Kalibration des H1 Spaghetti–Kalorimeter mit Halo Myonen

Diplomarbeit
von
Carsten Alexander Arndt

II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

Dezember 1995

Erklärung

Hiermit bestätige ich, die vorliegende Diplomarbeit eigenhändig und unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen angefertigt zu haben.

Carsten Arndt

Inhaltsverzeichnis

Einleitung 1

Am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) untersucht man mit Hilfe der Positron–(Elektron–) Proton–Streuung die Struktur des Protons und die Eigenschaften der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung. Die Positronen und Protonen werden durch ein System aus verschiedenen Vorbeschleunigern in den Speicherring HERA injiziert (Abbildung 1.1).

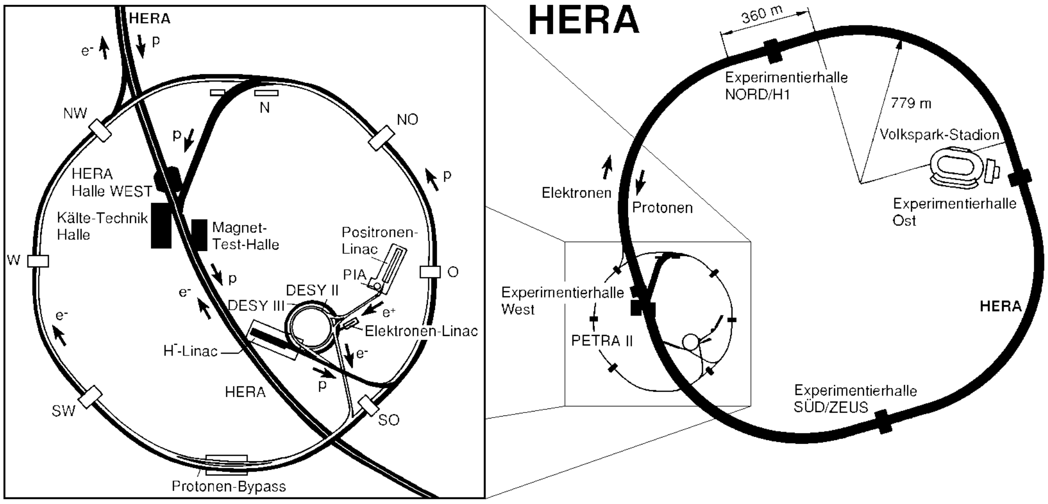


Abbildung 1.1: Die HERA Speicherringanlage und deren Vorbeschleunigersystem.

Bis zu 210 Proton– und Positronpakete durchlaufen hintereinander die 6.3 km lange Anlage in getrennten Strahlrohren. Die Positronen und Protonen werden dort auf Energien von 27.5 GeV beziehungsweise 820 GeV beschleunigt und an zwei Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht.

Dabei steht eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,GeV$ mit einem maximalen Viererimpulsübertrag von $Q^2_{max} = s \approx 10^5\,GeV^2$ zur Verfügung. Nach der Heisenbergschen Unschärferelation [Hei27]

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2 \tag{1.1}$$

benötigt man umso höhere Energien, je kleiner die zu erforschenden Dimensionen sind. Für die bei HERA zur Verfügung stehenden Parameter bedeutet das eine maximale Ortsauflösung von $\Delta x \approx 10^{-18}\,m$. Um die Wechselwirkungen zwischen den kollidierenden Positronen und Protonen studieren zu können, werden die Wechselwirkungszonen nahezu hermetisch von den Detektoren H1 und ZEUS umschlosssen. Diese sind in der Lage, die bei der Wechselwirkung enstehenden Teilchen zu identifizieren und deren Energie und Flugrichtung zu messen.

HERA ermöglicht die Erforschung neuer Bereiche in der Elementarteilchenphysik. Schwerpunkte werden hier beim Test des Standardmodells, der Erforschung der Physik schwerer Quarks und der Suche nach neuen exotischen Teilchen gelegt. Der eigentliche Schwerpunkt bei HERA ist die Durchführung von Streuexperimenten, bei denen die Struktur des Nukleons, insbesondere die Impulsverteilung der Quarks und Gluonen im Proton erforscht werden soll. Bei der Analyse tiefinelastischer Streuprozesse im Bereich kleiner $x_{Bjorken}$ erhofft man sich neue Erkenntnisse über die Strukturfunktion des Protons $F_2(x, Q^2)$. Die Größe $x_{Bjorken}$ stellt im Quark–Parton–Modell den Impulsanteil des vom Positron getroffenen Quarks am Gesamtimpuls des Protons dar.

Aufgrund des gestiegenen Interesses an Streuprozessen bei kleinem $x_{Bjorken}$ gewinnt der rückwärtige Bereich des H1–Detektors zunehmend an Bedeutung. Aus diesem Grund wurde im März 1995 der rückwärtige Bereich des H1–Detektors mit einem neuen Kalorimeter bestückt. Dieses Kalorimeter wird aufgrund der dort verwendeten szintillierenden Fasern allgemein Spaghetti–Kalorimeter oder kurz SPACAL genannt. Gegenüber seinem Vorgängerkalorimeter erreicht das SPACAL eine bessere Energieauflösung, deckt einen größeren Winkelbereich ab und besitzt eine feinere Granularität. Das SPACAL gliedert sich zudem in eine elektromagnetische und in eine hadronische Sektion. Der erste, näher an der Wechelwirkungszone liegende Detektorteil, soll den Ort und die Energie von Elektronen unter kleinem Streuwinkel θ messen. Der direkt daran anschließende hadronische Teil hat die Aufgabe den bei diesen Streuprozessen rückwärts gestreuten hadronischen Anteil zu messen.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist eine Kalibration beider Detektorsektionen mit Protonstrahl Halo Myonen, mit besonderer Gewichtung der äußeren Regionen.

Im Rahmen dieser Arbeit soll zunächst ein Überblick über die physikalischen Grundlagen der HERA–Physik und der Kalorimetrie mit einer anschließenden Beschreibung des SPACAL gegeben werden. Nachdem die verschiedenen Kalibrationsmethoden vorgestellt wurden, soll in Kapitel 5 ausführlich auf die Kalibration der elektromagnetischen und der hadronischen Sektion des SPACAL mit Protonstrahl Halo Myonen eingegangen werden. Abschließend wird in Kapitel 6 eine Zeitkalibration der elektromagnetischen Sektion vorgestellt.

Physikalische Grundlagen 2

Um der großen Bedeutung der rückwärtigen Region des H1–Detektors gerecht zu werden, soll an dieser Stelle zunächst die spezielle Physik erläutert werden, die mit dieser Detektorsektion erforscht werden kann. Daran anschließend werden die Grundlagen der Kalorimetrie diskutiert, um einen Einblick zu geben, auf welche Weise die genannten physikalischen Herausforderungen erfüllt werden können.

2.1 Tiefinelastische Streuung

Bei den Experimenten zur tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung von Friedman, Kendall und Taylor 1969 [Blo69] und [Bre69] am Stanford Linear Accelerator Center SLAC ergaben sich erste Hinweise auf die Existenz punktförmiger Konstituenten im Nukleon, die Partonen genannt wurden. Diese Partonen wurden später als Quarks identifiziert. In der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung wechselwirken die Elektronen über ein virtuelles Eichboson mit den Quarks im Proton. Je nach Art des ausgetauschten Eichbosons spricht man von neutralen oder geladenen Strömen. Im ersten Fall sind bei der Wechselwirkung ein γ oder Z^0, im zweiten Fall ein W^+ oder ein W^- beteiligt. Im folgenden sollen zum besseren Verständnis einige Grundlagen der Kinematik der Elektron–Proton–Streuung erörtert werden.

2.1.1 Kinematik

Der Prozeß der tiefinelastischen Positron–Proton–Streuung am HERA Speicherring läßt sich anschaulich anhand eines Feynman–Diagramms (Abbildung 2.1) in niedrigster Ordnung beschreiben. Das Positron wechselwirkt dabei unter Aussendung eines Eichbosons mit einem Quark im Proton. Dabei löst sich die Protonstruktur auf. Das vom virtuellen Photon getroffene Quark hadronisiert sich in Form eines Jets und kann im Detektor nachgewiesen werden, während der Protonrest, leicht gestreut, im allgemeinen im Protonstrahlrohr für eine Messung verloren geht. Die Kinematik dieser Wechselwirkungen wird

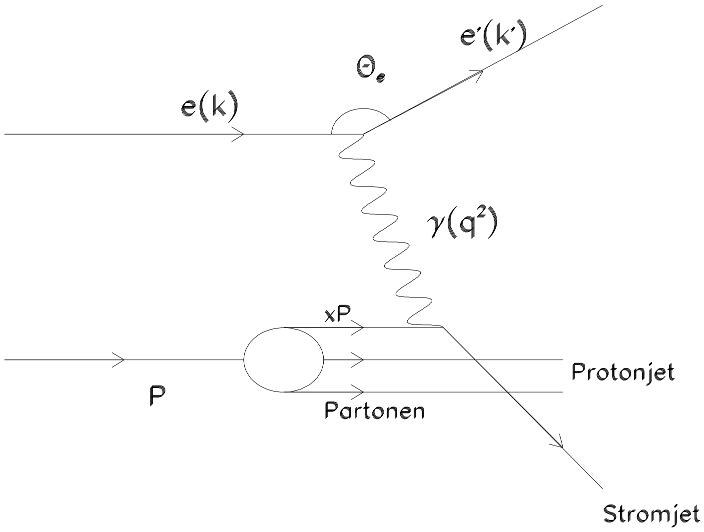


Abbildung 2.1: Anschauliche Darstellung der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung

mathematisch im allgemeinen im vierdimensionalen Minkowski–Raum beschrieben. Die kinematischen Variablen werden folgendermaßen bezeichnet [Sch95]:

$k,\ k'$	Viererimpulse des ein- und auslaufenden Positrons
P	Viererimpuls des einlaufenden Protons
$Q^2 = -q^2$	Viererimpulsübertrag des virtuellen Eichbosons
$E,\ E'$	Laborenergien des ein- und auslaufenden Positrons
θ_e	Streuwinkel des Positrons im H1 Koordinatensystem
$M,\ m$	Proton–Masse und Positron–Masse
$\sqrt{s}$	Gesamtenergie im Positron–Proton–Schwerpunktsystem
$\nu = \frac{P \cdot q}{M} = E - E'$	Energieverlust des Positrons im Ruhesystem des Protons

Das Quadrat des Viererimpulsübertrags berechnet sich im Laborsystem zu:

$$q^2 = -Q^2 = (k - k')^2 = -4EE'\sin^2(\theta/2) \tag{2.1}$$

J. D. Bjorken [Bjo69] stellte die Hypothese auf, daß die Strukturfunktionen des Protons bei großen Q^2 und ν Werten nicht mehr von diesen abhängt, sondern nur noch von einer dimensionslosen Größe

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \quad \text{mit} \quad (0 \leq x \leq 1) \tag{2.2}$$

Dieses experimentell bestätigte Verhalten nennt man Skaleninvarianz. Im Quark–Parton-modell deutet man die Größe $x_{Bjorken}$ als den relativen Impulsanteils des an der Wechselwirkung beteiligten Partons im Nukleon. Desweiteren führt man die Größe

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} = 1 - \frac{E_e'}{E_e}\sin^2(\theta/2) \quad \text{mit} \quad (0 \leq y \leq 1) \tag{2.3}$$

ein, welche den Energieübertrag des virtuellen Photons, normiert auf die Schwerpunktsenergie des Positrons und Protons beschreibt. Um die Kinematik der tiefinelastischen Streuung zu beschreiben, werden im allgemeinen die Lorentzinvarianten x und Q^2 gewählt. Da die Skalenvariable $x_{Bjorken}$ experimentell nicht direkt gemessen werden kann, muß sie aus E_e und E_e' und dem Streuwinkel θ_e im Laborsystem mittels

$$x = \frac{Q^2}{s \cdot y} \tag{2.4}$$

errechnet werden. Die Größen y und Q^2 erhält man dann aus den Gleichungen 2.3 und 2.1.

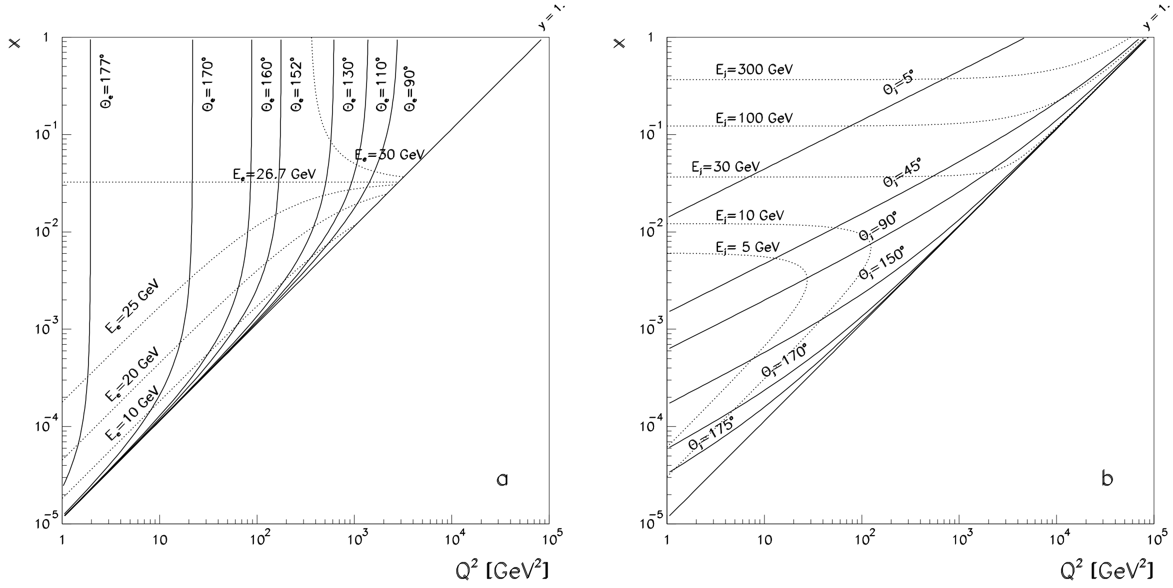


Abbildung 2.2: Die kinematische x–Q^2–Ebene

Bei den Detektoren H1 und ZEUS am HERA–Speicherring hat man die Möglichkeit, zusätzlich zur Energie und zum Streuwinkel des Positrons auch den hadronischen Endzustand X zu messen. Damit kann man die Größe y mit Hilfe einer zweiten Methode nach [Blo79] aus dem hadronischen Endzustand berechnen:

$$y_h = \sum_h \frac{E_h - p_{z,h}}{2E_e} \tag{2.5}$$

Hierbei bedeuten E_h die Energie jedes einzelnen Hadrons und $p_{z,h}$ dessen Impulskomponente in Protonrichtung, welche in dem bei HERA verwendeten Koordinatensystem die positive z–Achse definiert. Dies führt zu einer unabhängigen Bestimmung der kinematischen Größen x und Q^2 und liefert somit ein Maß für einen systematischen Fehler.

Die für den rückwärtigen Bereich des H1–Detektors interessante Physik spielt sich im Bereich kleiner Werte von x und Q^2 ab. Erfährt das Positron beim tiefinelastischen Stoß mit dem Proton nur einen geringen Viererimpulsübertrag, so wird der Streuwinkel θ_e gering sein. In diesem Fall für $178° \geq \theta_e \geq 152°$ (im H1 Laborsystem) kann das gestreute Positron im SPACAL nachgewiesen werden. Der bei HERA zugängliche kinematische Bereich in x und Q^2 in Abhängigkeit der gemessenen Energie und des Streuwinkels $\theta_{e,h}$ ist in Abbildung 2.2 links für das gestreute Positron aufgetragen. Da das SPACAL auch eine hadronische Sektion besitzt, kann auch ein bei sehr kleinem x in den rückwärtigen Bereich gestreuter hadronischer Jet im SPACAL nachgewiesen werden, siehe rechte Seite in Abbildung 2.2.

2.1.2 Die Strukturfunktion des Protons

Bei einer anschaulichen Betrachtung der tiefinelastischen Streuung gelangt man zu dem Parton–Modell. Bei einem größer werdenden Impulsübertrag Q^2 und steigendem Energieübertrag ν nimmt die Wellenlänge des virtuellen Photons stetig ab.

$$\lambda \sim \frac{1}{\sqrt{Q^2}} \quad \text{und} \quad \tau \sim \frac{1}{\nu} \tag{2.6}$$

Das virtuelle Photon dient hierbei als Sonde, deren räumliches Auflösungsvermögen mit wachsendem Q^2 aufgrund der Unschärferelation von Heisenberg (1.1) zunimmt. Für den Fall, daß die Wellenlänge des virtuellen Photons kleiner wird als die Dimension des Protons, $\lambda <$ Proton, dringt die Sonde in das Proton ein und ermöglicht somit eine Beobachtung der Substruktur des Protons. Die Quanten Chromo Dynamik (QCD) beschreibt die Wechselwirkung zwischen Quarks mittels Gluonen und sagt deren Existenz im Proton vorraus. Das virtuelle Photon koppelt im Rahmen dieser Theorie an die Quarks und ermöglicht eine Messung der Quarkdichte und der Impulsverteilung der Quarks im Proton. Ein Teil des Quark–Impulses wird bei der tiefinelastischen Streuung vom Gluon abgeführt, welches nach Aussagen der QCD bei genügend hohem Q^2 weitere Gluonen und Quark–Antiquark Paare abstrahlt. Der Impulsanteil der an der Wechselwirkung beteiligten Quarks verringert sich weiter, da die Anzahl der Quarks im Proton zunimmt. Die Impulsverteilung der Quarks im Proton beschreibt die Proton–Strukturfunktion wobei über alle Partonen und deren Ladungen summiert wird:

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_{f=1}^{n} e_f^2 \left[q_f(x, Q^2) + \overline{q_f}(x, Q^2) \right] \tag{2.7}$$

Die Proton–Strukturfunktion wird experimentell über den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Positron–Proton–Streuung ermittelt:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left[2(1-y) + \frac{y^2}{1+R} \right] \; F_2(x, Q^2) \tag{2.8}$$

Die Größe R beschreibt in dieser Gleichung das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Absorption longitudinal und transversal polarisierter virtueller Photonen.

Abbildung 2.3: Die mit Fehlerbalken versehenen Punkte geben H1 Messungen von $F_2(x, Q^2)$ für Q^2–Werte zwischen 4.5 GeV^2 und 1600 GeV^2 wieder.

Ziel bei HERA ist eine möglichst präzise Vermessung von $F_2(x, Q^2)$. Für den Anstieg der Funktion $F_2(x, Q^2)$ bei kleinem $x_{Bjorken}$, siehe dazu Abbildung 2.3, und für die Frage wo eine mögliche Sättigung der Partonendichte eintritt, gibt es verschiedene theoretische Vorhersagen, zwischen denen man experimentell unterscheiden möchte. Bei HERA können mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\ GeV$ zum ersten Mal Werte von $x_{Bjorken}$ bis hin zu $x \cong 10^{-4}$ bei einem $Q^2 > 1$ gemessen werden.

Mit der Inbetriebnahme des SPACAL im H1–Detektor wird zum erstenmal eine Messung von $F_2(x, Q^2)$ in Bereichen von $x_{Bjorken}$ möglich, die anderen Experimenten bis jetzt nicht zugänglich waren. Daher sind die Resultate, die durch das SPACAL gewonnen werden können, allgemein von großem Interesse. Bevor das SPACAL detailliert erläutert werden wird, soll zunächst noch eine allgemeine Einführung in die Grundlagen der Kalorimetrie gegeben werden.

2.2 Kalorimetrie

Ein Kalorimeter ist in der Elementarteilchenphysik ein wichtiges Instrument für die Energiemessung hochenergetischer Teilchen. Im Prinzip soll die gesamte Energie des eindringenden Teilchens absorbiert, und die absorbierte Energie in ein meßbares Signal umgewandelt werden, das proportional zur Teilchenenergie ist. Dieses Signal kann je nach Detektorkonstruktion aus Ionisationsprozessen, Čerenkov - oder Szintillationslicht resultieren.

Man unterscheidet zwischen sogenannten Sampling[1] Kalorimetern und homogenen Kalorimetern. Sampling Kalorimeter bestehen aus zwei verschiedenen Materialien. Als Absorber verwendet man Materialien großer Dichte wie Eisen, Blei oder Uran. Das aktive Material besteht zum Beispiel aus szintillierenden Materialien mit zumeist geringer Dichte. Bei homogenen Kalorimetern ist das verwendete Material wie zum Beispiel Bleiglas, Absorber und aktives Material in einem. Sampling Kalorimeter sind aufgrund ihrer hohen Dichte sehr kompakt, besitzen jedoch aufgrund der Verwendung verschiedener Materialien (Sampling–Fluktuationen), eine schlechtere Energieauflösung als homogene Kalorimeter.

Eine charakteristische Eigenschaft eines Kalorimeters ist seine mit ansteigender Teilchenenergie zunehmende Energieauflösung

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \tag{2.9}$$

Das Symbol $\oplus$ gibt an, daß die Summanden quadratisch addiert werden. Da die Kalorimetrie auf statistischen Prozessen beruht, beschreibt der erste Term in Gleichung 2.9 Energiefluktuationen deren Schwankungen einer Poisson–Verteilung folgen. Hinzu kommen Fluktuationen der signalerzeugenden Teilchen, da der Anteil des vom Teilchen durchquerten aktiven Materials variieren kann. Dieser sogenannte sampling–Term gibt die schwankende Anzahl der im Kalorimeter entstehenden Primärprozesse wieder. Die weiteren Terme beschreiben den Energieunabhängigen Beitrag am Rauschen, und eine energieabhängige Signalverbreiterung durch Kalorimeterinhomogenitäten und Kalibrationsunsicherheiten.

2.2.1 Wechselwirkung von Elektronen und Photonen in Materie

Bei der Wechselwirkung von Elektronen und Photonen mit Materie spielen verschiedene physikalische Prozesse eine Rolle. Bei niederenergetischen Elektronen und Photonen dominieren bis zu einer Energie von 10 MeV Ionisationsprozesse und Compton–Streuung.

[1] engl.: sample = Stichprobe

Bei höheren Energien dominiert der mittlere Energieverlust durch Bremsstrahlung und Paarerzeugung. Dringt ein elektrisch geladenes Teilchen in das Coulombfeld eines Atomkerns ein, so wird es abgebremst, wobei der Energieverlust in ein Photon umgesetzt wird.

Abbildung 2.4: Mittlerer Energieverlust dE/dx als Funktion der Energie für verschiedene Teilchen [Leo94].

Das Photon kann anschließend in ein e^+–e^- Paar konvertieren. Die Elektronen und Positronen geben ihrerseits wieder Energie durch Bremsstrahlung ab. Das Energiespektrum dieser Bremsstrahlungsphotonen nimmt mit $1/E_\gamma$ der Teilchenenergie ab. Diese Prozesse sind im Rahmen der Quanten - Elektrodynamik theoretisch verstanden. Eine erste quantenmechanisch korrekte Beschreibung des mittleren Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ geladener Teilchen in Materie durch Ionisation und Anregung (siehe auch Abbildung 2.4) wurde im Jahr 1934 von H.A. Bethe und W. Heitler geliefert [Leo94]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \qquad (2.10)$$

Dabei bedeuten:

r_e	$=$	$2.817 \cdot 10^{-15} m$	Klassischer Elektronradius
m_e	$=$	$0.511\, MeV/c^2$	Ruhemasse des Elektrons
N_a	$=$	$6.022 \cdot 10^{23} mol^{-1}$	Avogadro Konstante
I	$=$		effektives Ionisationspotential
Z	$=$		Ordnungszahl des Absorbermaterials
A	$=$		Massenzahl des Absorbermaterials
ρ	$=$		Absorberdichte
z	$=$		Ladung des eindringenden Teilchens
v	$=$		Geschwindigkeit des eindringenden Teilchens
β	$=$	v/c	
γ	$=$	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	
W_{max}	$=$		Maximaler Energietransfer pro Kollision

2.2.2 Elektromagnetische Schauer

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung in Materie kann folgendermaßen beschrieben werden:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} = \frac{E}{X_0} \quad \text{mit} \quad X_0 = \frac{716.4 \cdot A}{Z(Z+1) \cdot \ln(\frac{287}{\sqrt{Z}})} \left[\frac{g}{cm^2}\right] \tag{2.11}$$

Die Materialeigenschaften gehen in die Größe der Strahlungslänge X_0 des Absorbers ein [PDG92]. Die in Gleichung 2.11 eingeführte Strahlungslänge X_0 beschreibt eine Schichtdicke im Absorbermaterial in der mit einer Wahrscheinlichkeit

$$P = 1 - e^{-\frac{7}{9}} \approx 54\% \tag{2.12}$$

Paarbildung bei hohen Photonenergien stattfindet. Demnach reduziert sich die Energie eines Elektrons oder Positrons nach Durchlaufen der Strecke X_0 auf einen Bruchteil 1/e. Nach fortgeschrittenem Energieverlust durch Bremsstrahlung wird ein Energiewert erreicht, an dem der Anteil des Energieverlustes an Bremsstrahlung gleich dem Energieverlust durch Ionisation ist. Diese Energie nennt man die kritische Energie E_c. Sie ist nach [Ber64] näherungsweise gegeben durch

$$E_c = \frac{800}{Z + 1.2} \; [MeV] \tag{2.13}$$

und führt zu folgendem Schauermodell: Dringt ein Elektron in den Absorber ein, so wird im Mittel nach einer Strecke X_0 ein Bremsstrahlungs γ–Quant abgestrahlt. Dieses γ–Quant führt etwa die Hälfte der Energie des einlaufenden Elektrons mit sich. Nach einer weiteren Strahlungslänge produziert das γ–Quant ein e^+–e^- Paar, das wiederum durch

Abbildung 2.5: Anteile der einzelnen Prozesse am Energieverlust in Blei pro Strahlungslänge für Elektronen und Positronen als Funktion ihrer Energie [PDG92].

Bremsstrahlung mit dem Absorber wechselwirkt. Auf diese Weise verdoppelt sich nach jeder Strecke X_0 die Teilchenzahl im Schauer, wobei sich die einzelnen Teilchenenergien halbieren. Nach dem Unterschreiten der Energieschwelle E_c werden keine neuen Teilchen mehr erzeugt, und der Teilchen–Schauer bricht nach diesem Modell abrupt ab.

Die longitudinale Verteilung der im Absorber deponierten Energie kann nach [Lon75] empirisch parametrisiert werden, und wird in Abbildung 2.6 veranschaulicht:

$$\frac{dE}{dx} = E_0\, b\, \frac{(bx)^{a-1}\, e^{-bt}}{\Gamma(a)} \tag{2.14}$$

Der Ort des Schauermaximums, das heißt der Bereich im Absorber, an dem die Teilchenzahl des Schauers am größten, ist ergibt sich aus:

$$x_{max}(X_0) = \ln\frac{E_0}{E_c} - C_i \ , \quad \text{mit} \quad \begin{cases} -0.5 & \text{für} \quad i = e^+\, e^- \\ +0.5 & \text{für} \quad i = \gamma \end{cases} \tag{2.15}$$

Die Parameter a und b müssen an das jeweilige Experiment angepaßt werden, und hängen von der Photonenergie und der Kernladungszahl A des Absorbers ab. Das transversale Schauerprofil wird durch Vielfachstreuung verursacht sowie durch den endlichen Zerfallswinkel beim Zerfall eines Mutterteilchens.

Durchläuft ein geladenes Teilchen eine Materieschicht der Dicke x, so wird dieses nach

Abbildung 2.6: Longitudinale Energieverteilung eines elektromagnetischen Schauers für verschiedene Absorbermaterialien [Fab85].

der Theorie von Molière [Mol47] um den mittleren Winkel

$$\sqrt{< \Theta_M^2 >} = \frac{21.2\,MeV}{E} \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \tag{2.16}$$

abgelenkt. Den größten Beitrag für die transversale Ausdehnung des Schauers im Absorber liefern demnach Teilchen deren Energien klein sind. Als charakteristische Größe in der Kalorimetrie gilt der Molièreradius R_M, der folgendermaßen definiert ist:

$$R_M = m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \cdot \frac{X_0}{E} = \frac{21.2\,MeV}{E_c} \cdot X_0 \tag{2.17}$$

Der Molièreradius R_M beschreibt die transversale Ausdehnung des Schauers materialunabhängig. Aus einer quantitativen Betrachtung des Schauerprofils sieht man anhand Abbildung 2.7, daß die Schauerkaskade sich während der ersten Strahlungslängen noch relativ nahe um die Schauerachse konzentriert. Nach weiteren Strahlungslängen wird der Schauerkern von einem weiten Schauer aus Teilchen geringer Energie umgeben, die sich weiter vom Schauerzentrum entfernen. Nach dem Erreichen des longitudinalen Schauermaximums löst sich der Schauerkern auf. Nach dem abrupten Abbrechen des Schauers wurden ca. 90 % der Schauerenergie in einem Zylinder mit Radius R_M deponiert. Der Molièreradius für Blei beträgt ca. 1.7 cm. Bei einem Kalorimeter mit Blei als Absorbermaterial läßt sich der Schauerschwerpunkt eines aufschauernden Teilchens bei genügend feiner Kalorimetergranularität auf circa 1 mm genau bestimmen.

Abbildung 2.7: Transversale Energieverteilung eines Schauers, welcher von einem Elektron mit einer Energie von 6 GeV ausgelöst wurde. An der Abszisse ist die transversale Schauerausdehnung in Molière Radien aufgetragen [Bat70].

2.2.3 Hadronische Schauer

Bei der Absorption stark wechselwirkender Teilchen in Materie beruht auch hier in der Erzeugung einer Teilchenkaskade im Absorbermaterial. Eine detaillierte Beschreibung für die Entwicklung von hadronischen Schauern ist jedoch sehr komplex, und soll im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Prinzipiell wechselwirkt ein hochenergetisches Hadron inelastisch mit dem Kern des Absorbermaterials. In diesem Prozeß werden hauptsächlich leichte Mesonen, wie zum Beispiel π^+, π^-, π^0 und K–Mesonen produziert. Ein Bruchteil der ursprünglichen Teilchenenergie wird zur Anregung des Absorberkerns aufgewendet. Bei hohen Einschußenergien des Hadrons kann es auch zum Aufplatzen des Absorberkerns in verschieden schwere Bruchstücke kommen (Spallation). Bei den Reaktionen bei den dort erzeugten schweren Ionen kann es weiterhin zu einer Verschmelzung der Kerne kommen (Fusion). Einige der Teilchen, die in der hadronischen Teilchenkaskade entstehen, wechselwirken aber nur ausschließlich elektromagnetisch, wie zum Beispiel die π^0– und η–Mesonen, die in γ's zerfallen. Aus diesem Grund pflanzt sich innerhalb eines hadronischen Schauers auch eine elektromagnetische Komponente fort. Im Mittel ist der elektromagnetisch wechselwirkende Anteil der bei der ersten hadronischen Wechselwirkung entstehenden Teilchen 30 %. In der nächsten Wechselwirkungsgeneration können die verbleibenden π^+, π^- und K–Mesonen wieder neue π^0–Mesonen produzieren. Zur charakteristischen Beschreibung der räumlichen Ausdehnung eines hadronischen Schauers bedient man sich in Analogie zur elektromagnetischen Strahlungslänge X_0 der nuklearen

Abbildung 2.8: Links: longitudinales hadronisches Schauerprofil in hadronischen Wechselwirkungslängen angegeben, verursacht von 300 GeV Pionen in Uran. Rechts: transversales hadronisches Schauerprofil, angegeben in cm [Fab89].

Wechselwirkungslänge:

$$\lambda_{had} = \frac{A}{\sigma_{inelastisch} N_a \rho_0} \tag{2.18}$$

In obiger Gleichung beschreibt A die Massenzahl des Absorbers, N_a die Avogadrokonstante, ρ_0 die Dichte des Absorbers und $\sigma_{inelastisch}$ gibt den Wirkungsquerschnitt für die Hadron–Nukleon–Wechselwirkung an. In Abbildung 2.8 sieht man links die longitudinale Ausdehnung des Schauers erzeugt durch π^-–Mesonen mit einer Energie von 300 GeV in einem Uran Absorber. Rechts in Abbildung 2.8 ist das laterale Schauerprofil ersichtlich. Der Nullpunkt auf der Abszisse bezeichnet die Längsachse des Schauers. Die Ordinate in beiden Abbildungen beziffert die Zahl der radioaktiven Zerfälle, welche durch den Absorptionsprozeß der π^-–Mesonen im Uran hervorgerufen wurde.

2.2.4 Nachweis minimal ionisierender Teilchen

Teilchen, deren Energie im Minimum der Energieverlustkurve aus Abbildung 2.4 liegen, werden als minimal ionisierende Teilchen MIP[2] bezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß der Bremsstrahlung in Materie verhält sich umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse des durchlaufenden Teilchens. Die Wahrscheinlichkeit für einen Brems-

[2] engl.: Minimum Ionizing Particle

strahlungsprozeß eines Myons ist demnach über 42000 mal geringer als bei einem Elektron. Der Hauptanteil der vom Myon abgegebenen Energie wird daher durch Ionisationsprozesse im Absorber verursacht. Das führt dazu, daß Myonen in die Kategorie minimal ionisierender Teilchen (MIP) eingeordnet werden, obwohl deren Teilchenenergie nicht zwingend im Minimum der Energieverlustkurve aus Abbildung 2.4 liegen muß.

In der Praxis weicht nach [Fab89] der totale Energieverlust $\Delta E/\Delta x$ vom errechneten $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ nach Gleichung 2.10 ab. Das liegt an der fluktuierenden Anzahl von Kollisionen mit den Hüllenelektronen des Absorbermaterials und deren großen Fluktuationen beim Energietransfer. Das Maximum der Energieverlustverteilung wird demnach unter dem der theoretischen Erwartung liegen und einen asymmetrischen Ausläufer zu höheren Energiebeträgen besitzen. Eine derartige Verteilung wird üblicherweise mit einer Landau–Funktion

$$f(x, \Delta) = \phi(\lambda)/\xi \tag{2.19}$$

parametrisiert [Leo94]. Dabei steht x für die Dicke des Absorbers und Δ für den Energieverlust im Absorbermaterial, welcher durch die Bethe - Bloch - Funktion beschrieben wird. Die Parameter ϕ und λ in der Landau - Funktion werden dabei folgendermaßen beschrieben:

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty e^{-u\ln u - u\lambda} \sin\pi u \mathrm{d}u \tag{2.20}$$

$$\lambda = \frac{1}{\xi}[\Delta - \xi(\ln\xi - \ln\varepsilon + 1 - C)] \tag{2.21}$$

mit der Eulerschen Konstante C = 0.577... und

$$\ln\varepsilon = \ln\frac{(1-\beta^2)I^2}{2mc^2\beta^2} + \beta^2 \tag{2.22}$$

Der Parameter ξ entspricht dem ersten Multiplikationsfaktor aus der Bethe - Bloch Formel:

$$\xi = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} (\frac{z}{\beta})^2 x \tag{2.23}$$

Um das Ansprechverhalten von Sampling Kalorimetern zu diskutieren, definiert man zunächst den Sampling Anteil R:

$$R = \frac{E_{gem}}{E_{abs}} \ . \tag{2.24}$$

E_{gem} ist dabei die gemessene mittlere Energie die in allen aktiven Detektormaterialien deponiert worden ist. E_{abs} dagegen ist die in Wirklichkeit absorbierte mittlere Energie im Detektor. Es ist üblich den Sampling Anteil auf den für minimal ionisierende Teilchen R_{mip} zu normieren. Dazu berechnet man den im aktiven Material deponierten Anteil aus tabellierten Werten [PDG94] für $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{MIP}$ und dem Volumenverhältnis von aktivem Material und Absorbermaterial. Bei genauer Betrachtung stellt sich heraus, daß Myonen einen von einem MIP verschiedenen Energieverlust in Materie aufweisen. Deswegen wird zusätzlich noch zwischen Myonen und MIP's unterschieden [ZEUS93]:

$$\frac{\mu}{mip} = \frac{R_\mu}{R_{mip}} \tag{2.25}$$

Da das fiktive MIP–Teilchen in der Praxis nicht für die Kalibration eines existierenden Kalorimeters verwendet werden kann, benutzt man hierfür Myonen, und korrigiert deren gemessene Signale auf MIP's. Nur bei niedriger Myon–Energie ist dessen Energieverlust dem eines MIP vergleichbar. Bei höheren Myonenergien gewinnen am relativistischen Anstieg der Bethe–Bloch–Funktion Bremsstrahlung und Paarerzeugung an Bedeutung (siehe Abbildung 2.9).

Abbildung 2.9: Mittlerer Energieverlust eines Myons in Wasserstoff, Eisen und Uran als Funktion der Myonenergie [PDG94].

Das H1 Spaghetti - Kalorimeter 3

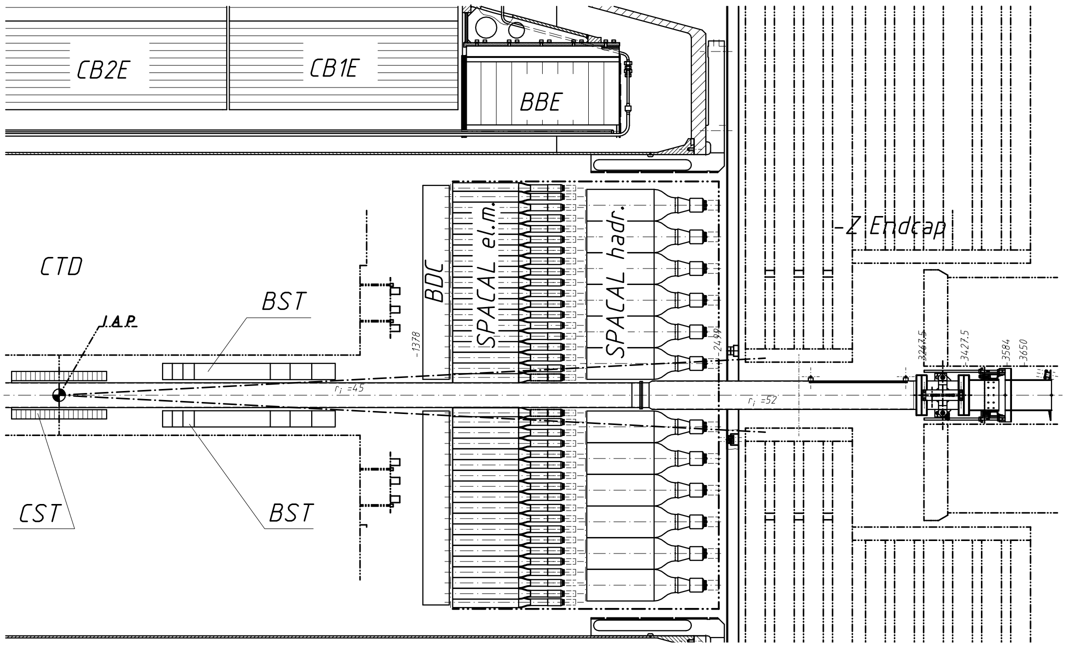


Abbildung 3.1: Einbauposition beider SPACAL–Sektionen im rückwärtigen Bereich des H1–Detektors. Elektromagnetische und hadronische Sektionen des SPACAL in der Seitenansicht.

Die Umgebung

Im vorangegangenen Kapitel wurde die physikalische Motivation für den Einsatz eines neuen Kalorimeters im rückwärtigen Bereich des H1–Detektors präsentiert. Nachdem die Grundlagen der Kalorimetrie erklärt wurden, sollen an dieser Stelle die spezifischen Eigenschaften des SPACAL dargestellt werden. Abbildung 3.1 zeigt die Position des SPACAL in einem Ausschnitt des rückwärtigen Bereichs des H1–Detektors, wo es seit März 1995 installiert ist und erfolgreich betrieben wird. Das Strahlrohr, in welchem sich bereits in der Nähe des Wechselwirkungspunktes (IAP[1]) gleichzeitig Positronen und Protonen befinden, verläuft horizontal in Abbildung 3.1.

Nahe am Wechselwirkungspunkt sind die Zentralen Spurfinder (CST[2]) installiert. Bewegt man sich vom IAP nach rechts in die rückwärtige Region des H1–Detektors, so trifft man dort auf die Rückwärts Silizium Streifendetektoren (BST[3]).

Vor dem SPACAL ist die Rückwärts Driftkammer (BDC[4]) installiert. Die BDC besteht insgesamt aus acht einzelnen hintereinander angeordneten Driftkammerlagen. Jede Lage teilt sich in acht Sektoren auf. Die verschiedenen Lagen der BDC sind paarweise um einen Azimutwinkel $\phi = 11.25°$ gedreht. Jeder der 64 BDC Sektoren teilt sich wiederum in drei radiale Segmente auf.

Im Anschluß an die BDC findet man die elektromagnetische Sektion des SPACAL mit der darauffolgenden hadronischen Sektion.

Der zentrale Bereich des Detektors ist mit Stickstoff gefüllt, und zwischen SPACAL und dem intrumentierten rückwärtigem Eisenjoch von einem Schild abgedichtet. Dieses sogenannte Stickstoffschild ist mit zwei Lagen Streamerkammern bestückt, welche während der Meßperiode 1995 noch nicht an die Datenausauslese angeschlossen sind. Das H1 Kalorimeter wird von einem instrumentierten Eisenjoch umgeben, um den von der supraleitenden Spule erzeugten Magnetfluß von 1.2 T zurückzuführen. Das rückwärtige Eisenjoch ist zum Großteil mit neun Lagen Streamerkammern instrumentiert. An der vor– und rückwärtigen Region ist eine Aussparung im instrumentierten Eisenjoch angebracht, um genügend Raum für die Kompensationsmagneten zu schaffen. Da das von der supraleitenden Spule erzeugte Magnetfeld sich zu den Detektorgrenzen abschwächt, sorgen die Kompensationsmagnete im vor– und rückwärtigen Bereich für eine Stabilisierung des Magnetfeldes. Daher ist das Eisenjoch in der rückwärtigen Region nahe am Strahlrohr nur mit drei Lagen von Streamerkammern bestückt.

3.1 Technischer Aufbau des SPACAL

Namengebend für das SPACAL sind die spaghettiähnlichen szintillierenden Fasern, welche in vorgefertigte Rillen der Bleiplatten eingelegt sind. Diese Fasern bilden im SPACAL das aktive Material, während das Blei als Absorber dient. Der im Absorber erzeugte Schauer produziert in den Fasern Szintillationslicht. Der so erzeugte Lichtimpuls gelangt durch Totalreflexion in den Fasern zu einem Plexiglas–Lichtmischer. Auf ihrem Weg vom Austritt aus der Blei–Matrix zum Lichtmischer werden die Fasern auf einer Länge von 80 mm gebündelt und von einem Aluminiumrahmen gehalten. Der Lichtmischer sorgt für eine vom Entstehungsort unabhängige gleichmäßige Verteilung der Lichtintensität an der

[1]engl.: Interaction Point
[2]engl.: Central Silicon Tracker
[3]engl.: Backward Silicon Tracker
[4]engl.: Backward Drift Chamber

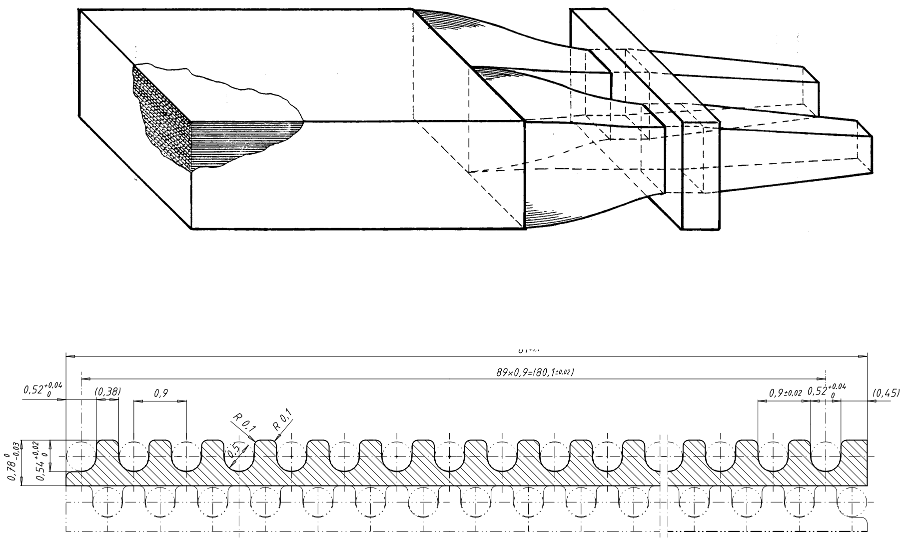


Abbildung 3.2: Oben: Darstellung eines Submoduls. Sektion (A) besteht aus zwei Zellen. Beim Verlassen der Blei–Faser–Matrix werden die szintillierenden Fasern von einem Aluminiumrahmen gebündelt (B, C), und zum Lichtmischer (D) überführt. Unten: Profil zweier Bleiplatten im Detail.

Photokathode des sich daran anschließenden Sekundärelektronenvervielfachers (PM[5]).

In Abbildung 3.2 oben, ist ein Submodul der elektromagnetischen Sektion dargestellt. Ein Submodul teilt sich in zwei Zellen der Größe $40.5 \times 40.5\ mm^2$ auf und setzt sich aus 52 übereinandergestapelten Blei–Faser–Platten zusammen. Die Platten haben die Ausmaße $81 \times 250\ mm^2$. In jede dieser Bleiplatten sind 90 szintillierende Fasern eingebettet. Die Bleiplatten werden dabei so gestapelt, daß der Bleisteg einer Platte von einer Faser der darüberliegenden Platte überdeckt wird (Abbildung 3.2 unten). Das führt zu einer regelmäßigen Blei–Faser–Matrix. Bei den im SPACAL verwendeten szintillierenden Fasern liegt das Licht–Emissionsspektrum im Bereich der spektralen Sensitivität der Bi–Alkali Photokathode der Hamamatsu PM's. Das hat den Vorteil, daß keine Wellenlängenschieber benötigt werden. Weitere detaillierte SPACAL Parameter können aus Tabelle 3.1 entnommen werden.

Faßt man acht Submodule der elektromagnetischen Sektion zusammen, so gelangt man zu der nächtsgrößeren Einheit, dem Supermodul. Diese Einheit umfaßt 16 Zellen, deren PM's von einer Hochspannungskarte mit Spannungen versorgt werden. Die Arbeitsspannungen der PM's einer Hochspannungskarte lassen nur Spannungsdifferenzen von 320 V zu. Um den kreisförmigen Aufbau des SPACAL optimal mit Auslesezellen auszufüllen, sind am Rand spezielle Modulkonfigurationen installiert. Die insgesamt fünf verschiedenen Randmodultypen bestehen aus 15, 8 oder 4 Zellen. Insgesamt setzt sich das elektromagnetische SPACAL aus 60 Supermodulen und 28 Randmodulen zusammen.

Um das durch das Zentrum des SPACAL verlaufende Strahlrohr ist in der elektromagnetischen Sektion ein weiteres Spezialmodul installiert, welches in Abbildung 3.3 als heller Bereich in der Mitte der elektromagnetischen Sektion angedeutet ist. Von diesem aus

[5]engl.: Photomultiplier

Parameter	Elektromagnetische Sektion	Hadronische Sektion
Aktive Länge	250 mm	250 mm
Zellgröße	$40.5 \times 40.5\ mm^2$	$120 \times 120\ mm^2$
Anzahl der Zellen	1192	128
Winkelerfassung	$152° \leq \theta \leq 177.5°$	$159° \leq \theta \leq 178°$
Blei/Faser Rate	2.27 : 1	3.41 : 1
Faser Typ	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 $\frac{\sigma}{E}$	$\frac{(7.1\pm0.2)\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus (1.0 \pm 0.1)\%$	$\frac{(12.5\pm3.0)\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus (3.8 \pm 2.2)\%$
Ortsauflösung σ	$\frac{(4.4\pm0.4)mm}{\sqrt{E/GeV}} + (1.0 \pm 0.2)mm$	–
Winkelauflösung	$\leq 2\,\mathrm{mrad}$	–
Zeitauflösung σ_{cal}	$(0.38 \pm 0.03)\,ns$	$\leq 1\,ns$
Photomultiplier Typ	Hamamatsu 1" R 5505	Hamamatsu 2" R 2490–06

Tabelle 3.1: SPACAL Parameter [Mue94] [SPA95] [Gor95]

16 Zellen bestehenden Spezialmodul bilden 4 Zellen die ringförmige Veto–Schicht. Die Veto–Schicht umgibt das Strahlrohr, ist 8 mm dick und reicht bis zu 57 mm an die Strahlachse heran. Die restlichen 12 Zellen umgeben die Veto–Schicht und bilden zusammen ein Supermodul mit den äußeren Ausmaßen wie die restlichen 60 Supermodule des elektromagnetischen SPACAL. Zwischen Veto–Schicht und Strahlrohr befindet sich eine 2 mm dicke Tantalschicht zur Unterdrückung von Synchrotronstrahlung. Der Gesamtaufbau der elektromagnetischen SPACAL Sektion hat einen Durchmesser von 1600 mm.

Die hadronische Sektion des SPACAL besteht aus einer Anordnung von 128 Zellen mit den jeweiligen Maßen $12 \times 12 \times 25\ cm^3$. Die Module der hadronischen Sektion sind in horizontaler und vertikaler Richtung parallel zur Strahlachse montiert. Die Bleiplatten der hadronischen Module sind 19 mm dick. An deren Ober– und Unterseite sind in Abständen von 22 mm Rillen eingewalzt, deren Durchmesser jeweils 11 mm beträgt. Die eingewalzten Rillen auf der Ober– und Unterseite der Bleiplatten haben einen Versatz von 11 mm. Dadurch ensteht wie bei der elektromagnetischen Sektion eine gleichmäßige Blei–Faser–Matrix. Während der Meßperiode 1995 war die hadronische SPACAL Sektion nicht, wie in Abbildung 3.3 dargestellt, mit Randmodulen bestückt. In der Winterpause 1995/1996 werden 8 Randmodule nachträglich montiert, sodaß sich die Anzahl der Zellen auf 136 erhöht. Die gesamte hadronische Sektion des SPACAL hat, ebenso wie die elektromagnetische Sektion, einen Durchmesser von 1600 mm.

Jede der 1192 elektromagnetischen und 128 hadronischen Zellen wird von einem eigenen PM ausgelesen. Die 128 PM's der hadronischen Sektion unterscheiden sich von

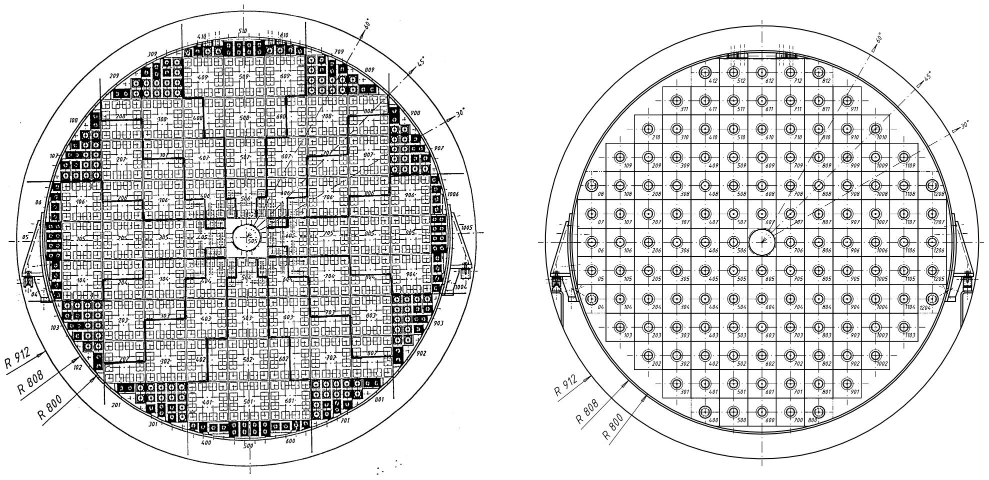


Abbildung 3.3: Frontalansicht auf die SPACAL Sektionen. Links: elektromagnetische Sektion, rechts: hadronische Sektion.

Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des CAM Kalibrationssystems.

den 1192 PM's der elektromagnetischen nur in ihrer Größe, nicht aber in ihrem prinzipiellen Aufbau. In Abbildung 3.5 ist einer der 1160 PM's vom Typ R 5505 der Firma Hamamatsu Photonics abgebildet. Die 32 innersten PM's sind vom Typ R 5506, und sind mit einem UV Glasfenster zur besseren Strahlenresistenz ausgestattet. Im Gegensatz zu herkömmlichen PM's sind die aus feinen Gittern aufgebauten Dynoden hintereinander angeordnet. Der Grund für die Verwendung dieses speziellen PM–Typs liegt darin, daß diese in einem zur Strahlrichtung parallelen Magnetfeld der Stärke 1.2 T betrieben werden. Die Sekundärelektronenvervielfachung findet parallel zum magnetischen Fluß im H1–Detektor statt. Bei einem größeren Winkel zwischen der Flugrichtung der Sekundärelektronen und dem magnetischen Fluß würden diese sonst von der Lorentzkraft abgelenkt werden, und die darauffolgende Dynode nicht mehr erreichen. Durch die spezielle Bauart wird für die PM's bei einem Magnetfeld von 1.2 T ein typischer Verstärkungsfaktor von 10^4 erzielt. Ohne Magnetfeld wird eine typische Verstärkung von 10^6 angegeben [Ham92]. Für detaillierte Angaben über das Verhalten von diesen speziellen PM's soll auf [Jan94] hingewiesen

Abbildung 3.5: Photomultiplier vom Typ R 5505/R 5506 der Firma Hamamatsu Photonics

werden. Das Verstärkungsverhalten von 16 PM's eines Supermoduls wird von einem Kalibrationsmodul (CAM[6]) gemessen. Da die Verstärkung der PM's zeitlich um circa $\pm$ 2 % schwankt, muß die PM Verstärkung überwacht und dokumentiert werden. Zur Überwachung des Verstärkungsverhaltens wurde das CAM Kalibrationssystem entwickelt. Dessen prinzipieller Aufbau ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Mittels einer Licht emittierenden Diode (LED) werden während der Datennahme mit einer Frequenz von circa 1 Hz Lichtpulse über optische Fasern in die Lichtmischer von je acht verschieden PM's geschickt. Die von den PM's gemessene Signalhöhe wird über die gesamte Datennahmeperiode aufgezeichnet. Um sicherzustellen, daß die Intensität des LED Signals zeitlich konstant ist, wird diese zusätzlich von einer Photodiode (PD) überwacht. Schwankt die Verstärkung der PM's über einen Zeitraum von mehreren Stunden, so kann die mittels des CAM Systems gemessene Schwankung registriert, und die vom PM gelieferte Signalhöhe in der späteren Analyse korrigiert werden. Bei der oben angegebenen LED–Rate von 1 Hz ergibt sich ein statistischer Korrekturfehler von $\pm$ 0.4 %.

3.2 SPACAL Elektronik

Im allgemeinen liefern Kalorimeter neben der gemessenen Energie noch eine Zeitinformation, die angibt, wann das Ereignis gemessen wurde. Die Aufgaben der SPACAL Elektronik wurden dahingehend erweitert, daß es neben einer genauen Energie– und Zeitmessung

[6]engl.: Computer Aided Monitoring

zusätzlich noch eine Triggerfunktion übernimmt. Anschaulich läßt sich der logische Aufbau des SPACAL in drei Bereiche untergliedern, siehe Abbildung 3.6.

Abbildung 3.6: Untergliederung der SPACAL Elektronik.

Nachdem das Ausgangssignal des SPACAL über ein 17 m langes Kabel – welches als Verzögerungsleitung dient – zur elektronischen Auslese gelangt, wird es dreifach aufgespalten. Das Signal für die Energieauslese wird über einen Vorverstärker und 'Shaper' über ein 'Sample and Hold' an die Analog Digitalwandler (ADC) übergeben.

Über vier digitale Signalprozessoren (DSP), welche eine Nullunterdrückung durchführen, einen elektronischen Kalibrationsfaktor berücksichtigen und die gemessenen Signale geometrisch zuordnen, gelangen diese zur zentralen H1 Datenaquisition (H1 DAQ).

Die Zeitmessung verläuft ähnlich wie die Energiemessung. Hier wird das SPACAL–Signal wieder mittels eines Pulsformers für Zeit Digitalwandler (TDC) aufbereitet. Mittels zweier DSP erfolgt wieder eine Datenreduktion durch Nullunterdrückung. Anschließend gelangt die Zeitinformation zur H1 DAQ. Die Zeitauslese ist über eine programmierbare Logik mit dem Triggerbereich des SPACAL verbunden. Nachdem dort das einlaufende Signal wieder elektronisch aufbereitet wurde, wird es in zwei weitere Bereiche aufgespalten, deren Selektion durch die Zeitmessung im zweiten Bereich geschieht. Da der Zeitpunkt der Elektron–Proton–Wechselwirkung durch die HERA–Referenz Uhr gegeben ist, und der Abstand vom Wechselwirkungspunkt zum SPACAL 1.5 m beträgt, erwartet man den

Eintreffzeitpunkt der bei der $e^+ - P$ Wechselwirkung erzeugten Teilchen nach circa 6 ns. Um diesen erwarteten Zeitpunkt wird ein Zeitfenster von 10 ns gelegt. Ein Signal in diesem Zeitraum nennt man ToF[7]. Teilchen die außerhalb dieses Zeitfensters ihre Energie im SPACAL deponieren werden im sogenannten AToF[8]–Zeitfenster registriert.

Nach dieser Unterscheidung werden die in ToF gemessenen Signale nach physikalisch sinnvollen Ereignissen selektiert. In der elektromagnetischen Sektion des SPACAL sucht man in erster Linie nach Elektronen die unter kleinen Winkeln gestreut werden. Um einen von einem Elektron im SPACAL erzeugten Schauer im SPACAL lokalisieren zu können stehen 320 sogenannte 'sliding windows[9]' zur Verfügung. Die 'sliding windows' summieren die Energie von 4 benachbarten Zellen auf. Ist die Energiesumme größer als eine festgelgte ortsabhängige Energieschwelle (siehe Tabelle 3.2), so wird das 'sliding window' um eine Zelldistanz verschoben. Die Energien der nächsten vier Zellen werden erneut aufsummiert. Diese Elektronik bildet den Grundstock für den SPACAL–IET[10] Trigger.

	IET > 0	IET > 1	IET > 2
Zentrum	4 GeV	6 GeV	15 GeV
Mitte	2 GeV	3.5 GeV	15 GeV
Außen	1 GeV	2 GeV	15 GeV

Tabelle 3.2: Mögliche Triggerschwellen für den SPACAL IET–Trigger. Horizontal: Zur Verfügung stehende Triggerschwellen; vertikal: Differenzierung nach Ort des Elektronschauers.

Dieser Prozeß wird so lange wiederholt bis die Summe aus den vier Zellen des 'sliding windows' maximal ist. Dadurch ist das Zentrum und die grobe Energie des elektromagnetischen Schauers im SPACAL bestimmt.

Übertrifft das IET Signal eine eingestellte Schwelle (siehe dazu Tabelle 3.2), so wird ein Signal an den Zentralen H1–Trigger geleitet, der das Ereignis klassifiziert und den Befehl an die H1 DAQ weiterleitet, um dieses Ereignis auszulesen und zu speichern.

Die im AToF gemessenen Signale stellen Untergrund dar, der im allgemeinen nach Identifizierung unterdrückt wird. In dieser Arbeit wurden diese AToF Signale zur Messung von Halo Myonen benutzt.

[7]engl.: Time of Flight: Innerhalb der Flugzeit
[8]engl.: Anti Time of Flight: Außerhalb der Flugzeit
[9]engl.: gleitende Fenster
[10]engl.: Inclusive Elektron Trigger

4 Kalibration des SPACAL am H1 Detektor

Ein Kalorimeter ist ein Detektor, der ein eindringendes Teilchen absorbiert, und ein elektrisches Signal liefert, dessen Höhe proportional zur Energie des absorbierten Teilchens ist. Bezeichnet man die Teilchenenergie mit E und das Ausgangssignal mit S, so erwartet man folgende Relation:

$$E\,[\mathrm{GeV}] = C\,\left[\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{mV}}\right] \cdot S\,[mV] \tag{4.1}$$

C ist in diesem Fall ein Proportionalitätsfaktor, der das gemessene Signal in eine physikalisch relevante Größe konvertiert und den Kalibrationsfaktor darstellt. Die Bestimmung dieses Faktors nennt sich Kalibration. Wie in Kapitel 3 beschrieben teilt sich die elektromagnetische Sektion des SPACAL in 1192 und die hadronische Sektion in 128 verschiedene Zellen auf. Für jede dieser Zellen muß ein eigener Kalibrationsfaktor $C(i)$ ermittelt werden, da das Ansprechverhalten jeder SPACAL–Zelle von zahlreichen Effekten wie zum Beispiel Lichtausbeute, Lichtkopplung und Unterschieden in der elektrischen Signalumwandlung und Signalführung abhängt. Eine große Genauigkeit der Kalibration ist deshalb von Interesse, da diese die Energieauflösung des SPACAL bestimmt. Erstes Ziel der Kalibration ist ein Abgleich der Signalhöhe jeder Zelle bei gleicher Energiedeposition, und wird relative Kalibration genannt. Darüber hinaus möchte man mit einer absoluten Kalibration die von jeder Zelle gelieferte Signalhöhe skalieren.

Folgende Kalibrationsmethoden des SPACAL stehen am H1–Detektor zur Verfügung:

- Die Photoelektronen Statistik
- Das kinematische Maximum
- Kosmische Myonen
- Protonstrahl Halo Myonen

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Kalibration mit Halo Myonen. Nachdem zunächst die verschiedenen Methoden kurz vorgestellt werden, wird im nächsten Kapitel detailliert auf die Kalibration mit Protonstrahl Halo Myonen eingegangen.

Die Kalibration mit Hilfe des kinematischen Maximums ist in der Lage eine absolute Kalibration zu liefern, da diese Methode Positronen benutzt, deren Energie sehr gut definiert ist. Die Ereignisrate nimmt jedoch mit zunehmendem Abstand von der Strahlachse stark ab. Keine der in diesem Rahmen vorgestellten Methoden ist jedoch dazu in der Lage das gesamte SPACAL alleine vollständig zu kalibrieren.

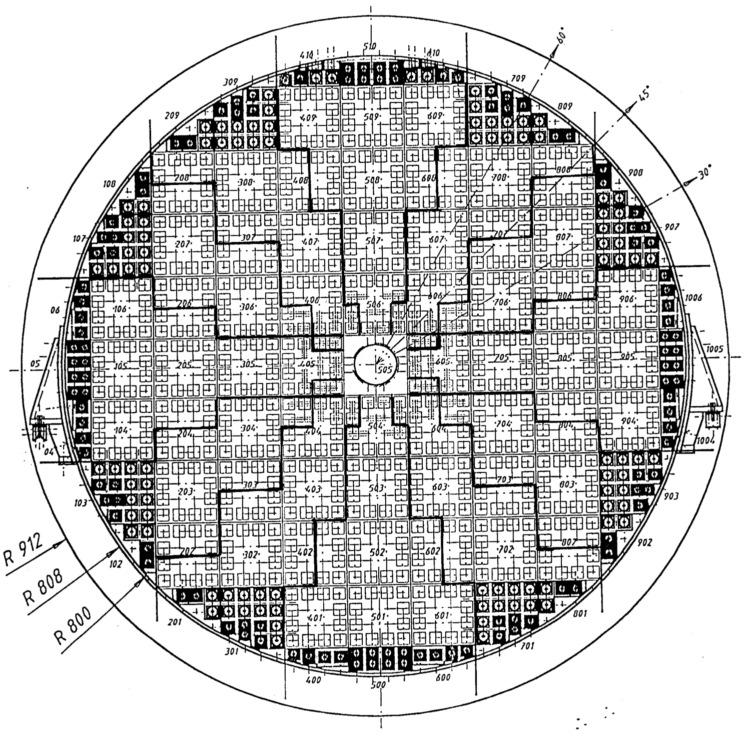


Abbildung 4.1: Anwendungsbereiche der verschiedenen Kalibrationsmethoden am Beispiel des elektromagnetischen SPACAL. Schraffiert: kinematisches Maximum, hell: kosmische Myonen, schwarz: Protonstrahl Halo Myonen.

In Abbildung 4.1 ist dargestellt, welche Methoden für die verschiedenen Regionen des elektromagnetischen SPACAL am besten geeignet sind. Der innere schraffierte Bereich wird mit Hilfe des kinematischen Maximums absolut kalibriert. Für den hellen Bereich liefern die kosmischen Myonen die besten relativen Kalibrationsfaktoren, während der schwarz markierte Bereich von den Halo Myonen am besten kalibriert werden kann. Bei der hadronischen Sektion übernehmen die kosmischen Myonen den inneren Bereich, da die von der Methode des kinematischen Maximums benötigten Positronen das hadronische SPACAL nicht erreichen. Die Kalibration mit Photoelektronen erreicht beispielsweise nicht annähernd die erforderte Präzision, während dies jedoch bei der Methode des kinematischen Maximums der Fall ist. Die letztgenannte Methode hat den Nachteil, daß nur die inneren Zellen des elektromagnetischen SPACAL kalibriert werden können, da für die äußeren Zellen mit der pro Jahr produzierten Luminosität die Anzahl der Ereignisse pro Zelle nicht ausreicht, um eine genügend gute Statistik für eine Kalibration gewährleisten zu können. Bei der Kalibration mit kosmischen Myonen können die Zellen beider Sektionen des SPACAL relativ kalibriert werden, mit Ausnahme der äußeren Region des SPACAL, welches in dem Selektionsalgorithmus zum Aufspüren der kosmischen Myonen begründet liegt. Ein wesentlicher Nachteil dieser Kalibrationsmethode ist, daß mit Hilfe der kosmischen Myonen nur eine relative Kalibration möglich ist. Der Grund dafür liegt darin, daß das Verhältnis der Lichtproduktion eines aufschauernden Elektrons zu einem nicht schauerbildenden Myon nicht bekannt ist. Die Kalibration mit Myonen hat weiterhin den Nachteil, daß sich die Menge der vom Myon deponierten Energie am unteren Ende der für das Kalorimeter ausgelegten Energieskala befindet. Diese Nachteile treffen auch für die Kalibration mittels Protonstrahl Halo Myonen zu. Aufgrund der Geometrie im SPACAL wird von Halo Myonen die sechsfache Energiemenge in der elektromagnetischen Sektion, beziehungsweise das Doppelte in der hadronischen Sektion, deponiert als bei den kosmischen Myonen. Ein Vorteil der Protonstrahl Halo Myonen gegenüber den kosmischen Myonen ist, daß mittels der Halo Myonen auch die radial äußersten Zellen kalibriert werden können, wobei im inneren Teil des SPACAL aufgrund reduzierter Trigger–Möglichkeiten eine nur geringe Anzahl von Ereignissen pro Zelle gemessen wurde. Die verschieden Methoden sollen im folgenden einzeln erläutert werden, wobei ein besonderer Schwerpunkt auf die Kalibrationsmethode mit Protonstrahl Halo Myonen gelegt wird.

4.1 Kalibration mit Photoelektronen

Die Kalibration mit Hilfe von Photoelektronen dient in erster Linie für eine grobe Vorkalibration aufgrund ihrer eingeschränkten Genauigkeit und basiert auf der Nutzung der CAM Kalibrationsmodule. Wie bereits in Kapitel 3 erwähnt, sind an jedem Lichtmischer zwei lichtleitende optische Fasern mit jeweils zwei verschiedenen Leuchtdioden der CAM's verbunden. Auf diese Weise kann ein Lichtpuls mit einstellbarer Amplitude zur Photokathode des PM gelangen, der wiederum eine Messung des Verstärkungsfaktors des PM ermöglicht. Lichtszintillations– und Transporteffekte in den Fasern der Blei–Faser–Matrix bleiben unberücksichtigt. Für einen idealen PM ist die mittlere Signalamplitude $\langle R \rangle$ von Pulsen gleicher Intensität proportional zur Anzahl der Photoelektronen $\langle N_{pe} \rangle$, die an der Photokathode erzeugt werden. Dabei ist V der Verstärkungsfaktor des PM. Die Standardabweichung der Signalamplitude ist proportional zur Quadratwurzel der Anzahl der Photoelektronen [Ste95]:

$$\langle R \rangle = V \cdot \langle N_{pe} \rangle \quad \text{und} \quad \sigma_R = V \cdot \sqrt{\langle N_{pe} \rangle} \tag{4.2}$$

mit V als Verstärkungsfaktor des PM.

Variiert man die Lichtintensität der Leuchtdioden in den CAM–Modulen und mißt dabei die Größen $\langle R \rangle$ und σ_R^2, so erhält man eine charakteristische Gerade wenn man σ_R^2

Abbildung 4.2: Aus dem Mittelwert des für jeden PM gemessenen Signals und dessen Standardabweichung läßt sich auf die Verstärkung des jeweiligen PM schließen.

gegen $\langle R\rangle$ aufträgt. Aus der Steigung dieser Geraden aus Abbildung 4.2 erhält man mit

$$V = \frac{d\sigma_R^2}{d\langle R\rangle} \tag{4.3}$$

die Verstärkung V des jeweiligen PM. Bei diesem Verfahren wird angenommen, daß die Anzahl der Photoelektronen an der Photokathode des PM unabhängig von dessen Verstärkung V ist. Somit umgeht man Schwankungen in der an die Photokathode gelangten Anzahl der Photoelektronen bedingt durch Lichtverluste im Fasermaterial.

Die Annahmen der obigen beiden Gleichungen sind stark vereinfacht. Deshalb müssen für eine genauere Bestimmung der Verstärkung folgende Korrekturen vorgenommen werden [Hao92]:

$$\langle R\rangle_{real} = \langle V\rangle \cdot \langle N_{pe}\rangle + P \tag{4.4}$$

wobei P das Pedestal Signal ist. Die beobachtete Standardabweichung $\sigma^2_{R\,real}$ wird beschrieben durch

$$\sigma^2_{R\,real} = \langle V\rangle^2 \cdot \langle N\rangle + \langle V\rangle^2 \cdot \langle N\rangle \cdot (1 + \delta^2_{EEA}) + \sigma^2_{elek} \tag{4.5}$$

Der erste Term beschreibt die statistischen Fluktuationen des Lichtsignals, der zweite Term ist gegeben durch statistische Fluktuationen der Elektronvervielfachung im Dynodensystem und σ_{elek} beschreibt den elektronischen Rauschpegel. Der Faktor δ_{EEA} muß durch eine Messung explizit bestimmt werden, und in die Berechnung des Verstärkungsfaktors implementiert werden. Der Faktor δ_{EEA}[1] ist folgendermaßen definiert:

$$\delta_{EEA} = \frac{\sigma_{EEA}}{R_{EEA}} \tag{4.6}$$

[1] EEA: Einzel Elektron Ansprechverhalten an den Dynoden des PM

Wendet man dieses Verfahren auf jede der 1192 elektromagnetischen und 128 hadronischen Zellen an, so erhält man die Verstärkungsfaktoren V. Mit dieser Methode konnte das SPACAL auf 17 % [App95] genau kalibriert werden. Angestrebt wird eine Genauigkeit von 0.5 %. Daher ist die Kalibration mittels der Photoelektronenstatistik nur eine grobe Vorkalibration.

4.2 Kalibration mit Hilfe des kinematischen Maximums

Ein Ereignis der tiefinelastischen Streuung (DIS) kann in der kinematischen Ebene (Abbildung 4.3), mit den Achsen $x_{Bjorken}$ und Q^2, dargestellt werden.

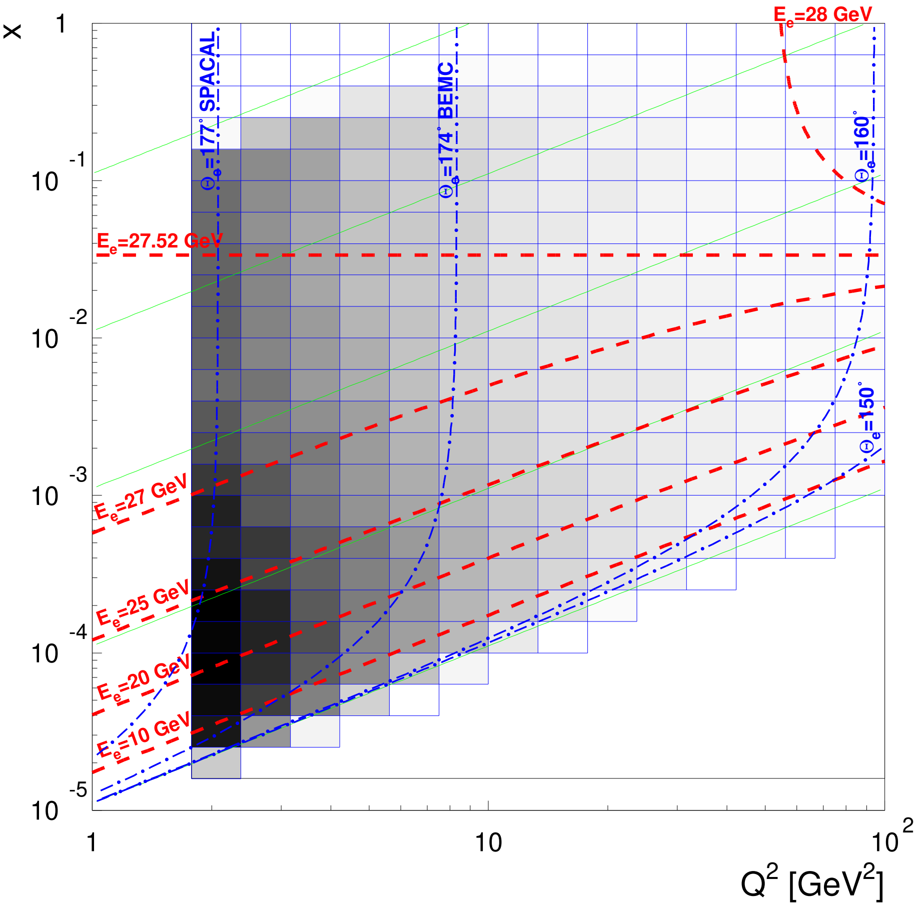


Abbildung 4.3: Die x–Q^2 Ebene [Bru95].

Zieht man in dieser Ebene eine Linie konstanter Energie für das gestreute Elektron, so läßt sich eine Besonderheit feststellen. Es existiert exakt nur eine einzige isoenergetische Linie, welche parallel zur Q^2 - Achse verläuft. Diese Linie besitzt einen Wert für $x_{Bjorken}$

von etwa 0.033. Multipliziert man diesen Wert mit der Proton Energie von 820 GeV, so erhält man die Positron Strahlenergie von 27.5 GeV. Bei einem $x_{Bjorken} \approx 0.033$ ist das Schwerpunktsystem bestehend aus Positron und Quark im Proton identisch mit dem H1 Laborsystem. Das führt dazu, daß die Energie des am Proton inelastisch gestreuten Positrons unabhängig vom Streuwinkel θ_e ist. Die gemessene Verteilung der Energie des gestreuten Positrons mit einem Maximum bei der Energie von 27.5 GeV ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Diese Erhöhung nennt man das kinematische Maximum. Das kinematische Maximum wird demnach von den an Quarks gestreuten Positronen er-

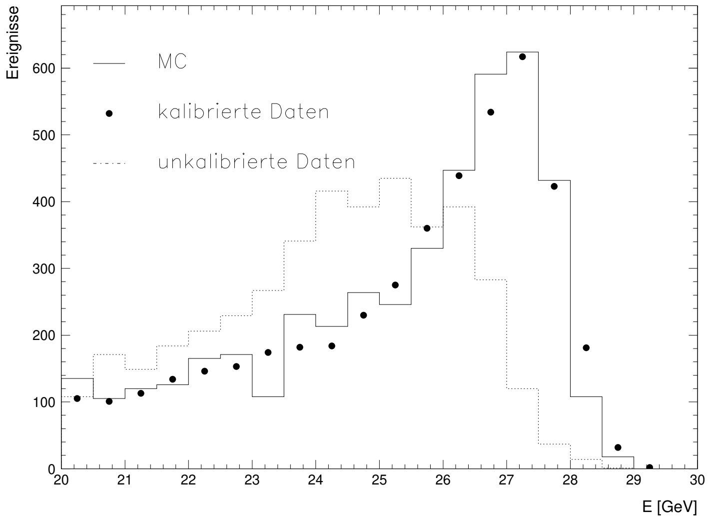


Abbildung 4.4: Das kinematische Maximum. Die durchgezogene Linie gibt die Monte Carlo Simulation (DJANGO 6) wieder. Die gestrichelte Linie beschreibt die gemessenen Daten ohne Kalibration während die Punkte die kalibrierten Daten zeigen.

zeugt, dessen Impulsanteil im Proton äquivalent zur Positron Strahlenergie ist. Diese charakteristische Eigenschaft des kinematischen Maximums kann für Kalibrationszwecke genutzt werden. Die Lage des kinematischen Maximums hängt nicht vom Ort der Messung ab und wird demnach von jeder Zelle des SPACAL verifiziert werden können. Da man das kinematische Maximum bei einem Energiewert von 27.5 GeV erwartet, kann für eine abweichende Messung einer einzelnen SPACAL–Zelle ein Kalibrationsfaktor berechnet werden. Das geschieht indem man den theoretisch zu erwartenden Energiewert E_{theo} durch den gemessenen Energiewert $E(i)_{gem}$ teilt.

$$C(i) = \frac{E_{theo}}{E(i)_{gem}} \tag{4.7}$$

Zur praktischen Durchführung existieren verschiedene Methoden. Zum Beispiel wird in einer Methode verlangt, daß 80 % der Energie des Positronschauers in einer einzigen Zelle deponiert sein muß. Das setzt vorraus, daß bei einem Molière Radius von $R_M = 2.5\,cm$ [DESY95-165] das Positron eine SPACAL–Zelle in der näheren Umgebung des Zentrums treffen muß. Die Wahrscheinlichkeit für ein derartiges Ereignis ist relativ gering und man benötigt daher eine große Anzahl von Ereignissen um eine genaue Kalibration zu gewährleisten. Eine andere Methode, die diesen Nachteil ausgleicht, basiert auf dem Prinzip, daß 16 benachbarte Zellen mit einem Ereignis gleichzeitig kalibriert werden können. Auf eine detaillierte Beschreibung dieser Methode [Sti95] soll an dieser Stelle verzichtet werden.

Da das kinematische Maximum durch die Strahlenergie E_{e^+} eine Skala vorgibt, eignet sich diese Methode zur absoluten Kalibration. Allerdings kann mit Hilfe dieser Methode nur die elektromagnetische Sektion des SPACAL kalibriert werden, da die gestreuten Positronen vollständig im elektromagnetischen SPACAL absorbiert werden. Ein Vorteil dieser Methode ist, daß die Kalibration im gleichen Bereich der Energieskala erfolgt, wo auch die für die Messung der Proton Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ interessanten Ereignisse erwartet werden. Ein Nachteil dieser Methode besteht darin, daß nur der innere Bereich des elektromagnetischen SPACAL kalibriert werden kann. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt können die innersten 650 von 1192 Zellen hinreichend genau kalibriert werden. Die Kalibrationsfaktoren sind dabei mit einem systematischen Fehler von bis zu 2 % behaftet [Mey95]. Radial nach außen nimmt der statistische Fehler der SPACAL Kalibrationsfaktoren stetig zu, da nach dem Rutherford'schen Streugesetz die Ereignisrate I unter größeren Winkeln ϑ relativ zur Strahlachse proportional mit

$$f(I) \sim \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \tag{4.8}$$

abnimmt. Daher werden für den äußeren Bereich des elektromagnetischen SPACAL und für die komplette hadronische Sektion andere Methoden zur Kalibration benötigt.

4.3 Kalibration mit kosmischen Myonen

Kosmische Höhenstrahlung hat ihre Ursache unter anderem in Super Nova Explosionen. Die dort entstehenden Hadronen, zum Beispiel π^+, π^- und π^0, wechselwirken in der Erdatmosphäre und erzeugen hadronische Schauer, die wiederum durch π und K–Zerfälle Myonen erzeugen. Die kosmischen Myonen treffen mit einer Rate von 110 Hz/m^2 [RPP94] auf der Erdoberfläche auf. Aufgrund ihrer Häufigkeit eignen sich kosmische Myonen sehr gut für eine Kalibration. Ein kosmisches Myon, welches das elektromagnetische SPACAL durchquert ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

Für das Energiespektrum minimal ionisierender Teilchen erwartet man eine Landau–Verteilung. Für ein Myon, welches das SPACAL senkrecht durchquert erwartet man in der elektromagnetischen Sektion eine Energiedeposition von $\Delta\mathrm{E} = 55\ MeV$ bzw. $\Delta\mathrm{E} = 200\ MeV$ in der hadronischen Sektion pro Zelle. Die geringe Energiedeposition des MIP im SPACAL erschwert deren Nachweis, da das gemessene Signal nur geringfügig über dem des Rauschpegels liegt. Zur Registrierung kosmischer Myonen setzt man den

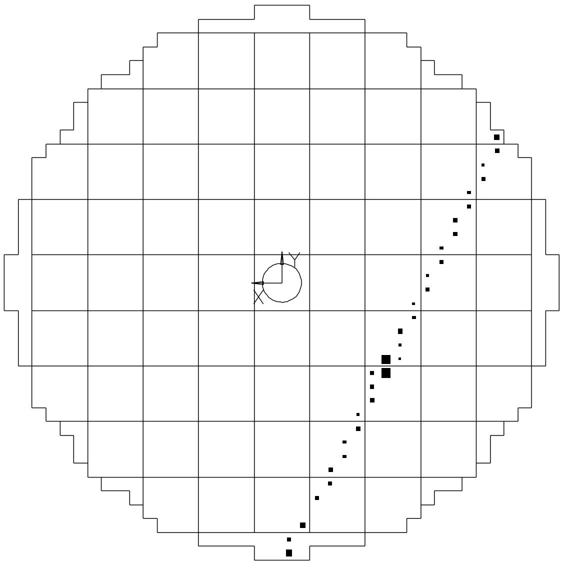


Abbildung 4.5: Kosmisches Myon im elektromagnetischen SPACAL.

IET–Triggers auf eine Energieschwelle von 300 MeV. Von den gemessenen Daten werden Ereignisse selektiert, deren Spur mindestens durch fünf Zellen (ΔE > 275 MeV) verläuft. Die erwarteten Energiedepositionen eines kosmischen Myons pro Zelle beziehen sich auf eine senkrechte Spur, das heißt, daß ein Myon in jeder elektromagnetischen Zelle des SPACAL eine Strecke von 4.05 *cm* zurücklegt, bzw. 12.0 *cm* in der hadronischen Sektion. Da die kosmischen Myonen das SPACAL auch unter anderen Winkeln durchqueren, muß eine Spurlängenkorrektur vorgenommen werden. Die Rekonstruktion der Myonspur hat Probleme an der Ein– und Austrittszelle im SPACAL. Dort kann die pro Zelle durchquerte Weglänge des Myons nicht bestimmt werden. Das führt zu einer Verfälschung des Ansprechverhaltens dieser Zellen. Daher können die Randzellen des SPACAL mit Hilfe dieser Methode nicht kalibriert werden. An das Energiespektrum jeder Zelle wird anstatt einer Landaufunktion eine Gaußfunktion zur Bestimmung des Maximums der Energiedeposition angepaßt (siehe auch Abbildung 4.6).

Der Vorteil der Kalibration mit kosmischen Myonen liegt in der großen Ereignisrate. Dadurch erreicht man nach wenigen Stunden Meßzeit genügend Statistik, um speziell in der hadronischen Sektion Kalibrationfaktoren mit einer Genauigkeit von bis zu 1 % bestimmen zu können. Ein weiterer Vorteil liegt darin, daß man mit einem Ereignis, das heißt mit einer gemessenen Spur, Energiewerte für mehrere Zellen erhält. Ein Nachteil dieser Methode ist die geringe Energiedeposition pro Zelle. Die gemessenen Energiewerte liegen nur knapp über der Schwelle des Rauschpegels von etwa 20 MeV. Da man mit dem SPACAL Energiewerte von bis zu 30 GeV messen möchte, liegt man bei der Berechnung der Kalibrationsfaktoren am unteren Ende der Energieskala. Die Randzellen des SPACAL können auch mit dieser Methode nicht kalibriert werden. Weiterhin ist die

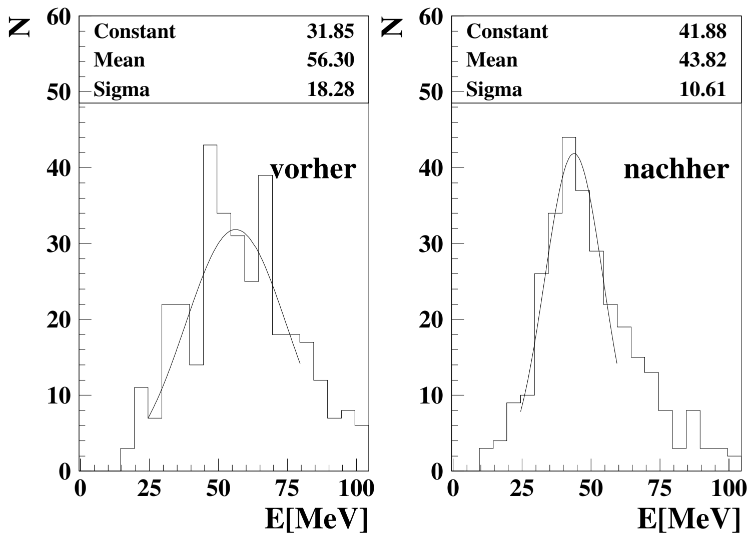


Abbildung 4.6: Energieverteilung der kosmischen Myonen in einer Zelle des elektromagnetischen SPACAL vor und nach einer Spurlängenkorrektur.

Datennahme von kosmischen Myonen für das SPACAL am H1–Detektor nicht während Luminositätsbetrieb möglich, da der Strahluntergrund zu hoch ist.

Da die bisher besprochenen Methoden zusammen nicht in der Lage sind, eine vollständige Kalibration beider SPACAL Sektionen durchzuführen ist eine weitere Methode notwendig, die diese Lücke schließt. Im folgenden soll gezeigt werden, daß die Kalibration mit Protonstrahl Halo Myonen dafür geeignet ist.

4.4 Kalibration mit Protonstrahl Halo Myonen

Die Kalibration mit Protonstrahl Halo Myonen bietet zu den zuvor vorgestellten Kalibrationsmethoden eine wesentliche Ergänzung. Die Kalibration mit der Methode, die im folgenden vorgestellt werden soll, setzt ihren Schwerpunkt dabei auf eine Kalibration der äußeren Zellen des SPACAL. Diese Methode benutzt Myonen, welche durch die Kollision von Protonen mit im Strahlrohr befindlichen Restgasmolekülen oder Strahlkollimatoren entstehen. Die Endprodukte der hadronischen Schauer dieser Kollisionen sind unter anderem Myonen, die bei genügend hoher Energie als minimal ionisierende Teilchen den gesamten H1–Detektor durchdringen.

Halo Myonen erreichen den Detektor gleichzeitig mit dem Protonstrahl und durchqueren das SPACAL im AToF Zeit–Fenster. Obwohl ein Halo Myon–Ereignis leicht zu triggern ist, besteht die Schwierigkeit, dieses Myon im SPACAL zu lokalisieren, da gleichzeitig noch hadronischer Untergrund das SPACAL erreicht. Die Halo Myonen durchdringen den H1–Detektor unter kleinen Winkeln in nahezu waagerechter Richtung. Dies führt im Gegensatz zu den kosmischen Myonen zu einer größeren Energiedeposition in einer

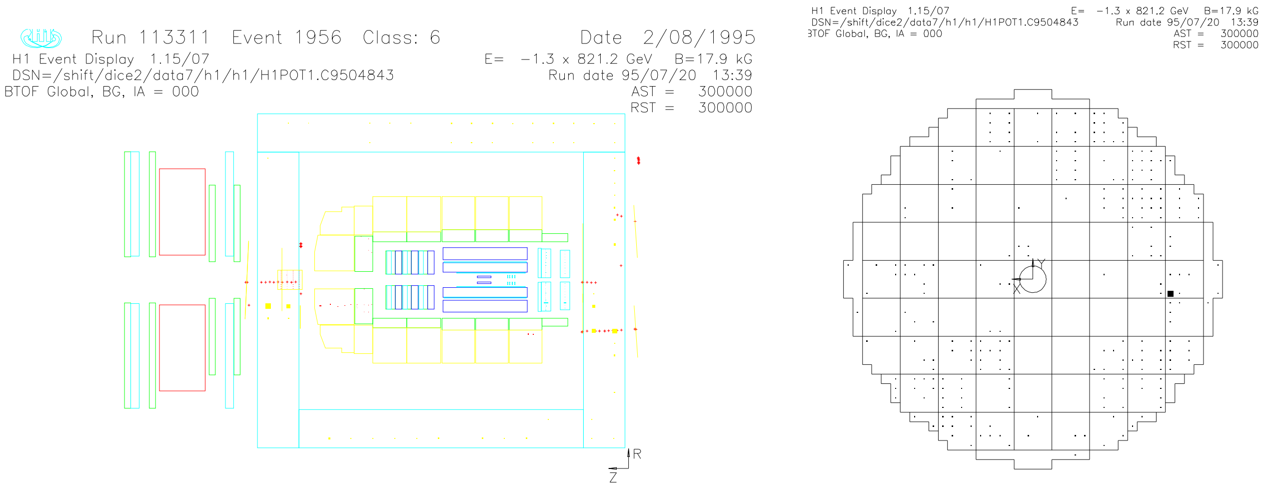


Abbildung 4.7: Links: Halo Myon Ereignis in einer Seitenansicht des H1–Detektors. Rechts: Das Halo Myon markiert als Energiereichste Zelle im elektromagnetischen SPACAL in der Frontalansicht.

SPACAL Zelle, die weiter vom Rauschpegel entfernt ist. Da man mit H1 die Möglichkeit besitzt, mittels der Endkappen aus instrumentiertem Eisen Teilchenspuren zu messen, können die dort gemessenen Spuren in das SPACAL extrapoliert werden. Ein Beispiel eines Halo Myon Ereignisses ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Das gemessene Signal der so bestimmten Zelle im SPACAL liefert eine Energieverteilung, die sich mit einer Landau–Verteilung beschreiben läßt. Die Lage des Maximums dieser Energieverteilung wird mit der theoretisch zu erwartenden Maximumslage verglichen. Daraus wird wie bei den kosmischen Myonen und dem kinematischen Maximum ein Kalibrationsfaktor $C(i)$ für diese Zelle berechnet.

Die Vorteile dieser Kalibrationsmethode bestehen darin, daß damit Zellen in beiden Sektionen des SPACAL kalibriert werden können, wo andere Methoden versagen. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß eine Möglichkeit gefunden wurde, Halo Myon Ereignisse während Luminositätsbetrieb messen zu können.

Alle weiteren Details zum Trigger, zur Ereignisselektion, zur Analyse und letztendlich zur Berechnung der Kalibrationsfaktoren $C(i)$ sollen im nächsten Kapitel ausführlich diskutiert werden.

Kalibration des SPACAL mit Halo Myonen 5

Im vorangegangenen Kapitel wurden verschiedene Kalibrationsmethoden des SPACAL im H1 - Detektor vorgestellt. An dieser Stelle soll die Kalibration mit Halo Myonen detailliert dargestellt werden. Hier werden Trigger zur Messung von Halo Myonen am H1–Detektor, eine Ereignisselektion der Halo Myonen im SPACAL und die gemessenen Eigenschaften der Halo Myonen im SPACAL diskutiert.

5.1 Ereignisselektion

Protonstrahl Halo Myonen entstehen aus einer Wechselwirkung von Protonen aus dem Halo des Protonpaketes mit im Strahlrohr befindlichen Restgasmolekülen oder Strahlkollimatoren. Die Halo Myonen begleiten den Protonstrahl und treten am Experiment als Strahluntergrund auf. Da die Halo Myonen den H1–Detektor nahezu parallel durchqueren können diese in verschiedenen Detektorkomponenten registriert werden.

5.1.1 Trigger für Halo Myonen

Da Untergrundereignisse für physikalische Messungen prinzipiell unerwünscht sind, müssen sie demnach durch Trigger selektiert und verworfen werden. Die minimal ionisierenden Halo Myonen durchqueren bei genügend hohem Impuls, im Gegensatz zu Elektronen und Hadronen, den gesamten H1–Detektor. Der allgemein übliche Trigger s20/s21[1] zur Selektion von Halo Myonen setzt sich aus einer Koinzidenz von Veto–Wand und den vor– sowie rückwärtigen Streamerkammern, von denen bis zu neun Lagen im Eisenjoch des H1–Detektors installiert sind, zusammen. Die Veto–Wand besteht aus zwei senkrechten Szintillator Ebenen die sich überlappen. Der innere Bereich der Veto–Wand mit einer Fläche von circa 1 m^2 liegt in Protonflugrichtung 8.1 m [H193] vor dem Wechselwirkungspunkt und reicht bis zu 11 cm an den Protonstrahl heran. Die äußere Veto–Wand befindet sich 6.5 m vor dem Wechselwirkungspunkt, mit den Ausmaßen von 5×4 m^2

[1] 's' steht hier für Subtrigger

und deckt nahezu die gesamte Fläche des flüssigen Argon Kalorimeters ab. Der Trigger s20/s21 war ursprünglich darauf ausgelegt, das flüssig Argon Kalorimeter mittels Halo Myonen zu kalibrieren. Für die Kalibration des SPACAL mit Halo Myonen birgt dieser Trigger aber Nachteile.

Der Trigger s20/s21 überdeckt die zehnfache Fläche des SPACAL. Die Effizienz für Halo Myonen im SPACAL von allen gemessenen Ereignissen beträgt daher nur circa 10 %. Der speziell für die Kalibration des SPACAL mit Halo Myonen konzipierte Trigger s9/s10 ersetzt die rückwärtigen Streamerkammern des H1–Detektors durch die BDC. Einige Driftkammer Segmente in den acht Lagen der BDC weisen Ineffizienzen auf. Daher wird nur das Ansprechen von drei beliebigen Segmenten aus acht Lagen der BDC gefordert[2] um den Trigger für dieses Ereignis auszulösen. Dieser Trigger erhöht die Rate der Halo Myonen im SPACAL auf circa 80 %. Ein Nachteil dieses Triggers liegt in dem um 10.5 cm geringeren Radius der BDC gegenüber dem SPACAL begründet. Ein Vergleich der gemessenen Halo Myon Verteilung mit den verschiedenen Triggern ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Die Halo Myon Ereignisse sind nicht gleichmäßig über die Fläche des SPACAL

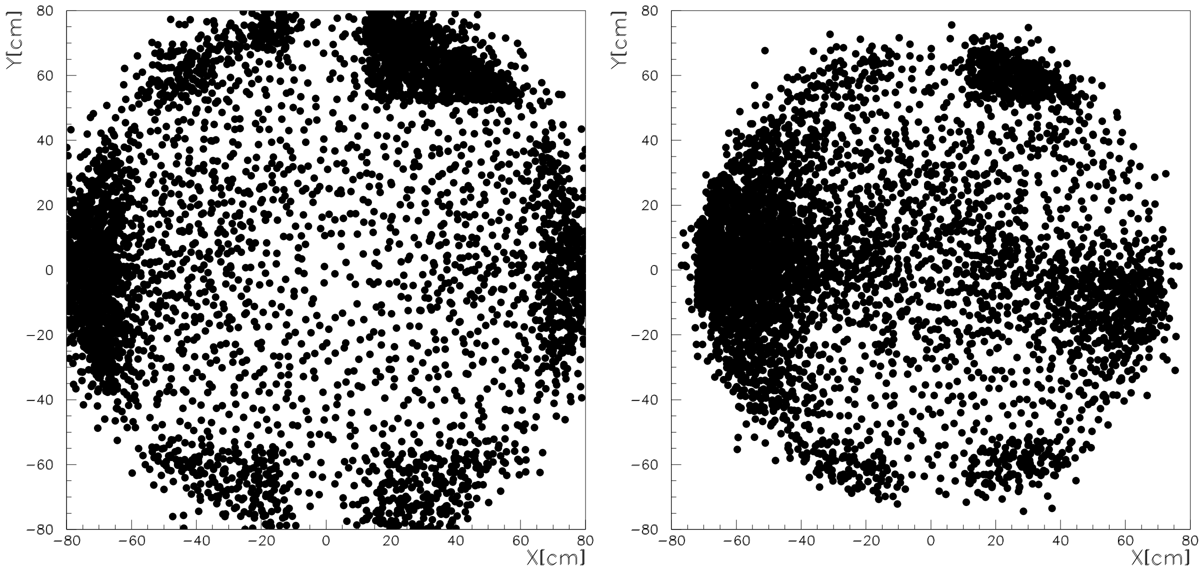


Abbildung 5.1: Links: Extrapolierte Halo Myonen im SPACAL ermittelt durch Trigger s20/s21; rechts: Trigger s9/s10

verteilt, da die inneren Bereiche der Streamerkammern nicht im Trigger implementiert sind. Die Koordinaten der nicht im Trigger enthaltenen Streamerkammern konnten mit der scharf begrenzten quadratischen Struktur, wie es links in Abbildung 5.1 verdeutlicht ist, in der Halo Myon Verteilung im SPACAL verifiziert werden. Darüberhinaus sieht man

[2] Dieser BDC–Trigger trägt die Bezeichnung BDC_or

in Abbildung 5.1 rechts weitere diffuse Bereiche geringerer Halo Myonen Rate in den Randbereichen des SPACAL. Diese zusätzlichen Lücken in der zu erwartenden Gleichverteilung werden von der BDC verursacht. Inaktive oder ineffiziente Segmente aus acht verschiedenen Lagen der BDC sind für diese Erscheinung verantwortlich, wie eine Überprüfung der Koordinaten der defekten BDC Segmente ergab. Daß dennoch Halo Myonen in Bereichen geringer oder nicht vorhandener Triggereffizienz im SPACAL nachgewiesen werden, liegt daran, daß gleichzeitig mehrere Halo Myonen das SPACAL durchdringen. Dabei reicht es aus, wenn der Trigger von einem Halo Myon ausgelöst wurde. Innerhalb der Datennahme Periode von 1995 stand kein adäquater Trigger zur Verfügung, der es ermöglichte, auch im inneren Bereich des SPACAL eine ausreichende Anzahl von Halo Myonen messen zu können. Daher können die zentralen Bereiche beider SPACAL Sektionen nicht mit Hilfe der Halo Myonen kalibriert werden. Für die Datennahme Periode von 1996 sind Verbesserungen geplant, die es ermöglichen sollen auch im inneren Bereich des SPACAL eine große Anzahl an Halo Myonen messen zu können.

5.1.2 Ereignisrate

Die gemessene Rate der Halo Myon Ereignisse mit dem Trigger s20/s21 ist direkt proportional zum Protonstrom im HERA–Ring. Bei einem Protonstrom von 68 mA wurde eine Ereignisrate von 12 Hz beobachtet, während bei einem Protonstrom von 50 mA eine Ereignisrate von 8 Hz gemessen wurde. Die Trigger Effizienz von s20/s21 für Halo Myonen im SPACAL beträgt 10 %, was zu einer effektiven Rate von 1 % führt. Zeitweise konnte am H1–Detektor eine Halo Myon Rate von 95 Hz aufgezeichnet werden. Der Grund dieser um einen Faktor zehn gestiegenen Rate lag in Tests am HERA B Experiment. Dort wurde zu dieser Zeit ein Cu/Al–Drahtgeflecht an den Protonstrahl angenähert, um mit Protonen aus dem Halo des Strahlpakets schwere B–Mesonen erzeugen zu können. Am Ende der Zerfallskette der dort entstehenden Hadronen finden sich die Myonen, die dann als Halo Myonen im H1–Detektor beobachtet werden können.

Der Vorteil des Triggers s9/s10 besteht darin, daß dieser während Luminositätsbetrieb eingesetzt werden kann ohne den eigentlichen Meßbetrieb zu stören, was in seiner Effizienz für Halo Myonen im SPACAL begründet liegt. Während Luminosität werden mit dem Trigger s9/s10 Halo Myonen mit einer festgelegten Rate von circa 0.2 Hz aufgezeichnet. Dadurch werden pro Woche durchschnittlich 30000 Halo Myon Ereignisse gemessen.

Der Trigger s20/s21 überdeckt den äußeren SPACAL Bereich. Der Nachteil dieses Triggers ist dessen geringe Effizienz für Halo Myonen im SPACAL. Um während Luminosität mehr Ereignisse zu erzielen, müßte dessen Meßzeit erhöht werden, was im Konflikt zur eigentlichen Aufgabe des H1–Detektors steht. Daher kann eine Datennahme mit dem Trigger s20/s21 nur außerhalb der regulären Meßzeit stattfinden. Die in der Praxis auftretende Zeitspanne von einer Stunde bis drei Stunden zwischen Protoninjektion und Positroninjektion steht für eine mögliche Datennahme nicht zur Disposition. In dieser Phase besteht aufgrund von Strahlinstabilitäten die Möglichkeit eines Strahlverlustes, und damit die Gefahr einer Beschädigung von empfindlichen Detektorsubgruppen.

Um das SPACAL für eine Kalibration mit Halo Myonen optimal ausleuchten zu können, ist daher eine kombinierte Anwendung der Trigger s9/s10 und s20/s21 notwendig.

5.2 Selektion von Halo Kandidaten im SPACAL

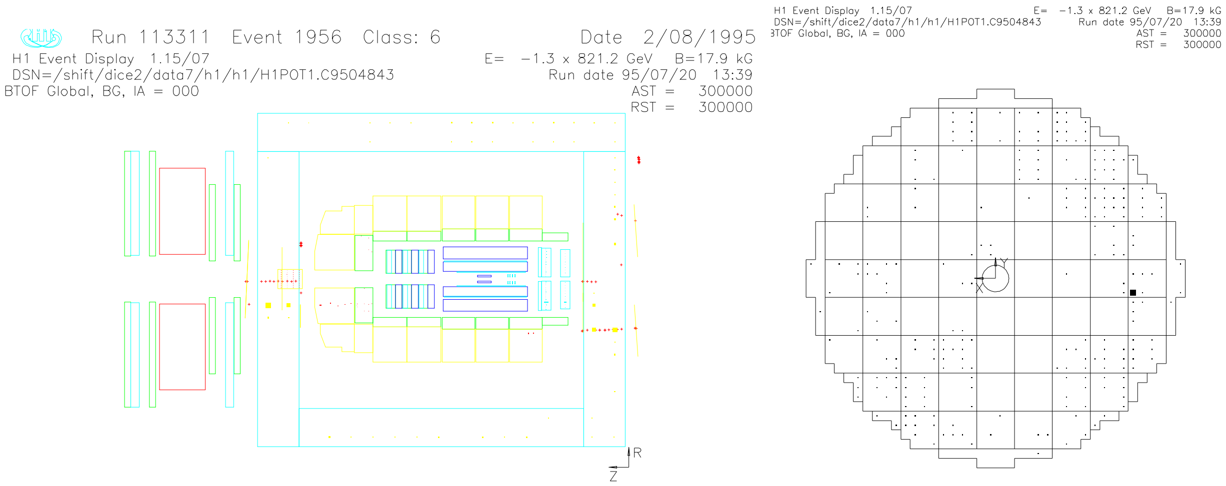


Abbildung 5.2: Links: Halo Myon Ereignis in einer Seitenansicht des H1–Detektors. Rechts: ein das Halo Myon begleitender hadronischer Schauer in der SPACAL Frontalansicht.

Nachdem die Halo Myon Ereignisse getriggert wurden, folgt die Selektion der MIP's im SPACAL. Da die Halo Myonen von einem hadronischen Schauer begleitet werden, ist damit im allgemeinen eine große Energiedeposition im SPACAL verbunden. Hinzu kommen noch geringe Energieeinträge durch elektronisches Rauschen. Untersuchungen haben ergeben, daß ein Energie Schnitt von 20 MeV sinnvoll ist, um letzteres zu unterdrücken. In Abbildung 5.3 ist links für 2238 Ereignisse gezeigt, daß im Mittel 280 Zellen im elektromagnetischen SPACAL eine Energiedeposition von $E > 0.0\,MeV$ haben. Im Vergleich dazu Abbildung 5.3 rechts, wo für die selben Ereignisse im Mittel nur 26 Zellen des elektromagnetischen SPACAL eine Energiedeposition von $E > 20\,MeV$ haben. Die großen Energiedepositionen durch hadronische Schauer erschweren die Suche nach Halo Myonen im SPACAL und machen einen Selektionsalgorithmus notwendig. Abbildung 5.2 gibt

Abbildung 5.3: Links: Anzahl der Zellen im elektromagnetischen SPACAL mit einer Energiedeposition von E $>$ 0 MeV pro Zelle, rechts: mit einer Energiedeposition von E $>$ 20 MeV pro Zelle.

ein Beispiel zur Illustration und zeigt eine Seitenansicht des H1–Detektors. In diesem typischen Ereignis kann man die Spuren des Halo Myons in den Endkappen erkennen. Betrachtet man sich beide SPACAL Sektionen in der Seitenansicht in Abbilddung 5.2, so werden dort hohe Energiedepositionen sichtbar, die sich in der Größenordnung von 100 GeV bewegen. Ziel der Ereignisselektion ist es, das Halo Myon, welches im Mittel circa 300 MeV in einer SPACAL Zelle deponiert, aus dem Untergrund herauszuarbeiten.

Die grundlegende Idee der Ereignisselektion beruht auf einer Extrapolation der von den Streamerkammern gemessenen Spuren im Eisenjoch. Mittels linearer Regression an vier gemessenen Koordinaten im H1–Detektor wird der Eintreffort des Halo Myons im SPACAL ermittelt. Die vier Meßpunkte für die Extrapolation werden von der BDC von den vor– und rückwärtigen Streamerkammern sowie von den vorwärts Myon Streamerkammern geliefert. Eine schematische Darstellung dieser Methode ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

Da Untergrundereignisse den H1–Detektor gleichzeitig mit den Halo Myonen erreichen, können mehr als vier Meßpunkte für die lineare Regression zur Verfügung stehen. Der Algorithmus der linearen Regression wird für jede Permutation von Koordinatensätzen aus den vier H1–Subdetektoren einmal durchlaufen, da gleichzeitig mehr als ein Halo Myon den H1–Detektor durchqueren kann. Um die Rechenzeit zu minimieren werden im vorraus Koordinaten ausgeschlossen, die für eine mögliche Halo Myonspur unwahrscheinlich sind. Für die Koordinatenselektion werden nur die Koordinaten aus den Streamerkammern betrachtet, da von diesen Kammern die größte Zahl an Koordinaten für die Analyse gelie-

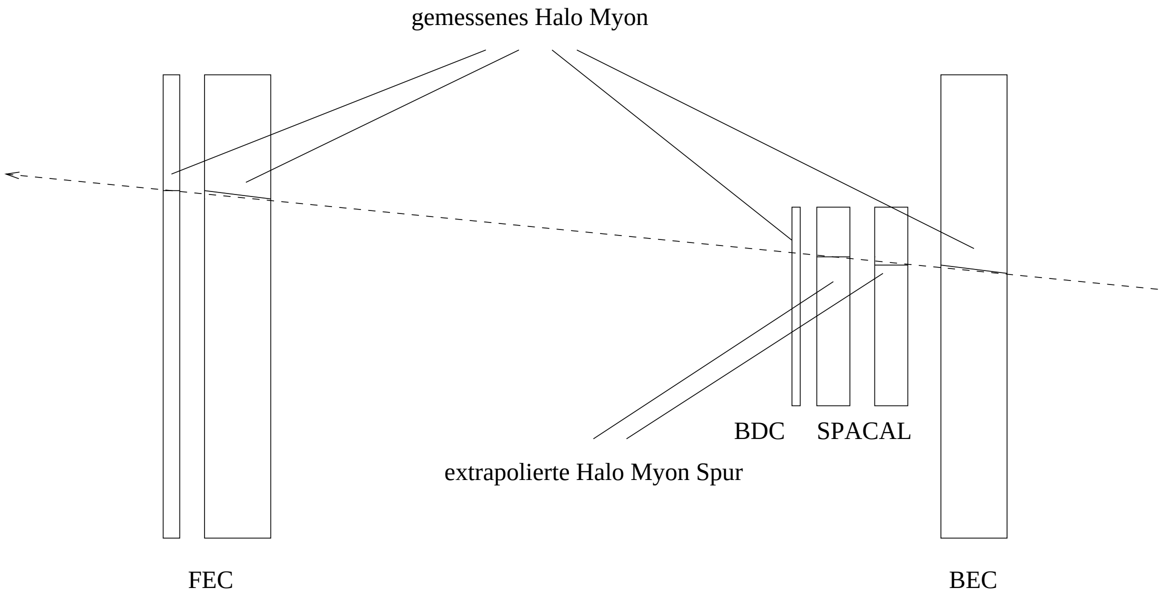


Abbildung 5.4: Schematische Methode zur Extrapolation der Halo Myon Spur in das SPACAL.

fert werden. Die lineare Regression wird daher nur an Punkten im Eisenjoch durchgeführt deren Polar– und Azimutwinkel zueinander innerhalb festgelegter Grenzen sind. Die Verteilungen der Polar– und Azimut–Winkeldifferenzen sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Für Koordinatenpunkte aus dem Eisenjoch, deren Polarwinkeldifferenz $\Delta\,\vartheta\,>\,6°$ oder Azimutwinkeldifferenz $\Delta\,\varphi > \pm\,0.5\,$rad wurde keine lineare Regression durchgeführt. Der Polarwinkelschnitt wird damit begründet, daß ein Halo Myon, welches in einem Winkel von $\vartheta > 6°$ das SPACAL durchdringt nicht im Protonstrahlrohr erzeugt werden konnte, wenn es gleichzeitig den Trigger in der Veto–Wand auslösen soll. Der Azimutwinkelschnitt wird mit der Ablenkung niederenergetischer Teilchen im Magnetfeld der Stärke 1.2 T begründet. Da Myonen eine Energie von mehreren GeV besitzen müssen um nicht im H1–Detektor absorbiert zu werden, entspricht deren Flugbahn durch H1 annähernd einer Geraden.

Nach den $\Delta\vartheta$ und $\Delta\varphi$ Schnitten stehen für die lineare Regression nur dicht beieinander liegende Punkte jeweils im vor– und rückwärtigen Eisenjoch zur Verfügung. Um die Extrapolation des Halo Myon Eintreffortes im SPACAL zu optimieren, wird die Qualität der errechneten Geraden durch den H1–Detektor betrachtet. Dazu wird die Größe χ^2 aus der Summe der Abstandsquadrate aus den gemessenen Punkten $P(gem)$ zur Geraden $P(reg)$ berechnet [RPP94]:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{[P(gem)_i - P(reg)_i]^2}{\sigma_i^2} \tag{5.1}$$

In Abbildung 5.6 ist eine Verteilung der errechneten Werte für χ^2 aufgetragen. Gera-

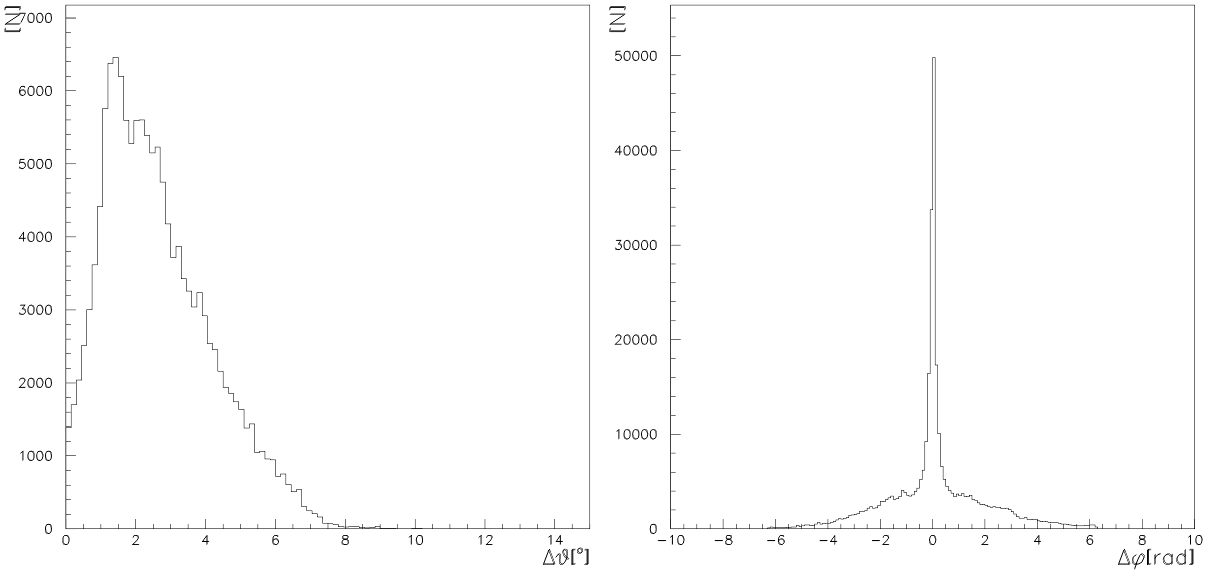


Abbildung 5.5: Winkeldifferenzen der Streamerkammer Koordinaten. Links: mboxPolarwinkel ϑ; rechts: /mboxAzimutwinkel φ.

den deren $\chi^2 > 2.0$ ist wurden in der weiteren Analyse nicht weiter berücksichtigt. Dieser Wert wurde durch Untersuchungen an einer Vielzahl von Einzelereignissen ermittelt. Verblieben nach dem Schnitt mehr als eine mögliche Halo Myon Spur im H1–Detektor so wurde bis auf eine weitere Abfrage davon ausgegangen, daß die Anzahl der das SPACAL durchquerenden Halo Myonen größer als Eins ist. Es kann jedoch der Fall eintreten, daß zwei Punkte im Eisenjoch nur einen Abstand von wenigen Zentimetern haben. Da in diesem Fall das χ^2 in beiden Fällen kleiner 2.0 sein kann besteht die Möglichkeit, daß für ein Halo Myon zweimal der gleiche Energiewert für eine Kalibration der SPACAL Zelle verwendet wird. Um das zu vermeiden, werden am Ende des Selektionsalgorithmus die Zellkoordinaten der Halo Myon Kandidaten verglichen, um Doppeleinträge für die Kalibration auszuschließen.

Obwohl die Einzelmeßpunkte der Streamerkammern und der bis dahin noch unvollständig kalibrierten BDC eine Ortsauflösung im Bereich von 2 mm besitzen, gibt es Ungenauigkeiten bei der linearen Regression. Die Koordinaten die von den Streamerkammern geliefert werden, resultieren vom gemessenen Endpunkt der darin gemessenen Spur, und nicht von dessen Schwerpunkt. Vielfachstreuung im Eisenjoch bleibt dabei unberücksichtigt. Hinzu kommt die Vielfachstreuung im flüssig Argon Kalorimeter. Auf einer Strecke von 1 m Blei wird ein Teilchen mit einer Energie von 5 GeV nach [RPP94]:

$$\theta_C = \frac{13.6\,\mathrm{MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0}\,[1 + 0.038\ln(x/X_0)] \tag{5.2}$$

mit einer Wahrscheinlichkeit von nahezu 100 % innerhalb eines Winkels von $\theta_C \approx 2.5°$

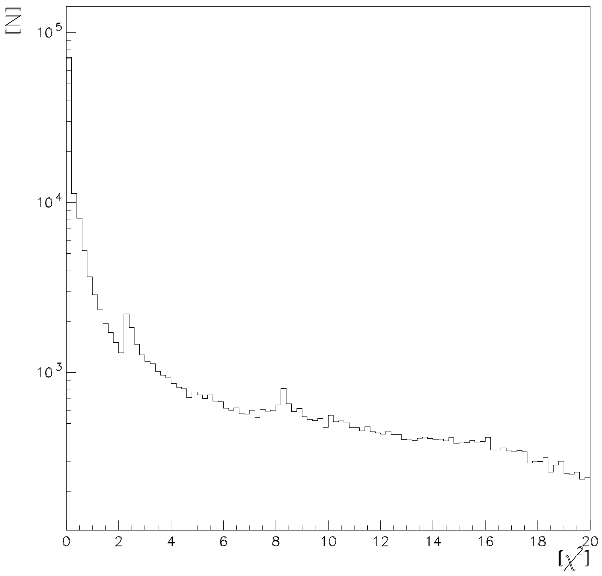


Abbildung 5.6: χ^2–Verteilung der aus der linearen Regression ermittelten Geraden.

abgelenkt werden. Nach Durchlaufen dieser Strecke in Blei kann die Bahn des Myons um bis zu circa 4.4 cm von der ursprünglichen Geraden abweichen.

Aus den oben genannten Gründen kann der Fehler der linearen Regression groß genug sein um die vom Halo Myon durchquerte Zelle im SPACAL mittels der Extrapolation zu verfehlen. Daraus resultiert die Notwendigkeit einer genaueren Betrachtung der geometrischen Umgebung der extrapolierten Zelle, wie in Abbildung 5.7 veranschaulicht ist.

In der elektromagnetischen Sektion werden die 24 umliegenden Zellen der durch die Extrapolation ermittelten SPACAL Zelle nach Halo Myonen abgesucht. In der hadronischen Sektion werden die acht umliegenden Zellen näher betrachtet. Um einen Zellkanditaten zu ermitteln, welcher ein Halo Myon gemessen hat, geht man folgendermaßen vor: Zuerst summiert man die Energie der selektierten neun beziehungsweise 25 Zellen auf. Im nächsten Schritt sucht man die energiereichste Zelle im selektierten Bereich. Wenn deren absorbierte Energie größer ist als 80 % der Energiesumme, wird diese als möglicher Kandidat für den Durchgang eines Halo Myons gewertet. Eine Verteilung der prozentualen Anteile der energiereichsten Zelle aus dem ausgewähltem Bereich ist für die elektromagnetische Sektion (links) und für die hadronische Sektion (rechts) in Abbildung 5.8 aufgetragen. Bei sieben von zehn aller dort aufgetragenen Ereignisse beinhaltet die energiereichste Zelle 100 % der gemessenen Energie in der ausgewählten Region. Die Forderung, daß 80 % der Energiesumme in der energiereichsten Zelle deponiert sein müssen, wurde gewählt um bessere Statistik zu erzielen. Bei fortgeschrittener Datennahme kann der Schnitt bei 95 % gewählt werden. Dieser Schnitt führt auch dazu, daß nur Halo Myonen zur Kalibration zugelassen werden, die mindestens 80 % ihrer Wegstrecke durch eine

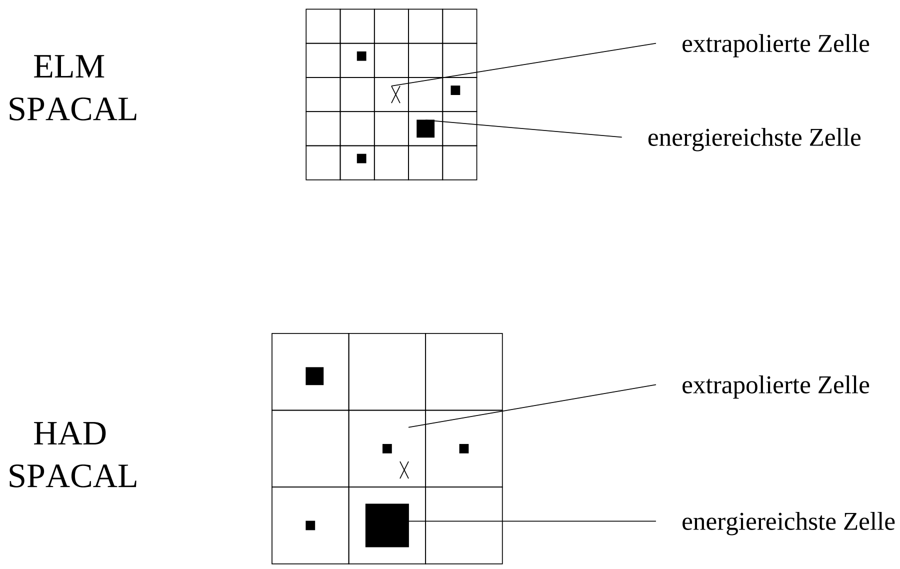


Abbildung 5.7: Geometrische Betrachtung der extrapolierten Umgebung im SPACAL.

Zelle des SPACAL laufen. Bei der späteren Diskussion systematischer Effekte spielt diese Tatsache eine wesentliche Rolle. Die Stufe bei 50 % in beiden Verteilungen in Abbildung 5.8 ist ein prinzipieller Effekt, der durch den Suchalgorithmus nach der energiereichsten Zelle verursacht wird. Durchquert ein Halo Myon das SPACAL in einem Winkel derart, daß jeweils circa die Hälfte der Energiedeposition in der einen und der anderen Zelle erfolgt, so sucht der Algorithmus diejenige Zelle heraus, die eine höhere Energiedeposition mißt. Auf diese Art wird bei einem Schnitt von 80 % sichergestellt, daß das Halo Myon mindestens 80 % seiner Wegstrecke in einer Zelle zurücklegt. Trägt man die gemessenen Energien der durch den oben beschriebenen Algorithmus selektierten Zellen auf, so erhält man für die elektromagnetische und die hadronische Sektion des SPACAL Energiespektren, die in Abbildung 5.9 zu sehen sind. An beide Histogramme wurde eine Landau–Funktion angepaßt. Die asymmetrische Form der Verteilung bestätigt die theoretische Vorhersage. Das Maximum der Landau–Funktion entspricht der wahrscheinlichsten Energiedeposition und liegt für die elektromagnetische Sektion bei 255 MeV, und für die hadronische Sektion bei 383 MeV. Die Differenz in den Energiemaxima erklärt sich durch das unterschiedliche Ansprechverhalten beider SPACAL Sektionen aufgrund der verschiedenen Blei–Faser Verhältnisse. Dabei ist zu beachteten, daß die Verteilung aus den unkalibrierten SPACAL Sektionen resultiert. Nach erfolgreicher Kalibration erwartet man Landau–Verteilungen geringerer Breite. Die Breite der Halo Myon Energieverteilung in der hadronischen Sektion zeigt, daß die Vorkalibration mittels der Photoelektronen Statistik dort nicht so erfolgreich war wie in der elektromagnetischen Sektion.

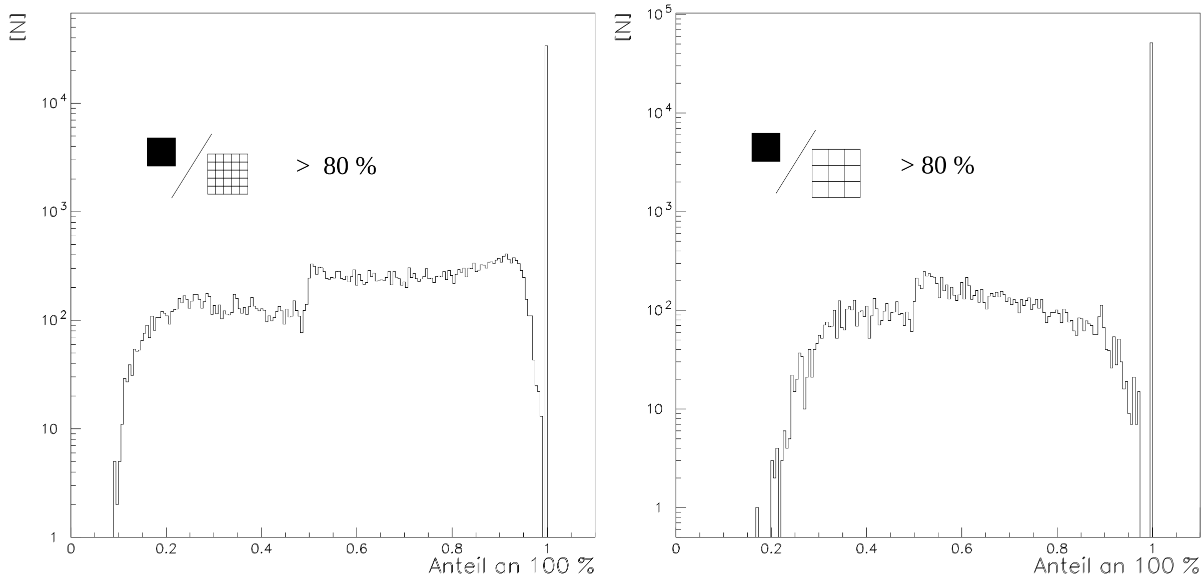


Abbildung 5.8: Prozentuale Verteilung der energiereichsten Zelle im selektierten SPACAL Bereich; links: Verteilung für elektromagnetisches SPACAL; rechts: Verteilung für hadronisches SPACAL.

5.3 Ansprechverhalten des SPACAL auf Halo Myonen

Die Übereinstimmung der gemessenen Energiewerte für beide Sektionen mit den theoretisch zu erwartenden Energiewerten für Halo Myonen im SPACAL sollen in diesem Abschnitt diskutiert werden.

Wie in Kapitel 3 bereits erwähnt, ist das SPACAL ein sogenanntes Sampling Kalorimeter. Fluktuationen der signalerzeugenden Teilchen müssen hierbei berücksichtigt werden. Die Sampling–Fluktuationen liefern für die Genauigkeit der Energieauflösung des Kalorimeters den größten Unsicherheitsfaktor.

Um einen Vergleich der gemessenen Energieverteilung mit der theoretisch zu erwartenden durchführen zu können, müssen die Verhältnisse

$$\frac{E_e}{E_\mu} = \frac{R_e}{R_\mu} \quad \text{und} \quad \frac{E_e}{E_{\text{MIP}}} = \frac{R_e}{R_{\text{MIP}}} \tag{5.3}$$

der Energiedepositionen im SPACAL ermittelt werden. Die Größe R beschreibt hier den in Gleichung 2.24 eingeführten Sampling Anteil. Das ist Notwendig, da die Skalierung der gemessenen Energien im SPACAL auf der Skala der Elektronen erfolgt.

Die theoretisch zu erwartende Energiedeposition für MIP's im SPACAL berechnet sich zu $216.4\,MeV\ \pm\ 10.8\,MeV$ für die elektromagnetische und $242.4\,MeV\ \pm\ 12.1\,MeV$ für

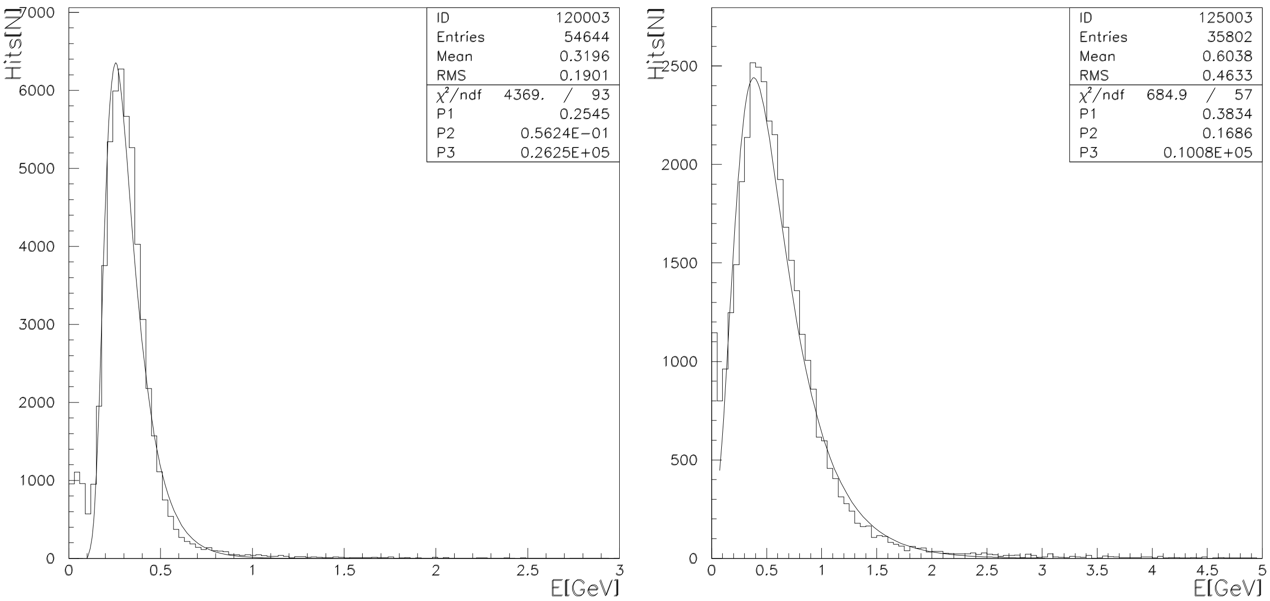


Abbildung 5.9: Links: Energieverteilung der Halo Myon Kandidaten der gesamten elektromagnetischen Sektion des SPACAL. Rechts: Energieverteilung aller Kandidaten in der hadronischen Sektion.

die hadronische Sektion. Die gemessene Energie und die tatsächlich deponierte Energie des MIP's im SPACAL weichen im Sampling–Kalorimeter voneinander ab, da nur ein Bruchteil der Energie in den Fasern deponiert wird. Dieser Bruchteil ist der Sampling Anteil. Die Sampling Anteile der elektromagnetischen und hadronischen SPACAL Sektionen berechnen sich wie in Kapitel 2 beschrieben zu:

- 6.9 % für die elektromagnetische Sektion
- 4.3 % für die hadronische Sektion

Ortsabhängige Unterschiede in den Sampling Anteilen bedingt durch die Bündelzone der Fasern sollen im Abschnitt zur Diskussion systematischer Effekte behandelt werden. Die Bestimmung des Sampling Anteils für Elektronen ist nicht trivial. Zu dessen Bestimmung werden im allgemeinen aufwendige Simulationsprogramme herangezogen. [Bru88] gibt für den Sampling Anteil eines elektromagnetischen Schauers einen Faktor 0.6 multipliziert mit dem Sampling Anteil des eines MIP's an. In [ZEUS93] wird zur Ermittlung der Rate

$$\frac{\mu}{MIP} = \frac{R_\mu}{R_{MIP}} \tag{5.4}$$

eine Kombination zweier Simulationsprogramme verwendet. Dies ist eine Kombination der EGS4–Methode [Nel85] und des MUDEX–Simulationsprogramms [Loh85]. Die aus dieser Kombination resultierenden energieabhängigen Ergebnisse für die Verhältnisse der

Sampling Anteile μ/MIP und e/MIP sind für ein Uran–Szintillator Kalorimeter in Tabelle 5.1 angegeben.

E [GeV]	e/MIP	μ/MIP	Fehler e/MIP	Fehler μ/MIP
2.5	0.65		$\pm$ 0.03	
5.0	0.66	0.84	$\pm$ 0.03	$\pm$ 0.004
7.5	0.64	0.83	$\pm$ 0.03	$\pm$ 0.007
10.0	0.66	0.81	$\pm$ 0.03	$\pm$ 0.007
20.0		0.79		$\pm$ 0.013
30.0		0.76		$\pm$ 0.022
50.0		0.73		$\pm$ 0.039
75.0		0.70		$\pm$ 0.035
100.0		0.68		$\pm$ 0.063

Tabelle 5.1: Verhältnisse der Sampling Anteile R für Elektronen, Myonen und MIP's [ZEUS93]

Für die weiteren Betrachtungen soll für μ/MIP ein Wert von 0.8 angenommen werden. Dieser Wert wird damit begründet, daß Myonen unterhalb einer Energieschwelle von circa 5 GeV den H1–Detektor nicht durchdringen können. Zum anderen ist die Wahrscheinlichkeit für die Produktion von Myonen mit einer Energie von E $>$ 20 GeV zu gering, sodaß Werte von $\mu/MIP < 0.79$ nicht weiter berücksichtigt werden sollen. Berücksichtigt man die Faktoren von $\mu/MIP = 0.8 \pm 0.05$ und $e/MIP = 0.6 \pm 0.06$, so erwartet man für die Energiedeposition eines Myons auf der elektromagnetischen Skala Energiebeträge von

- $288.5\,MeV \pm 37.0\,MeV$ im elektromagnetischen SPACAL
- $323.2\,MeV \pm 33.0\,MeV$ im hadronischen SPACAL

Vergleicht man die hier ermittelten Werte mit der wahrscheinlichsten Energiedeposition – 255 MeV für die elektromagnetische Sektion und 383 MeV in der hadronischen Sektion – aus der Landau–Funktion in Abbildung 5.9, so stellt man für die unkalibrierte elektromagnetische Sektion eine Übereinstimmung innnerhalb der Fehlertoleranzen fest. Für die hadronische Sektion stellt man bisher noch keine Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen fest. Die Landau–Verteilung in der hadronischen Sektion hat ihr Maximum bei einem Energiewert der größer ist als der zu erwartende Energiewert. Dies läßt sich verstehen, wenn man berücksichtigt, daß das SPACAL zur Zeit dieser Messungen noch nicht kalibriert war. Das läßt bereits den Schluß zu, daß die Hochspannung der PM's für die hadronische Sektion allgemein zu hoch eingestellt sind, was zu einer zu großen Verstärkung des Signals führt. Es soll aber auch erwähnt werden, daß der oben beschriebene Weg zur Berechnung der theoretisch zu erwartenden Energiedepositionen in beiden SPACAL Sektionen stark vereinfacht wurde, um eine sehr schnelle Abschätzung zu ermöglichen. Für eine präzise Untersuchung des theoretisch zu erwartenden Ansprechverhaltens beider SPACAL Sektionen werden sehr präzise Simulationsrechnungen benötigt, deren Behandlung im Rahmen dieser Arbeit nicht gerechtfertigt ist.

5.4 Diskussion der Ergebnisse aus der Energiekalibration

Nachdem die Methode zur Lokalisierung der Halo Myonen im SPACAL und deren Eigenschaften diskutiert worden ist, kann eine Kalibration beider SPACAL Sektionen durchgeführt werden.

5.4.1 Berechnung der Kalibrationsfaktoren

Die Qualität der Kalibrationsfaktoren für jede einzelne SPACAL Zelle hängt von der Anzahl der Ereignisse pro Zelle ab, da statistische Effekte bei der Energiedeposition von hochenergetischen Teilchen eine Rolle spielen. Da die Energiedepositionen einer Poisson–Statistik folgen, verhält sich der statistische Fehler proportional zu $1/\sqrt{N}$, wobei N die Anzahl der Ereignisse pro Zelle angibt. Hinzu kommen noch systematische Effekte, die in diese Genauigkeit mit einfließen. Für die Kalibration des SPACAL wird eine Genauigkeit von 0.5 % angestrebt. In Abschnitt 5.2 wurde gezeigt, daß die gemessene Verteilung der Halo Myonen im SPACAL nicht gleichmäßig ist. Daraus resultieren laterale Schwankungen in der statistischen Genauigkeit für verschiedene SPACAL Zellen.

Im Prinzip geschieht bei der zellweisen Kalibration nichts anderes, als in Abbildung 5.9 aus Abschnitt 5.3. Dort wurden alle von der jeweiligen Sektion gemessenen Energiewerte der Halo Myonen in ein Histogramm eingetragen. Die Verteilung der einzelnen Energieeinträge führte zu einem Maximum, das die Energiedeposition mit der größten Wahrscheinlichkeit wiedergibt. Die für die Kalibration verwendete Prozedur ist im Prinzip die gleiche. Der Unterschied besteht einzig darin, daß für jede einzelne der 1192 Zellen der elektromagnetischen Sektion und 128 Zellen der hadronischen Sektion ein eigenes Histogramm erstellt wird, in welchem nur die Energiebeträge der jeweiligen Zelle eingetragen werden. Bei einer Gesamtanzahl von $2.5 \cdot 10^5$ Ereignissen werden im Mittel 210 Einträge in der elektromagnetischen Sektion, beziehungsweise 1480 Einträge in der hadronischen Sektion erwartet. Da die Verteilung der Halo Myon Ereignisse nicht gleichmäßig über die Fläche des SPACAL verteilt ist, werden im SPACAL Zentrum gelegentlich nur drei Einträge pro Zelle registriert. An den Randzonen des SPACAL wurden bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt mehr als 600 Ereignisse in der elektromagnetischen Sektion beziehungsweise mehr als 3800 Ereignisse in der hadronischen Sektion pro Zelle gemessen. In den Abbildungen 5.10 und 5.11 sind für fünf ausgesuchte Zellen der elektromagnetischen und der hadronischen Sektion die Energieverteilungen aufgezeigt.

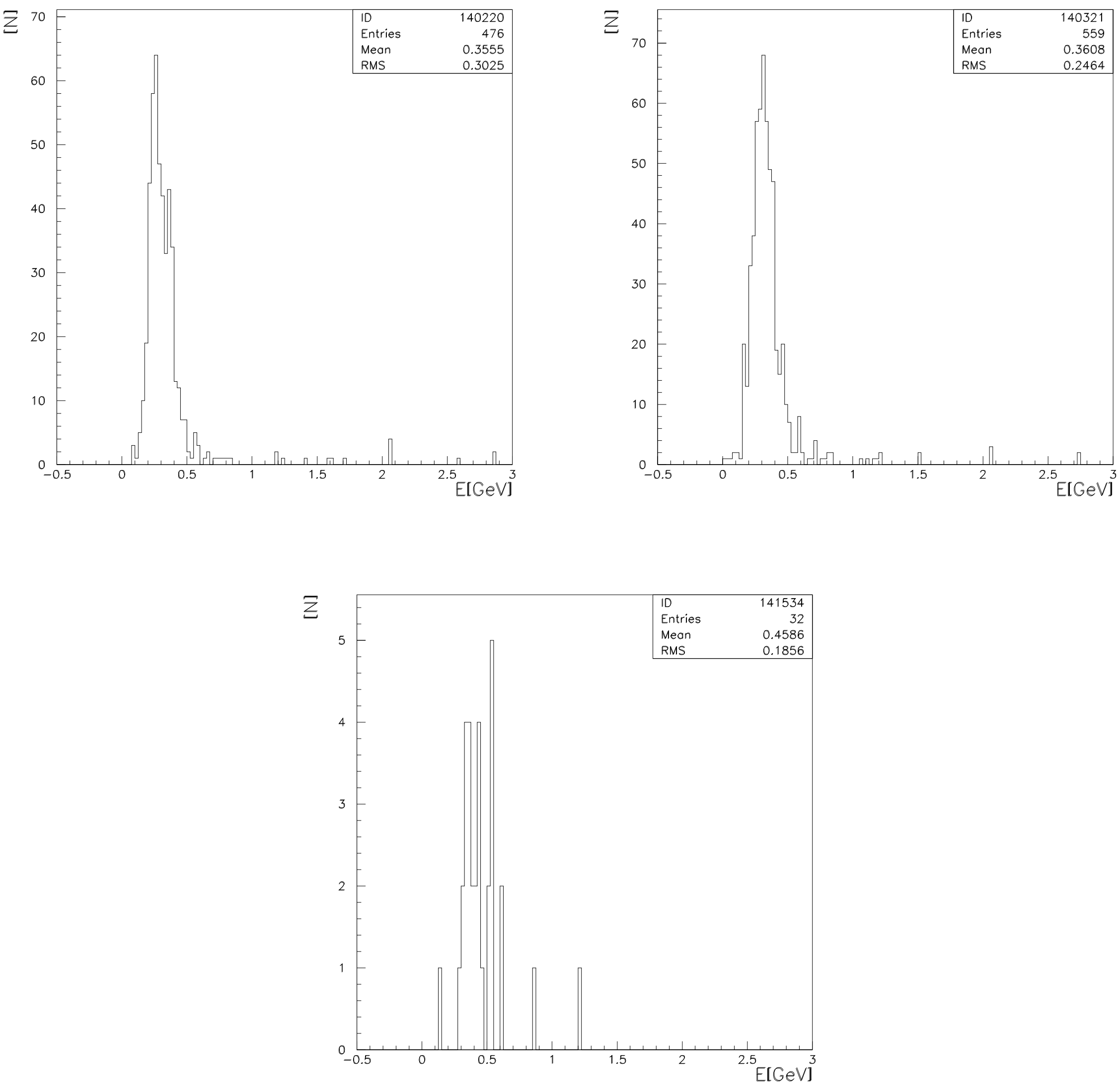


Abbildung 5.10: Oben: Elektromagnetische SPACAL Sektion: oben: Energieverteilungen für die Zellen 1119 und 1047. Unten: Beispiel einer Energieverteilung mit geringer Statistik für die Zelle 792.

Wegen der teilweise schlechten Statistik in verschieden Zellen, siehe Beispiele in den Abbildungen 5.10 und 5.11 unten, wurde auf eine Anpassung der Histogramme mittels einer Landau–Funktion verzichtet, da die Ergebnisse der Anpassung in diesen Fällen zu irreführenden Ergebnissen der Energiemaxima führte. Statt dessen wurde zur Ermittlung der Kalibrationsfaktoren der Mittelwert der Gesamtverteilungen aus Abbildung 5.9 herangezogen. Die zellspezifischen Kalibrationsfaktoren für die Zellen des elektromagnetischen

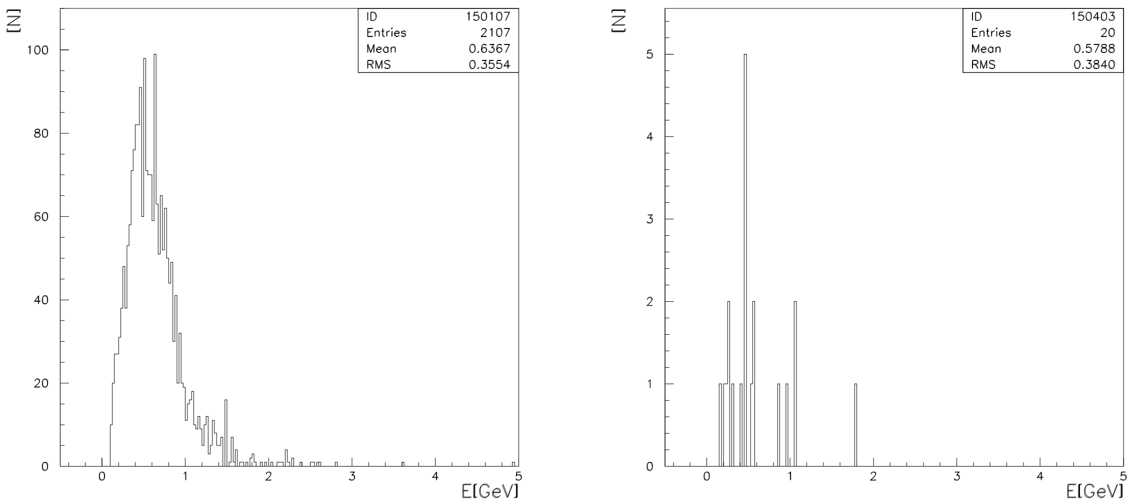


Abbildung 5.11: Hadronische SPACAL Sektion: links: Energieverteilung für die Zelle 1332; rechts: Beispiel einer Energieverteilung mit geringer Statistik für die Zelle 1232.

und hadronischen SPACAL berechnen sich demnach zu:

$$C(i)_{ELM} = \frac{320\,\mathrm{MeV}}{\langle E \rangle_i} \tag{5.5}$$

und

$$C(i)_{HAD} = \frac{600\,\mathrm{MeV}}{\langle E \rangle_i} \tag{5.6}$$

Die 320 MeV beziehungsweise 600 MeV beschreiben den vom unkalibrierten SPACAL ermittelten globalen Mittelwert der gemessenen Halo Myonen. Da nur eine relative Kalibration des SPACAL mit Halo Myonen angestrebt wird, muß die wahrscheinlichste Energiedeposition, demnach das Maximum in den Verteilungen aus Abbildung 5.9, nicht weiter berücksichtigt werden. Für eine absolute Kalibration muß die Theorie der Energiedeposition eines Myons im SPACAL genau verstanden sein. Die gemessene Energie eines Myons auf der elektromagnetischen Skala liegt erwartungsgemäß niedriger als der theoretisch berechnete. Das hängt mit Übergangsstrahlungs Effekten zwischen Absorber– und Szintillatormaterial zusammen, die bei Elektronen und Myonen im Kalorimeter verschieden sind. Dieses Phänomen ist speziell für flüssig Argon Kalorimeter von [Fla85] genauer untersucht worden. Der statistische Fehler der hier durchgeführten relativen Kalibration errechnet sich durch:

$$\text{Statistischer Fehler für } C(i) \;=\; \frac{\frac{\sigma(i)}{\sqrt{N_i}}}{\langle E \rangle_i} \tag{5.7}$$

In dieser Gleichung bedeutet $\sigma(i)$ die Standardabweichung aus der zellspezifischen Energieverteilung und N die Anzahl der Einträge in dieser Verteilung.

Für die in diesem Abschnitt aufgezeigten fünf Zellbeispiele sind in Tabelle 5.2 die Kalibrationsfaktoren $C(i)$ und deren Fehler aufgeführt.

Zelle #	$C(i)$	Fehler
792	0.70	7.2 %
1047	0.89	2.9 %
1119	0.90	3.9 %
1232	1.04	14.8 %
1332	1.12	1.1 %

Tabelle 5.2: Mit Halo Myonen bestimmte Kalibrationsfaktoren und deren statistische Fehler für fünf ausgewählte Zellen aus der elektromagnetischen und hadronischen Sektion des SPACAL.

5.4.2 Diskussion der Kalibrationsfaktoren

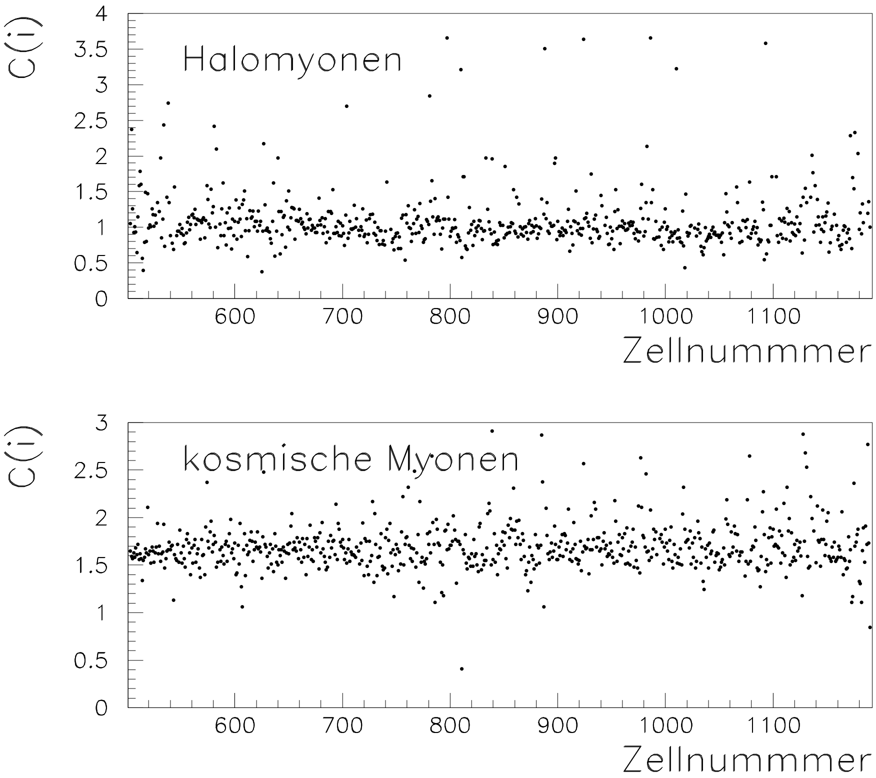


Abbildung 5.12: Kalibrationsfaktoren $C(i)$ für die äußere Region des elektromagnetischen SPACAL.

Um eine Bewertung der Kalibrationsfaktoren durchzuführen, werden zu deren Vergleich die Faktoren $C(i)$ der kosmischen Myonen herangezogen.

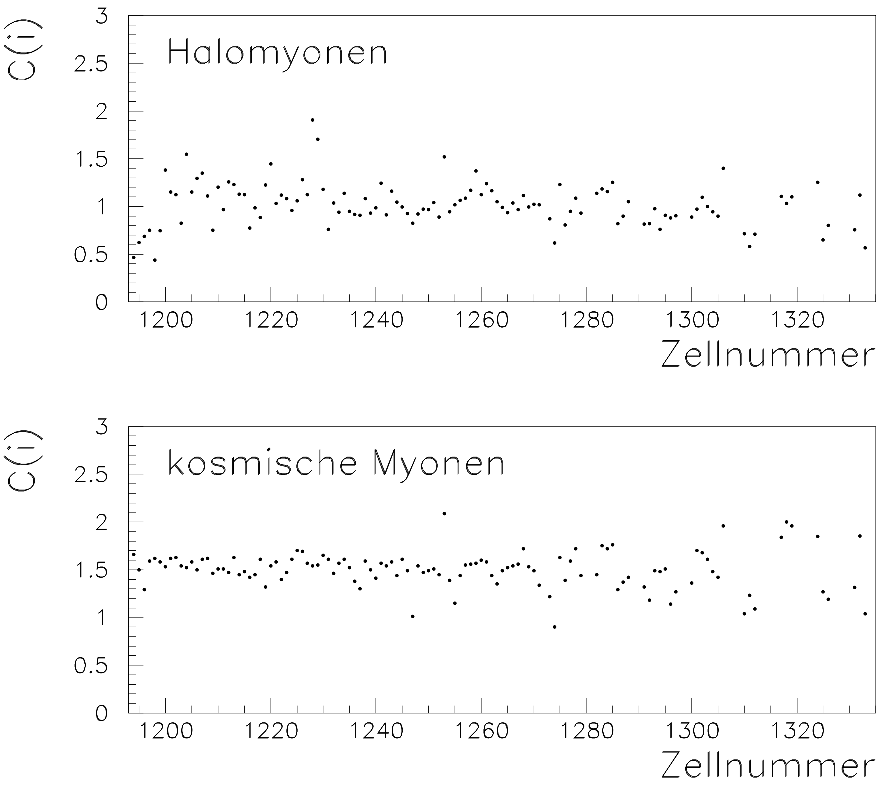
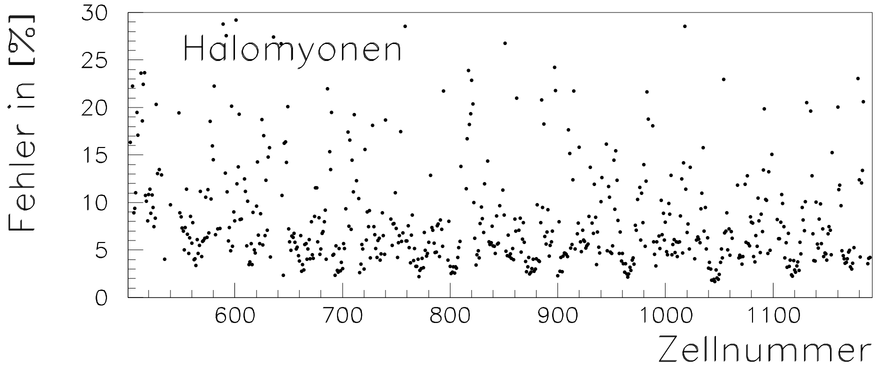


Abbildung 5.13: Kalibrationsfaktoren $C(i)$ der hadronischen SPACAL Sektion.

Bei der Analyse der SPACAL Daten wird auf eine spezielle Zellennumerierung zurückgegriffen. Die fortlaufende Numerierung der Zellen beginnt im Zentrum des elektromagnetischen SPACAL. Eine Zelle aus der Veto–Schicht erhält die Zellnummer Null. Von dieser Zelle ausgehend verläuft die Numerierung in aufsteigender Folge spiralförmig um das Zentrum und endet für das elektromagnetische SPACAL außen bei Zelle 1191. Zelle 1192 ist eine Zelle im Zentrum der hadronischen SPACAL Sektion. Das spiralförmige Numerierungsschema wird beibehalten, und endet bei einer Randzelle der hadronischen Sektion mit Zelle 1335. Dieses Numerierungsschema hat den Vorteil, daß sich für die Zellen des gesamten SPACAL ein Eindimensionales Zahlenfeld ergibt, und ist daher programmiertechnisch leichter zu handhaben. Die hier erläuterte Zellennumerierung soll in dieser Diskussion beibehalten werden.

Auf die Diskussion der Faktoren $C(i)$ für die innersten 500 Zellen der elektromagnetischen Sektion wird verzichtet, da für diese Zellen in der Regel zu wenig Ereignisse mit Halo Myonen gemessen wurden, sodaß diese Werte große statistische Fehler haben. Bei der hadronischen Sektion sollen die $C(i)$ für alle 128 Zellen diskutiert werden. In Abbildung 5.12 und 5.13 sind jeweils die Kalibrationsfaktoren $C(i)$ beider Methoden für die elektromagnetische und die hadronische Sektion des SPACAL aufgetragen.

Bei der Methode mit Halo Myonen streuen die Faktoren $C(i)$ um den Wert Eins, während die $C(i)$ der kosmischen Myonen um den Wert 1.5 streuen. Die Ursache dafür



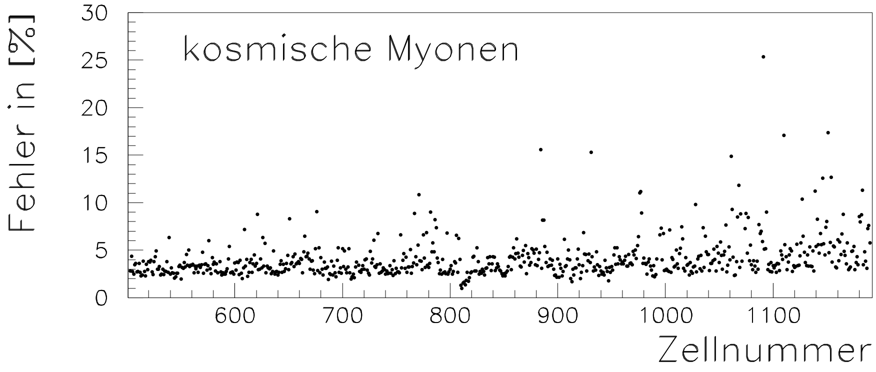


Abbildung 5.14: Statistische Fehler der mittels Halo Myonen und kosmischer Myonen ermittelten Kalibrationsfaktoren $C(i)$ für den äußeren Bereich des elektromagnetischen SPACAL.

liegt darin, daß die Energiedeposition von Myonen im SPACAL noch nicht genau verstanden ist, weil prinzipiell die Energiedeposition elektromagnetischer, hadronischer und minimal ionisierender Teilchen verschieden ist [Ama81]. Da eine absolute elektromagnetische Skala durch die Methode des kinematischen Maximums zur Verfügung steht, kann durch einen Vergleich in Überlapp–Regionen der elektromagnetischen SPACAL Sektion auch eine absolute Kalibration in den äußeren Regionen durchgeführt werden. Für die hadronische Sektion des SPACAL können jedoch keine Kalibrationfaktoren mit Hilfe des kinematischen Maximums bestimmt werden. Daher ist für die hadronische Sektion nur ein relativer Zellenabgleich mittels kosmischer Myonen und Halo Myonen möglich. Vereinzelt werden Kalibrationsfaktoren ermittelt, deren Wert erheblich von Eins abweicht. Eine Überprüfung der Zellen deren $C(i)_{halo} > 2.0$ und $C(i)_{halo} < 0.8$ und den Faktoren der kosmischen Myonen ergibt eine gute Korrelation. Große Kalibrationsfaktoren treten auf, wenn der PM dieser Zelle eine zu geringe Verstärkung hat, die sich durch Steigerung der Arbeitsspannung nicht angleichen läßt. Die Arbeitsspannungen einer Hochspannungskarte je Supermodul lassen, wie in Kapitel 3 erwähnt, nur Spannungsdifferenzen von 320 V zu.

Kleine Faktoren $C(i)$ sind darauf zurückzuführen, daß die Verbindungsfasern zwischen

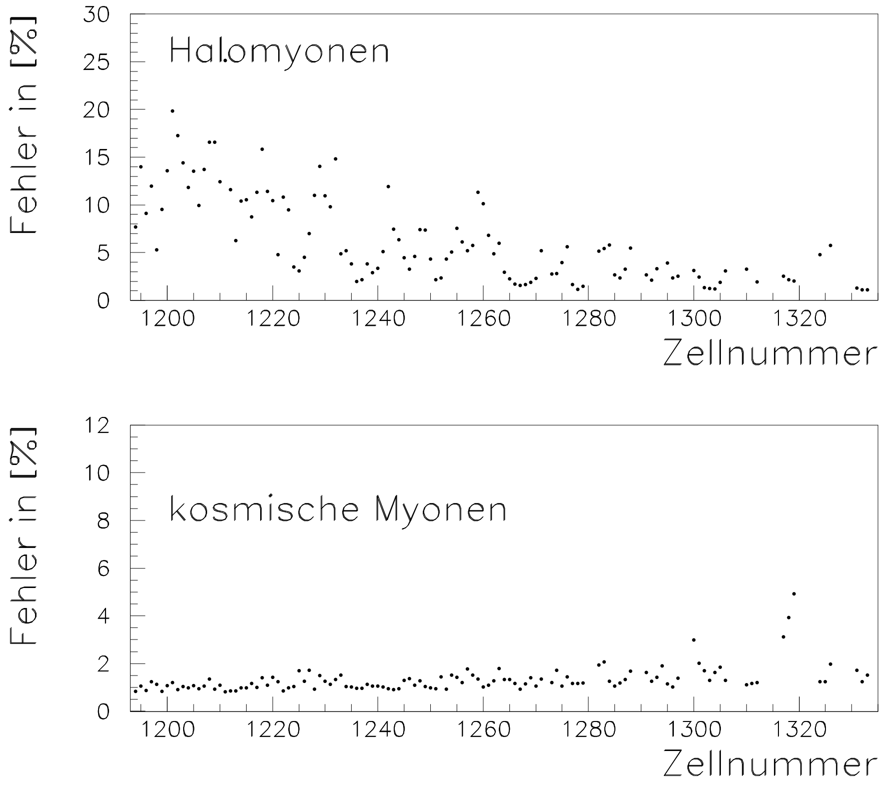


Abbildung 5.15: Statistische Fehler der Kalibrationsfaktoren $C(i)$ für die hadronische Sektion

LED und Lichtmischer beschädigt sind, oder die Lichtkopplung an Verbindungsstellen schlecht ist. Daher konnte bei der Vorkalibration mit der Photoelektronenstatistik nicht genügend Licht am PM zur Verfügung gestellt werden. In Abbildung 5.14 und 5.15 sind die statistischen Fehler der Faktoren $C(i)$ wiederum für die äußere Region der elektromagnetischen Sektion und die gesamte hadronische Sektion dargestellt. Die statistischen Fehler der kosmischen Myonen streuen um einen Wert von 4 % bis 7 %. Dagegen sind bei den Faktoren $C(i)$ von den Halo Myonen eine erhebliche Anzahl mit statistischen Fehlern von über 10 % behaftet. Dies hängt mit der ungleichmäßigen Häufigkeitsverteilung der gemessenen Halo Myonen im SPACAL zusammen (Abbildung 5.1).

Eine Projektion der Anzahl der Ereignisse pro Zelle in das spiralförmige Numerierungsschema ist in Abbildung 5.16 durchgeführt. Die beschriebenen geometrischen Effekte der Triggerineffizienzen sind als Wellenmuster zu erkennen. Abgesehen vom Wellenmuster in Abbildung 5.16 ist bei beiden SPACAL Sektionen eine zunehmende Ereignisanzahl mit ansteigender Zellnummer zu beobachten. Das entspricht der Erwartung, wie bereits im Abschnitt 5.1 in Abbildung 5.1 bei der Beschreibung des Halo Myonen Trigger gezeigt wurde.

Um die generelle Übereinstimmung der ermittelten Kalibrationsfaktoren $C(i)$ beur-

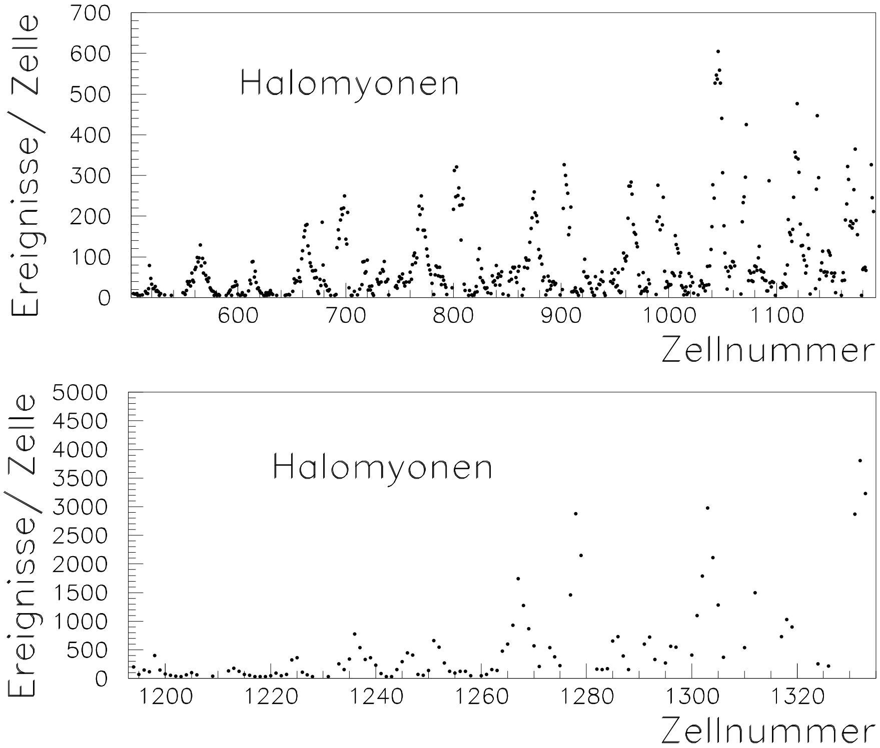


Abbildung 5.16: Anzahl der registrierten Halo Myon Ereignisse pro Zelle in beiden SPACAL Sektionen.

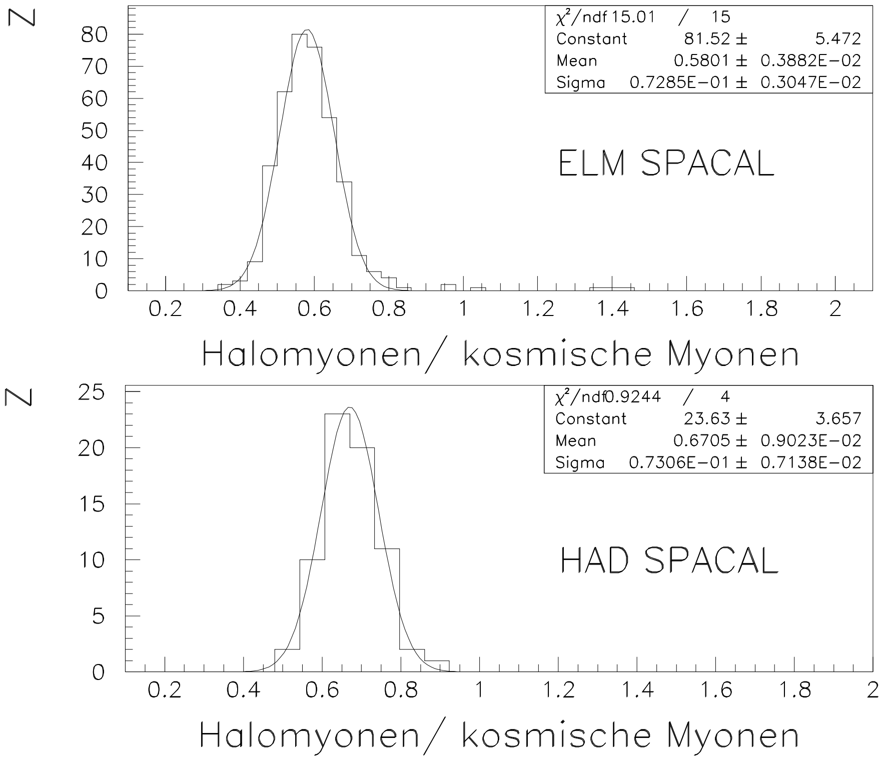


Abbildung 5.17: Korrelation der Kalibrationsfaktoren $C(i)_{halo}$ und $C(i)_{kos}$.

teilen zu können, teilt man den Faktor $C(i)_{halo}$ aus den Halo Myonen durch den Faktor $C(i)_{kos}$ aus der Methode mit kosmischen Myonen. Die Korrelation der daraus resultierenden Quotienten ist ein Maß für die Qualität der Kalibration. In Abbildung 5.17 ist die Korrelation der Faktoren $C(i)$ für das elektromagnetische SPACAL links und für die hadronische Sektion rechts aufgetragen. Ein quantitatives Maß für die Güte der Kalibrationsfaktoren $C(i)$ berechnet sich, indem die Standardabweichung der Verteilung durch deren Mittelwert dividiert wird. Für die Faktoren $C(i)$ der elektromagnetischen Sektion erhält man eine Korrelation innerhalb von 12.5 %. Die Faktoren $C(i)$ der hadronischen Sektion sind innerhalb eines Rahmens von 10.8 % korreliert. Die Auswahlkriterien der in der elektromagnetischen Sektion zu vergleichenden Zellen sind folgendermaßen festgelegt:

Halo Myonen:	Einträge / Zelle	≥ 25
	statistischer Fehler	< 20 %
kosmische Myonen:	Einträge / Zelle	≥ 75
	statistischer Fehler	< 12 %

Die Kriterien für die hadronische Sektion wurden folgendermaßen festgelegt:

Halo Myonen & kosmische Myonen:	Einträge / Zelle	≥ 25
	statistischer Fehler	< 20 %

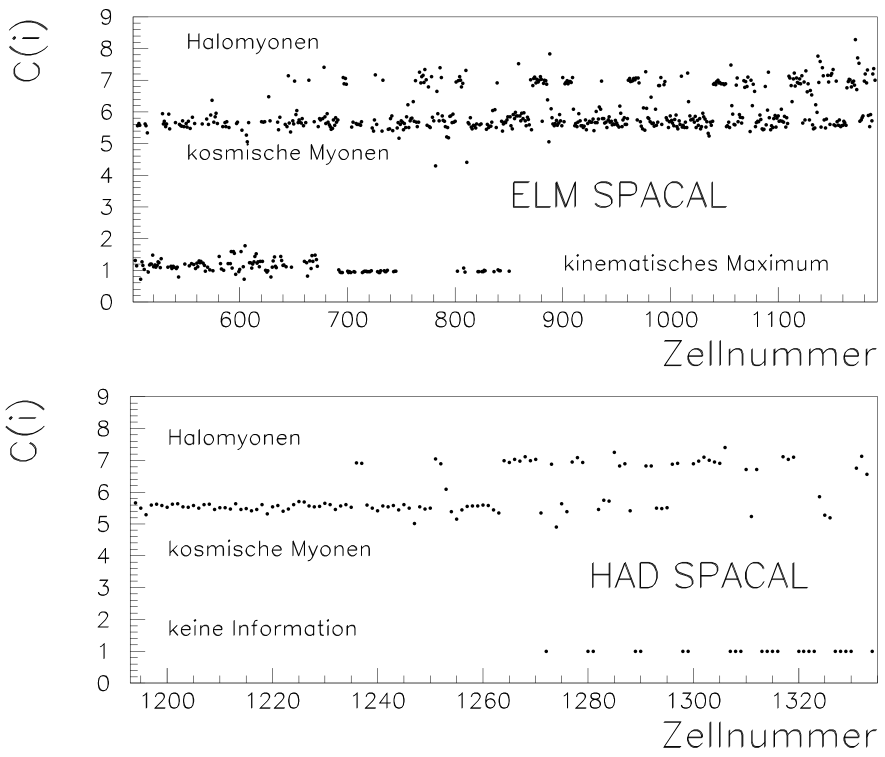


Abbildung 5.18: Kalibrationsfaktoren für den SPACAL Detektor.

In die Korrelation der Kalibrationsfaktoren $C(i)$ fließen nicht nur die statistischen Fehler ein, sondern zusätzlich die systematischen Fehler beider Kalibrationsmethoden. In Abbildung 5.18 sind die Kalibrationsfaktoren der verschiedenen Methoden aufgezeigt, die in die Datenrekonstruktion implementiert wurden. Die Kalibrationsfaktoren der Zellen Null bis 499 in der elektromagnetischen Sektion, die in Abbildung 5.18 nicht aufgeführt sind werden bis auf wenige Ausnahmen von der Methode des kinematischen Maximums geliefert. In Abbildung 5.18 werden jedoch noch zusätzlich 8 Zellen in der Rubrik 'keine Information' aufgeführt, die in der Datennahmeperiode 1995 noch nicht installiert waren. Das sind die 8 Randmodule der hadronischen Sektion, die in der Winterpause 1995/1996 nachträglich installiert werden.

5.5 Diskussion systematischer Fehler

Die Kalibrationsfaktoren sind nicht nur mit statistischen Fehlern behaftet, wie in Abschnitt 5.4 angegeben. Hinzu kommen noch systematische Effekte, die speziell bei der Kalibration mit Halo Myonen zu berücksichtigen sind. Folgende Effekte führen zu einem systematischen Fehler bei den Faktoren $C(i)$:

i Diskrepanz zwischen theoretisch erwartetem und gemessenem Maximum in der Energieverteilung der Halo Myonen im SPACAL.

ii Winkelabhängigkeit der Halo Myon Flugstrecke durch die Blei–Faser Matrix im SPACAL.

iii Der Bündeleffekt.

Ursache für Punkt i ist die Tatsache, daß die Theorie für die Energiedeposition von Myonen im SPACAL bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht genau analysiert wurde. Damit steht für die Kalibration mit Myonen keine absolute Energieskala zur Verfügung, und verhindert somit eine absolute Kalibration des SPACAL mit Halo Myonen und kosmischen Myonen. Für die elektromagnetische Sektion des SPACAL besteht aber eine Möglichkeit absolute Kalibrationsfaktoren für die äußeren Bereiche zu errechnen. Es gibt Bereiche im elektromagnetischen SPACAL wo für eine Zelle Kalibrationsfaktoren verschiedener Methoden vorliegen. Die Kalibrationsfaktoren aus der Methode des kinematischen Maximums wurden an einer absoluten Skala errechnet. Vergleicht man für diese Zellen die Kalibrationsfaktoren miteinander, so läßt sich eine systematische Differenz der Faktoren bestimmen. Daraus kann man für die Zellen, für die nur Kalibrationsfaktoren einer Methode vorliegen, an dieser Skala eichen. Die miteinander verglichenen Kalibrationsfaktoren besitzen einen eigenen statistischen Fehler, der bei dieser Eichung mit einfließt. Der daraus resultierende systematische Fehler, aus dem Abgleich mit den Faktoren des kinematischen Maximums, für die Kalibrationsfaktoren der Halo Myonen bewegt sich in einem Rahmen von 5 %.

Für Halo Myonen, die in einem Winkel ϑ relativ zur Strahlachse das SPACAL durchdringen erhöht sich die durchquerte Wegstrecke in einer Zelle. Da bei der Ereignisselektion ein Winkelschnitt für Halo Myonen mit $\vartheta < 6°$ angesetzt wurde, beträgt der maximale Weglängenunterschied 1.4 mm. Die Länge einer SPACAL Zelle in Richtung der z–Achse beträgt 250 mm. Bei Vernachlässigung der Winkelkorrektur ergibt sich für Punkt *ii* eine maximale Unsicherheit in der Energiedeposition von 0.6 %.

Punkt *iii* verursacht den größten systematischen Fehler bei der Berechnung der Kalibrationsfaktoren. Abbildung 5.19 soll veranschaulichen, daß die Energiedeposition von zwei parallelen Halo Myonen eine Ortsabhängigkeit besitzt. Die minimal ionisierenden

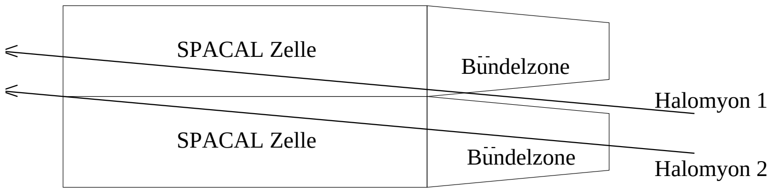


Abbildung 5.19: Geometrische Veranschaulichung des Bündeleffekts.

Halo Myonen durchdringen das SPACAL aus der Protonrichtung. Ihre Flugbahn führt die Halo Myonen durch die Bündelzone, wo die szintillierenden Fasern aus der Blei–Faser Matrix austreten, und in Richtung des 8 cm entfernten Lichtmischers gebündelt werden. Für Halo Myonen ensteht dadurch ein anisotropher Bereich aus aktivem Nachweismaterial. Da Myonen im Absorbermaterial keinen Schauer erzeugen, hängt die von den Myonen erzeugte Signalhöhe stark von der Menge des durchquerten Fasermaterials ab.

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{HaloMyon\ 1} \quad < \quad \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{HaloMyon\ 2} \tag{5.8}$$

Für eine quantitative Erfassung des Bündeleffektes ist ortsabhängige Änderung des Sampling Anteils ausschlaggebend. Die effektive Dicke der Bündelzone im Zentrum einer SPACAL Zelle beträgt 4.4 cm für jeweils beide SPACAL Sektionen, da zwischen den gebündelten Fasern noch Zwischenräume sind. Für die elektromagnetische Sektion des SPACAL wurde bereits 1994 bei Teststrahlmessungen am CERN eine Abschätzung des Bündeleffektes vorgenommen [Dir95]. Aufgrund diesen Untersuchungen erwartet man Ungenauigkeiten in der Energiedeposition im Rahmen von 20 %. Für die hadronische Sektion konnten keine Angaben zur Größe des Bündeleffektes gemacht werden. Daraufhin wurde am H1–Detektor der Versuch unternommen, das Ergebnis von 1994 am CERN für die elektromagnetische Sektion zu bestätigen, und für die hadronische Sektion erstmals eine Abschätzung des systematischen Fehlers der Kalibrationsfaktoren zu bestimmen. Für diese Untersuchung wurde ein Bereich des SPACAL mit der höchsten Halo Myon Statistik ausgewählt. In Abbildung 5.20 ist dieser Bereich durch die schwarze Fläche im SPACAL gekennzeichnet. Die Rate der Halo Myonen nimmt zum Rand des SPACAL stetig zu. Da

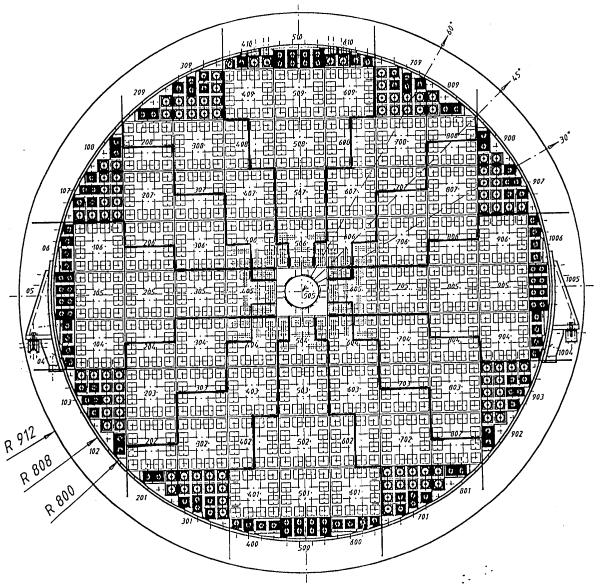


Abbildung 5.20: Für den schwarz markierten Bereich des SPACAL wurden Studien für eine Abschätzung des systematischen Fehlers durchgeführt.

die BDC in diese Analyse integriert ist, wird die äußere Grenze der zu untersuchenden Region auf $R = 70.5\ cm$ festgelegt. Die Größe des Bereichs wurde auf $30\ cm \times 30\ cm$ festgelegt.

Ziel dieser Analyse ist eine genaue Bestimmung des Eintreffortes des Halo Myons in der Bündelzone der elektromagnetischen und der hadronischen SPACAL Sektion. Ist der Eintreffort und der Winkel zwischen Flugrichtung und z–Achse des Halo Myons an der Rückseite jeder SPACAL Sektion bekannt, folgt daraus die vom Halo Myon durchquerte Strecke in der Bündelzone. Für Halo Myonen, die auf der SPACAL Rückseite in ein Zellzentrum eindringen (Myon 2 in Abbildung 5.19) erwartet man im Mittel nach [Dir95] eine um 20 % größere Energiedeposition als bei einem Halo Myon, welches am Zellenrand (Myon 1 in Abbildung 5.19) in das SPACAL eindringt. Abbildung 5.21 zeigt die Methode zur Ermittlung des Eintreffortes des Halo Myons an der Rückseite des SPACAL. Mit den von der BDC ermittelten Ortskoordinaten und der errechneten Winkelinformation ϑ aus den Koordinaten der Streamerkammern im vor– und rückwärtigen Eisenjoch ist eine Rekonstruktion des Eintreffortes des Halo Myons in die SPACAL Rückseite möglich. Die ortsabhängige Energieinformation wird mit Hilfe des SPACAL ermittelt. Eine Abtastung der verschiedenen Energiedepositionen, in Schritten von $0.5\ cm$ über die SPACAL Fläche, ist in Abbildung 5.22 dargestellt.

Die Größe der Kästchen in den Diagrammen aus Abbildung 5.22 ist energiegewichtet. Die horizontalen und vertikalen Linien in Abbildung 5.22 geben die Zellränder in der zu

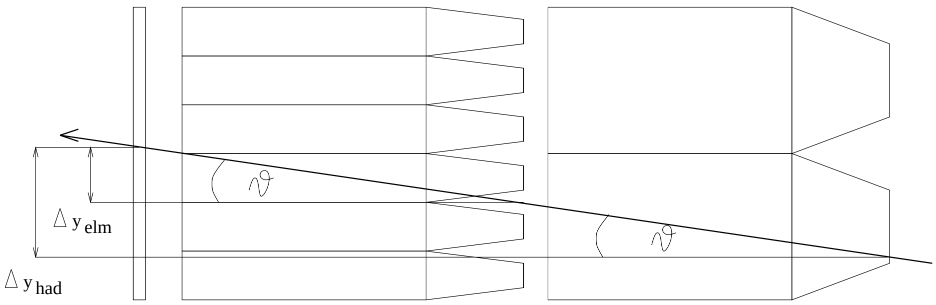


Abbildung 5.21: Berechnung des Eintreffortes eines Halo Myons in die Bündelzone.

beobachteten Region wieder. Dabei wurden die vom SPACAL gemessenen Energiewerte mit den Kalibrationsfaktoren $C(i)$ multipliziert, um Effekte bedingt durch eine ungenaue Kalibration zu reduzieren. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt reicht die gesammelte Statistik noch nicht aus um eine adäquate Abschätzung des systematischen Fehlers bedingt durch den Bündeleffekt durchführen zu können. Betrachtet man zum Beispiel die drei in Abbildung 5.22 senkrecht übereinanderliegenden Zellen am linken Rand, so werden dort im Mittel 570 Einträge pro Zelle registriert. Bei einer Abtastung dieser Region in Schritten von 0.5 cm, werden zur Ermittlung eines Punktes im Diagramm im Mittel 8.9 Einträge herangezogen. Bereits bei den rechten Nachbarzellen stehen pro Punkt im Diagramm nur noch im Mittel 4.2 Einträge zur Verfügung.

Daher konnte eine Abschätzung des Bündeleffektes nicht abschließend behandelt werden. Darüberhinaus ist die laterale Verteilung der Halo Myonen in der BDC noch nicht verstanden. Betrachtet man die räumliche Verteilung der Halo Myonen in der BDC in Abbildung 5.23 so sind dort Strukturen erkennbar, obwohl man eine Gleichverteilung der Halo Myonen erwartet. Die Ursache für diesen beobachteten Effekt sind bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht hinreichend geklärt. Zur endgültigen Abschätzung des Bündeleffektes wird eine um den Faktor fünf größere Statistik benötigt. Zusätzlich muß die Ortsauflösung der BDC vollständig geklärt sein.

Für das Jahr 1996 besteht die Aussicht, daß das Stickstoffschild, welches die rückwärtige Kalorimeterregion abschließt, in die Datenauslese mit einzubeziehen. Das Stickstoffschild ist mit zwei Lagen von Streamerkammern bestückt, die ähnlich denen des instrumentierten Eisenjochs sind. Wird dieses Bauteil in einen speziellen Halo Myonen Trigger implementiert, besteht damit die Möglichkeit Halo Myonen genügend hoher Rate auch im zentralen Bereich des SPACAL zu messen. Das Stickstoffschild deckt nahezu das gesamte SPACAL ab, mit Ausnahme eines Quadrates mit der Kantenlänge 503 mm welches um das Strahlrohr zentriert ist.

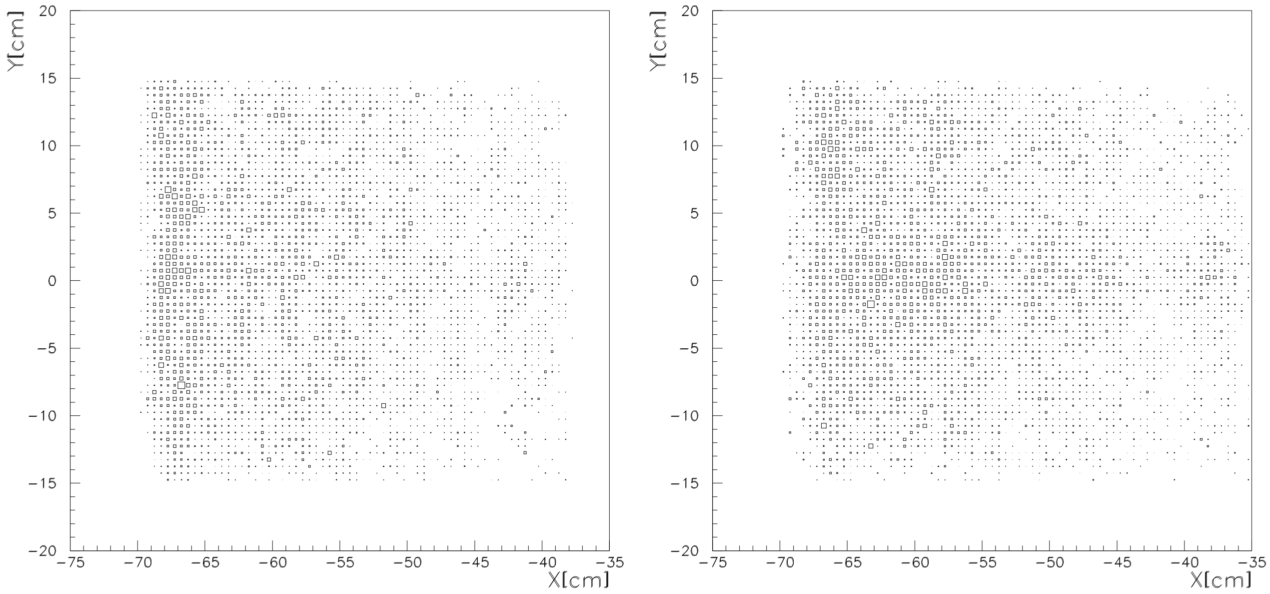


Abbildung 5.22: Darstellung der ortsabhängigen Energiedeposition von Halo Myonen im SPACAL. Links: elektromagnetische SPACAL Sektion, rechts: hadronische SPACAL Sektion.

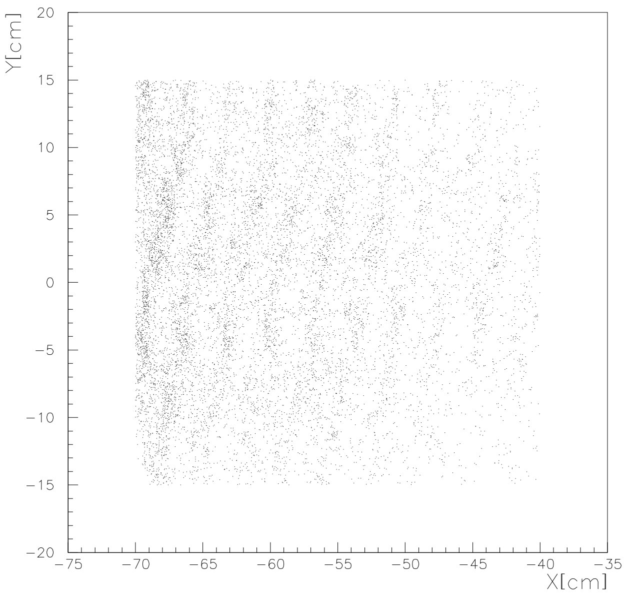


Abbildung 5.23: Ortsabhängige Strukturen in der von der BDC gemessenen Halo Myon Verteilung.

6 Zeitkalibration

Wie in Kapitel 3 beschrieben, dient das SPACAL nicht nur zur Energiemessung der darin absorbierten Teilchen, sondern gibt auch Auskunft über den Zeitpunkt der Messung. Da das zur Zeitmessung verwendete TDC–System des SPACAL in engem Zusammenhang mit dessen Triggerfunktion steht, wird der vom SPACAL gemessene Zeitpunkt der Energiedeposition in erster Linie dazu genutzt, die Ereignisse ToF und AToF Intervallen zuzuordnen. In Abbildung 6.1 ist eine während Luminosität vom SPACAL TDC–System gemessene Zeitverteilung der Ereignisse dargestellt. In Abbildung 6.1 sind zwei verschie-

Abbildung 6.1: Zeitverteilung der vom SPACAL TDC–System gemessenen Ereignisse.

dene Maxima zu erkennen. Die Häufung mit dem Maximum auf der Zeitskala bei 16 ns wird von den Positron–Proton Wechselwirkungen verursacht, und liegt definitionsgemäß im ToF Intervall. Das kleinere Maximum bei t $\approx$ 6 ns wird vom Proton Strahluntergrund produziert. Das elektromagnetische SPACAL ist 1.5 m vor dem Wechselwirkungspunkt montiert. Daher beträgt die gemessene Zeitdifferenz zwischen Proton Untergrundereignissen und $e^+ - P$ Ereignissen typischerweise 10 ns. Da die Untergrundereignisse nicht aus einer Positron–Proton Wechselwirkung hervorgegangen sind, klassifiziert man diese in das AToF Intervall. Die Breite der Maxima hängt von der Zeitauflösung des SPACAL ab. Ein weiteres Problem bei HERA sind die sogenannten Satelliten Teilchenpakete, die in einem zeitlichen Abstand von circa 20 ns dem eigentlichen Teilchenpaket folgen. Die Satelliten Teilchenpakete entstehen bei der Injektion vom PETRA–Ring in den HERA Beschleuniger, und sind in Abbildung 6.2 als eine geringe Erhöhung auf der Zeitskala um 25 ns zu erkennen.

Um eine zeitliche Klassifizierung der gemessenen Ereignisse in ToF und AToF zu gewährleisten, muß für jeden der 1400 Kanäle des SPACAL TDC–System der Zeitnullpunkt identisch sein. Das macht eine Bestimmung der Zeitnullpunkte und deren Abgleich notwendig. Für die innere Region des SPACAL stehen die Ereignisse des kinematischen Maximums zur Verfügung. Wegen der geringen Anzahl dieser Ereignisse in den äußeren SPACAL Regionen reicht diese Methode für einen Zeitabgleich dort allein nicht aus. Da die Halo Myon Ereignisse, im Gegensatz zu den kosmischen Myonen, zu einem definierten Zeitpunkt das SPACAL durchqueren, ist ein Zeitabgleich mit Halo Myonen für die radial äußere Region des elektromagnetischen SPACAL die bisher einzige Methode.

6.1 Das TDC–System

Die Kollision von Proton– und Positronpaketen am HERA Speicherring findet am H1–Detektor alle 96 ns statt. Aufgabe des TDC–Systems ist die Messung der Ankunftszeit des SPACAL PM–Signals relativ zum Wechselwirkungszeitpunkt. Weiterhin soll das TDC–System das Signal eines gemessenen Ereignisses als Trigger zur zentralen Datenaquisition schicken. Zum anderen hat das TDC–System die Aufgabe, die zeitliche Synchronisation der Triggerelektronik des SPACAL mit der HERA Uhr zu überwachen.

Das gesamte TDC–System beinhaltet nahezu 1400 separate Kanäle, um für jede SPACAL Zelle eine eigene Zeitmessung durchführen zu können. Die Auslese der TDC Daten von Ereignissen, die von der Triggerlogik akzeptiert wurden, geschieht über zwei digitale Signalprozessoren.

Da das TDC–System mit der SPACAL–Elektronik, dem zentralen H1 Trigger und der Zentralen H1 Datenaquisition in Verbindung steht, können verschiedene Signallaufzeiten durch unterschiedliche Kabellängen auftreten. Aus diesem Grund existieren für jeden TDC Kanal relative Zeitdifferenzen (Offsets). Das Ziel der Zeitkalibration ist eine Bestimmung dieser Offsets für jede SPACAL Zelle. Da eine Klassifizierung der Ereignisse in ToF und AToF an der absoluten Zeitskala der HERA Uhr geschieht, ist ein Zeitabgleich für jede einzelne Zelle notwendig. Eine ausführliche Beschreibung des TDC–Systems kann aus [Nic95] entnommen werden.

6.2 Bestimmung der TDC–Offsets

Für die Zeitkalibration der elektromagnetischen TDC Kanäle wird die gleiche Selektion für Halo Myonen verwendet wie bei der Energiekalibration des SPACAL. Die Verteilung der vom TDC–System gemessenen Zeitpunkte der Halo Myon Ereignisse ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

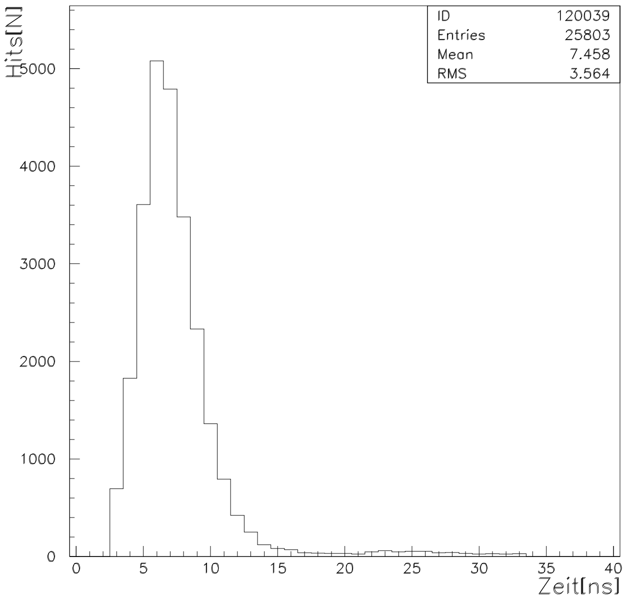


Abbildung 6.2: Verteilung der vom TDC–System gemessenen Ereigniszeitpunkte der im elektromagnetischen SPACAL selektierten Halo Myonen.

Das Maximum der Verteilung liegt bei t = 6 ns, während der Mittelwert der ermittelten Halo Myon Ereigniszeitpunkte bei t = 7.5 ns liegt.

Um ein Ereignis triggern zu können muß das Signal eine festgelegt Schwelle überschreiten. Die Anstiegsflanke eines großen Signals ist steiler als die eines flachen. Flache Signale überschreiten die Energieschwelle demnach später als hohe Signale. Das führt dazu, daß Ereignisse mit geringer Energiedeposition im Kalorimeter später vom Trigger erfaßt werden. Das führt zu einer mit abnehmender Energiedeposition ansteigender Differenz zwischen realem Ereigniszeitpunkt und gemessenem Ereigniszeitpunkt. Bei gemessenen Energiewerten am unteren Ende der Skala erwartet man demnach eine zunehmende Verzögerung des TDC Signals. Abbildung 6.3 zeigt die gemessene Nichtlinearität der vom TDC–System gemessenen Zeitsignale in Abhängigkeit von der im SPACAL deponierten Energie. Auf der Ordinate in Abbildung 6.3 sind die gemessenen Energiewerte in ADC–Zählern aufgetragen. Eine Energiedeposition von 1 GeV im elektromagnetischen SPACAL entspricht 3277 ADC–Zählern. Für Halo Myonen erwartet man Energiedepositionen zwischen circa 200 MeV und 500 MeV im SPACAL. Bei abnehmenden Energiewerten beobachtet man ansteigende Werte auf der Zeitachse. Der Verlauf dieser Funktion

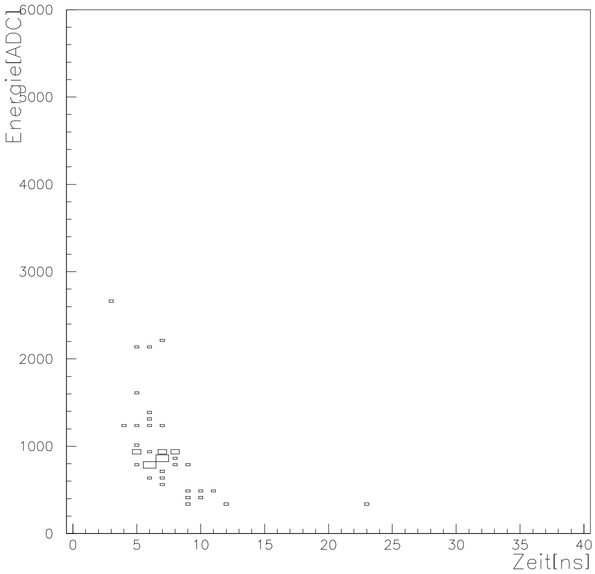


Abbildung 6.3: Energieabhängigkeit des TDC–Signals.

wird durch folgende Gleichung angenähert:

$$t \approx \frac{8000}{E_{ADC} + 230}. \tag{6.1}$$

Trägt man die für jede Zelle des elektromagnetischen SPACAL gemessenen Zeitpunkte der Halo Myon Energiedeposition in ein eigenes Histogramm auf, und berücksichtigt man die Energieabhängigkeit des TDC–Signals nach Gleichung 6.1, so lassen sich die TDC–Offsets für jede Zelle mit einer Genauigkeit von etwa $\pm$ 1 ns berechnen. Zwei Beispiele sind in Abbildung 6.4 gegeben.

Die mittels der Halo Myonen bestimmten TDC–Offsets sind in Abbildung 6.5 oben, ab Zelle 400 eingetragen. Die statistischen Fehler der für die einzelnen Zellen bestimmten Offsets sind darunter abgebildet und berechnen sich wie bei der Energiekalibration. Für die Bestimmung der TDC–Offsets der inneren 400 SPACAL Zellen standen nicht genügend Ereignisse pro Zelle zur Verfügung. Das Schema der Zellnumerierung ist das gleiche, wie es in Kapitel 5 bei der Energiekalibration beschrieben wurde. Für die hadronische Sektion konnten keine TDC–Offsets bestimmt werden, da die Aktivierungsschwelle des Zeit Digital Wandlers dort nicht weit genug herabgesetzt werden konnte, um für Halo Myonen sensitiv zu sein. Bei der elektromagnetischen Sektion konnte die Aktivierungsschwelle des Zeit Digital Wandlers auf circa 200 MeV herabgesetzt werden. Bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt ist ein Vergleich der so bestimmten TDC–Offsets mit denen, welche mit Hilfe des kinematischen Maximums ermittelt wurden nicht befriedigend. Mit Hilfe eines direkten Vergleiches einzelner Zellen im Überlappbereich läßt sich bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt lediglich bestätigen, daß die von beiden Methoden ermittelten TDC–Offsets die gleichen Vorzeichen haben.

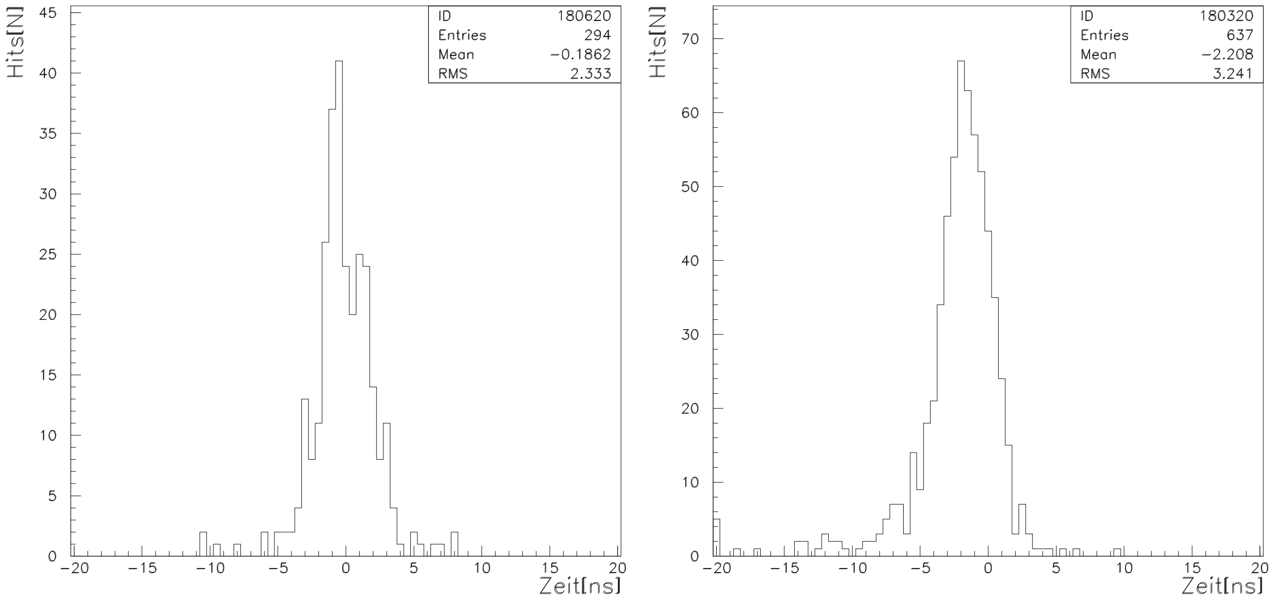


Abbildung 6.4: Gemessene Verteilungen der TDC–Signale für die Zellen 770 (links) und 1046 (rechts) der elektromagnetischen SPACAL Sektion.

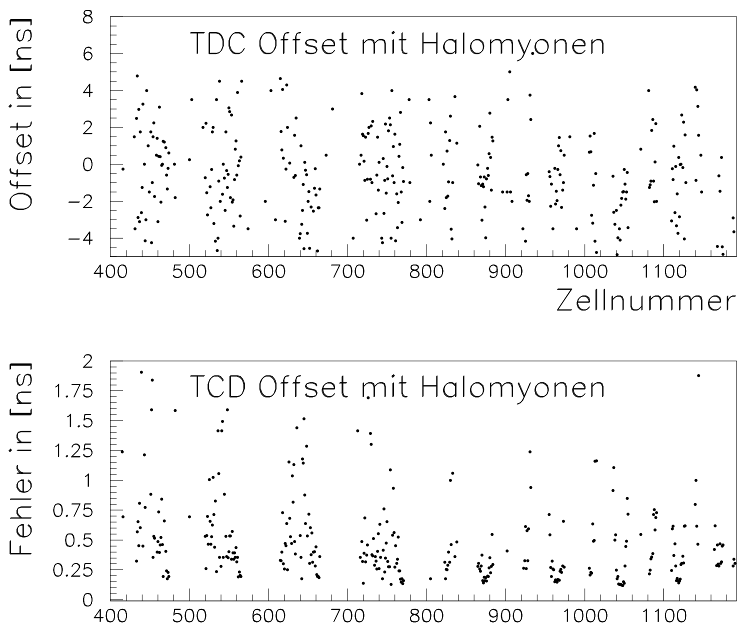


Abbildung 6.5: Verteilung der TDC–Offsets und deren Fehler.

7 Zusammenfassung

Der Einsatz des SPACAL am H1 Detektor seit März 1995 ermöglicht unter anderem die Messung der Strukturfunktion des Protons $F_2(x, Q^2)$ in Bereichen kleiner $x_{Bjorken}$ und Q^2, und bietet einen besseren Anschluß an 'fixed target' Experimente. Im Vergleich zum vorher benutzten Blei/Szintillator Sandwich Kalorimeter BEMC besitzt das SPACAL eine verfeinerte Granularität und eine höhere Energie– und Ortsauflösung. Darüberhinaus besitzt das SPACAL eine größere Polarwinkelakzeptanz. Ein weiteres Novum bildet die hadronische Sektion des SPACAL, die zusammen mit der elektromagnetischen Sektion eine hadronische Detektortiefe von 2 λ aufweist. Damit besteht erstmalig auch die Möglichkeit, bei kleinen $x_{Bjorken}$ in den rückwärtigen Bereich gestreute Hadronen nachzuweisen. Die Konfiguration des SPACAL ermöglicht die Messung von minimal ionisierenden Teilchen, und somit auch von Myonen.

Um das hohe Potential des SPACAL zu nutzen, ist eine gute Kalibration des Kalorimeters notwendig. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Kalibration der elektromagnetischen und der hadronischen Sektion des SPACAL mit Halo Myonen, die den Protonstrahl begleiten.

Es wurde gezeigt, daß sich die Halo Myonen zur Kalibration des SPACAL eignen. Zur Messung von Halo Myonen im SPACAL, mit hoher Rate und Effizienz während Luminosität, wurden Triggerstudien durchgeführt. Der speziell für die Kalibration des SPACAL mit Halo Myonen neu eingesetzte Subtrigger, bestehend aus der Vetowand, den vorwärts Streamerkammern im Eisenjoch und der BDC, eignet sich für eine Messung von Halomyonen während Luminositätsbetrieb. Die Effizienz für diesen Trigger beträgt im Mittel 80 %. Der bis dahin zur Kalibration des flüssig Argon Kalorimeters eingesetzte Subtrigger, der eine Koinzidenz von Vetowand und den vor– und rückwärtigen Streamerkammern im Eisenjoch verlangt, eignet sich nur für die Kalibration der extremen Randzellen des SPACAL. Wegen seiner geringen Triggereffizienz von 10 % eignet sich dieser nur für den Einsatz während stabilen Protonstrahls.

Im Vergleich mit anderen Methoden liefert die Kalibration mit Halo Myonen für die Außenbereiche beider SPACAL Sektionen die Kalibrationsfaktoren mit der größten Genauigkeit, da mit keiner anderen zur Verfügung stehenden Kalibrationsmethode eine ähnlich hohe Ereignisanzahl pro Zelle erzielt wurde. Die mit Hilfe der Halo Myonen ermittelten Kalibrationsfaktoren wurden im Dezember 1995 in die Datenrekonstruktion implementiert. Die statistischen Fehler der von den Halo Myonen verwendeten Kalibrationsfaktoren schwanken bei der elektromagnetischen Sektion zwischen 3.4 % und 1.7 %. Für nahezu 30 % der hadronischen SPACAL Sektion liefern die Halo Myonen die Faktoren mit den geringsten statistischen Fehlern zwischen 2.7 % und 1.1 %. Die Korrelation der Kalibrationsfaktoren mit denen der kosmischen Myonen ergibt für die elektromagnetische und die hadronische Sektion eine gute Übereinstimmung.

Der systematische Fehler durch den Bündeleffekt wurde in Testexperimenten auf 20 % abgeschätzt. Dieser Wert konnte bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt mit Halo Myonen am H1 Detektor nicht bestätigt werden, da die BDC Detektorkomponente noch nicht über eine ausreichende Ortsauflösung der Spur des Halo Myons verfügt. Während der geplanten HERA Strahlstudien im Frühjahr 1996 können Halo Myonen in ausreichender Menge gemessen werden. Voraussichtlich ist bei einer bis dahin verbesserten Ortsauflösung der BDC eine adäquate Abschätzung des Bündeleffektes realisierbar.

Neben der Energiekalibration konnte mit den Halo Myonen zusätzlich eine Zeitkalibration durchgeführt werden. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt bietet die Methode der Halo Myonen die einzige Möglichkeit die TDC–Offsets der äußeren elektromagnetischen SPACAL Sektion zu bestimmen.

A Test eines Supermoduls mit und ohne Magnetfeld am Teststrahl 22

Die folgenden Untersuchungen fanden im Rahmen des Praktikums zur Einarbeitung in die Diplomarbeit statt.

Zum Test stand ein Supermodul mit der Produktionsnummer 04 zur Verfügung, welches in der Anfangszeit der Serienproduktion gebaut wurde. Während der Produktionsphase wurde die Produktionstechnik verfeinert; deshalb ist das getestete Supermodul qualitativ nicht repräsentativ, sondern als eines der schlechteren einzustufen. Aufgrund seiner vergleichsweise schlechten Homogenität wurde es nicht für den Betrieb in H1 verwendet.

A.1 Versuchsaufbau

Das getestete Supermodul ist mit 16 Photomultipliern bestückt, welche über ein Hochspannungsmodul mit der nötigen Spannung versorgt werden. Darüberhinaus ist das zur Verfügung stehende Supermodul mit einem Kalibrationsmodul, welches 4 Leuchtdioden beinhaltet, bestückt. Diese Komponenten befinden sich in einem Aluminiumgehäuse, welches hermetisch abgedunkelt wurde, um die lichtempfindlichen Photomultiplier vor Außenlicht zu schützen.

A.1.1 Der Teststrahl 22

Der Teststrahl 22 befindet sich auf dem DESY–Gelände in Halle II (Gebäude 37). Das Teststrahlgebiet, in dem sich auch der Solenoid–Magnet mit maximal 1 T Magnetfeldstärke befindet, ist nur durch ein Interlock System zugänglich. Darüber hinaus ist das Gebiet von Betonwänden von bis zu 3 m Dicke umgeben, um beim Betrieb des Teststrahls Personen, die sich im Gebäude befinden, vor Strahlung zu schützen. Im einzelnen ist der Teststrahl 22 folgendermaßen aufgebaut (siehe auch Abbildung A.1):

Elektronen mit einer Energie bis zu 7 GeV stellt das Synchrotron DESY II (1) zur Verfügung. Die im Synchrotron umlaufenden Elektronen treffen auf einen im Strahlrohr

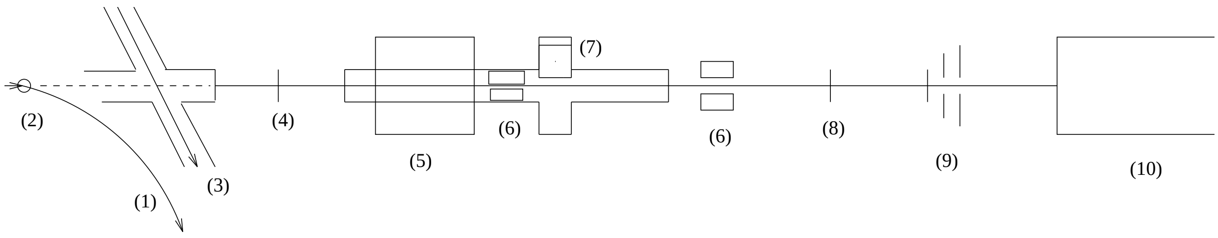


Abbildung A.1: Aufbau des Teststrahls 22 mit den für das Experiment wesentlichen Elementen. Diese Skizze ist nicht maßstabsgetreu.

befindlichen Kohlenstoff-Faden (2) mit 6 μm Dicke. Die dort produzierten Bremsstrahlungs–Photonen passieren das Proton–Synchrotron DESY III (3) durch ein Vakuumrohr, und verlassen dieses durch ein Aluminiumfenster der Stärke 0.5 mm. 19 m hinter dem Kohlenstoff–Faden befindet sich ein 3 mm dickes Konversionstarget (4) aus Kupfer, wo aus den Bremsstrahlungs–Photonen Elektronen und Positronen entstehen.

Im Anschluß daran befindet sich einen Meter weiter ein Dipolmagnet (5), mit welchem man die Möglichkeit hat, Elektronen der gewünschten Energie zu selektieren. Durch das Magnetfeld werden die Elektronen in Abhängigkeit des Impulses unterschiedlich abgelenkt. Man läßt nur die Elektronen zu, die um 1.5° abgelenkt werden. Daraus folgt eine Impulsselektion in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke. Durch zwei Kollimatoren (6) kann man das Strahlprofil und die Impulsauflösung zusätzlich beeinflussen. Für kleine Kollimatoröffnungen ist die Impulsauflösung durch die Divergenz des Photonstrahls und Vielfach–Streuung im Konversionstarget begrenzt.

Zwischen den Kollimatoren befindet sich der Strahlverschluß (7), mit welchem man nach dem Setzen des 'Inter–Lock' dem Strahl den Zugang in das Testgebiet ermöglicht. Im Testgebiet befinden sich ein Szintillator–Paddel (8) mit den Ausmaßen 10×10 cm^2, ein Szintillator–Finger (9) (Ausmaße 10×10 mm^2) und ein Veto–Zähler mit einer Bohrung von 2.5 mm. Die Szintillatoren dienen als Ereignis–Trigger. Abschließend befindet sich 376 cm hinter dem Veto–Zähler ein Supermodul des SPACAL (10).

A.1.2 Positionierung eines Supermoduls im Magnetfeld

In Strahlrichtung vor dem Magneten befindet sich, wie aus Abbildung A.2 ersichtlich, ein in x– und y–Richtung fahrbarer Tisch, an welchem zwei Aluminiumschienen befestigt sind. Die Schienen, auf welchem sich das Gehäuse mit dem Supermodul befindet, führen in Strahlrichtung in den Magneten hinein. Das vordere Ende des Gehäuses ist von einem wenige Zentimeter dicken Sockel unterstützt, so daß das Supermodul um 3° zum Elektronenstrahl geneigt ist. Durch das Gewicht des Supermoduls neigen sich die beiden Aluminiumschienen um ein weiteres Grad. Die resultierende Neigung des Supermoduls

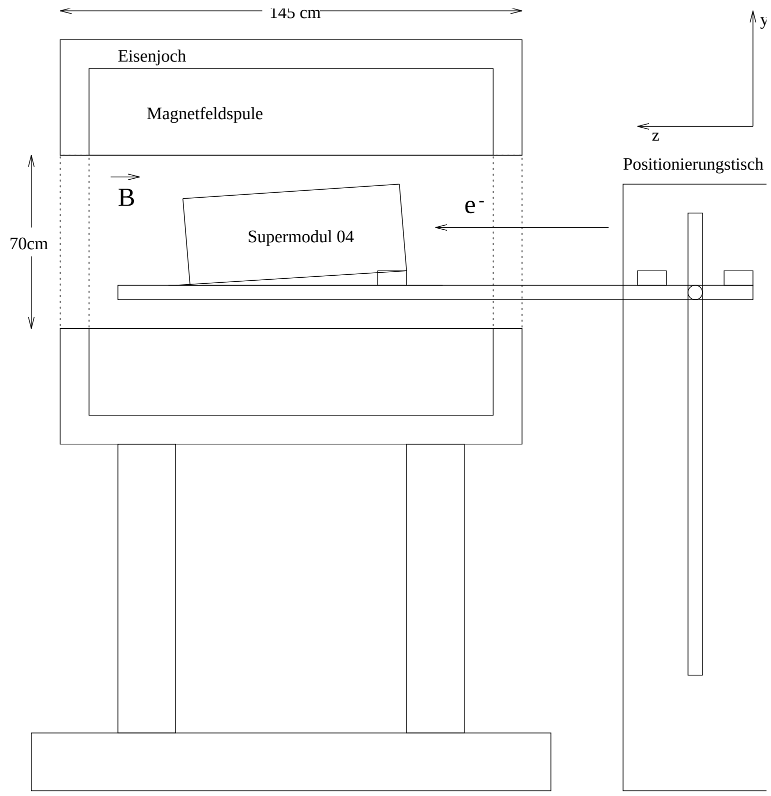


Abbildung A.2: Position des Supermoduls 04 im Magneten am Teststrahl 22.

zum Elektronenstrahl beträgt somit 4°.

Diese Neigung wurde gewählt um Channeling zu unterbinden. Channeling bedeutet, daß die hochenergetischen Teilchen nur auf Fasermaterial, oder nur auf Blei treffen, da diese Materialien unterschiedliche Strahlungslängen besitzen. Ein Teilchen, welches das Supermodul entweder nur im Blei oder nur im Szintillationsmaterial durchquert, produziert einen Teilchenschauer stark unterschiedlicher Größe bei gleicher Teilchenenergie. Das Kalorimeter würde in beiden Fällen eine unterschiedliche Energie messen.

In Längsrichtung ist das Supermodul so positioniert, daß sich die Photomultiplier in der Mitte des Magneten befinden, da dort die Homogenität des Magnetfeldes am größten ist. Mit dem Positionierungstisch hat man die Möglichkeit, das Supermodul so auszurichten, daß der Elektronenstrahl verschiedene Zellen des Supermoduls zentral trifft.

Außerhalb des Magneten befindet sich ein Referenz–Photomultiplier der mittels optischen Fasern mit den vier Leuchtdioden des Kalibrationsmoduls verbunden ist, um einen direkten Vergleich der unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren der Photomultiplier innerhalb und außerhalb des Magnetfeldes zu erhalten. Um außerdem die Abhängigkeit der LED Lichtintensität vom Magnetfeld zu messen, befindet sich zusätzlich außerhalb des Magnetfeldes ein Americium 241 Präparat. Die von diesem Präparat ausgesendeten α–Teilchen werden durch einen Szintillator vor dem Referenz–Photomultiplier in Lichtsignale umgewandelt. Dadurch besitzt man eine von den Leuchtdioden der Kalibrationsmodule, welche sich im Magnetfeld befinden, unabhängige Lichtquelle.

Der Magnet selbst hat eine Länge von 145 cm, und ist im Teststrahlgebiet so positioniert, daß der Elektronenstrahl den Magnetkern zentral durchquert. Der Magnet ist in der Lage, ein dauerhaftes Magnetfeld von 0.7 T zu produzieren. Bei diesem Wert beträgt der Stromfluß in der Spule des Magneten 4000 A.

A.2 Messungen und Ergebnisse

Die einzelnen Komponenten des SPACAL, wie Photomultiplier, Kalibrationsmodule und Fasern wurden bereits in der Vergangenheit eingehend getestet. Die jetzige Aufgabe bestand darin, ein komplett bestücktes Supermodul im Magnetfeld zu testen, und festzustellen ob die vorgegebenen Parameter des SPACAL auch im Magnetfeld eingehalten werden können.

Zu den untersuchten Parametern gehören:

- Linearität des Ansprechverhaltens.
- Änderung der Energieauflösung im Magnetfeld.
- Homogenität des Ansprechverhaltens.
- Änderung des Schauerradius im Magnetfeld.

A.2.1 Kalibration des Supermoduls am Elektronenstrahl

Die Kalibration des Supermoduls, das heißt die Kalibration jeder einzelnen der 16 Zellen, ist für spätere Messungen wie den Test des linearen Ansprechverhaltens bei verschiedenen Energien sowie zur Ermittlung der Energie–Auflösung des Supermoduls notwendig.

Zur Kalibration verwendete man einen Elektronenstrahl der Energie 4 GeV aus dem Teststrahl 22. Zur Impulsselektion wurde an den Dipol–Magnet im Teststrahlaufbau ein Strom von 149.6 A angelegt. Das Supermodul wurde mit Hilfe des Positionierungstisches so in den Elektronenstrahl gefahren, daß die 4 GeV Elektronen jeweils das Zentrum der gerade zu kalibrierenden Zelle treffen. Diese Prozedur wurde einmal für B = 0 T und einmal für B = 0.7 T durchgeführt. Pro Zelle wurden 2000 Ereignisse aufgenommen. Bei der Auswertung wurde der ADC–Mittelwert dieser Ereignisse errechnet. Auf diese Weise gelangt man zu einer Energiekalibration für eine Energie von 4 GeV.

A.2.2 Linearitäts–Test

Bei der Untersuchung des linearen Ansprechverhaltens des SPACAL–Supermoduls bei verschiedenen Teilchenenergien kommt es darauf an zu zeigen, daß das Kalorimeter keine unterschiedliche Absorption oder Verstärkung von Teilchen-Schauern verschiedener Energie aufweist. Für diese Untersuchung wurden die innersten vier Zellen des zu testenden

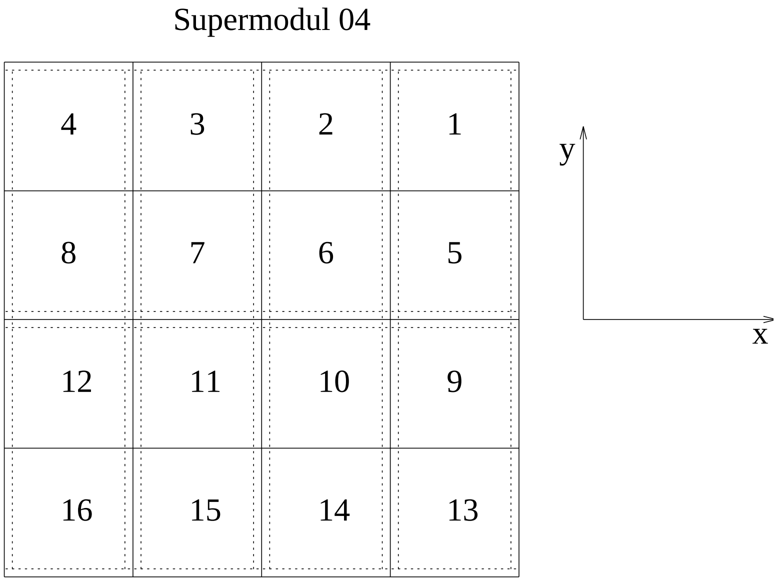


Abbildung A.3: Das Supermodul 04 mit der Anordnung der 16 Zellen von Strahlrichtung aus gesehen. Die gestrichelten Linien geben die Orientierung der Submodule an.

Supermoduls jeweils mit Elektronen der Energie zwischen 0.23 GeV und 6.0 GeV beschossen. Das Supermodul wurde für die vier verschiedenen Zellen so in den Teilchenstrahl gefahren, daß dieser jeweils die verschiedenen Zellen des Supermoduls im Zentrum traf.

In Abbildung A.4 sieht man die lineare Abhängigkeit zwischen den Mittelwerten der Einträge der ADC–Kanäle und der eingeschossenen Teilchenenergie vom Teststrahl 22. Die oben schon erwähnten vier innersten Zellen haben die Bezeichnung 06, 07, 10 und 11, wie man auch aus Abbildung A.3 ersehen kann.

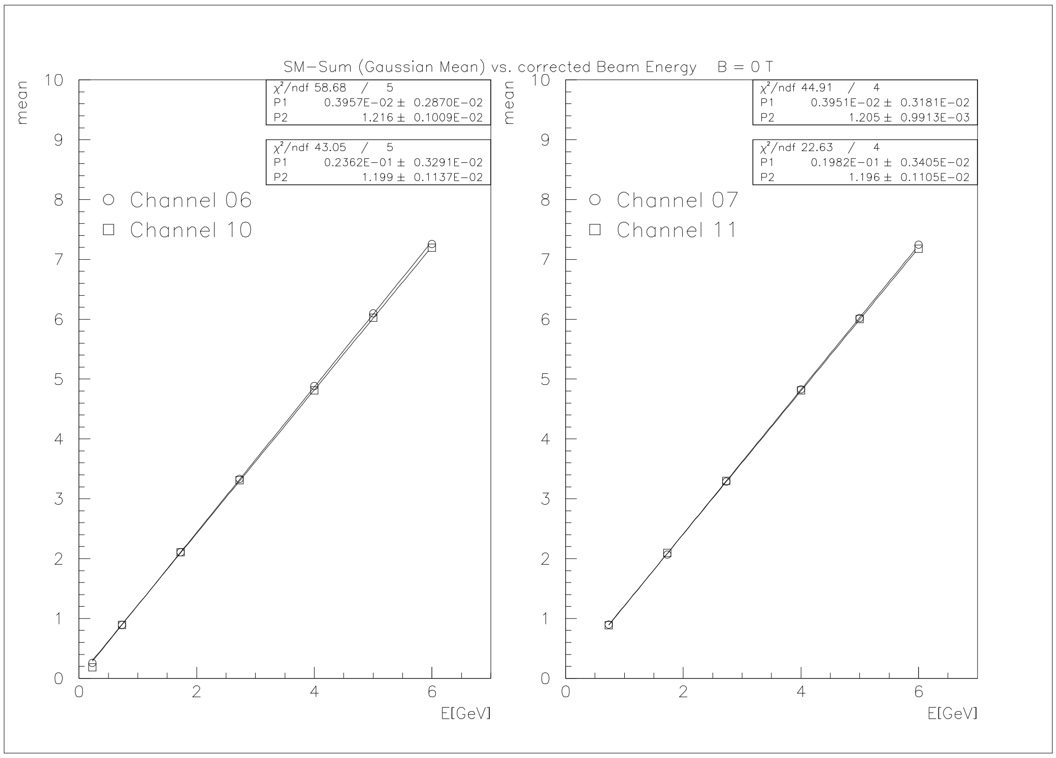
Durch die verschiedenen Meßpunkte der einzelnen Diagramme wurde eine Gerade angepaßt:

$$\bar{A} = P_1 + P_2 E \tag{A.1}$$

Der Mittelwert $\bar{A}$ der Gauß–Verteilung der Einträge aus den ADC–Kanälen berechnet sich, wie in Gleichung A.2 zu sehen ist, aus der Summe aller 16 ADC–Werte jeder einzelnen der 16 Zellen, abzüglich eines Betrages, der 'Pedestal' genannt wird. Die Differenz wird mit einer Kalibrationskonstante c_i multipliziert. Das Pedestal ist vergleichbar mit einem Untergrundrauschen. Man gelangt zu einem Pedestalwert, indem durch einen periodischen Trigger ein Meßfenster geöffnet wird, in welchem alle Einträge gemessen werden. Unter normalen Voraussetzungen wird ein Meßfenster nur geöffnet, wenn vorher durch Trigger–Koinzidenzen festgestellt wurde, daß ein Teilchen mit definierter Energie aus dem Teststrahl das SPACAL–Supermodul trifft.

$$\bar{A} = \sum_{i=1}^{16} c_i (A_i - Ped_i) \tag{A.2}$$

Aus den beiden oberen Darstellungen in Abbildung A.4 und A.5 ist ersichtlich, daß die



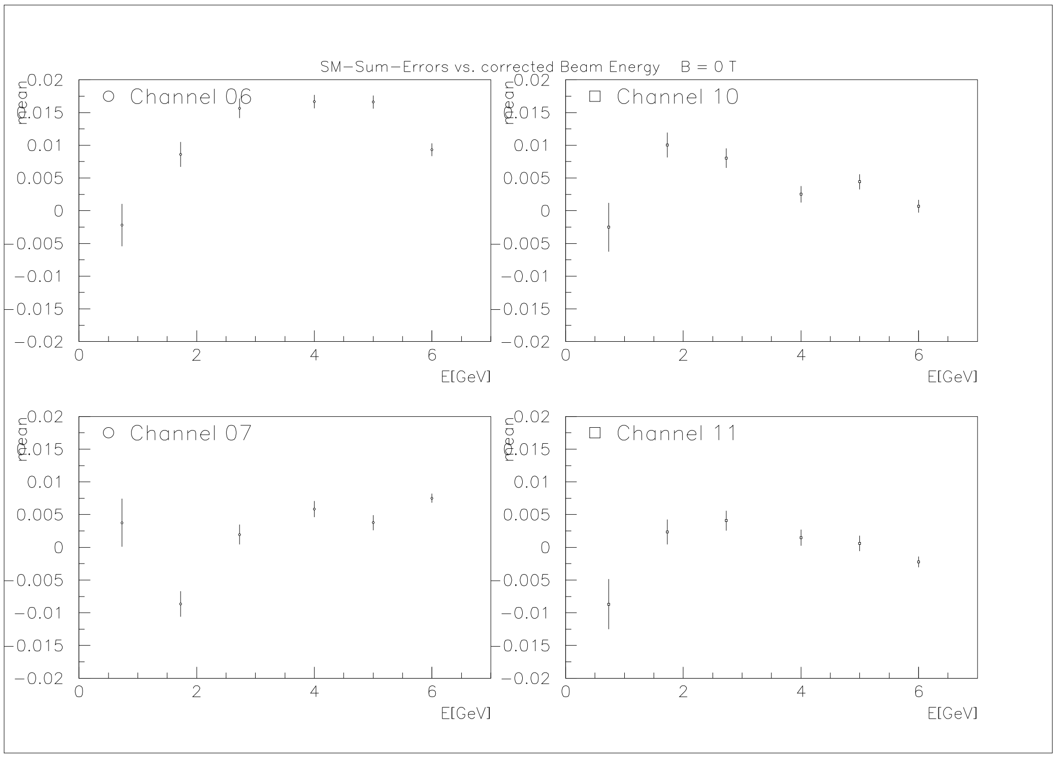
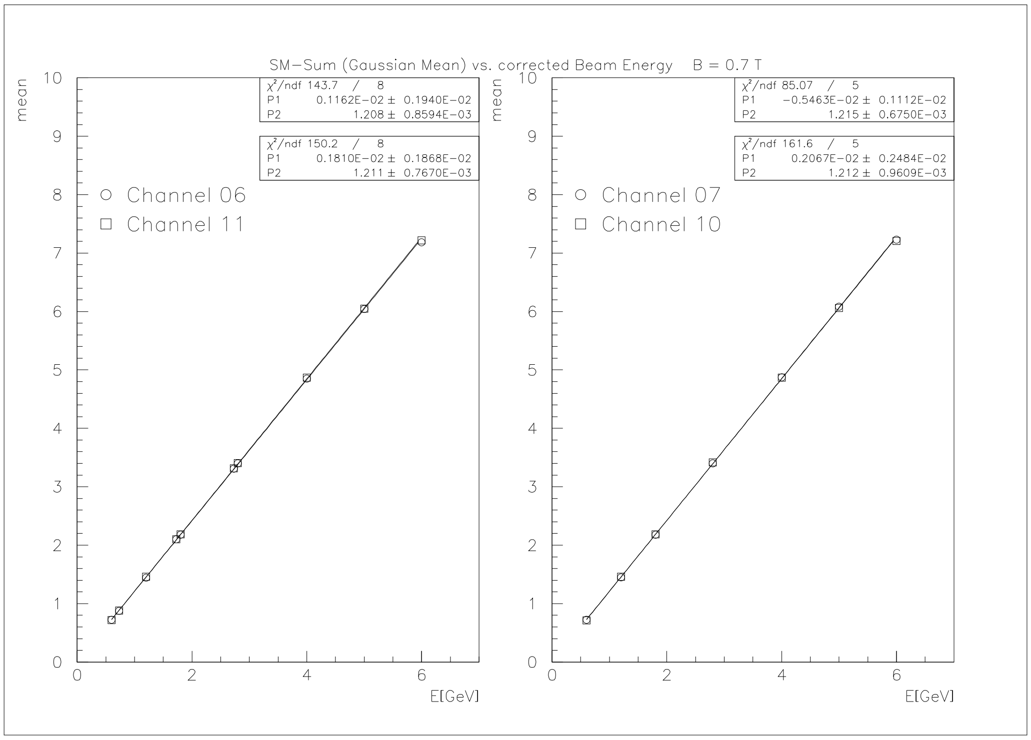


Abbildung A.4: Oben sieht man den Zusammenhang der vier Kanäle 06, 07, 10 und 11 ohne Magnetfeld, unten die Abweichung der gemessenen Werte von den aus dem Fit errechneten.



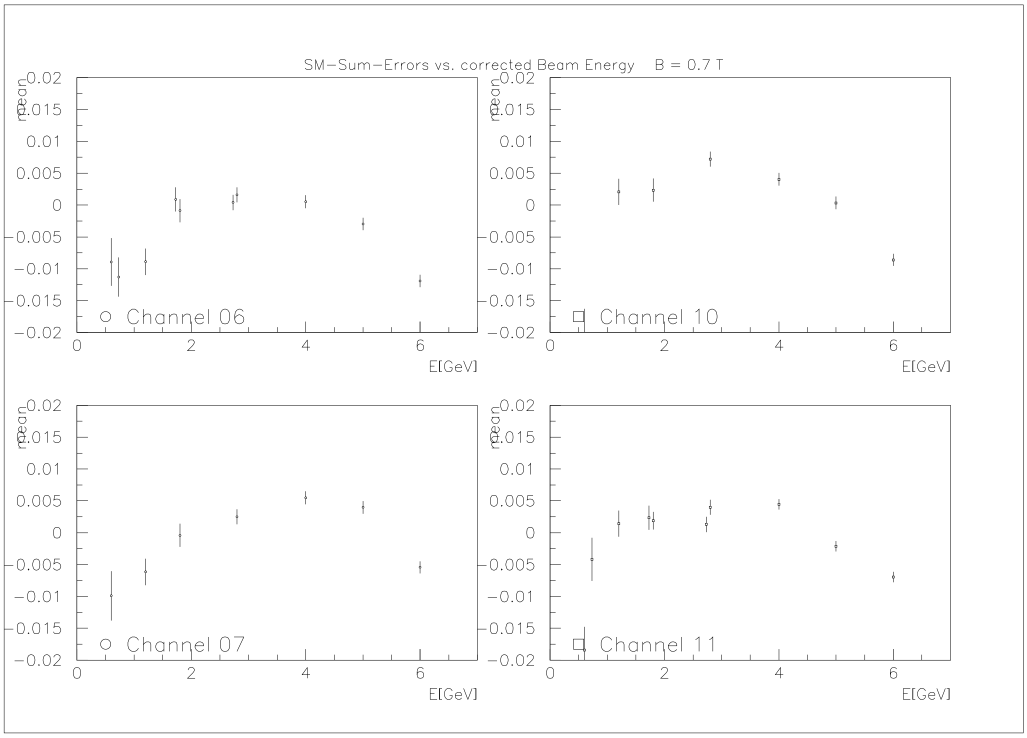


Abbildung A.5: Oben sieht man wiederum den Zusammenhang der vier Kanäle 06, 07, 10 und 11 diesmal bei einem Magnetfeld von 0.7 T, darunter die Abweichung der gemessenen Werte von den aus dem Fit errechneten.

Abweichungen der Meßwerte von der gefitteten Geraden zwischen 0.5 % und 1.0 % liegen. Im Maximalfall weichen die Meßwerte bei Zelle 06 um 1.7 % bei B = 0 T, und 1.1 % bei B = 0.7 T von der gefitteten Geraden ab.

Der Parameter P_1 aus Abbildung A.4 ist in allen acht Fällen mit Null verträglich, d.h. daß die Gerade durch den Ursprung geht. Aus dem Parameter P_2 ist ersichtlich, daß die gemessene Energie–Summe ca. 20 % größer ist als die deponierte Energie in einer einzelnen Zelle. Dieser Sachverhalt läßt sich dadurch erklären, daß ca. 20 % der Elektronen aus dem Teststrahl 22 die Zelle nicht treffen, obwohl diese zentral im Teilchenstrahl justiert wurde. Das hat seinen Grund darin, daß der Teilchenstrahl einen Durchmesser von 10 mm aufweist und Leckverluste auftreten. Ein weiterer Grund für den Teilchen–Leckverlust liegt in der Vielfach–Coulomb–Streuung im Polystyren der Trigger–Szintillatoren.

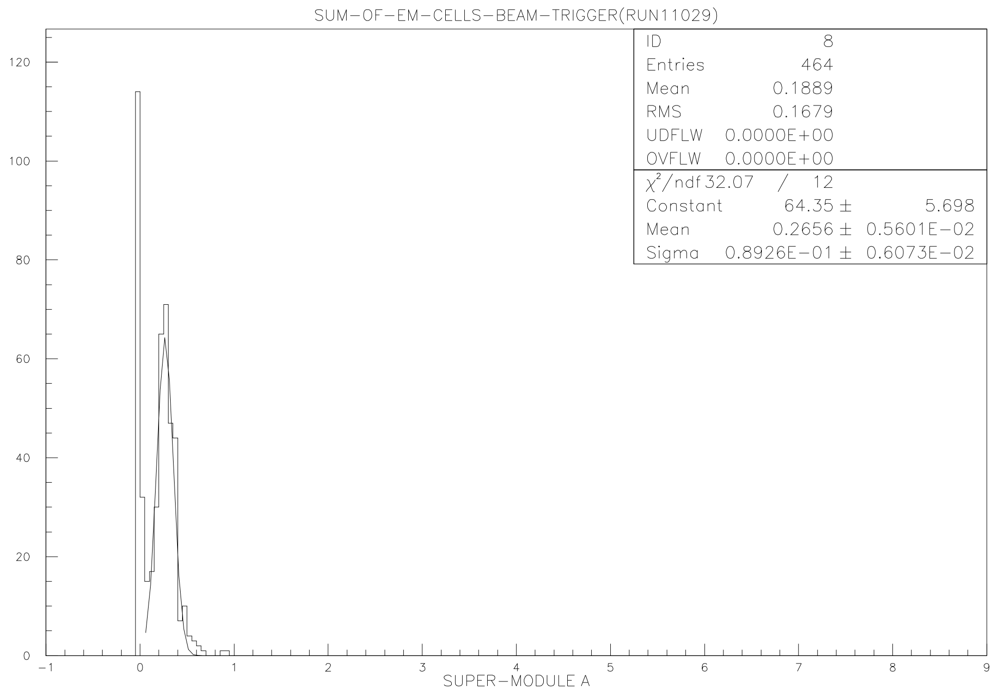
Vergleicht man die Parameter P_2 aus den Linearitäts–Untersuchungen mit und ohne Magnetfeld, so stellt man fest, daß diese sich bei eingeschaltetem Magnetfeld nicht wesentlich vergrößern. Das Gleichbleiben des Teilchen–Leckverlustes bei eingeschaltetem Magnetfeld läßt den Schluß zu, daß sich der Schauerradius im Magnetfeld nicht vergrößert.

Die Vielfach–Coulomb–Streuung macht sich besonders bei niedrigen Teilchenenergien bemerkbar, da der Ablenkwinkel ϑ bedingt durch Coulomb–Streuung umgekehrt proportional zur Teilchenenergie ist (siehe Gleichung A.3).

$$\vartheta = \frac{13.6MeV}{\beta cp} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 ln \left(\frac{x}{X_0}\right)\right] \tag{A.3}$$

Dabei ist βc die Geschwindigkeit, p der Impuls des Teilchens, z dessen Ladung, x die Dicke des Materials, in welchem die Vielfach–Coulomb–Streuung stattfindet und X_0 dessen Strahlungslänge.

Betrachtet man zum Beispiel das Spektrum bei 0.23 GeV (siehe Abbildung A.6), so bemerkt man hier eine hohe Anzahl von Nulleinträgen. Berechnet man ϑ für eine Teilchenenergie von 0.23 GeV, so ist die resultierende Ablenkung der Elektronen aus dem Teststrahl bedingt durch Vielfach–Coulomb–Streuung im Abstand von 376 cm fast 10 cm. Dieser Wert ist folgendermaßen zu verstehen: Mit Hilfe einer hohen Statistik, das heißt eine große Anzahl von Ereignissen, stellt man fest, daß die Teilchen gaußförmig um den zentralen Einschußpunkt verteilt sind. Die Größe ϑ entspricht der Breite von 1 σ der Gaußverteilung.



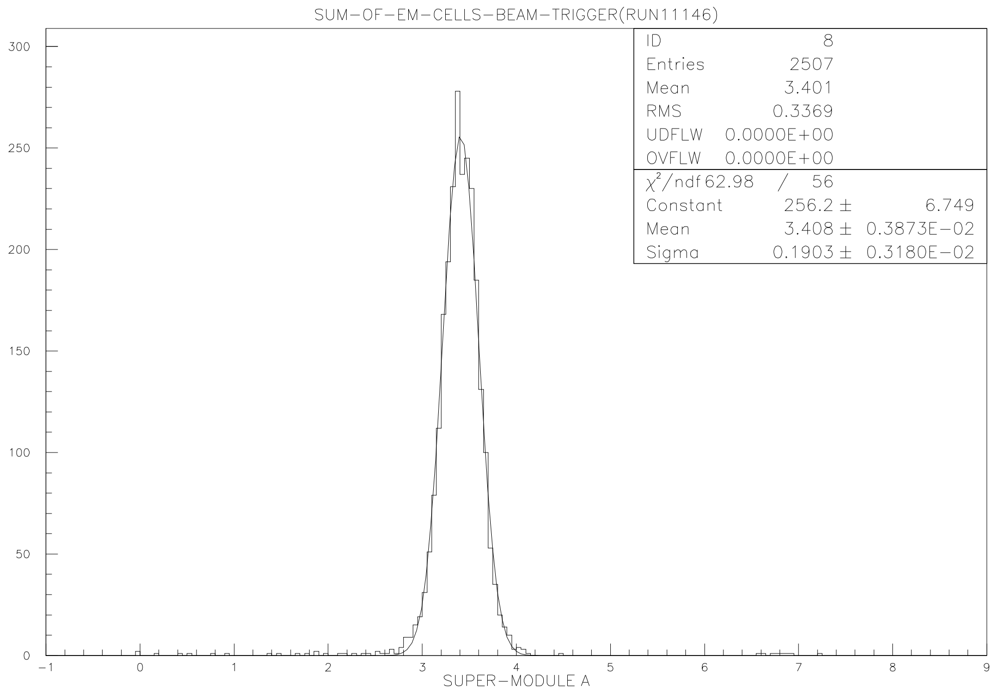


Abbildung A.6: Oben: gemesenes Energiespektrum bei $B = 0$ T mit einer Einschußenergie von 0.23 GeV in das Zentrum von Zelle 06. An die ADC–Einträge wurde eine Gaußfunktion angepaßt. Unten: Ein für die Meßreihe repräsentatives Energiespektrum bei $B = 0.7$ T mit einer Einschußenergie von 2.8 GeV in das Zentrum von Zelle 11. An die ADC–Einträge wurde wie oben eine Gaußfunktion angepaßt.

A.2.3 Energie–Auflösung

Zur Ermittlung der Energie–Auflösung des SPACAL–Supermoduls wurden die gleichen Daten verwendet wie bei der Linearitätsuntersuchung. Zur Ermittlung der Energieauflösung wurde die Breite der Einträge in den ADC–Kanälen in Abhängigkeit der Teilchenenergie untersucht. Wie oben schon erwähnt wurden die Zellen 06, 07, 10 und 11 mit Elektronen der Energie zwischen 0.23 GeV und 6.0 GeV beschossen. Die Energieauflösung eines Kalorimeters läßt sich durch folgende Gleichung charakterisieren:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{P_3}{E} \oplus \frac{P_2}{\sqrt{E}} \oplus P_1 \tag{A.4}$$

wobei hier die einzelnen Summanden, wie in Kapitel 2, Gleichungen 2.1 und 2.2, quadratisch addiert wurden. Die Bedeutung der Parameter P_1, P_2 und P_3 im einzelnen:

- Der Parameter P_1 beinhaltet verschiedene energieunabhängige Größen wie Energieverluste durch inaktives Material, Leckage und mangelnde Kalibration zwischen den einzelnen Detektorkanälen, sowie die Inhomogenität des Kalorimeters.

- Der Parameter P_2 ist der Wert, der die Energieauflösung des Kalorimeters beschreibt. Die Energieauflösung ist im wesentlichen abhängig von Fluktuationen der im Kalorimeter gemessenen Energie. Diese Fluktuationen sind auf Schwankungen der Schauerentwicklung zurückzuführen.

- Der Parameter P_3 wird durch das elektronische Rauschen bestimmt. Diese Größe ist unabhängig von der im Kalorimeter deponierten Energie.

In Abbildung A.7 ist die Energieauflösung des Supermoduls zu sehen, wobei der Teilchen–Strahl die Zelle 11 zentral traf. Die gemessen Punkte wurden durch eine Funktion gefittet, die der Gleichung A.4 entspricht. Betrachtet man den Parameter P_2 aus beiden Diagrammen, so erhält man eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = (7.7 \pm 0.2) \tag{A.5}$$

für den Betrieb des Kalorimeters ohne Magnetfeld. Bei einem Magnetfeld von B = 0.7 T erreicht das Supermodul eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = (7.8 \pm 0.1) \tag{A.6}$$

Der angegebene Parameter P_3, der ein Maß für die Größe des elektronischen Rauschens ist, entspricht in diesem Falle nicht der Realität. Der in der Abbildung A.7 ersichtliche Rauschpegel von 83 MeV b.z.w 88 MeV (für B = 0.7 T) bei einer Strahlenergie von 1 GeV ist auf Strahldivergenzen des Teststrahls 22 zurückzuführen, da dieser eine räumliche Ausdehnung von 10 mm aufwies. Betrachtet man die Pedestal–Werte, so gelangt man zu einem elektronischen Rauschpegel von 6 MeV bei einer Strahlenergie von 1 GeV.

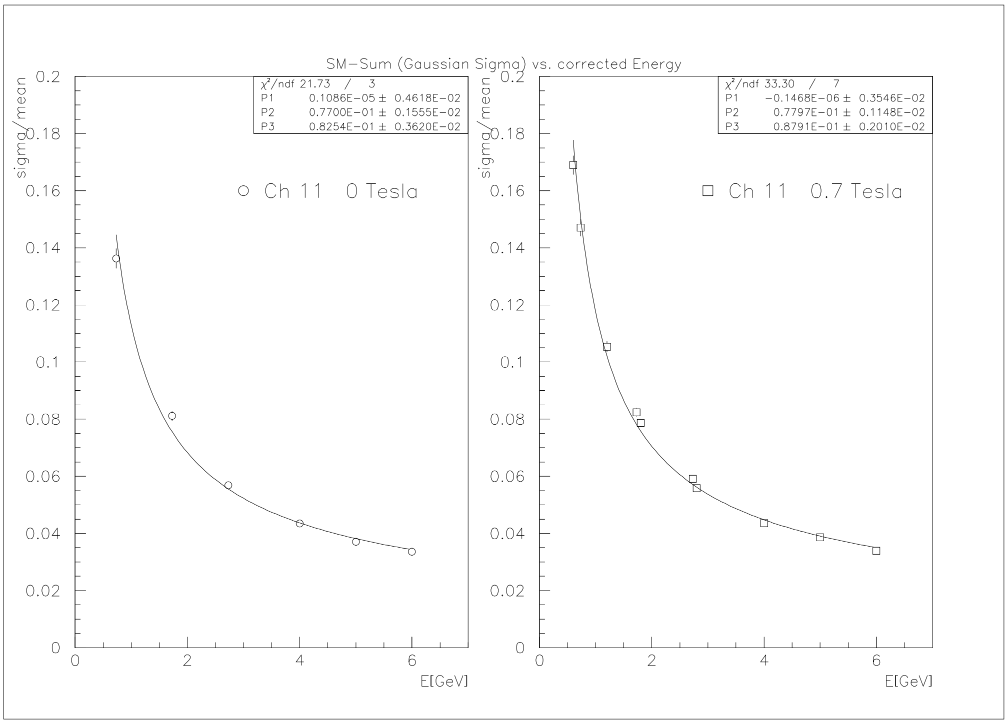


Abbildung A.7: Aufgetragen ist hier die Relation der Energieauflösung als Funktion der Teilchenenergie. In der Abbildung links sind die Werte für die Versuchsreihe ohne Magnetfeld aufgetragen, rechts die Werte für ein Magnetfeld von B = 0.7 T.

Mit dem Supermodul, welches für den Magnetfeld–Test zur Verfügung stand, konnte die anvisierte Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{6.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 1 \tag{A.7}$$

nicht erreicht werden. Dabei sollte man aber bedenken, daß das getestete Supermodul aus einer frühen Produktionsphase stammt und nach den gestellten Qualitätsanforderungen nicht in das komplette SPACAL eingebaut wurde.

A.2.4 Homogenität des Ansprechverhaltens

Bei den Homogenitätsuntersuchungen des Supermoduls 04 wurden vier Meßreihen genommen. Jeweils mit und ohne Magnetfeld wurde der Teichenstrahl einmal horizontal über vier Zellen gefahren, und einmal vertikal über vier Zellen. Horizontal, d.h. in x–Richtung wurden die Zellen 08, 07, 06 und 05 gemessen, während fürdie vertikale Meßreihe, d.h. in y–Richtung die Zellen 02, 06, 10 und 14 untersucht wurden (siehe Abbildung A.3).

Ziel dieser Untersuchung war es festzustellen, ob das Ansprechverhalten über mehrere Zellen, insbesondere über die Grenzen einzelner Submodule hinweg, gleichbleibend ist. Besondere Aufmerksamkeit gilt der prozentualen Abweichung der errechneten Summe der über alle vier Zellen gemessenen Einträge, und deren Veränderung bei eingeschaltetem Magnetfeld.

Bei den Abbildungen A.8 und A.9 sind auf der Ordinate die Mittelwerte der ADC–Kanäle der vier benachbarten Zellen, normiert auf den maximalen ADC–Mittelwert, sowie deren Summe aufgetragen. Auf der Abszisse sind die Einschußpositionen jeweils in x– und y–Richtung aufgetragen. Die von einer Zelle gemessenen Einträge bei verschiedenen Einschußpositionen sind jeweils mit einer Linie verbunden.

In Abbildung A.8 sieht man ein geringeres Ansprechvermögen bei $y = 60$ mm. An dieser Stelle befindet sich ein Übergang von einem Submodul zu einem anderen. Das geringere Ansprechverhalten an dieser Stelle läßt sich auf leichte Druckeffekte der Fasern am Submodulrand zurückführen. Diese Schäden können beim Zusammenbau der Submodule zum Supermodul erklärt werden, da die Fasern sehr druckempfindlich sind. Der gleiche Effekt läßt sich auch bei den benachbarten Zellen in x–Richtung beobachten, nur daß hier das Ansprechverhalten weniger variiert.

Die Änderung des Ansprechverhaltens von 2.3 % in y– und 1.3 % in x–Richtung ohne Magnetfeld b.z.w. 3.1 % in y– und 1.9 % in x–Richtung bei eingeschaltetem Magnetfeld liegt über der Toleranzgrenze. Bei der Produktion des Supermoduls 04 wurden die fertigen Submodule mit einem zu hohen Druck in Form gepreßt, bevor diese zu Supermodulen zusammengesetzt wurden. Durch diesen Preßvorgang besteht die Möglichkeit, daß einige Fasern im Modul brechen oder anderweitig geschädigt werden. Der Druck wurde beim Bau späterer Submodule verringert.

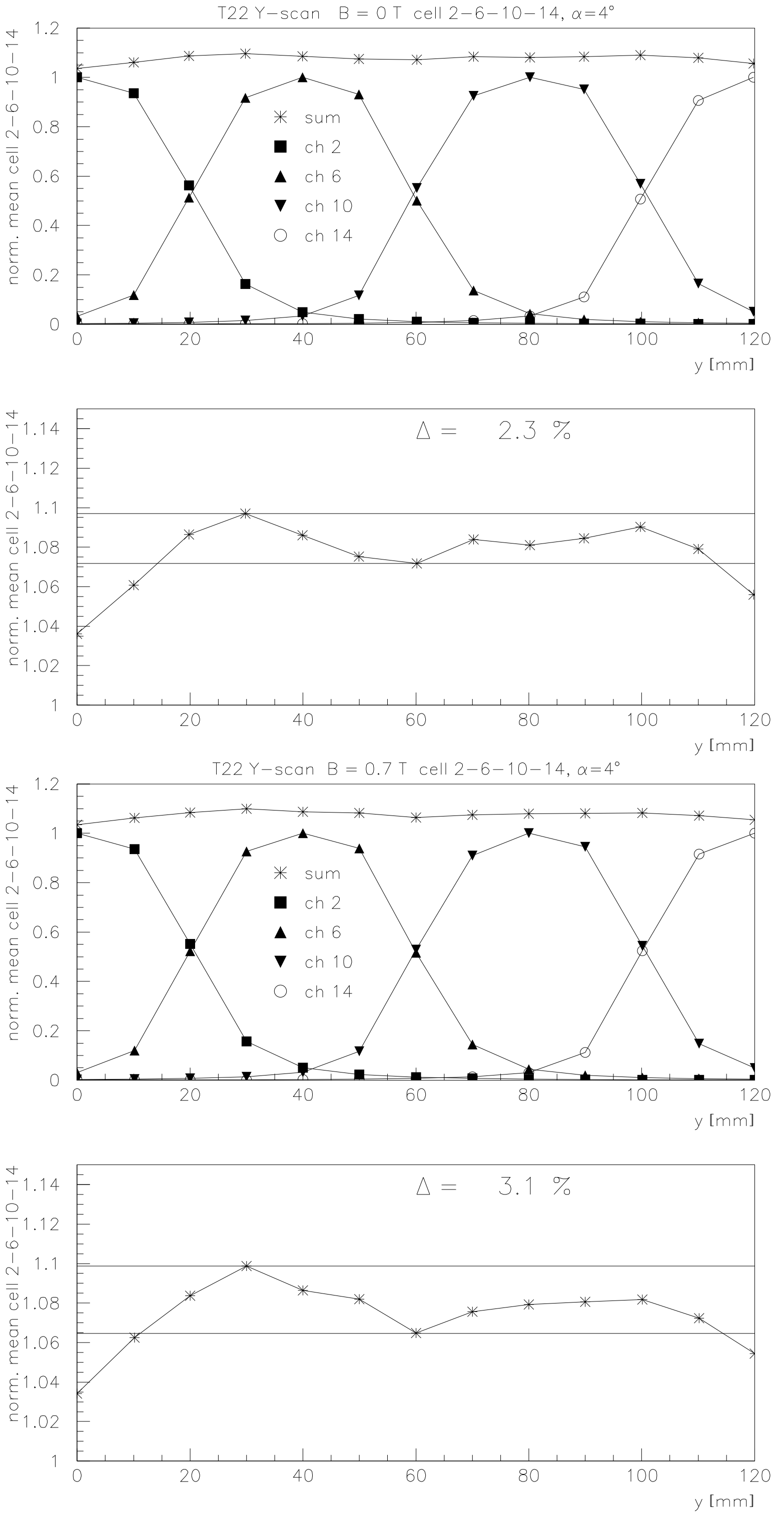


Abbildung A.8: Homogenität des Ansprechverhaltens der in Y–Richtung benachbarten Zellen: die oberen zwei Diagramme bei einem Magnetfeld von B = 0 T, die beiden unteren bei einem Magnetfeld von B = 0.7 T. Diagramm 2 und 4 (von oben gesehen) stellen eine Ausschnittsvergrößerung der Summe über die vier betrachteten Kanäle dar.

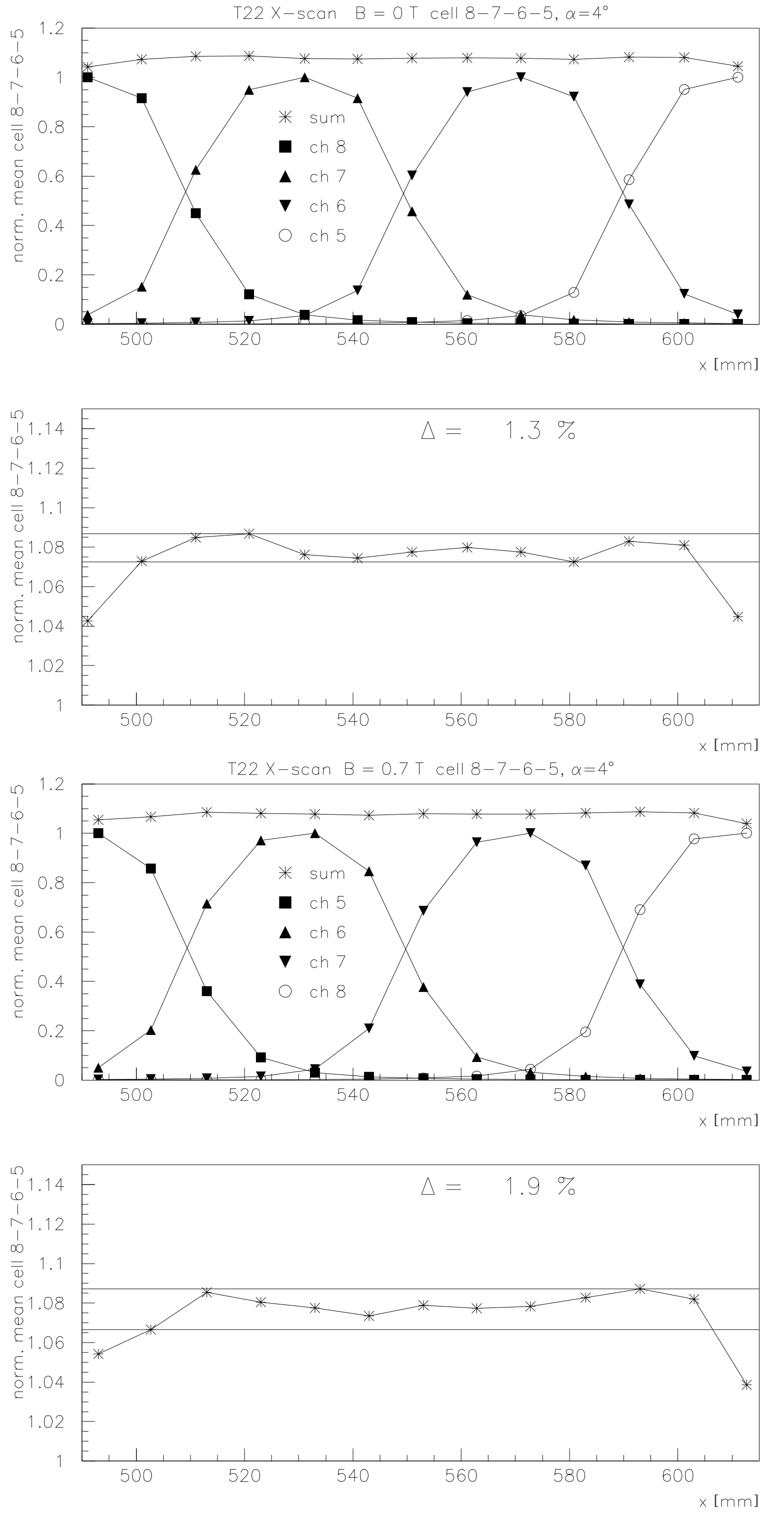


Abbildung A.9: Homogenität des Ansprechverhaltens der in X–Richtung benachbarten Zellen: die oberen zwei Diagramme bei einem Magnetfeld von B = 0 T, die beiden unteren bei einem Magnetfeld von B = 0.7 T. Diagramm 2 und 4 (von oben gesehen) stellen eine Ausschnittsvergrößerung der Summe über die vier betrachteten Kanäle dar.

A.3 Zusammenfassung des Magnetfeld Tests

Gegenstand dieses Berichtes waren Untersuchungen an einem Kalorimetermodul, welche bei einem Magnetfeld von B = 0 T und B = 0.7 T durchgeführt wurden. Folgende Eigenschaften wurden im Rahmen dieses Berichtes untersucht:

- Linearität des Ansprechverhaltens
- Energie–Auflösung
- Homogenität des Ansprechverhaltens

Das lineare Ansprechverhalten des Kalorimeters ändert sich bei eingeschaltetem Magnetfeld nicht. Vergleicht man den Leck–Verlust einer einzelnen Zelle bei eingeschaltetem Magnetfeld und ohne Magnetfeld, so ändert sich dieser nicht. Aus diesem Sachverhalt kann man den Schluß ziehen, daß sich der Schauerradius bei eingeschaltetem Magnetfeld nicht wesentlich vergrößert.

Bei der Energie-Auflösung wurden bei eingeschaltetem Magnetfeld keine Änderungen beobachtet. Die anvisierte Energieauflösung $\sigma/\mathrm{E} = 6.5\ \%\ /\ \sqrt{E[\mathrm{GeV}]}$ konnte mit dem im Versuchsaufbau verwendeten Supermodul nicht erreicht werden. Bei den Messungen an diesem Supermodul wurde eine Energieauflösung von
$\sigma/\mathrm{E} = 7.8\ \%\ /\ \sqrt{E[\mathrm{GeV}]}$ erreicht.

Bei der Homogenität des Anprechverhaltens konnte bei einem Magnetfeld von 0.7 T ein leichter Inhomogenitätszuwachs von 0.6 Prozentpunkten in x–Richtung b.z.w. 0.8 Prozentpunkten in y–Richtung nachgewiesen werden.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

Ama81 U. Amaldi, *Fluctuations in Calorimetry Measurements.* Phys. Scripta, 23: 409, 1981

App95 Rolf Appuhn, persönliche Mitteilung

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

Ber64 M. J. Berger and S. M. Seltzer. *Tables of Energy Losses and Ranges of Elektrons and Positrons.* National Aeronautics and Space Administration Report NASA–SP–3012 (Washington DC, 1964)

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

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

Blo79 A. Blondel and F. Jacquet, *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe.* Hrsg. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979)

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

Bru88 H. Brückmann, B. Anders, U. Behrens, *Hadron Sampling Calorimetry, a Puzzle of Physics.* Nucl. Inst. Meth. A263 (1988), 136

Bru95 C. Brune, persönliche Mitteilung

DESY95-165 H1 SPACAL Group *Performance of an Electromagnetic Lead / Scintillating - Fiber Calorimeter for H1 Detektor.* DESY 1995-165, to be submitted to NIM

Dir95 M. Dirkmann, *Untersuchungen an einem Spaghetti–Kalorimeter unter besonderer Berücksichtigung des inneren Randbereiches und des Nachweises von π Mesonen.* Diplomarbeit, Universität Dortmund, Januar 1995

Efr95 Valentin Efremenko, ITEP Moscow, persönliche Mitteilung

Fab85 C. W. Fabjan, *Calorimetry in High–Energy Physics.* CERN–EP/85–54, 1985.

Fab89 C. W. Fabjan, R. Wigmans, *Energy Measurements of Elementary Particles.* Rep. Prog. Phys. 52 (1989)

Fla85 W. Flauger, *Simulation of the Transition Effect in Liquid Argon Calorimeters.* DESY 85-047 June 1985

Gor95 I. Gorelov, persönliche Mitteilung

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, 43:172, 1927

HERA B94 HERA B, *Open Collaboration Meeting* October 4 - 6, 1994, DESY, Hamburg; Internal Report, DESY F15-94-01, October 94

SPA95 H1 SPACAL Group, *Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating–Fibre Calorimeter for the H1 Detector* DESY 95-165

H193 H1 Collaboration, *The H1 Detector at HERA.* DESY 93-103, July 1993

Jan94 J. Janoth et al., *Response of mesh–type photomultiplier tubes in strong magnetic fields.* Nucl. Inst. Meth. A 350 (1994) 221 - 225

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

Leo94 W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Second Edition.* Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York

Loh85 W. Lohmann, R. Kopp, R. Voss, *MUDEX–Program Description* CERN 85-03

Lon75 E. Longo and I. Sestili, *Monte Carlo Calculations of Photon–Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass.* Nucl. Inst. Meth. A128: 283, 1975

Mey95 A. Meyer, persönliche Mitteilung

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

Mue94 G. Müller, *A Spaghetti Calorimeter for the H1 Detector* Performance on the 5th Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics in Brookhaven 1994, 355

Nel85 W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers, *The EGS4 code System.* SLAC–Report 265, Dec. 1985

Nic95 T. Nicholls, *SPACAL TDC System* Internal H1 Note 1995

PDG92 Particle Data Group, *Review of Particle Properties* Physical Review D45, 11 (1992)

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

Sch95 P. Schmüser, *Feynman–Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker* 2. Auflage, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York (1995)

Seg65 E. Segré, *Nuclei And Particles* W.A. Benjamin, INC., New York, 1965.

SPA95 Transparencies of the SPACAL Meeting from 2nd of June 1995

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

Sti95 J. Janoth, J. Stiewe, A. Meyer, *An algorithm to absolute calibrate the SPACAL using the Kinematic Peak, by performing a maximum likelihood fit.* preliminary draft, October 1995

ZEUS93 ZEUS Kollaboration, *The ZEUS Detector* PRC 93/05, Status Report 1993

Danksagung

Ein erster Dank geht an Frau Prof. Dr. B. Naroska für die Bereitstellung und Begutachtung der vorliegenden Diplomarbeit. Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Dr. V. Korbel für die Übernahme des Zweitgutachtens bedanken, sowie für die vielen Tips und Ideen während der Analysephase.

Ein besonderer Dank geht an Dr. Marc Weber, der vor der entscheidenden Phase die Betreuung dieser Arbeit übernahm, und durch seinen unermüdlichen Einsatz maßgebend zum Gelingen der Diplomarbeit beigetragen hat. An Dr. Gerhard Müller geht ein herzlicher Dank für seine wohlwollende Unterstützung und die Aufrechterhaltung meines Optimismus. Bei Prof. Dr. H. Steiner aus Berkeley möchte ich mich für die kritische Hinterfragung meiner Ergebnisse bedanken.

Danken möchte ich auch allen anderen Mitgliedern der SPACAL Gruppe, die mir ohne Ausnahme jederzeit mit Rat und Tat zur Seite standen.

Ein Dank geht auch an meine Eltern, ohne deren Unterstützung mein Studium nicht möglich gewesen wäre.

Abschließend möchte ich mich bei Kirsten bedanken. Sie hatte während der letzten Jahre alle meine Gefühlsschwankungen zu ertragen, was in der Prüfungsphase und während der Zeit meiner Diplomarbeit gipfelte. Ihr habe ich vor allem meine Motivation zu verdanken.