen Energien wird der mittlere Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [Per91]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A z^2 e^4}{mv^2}\frac{Z}{A}\left[ln\left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right] \tag{3.1}$$

Die in Gleichung 3.1 auftretenden Variablen und Konstanten haben folgende Bedeutung:

N_A	Avogadro-Konstante ($6.022 \cdot 10^{23}\mathrm{mol}^{-1}$)
z	Ladung des eintreffenden Teilchens in Einheiten von e
e	Elementarladung ($1.602 \cdot 10^{-19}\mathrm{C}$)
m	Ruhemasse des Elektrons ($0.511\mathrm{MeV/c^2}$)
v	Geschwindigkeit des eintreffenden Teilchens
Z	Ordnungszahl des Absorbermaterials
A	Massenzahl des Absorbermaterials

I	effektives Ionisationspotential
β	$= v/c$; c: Lichtgeschwindigkeit ($3 \cdot 10^8$ m/s)

Es wird deutlich, daß der Energieverlust unabhängig von der Masse M des Teilchens ist und nur schwach vom Material abhängt. Für nichtrelativistische Energien fällt dE/dx mit $1/v^2$ ab, nach Durchlaufen eines Minimalwertes bei $E = 3Mc^2$ erfolgt dann ein logarithmischer Anstieg mit dem Dilatationsfaktor $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ (Abb. 3.1). Teilchen, die sich im Minimum der Bethe-Bloch-Kurve befinden, werden als minimal ionisierende Teilchen bezeichnet.

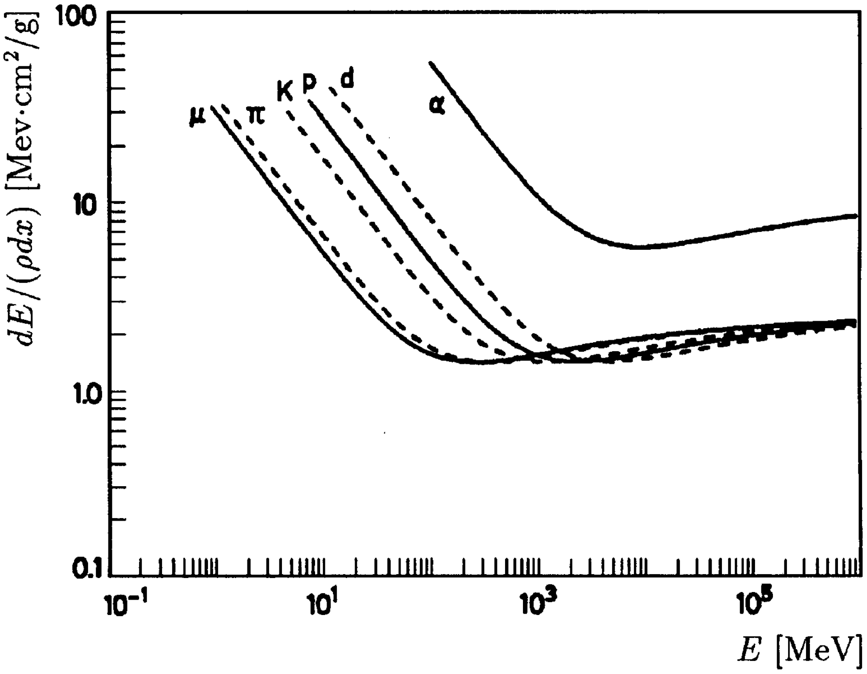


Abbildung 3.1: Mittlerer Energieverlust dE/dx als Funktion der Energie für verschieden schwere Teilchen [Leo87].

Hochenergetische Elektronen verlieren ihre Energie dagegen überwiegend durch Bremsstrahlung (Abb. 3.2). Hierbei strahlt das Elektron im Coulombfeld eines Atomkernes Photonen ab. Der mittlere Energieverlust durch Bremsstrahlung ist in guter Näherung gegeben durch [PDG94]:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{Brems} = -\frac{E}{X_0} \tag{3.2}$$

Die Größe X_0 wird als Strahlungslänge bezeichnet. Werte für X_0 können Tabellenwerken entnommen werden (z.B. [PDG94]). Näherungsweise läßt sich X_0 auch über

$$X_0 \approx 180 \cdot \frac{A}{Z^2}\ (g \cdot cm^{-2}) \tag{3.3}$$

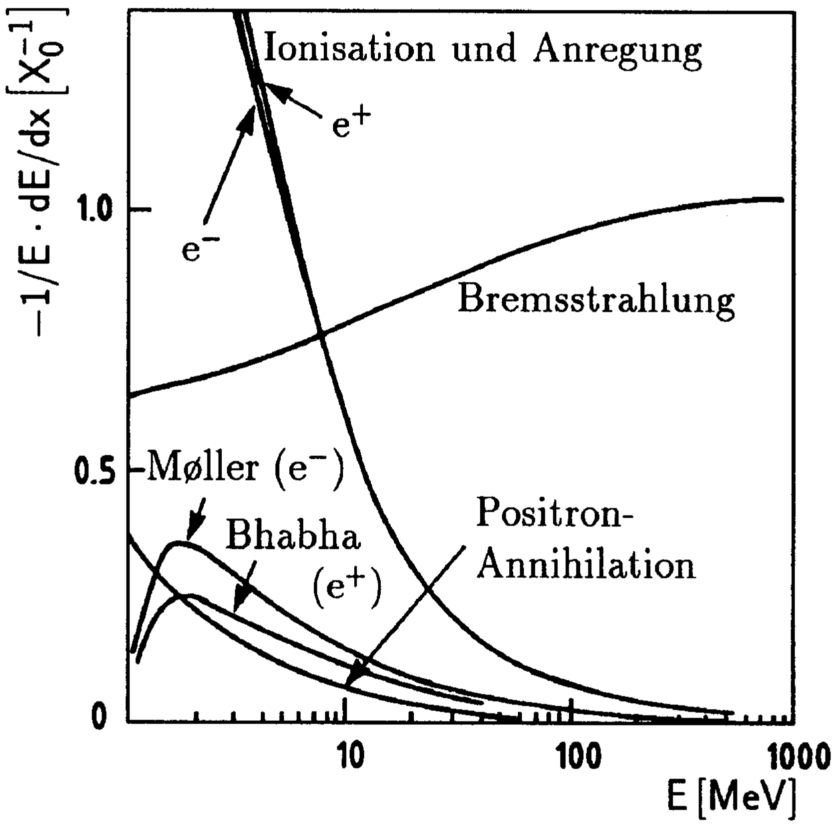


Abbildung 3.2: Anteil verschiedener Prozesse am Energieverlust pro Weglänge. Die Kurven sind gültig für den Durchgang von Elektronen durch Blei [PDG94].

berechnen [Fab89]. Nach Durchquerung der Strecke X_0 ist die Energie eines Elektrons durchschnittlich auf $1/e$ abgesunken.

Die Energie, bei der die Energieverluste in Materie durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich groß sind, wird kritische Energie E_c genannt. Sie ist gegeben durch [Ber64]:

$$E_c = \frac{800\text{MeV}}{Z + 1.2} \tag{3.4}$$

Darin ist Z die Kernladungszahl des Materials, das vom Elektron durchquert wird.

3.1.2 Energieverlust von Myonen

Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß Bremsstrahlung in Materie ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse des durchquerenden Teilchens:

$$\frac{m_\mu^2}{m_e^2} = \left(\frac{105.658\text{MeV}}{0.511\text{MeV}}\right)^2 = 4.28 \cdot 10^4 \tag{3.5}$$

Wie Gleichung 3.5 zeigt, ist die Wahrscheinlichkeit für den Prozeß Bremsstrahlung eines Myons etwa um einen Faktor 42800 geringer als bei Elektronen. Folglich ist der Hauptanteil des Energieverlustes bei Myonen eindeutig durch Ionisation gegeben.

3.1.3 Energieverlust von Photonen

Den totalen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion von Photonen mit Absorbermaterial, wie z.B. Blei, beeinflussen mehrere physikalische Prozesse (Abb. 3.3):

Der **Photoeffekt** (τ) ist ausschlaggebend für Energien kleiner als etwa 1 MeV. Im Energiebereich zwischen 1 MeV und 10 MeV wird der Wirkungsquerschnitt am stärksten durch den **Comptoneffekt** (σ_{incoh}) beeinflußt. Für noch größere Energien dominiert der **Paarbildungsprozeß im Kernfeld** (κ_n). Hierbei konvertiert ein Photon in ein Elektron-Positron-Paar. Die mittlere freie Weglänge der Paarproduktion ist gegeben durch $\lambda_{paar} = 9/7X_0$. Darüber hinaus treten noch weniger wichtige Prozesse wie kohärente Streuung (σ_{coh}), Paarbildung im Feld der Hüllenelektronen (κ_e) und photonukleare Absorption (σ_{pn}) auf.

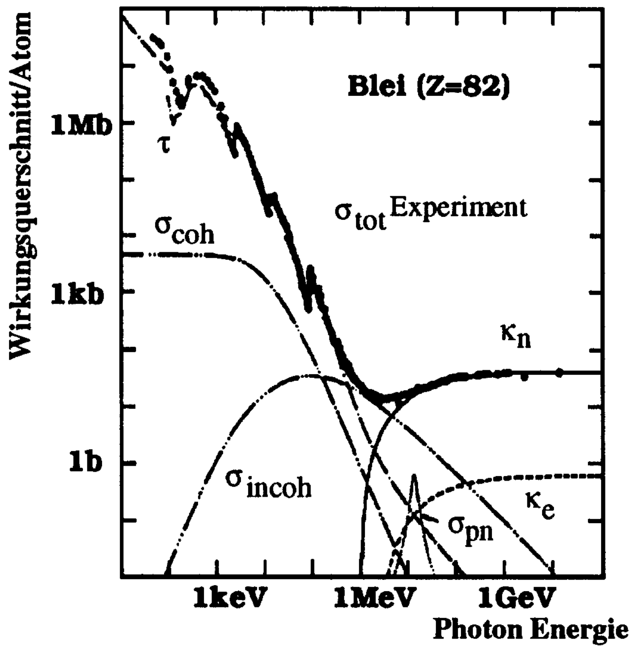


Abbildung 3.3: Anteile verschiedener Prozesse am Photonwirkungsquerschnitt in Blei [PDG94]

3.2 Elektromagnetische Schauer

Ein in einen Materieblock eintreffendes Elektron strahlt nach einer Strahlungslänge ein Photon ab, welches abermals nach einer Strahlungslänge durch Paarbildung in ein e^+-e^--Paar konvertiert (Abb. 3.4). Man geht dabei davon aus, daß die entstandenen Sekundärteilchen annähernd jeweils die Hälfte der Energie ihres erzeugenden Teilchens besitzen, d.h. die Zahl der Teilchen steigt zunächst exponentiell mit der Anzahl der durchquerten Strahlungslängen an. Dieser Prozeß wird Schauerbildung genannt und setzt sich solange fort, bis die Energie aller Teilchen unterhalb der kritischen Energie

E_c liegt. Der Energieverlust durch Ionisation übersteigt dann denjenigen durch Bremsstrahlung und der Schauer stirbt aus.

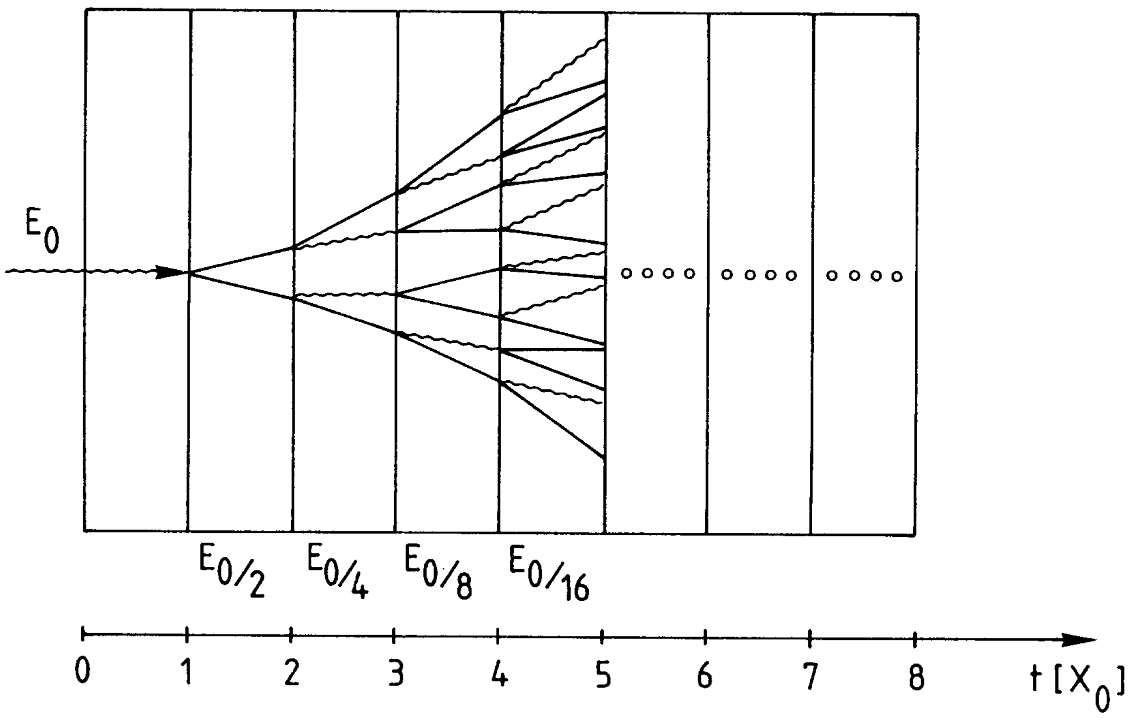


Abbildung 3.4: Entstehung eines elektromagnetischen Schauers

Nach der Vorstellung dieses einfachen Schauermodells folgen nun detaillierte Angaben über die longitudinale und transversale Schauerausdehnung.

Nach [Lon75] ist es möglich, die **longitudinale Verteilung der Energiedeposition** pro zurückgelegter Wegstrecke zu parametrisieren:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_0 \cdot b^{a+1} \cdot t^a \cdot e^{-bt}}{\Gamma(a+1)} \tag{3.6}$$

Die Größen a und b sind experimentabhängige Parameter mit $a = bx_{max}$ und $b \approx 0.5$. Die Größe t ist die Wegstrecke in Einheiten der Strahlungslänge X_0, Γ steht für die Γ-Funktion [Bro91].

Der Ort des Schauers, an dem seine Teilchenanzahl am höchsten ist, wird als Schauermaximum bezeichnet. Seine Lage ergibt sich aus

$$x_{max}(X_0) = ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) + c \tag{3.7}$$

Für die Elektronen nimmt c den Wert -0.5 an, für γ den Wert $+0.5$ [Fab80]. Nach Erreichen des Schauermaximums fällt die Anzahl und die Energie der Sekundärteilchen wieder ab. Für die Konzeption eines Kalorimeters ist die möglichst präzise Kenntnis der longitudinalen Schauerausdehnung von fundamentaler Bedeutung. Um die Anfangsenergie eines 10 GeV-Elektrons in einem Materieblock zu absorbieren, werden etwa 25 Strahlungslängen benötigt. Für Blei entspricht dies einer Tiefe von 14 cm, für Kupfer bereits 36 cm.

Sowohl für experimentelle Daten als auch für Monte-Carlo-Simulationen zeigt Abbildung 3.5 ein longitudinales Schauerprofil in Blei und Kupfer.

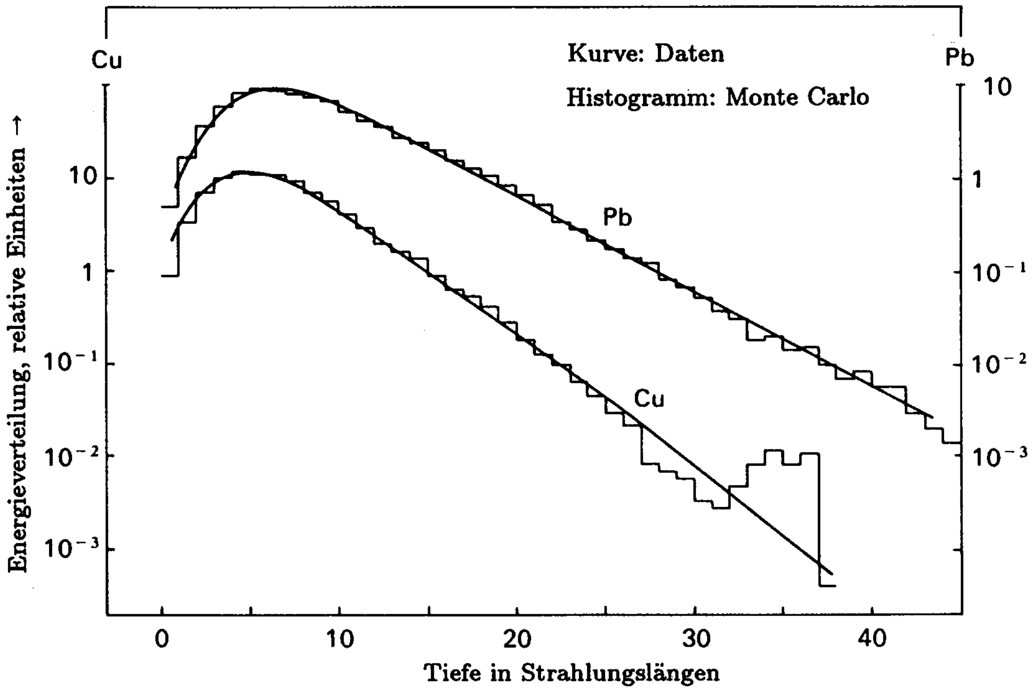


Abbildung 3.5: Freigesetzte Energie bei einem durch ein primäres Elektron erzeugten Schauer [Per91]

Hauptgrund für die **transversale Schauerausdehnung** ist die Vielfachstreuung der Elektronen an den Atomkernen des Absorbermaterials. Die charakteristische Größe für die transversale Ausdehnung ist der Molière-Radius R_M [Mol47]:

$$R_M = \frac{21.2\text{MeV}}{E_c} \cdot X_0 \tag{3.8}$$

Rund um die Schauerachse wird innerhalb des Molière-Radius etwa 90% der gesamten Energie deponiert [Bat70]. Die transversale Energieverteilung eines elektromagnetischen Schauers verdeutlicht Abbildung 3.6.

3.3 Hadronische Schauer

Die Ursache für hadronische Schauer sind stark-wechselwirkende Teilchen. Analog zum elektromagnetischen Schauer bildet sich eine Teilchenkaskade aus. Allerdings sind die

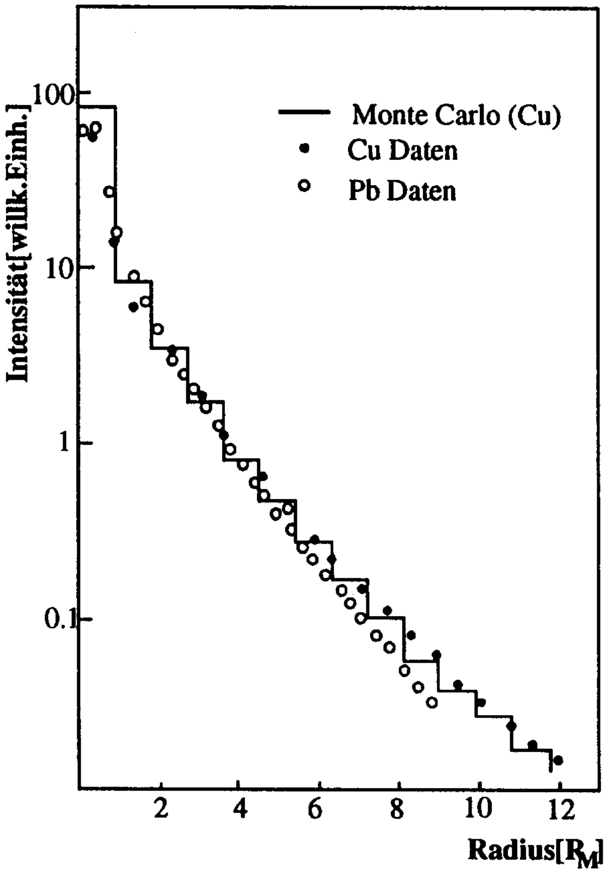


Abbildung 3.6: Transversale Energieverteilung eines elektromagnetischen Schauers. Der Abstand von der Schauerachse ist in Einheiten des Molière-Radius R_M aufgetragen.

auftretenden physikalischen Prozesse wie Kernanregung oder Nukleonenverdampfung deutlich komplexer, so daß eine analytische Beschreibung eines hadronischen Schauers nicht möglich ist.

Die Ausbildung eines hadronischen Schauers läßt sich wie folgt beschreiben: Ein hochenergetisches Hadron tritt inelastisch in Wechselwirkung mit den Nukleonen in den Kernen des Absorbermaterials. Die Kernstruktur wird aufgebrochen und es entstehen leichte Mesonen und Kernbruchteile als Sekundärteilchen, die wiederum inelastisch wechselwirken oder ihre Energie über Ionisation abgeben können.

In einem hadronischen Schauer wird die Dimension durch die hadronische Schauerlänge λ_{had} festgelegt:

$$\lambda_{had} = \frac{A}{\sigma_{inel} N_A \rho_0} \tag{3.9}$$

In Gleichung 3.9 steht A für die Massenzahl des Absorbers, σ_{inel} für den Wirkungsquerschnitt der inelastischen Hadron-Nukleon-Wechselwirkung, N_A ist die Avogadro-Konstante und ρ_0 die Dichte des Absorbers.

λ_{had} beträgt für Blei 17.4 cm [Kle78], ist im Vergleich zur Strahlungslänge $X_0 =$ 0.56 cm für Blei also deutlich größer. Hadronische Schauer haben deshalb wesentlich größere Ausdehnungen. Folglich müssen total absorbierende hadronische Kalorimeter eine größere longitudinale und laterale Tiefe besitzen als elektromagnetische.

Im Verlauf eines hadronischen Schauerprozesses können auch Teilchen entstehen, die überwiegend elektromagnetisch wechselwirken oder zerfallen, wie z.B. π^0 oder η.

Aus diesem Grund besitzt ein hadronischer Schauer auch eine elektromagnetische Komponente. Der Anteil dieser Komponente am Gesamtschauer unterliegt starken Schwankungen, da dieser von der Anzahl der produzierten π^0 und η abhängt.

3.4 Kosmische Myonen

Die primäre kosmische Strahlung entsteht hauptsächlich durch Protonenabstrahlung der Sonne sowie durch Super-Nova-Explosionen. Die Strahlung besteht aus Protonen und vollständig ionisierten Atomkernen mit einer Kernladungszahl $z \geq 2$. Beim Durchqueren der Erdatmosphäre kommt es zwischen der Primärstrahlung und den Atomen der Lufthülle zur Wechselwirkung. Bei den Atomen in der Atmosphäre handelt es sich zu 99% um Sauerstoff und Stickstoff [All75]. Dabei entstehen elektromagnetische und hadronische Schauer (Abb. 3.7), wie in den Abschnitten 3.2 und 3.3 beschrieben. In diesen Schauern entstehen kosmische Myonen hauptsächlich aus dem Zerfall geladener Pionen. Auf Meeresniveau sind etwa 80% der geladenen Teilchen Myonen. Der Gesamt-Myonenfluß J_{ges} kann durch Integration der Myon-Intensität über den Raumwinkel Ω berechnet werden [Ros48]:

$$J_{ges} = \int I(\theta, \phi)\ cos\theta\ d\Omega \tag{3.10}$$

In Gleichung 3.10 steht θ für den Zenital- und ϕ für den Azimutalwinkel. Die Winkelverteilung wurde experimentell von O.C. Allkofer ermittelt [All71]. Für den Polarwinkel θ ergibt sich eine Intensitätsverteilung von

$$I(\theta) = I_0\ cos^{\eta}\ \theta \tag{3.11}$$

Die Größe η ist eine Funktion des Impulses. Der Wert für η wurde empirisch ermittelt, im Mittel liegt er bei $\eta = 1.85 \pm 0.10$ [Alg84]. Für den Azimutwinkel ϕ wird eine Gleichverteilung angenommen. Abb. 3.7 zeigt die Myonintensität aufgetragen gegen den Myonimpuls für zwei Einfallswinkel unter 90° und unter 83°. Für Impulse $p > 80$GeV/c spielt der Einfallswinkel nur eine unbedeutende Rolle.

Auf Meeresniveau besitzen kosmische Myonen durchschnittlich eine Energie von 2 GeV [PRD94].

Teilchen im Minimum der Bethe-Bloch-Kurve (Abb. 3.1) werden als minimal ionisierend bezeichnet. In Abschnitt 3.1.2 wurde gezeigt, daß die Wahrscheinlichkeit für ein Myon sehr gering ist, Energie durch einen Bremsstrahlungsprozeß abzugeben. Der Hauptanteil des Energieverlustes bei Myonen wird durch Ionisation hervorgerufen. Als Konsequenz werden die Myonen der Kategorie minimal ionisierender Teilchen zugeordnet, obwohl deren Teilchenenergie nicht notwendig im Minimum der Bethe-Bloch-Kurve liegt. Die besondere Eigenschaft minimal ionisierender Teilchen besteht darin, daß die abgegebene Energie dE pro durchquerter Strecke dx im Absorbermaterial annähernd als konstant angesehen werden kann.

Die Praxis hat gezeigt, daß der gemessene Energieverlust nicht exakt mit dem theoretischen Wert nach Bethe-Bloch (Formel 3.1) übereinstimmt [Fab89]. Die Ursache dafür liegt in der schwankenden Anzahl von harten Kollisionen (δ-Elektronen) des

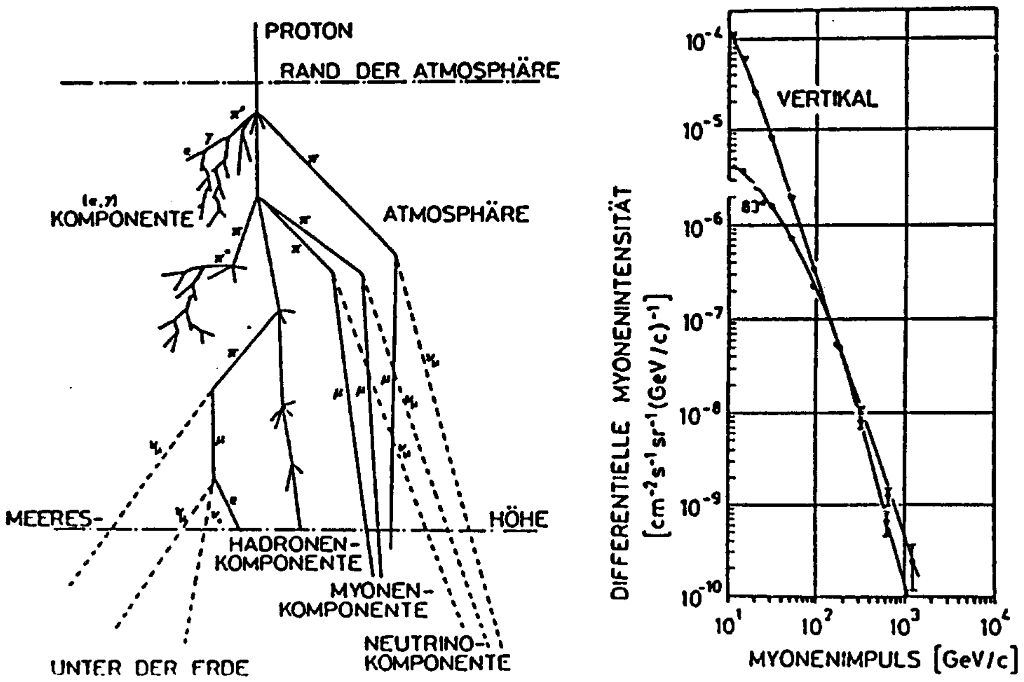


Abbildung 3.7: Entstehung von Myonen aus der kosmischen Strahlung und differentielle Myonintensität für senkrechten Einfall sowie unter 83° [Gru84]

einlaufenden Teilchens mit den Hüllenatomen des Absorbermaterials begründet. Daher liegt das Maximum des Energieverlustes unterhalb des theoretisch zu erwartenden Wertes und die Verteilung der Energieverluste zeigt einen asymmetrischen Ausläufer zu höheren Energien, also Einträgen oberhalb des Maximalwertes. Eine derart asymmetrische Verteilung läßt sich durch eine Landau-Funktion beschreiben [Leo87], [Lan44]. Nur für sehr dicke Absorberschichten ist die Verteilung gaußförmig.

Die gemessene mittlere Energie E_{gem}, die in den aktiven Detektormaterialien deponiert wird, ist ungleich der tatsächlich im Detektor deponierten Energie E_{dep}. Daher muß man das Ansprechverhalten R eines Sampling-Kalorimeters wie folgt definieren:

$$R = \frac{E_{gem}}{E_{dep}} \tag{3.12}$$

Der Sampling-Anteil wird auf denjenigen für minimal ionisierende Teilchen R_{min} normiert, indem man den im aktiven Material deponierten Energienateil für $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{min}$ aus Tabellenwerten [PDG94] und dem Volumenverhältnis von aktivem und passivem Detektormaterial berechnet.

Die Myonen werden zwar als minimal ionisierend bezeichnet, aufgrund des relativistischen Anstiegs der Bethe-Bloch-Kurve (Abb. 3.1) und des damit verbundenen zunehmenden Einflusses der Bremsstrahlung und der Paarerzeugung bei hohen Myonenergien weicht ihr Energieverlust aber von einem theoretischen, real nicht existierenden, minimal ionisierenden Teilchen leicht ab. Die Größen R_μ und R_{min} stehen für die Sampling-Anteile, E_μ und E_{min} für die Energieverluste. Der Korrekturwert für die

Größe R ist dann gegeben durch [ZEUS93]:

$$\frac{R_\mu}{R_{min}} = \frac{E_\mu}{E_{min}} \tag{3.13}$$

Mit Hilfe dieses Korrekturwertes lassen sich die empirisch ermittelten Myondaten auf die theoretischen minimal ionisierenden Teilchen umrechnen.

3.5 Kalorimeter

Meßinstrumente, die der Energiemessung in der Elementarteilchenphysik dienen, werden Kalorimeter genannt. Typischerweise bestehen sie aus einem bestimmten Material, dessen Ansprechvermögen proportional zur Energie eines im Medium absorbierten Teilchens ist. Die deponierte Energie wird z.B. in Licht umgewandelt, welches anschließend über Sekundärelektronenvervielfacher in elektrische Signale umgesetzt wird. Aus Gleichung 3.1 ist ersichtlich, daß sich mit zunehmender Teilchenenergie die Auflösung eines Kalorimeters verbessert.

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2} \tag{3.14}$$

Die Energieauflösung von Kalorimetern wird durch mehrere physikalische Prozesse beeinflußt:
Intrinsische Schwankungen: Die statistische Fluktuation der Anzahl der in einem Schauer entstandenen Sekundärteilchen N unterliegt der Poisson-Verteilung, also gilt: $\delta N = \sqrt{N}$. Weiterhin ist N direkt proportional der Energie des Primärteilchens, so daß die Fluktuation für E proportional zu $\sqrt{E}$ ist:

$$\sigma_{intrinsisch} = a \cdot \sqrt{E} \tag{3.15}$$

Sampling-Schwankungen: Hierbei handelt es sich um Fluktuationen, die bei der Signalerzeugung im aktiven Material des Kalorimeters hervorgerufen wurden:

$$\sigma_{Sampling} = a \cdot \sqrt{E} \tag{3.16}$$

Die Energieschwankung folgt auch hier einer Poisson-Statistik. Die zu erwartenden Abweichungen sind deutlich größer als die intrinsischen Fluktuationen.
Interkalibrationen, Inhomogenitäten: Ungenauigkeiten beim Abgleich der einzelnen Auslesekanäle des Detektors sowie örtliche Inhomogenitäten im Material führen zu einer Verbreiterung des Meßsignals:

$$\sigma_{inhomogen} = b \cdot E \tag{3.17}$$

Diese Verbreiterung ist proportional zur Energie des den Detektor durchlaufenden Teilchens.

Rauschen: Das Rauschen eines Detektors ist nicht von der Energie des den Detektor durchquerenden Primärteilchens abhängig, die durch das Rauschen verursachte Schwankung ist konstant:

$$\sigma_{Rauschen} = c \tag{3.18}$$

Bei großen Energien überwiegt in Folge der Energieabhängigkeit der Term durch Inhomogenitäten, während bei geringen Energien der konstante Rauschterm den größten Anteil ausmacht.

Bei der Entwicklung von Kalorimetern ist darauf zu achten, daß möglichst die gesamte Teilchenenergie absorbiert wird. In der Praxis kommen zwei unterschiedliche Typen zur Anwendung: Das homogene Kalorimeter und das Sampling-Kalorimeter.

Homogene Kalorimeter bestehen aus nur einem Material, welches Absorber und Nachweismedium in einem ist. Als Material kommt z.B. Bleiglas in Frage. Der hohe Bleianteil gewährleistet eine schnelle Energieabsorption. Durch die Einbettung in Glas erfolgt die Weiterleitung über Čerenkov-Licht.

Bei **Sampling-Kalorimetern** werden für die Absorption und die Lichterzeugung unterschiedliche Materialien verwendet. Wegen der hohen Kernladungszahl bieten sich als Absorptionsmaterialien Blei, Uran oder Eisen an. Als aktives Material und zum Lichttransport haben sich in letzter Zeit Plastikszintillatoren durchgesetzt.

Die bessere Auflösung besitzen die homogenen Kalorimeter. Dieser Kalorimetertyp besitzt kein spezielles Absorbermaterial. Dadurch steigt die intrinsische Auflösung, die proportional ist zur Anzahl der erzeugten Photonen $\sqrt{N}$.

Kapitel 4

Das H1-Spaghetti-Kalorimeter (SPACAL)

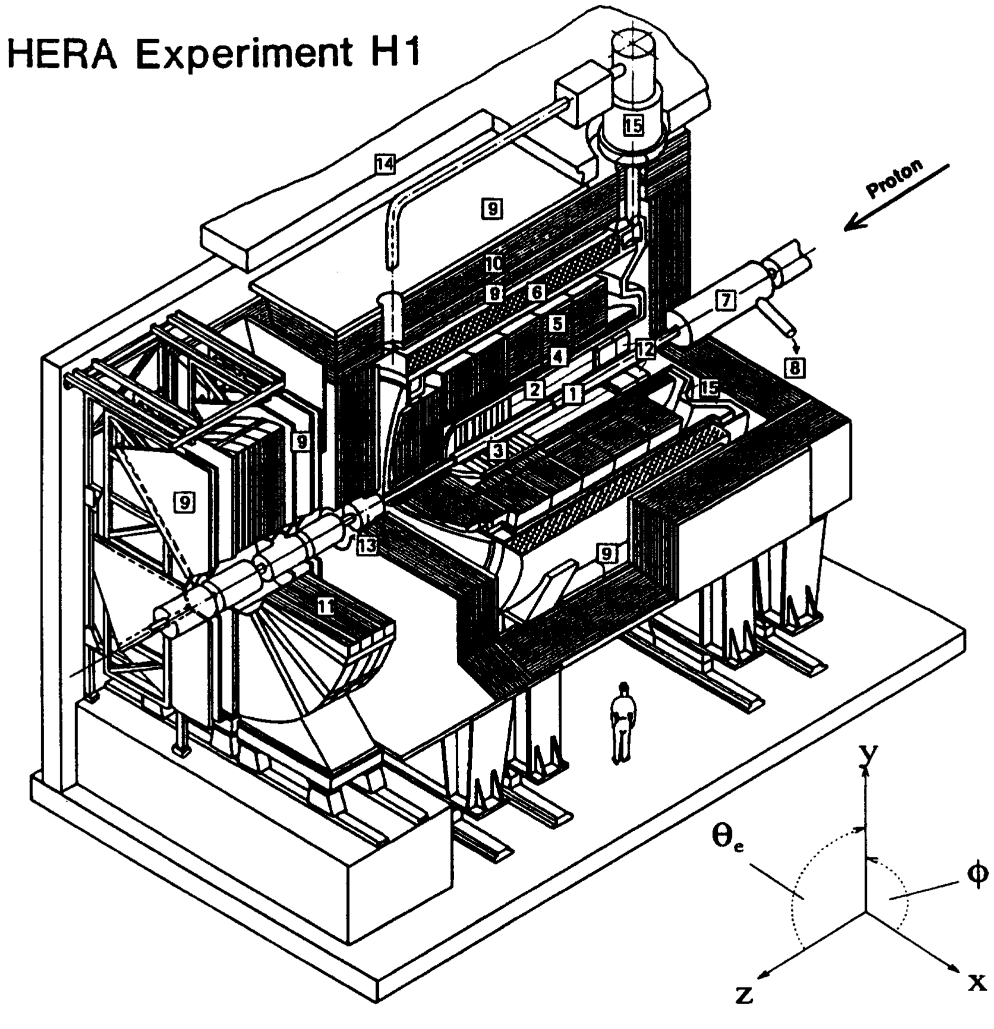


Abbildung 4.1: Ansicht des H1-Detektors. Die positive z-Richtung wird durch die Protonenflugrichtung definiert. Das Koordinatensystem verdeutlicht, in welchen Ebenen die Winkel θ_e und ϕ liegen.

In diesem Abschnitt wird auf die technischen Ausführungen des H1-Detektors und insbesondere des SPACALs [DESY96-013], [Mue94] eingegangen. Das SPACAL, welches im Rahmen dieser Arbeit mit kosmischen Myonen kalibriert wurde, befindet sich im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors. Dieser Bereich ist in Abbildung 4.1 mit der Nummer 12 gekennzeichnet. Abbildung 4.1 verdeutlicht weiterhin das für diese Arbeit verwendete Koordinatensystem. In Übereinstimmung mit der H1-Konvention ist die Protonenflugrichtung identisch mit der positiven z-Richtung. Abbildung 4.2 zeigt einen Ausschnitt des rückwärtigen Bereiches mit der **elektromagnetischen** und **hadronischen SPACAL-Sektion**. Die Winkelakzeptanz für die elektromagnetische Sektion liegt zwischen $152° < \theta_e < 177.5°$, für die hadronische Sektion zwischen $159° < \theta_e < 178°$.

Da weitere H1-Detektor-Komponenten für die vorliegende Arbeit nicht benötigt werden, soll an dieser Stelle auf eine Beschreibung dieser Bauteile verzichtet werden. Nähere Ausführungen zum H1-Detektor stehen in [H196-01]).

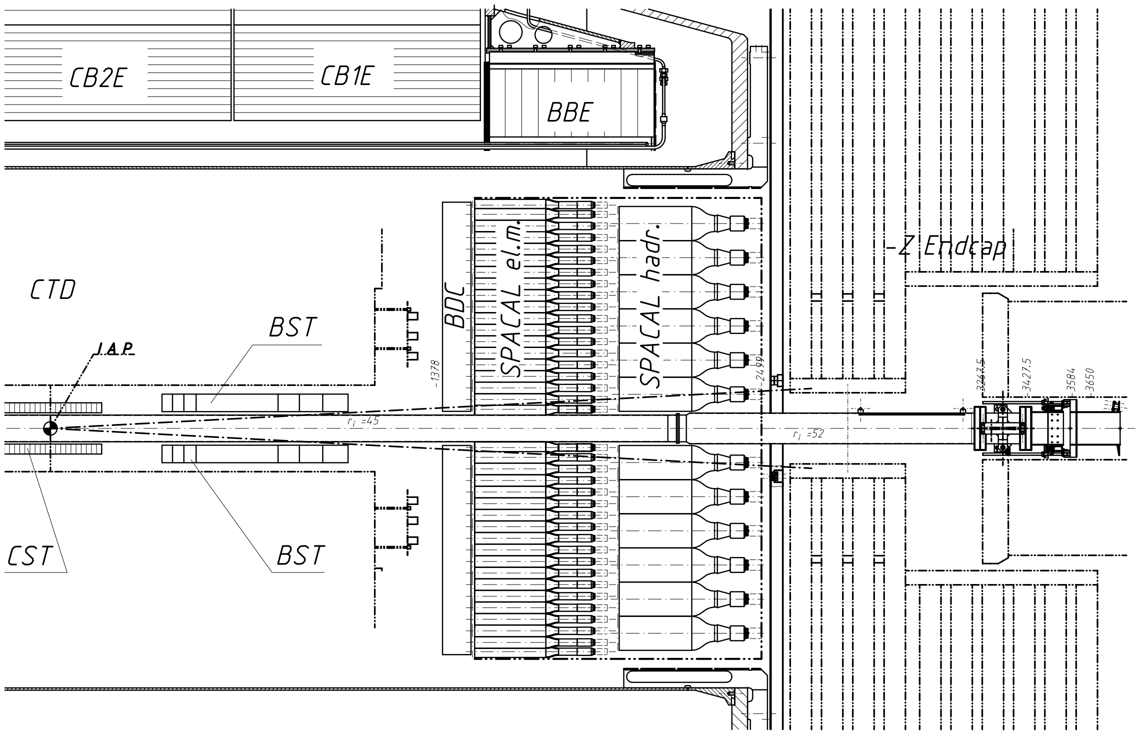


Abbildung 4.2: Längsschnitt durch den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors mit der elektromagnetischen und hadronischen SPACAL-Sektion, der Driftkammer BDC und den zentralen Spurkammern BST und CST. Das Strahlrohr verläuft horizontal in der Abbildung. Die Protonen laufen von rechts in den Detektor ein, die Elektronen von links. Die Wechselwirkung erfolgt im Punkt IAP.

Das SPACAL ist nicht von Beginn an Bestandteil des H1-Detektors. Vielmehr wurde es im Jahr 1995 als Verbesserung gegen das bis dahin verwendete Rückwärtskalorimeter BEMC [DESY95-177] ausgetauscht, um das interessante Gebiet kleiner x_B experimentell besser erschließen zu können.

4.1 Szintillierende Fasern

Spaghetti-Kalorimeter gehen auf eine Idee von D. Perrin und P. Sonderegger [Per81] zurück. Technisch realisiert wurden sie später in Experimenten wie WA89 [Sim92] oder JETSET [Her90].

Die das Spaghetti-Kalorimeter durchlaufenden Teilchen treffen auf szintillierende Fasern. Diese langen, spaghettiähnlichen Fasern geben dem Kalorimeter seinen Namen. Sie werden als aktives Material bezeichnet und sind in Bleiplatten eingelegt, die als Absorber dienen. Der in diesem Absorber hervorgerufene Schauer (Abschnitt 3.3) erzeugt in den Fasern Szitillationslicht, das durch Totalreflexion in den Fasern über eine Bündelzone und einen Lichtmischer zum Photomultiplier gelangt und so in einen elektrischen Spannungsimpuls umgewandelt wird [Bar94]. Um eine Totalreflexion des Szintillationslichtes in den Fasern zu erreichen, wird das eigentliche Kernmaterial der Faser ("Core") von einem Mantel ("Cladding") umgeben. Das Kernmaterial und der Mantel besitzen unterschiedliche Brechungsindices: $\frac{n_{Core}}{n_{Cladding}} = \frac{1.60}{1.49}$. Die Szintillationsfasern erfüllen somit gleichzeitig zwei Aufgaben: Umwandlung der Energie in meßbares Licht und Transport des erzeugten Lichts zu einer Ausleseelektronik.

Das theoretische Energieauflösungsvermögen dieses Kalorimetertyps wird durch den Faserdurchmesser d und durch das Volumenverhältnis R zwischen Absorber- und Szintillationsmaterial bestimmt:

$$\frac{\sigma}{E} = k \cdot \frac{\sqrt{Rd}}{\sqrt{E}} \tag{4.1}$$

Der Proportionalitätsfaktor k ergibt sich empirisch zu $k \approx 6.5\%$ [RD91]. Damit kann durch die Wahl der Parameter R und d das Kalorimeter an die jeweils gewünschten experimentellen Rahmenbedingungen angepaßt werden.

Gegenüber herkömmlichen "Sandwich"-Kalorimetern, die aus sich abwechselnden Schichten aus Absorber- und Szintillationsmaterial aufgebaut sind, benutzt ein Spaghetti-Kalorimeter keine externen Wellenlängenschieber, die bei "Sandwich"-Kalorimetern für die Weiterleitung des Lichtes an die Ausleseelektronik sorgen. Der Verzicht auf Wellenlängenschieber ermöglicht eine deutliche Verbesserung der Kalorimeterhomogenität.

Im Vergleich zu herkömmlichen Kalorimetern besitzen Spaghetti-Kalorimeter eine sehr kompakte Bauweise. Die Dichte der Szintillationsfasern in der Bleimatrix ermöglicht den Bau eines Kalorimeters mit geringen Schauerdimensionen, bei dem die Ausleseelektronik direkt hinter dem Blei-Szintillator-Modul montiert ist. Dadurch ist ein relativ einfacher Zugriff auf die elektronischen Bauteile möglich. Die kompakte Bauweise des Kalorimeters ist auch deshalb von besonderer Bedeutung, da das SPACAL in einen bestehenden Detektor eingebaut wurde und nur begrenzter Raum zur Verfügung stand. Die charakteristischen Parameter des SPACALs sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

4.2 Kalorimeterkonstruktion

Die elektromagnetische Sektion des SPACALs ist aus Blei-Szintillator-Modulen aufgebaut, die wiederum in Zellen unterteilt sind. Jede dieser Zellen bildet mit dem angeschlossenen Photomultiplier einen Detektorkanal. Je zwei benachbarte Zellen sind

Parameter	elektromagnetische Sektion	hadronische Sektion
Länge der Zelle	250 mm	250 mm
Zellquerschnitt	$40.5 \cdot 40.5\ \mathrm{mm}^2$	$120 \cdot 120\ \mathrm{mm}^2$
Anzahl der Zellen	1192	136
Winkelakzeptanz	$152° < \theta < 177.5°$	$159° < \theta < 178°$
Blei-Faser-Rate	2.27 : 1	3.41 : 1
Fasertyp	Bicron BCF–12	Bicron BCF–12
Faserdurchmesser	0.5 mm	1.0 mm
Strahlungslänge X_0	0.91 cm	0.85 cm
Molière Radius R_M	2.55 cm	2.45 cm
Wechselwirkungslänge	25.0 cm	24.6 cm
Energieauflösung $\frac{\sigma}{E}$	$\frac{(7.1\pm0.2)\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus (1.0 \pm 0.1)\%$	$\frac{(12.5\pm3.0)\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus (3.8 \pm 2.2)\%$
Ortsauflösung σ	$\frac{(4.4\pm0.4)\mathrm{mm}}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} + (1.0 \pm 0.2)\mathrm{mm}$	–
Winkelauflösung	$\leq 2\,\mathrm{mrad}$	–
Zeitauflösung σ_{cal}	(0.38 ± 0.03) ns	≤ 1 ns
Photomultipliertyp	Hamamatsu R 5505/6	Hamamatsu R 2490–06

Tabelle 4.1: SPACAL-Parameter [Arn95], [Mue94]

aus einer durchgehenden Bleiplatte aufgebaut und werden deshalb als Submodul bezeichnet. Jedes Submodul enthält 52 Preßprofile aus Blei mit Rillen von 1.05 mm Durchmesser. In diesen Bleiplatten verteilen sich 4680 Szintillationsfasern je Zelle. Den Aufbau eines Submoduls sowie der Blei-Faser-Matrix verdeutlicht Abbildung 4.3. Die Herstellung der Platten und Profile muß auf wenige μm genau erfolgen, um bei der Stapelung der Platten im Detektor und dem Einlegen der Fasern die vorgegebenen Maße einzuhalten. Jede der 1192 Zellen der elektromagnetischen Sektion hat das Volumen 40.5 x 40.5 x 250 mm^3.

Die nächstgrößere Einheit in der elektromagnetischen Sektion, das sogenannte Supermodul, besteht aus acht Submodulen, also aus 16 Zellen. Die Photomultiplier eines Supermoduls werden gemeinsam über eine Hochspannung versorgt, die bei 1800 V liegt und zwischen den Zellen Spannungsdifferenzen von maximal $\pm$160 V zuläßt. Zu den 60 baugleichen Supermodulen des elektromagnetischen SPACALs kommen noch 28 in der Konfiguration abweichende Randmodule hinzu, um einen kreisförmigen Aufbau des Kalorimeters zu gewährleisten. Ein weiteres, 16 Zellen umfassendes, Spezialmodul, das sogenannte "Insert", befindet sich im Zentrum des SPACALs, welches von der Strahlachse durchquert wird. Vier Zellen dieses Moduls umschließen ringförmig das Strahlrohr und bilden die 8 mm dicke Veto-Lage, die 57 mm an die Strahlachse heranreicht. Abbildung 4.4 zeigt einen Querschnitt durch die elektromagnetische Sektion.

Eine besondere Bedeutung verdient die Vermeidung von Symmetrieeffekten, insbesondere dem sogenannten "Channeling": Durch die regelmäßige Anordnung der szintillierenden Fasern im Blei deponiert ein Teilchen, welches unter einem durch die Fasergeometrie gegebenen Winkel von 30° zur Vertikalen das SPACAL durchquert, vom Durchschnittswert abweichende Energieeinträge.

Abbildung 4.5 verdeutlicht, daß das einlaufende Teilchen A überdurchschnittlich viel Szintillationsmaterial mit großem X_0 durchquert und deshalb nicht vollständig im

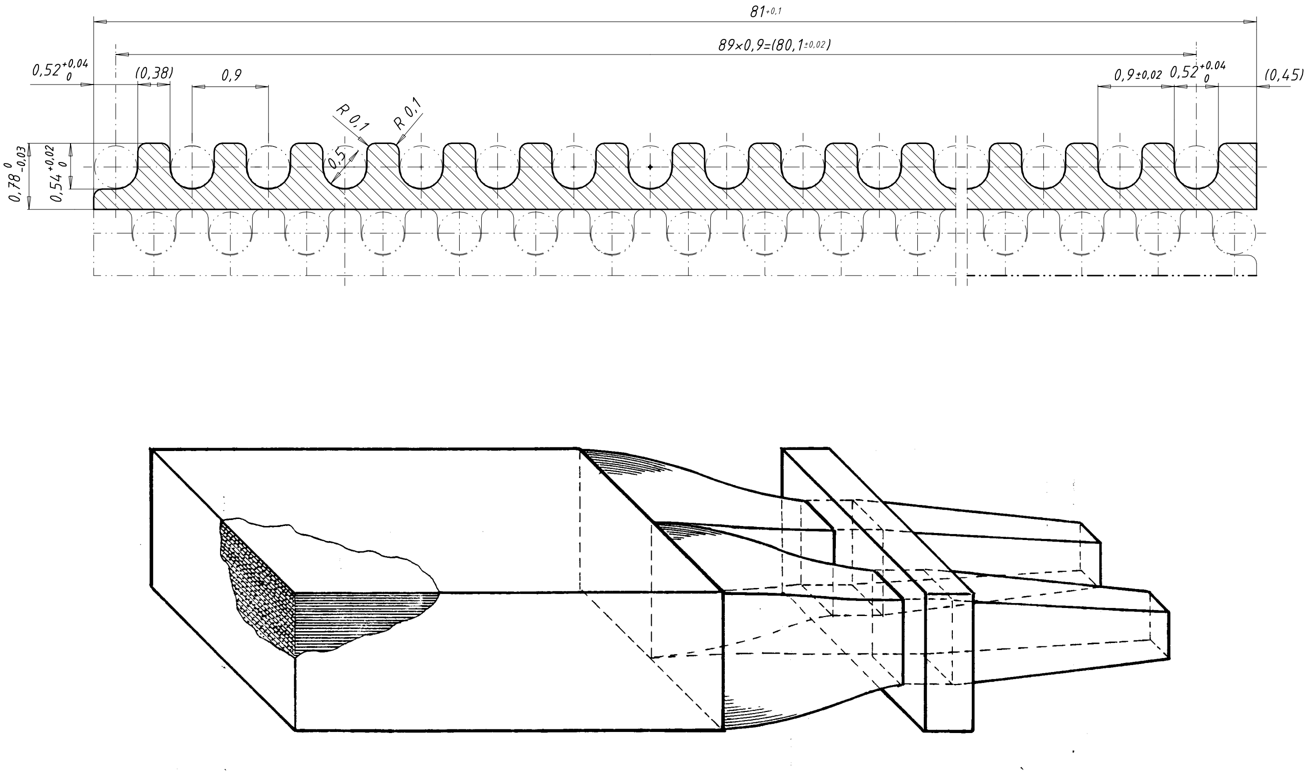


Abbildung 4.3: Das in der SPACAL-Zelle erzeugte Licht wird über eine Bündelzone zum Lichtmischer weitergeleitet. Das obere Bild zeigt einen Querschnitt durch die Blei-Faser-Matrix. Darunter ist eine schematische Darstellung eines SPACAL-Submoduls abgebildet.

Kalorimetermaterial absorbiert werden kann. Teilchen B wird zwar absorbiert, allerdings löst es keinerlei Signale aus. Dadurch entsteht in der gemessenen Energiedepositionsverteilung eine Überlagerung zweier Gauß-Kurven, die eine Verschlechterung in der Energieauflösung zur Folge hat. Zur Verringerung dieser "Channeling-Effekte" muß das Durchqueren der Fasern unter einem Winkel von 30° zur Vertikalen unterdrückt werden [Leh94]. Deshalb wurde an den Sektorengrenzen die Orientierung der Bleiplatten um 30° geändert. In Abbildung 4.4 sind die Sektorengrenzen durch dicke schwarze Linien angedeutet.

Die hadronische Sektion besteht aus 136 Zellen der Maße 120 x 120 x 250 mm^3. Die Module sind so montiert, daß sie sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung parallel zur Strahlachse angeordnet sind. Die Bleiplatten der hadronischen Sektion haben eine Dicke von 1.9 mm. An Ober- und Unterseite dieser Platten sind jeweils im Abstand von 2.2 mm Rillen mit einem Durchmesser von 1.1 mm eingestanzt. Die Rillen auf Ober- und Unterseite sind 1.1 mm zueinander verschoben, wodurch analog der elektromagnetischen Sektion eine Blei-Faser-Matrix entsteht.

Sowohl die hadronische als auch die elektromagnetische Sektion des SPACALs haben einen Durchmesser von 160 cm.

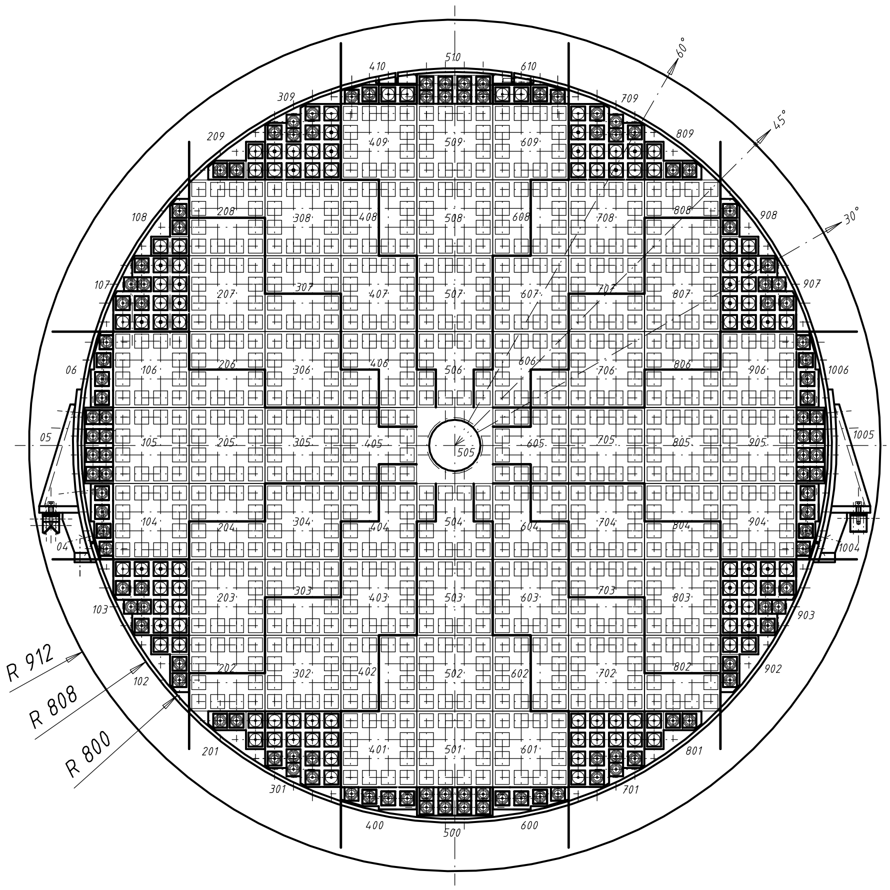


Abbildung 4.4: Querschnitt durch die elektromagnetische Sektion des SPACALs aus Richtung des Wechselwirkungspunktes des H1-Detektors. Zu erkennen ist das von der Veto-Schicht umgebene Strahlrohr in der Bildmitte. Ferner sind schwarze Linien eingezeichnet, die die Sektorengrenzen markieren, an denen eine Änderung der Bleiplattenorientierung um 90° erfolgt. Die unterschiedliche Anordnung der Platten dient der Vermeidung von Symmetrieeffekten.

4.3 Photomultiplier

Jede der 1192 Zellen der elektromagnetischen sowie der 136 Zellen der hadronischen Sektion besitzt einen eigenen Auslesekanal und somit einen eigenen Photomultiplier (PM). In der elektromagnetischen Sektion finden PMs vom Typ R5505 (Abb. 4.6) sowie in Strahlnähe die strahlenresistente Version R5506 der Firma Hamamatsu Verwendung, in der hadronischen der Typ R2490-06. Diese Photomultiplier unterscheiden sich von herkömmlichen Geräten durch die sequentielle Anordnung der Dynoden, die aus sehr feinen Gittern aufgebaut sind. Der Vorteil dieses Photomultipliertyps liegt darin, daß er in einem starken, zur Strahlrichtung parallelen Magnetfeld von in diesem Fall 1.16 T betrieben werden kann. Die Elektronenvervielfachung erfolgt parallel zum Fluß des Magnetfeldes im H1-Detektor. Dies hat zur Folge, daß bei zu großem Winkel zwischen Flugrichtung der Sekundärelektronen und Richtung des magnetischen Flusses die Elektronen von der Lorentzkraft so stark abgelenkt würden, daß die folgende

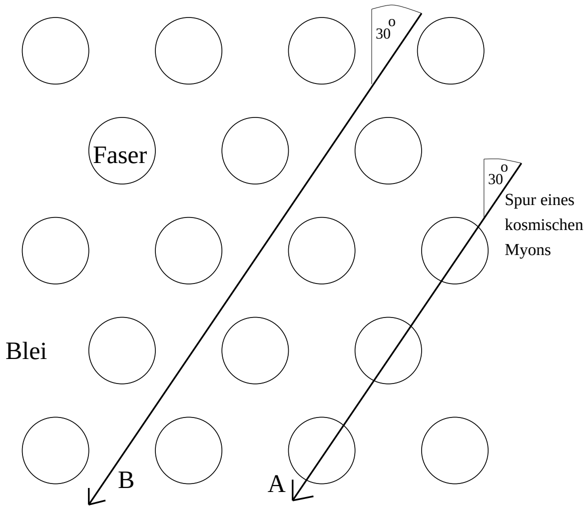


Abbildung 4.5: "Channeling"-Effekte eines ionisierenden Teilchens in einerBlei-Faser-Matrix. Teilchen A durchquert überdurchschnittlich viel Szintillatormaterial, Teilchen B gar keines.

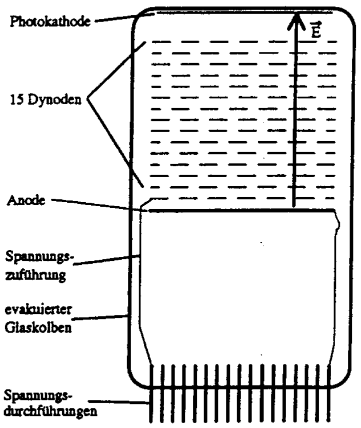


Abbildung 4.6: Aufbau des Photomultipliers PMT R5505. Die Spannungszuführungen sind für die Anode und eine Dynode angedeutet.

Dynode nicht mehr getroffen werden würde. Die verwendeten Photomultiplier erreichen bei einem Magnetfeld von 1.16 T einen Verstärkungsfaktor von etwa 10^4, ohne Magnetfeld beträgt die Verstärkung 10^6 [Ham92].

Das Verstärkungsverhalten der Photomultiplier eines Supermoduls unterliegt zeitlichen Fluktuationen. Es wird deshalb durch das sogenannte Kalibrationsmodul (CAM) (Abb. 4.7) überwacht: Eine Diode (LED) sendet über eine optische Faser Lichtpulse im sichtbaren Bereich mit der Frequenz von 1 Hz an die Lichtmischer von acht verschiedenen Photomultipliern. Die von den PMs gemessenen Signale werden während der gesamten Datennahme kontinuierlich registriert. Zusätzlich wird die temperaturabhängige Fluktuation des LED-Signals mit Hilfe einer Photodiode (PD) überwacht [DESY97-070]. Das CAM-System ermöglicht die Online-Korrektur der von den Photomultipliern aufgezeichneten Daten.

Detaillierte Angaben zum CAM-System finden sich in [Jan96].

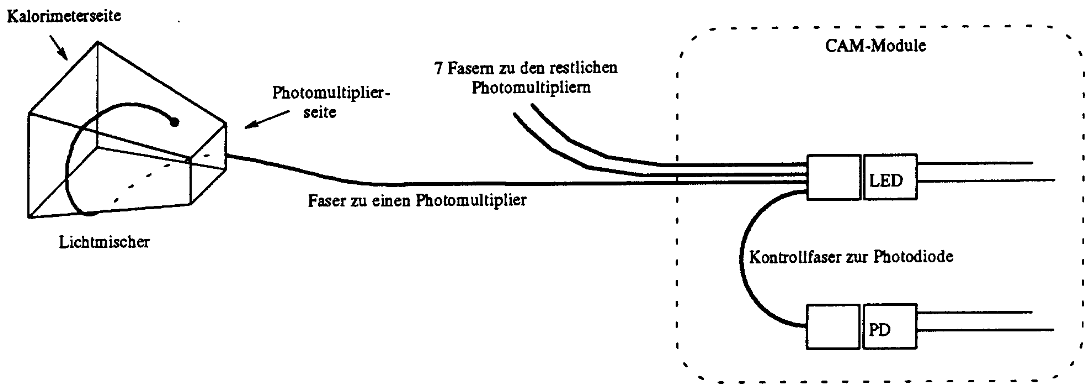


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung eines CAM-Moduls.

4.4 SPACAL-Elektronik

Neben der Energie- und Zeitmessung von tiefinelastisch gestreuten Leptonen übernimmt das SPACAL auch eine zentrale Triggerfunktion. Abbildung 4.8 verdeutlicht die Signalverarbeitung in der SPACAL-Elektronik.

Die gemessenen Signale durchlaufen innerhalb weniger ns ein 17 m langes Kabel, mit dem die Signale aus dem Detektor sowohl an die Energieanalyse als auch an die Zeitanalyse und die Triggerauswertung weitergeleitet werden.

In der **Energiemessung** wird das Signal über einen sogenannten "Shaper" aufgeweitet und über einen Analog-Digital-Wandler (ADC)[1] digitalisiert. Anschließend durchläuft das Signal den digitalen Signalprozessor (DSP)[2], in dem eine geometrische Zuordung des Signals und eine Nullunterdrückung erfolgt. Ferner werden Kanäle aussortiert, die keine Einträge besitzen. Auf diese Weise wird die zentrale H1-Datenaufzeichnung nicht mit überflüssigen Daten belastet.

Analog zur Energieauswertung verläuft die **Zeitanalyse**. Das Signal wird hier über einen Zeit-Digital-Wandler (TDC)[3] digitalisiert und durchläuft anschließend einen DSP.

Die **Trigger-Funktion** des SPACALs wird durch folgende Elektronik realisiert: Alle 96 ns treffen im H1-Wechselwirkungspunkt Teilchenpakete aus Protonen und Elektronen aufeinander. Zum Zeitpunkt der Wechselwirkung wird ein Zeitfenster von 10 ns Dauer geöffnet. Dieses Fenster wird mit ToF[4] bezeichnet. Da das SPACAL vom Wechselwirkungspunkt etwa 170 cm entfernt ist, erwartet man ein Signal vom wechselwirkenden Elektron etwa 4 ns nach der Wechselwirkung. Das Signal fällt dann ins ToF-Zeitfenster (Abb. 4.9). Das SPACAL wird nun mit einem sog. "sliding window"[5] abgesucht. Hierbei handelt es sich um ein Energiefenster für je 4 x 4 Zellen. Das Fenster

[1]engl.: analog-digital-converter
[2]engl.: digital signal processor
[3]engl.: time-digital-converter
[4]engl.: time of flight: innerhalb der Flugzeit
[5]engl.: gleitendes Fenster

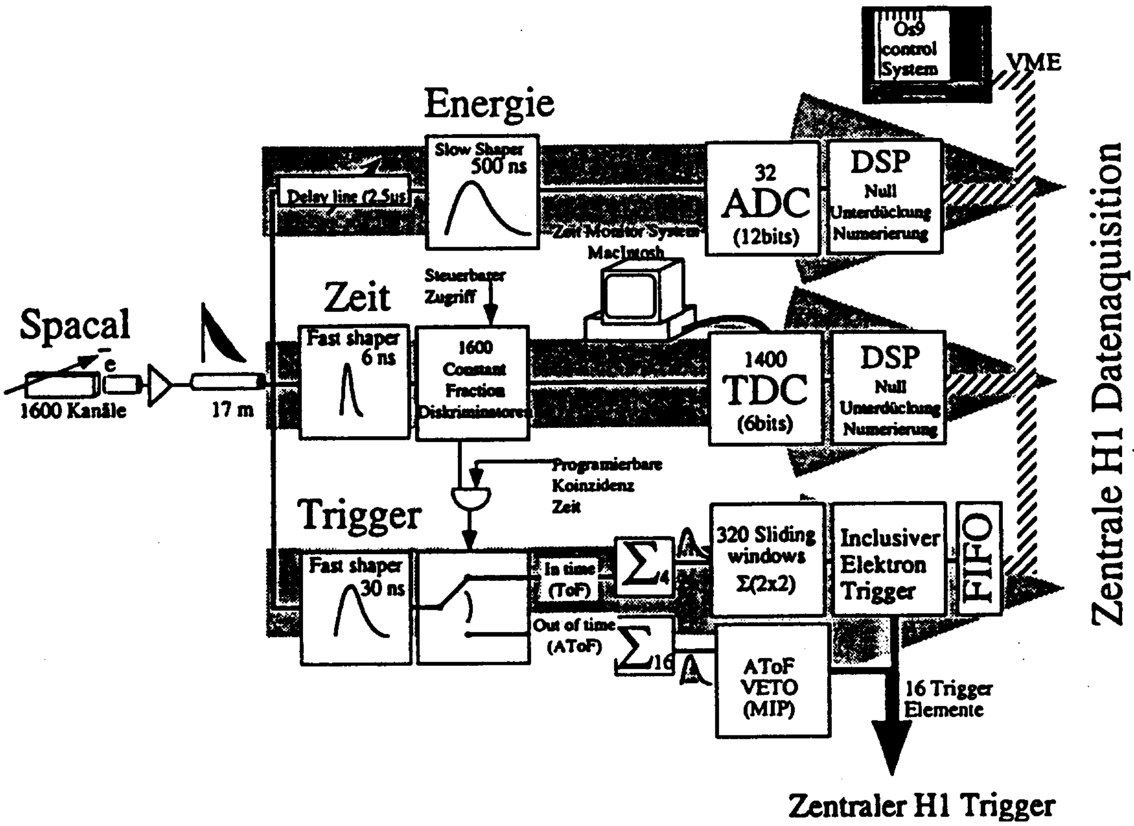


Abbildung 4.8: Energie-, Zeit- und Triggeranalyse durch die SPACAL-Elektronik.

mit der größten Energiesumme seiner Zellen wird gespeichert. Die Energiesumme muß einen bestimmten Schwellenwert überschreiten, damit das Ereignis von der zentralen H1-Datenaufzeichnung akzeptiert wird. Bei der Datennahme für die Kalibration mit kosmischen Myonen beträgt dieser Schwellenwert 200 MeV.

Zeitliche Signale, die nicht im ToF-Fenster liegen, werden im AToF[6]-Fenster registriert. In diesem Fall besteht das "sliding window" nicht aus 4 x 4 Zellen, sondern aus einer Kombination von mehreren 4 x 4 Zellen großen Fenstern. Sonst ist der Vorgang identisch zu ToF. Wird im Zeitfenster AToF ein Signal ermittelt, wird vom SPACAL ein Impuls ausgegeben, der die zentrale Datenaufzeichung verhindert (Veto), unabhängig davon, was andere Komponenten des H1-Detektors gemessen haben. Diese Triggerelektronik wird mit IET[7] bezeichnet.

Die Unterteilung in ToF und AToF ist für die Kalibration des SPACALs von besonderer Bedeutung, da innerhalb des AToF-Zeitfensters die Messung von Reaktionsprodukten aus der tiefinelastischen Streuung in der Wechselwirkungszone ausgeschlossen wird und somit in dieser Zeit auf kosmische Myonen selektiert werden kann.

Nähere Angaben zum IET-Trigger und zur SPACAL-Elektronik befinden sich in [H195-430], [H196-486] und [Ber92].

[6]engl.: anti time of flight: außerhalb der Flugzeit

[7]engl.: inclusive elektron trigger: inklusiver Elektronen-Trigger

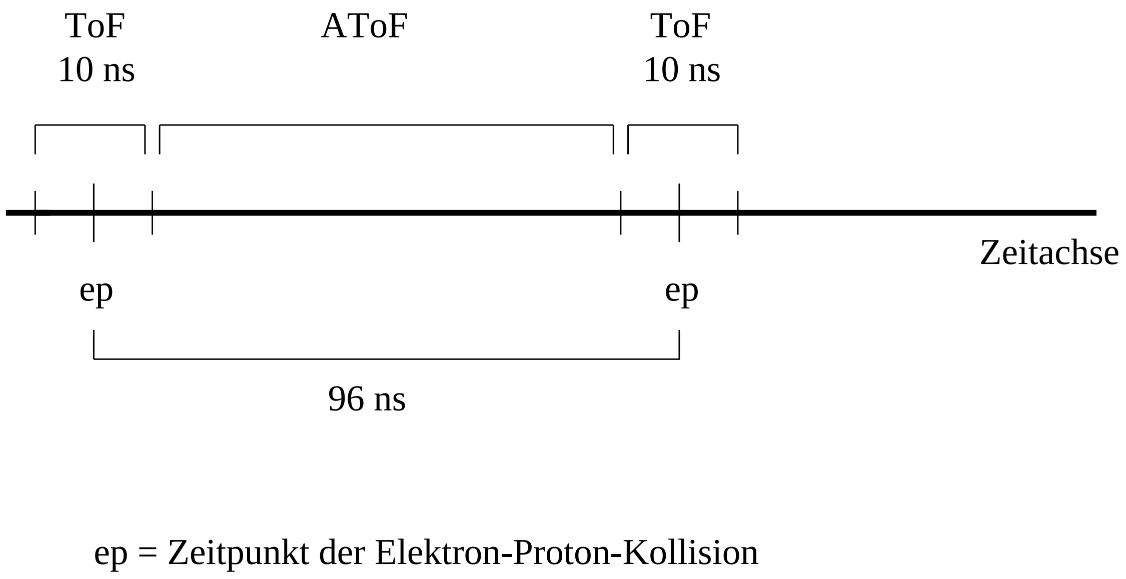


Abbildung 4.9: Zeitachse mit ToF- und AToF-Zeitfenstern.

Kapitel 5

SPACAL-Kalibrationsmethoden

Die deponierte Energie E eines das Kalorimeter passierenden Teilchens wird durch eine Ausleseelektronik in ein elektronisches Ausgangssignal A konvertiert. Folglich erwartet man zwischen der deponierten Energie E und dem Ausgangssignal A eine Proportionalität:

$$E[\mathrm{eV}] = c\left[\frac{\mathrm{eV}}{\mathrm{V}}\right] \cdot A[\mathrm{V}] \tag{5.1}$$

Die Größe c stellt den Proportionalitätsfaktor dar.

Im vorangegangenen Kapitel wurde der zellweise Aufbau der beiden SPACAL-Sektionen erläutert. Für jede dieser Zellen soll ein eigener Kalibrationsfaktor c_i bestimmt werden. Dies ist erforderlich, da jede Zelle in Lichtausbeute, Lichtkopplung, elektrischer Signalumwandlung und Verstärkung variiert. Zielsetzung ist es, mit einer detaillierten Kalibration diese Fluktuationen zu minimieren und so die Energieauflösung des SPACALs zu verbessern. Die Zellen werden relativ zueinander geeicht. Man erreicht dies durch einen Abgleich der Signalhöhen bei vorgegebener Energiedeposition. Mit einer absoluten Kalibration werden später die absoluten Signalhöhen aller Zellen skaliert.

Folgende Eichungsmethoden des SPACALs werden bei H1 angewendet:

- Photoelektronen-Statistik
- Kinematisches Maximum
- Strahl-Halo-Myonen
- Kosmische Myonen
- QED-Compton-Ereignisse
- π^0- und η- Massenbestimmung

Diese Arbeit befaßt sich mit der Kalibration durch kosmische Myonen. In diesem Kapitel werden zunächst die möglichen Kalibrationsmethoden vorgestellt. Des weiteren werden ihre Vor- und Nachteile diskutiert. In den folgenden Kapiteln werden die ermittelten Kalibrationsdaten mit kosmischen Myonen ausführlich diskutiert. Keine der aufgezählten Kalibrationsmethoden ist in der Lage, alle Zellen des Detektors mit ausreichender Genauigkeit zu kalibrieren. Vielmehr wird die gute Energieauflösung des SPACALs durch eine geeignete Kombination aller Methoden erreicht. Ferner sei erwähnt, daß alle Kalibrationen im magnetischen Feld durchgeführt werden, damit während der Kalibrationsmessungen die Versuchsbedingungen zu denjenigen der Datennahme der Elektron-Proton-Kollision identisch sind.

5.1 Kalibration mit Photoelektronen

Dieses Verfahren ist nützlich als grobe Vorkalibration des SPACALs.

In Abschnitt 4.3 wurde auf die Wirkungsweise der LED-CAM-Kalibrationsmodule eingegangen, die für diese Kalibrationsmethode von besonderer Bedeutung sind. Über Lichtfasern gelangen optische Impulse der CAM-Photo-LED zu den Sekundärelektronenvervielfachern. Der Verstärkungsfaktor Y dieser Photomultiplier wird in Abhängigkeit der Signalamplitude der Photodioden gemessen. Der Zusammenhang zwischen mittlerer Signalamplitude $\overline{S}$ und der Anzahl der im Photomultiplier erzeugten Photoelektronen $\overline{N_{ph}}$ ist näherungsweise linear [Ste95]:

$$\overline{S} = Y \cdot \overline{N_{ph}} \tag{5.2}$$

Des weiteren definiert man die Standardabweichung σ_S^2 über die Gleichung

$$\sigma_S^2 = Y^2 \cdot \overline{N_{ph}} \tag{5.3}$$

Trägt man nun $\overline{S}$ für verschiedene Werte von $\overline{N_{ph}}$ gegen σ_S^2 auf, so ergibt sich eine charakteristische Gerade (Abb. 5.1), aus dessen Steigung man den Verstärkungsfaktor Y des jeweiligen Photomultipliers ermittelt.
Für das vorgestellte Modell werden zahlreiche Näherungen gemacht. So bleiben die Szintillationsvorgänge und der Lichttransport im aktiven Material der Blei-Faser-Matrix unberücksichtigt. Außerdem wird von einem idealen Sekundärelektronenvervielfacher ausgegangen, d.h. es wird angenommen, daß bei gleicher Impulshöhe der Signalamplitude gründsätzlich die gleiche Anzahl von Photoelektronen erzeugt wird.

Zur exakten Bestimmung des Verstärkungsfaktors Y sind Korrekturen notwendig, in denen die statistischen Schwankungen des Lichtimpulses ebenso berücksichtigt werden wie Fluktuationen bei der Elektronenvervielfachung im Photomultiplier. Nähere Einzelheiten über diese Verstärkungskorrekturen sind [Hao92] zu entnehmen.

Mit Hilfe der Photoelektronen konnte für das gesamte SPACAL eine Kalibrationsgenauigkeit von 17% erzielt werden [Arn95]. Dies liegt deutlich über der angestrebten Genauigkeit von unter 1%, so daß noch andere Kalibrationsverfahren herangezogen werden müssen. Bei der Inbetriebnahme des SPACALs war diese Methode jedoch überaus wichtig, da zu diesem Zeitpunkt keine anderen Kalibrationsmethoden zur Vefügung standen. In den Jahren 1996 und 1997 wurde dieses Verfahren nicht mehr angewendet.

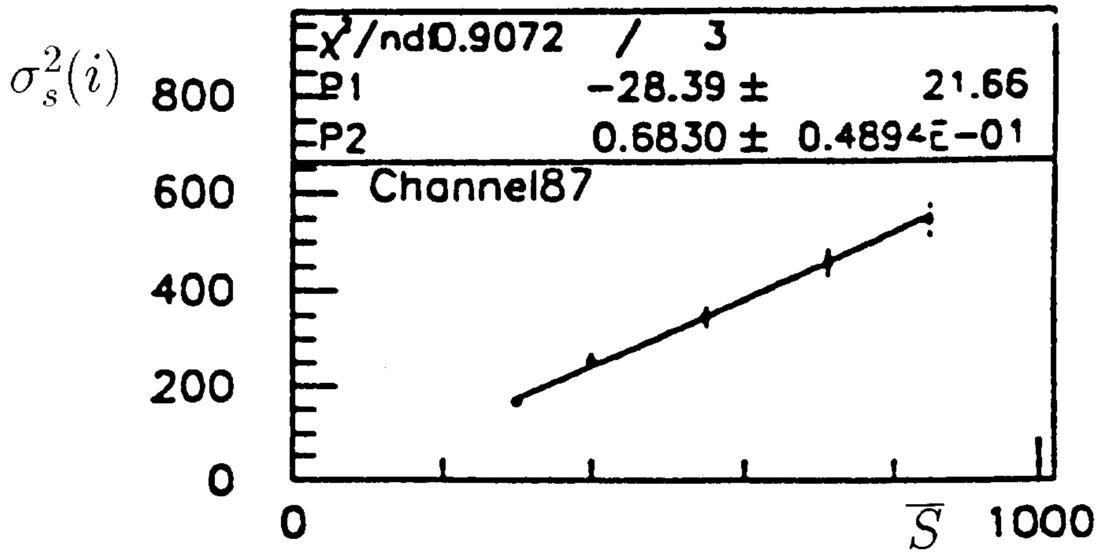


Abbildung 5.1: Berechnung der PM-Verstärkung aus mittlerer Signalamplitude $\overline{S}$ und Standardabweichung σ_S^2.

5.2 Kalibration mit dem kinematischen Maximum

In Abschnitt 2.2 wurde bereits die kinematische x_B-Q^2-Ebene erwähnt (Abb. 2.2). In dieser x_B-Q^2-Ebene gibt es exakt nur eine Linie bei gleicher Energie, die parallel zur Q^2-Achse verläuft. x_B hat dabei einen Wert von $\approx$0.033. Multipliziert man diesen Wert mit der Strahlenergie der Protonen von 820 GeV, so ergibt sich für die Elektronen eine Energie von $\approx$27.5 GeV. Bei einem x_B von $\approx$0.033 ist das Schwerpunktsystem aus Elektron und Parton also exakt so ausbalanciert, daß es mit dem H1-Laborsystem übereinstimmt und somit die Energie des inelastisch gestreuten Elektrons nicht vom Streuwinkel θ_e abhängt. Weiterhin ist der Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung im E-θ-Phasenraum indirekt proportional zur Differenz der Energien des Elektrons vor und nach der Wechselwirkung. Für $E_e - E_e' \approx 0$ steigt also der Wirkungsquerschnitt stark an. Abbildung 5.2 zeigt die Energieverteilung der gestreuten Elektronen. Deutlich zu erkennen ist das Maximum der Verteilung bei etwa 27.5 GeV. Die Überhöhung wird als kinematisches Maximum bezeichnet.
Das von den gestreuten hochenergetischen Elektronen bekannter Strahlenergie erzeugte kinematische Maximum kann von jeder Zelle des SPACALs nachgewiesen werden. Liegt das Maximum der Verteilung für eine Zelle nicht bei den erwarteten 27.5 GeV, so ist ersichtlich, daß die Zelle falsch kalibriert ist und korrigert werden muß.

Ein großer Vorteil dieser Methode besteht darin, daß die Energie des einlaufenden Elektrons bekannt ist und deshalb eine absolute Energiekalibration durchgeführt werden kann. Allerdings beschränkt sich die Eichung auf die elektromagnetische Sektion, da die Positronen bereits in der elektromagnetischen Sektion absorbiert werden und

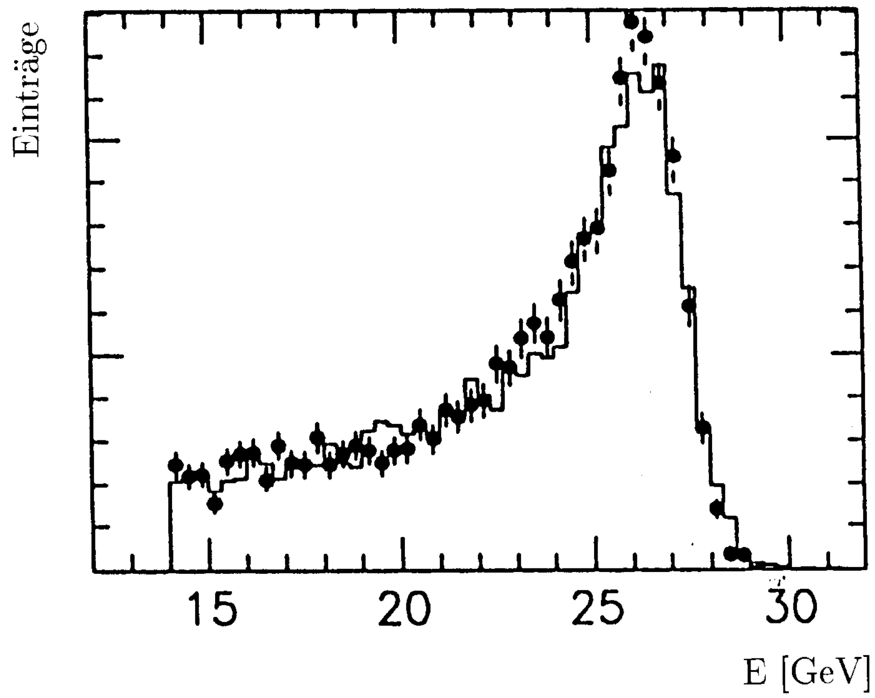


Abbildung 5.2: Energieverteilung der in einer e-p-Streuung gestreuten Elektronen. Die Verteilung hat ein Maximum bei ≈ 27.5 GeV. Der Verlauf für Monte-Carlo-Daten ist ebenfalls eingetragen. [SPA97].

folglich die hadronische Sektion nicht mehr erreichen.

Auch eine Eichung der radial weit von der Strahlachse entfernten Bereiche der elektromagnetischen Sektion ist nicht möglich, da für diese Detektorbereiche die Ereignisrate N pro Luminosität L gemäß der Rutherfordschen Streuformel in klassischer Näherung abnimmt:

$$\frac{N}{L} \propto \frac{1}{R^4} \tag{5.4}$$

Dabei ist die Größe R die radiale Entfernung zur Strahlachse (Abb 5.3). Für diese weit entfernten Bereiche muß auf andere Kalibrationsmethoden zurückgegriffen werden. Die Ereignisrate ist begrenzt durch die pro Datenperiode erreichte Luminosität. Die inneren 500 Zellen, die eine radiale Entfernung von bis zu 50 cm von der Strahlachse besitzen, konnten mit diesem Verfahren 1996 jedoch auf 1 bis 2% genau geeicht werden [Mey97], eine Genauigkeit, die von keinem anderen Kalibrationsverfahren bisher erreicht werden konnte.

5.3 Kalibration mit Halo-Myonen

Halo-Myonen entstehen durch Wechselwirkungen von Protonen mit Restgasmolekülen und durch Wechselwirkung mit dem Strahlrohr selbst. Bei diesen Wechselwirkungen entstehen hadronische Schauer, deren Endprodukte bis auf die Myonen beim Eintritt

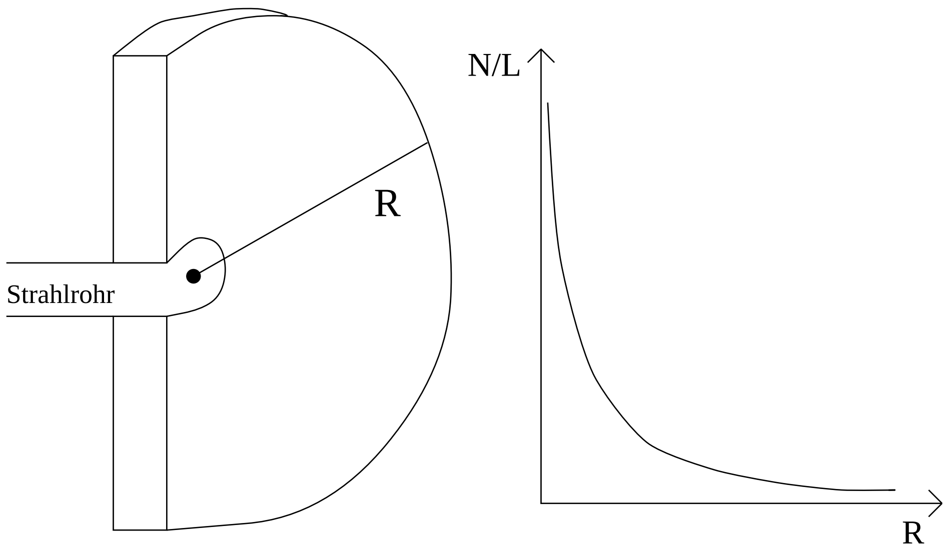


Abbildung 5.3: Abhängigkeit der Ereignisrate vom radialen Abstand zur Strahlachse.

in den H1-Detektor von der Detektorummantelung absorbiert werden. Die Myonen durchqueren zunächst die hadronische, danach die elektromagnetische Sektion und eignen sich zur Kalibration aller Detektorbereiche. Da die Halo-Myonen in Folge der Detektorgeometrie nahezu parallel zum Strahlrohr in den Detektor eintreten, kreuzt jedes Halo-Myon nur ein oder zwei Zellen. Die Zellen werden also auf der gesamten Tiefe durchlaufen, so daß die Energiedeposition deutlich über dem Untergrundrauschen von etwa 3 MeV und auch über der Energiedeposition durch kosmische Myonen liegt. Die Energiedeposition liegt im Vergleich mit den kosmischen Myonen in der elektromagnetischen Sektion etwa sechsmal, in der hadronischen Sektion etwa doppelt so hoch [Arn95]. Dies ist insbesondere bei Zellen mit hohem Untergrundrauschen ein Vorteil. Abbildung 5.4 zeigt ein den H1-Detektor durchquerendes Halo-Myon.
Da das Halo-Myon nur in sehr wenigen Zellen, möglicherweise nur einer einzigen, Energieeinträge hinterläßt, sind zur Lokalisierung der Myon-Spur außerdem die Signale aus den Myon-Kammern nützlich [Arn95].

Die Energieeichung mit Halo-Myonen wird als relative Kalibration verwendet. Die Bestimmung der Korrekturfaktoren aus der Energieverteilung einer Zelle erfolgt analog zum Verfahren der kosmischen Myonen, welches in den folgenden Abschnitten ausführlich diskutiert wird. Weitere Einzelheiten zur Kalibration mit Halo-Myonen sind [Arn95] zu entnehmen.

5.4 Kalibration mit kosmischen Myonen

Auf die Entstehung kosmischer Myonen wurde bereits in Abschnitt 3.4 eingegangen. Aufgrund ihrer hohen, über den Detektor gleichverteilten Ereignisrate von 110 Hz/m^2 [PDG94] sind sie für eine Energiekalibration beider SPACAL-Sektionen sehr gut geeignet. Die in den nachfolgenden Kapiteln beschriebenen Messungen zeigen, daß die Energieeinträge bei $\Delta E \approx 45$ MeV in der elektromagnetischen und bei $\Delta E \approx 180$

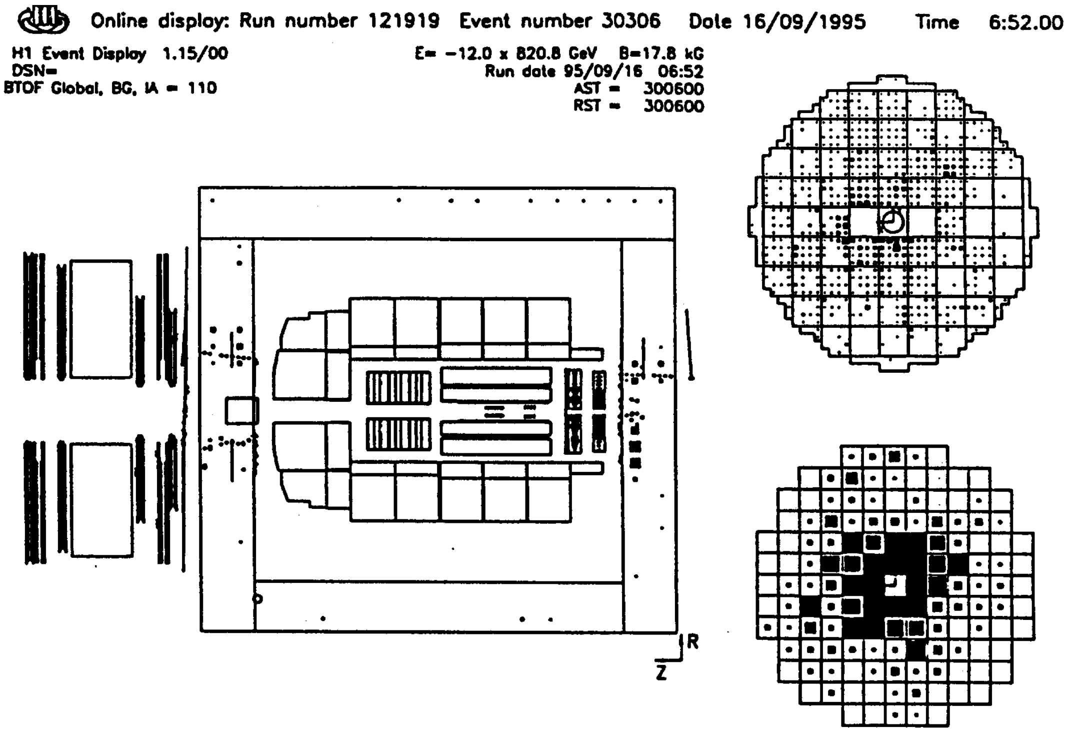


Abbildung 5.4: Halo-Myon-Ereignis

MeV in der hadronischen Sektion liegen. In Anbetracht der Tatsache, daß mit dem SPACAL auch Energieeinträge im GeV-Bereich gemessen werden, liegt das Signal der kosmischen Myonen an der unteren Grenze des Energiebereiches, der vom SPACAL verarbeitet werden kann. Insbesondere liegen die Signale nur geringfügig über dem Rauschniveau und erfordern deshalb eine sorgfältige Analyse.

Die Ereignisselektion während der Datennahme erfolgt über den IET-Trigger (Kap. 4.4) mit einer Energieschwelle von 200 MeV. Diese Schwelle wird deshalb so gewählt, da die Zellen mit Einträgen aus kosmischen Myonen von dem 4 x 4 Zellen großen "sliding window" abgesucht werden. Bei einem erwarteten Energieeintrag von etwa 50 MeV pro Zelle ist die Energieschwelle bei mindestens vier getroffenen Zellen somit überschritten. Bild 5.5 zeigt ein den H1-Detektor durchquerendes kosmisches Myon.

Mit Ausnahme der Halo-Myonen werden bei keinem anderen Kalibrationsverfahren höhere Ereigniszahlen pro Zeiteinheit erreicht. Hinzu kommt, daß ein kosmisches Myon mehrere Zellen durchquert und somit gleichzeitig einen Beitrag zur Kalibration mehrerer Zellen liefert. Im Idealfall sind dies 40 Zellen in der elektromagnetischen und 13 Zellen in der hadronischen Sektion. Innerhalb weniger Stunden stehen mehrere 100000 Ereignisse zur Verfügung. Die Datennahme kann nicht während der Luminositätsphase und der Injektionsphase des Strahls erfolgen, da der Strahluntergrund dann zu hoch ist. Da die Zeit zwischen den Luminositätsphasen aufgrund der hohen Ereignisrate aber zur Datennahme ausreicht, ist dies nicht als Nachteil zu sehen. Vielmehr macht sich vorteilhaft bemerkbar, daß für die Kalibration mit kosmischen Myonen kein Strahlbetrieb erforderlich ist, so daß Kalibrationsdaten für das Kalorimeter bereits vor einer Luminositätsphase vorliegen können. Deshalb können in dieser Arbeit neben den Daten aus dem Jahr 1996 auch bereits neueste Kalibrationsdaten von 1997 diskutiert werden.

Die Aufgabe besteht in der relativen Kalibration der SPACAL-Zellen zueinander.

Die Energiekalibration erfolgt durch Berechnung von Korrekturfaktoren c_i separat für jede Zelle. Dazu werden die Mittelwerte der Energieverteilung aller Zellen relativ zueinander abgeglichen. Hierbei wird ausgenutzt, daß für minimal ionisierende Teilchen die Beziehung $dE/dx \approx const.$ gültig ist. Die absolute Eichung der inneren Zellbereiche aus dem kinematischen Maximum läßt sich durch Vergleich der Signale mit denjenigen aus den kosmischen Myonen auf die äußeren Zellregionen übertragen. In Kapitel 6 und 7 werden Methodik und Ergebnisse des Kalibrationsverfahrens mit kosmischen Myonen vorgestellt.

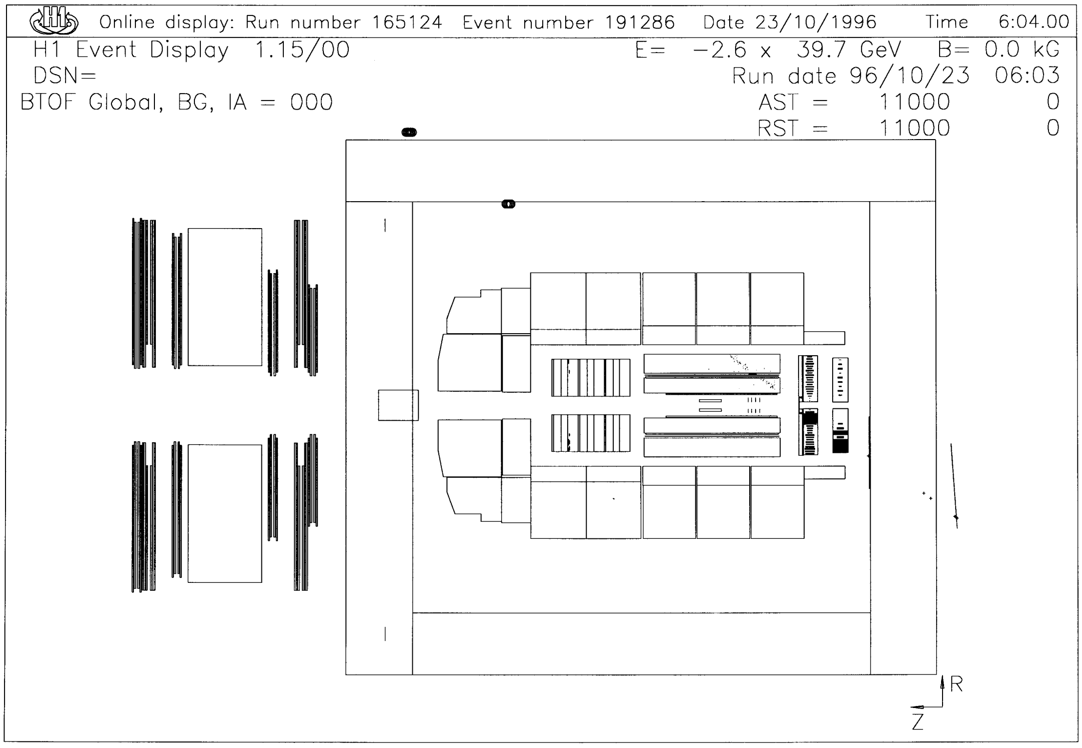


Abbildung 5.5: Längsschnitt durch den H1-Detektor. Ein kosmisches Myon deponiert Energie in zahlreichen Detektorkomponenten, unter anderem auch in den beiden SPACAL-Sektionen.

Aufgrund der hohen, über den gesamten Detektor gleichverteilten Ereignisrate lassen sich auch Zellen sehr schnell ausfindig machen, die vom erwarteten Ansprechverhalten abweichen. So konnte nachgewiesen werden, daß bei der Datennahme im Jahr 1996 aufgrund von Materialproblemen die Zellen 309, 424, 786 und 888 in der elektromagnetischen Sektion keinerlei Einträge zu verzeichnen hatten und deshalb nicht kalibrierbar waren.

5.5 Kalibration mit QED-Compton-Ereignissen

Bei dieser Methode werden Elektronen mit 27.5 GeV aus dem Strahlrohr untersucht, die elastisch mit $Q^2 \approx 0$ am Proton gestreut werden und anschließend im H1-Detektor ein Photon abstrahlen. Gesucht wird nach zwei elektromagnetischen Clustern, der Rest des H1-Detektors darf keine Energieeinträge vorweisen. Der Winkel ϕ zwischen den Clustern beträgt 180°. Die Energiebestimmung kann sowohl über die Messung der Energien E_e und E_γ direkt erfolgen als auch über deren Streuwinkel θ_e und θ_γ. Die Winkelmessung hat den Vorteil, daß kein passives Material die Energiebestimmung verfälscht. Ein Nachteil dieser Methode ist der sehr geringe Wirkungsquerschnitt.

5.6 Kalibration mit der π^0- und η-Methode

Mit dieser Methode läßt sich nicht jede Zelle einzeln eichen, sondern nur global die elektromagnetische Sektion zur Erlangung einer absoluten Skala.

Es werden Mesonen im hadronischen Endzustand der Elektron-Proton-Wechselwirkung verwendet, die in zwei Photonen zerfallen. Bei den Mesonen handelt es sich überwiegend um π^0 und η. Aus der Energiemessung und Winkelmessung dieser Photonen analog zum Verfahren der Compton-Elektronen läßt sich die Masse des π^0 oder des η rekonstruieren (Abb. 5.6). Da die Masse des π^0 und des η bekannt ist, ist an der Lage des gemessenen Massenpeaks die absolute Energieskala ablesbar.

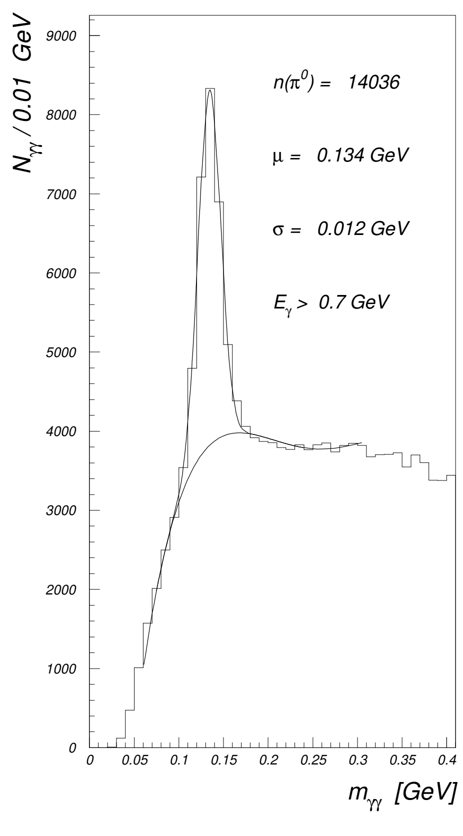


Abbildung 5.6: $m_{\gamma\gamma}$-Massenspektrum mit Überhöhung bei 136 MeV. Die in der Abbildung verwendeten Größen haben folgende Bedeutung: $N_{\gamma\gamma}$: Anzahl aller $\gamma\gamma$-Einträge, $n(\pi^0)$: Anzahl der rekonstruierten π^0 nach Subtraktion des Untergrundes, μ: Maximalwert der Verteilung, σ: Breite der Verteilung, E_γ: Clusterschwelle [Swa96].

Kapitel 6

Methoden der Kalibration mit kosmischen Myonen

In den bisherigen Kapiteln wurde auf die theoretischen und experimentellen Grundlagen eingegangen sowie auf die Methoden, mit denen es möglich ist, das H1-Spaghetti-Kalorimeter zu kalibrieren. In den folgenden beiden Kapiteln wird nun speziell auf die Kalibration mittels kosmischer Myonen eingegangen.

Bei weitem nicht alle aufgezeichneten Signale, die von den kosmischen Myonen hervorgerufen werden, können für die Energiekalibration des SPACALs verwendet werden. In diesem Kapitel wird detailliert beschrieben, warum Spur- und Zellselektionen durchgeführt werden und wie die Selektionen realisiert werden können. Die Vor- und Nachteile verschiedener Verfahren werden diskutiert.

6.1 Trigger und Ereignisrate

Die Datennahme für kosmische Myonen muß außerhalb der Luminositätsperioden sowie der Injektionsphasen für den Protonen- und Elektronenstrahl erfolgen, da die gemessenen Signale nur zwei- bis dreimal über dem Rauschpegel liegen und somit der Strahlungsuntergrund die Signale der kosmischen Myonen überdecken würde.

Die Online-Datenselektion erfolgt mit Hilfe spezieller Kalibrationstrigger für die elektromagnetische und die hadronische SPACAL-Sektion, die bei der Datennahme für die Elektron-Proton-Kollision nicht zur Anwendung kommen. In diesen Triggern wird die Zeitfunktion des IET-Triggers (Abschnitt 4.4) ausgeschaltet. Damit liegen alle registrierten Signale im AToF-Zeitfenster mit einem Schwellenwert von 200 MeV (Abschnitt 5.4). Aufgrund der Ereignisrate von 110 Hz/m^2 für kosmische Myonen konnten im Januar 1997 etwa 800000 Ereignisse innerhalb von 6 Stunden aufgezeichnet werden. Für 1996 standen etwa 500000 Ereignisse zur Verfügung. Nach der Ereignisselektion ergibt sich eine Ereignisrate von etwa 5 Hz.

Für die Kalibration mit kosmischen Myonen werden nur Daten aus dem SPACAL selbst verwendet, Daten aus anderen H1-Detektorkomponenten werden nicht benötigt. Insbesondere führen Signale aus den Myon-Kammern, die mit Hilfe alternativer Subtrigger selektiert werden, für die Spurrekonstruktion der kosmischen Myonen zu keiner Verbesserung, da die kosmischen Myonen unter kleinen Winkeln zur Vertikale eintreffen und die Myon-Kammern in einem Bereich durchqueren, in dem der Wärmetauscher des

Flüssig-Argon-Kryostaten eine Signalaufzeichnung weitgehend verhindert [Dir96].

6.2 Spurrekonstruktion und Zellselektion

Die bei der Datennahme kosmischer Myonen gemessenen Ereignisse werden auf Rohdatenbändern gespeichert. Diese Bänder enthalten zahlreiche weitere Informationen, von denen nur ein Teil für die Energiekalibration des SPACALs benötigt wird. Insbesondere werden auch Rauschsignale aufgezeichnet, die die Energiekalibration nachteilig beeinflussen. Deshalb ist das Herausfiltern des gemessenen Signals aus dem Untergrundrauschen ein Hauptbestandteil der Energiekalibration.

Aus den Werten auf den Rohdatenbändern werden zunächst mit Hilfe von Rekonstruktionsprogrammen neue Datenstrukturen erzeugt. Von besonderer Bedeutung sind zwei bei diesem Prozeß erzeugte Variablen. In der einen wird die Anzahl der bei einem Ereignis angesprochenen Zellen abgelegt. In der anderen werden ADC-Kanäle gespeichert. Diese ADC-Kanäle werden später Energieeinträgen zugeordnet. Diese Zuordnung, die auch die in dieser Arbeit verwendete Eichungsskala für die kosmischen Myonen vorgibt, ergibt sich durch die H1-Datenrekonstruktionsprogramme.

Auf jeden der gemessenen Energieeinträge wird zunächst ein Energieschnitt durchgeführt, um Rauschsignale auszuschließen. Eine Verteilung der Rauschsignale zeigt Abbildung 6.1. Die Beträge der Rauschsignale erreichen größtenfalls etwa 3 MeV. Diese Signale werden in einer separaten Datennahme ermittelt, in der ausschließlich Rauschsignale aufgezeichnet werden.

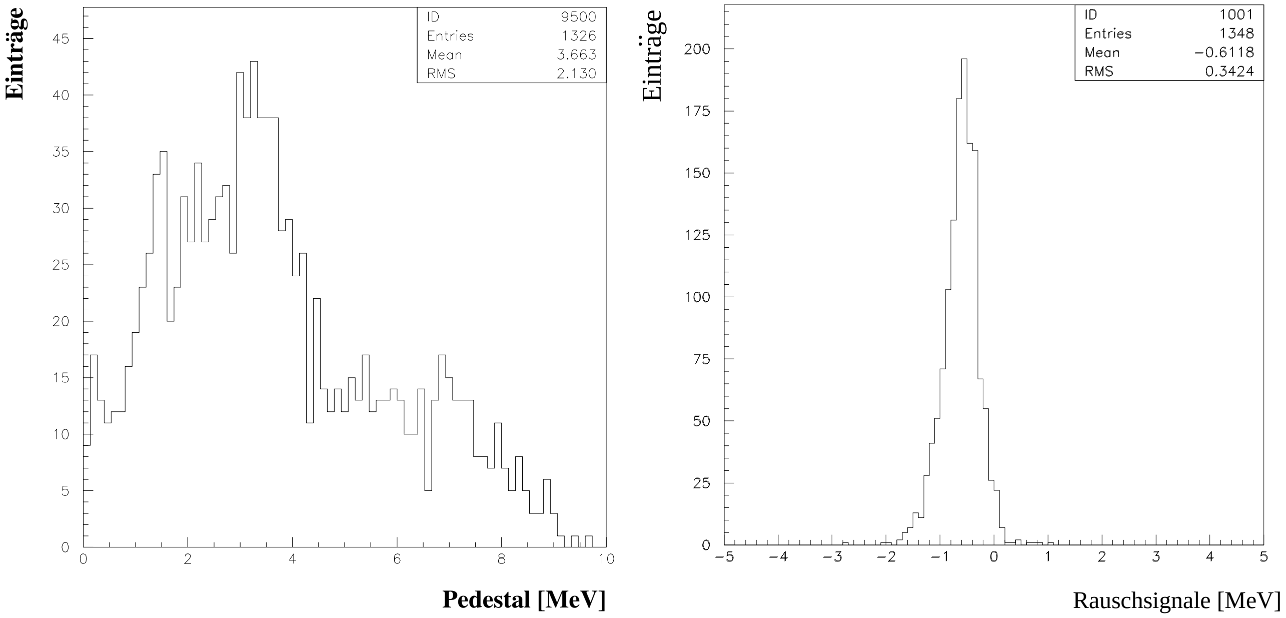


Abbildung 6.1: Verteilung der Pedestals (links) und Rauschsignale (rechts) [Arn97] im SPACAL. Für die Pedestals sind die Betragswerte aufgetragen. Sie ergeben sich aus dem Mittelwert der Anpassung aus Abbildung 6.2.

Weiterhin sind die Signale einer Zelle um einen bestimmten Wert relativ gegenüber dem Nullpunkt, dem sogenannten Pedestal, verschoben. Die Pedestalbestimmung erfolgt über eine separate Datennahme mit zufälligem Triggerzeitpunkt. Abbildung 6.1

zeigt die Verteilung der Beträge der Pedestalwerte für das gesamte SPACAL. Der durchschnittliche Betragswert des Pedestals liegt zwischen 3 und 4 MeV. Jedoch treten auch Zellen mit einem deutlich höheren Pedestal auf. Die Pedestalbestimmung für zwei typische Zellen verdeutlicht Abbildung 6.2. In Folge der Nullpunktunterdrückung ("Zero Supression") bei der Datennahme kann das Pedestal nicht direkt aus der Verteilung abgelesen werden. Das Pedestal wird durch Anpassung einer Gauß-Kurve an die Energieverteilung bestimmt. Der Mittelwert der Gauß-Verteilung entspricht dem Pedestal. Nach Bestimmung der Energiemittelwerte wird dieser Wert für jede Zelle separat abgezogen.

Unter Berücksichtigung der dargestellten Rauschsignale und Pedestals wird der Energieschnitt bei 20 MeV festgelegt. Dies hat zur Folge, daß der Algorithmus in seiner Funktion nicht von Energieeinträgen behindert wird, die mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht von einem kosmischen Myon erzeugt wurden. Des weiteren wird die Rechenzeit, die für die Spurrekonstruktion benötigt wird, um etwa 50% reduziert.

Das Verfahren der vorgestellten Spurrekonstruktion wird dadurch begünstigt, daß die kosmischen Myonen den Detektor vornehmlich unter kleinen Winkeln zur Vertikale durchlaufen [PDG94], wie auch aus Gleichung 3.16 hervorgeht.

Ein Ereignis vor und nach dem Energieschnitt zeigt Abbildung 6.3. Aus den durch den Energieschnitt selektierten Zellen wird nun die Spur des kosmischen Myons rekonstruiert.

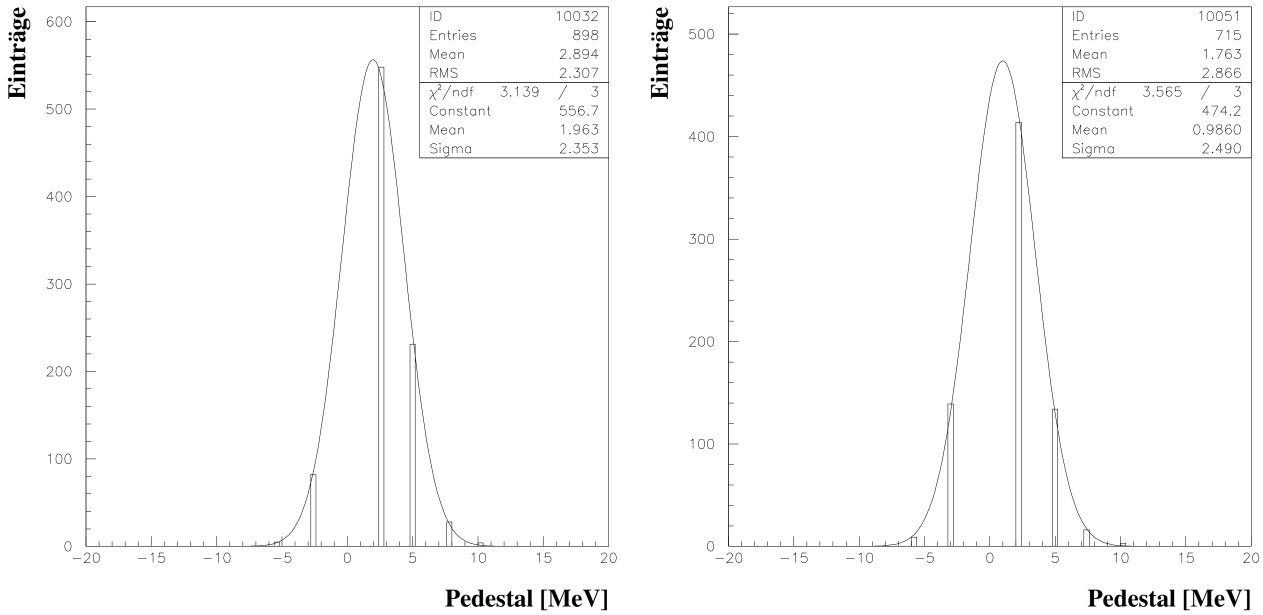


Abbildung 6.2: Bestimmung der Pedestals für zwei typische SPACAL-Zellen. Das Pedestal entspricht dem Mittelwert der Gauß-Anpassung.

Jede Zelle des SPACALs ist durch ein Paar von Ordnungsnummern (x, y) eindeutig bestimmt. Dabei ist x die horizontale Koordinate, eine natürliche Zahl aus dem Bereich $0 \leq x \leq 39$ für die elektromagnetische Sektion und $0 \leq x \leq 13$ für die hadronische Sektion, y ist die vertikale Koordinate mit zur Größe x identischem Definitionsbereich. Unter allen Zellen, in denen ein Energieeintrag gemessen wird, wird diejenige mit der größten vertikalen Koordinate y gewählt. Anschließend wird in der Umgebung dieser Zelle nach Zellen gesucht, die ebenfalls Energieeinträge zu verzeichnen haben. Im

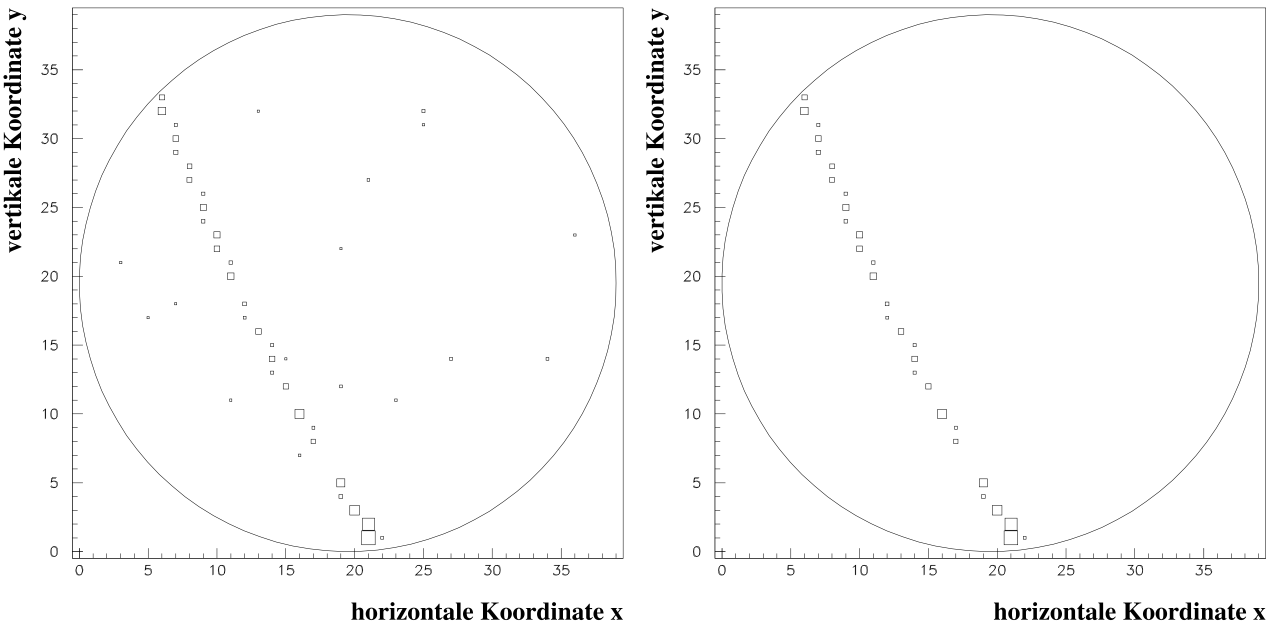


Abbildung 6.3: Ein Ereignis ohne Energieschnitt (links) und mit Energieschnitt bei 20 MeV (rechts).

einzelnen handelt es sich um die Zellen unmittelbar links und rechts neben sowie um diejenige genau unter der betrachteten Zelle (Abb. 6.4). Hinzu kommen noch diejenigen, die direkt links und rechts neben der Zelle liegen, die sich genau unter der betrachteten Zelle befindet. Unter diesen fünf Zellen muß sich mindestens eine befinden, in der ein Energieeintrag gemessen wird. Zusätzlich wird noch mindestens ein Energieeintrag aus der Zelle zwei Zeilen unter der betrachteten sowie ihrer linken und rechten Nachbarzelle gefordert.

Ist dieser Vorgang abgeschlossen, wird überprüft, ob es noch weitere Zellen mit der vertikalen Koordinate y gibt und der beschriebene Algorithmus gegebenenfalls darauf angewendet. Andernfalls wird nach der Zelle mit der nächstkleineren vertikalen Koordinate y gesucht und die Selektion beginnt von vorn. Dieser Prozeß wird solange wiederholt, bis keine neue Zelle mit einem Energieeintrag gefunden wird oder der untere Rand des Detektors erreicht ist. Werden auf diese Weise mindestens sechs benachbarte Zellen in der elektromagnetischen bzw. vier in der hadronischen Sektion selektiert, so werden diese Einträge für die Energiekalibration verwendet. Alle anderen Zelleinträge werden verworfen. Abbildung 6.5 zeigt die Rekonstruktion einer Myon-Spur.

Da der Algorithmus nach Zelleinträgen in den Zellen eine und zwei Zeilen unter der betrachteten Zelle sucht, kann er für die beiden untersten Zeilen im SPACAL nicht angewendet werden. Für diese Zellen wird deshalb folgendes Kriterium angewendet: Befindet sich die betrachtete Zelle in der dritten Zeile von unten und findet der Algorithmus banachbarte Zellen mit Zelleinträgen in den beiden darunterliegenden Zeilen, so werden diese Zellen ebenfalls selektiert.

Der oben beschriebene Algorithmus hat einen zusätzlichen Vorteil: Die verlangten

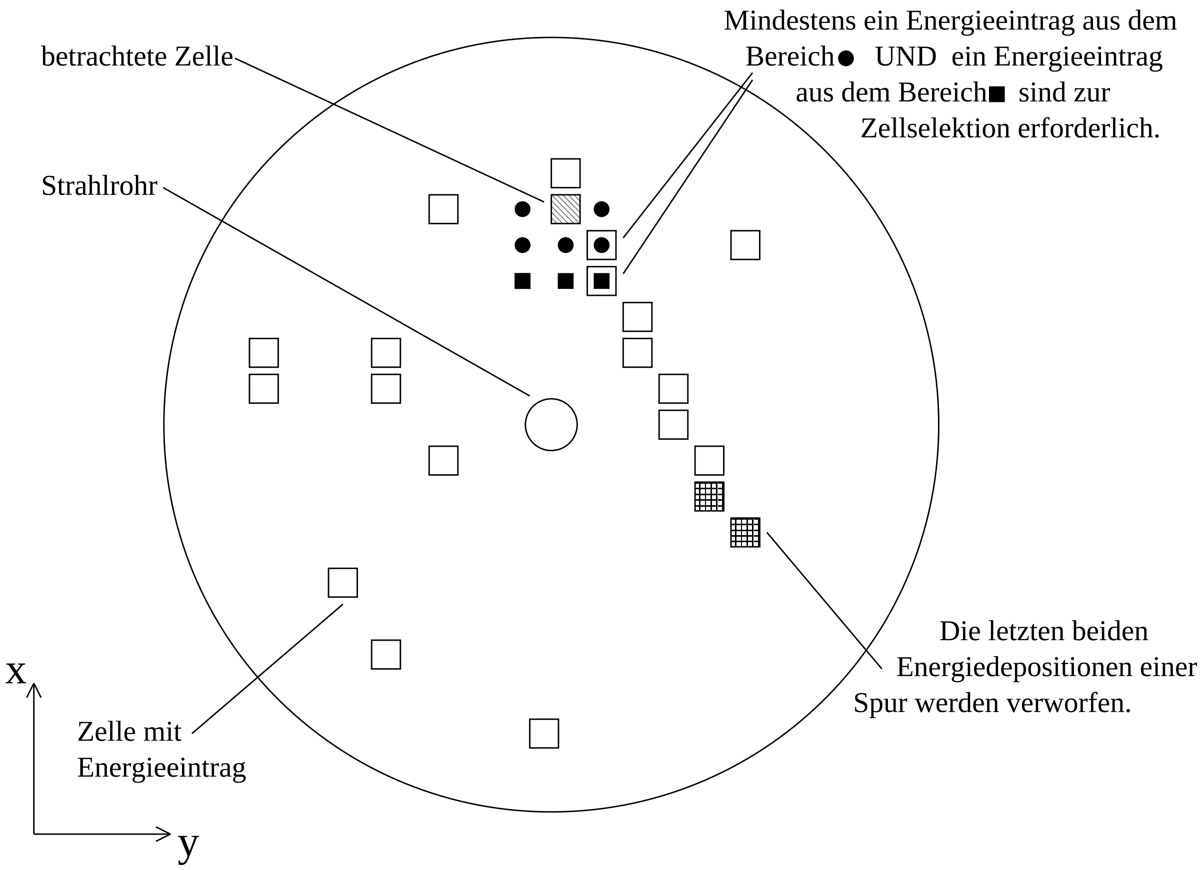


Abbildung 6.4: Schaubild zum Spurrekonstruktionsalgorithmus.

Auswahlkriterien für die benachbarten Zellen haben zur Folge, daß die letzten beiden Zellen einer Spur außer bei unteren Randzellen nicht benutzt werden. Dies ist deshalb von Vorteil, da das kosmische Myon den Detektor nicht komplett durchquert haben könnte, sondern möglicherweise soweit abgebremst wurde, daß es im Detektor steckenbleibt. In diesem Fall würden am Ende der Spur überdurchschnittlich hohe Energieeinträge gemessen werden, die die Eichung nachteilig beeinflussen. Ebenfalls ausgeschlossen werden auf diese Weise Zellen am unteren Ende einer Myon-Spur, in denen das Myon den Detektor wieder verläßt und deshalb diese Zelle möglicherweise nur auf einer kurzen, nicht definierten Weglänge durchquert hat.

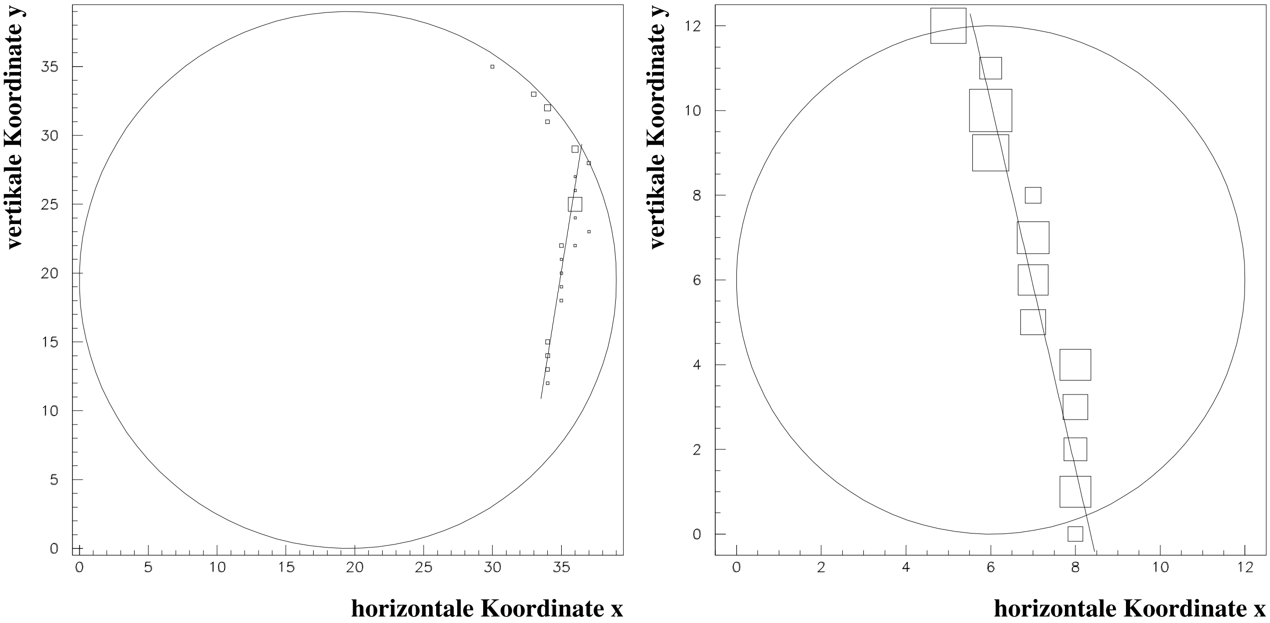


Abbildung 6.5: SPACAL-Ereignisse mit rekonstruierter Spur: Links die elektromagnetische, rechts die hadronische Sektion.

6.3 Verfeinerung der Zellselektion

Im vorangegangenen Abschnitt wurde ein Verfahren vorgestellt, mit dem in den Zellen des Kalorimeters deponierte Energie der Spur eines kosmischen Myons zugeordnet wird. Dabei wurde eine Zellselektion durchgeführt. Wie im folgenden erläutert wird, ist noch ein zweiter Schritt in der Zellselektion erforderlich: Die vom kosmischen Myon durchquerte Wegstrecke ist von Zelle zu Zelle unterschiedlich. Es gibt Zellen, deren obere und untere Begrenzungen vom kosmischen Myon durchquert werden. Somit legt das Myon in dieser Zelle eine definierte Weglänge zurück. Andere Zellen werden vom kosmischen Myon lediglich gestreift. Damit ist der vom kosmischen Myon in dieser Zelle zurückgelegte Weg sehr klein und undefiniert (Abb. 6.6).

Gemäß Gleichung 3.1 ist der Energieverlust in einer Zelle von der durchquerten Wegstrecke in dieser Zelle abhängig. Um die Eigenschaft $dE/dx = const.$ für minimal ionisierende Teilchen auszunutzen, wird eine möglichst konstante durchquerte aktive Zelldicke angestrebt. Auf diese Weise sind die gemessenen Energieeinträge miteinander vergleichbar, und die Zellen können relativ zueinander abgeglichen werden.

Das Zellauswahlverfahren verdeutlicht Abbildung 6.7. Um sicherzustellen, daß tatsächlich der untere und obere Rand der betrachteten Zelle durchquert wird, wird verlangt, daß sowohl eine der beiden darüberliegenden und eine der beiden darunterliegenden Zellen ebenfalls einen Energieeintrag aufweist. Für Randzellen muß dieser Algorithmus leicht modifiziert werden: Für obere Randzellen sollen zwei der drei darunterliegenden, für untere Randzellen entsprechend zwei der drei darüberliegenden Zellen angesprochen haben. Diese Methode wird auch für den Bereich des Inserts gewählt.

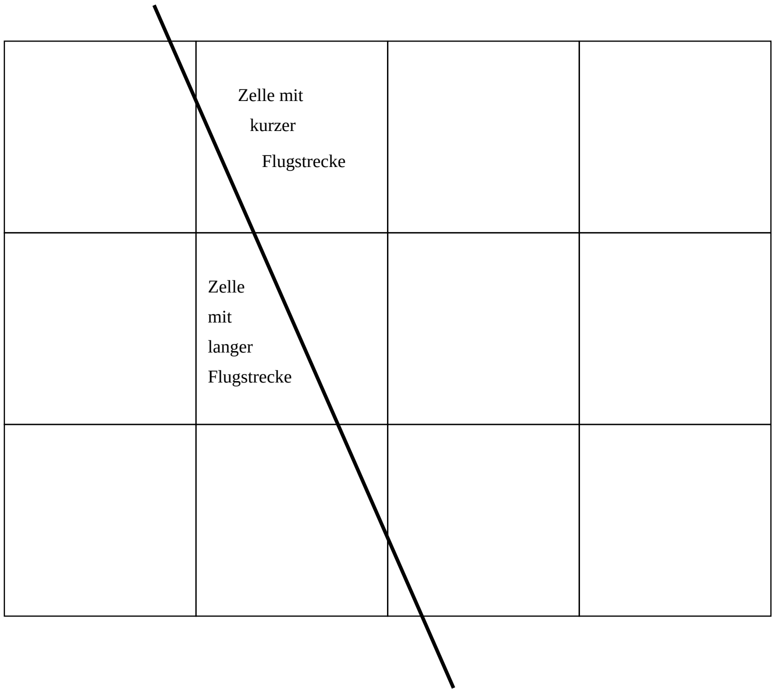


Abbildung 6.6: Die vom kosmischen Myon pro Zelle durchquerte Weglänge ist nicht konstant.

6.4 Spurlängenkorrekturen

Die im Abschnitt 6.3 aufgezeigte Methode selektiert Energiedepositionen von Zellen, deren untere und obere Begrenzung von kosmischen Myonen durchquert wird. Aufgrund der Winkelabhängigkeit der Flugrichtung kosmischer Myonen ist jedoch die durchquerte Weglänge pro Zelle noch nicht konstant. Um die Energieeinträge für die relative Kalibration vergleichen zu können, müssen sie auf eine gemeinsame Bezugsgröße normiert werden. Für die durchzuführende Analyse wird als Bezugsgröße der Energieverlust auf einer Länge von 4.05 cm in der elektromagnetischen und 12.0 cm in der hadronischen Sektion gewählt, dies entspricht der Energiedeposition eines Myons bei genau vertikaler Durchquerung einer SPACAL-Zelle.

Die Spurlängenkorrektur wird sowohl in der Ebene des Azimutalwinkels ϕ als auch des Polarwinkels θ durchgeführt (Abb. 6.8). Dabei werden folgende Größen eingeführt: x_{max} (x_{min}) ist die x-Koordinate in der xy-Ebene, der im Detektor vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen am weitesten rechts (links) liegenden Zelle einer Spur, in der Energie deponiert wurde. Entsprechend steht y_{max} (y_{min}) für die y-Koordinate der im Detektor am höchsten (tiefsten) liegenden Zelle einer Spur in der xy- und in der yz-Ebene, in der Energie gemessen wurde. $l_{Sektion}$ ist die Ausdehnung der SPACAL-Zelle in der xy-Ebene (4.05 cm in der elektromagnetischen, 12.0 cm in der hadronischen Sektion). l_{xy} (l_{yz}) steht für die Länge der Spur in der xy-Ebene (yz-Ebene). l_z ist die Tiefe der Zelle in z-Richtung (33 cm für beide Sektionen) und l_{norm} die auf vertikales Durchqueren normierte Spurlänge. Die Spurlängenkorrekturen für die xy-Ebene (yz-Ebene) sind in den Variablen c_{xy} (c_{yz}) abgelegt, $E_{Messung}$ ist der gemessene, $E_{Spurkorr}$ der korrigierte Energieeintrag.

Die Einflugwinkel θ und ϕ des kosmischen Myons lassen sich über die Koordinaten der getroffenen Zellen ausdrücken:

$$\tan\theta = \frac{(y_{max} - y_{min} + 1) \cdot l_{Sektion}}{l_z} \tag{6.1}$$

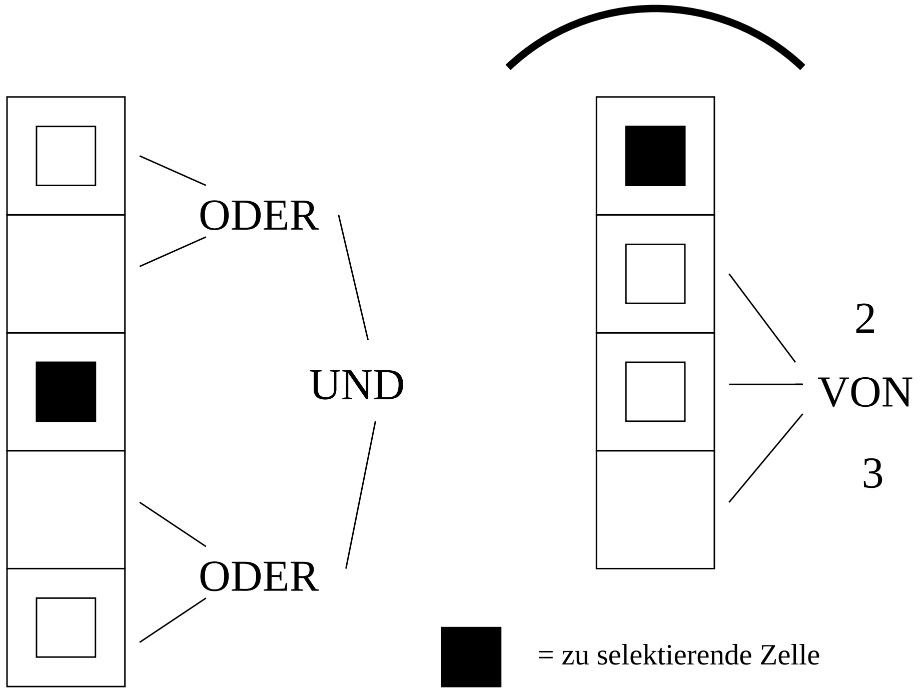


Abbildung 6.7: Selektion von Zellen, deren unterer und oberer Rand von kosmischen Myonen durchquert wurde. Links ist eine Zelle eines Super-Moduls zu sehen, rechts eine Randzelle.

$$\tan\phi = \frac{(x_{max} - x_{min} + 1) \cdot l_{Sektion}}{(y_{max} - y_{min} + 1) \cdot l_{Sektion}} \tag{6.2}$$

Die Größe ϕ ist also nicht von der Länge der SPACAL-Zelle abhängig. Über den Satz des Pythagoras ergeben sich folgende Beziehungen:

$$l_{xy} = \sqrt{(x_{max} - x_{min} + 1)^2 + (y_{max} - y_{min} + 1)^2} \cdot l_{Sektion} \tag{6.3}$$

$$l_{yz} = \sqrt{(y_{max} - y_{min} + 1)^2 \cdot l_{Sektion}^2 + l_z^2} \tag{6.4}$$

$$l_{norm} = (y_{max} - y_{min} + 1) \cdot l_{Sektion} \tag{6.5}$$

Damit ergeben sich die Spurlängenkorrekturen für die beiden Ebenen:

$$c_{xy} = \frac{l_{norm}}{l_{xy}} \tag{6.6}$$

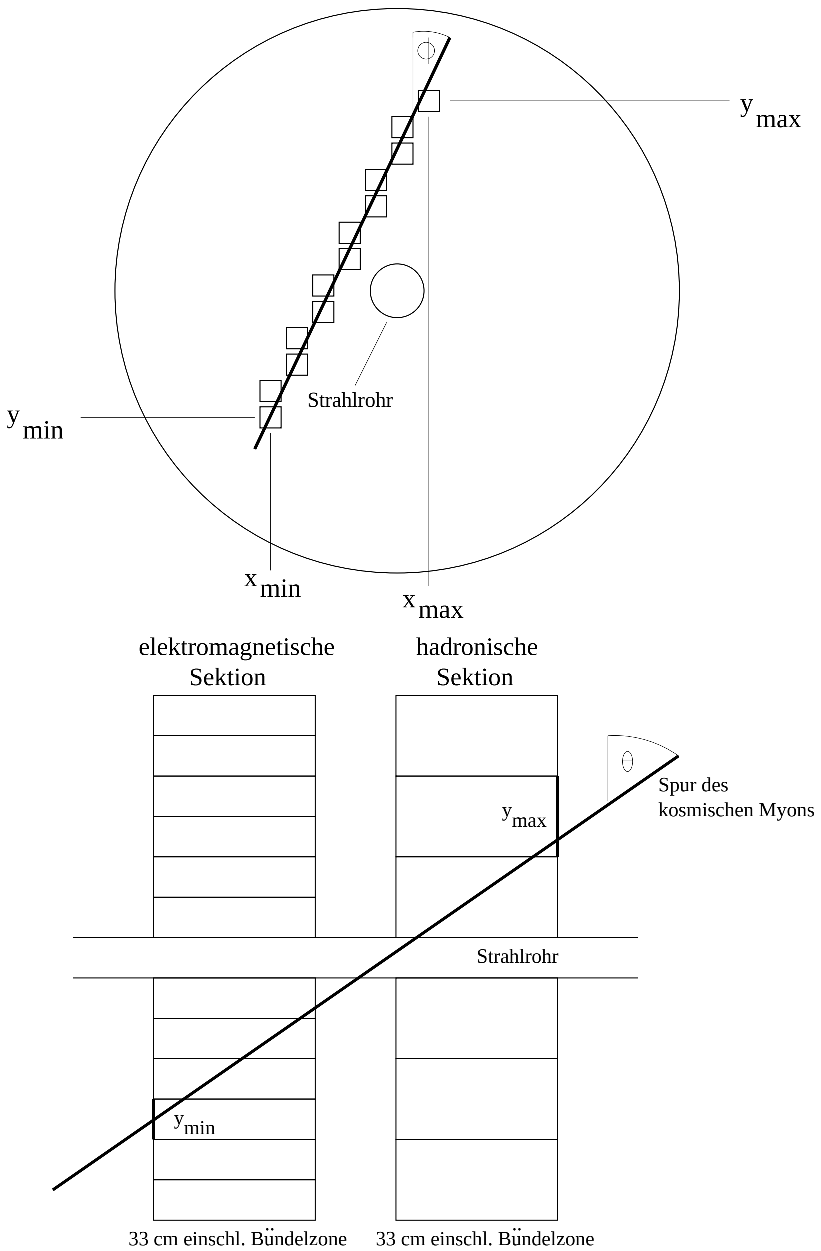


Abbildung 6.8: Spurlängenkorrektur in der Ebene des Azimutalwinkels ϕ (Längsschnitt, oben) und des Polarwinkels θ (Querschnitt, unten).

$$c_{yz} = \frac{l_{norm}}{l_{yz}} \tag{6.7}$$

Der gemessene Zelleintrag wird nun mit den errechneten Werten c_{xy} und c_{xy} multipliziert:

$$E_{Spurkorr} = E_{Messung} \cdot c_{xy} \cdot c_{yz} \tag{6.8}$$

Für genau vertikale Durchquerung in der xy-Ebene ist in dieser Ebene keine Spurlängenkorrektur erforderlich. Für diesen Spezialfall ist $x_{min} = x_{max}$, und Gleichung 6.3 kommt nicht zur Anwendung. Der Korrekturfaktor c_{xy} wird gleich 1 gesetzt.

Zur Tiefe der SPACAL-Zelle in z-Richtung ist anzumerken, daß sich die Größe $l_z = 33$ cm zusammensetzt aus der eigentlichen Tiefe von 25 cm sowie 8 cm Bündelzone, in der ebenfalls Energiedepositionen stattfinden können.

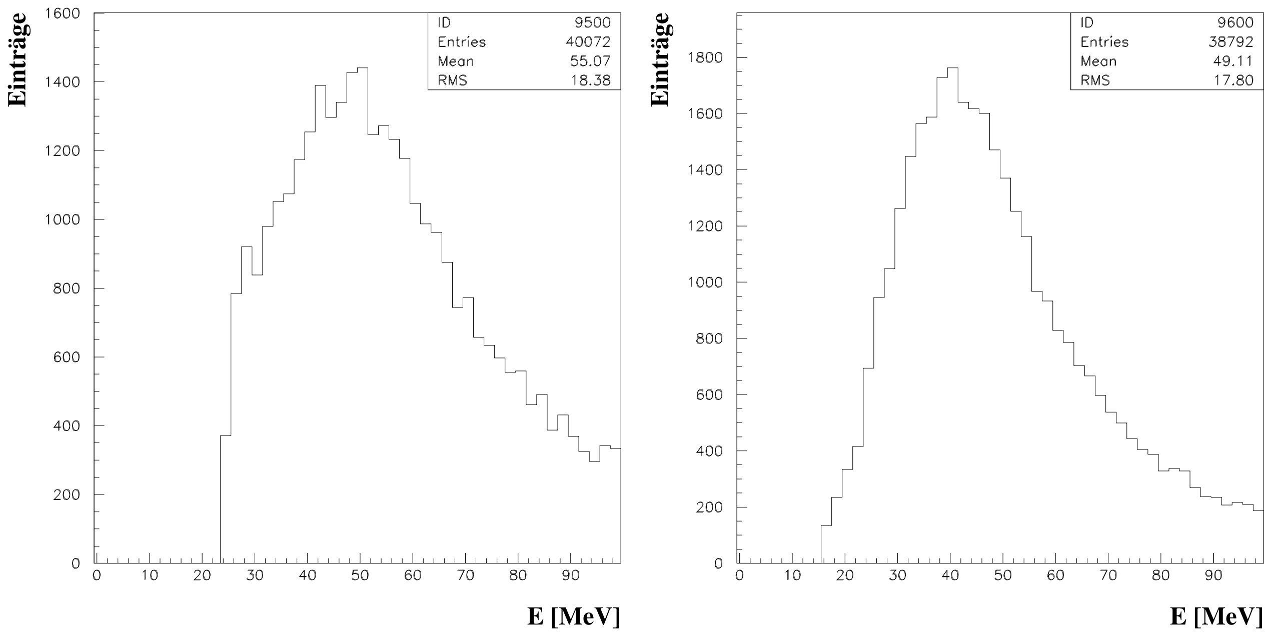


Abbildung 6.9: Energiespektrum für die elektromagnetische Sektion vor (links) und nach der Spurlängenkorrektur (rechts).

Abbildung 6.9 zeigt einen Vergleich für die Energieverteilung der elektromagnetischen Sektion vor und nach der Spurlängenkorrektur. Deutlich ist zu erkennen, daß die Verteilung schmaler geworden ist. Durch die Normierung auf vertikale Zelldurchquerung wurden die Energieeinträge außerdem zu kleineren Energien verschoben. Außerdem hat die Spurlängenkorrektur zur Folge, daß in die Histogramme auch Energiewerte eingetragen werden, die unter dem Energieschnitt des Rauschens liegen. Dies ist kein Widerspruch. Vielmehr handelt es sich bei diesen Werten um Energieeinträge, die vor der Spurlängenkorrektur geringfügig über dem Energieschnitt liegen und unter einem größeren Winkel das SPACAL durchqueren, so daß durch die Spurlängenkorrektur der Energieeintrag zu kleineren Werten verschoben wird. Als Nachteil ist zu nennen, daß die ohnehin niedrigen Energieeinträge durch die Spurlängenkorrektur noch näher an die Rauschsignale geschoben werden.

Abbildung 6.9 verdeutlicht, daß die Spurlängenkorrektur ein wesentlicher Beitrag zur Verbesserung der relativen Energiekalibration des SPACALs ist.

6.5 Alternative Selektionsmethoden

Für das vorgestellte Verfahren können große Teile der gemessenen Daten nicht verwertet werden. Nur etwa 15% der Energieeinträge erfüllen die aufgeführten Selektionskriterien, wie folgende Abschätzung zeigt: Pro Ereignis werden in durchschnittlich etwa 20 Zellen Energieeinträge deponiert (Abb. 6.10). Aus dem Zeitraum Januar bis März

1997 stehen für die Auswertung rund 800000 Ereignisse zur Verfügung, damit also insgesamt 16 Millionen Zelleinträge. In den 1192 Zellen der elektromagnetischen Sektion werden nach allen Selektionen etwa 1500 Einträge pro Zelle registriert, in den 136 hadronischen Zellen bedingt durch die Geometrie etwa der dreifache Wert. Dies ergibt zusammen 2400000 Einträge. Dies sind noch etwa 15% der ursprünglich vorhandenen 16 Millionen Zelleinträge.

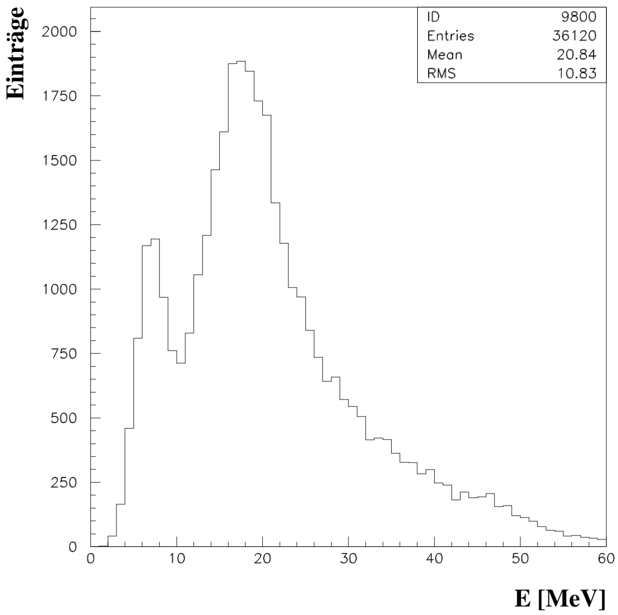


Abbildung 6.10: Anzahl der Zellen pro Ereignis, in denen eine Energiedeposition gemessen wurde. Durchschnittlich wird in etwa 20 Zellen Energie deponiert. Die Überhöhung im Bereich von 5 Zellen wird durch Rauschsignale verursacht.

Spuren von kosmischen Myonen, die unter mehr als etwa 45° zur Vertikalen den Detektor durchquert haben, werden grundsätzlich vom Algorithmus zurückgewiesen, da in diesem Fall die geforderten Kriterien zur Selektion langer Flugstrecken pro Zelle nicht mehr erfüllt werden. Das Verfahren mit den bisher vorgestellten Selektionskriterien wird im folgenden als Selektion 1 bezeichnet.

Studium der Selektionskriterien

Um den Anteil der verwertbaren Signale zu erhöhen, werden die Selektionskriterien verändert und die Auswirkungen auf die Energiekalibration untersucht. Es werden nun nicht nur Zellen mit einem Energieeintrag zugelassen, die sich genau unter oder über der zu betrachtenden Zelle befinden, sondern auch Zellen, die seitlich daneben angeordnet sind. Dadurch wird der Winkelbereich vergrößert, unter dem Spuren kosmischer Myonen akzeptiert werden. Dafür wird die Bedingung aufgegeben, daß das Myon sowohl den oberen als auch den unteren Rand der betrachteten Zelle durchquert haben muß. Als Auswahlkriterium wird nun also verlangt, daß entweder die Zelle direkt über der betrachteten Zelle oder eine ihrer Nachbarzellen angesprochen haben muß. Diese Bedingung gilt analog für die Zeile unter der betrachteten Zelle (Selektion 2) . In einer weiteren Untersuchung (Selektion 3) wird der Bereich von einer Zeile über und unter der zu untersuchenden Zelle auf zwei Zeilen von Zellen erweitert. In diesem Fall lautet die Bedingung dann nicht mehr mindestens eine von drei, sondern eine von sechs Zellen (Abb. 6.11). Beiden Verfahren ist gemeinsam, daß der Energieeintrag über und unter der zu untersuchenden Zelle nicht dieselbe y-Koordinate besitzen darf, um sicherzustellen, daß das kosmische Myon die zu untersuchende Zelle überhaupt durchquert.

Tabelle 6.1 zeigt, daß sich die Anzahl der zur Verfügung stehenden Energieeinträge bei Vergrößerung des Winkelakzeptanzbereiches in Selektion 2 und 3 etwa um den Faktor 3 erhöht. Diese deutliche Steigerung der Anzahl entspricht der Erwartung. Allerdings werden die Energiespektren für diese Selektionsbedingungen signifikant breiter (Abb. 6.12). Insbesondere im Energiebereich um 30 MeV, in dem sich bei Selektion 1 die ansteigende Flanke des Energiespektrums befindet, werden mit Selektion 2 und 3 zahlreiche Energieeinträge akzeptiert, die eine genaue Bestimmung des Maximums der Verteilung unmöglich macht. Zudem wird der Mittelwert der Verteilung durch diese Energiedepositionen zu kleineren Energien verschoben.

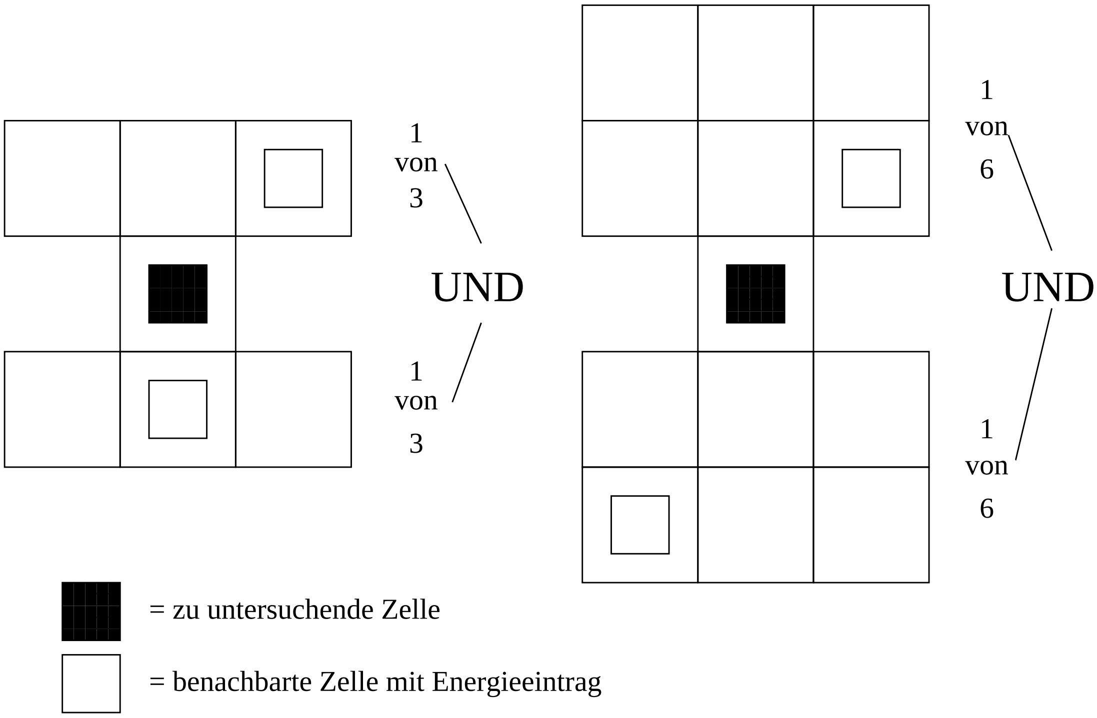


Abbildung 6.11: Alternative Verfahren zur Zellselektion

Selektion	Einträge	Mittelwert [MeV]	RMS/Mittelwert
1	69586	48.86	0.3655
2	214211	37.06	0.5151
3	216996	37.00	0.5168

Tabelle 6.1: Ergebnisvergleich verschiedener Selektionsalgorithmen

Abschließend läßt sich feststellen, daß die Erweiterung des Winkelakzeptanzbereiches trotz der deutlich höheren Ereignisrate keine Vorteile mit sich bringt. Der Verzicht auf die Bedingung, daß die Myonen die selektierten Zellen am oberen und unteren Rand durchquert haben müssen, führt zu einer deutlich erhöhten Selektion von Zellen mit Energieeinträgen zwischen 5 und 30 MeV und resultiert in einer signifikanten Verbreiterung der Energieverteilung. Damit wird deutlich, daß Zellselektion 1 das zu bevorzugende Selektionsverfahren ist. Zwischen Verfahren 2 und 3 sind weder in der Anzahl der Ereignisse noch in der Breite der Energieverteilung nennenswerte Unterschiede erkennbar. Allerdings zeigt sich auch hier, daß ein Anstieg in der Anzahl der Ereignisse eine Verbreiterung des Energiespektrums bewirkt.

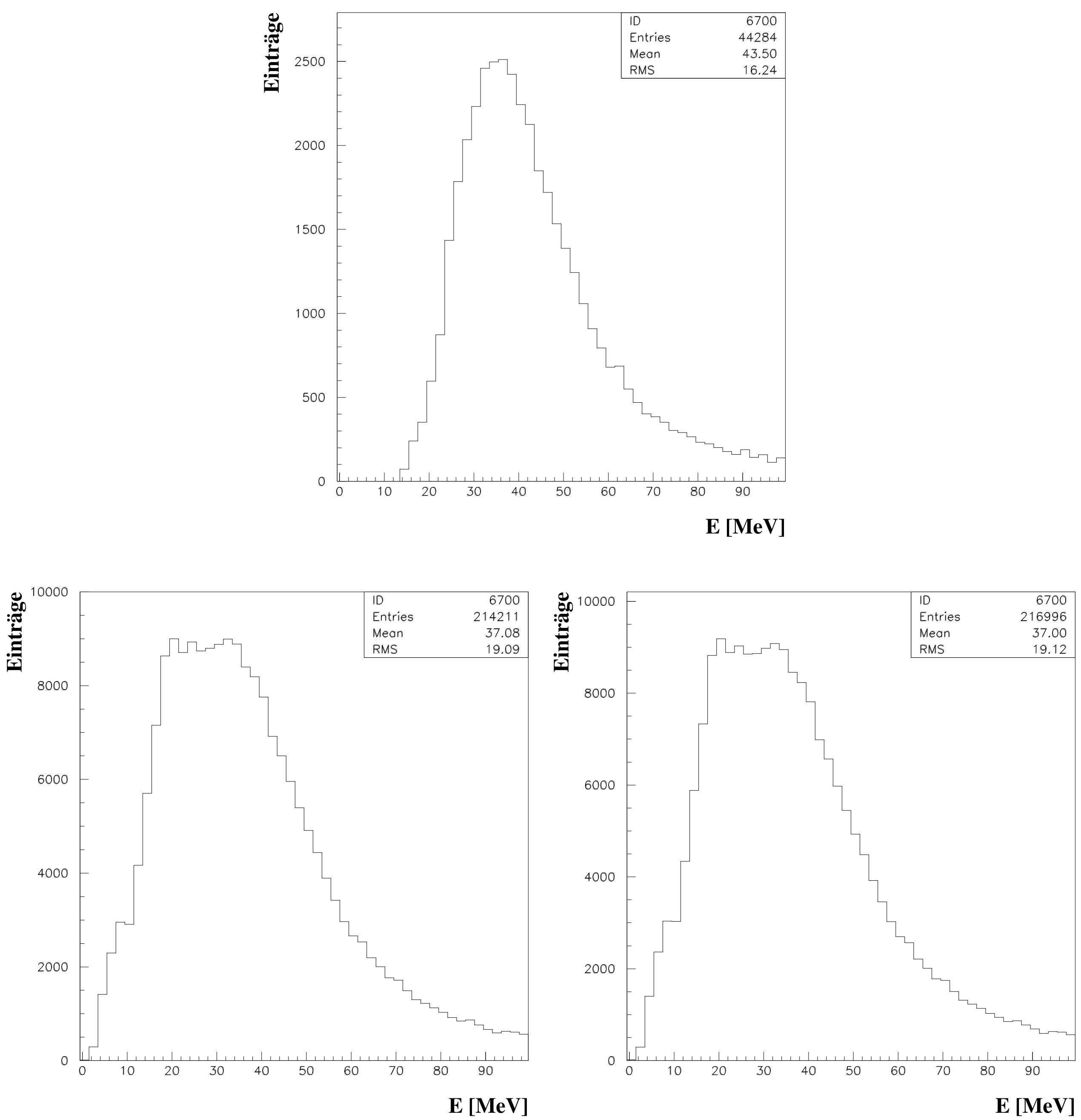


Abbildung 6.12: Das obere Bild zeigt die Verteilung der Energieeinträge aller Zellen für das angewendete Verfahren (Selektion 1). Dazu im Vergleich die breiteren Verteilungen für die weniger restriktiven Verfahren (Selektion 2, unten links, und Selektion 3, unten rechts). Auf der ansteigenden Flanke sind Energieeinträge von Zellen zu erkennen, die von kosmischen Myonen nur auf einer kurzen Weglänge durchquert werden.

Kapitel 7

Kalibrationsergebnisse mit kosmischen Myonen

In diesem Kapitel werden die Kalibrationsergebnisse vorgestellt und diskutiert, die mit kosmischen Myonen erreicht werden konnten. Die Daten für 1996 stammen aus den Monaten Oktober bis Dezember, für 1997 aus dem Monaten Januar bis März.

7.1 Berechnung der Energiekorrekturfaktoren

Nach der Ereignisselektion und der Spurlängenkorrektur, wie in Kapitel 6 beschrieben, kann nun die Berechnung der Korrekturfaktoren durchgeführt werden.

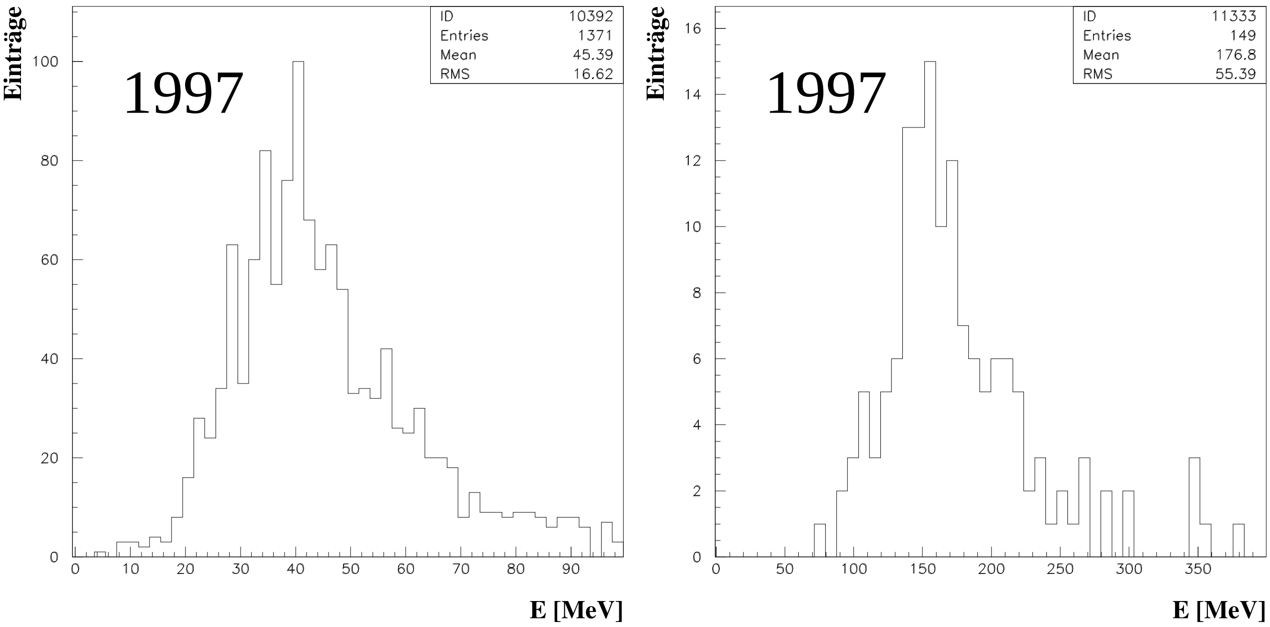


Abbildung 7.1: Charakteristische spurlängenkorrigierte Energiespektren kosmischer Myonen für eine Zelle der elektromagnetischen (links) und der hadronischen Sektion (rechts).

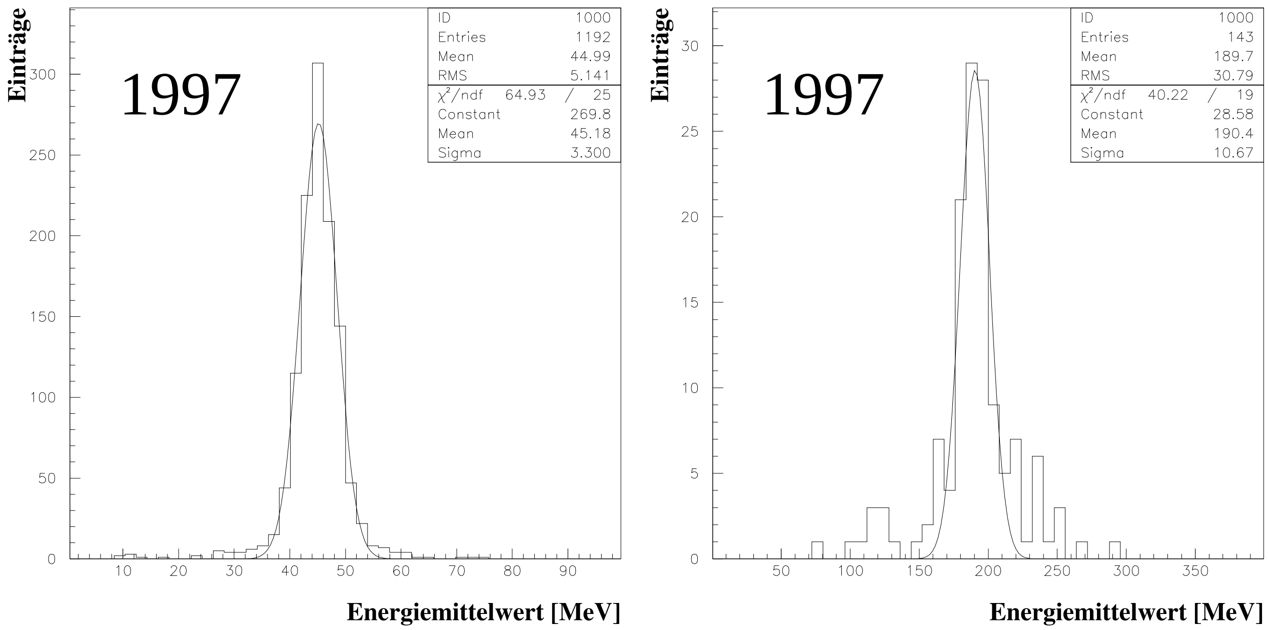


Abbildung 7.2: Verteilung der Energiemittelwerte aller Zellen für die elektromagnetische (links) und hadronische Sektion (rechts).

Die selektierten Energieeinträge werden für jede Zelle separat in ein Histogramm gefüllt. Werte, die in der elektromagnetischen Sektion größer als 100 MeV, in der hadronischen Sektion größer als 300 MeV sind, werden nicht berücksichtigt. Damit werden Energieeinträge, die im Landau-Ausläufer der Energieverteilung liegen, ausgeschlossen. Statistische Fluktuationen bei hohen Energien im Bereich des Landau-Ausläufers führen zu starken Schwankungen bei der Bestimmung des Energiemittelwertes. Auf den Energieschnitt an der unteren Grenze des Energiespektrums bei 20 MeV wurde bereits in Kapitel 6 eingegangen.

Für jede Zelle ergibt sich ein charakteristisches Energiespektrum (Abb. 7.1). Aus den Energieverteilungen kann nun auf mehrere Arten ein Energiekorrekturwert ermittelt werden: Für die Daten aus dem Jahr 1996 wurde auf eine bestehende Auswertungsprozedur [Dir95] zurückgegriffen, in der der Mittelwert des Energiespektrums als charakteristische Größe zur Bestimmung des Korrekturfaktors verwendet wurde. Für die Daten aus dem Jahr 1997 wurde zusätzlich untersucht, ob mit Gauß- oder Landau-Anpassungen an das Energiespektrum bessere Übereinstimmungen mit den Korrekturfaktoren erreicht werden können, die aus dem Verfahren des kinematischen Maximums erzielt werden. Außerdem wird für die Daten aus dem Jahr 1997 eine Iterationsprozedur durchgeführt: Da falsch kalibrierte Zellen entscheidenen Einfluß auf die in Kapitel 6 beschriebene Selektion ihrer Nachbarzellen haben, erfolgt nach der Energiekorrektur der Zelleinträge erneut eine Zellselektion. Dieser Vorgang wird mehrfach wiederholt.

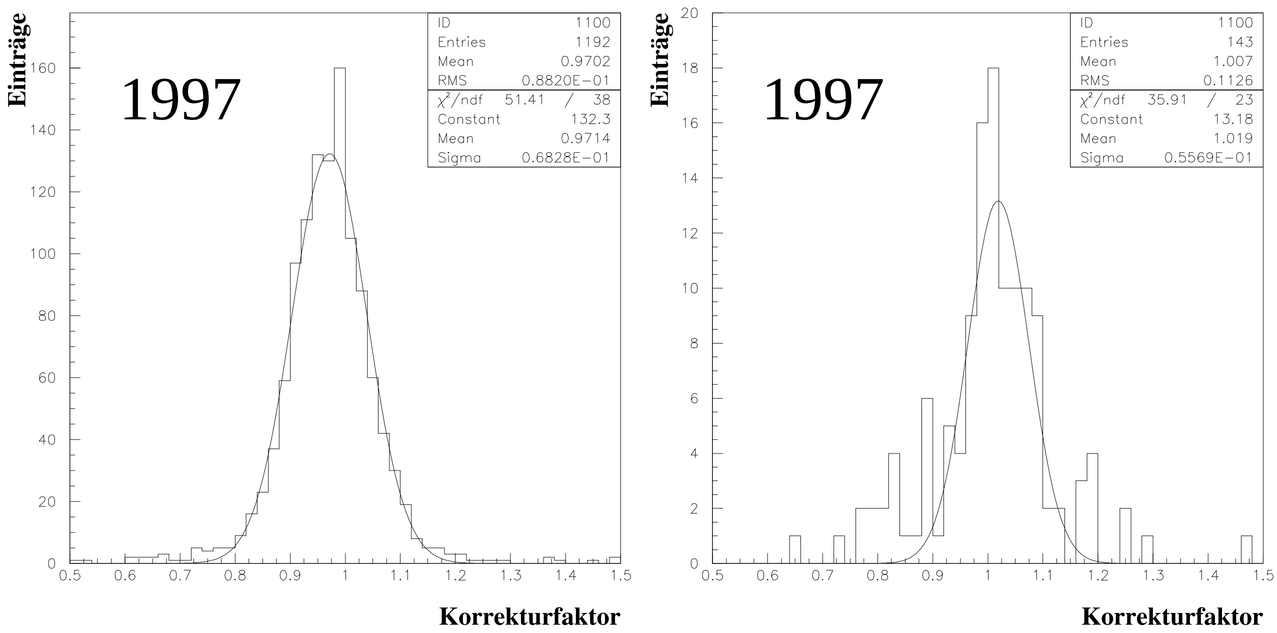


Abbildung 7.3: Verteilung der Korrekturfaktoren für die elektromagnetische (links) und hadronische Sektion (rechts).

7.1.1 Korrekturfaktoren aus den Energiemittelwerten

Abbildung 7.1 zeigt typische Energiespektren für die elektromagnetische und hadronische Sektion. Die Mittelwerte dieser Spektren häufen sich um einen Wert, der in der hadronischen Sektion bei einem höheren Energiewert liegt als in der elektromagnetischen. Der Grund hierfür ist hauptsächlich im größeren hadronischen Zellvolumen zu suchen, ferner auf das unterschiedliche Blei-Faser-Verhältnis beider Sektionen zurückzuführen (Kap. 7.2).

Die Energiemittelwerte jeder Zelle werden in ein Histogramm gefüllt (Abb. 7.2). Diesem Histogramm kann sofort der Mittelwert aller Energiedurchschnittswerte entnommen werden. Dieser Mittelwert E_{ref} dient als feste Bezugsgröße. Über die Gleichung

$$c_i = \frac{\overline{E_i}}{E_{ref}} \tag{7.1}$$

lassen sich aus den Energiemittelwerten $\overline{E_i}$ die relativen Energiekorrekturfaktoren c_i berechnen (Abb. 7.3). Zellen, die als Korrekturfaktor genau den Wert 1 besitzen, sind bereits richtig kalibriert. Folglich haben Zellen, die zu niedrig kalibriert waren, einen Korrekturfaktor größer als 1, zu hoch kalibrierte Zellen kleiner als 1.

In der hadronischen Sektion fallen einige Zellen auf, deren Energiemittelwerte deutlich zu groß oder zu klein sind (Abb. 7.2). Dies hat entsprechend große Korrekturen zur Folge (Abb. 7.3). Hierbei handelt es sich um Zellen, die eine sehr geringe Anzahl an Einträgen aufweisen. Die Gründe für die niedrige Anzahl von Einträgen in der hadronischen Sektion werden in Abschnitt 7.1.4 näher dargelegt.

7.1.2 Das Iterationsverfahren

Ziel der Energiekalibration des SPACALs ist es, möglichst in jeder Zelle identische Eichsignale zu erhalten und so die Verteilungsbreite der Mittelwerte aus den Energiespektren zu reduzieren.

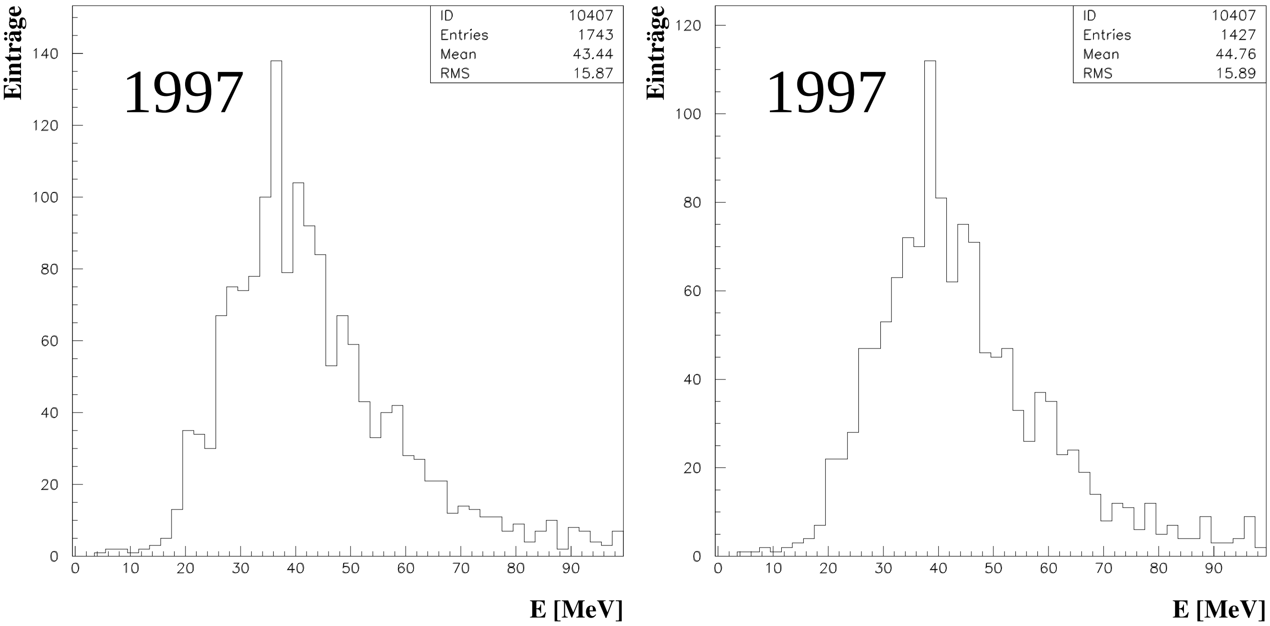


Abbildung 7.4: Energiespektrum vor (links) und nach der Energiekorrektur (rechts) für eine typische Zelle. Der Mittelwert der Verteilung wird zwar in Richtung des Bezugswertes verschoben, die Korrektur ist jedoch zu gering.

Bei der Anwendung der errechneten Korrekturfaktoren auf die Energiedepositionen der Zellen zeigt sich, daß das Spektrum nach erfolgter neuer Datenselektion zwar in Richtung des als feste Bezugsgröße dienenden Energiemittelwerts aller Zellen verschoben wird, die Korrektur jedoch zu klein ist. Abbildung 7.4 zeigt das Energiespektrum der zu niedrig kalibrierten Zelle 407 vor und nach der Energiekorrektur. Trotz eines Korrekturfaktors von $c_i = 1.04$ wird der Mittelwert der Energieeinträge von Zelle 407 von 43.44 MeV nicht auf den als Bezugsgröße dienenden Mittelwert aller Zellen von in diesem Fall 45.2 MeV korrigiert, sondern nur auf 44.76 MeV. Der Grund hierfür soll an folgendem Beispiel verdeutlicht werden (Abb.7.5): Eine Zelle habe deutlich zu hohe Energieeinträge mit einem Durchschnittswert von 60 MeV. Der Korrekturfaktor liegt deshalb deutlich unter 1, etwa bei 0.75. Dieser Korrekturfaktor wirkt auf alle Energieeinträge und beeinflußt somit grundsätzlich die Spur- und Zellselektion. Insbesondere werden nun auch Zellen selektiert, die vor der Korrektur über 100 MeV lagen und deshalb nicht berücksichtigt wurden. Im angeführten Beispiel hat dies zur Folge, daß nach der Energiekorrektur auch Zelleinträge selektiert werden, die vorher bis etwa

133 MeV Energie deponiert haben, also kommt am oberen Ende des Spektrums ein Bereich von etwa 33 MeV hinzu. Am unteren Rand hingegen fallen die Daten zwischen etwa 20 bis 27.5 MeV nach durchgeführter Korrektur unter den Rauschpegel, in diesem Bereich des Spektrums entfällt in diesem Beispiel also ein Intervall von etwa 7.5 MeV. Die Energieeinträge am oberen Rand des Spektrums liegen zudem deutlich weiter entfernt vom angestrebten Mittelwert bei etwa 45 MeV, haben also in Bezug auf die Mittelwertbildung aller Energieeinträge ein höheres Gewicht. Die am oberen Rand des Spektrums hinzugekommenen Energieeinträge verschieben das Spektrum folglich wieder zu höheren Energien und wirken dem Korrekturprozeß entgegen. Bei zu niedrig kalibrierten Zellen kehrt sich der gesamte Effekt um.

Die oben beschriebenen Effekte führen dazu, daß eine Bestimmung der Korrekturfaktoren nur approximativ erfolgen kann. Die errechneten Korrekturfaktoren werden auf die Meßwerte angewendet. Anschließend wird die gesamte Spur- und Zellselektion, wie in Kapitel 6 beschrieben, erneut komplett durchlaufen. Die genaue Vorgehensweise verdeutlicht Abbildung 7.6. Mit den im Zeitraum Januar bis März 1997 aufgezeichneten 800000 Ereignissen wurden drei Iterationsschritte durchgeführt. Damit konnte die relative Breite der Energiemittelwerte zueinander unter den angestrebten Wert von 1.5% gesenkt werden.

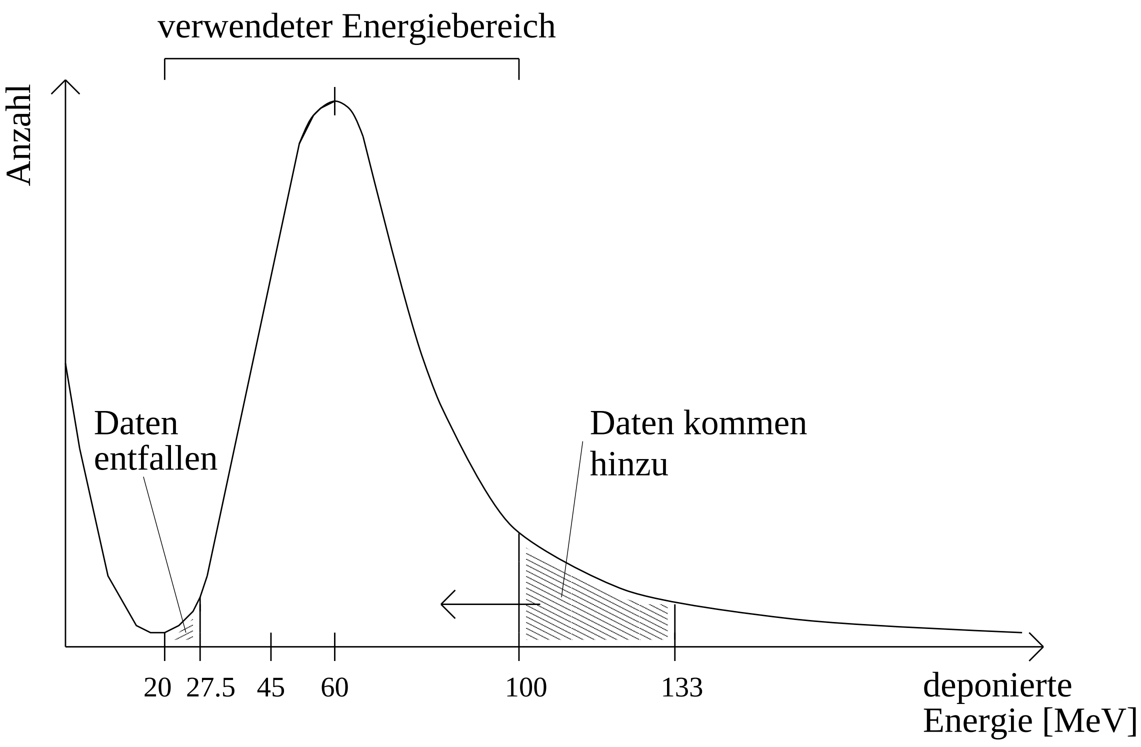


Abbildung 7.5: Verdeutlichendes Beispiel zur Vorgehensweise der Iterationsprozedur: Ein Korrekturfaktor von 0.75 bewirkt beispielsweise, daß am oberen Rand des Energiespektrums mehr Energieeinträge hinzukommen als am unteren entfallen. Durch die asymmetrische Energieverteilung sind die Verschiebungen durch Multiplikation mit dem Korrekturfaktor nicht linear.

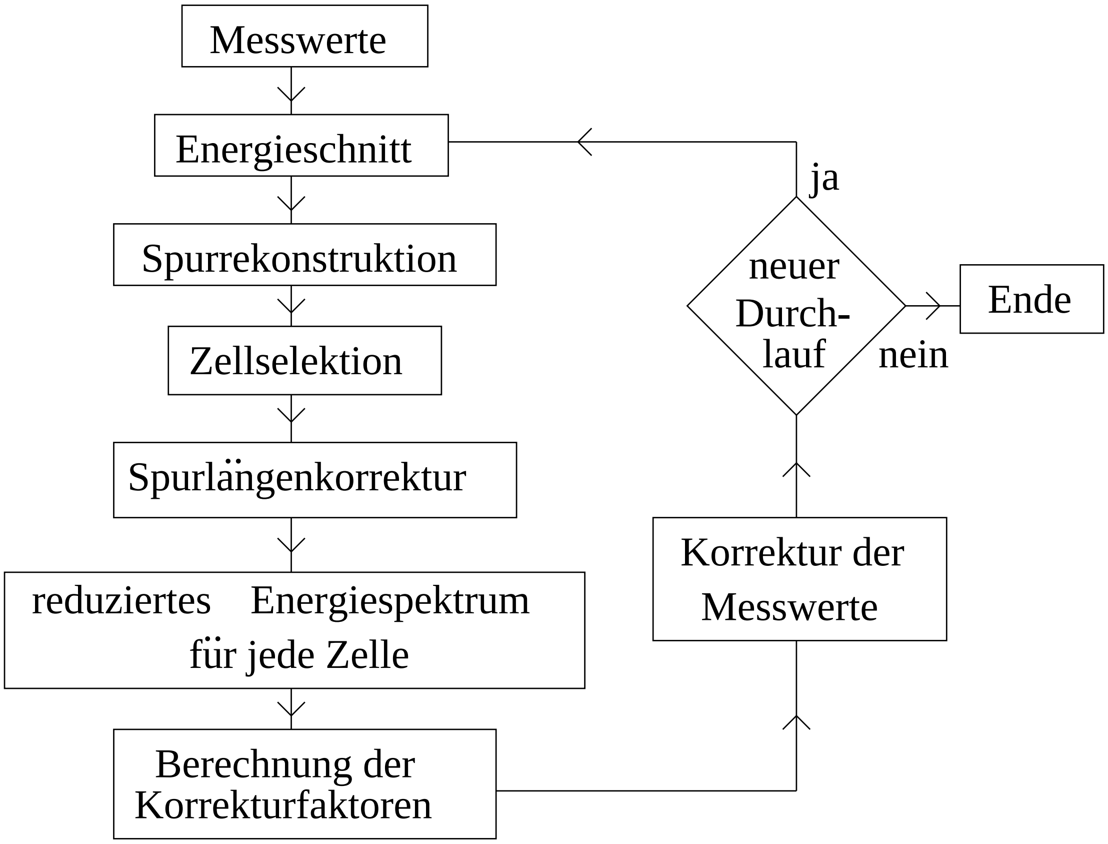


Abbildung 7.6: Iterationsprozedur zur Verbesserung der relativen Energiekalibration.

7.1.3 Kalibrationsergebnisse 1996

Aus den gemessenen Datensätzen stehen nach Abschluß aller Selektionen zwischen 600 und 800 Einträge pro Zelle in der elektromagnetischen Sektion zur Verfügung, in der hadronischen etwa 3500 bis 4000 Einträge. Auch hierfür ist das bereits oben erwähnte größere Zellvolumen in der hadronischen Sektion verantwortlich.

Die Verteilung der Energiemittelwerte beider Sektionen ist in Abbildung 7.7, diejenige der Korrekturfaktoren in Abbildung 7.8 dargestellt. Für die elektromagnetische Sektion tritt eine Häufung der Mittelwerte zwischen 40 und 45 MeV auf, für die hadronische Sektion zwischen 170 und 190 MeV.

Die relative Breite $\frac{\sigma}{Mittel}$ der Korrekturfaktoren zueinander aus dem Jahr 1996 liegt bei $\frac{\sigma}{Mittel} \approx 6.5\%$ sowohl für die elektromagnetische als auch für die hadronische Sektion.

Zur Überprüfung der errechneten Werte für die Korrekturfaktoren und zur Bestimmung ihrer Genauigkeit werden sie mit Korrekturkonstanten verglichen, die aus einem anderen Kalibrationsverfahren bestimmt wurden. Hier bietet sich ein Vergleich mit den aus dem kinematischen Maximum gewonnenen Werten an, da diese für den inneren Zellbereich bis zu Entfernungen von etwa 25 cm zur Strahlachse (144 Zellen) aufgrund der hohen Ereignisrate mit einem Fehler von 1 bis 2% [Mey97] so genau bestimmt werden können wie mit keinem anderen Verfahren. Die mit Hilfe des kinematischen Maximums ermittelten Konstanten stellen also in diesem Bereich eine gute Vergleichsmöglichkeit dar. Aufgrund der geringen Statistik des kinematischen Maximums für weiter von der Strahlachse entfernte Zellen können diese nicht als Vergleich herangezogen werden. In Abbildung 7.9 sind die mit Hilfe der kosmischen Myonen ermittelten Korrekturfaktoren

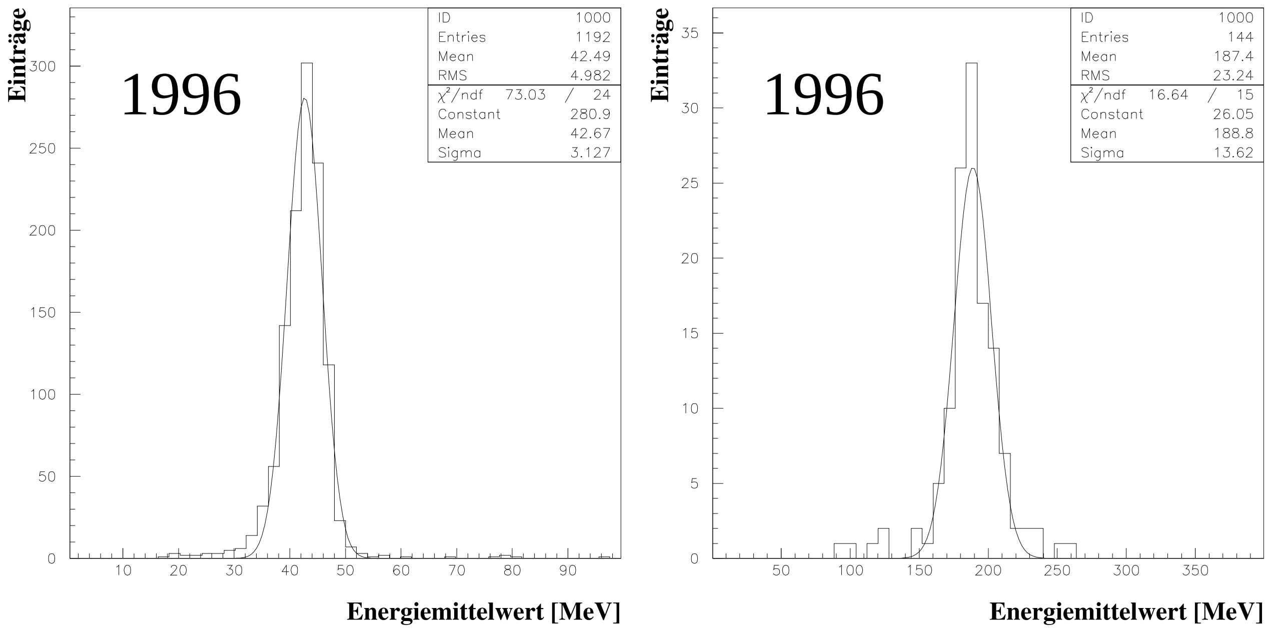


Abbildung 7.7: Verteilung der Energiemittelwerte für die elektromagnetische (links) und hadronische Sektion (rechts).

aufgetragen gegen die Faktoren aus dem kinematischen Maximum. Für die Verteilung des Verhältnisses der aus dem kinematischen Maximum bestimmten Korrekturfaktoren und denjenigen, die mit Hilfe der kosmischen Myonen ermittelt werden, ergibt sich $\frac{\sigma}{Mittel} \approx 6.0\%$.

Für die hadronische Sektion sind derartige Korrelationsbetrachtungen zwischen kosmischen Myonen und kinematischem Maximum nicht möglich, da die Positronen des kinematischen Maximums aufgrund vollständiger Absorption in der elektromagnetischen Sektion des SPACALs die hadronische Sektion nicht erreichen. In diesem Fall kann nur die relative Breite der Korrekturfaktoren zueinander, wie oben angegeben, bestimmt werden.

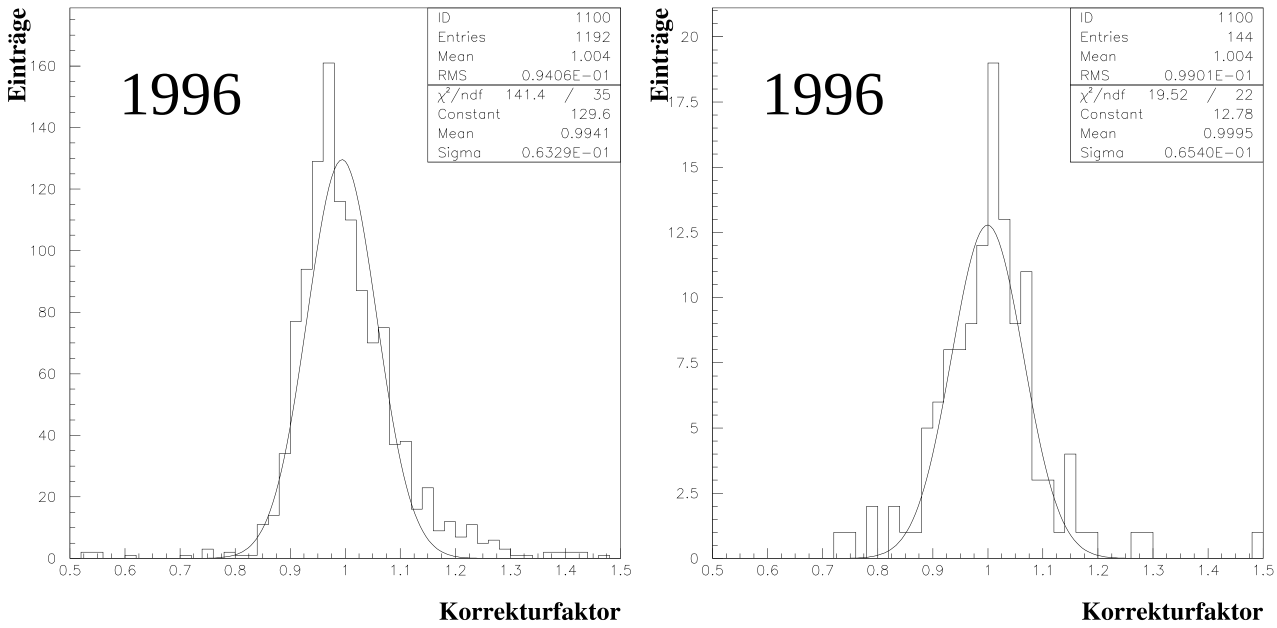


Abbildung 7.8: Verteilung der Korrekturfaktoren für die elektromagnetische (links) und hadronische Sektion (rechts).

7.1.4 Kalibrationsergebnisse 1997

Zwischen Januar und März 1997 wurden zu mehreren Zeitpunkten Daten zur Kalibration des SPACALs aufgezeichnet. Nach Durchlaufen aller Selektionskriterien stehen pro Zelle 1500 bis 1800 Energieeinträge zur Verfügung. Kontaktprobleme bei der Hochspannungsversorgung in der hadronischen Sektion zu Beginn des Jahres 1997 hatten zur Folge, daß mehrere Module mit einer zu niedrigen Hochspannung versorgt wurden. Somit konnten die bis zum März aufgezeichneten Daten der hadronischen Sektion nicht für die Kalibration verwendet werden. Für diese Analyse wurden deshalb die Ende März 1997 aufgezeichneten Daten benutzt, bei denen etwa 150 Energieeinträge pro Zelle erzielt wurden. Die zu niedrige Hochspannung konnte mit Hilfe der vorgestellten Auswertungsalgorithmen nachgewiesen werden. Die linke Verteilung in Abbildung 7.10 zeigt Energieeinträge aus allen hadronischen Zellen für das Jahr 1996 mit dem charakteristischen Maximum bei 170 bis 190 MeV. In der rechten Graphik mit den Daten von Anfang 1997 liegt dazu im Vergleich das Maximum etwa 60 bis 70 MeV zu niedrig.

Die hierfür verantwortlichen Kontaktprobleme mit der Hochspannungsversorgung erforderten ein Öffnen des Detektors und konnten deshalb nicht vor Mitte März 1997 behoben werden.

Nach Beseitigung der Kontaktprobleme liegt der Durchschnitt der Energieverteilung wie auch 1996 bei 170 bis 190 MeV. Auch die elektromagnetische Sektion zeigt mit Durchschnittswerten zwischen 40 und 45 MeV übereinstimmende Ergebnisse zu 1996.

Für die elektromagnetische Sektion kommt für die Daten aus dem Jahr 1997 die in Abschnitt 7.1.2 vorgestellte Iterationsprozedur zur Anwendung. Für die erst Ende

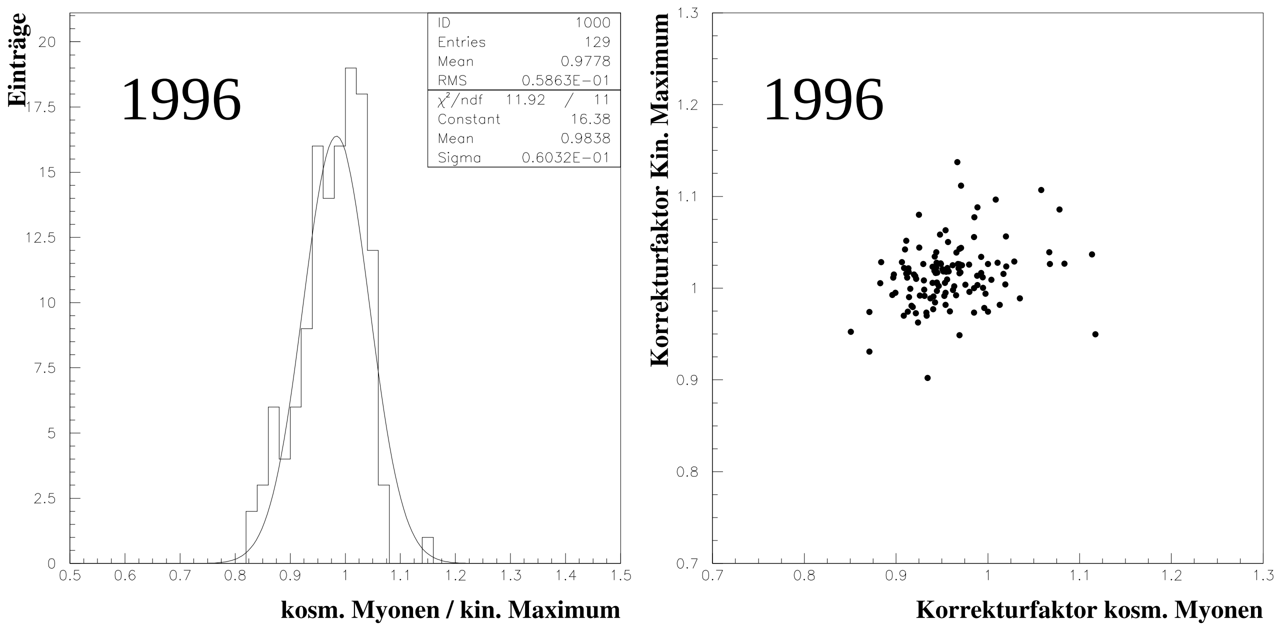


Abbildung 7.9: Korrelation zwischen den Korrekturfaktoren aus den kosmischen Myonen und aus dem kinematischen Maximum für die Daten aus dem Jahr 1996. Rechts sind die beiden Größen gegeneinander aufgetragen, links die Verteilung der Verhältniswerte (innere 144 Zellen ohne Insert-Modul).

März zur Verfügung stehenden Daten der hadronischen Sektion wird dieses Verfahren zum gegenwärtigen Zeitpunkt durchgeführt.

Pro Durchlauf wird ein Satz von Korrekturfaktoren errechnet, der sofort Einfluß auf die Datenselektion des nächsten Durchgangs hat. Wie erwartet zeigt sich, daß die Korrekturen pro Durchlauf immer geringer wurden und daß das Verfahren konvergiert. Abbildung 7.11 zeigt, daß die Verteilungsbreite der Energiedurchschnittswerte pro Durchlauf abnimmt. Entsprechend liegen auch die Korrekturfaktoren näher an 1 (Abb. 7.12). Die endgültigen Korrekturfaktoren ergeben sich dann aus der Multiplikation der Faktoren aus jedem Durchlauf. Die relativen Verteilungsbreiten für die Energiedurchschnittswerte und die Korrekturfaktoren sind in Tabelle 7.1 angegeben. Anhand der sich verringernden Breite der Verteilungen zeigt sich die Konvergenz des Iterationsverfahrens.

Nach Durchlaufen der Iterationsprozedur ergibt sich für die Lage der Energiedurchschnittswerte eine schmale Verteilung um 45 MeV (Abb 7.13) mit $\frac{\sigma}{Mittel} \approx 1.3\%$ (Abb. 7.11). Nur wenige Zellen weichen davon ab und erfordern größere Korrekturen. Hierbei handelt es sich um Zellen, die im letzten Jahr aufgrund von Problemen mit der Spannungsversorgung defekt waren und gar keine Energieeinträge zu verzeichnen hatten. Folglich konnten diese Zellen 1996 nicht kalibriert werden. Des weiteren gab es im Jahr 1996 Zellen, die zwar Energieeinträge besaßen, aufgrund der Selektionskriterien aber nur eine sehr geringe Statistik aufwiesen. Hierbei handelt es sich vornehmlich um

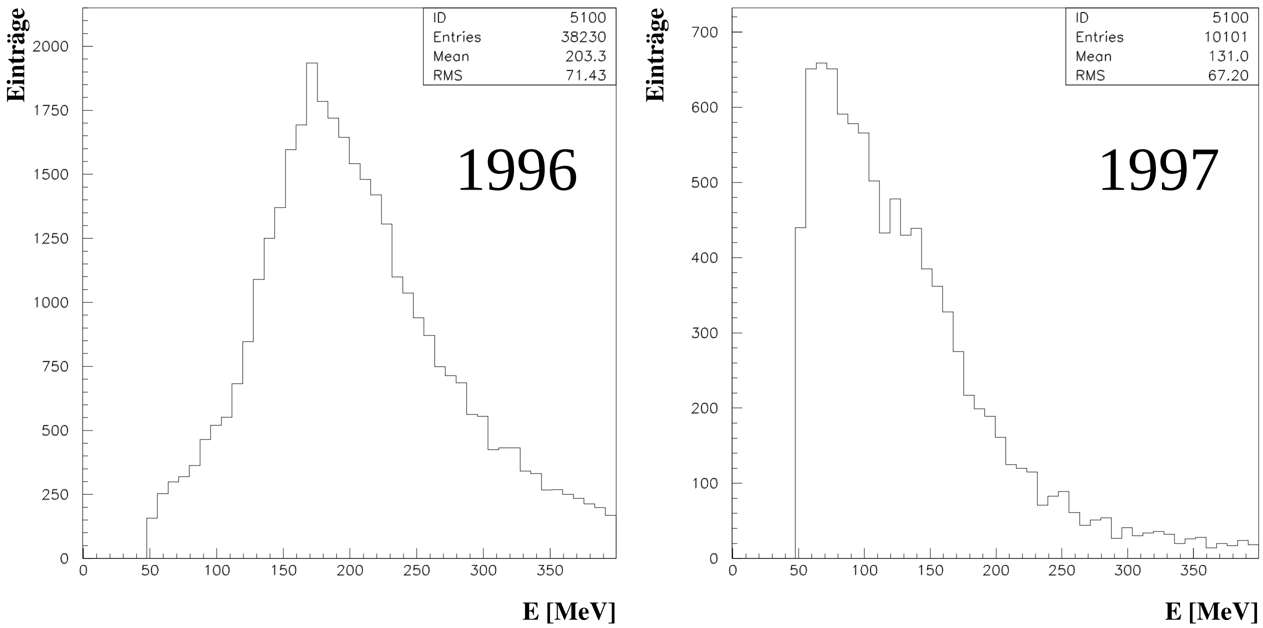


Abbildung 7.10: Das linke Bild zeigt die Energieverteilung in der hadronischen Sektion für Daten aus dem Dezember 1996. Im Vergleich dazu die Energieeinträge für den Zeitraum Januar bis März 1997 (rechts). Die wesentlich niedrigeren Energieeinträge sind deutlich zu erkennen und haben ihre Ursache in Kontaktproblemen bei der Hochspannungsversorgung.

Randzellen und Bereiche des Inserts. Es sei an dieser Stelle daran erinnert, daß bei der Zellselektion stets auf benachbarte Zelleinträge abgefragt wird. Eine defekte Zelle verhindert somit auch möglicherweise die Aufzeichnung wertvoller Energieeinträge ihrer Nachbarzellen.

Auch für die Daten der elektromagnetischen Sektion des Jahres 1997 wird ein Vergleich mit den Werten durchgeführt, die mit Hilfe des kinematischen Maximums ermittelt werden. Die beiden Graphen in Abbildung 7.18 zeigen die Korrelation zwischen den beiden Größen sowie ihr Verhältnis für die inneren 144 Zellen ohne Insert-Modul. Die relative Verteilungsbreite der Verhältniswerte liegt bei $\frac{\sigma}{Mittel} \approx 5.7\%$.

Trägt man das Verhältnis der Korrekturfaktoren aus dem kinematischen Maximum gegen diejenigen Faktoren aus den Energiedurchschnittswerten der kosmischen Myonen nicht wie oben erwähnt nur für die 144 inneren Zellen, sondern für die inneren 500 Zellen der elektromagnetischen Sektion mit Ausnahme des Inserts auf, zeigt sich eine Verschlechterung der Korrelation (Abb. 7.14). Die relative Breite beträgt in diesem Fall $\frac{\sigma}{Mittel} \approx 7.0\%$. Bei den inneren 144 Zellen handelt es sich um Zellbereiche, die radial weniger als etwa 25 cm von der Strahlachse entfernt sind, bei den inneren 500 Zellen um Zellbereiche mit einer radialen Entfernung zur Strahlachse von weniger als etwa 50 cm. Hier zeigt sich, daß die Genauigkeit der Korrekturfaktoren aus dem kinematischen Maximum mit zunehmender radialer Entfernung von der Strahlachse infolge stark rückläufiger Anzahl der Zelleinträge abnimmt, während sie bei den kosmischen

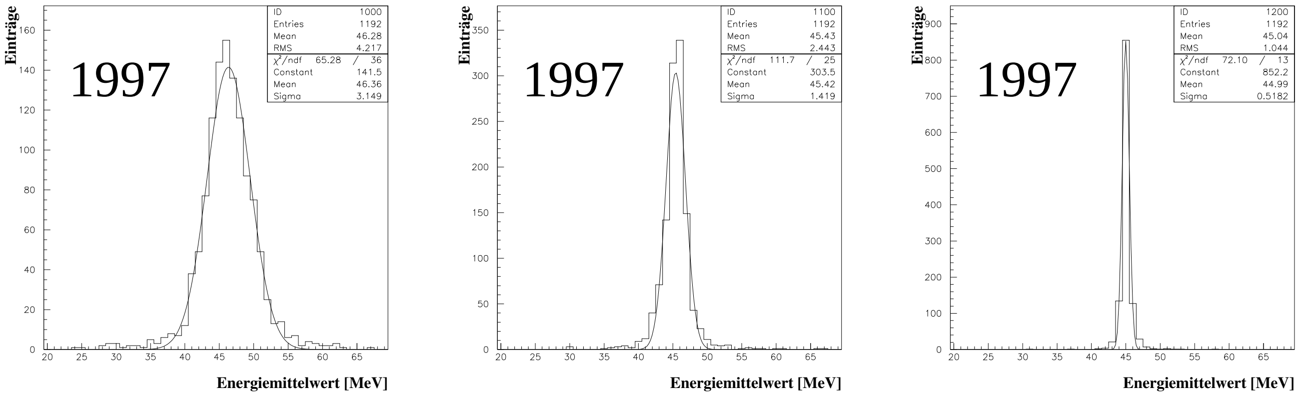


Abbildung 7.11: Verteilung der Energiemittelwerte für den 1., 2. und 3. Durchlauf (von links). Daten aus dem Jahr 1997.

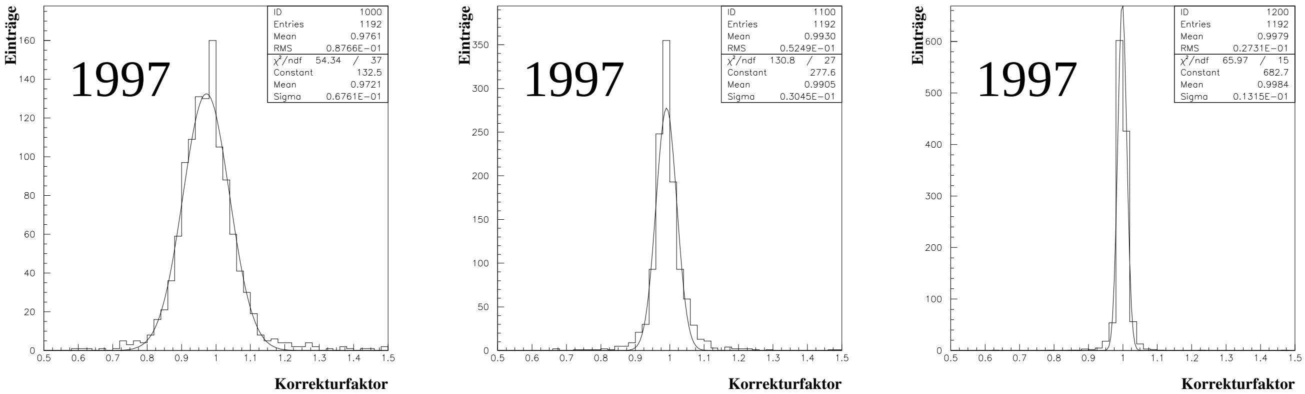


Abbildung 7.12: Verteilung der Korrekturfaktoren für den 1., 2. und 3. Durchlauf (von links).

Myonen aufgrund konstanter Ereignisrate über den gesamten Detektor gleichverteilt ist (Tab. 7.2). Dies unterstreicht die Bedeutung des Kalibrationsverfahrens mit kosmischen Myonen, insbesondere für Zellen in größerer radialer Entfernung zur Strahlachse.

Abschließend wurden auch die statistischen Fehler der Korrekturfaktoren für beide SPACAL-Sektionen berechnet.

Durchlauf	Relative Breite der Energiedurchschnittswerte [%]	Relative Breite der Korrekturfaktoren [%]
1	6.8 ± 0.2	7.0 ± 0.2
2	3.1 ± 0.1	3.0 ± 0.1
3	1.2 ± 0.1	1.3 ± 0.1

Tabelle 7.1: Relative Breite der Verteilung für Korrekturfaktoren und Energiedurchschnittswerte

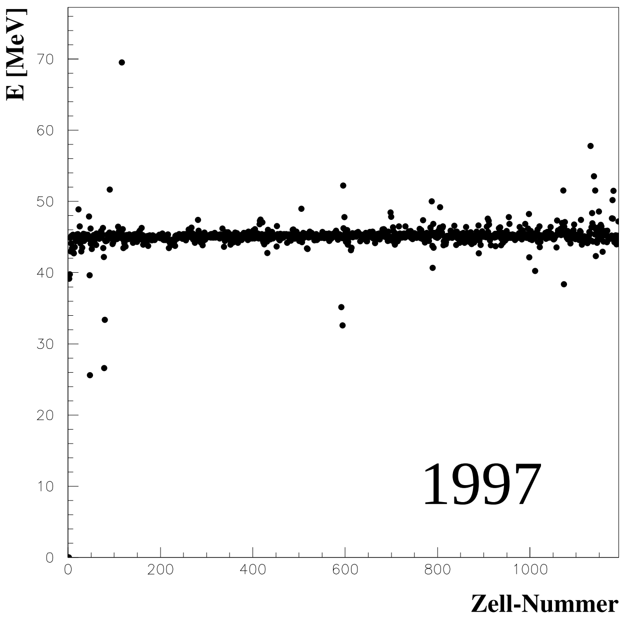


Abbildung 7.13: Lage der Energiemittelwerte der elektromagnetischen Sektion nach Durchlaufen der Iterationsprozedur aufgetragen gegen die Zellnummer.

Der rein statistische Fehler für die Korrekturfaktoren berechnet sich über die Gleichung

$$\Delta c_i = \frac{\frac{\sigma_i}{\sqrt{N_i}}}{\overline{E_i}} \tag{7.2}$$

Hierin ist σ_i die Standardabweichung der Energieverteilung für die Zelle i, N_i die Anzahl der Energieeinträge in dieser Zelle und $\overline{E_i}$ der Durchschnittswert der Verteilung.

Abbildung 7.15 zeigt die Verteilung der statistischen Fehler für beide Sektionen des SPACALs.

Der statistische Fehler pro Zelle beläuft sich in der elektromagnetischen Sektion durchschnittlich auf $\approx 1\%$, in der hadronischen auf $\approx 2.5\%$. Der Grund für die größeren statistischen Fehler in der hadronischen Sektion ist die geringere Anzahl von Daten, die für die Analyse zur Verfügung stehen, so daß sich trotz des größeren Zellvolumens in der hadronischen Sektion hier eine deutlich geringe Anzahl von Energieeinträgen pro Zelle ergibt. Die Ausläufer in der Verteilung bei 1.3% in der elektromagnetischen sowie 3.25% in der hadronischen Sektion zeigen, daß die statistischen Fehler noch anderen systematischen Einflüssen unterliegen. Hier sind insbesondere die Abhängigkeiten der Energiedeposition vom Einflugwinkel und der Primärenergie des kosmischen Myons sowie Rausch- und Pedestaleffekte zu nennen. Systematische Fehler werden ausführlich in Kapitel 7.2 diskutiert.

7.1.5 Korrekturfaktoren aus Gauß- und Landau-Fits

In Kapitel 3.4 wurde bereits erwähnt, daß die Verteilung der Energiedepositionen für dünne Absorberschichten landauförmig, für dicke Absorberschichten gaußförmig

Zellnummer	Einträge kosm. Myonen	Einträge kin. Maximum
16	1719	1288
25	1728	883
50	1725	345
75	2164	204
100	1831	35
150	1918	62
200	1822	10
300	1823	19
500	1839	2
750	1556	1
1000	1532	2
1150	1450	0

Tabelle 7.2: Anzahl der Zelleinträge für die Verfahren mit kosmischen Myonen und mit kinematischem Maximum. Die Ordnungsnummer der Zelle steigt mit zunehmender radialer Entfernung zur Strahlachse.

verläuft. Alternativ zu den Energiemittelwerten der Zellspektren werden die Korrekturfaktoren für die elektromagnetische Sektion deshalb auch aus den Mittelwerten von Gauß- und Landauanpassungskurven gewonnen, die an die Energieverteilung der Zellen angenähert werden. Damit soll der Frage nachgegangen werden, mit welchem Verfahren das SPACAL am genauesten zu kalibrieren ist. Alle Untersuchungen beziehen sich auf die Daten aus dem Zeitraum Januar bis März 1997 für die elektromagnetische Sektion. Die Anpassungskurven $f_{Gauß}$ und f_{Landau} sind dabei wie folgt definiert:

$$f_{Gauß}(E_i) = A \cdot e^{-\frac{1}{2}\frac{(E_i - \overline{E_i})^2}{\sigma^2}} \tag{7.3}$$

$$f_{Landau}(E_i) = B \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E_i - \overline{E_i}}{\sigma} + e^{-\frac{E_i - \overline{E_i}}{\sigma}}\right)} \tag{7.4}$$

In diesen Gleichungen stehen die Variablen E_i für die gemessenen Energieeinträge, $\overline{E_i}$ für den Mittelwert der Energieverteilung und σ für die Breite. Die Größen A und B sind Normierungsparameter.

Die Kurven werden sowohl über den gesamten betrachteten Energiebereich zwischen 0 und 100 MeV angepaßt (Methode 1) als auch nur über einen eingeschränkten Bereich um den Energiewert der Verteilung, der die meisten Einträge zu verzeichnen hat. In Methode 2 werden alle Energiewerte links und rechts des Wertes mit den meisten Einträgen betrachtet, die mindestens die Hälfte an Einträgen des Maximalwertes besitzen. In Methode 3 wird dieser Wert auf ein Viertel reduziert. Schließlich wird in Methode 4 dieser Grenzwert auf der linken Seite des Maximalwertes auf ein Viertel gesetzt, auf der rechten Seite auf die Hälfte. Mit der Variation des Energiebereiches

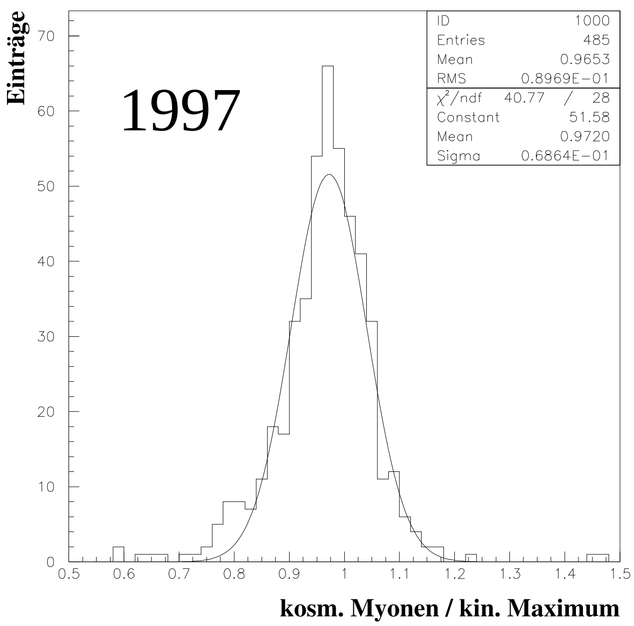


Abbildung 7.14: Relative Breite aus dem Verhältnis der Korrekturfaktoren von kinematischem Maximum und Energiedurchschnittswerten der kosmischen Myonen für die inneren 500 Zellen der elektromagnetischen Sektion. Im Vergleich zu den inneren 144 Zellen (Abb. 7.18) hat die Breite zugenommen.

soll der Versuch unternommen werden, die Gauß- und Landau-Kurven möglichst genau an die ansteigenden und absteigenden Flanken der Energiespektren anzupassen. Speziell in Methode 4 wird berücksichtigt, daß der Steigungsbetrag der ansteigenden Flanke größer ist als derjenige der absteigenden Flanke. Die Ergebnisse aus den Anpassungsvarianten werden mit denjenigen aus den Energiemittelwerten (Kapitel 7.1.4) und mit jenen aus dem kinematischen Maximum verglichen. Weiterhin wird die Güte der Anpassung über den χ^2-Wert ebenso untersucht wie die relative Verteilungsbreite der Korrekturfaktoren eines Verfahrens untereinander.

Abbildung 7.16 zeigt einen Vergleich zwischen verschiedenen Gauß- und Landau-Anpassungen für die Energieeinträge einer ausgesuchten Zelle. Die Abbildung verdeutlicht, daß das Maximum einer Gauß-Anpassung durchschnittlich etwa 3 bis 4 MeV niedriger liegt als der Mittelwert des Spektrums, das Maximum der Landau-Näherung 7 bis 8 MeV niedriger.

Die Berechnung der Korrekturfaktoren für alle Zellen erfolgt analog der Methode in Abschnitt 7.1.1. Statt der Energiedurchschnittswerte wird nun der Mittelwert der vorgenommenen Anpassung verwendet:

$$c_i = \frac{\langle E_i \rangle}{E_{ref}} \tag{7.5}$$

Die Verteilung der Korrekturfaktoren für verschiedene Anpassungsmethoden kann Abb. 7.17 entnommen werden. Betrachtet man die relative Breite der Korrekturfaktoren untereinander, so zeigt sich, daß die Breite der aus der Landau-Anpassung ermittelten Daten deutlich schmaler ist als diejenige der Gauß-Anpassung. Die geringste relative Breite ergibt sich für die Landau-Anpassung mit Methode 1 (Tab. 7.3).

Ein Maß für die Güte der Anpassungsmethode ist die Größe χ^2, die beschreibt, wie

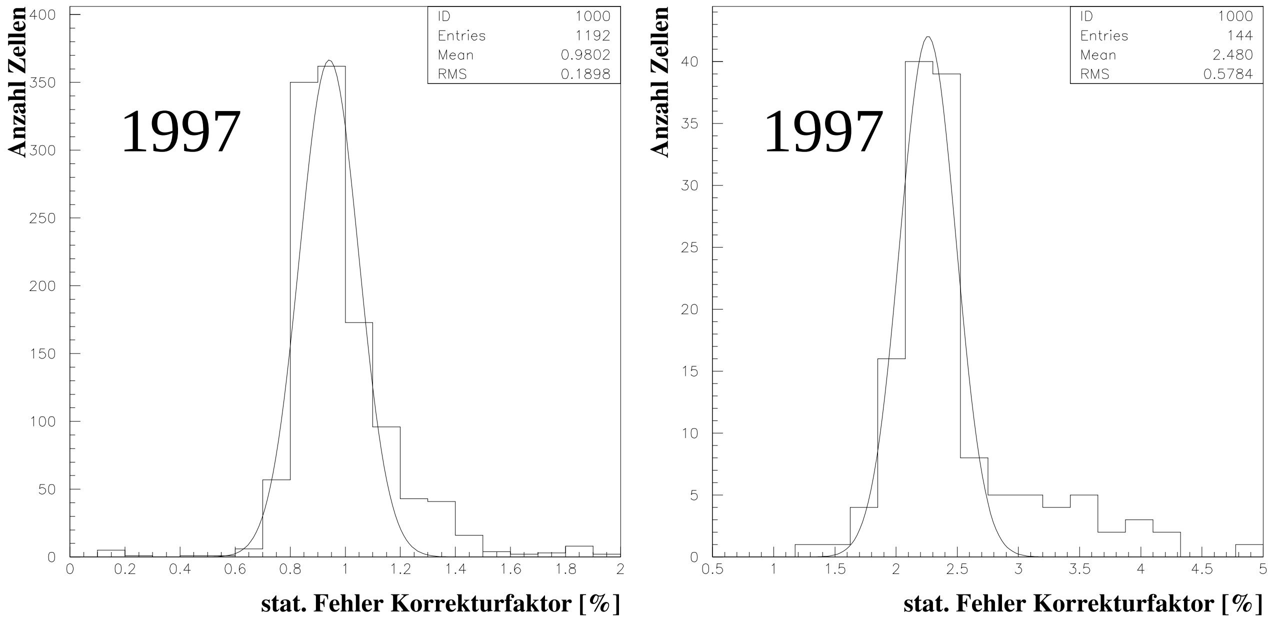


Abbildung 7.15: Statistische Fehler in Prozent für die elektromagnetische (links) und hadronische Sektion (rechts).

genau die Anpassungskurve an das Energiespektrum angenähert werden kann. Die Werte für χ^2 werden für den Bereich berechnet, in dem die Anpassung vorgenommen wird und sind Tabelle 7.3 zu entnehmen. Die Werte sind für Gauß-Anpassungen grundsätzlich größer als für Landau-Anpassungen. Der kleinste Wert für χ^2 ergibt sich für die Methode 1 der Landauanpassung, also für eine Näherungskurve über den gesamten betrachteten Energiebereich. Besonders schlecht schneidet dazu im Vergleich die Anpassung mit Gauß über den gleichen Energiebereich ab. Hier liegt der durchschnittliche χ^2-Wert einer Verteilung bei 4.5. Die schlechte Übereinstimmung der Anpassungskurve für dieses Verfahren ist auch in Abbildung 7.16 zu erkennen. Es läßt sich feststellen, daß die χ^2-Werte deutliche Vorteile für die Landau-Anpassung zeigen.

Abschließend wird die Korrelation der Korrekturfaktoren aus den Anpassungen verglichen mit den Werten, die aus dem kinematischen Maximum ermittelt werden. Auch diese Daten sind Tabelle 7.3 zu entnehmen. Die relative Breite der Verhältnisse der Korrekturwerte aus Gauß-Anpassung und kinematischem Maximum liegt zwischen 7.1% und 7.9%. Die relativen Breiten bei den Landau-Werten sind weiter gestreut. Die Verfahren 2 und 4 sind mit über 8% relativer Breite ungenauer als die am schlechtesten korrelierte Gauß-Methode, die Verfahren 1 und 3 dagegen genauer als die am besten korrelierte. Am genauesten ist Methode 1 mit 6.5% relativer Breite. Graphische Darstellungen der Korrelationen sind Abbildung 7.19 zu entnehmen.

Damit sprechen die relative Verteilungsbreite der Korrekturfaktoren, die χ^2-Werte und die Korrelation mit dem kinematischen Maximum für eine Landau-Anpassung über den gesamten betrachteten Energiebereich (Methode 1). Ein Vergleich mit den Ergebnissen aus den Energiemittelwerten zeigt jedoch, daß nicht die Genauigkeit erreicht werden kann, die mit den Energiemittelwerten erzielt werden (Abb. 7.18).

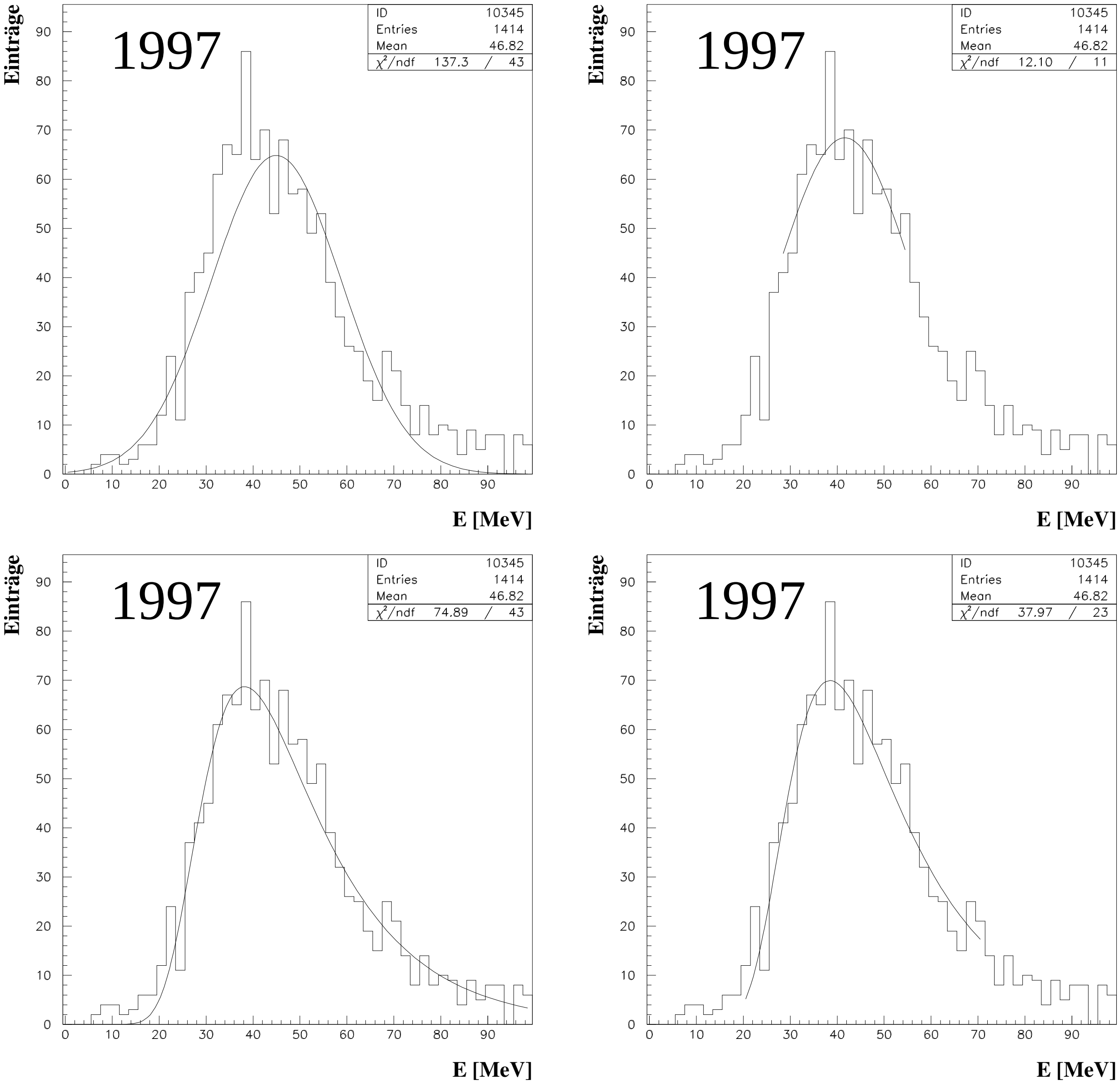


Abbildung 7.16: Gauß- und Landauanpassungen für eine Beispielzelle: Oben Gauß-Anpassungen (links: Methode 1, rechts: Methode 2), unten Landau-Anpassungen (links: Methode 1, rechts: Methode 3).

7.2 Systematische Fehler

In Abschnitt 7.1.4 wurde bereits auf die statistischen Fehler bei der Bestimmung der Korrekturfaktoren für beide SPACAL-Sektionen eingegangen. In diesem Abschnitt sollen nun die systematischen Fehler diskutiert werden. Folgende systematische Fehler beeinflussen die Bestimmung der Korrekturkonstanten und ihrer Meßfehler:

- Pedestalverschiebungen
- Untergrundrauschen
- Fluktuationen in der Primärenergie des kosmischen Myons
- Channeling und Änderungen im Einflugwinkel des kosmischen Myons

Methode	χ^2	relative Breite der Korrekturfaktoren [%]	Korrelation mit kinematischem Maximum [%]
Gauß 1	3.713 ± 0.035	8.4 ± 0.3	7.7 ± 0.8
Gauß 2	2.469 ± 0.028	8.8 ± 0.3	7.7 ± 0.8
Gauß 3	2.085 ± 0.031	9.6 ± 0.3	7.1 ± 0.8
Gauß 4	2.183 ± 0.035	9.1 ± 0.3	7.9 ± 0.9
Landau 1	1.741 ± 0.014	3.8 ± 0.2	6.5 ± 0.7
Landau 2	1.832 ± 0.027	4.4 ± 0.2	8.6 ± 0.9
Landau 3	1.856 ± 0.035	5.3 ± 0.2	7.0 ± 0.9
Landau 4	1.804 ± 0.031	5.5 ± 0.2	8.4 ± 0.9

Tabelle 7.3: Vergleich der Ergebnisse verschiedener Anpassungen (Mittelwert aus allen Zellen). Verglichen werden die Genauigkeit der Korrelation mit den Ergebnissen aus dem kinematischen Maximum, die χ^2-Werte der Anpassungskurven und die relative Breite der Korrekturfaktoren eines Verfahrens zueinander.

Weiterhin ergeben sich Fehler durch δ-Elektronen-Erzeugung und triggernde hadronische Schauer mit hoher Spurmultiplizität. Auch kosmische Myonen, die aufgrund ihrer geringen kinetischen Energie vollständig im SPACAL absorbiert werden und deshalb am Ende ihrer Spur überdurchschnittlich hohe Energieeinträge produzieren, haben systematische Fehler in der relevanten Zelle zur Folge. Diese Fehlerquellen werden aber mit Hilfe der in Kapitel 6 vorgestellten Selektionskriterien weitgehend ausgeschlossen.

Pedestalverschiebungen

Wie in Kapitel 6.2 erläutert ergeben sich für die gemessenen Energiedepositionen Verschiebungen gegenüber dem Nullpunkt (Abb. 6.1). Diese Pedestals unterliegen zeitlichen Schwankungen und sind somit nicht konstant.

Ein Vergleich zwischen zwei Pedestalverteilungen (Abb. 6.1 und Abb. 7.20) macht deutlich, daß der Durchschnittswert sowohl im Januar 1997 als auch im März 1997 fast unverändert bei 3.7 MeV liegt. Gleiches gilt für die Breite der Verteilung mit einem RMS[1] von etwa 2.1. Die rechte Graphik in Abbildung 7.20, in der die Pedestalwerte aus dem Januar und dem März 1997 voneinander subtrahiert werden, zeigt jedoch, daß die Pedestals zum Teil nicht unerheblichen zeitlichen Schwankungen unterliegen. Der Mittelwert der Differenzbeträge aus den Pedestals liegt bei 2.1 MeV, dies entspricht einem systematischen Fehler von etwa 4.5% für die elektromagnetische Sektion bezogen auf die durchschnittlichen Energiedepositionen der minimal ionisierenden Myonen von 45 MeV. Entsprechend ergibt sich ein Fehler von ungefähr 1.25% für die hadronische Sektion. Da die durchschnittlichen Energiedepositionen in der hadronischen Sektion mit 170 MeV größer sind, macht sich hier die Nullpunktverschiebung deutlich weniger bemerkbar.

[1] engl.: root mean square: Wurzel aus der Varianz

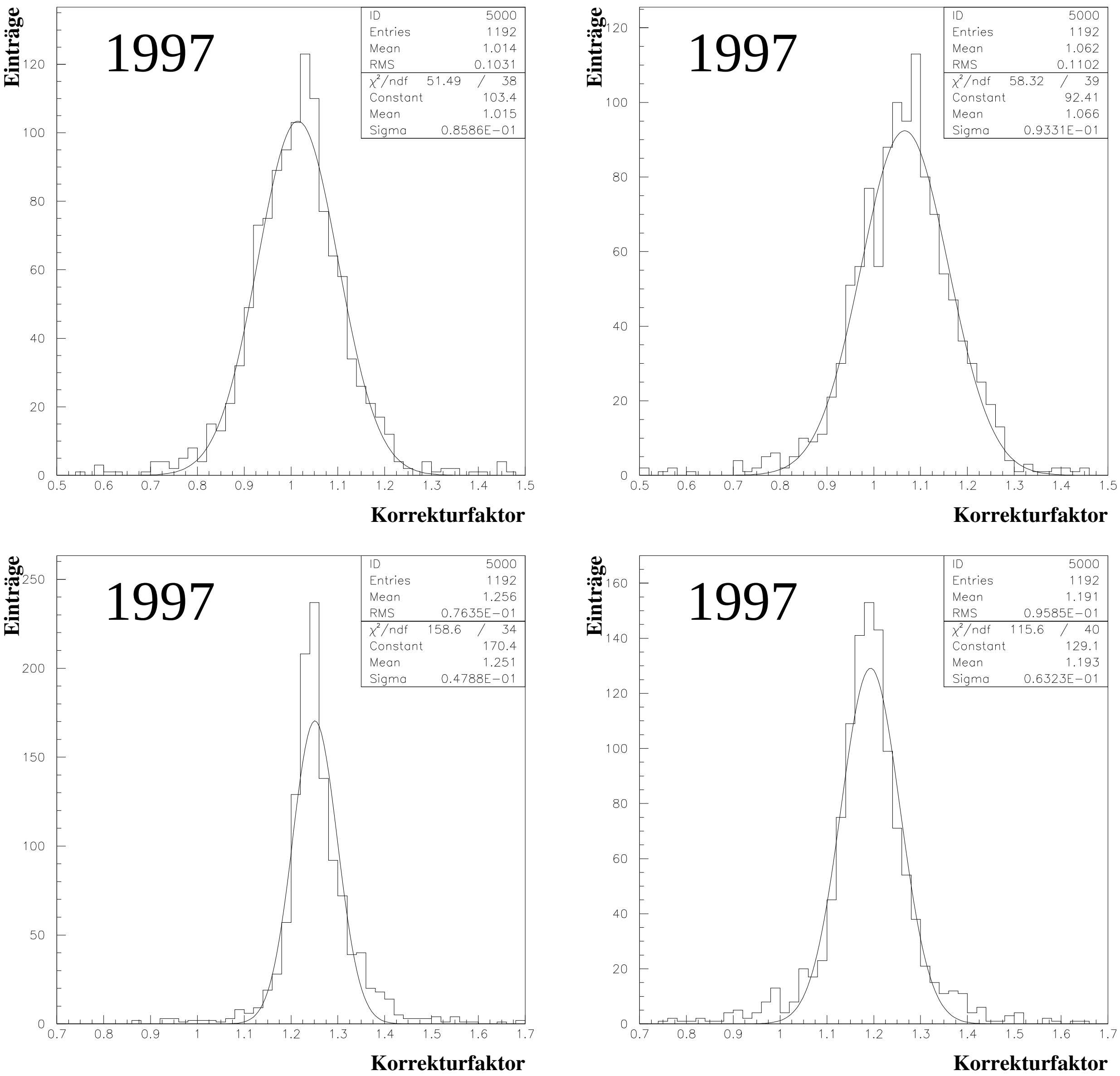


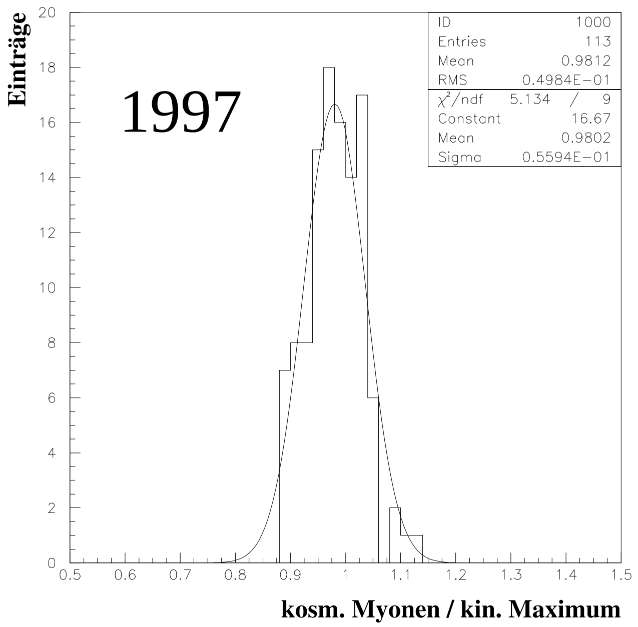
Abbildung 7.17: Relative Breite der Korrekturfaktoren eines Anpassungsverfahrens zueinander. Die oberen Abbildungen zeigen Gauß-Anpassungen (links: Methode 1, rechts: Methode 2), darunter die Landau-Anpassungen (links: Methode 1, rechts: Methode 3).

Untergrundrauschen

Ein Rauschspektrum für das SPACAL wurde bereits in Abbildung 6.1 gezeigt. Der Mittelwert der Rauschbeträge liegt bei etwa 1 MeV sowohl für die elektromagnetische als auch für die hadronische Sektion. Damit liegt der systematische Fehler durch Untergrundrauschen unter demjenigen, der durch die Pedestalschwankungen hervorgerufen wird. Analog zu den Pedestalschwankungen führen auch die Rauschsignale in der elektromagnetischen Sektion zu größeren relativen systematischen Fehlern als in der hadronischen Sektion. Die Fehler betragen etwa 2.5% in der elektromagnetischen und 0.75% in der hadronischen Sektion in Bezug auf die mittleren Energiedepositionen bei ungefähr 45 MeV und 170 MeV.

Fluktuationen in der Primärenergie des kosmischen Myons

In Kapitel 3.4 wurde auf die Entstehung der kosmischen Myonen in der Erdathmos-



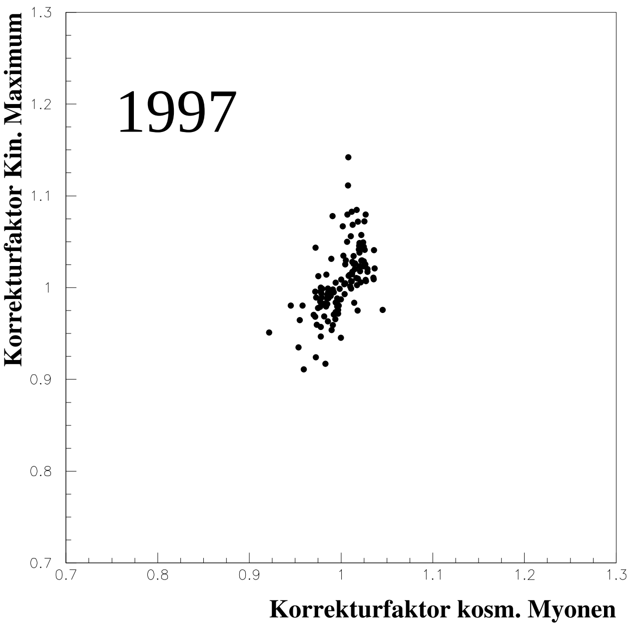


Abbildung 7.18: Korrelation zwischen den Korrekturfaktoren aus den kosmischen Myonen und aus dem kinematischen Maximum für die Energiemittelwerte.

phäre eingegangen. In Folge dieser natürlichen Entstehung sind die Energien der kosmischen Myonen weit gestreut. Als untere Schwellenenergie ist für die Primärenergie des kosmischen Myons die Triggerschwelle des IET-Triggers bei 200 MeV anzusetzen. Eine obere Grenzenergie existiert prinzipiell nicht. Es werden kosmische Myonen mit Energien bis zu mehreren zehn GeV beobachtet. Diese Energien sind jedoch relativ unwahrscheinlich, denn das Energiespektrum der kosmischen Myonen fällt mit $1/E^2$ ab. Der Mittelwert der Primärenergie kosmischer Myonen liegt bei ungefähr 2 GeV.

Im Kapitel 3.1.2 wurde berechnet, daß der Hauptanteil des Energieverlustes kosmischer Myonen in Materie durch Ionisation gegeben ist, der sich nach Bethe-Bloch (Gl. 3.1) berechnen läßt. Bei Myonen handelt es sich um minimal ionisierende Teilchen, deren theoretischer Energieverlust im Bereich des Minimums der Bethe-Bloch-Kurve weitgehend von der Primärenergie des kosmischen Myons unabhängig ist. Bei genauer Betrachtung läßt sich jedoch feststellen, daß dies für ein kosmisches Myon nur näherungsweise gilt und die Fluktuationen in der Energieabgabe zu einem systematischen Fehler führen. Abbildung 7.21 zeigt den Energieverlust nach Bethe-Bloch für Myonen in einem homogenen Blei-Faser-Gemisch für eine Primärenergie in einem Bereich zwischen 200 MeV und 30 GeV. Die Energieeinträge sind normiert auf 4.05 cm Flugstrecke, dies entspricht einer genau vertikalen Zelldurchquerung.

Der berechnete durchschnittliche Energieverlust für ein kosmisches Myon liegt bei 37.6 MeV. Analog dazu berechnet er sich in der hadronischen Sektion zu 124.5 MeV. Abbildung 7.21 zeigt weiterhin, daß auch mehrere Einträge um 40 MeV auftreten. Da es sich bei diesen Einträgen um Energiedepositionen von kosmischen Myonen mit geringer kinetischer Energie handelt, die in Folge der oben beschriebenen $1/E^2$-Abhängigkeit in der Primärenergie häufig auftreten, ist dieser Fehler nicht zu vernachlässigen. Jedoch werden derartige Zelleinträge durch die Selektionsbedingung, die auf mindestens fünf benachbarte Zelleinträge abfragt, weitgehend unterdrückt. Durch die Abweichungen von etwa 1 MeV ergibt sich ein systematischer Fehler von ungefähr 2.25% für die

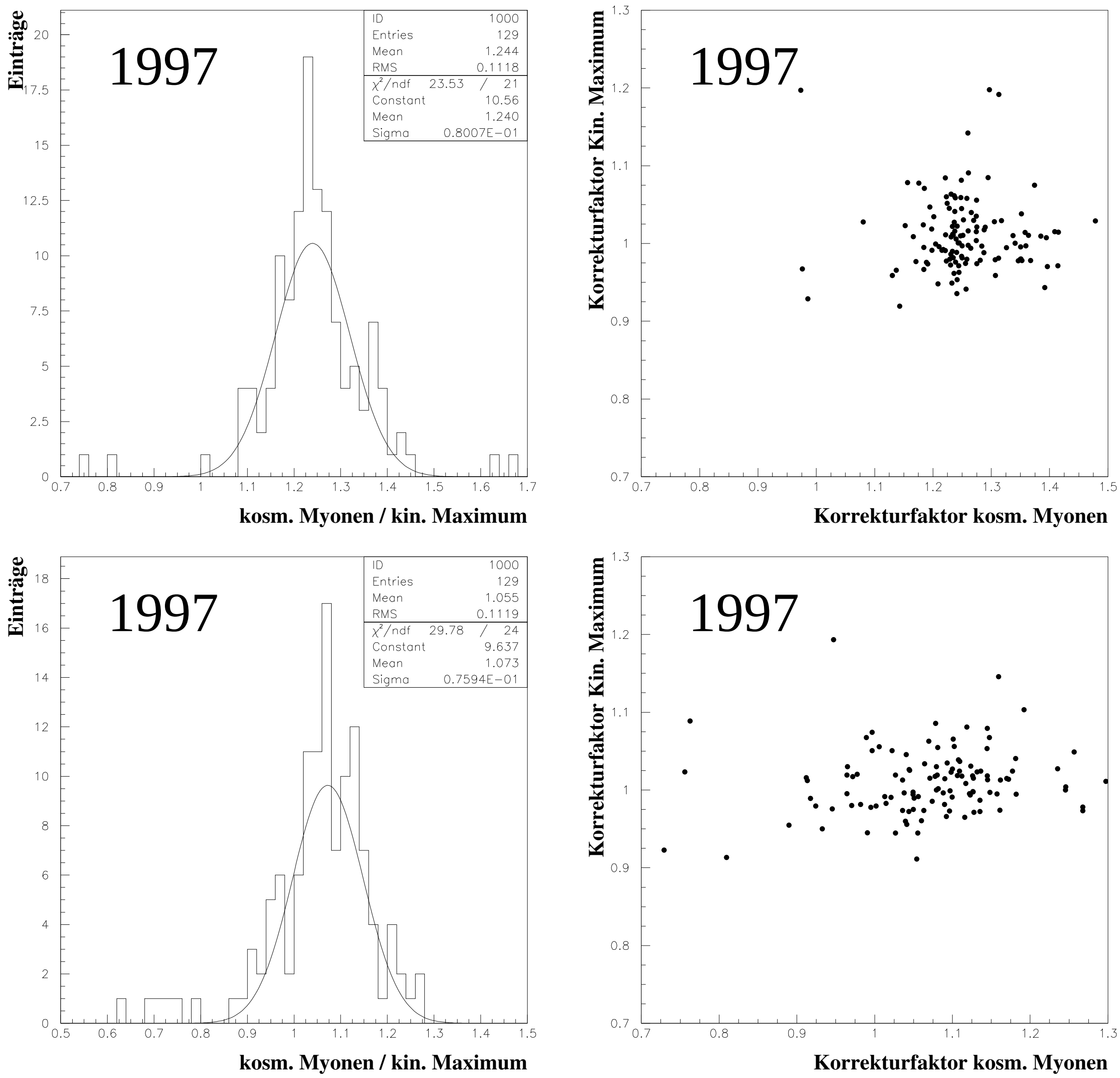


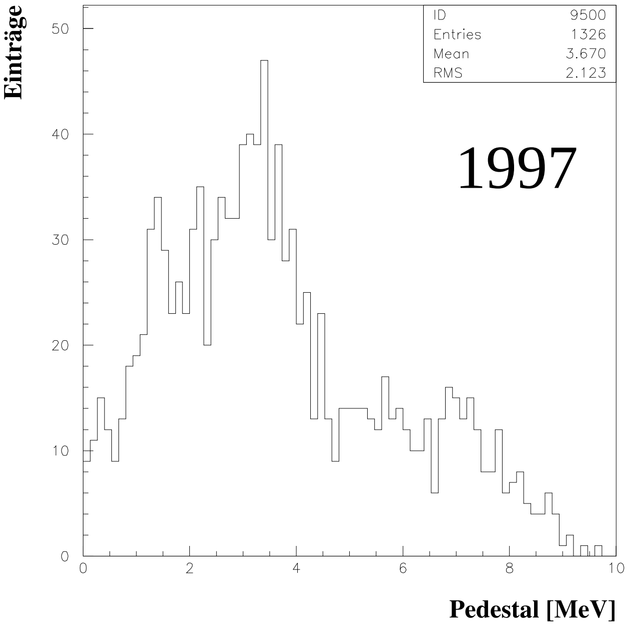
Abbildung 7.19: Korrelation zwischen den Korrekturfaktoren aus den kosmischen Myonen und aus dem kinematischen Maximum für die Landau-Anpassungen (oben) und die Gauß-Anpassungen (unten).

elektromagnetische Sektion. In der hadronischen Sektion sind die Absolutwerte der Abweichungen aufgrund des größeren Zellvolumens höher, jedoch auch die Mittelwerte der Energieverteilungen, so daß sich auch hier relativ ein Fehler von etwa 2.25% ergibt.

In der elektromagnetischen Sektion liegt der durchschnittliche theoretische Energieverlust für Myonen mit 37.6 MeV unter dem gemessenen Mittelwert von etwa 45 MeV. Die Meßskala, an der dieser Mittelwert abgelesen wird, ergibt sich durch die Eichung mit den Elektronen aus dem Verfahren des kinematischen Maximums. Mit diesen beiden Werten für die Elektronen und die Myonen läßt sich das Verhältnis des Energieverlustes für Elektronen und minimal ionisierende Teilchen (mip)[2] berechnen: $\frac{e}{mip} \approx 1.20$.

Abbildung 7.21 zeigt zum Vergleich auch den Energieverlust für Elektronen berechnet über die Bethe-Bloch-Gleichung. Dabei wird die elektromagnetische Schauerbildung bei hohen Energien nicht berücksichtigt.

[2]engl.: minimal ionizing particle: minimal ionisierendes Teilchen



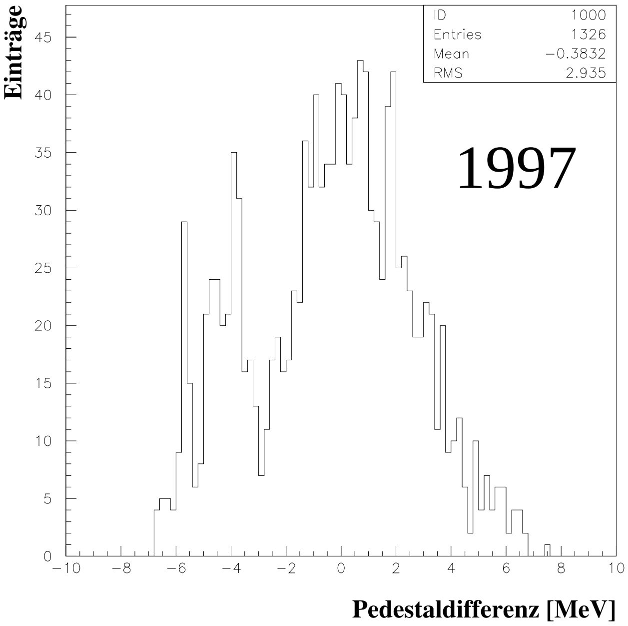


Abbildung 7.20: Verteilung von Pedestalbeträgen zur Bestimmung systematischer Fehler (links). Die Daten stammen aus dem März 1997. Die Pedestaldifferenzen, die sich durch Subtraktion mit den Refenzdaten aus dem Januar 1997 (Abb. 6.1) ergeben, sind in der rechten Graphik dargestellt.

Weiterhin ergibt sich für das Verhältnis aus den nach Bethe-Bloch theoretisch berechneten durchschnittlichen Energiedepositionen beider SPACAL-Sektionen ein Wert von ≈ 3.3. Die gemessenen Mittelwerte beider Sektionen bilden dagegen ein Verhältnis von ≈ 3.7. Da die Verhältnisse für beide Sektionen annähernd gleich sein sollten, ist die elektromagnetische Skala der hadronischen Sektion etwas zu groß eingestellt.

Channeling und Änderungen im Einflugwinkel des kosmischen Myons

Ebenso wie die Primärenergie variiert auch der Einflugwinkel eines kosmischen Myons, unter dem das SPACAL durchquert wird (Kap. 3.4). Dies hat Einfluß auf das relative Verhältnis des durchquerten Szintillator- und Bleimaterials. Insbesondere können Channeling-Effekte auftreten (Kap. 4.2), die einerseits in einem überdurchschnittlich hohen Anteil an durchquertem Szintillatormaterial resultieren, andererseits sich aber auch darin äußern können, daß keinerlei Szintillatormaterial durchquert wird. Abbildung 7.22 zeigt die Verteilung der durchquerten Szintillatoranteile zum Gesamtmaterial für alle in Frage kommenden Winkelbereiche.

Zunächst ergibt sich eine sehr breite Verteilung mit einem RMS von 9.35. Die Variation des Verhältnisses aus durchquertem Blei- und Szintillatormaterial wird jedoch durch die Energieschnitte (Kap. 6) wesentlich reduziert auf die Bereiche mit den höchsten Eintragszahlen um 20% Faseranteil. In diesem Bereich ergeben sich Schwankungen im durchquerten Faseranteil von etwa 5%.

Umgerechnet auf die Energie entspricht dies Fluktuationen von 2 MeV in der elektromagnetischen und 7 MeV in der hadronischen Sektion, womit sich ein geschätzter systematischer Fehler von ungefähr 4.5% in beiden Sektionen ergibt.

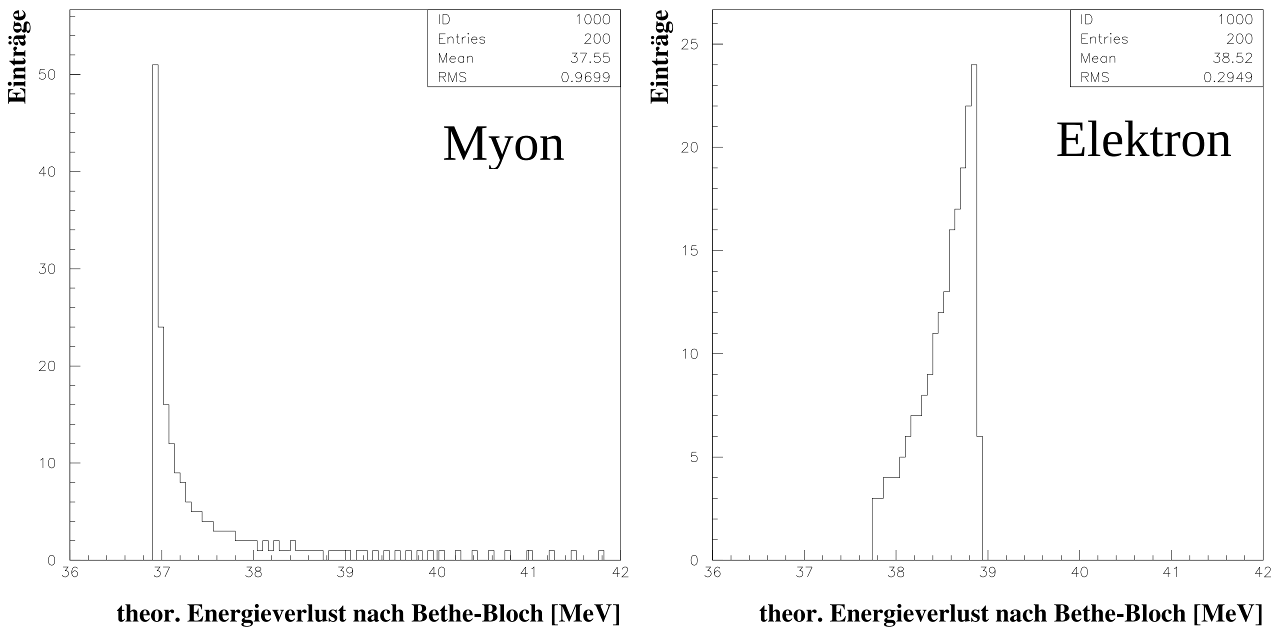


Abbildung 7.21: Theoretischer Energieverlust eines kosmischen Myons in einer homogenen Blei-Faser-Matrix der Länge 4.05 cm nach Bethe-Bloch (links). Im Vergleich dazu zeigt die rechte Graphik den Energieverlust eines Elektrons durch Ionisation.

Gesamtfehler

In Tabelle 7.4 sind die oben diskutierten systematischen Fehler sowie die statistischen Fehler aus Abschnitt 7.1.4 für beide SPACAL-Sektionen zusammengefaßt.

Fehlerart	Fehler [%] elektromagn. Sektion	Fehler [%] hadr. Sektion
Pedestal	4.5	1.25
Rauschen	2.5	0.75
Energiefluktuation	5.0	5.0
Winkelfluktuation	4.5	4.5
Statistik	1.0	2.5
Gesamt	8.5	7.3

Tabelle 7.4: Systematische und statistische Fehler für die Messung der deponierten Energie

Die betrachteten systematischen und statistischen Fehler sind voneinander unabhängig. Damit läßt sich der Gesamtfehler über die quadratische Addition der Einzelfehler berechnen:

$$\Delta E = \Delta_{Pedestal} \oplus \Delta_{Rauschen} \oplus \Delta_{Energiefluktuation} \oplus \Delta_{Winkelfluktuation} \oplus \Delta_{Statistik} \quad (7.6)$$

Nach Einsetzen der jeweiligen Fehler ergibt sich ein Gesamtfehler von $\approx 8.5\%$ für die

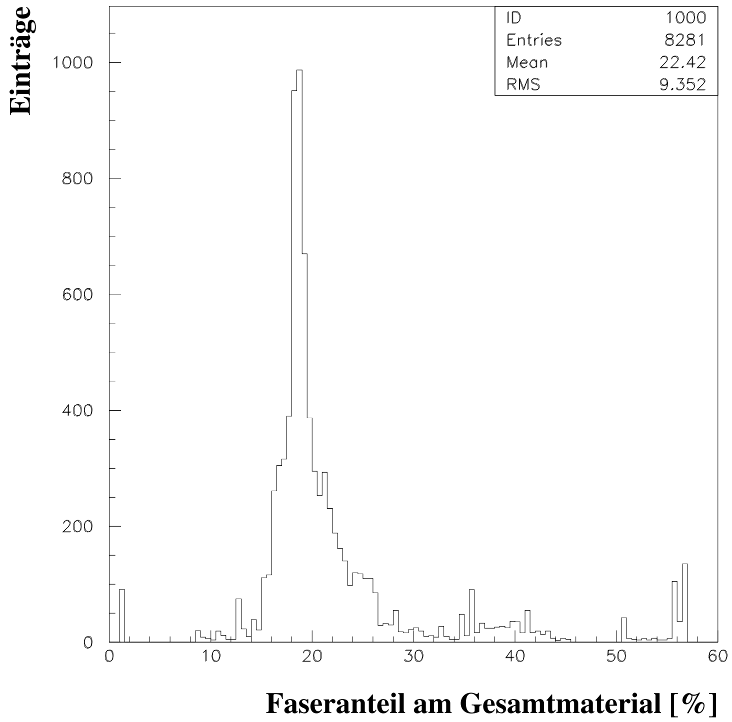


Abbildung 7.22: Prozentualer Anteil von durchquertem Szintillatormaterial am Gesamtmaterial. Der durchschnittliche Anteil liegt bei 22.4%. Zu erkennen sind die durch Channeling hervorgerufenen minimalen Einträge bei 0% sowie die maximalen Einträge bei 57.5%.

Eichung der elektromagnetischen und $\approx 7.3\%$ für die Eichung der hadronischen Sektion mit kosmischen Myonen.

Der kleinere Fehler in der hadronischen Sektion begründet sich in der Tatsache, daß hier die Energieeinträge größer sind und sich damit Nullpunktverschiebungen und Untergrundrauschen geringer auswirken. In diesem Zusammenhang wird deutlich, daß die niedrigen Energiedepositionen der kosmischen Myonen grundsätzlich ein Schwachpunkt dieses Eichverfahrens sind. Im Vergleich hierzu kommt bei der Eichung mit kinematischem Maximum den Pedestals und den Rauschsignalen eine wesentlich geringere Bedeutung zu, da diese mit einigen MeV im Vergleich zu den Signalen mit mehreren GeV vernachlässigbar klein sind. Die Stärke des Verfahrens mit kosmischen Myonen liegt in der Möglichkeit, in kurzer Zeit alle Bereiche des SPACALs kalibrieren zu können.

Für den Gesamtfehler der Relativeichung der Zellen einer Sektion sind die Fluktuationen in der Energie und im Einflugwinkel des kosmischen Myons noch durch die Quadratwurzel der durchschnittlichen Zelleinträge zu dividieren, da sich die Fehler mit zunehmender Anzahl an Einträgen statistisch herausmitteln. Die systematischen Fehler durch die Nullpunktverschiebungen und das Rauschen gehen dagegen unverändert voll ein. In der elektromagnetischen Sektion ergibt sich für die Energie- und Winkelfluktuation jeweils ein Fehler von $\approx 0.2\%$, in der hadronischen Sektion, bedingt durch die niedrigere Zahl an Energieeinträgen, für beide Fluktuationen ein Fehler von $\approx 0.5\%$. Damit beziffert sich der Gesamtfehler der Relativeichung auf $\approx 5.3\%$ in der elektromagnetischen und $\approx 3.0\%$ in der hadronischen Sektion.

Weiterhin läßt sich feststellen, daß der statistische Fehler deutlich weniger zum Gesamtfehler beiträgt als die Summe der systematischen Fehler. Ab einer Anzahl von etwa 1 Million Einträgen führt die Erhöhung in der Anzahl der Ereignisse zu keiner nennenswerten Reduzierung des Gesamtfehlers.

7.3 Stabilitätsuntersuchungen

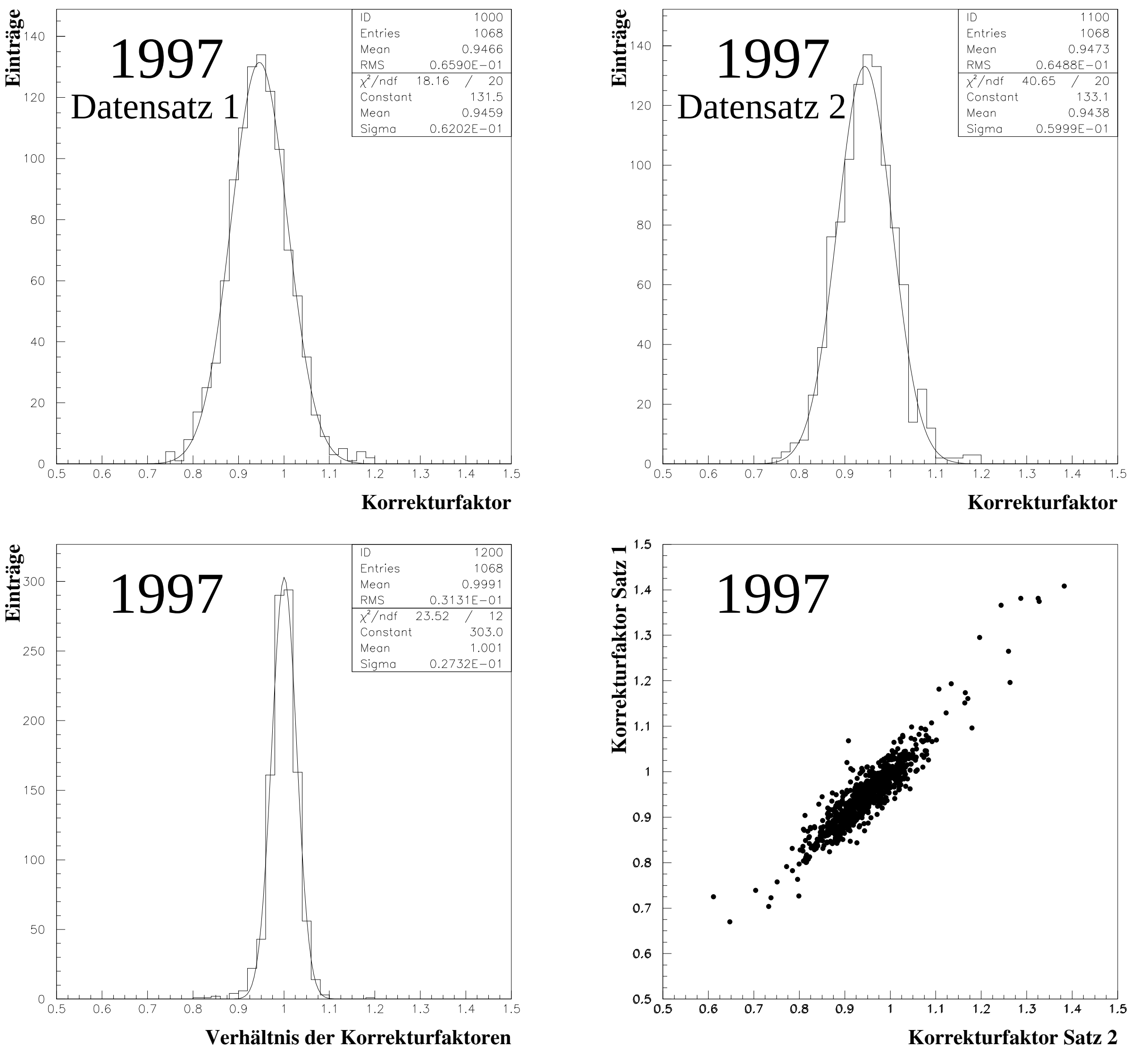


Abbildung 7.23: Vergleich zwischen Korrekturfaktoren zweier Datensätze zur Überprüfung der zeitlichen Stabilität. Die Daten wurden im Januar 1997 im Abstand von 14 Tagen gemessen. Oben die Verteilung der Korrekturfaktoren für die beiden Datensätze, unten das Verhältnis aus beiden Sätzen.

Zur Untersuchung der zeitlichen Änderung der Meßergebnisse werden Stabilitätsuntersuchungen durchgeführt. Hierfür werden Korrekturfaktoren bestimmt, die aus zwei verschiedenen Datennahmeperioden im Abstand von 14 Tagen aus dem Januar 1997 stammen. Die vorgestellte Kalibrationsprozedur (Selektion 1) wurde unverändert auf jeden der beiden Datensätze angewendet. Abbildung 7.23 zeigt die Verteilung der Korrekturfaktoren für jeden dieser beiden Datensätze sowie ihr Verhältnis. Abbildung 7.23 zeigt weiterhin, daß innerhalb von 14 Tagen Fluktuationen in den Korrekturfaktoren von etwa 2.7% auftreten. In Anbetracht der Tatsache, daß der Gesamtfehler der Relativeichung im Bereich von 5% liegt, sind die errechneten Korrekturfaktoren innerhalb der Fehlergrenze als konstant anzusehen.

7.4 Anwendung der Korrekturfaktoren

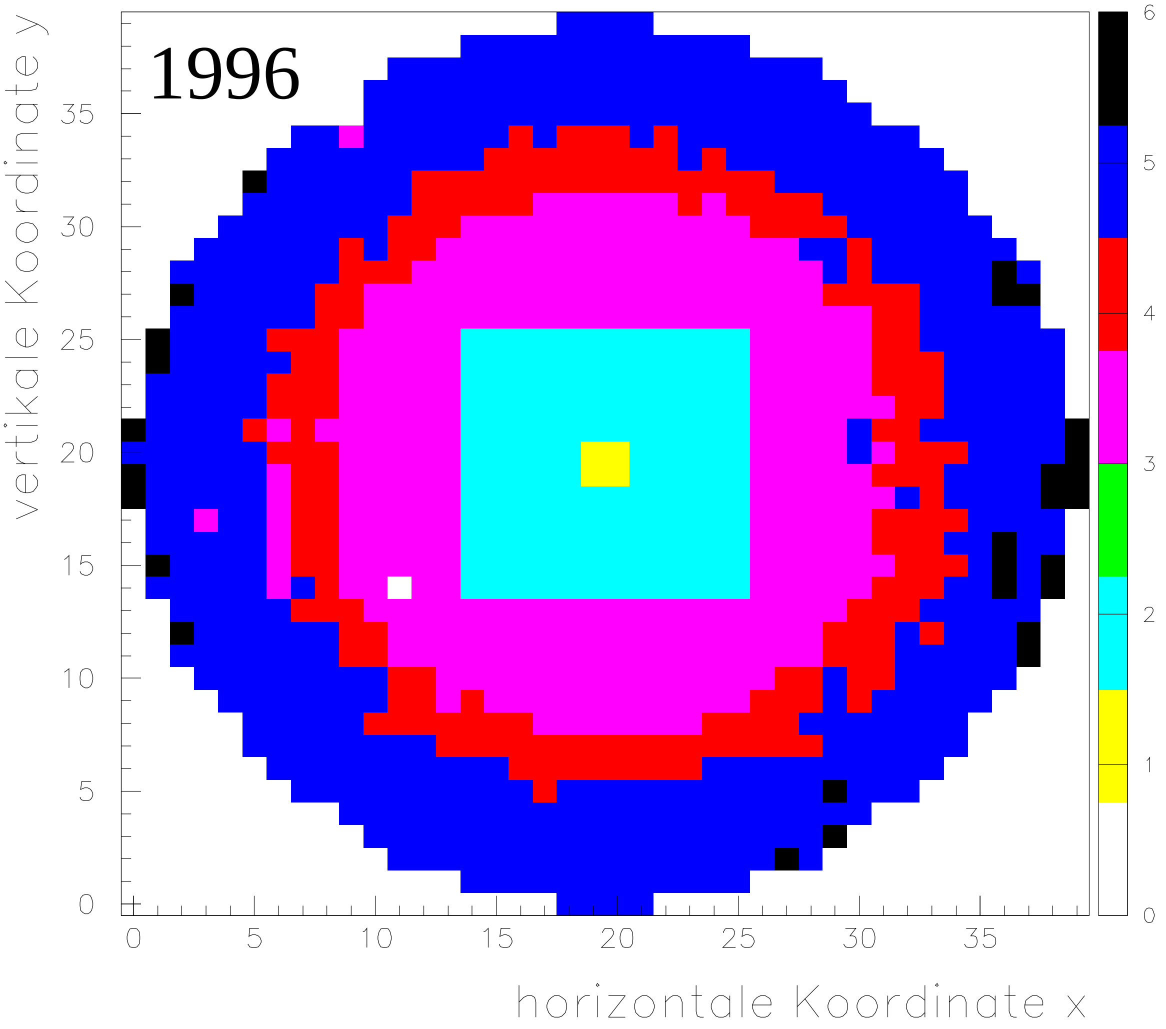


Abbildung 7.24: Der Querschnitt durch die elektromagnetische Sektion zeigt, welche Zellen mit welchem Verfahren geeicht wurden. Die dunkelgrau gekennzeichneten äußeren Zellen (Graustufe 5) wurden direkt mit kosmischen Myonen kalibriert.

Mit der vorgestellten Kalibrationsmethode unter Verwendung kosmischer Myonen wurden 1996 große Teile des SPACALs kalibriert. Insbesondere in der hadronischen und in den äußeren Bereichen der elektromagnetischen Sektion kamen die mit den kosmischen Myonen ermittelten Korrekturfaktoren für die Energieeichung zur Anwendung.

Die verwendete Eichmethode kann für jede Zelle separat der Abbildung 7.24 entnommen werden. Hierbei handelt es sich um die abschließende Eichung des Jahres 1996. Die dunkelgrauen äußeren Bereiche (Graustufe 5) wurden direkt mit der Methode der kosmischen Myonen kalibriert. Für radial weiter innenliegende Bereiche, in denen Korrekturfaktoren aus mehreren Methoden ermittelt wurden, entscheidet die Anzahl der Zelleinträge sowie die Größe des statistischen (und systematischen) Fehlers über die Wahl des Verfahrens, dessen Korrekturfaktor für die Relativeichung herangezogen wird. Gegebenenfalls wird auch der Mittelwert aus den Korrekturfaktoren mehrerer Verfahren gebildet.

Die radial in geringer Entfernung zur Strahlachse befindlichen Zellbereiche werden aufgrund der größten Genauigkeit mit dem kinematischen Maximum relativ und absolut geeicht. In diesem Bereich dienen die Korrekturfaktoren aus den kosmischen Myonen zur Überprüfung der Ergebnisse aus dem kinematischen Maximum und um die Absoluteichung des kinematischen Maximums auf die äußeren Zellregionen zu übertragen.

Eine Verteilung wie in Abbildung 7.24 liegt für die Daten aus 1997 noch nicht vor, da mit anderen Verfahren aufgrund der erst im März begonnenen Luminositätsphase noch keine endgültigen Korrekturfaktoren bestimmt werden konnten. Die zum Vergleich herangezogenen Daten für 1997 aus dem kinematischen Maximum weisen daher noch eine geringe Statistik auf.

Kapitel 8

Untersuchungen von Strahlenschäden

Zur genauen quantitativen Untersuchung von möglichen Strahlenschäden in den szintillierenden Fasern des SPACALs wurden im Jahr 1996 zwei zusätzliche spezielle SPACAL-Zellmodule (Kap. 4.2) in unmittelbarer Nähe des Strahlrohres vor den H1-Detektor eingebaut.

8.1 Technischer Aufbau

Das LED-CAM-Modul (Kap. 4.3) überwacht Signaländerungen, die ihre Ursache in den Lichtmischern, den Photomultipliern und der Elektronik haben. Schwankungen, die bei der Lichtumwandlung in der Blei-Faser-Matrix entstehen, können dagegen von diesem System nicht untersucht werden.

Mit kosmischen Myonen oder dem Verfahren des kinematischen Maximums lassen sich zwar prinzipiell Veränderungen im Zellverhalten nachweisen, jedoch nur im Gesamtsystem aus Blei-Faser-Matrix, Lichtmischer, Photomultiplier und SPACAL-Elektronik. Vor allem ist die Eichung mit kosmischen Myonen mit systematischen Fehlern zwischen 5% und 7% behaftet, die Bestimmung der Strahlenschäden soll aber deutlich genauer erfolgen und in kürzerer Zeitfolge. Weiterhin ist dann auch die Messung kurzfristiger Rückbildungen von Strahlenschäden möglich, die durch den Abbau von Radikalen entstehen können.

Zur expliziten Messung der Strahlungsschäden in den szintillierenden Fasern ist deshalb ein spezielles SPACAL-Modul erforderlich, welches als RADDAM[1]-Monitor bezeichnet wird. Von einer LED ausgesendete Signalpulse können an drei verschiedenen Stellen in das RADDAM eingeführt werden (Abb. 8.1). Mit den Signalen aus Photodiode A werden nur die beiden Photomultiplier überprüft. Wird Photodiode B gefeuert, erreichen die Signalpulse direkt den Lichtmischer. Um diesen auf seiner gesamten Länge durchleuchten zu können, werden die LED-Pulse zunächst in umgekehrter Richtung in den Lichtmischer eingeführt. Nach Totalreflexion der LED-Pulse an der Eintrittsfläche des Lichtmischers wird dieser anschließend auf voller Länge durchleuchtet. Danach werden die Signale von den Photomultipliern aufgenommen. Feuert schließlich Photodiode C, werden die Lichtpulse auf die Blei-Faser-Matrix gesendet, durchlaufen anschließend

[1] RADiation DAMage, engl.: Strahlenschaden

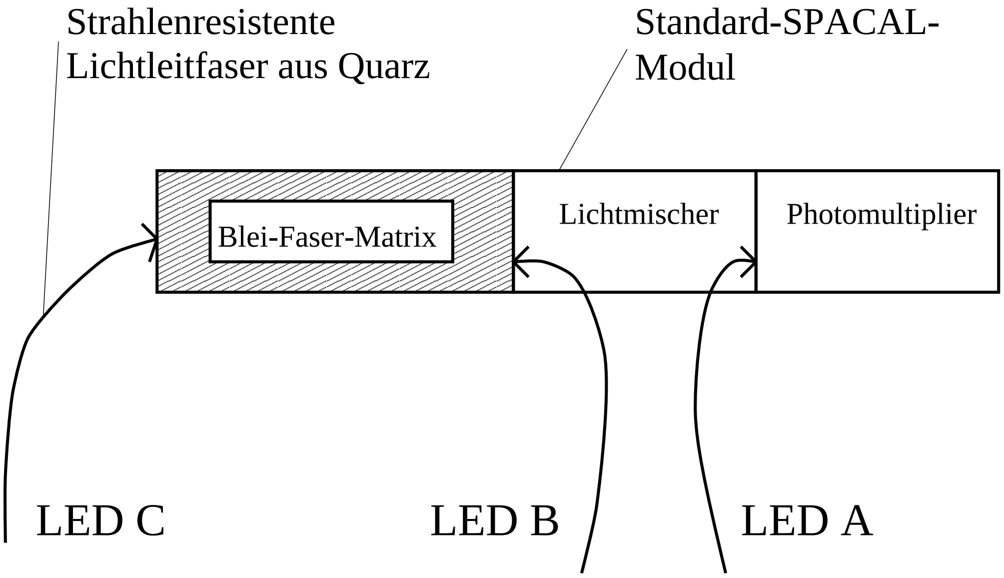


Abbildung 8.1: Schema zur Messung von Strahlenschäden in szintillierenden Fasern. Die LED-Pulse (Pattern A, B, C) können an drei verschiedenen Stellen in das SPACAL-Modul eingeführt werden.

den Lichtmischer und werden in den Photomultipliern registriert. In diesem Fall wird also das gesamte SPACAL-Modul durchquert.

Die Fasern, die die Signalpulse von der LED in das RADDAM übertragen, bestehen aus reinem Quarz (SiO_2) und sind somit extrem strahlenresistent. Damit ist sichergestellt, daß diese Fasern keine Strahlenschäden erleiden und somit die Messung verfälschen. Bei den LED-Signalen handelt es sich um Licht im blauen Bereich. Dies ist von entscheidender Bedeutung, da die Auswirkungen der Strahlenschäden auf das Absorptionsverhalten der szintillierenden Fasern im allgemeinen frequenzabhängig sind. Die Frequenz der LED-Signale sollte daher in etwa mit derjenigen des bei der Schauerbildung emittierten Lichtes übereinstimmen. Die erwartete Strahlendosis im RADDAM liegt pro Meßjahr zwischen 10 und 500 Gy.

Die Messung von Strahlenschäden mit dem RADDAM erfolgt über den Vergleich der Meßdaten aus Pattern A, B und C in regelmäßigen Zeitabständen, insbesondere aber auch nach unkontrolliertem Verlust des gespeicherten Strahls. Durch Subtraktion der Signale aus den drei Pattern A, B und C lassen sich die Lichtverluste im Photomultiplier, im Lichtmischer und insbesondere in der szintillierenden Faser explizit berechnen.

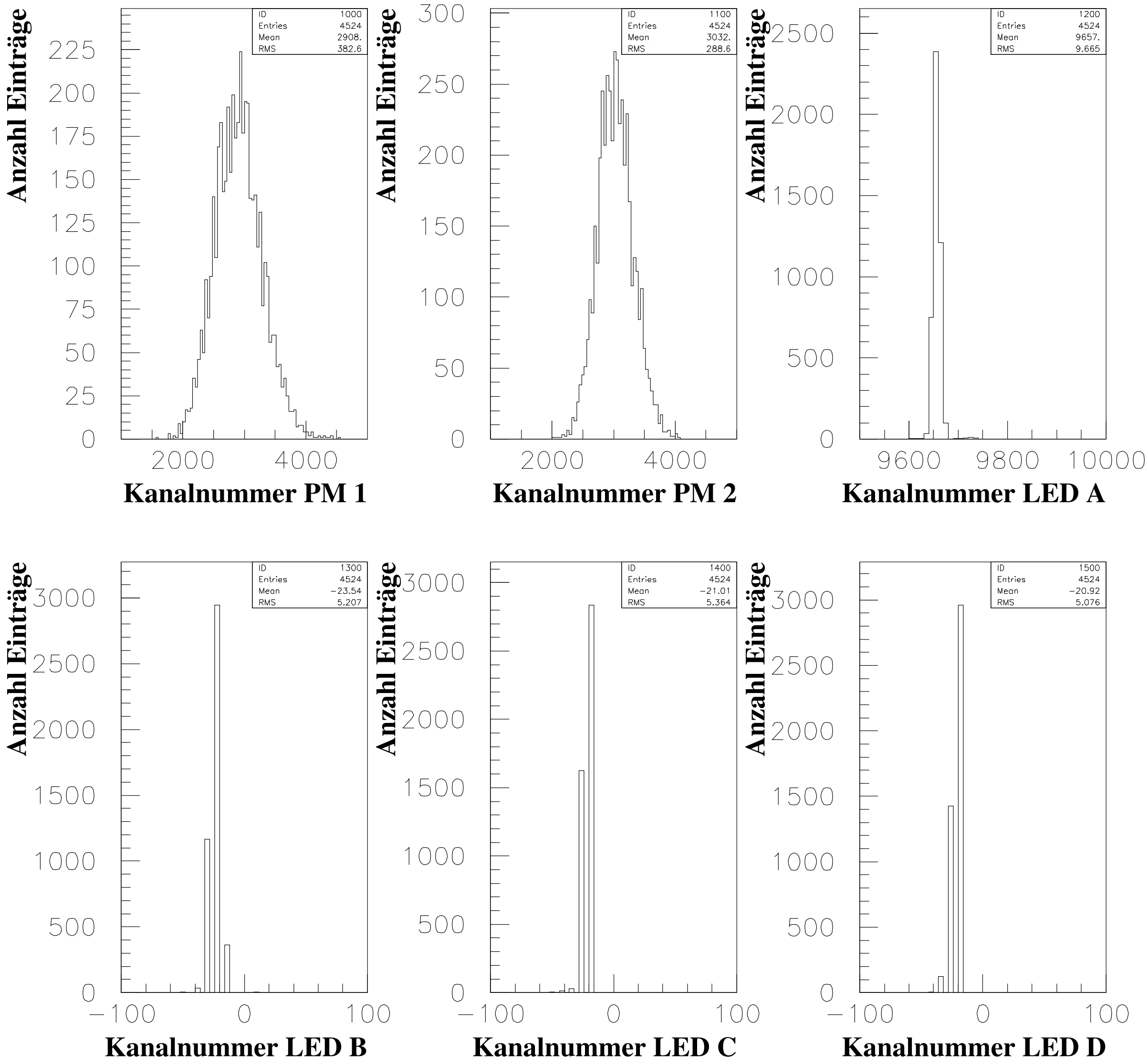


Abbildung 8.2: RADDAM-Signale für Versuchspattern A. In den PM 1 und 2 sowie in der LED A sind Signale zu erkennen, LED B, C und D rauschen.

8.2 Meßergebnisse

Zur Messung von Strahlenschäden mit dem RADDAM werden sechs Signale aufgezeichnet: Zwei Photomultipliersignale (PM 1 und PM 2) sowie vier LED-Signale. Die LED-Signale A, B und C entsprechen den im vorigen Abschnitt eingeführten drei Pattern A, B und C. Bei LED D handelt es sich um eine Testdiode, deren Signal im weiteren nicht von Bedeutung ist. Ein Überblick über die RADDAM-Signale für Pattern A zeigt Abbildung 8.2. In diesem Fall wird LED A gefeuert, die Signale werden in den PM 1 und PM 2 registiert. Für die LED B, C und D sind die erwarteten Rauschsignale zu erkennen.

Für zwei verschiedene Datensätze im Abstand von einem Tag werden die in Tabelle 8.1 aufgeführten Daten gemessen. Da die Signale der LED zeitlichen Fluktuationen unterliegen, werden die Signale der Photomultiplier des zweiten Tages auf den des ersten normiert. Die sich daraus ergebenden Werte sind Tabelle 8.2 zu entnehmen. Für jedes Pattern wird nun für beide Photomultiplier das Verhältnis der normierten Signale gebildet (Tab. 8.3). Ein Verhältnis der normierten Signale von genau 1 bedeutet somit, daß kein Strahlenschaden nachweisbar ist.

Pattern	Einträge	Signal PM1	RMS PM1	Signal PM2	RMS PM2	Signal PD
A (19.6.97)	1884	2868	388	3014	292	9711
B (19.6.97)	6302	2431	350	2100	248	15540
C (19.6.97)	10319	3741	451	4399	353	14590
A (20.6.97)	4524	2908	383	3032	289	9657
B (20.6.97)	9243	2409	350	2048	241	15530
C (20.6.97)	9668	3666	433	4310	348	14590

Tabelle 8.1: Signale der zwei Photomultiplier und der relevanten LED eines Patterns für das RADDAM-Modul. Die durchschnittlichen Signale der PM und LED sind in Kanälen angegeben.

Pattern	Signal PM1	stat. Fehler PM1	Signal PM2	stat. Fehler PM2
A (19.6.97)	2868.00	8.94	3014.00	6.73
B (19.6.97)	2431.00	4.41	2100.00	3.12
C (19.6.97)	3741.00	4.44	4399.00	3.48
A (20.6.97)	2924.26	5.69	3048.95	4.30
B (20.6.97)	2410.55	3.64	2049.32	2.51
C (20.6.97)	3666.00	4.40	4310.00	3.54

Tabelle 8.2: Normierte RADDAM-Signale.

Pattern	Verhältnis PM1	stat. Fehler PM1	Verhältnis PM2	stat. Fehler PM2
A	1.0196	0.0037	1.0116	0.0026
B	0.9916	0.0024	0.9759	0.0019
C	0.9800	0.0017	0.9798	0.0011

Tabelle 8.3: Verhältnis der RADDAM-Signale zweier verschiedener Tage.

8.3 Auswertung

Für die endgültige Messung von Strahlenschäden mit dem RADDAM sind größere Zeiträume zwischen den Datennahmen der zu vergleichenden Meßwerte erforderlich, so daß eine endgültige Bewertung der Strahlenschäden im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr erfolgen kann. Einige wichtige Einzelheiten zum Beweis der Funktionsfähigkeit des Verfahrens lassen sich aber bereits jetzt trotz des kurzen Abstandes der zu vergleichenden Messungen feststellen.

Aus Tabelle 8.3 ist ersichtlich, daß sich für Pattern A, in dem nur die Photomultiplier überprüft werden, Verhältnisse größer 1 ergeben, d.h. die Multiplier zeigen am zweiten Tag der Meßreihe ein höheres Ansprechverhalten. Dieser Effekt ist erklärbar, da das Ansprechverhalten der Photomultiplier durch geringe Schwankungen in der Hochspannung, Magnetfeldänderungen und thermische Effekte wie z.B. Temperaturänderungen beeinflußt wird. Die Verhältnisse für die Pattern B und C sind dagegen geringfügig kleiner als 1, was auch unter Berücksichtigung der kleinen statistischen Fehler auf einen Strahlenschaden hindeuten würde. Allerdings ist zur endgültigen Bewertung der Meßergebnisse ein detailliertes Studium der systematischen Fehler erforderlich, welches ebenso wie die Messung neuer Daten für die Zukunft vorgesehen ist. Der größte systematische Fehler dürfte in der zeitlichen Fluktuation der Pedestalwerte begründet sein. In Kapitel 7.2 wurde ein systematischer Fehler durch die Pedestalschwankungen bei der Bestimmung der Korrekturfaktoren von 4.5% ermittelt. Da beim RADDAM ein unverändertes SPACAL-Modul der elektromagnetischen Sektion zur Anwendung kommt, ist auch hier mit systematischen Fehlern in dieser Größenordnung zu rechnen.

Anhand der bisher ausgewerteten Daten läßt sich feststellen, daß sich das RADDAM grundsätzlich zur Messung von Strahlenschäden eignet. Innerhalb der statistischen und systematischen Fehlergrenzen konnte in der Kürze der Zeit noch kein Strahlenschaden nachgewiesen werden.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Das SPACAL im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors ermöglicht die Energiemessung von unter großen Winkeln tiefinelastisch gestreuten Elektronen und gibt somit Aufschluß über die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ bei kleinen x_B und kleinem Q^2. Der weite dynamische Energiebereich des SPACALs gestattet außerdem die Messung minimal ionisierender Teilchen, womit die Kalibration mit kosmischen Myonen möglich wird.

Um eine möglichst gute Energieauflösung des Detektors zu erreichen, ist eine genaue Kalibration notwendig. Eine wichtige Kalibrationsmethode ist das Verfahren mit kosmischen Myonen.

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, daß sich kosmische Myonen zur Energiekalibration des SPACALs eignen. Für große Teile des Detektors ist diese Methode darüber hinaus die vorteilhafteste. Hierzu trägt insbesondere die hohe, über den Detektor gleichverteilte Ereignisrate bei. Für die hadronische Sektion ist das Verfahren derzeit das einzige, mit dem die Eichung für alle Zellen möglich ist.

Für die Kalibration des SPACALs mit kosmischen Myonen werden verschiedene Zell- und Spurselektionen angewendet. Als besonders wichtig erweist sich unter anderem das Selektionskriterium, welches nur Zellen auswählt, die vom kosmischen Myon sowohl an der oberen als auch der unteren Begrenzung durchquert werden. Mit dieser Selektionsmethode wurde die Energiekalibration durchgeführt.

Außerdem wurden Studien betrieben, in denen nach der optimalen charakteristischen Größe zur Beschreibung der Energiespektren der SPACAL-Zellen gesucht wurde. Neben dem Mittelwert der Energieverteilung wurden auch Gauß- und Landau-Anpassungen über verschiedene Energiebereiche untersucht. Für die Anpassungsverfahren wurden die Streuungen der Korrekturfaktoren eines Verfahrens, die Korrelationen mit den Ergebnissen aus dem kinematischen Maximum und die χ^2-Werte verglichen. Unter allen Anpassungsverfahren erzielte die Landau-Anpassung über einen Energiebereich von 20 bis 100 MeV die besten Resultate. Es zeigte sich jedoch, daß auch dieses Anpassungsverfahren nicht in der Lage ist, die Genauigkeiten zu erreichen, die mit den Ergebnissen aus den Energiemittelwerten erzielt werden konnten. Somit ergibt sich die beste Korrelation mit dem kinematischen Maximum bei der Verwendung der Energiemittelwerte.

Zur Verbesserung des Signalabgleichs der Energiedurchschnittswerte wurde eine Iterationsprozedur durchgeführt. Die Genauigkeit der schließlich anzuwendenden, iterativ bestimmten Korrekturfaktoren beläuft sich im Vergleich mit dem kinematischen Maximum auf 5.7% in der elektromagnetischen Sektion. Die Verteilungsbreite der Korrekturfaktoren aus den kosmischen Myonen relativ zueinander beträgt 6.5% in der elektromagnetischen und 6.6% in der hadronischen Sektion.

Die Bestimmung des Gesamtfehlers aus statistischem und systematischem Fehler beläuft sich für die relative Eichung des SPACALs mit kosmischen Myonen auf 5.3% in der elektromagnetischen und 3.0% in der hadronischen Sektion. Die Pedestalverschiebungen und der Rauschuntergrund machen sich in der elektromagnetischen Sektion aufgrund der kleineren Energieeinträge wesentlich stärker bemerkbar.

Weiterhin wurden Stabilitätsmessungen durchgeführt. In einem Zeitraum von 14 Tagen konnte eine Schwankung von etwa 3% für die elektromagnetische Sektion nachgewiesen werden. Unter Berücksichtigung der systematischen Fehler sind die Messungen als zeitlich stabil anzusehen.

Schließlich wurden erste Messungen zur Untersuchung von Strahlenschäden in den Szintillationsfasern der Blei-Faser-Matrix mit dem neuen RADDAM-Modul durchgeführt. Die Funktionsfähigkeit dieses Verfahrens wurde nachgewiesen. In der Kürze der zur Verfügung stehenden Zeit konnte im Rahmen der Fehlergrenzen kein Strahlenschaden festgestellt werden.

Literaturverzeichnis

[Ali90] **A. Ali und J. Bartels**, *Small-x-Behaviour of the Deep Inelastic Structure Functions in QCD*, Proceedings of a Meeting held at DESY, Hamburg, Germany, 14-16 May 1990

[All71] **O.C. Allkofer et al.**, *The absolute cosmic ray muon spectrum at sea level*, Physic Letters Volume 36b (1971) 425

[All75] **O.C. Allkofer**, *Introduction to Cosmic Radiation*, Thiemig, München 1975

[Alg84] **O.C. Allkofer und P.K.F. Grieder**, *Cosmic Rays on Earth*, Fachinformationszentrum Energie, Physik, Mathematik GmbH, Karlsruhe 1984, Nr. 25-1

[Arn95] **C. Arndt**, *Kalibration des H1 Spaghetti-Kalorimeters mit Halo-Myonen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, Dezember 1995

[Arn97] **C. Arndt**, persönliche Mitteilung (1997)

[Bar94] **R. Barschke**, *Untersuchungen von Szintillationsfasern für ein Spaghettikalorimeter*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994

[Bat70] **G. Bathow et al.**, *Measurement of the Longitudinal and Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV*, Nucl. Physics B20 (1970) 592

[Ber64] **M.J. Berger und S.M. Seltzer**, *Tables of Energy and Ranges of Electrons and Positrons*, NASA-SP-3012 (1964)

[Ber92] **R. Bernier, D. Brenton, R.L. Chase, C. Pascaud**, *H1 Calorimeter Electronics*, H1-Note 07/92-237

[Bjo69] **J.D. Bjorken**, Phys. Rev. 179 (1969), 1547

[Blo69] **E.D. Bloom et al.**, Phys. Rev. Lett. 23 (1969), 930

[Bre69] **M. Breidenbach et al.**, Phys. Rev. Lett. 23 (1969), 935

[Bro91] **I.N. Bronstein, K.A. Semendjanjew**. *Taschenbuch der Mathematik*, Moskau 1991, 331

[DESY95-177] **H1 BEMC Group**, *The H1 Backward Calorimeter BEMC and its Inclusive Electron Trigger*, DESY 1995-177

[DESY96-013] **H1 SPACAL Group**, *H1 Backward Upgrade with a SPACAL Calorimeter*, DESY 1996-013

[DESY97-024] **H1 Collaboration**, *Observation of Events with very High Q^2 in ep Collisions at HERA*, DESY 1997-024

[DESY97-042] **H1 Collaboration**, *A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at Low x and Low Q^2 at HERA*, DESY 1997-042

[DESY97-070] **H1 SPACAL Group**, *Series of Fine Mesh Photomultiplier Tubes in Magnetic Fields up to 1.2 Tesla*, DESY 1997-070

[Dir95] **M. Dirkmann**, *Calibration of the SpaCal with Cosmics*, DESY H1-05/96-477

[Dir96] **M. Dirkmann**, persönliche Mitteilung (1996)

[Fab80] **C.W. Fabjan and H.G. Fischer**, *Particle Detectors*, Rep. Prog. Phys., 43 (1980)

[Fab89] **C.W. Fabjan and H.G. Fischer**, *Energy Measurements of Elementary Particles*, Rep. Prog. Phys., 52 (1989)

[Gru84] **C. Grupen**, *Neuigkeiten aus der Physik der kosmischen Strahlung*, Universität Siegen Si-84-7 (1984)

[H195-430] **V. Boudry**, *The Inclusive Electron Trigger for SPACAL: Disign and CERN-Test Results*, DESY H1-02/95-430

[H196-01] **Die H1-Kollaboration**, *The H1-Detector at HERA*, DESY H1-96-01

[H196-486] **A. Meyer**, *Adjustment of the High Voltage fot the H1-Spacal*, DESY H1-08/96-486

[Ham92] **Hamamatsu Photonics**, *Photomultiplier Tubes Catalog*, Japan 1992

[Hao92] **B. Bencheikh, R. de Salvo, W. Hao, C. Xu and K. You**, *A simple light detector gain measurement technique*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A315 (1992) 349-353, North-Holland

[Hei27] **W. Heisenberg**, *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, Zeitschrift für Physik 43 (1927) 172

[Her90] **D.W. Hertzog et al.**, Nucl. Instr. Meth. A294 (1990) 446-458

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

[Kle78] **K. Kleinknecht**, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, Stuttgart 1987

[Kle91] **M. Klein**, *On the Q^2, x Range at HERA*, Proc. of the HERA Workshop, p. 71-76, Editor: W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY (1991)

[Lan44] **L. Landau**, J. Phys. (USSR), 8, 201, 1944

[Leh94] **F. Lehner**, *Untersuchungen an Modulen eines neuen Spaghetti-Kalorimeters für den H1-Detektor*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994

[Leo87] **W.R. Leo**, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin 1987

[Lon75] **E. Longo and I. Sestili**, *Monte Carlo Calculations of Photon-Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass*, Nucl. Inst. Meth. A128 (1975) 283

[Mey97] **A. Meyer**, *Dissertation*, Universität Hamburg, 1997, in Vorbereitung

[Mol47] **G. Molière**, *Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen*, Zeitschrift für Naturforschung 2a (1947) 133 und 3a (1948) 78

[Mue94] **G. Müller**, *A Spaghetti Calorimeter for the H1-Detector*, DESY 1994

[PDG94] **Particle Data Group**, *Review of Particle Properties*, Physical Review D50, 1173 (1994)

[Per81] **D. Perrin, P. Sonderegger**, CERN OM ISPS 181-7, Cern 1981

[Per91] **D.W. Perkins**, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley, Bonn 1991

[RD81] **The RD1 Collaboration**, *Status report to the DRDC*, Cern/DRDC 91-50, Cern 1981

[Ros48] **B. Rossi**, Rev. Mod. Phys. 20, 537 (1948)

[Sim92] **A. Simon**, CERN preprint PPE/92-95, CERN 1992

[SPA97] **H1 SPACAL Group**, *The SpaCal-Fest on January 30, 1997*, DESY 1997

[Ste95] **H. Steiner and K. O'Neill**, *LED Calibration*, August 1994, revised March 1995 by Kevin O'Neill, unveröffentlicht

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

[ZEUS93] **ZEUS Collaboration**, *The ZEUS Detector*, PRC 93/05, Status Report 1993

Tabellenverzeichnis

4.1 SPACAL-Parameter 23

6.1 Ergebnisvergleich verschiedener Selektionsalgorithmen 49

7.1 Ergebnisse der Iterationsprozedur 62
7.2 Anzahl der Zelleinträge für verschiedene Verfahren 64
7.3 Vergleich der Ergebnisse verschiedener Anpassungen 68
7.4 Systematische und statistische Fehler für die Messung der deponierten Energie 73

8.1 RADDAM-Signale 81
8.2 Normierte RADDAM-Signale 81
8.3 Verhältnis der RADDAM-Signale zweier verschiedener Tage 81

Abbildungsverzeichnis

1.1 Der Speicherring mit seinen Vorbeschleunigern 2

2.1 Tiefinelastischer Elektron-Proton-Stoß im Partonmodell 4
2.2 Kinematische x_B-Q^2-Ebene 6
2.3 Entstehung von Substrukturen im Proton 7
2.4 Experimentell bestimmte Werte der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ 8

3.1 Mittlerer Energieverlust dE/dx als Funktion der Energie für verschieden schwere Teilchen 10
3.2 Anteil verschiedener Prozesse am Energieverlust pro Weglänge 11
3.3 Anteile verschiedener Prozesse am Photonwirkungsquerschnitt in Blei . 12
3.4 Entstehung eines elektromagnetischen Schauers 13
3.5 Freigesetzte Energie bei einem durch ein primäres Elektron erzeugten Schauer 14
3.6 Transversale Energieverteilung eines elektromagnetischen Schauers . . . 15
3.7 Entstehung von Myonen aus der kosmischen Strahlung und differentielle Myonintensität für senkrechten Einfall sowie unter 83° 17

4.1 Ansicht des H1-Detektors 20
4.2 Längsschnitt durch den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors mit der elektromagnetischen und hadronischen SPACAL-Sektion 21
4.3 Schematische Darstellung eines SPACAL-Submoduls und einer Blei-Faser-Matrix 24
4.4 Querschnitt durch die elektromagnetische Sektion des SPACALs aus Richtung des Wechselwirkungspunktes des H1-Detektors 25
4.5 "Channeling"-Effekte eines ionisierenden Teilchens in einer Blei-Faser-Matrix 26
4.6 Aufbau des Photomultipliers PMT R5505 26
4.7 Schematische Darstellung eines CAM-Moduls 27
4.8 Energie-, Zeit- und Triggeranalyse durch die SPACAL-Elektronik. . . . 28
4.9 Zeitachse mit ToF- und AToF-Zeitfenstern. 29

5.1 Berechnung des PM-Verstärkungsfaktors für die Kalibration mit Photoelektronenstatistik 32
5.2 Energieverteilung der in einer e-p-Streuung gestreuten Elektronen . . . 33
5.3 Abhängigkeit der Ereignisrate vom radialen Abstand zur Strahlachse. . 34
5.4 Halo-Myon-Ereignis 35
5.5 Längsschnitt durch den H1-Detektor mit Energiedeposition durch ein kosmisches Myon 36

5.6 $m_{\gamma\gamma}$-Massenspektrum mit Überhöhung bei 136 MeV 37

6.1 Verteilung der Pedestals und Rauschsignale im SPACAL 39
6.2 Bestimmung der Pedestals für zwei typische SPACAL-Zellen 40
6.3 Ein Ereignis ohne und mit Energieschnitt bei 20 MeV 41
6.4 Schaubild zum Spurrekonstruktionsalgorithmus 42
6.5 SPACAL-Ereignisse mit rekonstruierter Spur 43
6.6 Unterschiede in der pro Zelle durchquerten Flugstrecke eines kosmischen Myons 44
6.7 Selektion von Zellen, deren unterer und oberer Rand von kosmischen Myonen durchquert wurde 45
6.8 Spurlängenkorrektur in der Ebene des Azimutalwinkels ϕ und des Polarwinkels θ 46
6.9 Energiespektrum für die elektromagnetische Sektion vor und nach der Spurlängenkorrektur 47
6.10 Anzahl der Zellen pro Ereignis, in denen eine Energiedeposition gemessen wurde 48
6.11 Alternative Verfahren zur Zellselektion 49
6.12 Vergleich zwischen Energieverteilungen für verschiedene Selektionsalgorithmen 51

7.1 Charakteristische spurlängenkorrigierte Energiespektren kosmischer Myonen für eine Zelle 52
7.2 Verteilung der Energiemittelwerte 1997 53
7.3 Verteilung der Korrekturfaktoren 1997 54
7.4 Energiespektrum vor und nach der Energiekorrektur 55
7.5 Verdeutlichendes Beispiel zur Vorgehensweise der Iterationsprozedur . . 56
7.6 Iterationsprozedur zur Verbesserung der relativen Energiekalibration . . 57
7.7 Verteilung der Energiemittelwerte 1996 58
7.8 Verteilung der Korrekturfaktoren 1996 59
7.9 Korrelation der Korrekturfaktoren aus den kosmischen Myonen und dem kinematischen Maximum 1996 60
7.10 Nachweis von Hochspannungsproblemen 61
7.11 Einfluß der Iterationsprozedur auf die Energiemittelwerte 62
7.12 Einfluß der Iterationsprozedur auf die Korrekturfaktoren 62
7.13 Lage der Energiemittelwerte der elektromagnetischen Sektion nach Durchlaufen der Iterationsprozedur aufgetragen gegen die Zellnummer. 63
7.14 Relative Breite aus dem Verhältnis der Korrekturfaktoren von kinematischem Maximum und Energiedurchschnittswerten der kosmischen Myonen für die inneren 500 Zellen der elektromagnetischen Sektion 65
7.15 Statistische Fehler 66
7.16 Gauß- und Landaunäherungen für eine Zelle 67
7.17 Relative Breite der Korrekturfaktoren eines Anpassungsverfahrens zueinander 69
7.18 Korrelation zwischen den Korrekturfaktoren aus den kosmischen Myonen und aus dem kinematischen Maximum für die Energiemittelwerte . 70

7.19 Korrelation zwischen den Korrekturfaktoren aus den kosmischen Myonen und aus dem kinematischen Maximum für die Gauß- und Landau-Anpassungen 71
7.20 Verteilung von Pedestalbeträgen zur Bestimmung systematischer Fehler 72
7.21 Theoretischer Energieverlust eines kosmischen Myons in einer Blei-Faser-Matrix nach Bethe-Bloch 73
7.22 Prozentualer Anteil von durchquertem Szintillatormaterial am Gesamtmaterial 74
7.23 Vergleich zwischen Korrekturfaktoren zweier Datensätze zur Überprüfung der zeitlichen Stabilität 75
7.24 Darstellung der verwendeten Kalibrationsmethode 1996 76

8.1 Schema zur Messung von Strahlenschäden in szintillierenden Fasern . . 79
8.2 Überblick über die RADDAM-Signale 80

Danksagung

Bei Frau Prof. Dr. B. Naroska bedanke ich mich für die Vermittlung der Diplomarbeit sowie für die Beurteilung der vorliegenden Ausarbeitung. Weiterhin bedanke ich mich auch bei Dr. V. Korbel für die Übernahme des Zweitgutachtens und die Betreuung der Diplomarbeit.

Ein Dank geht auch an Dipl.-Phys. C. Arndt und Dipl.-Phys. A. Meyer, die mit ihren Hinweisen und ihren Ideen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. E. Tzamariudaki, Dr. V. Boudry und Dr. M. Weber sowie den anderen Mitgliedern der SPACAL-Gruppe für die freundliche Aufnahme, die hilfreiche Unterstützung und die gute Zusammenarbeit.

Weiterhin bedanke ich mich bei den Doktoren und Doktoranden des Instituts für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg und des Lehrstuhles für Experimentelle Physik V der Universität Dortmund sowie vom DESY-Zeuthen aus dem Großraumbüro 1b/604, die für meine Fragen jederzeit ein offenes Ohr hatten. Namentlich seien an dieser Stelle Dipl.-Phys. R. Poeschl, Dipl.-Phys. S. Schleif, Dipl.-Phys. M. Dirkmann und Dr. M. Fleischer genannt.

Abschließend geht ein Dank an meine Eltern für die Unterstützung während der Studienzeit.

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Diplomarbeit eigenständig mit Hilfe der angegebenen Quellen angefertigt zu haben.

Alexander David