Teststrahluntersuchungen an einem Spaghetti-Kalorimeter für den H1-Detektor

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

am Lehrstuhl für
Experimentelle Physik V
im Fachbereich Physik der
Universität Dortmund

vorgelegt von
Harald Hutter
aus Marl

Februar 1995

Kurzfassung

Eine wichtige Komponente des H1-Detektors ist das rückwärtige Kalorimeter, das durch ein neues Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) ersetzt werden wird. Dieses in Abschnitt 3.1 beschriebene Upgrade-Projekt vergrößert u.a. den kinematischen Bereich, in dem tief-inelastisch gestreute Elektronen nachgewiesen werden können. Untersuchungen der Eigenschaften des SpaCal sind Gegenstand der vorliegenden Arbeit.
Die Analyse von Teststrahlmessungen mit Elektronen der Energie 1 GeV bis 60 GeV am CERN und DESY hat zu folgenden Ergebnissen geführt. Die maximale Abweichung von der Linearität beträgt $\Delta_{max} = 1.5\,\%$. Die Energieauflösung läßt sich mit $\sigma_E/E = (7.13 \pm 0.20)\,\%\sqrt{\mathrm{GeV}}/\sqrt{E} \oplus (0.97 \pm 0.05)\,\%$ parametrisieren[a]. Die Zeitauflösung von $\sigma_t = (0.38 \pm 0.03)\,\mathrm{ns}$ ermöglicht die Trennung der Strahl-Gas- bzw. Strahl-Wand-Ereignisse von Elektron-Proton-Ereignissen.

[a]Das Symbol $\oplus$ bedeutet quadratische Addition.

Abstract

A major component of the H1 detector is the backward electromagnetic calorimeter which will be replaced by a new spaghetti calorimeter (SpaCal). The upgrade project which is described in section 3.1 increases the kinematical range where the detection of electrons from deep-inelastic scattering ep events is possible. Investigations of properties of the SpaCal are subject of this thesis.
The analysis of test beam measurements with electrons with the energie 1 GeV to 60 GeV at CERN and DESY has shown the following results. The maximum deviation from linearity is $\Delta_{max} = 1.5\,\%$. The energy resolution can be parameterized[a] as $\sigma_E/E = (7.13 \pm 0.20)\,\%\sqrt{\mathrm{GeV}}/\sqrt{E} \oplus (0.97 \pm 0.05)\,\%$ The time resolution of $\sigma_t = (0.38 \pm 0.03)\,\mathrm{ns}$ makes a separation of beam-gas and beam-wall events from electron-proton events possible.

[a]The $\oplus$ stands for summation in quadrature.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

1.1 HERA . . . 1

1.2 Der H1-Detektor . . . 2

1.2.1 Das Upgrade-Projekt . . . 3

1.3 Kinematik . . . 6

1.3.1 Anforderungen an den rückwärtigen Bereich . . . 6

1.4 Ziel der vorliegenden Arbeit . . . 8

2 Physikalische Grundlagen **9**

2.1 Kalorimetrie . . . 9

2.1.1 Energieverlust von Teilchen in Materie . . . 10

2.1.2 Schauerentwicklung . . . 14

2.1.3 Energieauflösung . . . 18

2.2 Flugzeit-Messung . . . 19

2.2.1 Untergrundunterdrückung . . . 19

2.2.2 Der zeitliche Verlauf des PM-Signals . . . 21

2.2.3 Walk-Korrektur . . . 23

3 Das Spaghetti-Kalorimeter **25**

3.1 Anforderungen an das neue Kalorimeter . . . 25

3.2 Funktionsprinzip des Kalorimeters . . . 27

3.3 Aufbau des Kalorimeters . . . 27

3.4 Energieauflösung von Spaghetti-Kalorimetern . . . 28

3.4.1 Energieauflösung von SpaCal 30

4 Teststrahlmessungen 32

4.1 Teilchenstrahlen 32

4.1.1 CERN-SPS X5A 32

4.1.2 DESY T22 35

4.2 Aufbau am Teilchenstrahl 37

4.2.1 Die Position des SpaCal im Testgebiet 37

4.2.2 Die ortsbestimmende Kammer 38

4.2.3 Teilchen-Identifikation 38

4.2.4 Datennahme 39

4.2.5 Pannen bei Testmessungen 39

4.3 Vorverarbeitung der Rohdaten 41

4.3.1 Pedestalkorrekturen 41

4.3.2 Abschätzung von kohärentem Rauschen 43

4.4 Relative Kalibration 44

4.4.1 Leckverluste 44

4.4.2 Photomultiplierverstärkung 47

4.5 Berücksichtigung der Spektrometerinformation 49

5 Linearität des SpaCal 52

5.1 Zerlegung einzelner Meßläufe in mehrere Wertepaare 54

5.2 Betrachtung ganzer Meßläufe in einem Wert 54

5.3 Betrachtung verschiedener Einschußpositionen 57

6 Die räumliche Homogenität des SpaCal 60

6.1 Das Signalverhalten der Testmodule 61

6.2 Mögliche Ursachen für das Signalverhalten 63

6.3 Homogenität und Energieauflösung 65

7 Bestimmung der Energieauflösung 66

7.1 Energieauflösung ohne Spektrometerkorrektur 66

7.2 Energieauflösung mit Spektrometerkorrektur 67

7.3 Vergleich verschiedener Teststrahlen 70

8 Bestimmung der Zeitauflösung 74

8.1 Meßgrößen und ihre Auswertung 74

8.2 Resultate von Teststrahlmessungen 76

8.2.1 Zeitauflösung des SpaCal mit Elektronen 76

8.2.2 Zeitauflösung des SpaCal mit Pionen 77

8.3 Messungen mit kosmischen Myonen 79

8.3.1 Kosmische Strahlung im Labor 79

8.3.2 Der experimentelle Aufbau 81

8.3.3 Eichmessungen 84

8.3.4 Zeitauflösung 86

8.4 Zusammenfassung der Meßergebnisse 90

Zusammenfassung 93

A Fehlerfortpflanzung 94

B Herleitung der Gleichungen 2.28, 2.29 und 2.30 96

B.1 Herleitung der Gleichung 2.28 98

B.2 Herleitung der Gleichungen 2.29 und 2.30 100

Danksagung V

Kapitel 1

Einleitung

Naturwissenschaftler haben seit jeher das von Goethe 1770-75 im „URFAUST“ formulierte Ziel:

Daß ich erkenne was die Welt
Im innersten zusammenhält.

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) wird versucht mit Hilfe von Elektron-Proton-Streuung die innere Struktur der Materie zu ergründen. Nach der Heisenberg'schen Unschärferelation [Hei27]

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

benötigt ein Streuexperiment für die Untersuchung kleiner Strukturen Δx einen Impulsübertrag Δp von mehr als $\hbar/(2 \cdot \Delta p)$. Mit HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage), die sich am DESY in Hamburg befindet, werden Elektronen an ebenfalls beschleunigten Protonen gestreut. Dadurch sind Q^2-Werte von maximal $10^5\,\mathrm{GeV}^2/c^2$ erreichbar, was einer Auflösung von einigen $10^{-18}\,\mathrm{m}$ entspricht. Unter Q^2 versteht man den Betrag des Quadrates des Viererimpulsübertrages. Vor HERA konnten Elektronen nur an ruhenden Protonen gestreut werden, wobei Q^2-Werte bis zu $\approx 400\,\mathrm{GeV}^2/c^2$ erreicht wurden. Deshalb gewinnt die Hochenergiephysik durch HERA neue Erkenntnisse über die Struktur des Protons.

1.1 HERA

Alle Beschleuniger benutzen elektrische Felder, um geladene, stabile Teilchen (Elektronen, Protonen, Ionen) auf hohe Energie zu beschleunigen. Fast alle modernen Protonen- und Elektronenbeschleuniger sind annähernd kreisförmig. Die Teilchen werden durch eine Reihe von Elektromagneten mit Feldrichtung normal zur Bahnebene innerhalb einer Vakuumröhre gehalten [Wil92].

HERA		
Umfang (km)	6.336	
Pakete pro Ring	210	
Zeit zwischen Kollisionen der Pakete (ns)	96	
Luminosität ($10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$)	16	
beschleunigte Teilchen	$e^{\pm}$	p
maximale Strahlenergie (GeV)	30	820
Teilchen pro Paket (Einheit 10^{10})	3.65	10
mittlerer Strom (mA)	58	163

Tabelle 1.1: *Die Design-Werte von HERA nach [PDG94]*

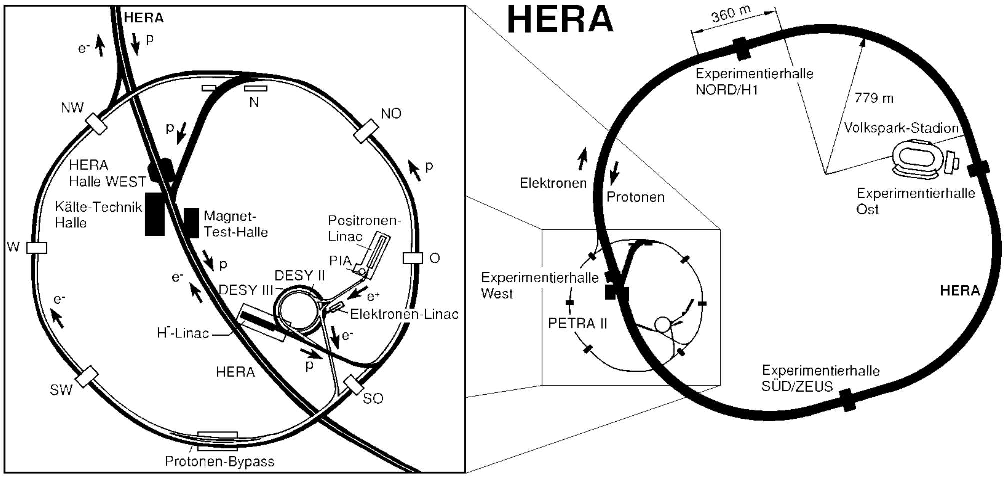

Abbildung 1.1: *Blick auf den Speicherring HERA und dessen Vorbeschleuniger.*

Abbildung 1.1 zeigt eine Skizze des derzeit weltweit einzigen Elektron[1]-Proton-Speicherrings. Nach Füllen des Protonenrings und Beschleunigen des Protonenstrahls auf 820 GeV, werden Elektronen auf die Energie von 26.7 GeV beschleunigt und mit dem Protonenstrahl zur Kollision gebracht. Einige Design-Werte von HERA sind in Tabelle 1.1 aufgeführt.

1.2 Der H1-Detektor

Eine detaillierte Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [H1-93a]. Dort werden Aufbau, Funktion und die erreichte Meßgenauigkeit aller seiner Komponenten beschrieben.

[1] Um die Strahllebensdauer zu erhöhen, bietet sich der Betrieb mit Positronen an, die mit ihrer positiven Ladung die ebenfalls positiv geladenen Restgasionen abstoßen. Deshalb sind Strahl-Gas-Ereignisse bei Positron-Betrieb seltener als bei Elektron-Betrieb.

Der H1-Detektor ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Den Wechselwirkungspunkt umschließen die Zentral- und die Vorwärtsspurkammern ([2],[3]). Sie gewährleisten eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p^2 \leq 0.3\,\%$. Mit ihnen lassen sich die Spuren auch in Ereignissen mit vielen geladenen Teilchen trennen. An diese Spurkammern schließt sich im größten Teil des Raumwinkels das Flüssigargon-Kalorimeter [H1-93b] an ([4],[5]), das aus einem inneren, dem elektromagnetischen Teil und einem äußeren, dem hadronischen Teil besteht. Die relative Energieauflösung des Kalorimeters verbessert sich mit zunehmender Energie, siehe z.B. Gleichung 3.4. Dadurch ist ein Kalorimeter für die Impuls- bzw. Energiemessung eine ideale Ergänzung zu den Spurkammern, deren relative Energieauflösung sich mit steigender Energie verschlechtert. Um die Energiemessung mit dem Kalorimeter nicht zu behindern, befindet sich die supraleitende Spule ([6]), mit der das für die Impulsmessung in den Spurkammern benötigte Magnetfeld von 1.2 T erzeugt wird, außerhalb des Kalorimeters. Der Polarwinkelbereich $152° \leq \Theta \leq 176°$, gemessen zur Richtung des einlaufenden Protons, wird durch ein bei Raumtemperatur arbeitendes, elektromagnetisches Kalorimeter abgedeckt. Dieses Blei-Szintillator-Sampling-Kalorimeter, auch *Backward Electromagnetic Calorimeter BEMC* genannt, dient hauptsächlich dem Nachweis der tief-inelastisch gestreuten Elektronen [Bru92]. Der wünschenswerte Nachweis hadronischer Schauer ist mit diesem Kalorimeter mit einer Länge von einer hadronischen Wechselwirkungslänge λ_{had} nur schlecht möglich. Das zur Rückführung des magnetischen Flusses dienende Eisenjoch ([10]) ist mit Streamer-Röhren zum Nachweis von Myonen und nicht vollständig im Kalorimeter absorbierten Hadronschauern instrumentiert. Ergänzt wird das Myon-Detektor-System durch die Myonkammern ([9]) und den Myon-Toroid-Magneten ([11]). Hier werden hochenergetische Myonen in Vorwärtsrichtung nachgewiesen. Zur Messung von Hadronen unter kleinen Polarwinkeln dient das Cu-Si-Kalorimeter PLUG ([13]). Ein als Trigger bezeichnetes System stellt fest, wann der Detektor ausgelesen werden sollte.

Mit diesem Detektoraufbau ist eine hohe Hermitizität gewährleistet. Die Messung des fehlenden Transversalimpulses in Ereignissen mit hochenergetischen Neutrinos ist sichergestellt.

In Abbildung 1.3 ist exemplarisch ein Ereignis der tief-inelastischen Streuung dargestellt, bei dem das Elektron im rückwärtigen, elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen wird.

1.2.1 Das Upgrade-Projekt

Ein neues *Spaghetti-Kalorimeter SpaCal* im rückwärtigen Bereich (siehe Abbildung 1.4) soll das Potential des H1-Detektors erheblich verbessern [H1-93c]: Elektronen mit kleinen Streuwinkeln bis hinab zu $\Theta = 177.5°$ werden dann mit hoher Energie- und Winkelauflösung gemessen werden können. Außerdem wird eine Bestimmung des Hadronenflusses in Rückwärtsrichtung durch ein separates, in Abbildung 1.4 mit „SPACAL hadr“ gekennzeichnetes Kalorimeter möglich.

Dadurch ist es möglich, in einen mit dem jetzigen Detektor nicht zugänglichen Bereich vorzustoßen, nämlich solche Ereignisse der tief-inelastischen Streuung zu untersuchen, die

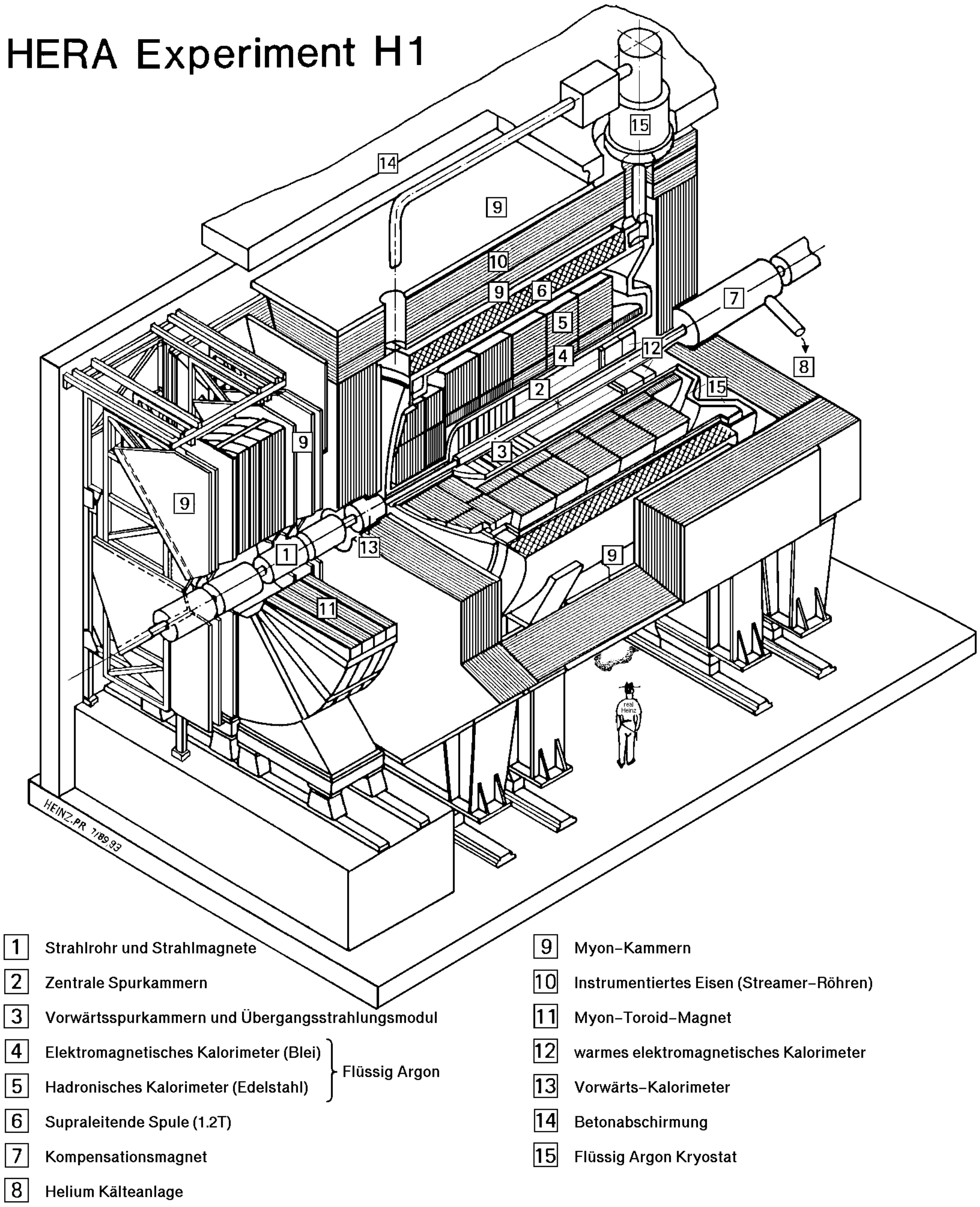

Abbildung 1.2: *Schematische Darstellung des H1-Detektors.*

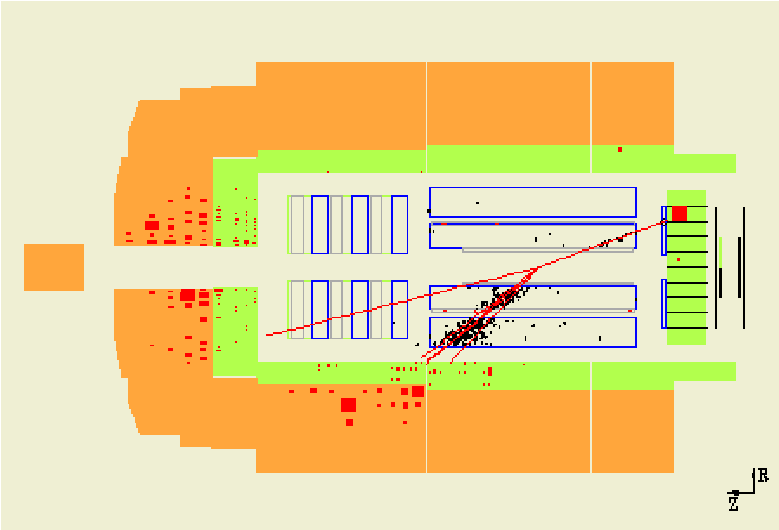

Abbildung 1.3: *Exemplarisches Ereignis der tief-inelastischen Streuung, bei dem das Elektron im rückwärtigen, elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen wird.*

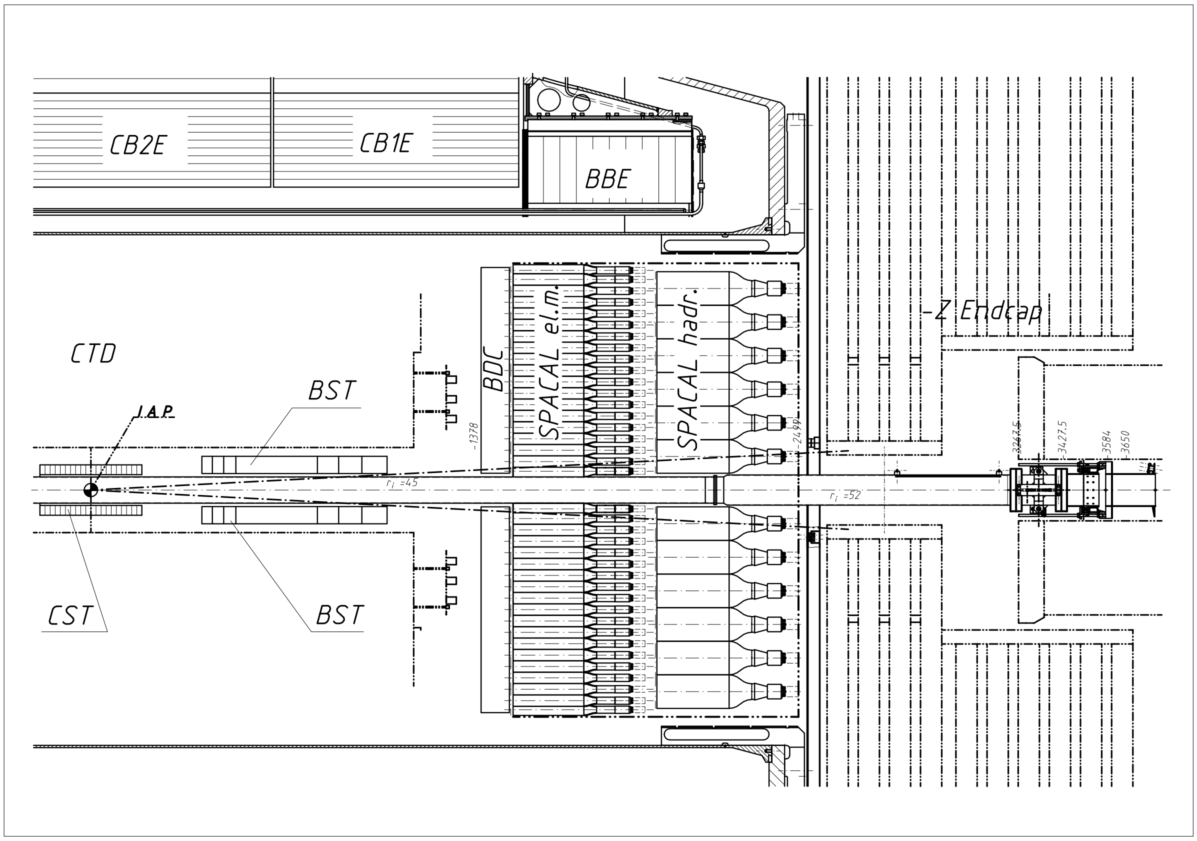

Abbildung 1.4: *Die Einbauposition des Kalorimeters im H1-Detektor im Längsschnitt. Man erkennt den mit „I.A.P" gekennzeichneten Wechselwirkungspunkt und ca. 150 cm entfernt das elektromagnetische Kalorimeter „SPACAL el.m.". Maße in mm.*

durch eine sehr kleine Bjørken-Skalenvariable x bis zu 10^{-5} und Q^2-Werten von einigen GeV^2/c^2 charakterisiert werden. In diesem Bereich erwartet man neue Erkenntnisse in der Struktur des Protons. Die Theorie der starken Wechselwirkung (QCD) kann dort neuen, entscheidenden Tests unterworfen werden.

1.3 Kinematik

Der kinematische Bereich für Ereignisse tief-inelastischer Streuung bei kleinem Bjørken-x, der mit dem SpaCal untersucht werden kann, ist $152° \leq \Theta \leq 177.5°$. Die in Abbildung 1.5 aufgetragenen Größen x und Q^2 können u.a. aus der Energie E_e des einlaufenden, der Energie E_e' und dem Winkel Θ_e des gestreuten Elektrons im Laborsystem bestimmt werden. Unter Vernachlässigung der Ruhemasse des Elektrons gilt:

$$\begin{aligned} Q^2 &= 4E_eE_e'\cos^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right) \\ y_e &= 1-\left(\frac{E_e'}{E_e}\right)\sin^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right) \\ Q^2 &= xy_es \end{aligned} \tag{1.2}$$

Hier bedeutet s das Quadrat der Schwerpunktsenergie. Θ_e bezeichnet den Winkel zwischen dem gestreuten Elektron und der Richtung des einlaufenden Protons. Die beiden Skalenvariablen x und y_e haben den Wertebereich $0 \leq x \leq 1$ und $0 \leq y_e \leq 1$.

1.3.1 Anforderungen an den rückwärtigen Bereich

Die Meßfehler der rekonstruierten Werte von Q^2, x und y_e leiten sich aus den Fehlern der Energie- und Winkelbestimmung des gestreuten Elektrons ab. Es gilt nach [Kle91]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dQ^2}{Q^2}\right)^2 &= \left(\frac{dE_e'}{E_e'}\right)^2+\left(\tan\left(\frac{\Theta_e}{2}\right)\cdot d\Theta_e\right)^2 \\ \left(\frac{dy_e}{y_e}\right)^2 &= \left(\frac{(y_e-1)}{y_e}\cdot\frac{dE_e'}{E_e'}\right)^2+\left(\frac{(1-y_e)}{y_e}\cdot\cot\left(\frac{\Theta_e}{2}\right)\cdot d\Theta_e\right)^2 \\ \left(\frac{dx}{x}\right)^2 &= \left(\frac{1}{y_e}\cdot\frac{dE_e'}{E_e'}\right)^2+\left(\tan\left(\frac{\Theta_e}{2}\right)\cdot\left[x\frac{E_p}{E_e'}-1\right]\cdot d\Theta_e\right)^2. \end{aligned} \tag{1.3}$$

Folgendes läßt sich aus den Formeln ablesen:

- Die Q^2-Auflösung wird durch die Energieauflösung des Kalorimeters bestimmt, abgesehen von Ereignissen mit großem Θ_e. Die Ungenauigkeit der Winkelmessung geht mit einem Gewichtsfaktor $\tan(\Theta_e/2)$ in die Auflösung ein. Bei $\Theta_e = 177.5°$, der größte mit dem SpaCal registrierbare Winkel, beträgt der Faktor fast 46. Die Meßgenauigkeit für den Winkel des vor dem Kalorimeter befindlichen Spurendetektors

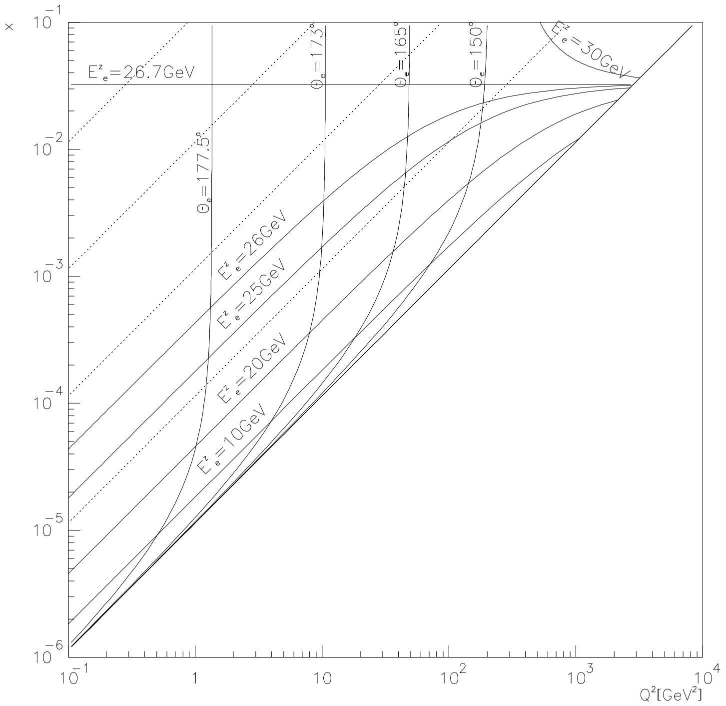

Abbildung 1.5: *Der kinematische Bereich für Ereignisse der tief-inelastischen Streuung bei kleinem Bjørken-x, der mit dem SpaCal untersucht werden kann, ist* $152° \leq \Theta \leq 177°$. *Dargestellt sind zum einen Linien, bei denen der Winkel zwischen dem gestreuten Elektron und dem einlaufenden Proton konstant ist, zum anderen Linien, bei denen die Energie des gestreuten Elektrons konstant ist.*

sollte demnach besser als 1 mrad sein, damit der Fehler von Q^2 bei einer Energieauflösung von 2 % bei $E = 30$ GeV dann höchstens 3 % beträgt.

- Der Fehler in x wird aufgrund des Fehlers in der Winkelmessung bei großem x und niedrigem Q^2 umso bedeutsamer, je näher der Winkel Θ_e bei 180° liegt. Bei niedrigem y_e ist die x-Auflösung wegen des $1/y_e$-Faktors der Energieauflösung schlecht.

- Auch die y_e-Auflösung wird durch den Faktor $1/y_e$ schlecht. Um die somit auftretende Verschmierung von x und y_e bis hinunter zu $y_e = 0.1$ nicht zu groß werden zu lassen, ist eine Energieauflösung des Kalorimeters von mindestens 2 % bei einer Energie der Elektronen von 30 GeV erforderlich. Es ergibt sich z.B. bei $\Theta_e = 170°$ und $E = 30$ GeV eine Ungenauigkeit in x von 20 % und in y von 18 %.

1.4 Ziel der vorliegenden Arbeit

Diese Diplomarbeit befaßt sich mit der Analyse von Teststrahlmessungen an Prototypen und endgültigen Modulen des Spaghetti-Kalorimeters, das in der Winterpause 1994/95 in den H1-Detektor eingebaut wird. Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Energieauflösung bei Einschuß von Elektronen und die Zeitauflösung zu bestimmen. Die Zeitauflösung sollte mit Elektronen, Pionen und kosmischen Myonen untersucht werden.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt.

- Nach dieser Einleitung beschreibt das zweite Kapitel die physikalischen Grundlagen der Energiemessung bei elektromagnetischen Schauern. Außerdem werden Verfahren zur Flugzeitmessung dargestellt.
- Die Funktionsweise des SpaCal, wichtige Eigenschaften, sowie die gestellten Anforderungen an die Qualität des Kalorimeters im H1-Detektor werden im dritten Kapitel geschildert.
- Im dann folgenden Kapitel wird zunächst der Aufbau der Teststrahlmessungen exemplarisch am Teilchenstrahl X5A des Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf beschrieben. Desweiteren wird in diesem Kapitel die Vorverarbeitung der Rohdaten, die Kalibration der SpaCal-Auslesekanäle bis zum endgültigen Detektorsignal, das der Analyse unterzogen werden kann, erklärt.
- In den darauffolgenden Kapiteln werden die Resultate der Analyse der Linearität, der Homogenität, der Energieauflösung und der Zeitauflösung des Kalorimeters gezeigt.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

2.1 Kalorimetrie

Kalorimeter sind ein wichtiges Instrument zur Messung der Energie hochenergetischer Teilchen. Das Prinzip eines solchen Detektors ist es, die gesamte Energie des einfallenden Teilchens zu absorbieren und ein meßbares, zu dieser Energie proportionales Signal zu erzeugen. Dieses Signal kann gesammelte Ladung aus Ionisationsprozessen, Čerenkov- oder Szintillationslicht sein.

Je nach Art des einfallenden Teilchens finden verschiedene Wechselwirkungsprozesse statt, in denen Sekundärteilchen erzeugt werden können, die ihrerseits wechselwirken. So entsteht eine als *Schauer* bezeichnete Teilchenkaskade. Die ursprüngliche Energie des eingedrungenen Teilchens, *Primärenergie* genannt, wird dabei auf eine stetig wachsende Zahl von Teilchen mit im Mittel immer kleinerer Energie verteilt. Der Vorgang der Teilchenmultiplikation läuft solange ab, bis schließlich die Energie der einzelnen Teilchen nicht mehr ausreicht, um neue Teilchen zu erzeugen. Dadurch bleibt der Schauer räumlich begrenzt. Die Primärenergie wird schließlich in Wärme umgewandelt, die aber praktisch nicht meßbar ist [Weg89].

Je nach vorherrschender Wechselwirkung werden die Schauer in *elektromagnetische* und *hadronische Schauer* unterteilt. Hadronen lösen aufgrund ihrer, verglichen mit Elektronen, großen Masse kaum Strahlungsprozesse aus. Jedoch hat wegen des elektromagnetischen Zerfalls neutraler Pionen jeder hadronische Schauer eine elektromagnetische Komponente. Das Signal des Detektors wird im wesentlichen von den niederenergetischen Schauerteilchen durch Ionisation und Anregung der Atome des Auslesemediums generiert.

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern existiert für hadronische Schauer keine analytische Beschreibung. Die elementaren Prozesse sind zu vielfältig, als daß ihr Zusammenspiel in der Schauerentwicklung analytisch beschrieben werden könnte.

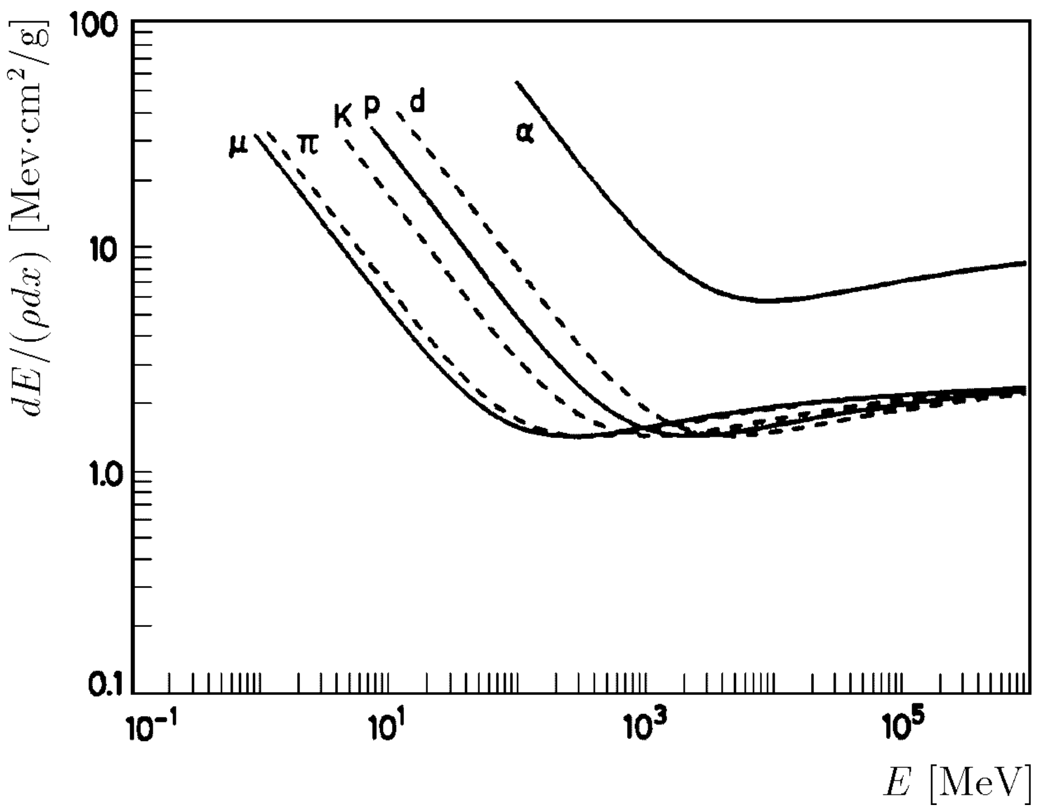

Abbildung 2.1: *Berechneter Energieverlust von verschiedenen Teilchen in flüssigem Wasserstoff basierend auf der Bethe-Bloch-Gleichung (Gl. 2.1) mit einem Ionisationspotential für H_2 von I =20.0 eV [Leo94].*

2.1.1 Energieverlust von Teilchen in Materie

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten in einem elektromagnetischen Schauer auftretenden Prozesse erläutert und ihre Rolle bei der Absorption der Energie der Teilchen beschrieben. Diese Prozesse sind im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechenbar.

Ionisation und Anregung

Das Ergebnis einer quantenmechanischen Berechnung des mittleren Energieverlustes, verursacht durch Ionisation und Anregung, von einfallenden, relativistischen, schweren ($m \gg m_e$), geladenen Teilchen ist durch die Bethe-Bloch-Gleichung gegeben [FI76]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{D Z_{med} \rho_{med}}{A_{med}} \left(\frac{Z}{\beta}\right)^2 \left[\ln\left(\frac{2 m_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z_{med}}\right] (1+\nu)\,, \qquad (2.1)$$

wobei $D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071\,\text{MeV}$ ist. Z_{med} und A_{med} sind die Ladungs- und Atomzahl, ρ_{med} die Massendichte des Mediums und Z die Ladung des Teilchens. I, C, ν und δ sind phänomenologische Funktionen mit folgender Bedeutung:

- $I(Z_{med})$ ist das effektive Ionisationspotential und beschreibt die Bindungsstärke der Hüllenelektronen an die Atome des Mediums.
- $\delta(\beta)$ repräsentiert den Beitrag des Dichteeffektes, der sich für relativistische Teilchen ($\gamma > 10$) als Sättigung des Energieverlustes bemerkbar macht.
- Der Faktor $(1+\nu)$ ist eine Korrektur infolge quantenelektrodynamischer Prozesse höherer Ordnung. Für kosmische Myonen kann ν bis zu 1 % zu dem totalen Energieverlust durch Ionisation beitragen [Ko85].
- Die Funktion C berücksichtigt Korrekturen für Schaleneffekte, die nur eine Bedeutung für Teilchen mit Geschwindigkeiten größer als die der schnellsten im Medium gebundenen Elektronen haben.

Abbildung 2.1 zeigt den mittleren Energieverlust durch Ionisation und Anregung für verschiedene Teilchen in flüssigem Wasserstoff.

Energieverlustverteilung

Der mittlere Energieverlust durch Wechselwirkung mit den Elektronen eines Mediums der Dicke δx berechnet sich zu $(\frac{dE}{dx})\delta x$ (siehe Gleichung 2.1). Für jedes endliche δx sorgt die Poisson-Statistik für Abweichungen von diesem Mittelwert. Nur für sehr dicke Lagen δx, d.h. $(\frac{dE}{dx})\delta x \gg 2m_e\beta^2\gamma^2c^2$, ist der Energieverlust nahezu normalverteilt. Fluktuationen um den Mittelwert entstehen durch eine kleine Anzahl von Kollisionen mit großen Impulsüberträgen. Die Elektronen des Mediums werden bei solchen frontalen Zusammenstößen beschleunigt. Man spricht von *δ-Elektronen.* Lösungen für die Energieverlustverteilung wurden von Landau und später von Simon und Vavilov gefunden [Leo94]. Eine Parametrisierung der Landauverteilung wurde von Moyal [Moy55] in der folgenden Form angegeben:

$$f_M(\lambda) = \alpha e^{-\frac{1}{2}\left(\lambda + e^{-\lambda}\right)} . \tag{2.2}$$

Diese Funktion $f_M(\lambda)$ ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß beim Durchgang eines Teilchens der Energie E im Material die Energie Δ deponiert wurde. Sie hängt nur von der dimensionslosen Variablen λ ab. Es ist $\lambda = (\Delta - E_{\mathrm{mop}})/\sigma_V$, wobei σ_V ein Maß für die Streuung des wahrscheinlichsten Energieverlustes E_{mop} darstellt. Abweichungen des Energieverlustes Δ von E_{mop} werden im folgenden *Landaufluktuationen* genannt.

Minimal ionisierende Teilchen

Teilchen, die im Minimum der Energieverlustkurve (siehe Abbildung 2.1) liegen, werden *minimal ionisierende Teilchen (MIP)* genannt.

Myonen, die nur durch Ionisation Energie deponieren, verhalten sich ähnlich, auch wenn sie nicht im Minimum der erwähnten Kurve liegen. Aber Myonen können auch δ-Elektronen erzeugen, die je nach Energieübertrag einen Schauer auslösen. Die resultierende Energiedeposition ist dann größer als bei MIPs.

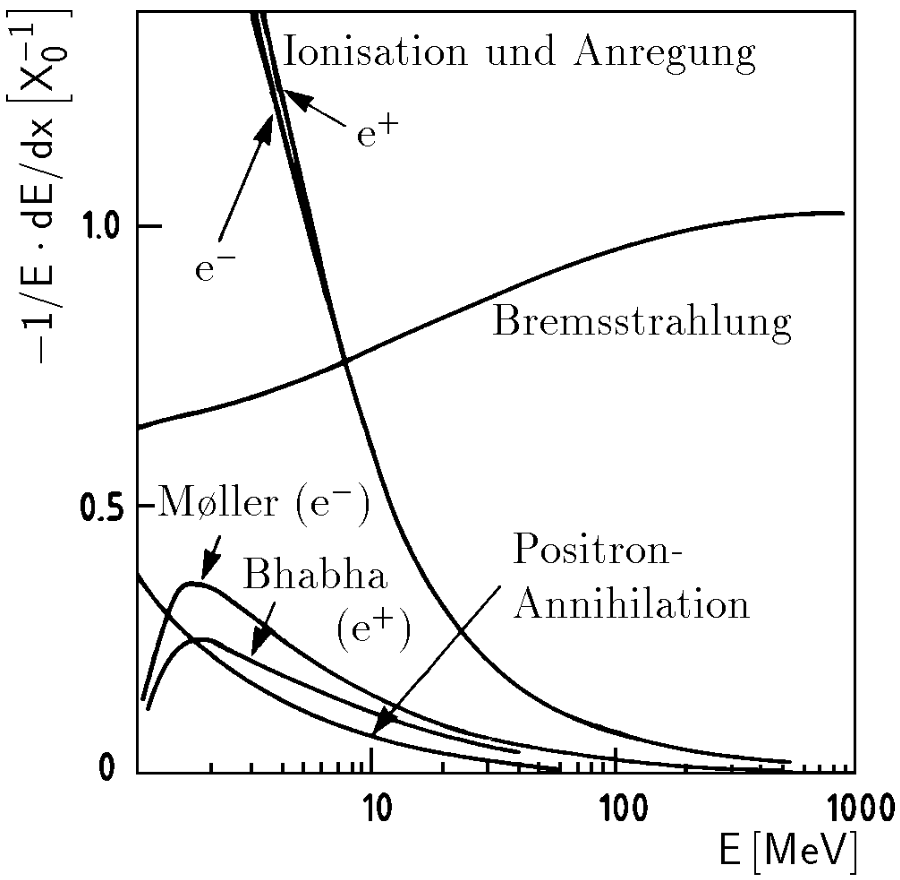

Abbildung 2.2: *Relative Beiträge der einzelnen Prozesse zum Energieverlust von Elektronen und Positronen [PDG94].*

Bremsstrahlung

Unter *Bremsstrahlung* versteht man die Abbremsung eines geladenen Teilchens im Coulomb-Feld eines Atomkerns unter Abstrahlung eines Photons. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß ist stark von der Masse des einfallenden Teilchens abhängig. Der Energieverlust für hochenergetische Elektronen und Positronen wird von der Bremsstrahlung dominiert. Durch die Erzeugung eines Photons trägt die Bremsstrahlung maßgeblich zur Teilchenproduktion in einem elektromagnetischen Schauer bei.

Es ist möglich, den Energieverlust durch Bremsstrahlung materialunabhängig zu beschreiben:

$$\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Brems} = -\frac{E}{X_0} \tag{2.3}$$

Dabei bestimmen die Materialeigenschaften die Größe der *Strahlungslänge* X_0 [Seg65]. Die Approximation

$$X_0 \approx 180\frac{A}{Z^2}\;\left[\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}\right] \tag{2.4}$$

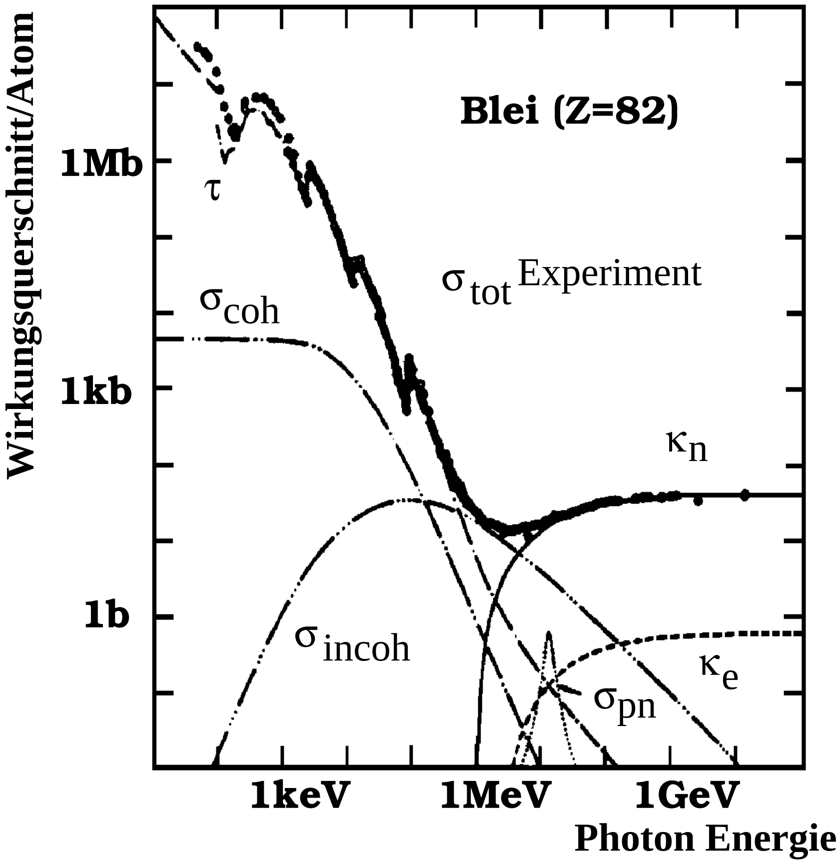

Abbildung 2.3: *Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} für Photonen in Blei als Funktion der Energie des Photons, zusammengesetzt aus den folgenden Beiträgen: atomarer Photoeffekt (τ), kohärente Rayleigh-Streuung (σ_{coh}), inkohärente Streuung (σ_{incoh}), Paarproduktion im Kern- (κ_n) bzw. Elektronfeld (κ_e) und Kernabsorption (σ_{pn}) [PDG94].*

ist für Materialien mit $Z > 13$ besser als 20 % [Fab85]. Anschaulich stellt die Strahlungslänge die mittlere Weglänge dar, die ein Teilchen zurücklegt, um seine Energie allein durch Bremsstrahlungsprozesse bis auf den Bruchteil $1/e$ abzugeben (siehe Gleichung 2.3).

Unterhalb einer vom jeweiligen Material abhängigen Energieschwelle erfolgt die Energiedeposition vorwiegend durch Ionisations- und Anregungsprozesse (siehe Abbildung 2.2). Diese Schwelle wird als *kritische Energie* E_c bezeichnet und ist approximativ berechenbar mit [Ama81]:

$$E_c \approx \frac{550\,\mathrm{MeV}}{Z}\,. \qquad (2.5)$$

Energieverlust von Photonen

In Abbildung 2.3 sieht man den totalen Wirkungsquerschnitt von Photonen in Blei als Funktion der Energie, zusammengesetzt aus folgenden einzelnen Prozessen:

τ	:	atomarer Photoeffekt (Elektron emittiert, Photon absorbiert)
σ_{coh}	:	kohärente Rayleigh-Streuung (Atom weder ionisiert, noch angeregt)
σ_{incoh}	:	inkohärente Streuung (Compton-Streuung an einem Elektron)
κ_n	:	Paarproduktion im Kernfeld
κ_e	:	Paarproduktion im Elektronfeld
σ_{pn}	:	Kernabsorption

Die Wirkungsquerschnitte für Comptonstreuung und Photoeffekt verhalten sich für große Energien wie $1/E$. In Abbildung 2.3 haben diese beiden Kurven σ_{incoh} und τ für Energien größer als 1 MeV die gleiche Steigung. Die Wahrscheinlichkeit für Paarbildung nimmt jedoch mit steigender Energie logarithmisch zu. Die mittlere freie Weglänge λ_{Paar} bezüglich der Paarbildung ergibt sich nach [Ott53] zu

$$\lambda_{Paar} = 9/7\, X_0 \,. \tag{2.6}$$

2.1.2 Schauerentwicklung

Im vorangegangenen Abschnitt sind mit der Strahlungslänge X_0 und der kritischen Energie E_c die beiden Größen erläutert worden, die zur materialunabhängigen Beschreibung der Schauerentwicklung mit einem einfachen Modell [Hei44], [Ros64] notwendig sind.

Das materialunabhängige Schauermodell

Dem materialunabhängigen Schauermodell liegen folgende Annahmen zugrunde. Tritt ein Elektron in ein Materiestück ein, so gibt es nach einer Strahlungslänge X_0 im Mittel ein Gammaquant ab. Auf dieses Bremsstrahlungsphoton wird die halbe Energie des Elektrons übertragen. Nach einer weiteren Strahlungslänge entsteht aus dem so erzeugten Photon im Mittel ein e^+e^--Paar, und das ursprünglich eingefallene Elektron strahlt im Mittel ein weiteres Bremsquant ab. Nach jeder Strahlungslänge verdoppelt sich also die Anzahl der Teilchen im Schauer und die Energie eines einzelnen Teilchens halbiert sich. Bezeichnet man mit $t = x/X_0$ die Anzahl der zurückgelegten Strahlungslängen, so gilt für die Anzahl N der Schauerteilchen:

$$N(t) = q^t. \tag{2.7}$$

q bezeichnet in diesem Modell den Faktor, um den sich die Anzahl der Teilchen im Schauer in jeder Generation erhöht. In Abbildung 2.4 ist dieses Modell mit $q = 2$ schematisch dargestellt. Die Energie der einzelnen Teilchen beträgt somit in der Tiefe t des Schauers:

$$E(t) = \frac{E_0}{N(t)} = E_0 q^{-t} \,. \tag{2.8}$$

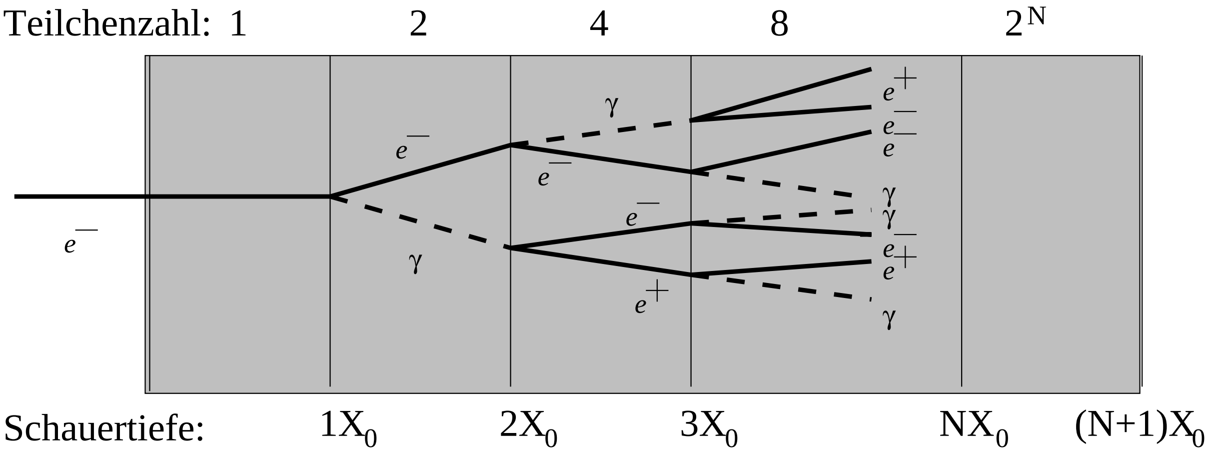

Abbildung 2.4: *Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers nach dem materialunabhängigen Schauermodell.*

Bis zum Erreichen der kritischen Energie E_c legen die Teilchen den Weg

$$t_{\mathrm{max}} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln q} \tag{2.9}$$

zurück. Die Gesamtzahl der bis zur Länge t_{max} erzeugten Teilchen ist

$$N(t_{\mathrm{max}}) = E_0/E_c\,. \tag{2.10}$$

Nachdem die kritische Energie unterschritten ist, findet keine Teilchenerzeugung mehr statt und die Anzahl der Schauerteilchen nimmt in diesem Modell schlagartig ab.

Die integrierte Spurlänge T der Elektronen und Positronen erhält man nach [Ama81] aus:

$$T = \frac{E_0}{E_c} \cdot X_0\,. \tag{2.11}$$

Die longitudinale Energiedeposition

Das mittlere longitudinale Schauerprofil in einem homogenen Medium kann ungefähr durch die empirische Formel [LS75]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \tag{2.12}$$

beschrieben werden. Das Maximum des Schauers liegt bei:

$$t_{\mathrm{max}} = \frac{a-1}{b} = 1.0 \cdot (\ln d - C_i),\ \text{wobei: } d = \frac{E_0}{E_c},\ C_i = \begin{cases} -0.5 & \text{wenn } i = e \\ +0.5 & \text{wenn } i = \gamma \end{cases} \tag{2.13}$$

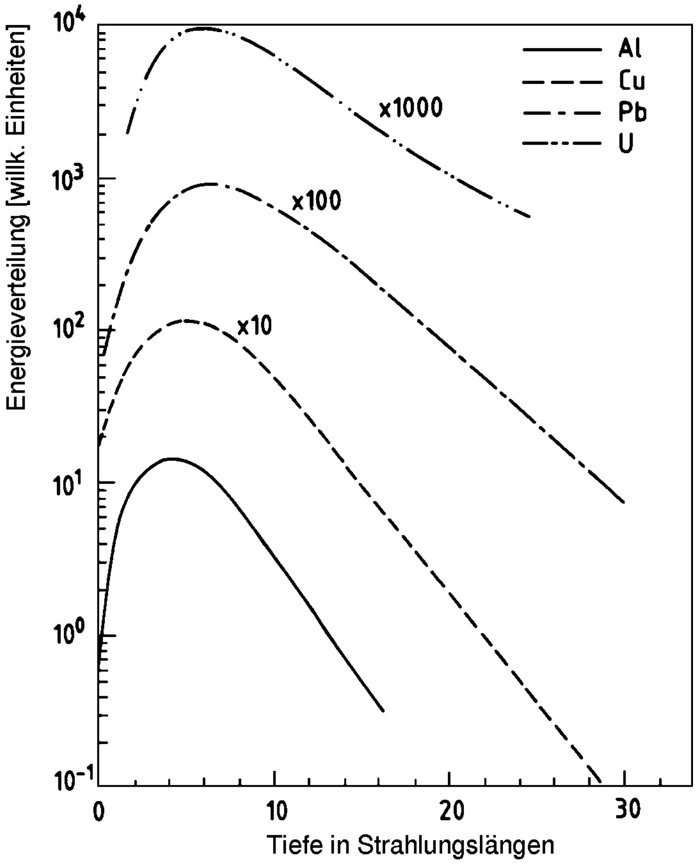

Abbildung 2.5: *Longitudinale Energieverteilung in einem elektromagnetischen Schauer [Fab85].*

Die Parameter a und b hängen sowohl von der Energie des einfallenden Teilchens, als auch von der Kernladungszahl des vom Schauer durchquerten Materials ab.

In Wirklichkeit zeigt die Entwicklung eines Schauers einen anfänglichen Anstieg, ein breites Maximum und einen allmählichen Abfall (siehe Abbildung 2.5). Trotzdem geben die obigen Beziehungen die hauptsächlichen Eigenschaften der Schauer qualitativ richtig an:

1. es gibt ein Maximum bei einer Eindringtiefe, die logarithmisch mit der Primärenergie E_0 ansteigt;
2. die Anzahl der Schauerteilchen im Maximum ist proportional zu E_0;
3. die gesamte integrierte Spurlänge T geladener Teilchen ist proportional zu E_0.

Das transversale Schauerprofil

Die transversale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers wird von den Winkeln bestimmt, unter denen die Sekundärteilchen entstehen. Die Produktionswinkel für

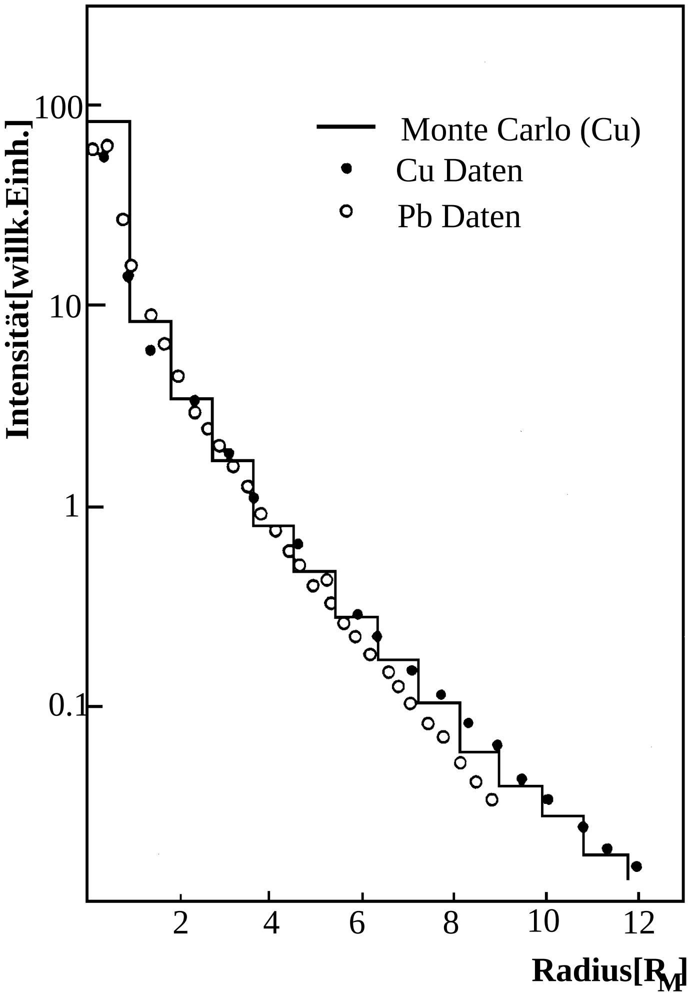

Abbildung 2.6: *Transversale Verteilung der deponierten Energie bei einem durch ein Elektron von 6 GeV Energie ausgelösten Schauer. Der Abstand r von der Schauerachse ist in Molière-Radien R_M angegeben [BFK+70].*

Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse liegen in der Größenordnung von [BH34]:

$$\sqrt{<\Theta^2>} \approx \frac{m_e c^2}{E} \tag{2.14}$$

und sind klein bei hohen Teilchenenergien, wo diese Prozesse dominieren.

Bei der Vielfachstreuung werden die Elektronen elastisch am Coulomb-Feld eines Kerns gestreut. Sie erfahren dabei eine große Richtungsänderung ohne Energieverlust. Die Verteilung des Streuwinkels Θ_M ist bei kleinen Werten gaußisch, bei größeren Streuwinkeln liegt die Wahrscheinlichkeit jedoch höher als bei der Gauß-Kurve [Leo94].

Nach der Molière'schen Theorie [Mol48] wird ein geladenes Teilchen nach dem Durchlaufen einer Materieschicht der Dicke x um den mittleren Winkel

$$\sqrt{< \Theta_M^2 >} = \frac{21.2\,\mathrm{MeV}}{E} \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \tag{2.15}$$

abgelenkt. Den Hauptbeitrag zur transversalen Ausbreitung liefern demnach Elektronen mit Energien $E \leq E_c$. Bei diesen Energien gilt[1] bei festem x: $\overline{\Theta^2} \ll \overline{\Theta_M^2}$. Als charakteristische Größe für die transversale Schauerausdehnung wird der Molière-Radius R_M definiert:

$$\begin{aligned} R_M &= m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \cdot \frac{X_0}{E_c} \\ &= \frac{21.2\,\mathrm{MeV}}{E_c} \cdot X_0\,. \end{aligned} \tag{2.16}$$

Mittels des Molière-Radius läßt sich die laterale Energiedeposition materialunabhängig angeben. Wie in Abbildung 2.6 zu erkennen ist, werden innerhalb eines Zylinders mit dem Radius R_M um die Schauerachse etwa 90 % der Energie des Primärteilchens deponiert. Mit zunehmendem Abstand r von der Schauerachse nimmt die Intensität der deponierten Energie immer mehr ab.

2.1.3 Energieauflösung

In der gesamten Arbeit soll unter Energieauflösung immer die Energieauflösung für elektromagnetische Schauer verstanden werden. Hadronische Schauer müßten anders behandelt werden.

Die Schauerentwicklung in Kalorimetern läuft nach statistischen Prozessen ab. Die Energieauflösung ist daher durch statistische Schwankungen limitiert. In einem einfachen Modell für homogene Kalorimeter kann man die Abhängigkeit der Energieauflösung von der Anzahl N der im Schauer erzeugten Sekundärteilchen zeigen. N ist proportional zur Energie E des Primärteilchens: $N \sim E$. Somit gilt für die relative Energieauflösung gemäß der Poisson-Statistik:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_E}{E} &\sim \frac{1}{\sqrt{N}} \\ \Rightarrow \quad \frac{\sigma_E}{E} &\sim \frac{1}{\sqrt{E}}\,. \end{aligned} \tag{2.17}$$

Energieauflösung in Sampling-Kalorimetern

In Sampling-Kalorimetern trägt nur die in den aktiven Materialien deponierte Energie zum Signal bei. Fluktuationen in dem Energieanteil, *Sampling-Fluktuation* genannt,

[1] Um die Übersicht zu behalten wird der Mittelwert $< \Theta_M^2 >$ durch $\overline{\Theta_M^2}$ dargestellt.

verschlechtern die Auflösung zusätzlich. Auch die Sampling-Fluktuationen skalieren mit $1/\sqrt{E}$. In den aktiven Medien können Landau- und Weglängenfluktuationen gegenüber den Sampling-Fluktuationen vernachlässigt werden [Fab85]. Die Anzahl N_n der nachgewiesenen Teilchen ergibt sich in Abhängigkeit von der Gesamtspurlänge T und der Dicke d der Auslesezellen zu [Ama81]:

$$N_n = \frac{T}{d} = \frac{EX_0F(z)}{\varepsilon d}\,. \tag{2.18}$$

Der Faktor $F(z)$ berücksichtigt, daß im Nachweismedium unterhalb einer Abschneideenergie keine Teilchen mehr nachgewiesen werden. Für die Energieauflösung ergibt sich somit:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{\varepsilon d}{X_0F(z)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}\,. \tag{2.19}$$

2.2 Flugzeit-Messung

Eine der wichtigsten Anwendungen von Szintillatoren in der Hochenergiephysik besteht in der Flugzeitmessung, die bei bekanntem Teilchenimpuls die Bestimmung der Teilchenmasse gestattet [Weg94].

Von einer weiteren sehr wichtigen Anwendung von Szintillatoren wird in der rückwärtigen Region des H1-Detektors Gebrauch gemacht. Dort werden die Signale des *Flugzeit-Detektors* (TOF) an den Trigger des H1-Detektors weitergeleitet, der in sehr kurzer Zeit die Entscheidung trifft, wann der gesamte Detektor ausgelesen werden soll. Im Zuge des Upgrades des rückwärtigen Bereiches des H1-Detektors wird auch der bisherige Flugzeitdetektor durch SpaCal ersetzt. Das SpaCal muß in der Lage sein, dem Trigger des H1-Detektors die benötigten Informationen schnell genug zukommen zu lassen.

Mit Hilfe der TOF-Signale ist es möglich, *protonbezogenen Untergrund* bestehend aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen von ep-Ereignissen zu trennen. Diese Untergrundunterdrückung ist Gegenstand des nächsten Abschnitts.

2.2.1 Untergrundunterdrückung

Protonbezogener Untergrund

Nach einer Abschätzung [H1-93a, Abschnitt 4.7], basierend auf einer Lebensdauer[2] des Protonstrahls von 10 h und der Annahme, daß Verluste überall im Speicherring gleichermaßen auftreten, ergibt sich eine Rate von

$$R_{\text{Untergrund}} = 2.6\,\text{MHz}, \tag{2.20}$$

mit der das sensitive Detektorvolumen mit solchem Untergrund durchsetzt wird.

[2] Dieser Wert ist aus heutiger Sicht viel zu klein. Eine Lebensdauer von 48 h ist heute anzunehmen.

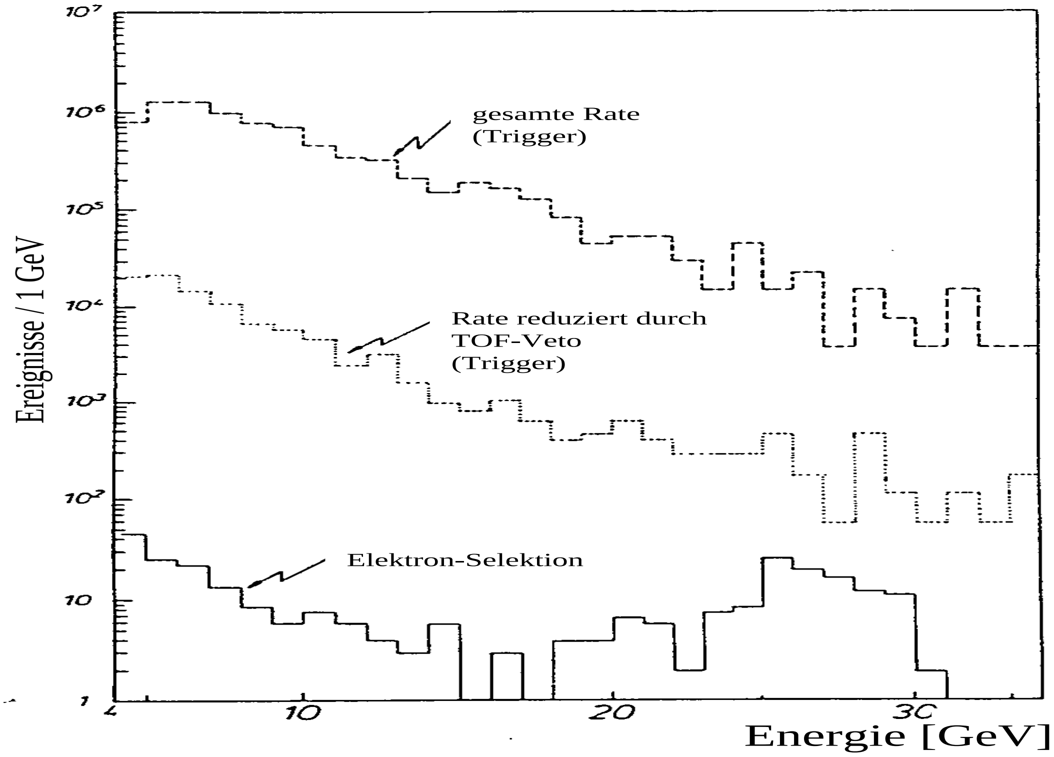

Abbildung 2.7: *Die mit dem jetzigen rückwärtigen Kalorimeter in H1 beobachteten Ereignisraten. Die drei Kurven repräsentieren die gesamte Rate, die Rate reduziert durch das TOF-Veto und die Rate nach einer Elektron-Selektion [H1-93c].*

ep-Ereignisse

Der totale Wirkungsquerschnitt für tief-inelastische ep-Ereignisse im Akzeptanzbereich des neuen rückwärtigen Kalorimeters wird eine Größe von $\sigma_{\text{tot, tief-inel.}} \approx 200\,\text{nb}$ haben. Mit der nominellen HERA-Luminosität von $\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31}\,\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ergibt das mit $R = \mathcal{L} \cdot \sigma$ eine Ereignisrate von

$$R_{\text{tief-inel.}} = 3\,\text{Hz}\,. \tag{2.21}$$

Der protonbezogene Untergrund (Gleichungen 2.20) übersteigt die Rate der ep-Ereignisse (Gleichung 2.21) um mehrere Größenordnungen. Abbildung 2.7 verdeutlicht diese Größenunterschiede anhand gemessener Ereignisse.

Kriterium zur Trennung von Untergrund und ep-Ereignissen

Es gibt ein Kriterium, mit dem man protonbezogenen Untergrund und ep-Ereignisse trennen kann. Da sich die Stirnfläche des SpaCal an der Stelle $z = -1.49\,\text{m}$ befindet[3] (siehe Abbildung 1.4), resultiert ein Wegunterschied zwischen ep-Ereignissen und protonbezogenem Untergrund von $\Delta X \approx 3\,\text{m}$. Diese Strecke entspricht einem mittleren zeitlichem

Abstand von

$$\Delta t \approx 10\,\mathrm{ns}\,. \tag{2.22}$$

Mit einer Zeitauflösung des Kalorimeters von $\sigma_t \ll 10\,\mathrm{ns}$ sollte das Trigger-System des H1-Detektors in der Lage sein, die Ereignisklassen zu trennen, und nur interessante Ereignisse in großer Menge aufzuzeichnen.

Die Stärke der Flugzeitmessung mit einem Kalorimeter wurde von der ZEUS-Kollaboration demonstriert [ZEU92].

2.2.2 Der zeitliche Verlauf des PM-Signals

Um die Flugzeit der Teilchen so präzise wie möglich zu messen, muß man die Zeitstruktur des Ansprechverhaltens des Detektors kennen. Die Form des Signals hängt von der Zeitcharakteristik der Szintillation, von der Streuung der Durchgangszeit[4] durch den *Photomultiplier* (PM)[5] und von der Zeitkonstanten des PM ab.

Die Zeitcharakteristik der Szintillation

Im Szintillatormaterial geben die angeregten Atome ihre Energie in Form von Strahlung als sichtbares Licht ab. Erfolgt die Abstrahlung sofort nach der Absorption (Zeitskala für einen atomaren Übergang), so spricht man von Lumineszens. Die Zeitentwicklung der Szintillation wird nach [Leo94] in erster Näherung durch einen exponentiellen Abfall mit der Zeitkonstanten τ beschrieben. Wenn $N_{\gamma 0}$ die mittlere Anzahl der Photonen darstellt, so gibt $I_\gamma(t)$ die Rate an, mit der die Photonen entstehen:

$$I_\gamma(t) = \frac{N_{\gamma 0}}{\tau} e^{-t/\tau}\,. \tag{2.23}$$

τ ist die Zeitkonstante der Szintillation und hat für den verwendeten Szintillator[6] den Wert $\tau = 3.2\,\mathrm{ns}$ [Whi88], [B$^+$83].

Die Anzahl der Photoelektronen ist direkt proportional zur Anzahl der Photonen. Es gilt dann für die Rate der entstehenden Photoelektronen die gleiche Zeitabhängigkeit:

$$I_e(t) = \frac{N_{e0}}{\tau} e^{-t/\tau}, \tag{2.24}$$

N_{e0} ist die mittlere Anzahl der Photoelektronen.

[3] Die z-Achse liegt parallel zur Strahlachse; ihre Richtung stimmt mit der des einlaufenden Protonstrahls überein; der nominelle Wechselwirkungspunkt ist an der Stelle $z = 0$.

[4] Transit Time Spread TTS

[5] Die verwendeten PM sind vom Typ R3432-01 1" der Firma Hamamatsu.

[6] Die verwendeten Fasern sind vom Typ „BCF-12“ der Firma Bicron [WB93].

Der Anodenstrom $i(t)$ des PM

Es sei $\eta_0(t)$ der Anodenstrom des PM, der durch **ein einzelnes** Photoelektron erzeugt wird. Man erhält den Anodenstrom $i(t)$ des PM, der durch eine Szintillation ausgelöst wird, durch:

$$i(t) = \int_0^t \frac{e^{-\Theta/\tau}}{\tau} \cdot N_{e0} \cdot \eta_0(t-\Theta)\, d\Theta. \tag{2.25}$$

Die Zeitkonstante des PM

Den Stromkreis des PM kann man durch ein Ersatzschaltbild beschreiben [Weg94]. Mit dem Widerstand R, der effektiven Kapazität C und der Zeitkonstanten $\tau_0 = RC$ folgt für die Spannung $U(t)$, die am Widerstand R abfällt:

$$\tau_0 \frac{dU(t)}{dt} + U(t) = R\, i(t)\,. \tag{2.26}$$

Um Gleichung 2.26 für die Spannung $U(t)$ zu lösen, bedarf es der Kenntnis von $\eta_0(t)$.

Der Anodenstrom $\eta_0(t)$ einzelner Photoelektronen

Experimentelle Untersuchungen zeigen, daß $\eta_0(t)$ eine quasi symmetrische Form hat, und sich durch eine trigonometrische Funktion beschreiben läßt:

$$N_{e0} \cdot \eta_0(t) = J \cdot (1 - \cos\omega t) \quad \text{für } 0 < t < 2\pi/\omega \text{ nach [Swa54].} \tag{2.27}$$

Der Faktor J dient allein der Normierung und hat die Einheit eines elektrischen Stromes. Die Zeit $t_1 = 2\pi/\omega$ liegt in der Größenordnung der doppelten Anstiegszeit des Anodenpulses und war 1954 bei den Untersuchungen von Swank $t_1 \approx 15\,\text{ns}$ [Swa54]. Nach [Ham93] hat die Anstiegszeit des Anodenpulses bei dem hier untersuchten PM den Wert $t_{Anstieg} = 1.5\,\text{ns}$ (siehe Tabelle 3.1). Die Zeitkonstante liegt in der Größenordnung von $t_1 \approx 3.0\,\text{ns}$.

Die Form des Anodenpulses

Die Lösung der Differentialgleichung 2.26 mit dem Ansatz nach Gleichung 2.25 ergibt die Anodenspannung in Abhängigkeit von der Zeit t für $0 < t < 2\pi/\omega$ [T$^+$60]:

$$\frac{U(t)}{JR} = 1 - \cos\varphi\,\cos\varphi_0\,\cos(\omega t - \varphi - \varphi_0) - \frac{\sin^2\varphi}{1 - \frac{\tan\varphi_0}{\tan\varphi}} e^{\frac{\omega t}{\tan\varphi}} - \frac{\sin^2\varphi_0}{1 - \frac{\tan\varphi}{\tan\varphi_0}} e^{\frac{\omega t}{\tan\varphi_0}}. \tag{2.28}$$

Die Bedeutung der Parameter in Gleichung 2.28:

$\boldsymbol{t_1}$: Die Zeitkonstante $t_1 = 2\pi/\omega$ definiert die maximale Zeit, die ein Elektron zum PM-Durchgang benötigt. Gleichung 2.28 gilt nur für $0 < t < t_1$.

$\boldsymbol{\varphi}$: Aus der Zeitkonstanten $\tau = 3.2\,\mathrm{ns}$ der Szintillation berechnet sich der Winkel φ mit $\omega\tau = \tan\varphi$.

$\boldsymbol{\varphi_0}$: Aus der Zeitkonstanten des RC-Kreises $\tau_0 = RC$ berechnet sich der Winkel φ_0 mit $\omega\tau_0 = \tan\varphi_0$.

$\boldsymbol{JR}$: Das Produkt aus der schon in Gleichung 2.27 benutzten Normierungskonstanten J und dem Widerstand R hat die Einheit einer elektrischen Spannung.

Nach der Verifikation des Ergebnisses von Tanasescu et al. konnte ich durch eine Taylor-Entwicklung von $U(t)$ nach Gleichung 2.28 in einer einfachen aber langen Rechnung, die der Leser im Anhang findet, zeigen, daß sowohl der zeitunabhängige Term, der Term linear in der Zeit, als auch der Term kubisch in der Zeit für $0 < t < 2\pi/\omega$ identisch Null sind. Daraus folgt, daß im Rahmen der gemachten Näherungen der Anstieg der Anodenspannung quadratisch in der Zeit ist, da dieser Term nicht identisch Null ist:

$$\lim_{\omega t \to 0} U(t) = U_{\max} \cdot t^2 + \mathcal{O}(t^4) \tag{2.29}$$

$U_{\max}$ ist eine Funktion von φ und φ_0:

$$U_{\max}(\varphi, \varphi_0) = JR \cdot \frac{\tan\varphi \tan\varphi_0 - 1}{(1 + \tan^2\varphi)(1 + \tan^2\varphi_0)} \cdot \omega^2 \,. \tag{2.30}$$

2.2.3 Walk-Korrektur

Detektorsignale $U(t)$ haben verschiedene Amplituden mit gleicher Anstiegszeit sowie mehr oder weniger starke Schwankungen in der Pulsform, die aus der Emissions- und Sammlungsstatistik der Ladungsträger, z.B. der Photoelektronen im PM, herrühren. Der erste Effekt führt zum *Time-slewing*, der zweite zum *Time-jitter*, d.h. zum Auftreten von Zeitfehlern [Stu74]. Time-slewing, auch *Walk* genannt, ist ein zeitliches Wandern des Diskriminatorausgangspulses als Funktion der Pulsamplitude. Dieses Wandern hat zwei Ursachen, die in Abbildung 2.8 dargestellt sind. Die erste Ursache sind Signale verschiedener Amplituden, aber gleicher Anstiegszeit. Das Signal U_1 erreicht die Triggerschwelle früher als das zur gleichen Zeit t_0 gestartete Signal U_2, weil $U_1 > U_2$ ist. Dadurch könnte das eine Ausgangssignal zur Zeit t_1, das andere zur Zeit t_2 kommen, wenn nicht, als zweite Ursache des Walkes, jeder Diskriminator ladungsempfindlich wäre. Das steiler durch den Triggerpunkt gehende Signal U_1 benötigt weniger Zeit als das flacher steigende U_2, um die geforderte Ladung bereitzustellen, d.h. $T_2 > T_1$.

Unter der Annahme einer quadratischen Zeitabhängigkeit des Pulses (Gleichung 2.29), dessen Maximum $U_{\max}$ groß gegen die Triggerschwelle U_{TR} ist, zeigt [B+76], daß die Zeit t, zu der die Triggerschwelle überschritten wird, vom ADC-Inhalt N_{ADC} folgendermaßen abhängt:

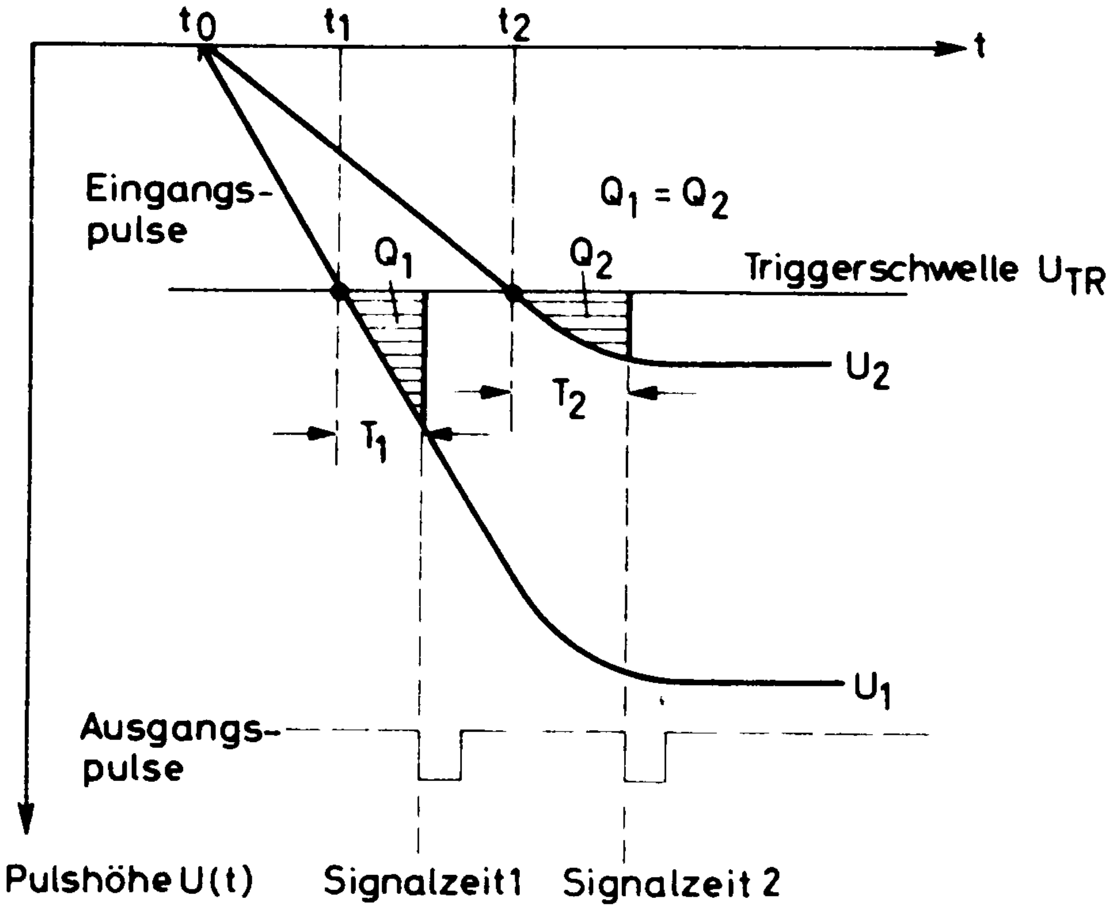

Abbildung 2.8: *Zur Erläuterung des Time-slewing. Aufgetragen ist die Pulshöhe $U(t)$ gegen die Zeit t. Diese Abbildung dient nur dem Verständnis; die Triggerschwelle U_{TR} hat einen übertrieben großen Wert. Der quadratische Anstieg in der Zeit nach Gleichung 2.29 macht sich bei kleineren Werten von U_{TR} bemerkbar.*

$$\begin{aligned}
U(t) &\approx U_{\max} \cdot t^2 \\
&\Downarrow \quad \text{mit} \quad N_{ADC} = \int \frac{U(t)}{50\,\Omega}\,dt \sim U_{\max} \quad \text{nach [B}^+\text{76];} \\
U(t) &\approx const \cdot N_{ADC} \cdot t^2 \\
\Rightarrow t &\approx \frac{const'}{\sqrt{N_{ADC}}}. \qquad (2.31)
\end{aligned}$$

Wie man mit einem geeigneten Aufbau auch Time-jitter korrigiert und eine Flugzeitmessung mit $\sigma_t \leq 100\,\text{ps}$ erreicht, zeigt die STAR-Kollaboration [STA93]. Diese Kollaboration benutzt dieselben PM,[7] die im SpaCal zum Einsatz kommen.

[7] Die verwendeten PM sind vom Typ R3432-01 1" der Firma Hamamatsu.

Kapitel 3

Das Spaghetti-Kalorimeter

Das neue Kalorimeter, das von insgesamt 15 Instituten der H1-Kollaboration entwickelt wird, besteht aus je einer elektromagnetischen und einer hadronischen Sektion (siehe Abbildungen 1.4 und 3.1). Beide Sektionen sind aus einer Matrix aus Bleiprofilen und szintillierenden Fasern[1] aufgebaut. Das entstehende Szintillationslicht wird mit PMs ausgelesen.

3.1 Anforderungen an das neue Kalorimeter

Die folgenden Punkte fassen die wichtigsten Anforderungen an das neue Kalorimeter zusammen (aus [H1-93c]):

- Die Energieauflösung für Elektronen mit der Energie 30 GeV soll bei einer Fehlkalibration der absoluten Energie von maximal 0.5 % besser sein als $\frac{\sigma_E}{E} = 2\,\%$. Das wird z.B. mit

  $\sigma_E/E = 7\,\%\sqrt{\mathrm{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 1\,\%$

  erreicht, wobei das Symbol $\oplus$ quadratische Addition bedeutet. Im Gegensatz dazu bietet das BEMC eine Energieauflösung von

  $\sigma_E/E = 10\,\%\sqrt{\mathrm{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 40\,\%\mathrm{GeV}/E \oplus 2\,\%$ [Höl94],

  bei einer Fehlkalibration von höchstens $\pm 2\,\%$ [Pep94].

- Die benötigten Korrekturen, um die Fehlkalibration von 0.5 % zu erreichen, sollen klein sein. In diesem Zusammenhang soll die Variation Δ_S des Signals S für Elektronen unabhängig vom Einschußort in der Größenordnung von $\Delta_S \approx 1$–$2\,\%$ liegen.

- Das Kalorimeter muß die Zeit, zu der Energie im Kalorimeter deponiert wird, relativ zu der HERA-Referenz (*HERA-Clock*) mit einer Genauigkeit von 1 ns bestimmen

[1] Die verwendeten Fasern sind vom Typ „BCF-12“ der Firma Bicron [WB93].

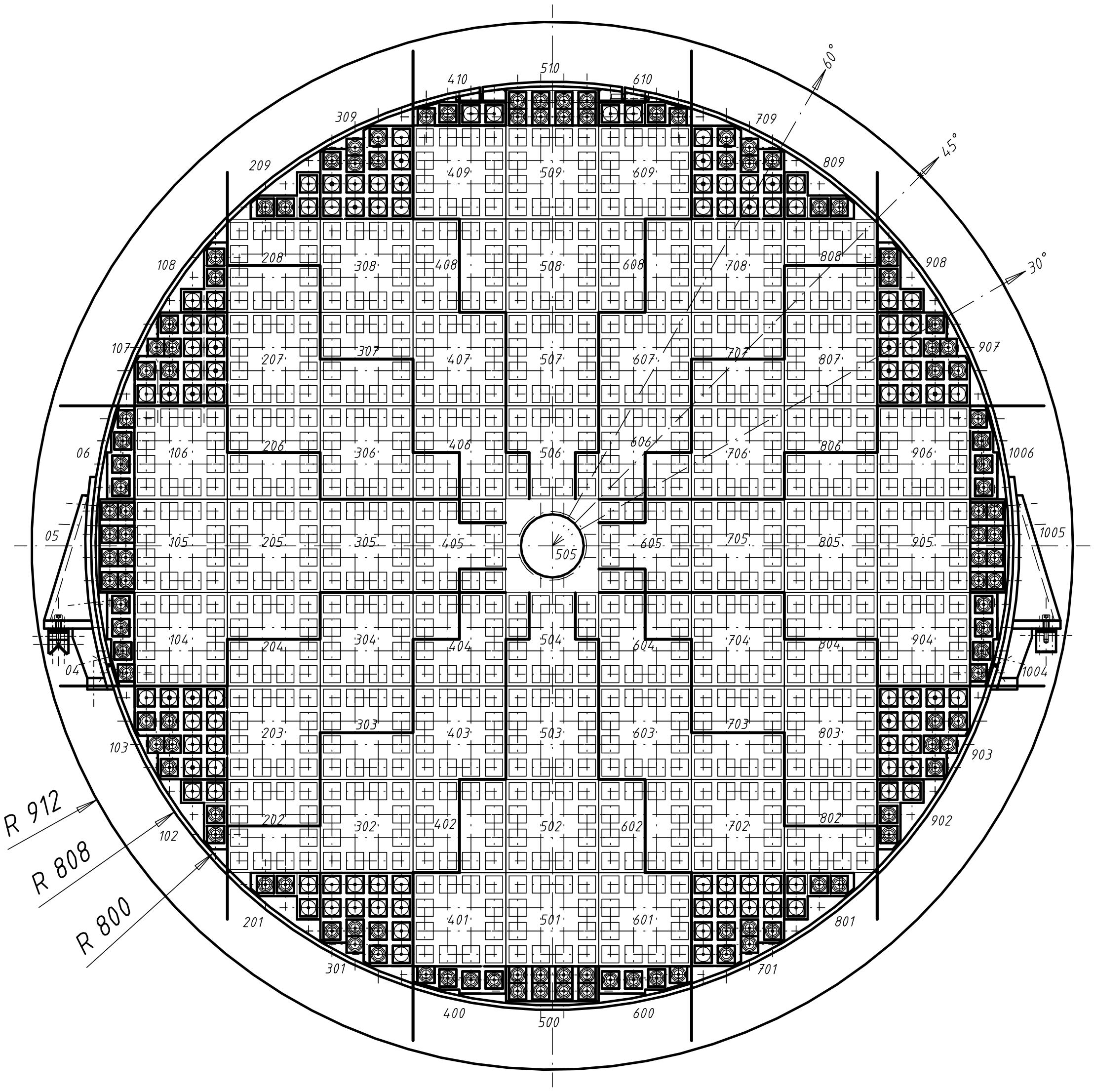

Abbildung 3.1: *Der elektromagnetische Teil des Spaghetti-Kalorimeters im Querschnitt [Web94]: Das gesamte Kalorimeter hat einen Durchmesser von ca. 160 cm. In der Mitte verläuft das Strahlrohr, das von einem in Dortmund gebauten Sondermodul, dem Insert, umschlossen ist. Weitere Sondermodule befinden sich am Rand und sind in der Abbildung dunkel dargestellt. An den Sektorengrenzen, die durch die dicken schwarzen Linien gekennzeichnet sind, findet jeweils eine 90°-Änderung der Bleiplattenorientierung statt. Die Bleiplatten sind im oberen Sektor horizontal (· · ·) ausgerichtet und ändern dann an der nächsten Sektorengrenze ihre Orientierung in vertikaler (⁚|) Richtung. Das Symbol (· · ·) ist in Abbildung 3.2 erklärt. Diese unterschiedliche Anordnung der Platten in den einzelnen Sektoren soll Effekte durch die Symmetrie der Fasern (Channeling [Dir95]) verhindern.*

können, um Untergrundereignisse von ep-Ereignissen trennen zu können (siehe Kapitel 2.2.1).

3.2 Funktionsprinzip des Kalorimeters

Bei der Erneuerung des Kalorimeters in der rückwärtigen Region des H1-Detektors wird ein Konstruktionsprinzip verwirklicht, das als *Spaghetti-Kalorimeter* (SpaCal) bezeichnet wird [SP81] und dessen Energieauflösung besser ist als die konventioneller, elektromagnetischer Blei-Szintillator-Kalorimeter. Hier besteht das Nachweismedium aus vielen tausend szintillierenden Fasern, die in Blei eingebettet sind (siehe Abbildung 3.2).

Dieses Kalorimeter stellt also ein *Sampling-Kalorimeter* dar, das aus absorbierendem und aktivem Material besteht und so einen Kompromiß zwischen Energieauflösung und Detektorabmessung bildet. Um die Kalorimeterdimensionen in Grenzen zu halten (Kosten $\sim$ Volumen [Kol93]), bestehen die absorbierenden Schichten aus Materialien mit hoher Kernladungszahl Z und kleiner Strahlungslänge X_0 (z.B. Blei). Trifft ein primäres Teilchen auf ein Sampling-Kalorimeter, so deponiert es sowohl in den aktiven, als auch in den inaktiven Detektorbereichen Energie — nur der Bruchteil im aktiven Material ist *sichtbar*. Es ist üblich, durch

$$f_{samp} = \frac{E^{(i)}_{vis}}{E^{(i)}_{vis} + E^{(i)}_{invis}} = \frac{E^{(i)}_{vis}}{E^{(i)}_{abs}} \tag{3.1}$$

den Bruchteil des sichtbaren Energieanteils $E^{(i)}_{vis}$ in den aktiven Detektorlagen von der gesamten im Kalorimeter deponierten Energie $E^{(i)}_{abs}$ darzustellen [ABB88]. Die Funktion f_{samp} hängt nur von den Kalorimeterdimensionen und den verwendeten Materialien ab und ist für jeden Teilchentyp (Schauerkomponente i) verschieden. $E^{(i)}_{invis}$ ist der unsichtbare Energieanteil in den inaktiven Detektorlagen.

3.3 Aufbau des Kalorimeters

Die 30 cm langen szintillierenden Fasern werden an der Rückseite des 25 cm langen Kalorimeters gruppenweise gebündelt und bis auf einen Luftspalt von 1 mm an einen als Lichtmischer bezeichneten Plexiglasblock geführt. Dieser leitet das Licht weiter an einen PM, der an den Lichtmischer geklebt wird. Eine Skizze eines *Submoduls*, der kleinsten mechanischen Einheit des Kalorimeters, ist neben einem Photo des verwendeten PM in Abbildung 3.3 zu sehen.

Die Energie des primären Teilchens wird im Kalorimeter in mehreren Schritten umgewandelt. Bei jeder Umwandlung ist das resultierende Signal im Mittel dem ursprünglichen Signal proportional. Das primäre Teilchen erzeugt z.B. einen elektromagnetischen Schauer,

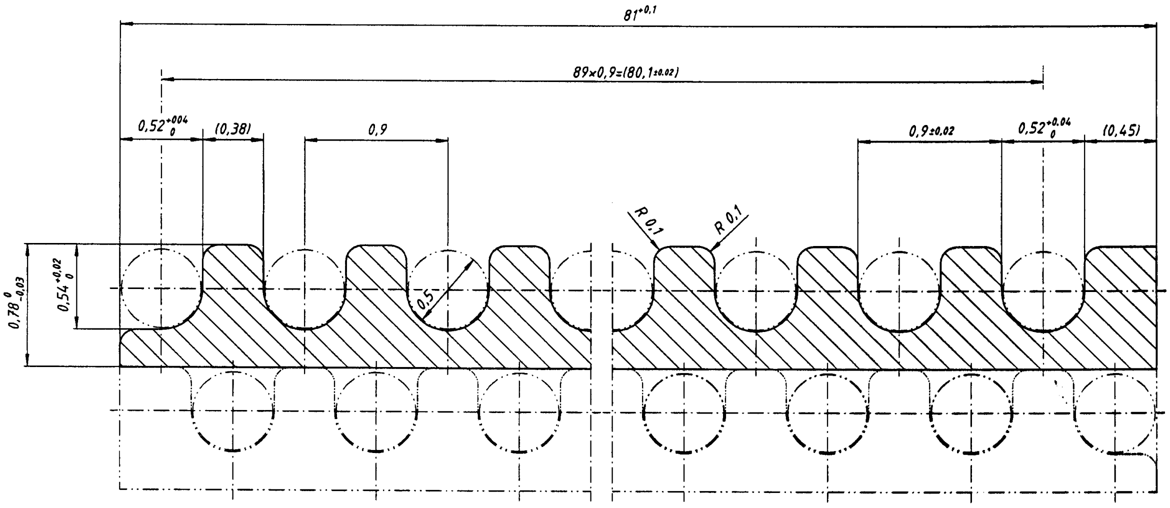

Abbildung 3.2: *Technische Zeichnung der Bleiplatten mitsamt Fasern (Volumenverhältnis zwischen Absorber- und Szintillationsmaterial* $R_V = 2.1$ *und Faserdurchmesser* $d = 0.5\,mm$*). Maße in mm. Das in dieser Arbeit verwendete Symbol* $(\underline{\ldots})$ *soll eine mit Fasern belegte Bleiplatte darstellen;* $(\,\vdots|\,)$ *ist eine um* 90° *gedrehte, mit Fasern belegte Bleiplatte.*

indem die Anzahl der Teilchen proportional zur Primärenergie sind. In den szintillierenden Fasern entsteht durch die Schauerteilchen Szintillationslicht. Dieses Szintillationslicht erzeugt eine der Energie proportionale Anzahl von Photoelektronen, welche im PM linear verstärkt werden. Am Ausgang des PM entsteht ein analoges Signal, das mit einem ADC in ein digitales Signal umgewandelt wird.

Es werden besondere Photomultiplier benutzt, die auch in einem Magnetfeld von ca. 0.9 T ausreichend hoch verstärken [Jan93]. Sie sind vom Typ: „R3432-01“ der Firma Hamamatsu [Ham93]. Einige Parameter sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die Verwendung von Photomultipliern erlaubt es zusätzlich, durch eine genaue Zeitmessung Untergrundereignisse von echten ep-Kollisionen zu trennen (siehe Kapitel 2.2.2).

3.4 Energieauflösung von Spaghetti-Kalorimetern

Die theoretische Energieauflösung eines Spaghetti-Kalorimeters wird sowohl durch den Faserdurchmesser d als auch durch das Volumenverhältnis R_V zwischen Absorber- und Szintillationsmaterial bestimmt [Wig91]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a \cdot \sqrt{R_V\, d\,[\mathrm{mm}]}}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}}, \quad \text{mit } a = 6.5\,\%. \tag{3.2}$$

PM Typ	R3432-01 1"		
Röhrenlänge ohne Stecker	55 mm	eff. Kathodendurchmesser	17 mm
Röhrendurchmesser	25.4 mm	Dynodenanzahl	15
Fenstermaterial	Borsilikate	Kathodenmaterial	Bialkali
sensitive Wellenlängen	300–650 nm	Wellenl. max. Sensitivität	420 nm
empfohlene Hochspannung	2000 V	max. Hochspannung	2500 V
Verstärkung (0 T)	$\approx 2 \cdot 10^6$	Verstärkung[a] (0.9 T)	$\approx 2 \cdot 10^4$
Anodenpuls Anstiegszeit	1.5 ns	Transit Time Spread[b]	350 ps

[a] nach [Jan93]
[b] Streuung der Durchgangszeit durch den PM

Tabelle 3.1: *Parameter des benutzten Photomultipliers nach [Ham93].*

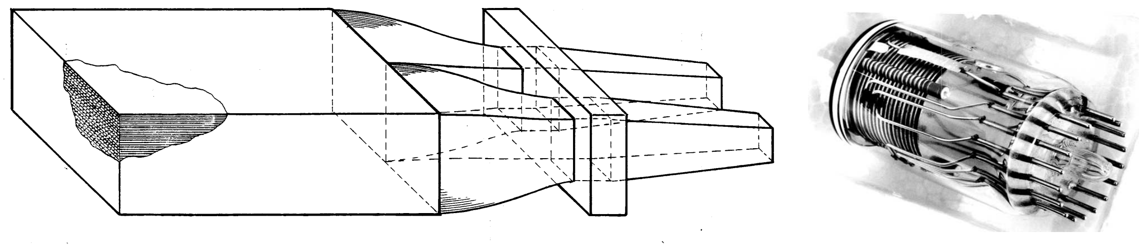

Abbildung 3.3: *Links: Submodul, kleinste Einheit, bestehend aus Blei-Faser Matrix, Bündelungsrahmen und Lichtmischer, mit denen die Photomultiplier Hamamatsu R3432-01 1", rechts dargestellt, verklebt werden.*

Parameter	**elektromagnetisches SpaCal**	**hadronisches SpaCal**
Blei zu Faser Verhältnis R_V	$2.1:1$	$4:1$
Faserdurchmesser	$0.5\,\mathrm{mm}$	$1\,\mathrm{mm}$
Fasertyp	Bicron BCF-12, Frontseite verspiegelt	Bicron BCF-12, Frontseite verspiegelt
Strahlungslänge X_0	$0.91\,\mathrm{cm}$	—
Molière-Radius R_M	$2.55\,\mathrm{cm}$	—
Hadron. Wechsel-wirkungslänge λ	$25\,\mathrm{cm}$	$20\,\mathrm{cm}$
Aktive Länge	$25\,\mathrm{cm}$	$25\,\mathrm{cm}$
Winkelbereich	$152^\circ \leq \Theta \leq 177.5^\circ$	$159^\circ \leq \Theta \leq 178^\circ$
Energieauflösung für Elektronen	$7\,\%\sqrt{\mathrm{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 1\,\%$	$13\,\%\sqrt{\mathrm{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 3\,\%$
Winkelauflösung	$1\,\mathrm{mrad}$	—
Zeitauflösung	$\leq 1\,\mathrm{ns}$	$\leq 1\,\mathrm{ns}$
Anzahl der Zellen	1192	136
Zellgröße	$40.5 \times 40.5\,\mathrm{mm}^2$	$120 \times 120\,\mathrm{mm}^2$

Tabelle 3.2: *Die Konstruktionsparameter des SpaCal*

Die Energieauflösung wird besser für kleine R_V, und für kleine Faserdurchmesser d. Der Wert von a in Gleichung 3.2 wurde nach [RD191] experimentell zu $a = 6.5\,\%$ bestimmt.

3.4.1 Energieauflösung von SpaCal

Mit den Konstruktionsparametern (siehe Tabelle 3.2) Faserdurchmesser $d = 0.5\,\mathrm{mm}$ und Volumenverhältnis $R_V = 2.1$ zwischen Blei und Szintillationsfaser erwartet man als groben Schätzwert nach Gleichung 3.2 eine Energieauflösung von:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{6.5\,\%}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}}\,. \tag{3.3}$$

Apparative Einflüsse führen zu Abweichungen der Energieabhängigkeit der Energieauflösung vom $(1/\sqrt{E})$-Verhalten. Insgesamt läßt sich die Energieauflösung schreiben als:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{s}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{n}{E}\right)^2 + c^2} \equiv \frac{s}{\sqrt{E}} \oplus \frac{n}{E} \oplus c. \tag{3.4}$$

Dabei haben die *quadratisch* addierten Terme folgende Bedeutung:

- s bezeichnet den Beitrag der Sampling-Fluktuation. Dieser Term sollte kleiner als $7\,\%$ sein, um den Ansprüchen des Detektors zu genügen (siehe Abschnitt 3.1).

- Der n-Term beschreibt den energieunabhängigen Teil der Energieauflösung. Beiträge zu diesem Term kommen u.a. vom elektronischen Rauschen und der endlichen Impulsunschärfe $\sigma_p/p \sim 1/p$ eines Teststrahls.
- Der c-Term ist bedingt durch die Konstruktionseigenschaften des SpaCal. Beiträge zu diesem Term kommen u.a. von den Fluktuationen in der Lichtausbeute der Fasern und von der Abschwächungslänge der Fasern. Da sich aufgrund der Geometrie der Fasern mit dem Einschußwinkel auch die Funktion f_{samp} ändert, hängt der c-Term auch vom Einschußwinkel ab [A+91].

Kapitel 4

Teststrahlmessungen

Im Verlauf dieser Diplomarbeit wurden, wie in Tabelle 4.1 aufgelistet, zahlreiche Testmessungen an Teilchenstrahlen des CERN in Genf und des DESY in Hamburg durchgeführt.

4.1 Teilchenstrahlen

Um einen Teilchenstrahl zu erzeugen, sind mehrere Schritte von der Beschleunigung der ursprünglichen Teilchen über Konvertierung in sekundäre Teilchen, Strahl-Reinigung, Fokussierung und Führung bis hin zur Messung der Eigenschaften des Teilchenstrahls notwendig.

4.1.1 CERN-SPS X5A

Protonen der Energie 450 GeV werden auf ein primäres Target T1 geschossen und Sekundärteilchen wie Kaonen, Pionen und deren Zerfallsprodukte, z.B. Elektronen und Myonen, mit einer Energie zwischen 3.7 GeV und 250 GeV produziert.

Im folgenden soll ein Teil der Optik, der für die horizontale Strahlführung wichtig ist, beschrieben werden. Die aus T1 austretenden Teilchen passieren einen Kollimator *Coll1*, dessen Schlitzbreite den Teilchenstrahl in der horizontalen Ebene bestimmt. Sie werden dann mit einem Dipolmagneten *B2* in horizontaler Richtung auf den Testaufbau gelenkt. Das Magnetfeld von *B2* bestimmt die Energie der Teilchen, die den Testaufbau erreichen. Zur Fokussierung der Teilchen in der horizontalen Ebene entlang der optischen Achse dienen die Quadrupolmagneten *Q3* und *Q4*. In Abbildung 4.1 ist der erwähnte Teil der Optik des Teststrahls im horizontalen Schnitt dargestellt. Dort sind auf der rechten Seite die mit *Spektro1*, ..., *Spektro4* gekennzeichneten *Vieldrahtproportionalkammern* MWPC besonders wichtig. Jede dieser vier MWPC bestimmt in horizontaler Richtung die Entfernung X_i eines Teilchens des Teststrahls von der optischen Achse, die als vertikale Linie in der Abbildung gekennzeichnet ist. Mit der Kenntnis [Cri94] des Abstandes der MWPCs

Strahl	Meßzeit	Art des Strahls		Ausleseelektronik			
		Teil-chen	Energie [GeV]	Orts-Kam.	Impuls-Spektr.	TDC-Auslese SpaCal	TDC-Auslese Trigger
DESY T-22	Aug. 1993	$e^{\pm}$	1-7	X	—	—	—
CERN PS T7n	Okt. 1993	$e^{\pm}$, $\pi^{\pm}$	1-10	X	—	X	—
CERN SPS H6	Nov. 1993	$e^{\pm}$	5-60	—	—	X	X
DESY T-22	Dez. 1993	$e^{\pm}$	1-7	X	—	—	—
DESY T-22	Mai. 1994	$e^{\pm}$	1-7	X	—	—	—
CERN SPS X5A	Mai. 1994	$e^{\pm}$	5-60	X	X	—	—
CERN SPS X5A	Sep. 1994	$e^{\pm}$	5-60	X	X	—	—
CERN PS T7n	Okt. 1994	$e^{\pm}$, $\pi^{\pm}$	1-10	X	—	—	—

Tabelle 4.1: *Die Meßzeiten an den verschieden ausgestatteten Teststrahlen. Mit „X“ sind diejenigen Elemente der Ausleseelektronik markiert, die vorhanden waren, die mit „—“ markierten waren nicht vorhanden. Die an allen CERN-Teststrahlen auch vorhandenen Hadronen und Myonen wurden in meiner Analyse nicht benutzt. Die horizontale Abgrenzung der DESY-Messung im Dez. 1993 hat folgende Bedeutung: zu diesem Zeitpunkt wurde mit Testmodulen gemessen, davor mit Prototypen und später mit Supermodulen, die in den H1-Detektor eingebaut werden (siehe Kapitel 6, in dem die verschiedenen Module erklärt sind). Anhand der CERN-Messungen im Okt. und Nov. 1993 wurde die Zeitauflösung in Kapitel 8 bestimmt. Die Energieauflösung in Kapitel 7 wurde mit CERN- und DESY-Messungen an Supermodulen bestimmt.*

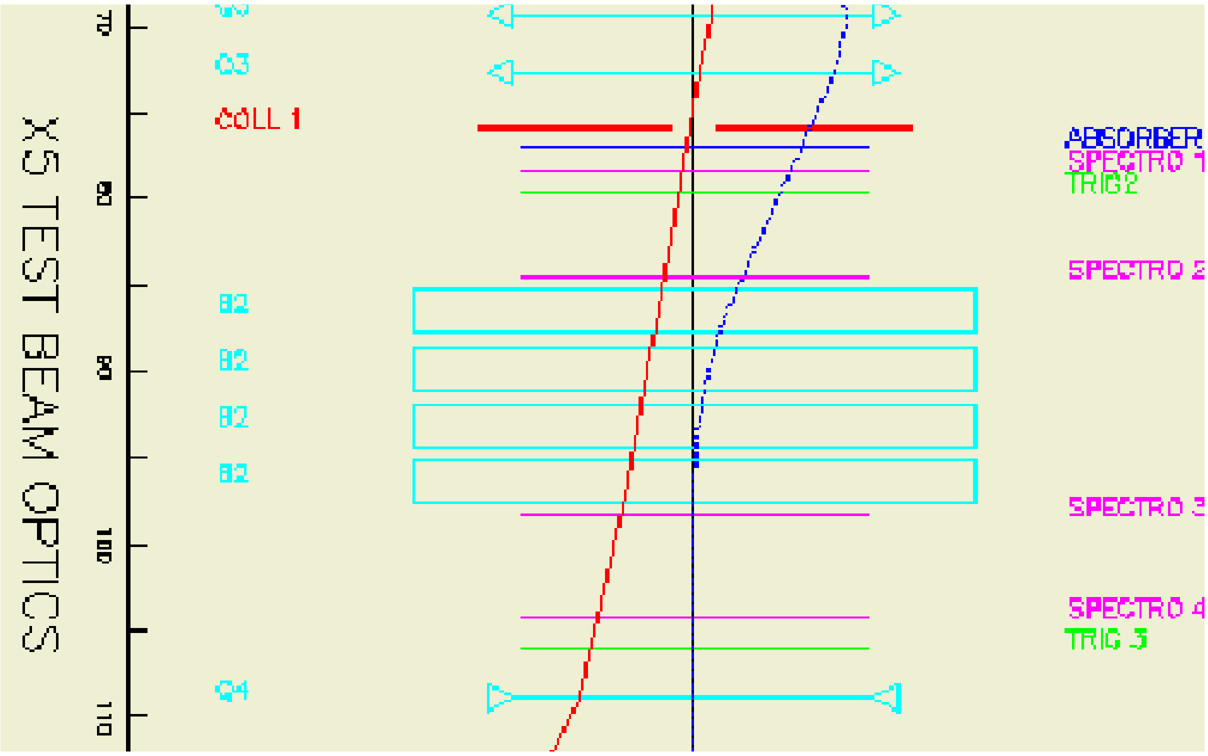

Abbildung 4.1: *Die Optik des Teststrahls X5A, horizontaler Schnitt. Der Maßstab auf der linken Seite zeigt die Entfernung Z zum Target T1 in m an. Die Abkürzungen auf der linken Seite bedeuten: Coll1: horizontaler Kollimator, B2: Dipolmagnet, Q3, Q4: Quadrupolmagnet. Auf der rechten Seite sind die mit Spektro1, ..., Spektro4 gekennzeichneten Vieldrahtproportionalkammern besonders wichtig. Die vertikale Linie ist die optische Achse; die beiden Kurven sind die β-Funktion und die Dispersion des Strahls [Gat94].*

$Z_{MWPC2} - Z_{MWPC1} = 7.305\,\mathrm{m}$, und $Z_{MWPC4} - Z_{MWPC3} = 7.270\,\mathrm{m}$ in Richtung der optischen Achse Z und des Ablenkwinkels $\Theta = 37.48\,\mathrm{mrad}$, den ein Teilchen auf der optischen Achse beschreibt, berechnet sich die Abweichung Δp des Impulses von dem nominellen Impuls p_{nom}:

$$\frac{\Delta p}{p_{nom}} = \frac{\Delta\Theta}{\Theta} = \frac{1}{\Theta}\left(\frac{X_2 - X_1}{Z_{MWPC2} - Z_{MWPC1}} - \frac{X_4 - X_3}{Z_{MWPC4} - Z_{MWPC3}}\right) . \tag{4.1}$$

Das Impuls-Spektrometer

Diese vier MWPCs werden im folgenden *Spektrometer* genannt. Der mit dem Spektrometer bestimmte Impuls p eines Teilchens berechnet sich folgendermaßen:

$$p = p_{nom} + p_{nom} \cdot \frac{1}{\Theta}\left(\frac{X_2 - X_1}{Z_{MWPC2} - Z_{MWPC1}} - \frac{X_4 - X_3}{Z_{MWPC4} - Z_{MWPC3}}\right) . \tag{4.2}$$

p_{nom} [GeV/c]	5	10	20	30	45	60
$< p >$ [GeV/c]	4.96	10.05	20.32	30.52	45.87	61.25
	—	10.03	20.28	30.50	45.91	61.26
σ_p/p [%]	1.39 [a]	0.853	0.849	0.803	0.778	0.757
	—	0.998	0.703	0.795	0.702	0.761
$< \sigma_p/p >$ [%]	0.80 ± 0.08					

[a] Diese Mittelung geschieht ohne den Wert bei $p_{nom} = 5\,\mathrm{GeV}/c$, der bei der Analyse wegen zu niedriger Statistik auch nicht benutzt werden konnte. Der große Wert von σ_p/p bei $5\,\mathrm{GeV}/c$ ist durch die Schlitzbreite des Kollimators von 10 mm, anstelle von 5 mm wie bei allen anderen Werten, zu erklären.

Tabelle 4.2: *Der Mittelwert des Impulses $< p >$ und die relative Impulsunschärfe σ_p/p, beide gemessen mit dem Spektrometer in jeweils einem Meßlauf des Teststrahls CERN-SPS X5A in Abhängigkeit von dem nominellen Teilchenimpuls p_{nom}.*

In [PR78] findet sich die Angabe über die Impulsunsicherheit σ_p/p des Teststrahls von

$$\frac{\sigma_p}{p} = 1\,\% \quad \text{nach [PR78]} \tag{4.3}$$

für eine Schlitzbreite des Kollimators von 5 mm (*Coll1* in Abbildung 4.1).

Auch experimentell ist die Größe σ_p/p zugänglich. Aus der Verteilung der mit dem Spektrometer gemessenen Impulse p eines Meßlaufs wird durch Anpassung einer Gauß-Kurve der Mittelwert und die Standardabweichung bestimmt. Als Meßlauf wird eine Gruppe von ca. 3000 Ereignissen bezeichnet, die in einem Zeitraum von ca. 3–5 min unter konstanten äußeren Bedingungen aufgezeichnet wurden. Die Werte für σ_p/p sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Es ergibt sich ein Mittelwert von

$$< \sigma_p/p >= (0.8 \pm 0.1)\,\%\,. \tag{4.4}$$

Die konstante Impulsunschärfe konnte annähernd bestätigt werden (siehe Tabelle 4.2). Ein konstante relative Impulsunschärfe σ_p/p hat zur Folge, daß in der Gleichung 3.4 ein Beitrag des c-Terms von der endlichen Strahlunschärfe stammt. Aber die Zuordnung zu einem der drei Terme (s, c und n) ist schwierig, da σ_p/p mit steigendem Impuls leicht abfällt.

4.1.2 DESY T22

Im folgenden soll der Teil des T22, der für die Strahlunschärfe wichtig ist, beschrieben werden. Die Strahlunschärfe unterscheidet sich von der des CERN-SPS X5A, da der DESY T22 keine Strahloptik besitzt, die den Strahl mit Hilfe von Quadrupolmagneten entlang der optischen Achse fokussiert.

Elektronen der Energie 7 GeV aus dem Elektronen-Synchrotron DESY II treffen auf ein primäres Target *(prim. T)* und konvertieren hauptsächlich in Photonen γ. Nach einer

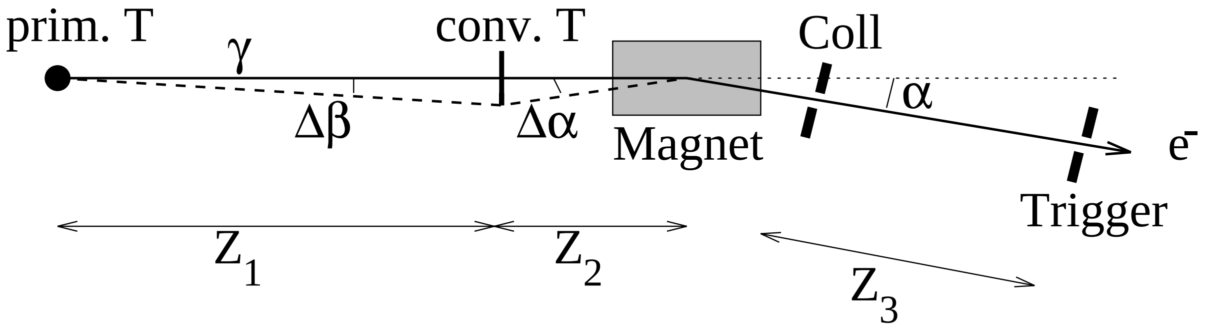

Abbildung 4.2: *Die Optik des DESY-Teststrahls 22, horizontaler Schnitt nach [App95]. Die Abkürzungen bedeuten: prim. T: das primäre Target, conv. T: das Konversionstarget, Magnet: der Ablenkmagnet, Coll: der Kollimator, Trigger: ein Szintillationszähler mit einem Loch.*

Entfernung $Z_1 \approx 18\,\mathrm{m}$ treffen die Photonen auf ein Konversionstarget *(conv. T)*, in dem hauptsächlich Elektronen e^- erzeugt werden. Nach einer weiteren Strecke $Z_2 \approx 1\,\mathrm{m}$ werden die Elektronen von dem Ablenkmagnet *(Magnet)* um den Winkel $\alpha = 1.5°$ abgelenkt. Dann passieren sie einen Kollimator *Coll* mit einer horizontalen Schlitzbreite von $X_{Coll} = 4.8\,\mathrm{mm}$. Nach einer Strecke von $Z_3 = 8\,\mathrm{m}$ passieren sie den Szintillationszähler *Trigger*, der in horizontaler Richtung ein Loch der Breite von $X_{Tr} = 10\,\mathrm{mm}$ hat. Der beschriebene Teil des T22 ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

Es erreichen aber nicht nur Teilchen den Teststrahl, die sich auf der optischen Achse befinden, sondern auch solche, die unter dem Winkel $\Delta\beta$ das Konversionstarget und von dort unter dem Winkel $\Delta\alpha$ den Magneten erreichen. Aus $Z_1 \gg Z_2$ folgt $\Delta\beta \ll \Delta\alpha$. Für die Strahlunschärfe $\Delta p/p$ gilt:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta\alpha}{\alpha}\,. \tag{4.5}$$

Die Strahldivergenz $\Delta\varphi$ bestimmt sich aus der Akzeptanz:

$$\Delta\varphi = \frac{\frac{1}{2}X_{Tr}}{Z_3} \quad \Rightarrow \quad \Delta\varphi = 0.63\,\mathrm{mrad}\,. \tag{4.6}$$

Eine einfache Abschätzung nach [App95] liefert einen Wert der Strahlunschärfe. Unter der Annahme, daß das Photon im Zentrum des Konversionstargets kollinear in ein Elektron konvertiert, wird $\Delta\alpha$ durch Coulomb-Vielfachstreuung bestimmt. Das Elektron legt im Konversionstarget die Strecke Z_m zurück. $\Delta\alpha$ berechnet sich zu:

$$\Delta\alpha = \frac{0.014\,\mathrm{GeV}/c}{p} \cdot \sqrt{Z_m/X_0} \cdot \left[1 + \frac{1}{9}\log_{10}(Z_m/X_0)\right]\,. \tag{4.7}$$

Berechnet man aus dieser Gleichung $\Delta\alpha$ für ein 3 mm dickes Cu-Konversionstarget, mit dem Messungen durchgeführt wurden, so ergibt sich mit $X_0 = 14.3\,\mathrm{mm}$ und $Z_m = 1.5\,\mathrm{mm}$ folgender Wert:

$$\Delta\alpha = \frac{4.0\,\mathrm{mrad}}{p/\frac{\mathrm{GeV}}{c}} \tag{4.8}$$

Konversionstarget	3 mm Al	5 mm Cu	3 mm Al	5 mm Cu
p_{nom} [GeV/c]	3	3	5	5
σ_p [MeV/c]	113 ± 7	176 ± 10	116 ± 4	200 ± 10

Tabelle 4.3: *Die relative Impulsunschärfe σ_p/p, gemessen aus der Ablenkung des zweiten Dipolmagneten, des Teststrahls T21 in Abhängigkeit von dem nominellen Teilchenimpuls p_{nom} und der Art und Dicke des Konversionstargets [App95].*

Bei Strahlenergien von 1 GeV bis 6 GeV ist $\Delta\alpha$ größer als die Strahldivergenz $\Delta\varphi$: $\Delta\alpha > \Delta\varphi$. Setzt man den Wert für $\Delta\alpha$ aus Gleichung 4.8 in Gleichung 4.5 ein, so erhält man die Strahlunschärfe $\Delta p/p$:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{150\,\mathrm{MeV}}{p} \quad \text{nach [App95].} \tag{4.9}$$

Die Rechnung für ein 1 mm dickes Cu-Target ergibt den Wert $\Delta p/p = 80\,\mathrm{MeV}/p$.

Eine impulsabhängige relative Impulsunschärfe $\sigma_p/p \sim 1/p$ hat zur Folge, daß in der Gleichung 3.4 ein Beitrag des n-Terms von der endlichen Strahlunschärfe stammt. Das ist ein wichtiger Unterschied zu dem Teststrahl X5A des CERN-SPS dessen Impulsunschärfe in den c-Term eingeht.

Die Größe $\Delta p/p$ war 1988 für den Teststrahl T21, der dieselbe Geometrie wie T22 hat, auch experimentell zugänglich. Damals befand sich ein zweiter Dipolmagnet mit einem zum ersten Dipolmagneten orthogonalen Feld im Testgebiet. Der Impuls p wurde durch die Ablenkung des zweiten Dipolmagneten gemessen. Aus der Verteilung der gemessenen Impulse p wurde durch Anpassung einer Gauß-Kurve der Mittelwert und die Standardabweichung bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 aufgelistet. Leider fehlt die Messung eines 3 mm dicken Cu-Konversionstargets.

4.2 Aufbau am Teilchenstrahl

Nach der Beschreibung der Teilchenstrahlen wird in diesem Abschnitt das Testgebiet beschrieben, in dem Teilchen des Teststrahls nach dem Passieren der Triggerdetektoren auf das SpaCal-Modul treffen und dort ihre Energie deponieren.

Der hier beschriebene Aufbau bezieht sich auf die für die Energieauflösung wichtigen Messungen am Teilchenstrahl X5A des CERN-SPS.

4.2.1 Die Position des SpaCal im Testgebiet

In Abbildung 4.3 ist eine symbolische Zeichnung sämtlicher Detektoren dargestellt. Das SpaCal steht auf einem Winkeltisch, mit dem ein Winkel von 3° in horizontaler und

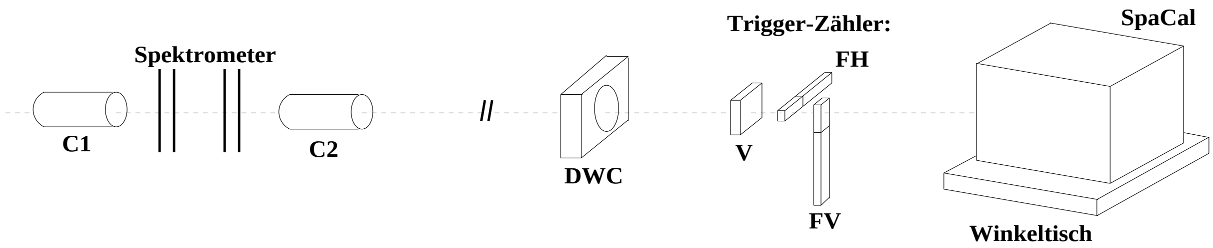

Abbildung 4.3: *Das SpaCal und sämtliche Detektoren im Testgebiet. Die mit C1 bzw. C2 gekennzeichneten differentiellen Čherenkov-Zähler dienen der Teilchenidentifikation. Das Spektrometer bestimmt den Impuls der Strahlteilchen. Die ortsbestimmende Kammer DWC und die Triggerszintillationszähler FH, FV und V bestimmen die Ausdehnung des Teilchenstrahls in horizontaler und vertikaler Richtung. Das Spektrometer und die ČEDARs befinden sich ca. 100 m vor dem Testgebiet, was durch den unterbrochenen Strahl angedeutet werden soll. Die Längenverhältnisse sind nicht maßstabsgetreu.*

vertikaler Richtung zwischen Kalorimeter und Teststrahl eingestellt wurde, um Effekte durch die Symmetrie der Fasern [Dir95] zu verhindern.

4.2.2 Die ortsbestimmende Kammer

Zur Bestimmung der Teilchenposition kurz vor dem Experiment steht allen Gruppen, die Testmessungen am X5A durchführen, eine ortsbestimmende Kammer zur Verfügung, die über eine Verzögerungsleitung ausgelesen wird und deshalb im folgenden *Delay-Wire-Chamber DWC* genannt wird [MV85]. Diese DWC befand sich $\approx 2.5\,\mathrm{m}$ vor den SpaCal-Modulen und bietet eine Ortsauflösung von:

$$\sigma_{X,Y} \leq 0.2\,\mathrm{mm} \quad \text{nach [MV85]}\,. \tag{4.10}$$

Mit dieser Kammer konnte allerdings nur der Einschußort, nicht der Einschußwinkel bestimmt werden, da die ortsbestimmende Kammer in horizontaler wie in vertikaler Richtung aus jeweils nur einer Drahtebene besteht.

4.2.3 Teilchen-Identifikation

Je nach Art des Targets T1 unterscheidet sich die Zusammensetzung des Teilchenstrahls. Um Messungen mit nur einer Sorte Teilchen durchführen zu können, muß jedes Teilchen des Strahls identifiziert werden.

Zur Teilchenidentifikation stehen für diesen Teilchenstrahl zwei differentielle *Čerenkov-Zähler (ČEDAR)* zur Verfügung [B+82]. Die CO_2-ČEDARs wurden durch Variation des Gasdrucks und der damit verbundenen Veränderung des Brechungsindex auf die jeweils gewünschte Teilchensorte eingestellt.

Um z.B. Messungen nur mit Elektronen durchzuführen, wird für jedes Teilchen eines Meßlaufs die Information des ČEDARs, ob das Teilchen ein Elektron ist, mit der übrigen Triggerbedingung in Koinzidenz gesetzt. Die übrige Triggerbedingung ist eine Koinzidenz der Signale in dem horizontalen FH und dem vertikalen Fingerzähler FV und eine Antikoinzidenz mit dem Signal des Lochzählers V.

Es gilt für Elektronen des Teststrahls folgende Triggerbedingung:

$$\text{Teilchen im Strahl ist ein e}^- \quad : \quad (\check{C}EDAR_{\mathrm{e}^-}) \wedge (FH) \wedge (FV) \wedge \neg(V) \qquad (4.11)$$

4.2.4 Datennahme

Alle Auslesekanäle des SpaCal-Moduls werden ausgelesen, wenn nach Gleichung 4.11 ein Triggersignal erzeugt wird. Ein Auslesekanal bezeichnet jeweils die Hälfte eines Submoduls (siehe Abbildung 3.3), bestehend aus einem PM, der über einen ADC ausgelesen wird. Der ADC-Inhalt des Auslesekanals i wird mit $N_{ADC\,i}$ bezeichnet.

Es werden nicht nur Triggersignale für Elektronen des Teststrahls generiert, sondern auch für andere Klassen von Ereignissen. Diese Klassen sind für die relative Kalibration wichtig, und sie werden dort genauer beschrieben. Insgesamt gibt es die Klassen: Daten, Pedestal, Quelle und Xe-Blitzlicht.

Der Datenfluß wurde von einem Rechner mit dem Betriebssystem OS9 gesteuert. Von dort wurden die Daten elektronisch zu einem UNIX-Rechner am DESY[1] übertragen und in ein Format gewandelt, das für die graphische Datenanalyse mit dem Programmpaket PAW (Physics Analisis Workstation) [PAW94] geeignet ist.

Photo der Position des SpaCal im Testgebiet

Das Photo in Abbildung 4.4 zeigt einen Ausschnitt des Testaufbaus am CERN-SPS X5A, der schon in Abbildung 4.3 beschrieben wurde. Es sind die Triggerzähler und das SpaCal-Modul zu sehen. Die Details der Abbildung sind in der Bildunterschrift erklärt.

4.2.5 Pannen bei Testmessungen

Wer arbeitet macht Fehler. Für die im folgenden beschriebenen bin ich nicht verantwortlich, sondern leide nur unter ihnen.

Die Adapterbox

Die *Adapterbox*, bestehend aus zwei Widerständen und einem Kondensator (siehe Abbildung 4.5), hat u.a. folgende Aufgaben:

[1] Auch bei den CERN-Messungen wurden die Daten zur DICE2 am DESY transferiert.

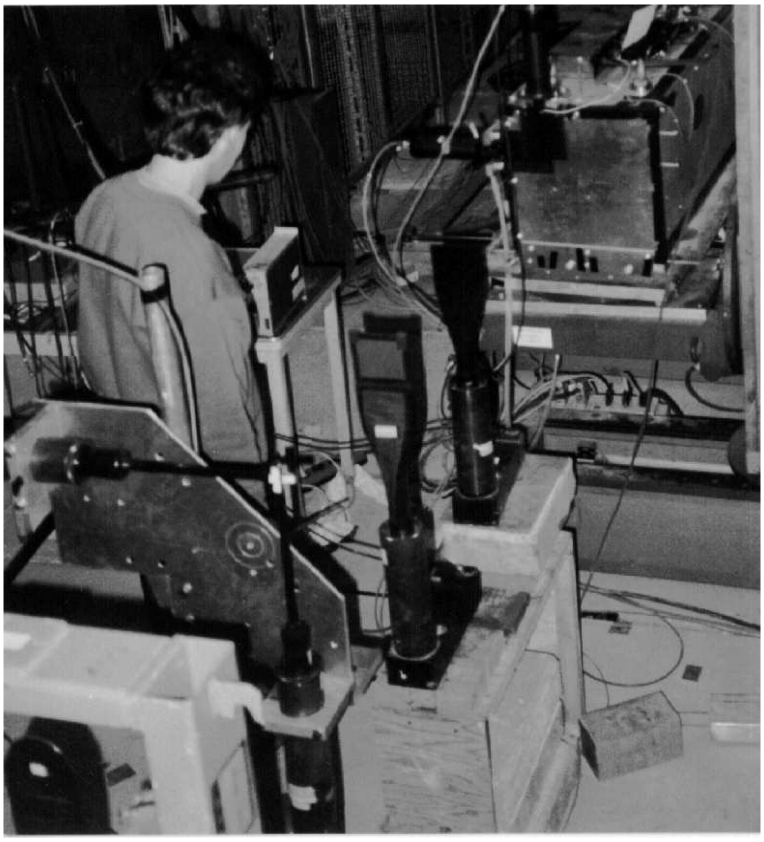

Abbildung 4.4: *Dieses Photo zeigt einen Ausschnitt des Testaufbaus am CERN-SPS X5A, der schon in Abbildung 4.3 erklärt wurde. Links unten ist ein Stück schwarz umwickeltes Szintillatormaterial zu sehen. Es ist Teil des Lochzählers V, der in Gleichung 4.11 in Antikoinzidenz geschaltet ist. Das Loch befindet sich an der weiß beklebten Stelle. Folgt man der Bilddiagonalen von links unten nach rechts oben, so erkennt man den horizontalen FH und den vertikalen Fingerzähler FV, die sich in einer Fläche von* $1 \times 1\ cm^2$ *überlappen. Folgt man der durch diese drei Triggerzähler definierten Strahlrichtung, so findet man in der rechten oberen Ecke einen Kasten mit der Größe* $32 \times 32 \times 65\ cm^3$*. In diesem 1 cm dicken Al-Gehäuse mit einem dünnen Frontfenster befindet sich das SpaCal-Modul (siehe Abbildung 4.6 oben). Es steht auf dem Winkeltisch, der nicht nur die Wahl verschiedener Einschußwinkel, sondern auch verschiedener Einschußpositionen ermöglicht hat.*

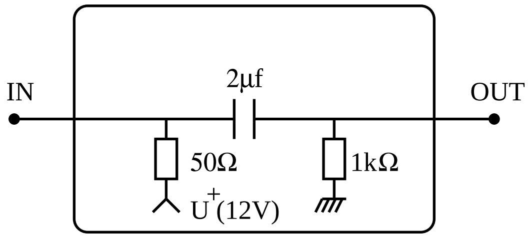

Abbildung 4.5: *Die Adapterbox [App95].*

1. mit einem 50 Ω Widerstand eine reflexionsfreie Ankopplung des verwendeten Koaxialkabels mit demselben Wellenwiderstand am Eingang der Adapterbox zu gestatten und

2. das integrierte PM-Signal am Ausgang der Adapterbox mit einem RC-Glied mit $R = 1\,\mathrm{k}\Omega$ und $C = 2\,\mu\mathrm{F}$ als Hochpaß passieren zu lassen.

Die erfolgte Vertauschung dieser beiden Widerstände macht alle mit dieser Adapterbox ausgelesenen Daten unbrauchbar. Dieses Mißgeschick machte große Teile der geplanten Analyse zunichte. Betroffen sind der Homogenitätstest an verschiedenen Grenzen und die Energieauflösung bei verschiedenen Einschußorten. In Abbildung 4.6 sind Supermodul 9, 16, 17 und das Insert samt Einschußpositionen für den Energiescan dargestellt. Die stark schattierte Fläche stellt den durch die fehlerhafte Adapterbox betroffenen Bereich dar.

Die HV-Versorgung

In der Zeit zwischen Messungen zur relativen Kalibration und solchen zur Bestimmung der Energieauflösung wurden Messungen zur Homogenität durchgeführt. Bei diesen Messungen stellte sich heraus, daß die Hochspannungen einiger Auslesekanäle nicht mehr ihre Sollwerte hatten. Demzufolge war auch ihre PM-Verstärkung nicht auf dem Sollwert. Die betroffenen Auslesekanäle sind in Abbildung 4.6 durch die weniger stark straffierten Flächen markiert. Vor den Messungen zur Bestimmung der Energieauflösung wurde dieses Problem erkannt und während der Messungen die Hochspannung beobachtet.

4.3 Vorverarbeitung der Rohdaten

4.3.1 Pedestalkorrekturen

Das Pedestal ist die Nullage des ADCs[2] und kann folgendermaßen bestimmt werden. Die Auslesekanäle i des SpaCal werden zu einer Zeit ausgelesen, zu der sich kein Schauer im Kalorimeter befindet. Die Werte der ADC-Inhalte N_{ADCi}, markiert als Ereignis-Klasse „Pedestal“, werden gespeichert.

[2]ADC-2280A LeCroy

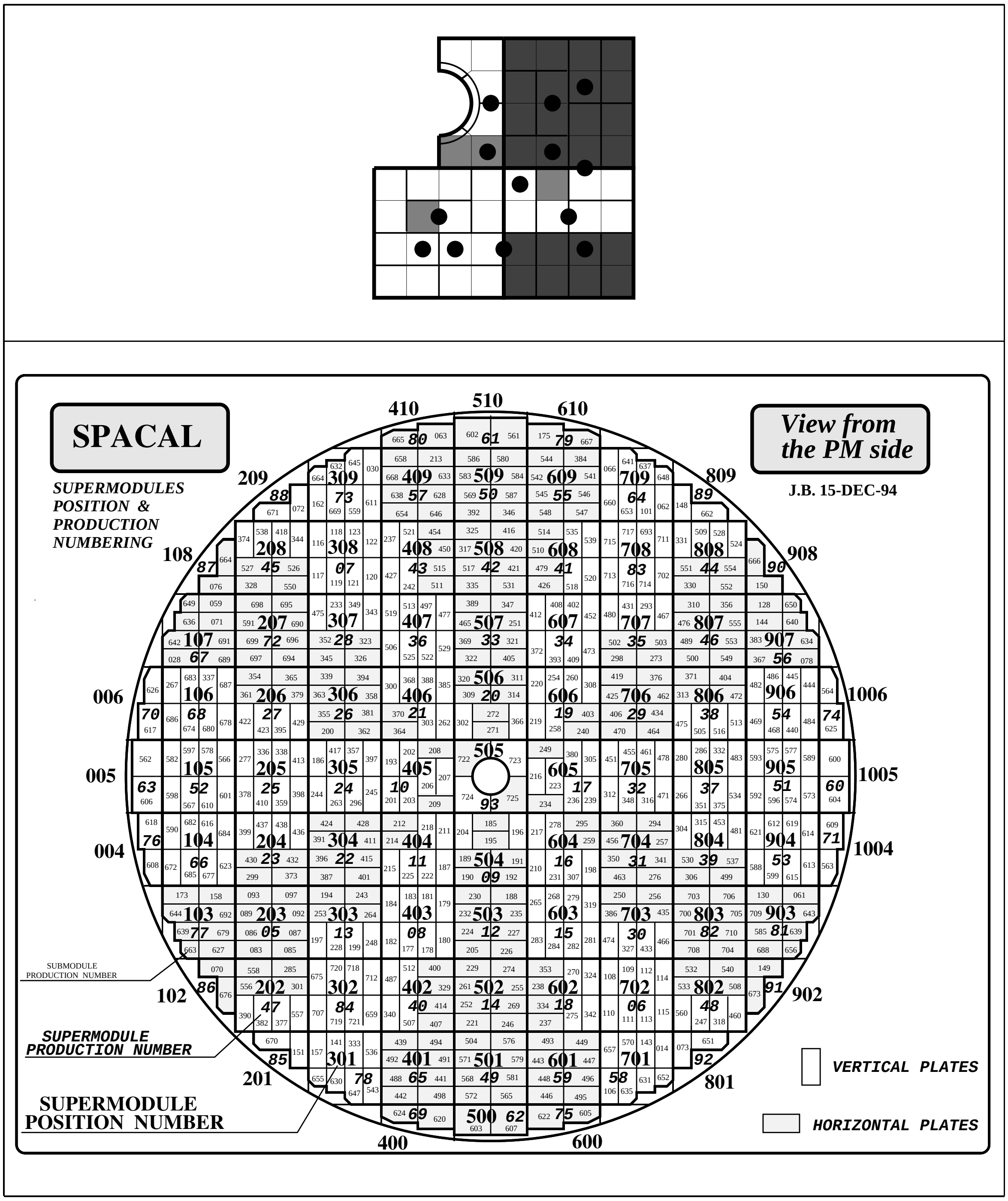

Abbildung 4.6: *Oben: Supermodul 9, 16 ,17 und das Insert mit Einschußpositionen am Teststrahl X5A des CERN-SPS. Die stark schattierte Fläche stellt den durch die in Abschnitt 4.2.5 beschriebene Adapterbox betroffenen Bereich dar, die weniger stark schattierten die durch die HV-Versorgung betroffenen Auslesekanäle. Die Position der Supermodule samt Produktionsnummern und Angabe der Ausrichtung der Bleiplatten für den Einbau in den H1-Detektor ist darunter dargestellt.*

i	$< p_i > [N_{ADC}]$	$\sigma_i[N_{ADC}]$	i	$< p_i > [N_{ADC}]$	$\sigma_i[N_{ADC}]$
1	118.9	1.41	9	99.2	1.56
2	107.6	2.44	10	119.9	1.60
3	106.9	1.88	11	109.6	2.25
4	109.4	2.55	12	107.7	2.38
5	97.4	1.62	13	117.6	1.90
6	87.6	2.02	14	95.6	1.95
7	92.8	1.91	15	99.1	1.41
8	96.9	1.80	16	93.8	1.48

Tabelle 4.4: *Parameter der Verteilungen der Auslesekanäle i bei 4870 „Pedestal"-Ereignissen. Aufgelistet sind die Standardabweichungen σ_i und der Mittelwert $< p_i >$ der Verteilung der Pedestalwerte p_i.*

Nach [Cro81] liegen die Pedestalwerte p_i typischerweise bei $N_{ADC} \approx 125$. Auch bei unseren Testmessungen lagen die Pedestalwerte in dieser Größenordnung (siehe Tabelle 4.4).

Für die Analyse, um z.B. die Energieauflösung zu bestimmen, sind die Verteilungen der ADC-Inhalte $N_{ADC,i}$ **nach** Subtraktion der entsprechenden Pedestalwerte $< p_i >$ im Auslesekanal i interessant; es werden auch immer nur diese benutzt.

4.3.2 Abschätzung von kohärentem Rauschen

Wenn Rauschbeiträge verschiedener Auslesekanäle untereinander korreliert sind, so spricht man von *kohärentem* Rauschen. Eine mögliche Ursache für derartiges Rauschen wäre z.B. eine schlechte Abschirmung der Versorgungsspannung.

Die Standardabweichung σ_i der Verteilungen der Pedestalwerte p_i wird im folgenden Rauschbeitrag des Auslesekanals i heißen. Nun kann man die Rauschbeiträge σ_i der einzelnen Auslesekanäle linear nach Gleichung 4.13 und quadratisch nach Gleichung 4.12 addieren und mit der Standardabweichung der Verteilung der Summe der Pedestalwerte der Auslesekanäle σ_Σ (Gleichung 4.14) vergleichen. Der Wert von σ_Σ liegt zwischen diesen beiden Grenzwerten. Ein Vergleich dieser drei Werte zeigt, daß das Rauschen der Pedestalwerte σ_Σ nahezu den Wert der quadratischen Addition nach Gleichung 4.12 hat. Diese einfache Abschätzung zeigt, daß keine gravierenden Fehler in der Elektronik vorhanden sind. Ob einzelne Auslesekanäle untereinander korreliert sind, kann man aus diesem Ergebnis nicht ableiten.

$$\sqrt{\sum_{i=1}^{16}(\sigma_i)^2} = 7.69 \tag{4.12}$$

$$\sum_{i=1}^{16}\sigma_i = 30.20 \tag{4.13}$$

$$\sigma_\Sigma = 9.49 \tag{4.14}$$

Die Standardabweichung der Verteilung der Summe der Pedestalwerte der Auslesekanäle σ_Σ entspricht nach einer Umrechnung von ADC-Inhalten in Energiewerte einer im Detektor deponierten Energie von 27.8 MeV. Der energieunabhängige Term der Energieauflösung (n-Term in Gleichung 3.4), hervorgerufen durch Pedestalrauschen, ist also kleiner als:

$$n_{\text{ped}} \leq 30\, MeV\,. \tag{4.15}$$

4.4 Relative Kalibration

Der Zusammenhang zwischen der in einem Auslesekanal deponierten Energie und dem Mittelwert $< N_{ADC\,i} >$ des entsprechenden ADC-Inhalts ist für unterschiedliche Auslesekanäle i unterschiedlich. Außerdem ist die Verstärkung der PM zeitabhängig.

Ziel der relativen Kalibration ist ein vom Auslesekanal unabhängiges Signal bei gleicher Energiedeposition. Es handelt sich hier demnach nicht um eine absolute Kalibration, die jedem N_{ADC} eine bestimmte Energie zuweist.

Die relative Kalibration geht von der Annahme aus, daß für identische Zellen das Summensignal S aller berücksichtigten Zellen unabhängig vom Einschußort ist, wenn das Signal $< N_{ADC\,i} >$ eines **einzelnen** Auslesekanals bei zentralem Einschuß unabhängig von der Nummer i des Auslesekanals ist.

An dieser Stelle möchte ich darauf hinweisen, daß die Fähigkeit des Nachweises von minimalionisierenden Teilchen (siehe Abschnitt 2.1.1), die z.B. Möglichkeiten der relativen Kalibration des Kalorimeters im H1-Detektor bereitstellt, für Kalorimeter nicht selbstverständlich ist.

Wie ein Kalorimeter für den rückwärtigen Bereich später im H1-Detektor absolut kalibriert werden kann, findet man bei [Höl94], wo ein Verfahren zur absoluten Kalibration des BEMC beschrieben wird.

4.4.1 Leckverluste

Durch die beschränkte Größe der Auslesekanäle von $4 \times 4 \times 25\,\text{cm}^3$ ist nach Abschnitt 2.1.2 der elektromagnetische Schauer nicht vollständig in einem Auslesekanal enthalten; es treten *Leckverluste* auf (siehe Abbildung 2.6). Diese Leckverluste treten in der Verteilung der ADC-Inhalte in Form von niederenergetischen Ausläufern auf. Ansonsten ist die Verteilung gaußförmig.

Solange nur transversale Leckverluste auftreten, kann durch Summation der angrenzenden Auslesekanäle nahezu die vollständige Energiedeposition nachgewiesen werden. Longitudinale Leckverluste sind nicht so einfach zu handhaben.

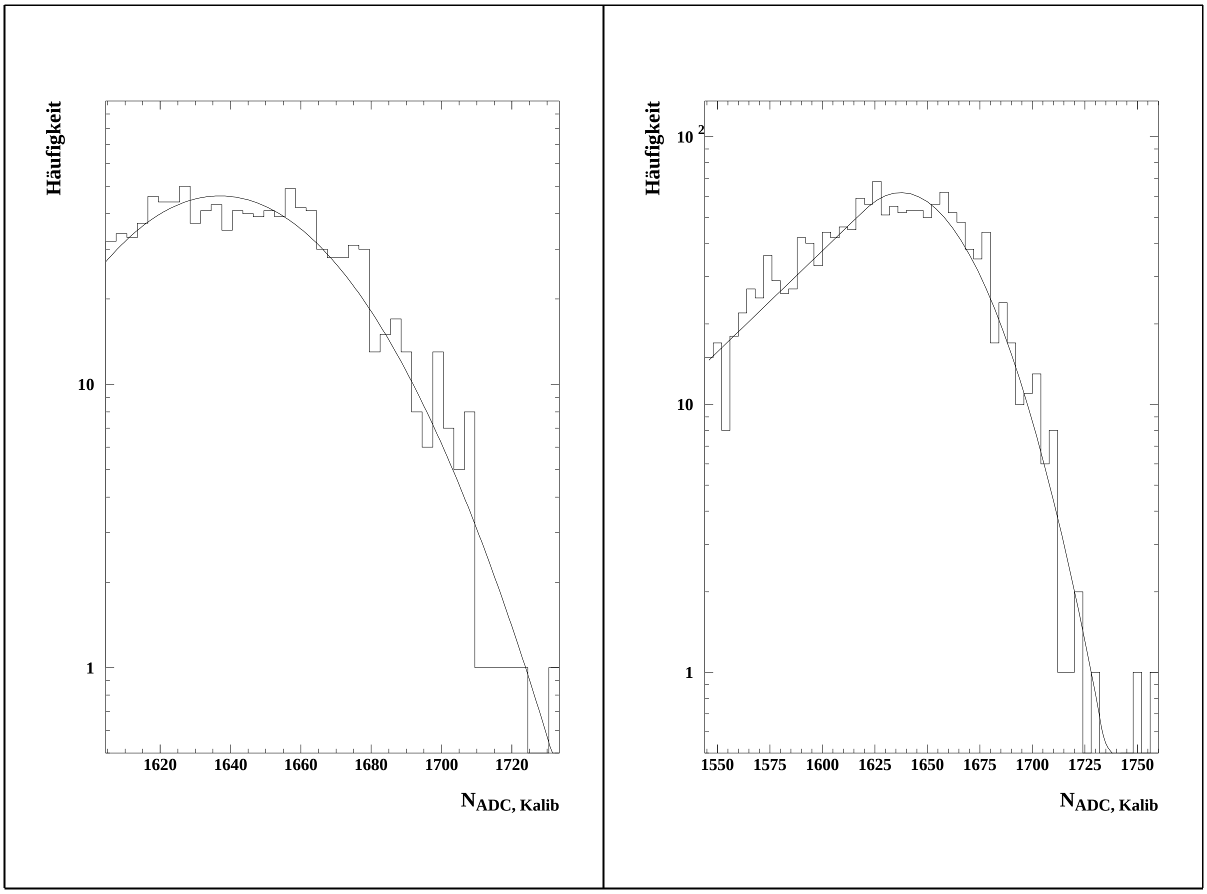

Abbildung 4.7: *Links: Darstellung einer Gauß-Anpassung an die Verteilung des unkalibrierten Signals $N_{ADC,Kalib_i}$ eines einzelnen Auslesekanals in dem Bereich von $-1\,\sigma$ bis $+3\,\sigma$. Rechts: Darstellung einer Anpassung nach Gleichung 4.17 an dieselbe Verteilung. Der angepaßte Bereich ist größer als bei der Gauß-Anpassung.*

Das linke Diagramm in Abbildung 4.7 zeigt die Verteilung des unkalibrierten Signals $N_{ADC,Kalib_i}$ eines einzelnen Auslesekanals i. Es wurde an diese Verteilung eine Gauß-Kurve in dem Bereich von $-1\,\sigma$ bis $+3\,\sigma$ angepaßt. Es ergeben sich folgende Parameter:

$$\begin{aligned} \chi^2/n_{df} &= 38.2/38 \\ c &= 46.2 \pm 1.7 \\ \mu &= 1637.0 \pm 1.8 \\ \sigma &= 31.4 \pm 1.2 \\ \rho_{c\mu} &= +0.25 \\ \rho_{c\sigma} &= -0.59 \\ \rho_{\mu\sigma} &= -0.46 \end{aligned} \tag{4.16}$$

Interessant wird der Vergleich dieser Parameter mit den Werten der in dem nächsten Abschnitt beschriebenen Funktion, die an dieselbe Verteilung angepaßt wurde.

Die Anpassung der Funktion $Z(x)$ bei Leckverlusten

Schaut man sich die im letzten Abschnitt gezeigte Verteilung des unkalibrierten Einzelsignals $N_{ADC,Kalib_i}$ eines Auslesekanals in einem größeren Bereich an, so stellt man niederenergetische Ausläufer der Verteilung fest. In diesem Fall bietet sich nach [Sch81] folgende Funktion $Z(x)$ an, die an der Stelle x_c von einer Exponentialfunktion $E(x)$ in eine Gauß-Funktion $G(x)$ übergeht:

$$Z(x) = \begin{cases} E(x) = A \cdot e^{B \cdot x} & \text{für } x < x_c \\ G(x) = c_Z \cdot e^{-\frac{(x-\mu_Z)^2}{2\cdot\sigma_Z^2}} & \text{für } x \geq x_c. \end{cases} \tag{4.17}$$

Die Wahl $A = c_Z \cdot e^{\frac{x_c^2-\mu_Z^2}{2\cdot\sigma_Z^2}}$ und $B = -\frac{x_c-\mu_Z}{\sigma_Z^2}$ sorgt für den stetig differenzierbaren Übergang. Die Funktion $Z(x)$ hat die Parameter c_Z, μ_Z, σ_Z und x_c.

Die im linken Diagramm in Abbildung 4.7 gezeigte Verteilung des unkalibrierten Einzelsignals $N_{ADC,Kalib_i}$ eines Auslesekanals nach einer Gauß-Anpassung in dem Bereich von $-1\,\sigma$ bis $+3\,\sigma$ wurde deshalb bei $-1\,\sigma$ „abgeschnitten“, da die Verteilung dort nicht mehr gaußförmig ist. Die Funktion nach Gleichung 4.17 hingegen beschreibt die Verteilung, wie im rechten Diagramm der Abbildung 4.7 dargestellt, in einem bei weitem größeren Bereich.

Allerdings ist die Konvergenz zu den richtigen besten Schätzwerten stark von den Startwerten abhängig. Aus diesem Grunde werden als Startwerte die Ergebnisse aus der Gauß-Anpassung benutzt. Es ergeben sich folgende Parameter:

$$\begin{aligned} \chi^2/n_{df} &= 59.0/44 \\ c_Z &= 61.9 \pm 8.3 \\ \mu_Z &= 1637.4 \pm 6.9 \\ \sigma_Z &= 31.6 \pm 3.6 \\ x_c &= 1620.1 \pm 16.3 \\ \rho_{c_Z\mu_Z} &= -0.97 \\ \rho_{c_Z\sigma_Z} &= +0.94 \\ \rho_{c_Z x_c} &= -0.97 \\ \rho_{\mu_Z\sigma_Z} &= -0.98 \\ \rho_{\mu_Z x_c} &= +0.996 \\ \rho_{\sigma_Z x_c} &= -0.99 \end{aligned} \tag{4.18}$$

An dieser Stelle lohnt sich ein Vergleich der Parameter, die auf die unterschiedlichen Arten erhalten wurden:

- Die Werte der Parameter μ_Z und σ_Z stimmen sehr gut mit den Werten μ und σ überein.

- Die Fehler der Parameter sind nach der angepaßten Funktion $Z(x)$ größer als nach der angepaßten Funktion $G(x)$.
- Die Korrelationen bei $G(x)$ sind deutlich kleiner.
- Der Wert für χ^2/n_{df} ist bei $G(x)$ näher an dem Wert 1.
- Die Sensitivität der Konvergenz auf die Startwerte erschwert die Anpassung der Funktion $Z(x)$.

Alle diese Punkte zeigen, daß sich der Aufwand mit der Funktion $Z(x)$ den Mittelwert μ_Z zu bestimmen, nicht lohnt.

Der Mittelwert der Verteilung des unkalibrierten Signals $N_{ADC,Kalib_i}$ der einzelnen Auslesekanäle wurde in der folgenden Analyse zur relativen Kalibration dennoch durch Anpassung der Funktion $Z(x)$ nach Gleichung 4.17 bestimmt.

4.4.2 Photomultiplierverstärkung

Für den benutzten Photomultiplier (Abbildung 3.3 und Tabelle 3.1) gilt in guter Näherung die empirische Formel für die Verstärkung G [Jan93]:

$$G = \left(\frac{k}{n} \cdot U_G \right)^n . \tag{4.19}$$

In dieser Formel steht n für die Anzahl der Dynodenstufen, U_G ist die angelegte Hochspannung und k eine Konstante. Die Güte der Konstanz der Hochspannung bestimmt die Güte der Konstanz der Verstärkung G. Für eine Verstärkung, deren Schwankung kleiner als $\Delta G/G < 1\,\%$ sein soll, darf nach Gleichung 4.19 für $n = 15$ Stufen die Hochspannung höchstens um $\Delta U_G/U_G < 0.067\,\%$ schwanken.

Korrektur der zeitlichen Schwankungen der Photomultiplierverstärkung

Ein Ziel der Analyse ist es, die Schwankungen der PM-Verstärkung in den Daten zu korrigieren. Hilfsmittel zu diesem Zweck sind ein Referenz-PM, eine radioaktive Quelle[3] und eine Xe-Blitzlampe, die an den Referenz-PM und an alle PM der SpaCal-Auslesekanäle mit jeweils zwei szintillierenden Fasern gekoppelt sind [Mül95]. Mit den ADC-Inhalten dieses Referenz-PM und den ADC-Inhalten der Auslesekanäle des SpaCal kann für jeden Meßlauf ein Kalibrationsfaktor $f_{Sp,i}$ berechnet werden, der die zeitliche Schwankung des SpaCal-PM eines jeden Auslesekanals i korrigiert.

Die Faktoren zur Korrektur der zeitlichen Schwankung der PM setzen sich aus drei Teilen zusammen:

[3] Verwendete Quelle: ${}^{241}_{95}$Am/Be, Halbwertszeit: 432.2 a, Zerfall: 6×10^{-5} Neutronen (4-8 MeV) und $4 \times 10^{-5}\,\gamma$'s (4.43 MeV) pro Am-Zerfall [PDG94].

1. Mit Hilfe der als konstant angenommenen Intensität der radioaktiven Quelle wird gemessen, wie die Verstärkung des Referenz-PM mit der Zeit schwankt. Es wird mit diesem Signal ein Faktor $f_{ref}(t)$ berechnet, der die zeitliche Schwankung der Verstärkung des Referenz-PM anzeigt. Dazu dividiert man den ADC-Inhalt des Referenz-PM der Ereignisklasse „Quelle" eines Meßlaufes zum Zeitpunkt t durch den Wert zum Zeitpunkt t_0.

$$f_{ref}(t) = \frac{N_{ADC}(t)}{N_{ADC}(t_0)} \tag{4.20}$$

   Die relative Abweichung von 1 war bei diesen Faktoren in der Größenordnung von ≈ 0 bis 0.3 %.

2. Der Referenz-PM dient dazu, die Intensität der Xe-Blitzlampe zu messen und einen Faktor $f_{ref,Xe}(t)$ zu berechnen, der die zeitliche Schwankung der Intensität der Xe-Blitzlampe $f_{Xe}(t)$ korrigiert. Dazu dividiert man den ADC-Inhalt des Referenz-PM der Ereignisklasse „Xe" eines Meßlaufes zum Zeitpunkt t durch den Wert zum Zeitpunkt t_0.

$$\begin{aligned} f_{ref,Xe}(t) &= \frac{N_{ADC}(t)}{N_{ADC}(t_0)} = f_{ref}(t) \cdot f_{Xe}(t) \\ \Rightarrow f_{Xe}(t) &= \frac{f_{ref}(t)}{f_{ref,Xe}(t)} \end{aligned} \tag{4.21}$$

   Die relative Abweichung von 1 war bei den Faktoren $f_{ref,Xe}(t)$ in der Größenordnung von ≈ 0 bis 1 %.

3. Jetzt, da bekannt ist, wie sich das Xe-Blitzlicht zeitlich zwischen einzelnen Meßläufen verändert hat, kann die Schwankung der SpaCal-PM jedes Auslesekanals i berechnet werden. Dazu dividiert man den ADC-Inhalt des SpaCal-PM des Auslesekanals i der Ereignisklasse „Xe" eines Meßlaufes zum Zeitpunkt t durch den Wert zum Zeitpunkt t_0.

$$\begin{aligned} f_{Sp,Xe,i}(t) &= \frac{N_{ADC}(t)}{N_{ADC}(t_0)} = f_{Sp,i}(t) \cdot f_{Xe}(t) \\ \Rightarrow f_{Sp,i}(t) &= \frac{f_{Sp,Xe,i}(t)}{f_{Xe}(t)} = \frac{f_{Sp,Xe,i}(t)}{f_{ref}(t)} \cdot f_{ref,Xe}(t) \end{aligned} \tag{4.22}$$

   Die relative Abweichung der Faktoren $f_{Sp,Xe,i}(t)$ von 1 war in der Größenordnung von ≈ 0 bis 2 %, bis auf zwei Ausnahmen, in der sie etwa 6 % betrug. Diese Werte sind bei Auslesekanälen berechnet worden, für die die in Abschnitt 4.2.5 beschriebenen Probleme mit der Konstanz der Hochspannung auftraten.

Das kalibrierte Summensignal S

Mit der Kenntnis der zeitlichen Schwankungen der Photomultiplierverstärkung $f_{Sp,i}(t)$ kann nun die eigentliche relative Kalibration durchgeführt werden.

Für alle 57 Auslesekanäle dieses Meßaufbaus (siehe Abbildung 4.6) wurde bei konstanter Energie von 30 GeV so in das Kalorimeter eingeschossen, daß sich der Schwerpunkt der Energiedeposition im Zentrum eines Auslesekanals befindet.

Der Mittelwert μ_{Zi} der Verteilung des unkalibrierten Signals $N_{ADC,Kalib_i}$ der einzelnen Auslesekanäle i wurde durch Anpassung der Funktion $Z(x)$ nach Gleichung 4.17 bestimmt. Die Größe x steht in diesem Fall für den ADC-Inhalt. Da die Kalibration mit Elektronen des Teststrahls durchgeführt wurde, war die Ereignisklasse „Daten“.

Die Kalibrationskonstante c_i des i-ten Auslesekanals berechnet sich folgendermaßen. Es werden alle Auslesekanäle auf den Mittelwert $< \mu_Z >= \frac{1}{57}\sum_{j=1}^{57}\mu_{Zj}$ der 57 μ_Z-Werte kalibriert.

$$c_i = \frac{< \mu_Z >}{\mu_{Zi}} \tag{4.23}$$

Das kalibrierte Signal s_i eines einzelnen Auslesekanals i berechnet sich zu:

$$s_i = f_{Sp,i} \cdot c_i \cdot N_{ADC\,i}\,. \tag{4.24}$$

Das Summensignal S berechnet sich zu:

$$S = \sum_{i=1}^{N} s_i\,. \tag{4.25}$$

Die Anzahl N der summierten Auslesekanäle i hat bei zentralem Einschuß in das Zentrum eines Auslesekanals den Wert $N = 9$. Es wird der beschossene Auslesekanal und alle acht angrenzenden Auslesekanäle summiert.

Wie in Kapitel 5 gezeigt werden wird, ergibt sich aus Gleichung 5.3 die Möglichkeit einer absoluten Kalibration mit der Kalibrationskonstanten C. Diese Konstante gibt an, welche rekonstruierte Energie E_{rek} einem bestimmten Summensignal S entspricht.

$$E_{rek} = C \cdot S \quad \text{mit} \quad C = 1\,\text{GeV}/(55.7 \pm 0.1)\,.$$

4.5 Berücksichtigung der Spektrometerinformation

In Abschnitt 4.1.1 wurde gezeigt, nach welchem Prinzip das Spektrometer bei einzelnen Ereignissen den Impuls p bestimmt. Die hohe Genauigkeit des Spektrometers soll für die Analyse Ereignis für Ereignis genutzt werden. Der vom Spektrometer gemessene Impuls p heißt im weiteren Verlauf der Arbeit „die mit dem Spektrometer bestimmte Energie E_{Sm}“. Die gemachte Näherung $E = pc$, die für Vernachlässigung der Elektronenmasse gilt, ist bei den großen Energien von 10–60 GeV sehr gut.

Die Standardabweichung σ_S der Verteilung des Summensignals S ist **nicht** die gesuchte Auflösung des SpaCal, sondern es ist die Auflösung $\sigma_{S,korr}$ des SpaCal, gefaltet mit der Energieunschärfe $\sigma_{E_{Sm}}$ des Teststrahls.

$$(\sigma_S/S)^2 = (\sigma_{S,korr}/S_{korr})^2 + (\sigma_{E_{Sm}}/E_{Sm})^2 \tag{4.26}$$

Es gibt mehrere Methoden, mit denen die Teststrahlunschärfe aus den SpaCal-Daten entfaltet werden kann:

Methode 1: Eine einfache Methode die Auflösung $\sigma_{S,\,korr}$ des SpaCal abzuschätzen, bestimmt die Größen σ_S und $\sigma_{E_{Sm}}$ aus den Verteilungen und subtrahiert sie quadratisch.

$$\left.\begin{array}{rcl} \sigma_S/S & = & 1.23\,\% \\ \sigma_{E_{Sm}}/E_{Sm} & = & 0.48\,\% \end{array}\right\} \quad \sqrt{(\sigma_S/S)^2 - (\sigma_{E_{Sm}}/E_{Sm})^2} = 1.13\,\% \tag{4.27}$$

Methode 2: Zum anderen steht eine sehr elegante Methode zur Verfügung, in einem Meßlauf das mit dem SpaCal gemessene Summensignal S Ereignis für Ereignis gegen die Schwankung der Strahlenergie zu korrigieren. In Abbildung 4.8 ist die Korrelation zwischen dem von SpaCal gemessenen Summensignal S und der vom Spektrometer gemessenen Energie E_{Sm} exemplarisch dargestellt. Die auf der Abszisse aufgetragenen Energien E_{Sm} der einzelnen Ereignisse sind zu 11 Wertepaaren zusammengefaßt, mit denen eine Anpassung einer Geraden $S_{Fit}(E_{Sm})$ durchgeführt wurde. Die Funktionen ober- und unterhalb der Geraden zeigen die Standardabweichung σ_{Fit} der Anpassung unter Berücksichtigung der Korrelation der Parameter a und b.

$$S_{Fit}(E_{Sm}) = a + b \cdot E_{Sm} \tag{4.28}$$

Das im folgenden *Spektrometerkorrektur* genannte Verfahren, berechnet für jedes Ereignis eines Meßlaufs die Größe S_{korr} mit

$$S_{korr} = S + b(E_{Sm} - < E_{Sm} >) \tag{4.29}$$

Für das Beispiel aus Gleichung 4.27 ergibt sich

$$\sigma_{S,\,korr}/S_{korr} = 1.16\,\%\,, \tag{4.30}$$

in guter Übereinstimmung mit dem dort erhaltenen Ergebnis. In dieser Arbeit wurde zur Bestimmung der Auflösung $\sigma_{S,\,korr}$ des SpaCal Methode 2 benutzt.

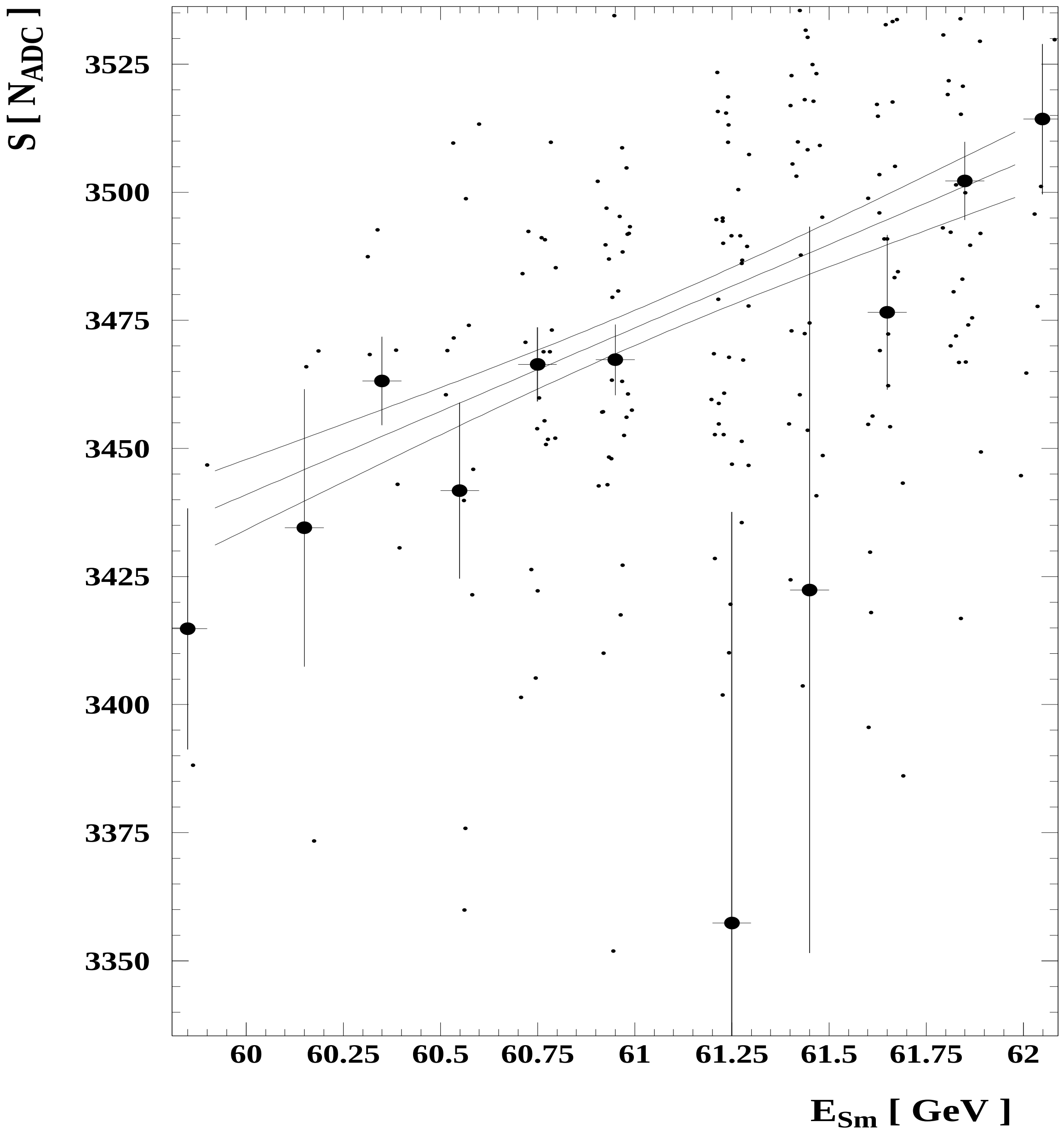

Abbildung 4.8: *Analyse mit dem Spektrometer. Aufgetragen ist das Summensignal S des SpaCal gegen die vom Spektrometer bestimmte Energie E_{Sm} der Teilchen im Teststrahl. Alle Ereignisse* **eines Meßlaufs**, *dargestellt durch die kleinen Punkte, wurden zu 11 Wertepaaren zusammengefaßt. Der Wert an der Stelle $E_{Sm} = 61.25\,GeV$ scheint deutlich unter allen Ereignissen zu liegen. Dieses Verhalten und der relativ große Fehler erklären sich durch einen Ausreißer mit einem außerhalb des dargestellten Bereiches liegenden Wert des Summensignals S.*

Kapitel 5

Linearität des SpaCal

Bei der Analyse der Teststrahlmessungen am X5A des CERN-SPS mit Elektronen des Energiebereiches 10 bis 60 GeV werden die nach Gleichung 4.25 gewonnenen Werte des Summensignals S als Verteilung dargestellt. Dieser Verteilung wird eine Gauß-Kurve angepaßt, um so den Mittelwert und die Standardabweichung samt Fehler zu bestimmen.

In Abbildung 5.1 sind links die normierte Verteilungen des Summensignals S bei verschiedenen nominellen Strahlenergien E_{nom} aufgetragen. Rechts ist in halblogarithmischer Darstellung die Verteilung für $E_{nom} = 30\,\mathrm{GeV}$ und die angepaßte Gauß-Kurve gezeigt. Diese Abbildung gibt einen ersten Eindruck der Energieauflösung. Die relative Energieauflösung σ_S/S in diesem Punkt hat ohne Korrektur gegen die Teststrahlunschärfe einen Wert von

$$\sigma_S/S = 1.64\,\%\,. \tag{5.1}$$

Es ist schon zu erkennen, daß das Ziel einer Energieauflösung von $2\,\%$ bei einer Energie von $E_{nom} = 30\,\mathrm{GeV}$ erreicht wird.

Es gibt zwei Möglichkeiten die Linearität des SpaCal darzustellen. In beiden Fällen wird das Summensignal S des SpaCal gegen die mit dem Spektrometer gemessene Energie E_{Sm} aufgetragen und beide Fälle sollten dasselbe Ergebnis zeigen.

- Zum einen können die Ereignisse einzelner Meßläufe wie in Abbildung 4.8 in **mehrere** Wertepaare zerlegt werden.

- Zum anderen können die Ereignisse einzelner Meßläufe zu **einem** Wertepaar zusammengefaßt werden. Der Mittelwert der Verteilung in dem rechten Diagramm in Abbildung 5.1 ist dafür ein Beispiel.

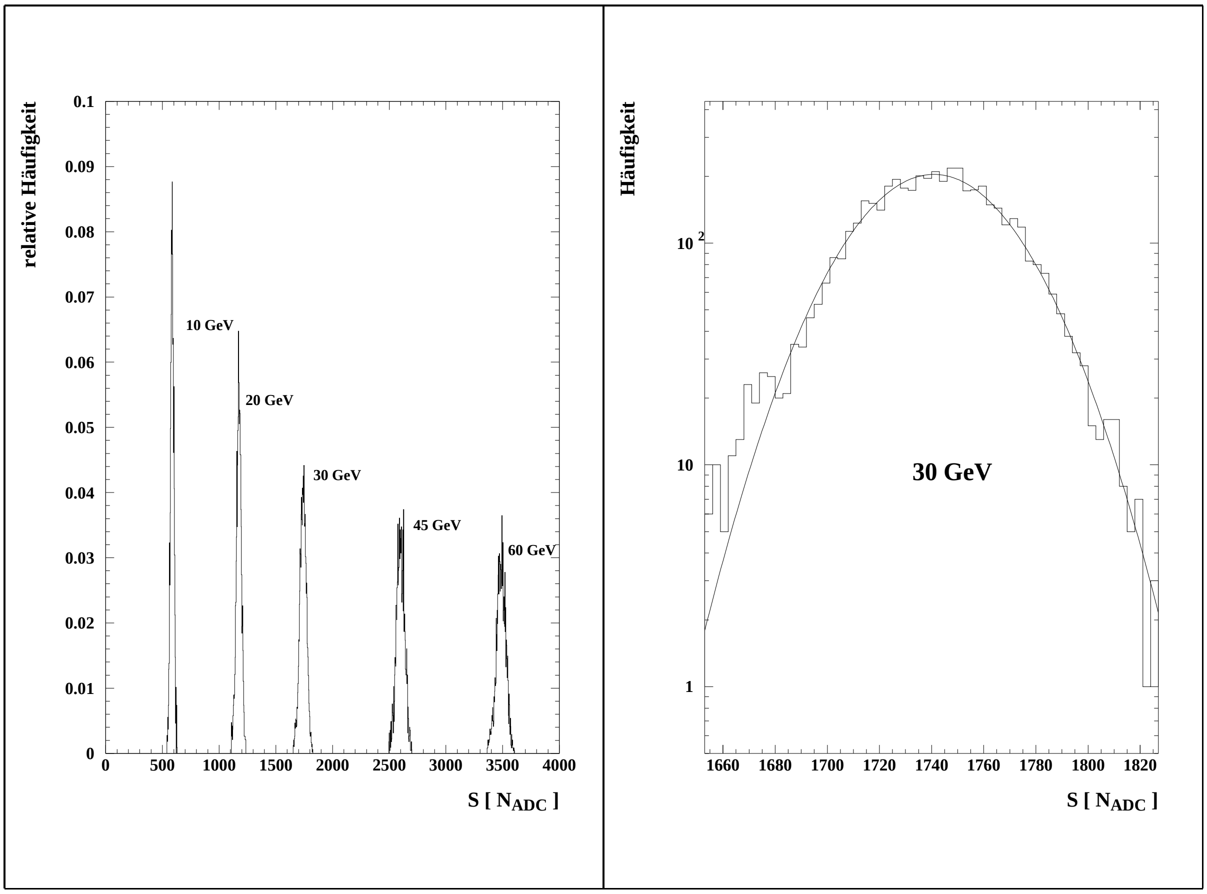

Abbildung 5.1: *Links: Normierte Verteilungen des Summensignals S bei verschiedenen nominellen Strahlenergien E_{nom}. Rechts: Halblogarithmische Darstellung der Verteilung für $E_{nom} = 30\,GeV$. Die relative Energieauflösung in diesem Punkt hat einen Wert von $\sigma_S/S = 1.64\,\%$.*

5.1 Zerlegung einzelner Meßläufe in mehrere Wertepaare

Abbildung 5.2 zeigt das Summensignal S, aufgetragen gegen die Energie E_{Sm}, für einen Einschuß, bei dem sich der Schwerpunkt der Energiedeposition im Zentrum eines Auslesekanals befindet.

Aus der angepaßten Geraden bestimmen sich die Parameter zu:

$$S_{Fit}(E_{Sm}) = a + b \cdot E_{Sm} \quad \Rightarrow \quad S_{Fit}(E_{Sm}) = (32 \pm 2) + (55.5 \pm 0.1) \cdot E_{Sm}/\mathrm{GeV}\,. \quad (5.2)$$

Die Wertepaare bei 30 GeV, vergrößert im linken oberen Fenster dargestellt, liegen sehr gut auf der Geraden. Die unterschiedlich großen Fehlerbalken werden durch unterschiedlich viele Ereignisse in den Wertepaaren hervorgerufen. Im Mittel besitzt jeder eingezeichnete Punkt ca. 300 Ereignisse.

Es sind aber auch signifikante Abweichungen von der Linearität zu sehen. Es haben z.B. die Wertepaare bei der Energie 60 GeV, die alle zu einem Meßlauf gehören, nahezu den siebenfachen[1] Abstand des Fehlers zur angepaßten Geraden. Diese Abweichung ist demnach höchstwahrscheinlich signifikant und nicht statistischer Natur.

Allerdings sind für equivalente Einschußorte diese Abweichungen nicht in derselben Form, d.h. es sind nicht alle Wertepaare bei der Energie von 60 GeV generell unterhalb der angepaßten Geraden. Aus diesem Grunde kann die 7σ-Abweichung nicht durch Sättigung des PMs oder ähnliche Effekte, die ein zu kleines Signal bewirken würden, erklärt werden. Mir ist der wahre Grund der Abweichung nicht bekannt. Eine mögliche Erklärung kann man in der Nichtlinearität der ADCs suchen. Mit dem benutzten ADC[2] sind keine Eichmessungen bezüglich Linearität durchgeführt worden. Nach [Cro81] besitzt der ADC eine Abweichung von der Linearität von $\approx 1\,\%$. Bei einem Summensignal von $S = 3400$ ist diese Abweichung in der gesuchten Größenordnung.

5.2 Betrachtung ganzer Meßläufe in einem Wert

Benutzt man Gleichung 4.29, so erhält man das Summensignal S_{korr}. Für jeden Meßlauf wird der Mittelwert $< S_{korr} >$ der Verteilung durch Anpassung einer Gauß-Kurve gewonnen. Die so erhaltenen Werte sind in Tabelle 5.2 aufgelistet und in Abbildung 5.3 gegen die Energie E_{Sm} aufgetragen.

Aus der angepaßten Geraden bestimmen sich die Parameter zu:

$$S_{Fit}(E_{Sm}) = a + b \cdot E_{Sm} \quad \Rightarrow \quad S_{Fit}(E_{Sm}) = (36 \pm 1) + (55.7 \pm 0.1) \cdot E_{Sm}/\mathrm{GeV}\,. \quad (5.3)$$

[1] Berechnet aus der linearen Addition der Einzelfehler.

[2] ADC-2280A LeCroy

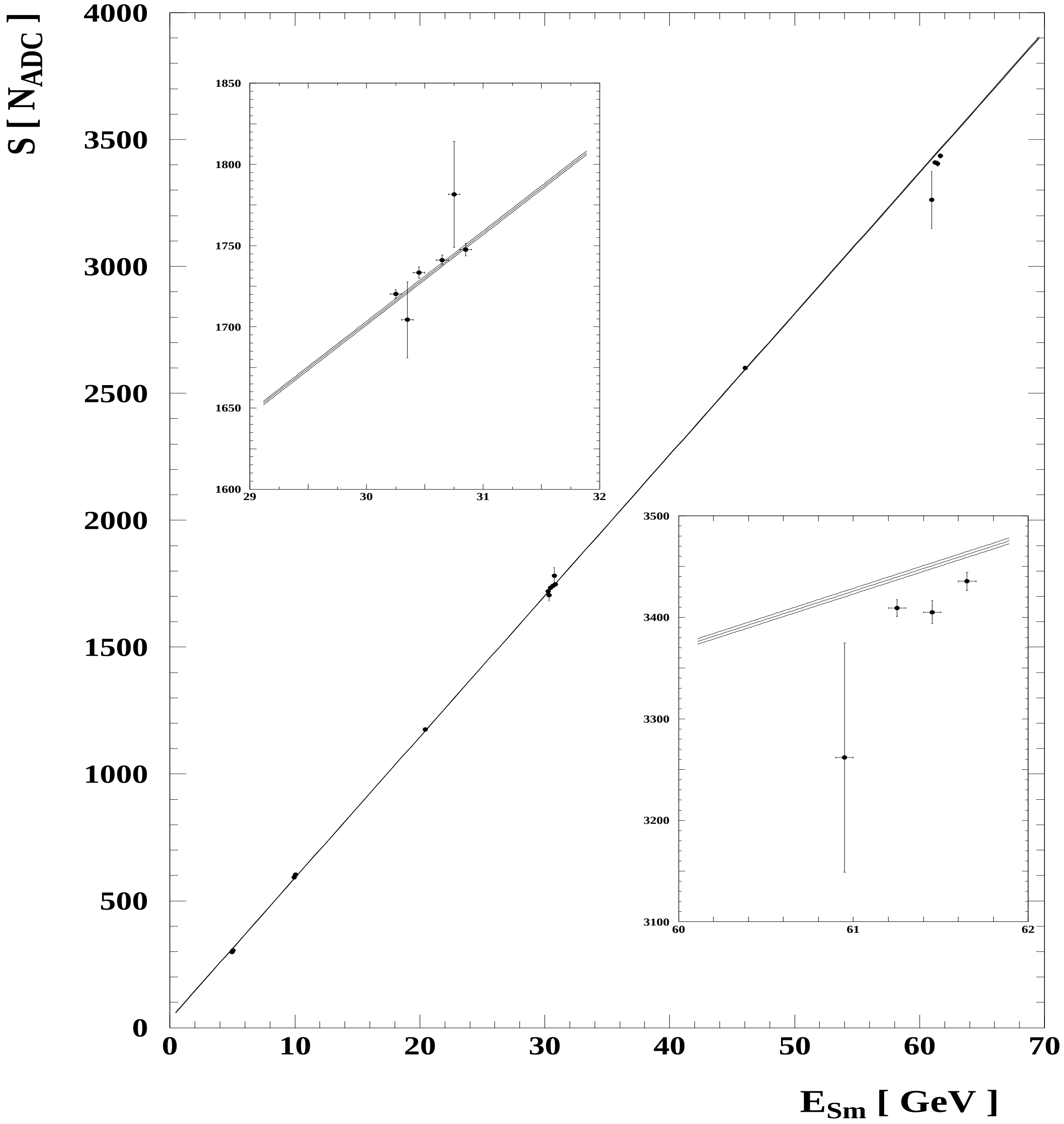

Abbildung 5.2: *Die Linearität des SpaCal. Aufgetragen ist das Summensignal S gegen die Energie E_{Sm}, für einen Einschuß, bei dem sich der Schwerpunkt der Energiedeposition im Zentrum eines Auslesekanals befindet. Dargestellt sind mehrere Meßläufe unterschiedlicher Energie und die angepaßte Gerade. In den beiden Fenstern sind die Meßläufe bei $E_{nom} = 30\,GeV$ bzw. $E_{nom} = 60\,GeV$ vergrößert dargestellt, deren Werte im Text diskutiert werden. In dem Fenster mit $E_{nom} = 60\,GeV$ ist bei genauer Betrachtung neben der angepaßten Geraden auch ihre Standardabweichung zu erkennen. Messungen vom CERN-SPS Sep. 1994*

Δt[h:min]	0:00	0:03	17:00	17:03	18:00
$< p_i > [N_{ADC}]$	111.1	110.3	111.6	111.5	111.6

Tabelle 5.1: *Untersuchung der Stabilität der Pedestalwerte $< p_i >$, die zu unterschiedlichen Zeiten Δt gemessen wurden. In dieser Tabelle sind die $< p_i >$ des Auslesekanals i angegeben, in dessen Zentrum sich der Schwerpunkt der Energiedeposition befand, als die Messungen zur Linearität in Abbildung 5.2 durchgeführt wurden.*

Symbol	E_{Sm} [GeV] [a]	$< S_{korr} > [N_{ADC}]$	Fehler$_{<S_{korr}>}$ $[N_{ADC}]$
●	10.000	584.3	1.4
●	20.250	1167.9	1.7
●	30.496	1737.9	1.3
●	45.877	2599.5	2.0
●	60.986	3474.0	3.1
■	20.300	1167.1	1.2
■	30.442	1728.2	1.3
■	45.964	2581.5	2.2
■	61.280	3404.8	2.6

[a] Der Unterschied der hier erhaltenen Werte zu denen in Tabelle 4.2 besteht darin, daß hier nur Ereignisse benutzt wurden, die innerhalb der $1 \times 1\,\mathrm{cm}^2$ des Strahlprofils lagen, und nicht, wie in Tabelle 4.2 alle Ereignisse. Aufgrund mangelnder Statistik konnte hier auch kein Wert für 5 GeV bestimmt werden.

Tabelle 5.2: *Werte der Energie E_{Sm}, des Summensignals S_{korr} und dessen Fehler. Die Symbole in der ersten Zeile machen eine Unterscheidung der Wertepaare in Abbildung 5.3 möglich.*

Die Korrelation der beiden Parameter ist mit $\rho_{ab} = 0.008$ erwartungsgemäß sehr klein. Die Parameter stimmen wie erwartet sehr gut mit denen aus Gleichung 5.2 überein. Es ist zu bemerken, daß der Achsenabschnitt der Parameterisierung signifikant von Null verschieden ist.

Der Achsenabschnitt in Gleichung 5.3 ist auch nicht mit zeitlich variierenden Pedestal-Werten zu erklären. Denn die Pedestalwerte haben, wie in Tabelle 4.4 dargestellt, in einem Meßlauf für jeden Auslesekanal i eine Standardabweichung von $\sigma_i \approx 2$. Auch bei Meßläufen die zeitlich länger auseinanderliegen ist keine signifikante Variation des Mittelwerts $< p_i >$ festgestellt worden (siehe Tabelle 5.1).

Aus Gleichung 5.3 ergibt sich die Möglichkeit einer absoluten Kalibration mit der Kalibrationskonstanten C. Diese Konstante gibt an, welcher Energiewert E_{rek} einem bestimmten Summensignal S entspricht.

$$E_{rek} = C \cdot S \quad \text{mit} \quad C = 1\,\mathrm{GeV}/(55.7 \pm 0.1)\,. \tag{5.4}$$

Die relative Abweichung der einzelnen Wertepaare von der angepaßten Geraden sind in Abbildung 5.4 gegen die Energie E_{Sm} aufgetragen. Die maximale Abweichung $\Delta_{rel,max}$

Nummer der Einschuß-position	D $[N_{ADC}]$		$\Delta_{rel,max}$ [%]	
	ohne Korr.	mit Korr.	ohne Korr.	mit Korr.
1	5.7	5.0	0.7	0.8
2	7.5	5.3	1.3	1.5
3	6.7	8.2	2.5	1.2
4	5.4	2.5	1.1	1.4
$< >$	6.3	5.3	1.4	1.2

Tabelle 5.3: *Kenngrößen der Nichtlinearität im Vergleich mit und ohne Korrektur der Variation der PM-Verstärkung. Die Zahlen in der mit „Nummer der Einschußposition" bezeichneten Spalte stehen für verschiedene Einschußpositionen, an denen jeweils in das Zentrum einer Zelle geschossen und die entsprechenden Auslesekanäle zum Summensignal S summiert wurden. Messungen vom CERN-SPS Mai 1994 (siehe Tabelle 4.1).*

ist kleiner als:

$$\boxed{\Delta_{rel,max} \leq 1.3\,\%\,.} \tag{5.5}$$

5.3 Betrachtung verschiedener Einschußpositionen

Es bieten sich zwei Kenngrößen an, um die Güte der Linearität zu quantifizieren.

- Die schon erwähnte maximale relative Abweichung $\Delta_{rel,max}$ ist eine gebräuchliche Größe zur Beschreibung der Linearität eines Kalorimeters.
- Die mittlere quadratische Abweichung D der n Wertepaare von der angepaßten Geraden erlaubt einen Vergleich der verschiedenen Einschußpositionen in Tabelle 5.3.

$$D = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n}(< S >_j - S_{Fit\,j})^2} \tag{5.6}$$

Ein Vergleich dieser Kenngrößen für Datensätze **mit** Korrektur der Variation der PM-Verstärkung und **ohne** diese ist in Tabelle 5.3 für Messungen am CERN-SPS im Mai 1994 gezeigt. Aus dieser ist die Notwendigkeit der Korrektur der Variation der PM-Verstärkung zur Verbesserung der Kenngrößen ersichtlich, wenngleich der Effekt nicht allzu groß ist.

Die maximale Abweichung $\Delta_{rel,max}$ ist hier kleiner als:

$$\boxed{\Delta_{rel,max} \leq 1.5\,\%\,.} \tag{5.7}$$

Dieser Wert stellt das Endergebnis der Untersuchungen der Linearität dar und wird auch in der Zusammenfassung zitiert.

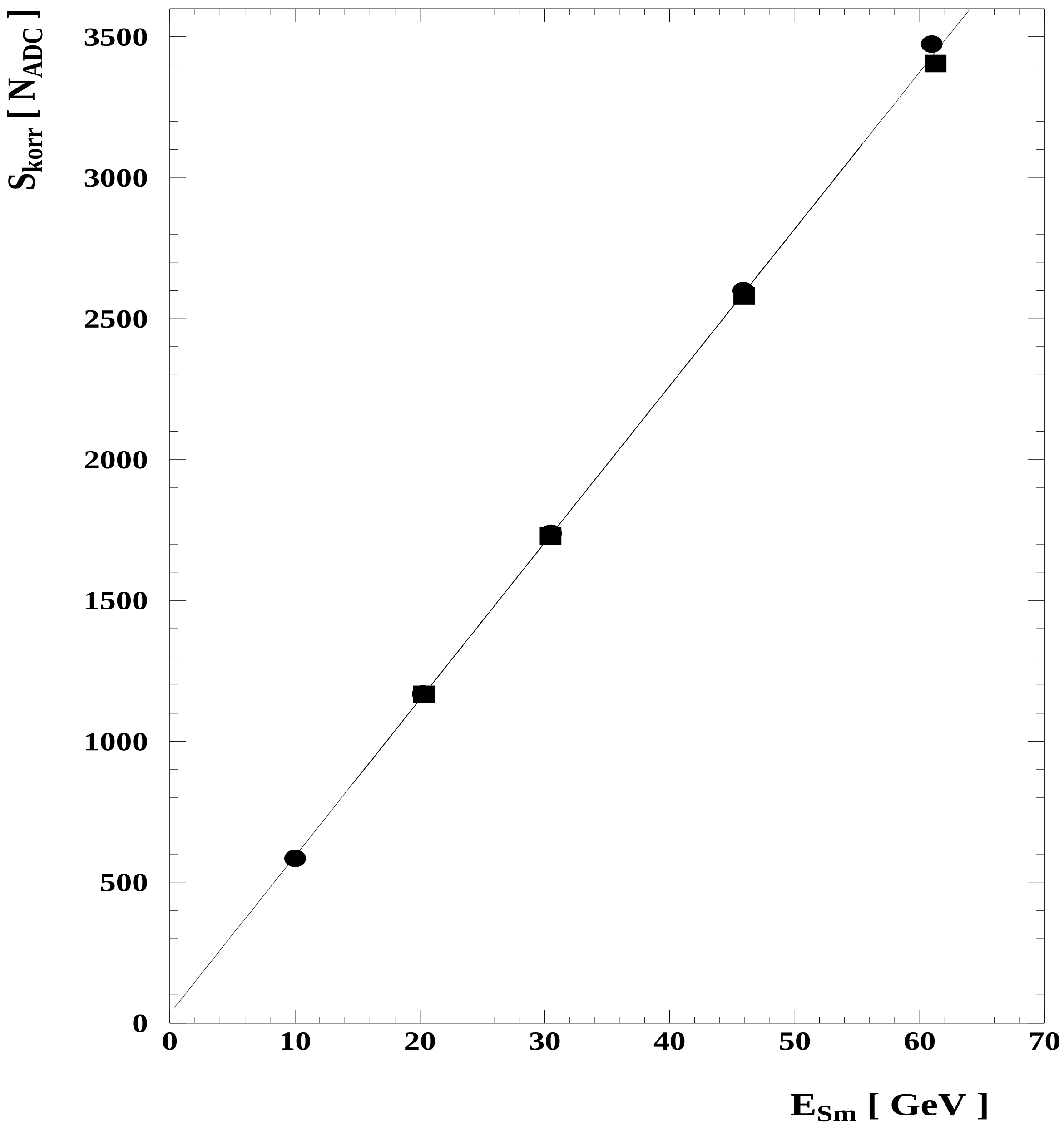

Abbildung 5.3: *Die Linearität bei zwei equivalenten Einschußorten, bei denen sich der Schwerpunkt der Energiedeposition jeweils im Zentrum eines Auslesekanals befindet. Aufgetragen sind die Summensignale S_{korr} gegen die Energie E_{Sm}. Messungen vom CERN-SPS September 1994 (siehe Tabelle 5.2).*

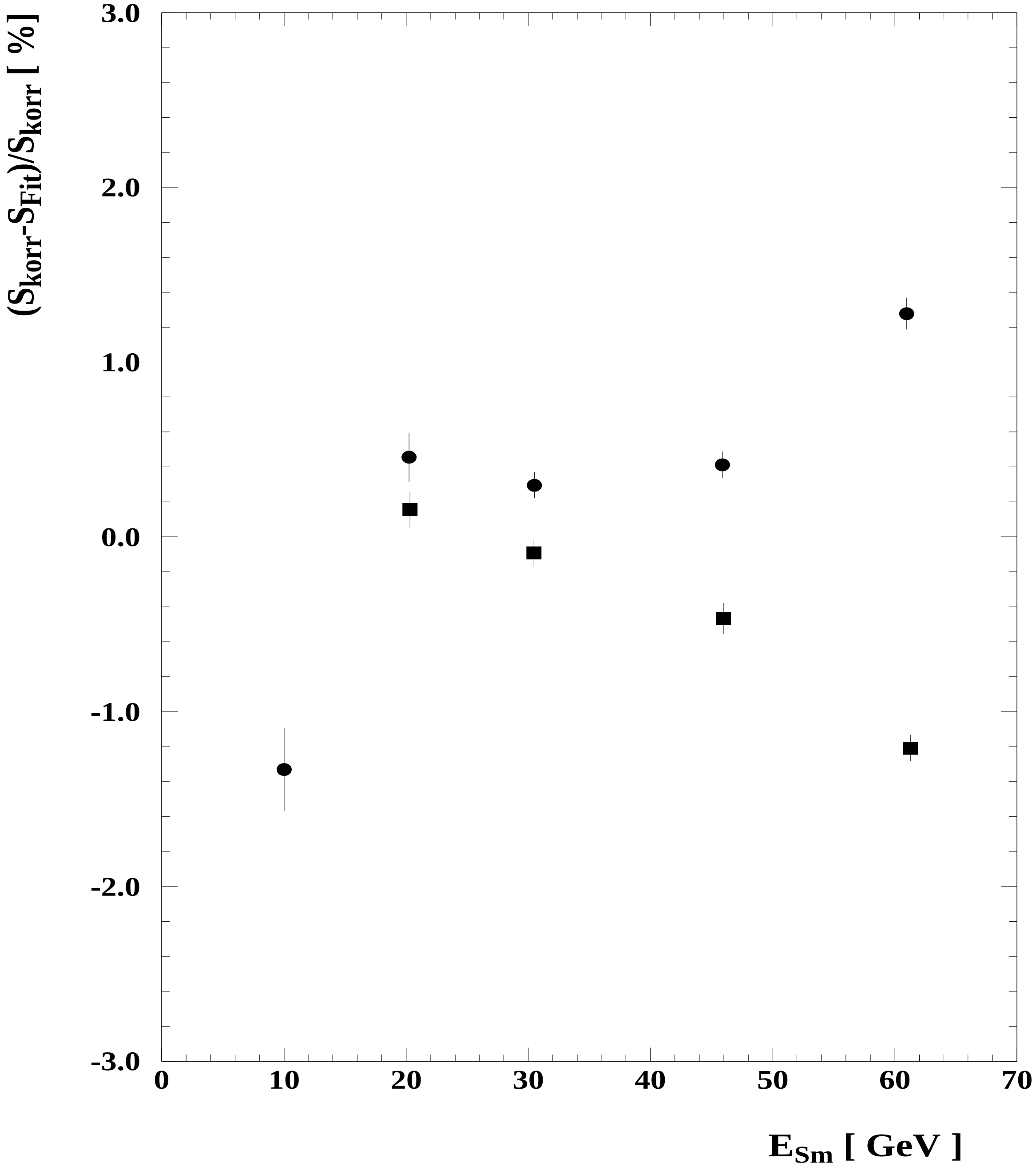

Abbildung 5.4: *Relative Abweichung von der Linearität. Aufgetragen ist die Differenz der Summensignale S_{korr} und der Werte der angepaßten Geraden S_{Fit} dividiert duch den Wert der Summensignale S_{korr} gegen die Energie E_{Sm}. Die Symbole bedeuten zwei equivalente Einschußorte (siehe Tabelle 5.2).*

Kapitel 6

Die räumliche Homogenität des SpaCal

Wie schon in Abschnitt 3.1 erwähnt, besteht eine der Anforderungen an ein Kalorimeter für den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors darin, für Elektronen ein Signal zu liefern, dessen Variation Δ_S des Summensignals S die Größenordnung von $\Delta_S \approx 1\,\%$ unabhängig vom Einschußort nicht überschreitet.

Die eigentlichen Baueinheiten, aus denen das SpaCal zusammengesetzt wird, sind die sogenannten *Supermodule*, die aus jeweils 16 Auslesekanälen bestehen. Ein Supermodul wird aus 8 *Submodulen* (siehe Abbildung 3.3) zusammengesetzt. Aus diesen kleinsten Einheiten, bestehend aus zwei Auslesekanälen, sind die Supermodule auf verschiedene Arten zusammengesetzt. Dabei entstehen an den Grenzübergängen zwischen den Kanälen u.a. Übergänge, an denen sich die Ausrichtung der Bleiplatten von der horizontalen in die vertikale Richtung ändert. Das Symbol ($\underline{\ldots}$) soll die mit szintillierenden Fasern belegte Bleiplatte in horizontaler Ausrichtung darstellen; das Symbol ist in Abbildung 3.2 bereits erklärt worden. Es gibt:

1. innere Submodulgrenzen (Fasern in derselben Bleiplatte $\underline{\ldots\ldots}$),
2. äußere Submodulgrenzen, parallel a ($\vdots|\vdots|$),
3. äußere Submodulgrenzen, parallel b ($\underline{\ldots}\,\underline{\ldots}$),
4. äußere Submodulgrenzen, senkrecht ($\vdots|\underline{\ldots}$).

Die Anordnung der Submodule im H1-Detektor wurde in Abbildung 4.6 gezeigt, in der auch die unterschiedlichen Grenzen zwischen Auslesekanälen zu erkennen sind.

Zur Prüfung besonderer Eigenschaften wurden zusätzlich *Testmodule* gebaut, bei denen einige Fertigungsparameter verändert wurden. Diese Module dienen nur zu Testzwecken und werden nicht in den H1-Detektor eingebaut.

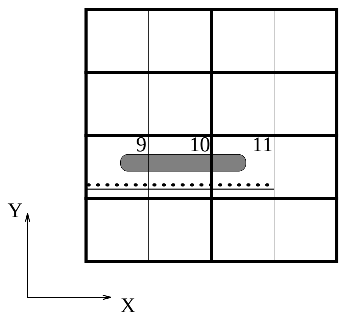

Abbildung 6.1: *Das Testmodul 1. Dargestellt ist der am DESY beschossene Bereich und die Orientierung der mit szintillierenden Fasern belegten Bleiplatten.*

6.1 Das Signalverhalten der Testmodule

Gegenstand der Untersuchung war das Testmodul 1, das am Teststrahl T22 am DESY mit Elektronen der Energie 4 GeV bestrahlt wurde. Das Testmodul, bestehend aus acht Submodulen, wurde so beschossen, daß sich in vertikaler Richtung der Schauerschwerpunkt im Zentrum der Auslesekanäle befindet (siehe Abbilodung 6.1).

In Abbildung 6.2 ist das Ergebnis eines Tests des Signalverhaltens bei horizontaler Variation des Einschußortes dargestellt. Die Position des Schauerschwerpunktes in horizontaler Richtung X ist aus der Abbildung abzulesen. Dieser befindet sich genau auf der Grenze zwischen zwei Auslesekanälen, wenn das Signal eines einzelnen Kanals (Zelle 9: $\blacksquare$, Zelle 10: $\blacktriangle$und Zelle 11: $\blacktriangledown$) auf die Hälfte abgefallen ist. Neben diesen Signalen der einzelnen Kanäle sind auch die Summensignale S des Testmoduls, ohne Korrektur bzgl. Schwankung der PM-Verstärkung gegen den Einschußort X aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß sich der Verlauf des Summensignals S kaum ändert, wenn man über $N = 3$ ($\circ$) anstelle von $N = 8$ ($\bullet$) Auslesekanälen summiert. Es ist aber so, daß räumliche Ausläufer des elektromagnetischen Schauers breiter sind als ± 2 cm. Die deponierte Energie dieser Ausläufer wird bei der Summation über $N = 8$ Auslesekanäle berücksichtigt. Deshalb ist das Signal höher als bei $N = 3$.

Das rechte der zwei Diagramme zeigt eine normierte Ausschnittsvergrößerung des ersten Diagramms. Hier ist neben dem durch Anpassung einer Gauß-Kurve gewonnenen Mittelwert ($\bullet$) auch der statistische Mittelwert ($\circ$) bei Summation über $N = 8$ Auslesekanäle gezeigt. Der Signalverlauf stimmt sehr gut überein. Die statistischen Mittelwerte liegen generell unterhalb der durch die Anpassung bestimmten, da die Verteilung der Summensignale nicht symmetrisch ist, sondern kleine Ausläufer zu niedrigen Energien besitzt. Solche Ausläufer können durch Strahlungsprozesse im Teststrahl bedingt sein, bei denen das abgestrahlte Photon nicht nachgewiesen wird. Das Elektron hat in diesen Ereignissen eine kleinere Energie beim Eintritt in das Kalorimeter. Diese Abweichungen sind jedoch sehr klein.

Aus diesem Test der Homogenität kann man folgende Schlüsse ziehen:

1. An der Position $X = -124$ mm, einer inneren Submodulgrenze (Fasern in derselben

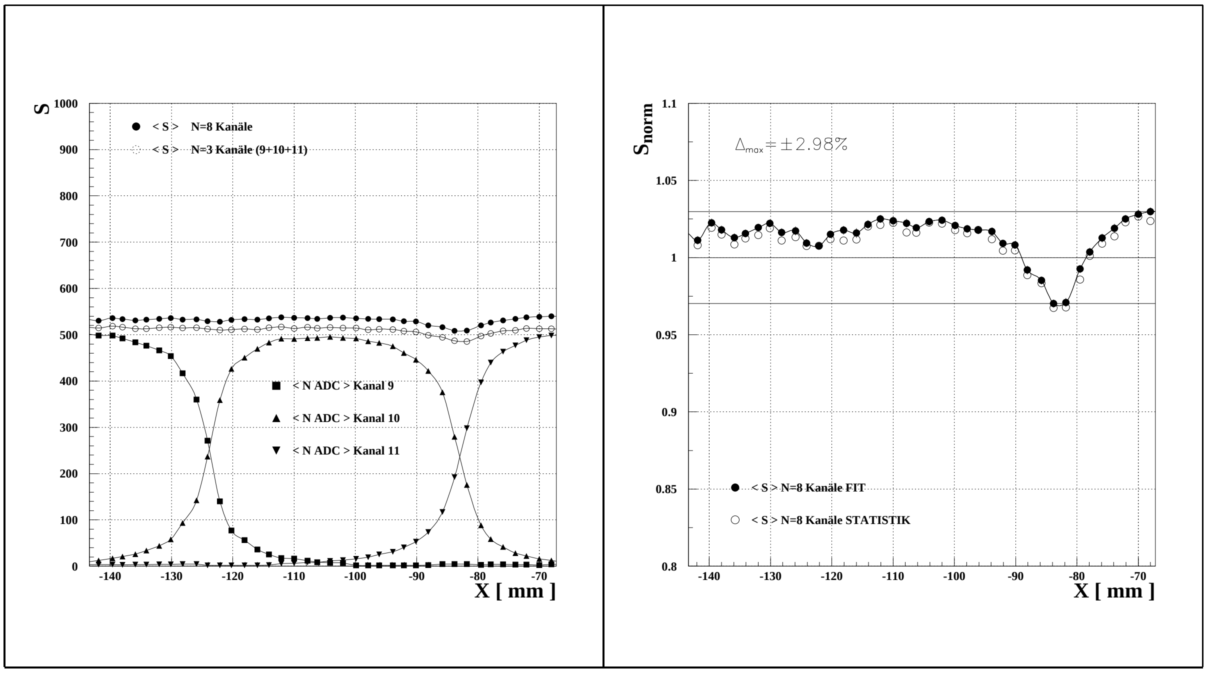

Abbildung 6.2: *Der am Teststrahl T22 des DESY mit Elektronen der Energie 4 GeV durchgeführte Homogenitätstest in horizontaler Richtung. Aufgetragen ist das Summensignal S des SpaCal gegen die horizontale Position X des Einschußortes. Die Einschußpositionen lagen in vertikaler Richtung in den Zentren der Auslesekanäle (siehe Abbildung 6.1). Diese hier untersuchten Testmodule werden nicht in den H1-Detektor eingebaut.*

Bleiplatte ......), verläuft das Signal nahezu glatt, es ist keine Abhängigkeit des Signals von der Einschußposition zu erkennen.

Eine Kalibration besser als 0.5 % zu erreichen, scheint hier möglich.

2. Im Gegensatz dazu ist ein Einbruch des Signals an der Position $X = -84\,\text{mm}$, das ist eine äußere Submodulgrenze (parallel b. ... ...), deutlich zu erkennen. Der Einbruch hat eine Größe von $\Delta_{S,max} = \pm 3.0\,\%$. Dieser Wert ist deutlich größer als der geforderte Wert.

3. Die *volle Breite bei halber Höhe* (FWHM) des Signalabfalls an dieser Position beträgt rund 5 mm. Dieses Resultat deutet darauf hin, daß die Randfasern der beiden aneinandergrenzenden Submodule stark beschädigt sind. Dadurch entsteht im Modul von der vorletzten Faser des einen bis zur zweiten Faser des anderen Submoduls eine geometrische Lücke von 2.68 mm (siehe auch Abbildung 3.2), die in der Größenordnung des gemessenen Wertes von FWHM liegt. Allerdings wird das Signal durch die Schauerbreite erheblich verschmiert.

Zum Verständnis der Homogentiät wurden auch Messungen mit einer β-Quelle[1] [Leh94] durchgeführt, deren Strahlprofil deutlich kleiner und deren Energie wesentlich niedriger als die des T22 ist. Diese führen teilweise zu übereinstimmenden Ergebnissen, teilweise zu abweichenden Ergebnissen, selbst wenn man das Resultat des β-Scans mit einem aus

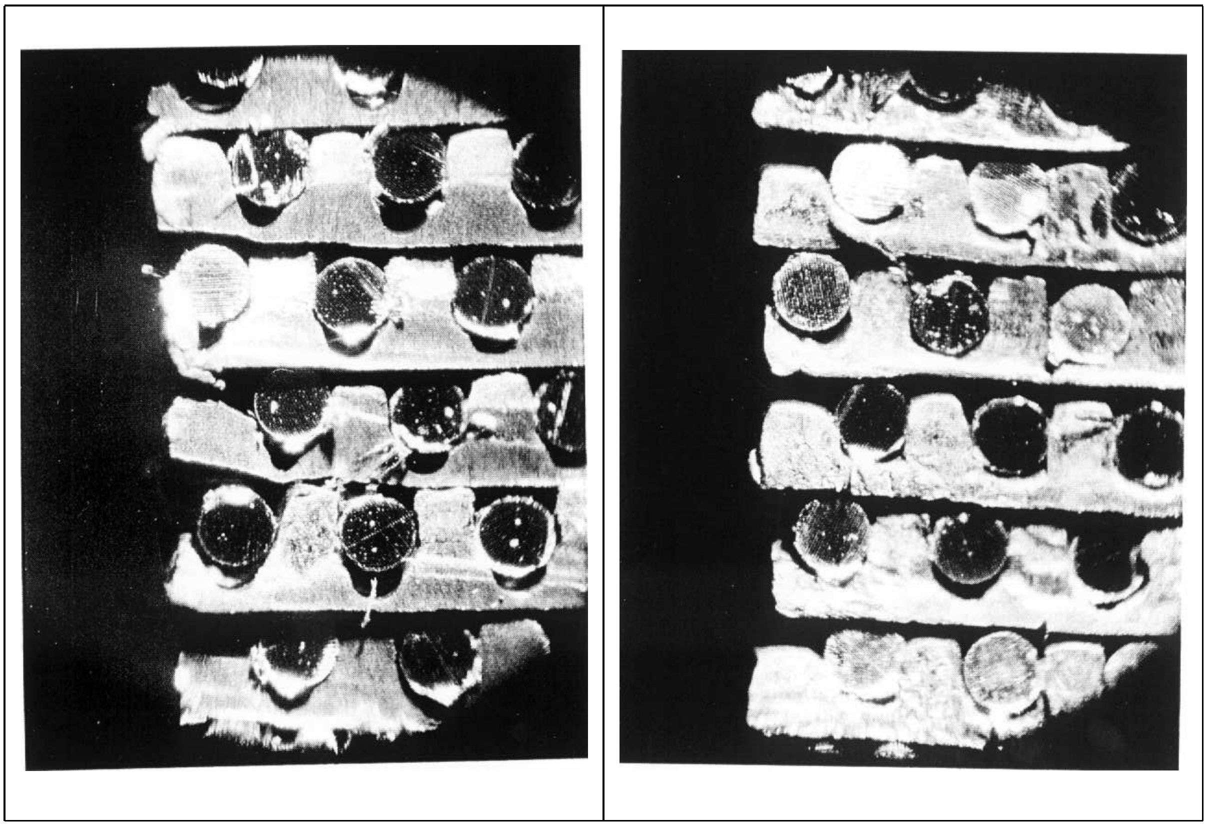

Abbildung 6.3: *Die durch ein Mikroskop aufgenommenen Bilder des Randbereiches zweier Testmodule [Leh94]. Links ist die durch das Pressen mit einem Druck von 7t stark deformierte Struktur der szintillierenden Fasern im Blei zu erkennen, während das rechte Bild den noch intakten Randbereich eines Testmoduls wiedergibt, das einem Druck von 1.5t ausgesetzt wurde.*

einer Simulation gewonnenen Schauerprofil faltet. Die Ursache dafür ist nicht bekannt. Ein Erklärungsansatz wäre ein prinzipieller Unterschied zwischen Licht-Transport und Licht-Erzeugung für die beiden Meßanordnungen. Im Teststrahl wird das Szintillationslicht überall dort erzeugt, wo sich der Schauer ausbreitet. Im Gegensatz dazu wird bei der Messung mit der β-Quelle das Licht nur an der Frontseite erzeugt.

6.2 Mögliche Ursachen für das Signalverhalten

Die Schwankung der PM-Verstärkung ist nicht die Ursache für den Signaleinbruch, da die Einbrüche immer bei Grenzübergängen stattfinden, während die PM-Verstärkung statistisch schwanken sollte.

Nach den Untersuchungen der Auswirkung von Druck auf szintillierende Fasern [Sch94] konnte die Ursache für die Beschädigung der Randfasern nur in der Produktion der Module liegen. Dort wurden die einzelnen Submodule nach der Stapelung einem Preßverfahren

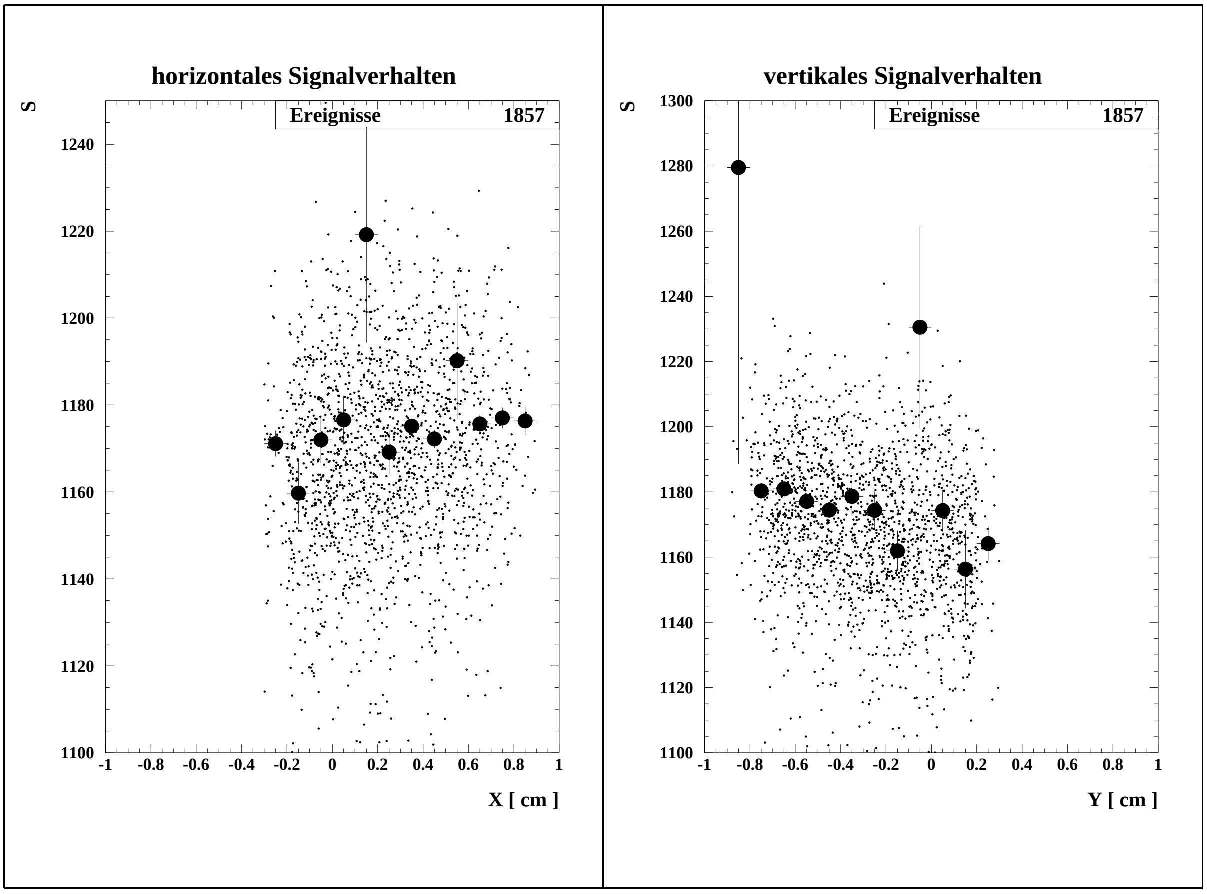

Abbildung 6.4: *Beispiel der räumlichen Homogenität für einen Einschuß bei 20 GeV in das Zentrum eines Auslesekanals. Aufgetragen ist das Summensignal S gegen die mit der ortsauflösenden Kammer bestimmten Einschußorte X bzw. Y für einen Meßlauf durchgeführt am Teststrahl X5A des CERN-SPS im September 1994. Die großen Punkte stellen die Mittelwerte des jeweiligen Bereiches dar. Die Werte mit den großen Fehlerbalken sind durch einzelne Ausreißer bestimmt.*

unterzogen, bei dem zu Beginn der Produktion ein Druck von bis zu 7 t herrschte. Dabei verformten sich die Randrillen der Bleiplatten derart, daß die darin befindlichen Fasern in der Lichtleitung versagten. Ein mit dem Mikroskop aufgenommenes Bild des Randbereiches zweier Testmodule ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Deutlich sind im linken Teil des Bildes die deformierten Randrillen zu erkennen [Leh94].

Die Beschädigung der Randfasern beim Preßvorgang wurde noch dadurch verstärkt, daß zum einen die Firma Bicron die vereinbarten Toleranzen bei den Faserdurchmessern mit $d = 0.50^{+0.00}_{-0.02}$ mm nach oben zu Beginn nicht einhalten konnte, und zum anderen die beiden äußeren Rillen einer Bleiplatte beim Herstellungsprozeß nicht tief genug gewalzt wurden. Daß der ausgeübte mechanische Druck auch tatsächlich eine Ursache der Lichtverluste an der kritischen Grenze zwischen Auslesekanälen war, wurde in einer Reihe von Messungen an Testmodulen experimentell bestätigt [Leh94].

6.3 Homogenität und Energieauflösung

Für die Bestimmung der Energieauflösung wurde für jede Energie und Einschußposition die Abhängigkeit des Summensignals S von der horizontalen bzw. vertikalen Einschuß-Position X/Y untersucht, wie in Abbildung 6.4 exemplarisch gezeigt. Anhand der großen Punkte, die jeweils den Mittelwert der kleinen Punkte des jeweiligen Bereiches repräsentieren, erkennt man, daß das Summensignal S innerhalb der Fehlergrenzen konstant ist. Man erkennt die Strahlausdehnung von $1 \times 1\,\mathrm{cm}^2$.

[1] Als β-Quelle diente ^{90}Sr mit einer Aktivität von 40 MBq. Es wurde ein Kreis mit dem Durchmesser von 1.6 mm bestrahlt [Leh94].

Kapitel 7

Bestimmung der Energieauflösung

Schon der erste Eindruck in Abbildung 5.1 hat gezeigt, daß SpaCal die gesteckten Ziele (siehe Abschnitt 3.1) erfüllt. In diesem Kapitel werden genauere Untersuchungen gezeigt.

7.1 Energieauflösung ohne Spektrometerkorrektur

In diesem Abschnitt wird die Energieauflösung dargestellt, ohne daß die Unschärfe des Teststrahls entfaltet wird. In der Abbildung 7.1 ist die aus der Verteilung des Summensignals S gewonnene Auflösung σ_S/S gegen $x = 1/\sqrt{E_{Sm}}$ aufgetragen, wobei E_{Sm} die mit dem Spektrometer gemessene Energie bezeichnet. Die Anpassung der Funktion $A(x)$

$$A\left(1/\sqrt{E_{Sm}}\right) = \sqrt{\left(\frac{s}{\sqrt{E_{Sm}}}\right)^2 + \left(\frac{n}{E_{Sm}}\right)^2 + c^2} \tag{7.1}$$

ergibt folgende Parameter:

$$\begin{aligned}
\chi^2/n_{df} &= 3.3/3 \\
c &= (0.9 \pm 0.2)\,\% \\
s &= (7.2 \pm 0.9)\,\%\sqrt{\mathrm{GeV}} \\
n &= (0.00 \pm 0.35)\,\mathrm{GeV} \\
\rho_{cs} &= +0.91 \\
\rho_{cn} &= +0.30 \\
\rho_{sn} &= +0.48
\end{aligned} \tag{7.2}$$

Es ist schon aus diesem Ergebnis zu sehen, daß die Anforderungen an das Kalorimeter erreicht werden. Zu beachten ist, daß der mit s bezeichnete Term, der die Sampling-Fluktuationen beschreibt nur mit einem relativen Fehler von 12.5 % bestimmt werden kann und dessen Korrelation mit dem c-Term mit $\rho_{cs} = +0.91$ sehr groß ist. An dieser

Stelle ist in dem c-Term die Unschärfe des Teststrahls noch enthalten. Der n-Term ist mit 0 verträglich und seine Korrelation mit c und s ist „klein".

Das Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 7.3 zu zeigenden Ergebnis aus dem Vergleich von bei kleinen Energien gemessenen DESY- und bei großen Energien gemessenen CERN-Daten. Der Vergleich hat einen Vorteil gegenüber reinen CERN-Daten. Aus dem großen x-Bereich ($x = 1/\sqrt{E}$) folgt ein großer Hebelarm, der die genauere Bestimmung der Parameter gestattet, und die sehr hohe Korrelation unter ihnen etwas verringert.

Vorher soll gezeigt werden, wie sich die Energieauflösung verhält, wenn Wertepaare benutzt werden, aus denen die Strahlunschärfe entfaltet ist.

7.2 Energieauflösung mit Spektrometerkorrektur

In Abbildung 7.2 ist die Energieauflösung derjenigen Meßläufe dargestellt, die im letzten Abschnitt gezeigt wurden, mit dem Unterschied, daß jetzt die Strahlunschärfe entfaltet ist.

Die Anpassung der Funktion $A(x)$ ergibt für Abbildung 7.3 folgende Parameter:

$$\begin{aligned}
\chi^2/n_{df} &= 7.74/6 \\
c &= (0.95 \pm 0.19)\,\% \\
s &= (5.1 \pm 1.9)\,\%\sqrt{\mathrm{GeV}} \\
n &= (134 \pm 89)\,\mathrm{MeV} \\
\rho_{cs} &= +0.95 \\
\rho_{cn} &= -0.80 \\
\rho_{sn} &= -0.93
\end{aligned} \tag{7.3}$$

Die Tatsache, daß alle Fehlerbalken die Funktion $A(x)$ berühren ist ein Zufall, der bei 5 Wertepaaren und dem $\chi^2/n_{df} = 7.74/6$ nicht unwahrscheinlich ist. Die Größe der Fehler, die in der Abbildung des letzten Abschnitts noch vernünftig erschien, haben sich durch die Entfaltung kaum verändert. Daß die Größe der Fehler auch hier vernünftig ist, zeigt Abbildung 7.3, in der die Energieauflösung für zwei equivalente Einschußorte dargestellt ist. Die Wertepaare sind in Tabelle 7.1 aufgelistet.

Wichtig ist hier:

- Die Auflösung ist besser, weil die Strahlunschärfe entfaltet ist.
- Die große Korrelation zwischen allen Parametern macht die Bestimmung der einzelnen Beiträge zur Auflösung schwierig.
- Der s-Term hat eine große Unsicherheit von 37 % und eine sehr große Korrelation mit den anderen Parametern. Das zeigt wie wenig der absolute Wert von $s = 5.1\,\%\sqrt{\mathrm{GeV}}$ zählt.

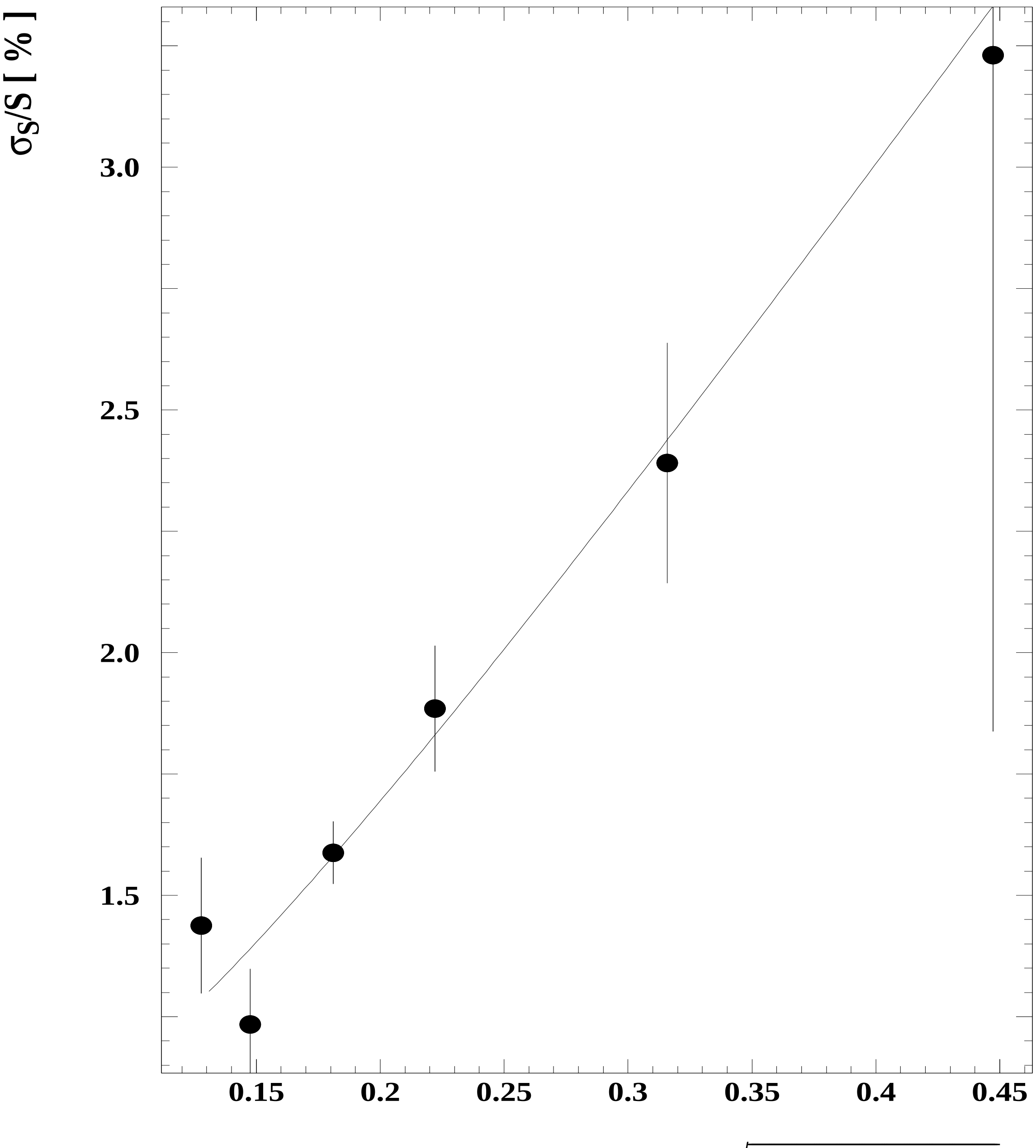

Abbildung 7.1: *Die Energieauflösung. Die aus dem Summensignal S gewonnene Auflösung σ_S/S ist gegen $1/\sqrt{E_{nom}}$ aufgetragen, wobei E_{nom} die nominelle Energie bezeichnet. Die Unschärfe des Teststrahls ist nicht entfaltet.*

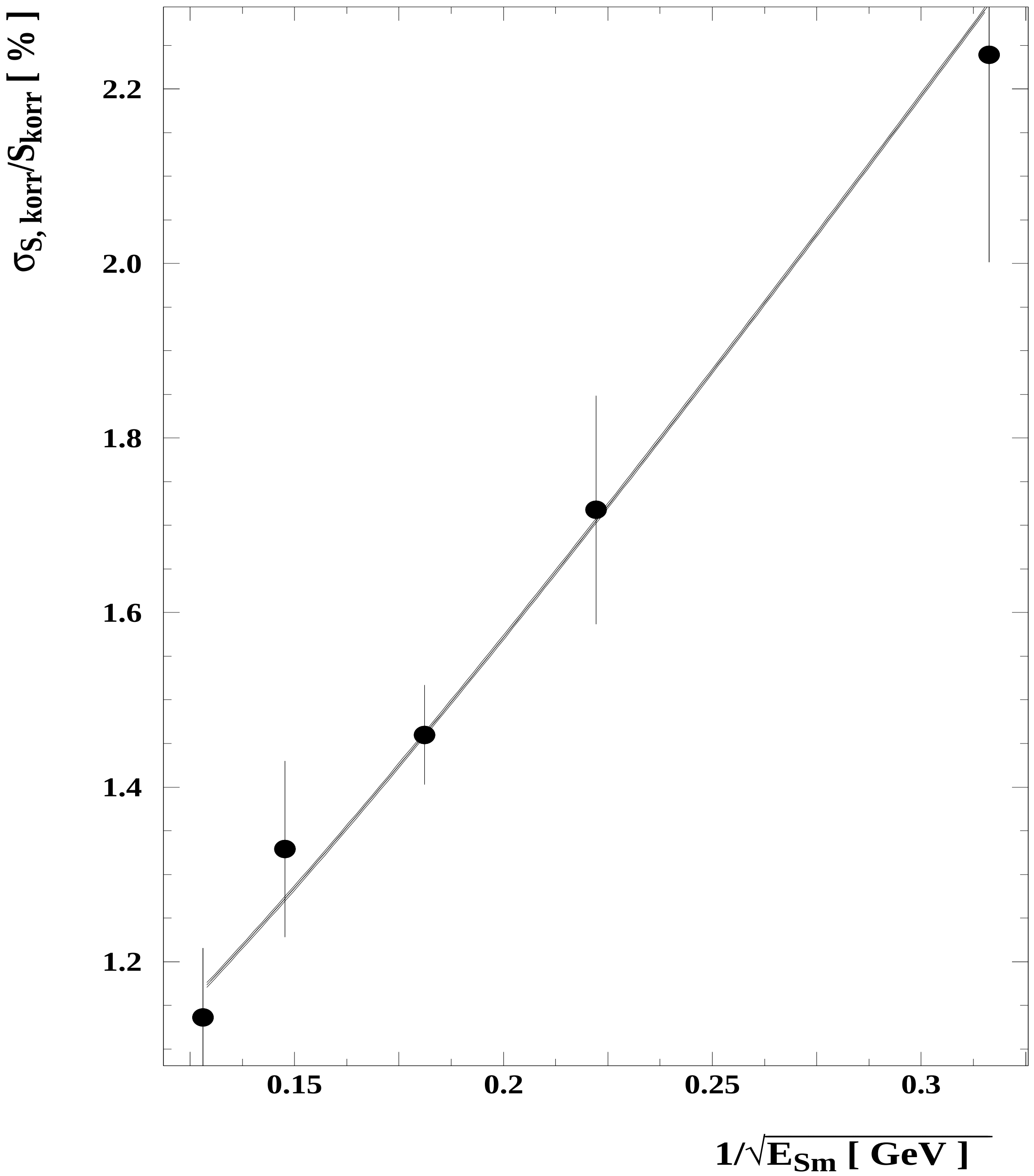

Abbildung 7.2: *Die Energieauflösung. Die aus dem Summensignal S_{korr} gewonnene Auflösung $\sigma_{S_{korr}}/S_{korr}$ ist gegen $1/\sqrt{E_{Sm}}$ aufgetragen, wobei E_{Sm} die mit dem Spektrometer gemessene Energie bezeichnet. Die Unschärfe des Teststrahls ist entfaltet.*

Symbol	■	■ ●	■ ●	■ ●	■ ●
$x_i = 1/\sqrt{E_{Sm}}$ $[1/\sqrt{\mathrm{GeV}}]$	0.3162	0.2222 0.2220	0.1811 0.1812	0.1476 0.1475	0.1281 0.1277
$\sigma_{S_{korr}}/S_{korr\,i}$	0.0224	0.0172 0.0169	0.0146 0.0130	0.0133 0.01200	0.0114 0.0133
$\mathrm{Fehler}_{\sigma_{S_{korr}}/S_{korr\,i}}$	0.0024	0.0013 0.0013	0.0006 0.0006	0.0010 0.0009	0.0008 0.0013

Tabelle 7.1: *Die Wertepaare der Abbildung 7.3*

- Der n-Term ist im Rahmen des Fehlers verträglich mit 0.
- Die relative Energieauflösung $\sigma_{S_{korr}}/S_{korr}$ ist schon ab einer Energie von

  $E_{<2\,\%} = 13.0^{+1.4}_{-1.2}\,\mathrm{GeV}$

  kleiner als 2 %. Der Fehler der Größe $E_{<2\,\%}$ berechnet sich aus der Standardabweichung σ_{Fit} der angepaßten Funktion $A(x)$ (siehe Gleichung A.5). Dieser Wert ist auch in der Zusammenfassung zitiert.
- Die Anforderungen an SpaCal werden erreicht.

7.3 Vergleich verschiedener Teststrahlen

Die in diesem Abschnitt behandelten Daten des CERN- und DESY-Teststrahls stammen vom Mai 1994. Dort wurde dasselbe Supermodul an demselben Einschußort auf seine Energieauflösung untersucht.

Die Anpassung der Funktion $A(x)$ ergibt für Abbildung 7.4 folgende Parameter:

$$\begin{aligned}
\chi^2/n_{df} &= 7.22/6 \\
c &= (0.970 \pm 0.046)\,\% \\
s &= (7.13 \pm 0.20)\,\%\sqrt{\mathrm{GeV}} \\
n &= (33 \pm 18)\,\mathrm{MeV} \\
\rho_{cs} &= -0.84 \\
\rho_{cn} &= -0.81 \\
\rho_{sn} &= +0.60
\end{aligned} \tag{7.4}$$

Wichtig ist hier:

- Die Strahlunschärfe ist für CERN-Daten nicht entfaltet. Sie ist im c-Term enthalten.
- Die Strahlunschärfe für DESY-Daten wurde mit

$$n_{\mathrm{DESY}} = (84 \pm 19)\,\mathrm{MeV} \tag{7.5}$$

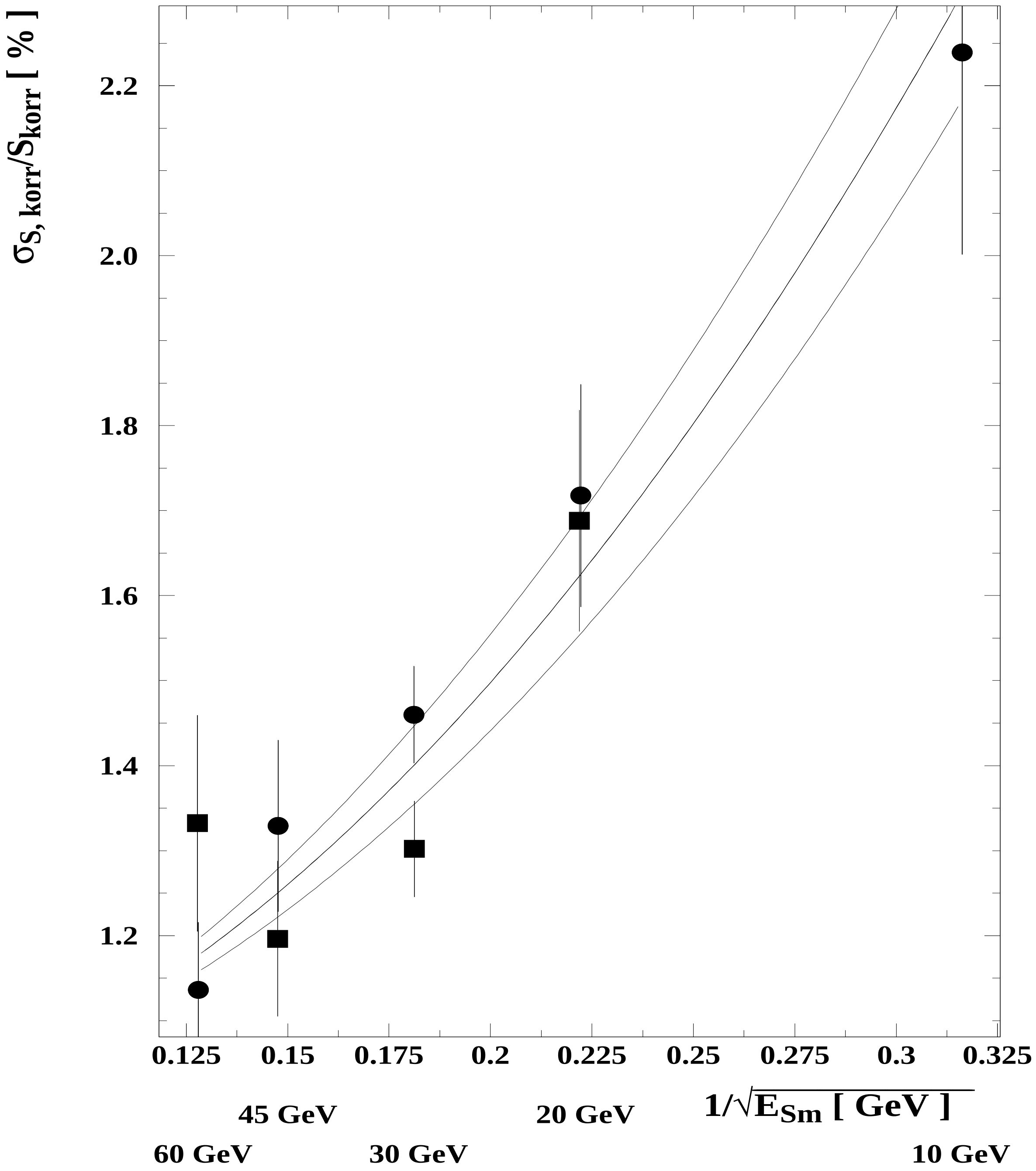

Abbildung 7.3: *Das Ergebnis der Energieauflösung für zwei equivalente Einschußorte. Die aus dem Summensignal S_{korr} gewonnene Auflösung $\sigma_{S_{korr}}/S_{korr}$ ist gegen $1/\sqrt{E_{Sm}}$ aufgetragen, wobei E_{Sm} die mit dem Spektrometer gemessene Energie bezeichnet. Die Unschärfe des Teststrahls ist entfaltet. Ober- und unterhalb der angepaßten Funktion $A(x)$ ist 1 Standardabweichung σ_{Fit} dargestellt, die mit der vollständigen Korrelation der Parameter berechnet wurde.*

Symbol	▼	▼ ★	▼ ★	▼ ★	▼ ★
x_i	0.4472	0.31623 1.1704	0.22361 0.7603	0.18257 0.5000	0.12910 0.4082
y_i	0.0320	0.02479 0.0521	0.01887 0.0593	0.01639 0.0392	0.01328 0.0324
σ_i	0.0009	0.00043 0.0044	0.00032 0.0026	0.00029 0.0016	0.00033 0.0012

Tabelle 7.2: *Die Wertepaare aus der Abbildung 7.4*

abgeschätzt. Dieser Wert berechnet sich als Mittelwert von vier[1] Messungen am DESY, bei denen n_{DESY} als Achsenabschnitt einer angepaßten Geraden bestimmt wurde, indem σ_S^2 gegen E_{nom} aufgetragen wurde.

Die DESY-Wertepaare wurden korrigiert, indem von σ_S/S der Wert $n_{\mathrm{DESY}}/E_{nom}$ quadratisch subtrahiert wurde. Der Unterschied der beiden Teststrahlen wurde detailliert in Abschnitt 3.4.1 diskutiert.

- Der Wert bei $x = 1.17/\sqrt{\mathrm{GeV}}$ ($E_{nom} = 0.73\,\mathrm{GeV}$) liegt signifikant unterhalb der angepaßten Funktion. Der Wert wurde **nicht** benutzt, um die Parameter zu bestimmen. Der Grund der Abweichung ist mir nicht bekannt.
- Der n-Term ist im Rahmen des Fehlers verträglich mit 0.
- Die Korrelation zwischen c und s ist mit $\rho_{cs} = -0.84$ immer noch groß, aber ein wenig kleiner, als bei allen bisher gezeigten Energieauflösungen. Der Grund dafür ist in dem großen Hebelarm zu finden, der aus dem großen x-Bereich resultiert.
- Der relative Fehler des s-Terms ist mit 2.8 % kleiner als bei allen bisher gezeigten Energieauflösungen.
- Die hier angegebenen Parameter stellen das Endergebnis der Energieauflösung dar, wie es in der Zusammenfassung zitiert wird.

  $c = (0.97 \pm 0.05)\,\%$, $s = (7.13 \pm 0.20)\,\%\sqrt{\mathrm{GeV}}$ und $\rho_{cs} = -0.84$.
- Die Anforderungen an SpaCal werden erreicht.

[1] Dort ergaben sich $n_1 = 83.6\,\mathrm{MeV}$, $n_2 = 61.8\,\mathrm{MeV}$, $n_3 = 108.0\,\mathrm{MeV}$ und $n_4 = 84.0\,\mathrm{MeV}$.

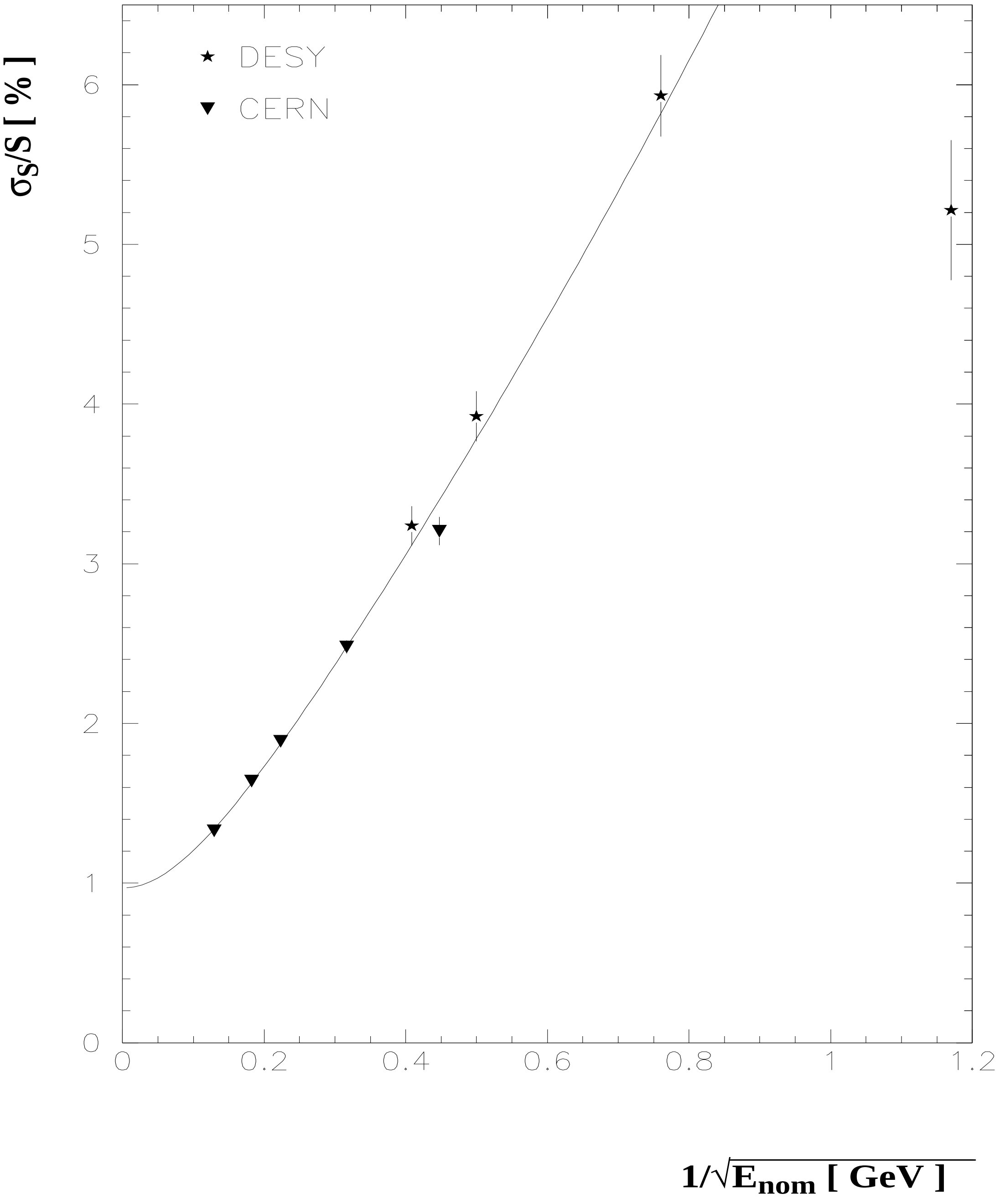

Abbildung 7.4: *Die Energieauflösung im Vergleich von DESY- und CERN-Messungen (siehe Wertetabelle 7.2).*

Kapitel 8

Bestimmung der Zeitauflösung

Wie schon in Abschnitt 3.1 beschrieben, muß das Kalorimeter die Zeit, zu der Energie im Kalorimeter deponiert wird, relativ zu der HERA-Referenz mit einer Genauigkeit von $\approx 1\,\mathrm{ns}$ bestimmen können, damit Untergrundereignisse von ep-Ereignissen getrennt werden können. Aus diesem Grund wird in diesem Kapitel die Zeitauflösung des SpaCal für Elektronen, Pionen und kosmischen Myonen bestimmt.

8.1 Meßgrößen und ihre Auswertung

Zeitintervalle im ns-Bereich werden mit Hilfe eines TDCs in eine zur Zeit proportionale Pulshöhe umgewandelt und digitalisiert. Nicht nur die SpaCal-Auslesekanäle wurden TDCs zugeführt, sondern auch die PM-Pulse der strahldefinierenden Szintillationszähler. Hierzu gehören der horizontale Fingerzähler, der vertikale Fingerzähler und ein großer Szintillationszähler, Paddel genannt. Gestartet wurde der TDC durch das Signal des horizontalen Fingerzählers (siehe Abbildung 8.1).

Abbildung 8.2 zeigt links die Korrelation zwischen den TDC- und den ADC-Werten für den horizontalen Fingerzähler, der den TDC startet. Zur Analyse werden nur Ereignisse benutzt, die auf der Ordinate innerhalb ± 3 Standardabweichungen um den Mittelwert einer angepaßten Gauß-Kurve verteilt liegen.

Man kann die Zeitauflösung der strahldefinierenden Szintillationszähler bestimmen, indem man die Standardabweichungen der Verteilung der Differenzen ihrer TDC-Inhalte bestimmt (siehe Abbildung 8.2 rechts). Dabei macht man die Annahme, daß sich die Standardabweichungen der TDC-Spektren σ_{hor}, σ_{ver} und σ_{pad} des horizontalen/vertikalen Fingerzählers und des Paddels quadratisch addieren:

$$\begin{aligned}
(\sigma_{hor-ver})^2 &= (\sigma_{hor})^2 + (\sigma_{ver})^2 \\
(\sigma_{hor-pad})^2 &= (\sigma_{hor})^2 + (\sigma_{pad})^2 \\
(\sigma_{pad-ver})^2 &= (\sigma_{pad})^2 + (\sigma_{ver})^2 \qquad (8.1)
\end{aligned}$$

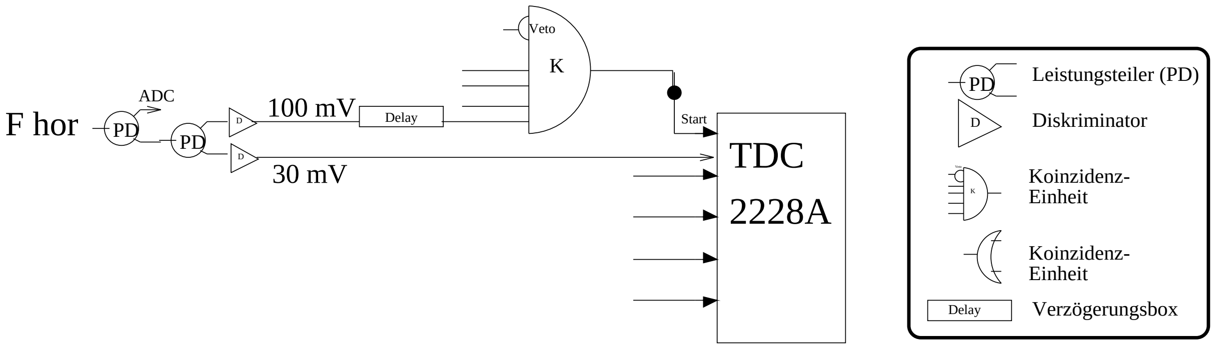

Abbildung 8.1: *Ausschnitt der Elektronik am CERN-SPS-H6. Das Signal des horizontalen Fingerzählers F_{hor} startet den TDC. Das Signal ist durch das „Delay" gegenüber anderen Triggerzählern verzögert. Die Diskriminatorschwellen U_{TR} der Triggersignale haben einen größeren Wert $U_{TR} = 100\,mV$ als die für die Einzelsignale $U_{TR} = 30\,mV$, um Rauschereignisse zu vermeiden.*

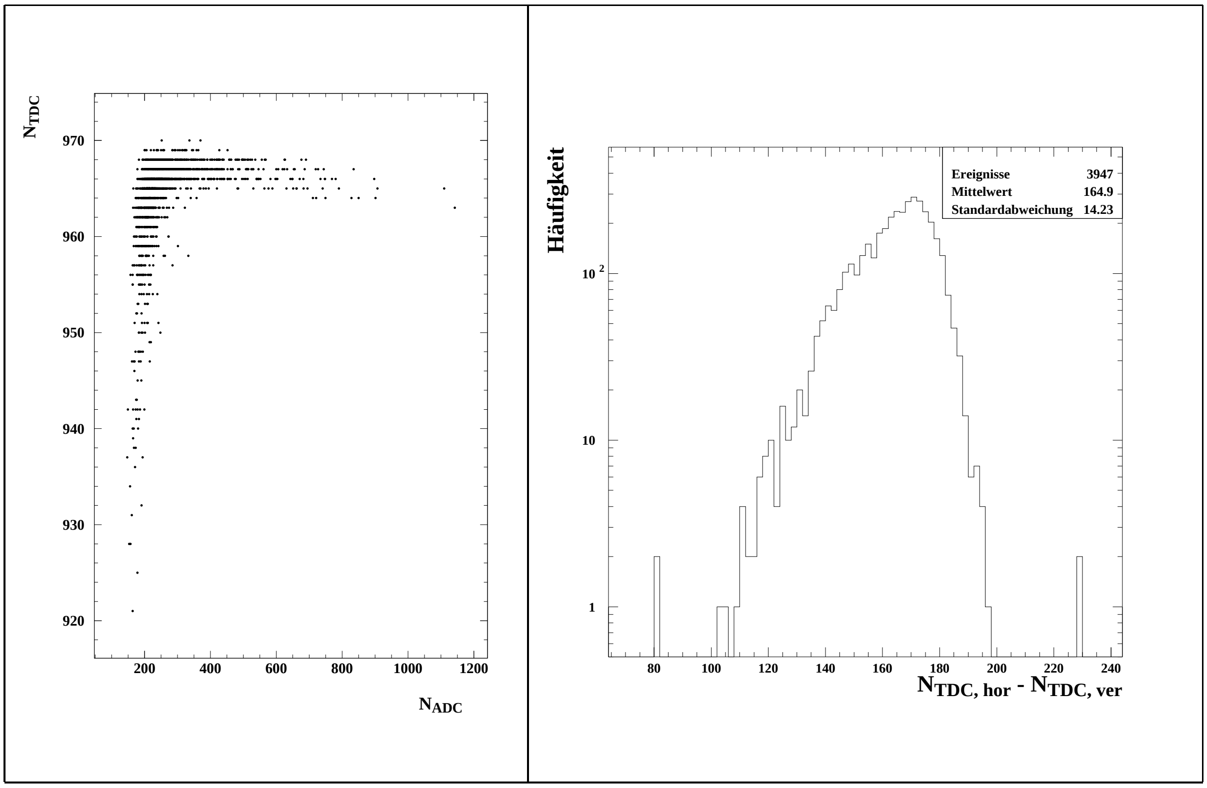

Abbildung 8.2: *Links: Die Korrelation zwischen den TDC- und den ADC-Werten für den horizontalen Fingerzähler, der den TDC startet. Zur Analyse werden nur Ereignisse benutzt, die auf der Ordinate innerhalb ± 3 Standardabweichungen um den Mittelwert einer angepaßten Gauß-Kurve verteilt liegen. Rechts: Dargestellt ist die Verteilung der Differenz der TDC_{hor}- und TDC_{ver}-Werte. Die Standardabweichung entspricht dem Wert $\sigma_{hor-ver} = 14.23 \cdot 50\,ps = 0.711\,ns$. Sie ist eine Meßgröße in Gleichung 8.1.*

Aus diesen drei linear unabhängigen Gleichungen kann man die drei Variablen

$$\begin{aligned} \sigma_{hor} &= (0.546 \pm 0.017)\,\mathrm{ns}, & \\ \sigma_{ver} &= (0.456 \pm 0.020)\,\mathrm{ns} & \text{und} \\ \sigma_{pad} &= (0.826 \pm 0.011)\,\mathrm{ns} & \text{bestimmen.} \end{aligned} \tag{8.2}$$

Die nahezu baugleichen Fingerzähler besitzen Zeitauflösungen in der gleichen Größenordnung, wohingegen die Zeitauflösung des Paddels deutlich größer ist. Dies ist durch geometrisch bedingte größere Laufzeitunterschiede des Szintillationslichts verursacht.

Die Zeitauflösung σ_{SpaCal} des SpaCal ist die gesuchte Größe. Dadurch, daß der horizontale Fingerzähler den TDC startet, mißt man mit der Größe $\sigma_{\text{TDC-SpaCal}}$ die Faltung der Auflösungen des SpaCal und des Fingerzählers. Die Entfaltung berechnet sich folgendermaßen.

$$\begin{aligned} (\sigma_{\text{TDC-SpaCal}})^2 &= (\sigma_{SpaCal})^2 + (\sigma_{hor})^2 \\ \Rightarrow \sigma_{SpaCal} &= \sqrt{(\sigma_{\text{TDC-SpaCal}})^2 - (\sigma_{hor})^2}\,. \end{aligned} \tag{8.3}$$

8.2 Resultate von Teststrahlmessungen

8.2.1 Zeitauflösung des SpaCal mit Elektronen

CERN-SPS-H6

Das Ergebnis für die Zeitauflösung mit Elektronen der Energie 30 GeV gemessen am Teststrahl CERN-SPS H6 ergibt nach Gleichung 8.3:

$$\boxed{\sigma_{SpaCal} = (0.379 \pm 0.026)\,\mathrm{ns}\,.} \tag{8.4}$$

CERN-PS-T7n

Weitere Testmessungen wurden am CERN-PS mit Elektronen der Energie 1 bis 6 GeV durchgeführt. Es wurden zusätzlich zu den Messungen mit *frontalem* Einschuß, wie bisher behandelt, auch Messungen aufgenommen, bei denen das SpaCal in horizontaler Richtung um 180° gedreht wurde. Diese Einschußposition wird im folgenden *rückwärtiger* Einschuß genannt. Im H1-Detektor werden Untergrundereignisse (siehe Abschnitt 2.2.1) aus rückwärtiger Richtung das SpaCal treffen. Teilchen aus der Richtung des Wechselwirkungspunktes werden frontal im SpaCal eintreffen.

Ein physikalischer Unterschied ist der, daß die szintillierenden Fasern an der Frontseite des SpaCal verspiegelt sind. Die Frage ist also, ob die Pulsform davon abhängt, wieweit der Schauerschwerpunkt von der verspiegelten Fläche entfernt ist. Ist diese Entfernung klein, wie bei frontalem Einschuß, so sollte das erzeugte Licht ohne sich nennenswert im Ort auszubreiten den Lichtmischer erreichen. Bei rückwärtigem Einschuß sollte ein Teil des erzeugten Lichtes direkt und ein anderer Teil über den Umweg der verspiegelten Flächen zum Lichtmischer gelangen.

Bei frontalem Einschuß sind die Ausbreitungsgeschwindigkeiten des Schauers und des Szintillationslichts annähernd gleich groß. Das Signal des PMs (siehe Abbildung 2.8) ist steiler, als bei rückwärtigem Einschuß, bei dem das Licht, das im Schauer später entsteht, einen längeren Weg zum PM zurücklegen muß. Aus diesen Annahmen erwartet man eine schlechtere Zeitauflösung für den rückwärtigen Einschuß.

Am Teststrahl T7n des CERN-PS wurden die strahldefinierenden Szintillationszähler leider nicht einzeln ausgelesen. Aus diesem Grunde kann hier die oben gemachte Korrektur nicht durchgeführt und nur die Größe $\sigma_{\text{TDC-SpaCal}}$ bestimmt werden, die den Wert der Zeitauflösung von SpaCal angibt, gefaltet mit der Zeitauflösung des horizontalen Fingerzählers. Das Ergebnis der Analyse lautet für Elektronen (1–6 GeV):

$$\begin{array}{rl} \underline{\text{Einschuß}} & \\ \text{frontal:} & \boxed{\sigma_{\text{TDC-SpaCal}} = (1.01 \pm 0.02)\,\text{ns}} \\ \text{rückwärtig:} & \boxed{\sigma_{\text{TDC-SpaCal}} = (1.10 \pm 0.02)\,\text{ns}}. \end{array} \tag{8.5}$$

Aus diesem Ergebnis lernt man:

- Die in diesem Abschnitt gewonnene Zeitauflösung läßt sich nicht mit dem Ergebnis aus Geichung 8.4 vergleichen. Die zum hier angegebenen Ergebnis mit frontalem Einschuß $\sigma_{\text{TDC-SpaCal}} = (1.01 \pm 0.02)\,\text{ns}$ equivalente Größe der CERN-SPS-Messungen ist:

  $\sigma_{\text{TDC-SpaCal}} = (0.87 \pm 0.02)\,\text{ns}$

  Die Werte $\sigma_{\text{TDC-SpaCal}}$ aus beiden Teststrahlen liegen 7 Standardabweichungen auseinander. Das verwundert nicht weiter, da hier die SpaCal-Zeitauflösung noch mit unterschiedlichen Szintillationszählern gefaltet ist.
- Durch die unzureichende elektronische Ausstattung dieser Testmessungen ist die interessante Größe σ_{SpaCal} nicht zu berechnen. Das Ergebnis in Gleichung 8.5 kann als oberer Grenzwert verstanden werden.
- Die Werte der Zeitauflösung für den rückwärtigen Einschuß sind wie erwartet höher.

8.2.2 Zeitauflösung des SpaCal mit Pionen

CERN-PS-T7n

Diese Testmessungen wurden mit Pionen mit Energien im Bereich von 1 bis 6 GeV bei frontalem und rückwärtigem Einschuß durchgeführt. Am Teststrahl T7n des CERN-PS wurden die strahldefinierenden Szintillationszähler leider nicht einzeln ausgelesen. Aus diesem Grunde kann hier nur die Größe $\sigma_{\text{TDC-SpaCal}}$ bestimmt werden.

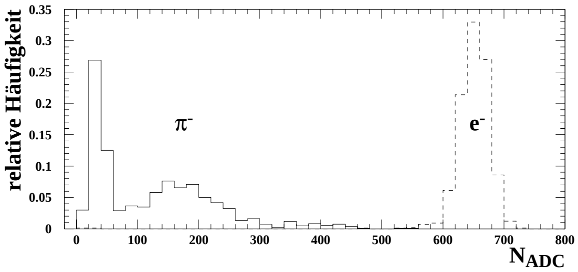

Abbildung 8.3: *ADC-Spektrum von Elektronen und Pionen der Energie 6 GeV bei frontalem Einschuß. Auf der Abszisse ist das Summensignal S von $N = 12$ Auslesekanälen aufgetragen.*

Bei der Behandlung der Zeitauflösung mit Pionen muß man den in Kapitel 2.1 erwähnten Effekt beachten: Ein Teil der Pionen verhält sich wie minimalionisierende Teilchen, andere induzieren einen hadronischen Schauer (evt. mit einem elektromagnetischen Anteil). Das resultierende ADC-Spektrum ist breiter als das von Elektronen (siehe Abbildung 8.3).

Pulse unterschiedlicher Höhe und gleicher Anfangszeit t_0 lösen nach Gleichung 2.31 den Diskriminator zu unterschiedlichen Zeiten aus. In der ersten Zeile der Abbildung 8.4 ist der Zusammenhang zwischen Pulshöhe und gemessener Zeit dargestellt. Eingetragen sind die einzelnen Meßpunkte (523 links und 934 rechts), die Zusammenfassung dieser zu jeweils 17 Wertepaaren mit Fehlerbalken und die Anpassung einer Ausgleichsgeraden. Man erkennt den linearen Zusammenhang zwischen TDC- und Reziprokwert der Quadratwurzel des ADC-Wertes nach Gleichung 2.31.

Die Einflüsse der unterschiedlichen Pulshöhen, hervorgerufen durch die bei den Testmessungen verwendete Elektronik (Leading-Edge-Diskriminatoren), werden mit den zur Verfügung stehenden Mitteln so weit wie möglich korrigiert:[1]

Anstatt die Breite der Verteilung durch Projektion auf die Ordinate zu erhalten, erhält man das Ergebnis der Analyse aus der Breite der Verteilung durch Projektion senkrecht zur angepaßten Gerade. Diese Projektion ist in der dritten Zeile der Abbildung 8.4 dargestellt. Das mit Walk-Korrektur gewonnene Ergebnis der Analyse lautet für Pionen mit Energien zwischen 1 und 6 GeV:

$$\begin{array}{rl} \underline{\text{Einschuß}} & \\ \text{frontal:} & \boxed{\sigma_{\text{TDC-SpaCal}} = (1.02 \pm 0.02)\,\text{ns}} \\ \text{rückwärtig:} & \boxed{\sigma_{\text{TDC-SpaCal}} = (1.12 \pm 0.02)\,\text{ns}}. \end{array} \tag{8.6}$$

[1]Dieselbe Korrektur geschieht später im H1-Detektor mit Hilfe von Constant-Fraction-Diskriminatoren.

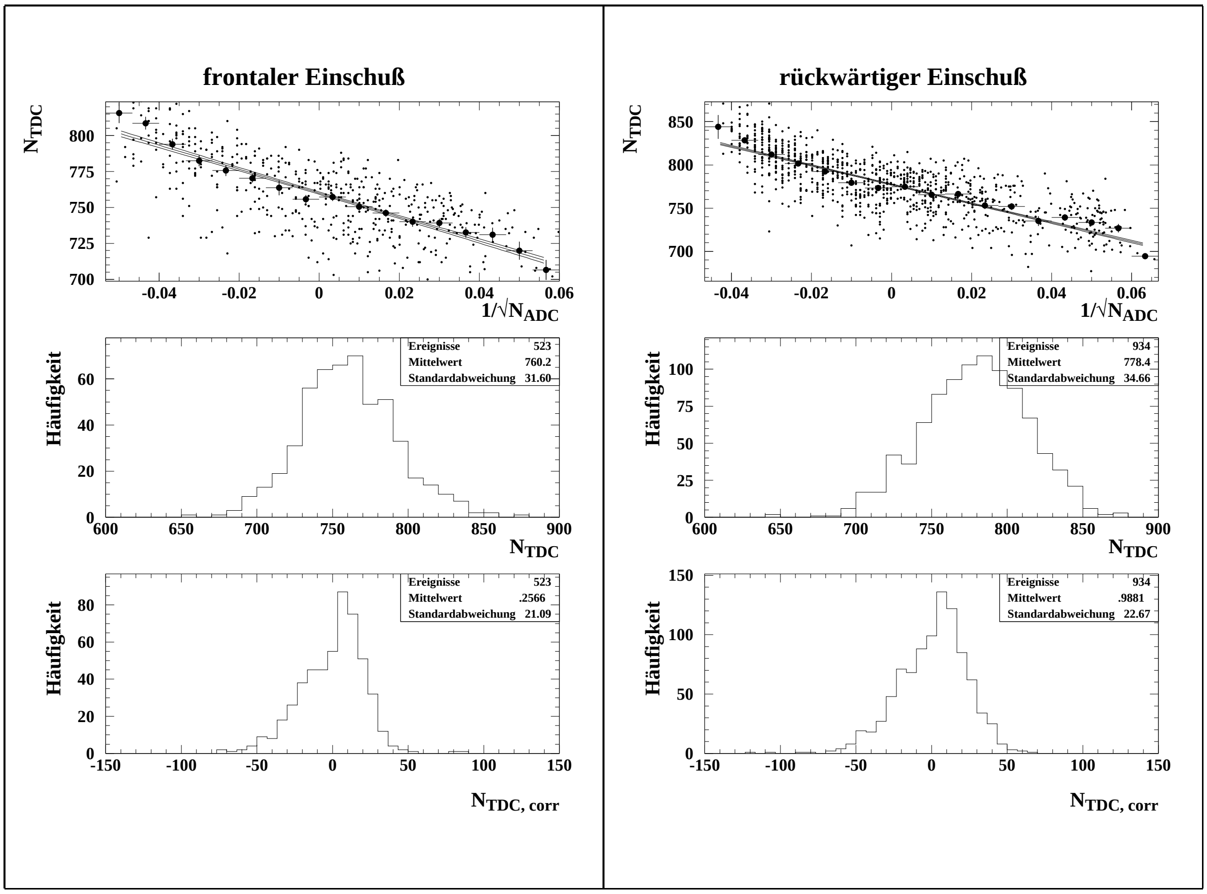

Abbildung 8.4: *Die Zeitauflösung des SpaCal mit Pionen. Links für den frontalen und rechts für den rückwärtigen Einschuß als Beispiel bei einer Energie von 2 GeV dargestellt. Man erkennt in der ersten Zeile den linearen Zusammenhang zwischen TDC-Wert und dem Reziprokwert der Quadratwurzel des ADC-Wertes N_{ADC} nach Gleichung 2.31. Die beiden Abbildungen darunter zeigen die Verteilung der TDC-Werte N_{TDC} ohne bzw. mit Walk-Korrektur. 1 TDC-Kanal entspricht 50 ps.*

Ein Vergleich der Ergebnisse zeigt, daß die mit Walk-Korrektur gewonnene Zeitauflösung für Pionen die Zeitauflösung für Elektronen nicht übersteigt.

8.3 Messungen mit kosmischen Myonen

8.3.1 Kosmische Strahlung im Labor

Die Elektron-, Photon- und Hadron-Komponente der sekundären kosmischen Strahlung wird aufgrund der Betonabschirmung des Laborraums im 1. Stock des Gebäudes durch die darüberliegenden fünf Stockwerke (Strahlungslänge von Beton $X_0 = 10.7\,\text{cm}$) nahezu vollständig absorbiert. Myonen können aufgrund ihres relativ geringen Energieverlustes

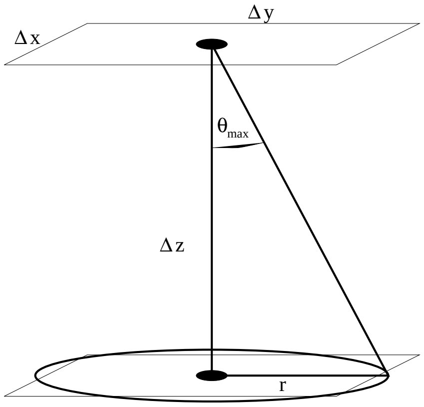

Abbildung 8.5: *Geometrie zur Berechnung der Rate der kosmischen Myonen. Die rechteckigen Flächen deuten die Geometrie der Triggerszintillationszähler an. Der Kreis mit dem Radius r hat den gleichen Flächeninhalt wie das Rechteck mit den Seitenlängen $\Delta x = \Delta y$. Der Winkel Θ_{max} steht für die Integrationsgrenze der Rechnung.*

in Materie das Versuchslabor erreichen.

Trigger-Rate bei dem Versuchsaufbau

Die Rate R läßt sich für die in Abbildung 8.5 dargestellte Geometrie duch folgende Rechnung abschätzen.

$$\begin{aligned} R &= \int I \, d\Omega \, dA \\ R &= I_0 \cdot \Delta x \, \Delta y \cdot 2\pi \left[1 - \frac{(\Delta z)^4}{((\Delta z)^2 + \frac{\Delta x \, \Delta y}{\pi})^2} \right] \end{aligned} \tag{8.7}$$

mit $A = \Delta x \, \Delta y \, \cos(\Theta)$, $\cos(\Theta_{max}) = \frac{\Delta z}{\sqrt{(\Delta z)^2 + \frac{\Delta x \, \Delta y}{\pi}}}$ und $I = I_0 \cdot \cos^2(\Theta)$.

Es wurde zur Lösung des Integrals die Annahme gemacht, daß der Fluß durch zwei rechteckige Flächen ($\Delta x \, \Delta y$), die im Abstand Δz stehen, ebenso groß ist, wie der Fluß durch zwei Δz entfernte kreisförmige Flächen gleicher Größe ($\pi r^2 = \Delta x \, \Delta y$). Setzt man die Größen

$$I_0 = 1.1 \cdot 10^2 \, \mathrm{s}^{-1} \mathrm{m}^{-2} \mathrm{sterad}^{-1} \, [\mathrm{PDG94}], \; \Delta x = \Delta y = 0.035 \, \mathrm{m}, \; \Delta z = 0.09 \, \mathrm{m}$$

ein, so erhält man für die Rate:

$$R = 0.21 \, \mathrm{Hz} \, . \tag{8.8}$$

Die Messung ergab die Rate:

$$R = (0.20 \pm 0.01) \, \mathrm{Hz} \, . \tag{8.9}$$

in guter Übereinstimmung mit der Erwartung.

	Funktion	Modell-Nr.
CAMAC	CAMAC to GPIB (IEEE-488) Interface	8901A LeCroy
	ADC	2249A LeCroy
	TDC	2228A LeCroy
	Inputregister	16P2047 SEN
NIM	Koinzidenzeinheit	465 LeCroy
	Diskriminator	821 LeCroy
	Delay-Box	FE 290 SEN
sonstige	Leistungsteiler	Power-Divider Suhner
	Pulsgenerator	PG2012 Tektronics
	Abschwächer	Kay Attenuator 432D

Tabelle 8.1: *Die benutzte Elektronik.*

8.3.2 Der experimentelle Aufbau

Ein Photo des Aufbaus ist in Abbildung 8.6 zu sehen. Ich möchte darauf hinweisen, daß die Triggerzähler in horizontaler Richtung senkrecht zueinander stehen, und daß der Winkel zwischen den einfallenden Myonen (definiert durch die beiden Triggerzähler) und den szintillierenden Fasern des SpaCal eine Größe von $\vartheta = 20°$ hat. Dieser Winkel entspricht einem für den rückwärtigen Bereich des H1-Experiments typischen Winkel von $\Theta = 160°$ (siehe Abbildung 1.4).

Die Ausleseelektronik

Eine schematische Zeichnung des Aufbaus zeigt Abbildung 8.7. Dargestellt ist die Bahn eines von oben einfallenden kosmischen Myons, das neben dem SpaCal-Testmodul auch zwei Szintillationszähler des Triggers passiert. Beide Szintillationszähler besitzen Kantenlängen von $\Delta x = \Delta y = 3.5\,\mathrm{cm}$ und stehen in einer Entfernung Δz.

Ein *Personal Computer (PC)* steuert die Datennahme. Er liest über einen IEEE-488-Bus [Pio87] das CAMAC-Crate[2] aus und speichert die ausgelesenen Daten. Im CAMAC-Crate befindet sich ein TDC zur Zeitmessung, ein ADC zur Ladungsmessung und eine Schnittstelle zwischen dem IEEE-488 und dem CAMAC-Bus. Ein NIM-Crate dient zur logischen Verschaltung der Triggerbedingungen. Die Datennahme wird einzig durch die geringe Rate der kosmischen Myonen bestimmt.

Die Triggerlogik

Die verwendete Elektronik ist in Tabelle 8.1 aufgelistet.

[2]Crate: eng. für Steckrahmen

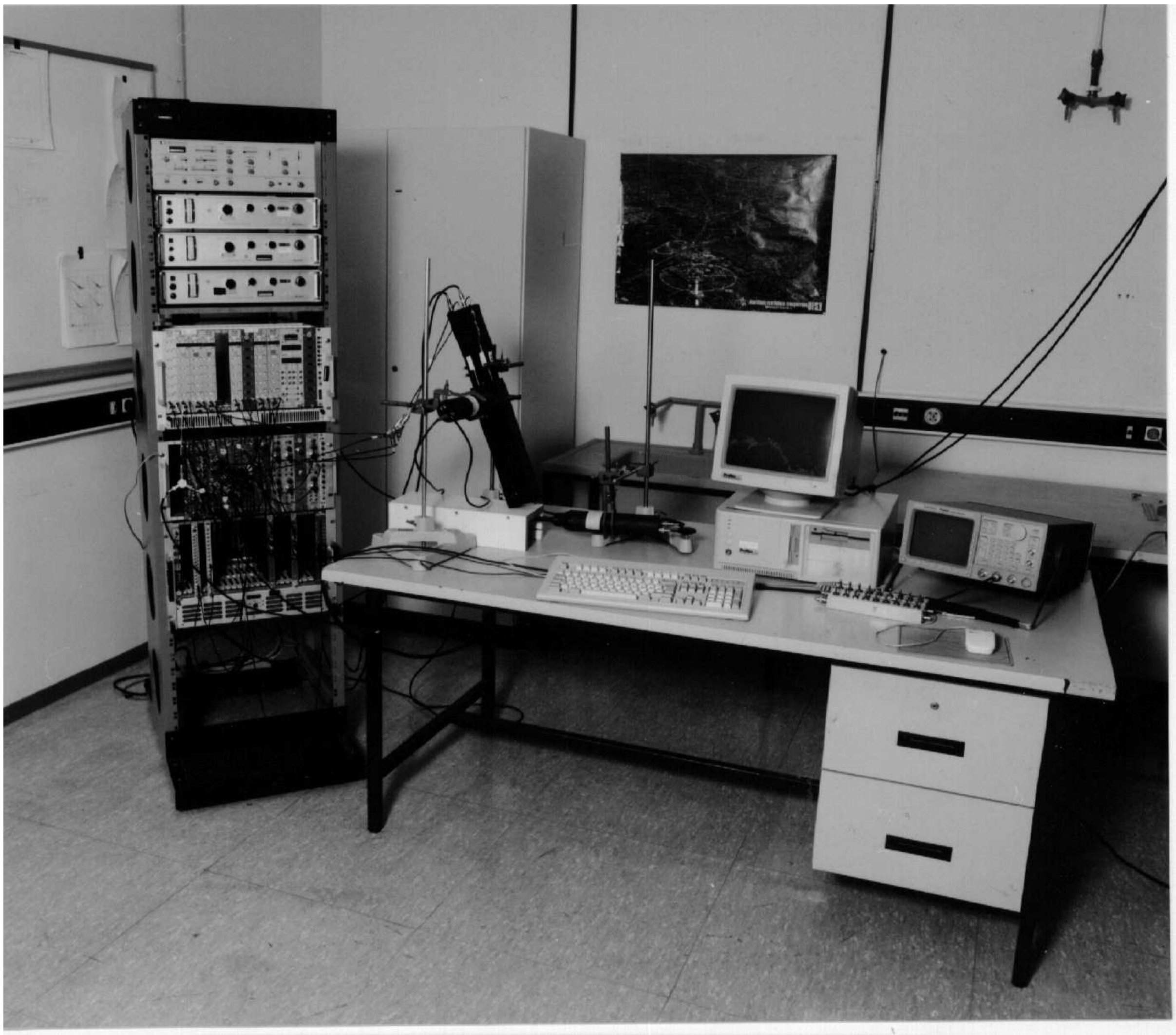

Abbildung 8.6: *Photo des Aufbaus zur Messung der Zeitauflösung mit kosmischen Myonen. Die Triggerszintillationszähler stehen in einem Abstand von* $\Delta z = 31.0\,cm$. *Die Rate der kosmischen Myonen, die den Trigger auslösen, beträgt hier* $R = 1.7\,mHz$.

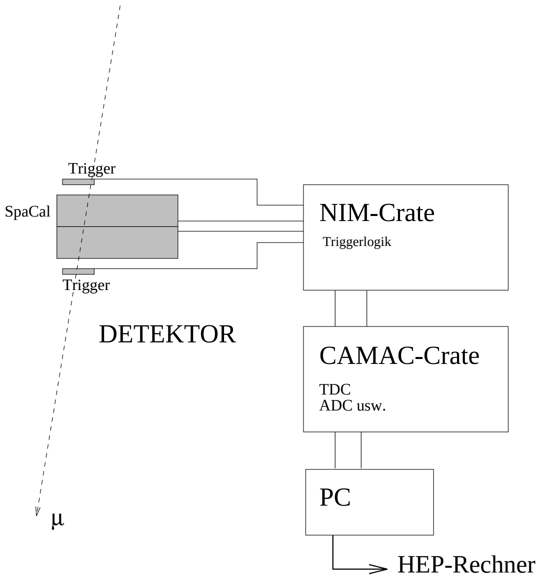

Abbildung 8.7: *Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der Zeitauflösung mit kosmischen Myonen.*

Wie in Abbildung 8.8 zu sehen ist, wird für ein Myon-Ereignis eine vierfache Koinzidenz gefordert. Die Rauschunterdrückung ist deutlich besser, als bei nur zwei Triggerszintillationszählern in Koinzidenz. Das Signal am Ausgang der Koinzidenzeinheit hat mehrere Aufgaben:

1. Es wird verhindert, daß weitere Koinzidenzsignale generiert werden können, indem der *VETO*-Eingang der Koinzidenzeinheit mit einem logischen Signal belegt wird. Das VETO bleibt gesetzt, bis alle Einheiten ausgelesen, die Daten auf einem Speichermedium gesichert wurden und sich das System wieder im Ausgangszustand befindet.

2. Der *Common-Start*-Eingang des TDC erhält ein Signal. Die Zeitmessung wird gestartet. Die einzelnen Komponenten (Trigger und SpaCal-Module) stoppen die Zeitmessung nach einer Verzögerung individuell durch *Stop*-Signale.

3. Der *Gate*-Eingang des ADC erhält ein 100 ns langes Signal. Während der Dauer dieses Signals wird die Ladung an den Eingängen für die einzelnen Komponenten gemessen.

4. Ein Signal am Inputregister, das vom PC ständig ausgelesen wird, veranlaßt diesen, die ADC- und TDC-Module auszulesen.

Weitere wichtige Punkte der Triggerlogik sollen nun erläutert werden:

- Die Signale der einzelnen Komponenten werden mit einem Leistungsteiler reflexionsfrei geteilt.

- Ein Signal am Ausgang des Leistungsteilers wird durch eine Delay-Box verzögert[3] einem ADC-Eingang zugeführt. Die Verzögerung ist erforderlich, da die Koinzidenzeinheit Zeit zum Schalten benötigt, und die Signale der Komponenten innerhalb des ADC-Gates ankommen müssen.
- Ein weiteres Signal am Ausgang des Leistungsteilers wird auf einen Diskriminator gegeben. Ein Diskriminator generiert ein logisches Signal von festgelegter Dauer, sobald das Eingangssignal eine bestimmte Schwelle überschreitet.
  - Ein Signal am Ausgang des Diskriminators wird zu der oben beschriebenen Koinzidenzeinheit geführt. Das Signal des oberen Triggers wird gegenüber den anderen Komponenten verzögert. Das bedeutet, daß das Ausgangssignal der Koinzidenzeinheit, die den TDC startet, alleine durch das zeitliche Verhalten des oberen Triggers bestimmt wird.
  - Ein weiteres Signal am Ausgang des Diskriminators wird verzögert zu den Stop-Eingängen des TDC geführt.

8.3.3 Eichmessungen

Um Ergebnisse eines Experiments mit anderen Experimenten vergleichen zu können, ist es sinnvoll, das Ergebnis in einer *Basismaßeinheit* auszudrücken. Aus diesem Grund wird die oben beschriebene Apparatur geeicht.

Die TDC-Eichung

Das Schaltbild und der zeitliche Verlauf der Pulse ist in Abbildung 8.9 zu sehen. Der Aufbau unterscheidet sich nur dadurch von dem in Abbildung 8.8, daß Pulse mit definiertem zeitlichen Verhalten, die in einem Pulsgenerator PG generiert werden, anstelle der Pulse der einzelnen Komponenten (Trigger und SpaCal-Module) benutzt werden. Der PG generiert einen Doppelpuls, mit variablem zeitlichen Abstand zwischen den einzelnen Pulsen. Der erste dieser Pulse löst die Koinzidenzeinheit[4] aus. Der TDC ignoriert diesen Puls, da er zeitlich vor das Common-Start-Signal fällt. Der zweite Puls wird von der Koinzidenzeinheit ignoriert, da nun das VETO-Signal (Erklärung siehe oben) anliegt. Dieser uweite Puls stoppt den TDC.

Der TDC mißt also die Zeit zwischen den beiden Pulsen, die im folgenden und in den Abbildungen t_d genannt wird. Trägt man nun den TDC-Inhalt gegen t_d auf, so erhält man eine Zuordnung zwischen N_{TDC} und der Zeit t in ns. Das Ergebnis der Eichmessung des TDC ist in Abbildung 8.10 zu sehen.

[3] Die SpaCal-Signale werden um 66 ns, die Trigger-Signale um 48 ns verzögert.

[4] Natürlich ist hier keine Koinzidenz nötig, man möchte jedoch den gesamten Meßstand eichen und den Aufbau nicht ändern.

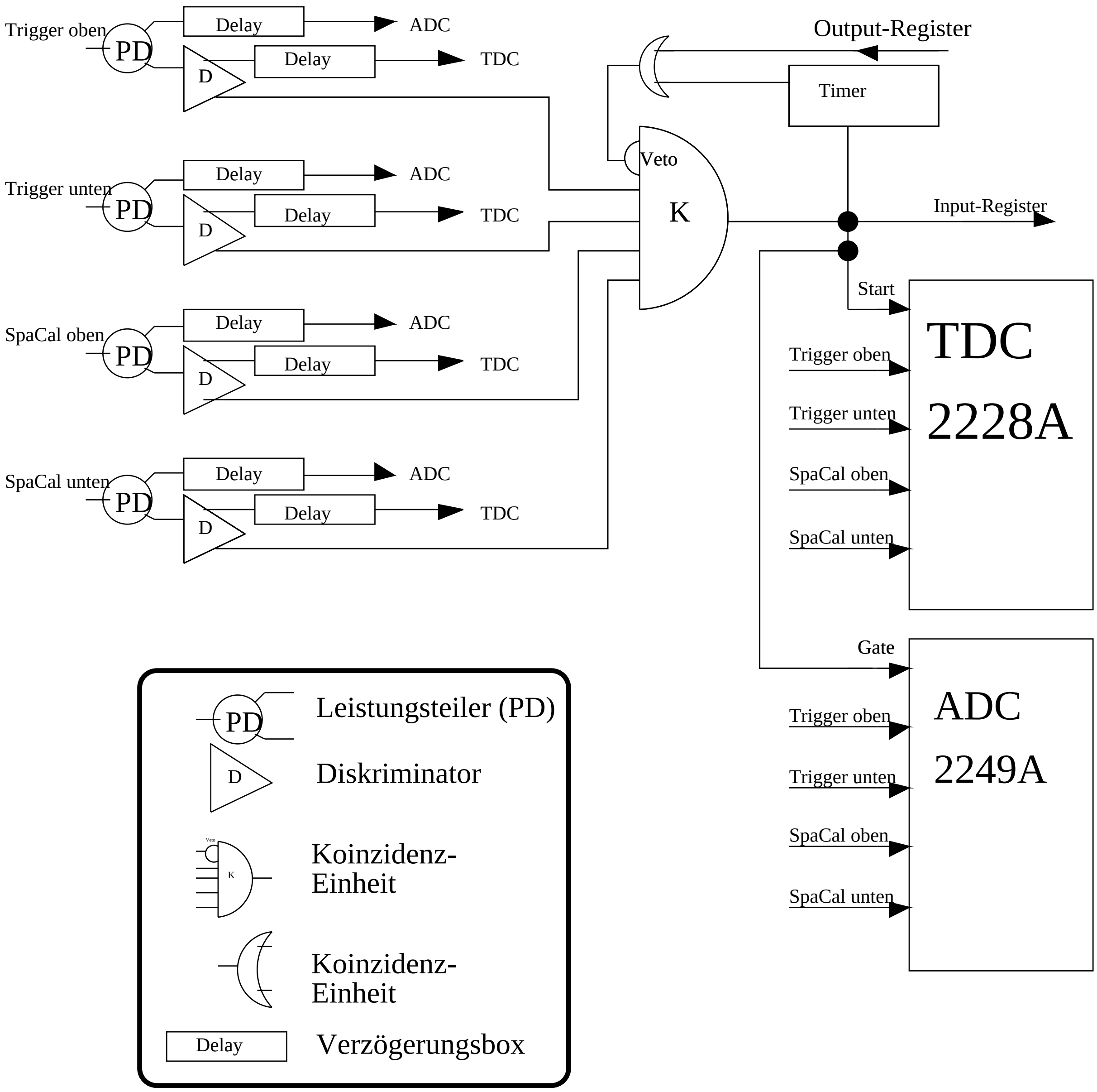

Abbildung 8.8: *Das Schaltbild des Triggers. Mit „SpaCal oben“ ist das PM-Signal des in [Jan93] mit „f“ bezeichneten PM gekennzeichnet. „SpaCal oben“ entspricht dem mit „e“ bezeichneten. Die Benennung der Triggersignale „Trigger oben“ bzw. „Trigger unten“ wird aus Abbildung 8.6 deutlich.*

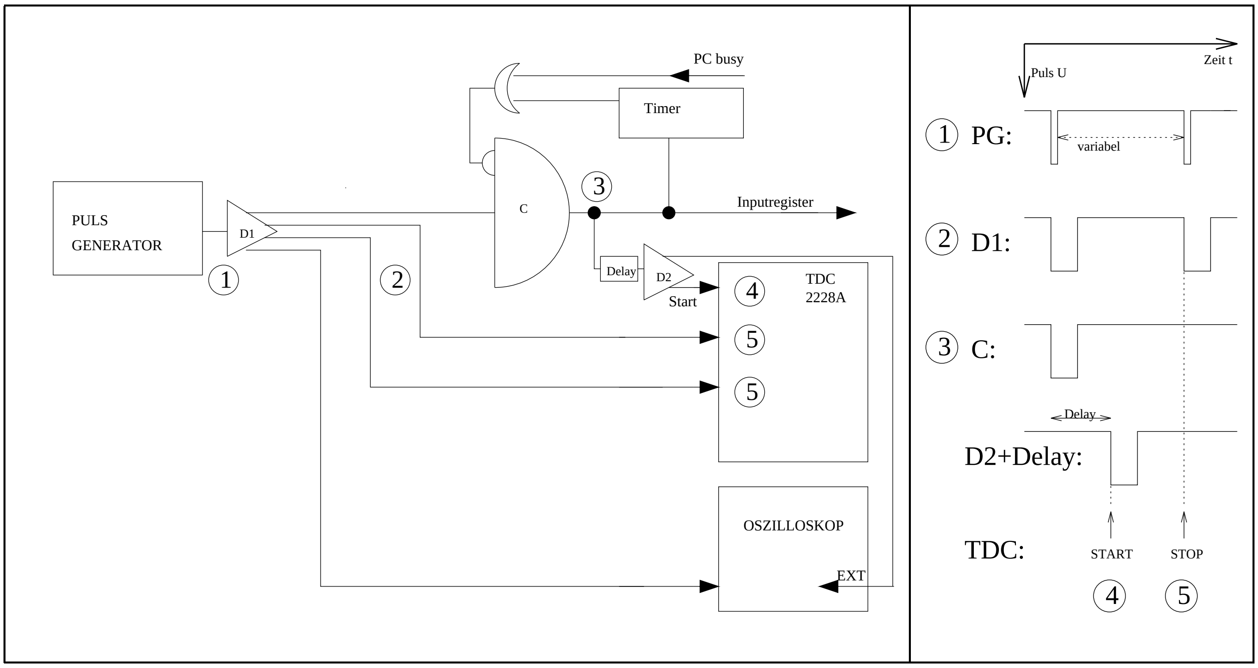

Abbildung 8.9: *Dargestellt ist links das Schaltbild für die TDC-Eichung und rechts der zeitliche Verlauf der Pulse an den bestimmten Punkten des Schaltbildes.*

- Im weiteren Verlauf der Analyse werden Differenzen gebildet. Um sicherzustellen, daß diese zuverlässige Werte haben, wurde das zeitliche Verhalten aller TDC-Eingänge separat gemessen. Es stellten sich keine Unterschiede heraus.
- Es ist eine deutliche systematische Abweichung vom linearen Verhalten zu beobachten. Die vom Hersteller angegebene Nichtlinearität von $\Delta N_{TDC} = \pm 2$ [Cro84] wurde bestätigt.

Aus der Steigung wurde ein Kalibrationsfaktor von:

$$t = c_t \cdot N_{TDC} \quad \Rightarrow \quad c_t = (8.24 \pm 0.04) \cdot 10^{-2}\,\mathrm{ns} \tag{8.10}$$

bestimmt. Man sieht an der Abweichung dieses Ergebnisses von dem durch die Voreinstellung am TDC erwarteten Wert

$$c_t = (5.00) \cdot 10^{-2}\,\mathrm{ns\ nach\ [Cro84]}\,, \tag{8.11}$$

daß diese Eichmessung seine Berechtigung hat. Bei den Teststrahlexperimenten wurde auf solch eine Eichmessung verzichtet. Auch dort können Abweichungen von dem erwarteten Wert aufgetreten sein.

8.3.4 Zeitauflösung

Um die Zeitauflösung des SpaCal zu bestimmen, sind mehrere Schritte notwendig:

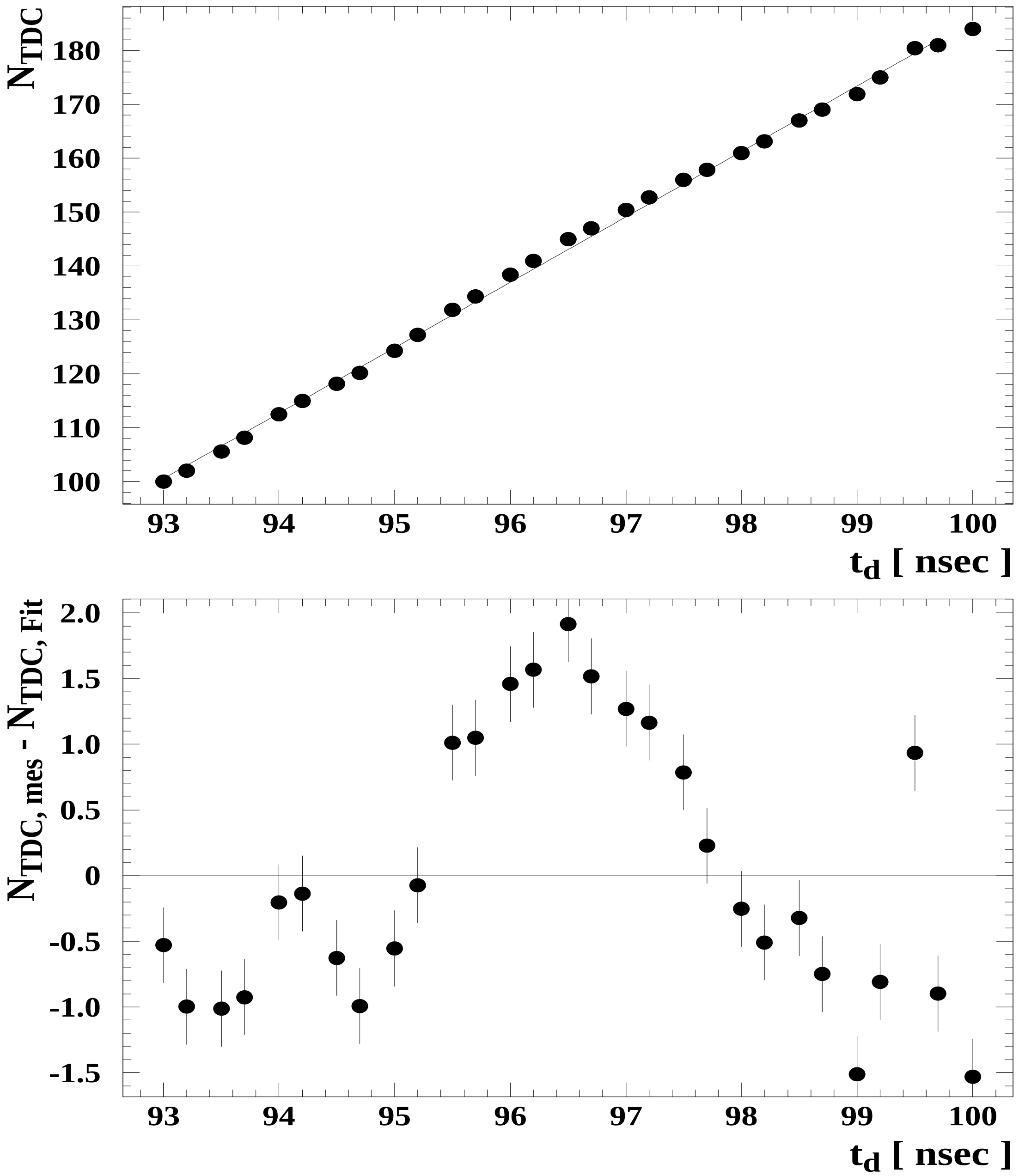

Abbildung 8.10: *Die TDC-Eichung: Aufgetragen gegen das bekannte Delay t_d ist oben der TDC-Kanal N_{TDC} und unten die Abweichung von der Geraden-Anpassung in N_{TDC} .*

1. Es werden Kriterien gesucht, um das Datenmaterial von Einflüssen der Trigger-Szintillationszähler zu säubern. Alle Ereignisse, die diese Kriterien nicht erfüllen, werden verworfen.

   TDC-Trigger: Alle Einträge des Trigger-TDC, der den TDC startet, sollen in einem Kanal sein. Damit stellt man sicher, daß der dieser Triggerzähler die Koinzidenzeinheit ausgelöst hat.

   ADC-Trigger: Alle Einträge im Trigger-ADC sollen signifikant größer als der Pedestal-Wert sein, d.h.

   $$N_{ADC} \geq \overline{N_{ADC_{Pedestal}}} + 3 \cdot \sigma_{ADC_{Pedestal}}\,, \tag{8.12}$$

   um endgültig alle Rausch-Ereignisse zu verwerfen.

   ADC-Trigger, ADC-SpaCal: Alle Einträge der ADCs sollen kleiner als 1000 sein, d.h. $N_{ADC_i} \leq 1000$, um sicher unter dem ADC-Überlauf zu sein und so Ereignisse zu verhindern, in denen das Myon durch δ-Elektronen einen Schauer ausgelöst hat und viel mehr Energie im Trigger und den SpaCal-Modulen deponiert. Die ADC-Spektren der zwei SpaCal-Auslesekanäle sind in Abbildung 8.11 dargestellt. Es ist keine Korrelation zu sehen. Die ADC-Inhalte der beiden Auslesekanäle sind deshalb so verschieden, weil sich die Verstärkung der PMs unterscheidet.[5] Selbst die unterschiedliche Hochspannung (PM-„f“: $U_G = 2400\,\mathrm{V}$ und PM-„e“: $U_G = 2100\,\mathrm{V}$) konnte die Werte nicht weiter angleichen.

2. Mit diesen Ereignissen wird das Antwortverhalten des SpaCal-Moduls untersucht. Die Breite der Verteilung der Differenz der beiden N_{TDC}-Werte wird durch Anpassung einer Gauß-Kurve bestimmt (siehe Abbildung 8.12 unten).

3. Die Standardabweichung **eines** SpaCal-Moduls berechnet sich unter der Annahme, daß beide SpaCal-Auslesekanäle die gleiche Zeitauflösung besitzen, zu:

$$\begin{aligned} (\sigma_{Differenz})^2 &= 2 \cdot (\sigma_{SpaCal})^2 \\ \Rightarrow \sigma_{SpaCal} &= \frac{\sigma_{Differenz}}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \tag{8.13}$$

In Abbildung 8.12 ist das Ergebnis der oben beschriebenen Untersuchungen zu sehen. Die oberen beiden Verteilungen zeigen die einzelnen TDC-Inhalte der SpaCal-Auslesekanäle. Das untere Diagramm zeigt die Verteilung der Differenz derselben. Auf der Abszisse ist die Zeit in N_{TDC} und am oberen Rand des Diagramms in ns angegeben. Der Zusammenhang dieser beiden Einheiten resultiert aus dem Ergebnis der TDC-Eichung aus Gleichung 8.10. In die Verteilung ist eine Gauß-Anpassung eingezeichnet, deren Wert für die Standardabweichung sich zu

$$\sigma_{Differenz} = (0.507 \pm 0.009)\,\mathrm{ns} \tag{8.14}$$

[5] Siehe [Jan93], dort sind PM-„f“(SpaCal oben) und PM-„e“(SpaCal unten) beschrieben.

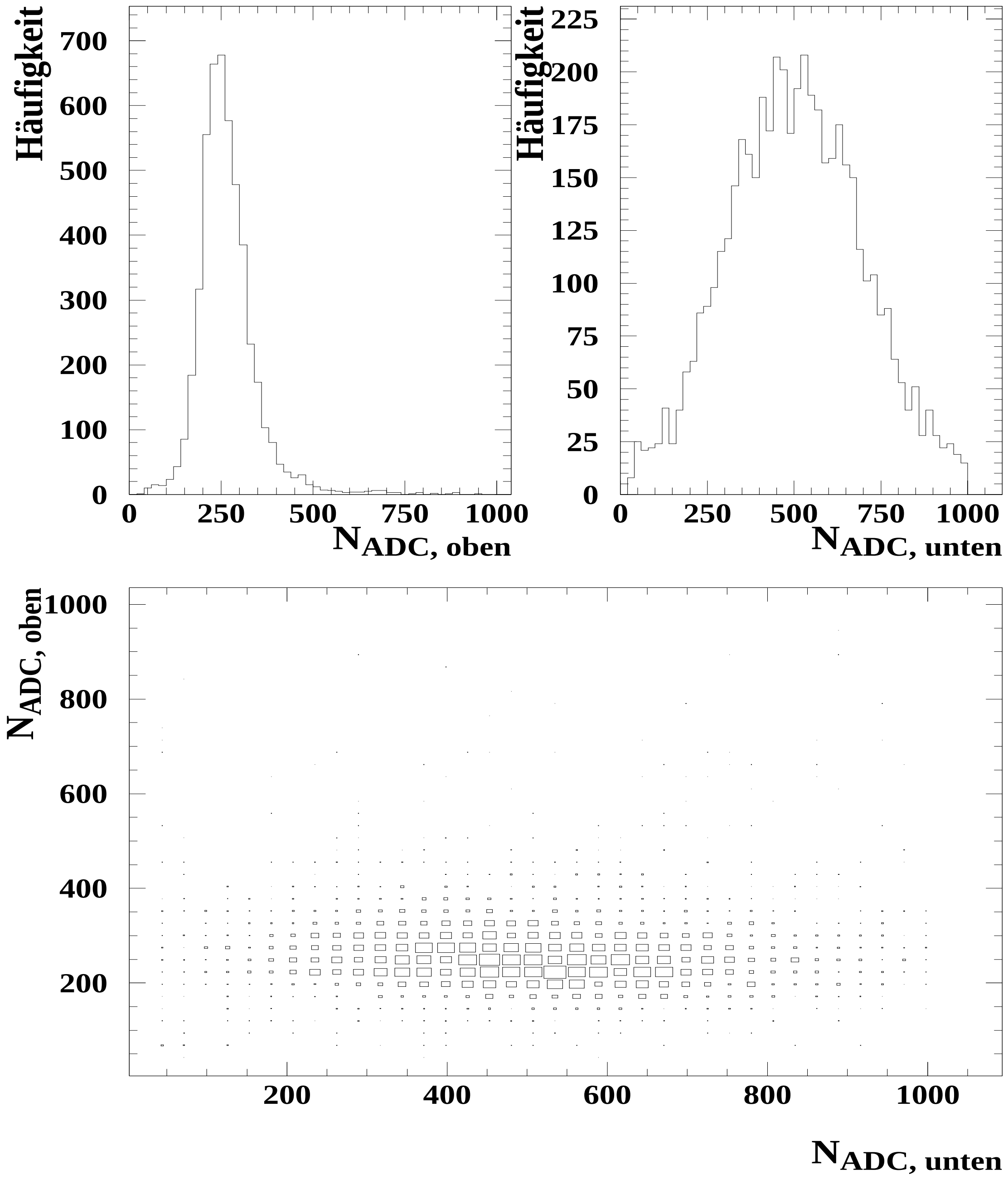

Abbildung 8.11: *Dargestellt sind oben die ADC-Spektren des SpaCal-Moduls und unten deren Korrelation für kosmische Myonen.*

ergibt. Eingezeichnet ist außerdem die *volle Breite bei* $\frac{1}{10}$ *der Höhe* ($FW\frac{1}{10}M$). Dieser Wert berücksichtigt Ausläufer in der Verteilung, d.h. Abweichungen vom gaußförmigen Verhalten. Man erhält:

$$FW\frac{1}{10}M = 2.3\,\mathrm{ns}\,. \tag{8.15}$$

In diesem Bereich liegen 92.8 % der Ereignisse. Berechnet man die Zeitauflösung für einen SpaCal-Kanal nach Gleichung 8.13 so erhält man:

$$\boxed{\sigma_{SpaCal} = (0.362 \pm 0.005)\,\mathrm{ns}\,.} \tag{8.16}$$

8.4 Zusammenfassung der Meßergebnisse

Das Teststrahlergebnis der Zeitauflösung mit Elektronen der Energie von 30 GeV

$$\sigma_{SpaCal} = (0.38 \pm 0.03)\,\mathrm{ns} \qquad \text{nach Gleichung 8.4}$$

stimmt sehr gut mit dem Ergebnis mit kosmischen Myonen

$$\sigma_{SpaCal} = (0.362 \pm 0.005)\,\mathrm{ns} \qquad \text{nach Gleichung 8.16}$$

überein. Als Endergebnis betrachte ich diese Werte, da am Teststrahl CERN-PS T7n nur die Zeitauflösung **gefaltet** mit der Zeitauflösung des Triggerzählers bestimmt werden konnte. Die Werte in diesem Abschnitt werden auch in der Zusammenfassung zitiert.

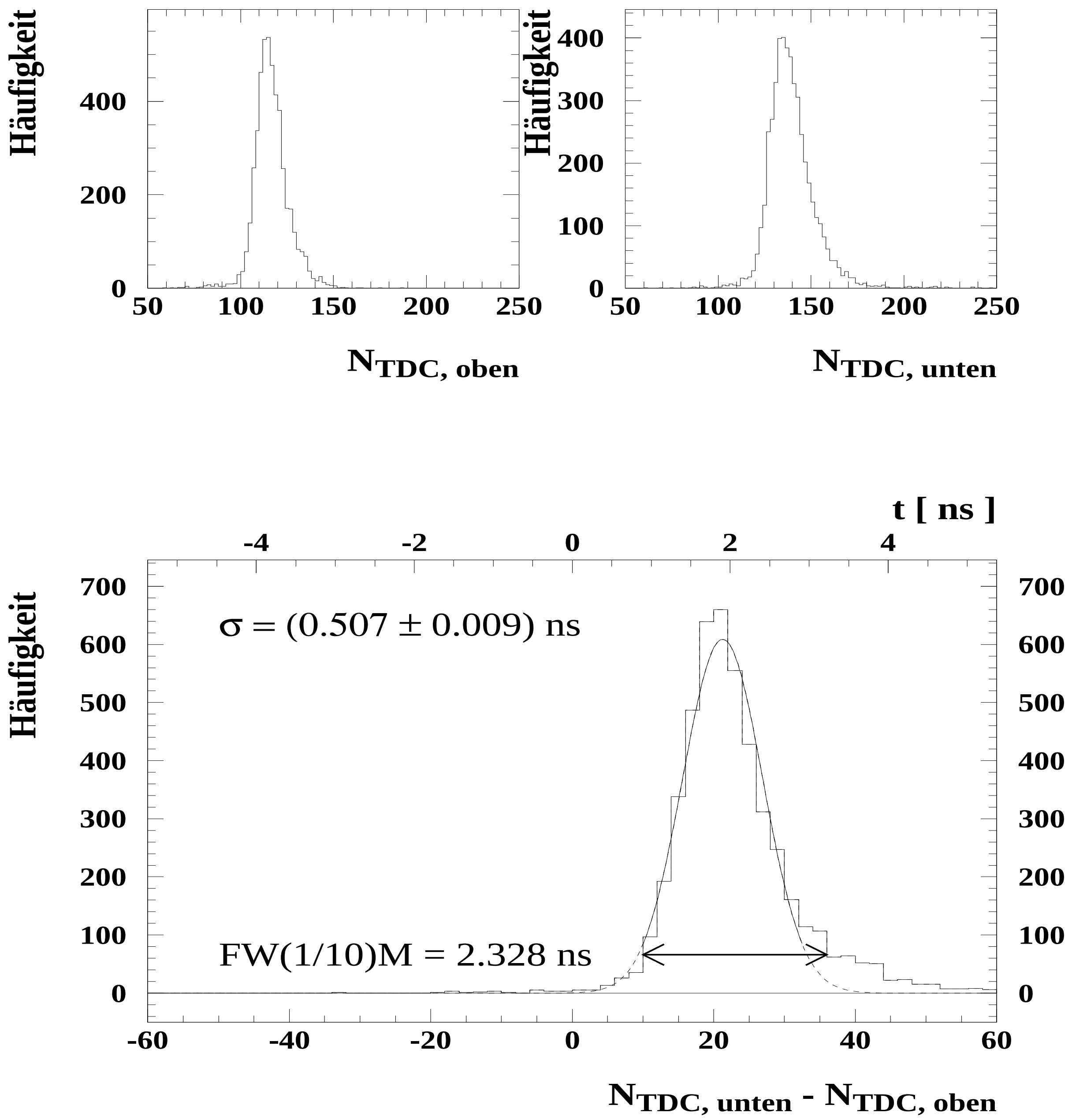

Abbildung 8.12: *Die Zeitauflösung mit kosmischen Myonen: In den oberen, kleinen Diagrammen sind die TDC-Einträge der einzelnen SpaCal-Auslesekanäle dargestellt. In dem Diagramm darunter ist die Verteilung der Differenz derselben gezeigt. Die Abweichung der Verteilung von der Gauß-Kurve bei hohen* $N_{TDC,unten} - N_{TDC,oben}$ *stammt von* ($N_{TDC,unten}$)*-Werten, die in der Abbildung oben rechts größer als* $N_{TDC,unten} > 160$ *sind. In dieser Analyse wurde nicht gegen Walk-Effekte korrigiert, die für die Ausläufer in der unteren Verteilung verantwortlich sind.*

Kapitel 9

Zusammenfassung

Eine wichtige Komponente des H1-Detektors ist das rückwärtige Kalorimeter, das durch ein neues Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) ersetzt werden wird. Dieses in Abschnitt 3.1 beschriebene Upgrade-Projekt vergrößert u.a. den kinematischen Bereich, in dem tiefinelastisch gestreute Elektronen nachgewiesen werden können.
In dieser Arbeit werden Energie- und Zeitauflösung des SpaCal untersucht. Dazu sind wiederholt Messungen an Teststrahlen des DESY und CERN durchgeführt worden. Um die Zeitauflösung im Detail untersuchen zu können, habe ich einen Meßstand für kosmische Myonen aufgebaut.
Die Analyse von Teststrahlmessungen hat zu folgenden Ergebnissen geführt. Die maximale Abweichung von der Linearität beträgt für Elektronen der Energie 10 GeV bis 60 GeV:

$$\Delta_{max} = 1.5\,\%.$$

Die Energieauflösung für Elektronen der Energie 1 GeV bis 60 GeV läßt sich mit

$$\sigma_E/E = (7.13 \pm 0.20)\,\%\sqrt{\mathrm{GeV}}/\sqrt{E} \oplus (0.97 \pm 0.05)\,\%$$

parametrisieren. Das Symbol $\oplus$ bedeutet quadratische Addition. Die Korrelation der Parameter beträgt $\rho_{cs} = -0.84$.
Die relative Energieauflösung $\sigma_{S_{korr}}/S_{korr}$ ist schon ab einer Energie von

$$E_{<2\,\%} = 13.0^{+1.4}_{-1.2}\,\mathrm{GeV}$$

kleiner als 2 %, wenn das Signal S_{korr} betrachtet wird, aus dem die Teststrahlunschärfe σ_p/p entfaltet ist.
Die Zeitauflösung von

$$\sigma_t = (0.38 \pm 0.03)\,\mathrm{ns}$$

ermöglicht die Trennung der Strahl-Gas- bzw. Strahl-Wand-Ereignisse von ep-Ereignissen.
Der Meßstand für kosmische Myonen kommt in Übereinstimmung zu den Teststrahlergebnissen zu einer Zeitauflösung von

$$\sigma_t = (0.36 \pm 0.01)\,\mathrm{ns}.$$

Diese Ergebnisse zeigen, daß das SpaCal die Ziele erreicht.
Ich hoffe, daß mit diesem neuen Detektor in Zukunft viele interessante physikalische Erkenntnisse erzielt werden.

Anhang A

Fehlerfortpflanzung

Das Programm MINUIT[JR81], das Minima von mehrdimensionalen Funktionen suchen kann, berechnet die besten Schätzwerte für die Parameter $\widehat{p_1}, \widehat{p_2}, \ldots, \widehat{p_m}$ und deren Kovarianzmatrix. Unter den *Korrelationsparametern* ρ_{ij} versteht man die Korrelation zwischen den Parameter p_i und p_j. Sie sind folgendermaßen definiert:

$$\rho_{ij} \stackrel{def}{=} \frac{\sigma_{ij}}{\sqrt{\sigma_{ii} \cdot \sigma_{jj}}}. \tag{A.1}$$

Die Korrelationsparameter besitzen Werte im Bereich von $-1 < \rho_{ij} < 1$. Werte mit $|\rho_{ij}| \approx 1$ sind sehr stark korreliert.

Gauß-Kurve

Rechnet man die partiellen Ableitungen für die Gauß-Funktion $G(x)$ explizit aus, so erhält man:

$$\begin{aligned} V_G \;=\; & \sigma_{cc}^2 \left(G(x)\frac{1}{c}\right)^2 + \sigma_{\mu\mu}^2 \left(G(x)\frac{(x-\mu)}{\sigma^2}\right)^2 \\ & + \sigma_{\sigma\sigma}^2 \left(G(x)\frac{(x-\mu)^2}{\sigma^3}\right)^2 + \sigma_{c\mu}^2 \left(G(x)\frac{(x-\mu)}{c \cdot \sigma^2}\right) \\ & + \sigma_{c\sigma}^2 \left(G(x)\frac{(x-\mu)^2}{c \cdot \sigma^3}\right) \\ & + \sigma_{\mu\sigma}^2 \left(G(x)\frac{(x-\mu)}{\sigma^3}\left[\frac{(x-\mu)^2}{\sigma^2} - 2\right]\right). \end{aligned} \tag{A.2}$$

Die Funktion $Z(x)$

Berechnet man die partiellen Ableitungen für die Funktion $Z(x)$ (Gleichung 4.17), so erhält man:

$$V_Z = \begin{cases} V_E & \text{für } x < x_c \\ V_G & \text{für } x \geq x_c. \end{cases} \tag{A.3}$$

Für den Fall $x \geq x_c$ gilt Gleichung A.2. Für den anderen Fall gilt:

$$\begin{aligned} V_E \;=\; & \sigma_{cc}^2 \left(E(x) \cdot \frac{1}{c}\right)^2 \\ & + \sigma_{\mu\mu}^2 \left(E(x) \cdot \left[\frac{B}{2} + \frac{A}{\sigma^2}\right]\right)^2 \\ & + \sigma_{\sigma\sigma}^2 \left(E(x) \cdot \frac{2 \cdot A \cdot B}{\sigma}\right)^2 \\ & + \sigma_{x_c x_c}^2 \left(E(x) \cdot \left[\frac{B}{2} - \frac{A}{\sigma^2}\right]\right)^2 \\ & + \sigma_{c\mu}^2 \left(E(x) \cdot \frac{1}{c} \left[\frac{B}{2} + \frac{A}{\sigma^2}\right]\right) \\ & + \sigma_{c\sigma}^2 \left(E(x) \cdot \frac{2 \cdot A \cdot B}{c \cdot \sigma}\right) \\ & + \sigma_{c x_c}^2 \left(E(x) \cdot \frac{1}{c} \left[\frac{B}{2} - \frac{A}{\sigma^2}\right]\right) \\ & + \sigma_{\mu\sigma}^2 \left(E(x) \cdot \left[-\frac{2 \cdot A + B}{\sigma}\right]\right) \\ & + \sigma_{\mu x_c}^2 \left(E(x) \cdot \left[\left(\frac{B}{2}\right)^2 - \left(\frac{A}{\sigma^2}\right)^2\right]\right) \\ & + \sigma_{\sigma x_c}^2 \left(E(x) \cdot \left[\frac{2\,(A \cdot B - E(x))}{\sigma} \cdot \left(\frac{B}{2} - \frac{A}{\sigma^2}\right)\right]\right). \end{aligned} \tag{A.4}$$

Die Anpassung der Energieauflösungs-Funktion

Die Varianz der Energieauflösungs-Funktion berechnet sich zu:

$$\begin{aligned} V_A \;=\; & \sigma_{cc}^2 \left(\frac{c}{A(x)}\right)^2 + \sigma_{ss}^2 \left(\frac{s \cdot x^2}{A(x)}\right)^2 + \sigma_{nn}^2 \left(\frac{n \cdot x^4}{A(x)}\right)^2 \\ & + \sigma_{cs}^2 \left(\frac{c \cdot s \cdot x^2}{A(x)^3}\right)^2 + \sigma_{cn}^2 \left(\frac{c \cdot n \cdot x^4}{A(x)^3}\right)^2 \\ & + \sigma_{sn}^2 \left(\frac{s \cdot n \cdot x^6}{A(x)^3}\right)^2. \end{aligned} \tag{A.5}$$

Anhang B

Herleitung der Gleichungen 2.28, 2.29 und 2.30

Nebenrechnungen

In diesem Abschnitt werden später benutzte Gleichungen in einer übersichtlichen Form dargestellt.

1.
$$\omega\tau = \tan\varphi = \frac{\sin\varphi}{\cos\varphi} \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{(\omega\tau + \frac{1}{\omega\tau})} = \sin\varphi\cos\varphi \tag{B.1}$$

   Diese Gleichung gilt für φ_0 entsprechend.

2.
$$\tan\varphi - \tan\varphi_0 = \frac{\sin\varphi\cos\varphi_0 - \sin\varphi_0\cos\varphi}{\cos\varphi\cos\varphi_0} \tag{B.2}$$

3.
$$\frac{1}{\frac{1}{\tau_0} - \frac{1}{\tau}} = \frac{\tau_0}{1 - \frac{\tau_0}{\tau}} = \frac{\tau_0}{1 - \frac{\tan\varphi_0}{\tan\varphi}} \tag{B.3}$$

4.
$$\frac{1}{\omega^2 + (1/\tau_0)^2} = \frac{\tau_0}{\omega} \cdot \frac{1}{\omega\tau_0 + \frac{1}{\omega\tau_0}} \overset{Gl.B.1}{=} \frac{\tau_0}{\omega} \cdot \sin\varphi_0\cos\varphi_0 \tag{B.4}$$

5.

$$\begin{aligned}
&\cos(\omega t - \varphi - \varphi_0) = \\
&\quad = \cos\omega t\cos\varphi\cos\varphi_0 + \sin\omega t\sin\varphi\cos\varphi_0 + \sin\omega t\cos\varphi\sin\varphi_0 - \cos\omega t\sin\varphi\sin\varphi_0 \\
&\qquad \cos\omega t(\cos\varphi\cos\varphi_0 - \sin\varphi\sin\varphi_0) + \sin\omega t(\sin\varphi\cos\varphi_0 + \cos\varphi\sin\varphi_0) \\
&\quad = \cos\omega t\cos(\varphi + \varphi_0) + \sin\omega t(\varphi + \varphi_0)
\end{aligned} \tag{B.5}$$

6.

$$
\begin{aligned}
&\int_0^t \frac{e^{\Theta/\tau}}{\tau}\cos\omega\Theta\, d\Theta = \\
&\stackrel{a}{=} \quad e^{\Theta/\tau}\cos\omega\Theta|_0^t + \omega\int_0^t e^{\Theta/\tau}\sin\omega\Theta\, d\Theta \\
&\stackrel{b}{=} \quad \frac{e^{\Theta/\tau}}{\omega\tau}\sin\omega\Theta|_0^t - \frac{1}{\omega\tau^2}\int_0^t e^{\Theta/\tau}\sin\omega\Theta\, d\Theta \\
&\stackrel{(a+b)/2}{=} \quad \frac{(e^{t/\tau}\cos\omega t - 1)/\omega\tau + e^{t/\tau}\sin\omega t}{1/\omega\tau + \omega\tau}
\end{aligned} \tag{B.6}
$$

7. Die nun folgende Gleichung ist auch bei Tanasescu zu finden. Es ist zu beachten, daß die erste Zeile nicht für $\varphi = \varphi_0$ definiert ist.

$$
\begin{aligned}
&\frac{\sin^2\varphi}{1-\frac{\tan\varphi_0}{\tan\varphi}} + \frac{\sin^2\varphi_0}{1-\frac{\tan\varphi}{\tan\varphi_0}} = \\
&= \quad \frac{\sin^2\varphi\tan\varphi}{\tan\varphi - \tan\varphi_0} + \frac{\sin^2\varphi_0\tan\varphi_0}{\tan\varphi_0 - \tan\varphi} \\
&= \quad \frac{\sin^2\varphi\tan\varphi - \sin^2\varphi_0\tan\varphi_0}{\tan\varphi - \tan\varphi_0} \\
&= \quad \frac{(1-\cos^2\varphi)\tan\varphi - (1-\cos^2\varphi_0)\tan\varphi_0}{\tan\varphi - \tan\varphi_0} \\
&= \quad 1 - \frac{\cos^2\varphi\tan\varphi - \cos^2\varphi_0\tan\varphi_0}{\tan\varphi - \tan\varphi_0} \\
&= \quad 1 - \frac{\cos\varphi\sin\varphi - \cos\varphi_0\sin\varphi_0}{\tan\varphi - \tan\varphi_0} \\
&\stackrel{Gl. B.2}{=} \quad 1 - \cos\varphi\cos\varphi_0\frac{\cos\varphi\sin\varphi - \cos\varphi_0\sin\varphi_0}{\sin\varphi\cos\varphi_0 - \sin\varphi_0\cos\varphi} \\
&= \quad 1 - \cos\varphi\cos\varphi_0 \\
&\quad \cdot \frac{\cos\varphi\sin\varphi(\sin^2\varphi_0 + \cos^2\varphi_0) - \cos\varphi_0\sin\varphi_0(\sin^2\varphi_0 + \cos^2\varphi_0)}{\sin\varphi\cos\varphi_0 - \sin\varphi_0\cos\varphi} \\
&= \quad 1 - \cos\varphi\cos\varphi_0 \\
&\cdot \frac{\overbrace{\cos\varphi\sin\varphi\sin^2\varphi_0}^{b\cdot d} + \overbrace{\cos\varphi\sin\varphi\cos^2\varphi_0}^{a\cdot c} - \overbrace{\cos\varphi_0\sin\varphi_0\sin^2\varphi}^{b\cdot c} - \overbrace{\cos\varphi_0\sin\varphi_0\cos^2\varphi}^{a\cdot d}}{\sin\varphi\cos\varphi_0 - \sin\varphi_0\cos\varphi} \\
&= \quad 1 - \cos\varphi\cos\varphi_0 \\
&\quad \cdot \frac{(\overbrace{\cos\varphi\cos\varphi_0}^{a} - \overbrace{\sin\varphi\sin\varphi_0}^{b})(\overbrace{\sin\varphi\cos\varphi_0}^{c} - \overbrace{\sin\varphi_0\cos\varphi}^{d})}{\sin\varphi\cos\varphi_0 - \sin\varphi_0\cos\varphi} \\
&= \quad 1 - \cos\varphi\cos\varphi_0\cos(\varphi + \varphi_0)
\end{aligned} \tag{B.7}
$$

B.1 Herleitung der Gleichung 2.28

Berechnung des Anodenstroms $i(t)$

$$\begin{aligned}
i(t) &= \int_0^t \frac{e^{-(t-\Theta)/\tau}}{\tau} \cdot N_{e0} \cdot \eta_0(\Theta)\, d\Theta \\
&\overset{Gl. 2.27}{=} J e^{-t/\tau} \int_0^t \frac{e^{\Theta/\tau}}{\tau}(1-\cos\omega\Theta)\, d\Theta \\
&= J e^{-t/\tau} \left(\int_0^t \frac{e^{\Theta/\tau}}{\tau}\, d\Theta - \int_0^t \frac{e^{\Theta/\tau}}{\tau} \cos\omega\Theta\, d\Theta \right) \\
&\overset{Gl. B.6}{=} J e^{-t/\tau} \left((e^{t/\tau}-1) - \frac{(e^{t/\tau}\cos\omega t - 1)/\omega\tau + e^{t/\tau}\sin\omega t}{1/\omega\tau + \omega\tau} \right) \\
&\overset{Gl. B.1}{=} J e^{-t/\tau}((e^{t/\tau}-1) - \cos^2\varphi e^{t/\tau}\cos\omega t + \cos^2\varphi + \sin\varphi\cos\varphi e^{t/\tau}\sin\omega t) \\
&= J(1 \underline{- e^{-t/\tau}} - \cos^2\varphi\cos\omega t \underline{+ \cos^2\varphi e^{-t/\tau}} + \sin\varphi\cos\varphi\sin\omega t) \\
&= J(1 - \cos\varphi(\cos\varphi\cos\omega t - \sin\varphi\sin\omega t) - \sin^2\varphi e^{-t/\tau})
\end{aligned}$$

$$\boxed{i(t) = J(1 - \cos\varphi\cos(\omega t - \varphi) - \sin^2\varphi e^{-t/\tau}) \quad \text{für } t < t_1} \tag{B.8}$$

Berechnung der Anodenspannung $U(t)$

Eine Lösung der inhomogenen Differentialgleichung 2.26 findet man, wie man durch einsetzen leicht feststellt, durch folgende Gleichung.

$$U(t) = R\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0} \int_0^t i(\Theta) e^{\Theta/\tau_0}\, d\Theta \tag{B.9}$$

$$i(t) = J(\underbrace{1}_{i_1(t)/J} \underbrace{- \cos\varphi\cos(\omega t-\varphi)}_{i_2(t)/J} \underbrace{- \sin^2\varphi e^{-t/\tau})}_{i_3(t)/J} \tag{B.10}$$

$$\boxed{U(t) = U_1(t) + U_2(t) + U_3(t)} \tag{B.11}$$

- $\boldsymbol{U_1(t)}$

$$\begin{aligned}
U_1(t) &= R\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0} \int_0^t i_1(\Theta) e^{\Theta/\tau_0}\, d\Theta \\
&= JR\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0} \int_0^t e^{\Theta/\tau_0}\, d\Theta \\
&= JR\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0}\tau_0(e^{t/\tau}-1)
\end{aligned}$$

$$\underline{U_1(t) = JR(1 - e^{t/\tau})} \tag{B.12}$$

• $\boldsymbol{U_2(t)}$

$$\begin{aligned}
U_2(t) &= R\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0}\int_0^t i_2(\Theta)e^{\Theta/\tau_0}\,d\Theta \\
&= -JR\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0}\int_0^t \cos\varphi\cos(\omega\Theta-\varphi)e^{\Theta/\tau_0}\,d\Theta \\
&= -JR\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0}\cos\varphi\Big\{\cos\varphi\int_0^t \cos\omega\Theta e^{\Theta/\tau_0}\,d\Theta \\
&\quad +\sin\varphi\int_0^t \sin\omega\Theta e^{\Theta/\tau_0}\,d\Theta\Big\} \\
&\overset{[BS89]\,Nr.460,461}{=} -JR\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0}\cos\varphi\Big\{\cos\varphi\Big[\frac{e^{\Theta/\tau_0}}{\omega^2+(1/\tau_0)^2}(\frac{\cos\omega\Theta}{\tau_0}+\omega\sin\omega\Theta)\Big]_0^t \\
&\quad +\sin\varphi\Big[\frac{e^{\Theta/\tau_0}}{\omega^2+(1/\tau_0)^2}(\frac{\sin\omega\Theta}{\tau_0}-\omega\cos\omega\Theta)\Big]_0^t\Big\} \\
&= -JR\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0}\cos\varphi \\
&\quad \Big\{\cos\varphi\Big[\frac{e^{t/\tau_0}}{\omega^2+(1/\tau_0)^2}(\frac{1}{\tau_0}\cos\omega t+\omega\sin\omega t)-\frac{1}{\omega^2+(1/\tau_0)^2}\frac{1}{\tau_0}\Big] \\
&\quad +\sin\varphi\Big[\frac{e^{t/\tau_0}}{\omega^2+(1/\tau_0)^2}(\frac{1}{\tau_0}\sin\omega t-\omega\cos\omega t)+\frac{1}{\omega^2+(1/\tau_0)^2}\omega\Big]\Big\} \\
&\overset{Gl.B.4}{=} -JR\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0}\cos\varphi \\
&\quad \Big\{e^{t/\tau_0}\frac{\tau_0}{\omega}\sin\varphi_0\cos\varphi_0\Big[(1/\tau_0)\cos(\omega t-\varphi)+\omega\sin(\omega t-\varphi)\Big] \\
&\quad +\sin\varphi_0\cos\varphi_0\Big[\tau_0\sin\varphi-\frac{\cos\varphi}{\omega}\Big]\Big\} \\
&= -JRe^{-t/\tau_0}\cos\varphi\cos\varphi_0\sin\varphi_0 \\
&\quad \Big\{e^{t/\tau_0}\Big[\frac{1}{\omega\tau_0}\cos(\omega t-\varphi)+\sin(\omega t-\varphi)\Big]+\frac{\sin\varphi-\cos\varphi}{\omega\tau_0}\Big\} \\
&= -JR\cos\varphi\cos\varphi_0 \\
&\quad \Big\{\cos\varphi_0\cos(\omega t-\varphi)+\sin\varphi_0\sin(\omega t-\varphi) \\
&\quad + e^{-t/\tau_0}\underbrace{(\sin\varphi_0\sin\varphi-\cos\varphi_0\cos\varphi)}_{-cos(\varphi+\varphi_0)}\Big\}
\end{aligned}$$

$$\underline{U_2(t) = -JR\cos\varphi\cos\varphi_0\Big\{\cos(\omega t-\varphi-\varphi_0)-e^{-t/\tau_0}\cos(\varphi+\varphi_0)\Big\}} \qquad \text{(B.13)}$$

• $\boldsymbol{U_3(t)}$

$$U_3(t) = R\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0}\int_0^t i_3(\Theta)e^{\Theta/\tau_0}\,d\Theta$$

$$
\begin{aligned}
&= -JR\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0}\int_0^t \sin^2\varphi e^{-\Theta/\tau} e^{\Theta/\tau_0}\, d\Theta \\
&= -JR\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0}\sin^2\varphi \int_0^t e^{\Theta(\frac{1}{\tau_0}-\frac{1}{\tau})}\, d\Theta \\
&= -JR\frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0}\sin^2\varphi \frac{1}{\frac{1}{\tau_0}-\frac{1}{\tau}}\{e^{t(\frac{1}{\tau_0}-\frac{1}{\tau})}-1\}
\end{aligned}
$$

$$
\underline{U_3(t) \overset{Gl. B.3}{=} -JR\frac{\sin^2\varphi}{1-\frac{\tan\varphi_0}{\tan\varphi}}\{e^{-t/\tau}-e^{-t/\tau_0}\}} \tag{B.14}
$$

- $\boldsymbol{U(t) = U_1(t) + U_2(t) + U_3(t)}$

$$
\begin{aligned}
U(t) = JR\Big\{&1 - e^{t/\tau} - \cos\varphi\cos\varphi_0\Big[\cos(\omega t-\varphi-\varphi_0) - e^{-t/\tau_0}\cos(\varphi+\varphi_0)\Big] \\
&-\frac{\sin^2\varphi}{1-\frac{\tan\varphi_0}{\tan\varphi}}\Big[e^{-t/\tau}-e^{-t/\tau_0}\Big]\Big\} \\
= JR\Bigg\{&1-\cos\varphi\cos\varphi_0\cos(\omega t-\varphi-\varphi_0) - \frac{\sin^2\varphi}{1-\frac{\tan\varphi_0}{\tan\varphi}}e^{-\frac{\omega t}{\tan\varphi}} \\
&- e^{-\frac{\omega t}{\tan\varphi_0}}\Bigg[\underbrace{1-\cos\varphi\cos\varphi_0\cos(\varphi+\varphi_0) - \frac{\sin^2\varphi_0}{1-\frac{\tan\varphi}{\tan\varphi_0}}}_{\overset{Gl. B.7}{=}\frac{\sin^2\varphi}{1-\frac{\tan\varphi_0}{\tan\varphi}}}\Bigg]\Bigg\}
\end{aligned}
$$

$$
\boxed{U(t) = JR\Bigg\{1-\cos\varphi\cos\varphi_0\cos(\omega t-\varphi-\varphi_0) - \frac{\sin^2\varphi}{1-\frac{\tan\varphi_0}{\tan\varphi}}e^{-\frac{\omega t}{\tan\varphi}} - \frac{\sin^2\varphi_0}{1-\frac{\tan\varphi}{\tan\varphi_0}}e^{-\frac{\omega t}{\tan\varphi_0}}\Bigg\}} \tag{B.15}
$$

B.2 Herleitung der Gleichungen 2.29 und 2.30

Berechnung der Taylor-Entwicklung von $U(t)$

Mittels der Gleichung B.5 und den von t unabhängigen Hilfsfunktionen

$$
U_a = \cos\varphi\cos\varphi_0\cos(\varphi+\varphi_0) \tag{B.16}
$$

$$
U_b = \cos\varphi\cos\varphi_0\sin(\varphi+\varphi_0) \tag{B.17}
$$

$$
U_c = \frac{\sin^2\varphi}{1-\frac{\tan\varphi_0}{\tan\varphi}} \tag{B.18}
$$

$$
U_d = \frac{\sin^2\varphi_0}{1-\frac{\tan\varphi}{\tan\varphi_0}} \tag{B.19}
$$

läßt sich $U(t)$ folgendermaßen schreiben.

$$U(t)/JR = 1 - U_a \cos\omega t - U_b \sin\omega t - U_c e^{-\frac{\omega t}{\tan\varphi}} - U_d e^{-\frac{\omega t}{\tan\varphi_0}} \tag{B.20}$$

Es gilt für den Grenzwert $\omega t \to 0$ nach Taylor:

$$\begin{aligned}
\lim_{\omega t\to 0} U(t)/JR &= \lim_{\omega t\to 0}\left\{1 - U_a \cos\omega t - U_b \sin\omega t - U_c e^{-\frac{\omega t}{\tan\varphi}} - U_d e^{-\frac{\omega t}{\tan\varphi_0}}\right\} \\
&= \lim_{\omega t\to 0}\left\{1 - U_a\left(1 - \frac{(\omega t)^2}{2!}\right) - U_b\left(\omega t - \frac{(\omega t)^3}{3!}\right)\right. \\
&\quad - U_c\left(1 - \frac{\omega t}{\tan\varphi} + \frac{(\omega t)^2}{2!\tan^2\varphi} - \frac{(\omega t)^3}{3!\tan^3\varphi}\right) \\
&\quad \left. - U_d\left(1 - \frac{\omega t}{\tan\varphi_0} + \frac{(\omega t)^2}{2!\tan^2\varphi_0} - \frac{(\omega t)^3}{3!\tan^3\varphi_0}\right)\right\} + \mathcal{O}(t^4)
\end{aligned} \tag{B.21}$$

Berechnung des $U(t)$-Terms unabhängig von ωt

$$\begin{aligned}
1 - U_a - U_c - U_d &= \\
&= 1 - \cos\varphi\cos\varphi_0\cos(\varphi+\varphi_0) - \frac{\sin^2\varphi}{1 - \frac{\tan\varphi_0}{\tan\varphi}} - \frac{\sin^2\varphi_0}{1 - \frac{\tan\varphi}{\tan\varphi_0}} \\
&\overset{Gl. B.7}{=} 0
\end{aligned} \tag{B.22}$$

Berechnung des $U(t)$-Terms linear in ωt

$$\begin{aligned}
&-U_b + U_c/\tan\varphi + U_d/\tan\varphi_0 = \\
&= -\cos\varphi\cos\varphi_0\sin(\varphi+\varphi_0) + \frac{\sin^2\varphi}{1-\frac{\tan\varphi_0}{\tan\varphi}}\cdot\frac{1}{\tan\varphi} + \frac{\sin^2\varphi_0}{1-\frac{\tan\varphi}{\tan\varphi_0}}\cdot\frac{1}{\tan\varphi_0} \\
&= -\cos\varphi\cos\varphi_0(\sin\varphi\cos\varphi_0 + \cos\varphi\sin\varphi_0) + \frac{\sin^2\varphi}{\tan\varphi - \tan\varphi_0} + \frac{\sin^2\varphi_0}{\tan\varphi_0 - \tan\varphi} \\
&= \cos\varphi\cos\varphi_0\left(-\frac{\sin\varphi\cos\varphi_0 + \cos\varphi\sin\varphi_0}{1} + \frac{\sin^2\varphi - \sin^2\varphi_0}{\sin\varphi\cos\varphi_0 - \sin\varphi_0\cos\varphi}\right) \\
&= \frac{\cos\varphi\cos\varphi_0}{\sin\varphi\cos\varphi_0 - \sin\varphi_0\cos\varphi}\cdot \\
&\quad \left(-\sin^2\varphi\cos^2\varphi_0 - \cos\varphi\sin\varphi\cos\varphi_0\sin\varphi_0 + \sin\varphi_0\cos\varphi\sin\varphi\cos\varphi_0 + \cos^2\varphi\sin^2\varphi_0\right. \\
&\quad \left. + \sin^2\varphi - \sin^2\varphi_0\right) \\
&= \frac{\cos\varphi\cos\varphi_0}{\sin\varphi\cos\varphi_0 - \sin\varphi_0\cos\varphi}\cdot\left(\sin^2\varphi(1-\cos^2\varphi_0) - \sin^2\varphi_0(1-\cos^2\varphi)\right)
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
&= \frac{\cos\varphi\cos\varphi_0}{\sin\varphi\cos\varphi_0 - \sin\varphi_0\cos\varphi} \cdot \Big(\sin^2\varphi\sin^2\varphi_0 - \sin^2\varphi_0\sin^2\varphi\Big) \\
&= 0
\end{aligned}
\tag{B.23}
$$

Berechnung des $U(t)$-Terms quadratisch in ωt

$$
\begin{aligned}
&\frac{1}{2}(U_a - U_c/\tan^2\varphi - U_d/\tan^2\varphi_0) = \\
&\quad = \frac{1}{2}\Big(-\cos\varphi\cos\varphi_0\cos(\varphi+\varphi_0) - \frac{\sin^2\varphi}{1-\frac{\tan\varphi_0}{\tan\varphi}}\cdot\frac{1}{\tan^2\varphi} - \frac{\sin^2\varphi_0}{1-\frac{\tan\varphi}{\tan\varphi_0}}\cdot\frac{1}{\tan^2\varphi_0}\Big) \\
&\quad = \frac{1}{2}\Big(-\cos\varphi\cos\varphi_0\cos(\varphi+\varphi_0) + \frac{-\sin\varphi\cos\varphi + \sin\varphi_0\cos\varphi_0}{\tan\varphi - \tan\varphi_0}\Big) \\
&\quad \overset{Gl.\,B.2}{=} \frac{1}{2}\cdot\frac{\cos\varphi\cos\varphi_0}{\sin(\varphi-\varphi_0)}\Big(-\cos(\varphi+\varphi_0)\sin(\varphi-\varphi_0) - \sin\varphi\cos\varphi + \sin\varphi_0\cos\varphi_0\Big) \\
&\quad = \frac{1}{2}\cdot\frac{\cos\varphi\cos\varphi_0}{\sin(\varphi-\varphi_0)}\Big(-\cos\varphi\sin\varphi + \sin\varphi_0\cos\varphi_0 - \sin\varphi\cos\varphi + \sin\varphi_0\cos\varphi_0\Big) \\
&\quad \overset{Gl.\,B.2}{=} \frac{\sin\varphi_0\cos\varphi_0 - \sin\varphi\cos\varphi}{\tan\varphi - \tan\varphi_0} \\
&\quad = \Big(\frac{\tan\varphi_0}{1+\tan^2\varphi_0} - \frac{\tan\varphi}{1+\tan^2\varphi}\Big)/(\tan\varphi - \tan\varphi_0) \\
&\quad = \Big(\frac{\tan\varphi_0 + \tan^2\varphi\tan\varphi_0 - \tan\varphi - \tan^2\varphi_0\tan\varphi}{(1+\tan^2\varphi)(1+\tan^2\varphi_0)}\Big)/(\tan\varphi - \tan\varphi_0) \\
&\quad = \frac{\tan\varphi\tan\varphi_0 - 1}{(1+\tan^2\varphi)(1+\tan^2\varphi_0)}
\end{aligned}
$$

Berechnung des $U(t)$-Terms kubisch in ωt

$$
\begin{aligned}
&\frac{1}{3!}(U_b + U_c/\tan^3\varphi + U_d/\tan^3\varphi_0) = \\
&\quad = \frac{1}{3!}\Big(-\cos\varphi\cos\varphi_0\sin(\varphi+\varphi_0) + \frac{\sin^2\varphi}{1-\frac{\tan\varphi_0}{\tan\varphi}}\cdot\frac{1}{\tan^3\varphi} + \frac{\sin^2\varphi_0}{1-\frac{\tan\varphi}{\tan\varphi_0}}\cdot\frac{1}{\tan^3\varphi_0}\Big) \\
&\quad = \frac{1}{3!}\Big(-\cos\varphi\cos\varphi_0\sin(\varphi+\varphi_0) + \frac{\cos^2\varphi}{\tan\varphi - \tan\varphi_0} + \frac{\cos^2\varphi_0}{\tan\varphi_0 - \tan\varphi}\Big) \\
&\quad = \frac{1}{3!}\cdot\frac{\cos\varphi\cos\varphi_0}{\sin(\varphi-\varphi_0)}\Big(\sin(\varphi+\varphi_0)\sin(\varphi-\varphi_0) + \cos^2\varphi - \cos^2\varphi_0\Big) \\
&\quad = \frac{1}{3!}\cdot\frac{\cos\varphi\cos\varphi_0}{\sin(\varphi-\varphi_0)} \\
&\qquad \Big((\sin\varphi\cos\varphi_0 + \sin\varphi_0\cos\varphi)(\sin\varphi\cos\varphi_0 - \sin\varphi_0\cos\varphi) + \cos^2\varphi - \cos^2\varphi_0\Big)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&= \frac{1}{3!}\cdot\frac{\cos\varphi\cos\varphi_0}{\sin(\varphi-\varphi_0)}\Big(\sin^2\varphi\cos^2\varphi_0-\sin^2\varphi_0\cos^2\varphi+\cos^2\varphi-\cos^2\varphi_0\Big)\\
&= \frac{1}{3!}\cdot\frac{\cos\varphi\cos\varphi_0}{\sin(\varphi-\varphi_0)}\Big(\cos^2\varphi(1-\sin^2\varphi_0)-\cos^2\varphi_0(1-\sin^2\varphi)\Big)\\
&= \frac{1}{3!}\cdot\frac{\cos\varphi\cos\varphi_0}{\sin(\varphi-\varphi_0)}\Big(\cos^2\varphi\cos^2\varphi_0-\cos^2\varphi_0\cos^2\varphi\Big)\\
&= 0
\end{aligned}
\tag{B.24}
$$

Ergebnis der Taylor-Entwicklung

$$
\lim_{\omega t\to 0} U(t) = U_{\max}\cdot t^2+\mathcal{O}(t^4)
\tag{B.25}
$$

$U_{\max}$ ist eine Funktion von φ und φ_0:

$$
U_{\max}(\varphi,\varphi_0) = JR\cdot\frac{\tan\varphi\tan\varphi_0-1}{(1+\tan^2\varphi)(1+\tan^2\varphi_0)}\cdot\omega^2\,.
\tag{B.26}
$$

Literaturverzeichnis

[A+91] D. Acosta et al. *Nucl. Inst. Meth.*, **A308** :481, 1991. CERN-PPE/91-195, CERN-PPE/91-223, CERN-PPE/92-52.

[ABB88] B. Anders, U. Behrens, and H. Brückmann. On the Calculation of the Energy Loss of Muons in Sampling Calorimeters. *Nucl. Inst. Meth.*, **A270**:140, 1988. DESY 87/163, Hamburg, 1988.

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

[App95] R.D. Appuhn. private Mitteilung, 1995.

[B+76] W. Braunschweig et al. A Large Area Time-Of-Flight System with a Resolution of 0.5 ns FWHM. *Nucl. Inst. Meth.*, **134**:261, 1976.

[B+82] C. Bovet et al. The CEDAR Counter for Particle Identification in the SPS Secondary Beams. CERN/SPS/82-13, 1982.

[B+83] W.R. Binns et al. *Nucl. Inst. Meth.*, **A216**:475, 1983.

[BFK+70] G. Bathow, E. Freytag, M. Köbberling, K. Tesch, and R. Kajikawa. Measurement of the Longitudinal and Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV. *Nucl. Phys.*, **B20**:592, 1970.

[BH34] H. Bethe and W. Heitler. *Proc. Roy. Soc.*, **A146** :83, 1934.

[Bru92] C. Brune. *Untersuchungen zum Elektronennachweis für kleine Elektronenstreuwinkel am H1-Detektor.* PhD thesis, Univ. Dortmund, 1992. Diplomarbeit.

[BS89] I.N. Bronstein and K.A. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik.* Verlag Harri Deutsch, 1989.

[Cri94] J. Crittenden. private Mitteilung, 1994.

[Cro81] Le Croy. *Manual: 2282B 48-Channel ADC.* Le Croy, 1981.

[Cro84] Le Croy. *Manual: 2228A 8-Channel TDC.* Le Croy, 1984.

[Dir95] M. Dirkmann. *Untersuchungen an einem Spaghettikalorimeter unter besonderer Berücksichtigung des Nachweises von Pi-Mesonen und des inneren Randbereiches.* PhD thesis, Univ. Dortmund, 1995. Diplomarbeit.

[Fab85] C.W. Fabjan. Calorimetry in High-Energy Physics. CERN-EP/85-54, 1985.

[FI76] U. Fano and Mitio Inokuti. On the Theory of Ionization by Electron Collisions. ANL-76-80, 1976.

[Gat94] L. Gatignon. X5A Beam. PS-File, 1994.

[H1-93a] The H1-Collaboration. The H1-detector at hera. DESY 93-103, 1993.

[H1-93b] The H1-Collaboration. The H1 Liquid Argon Calorimeter System. *Nucl. Instr. Meth.*, **A336**:460, 1993.

[H1-93c] The H1-Collaboration. Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1-Detector. PRC 93/02, 1993.

[Ham93] Hamamatsu Photonics. Data Sheet R3432-01, 1993.

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

[Hei44] W. Heitler. *Quantum Theory Of Radiation.* Oxford University Press, second edition, 1944.

[Höl94] U. Hölzke. *Eichung des H1 Rückwärtskalorimeters mit Ereignissen aus der Tief-Inelastischen-Streuung.* PhD thesis, Univ. Heidelberg, 1994. Diplomarbeit.

[Jan93] J. Janoth. *Untersuchungen an Photomultipliern in starken Magnetfeldern.* PhD thesis, Univ. Dortmund, 1993. DESY/93-119.

[JR81] F. James and M. Roos. MINUIT — Users Guide. Program Library D506. CERN, 1981.

[Kle91] M. Klein. On the Q^2, x Range at HERA. Proc. of the HERA Workshop, Band 1, p. 71–74, 1991.

[Ko85] BCDMS-Collaboration (R. Kopp and others). A Measurement of Energy Loss Distributions of Energetic Muons in Iron. *Z. Phys.*, **C28**(1):1, 1985. CERN-EP/85-08, Genf 1985.

[Kol93] H. Kolanoski. Detektoren in der Hochenergiephysik. Vorlesung an der Univ. Dortmund, 1993.

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

[Leo94] W.R. Leo. *Techniques For Nuclear And Particle Physics Experiments.* Springer-Verlag, 1994.

[LS75] E. Longo and I. Sestili. Monte Carlo Calculations of Photon-Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass. *Nucl. Inst. Meth.*, **A128** :283, 1975.

[Mol48] G. Molière. Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen. *Z. Naturf.*, **3a**:78, 1948.

[Moy55] J.E. Moyal. Theory of Ionisation Fluctuations. *Phil. Mag.*, **46**:263, 1955.

[Mül95] G. Müller. private Mitteilung, 1995.

[MV85] A. Manarin and G. Vismara. The Delay Wire Chamber (DWC) Description. LEP/BI-TA/Note 85-3, 1985.

[Ott53] K. Ott. *Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten. Kosmische Strahlung*, W. Heisenberg, Springer-Verlag, Berlin, 1953.

[PAW94] *Physics Analysis Workstation.* CERN Program Library Long Writeup Q121, 1994.

[PDG94] Particle-Data-Group. Review of Particle Properties. *Phys. Review*, **D50**, 1994.

[Pep94] E. Peppel. *Messung der Protonstrukturfunktion F_2 unter Berücksichtigung des H1-Rückwärtskalorimeters.* PhD thesis, Univ. Hamburg, 1994.

[Pio87] A. Piotrowski. *IEC-Bus.* Franzis Verlag, 1987.

[PR78] L. Pregernig and M. Rabany. The Readout System for the Multiwire Proportional Chambers of the CERN-SPS Secondary Beams. CERN/SPS/EA/78-5, 1978.

[RD191] The RD1-Collaboration. Status Report to the DRDC. CERN/DRDC 91-50, 1991.

[Ros64] B. Rossi. *High Energy Particles.* Prentice Hall, New York, 1964.

[Sch81] R. Schmidt. Berichte des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung. HMI 351, 1981.

[Sch94] A. Schumacher. *Untersuchungen des Lichttransports in szintillierenden Fasern mit Hilfe einer CCD-Kamera.* PhD thesis, Univ. Dortmund, 1994. Diplomarbeit.

[Seg65] E. Segrè. *Nuclei And Particles.* W.A. Benjamin, INC., New York, 1965.

[SP81] P. Sonderegger and D. Perrin. CERN OM/SPS/81-7, 1981.

[STA93] The STAR-Collaboration. In-beam Tests of Proximity Mesh Dynode Tubes for the STAR TOF Subsystem. *Nucl. Inst. Meth.*, **A330**:416, 1993.

[Stu74] H.J. Stuckenberg. *Detektor- und Experimentelektronik*, volume 2 of *Nukleare Elektronik und Messtechnik.* Wissenschaft + Technik, Karlsruhe, 1974.

[Swa54] R.K. Swank. *Nucleonics*, **12**(3):14, 1954.

[T+60] T. Tanasescu et al. Pulse Shape in Scintillation Counters. *I.R.E. Trans. Nucl. Sci.*, **NS-7**:39, 1960.

[WB93] A. Walther and R. Barschke. *Studies of Scintillating Fibres for a Spaghetti-Calorimeter to be used for the H1 Backward Upgrade Region.* Proceedings of the Workshop on Scintillating Fibre Detectors, 1993. Notre Dame University, Indiana.

[Web94] M. Weber. The new Spaghetti Calorimeter of the H1 Experiment. Talk at Beijing Calorimetry Symposium, 1994.

[Weg89] D. Wegener. Hadronkalorimetrie — Entwicklung und Anwendungen. *Phys. Bl.*, **45**(Nr. 9):358, 1989.

[Weg94] D. Wegener. Detektoren in der Hochenergiephysik. Vorlesung an der Univ. Dortmund, 1994.

[Whi88] T.O. White. *Nucl. Inst. Meth.*, **A273**:820, 1988.

[Wig91] R. Wigmans. Preformance and Limitations of Hadron Calorimetry. CERN-PPE/91-205, 1991.

[Wil92] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen.* Teubner Studienbücher, 1992.

[ZEU92] The ZEUS-Collaboration. A Measurement of $\sigma_{tot}(\gamma p)$ at $\sqrt{s} = 210\,\mathrm{GeV}$. *Phys. Lett.*, **B293**:465, 1992.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit[1] entstand in der Dortmunder Arbeitsgruppe, die im Rahmen der H1-Kollaboration u.a. am Bau des SpaCal beteiligt ist.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Wegener, der durch seine Vorlesung an der Universität Dortmund mein Interesse an der Hochenergie-Physik geweckt hat. Ich bedanke mich für die Aufnahme am Lehrstuhl und die interessante Aufgabenstellung, die mir das Arbeiten innerhalb einer großen Forschungskollaboration ermöglichte.

Herrn Prof. Dr. H. Kolanoski danke ich dafür, daß er sich als Gutachter zur Verfügung gestellt hat.

Ich bedanke mich bei allen Mitgliedern der SpaCal/H1-Gruppe für die äußerst freundschaftliche und entspannte Atmosphäre, die eine angenehme und effektive Zusammenarbeit ermöglichte.

Ganz speziell danke ich

- Dr. Albin Walther, der mich in jeder Hinsicht ganz ausgezeichnet betreut hat. Es ist toll, wenn aus einer Arbeitsbeziehung eine Freundschaft wird.
- meinem Bürokollegen Michael D. aus M. für die schöne Zeit; er scheint Diskussionen mit dem Terminal und Hintergrundmusik ohne Schaden überstanden zu haben. Schon der LJ war genial, es leben die 60er!!
- Andreas Kosche war immer da, hatte immer Zeit, und ich kann mich an keine Frage erinnern, die er nicht prima beantwortet hätte. Die Gebühren waren nicht immer erschwinglich … `;-)`
- Dr. Matthias Korn, Dr. Klaus W. Wacker und Dr. Albin Walther dafür, daß sie in ihrer Freizeit das Manuskript meiner Arbeit zur Korrektur gelesen haben.

EV kann man nicht beschreiben, EV muß man erlebt haben!!

Ich danke meinen Eltern, die mir das Physikstudium ermöglicht haben.

Ohne ein harmonisches, geordnetes Zuhause ist so eine Arbeit um ein Vielfaches schwieriger. Mein Umfeld hätte besser nicht sein können. Danke Katrin!

[1]Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie unter der Projektnummer 056DO57P(6) gefördert.