

Untersuchungen der Homogenität,
der transversalen Schauerausdehnung
und der Ortsauflösung eines
Bleifluorid-Kalorimeters

Diplomarbeit

vorgelegt von
Stephan Spielmann

Juli 1993

Universität Dortmund
Lehrstuhl für Experimentelle Physik V

Untersuchungen der Homogenität,
der transversalen Schauerausdehnung
und der Ortsauflösung eines
Bleifluorid-Kalorimeters

Diplomarbeit

vorgelegt von
Stephan Spielmann

Juli 1993

Universität Dortmund
Lehrstuhl für Experimentelle Physik V

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Fragestellungen bei HERA	5
1.2	Physik bei kleinen Werten von Bjorken- x	7
1.3	Der H1-Detektor	11
1.4	Anforderungen an das BEMC	11
1.5	Ziele der Arbeit	13
2	Funktionsweise der Driftkammer	15
2.1	Grundlagen des Driftkammerbetriebes	15
2.1.1	Allgemeines Prinzip einer Driftkammer	15
2.1.2	Energieverlust schwerer Teilchen in Gas	17
2.1.3	Energieverlust von Elektronen	17
2.1.4	Driftgeschwindigkeit der Elektronen	19
2.1.5	Ladungsträgermultiplikation	19
2.1.6	Ortsauflösung	21
2.2	Beschreibung der Driftkammer	23
2.2.1	Aufbau und Fertigung der Kammer	23
2.2.2	Bestimmung der Anodendrahtpositionen	24
3	Funktionsweise des PbF_2-Kalorimeters	29
3.1	Allgemeine Grundlagen	29
3.1.1	Einführung	29
3.1.2	Wechselwirkungen in elektromagnetischen Schauern	30
3.1.3	Schauermodelle	32
3.1.4	Der Čerenkov-Effekt	36
3.1.5	Energieauflösung eines Kalorimeters	40
3.2	Das PbF_2 -Testmodul	40
3.2.1	Eigenschaften von PbF_2 als Kalorimetermaterial	40
3.2.2	Der Aufbau des Testmoduls	42
4	Versuchsaufbau und Datennahme	45
4.1	Gassystem und Hochspannungsversorgung der Driftkammer	45
4.2	Signalverstärkung	45

4.3	Der Trigger am Teststrahl 22 des DESY	47
4.4	Der Trigger am Teststrahl T7N des CERN	48
4.5	Elektronische Meß- und Speicherelemente	48
4.6	Der Teststrahl 22 des DESY	50
4.7	Abschätzung der Strahldivergenz	50
5	Auswertung der Driftkammerdaten	55
5.1	Methoden der Analyse der Driftkammerdaten	55
5.1.1	Einleitung	55
5.1.2	Spurrekonstruktion in einer Driftkammer	55
5.1.3	Lineare Regression	56
5.1.4	Simulation	59
5.1.5	Kalibration der TDC-Spektren	59
5.1.6	Integration des TDC-Spektrums	60
5.1.7	Drahtnaher Bereich	62
5.1.8	Das iterative Verfahren	63
5.1.9	Der Ablauf des Programms	63
5.2	Ergebnisse der Spuranpassungen	66
5.2.1	Spuranpassungen ohne Iterationen	66
5.2.2	Das iterative Verfahren	67
5.2.3	Daten mit verschiedenen Einschußwinkeln	71
5.2.4	Ineffizienz und ungenaue Spuranpassung im drahtfernen Bereich	74
5.2.5	Die CERN-Daten	77
5.2.6	Schlußfolgerung	79
6	Kalorimeteruntersuchungen	81
6.1	Auswertemethoden und einführende Untersuchungen	81
6.1.1	Kalibration der ADC-Werte	81
6.1.2	Ortsauflösung auf dem Kalorimeter	82
6.1.3	Abhängigkeit der ADC-Werte vom Auftreffpunkt	83
6.1.4	Eichung der Kalorimeterposition	85
6.2	Homogenität	88
6.2.1	Einleitung	88
6.2.2	Ergebnisse	91
6.3	Transversale Schauerdehnung	94
6.3.1	Einleitung	94
6.3.2	Ergebnisse	96
6.4	Ortsauflösung des Kalorimeters	99
6.4.1	Einleitung	99
6.4.2	Die lineare Gewichtung	100
6.4.3	Die logarithmische Gewichtung	103
7	Zusammenfassung	107

INHALTSVERZEICHNIS

3

Literaturverzeichnis

110

Danksagung

113

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Fragestellungen bei HERA

Die zentralen Aufgaben der Hochenergiephysik sind die Suche nach den elementaren Bausteinen der Materie und die Untersuchung und Beschreibung ihrer Eigenschaften und Wechselwirkungen untereinander. Zu diesem Zweck erhalten geladene Teilchen in technisch und physikalisch komplexen Teilchenbeschleunigern Energien, die um Größenordnungen höher liegen als deren Ruhemassen. Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA besteht aus zwei Speicherringen. In ihnen kreisen jeweils Elektronen mit 30GeV Maximalenergie und Protonen mit 820GeV Maximalenergie. An den Wechselwirkungspunkten kreuzen sich die Ringe und Elektronen und Protonen können miteinander kollidieren. Die Abbildung 1.1 zeigt den Aufbau von HERA.

Die Untersuchung der resultierenden Ereignisse läßt Schlüsse auf kleine Strukturen der kollidierenden Teilchen zu. Die maximal erreichbare räumliche Auflösung Δx , die über die Heisenbergsche Unschärferelation mit dem Impulsübertrag Δp verknüpft ist, ergibt sich näherungsweise zu:

$$\Delta x \approx \frac{h}{2\pi\Delta p}$$

Diese Auflösung ist bei HERA um mehr als eine Größenordnung höher als bei den bisherigen Lepton-Streuexperimenten. Die Gesamtenergie im e-p System beträgt 314 GeV . Die beiden Experimente H1 und Zeus am Speicherring HERA können damit Strukturen von bis zu 10^{-18}m auflösen.

Es gibt zwei Forschungsschwerpunkte bei HERA. Einer von diesen ist die Untersuchung von tiefinelastischer Streuung (DIS: „deep inelastic scattering“) von Elektronen an Protonen. Die Elektronen wechselwirken mit einem Quark im Proton durch den Austausch eines Photons, eines Z^0 -Eichbosons (neutraler Strom: Abb. 1.2 a) oder eines W^- -Eichbosons (geladener Strom: Abb. 1.2 b). Wenn zwischen Elektron und einem Parton ein Photon ausgetauscht wird, wobei der Viererimpulsübertrag Q des Prozesses klein ist („reelle Photonen“), so nennt man diesen Prozeß Photoproduktion. Diese Wechselwirkungsart ist der zweite Ansatzpunkt für vielfältige Untersuchungen. HERA bietet aufgrund seiner Charakteristika die Möglichkeit eine Vielzahl von physikalischen

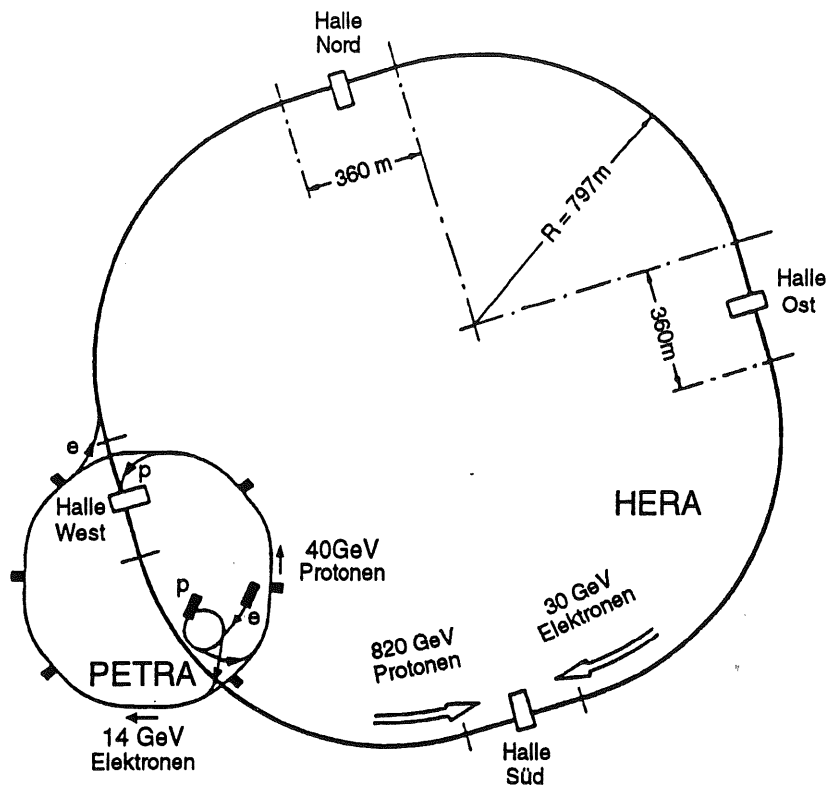
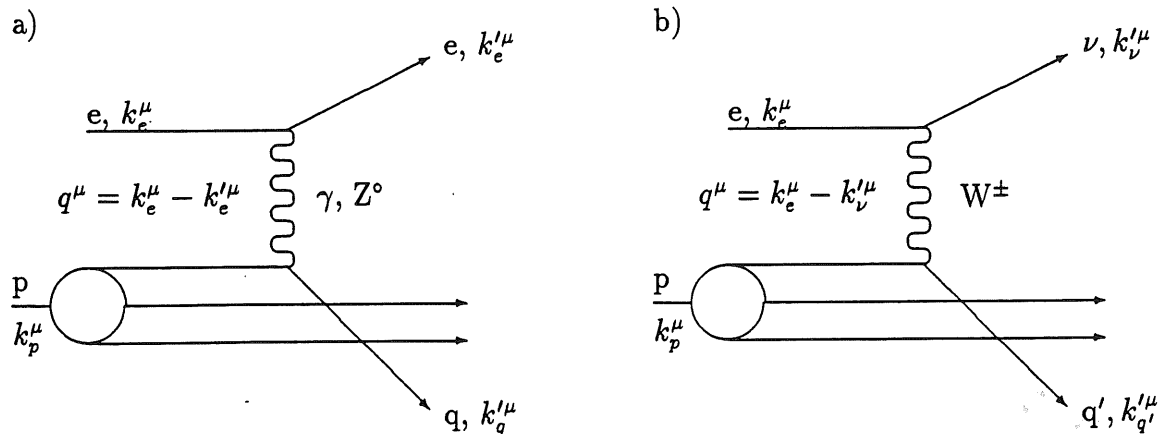


Abbildung 1.1: Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA).

Fragestellungen zu untersuchen. Einige von diesen seien im folgenden kurz dargestellt.

- Q^2 -Entwicklung der Quarkverteilungen im Nukleon bis zu sehr hohen Werten von Q^2 : Diese Messungen ermöglichen empfindliche Tests der QCD (Quantenchromodynamik), der heute etablierten Theorie der Wechselwirkung zwischen den Quarks.
- Die Messung der hadronischen Struktur des Photons: Schon die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Wechselwirkung des Photons mit dem Proton ermöglicht die Überprüfung verschiedener theoretischer Modelle.
- Die Untersuchung der Impulsverteilung von Quarks und Gluonen, die nur winzige Bruchteile x des Protonimpulses tragen: Wegen der hohen Schwerpunktsenergien können Partondichten bis zu x -Werten von 10^{-4} gemessen werden, wobei Q^2 gleichzeitig groß genug ist, um eine hinreichend kleine Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung zu gewährleisten.

Abbildung 1.2: Feynman-Graphen für die tiefinelastischen Streuprozesse.



1.2 Physik bei kleinen Werten von Bjorken- x

Eines der interessantesten Gebiete, die einem die Untersuchungen am Speicherring HERA eröffnen, ist die Messung der Strukturfunktionen des Protons F_2 , F_L und F_3 bei kleinen Werten der Bjorken-Skalen-Variablen x . Die Strukturfunktion F_2 beschreibt die Quarkdichte innerhalb des Protons, während F_L in führender Ordnung eine Funktion der Gluonverteilung ist. Die Strukturfunktion F_3 resultiert aus der Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton durch Austausch eines Z^0 -Eichbosons. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die neutralen Ströme hängt folgendermaßen von den Strukturfunktionen des Protons ab [1]:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e\mp)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} [((1-y) + y^2/2)F_2(x, Q^2) - y^2/2F_L(x, Q^2) \pm (y - y^2/2)x F_3(x, Q^2)] \quad (1.1)$$

Die hierin enthalten Variablen sind folgendermaßen definiert:

$$Q^2 = -(k - k')^2 = xys \quad (1.2)$$

$$x = \frac{Q^2}{2pq} \quad (1.3)$$

$$s = (p + k)^2 \quad (1.4)$$

$$-q^2 = -q_\mu q^\mu = Q^2 \quad (1.5)$$

Dabei sind p, k, k' jeweils die Impulse des einlaufenden Protons, des einlaufenden Elektrons und des auslaufenden Elektrons, \sqrt{s} ist die Schwerpunktsenergie. In der Abb. 1.3 ist die Verteilung einiger Ereignisse der tiefinelastischen Streuung in der $x - Q^2$ -Ebene dargestellt. Man erkennt, daß durch die Detektoren H1 und ZEUS kinematische Bereiche erschlossen werden, bei denen die x -Werte um mehr als zwei Größenordnungen kleiner

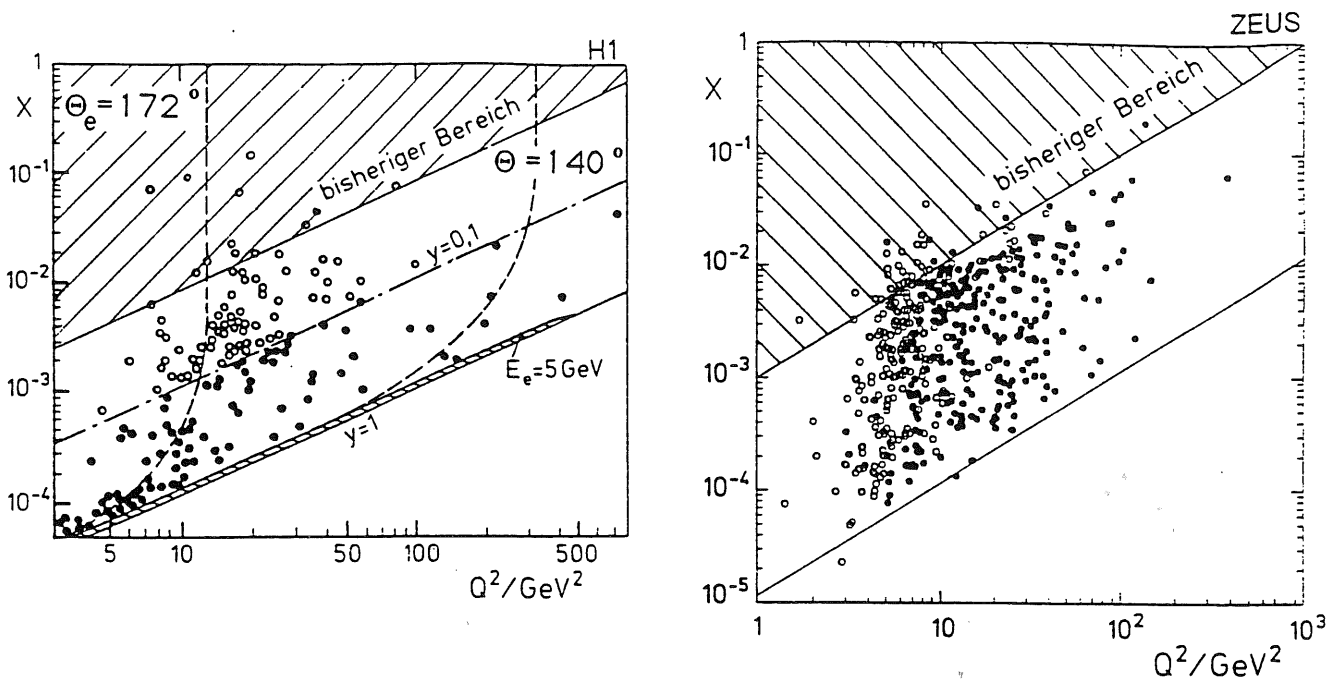
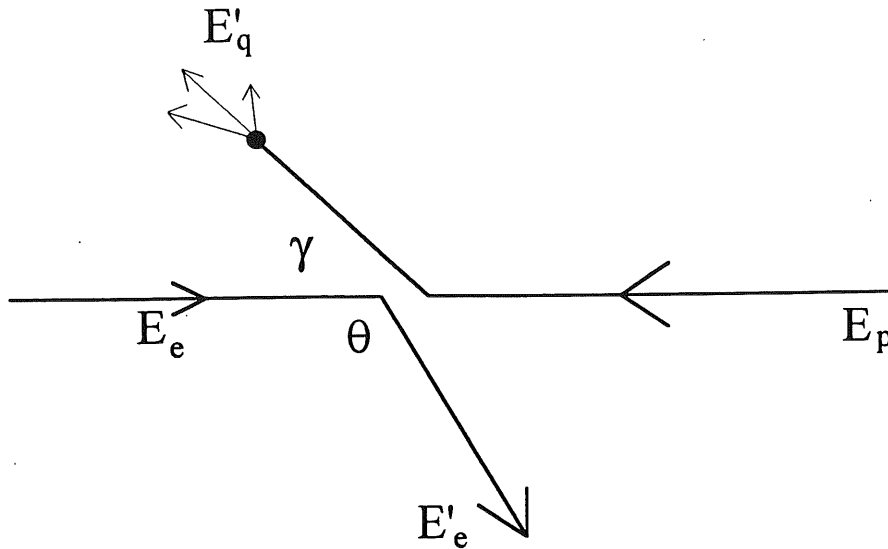


Abbildung 1.3: Zugänglicher kinematischer Bereich für die Experimente H1 und Zeus nach [2]. Die vollen Punkte gehören zu Ereignissen, deren Kinematik aus dem Elektron allein rekonstruiert werden kann.

liegen als bei allen bisher verwirklichten Experimenten. Bei kleinen x -Werten ($x \leq 10^{-2}$) sind die Werte für Q^2 geringer als 1000 GeV^2 . In diesem kinematischen Bereich kann in Gleichung 1.1 der Term, der F_3 enthält, vernachlässigt werden [1]. Der Wirkungsquerschnitt ist also nur eine Funktion von F_2 und F_L . Während sich die Bestimmung von F_L als schwierig erweist, bietet HERA exzellente Möglichkeiten F_2 zu bestimmen. In dem kinematische Bereich, der in den bisherigen Experimenten zugänglich war, stimmten die Daten mit einem $F_2(x, Q^2)$ überein, welches sich aus den perturbativen Entwicklungsgleichungen der QCD von Altarelli und Parisi ergibt [3]. Im Parton-Bild kann die Situation folgendermaßen beschrieben werden: Ein Seequark aus dem Proton, welches mit dem vom Elektron abgestrahlten Photon wechselwirkt, ist das Resultat eines kaskadenartigen Zerfalls von Partonen (Gluonen und Quarks). Im Verlauf dieser Zerfälle verlieren die Partonen Longitudinalimpuls und gewinnen Transversalimpuls („Virtualität“). Verschiedene Annahmen, die bei der Lösung der Gleichungen von Altarelli und Parisi gemacht wurden, verlieren im Bereich mit kleinen x -Werten ihre Gültigkeit. Die folgenden beiden, anschaulich formulierten Argumente sind im Gegensatz zur Beschreibung der Situation durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen bei kleinen x -Werten: Zum einen widerspricht eine Übersättigung des Protons mit Quarks dem Pauli-Prinzip. Noch wichtiger bei der Schwerpunktsenergie von HERA ist die Tatsache, daß sich bei hohen Quark- und Gluondichten zunehmend Rekombinationseffekte bemerkbar machen, die nicht in den Gleichungen der Standard-Entwicklung der QCD berücksichtigt sind. Verschiedene theoretische Modelle wurden deshalb vorgeschlagen, um eine angemessenen Parametrisierung der Strukturfunk-



E'_e	Energie des Elektrons im Endzustand
θ	Polarwinkel des Elektrons im Endzustand
E'_q	Energie des auslaufenden (gestreuten) Quarks
γ	Polarwinkel des auslaufenden Quarks
E_e	Energie des Elektrons im Anfangszustand (30GeV)
E_p	Energie des Protons im Anfangszustand

Abbildung 1.4: Kinematische Größen der tiefinelastischen Streuung.

tion F_2 für kleine x -Werte zu erhalten [4, 5, 6]. Um x und Q^2 aus dem gestreuten Elektron und dem hadronischen Endzustand, der sich aus dem gestreuten Quark ergibt, zu rekonstruieren, wurden verschiedene Methoden vorgeschlagen [7]. Zwei von ihnen seien exemplarisch dargestellt. Die zugehörigen kinematischen Größen sind in der Abb. 1.4 dargestellt.

- Die Auswertung der Energie und des Streuwinkels des auslaufenden Elektrons liefern:

$$Q^2(E'_e, \theta) = 2E_e E'_e (1 + \cos \theta) \quad (1.6)$$

$$y(E'_e, \theta) = 1 - \frac{E'_e}{2E_e} (1 - \cos \theta) \quad (1.7)$$

$$x = \frac{Q^2}{sy} \quad (1.8)$$

- Die Analyse des Hadronenflusses ist als Jacquet-Blondel-Methode bekannt:

$$Q^2(E'_q, \gamma) = \frac{(E'_q)^2 \sin^2 \gamma}{1 - y[E'_q, \gamma]} = \frac{(\sum_i p_x(i))^2 + (\sum_i p_y(i))^2}{1 - y} \quad (1.9)$$

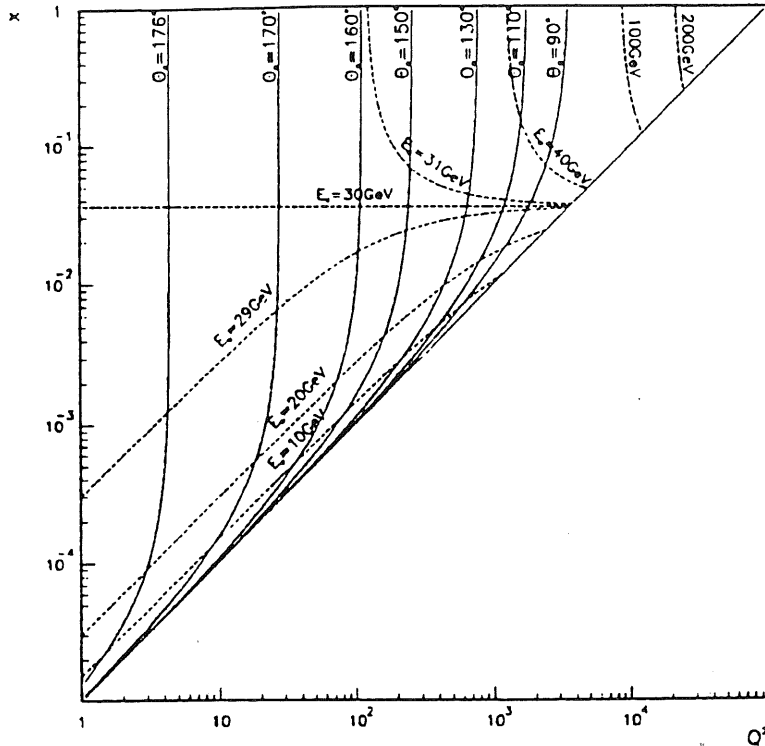


Abbildung 1.5: Linien mit gleichem Elektron-Streuwinkel θ nach [8]. $\theta = 180$ entspricht dem Impuls des ungestreuten Elektrons.

$$y(E'_q, \gamma) = \frac{E'_q(1 - \cos\gamma)}{2E_e} = \frac{\sum_i E_i - p_z(i)}{2E_e} \quad (1.10)$$

Es stellt sich heraus, daß mit der letztgenannten Methode die x -Werte genauer rekonstruiert werden können, als durch die Auswertung des Endzustands des Elektrons, während sich, insbesondere für kleine y , die Bestimmung der Q^2 -Werte nicht so gut durchführen läßt. Ein kombiniertes Verfahren liefert in einem großen Gebiet des kinematisch zugänglichen Bereichs die besten Ergebnisse.

Der Raumwinkelbereich eines Detektors mit kleinen Winkeln gegen die Strahlachse in Richtung des Elektronimpulses wird üblicherweise als der Rückwärtsbereich bezeichnet. Das Elektron wird mit einer hohen Wahrscheinlichkeit in den Rückwärtsbereich eines Detektors um den Wechselwirkungspunkt gestreut (Abb. 1.3, 1.5). In der Abb. 1.5 sind die Linien mit konstantem Winkel θ des Elektrons gegen die Strahlachse dargestellt. Für kleine x -Werte dominieren große Winkel.

Die Messung der kinematischen Größen und die Notwendigkeit der Identifizierung der Ereignisse als tiefinelastische Streuungen des Elektrons bei kleinen x -Werten stellen besondere Ansprüche an die sich im Rückwärtsbereich befindlichen Elemente eines Detektors. Der H1-Detektor am Speicherring HERA, dessen Aufbau im folgenden knapp skizziert werden soll, ist ein Nachweisinstrument, das diesen Anforderungen weitgehend genügt.

1.3 Der H1-Detektor

Ein Längsschnitt durch den H1-Detektor zeigt die Abb. 1.6. Die Elektronen bewegen sich in dieser Ansicht von links nach rechts, während die Protonen von rechts kommen. Der asymmetrische Aufbau wurde gemäß der zu erwartenden Ereignisse konzipiert. Die entsprechend den stark unterschiedlichen Impulsen von Protonen und Elektronen entstehenden Kollisionsprodukte besitzen im Mittel größere Impulse in Richtung der z-Achse. Deshalb befindet sich mehr aktives Kalorimetermaterial im Vorwärtsbereich (positive z, kleine θ -Winkel). Eines der wichtigsten Elemente des Detektors ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter (3 und 4 in Abb. 1.6), das den Winkelbereich von 4° bis 155° gegen die Strahlachse abdeckt. Es enthält elektromagnetische Kalorimetersektionen mit Blei als Absorber und feiner Auslesesegmentierung. Hinter diesen Modulen befinden sich Elemente mit Edelstahlplatten als Absorber. Hadronische Schauer, welche ihre Energien nicht vollständig im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert haben, werden in den folgenden Modulen absorbiert und analysiert. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten, welcher das Argon auf Temperaturen um $90K$ abkühlt. Die Energiemessung der produzierten und gestreuten Teilchen wird im Rückwärtsbereich durch ein elektromagnetisches Kalorimeter (BEMC: Backward Elektromagnetic Calorimeter) (5 in Abb. 1.6) ergänzt, das zur Messung der unter kleinen Winkeln gestreuten Elektronen notwendig ist. Außerdem erlaubt das Plug-Kalorimeter aus Kupfer und Silizium die Messung der Hadronenenergie im extremen Vorwärtsbereich bis etwa 0.7° . Die supraleitende Spule (6 in Abb. 1.6) erzeugt ein $1.2T$ großes Magnetfeld, das parallel zur Strahlachse verläuft. Die resultierende Krümmung der Bahnen der geladener Teilchen ermöglicht dann die Bestimmung der transversalen Impulse aus den Spuren der Teilchen in den Drahtkammern. Das Spurkammersystem besteht aus zylindrischen Jetkammern und z-Kammern im Zentralbereich sowie drei Radial- und Planardriftkammern im Vorwärtsbereich. In Vorwärtsrichtung wird die Identifikation hochenergetischer Elektronen durch Kammern verbessert, die Übergangsstrahlung messen. Das Magnetjoch des Detektors besteht aus jeweils zehn Eisenplatten (7 in Abb. 1.6) mit $7.5cm$ Stärke. Streamer-Rohrkammern, die sich in den Schlitzen zwischen den Platten befinden, erfüllen die Aufgabe, zum einen Energie von Hadronenschauern zu bestimmen, die nicht voll im Flüssig-Argon-Kalorimeter absorbiert wurden. Zum anderen unterstützen sie die Messung der Spuren von Myonen in einer Dimension. Die Spuren der Myonen werden außerdem durch Streamerkammern innerhalb und außerhalb des Eisenjochs, sowie durch ein Spektrometer aus einem Eisentoroiden und sechs Lagen von Driftkammern in Vorwärtsrichtung bestimmt.

1.4 Anforderungen an das BEMC

Das elektromagnetische Kalorimeter im Rückwärtsbereich (BEMC) erweist sich als eines der wichtigsten Instrumente für die Untersuchung von tiefinelastischen Ereignissen mit kleinen x -Werten. Das BEMC muß die Energie der gestreuten Elektronen mit möglichst guter Auflösung und optimaler Energiekalibrierung messen können. Die Forderungen

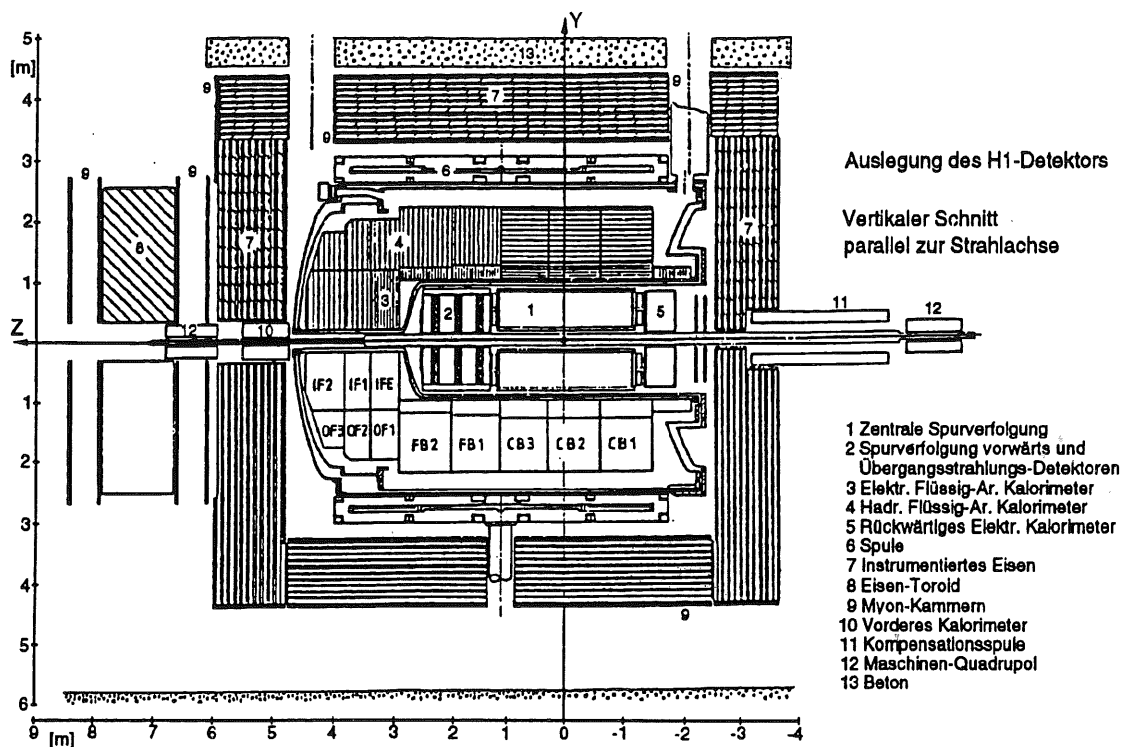


Abbildung 1.6: Der H1-Detektor im Längsschnitt.

in diesen Punkten sind: Energieauflösung $< 2\%$ für 30GeV -Elektronen und Kenntnis der Energien bis auf systematische Abweichungen von 1% . Ebenso wird verlangt, daß das BEMC gegebenenfalls im Zusammenwirken mit anderen Detektorelementen dazu in der Lage ist, die Ereignisse mit kleinen x -Werten von anderen zu unterscheiden. Diese Fähigkeit ist von besonderer Bedeutung, weil insbesondere Ereignisse aus Photoproduktionsprozessen einen Wirkungsquerschnitt haben, der mehr als 10 mal so groß ist als jener der betrachteten DIS-Ereignisse und dabei ähnliche Signaturen im Detektor hinterlassen können. Photoproduktionsereignisse und semi-leptonische Zerfälle von Charmteilchen sind die wichtigsten Untergrundprozesse für die tiefinelastischen Streuung [9]. Elektronen aus Charmzerfällen können durch Schnitte in der Differenz der aus dem Endzustand des Elektrons rekonstruierten y und dem y des hadronischen Endzustandes abgetrennt werden. Photoproduktionsereignisse können in folgender Weise ein DIS-Ereignis mit einem Elektron im Rückwärtsbereich vortäuschen [10]:

1. Geladene Pionen deponieren hinreichend viel Energie im BEMC, um ein Elektron vorzutäuschen.
2. Neutrale Pionen können in 2 Photonen zerfallen, die entweder direkt oder nach einer Konversion im Material vor dem Rückwärtskalorimeter die Signatur eines DIS-Ereignisses vortäuschen.

3. Geladene Pionen, deren Spuren im Raumwinkelbereich eines Photons liegen, können ebenfalls ein DIS-Ereignis vortäuschen: Das Pion hinterläßt eine Spur in der Driftkammer, während das Photon im BEMC absorbiert wird.

Die im ersten Punkt angesprochenen Pionen lassen sich durch Schnitte in der im BEMC deponierten Energie und in der transversalen Schauerausdehnung von den DIS-Ereignissen trennen. Der zweite Punkt erfordert eine effiziente Spurerkennung vor dem Rückwärtskalorimeter. Ein Teil der Ereignisse, die wie im dritten Punkt dargestellt ein Elektron im Rückwärtsbereich vortäuschen, können mit einer guten Ortsauflösung des BEMC erkannt werden. Mit einer hinreichenden Segmentierung der Kalorimetermodule kann der Auftreffpunkt rekonstruiert werden. Durch den Vergleich dieses Auftreffpunkts mit der Spur der zentralen Driftkammer, kann ein Teil des Untergrunds verworfen werden.

Das derzeit im Detektor befindliche BEMC, dessen relevanten Eigenschaften im folgenden kurz dargestellt werden sollen, kann die genannten Anforderungen teilweise nur unbefriedigend erfüllen. Das derzeitige BEMC ist ein Sampling-Kalorimeter aus Blei-Szintillator-Modulen mit einer Dicke von jeweils 2.5mm Blei und 4mm Szintillator. Der Großteil der Module besitzt eine Stirnfläche von $156.2\text{mm} \times 149.8\text{mm}$. Es deckt den Winkelbereich $155^\circ < \theta < 176^\circ$ ab. Die Energieauflösung beträgt $10\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$. Die Ortsauflösung ist abhängig vom Auftreffpunkt auf dem BEMC und liegt im Bereich einiger Zentimeter.

Es ist ein neues BEMC geplant mit verbesserten Eigenschaften im Sinne der Identifizierung des oben aufgelisteten Untergrundes, wobei zwei Alternativen zur Verfügung stehen: eine sogenannte Spaghetti-Kalorimeter und ein homogenes Kalorimeter, daß aus vielen Bleifluoridkristallen (PbF_2) zusammengesetzt ist. Ein Spaghetti-Kalorimeter ist ein mit szintillierenden Fasern durchsetzter Bleiblock. Der Einschub der Teilchen erfolgt längs oder unter kleinen Winkeln gegen die parallel zueinander angeordneten Fasern. In der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen zu der PbF_2 -Option durchgeführt.

1.5 Ziele der Arbeit

Die im folgenden dargestellten Untersuchungen sollen klären, ob ein PbF_2 -Kalorimeter die dargestellten Anforderungen erfüllen kann. Grundlage der vorliegenden Arbeit sind die Experimente mit dem PbF_2 -Kristallen am Teststrahl 22 des DESY II-Elektronensynchrotrons in Hamburg und am T7N-Teststrahl des CERN-PS in Genf. Während der Versuche wurde eine Driftkammer benutzt, um die Auftreffpunkte der Strahlteilchen zu bestimmen. Die Entwicklung eines Spuranpassungsprogramms, und dessen Anwendung auf die genommenen Teststrahl Daten ist Thema des ersten Teils der Arbeit. Im zweiten Teil der Arbeit erfolgt die Untersuchung des PbF_2 -Moduls unter verschiedenen Fragestellungen, deren Beantwortung die Spurinformatiön durch die Driftkammer erfordert. Folgende Untersuchungen wurden mit Elektronen als Teststrahlteilchen durchgeführt.

- Homogenität des PbF_2 -Testmoduls: Es ist notwendig, daß die deponierte Energie in einem Kalorimeter unabhängig davon ist, wo das Teilchen auftritt. Inhomogenitäten sind also ein Teil des systematischen Fehlers der Energiemessung.
- Transversale Schauerausdehnung: Die Kenntnis der Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers ist notwendig, um die Granularität des Kalorimeters festzulegen. Wie bereits angesprochen, benötigt man vom BEMC nicht nur die Bestimmung der Energie des Elektrons, sondern auch eine Ortsinformation, um Teile des Untergrunds aus nicht-DIS-Ereignissen zu erkennen. Deshalb muß sich der elektromagnetische Schauer in mehrere benachbarte Kristalle ausdehnen, um Ortsrekonstruktion zu ermöglichen.
- Ortsrekonstruktion und Ortsauflösung des Kalorimeters.

Nachdem in den folgenden Kapiteln Einführungen in die physikalischen Grundlagen der Driftkammer und des Kalorimeters gegeben werden sollen, folgt die Beschreibung der Versuchsaufbauten. Die abschließenden drei Kapitel beschreiben die Auswertemethoden und Ergebnisse der Versuche und fassen die Erkenntnisse zusammen. Dabei werden zunächst die Auswertung der Daten der Driftkammer und die resultierenden Ergebnisse vorgestellt. Anschließend folgt eine Beschreibung der Analyse der Kalorimeterdaten.

Kapitel 2

Funktionsweise der Driftkammer

2.1 Grundlagen des Driftkammerbetriebes

2.1.1 Allgemeines Prinzip einer Driftkammer

Driftkammern haben die Funktion, die Trajektorien geladener Teilchen nachzuweisen. Zwischen Anodendrähten und Kathoden befindet sich das Driftgas. Geladene Teilchen, die durch die Kammer fliegen, können in ihrer Umgebung Atome oder Moleküle des Gases ionisieren. Die entstehenden Elektronen driften zur Anode. Die Driftzeit, welche die Elektronen benötigen, um zur Anode zu gelangen, ist ein Maß für den Abstand des Ionisationsortes auf der Teilchentrajektorie von der Anode. Eine Driftkammer ist aus vielen Driftzellen zusammengesetzt, die jeweils aus einem Anodendraht und Kathodendrahten oder -flächen bestehen. Zwischen Kathoden und Anodendrähten wird eine Hochspannung angelegt, um ein elektrisches Feld zu erzeugen. In der Nähe des Signaldrahtes sind die elektrischen Felder so groß, daß die entstandenen Elektronen zwischen den Stößen mit den Gasteilchen so viel kinetische Energie aufnehmen können, die es ihnen ihrerseits ermöglicht Gasatome zu ionisieren. Die sekundären Elektronen können ebenfalls Gasatome ionisieren, und es entsteht eine Lawine (Abb 2.1). Die Elektronenlawine

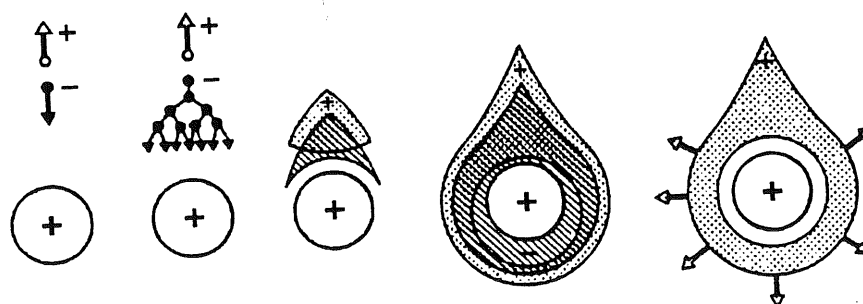


Abbildung 2.1: Entstehung der Elektronenlawine.

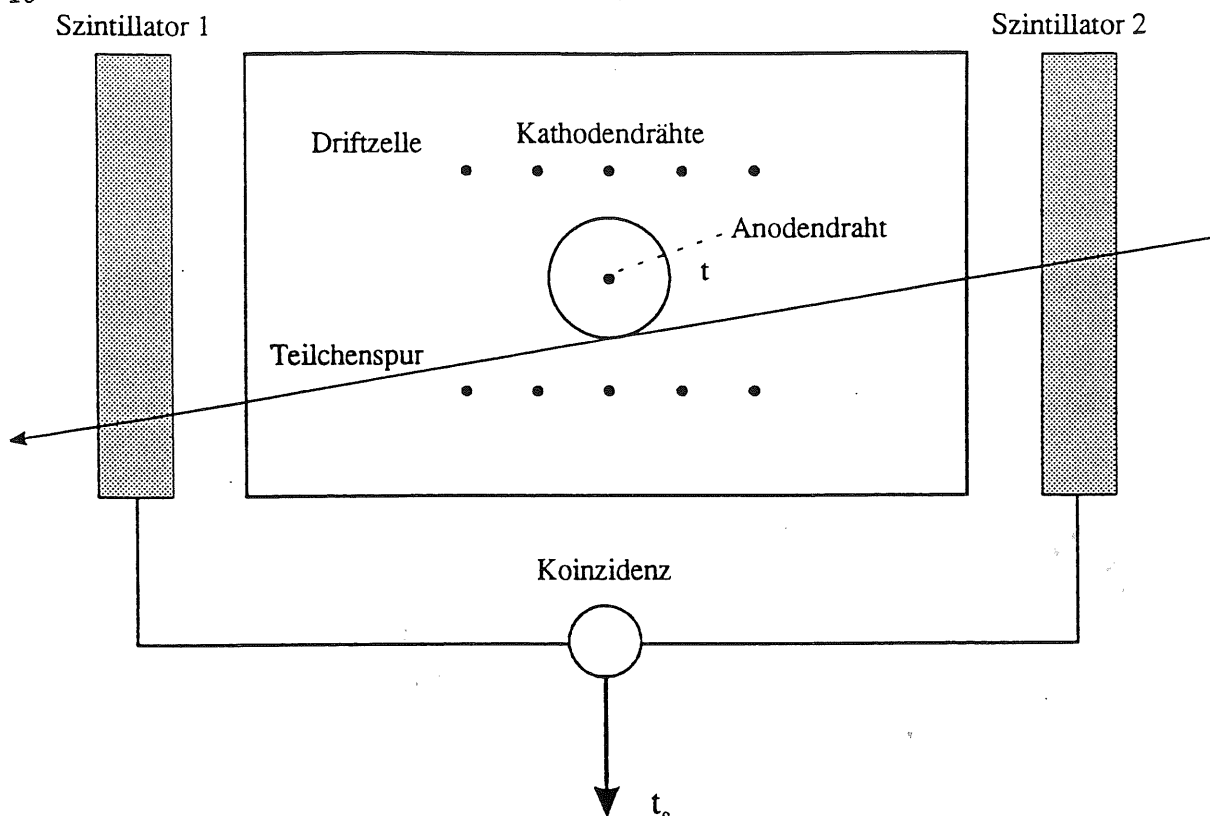


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung einer Driftkammer als Spurnachweisgerät. Zeichnung nach [11].

erzeugt auf den Anodendrähten ein Signal, das nach entsprechender Verstärkung ausgewertet werden kann. Als Beispiel für den Betrieb einer Driftkammer kann der in Abb. 2.2 dargestellte Aufbau dienen. Ein geladenes Teilchen löst in den Szintillatoren Signale aus, welche die „Stoppuhr“ eines TDC (Digital-to-Time-Converter) starten (Zeit t_0). Die erste ankommende Elektronenlawine stoppt die Uhr (Zeit t) und aus der Differenz Δt läßt sich mit der Kenntnis der Driftgeschwindigkeit $v_d(t)$ der Abstand der Spur vom Draht ermitteln:

$$R(t) = \int_{t_0}^t v_d(t') dt'. \quad (2.1)$$

Die Zuordnung $\Delta t \rightarrow R$ ist nicht unbedingt eindeutig, da die Isochronen (geschlossene Linien gleicher Driftzeit um den Signaldraht) nicht immer kreisförmig sein müssen. Insbesondere in den Zellenrandbereichen paßt sich die Symmetrie der Isochronen der Driftzellegeometrie an. Aus diesem Grund müssen bei Teilchentrajektorien mit größeren Winkeln gegen die durch die Kathoden definierten Ebenen Korrekturen angebracht werden. Man gelangt somit zu unterschiedlichen Orts-Driftzeitbeziehungen für verschiedene Einfallswinkel. Aus den Drahtabständen in den einzelnen Driftzellen läßt sich dann mit einem geeigneten Algorithmus die Spur des Teilchens bestimmen.

2.1.2 Energieverlust schwerer Teilchen in Gas

Schwere Teilchen ($m \gg m_e$) verlieren in Gas hauptsächlich Energie aufgrund inelastischer Coulomb-Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen der Atome und Moleküle in der Umgebung. In Gasen berechnet sich dieser Energieverlust pro Längeneinheit näherungsweise nach der Bethe-Bloch-Formel [13]. Nicht betrachtet sind in dieser Gleichung Schalenkorrekturen und eine Korrektur aufgrund des Spins der Elektronen. Ebenso vernachlässigt wurde die insbesondere für feste Stoffe wichtige Dichte-Korrektur, die sich als ein Spezialfall einer allgemeineren Korrektur erweist, die für hinreichend energiereiche Teilchen die Emission von Čerenkov-Photonen beschreibt (Kapitel 3).

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e m_e c^2 L Q^2 Z}{\beta^2 A} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I}\right) - \beta^2 \right] \quad (2.2)$$

L	Avogadro-Konstante
A	relative Masse des Gasmoleküls
Z	Ordnungszahl
Q	Ladung des Teilchens
c	Lichtgeschwindigkeit
β	Teilchengeschwindigkeit dividiert durch c
I	mittleres Ionisationspotential ($I \approx z \cdot 13.5 eV$)
γ	$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$
m	Teilchenmasse
e	Elektronenladung
r_e	klassischer Elektronenradius

In Abb. 2.3 sind nach [14] für einige Teilchen und Gasarten die Energieverluste pro Längeneinheit dargestellt. Die Energien der aus der Hülle herausgeschlagenen Elektronen folgen einer Landau-Verteilung, deren Mittelwert die Bethe-Bloch-Formel angibt. Die Landau-Verteilung ist asymmetrisch mit Ausläufern zu großen Energien. Die großen Energieverluste werden durch hochenergetische δ -Elektronen verursacht, die ihren Namen den Signaturen in Blaskammern verdanken. Ihre Energien können einige keV betragen und es ist ihnen somit möglich ihrerseits Gasatome ionisieren (Sekundärionisation durch δ -Elektronen). Die Anzahl der freigesetzten Elektronen n_{ges} ist also die Summe aus Primärionisationen n_p und Sekundärionisationen von δ -Elektronen n_s :

$$n_{ges} = n_p + n_s.$$

2.1.3 Energieverlust von Elektronen

Der Energieverlust hochenergetischer Elektronen ($E \gg m_e$) durch Coulomb-Wechselwirkung läßt sich ähnlich berechnen, wie der von schweren geladenen Teilchen. Elektronen weisen bei dieser Wechselwirkungsart allerdings eine Besonderheit auf: Da die

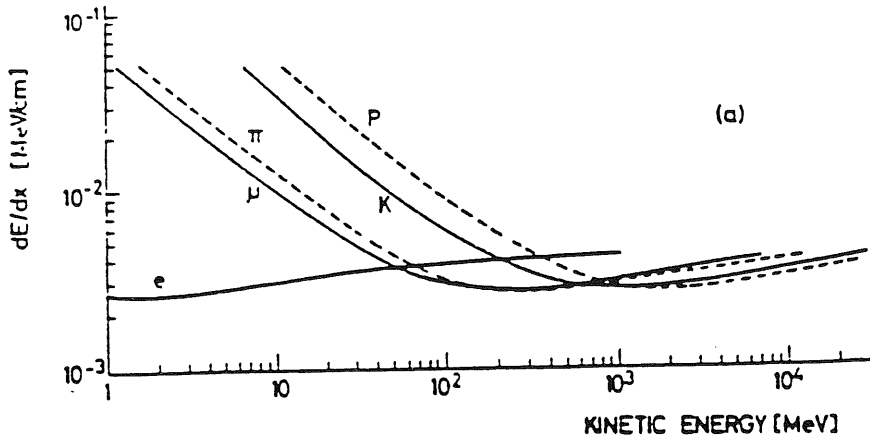


Abbildung 2.3: Energieverlust von Teilchen in Argon nach [14].

Hüllenelektronen und das Strahlelektron gleich schwere Teilchen sind, kann dieses z.B. seine ganze Energie bei einem einzigen Stoß verlieren. Im Gegensatz zu schweren Teilchen ist damit jeder Energieübertrag bis zur gesamten Elektronenenergie möglich. Für Elektronen gilt eine ähnliche Gleichung wie 2.2. Die Anzahl der Ionisationen liegt in der Größenordnung von mehreren Ionisationen pro Millimeter [12].

Wegen ihrer geringen Masse können Elektronen, zusätzlich zum Energieverlust durch Ionisation der Gastatome, Energie durch Bremsstrahlung verlieren. Dieser Energieverlust dominiert oberhalb der sogenannten kritischen Energie E_c . Sie ist eine Materialkonstante und berechnet sich näherungsweise aus dem Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens auf einer Strahlungslänge X_0 [16]:

$$E_c = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\min} X_0 \approx 580 \text{ MeV}/z \quad (2.3)$$

Eine Approximation für den Energieverlust pro Weglänge aufgrund von Bremsstrahlung erhält man aus:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Brems}} = -\frac{E}{X_0} \quad (2.4)$$

Das Bremsstrahlungsspektrum pro Weglänge ergibt sich zu [17]:

$$\frac{dN_\gamma}{dX dE_\gamma} = 1/X_0 [E_\gamma/E_c^2 - 4/(3E_c) + 4/(3E_\gamma)] \quad (2.5)$$

Die Anzahl der zur Ionisation fähigen Bremsstrahlungsphotonen pro Weglängeneinheit für Argon, kann man mit der Strahlungslänge $X_0 = 120.5 \text{ m}$ und der minimalen Ionisierungsenergie $E_{\min} = 11.6 \text{ eV}$ ausrechnen. Für Elektronen der Energie 1.5 GeV ergibt sich dann:

$$\frac{dN_\gamma}{dX} = 0.002/\text{cm}$$

Diese Abschätzung stellt eine obere Grenze für Ionisation durch Bremsstrahlungsphotonen dar, da in der Rechnung keine Faltung mit dem Absorptionswirkungsquerschnitt der

Photonen in Argon durchgeführt wurde. Die Ionisation durch Bremsstrahlungsphotonen kann damit gegenüber der durch Coulomb-Wechselwirkung vernachlässigt werden.

2.1.4 Driftgeschwindigkeit der Elektronen

Aufgrund ihrer geringen Masse und einer größeren mittleren freien Weglänge driften die Elektronen sehr viel schneller als die Ionen. Die Elektronen erreichen nach kurzer Zeit ($\approx 10ps$) eine mittlere Geschwindigkeit, die ihrer Driftgeschwindigkeit entspricht. Nach [18] errechnet sich \vec{v}_D aus:

$$\vec{v}_D = \frac{2e\vec{E}}{3m_e} \left\langle \frac{\lambda_e(\epsilon)}{v(\epsilon)} \right\rangle + \frac{e\vec{E}}{3m_e} \left\langle \frac{d\lambda_e(\epsilon)}{dv(\epsilon)} \right\rangle \quad (2.6)$$

ϵ	Elektronenenergie
$\lambda_e(\epsilon)$	mittlere freie Weglänge
$v(\epsilon)$	thermische Elektronengeschwindigkeit

Man erkennt, daß die Driftgeschwindigkeit eine Funktion des \vec{E} -Feldes, der stochastischen („thermischen“) Elektronengeschwindigkeit und der mittleren freien Weglänge ist. Der \vec{E} -Feld abhängige Verlauf der Driftgeschwindigkeit kann somit für verschiedenen Gase sehr unterschiedlich sein. Für die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit wurde Argon/Methan (Ar/CH_4) in einem Mischungsverhältnis von (90/10) verwendet. Bei großen Feldstärken ist die Driftgeschwindigkeit nahezu unabhängig vom \vec{E} -Feld, wie man in der Abb. 2.4 sieht [19]. Für das Mischungsverhältnis (90/10) und große \vec{E} -Felder erhält man eine Driftgeschwindigkeit $v_D \approx 25\mu m/ns$.

2.1.5 Ladungsträgermultiplikation

In unmittelbarer Nähe des Anodendrahtes wird das elektrische Feld so groß, daß Elektronen eine ausreichende Energie erhalten, um ihrerseits Elektronen aus den Hüllen der Gastatome herausschlagen zu können (Abb. 2.1). Dieser Prozeß, der eine Elektronenlawine verursacht und eine Multiplikation von bis zu 10^7 bewirkt, dauert so lange an, bis die Elektronen den Draht erreichen. Der erste Townsend-Koeffizient $\alpha(r)$ gibt an, wieviele Sekundärelektronen von einem Elektron pro cm Driftstrecke freigesetzt werden:

$$\alpha(r) = N\sigma_i(r)$$

Hierbei ist N die Molekül-/Atomdichte und σ_i der Wirkungsquerschnitt für Ionisation. Der Townsend-Koeffizient hängt vom lokalen \vec{E} -Feld und damit vom Abstand vom Anodendraht ab. Die Ladungsträgermultiplikation M auf dem Weg von $r = a$ nach $r = b$ erhält man dann aus:

$$M = \exp\left(\int_a^b \alpha(r) dr\right)$$

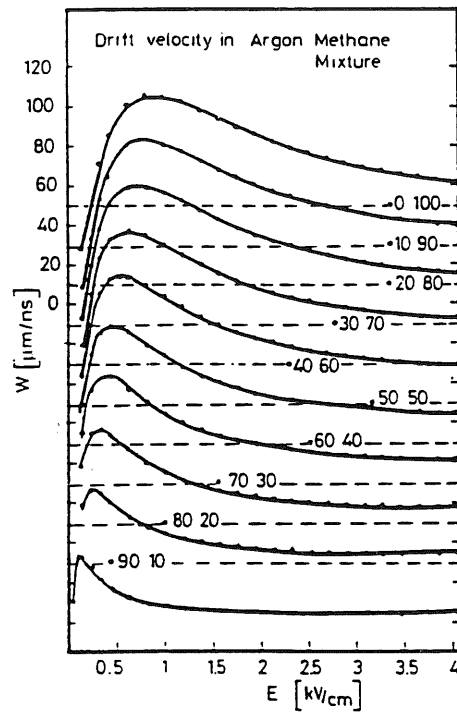


Abbildung 2.4: Driftgeschwindigkeit in Ar/CH_4 . Zur Erklärung dieser Abbildung: Die oberste gestrichelte, waagerechte Linie ist die $v_D = 50 \mu\text{m/ns}$ -Linie für das Mischungsverhältnis (0/100). Die unterste dieser Linien ist die $50 \mu\text{m/ns}$ -Linie für das Verhältnis (90/10). Die Mischungsverhältnisse dazwischen besitzen Skalen, die sich entsprechend ergeben.

2.1.6 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung einer Driftkammer wird von vier voneinander unabhängigen Effekten bestimmt. Zum einen besitzen die TDCs (Time-to-Digital-Converter) eine endliche Zeitauflösung, woraus ein Fehler σ_{TDC} folgt. Statistische Fluktuationen der Steilheit der Flanken der Pulse („Jitter“), die am Anodendraht ausgelesen und in der sich anschließenden Elektronik weiterverarbeitet werden, begrenzen ebenfalls die Meßgenauigkeit der gesuchten Drahtabstände (Fehler: σ_{el}). Hinzu kommen die Fehler aus der Ionisationsstatistik σ_{Ion} und der Diffusion σ_{Diff} . Die Ortsauflösung σ_{Ort} ergibt sich dann näherungsweise aus:

$$\sigma_{Ort}(R) = \sqrt{\sigma_{TDC}(R)^2 + \sigma_{el}(R)^2 + \sigma_{Ion}(R)^2 + \sigma_{Diff}(R)^2} \quad (2.7)$$

Im folgenden sollen die angesprochenen Fehler kurz diskutiert werden.

- Fehler der TDC-Module $\sigma_{TDC}(R)$: Aus der Varianz eines gleichmäßig ausgefüllten TDC-Bins mit der Breite Δt ergibt sich:

$$\sigma_{TDC}(R) = \frac{1}{\sqrt{12}} \Delta t \cdot v_D \quad (2.8)$$

Hierbei wurde vorausgesetzt, daß die Driftgeschwindigkeit v_D konstant ist. Dieses ist bei dem verwendeten Driftgas Ar/CH_4 in einem Mischungsverhältnis von (90/10) jedoch zulässig, wie aus Abb. 2.4 und den Ergebnissen in Kapitel 5 ersichtlich ist. Die Breite der TDC-Bins Δt waren im Experiment etwa $4ns$. Bei Driftgeschwindigkeiten von $25\mu m/ns$ beträgt der Fehler also etwa $29\mu m$.

- Elektronischer Fehler σ_{el} : Die angesprochenen Fluktuationen der Pulse führen zu einem Fehler mit gleichem Verhalten wie der durch die endliche Zeitauflösung der TDCs verursachte:

$$\sigma_{el}(R) = \sigma_{el}(t)v_D \quad (2.9)$$

Dieser Fehler ist also, ebenso wie der von der endlichen Zeitauflösung der TDC-Module, unabhängig von R .

- Fehler aus der Ionisationsstatistik $\sigma_{Ion}(R)$: Durch statistische Fluktuationen der Ionisationsorte auf der Teilchenspur, ist die Driftstrecke der Elektronen in der Regel verschieden vom kürzesten Abstand zwischen Draht und Spur. Wenn auf das j -te Elektron getriggert wird, ergibt sich daraus bei dem Drahtabstand R , der Anzahl der Ionisationen pro Einheitslänge n_p und kreisförmigen Isochronen der Fehler [20]:

$$\sigma_{Ion} = \sqrt{\frac{j^3}{4n_p^2(4n_p^2R^2 + j^2)}} \quad (2.10)$$

In Abb. 2.5 sind für verschiedene n_p und j die Fehler aus der Ionisationsstatistik als Funktion des Drahtabstandes R dargestellt.

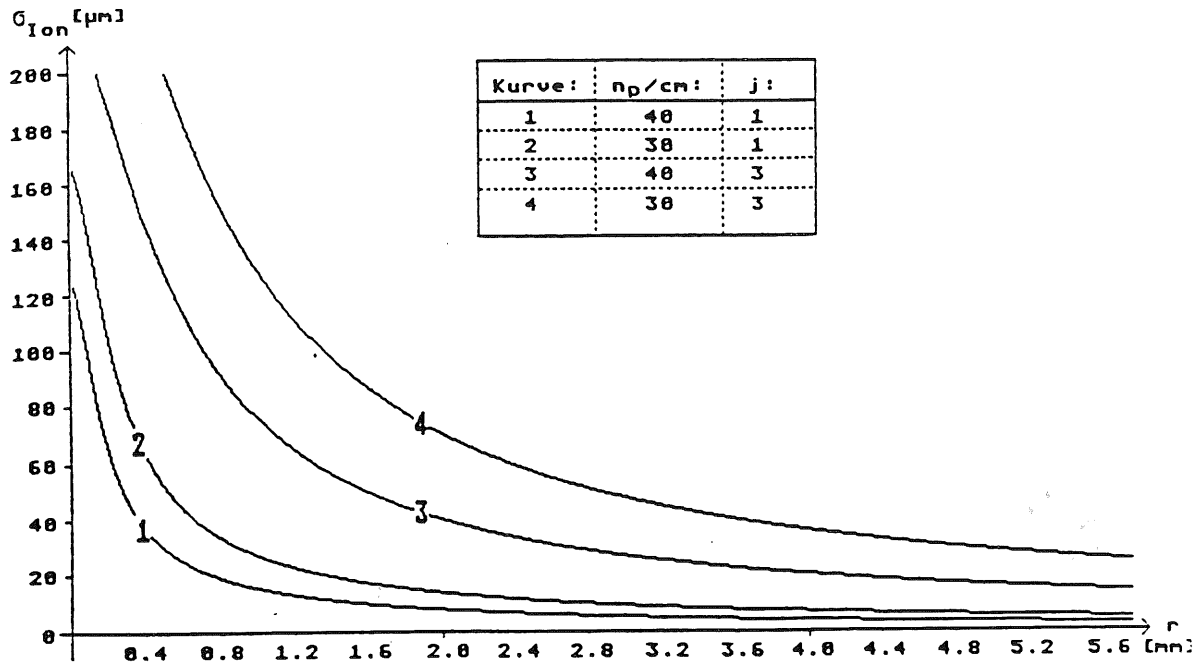
Abb. 3.9: $\sigma_{Ion}(r)$ für verschiedene n_p und j

Abbildung 2.5: Fehler durch die Ionisationsstatistik.

- Der Fehler aufgrund von Diffusion σ_{Diff} : Die elastischen und inelastischen Stöße, die ein Elektron auf seinem Weg zur Anode erfährt, bewirken eine Änderung seiner Bewegungsrichtung. Diese Änderungen sind statistisch verteilt und unterliegen somit Fluktuationen. Hierbei sind stärkere Fluktuationen mit steigender Anzahl von Stößen zu erwarten. Der Fehler muß also mit zunehmendem Drahtabstand an Gewicht gewinnen. Unter der Annahme, daß die Elektronen zusätzlich zu ihrer Driftgeschwindigkeit auf die Anode, eine Brownsche Bewegung gemäß der Maxwellverteilung besitzen, errechnet sich der Fehler aus:

$$\sigma_{Diff}(R) = \sqrt{2Dt}$$

Hierbei ist D die Diffusionskonstante. Wenn man voraussetzt, daß die Driftgeschwindigkeit in der gesamten Zelle konstant ist erhält man:

$$\sigma_{Diff}(R) = \sqrt{2DR/v_D} \quad (2.11)$$

Für den Anstieg des Fehlers durch Diffusion für Gase mit annähernd konstanter Driftgeschwindigkeit gilt also: $\sigma_{Diff}(R) \propto \sqrt{R}$. Deshalb gilt:

$$\sigma_{Diff} = \sigma_0 \sqrt{R} \quad (2.12)$$

Hierin ist σ_0 die Drift der Elektronen auf 1cm Driftstrecke. In der Abb. 2.6 ist σ_0 für Ar/CH_4 in einem Mischungsverhältnis (80/20) in Abhängigkeit vom elektrischen Feld dargestellt.

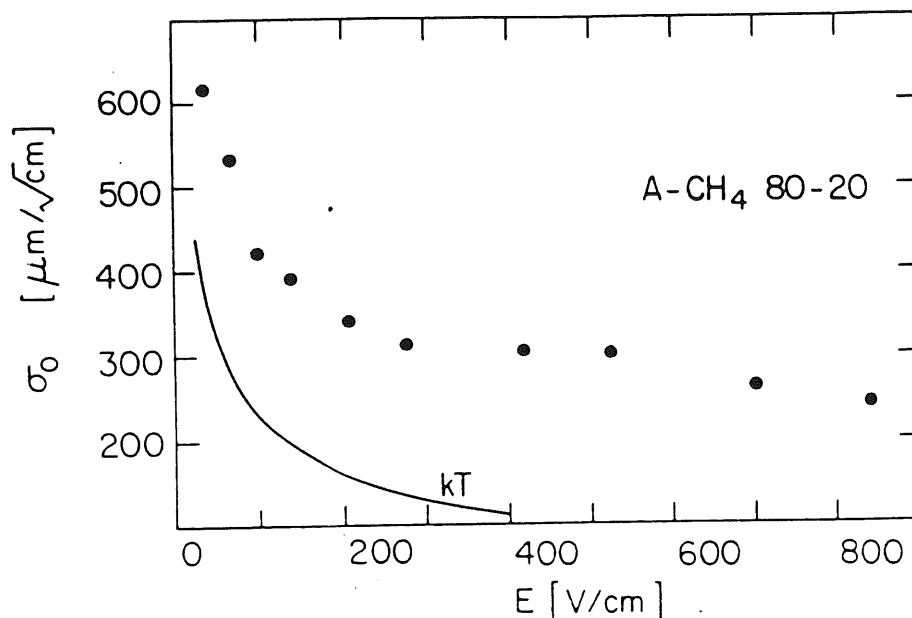


Abbildung 2.6: Diffusion von Elektronen in Ar/CH_4 (80/20) nach [21]:

2.2 Beschreibung der Driftkammer

2.2.1 Aufbau und Fertigung der Kammer

Die Driftkammer wurde von D. Lauterjung geplant und anschließend gebaut. Die Maße einer Driftzelle sind $10\text{mm} \times 10\text{mm}$. Anoden- und Kathodendrähte befinden sich jeweils in einer Ebene, was zu Vorteilen bei der Konstruktion der Kammer führt. Die Drähte wurden auf Rahmen gespannt und festgelötet. Die Rahmen bestanden aus kupferbeschichteten Epoxidharz, auf dem Leiterbahnen herausgeätzt wurden. Die Drähte eines Rahmens bilden zusammen eine Lage (Abb. 2.7). Das aktive Kammervolumen wurde aus vier Lagen mit senkrechten Anodendrähten für die Ortsauflösung in x-Richtung und weiteren vier waagerechten Lagen für die y-Richtung gebildet (Abb. 2.8). In der Abb. 2.9 sind die zwei Ausrichtungsmöglichkeiten der Drähte zu erkennen. Die Drähte von jeweils aufeinanderfolgenden Anodenlagen sind um eine halbe Zellenbreite gegeneinander versetzt (Staggering). Das Versetzen ist notwendig, da es sonst unmöglich wäre, zu entscheiden, ob sich die gesuchte Teilchenspur links oder rechts von den Drähten befindet. Eine Anodenlage enthält 10 oder 9 goldplatierte Wolfram-Drähte, die einen Durchmesser von $20\mu\text{m}$ aufweisen. Die Drähte haben Abstände von 10mm zu ihren jeweiligen Nachbardrähten. Die Ergebnisse genauer Messungen der Drahtpositionen sollen später angegeben werden. Zwischen den Anodenlagen liegen Kathodendrahtlagen, die aus $70\mu\text{m}$ dicken Kupfer-Beryllium Drähten bestehen, die in Abständen von 2.5mm voneinander angeordnet sind. Die Drähte der Kathodenlagen sind parallel zu denen der benachbarten Anodenlagen angeordnet (Abb. 2.8). Der Abstand zwischen Kathoden- und Anodenla-

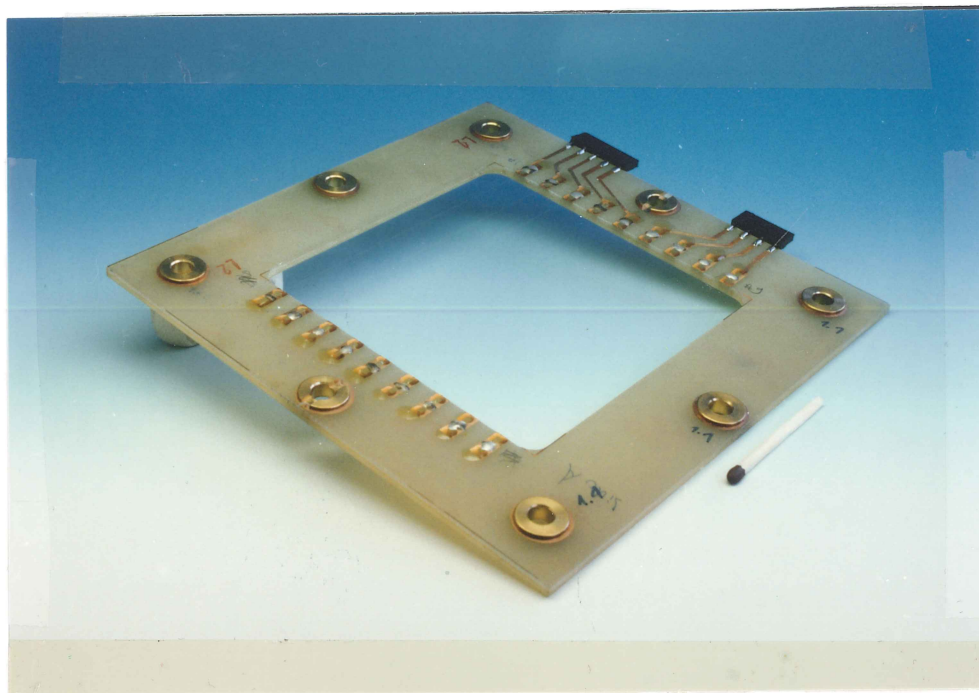


Abbildung 2.7: Eine Anodenlage mit zwei gerissenen Drähten.

gen beträgt 5mm und wurde durch Abstandshülsen festgelegt. In jeder Lage befinden sich Hülsen, durch die Paßstifte geführt wurden, die mit einem Metallrahmen verbunden sind. Der Metallrahmen ist mit dem Deckel des Drucktanks verschraubt. In der Abbildung 2.9 sind das aktive Kammervolumen, Metallrahmen und Drucktankdeckel zu erkennen. Am Drucktankdeckel befinden sich auch Steckverbindungen für die Vorverstärker mit den nachfolgenden Twisted-Pair-Kabeln, die zum Auslesen der Anodendrähte verwendet wurden. Desweiteren sind BNC-Kabelanschlüsse für die Hochspannungsversorgung der Kathodendrähte, sowie zwei Swagelok-Verbindungen für das Gassystem am Deckel angebracht. Der Deckel wurde mit einem Drucktank verschraubt, der ein Ein- und ein Auskoppelfenster für den Teilchenstrahl besitzt.

2.2.2 Bestimmung der Anodendrahtpositionen

Für die Rekonstruktion der Spuren aus den TDC-Daten ist es wesentlich, die Positionen der Drähte genau zu kennen. Deshalb wurden diese mit einem Theodoliten vermessen. Im Gegensatz zu einem Mikroskop erlaubte der Theodolith die Positionsbestimmung im zusammengebauten Zustand der Kammer, weil eine Variation des Abstandes der Gegenstandsebene vom Theodolithen von mehreren Dezimetern möglich war. Dieses ist notwendig, da die Anodenlagen ebenfalls Abstände in dieser Größenordnung haben. Um den Abstand zwischen Theodolit und Drähten möglichst klein zu halten, damit die Ortsauflösung optimal ist, mußte eine Zusatzlinse vor das Objektiv geschraubt werden. Mit

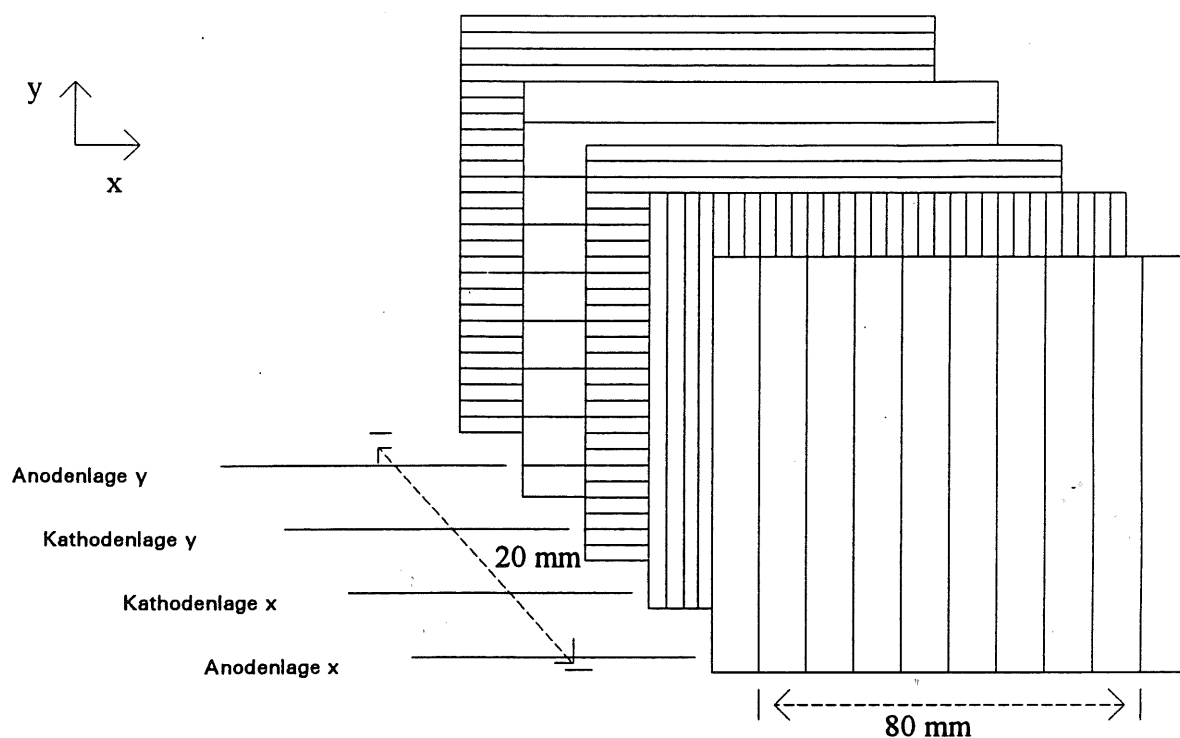


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung einiger Anoden- und Kathodenlagen. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu.

der Tangensdefinition ergibt sich für die Strecke p (Abb. 2.10):

$$\tan\left(\alpha - \frac{\phi}{2}\right) = p/h$$

Hierin ist h der Abstand des Theodolithen von der Drahtlage. Die größte Schwierigkeit bei dieser Messung ist die möglichst präzise Bestimmung von β , des Winkels zwischen der Senkrechten auf der Drahtlage und der 0° -Richtung des Theodolithen. Der Fehler von h hat dagegen vergleichsweise geringe Auswirkungen auf die Genauigkeit der Bestimmung der Drahtabstände. Um nun den systematischen Fehler zu begrenzen, daß heißt β und h möglichst genau zu bestimmen, wurde folgendes Verfahren durchgeführt: An verschiedenen Punkten des Metallrahmens wurden kleine Metallquader fixiert, deren Ausmaße vorher mit einer Schieblehre bestimmt wurden. Die Metallquader dienen als lokale Zweibeine, deren Vermessung mit dem Theodoliten h und β für die Vorderfront des Metallrahmens liefert. Der statistische Fehler, der durch ungenaues Anvisieren der Drähte zustande kommt, wurde mittels mehrmaligen Vermessens einiger Drahtpositionen abgeschätzt. Da bei den durchgeführten Teststrahluntersuchungen der Querschnitt des Teilchenstrahls so klein war, daß nur jeweils eine bis zwei Zellen pro Lage ausgeleuchtet wurden, sind die Fehler der Abstände d von benachbarten Drähten von größerer Bedeutung als die Fehler der absoluten Drahtpositionen. Unter der Annahme, daß die Drahtebenen parallel zu dieser Vorderfront sind, was nach der geschilderten Art der Konstruktion plausibel erscheint,

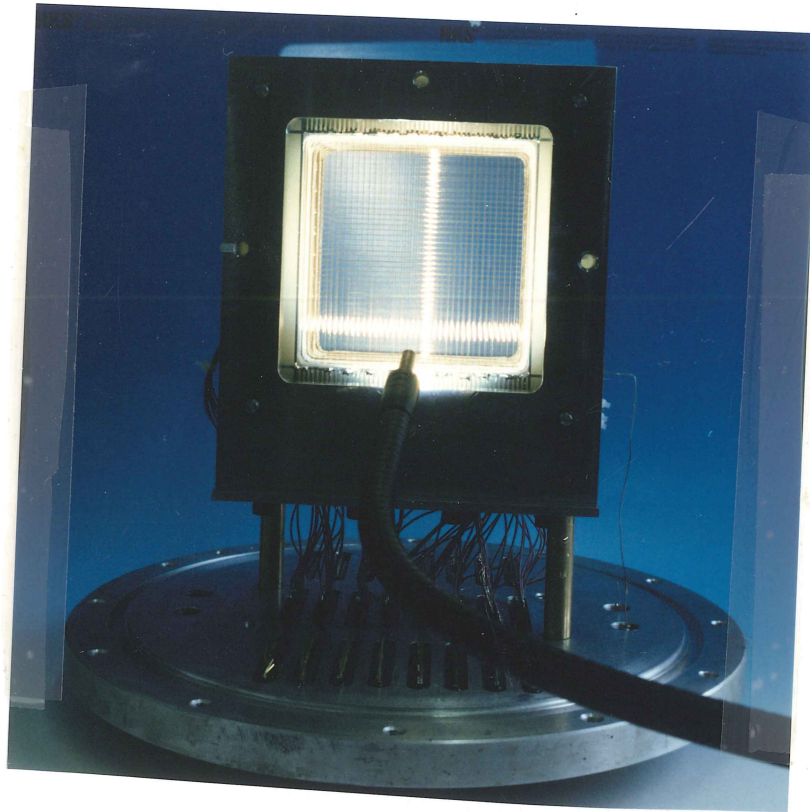


Abbildung 2.9: Das aktive Kammervolumen mit Metallrahmen und Drucktankdeckel.

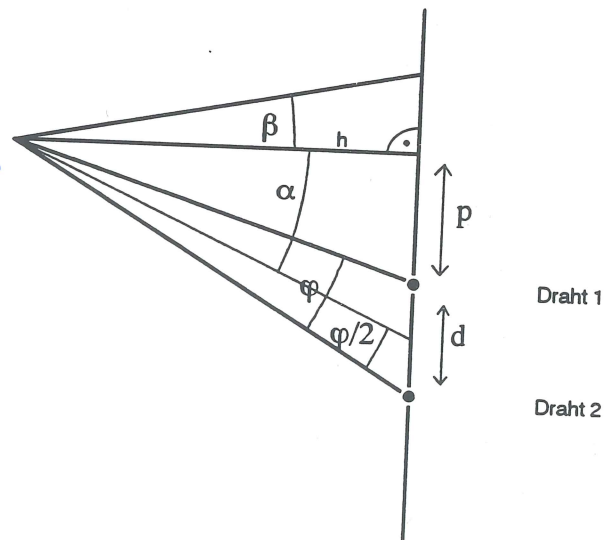


Abbildung 2.10: Winkel- und Streckendefinitionen zur Positionsbestimmung.

können dann die Drahtpositionen bestimmt werden. Mit den dargestellten Annahmen und Abschätzungen ist der systematische Fehler für die Abstände benachbarter Drähte etwa 0.1mm . Der statistische Fehler beträgt im Mittel ebenfalls 0.1mm . In der Abb. 2.11 und Abb. 2.12 sind die Abweichungen von den Sollpositionen für die einzelnen Drähte dargestellt. Bemerkenswert ist, daß die zweite Lage in x-Richtung um durchschnittlich 1.7mm gegen die Sollposition verschoben ist. Die in Kapitel 5 beschriebene Analyse der Driftkammer-Daten erfolgte mit den gemessenen Drahtpositionen.

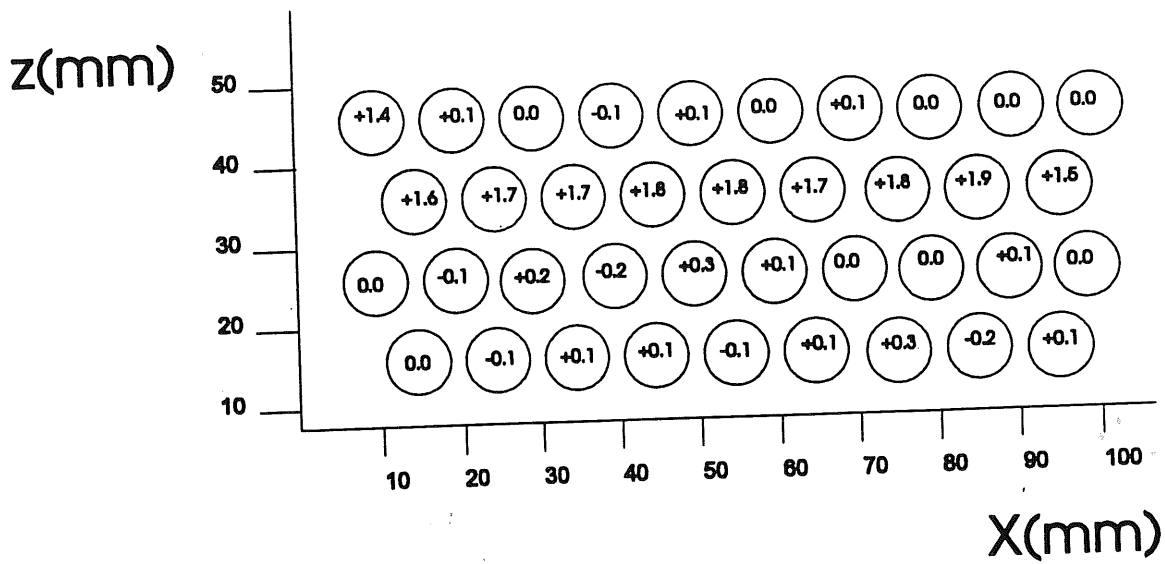


Abbildung 2.11: Abweichung der Anodendrähte in x-Richtung von den Sollpositionen.

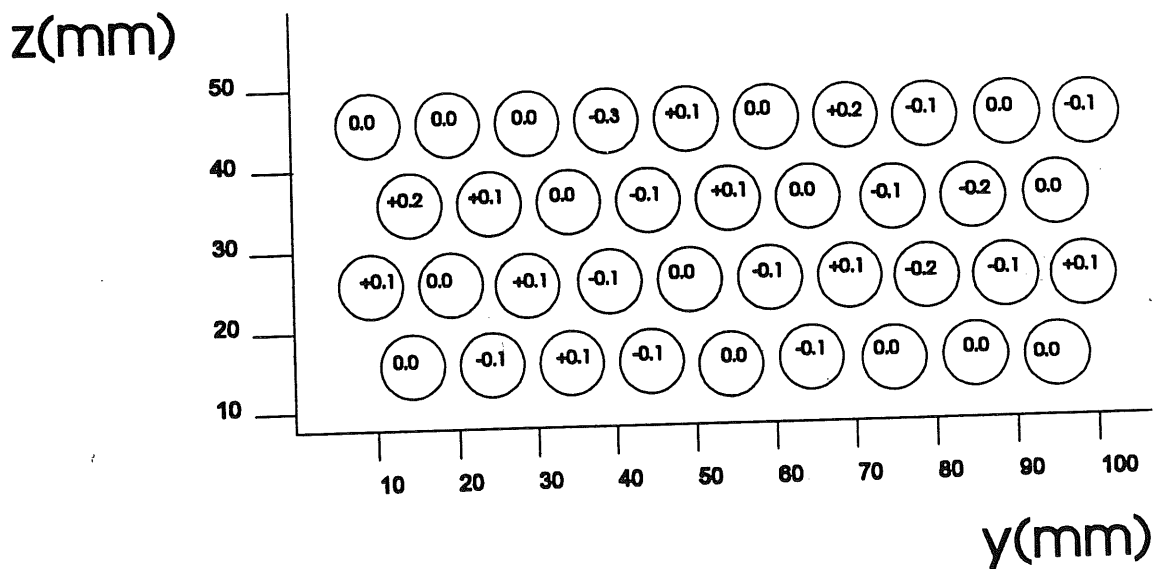


Abbildung 2.12: Abweichung der Anodendrähte in y-Richtung von den Sollpositionen.

Kapitel 3

Funktionsweise des PbF_2 -Kalorimeters

3.1 Allgemeine Grundlagen

3.1.1 Einführung

Der primäre Einsatzzweck von Kalorimetern in der Hochenergiephysik besteht in der Messung der Energie von Teilchen. Durch einen modularen Aufbau kann zusätzlich noch Ortsinformation gewonnen und eine Unterstützung der Teilchenidentifikation vorgenommen werden. Unterschiedliche Arten der Wechselwirkung der Teilchen mit dem Kalorimetermaterial ermöglichen die Entstehung neuer Teilchen. Diese können ebenfalls die Produktion neuer Teilchen bewirken und es entsteht ein Teilchenschauer. Ein Teil dieses Schauers im Kalorimeter kann Energie im Kalorimeter deponieren, die gemessen werden kann. Diese ist in der Regel proportional zur Energie des primären Teilchens. Man unterscheidet zwischen hadronischen und elektromagnetischen Kalorimetern, von denen die letzteren dazu optimiert sind Photonen, Elektronen und Positronen zu messen. Während Hadronen eine Vielzahl von Wechselwirkungsmöglichkeiten und damit Produktionsmechanismen offenstehen, sind die Anzahl der relevanten Prozesse in elektromagnetischen Schauern vergleichsweise gering, so daß schon einfache Modelle ein intuitives Verständnis und einfache quantitative Erkenntnisse ermöglichen. In diesem Kapitel wird ein solches Modell vorgestellt, nachdem zunächst die Arten der Wechselwirkung der Schauerteilchen dargestellt werden.

Bei elektromagnetischen Kalorimetern unterscheidet man zwischen Sampling-Kalorimetern und homogenen Kalorimetern. Ein homogenes Kalorimeter besteht aus einem Material, das als Absorber und ebenfalls als Nachweismaterial dient. Sampling-Kalorimeter werden aus Schichten von Absorbermaterial mit hoher Dichte und Schichten mit Nachweismaterial konstruiert. Sie bieten den Vorteil großer Kompaktheit im Vergleich mit üblichen homogenen Kalorimetern. Desweiteren ermöglichen sie die Auflösung des Schauers in longitudinaler Richtung. Der Nachteil besteht darin, Ausleseelemente neben den Kalorimetermodulen anbringen zu müssen, wodurch Raumbereiche entstehen,

in denen Teilchen einen Detektor verlassen können, ohne nachgewiesen zu werden. Insbesondere für den Rückwärtsbereich des H1-Detektors ist das ein gravierendes Argument, ein homogenes Kalorimeter vorzuziehen. Denn dort ist, wegen der Topologie der Ereignisse mit kleinen x -Werten, eine hohe Granularität der Module und eine optimale Raumwinkelausnutzung im Rahmen der technischen Möglichkeiten wünschenswert. Ein PbF_2 -Kalorimeter ist ein solches homogenes, elektromagnetisches Kalorimeter. Das Testmodul dieses Typs, welches in dieser Arbeit untersucht wurde, wird im letzten Abschnitt des Kapitels beschrieben. Die Erläuterung des Čerenkov-Effekt ist zum Verständnis des PbF_2 -Kalorimeters notwendig und geht diesem Abschnitt voran.

3.1.2 Wechselwirkungen in elektromagnetischen Schauern

Ein elektromagnetischer Schauer besteht aus Elektronen, Positronen und Photonen. Elektronen und Positronen ähneln sich in ihren Wechselwirkungsarten, die im folgenden aufgelistet werden sollen.

- Streuprozesse mit geringem Energieverlust.
 Møller-Streuung: $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$
 Ein Elektron streut an einem Elektron.
 Bhabbha-Streuung: $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$
 Ein Positron wird an einem Elektron gestreut.
 Die genannten beiden Prozesse haben nur für Energien der geladenen Schauerteilchen von einigen MeV nicht vernachlässigbare Beiträge zur Gesamtbilanz des Energieverlusts pro Strahlungslänge (Abb 3.1).
- Annihilation: $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$
 Ein Elektron und ein Positron vernichten sich in zwei Photonen. Dieser Prozeß führt zu hochenergetischen Photonen, die ihre Energie durch Photoeffekt und Compton-Streuung und gegebenenfalls durch Paarbildung verlieren können.
- Ionisations- und Anregungsprozesse: Der Energieverlust geladener Teilchen in Materie wurde schon in Gleichung 2.2 angegeben. Wegen seiner Bedeutung für das untersuchte PbF_2 -Kalorimeter, wird der Verlust von Energie durch Čerenkov-Strahlung in einem sich anschließenden Abschnitt gesondert behandelt werden.
- Bremsstrahlung: $e^\pm + Kern \rightarrow e^\pm + Kern + \gamma$
 Elektronen werden im Coulomb-Feld eines Kerns gestreut und strahlen dabei ein Photon ab. Dieser Prozeß wurde ebenfalls schon in Kapitel 2 behandelt.

Ionisations- und Anregungsprozesse sowie die Wechselwirkung durch Bremsstrahlung dominieren die Energiebilanz des Schauers. Dabei überwiegt ab einer kritischen Energie E_c (Gleichung 2.3) die Bremsstrahlung (Abb. 3.1). Unterhalb dieser Schwelle verlieren Elektronen und Positronen hauptsächlich Energie durch Ionisations- und Anregungsprozesse.

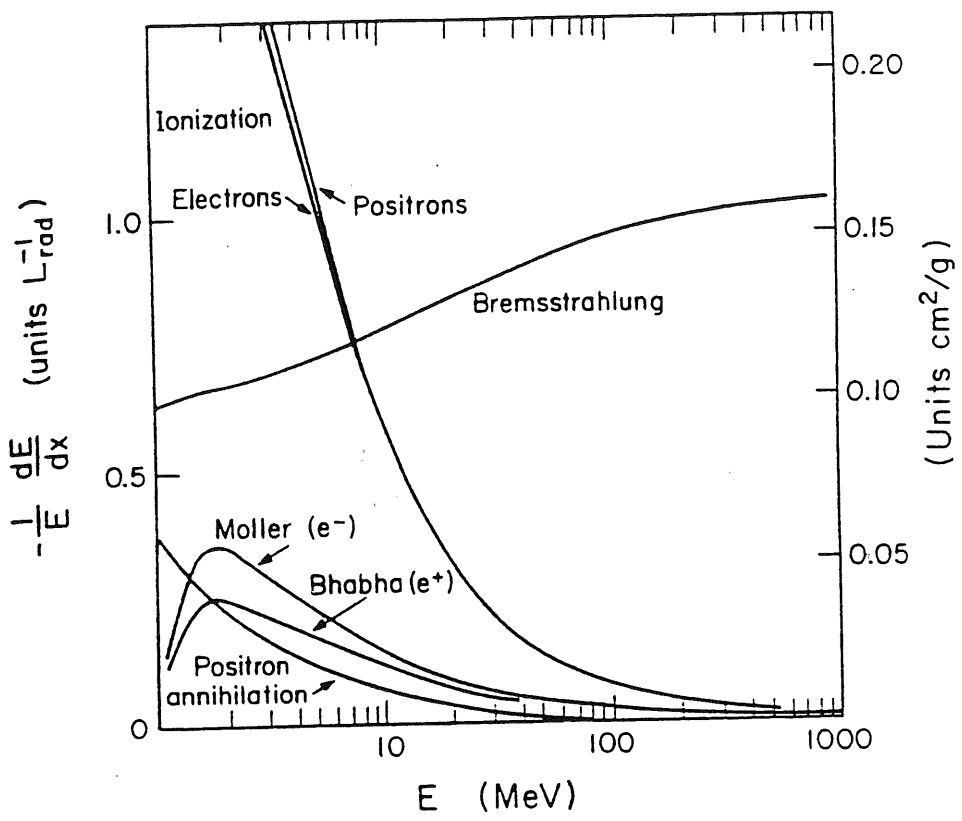


Abbildung 3.1: Normierter Energieverlust von Elektronen und Positronen pro Strahlungslängeneinheit nach [22].

Der Energieverlust von Schauerphotonen geschieht auf eine andere Art und Weise: Für Elektronen bestimmter Energie kann man eine mittlere Reichweite angeben, indem man über den Energieverlust pro Längeneinheit in Abb. 3.1 integriert. Bei gleicher Energie dringen hochenergetische Elektronen mit nur geringen relativen, statistischen Abweichungen gleichweit in einen Materieblock ein, da sie ihre Energie durch eine große Anzahl von Wechselwirkungen verlieren. Im Gegensatz dazu führen die meisten Wechselwirkungen des Photons mit der umgebenden Materie zu einer Vernichtung des Photons. Für Photonen ist also nicht der Energieverlust von Bedeutung, sondern die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse. Die wichtigsten Wechselwirkungsarten sind im folgenden kurz erläutert:

- Atomarer Photoeffekt: $\gamma + Atom \rightarrow Atom^+ + e^-$
Ein Elektron wird von einem Photon aus der Atomhülle geschlagen. Dieser Effekt dominiert die Wirkungsquerschnitte für kleine Photonenenergien, wie man der Abbildung 3.2 entnimmt. (Wirkungsquerschnitt τ in Abb. 3.2)
- Rayleigh-Streuung: $\gamma + Atom \rightarrow \gamma + Atom$
Elastische Streuung eines Photons an einem Atom. (Wirkungsquerschnitt σ_{COH} in Abb. 3.2)
- Compton-Streuung: $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$
Diese Wechselwirkung ist die inelastische Streuung eines Photons an einem Hüllenelektron. Es ist in Abb. 3.2 ersichtlich, daß dieser Prozeß bei mittleren Photonenenergien im Vergleich zu allen anderen am wahrscheinlichsten ist. Mit steigendem z des Absorbermaterials verkleinert sich der Bereich, in dem der Comptonprozeß Bedeutung besitzt. (Wirkungsquerschnitt σ_{INCOH} in Abb. 3.2)
- Paarbildung: $\gamma + Atom \rightarrow e^+ + e^- + Atom$
Photonen, die eine größere Energie als die zweifache Ruhemasse eines Elektrons besitzen, können in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren. Aus Viererimpulserhaltungsgründen kann dies nur im Feld eines (möglichst massiven) Teilchens, z.B. eines Atomkerns oder Hüllenelektrons, geschehen. (Wirkungsquerschnitte κ_n und κ_e in Abb. 3.2)

Der Prozeß der Paarbildung ist für die Entwicklung des elektromagnetischen Schauers der wichtigste. In der Abbildung 3.2 erkennt man die Konstanz des Wirkungsquerschnitts für Paarproduktion ab einer Schwelle für die Photonenenergie. Ein Vergleich zwischen der Strahlungslänge der Elektronen und Positronen für Bremsstrahlung und der mittleren freien Weglänge der Photonen für Paarbildung liefert nach [19] folgende Abschätzung:

$$\lambda \approx \frac{9}{7} X_0 . \quad (3.1)$$

3.1.3 Schauermodelle

Durch die Wechselwirkungen der geladenen Teilchen mit dem Kalorimetermaterial durch Bremsstrahlung sowie der Konvertierung von Photonen in Elektron-Positron-Paare, kann

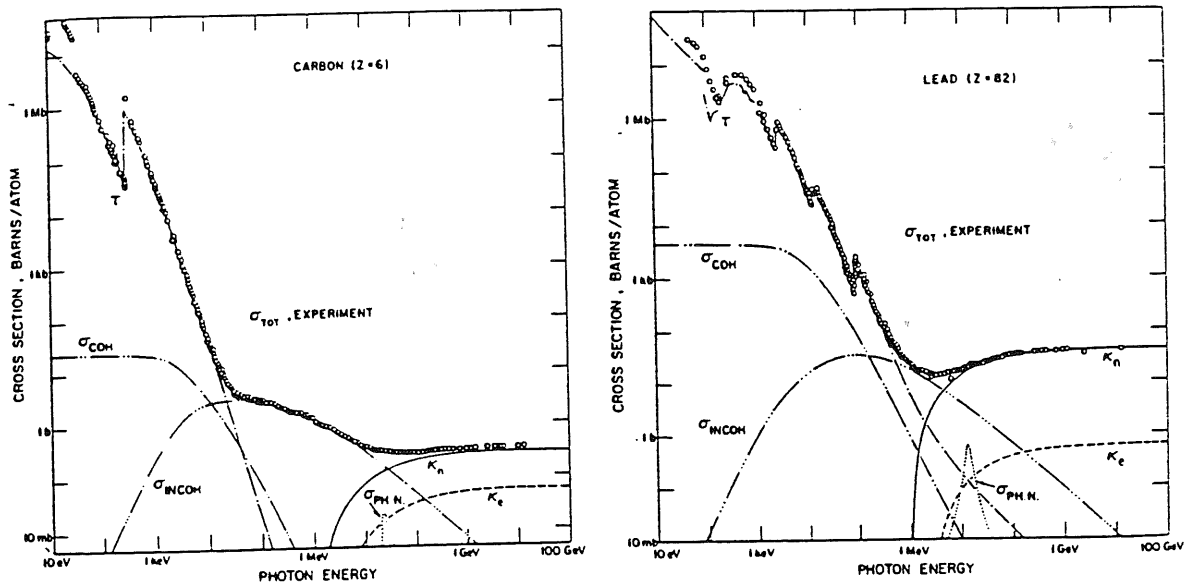


Abbildung 3.2: Wirkungsquerschnitte von Photonen für Kohlenstoff und Blei als Funktion der Photonenenergie nach [22].

ein elektromagnetischer Schauer entstehen (Abb. 3.3). Diese Vorgänge können in einem

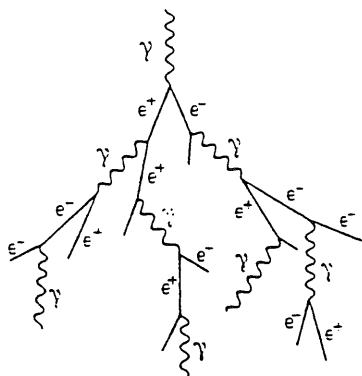


Abbildung 3.3: Elektromagnetischer Schauer.

einfachen Bild veranschaulicht werden: Ein hochenergetisches Elektron der Energie E_0 strahlt, nachdem es eine Strahlungslänge X_0 zurückgelegt hat, ein Bremsstrahlungsphton der Energie $E_0/2$ ab. Das Modell geht an dieser Stelle von einem gleichverteilten Bremsstrahlungsspektrum aus, das bei der Energie $E_\gamma = E_0$ abbricht. Demnach sollte im statistischen Mittel die Photonenenergie $E_0/2$ betragen. Das Photon konvertiert, nachdem es die gleiche Wegstrecke zurückgelegt hat, in ein Elektron und ein Positron, jeweils mit der Energie $E_0/4$. Hierbei wird die mittlere freie Weglänge des Photons für Paarbildung λ mit der Strahlungslänge X_0 genähert. Die gleiche Aufteilung der Photonenenergie auf Elektron und Positron entspricht wiederum dem statistischen Erwartungswert. Das primäre Elektron strahlt nun ein weiteres Bremsstrahlungsphton ab. Nach zwei Strahlungslängen erhält man also $4 = 2^2$ Teilchen, die jeweils die Energie $E_0/4$ besitzen. Führt man diese Überlegungen weiter, so erhält man nach t Strahlungslängen 2^t Teilchen, die eine Energie $E_0/2^t$ besitzen. Diese Schlussfolgerung setzt voraus, daß alle Schauerteilchen nur durch Bremsstrahlung oder Paarbildung wechselwirken. Dieses ist für große Energien sicherlich gerechtfertigt (Abb. 3.1, 3.2). Desweiteren nimmt man in diesem Modell an, daß die Schauerteilchen, wenn deren Energie unterhalb von E_c liegt, ausschließlich Energie durch Ionisations- und Anregungsprozesse verlieren. Die Multiplizität erreicht demnach nach t_{max} Strahlungslängen ihren Höhepunkt:

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \quad (3.2)$$

Die Anzahl der dann vorhanden Teilchen ist:

$$N_{max} = E_0/E_c \quad (3.3)$$

Die zu diesem Zeitpunkt noch vorliegenden Teilchen verlieren durch Ionisationsprozesse und Photoeffekt im folgenden ihre Energie auf der Strecke X_0 . Somit kann die Gleichung 3.2 zur Abschätzung der notwendigen Länge eines Kalorimeters verwendet werden. Dieses Modell liefert das qualitative Verhalten einiger Schauerparameter. Es vernachlässigt

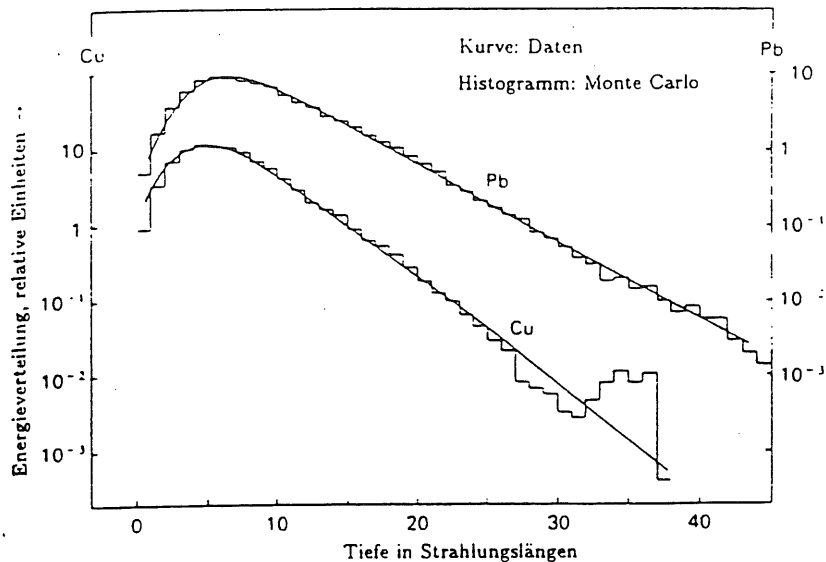


Abbildung 3.4: Longitudinale Schauerprofile in Kupfer und Blei.

aber die Energieabhängigkeit der betrachteten, physikalischen Prozesse. Außerdem vernachlässigt es andere Wechselwirkungsarten vollständig. Statistische Fluktuationen sind zudem nicht inherent, können aber nachträglich argumentativ eingebracht werden (siehe Abschnitt 3.1.5). Eine bestmögliche Modellierung im Rahmen der Kenntnis der einzelnen Prozesse ist wegen der Komplexität der zu berücksichtigenden Mechanismen nur durch Computersimulationen möglich. Insbesondere das Programmpaket GEANT [28], welches die Grundlage der in Kapitel 6 beschriebenen Simulationen bildet, erlaubt in diesem Sinne eine detaillierte Beschreibung der physikalischen Meßgrößen.

Die longitudinale Verteilung der Energiedeposition kann nach [24] mit der folgenden Gleichung beschrieben werden:

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

Hierbei ist t wiederum die Tiefe in Einheiten der Strahlungslänge. Die Größen a und b sind zwei Parameter der Energie E_0 des primären Teilchens. In der Abbildung 3.4 ist das entsprechende longitudinale Schauerprofil dargestellt.

Die transversale Ausdehnung eines Schauers aufgrund von Paarbildung und Bremsstrahlung liegt nur in der Größenordnung von $\langle \theta^2 \rangle \approx m_e c^2 / E$ [25]. Die transversale Entwicklung des Schauers wird hauptsächlich durch Vielfachstreuung bestimmt. Eine analytische Rechnung, welche die Streuung von Elektronen beim Durchgang durch Materieschichten betrachtet und dabei sowohl Vielfachstreuung als auch Rutherfordstreuung korrekt beschreibt, wurde zuerst von G. Molière durchgeführt [26]. Unter der Annahme, daß die betrachteten Elektronen vielfach gestreut werden, erhält man:

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \frac{1}{E} \sqrt{X/X_0} \quad (3.4)$$

Für die transversale Ausdehnung des Schauers kann eine natürliche Längeneinheit angegeben werden. Diese wird als Molière-Radius R_M bezeichnet:

$$R_M = m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} X_0 / E_c = \frac{21.2 MeV}{E_c} X_0 \quad (3.5)$$

Die transversal deponierte Energie in verschiedenen Materialien skaliert mit R_M , wie man der Abb. 3.5 entnehmen kann. Für große Abstände vom Schauerschwerpunkt gilt dies allerdings nicht mehr. Ebenso gestaltet sich die transversale Entwicklung unabhängig von der Energie des primären Teilchens, denn die Schauerausdehnung wird nach Gleichung 3.4 durch niederenergetische Teilchen bestimmt. Dies wird durch Simulationen der transversal deponierten Energien in Sampling-Kalorimetern bestätigt [28, 29]. Auch wenn man das Čerenkov-Licht des Schauers auswertet, zeigt sich die Energieunabhängigkeit der transversalen Ausbreitung des Schauers, wie Simulationen der kosmischen Höhenstrahlung zeigen [30]. In der Abb. 3.6 ist die Čerenkov-Photonendichte als Funktion des Abstandes vom Schauerzentrums aufgetragen. Dabei ist auf die Energie des primären Photons normiert worden. Die Daten stammen von Photonenenergien von $10 GeV$, $100 GeV$ und $1000 GeV$ und zeigen die Č-Photonendichte bei gleichem Altersparameter des Schauers. Das gleiche Schaueralter ist erforderlich, um die Daten vergleichen zu können. Denn für die Erdatmosphäre kann die Anzahl der Strahlungslängen t kleiner sein als t_{max} in Gleichung 3.2.

3.1.4 Der Čerenkov-Effekt

In elektromagnetischen Kalorimetern gibt es verschiedene Nachweisarten der deponierten Energie. Beispielsweise wird in Sampling-Kalorimetern und Spaghetti-Kalorimetern in Nachweisschichten oder Fasern, die aus szintillierendem Material bestehen, die Energie durch Ionisations- und Anregungsprozesse deponiert. Andererseits wird in Bleiglas- und PbF_2 -Kalorimetern die Anzahl der Čerenkov-Photonen gemessen. Diese Photonen entstehen, wenn sich Teilchen mit einer Geschwindigkeit v in einem Material bewegen, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit c/n in diesem Medium:

$$v > \frac{c}{n} \quad (3.6)$$

Čerenkov entdeckte diesen nach ihm benannten Effekt im Jahr 1934. Im Rahmen der klassischen Elektrodynamik konnte von Tamm und Frank 1937 eine Erklärung hierfür gegeben werden. Dichtekorrekturen für den Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie beschreiben die Ursachen und Auswirkungen des Effekts [31]. Der Čerenkov-Effekt läßt sich folgendermaßen veranschaulichen: Bei der Bewegung eines Teilchens mit $v < c/n$ verursacht dessen Coulomb-Feld eine Polarisierung der umliegenden Atome. Dabei richten sich die elektrischen Dipole im ganzen Raumwinkelbereich 4π auf das Teilchen aus. Jeder veränderliche Dipol ist eine Quelle elektromagnetischer Strahlung. Infolge kohärenter Überlagerung der Amplituden aller Dipole, ist die resultierende Abstrahlung gleich null. Wenn das Teilchen eine Geschwindigkeit gemäß Gleichung 3.6 besitzt, gilt dies nicht mehr.

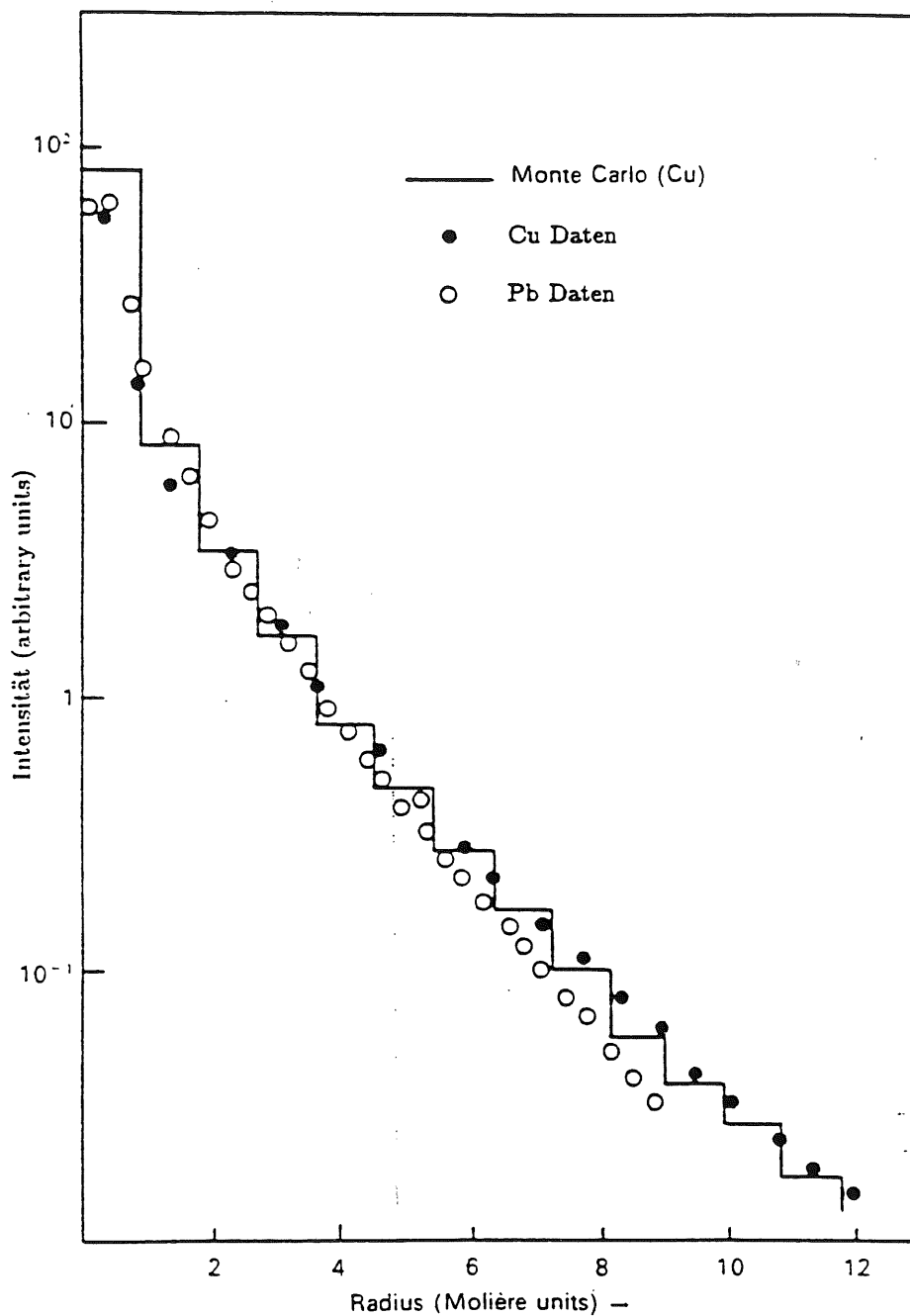


Abbildung 3.5: Transversale Energieverteilung in Blei und Kupfer in Kreisringen um die Schauerachse bei 6GeV nach [27].

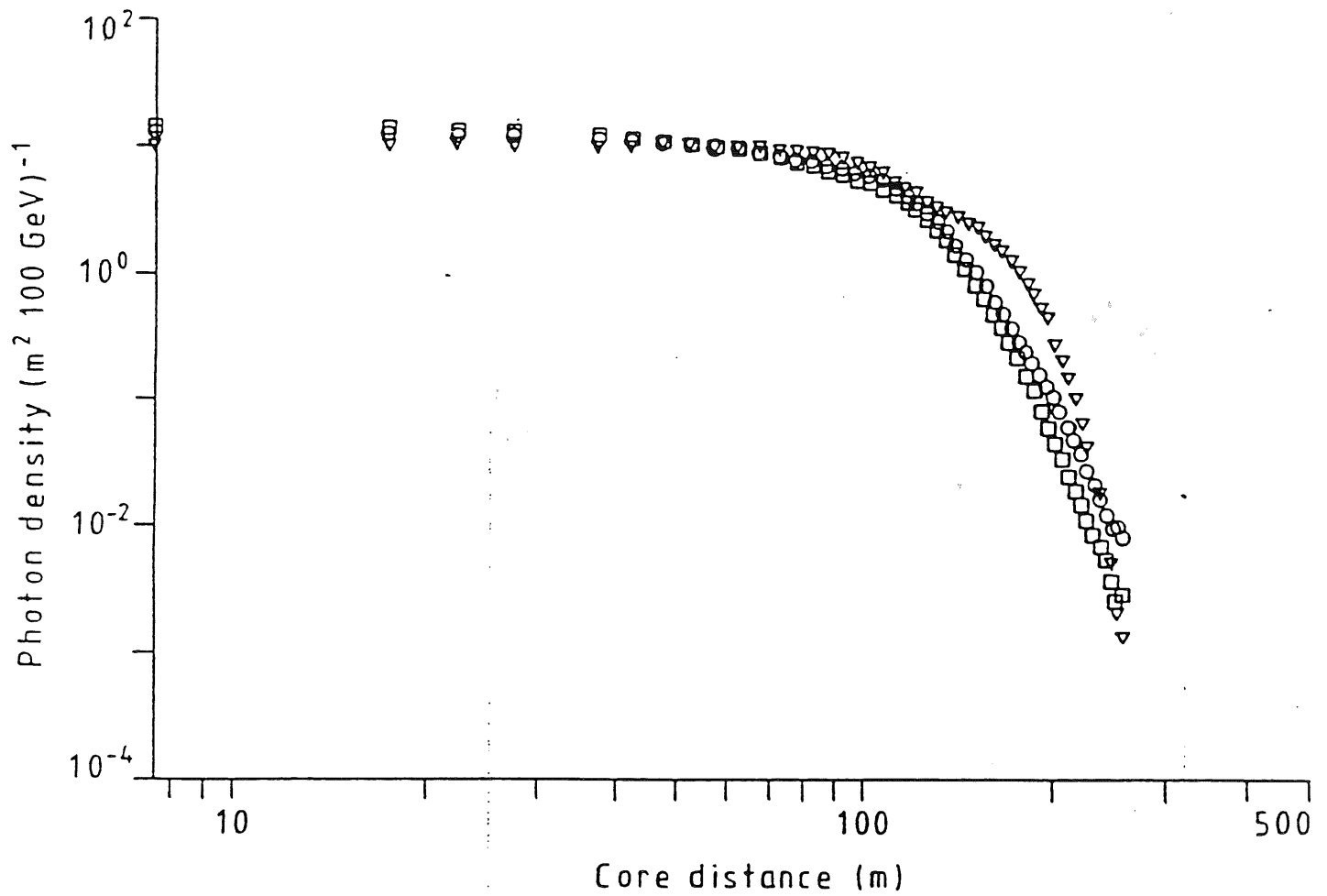


Abbildung 3.6: Čerenkov-Photonendichte aus Simulationen von Schauern aus kosmischer Strahlung als Funktion des Abstands von der Schauerachse nach [30].

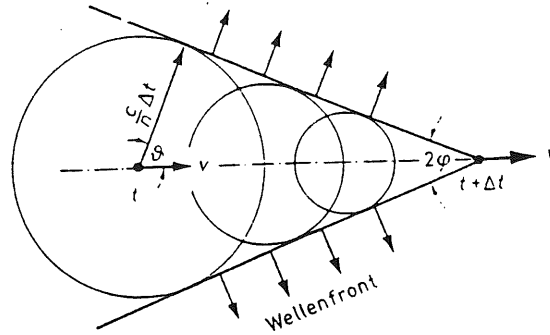


Abbildung 3.7: Ausbreitung der Wellenfront des Čerenkov-Lichts.

Wegen der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Felder, kann das Teilchen nur Atome in einem Kegel mit dem Öffnungswinkel 2ϕ polarisieren (Abb. 3.7). Die Ausrichtung der Dipole ist also nicht mehr kugelsymmetrisch. Die Überlagerungen der Amplituden ergeben eine elektromagnetische Strahlung in senkrechter Richtung zur Mantelfläche des Kegels. Aus der Abbildung 3.6 ergibt sich:

$$\cos \theta = \frac{c}{nv} = \frac{1}{\beta n} \quad (3.7)$$

Mit der Gleichung 3.6 kommt man zu einer von der Geschwindigkeit abhängigen Schwelle für die Abstrahlung von Čerenkov-Photonen und daraus zu einer Energieschwelle für Teilchen mit der Ruhemasse m_0 :

$$\beta > \frac{1}{n} \Rightarrow E > \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} m_0 \quad (3.8)$$

Der maximale Austrittswinkel ergibt sich für $\beta = 1$:

$$\theta_{max} = \arccos \frac{1}{n} \quad (3.9)$$

Im Vergleich zu den gesamten Ionisationsverlusten trägt die Čerenkov-Strahlung nur in geringem Maße zum Energieverlust bei (etwa 1%). Deshalb erhält man in Čerenkov-Kalorimetern eine viel geringere Photonenausbeute als in szintillierenden Materialien. Der Energieverlust beträgt [31]:

$$\frac{dE}{dX} |_{rad} = \frac{\pi z^2 e^2}{\epsilon_0 c^2} \int_{\epsilon(\nu) > (1/\beta^2)} \nu \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon(\nu)}\right) d\nu \quad (3.10)$$

Hierbei ist ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante und $\epsilon(\nu)$ die Dielektrizität des Mediums. Für reelle $\epsilon(\nu)$ gilt:

$$\epsilon(\nu) = n^2$$

Der Integrand der Gleichung 3.10 ist proportional zur Intensität. Somit liegt in den Bereichen, wo $\epsilon(\nu)$ von normaler zu anomaler Dispersion übergeht, ein Maximum im Spektrum vor. Dieses liegt in der Regel im ultravioletten Bereich des Lichts.

3.1.5 Energieauflösung eines Kalorimeters

Die Anzahl der Schauerteilchen fluktuiert entsprechend der Poisson-Statistik. Die Varianz der Teilchenzahl ergibt sich aus der Gleichung:

$$\sigma_N^2 = N$$

Wie in dem vorgestellten Schauermodell dargestellt wurde, ist die Anzahl der Schauerteilchen proportional zur Energie des primären Teilchens (Gleichung 3.3). Die Energieauflösung weist deshalb die folgende Abhängigkeit auf:

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

Zusätzlich können eine Vielzahl von physikalischen und apparativen Effekten die Energieauflösung weiter verschlechtern. Zum Beispiel besteht in Kalorimetern, in denen nur die Čerenkov-Photonen ausgelesen werden, eine Energieschwelle, unterhalb der geladene Teilchen kein Čerenkov-Licht mehr aussenden (Gleichung 3.8). Deshalb sind die Ausleseelemente blind für einen Teil des Schauers. Langreichweitige Schauerteilchen, die sich entlang der Symmetrieachse von Kristallen ausbreiten (Channeling-Effekt) können in homogenen Čerenkov-Kalorimetern eine größere Energie vortäuschen. Denn die Wahrscheinlichkeit der Absorption des Čerenkov-Lichts nimmt mit der Tiefe des Entstehungsortes ab. Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit der Kathoden der Photomultiplier von der Wellenlänge des Lichts sowie elektronisches Rauschen der folgenden Elektronik, trägt ebenfalls zur Begrenzung der Auflösung bei. In der Abbildung 3.8 sind die ADC-Spektren des PbF_2 -Testmoduls dargestellt. Der ADC-Wert ist nach einer geeigneten Kalibrierung proportional zur Energie des Elektrons. Die Untersuchungen von R. D. Appuhn et al. ergaben, unter Berücksichtigung von Fluktuationen des aus dem Testmodul herausleckenden Schaueranteils, eine Energieauflösung von $5.6\%/\sqrt{E}$ [32].

3.2 Das PbF_2 -Testmodul

3.2.1 Eigenschaften von PbF_2 als Kalorimetermaterial

Bleifluorid ist ein anorganisches, kristallines Material, daß in einer kubischen oder orthorhombischen Gitterstruktur vorliegen kann. Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit und für die der zitierten Messungen [33] wurden ausschließlich Kristalle in ihrer kubischen Konfiguration benutzt. Anderson et al. gelang es nachzuweisen, daß die von einer amerikanischen Firma (Optovac Inc., N. Brookfield, MA USA) hergestellten PbF_2 -Kristalle zur elektromagnetischen Kalorimetrie geeignet sind. Das untersuchte PbF_2 -Modul stammt ebenfalls aus dieser Produktionsreihe.

Im Vergleich zu anderen szintillierenden Materialien und Bleiglaszählern weist PbF_2 einige bemerkenswerte Eigenschaften auf (Tabelle 3.1). Eine davon ist die hohe Dichte von $7.77g/cm^3$ und die daraus resultierende kurze Strahlungslänge von $0.93cm$. Die Strahlungslänge von PbF_2 ist um 15% geringer als die des kompaktesten Szintillators BGO.

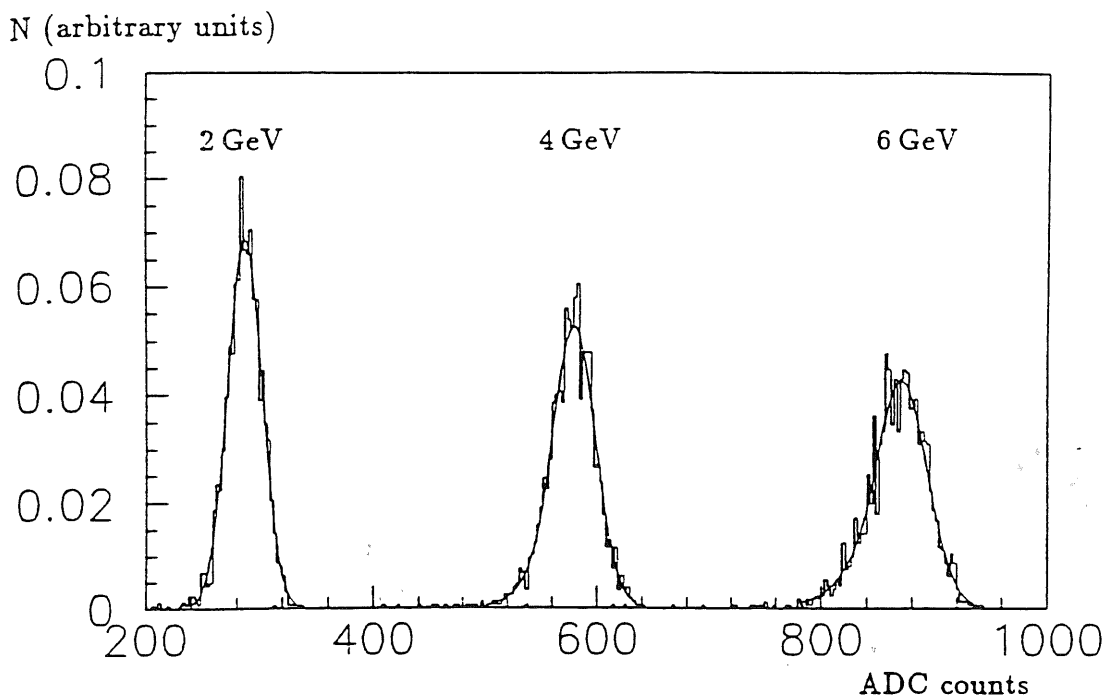


Abbildung 3.8: Normierte ADC-Spektren von Elektronen mit verschiedener Energie.

Im Vergleich mit anderen Čerenkov-Strahlern zeigt sich ebenfalls, daß PbF_2 das kompakteste aller bisher verwendeten Materialien dieses Typs ist (Tabelle 3.2). Diese Eigenschaften macht es für das BEMC-Upgrade-Projekt attraktiv, da im H1-Detektor für das Rückwärtskalorimeter nur die Tiefe des derzeitigen BEMC zur Verfügung steht. (Die Tiefe des derzeitigen BEMC entspricht 22.5 Strahlungslängen, bei einer effektiven Dichte des Kalorimetermaterials von etwa $5g/cm^3$.)

Die optischen Qualitäten wurden an den Universitäten Prag und Dortmund gemessen. Die Transmission bricht erst im ultravioletten Bereich ab (durchgezogene Linie in Abb. 3.9). Wenn man eine $1/\lambda^2$ -Abhängigkeit des Čerenkov-Lichtspektrums annimmt [34], so gibt die gestrichelte Kurve die Anzahl der auslesbaren Č-Photonen an. Der Brechungsindex n beträgt etwa 1.82 [32]. Dieser im Vergleich zu anderen Bleigläsern hohe Brechungsindex verkleinert zudem die Energieschwelle für Teilchen, die Čerenkovstrahlung induzieren können. Die Anzahl der Photoelektronen pro GeV beträgt 1300 und ist damit um zwei bis drei Größenordnungen kleiner als bei szintillierenden Materialien (Tabelle 3.1). Deshalb ist es erforderlich, das Signal der Photonen mit Photomultipliern zu verstärken. Das Verhalten geeigneter Photomultiplier ist von J. Janoth gemessen worden [35]. Dabei wurden insbesondere die Eigenschaften unter den gleichen Magnetfeldbedingungen wie im H1-Detektor untersucht.

Der Vergleich der Molière-Radien und der Strahlungslängen zeigt die große Kompaktheit von PbF_2 . Der Molière-Radius ist aber möglicherweise für die meßbare transversale

	PbF_2	BGO	BaF_2	CsI
Dichte [g/cm^3]	7.77	7.13	4.87	4.51
Strahlungslänge [cm]	0.93	1.1	2.1	1.9
Molière-Radius [cm]	2.22	2.7	4.4	3.8
Zerfallskonstante [ns]	-	300	0.6 (kurz) ; 620 (lang)	10 (kurz); 36 (lang)
Photoelektronen/GeV	1300	$2.8 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$	$4.2 \cdot 10^6$

Tabelle 3.1: Vergleich physikalischer Eigenschaften PbF_2 mit szintillierenden Kristallen nach [33, 22].

	PbF_2	F-2	SF-5	SF-6
Dichte [g/cm^3]	7.77	3.61	4.08	5.20
Strahlungslänge [cm]	0.93	3.22	2.54	1.69
R_M [cm]	2.22	3.9	3.7	2.7
Kritische Energie [MeV]	9.04	17.3	15.8	12.6
Brechungsindex [$\lambda = 400nm$]	1.82	1.62	1.67	1.81
Energieauflösung [%]	5.6	4.0	4.2	3.6
Photoelektronen/GeV	1300	800	600	900

Tabelle 3.2: Vergleich physikalischer Eigenschaften von PbF_2 mit anderen Čerenkov-Kalorimetermaterialien; nach [33].

Energiedeposition nicht maßgeblich, da ein Teil der geladenen Schauerteilchen eine zu geringe Energie besitzen, um noch Čerenkov-Licht abstrahlen zu können (Gleichung 3.8). Es ergibt sich, daß Elektronen und Positronen unterhalb einer Schwelle von $0.62MeV$ in PbF_2 kein Čerenkovlicht mehr verursachen können. Die niederenergetischen Schauerteilchen besitzen im Vergleich zu den hochenergetischen Teilchen eine größere Dichte am Rand des Schauers (Gleichung 3.4). Deshalb ist für einen effektiven Molière-Radius, der die transversale Ausdehnung der Čerenkov-Abstrahlung in einem Kalorimeter beschreibt, möglicherweise mit einem geringeren Wert zu rechnen. Ein solcher effektiver Molière-Radius soll im Rahmen dieser Arbeit bestimmt werden (Kapitel 6).

3.2.2 Der Aufbau des Testmoduls

Das untersuchte Testkalorimeter bestand aus vier Kristallen mit den Abmessungen $21mm \times 21mm \times 175mm$. Sie wurden gemäß der Abbildung 3.10 zueinander angeordnet. Die Oberfläche der Kristalle wurden vor dem Zusammenbau des Moduls poliert und von Staub und Schmutz gereinigt. Jeder der Kristalle wurde mit handelsüblichem

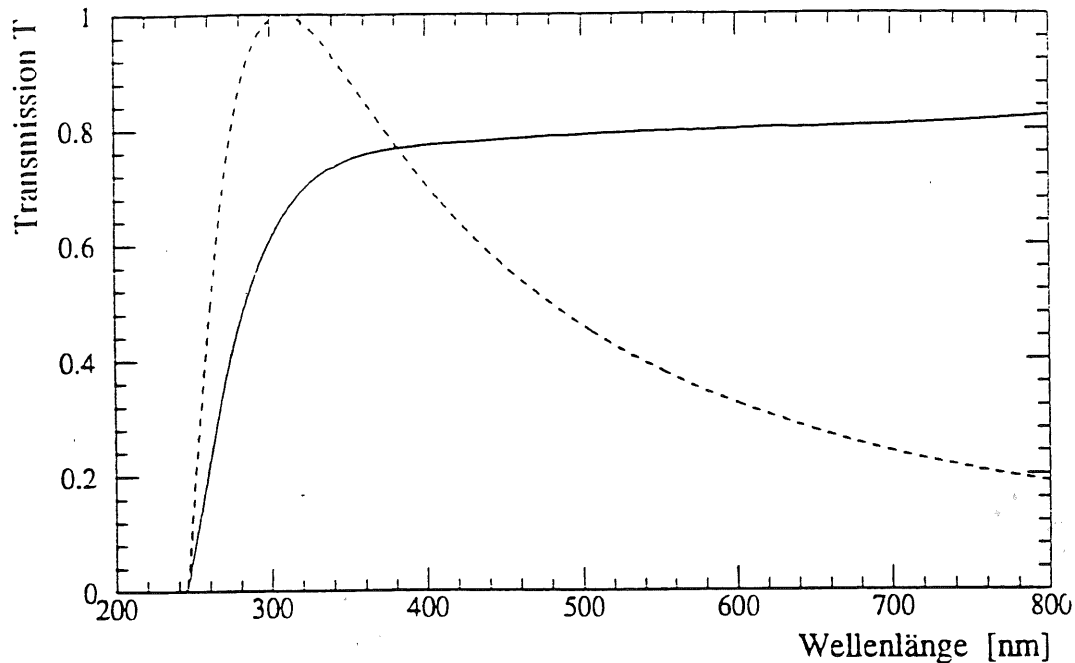


Abbildung 3.9: Transmission und effektives Čerenkov-Lichtspektrum für PbF_2 nach [34]. Die Transmission beinhaltet die Totalreflexion an den Grenzflächen.

weißem Schreibmaschinenpapier umwickelt, um das Eintreten von Čerenkov-Photonen in die benachbarten Kristalle zu vermeiden. Mit vier Photomultipliern wurde jeweils die Antwort der einzelnen Kristalle auf elektromagnetische Schauer ausgelesen. Hinter den Kristallen 1 und 2 wurden Photomultiplier des Typs XP2802 von Phillips angeordnet, während sich andere vom Typ XP2812 ebenfalls von Phillips hinter den Kristallen 3 und 4 befanden. In späteren Messungen am Teststrahl 22 am DESY wurden Photomultiplier des Typs R4722 von Hamamatsu verwendet. Alle Typen besaßen Kalkglasfenster, die für UV-Licht undurchlässig waren. Die optische Kopplung an die vier Kristalle erfolgte durch einen $60\mu m$ tiefen Luftspalt. Um den Abstand zwischen Kristall und der Kathode des Photomultipliers konstant zu halten, wurden Tesafilmstreifen so auf die Fenster geklebt, daß die Photokathoden nicht abgedeckt wurden. Vor den Kristallen wurden jeweils LEDs (Light Emission Diode) angebracht, um eine Kalibrierung der Elektronik im Experiment durchführen zu können. Das gesamte Modul wurde mit schwarzem Klebeband umhüllt und fixiert. Die Umhüllung verhindert, daß Fremdlicht während der Testphasen in die Kristalle eindringen kann.

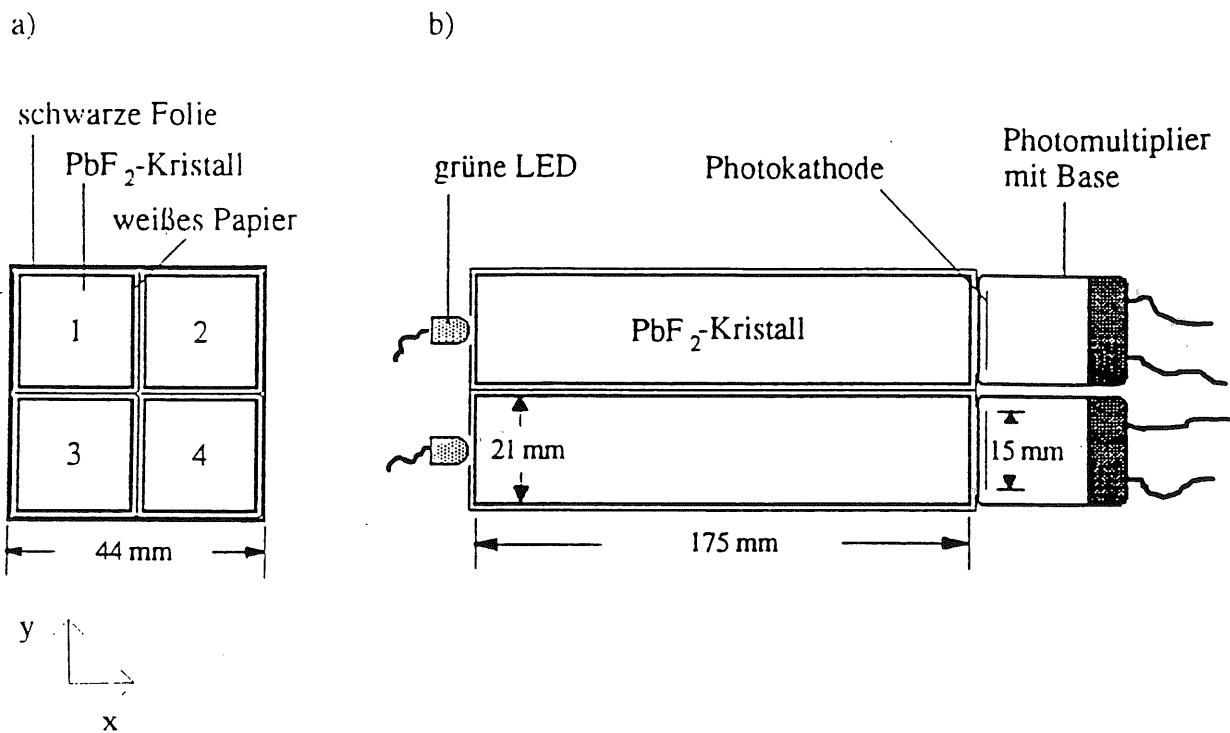


Abbildung 3.10: Aufbau des PbF_2 -Testkalorimeters: Schnitt senkrecht (a) und parallel (b) zur Längsachse des Moduls. Die Teststrahlteilchen fielen parallel zur Längsachse des Moduls ein. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu und entstammt [34].

Kapitel 4

Versuchsaufbau und Datennahme

4.1 Gassystem und Hochspannungsversorgung der Driftkammer

Um die Driftkammer mit dem Driftgas Ar/CH_4 zu versorgen, wurde das in Abb. 4.1 dargestellte Gassystem realisiert. Da der Druck in der Kammer immer bei 1bar gehalten wurde, erübrigte sich die Benutzung einer Pumpe. Das Gas gelangte aus der Flasche über ein Druckreduzierungsventil und einen Durchflußmeßgerät in den Drucktank. Der Gasfluß wurde am Ventil auf etwa 20l/h eingestellt und am Durchflußmesser kontrolliert. Die folgende, ölgefüllte Waschflasche bot eine einfache Kontrolle zu sehen, ob ein Gasfluß vorlag. Die Hochspannungsversorgung der Kathodendrähte erfolgte durch eine Spannungsquelle (Fug HCN 14-6500) realisiert. Die eingestellte Hochspannung betrug immer 1.7kV . Zwischen Spannungsquelle und Kathodendrähte wurde ein Stromschutzgerät geschaltet, das bei Strömen von größer als 300nA die Verbindung unterbrach. Diese Maßnahme wurde ergriffen, da Überschläge die empfindlichen Drähte hätten beschädigen können. Insbesondere Überschläge zwischen Anodendrähten und Kathodendrähte können ein Reißen oder vorzeitiges Altern von Drähten verursachen.

4.2 Signalverstärkung

Bei einer Gasverstärkung von etwa 10^4 liefert ein Primärelektron eine Ladung von etwa 10^{-3}pC in der Kammer. Eine Verstärkung der Signale ist also notwendig. Diese Aufgabe wurde von den Vor- und Hauptverstärkern erfüllt, welche für die Mikro-Vertex-Kammer des ARGUS Experiments am DORIS-Speicherring des DESY (Hamburg) entwickelt wurden [36]. Die Vorverstärker sind stromsensitiv und sind auf Karten angebracht, die jeweils 8 Kanäle beinhalten. Diese Karten wurden an den dafür vorgesehenen Steckplätzen am Drucktankdeckel angebracht. Jede dieser Karten besitzt einen Testpulsingang, damit die fehlerfreie Funktion der Vorverstärker und der nachfolgenden Elektronik während der Testphase überprüft werden konnte. Desweiteren kann man die Testpulse dazu verwenden, eine zu große zeitliche Verschiebung der Start- und Stoppulse gegeneinander festzustellen,

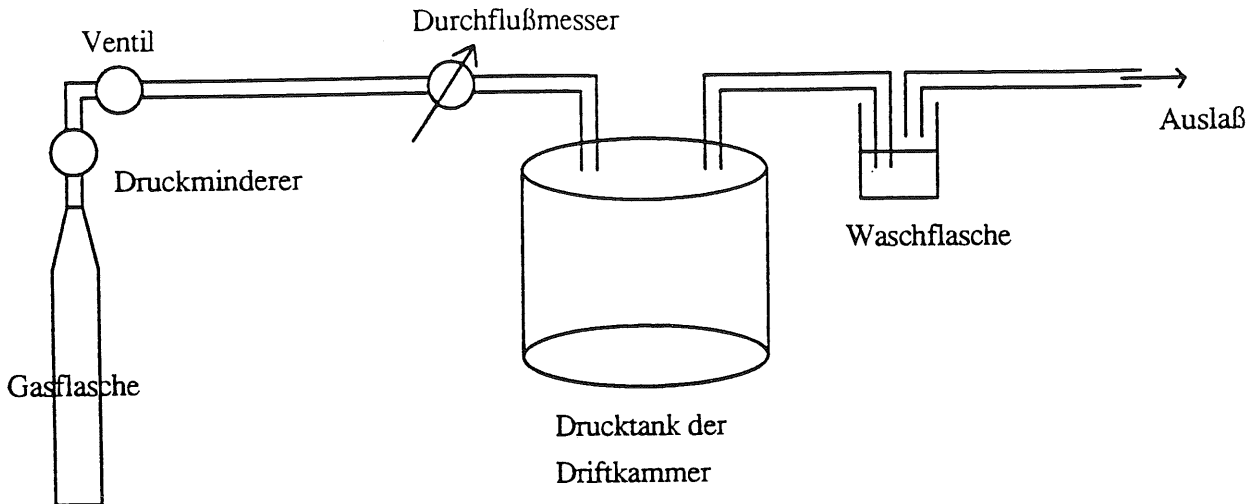


Abbildung 4.1: Das Gassystem.

damit diese dann durch Verzögerungselemente kompensiert werden kann. In der Tabelle 4.1 sind einige wichtige Daten des Vorverstärkers angegeben. Ebenso wie die Vorverstärker

Anstiegszeit (10%-90%)	3.9ns
Empfindlichkeit	4mV/ μ A
Eingangsimpedanz	100 Ω – 140 Ω
Ausgangsimpedanz	100 Ω Verlustleistung 24mW/Kanal

Tabelle 4.1: Daten des Vorverstärkers nach [36].

besteht auch der Hauptverstärker aus Karten, die jeweils 8 Kanäle auf einer Platine vereinigen. Die Bauteile lassen sich in Gruppen zusammenfassen, die folgende Aufgaben erfüllen: Die vorverstärkten Signale gewinnen zunächst mittels eines Analogverstärkers eine größere Amplitude. Danach können sie über einen Analogausgang ausgelesen werden (Abb. 4.2). Bevor diese Signale in digitale ECL-Pulse umgeformt werden können, müssen sie noch zwei Schranken passieren. Die erste dieser beiden Schranken ist ein Pulshöhendiskriminator. Die Schwelle des Diskriminators wird über eine Steuerspannung eingestellt. Ebenso kann mit der Steuerspannung die minimale Pulsbreite eines Pulsweitediskriminators eingestellt werden. Der Einbau einer solchen Diskriminatoreinheit im Hauptverstärker erfolgte wegen der Beobachtung , daß Rauschpulse in der Regel eine viel kürzere Pulsbreite als Signalepulse haben. Zum Schluß wird das Signal in ein ECL-Signal umgeformt. Die wichtigsten Eigenschaften des Hauptverstärkers sind in der Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Eine Übersicht über die gesamte Ausseelektronik ist in der Abb. 4.4 dargestellt.

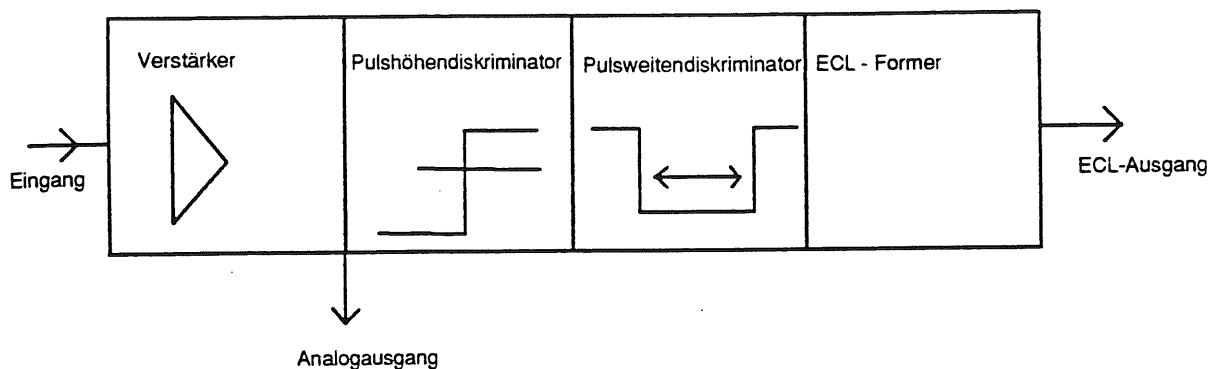


Abbildung 4.2: Funktionseinheiten des Hauptverstärkers.

Spannungverstärkung	25
Mindestpulsbreiten	15 – 100ns
Übersprechunterdrückung	> 50dB
Zeitstabilität	< 0.4ns
Eingangsimpedanz	100Ω
Ausgangsimpedanz	100Ω Verlustleistung 1.25W/Kanal

Tabelle 4.2: Daten des Hauptverstärkers nach [36].

4.3 Der Trigger am Teststrahl 22 des DESY

Um die Driftzeiten auslesen zu können und die Zeitmarke für die Integration der Photomultiplierpulse zu setzen, bedarf es eines Triggers. Hierzu dienten in den Messungen am Teststrahl 22 des DESY II-Elektronensynchrotrons 3 Szintillatoren, die mit Photomultipliern ausgelesen wurden. Ein breitflächiger Paddel-Szintillator befand sich direkt hinter dem den Strahl kollimierenden Bleirohr (Abb. 4.3). In 370cm Entfernung folgt ein Veto-Zähler, der aus einem Szintillator besteht, in den ein Loch gebohrt wurde. Wenn Strahlteilchen nicht durch das Loch fliegen, lösen sie ein Signal aus, welches das Auslösen eines Triggers verhindert. Wahlweise konnte man ein Veto-Zähler mit einem Loch des Durchmessers 8mm oder 2.5mm verwenden. Unmittelbar danach folgt ein 10mm dicker und 10mm breiter Fingerzähler. Die Pulse der Photomultiplier gehen über Pulshöhendiskriminatoren auf eine logische Einheit, wo ein Signal aus der Koinzidenz des „Paddels“, des „Fingers“ und dem invertierten Signal des „Vetos“ gebildet wird. Das so gebildete

Signal wird auf eine weitere Koinzidenzeinheit gegeben, an der noch ein Signal des Auslesecomputers anliegen muß, um einen Trigger zu erlauben. Dieses ist notwendig, da die Datenaufzeichnung durch den Computer langsamer als die Totzeit der Detektoren und der Elektronik ist.

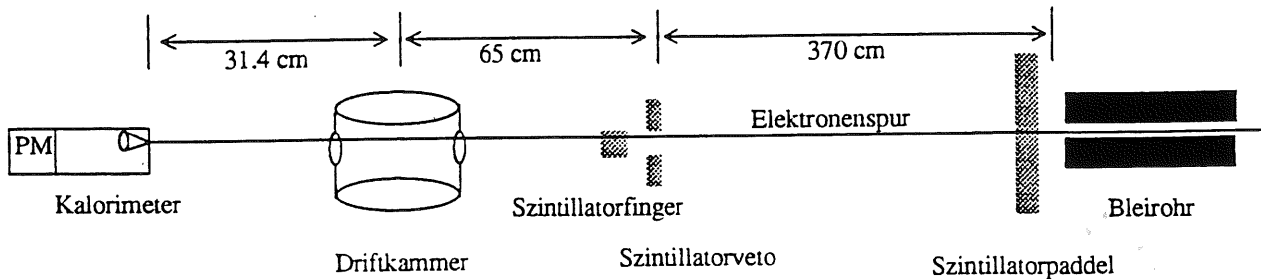


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Anordnung der Nachweisinstrumente im Teststrahl.

4.4 Der Trigger am Teststrahl T7N des CERN

Die Entscheidung über die Akzeptanz eines Ereignisses wurde in dem am CERN realisierten Versuchsaufbau von vier Szintillatoren gefällt. Das Strahlprofil wurde von zwei dieser Szintillatoren auf eine Fläche von $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ festgelegt. Diese Szintillatoren hatten eine Tiefe entlang der Strahlachse von jeweils 10cm . Eine genaue Darstellung des Meßaufbaus am CERN befindet sich bei [34]. Da die Auswertungen und Analysen dieser Arbeit die am Teststrahl des Protonensynchrotrons PS genommenen Daten nur am Rande behandeln, sei auf eine detaillierte Darstellung des Versuchsaufbaus hier und im weiteren verzichtet.

4.5 Elektronische Meß- und Speicherelemente

Die Messung der Driftzeiten und der Zeitauflösung des PbF_2 -Kalorimeters wurde mit TDC-Modulen durchgeführt. Dabei wurden verschiedene Konfigurationen benutzt, die charakteristisch für die drei Versuchsperioden am DESY und am CERN waren.

- Während der Versuchsperiode im Juni 1992 am DESY wurden TDC-Module vom Typ 2226A (Le Croy) verwendet, die jeweils 4 Kanäle besitzen. Dieser Typ kann nur im „Common-Start“-Modus betrieben werden, das bedeutet, der Start

der TDC-Uhren mußte durch das Triggersignal erfolgen, während die Signale der Anoden/-drähte die Uhren stoppen. Diese Kabel wiesen nur Lemokabel-Eingänge auf, auf die das Analogsignal der Hauptverstärker gegeben wurde, nachdem es Diskriminatoren, deren Schwelle bei 30mV lag, passierte. Da nur eine begrenzte Menge an TDC-Modulen und Kabel verfügbar war, beschränkte man sich darauf, jeweils 6 Anodendrähte der x-Richtung sowie der y-Richtung auszulesen. Dieses ist aber kein Nachteil, da das effektive Strahlprofil, das durch den oben beschriebenen Trigger definiert wurde, ohnehin nur eine Breite von kleiner als 1cm aufweist. Durch die Auswahl geeigneter Signaldrähte kann also das gesamte effektive Strahlprofil abgedeckt werden. Wie in allen anderen Versuchsperioden wurden ADC-Module des Typs 2249A (Le Croy) verwendet. Es wurde durch den Trigger ein 60ns langes Zeitintervall gesetzt, in dem die Pulse der Photomultiplier integriert und in ein digitales Signal umgewandelt wurden. Die Daten, die aus der Versuchsperiode mit dieser Auslesekonfiguration stammen, werden im folgenden DESY1-Daten genannt.

- Die Datennahmen im August und September 1992 wurden mit zwei TDC-Modulen des Typs 2228A (le Croy) durchgeführt. Diese Module besitzen jeweils 8 Kanäle mit Lemokabel-Eingängen. Es wurden insgesamt 16 Anodendrähte ausgelesen. Dabei wurden die ECL-Ausgänge der entsprechenden Hauptverstärkerkarten mit einem ECL-NIM-Converter verbunden. Die umgewandelten Signale wurden dann auf die TDC-Eingänge gegeben. Die Steuerspannung des Pulshöhen diskriminators des Hauptverstärkers wurde so eingestellt, daß die Schwelle bei 20mV lag. Die so genommenen Daten werden im folgenden DESY2-Daten genannt.
- In der Versuchsperiode am CERN im Juli 1993 wurden die Driftzeiten mit einem TDC-System gemessen, das auch für die Mikro-Vertex-Kammer des ARGUS-Experiments eingesetzt wurde. Die eigentlichen TDC-Module vom Typ 4291B (Le Croy) befinden sich zusammen mit einem TDC-Controller in einem gesonderten Crate. Dieser Controller wird von einem DBUS-Interface ausgelesen, das sich im Hauptcrate befand. Die TDC-Module besitzen jeweils 32-Kanäle. Dieses System ist besonders geeignet, große Anzahlen von Signaldrähten auszulesen. Die Möglichkeit der Datenkomprimierung, der modulare Aufbau und die Flexibilität des Systems sowie vielfältige Testmöglichkeiten, die der TDC-Controller bietet, erweisen sich als nützliche Vorteile in der Anwendung in einem größeren Experiment. Die Pulshöhenschwelle für die Anodendrahtsignale nach ihrer letzten Verstärkung wurde auf 10mV eingestellt. Die Daten aus der dargestellten Auslesekonfiguration werden CERN-Daten genannt.

Die so gemessenen Driftzeiten und Photomultiplierpulse müssen nun noch von einem Computer gelesen und auf einen Massenspeicher geschrieben werden. Dazu diente während der Messungen am DESY ein MacIntosh-Computer (Apple) der mit einem speziellen Crate-Controller kommunizierte. Ein VME-Rechner, dessen Branch-Controller mit einem Crate-Controller verbunden war, wurde in den Tests am CERN benutzt.

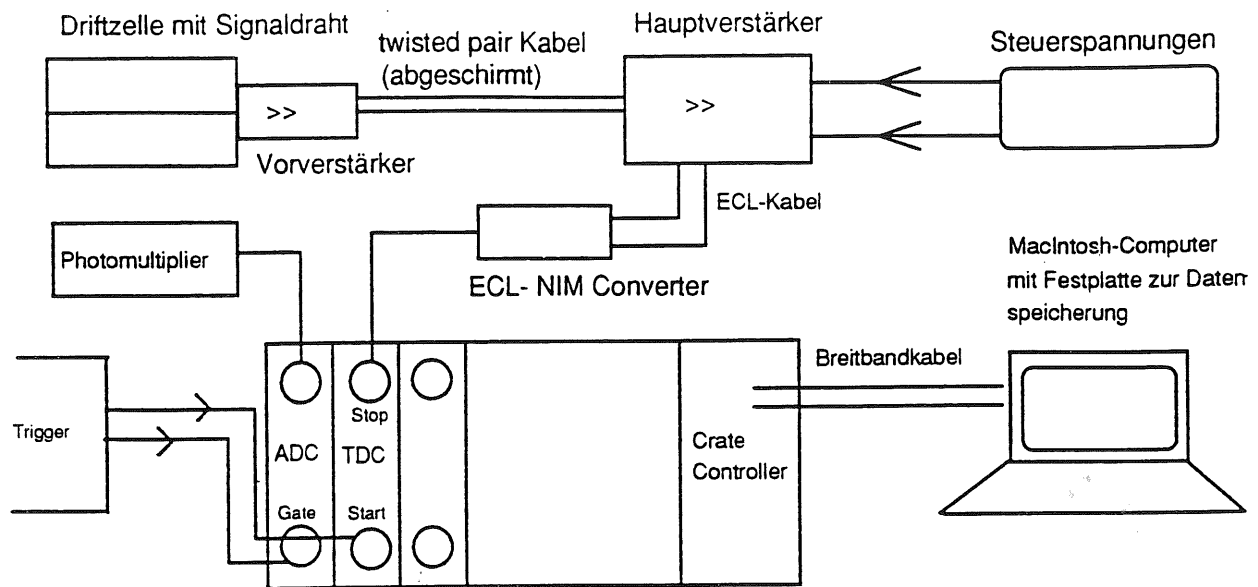


Abbildung 4.4: Schematische Übersicht über die Ausleseelektronik (Anordnung wie bei DESY2-Messungen).

4.6 Der Teststrahl 22 des DESY

Das DESY II ist ein Elektronensynchrotron mit einer Maximalenergie von 7.5 GeV und kann dem Teststrahl 22 sekundäre Elektronen von Energien von 1 GeV bis 6 GeV zuführen. An einem Kohlefaden, der sich in der Vakuumkammer des Synchrotrons befindet, werden Bremsstrahlungsquanten erzeugt und durch ein Vakuumrohr auf ein Konversionstarget geführt. Während der DESY1-Messungen wurde ein 4 mm -Kupfer Target verwendet, die DESY2-Messungen erfolgten unter Benutzung eines 3 mm -Kupfer Targets. Abbildung 4.5 stellt schematisch die wichtigsten Elemente der folgenden Strahlführung dar. Der Magnet filtert Elektronen der gewünschten Energie aus den am Konversionstarget entstandenen Teilchen heraus, indem er sie um 1.5° auf den Vakuumkollimator ablenkt. Eine Abschätzung der Breite der Energieverteilung aufgrund von Magnetstromschwankungen ist in Tabelle 4.3 dargestellt.

4.7 Abschätzung der Strahldivergenz

Wie im folgenden Kapitel gezeigt wird, reicht das Auflösungsvermögen der Driftkammer nicht dazu aus, die Divergenz des Teststrahls mit hinreichender Genauigkeit zu bestimmen. Es wurde deshalb ein Verfahren zur Spurfindung benutzt, daß zusätzlich zur Driftkammerinformation eine Abschätzung der Divergenz des Strahls miteinbezieht. Diese Abschätzung soll im folgenden dargestellt werden.

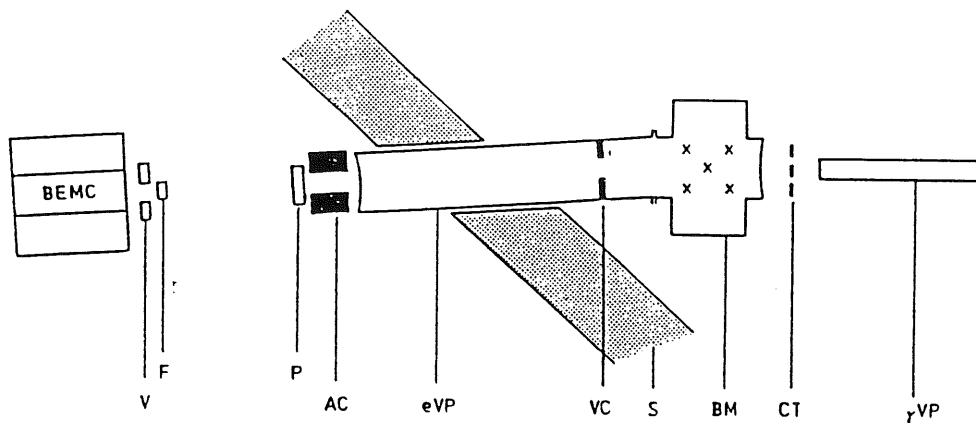


Abbildung 4.5: Der DESY Teststrahl 22 nach [37]

γ VP = Vakuumrohr für Photonen, CT = Konversionstarget, BM = Ablenkmagnet, VC = Vakuumkollimator, eVP = Vakuumrohr des Elektronenstrahls, AC = Bleirohr, P = Szintillatorpaddel.

Die Winkel der Elektronen gegen die Strahlachse werden zum einen vom Bleirohr im Zusammenwirken mit dem Szintillatorveto bestimmt. In der Abb. 4.6 ist skizziert, welche Minimal- und Maximalwinkel noch zulässig sind, damit das Elektron einen Trigger auslöst. Das in Abb. 4.3 dargestellte Szintillatorpaddel befindet sich direkt hinter dem Bleirohr. Die Vielfachstreuung im Szintillatorpaddel kann deshalb vernachlässigt werden. Es wurde nun angenommen, daß der Strahl ungeordnet aus dem Bleirohr kommt, das bedeutet, alle möglichen Winkel gegen die Strahlachse haben a priori die gleiche Wahrscheinlichkeit. Angesichts der vorangehenden strahlfokussierenden Elemente, kann eine solche Abschätzung eine obere Grenze der Strahldivergenz liefern. Alle Winkel gegen die

E(GeV)	$\delta E/E(\%)$
1	1.8
2	0.9
3	0.6
4	0.5
5	0.4
6	0.3

Tabelle 4.3: Relative Unsicherheit der Strahlenergie nach [37].

Strahlachse sind klein, da $A = 1\text{cm}$, $C = 0.8\text{cm}$, $B = 370\text{cm}$ gilt und somit $A, C \ll B$ ist. Deshalb gilt für den Winkel θ gegen die Strahlachse: $\tan \theta \approx \theta$. Wie man in der Abb. 4.6 erkennt, ergeben sich für unterschiedliche r andere Minimalwinkel $\theta_{\min}(r)$ und Maximalwinkel $\theta_{\max}(r)$:

$$\theta_{\max}(r) = r/B \quad (4.1)$$

$$\theta_{\min}(r) = (r - A)/B \quad (4.2)$$

Die Varianz des Winkel erhält man somit aus:

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{\int_0^A (\int_{\theta_{\min}(r)}^{\theta_{\max}(r)} \theta^2 d\theta) dr}{\int_0^A (\int_{\theta_{\min}(r)}^{\theta_{\max}(r)} d\theta) dr} \quad (4.3)$$

Nach einer kurzen Rechnung erhält man:

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{1}{12B^2} (A^2 + C^2) = (1\text{mrad})^2 \quad (4.4)$$

Der zweite die Strahldivergenz bestimmende Prozeß ist die Vielfachstreuung am Finger-

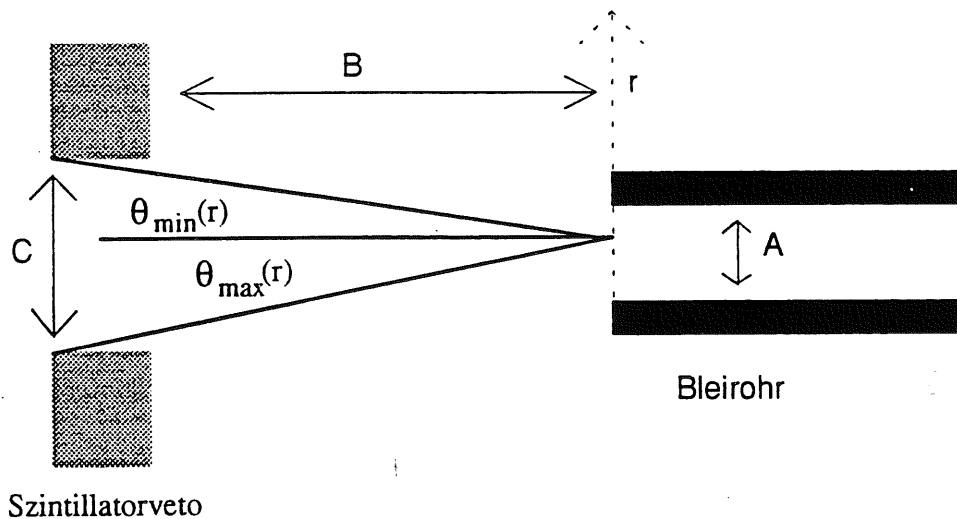


Abbildung 4.6: Strahlauflösung aufgrund des Durchmessers des Bleirohrs und des Vetos.

szintillator (Abb. 4.3), der sich direkt an den Vetoszintillator anschließt. Eine genauere Abschätzung der resultierenden Strahlauflösung als sie die Gleichung 3.4 liefert, erhält man aus einer Anpassung an die Molière-Verteilung nach [38]:

$$\langle \theta^2 \rangle = \left(\frac{13.9\text{MeV}}{\beta c p} z \sqrt{X/X_0} [1 + 0.0048 \ln(X/X_0)] \right)^2 \quad (4.5)$$

In dieser Formel ist βc die Geschwindigkeit des Elektrons und p dessen Impuls. Als Strahlungslänge des Szintillatormaterials wurde $X_0 = 42.4\text{cm}$ angenommen [22]. Für Elektronen mit einem Impuls von 3GeV ergibt sich dann:

$$\langle \theta^2 \rangle_{3\text{GeV}} = (0.6\text{mrad})^2 \quad (4.6)$$

Aus den Gleichungen 4.4, 4.6 erhält man schließlich die Streuung der Winkel gegen die Strahlachse in einer Ebene:

$$\sqrt{\langle \theta_{\text{incl}}^2 \rangle} \approx 1.2\text{mrad} \quad (4.7)$$

Diese Abschätzung des Winkels soll Eingang in die Spuranpassungen finden (Kapitel 6). Man entnimmt der Abb. 4.3, daß der Abstand zwischen Kalorimeter und Driftkammer 31.4cm beträgt. Demnach entspricht ein Winkel von 1.2mrad einer Änderung der x-Koordinate (y-Koordinate) auf der Stirnfläche des Kalorimeters von etwa 0.4mm .

Kapitel 5

Auswertung der Driftkammerdaten

5.1 Methoden der Analyse der Driftkammerdaten

5.1.1 Einleitung

Im ersten Teil dieses Kapitels wird dargestellt, wie mit dem entwickelten Programm aus den TDC-Daten die Spuren rekonstruiert werden. Die verschiedenen Teile des Algorithmus werden beschrieben und erklärt. Außerdem wird eine Übersicht des gesamten Programms gegeben. Im Anschluß daran sollen die Ergebnisse dieser Auswertung dargestellt werden.

Als erstes werden die in diesem Kapitel verwendeten Begriffe erklärt. Eine Beschreibung der verschiedenen Methoden der linearen Regression, die zur Ermittlung der Teilchenspuren benutzt wird, folgt als nächstes. Um das Programm zu testen, besteht die Möglichkeit, simulierte Spuren vorzugeben und zu vergleichen, ob vorgegebene und rekonstruierte Spuren übereinstimmen. Die beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch eine Driftzelle gemessene Driftzeit muß in einen Abstand der Teilchenspur vom Draht umgerechnet werden. Hierbei sind zwei Punkte von Bedeutung: Zum einen müssen die TDCs kalibriert sein, daß heißt ihre Uhren müssen synchronisiert sein. Außerdem muß die Orts-Driftzeitbeziehung bekannt sein. Die Abschätzung der Orts-Driftzeitbeziehung geschieht durch die Integration eines TDC-Spektrums. Diese Methode, sowie die Kalibration der TDC-Spektren werden in den entsprechenden Abschnitten erklärt. Als nächstes wird dann das iterative Verfahren erläutert, mit dessen Hilfe eine Verbesserung der Ortsauflösung der Driftkammer erreicht werden sollte. Im letzten Abschnitt des ersten Teils dieses Kapitels soll der Gesamtablauf des Programms schematisch dargestellt werden.

5.1.2 Spurrekonstruktion in einer Driftkammer

In Abbildung 5.1 sind 2 Spuren dargestellt, die aus den Driftzeiten rekonstruiert werden. Der Abstand zwischen den Isochronen, den Kurven gleicher Driftzeit, und der errechneten Spur wird Residuum genannt. Die Streuung der Residuen eines Drahtes, der nicht in die Spuranpassung miteinbezogen wird, entspricht der Einzeldrahtauflösung oder Auflösung.

Dieses gilt, wenn der Fehler der angepaßten Spur klein gegen die Auflösung selbst ist. Dieses kann vorausgesetzt werden, da in dieser Kammer vier Ebenen pro Projektion und damit vier Meßpunkte zur Verfügung stehen. Bei jeweils nur vier Meßpunkten für die Spurrekonstruktion in der x- und y-Projektion kann jedoch nicht auf die Information einer ganzen Lage bei der Spuranpassung verzichtet werden. Deshalb ist die Residuenverteilung und damit die Auflösung nicht unabhängig von der Spurfindung und muß deswegen mit einem Faktor $f = \frac{n}{n-p}$ multipliziert werden, wobei n die Anzahl der Ansprecher, und p die Anzahl der extrahierten Parameter ist, also $p = 2$ für eine lineare Regression (Steigung und Achsenabschnitt) [36]. Die Steigung ist definiert als $a = \frac{\Delta x}{\Delta z}$.

Die Spur kann rechts oder links vom Draht liegen. Zunächst weiß man nicht, welche der beiden Möglichkeiten die richtige ist. Die Wahl wird getroffen, indem man für alle $2^4 = 16$ Möglichkeiten χ^2 berechnet, das heißt die Summe der Abstandsquadrate zwischen Isochronen und errechneter Spur betrachtet und diejenige Spur als richtig erachtet, die das minimale χ^2 besitzt. Für n Ansprecher ist χ^2 gegeben durch:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(x_i(t_i) - az_i - b)^2}{\sigma_i^2}.$$

Diese Methode wird in der x- und der y-Projektion durchgeführt. Aus der Auflösung σ_i erhält man das Gewicht $1/\sigma_i^2$ eines Meßpunkts. Dieses ist driftzeitabhängig, da die Ortsauflösung einer Driftkammer ebenfalls driftzeitabhängig ist (Kapitel 2).

5.1.3 Lineare Regression

Wenn die Spuren der durch die Kammer fliegenden Teilchen fast senkrecht auf den durch die Drahtlagen definierten Ebenen liegen, kann angenommen werden, daß ebenso die Residuen fast in diesen Ebenen liegen. Diese Annahme, die für die ausgewerteten Daten gerechtfertigt ist, da niemals unter größeren Winkeln als 5° gegen die Senkrechten der Drahtebenen in die Kammer eingeschossen wurde, erspart die Programmierung eines aufwendigen Algorithmus, der Sekanten durch die Isochronen legt und nur iterativ zu findende Lösungen des Problems liefert [20] und somit viel Rechenzeit benötigen würde. Der relative systematische Fehler des Drahtabstandes beträgt bei der gemachten Vereinfachung $1 - \cos(\alpha)$, wobei α der Winkel zwischen der Senkrechten auf den Lagen und der Spur ist: $\alpha = \tan^{-1}(\frac{\Delta x}{\Delta z})$.

Es stellte sich heraus, daß das Auflösungsvermögen der Kammer nicht ausreichte, um die Divergenz des einfallenden Teilchenstrahls in hinreichender Genauigkeit zu messen (siehe zweiter Teil dieses Kapitels). Der Fehler der Ortsmessung auf der Kalorimeteroberfläche wurde aber vom Fehler der Steigung dominiert, weil der Abstand des Kalorimeters zur Driftkammer groß war, verglichen mit dem Abstand der jeweils vier Drahtlagen voneinander (vgl. Kapitel 4). Aus diesem Grund wurde bei der linearen Regression ein Verfahren benutzt, daß die Strahldivergenz künstlich beschränkt. Diese Beschränkung der Strahldivergenz, die im folgenden erläutert werden soll, geschah jedoch gemäß den vorher dargestellten Abschätzungen (vgl. Kapitel 4). Wie sich später herausstellte,

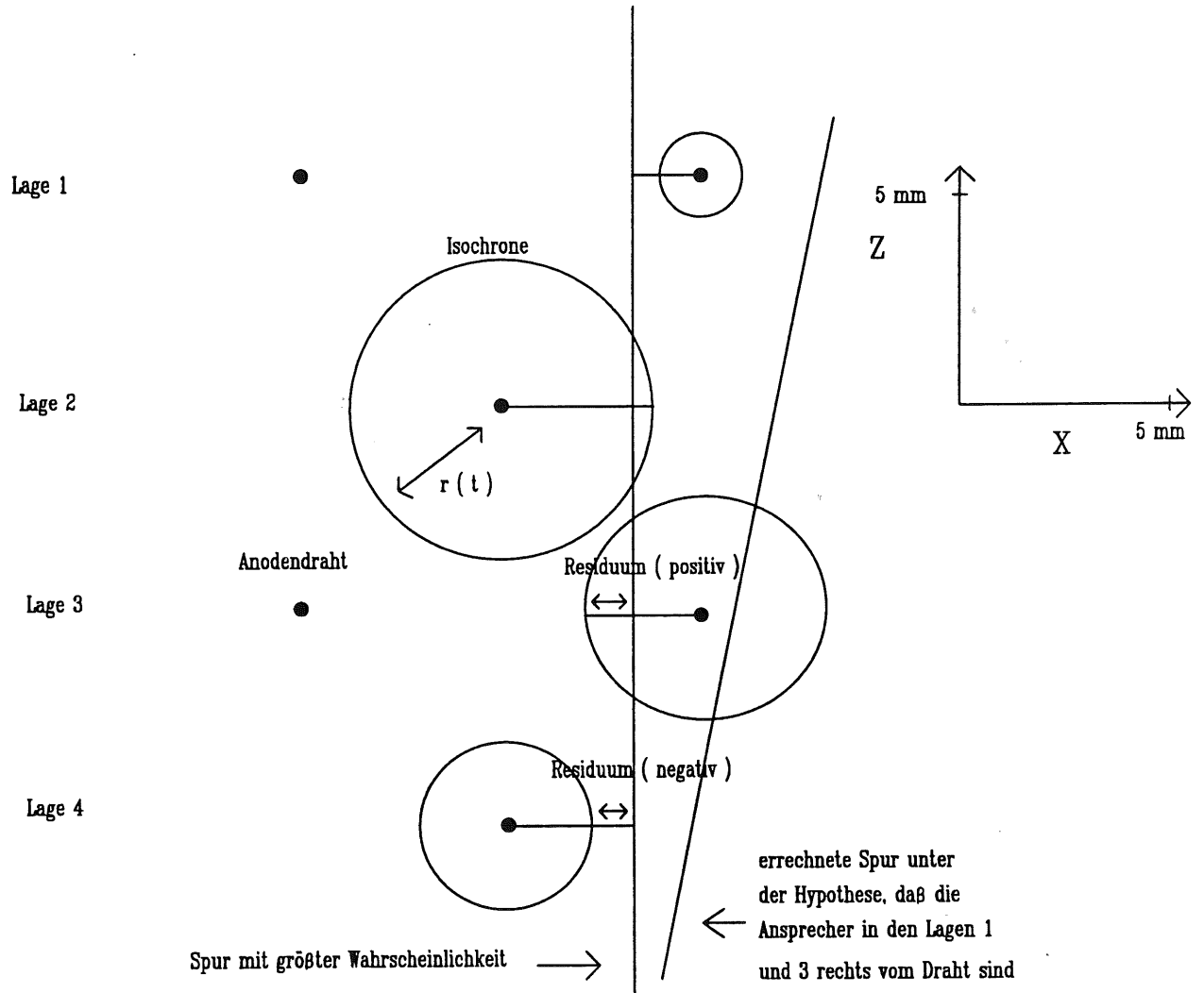


Abbildung 5.1: Zeichnung zweier Teilchenspuren.

waren diese Abschätzungen im Einklang mit einer anderen Methode, in der die Auflösung der Kammer aus den Kalorimeterdaten bestimmt wurde (siehe Kapitel 6).

Es wurde nun die mittlere Steigung a_{mit} der Spuren aus 1000 Teilchenspuren extrahiert, um in den folgenden Spuranpassungen entweder den Winkel der Spuren als fest oder als begrenzt anzunehmen. Dies bedeutet, daß anstelle des üblicherweise bei einer linearen Regression bezüglich der beiden Parameter a und b minimierten χ_1^2 , ein χ_2^2 mit konstantem a_{mit} nur bezüglich des Achsenabschnitts b minimiert wurde. Die zweite Option der Begrenzung der Strahldivergenz wurde durch die Minimierung eines χ_3^2 verwirklicht. In diesem Fall wurde zu dem üblichen χ_1^2 noch ein Term addiert, mit dem man die Strahldivergenz gemäß der Abschätzung festlegen konnte. Die Formeln für die drei χ^2 -Definitionen sind:

$$\chi_1^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(x_i(t_i) - az_i - b)^2}{\sigma_i^2} \quad (5.1)$$

$$\chi_2^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(x_i(t_i) - a_{mit}z - b)^2}{\sigma_i^2} \quad (5.2)$$

$$\chi_3^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(x_i(t_i) - az_i - b)^2}{\sigma_i^2} + \frac{(a - a_{mit})^2}{\sigma_a^2} \quad (5.3)$$

Falls man die Option der Minimierung von χ_2^2 im Programm gewählt hat, so beschränkt sich die Bestimmung des Achsenabschnitts auf eine einfache Mittelwertbildung. Bei der dritten Option wird σ_a gemäß den Abschätzungen der Strahldivergenz festgelegt. Für χ_3^2 ergibt sich dann für Steigung und Achsenabschnitt folgende Gleichung aus der χ^2 -Minimierung:

$$\vec{\nabla} \chi_3^2 = \left(\frac{\partial \chi_3^2}{\partial a}, \frac{\partial \chi_3^2}{\partial b} \right) = \vec{0} \Leftrightarrow C \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} - \vec{c} = \vec{0},$$

mit

$$C = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^n z_i^2/\sigma_i^2 + 1/\sigma_a^2 & \sum_{i=1}^n z_i/\sigma_i^2 \\ \sum_{i=1}^n z_i/\sigma_i^2 & \sum_{i=1}^n 1/\sigma_i^2 \end{pmatrix}; \vec{c} = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^n x_i z_i/\sigma_i^2 + a_{mit}/\sigma_a^2 \\ \sum_{i=1}^n x_i/\sigma_i^2 \end{pmatrix}$$

Die Inverse der Matrix C , ist die Kovarianzmatrix C^{-1} . Es sei nun die folgende Konvention eingeführt:

$$S_1 = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2}, S_x = \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_i^2}, S_z = \sum_{i=1}^n \frac{z_i}{\sigma_i^2}, S_{xz} = \sum_{i=1}^n \frac{x_i z_i}{\sigma_i^2}, S_{xx} = \sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{\sigma_i^2}, S_{zz} = \sum_{i=1}^n \frac{z_i^2}{\sigma_i^2}$$

Dann ergibt sich für Steigung und Achsenabschnitt:

$$a = \frac{1}{D} (S_1 (S_{xz} + \frac{a_{mit}}{\sigma_a^2}) - S_z S_x)$$

$$b = \frac{1}{D} ((S_{zz} + \frac{1}{\sigma_a^2}) S_x - (S_{xz} + \frac{a_{mit}}{\sigma_a^2}) S_z).$$

Hierbei sei $D = \det(C) = (S_{zz} + \frac{1}{\sigma_a^2})S_1 - S_z^2$.

Für den Fall $\chi_3^2 = \chi_1^2$, das heißt für $\sigma_a \rightarrow \infty$ werden die Formeln für lineare Regression reproduziert [22]. Der Fehler eines extrapolierten Wertes berechnet sich nun aus:

$$\sigma(x)^2 = E[(x_{fit} - x_{true})^2] = \sum_{n,m} C_{nm}^{-1} f_n(z) f_m(z), \quad (5.4)$$

wobei die anzupassende Funktion von der Form $x = \sum_n a_n f_n(x)$ sein muß [22]. Das bedeutet also für den hier vorliegenden Fall einer linearen Gleichung: $f_1 = 1$, $f_2 = z$. Wenn man nun die Elemente der Kovarianzmatrix in Gleichung 5.4 einsetzt, so erhält man:

$$\sigma(x)^2 = E[(x_{fit} - x_{true})^2] = 1/D(S_1 z^2 - 2S_z z + S_{zz} + 1/\sigma_a^2). \quad (5.5)$$

Wiederum erhält sich die in [22] gegebene Formel für $\sigma_a \rightarrow \infty$.

5.1.4 Simulation

Anstelle von gemessenen Daten können auch simulierte Ereignisse benutzt werden. Für deren Spuren werden die Drahtabstände ermittelt. Die Drahtabstände werden dann gemäß einer vorgegebenen Auflösung gaußförmig „verschmiert“, was bedeutet, daß zum Drahtabstand R ein Abstand $\Delta r \cdot z$ addiert wird, wobei Δr die Einzeldrahtauflösung ist und z eine gaußförmig verteilte Zufallszahl, deren Erwartungswert 0 ist. Die Breite dieser Zufallsverteilung beträgt 1. Die verschmierten Drahtabstände gehen dann in den Spuranpassungsalgorithmus ein und die vorgegebenen Parameter, daß heißt Achsenabschnitt und Steigung, werden aus den Drahtabständen rekonstruiert. Diese simulierten Daten wurden benutzt, um Programmierfehler zu finden. Die vorgegebenen Teilchenspuren konnten mit dem Spuranpassungsprogramm gut reproduziert werden. Auch die aus der Varianz der simulierten Teilchenspuren berechnete Auflösung stimmte mit Δr überein.

5.1.5 Kalibration der TDC-Spektren

Um zu einer allen Zellen gemeinsamen Orts-Driftzeitbeziehung zu gelangen, müssen die TDC-Spektren kalibriert werden. Eine Kalibration ist allgemein eine Zuordnung der Art:

$$t = f(t_{TDC}, \vec{\lambda}).$$

Hierbei wird einem Meßwert t_{TDC} mit den Parametern $\vec{\lambda}$ ein Wert t zugeordnet. Üblicherweise wird die Kalibration der TDCs vor dem Experiment durchgeführt, indem ein dafür vorgesehener Arbeitsmodus (Autotrim-Modus) des TDCs benutzt wird. Wenn die TDCs diesen Modus nicht bieten, kann ein Testpuls gleichzeitig auf alle Vorverstärker den Start der TDCs auslösen und ein anderes Signal diese stoppen. Durch Variation der Verzögerung des Stoppsignals und der Analyse des entsprechenden TDC-Spektrums kann dann eine Kalibration vorgenommen werden.

Ebenso ermöglichen auch die TDC-Spektren von Teilchenspuren eine Kalibration nach Gleichung 5.6, wenn alle Zellen vollständig ausgeleuchtet sind. Unter der Annahme, daß sich die Funktion $f(t_{TDC}, \vec{\lambda})$ für alle TDCs linear entwickeln läßt, kann eine Kalibration folgender Art durchgeführt werden:

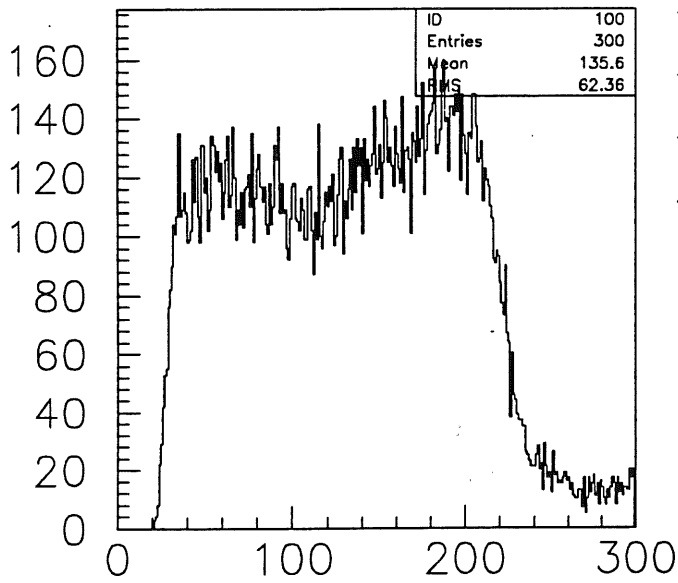
$$t = (t_{TDC} - t_0) \frac{k}{t_{max} - t_0}, \quad (5.6)$$

wobei k eine Konstante ist. Die Kalibration bewirkt, daß alle TDC-Spektren bei der gleichen Driftzeit t_0 einsetzen und bei der gleichen maximalen Driftzeit enden. Die Schwierigkeit bei diesem Verfahren ist, eine Definition für t_0 und insbesondere für t_{max} festzulegen, so daß diese Driftzeiten möglichst genau in allen TDC-Spektren angegeben werden können. Hierbei ist nun folgendermaßen vorgegangen worden: t_0 ist der Schnittpunkt einer an die Anstiegsflanke des TDC-Spektrums gelegten Geraden mit der x-Achse (Abb. 5.2). Die Zeit t_{max} ist die Zeit, bei der die Anzahl der Einträge im TDC-Spektrum auf die Hälfte des Maximalwertes abgefallen ist, nachdem der mittlere Wert der Einträge in dem folgenden in etwa konstanten Teil des Spektrums abgezogen wurde (Abb. 5.2). Die Vorgehensweise für t_0 ist unmittelbar einsichtig: Die minimalen Driftzeiten entsprechen den minimalen Drahtabständen der Teilchenspuren. Die Begründung der Definition für t_{max} ist komplizierter zu erklären. Die Zeit t_{max} kann ein beliebiger, signifikanter Punkt in den TDC-Spektren sein. Es ist allerdings wünschenswert, daß dieser Punkt bei möglichst hohen Driftzeiten liegt, um den Fehler bei der Streckung des TDC-Spektrums möglichst klein zu halten (vgl. den Faktor $1/(t_{max} - t_0)$ in Gleichung 5.6). Das Maximum in den TDC-Spektren stellt einen signifikanten Punkt in allen Spektren dar. Danach erfolgt in allen Spektren ein steiler Abfall. Dieser kann durch die erhöhte Isochronendichte am Rand der Zelle erklärt werden. In diesem Zellenbereich ist die Driftgeschwindigkeit gering, da das \vec{E} -Feld nur sehr klein ist. Ansprechere mit sehr großen Driftzeiten kommen aus den Ecken der Zellen oder sogar aus benachbarten Zellen. Man erkennt, daß die Anzahl der Einträge für sehr große Driftzeiten konstant bleibt. Es stellte sich heraus, daß sich mit der im folgenden Abschnitt beschriebenen Methode der Integration der TDC-Spektren für $R(t_{max})$ ungefähr die halbe Zellenbreite ergibt. Dieses bestätigt, daß die angegebene Definition von t_{max} als sinnvoll angesehen werden kann. Die verschiedenen TDC-Spektren wiesen für die jeweiligen t_0 Differenzen von nur wenigen ns auf, für die verschiedenen t_{max} betragen sie bis zu $15ns$. Wegen der geringen Korrekturen durch die Kalibration wurde auf eine Verbesserung des Verfahrens verzichtet.

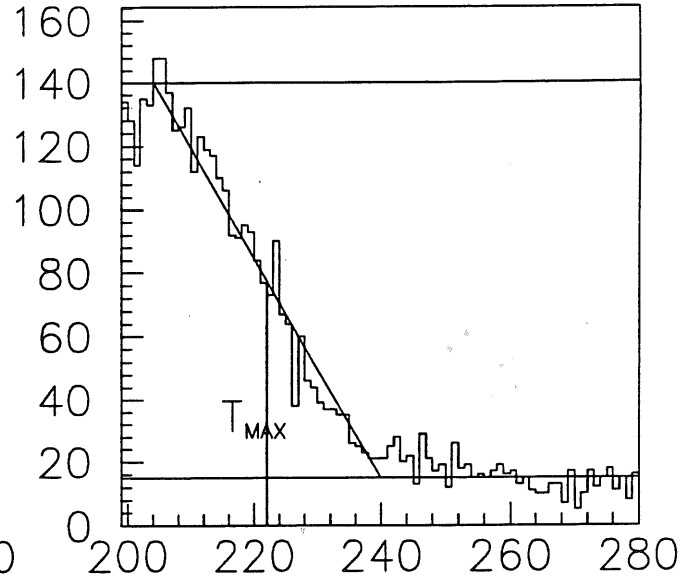
5.1.6 Integration des TDC-Spektrums

Um zu einer Orts-Driftzeitbeziehung $R(t)$ zu gelangen, bietet das Programm zwei Möglichkeiten. Zum einen kann unter der Annahme, daß $R(t)$ linear ist, die Driftgeschwindigkeit einfach aus der Breite eines kalibrierten TDC-Spektrum abgeschätzt werden:

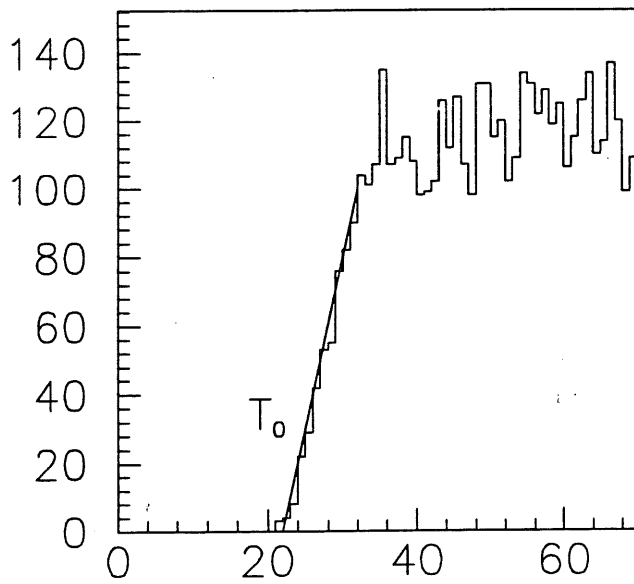
$$R(t) = t \frac{5mm}{t_{max} - t_0},$$



TDC-SPEKTRUM (5,1)



TDC-SPEKTRUM (5,1)



TDC-SPEKTRUM (5,1)

Abbildung 5.2: Eichung des TDC-Spektrums des 5. Drahtes in der 1. Lage.

wobei 5mm die Hälfte der Zelle ist und damit der maximalen Driftstrecke entspricht. Bei dieser Methode muß aber beachtet werden, daß sich t_{max} nur ungenau bestimmen läßt. Allerdings stellte die zu der Kalibration der Spektren benutzte Definition eine gute Näherung dar.

Im allgemeinen ist die Driftgeschwindigkeit vom lokalen \vec{E} -Feld und somit vom Drahtabstand abhängig. Dann kann $R(t)$ aus der Integration eines TDC-Spektrums gewonnen werden. Wenn die Abstände der Spuren vom Draht gleichverteilt sind, ergibt sich für $R(t)$:

$$R(t) = 5\text{mm} \times \frac{\int_{t_0}^t N(t') dt'}{\int_{t_0}^{t_\infty} N(t') dt'} . \quad (5.7)$$

Dabei ist $N(t')$ die Anzahl von Einträgen im TDC-Spektrum bei der Zeit t' . Die Integration sollte prinzipiell von t_0 bis zum Ende des Meßbereichs erfolgen. In der Praxis zeigte sich jedoch, daß mit Driftzeiten über 250ns kaum noch Spurrekonstruktion möglich ist (sehr große χ^2), weshalb der Verdacht naheliegt, daß die Ansprechere von den Ecken der Driftzellen, dem Grenzbereich zwischen benachbarten Zellen oder sogar aus der Nachbarzelle selbst stammen. Deshalb wurde $t_\infty = 250\text{ns}$ gesetzt.

Wenn eine Zelle nicht homogen, sondern z. B. gaußförmig ausgeleuchtet ist, müssen die Einträge im TDC-Spektrum mit dem Strahlprofil gewichtet werden. Da dieses allerdings vor Beginn der Spuranpassungen unbekannt ist, kann man sich mit einer Näherung behelfen: Anstelle der Integration eines TDC-Spektrums werden die TDC-Spektren zweier Zellen, die sich in aufeinanderfolgenden Lagen befinden und deren Anodendrähte um eine halbe Zellenbreite gegeneinander versetzt sind (vgl. Abb. 2.11, 2.12), addiert und danach integriert. Allerdings wurden nur solche Ansprechere für das summierte Spektrum akzeptiert, bei denen Ansprechere in beiden Zellen vorgelegen haben. Das resultierende TDC-Spektrum sollte dem einer homogen ausgeleuchteten Zelle umso besser entsprechen, je genauer das Strahlprofil sich mit einer über der ganzen Zelle linearen Funktion annähern lassen kann. Damit diese Methode exakte Ergebnisse liefert, sollte für das Strahlprofil $f(x)$ gelten:

$$\frac{\partial(f(x) + f(-x + x_0))}{\partial x} = 0 .$$

Hierbei ist x_0 die Stelle an der die Ansprechere in den beiden Zellen gleiche Driftzeiten verursachen. Die Gleichung kann nur für lineare Funktionen erfüllt werden. Das im Experiment vorliegende Strahlprofil war, wie sich später herausstellte, eher gaußförmig (vgl. z.B. Abb. 5.9). Die vorgestellte Methode lieferte jedoch trotzdem gute Ergebnisse, wie sich im zweiten Teil dieses Kapitels zeigt.

5.1.7 Drahtnaher Bereich

Im drahtnahen Bereich kann es zu falschen Berechnungen der Residuen kommen, wenn der Drahtabstand der Teilchenspuren mit der Auflösung vergleichbar wird. Denn in diesem Bereich besteht eine Unsicherheit, ob die Spuren links oder rechts vom Draht liegen. Man kann mit einem Verfahren, bei dem nicht mehr die tatsächlichen Residuen ausgerechnet, sondern einen Mittelwert zwischen den beiden Alternativen „rechts am Draht

vorbei“ und „links am Draht vorbei“, gewichtet mit den jeweiligen Wahrscheinlichkeiten, Residuen angeben, die von diesem Effekt bereinigt sind. Eine detaillierte Beschreibung dieses Verfahrens findet sich bei H. Thurn [20].

5.1.8 Das iterative Verfahren

Die Orts-Driftzeitbeziehung kann systematische Fehler aufweisen, nachdem sie durch die Integration eines TDC-Spektrums abgeschätzt worden ist. Ein iteratives Verfahren ermöglicht die Korrektur dieser Fehler. Das Verfahren wertet statistische Größen einer Datenmenge von angepaßten Spuren aus. Hierbei werden die Mittelwerte der Residuen jeweils für die einzelnen Driftzeiten ausgerechnet und die Orts-Driftzeitbeziehung gemäß dieser Mittelwerte verändert. Das bedeutet, nachdem ein Datensatz gelesen, die Spuranpassungen durchgeführt und die zeitabhängigen Residuen $Res(t)$ ausgerechnet worden sind, wird die Orts-Driftzeitbeziehung korrigiert und der Datensatz erneut gelesen, sowie die Spuranpassungen mit der neuen Orts-Driftzeitbeziehung durchgeführt. Diese Prozedur wird so oft wiederholt, bis die Mittelwerte der Residuen ausreichend klein sind. Die Orts-Driftzeitbeziehung wurde folgendermaßen verändert:

$$R_{i+1}(t) = R_i(t) - \langle Res_i(t) \rangle . \quad (5.8)$$

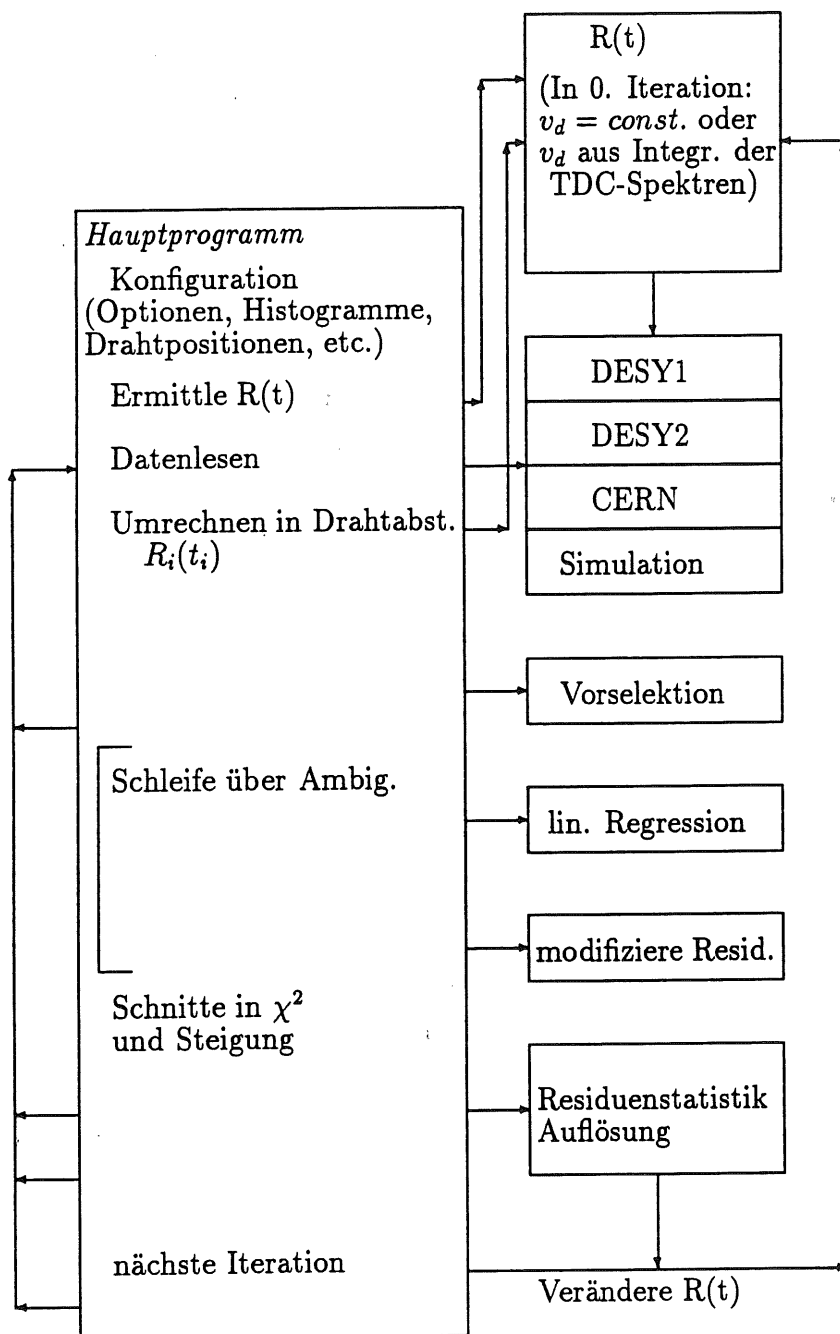
Der Index i bezeichnet hier die Nummer der Iteration.

5.1.9 Der Ablauf des Programms

In diesem Abschnitt soll nun ein Überblick über den Gesamtablauf des Programms geliefert werden, der in der Abbildung 5.3 schematisch dargestellt ist. Als erstes wird das Programm konfiguriert. Das bedeutet, daß der Benutzer entscheidet, wo sich die Anodendrahtpositionen seiner Driftkammer befinden, welche Histogramme er sich anschauen möchte, mit welchem χ^2 die lineare Regression durchgeführt werden soll, welche Daten gelesen werden sollen etc. . Im nächsten Schritt folgt die Bestimmung der Orts-Driftzeitbeziehung, wobei die beiden Optionen zur Verfügung stehen, die Driftgeschwindigkeit v_d als konstant vorzugeben oder v_d driftzeitabhängig anzunehmen und aus der Integration eines TDC-Spektrums zu bestimmen. Hierbei wird dann auf eine im Programmteil „Konfiguration“ festgelegte Unteroutine zugegriffen, die dann TDC-Daten aus der entsprechenden Versuchsperiode einliest (DESY1, DESY2, CERN). Die Bestimmung bzw. die Festlegung von $R(t)$ erfolgt in einem Unterprogramm und kann gegebenenfalls während des Programmablaufs in den Iterationen verändert werden. Als nächstes erfolgt das Einlesen eines Ereignisses, wobei wiederum auf die entsprechenden Unterrou-tinen zurückgegriffen wird. Die Umrechnung der Driftzeiten in Drahtabstände erfolgt mittels der nun bestimmten Orts-Driftzeitbeziehung. Danach wird eine Vorselektion der Ereignisse durchgeführt, die auf die Anzahl der Ansprecher und deren Zellorten sensitiv ist. Innerhalb einer Schleife über die rechts/links-Ambiguitäten der Ansprecher werden die zugehörigen linearen Regressionen ausgeführt, die Residuen ausgerechnet, sowie die drahtnahen Residuen wie beschrieben korrigiert. Von den 16 Spuren wird diejenige mit

dem kleinsten χ^2 ausgewählt. Im weiteren Verlauf erfolgt ein Schnitt in χ^2 und der Steigung der Spuren, um Ereignisse herauszufiltern, die mit großer Wahrscheinlichkeit nicht Teilchenspuren zuzuordnen sind, oder falsch interpretiert werden. Dann wird ein weiteres Ereignis eingelesen. Wenn keine Ereignisse mehr zu lesen sind, werden die Residuen statistisch ausgewertet, das heißt die Auflösung wird berechnet, die Mittelwerte der Residuenverteilung werden driftzeitabhängig bestimmt etc. . Falls es am Anfang des Programms so festgelegt wurde, wird gemäß der Gleichung 5.8 und der Residuenstatistik die Orts-Driftzeitbeziehung verändert und dieselben Ereignisse in der nächsten Iteration ein weiteres Mal gelesen.

Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des Programmablaufs.



5.2 Ergebnisse der Spuranpassungen

5.2.1 Spuranpassungen ohne Iterationen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse vorgestellt, die ohne iterative Verbesserung der Orts-Driftzeitbeziehung erhalten wurden. Hierbei sollen die Testdaten der ersten Versuchsperiode am DESY (DESY1-Daten) exemplarisch vorgestellt werden.

In der linken Spalte der Abb. 5.4 sind Ergebnisse der Spurrekonstruktionen von DESY1-Daten ohne Iterationen dargestellt. Die Orts-Driftzeitbeziehung wurde durch die Integration der Summe zweier TDC-Spektren mit 1000 Ereignissen abgeschätzt. Die Spuranpassungen erfolgen hierbei gemäß der Gleichung 5.1. Es wurden 10000 Ereignisse betrachtet, wobei nur solche akzeptiert wurden, für die $\chi^2 < 20$ galt. Die Auflösungen σ_i in Gleichung 5.1, die in der 0. Iteration noch unbekannt sind, werden auf 0.4mm für alle Driftzeiten festgelegt. Diese Auflösungen entsprechen etwa der durchschnittlichen Auflösung, wie später dargestellt werden soll. Es erfolgte ein Schnitt bei einer maximalen Driftzeit von 250ns . Dies geschah, weil in dem entsprechenden Zellenrandbereich die Auflösung groß und eine Spurrekonstruktion nur noch schlecht möglich ist. Das ergab sich, wenn allen Driftzeiten über 250ns der Drahtabstand 5mm zugeordnet wurde, was angesichts der in Abb. 5.4 dargestellten Orts-Driftzeitbeziehung sinnvoll erscheint. In der Abb. 5.4 sind die Mittelwerte der Residuen in Abhängigkeit von der Driftzeit, sowie die driftzeitabhängige Auflösung und die Orts-Driftzeitbeziehung dargestellt. Man erkennt, daß die Mittelwerte der Residuen schon nach der 0. Iteration um weniger als 0.1mm von Null abweichen. Die systematischen Abweichungen sind also gering. Die Orts-Driftzeitbeziehung ist somit bis auf Abweichungen von 0.1mm bekannt, vorausgesetzt die Funktion $R(t)$ liegt in der Nähe der exakten Lösung. Diese Einschränkung erklärt sich später bei der Interpretation der entsprechenden Verteilungen nach mehreren Iterationen. Dort kann, wie gezeigt werden soll, von der Verteilung der Residuenmittelwerte nicht mehr zweifelsfrei auf die Güte der Kenntnis der Orts-Driftzeitbeziehung geschlossen werden. In der zweiten Abbildung der linken Spalte der Abb. 5.4 ist die Auflösung dargestellt. Sie liegt im Mittel für alle Driftzeiten, wie bereits gesagt wurde, bei 0.4mm . Sie zeigt ein typisches Verhalten für sehr kleine Driftzeiten, wo sie einerseits aufgrund der Ionisationsstatistik steil ansteigt. Andererseits verschlechtert sich für kleine Driftzeiten die Ortsauflösung, weil bei einem Einfall der Teilchentrajektorien unter kleinen Winkeln gegen die Senkrechte der Drahtlagen Korrelationen zwischen großen und kleinen Driftzeiten bestehen. Wegen der Versetzung (Staggering) der Anodendrähte zweier aufeinanderfolgender Lagen ergibt sich für eine kleine Driftzeit eine große in der nachfolgenden Lage. Deshalb kann die Auflösung für kleine Driftzeit nicht besser sein als für große Driftzeiten, wenn keine Wichtung der Ansprecher vorgenommen wird. Die Auflösung für sehr große Driftzeiten verschlechtert sich aufgrund der Diffusion (Kapitel 2), die insbesondere deswegen für den Zellenrand eine große Bedeutung erhält, weil dort das elektrische Feld sehr schwach wird. Die Orts-Driftzeitbeziehung, die in der untersten Abbildung dargestellt ist, zeigt ein fast lineares Verhalten bis $t = 200\text{ns}$, was mit den Erwartungen an Ar/CH_4 als Driftgas übereinstimmt [12]. Für $t > 200\text{ns}$ vergrößert sich der Drahtabstand mit

steigender Driftzeit nur noch geringfügig. Dieses läßt darauf schließen, daß dieser Bereich schon zu den Grenzbereichen mit den benachbarten Zellen gehört, wo die Isochronendichte erhöht ist. Die für die Kalibration der TDCs getroffene Definition von t_{max} , die zu Werten von t_{max} von ungefähr $200ns$ führte, wird hier gerechtfertigt.

Wenn man die Streuung der Steigungen aus Teilchenspuren betrachtet (Abb. 5.5), die gemäß Gleichung 5.1 ermittelt wurde, so erkennt man, daß die Breite des Histogramms eine Größenordnung größer als die in Kapitel 4 abgeschätzte Strahldivergenz ist. Die tatsächlichen Steigungen der einfallenden Elektronen sind also zu klein, um sie mit der Kammer voneinander trennen zu können. Da nun wegen des großen Abstandes zwischen Kammer und Kalorimeter die Fehler der Steigungen möglichst klein gehalten werden müssen, benutzt man das zusätzliche Wissen über den Strahl und führt die Spuranpassungen gemäß Gleichung 5.3 durch. Der Vergleich der Breiten der Steigungsverteilungen der Abbildungen 5.5 und 5.6 zeigt deutlich, daß so die Divergenz der rekonstruierten Spuren eingeschränkt werden kann, die Form der Verteilung jedoch erhalten bleibt. Für Bild 5.6 wurde $\sigma_a = 0.005$ festgelegt. Wenn die Spuranpassungen gemäß der Gleichung 5.3 durchgeführt werden, so erhält man ebenfalls eine mittlere Auflösung von ungefähr $0.4mm$. Die Strahldivergenz wurde in Kapitel 4 zu etwa $1mrad$ abgeschätzt. Damit erhält man aus der Gleichung 5.4 eine Auflösung von $0.6mm$ auf der Kalorimeteroberfläche.

5.2.2 Das iterative Verfahren

Mit Hilfe des iterativen Verfahrens wurde versucht, die Orts-Driftzeitbeziehung für die Daten, die aus der ersten Versuchsperiode am Teststrahl 22 am DESY (DESY1-Daten) stammen, zu verbessern. Hierbei ergibt sich die Möglichkeit, mithilfe der in der vorangehenden Iteration gefundenen Auflösungen σ_i den einzelnen Ansprechern eines Ereignisses gemäß Gleichung 5.1 bei der Spuranpassung unterschiedliche Gewichte zu geben. In Abbildung 5.4 ist gezeigt, was bei gewichteten Spuranpassungen bei diesen Daten passiert. Auf der rechten Seite sind die gleichen Abbildungen dargestellt, wie für die 0. Iteration bereits beschrieben, allerdings nachdem 4 Iterationen mit gewichteten Spuranpassungen durchgeführt worden sind. Man erkennt, daß der Algorithmus die Systematik der Mittelwerte der Residuen verbessert: Nach 4 Iterationen liegen alle Werte bis auf die zum drahtnahen und drahtfernen Bereich gehörenden Residuenmittelwerte in einer $40\mu m$ -Umgebung von 0, während vorher Abweichungen bis zu $100\mu m$ vorhanden waren. Die Auflösung hat sich ebenso verbessert, allerdings erkennt man, daß diese eine unnatürliche Form aufweist: Es zeigt sich, daß im Bereich von Driftzeiten zwischen $10ns$ und $80ns$ die Auflösung extrem gut ist, während sie sich in anderen Bereichen verschlechtert. Auch die Orts-Driftzeitbeziehung, die sich nach der 0. Iteration als linear darstellt, weist nach 4 Iterationen mit gewichteten Spuranpassungen eine unrealistische Form auf: Zum einen erkennt man Unstetigkeiten für $R(t)$. Die Driftgeschwindigkeit, die die Ableitung des Graphens sein sollte, wäre zum anderen negativ für sehr kleine Driftzeiten, was einer Geschwindigkeit in Richtung der Kathodendrähte entspräche. Der Grund für die Entwicklung ist, daß Ansprecher mit Driftzeiten, die in der 0. Iteration eine relativ gute Auflösung haben in der folgenden Iteration die Spuranpassung dominieren und dadurch

noch bessere Auflösungen zugeordnet bekommen. Dieser Prozeß verstärkt sich dann im weiteren selbst. Es sei darauf hingewiesen, daß diese Entwicklung unterstützt wird durch die geringe Anzahl von Drahtlagen, die in dieser Kammer zur Verfügung standen, sowie der Tatsache, daß die ankommenden Elektronen unter einem Winkel von ungefähr 0° auf die Kammer trafen, so daß Korrelationen zwischen den Driftzeiten in den verschiedenen Lagen bestanden. Außerdem existieren, weil immer die gleichen Zellen getroffen wurden, Lösungen für die Orts-Driftzeitbeziehung, die mathematisch erlaubt, aber unphysikalisch sind. Zum Beispiel wäre es denkbar, allen Driftzeiten genau einen Drahtabstand zuzuordnen. Die Auflösung wäre in diesem Fall sogar minimal. Trotzdem wäre eine solche Lösung natürlich zu verwerfen.

Wenn aus den oben beschriebenen Gründen auf eine gewichtete Spuranpassung verzichtet und sodann das iterative Verfahren angewendet wird, so erkennt man, daß die Auflösung auch nach 10 Iterationen keine Bereiche aufweist, in denen sie extrem von der durchschnittlichen Auflösung abweicht (Abb.5.7). Die Fluktuationen im Diagramm, das $R(t)$ darstellt, sind vermutlich auf die Fehler der Residuenbreiten zurückzuführen. Ebenso bemerkt man, daß nunmehr nur noch Drahtabstände zwischen 1mm und 4mm zur Verfügung stehen. Die Zellen, bei denen der Abstand zwischen Draht und Zellenrand 5mm beträgt, werden durch den Algorithmus scheinbar „komprimiert“. Dieses könnte dadurch erklärt werden, daß sich durch die Iterationen die Lösungen für die Orts-Driftzeitbeziehung der schon beschriebenen Situation nähern: Allen Driftzeiten wird genau ein Drahtabstand zugeordnet. Diese Lösung ist nicht physikalisch und sie stellt nur deswegen eine Lösung dar, weil wegen der geringen Strahldivergenz fast immer die gleichen Zellengruppen getroffen werden. Störend ist ebenso der Einschub der Teilchen unter einem Auftreffwinkel von etwa 0° und die dadurch entstehenden Korrelationen zwischen den Driftzeiten. Mathematisch entspricht die Reduzierung der Grundgesamtheit eines Datensatzes auf einen, der nur noch Daten mit einer bestimmten Korrelation enthält, der Verminderung der Dimensionalität des Problems. Diese kann zu einer Verschlechterung der Konvergenzeigenschaften des iterativen Verfahrens führen. Es wurde, um den Effekten der Korrelationen zwischen den Driftzeiten entgegenzuwirken, versucht, die Veränderung der Orts-Driftzeitbeziehung „langsamer“ durchzuführen gemäß der Beziehung:

$$R_{i+1}(t) = R_i(t) - \frac{1}{2} \langle \text{Res}_i(t) \rangle \theta((-1)^i \frac{t - t_{max}}{2}), \quad (5.9)$$

mit

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{für } x \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Hierbei bezeichnet der Index i die Nummer der Iteration. Die Driftzeit t_{max} wurde in dieser Formel zu 200ns gewählt. Sie entspricht damit in etwa der maximalen Driftstrecke (vgl. Abb. 5.4 , Orts-Driftzeitbeziehung nach 0 Iterationen aus Integration des TDC-Spektrums). Das alternierende Argument der θ -Funktion bewirkt, daß in der ersten Iteration $R(t)$ nur für geringere Driftzeiten als $t_{max}/2$ verändert wird. In der zweiten Iteration wird hingegen $R(t)$ für alle Driftzeiten, die größer als $t_{max}/2$ sind verändert. Auf diese Art wird die Orts-Driftzeitbeziehung nicht gleichzeitig, das heißt in einem Iterationsschritt, für miteinander korrelierte Driftzeiten geändert.

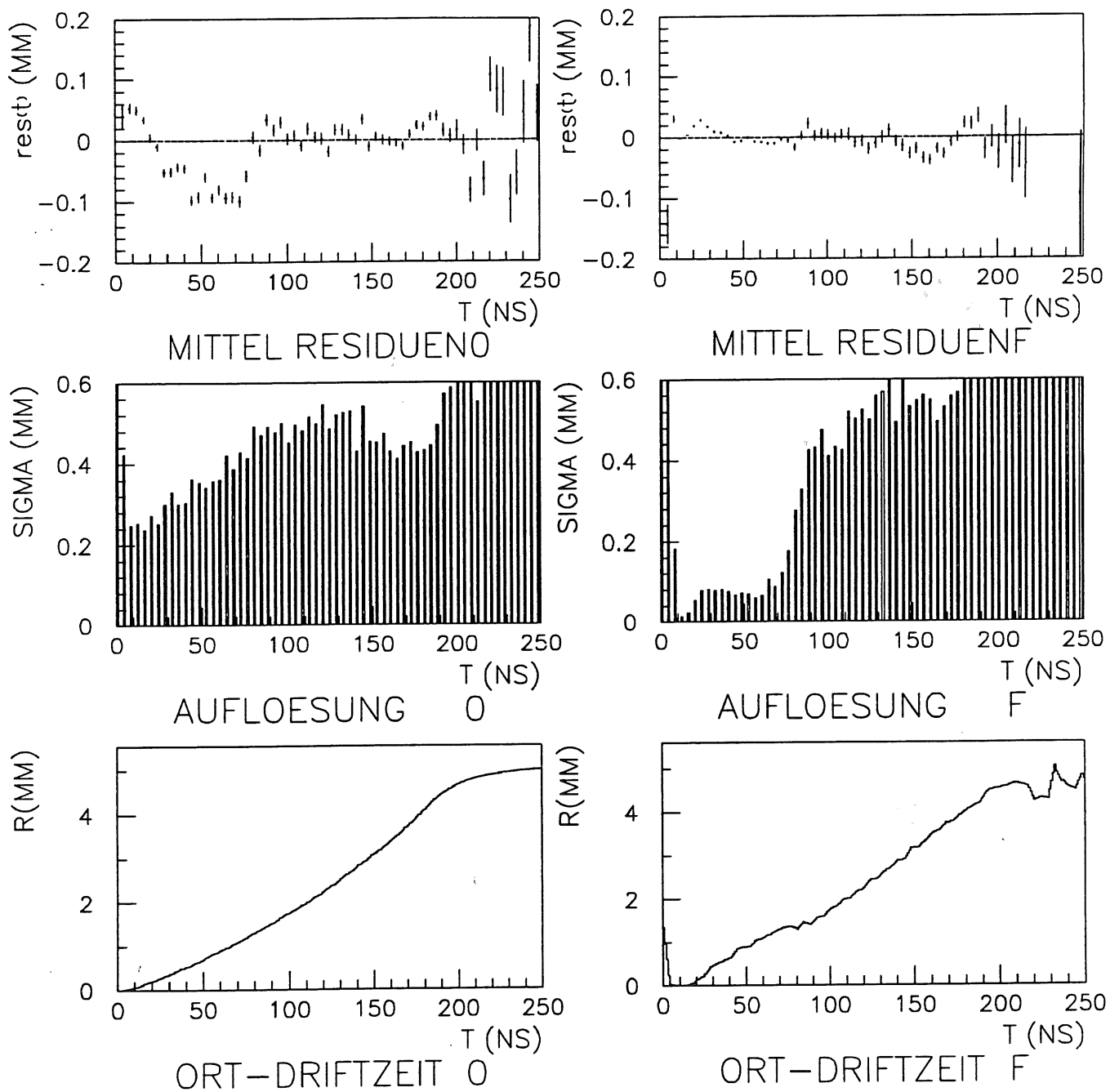
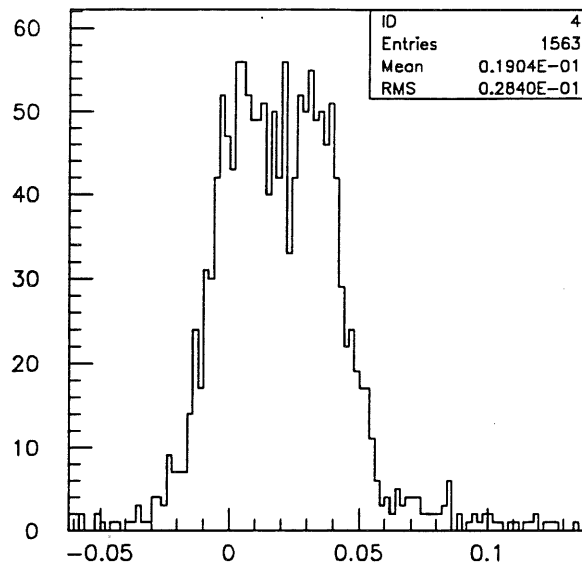
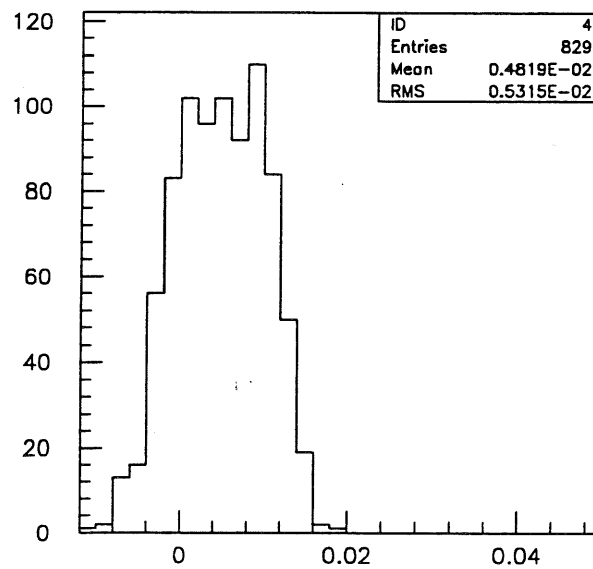


Abbildung 5.4: 4 Iterationen mit gewichteten Spuranpassungen.
 linke Seite: Residuenverteilung, Auflösung und $R(t)$ nach 0 Iterationen.
 rechte Seite: entsprechend nach 4 gewichteten Iterationen.



STEIGUNG -Y

Abbildung 5.5: Steigungsverteilung für Anpassungen gemäß χ_1^2 .

STEIGUNG -Y

Abbildung 5.6: Steigungsverteilung für Anpassungen gemäß χ_3^2 .

Allerdings wird hierdurch das iterative Verfahren nur verlangsamt, die Tendenz zu unphysikalischen Lösungen bleibt bestehen (Abb. 5.8). Abschließend läßt sich sagen, daß es für das Gelingen des iterativen Verfahrens notwendig erscheint, eine Vielzahl von möglichst unkorrelierten Spuren zu haben: Die Strahldivergenz sollte möglichst groß sein.

Es sei noch angemerkt, daß diese Untersuchungen hier sicher nicht vollständig sind. Es wurde im Hinblick auf die Zielsetzung der Kammer im Experiment jedoch auf weitere Untersuchungen verzichtet. Das Ziel bestand darin, eine möglichst genaue Auflösung der Auftreffpunkte der Teilchen auf dem Kalorimeter zu liefern. Der Einfluß der Einzeldrahtauflösung auf den Fehler des Auftreffpunkts ist jedoch gering. Die geringe Verbesserung der Auflösung des Auftreffpunkts wird dadurch verursacht, daß die Gleichung 5.5 viel empfindlicher auf σ_a als auf die Einzeldrahtauflösung σ_i ist, wenn die Parameter des gegebenen Versuchsaufbaus, wie zum Beispiel der Abstand zwischen Kalorimeter und Kammer sowie die Drahtpositionen, zugrundegelegt werden. Durch ein iteratives Verfahren kann aber nur die Einzeldrahtauflösung verbessert werden.

5.2.3 Daten mit verschiedenen Einschußwinkeln

Wegen der dargestellten und anderer Schwierigkeiten, die bei der Rekonstruktion von Spuren mit 0° Winkel gegen die Senkrechte auf dem aktiven Kammervolumen auftreten, wurden Daten genommen, bei denen die Einfallwinkel der Elektronen auf der Driftkammer in x-Richtung variiert wurde. Dieses erfolgte durch eine Drehung der Kammer im Teststrahl. Die Orts-Driftzeitbeziehung wurde wieder durch die Integration von TDC-Spektren zweier Zellen der x-Projektion gewonnen. Dafür wurden Daten von verschiedenen Einfallswinkeln verwendet. Die Spuranpassung erfolgte unter Benutzung der Gleichung 5.1. Beim Einschuß von Elektronen unter verschiedenen Winkeln werden die entsprechenden Steigungen vom Spuranpassungsprogramm gut rekonstruiert, wie man in Abb. 5.9 erkennt. Die Spitzen im Diagramm für die Steigung in der x-Projektion entsprechen dem Einschuß mit einem jeweils anderen Winkel. Die Kammer wurde hierbei in 1° -Schritten von 5° bis -4° gedreht, wobei 0° ausgelassen wurde. Die Anzahl der Ereignisse war für die einzelnen Meßreihen unterschiedlich, was die unterschiedlichen Höhen der Spitzen erklärt. Beim Einschuß von 5° (die Spitze mit der mittleren Steigung von -0.24 in Abb. 5.9) sieht man eine Verbreiterung der Spitze, sowie eine sehr geringe Höhe derselben. Dieses kann man darauf zurückführen, daß der Strahl für diesen Winkel nur zum Teil auf das Einkoppelfenster der Kammer fiel, der andere Teil des Strahls fiel auf den Edeltank der Kammer. Hierdurch sollte es zu vermehrter Streuung und Absorption der Elektronen kommen. Bemerkenswert sind auch die Einschnitte in das Strahlprofil in y-Richtung. Diese sollen im nächsten Abschnitt angesprochen werden.

Mit Daten für verschieden Einfallswinkel ergibt sich eine deutlich verbesserte Auflösung. Tatsächlich ist nach 0. Iterationen die Orts-Driftzeitbeziehung nur noch kaum verbesserungsfähig, wie man an der Verteilung der Residuenmittelwerte in Abb. 5.10 erkennt. Es zeigt sich dort, daß die Residuenmittel bis auf maximal $30\mu m$ von 0 abweichen. Die Orts-Driftzeitbeziehung zeigt ein plausibles Verhalten (Abb. 5.10). Sie ist nahezu linear, was mit den Erwartungen für Ar/CH_4 als Driftgas übereinstimmt [12]. Im Be-

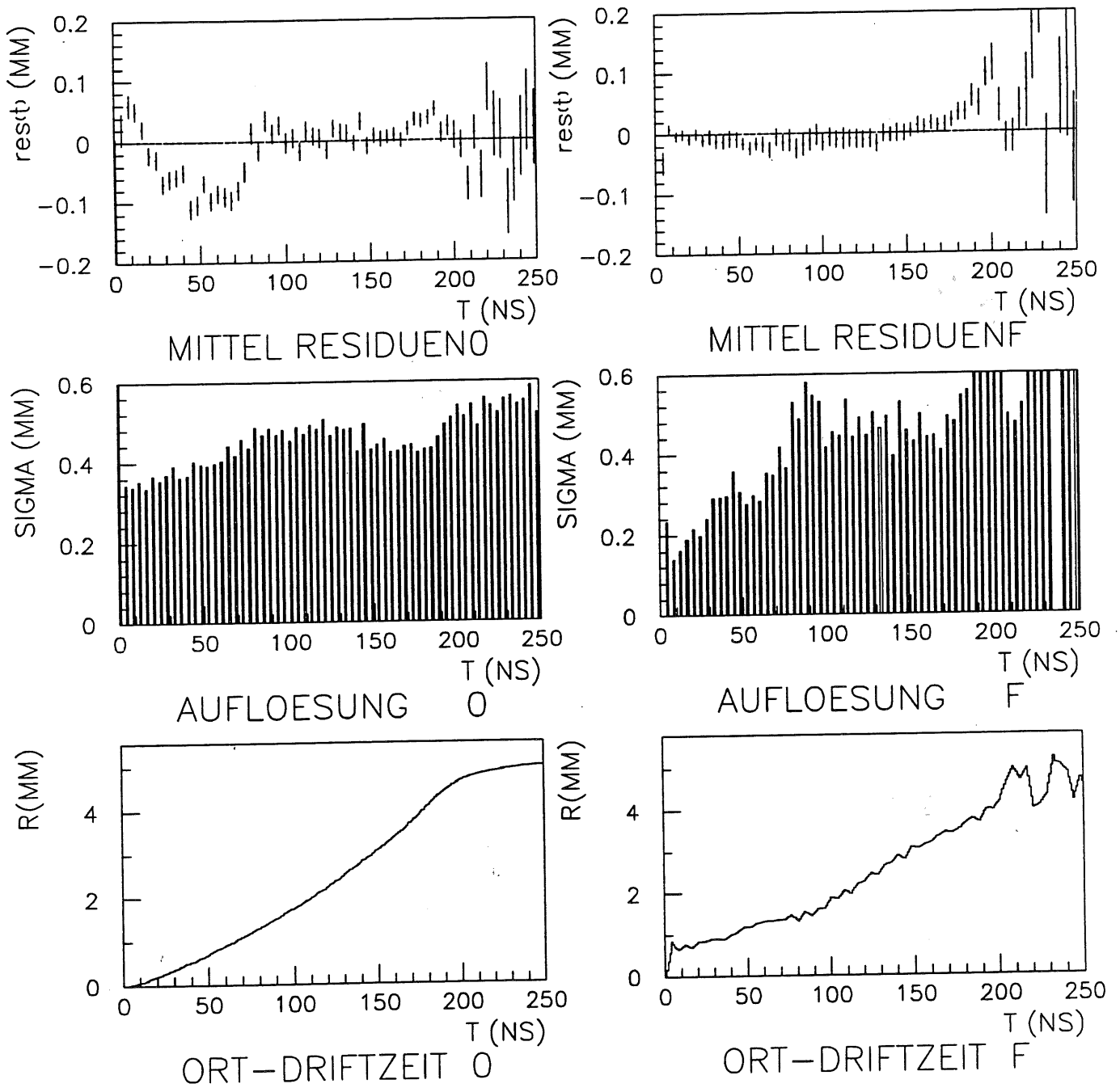


Abbildung 5.7: 10 Iterationen mit ungewichteten Spuranpassungen gemäß Gleichung 5.8.
 linke Seite: Verteilungen nach 0 Iterationen.
 rechte Seite: Verteilungen nach 10 Iterationen.

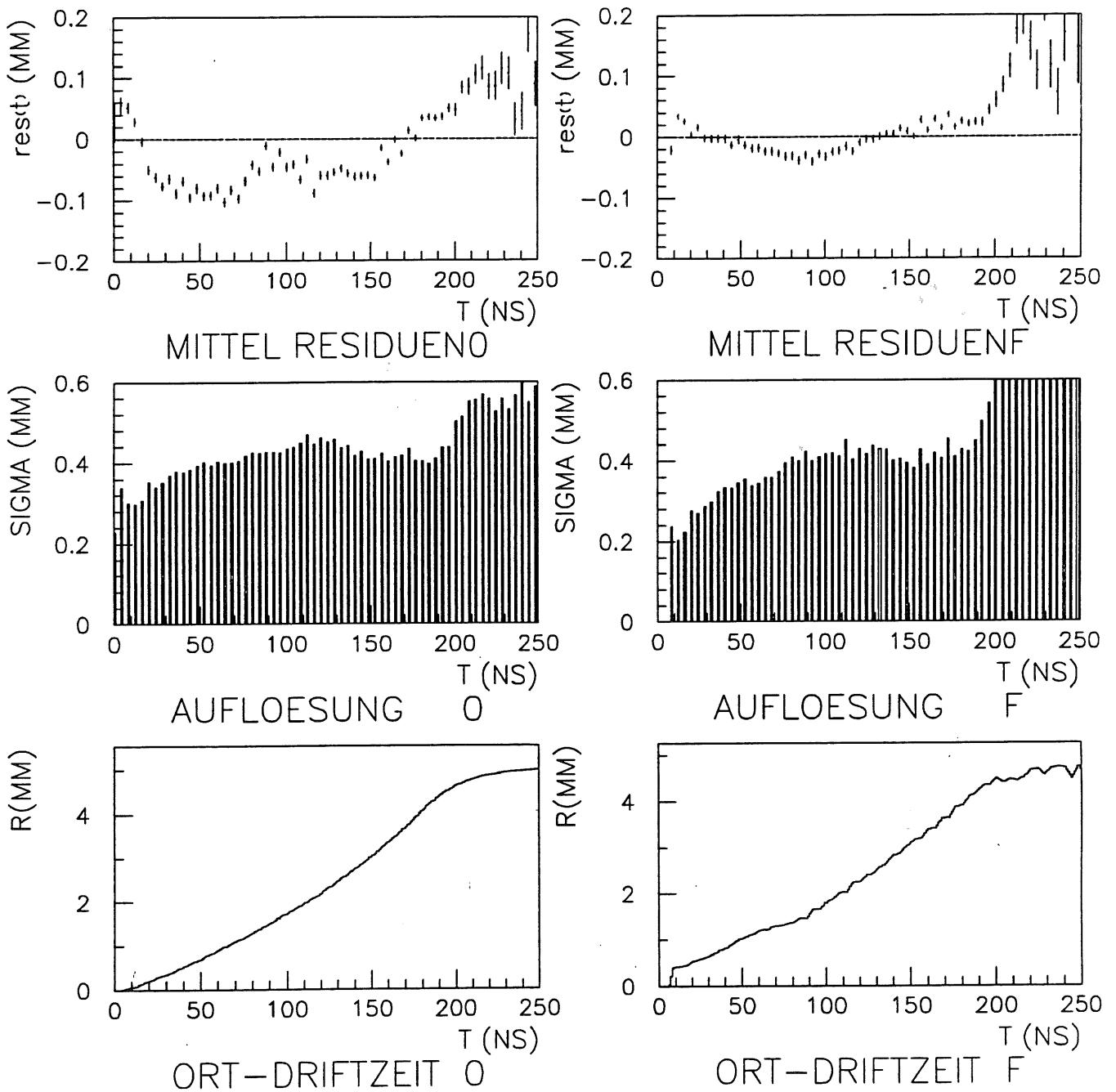


Abbildung 5.8: 16 Iterationen mit ungewichteten Spuranpassungen gemäß Gleichung 5.9. Den Spuranpassungen liegen 30000 Ereignisse zugrunde. Die Orts-Driftzeitbeziehung wurde durch die Integration zweier TDC-Spektren mit 10000 Ereignissen bestimmt.

reich ab $200ns$ flacht die Kurve ab. Dieses liegt daran, daß die zugehörigen Driftzeiten dem drahtfernen Bereich entsprechen. Denn in diesem liegt eine erhöhte Isochronendichte vor. Die Einzeldrahtauflösung beträgt auf dem ganzen Zellenvolumen bis auf den eben angesprochenen drahtfernen Bereich und im unmittelbar drahtnahen Bereich (Driftzeit kleiner als $5ns$) etwa $350\mu m$. Die Auflösung zeigt wiederum das typische Verhalten mit einem Anstieg im drahtnahen Bereich aufgrund einer Zunahme des Fehlers aus der Ionisationsstatistik sowie außerdem einer Zunahme des Fehlers im drahtfernen Bereich aufgrund von Diffusion.

5.2.4 Ineffizienz und ungenaue Spuranpassung im drahtfernen Bereich

Man erkennt in Abb. 5.9 Einschnitte in das Strahlprofil in der y-Projektion an den Stellen, wo sich die Drähte befinden. Dieses hat zweierlei Ursachen. Zum einen gibt es im drahtfernen Bereich Ineffizienzen. Senkrecht auf den Drahtlagen stehenden Trajektorien, die in einer Lage Ansprechere im drahtnahen Bereich verursachen, rufen wegen der Versetzung der Zellen gegeneinander („Staggering“) Ansprechere im drahtfernen Bereich in der nachfolgenden Lage hervor. Deshalb sind die Einschnitte in das Strahlprofil an den Stellen von Drahtpositionen. Da eine solche Korrelation der Driftzeiten für die x-Projektion wegen der verschiedenen Einschubwinkel nicht vorliegt, fehlen dort die Einschnitte in das Strahlprofil. Wenn man Ereignisse untersucht, die nur 2 oder 3 Ansprechere in der x- oder y-Projektion besitzen, so erkennt man eine Häufung von Spuren in drahtfernen und drahtnahen Bereichen der Zellen. Ereignisse mit nur 2 Ansprechern pro Projektion werden jedoch sonst nicht berücksichtigt, da man dann keine Aussage mehr über den Fehler der Spur erhält. Wenn nur 3 Ansprechere vorhanden sind, sind die Fehler der Spuren größer als bei 4 Ansprechern pro Projektion. Ineffizienzen führen also zu einer größeren Streuung der Teilchenspuren und auch dadurch zu Einschnitten in das Strahlprofil. Diese Ineffizienzen können zum einen dadurch entstehen, daß aufgrund des kleinen elektrischen Feldes am Zellenrand eine Trennung der Elektronen von den Gasionen nach der Ionisation nicht mehr möglich ist und eine Rekombination erfolgt. Ebenso ergeben sich künstliche Ineffizienzen aufgrund des Schnitts in χ^2 und einem Schnitt für die maximale akzeptierte Driftzeit bei $250ns$. Die letzteren sollten jedoch nur eine kleine Rolle spielen, denn die aus der Integration zweier TDC-Spektren gewonnene Orts-Driftzeitbeziehung wird bereits ab etwa $200ns$ flach (vgl. Abb. 5.10). Somit sollte der Anteil von Driftzeiten, die größer als $250ns$ sind, gering sein.

Der zweite Grund für Einschnitte in das Strahlprofil der y-Projektion sind ungenau oder falsch bestimmte Spuren. Die Spuren, die durch den drahtfernen und damit auch in anderen Zellen durch den drahtnahen Bereich führen, werden schlechter angepaßt als Spuren, die nicht durch diese Bereiche führen. Zum einen ist der Grund die oben bereits beschriebene Einzeldrahtauflösung, die in diesen Bereichen deutlich schlechter ist als im Zellenmittel. Zum anderen gibt es im drahtfernen Bereich eine Häufung von Doppelsprechern, das heißt Ansprechere in zwei Zellen, die sich in einer Lage befinden. Diese Ansprechere werden von dem Unterprogramm „Vorselektion“ sicher nicht optimal be-

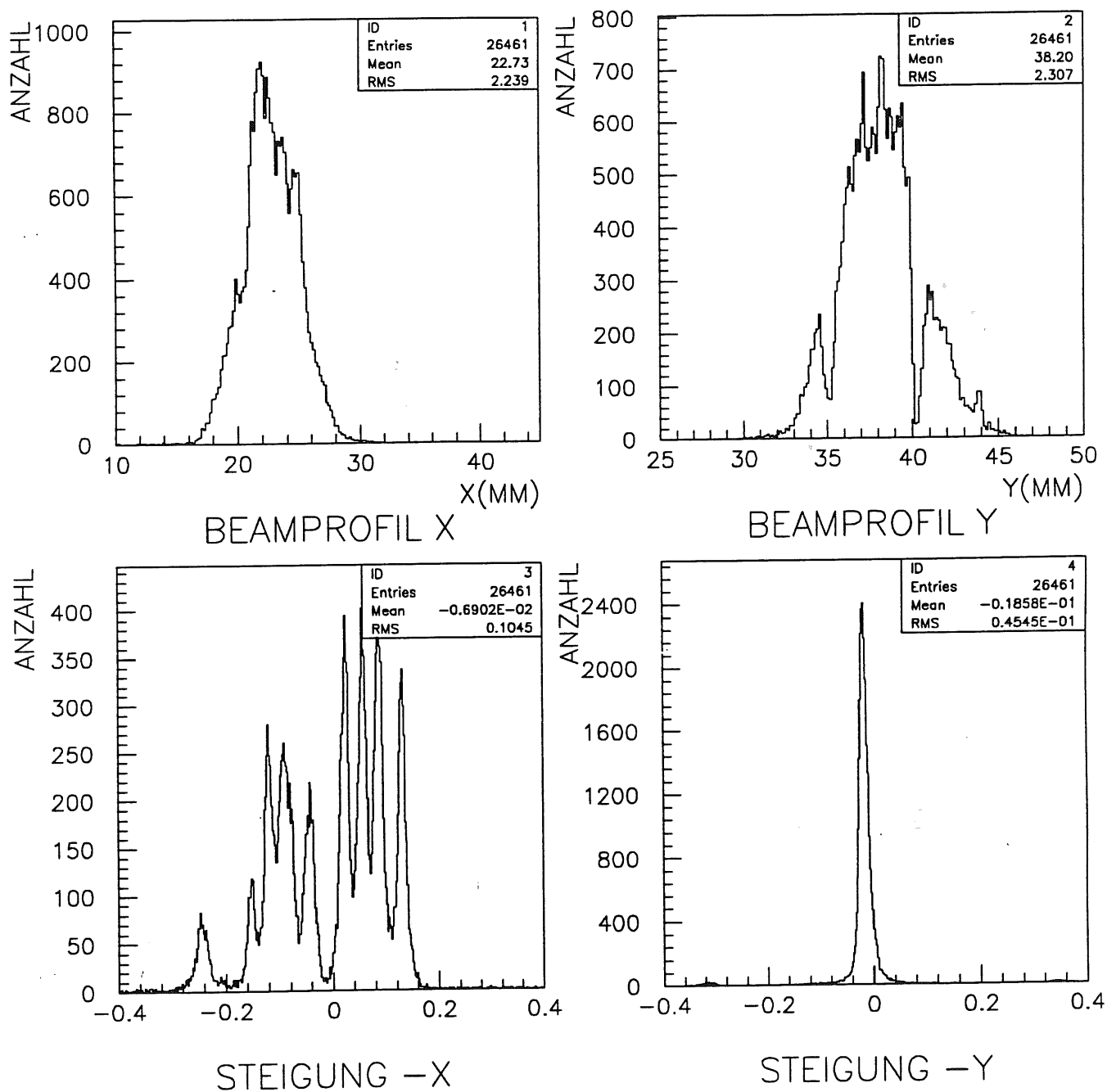


Abbildung 5.9: Steigungsverteilung und Strahlprofil bei Einschuss unter verschiedenen Winkeln.

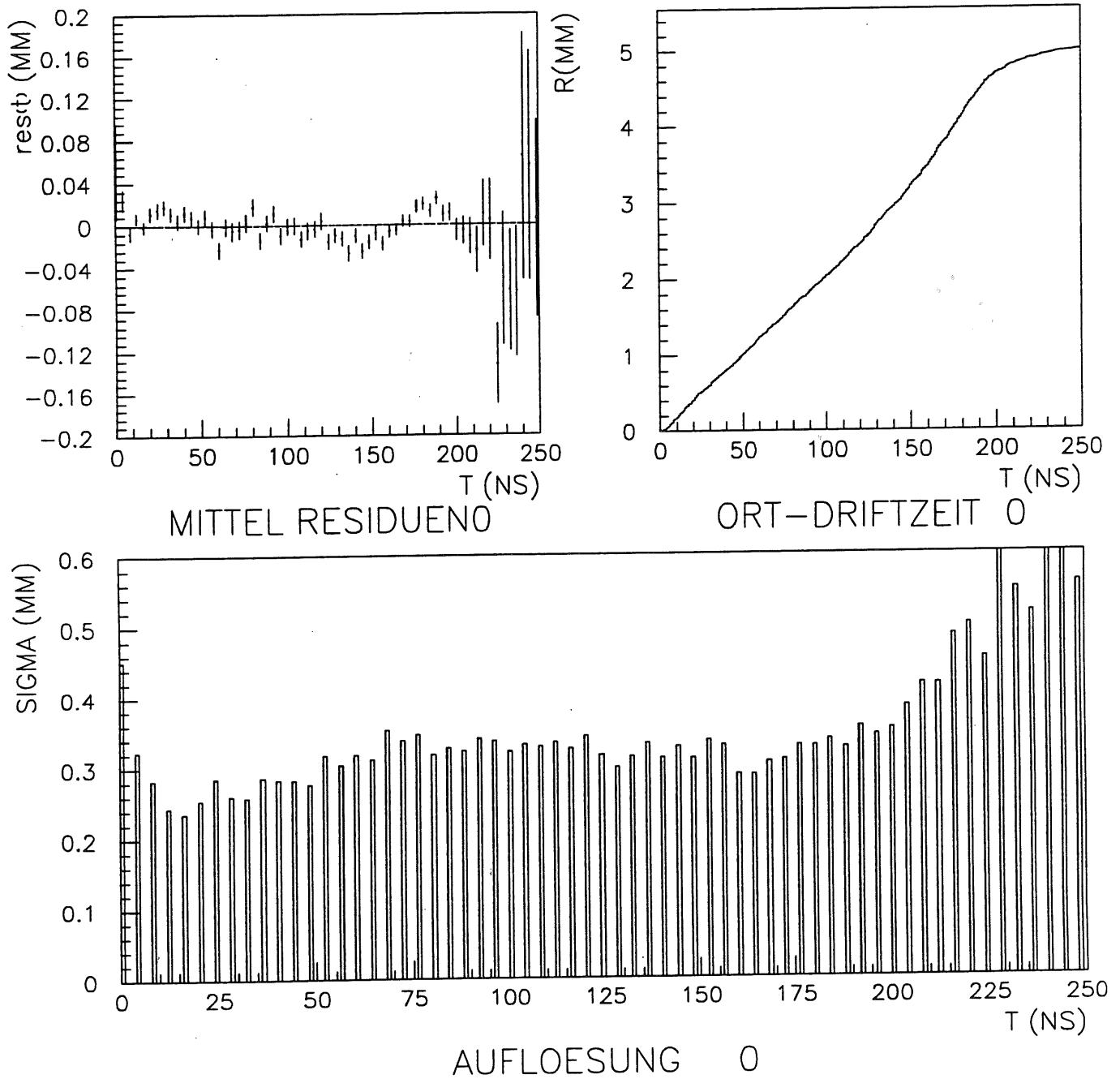


Abbildung 5.10: Residuenverteilung, $R(t)$ und Auflösung bei Einschuß unter verschiedenen Winkeln.

handelt. Es werden hierbei Schnitte auf die Muster der angesprochenen Zellen und die Driftzeiten durchgeführt, so daß Doppelspuren möglichst ausgeschlossen werden. Bei diesen Schnitten können aber auch Teilchenspuren verworfen werden, die nur den Anschein einer Doppelspur haben. Ebenso können auch Doppelspuren für die Spur eines Teilchens gehalten werden. Die Auswertung von Doppelansprechern liefert also Argumente für beide Begründungen der Einschnitte in die Strahlprofile, sowohl für das Argument der Ineffizienzen als auch für das der schlechten oder falschen Anpassung von bestimmten Spuren. Der Anteil der Ereignisse mit Doppelansprechern betrug bei den untersuchten Daten etwa 18%. Insofern kann ein Algorithmus, der nicht vollständig die Ursachen der Doppelansprecher reflektiert, nicht vernachlässigbare Auswirkungen auf das Strahlprofil haben.

Die in den Abbildungen 5.11, 5.12 dargestellten Strahlprofile stammen aus der ersten Datennahmeperiode am DESY (DESY1-Daten). Für die Spuranpassungen gab es hierbei keine Einschränkung in χ^2 . Für beide angeführten Gründe spricht, daß die Lücken im Profil in x-Richtung besser ausgefüllt werden als in der y-Projektion, wenn man zusätzlich zu den reinen Ereignissen mit jeweils genau 4 Ansprechern pro Projektion (Abb. 5.11) noch 3-Ansprecher- und 5-Ansprecherereignisse (Abb. 5.12) zuläßt . Dieses erklärt sich damit, daß in der x-Projektion die 2. Lage um 1.7mm gegen die Sollposition verschoben ist, was dazu führt, daß die Zuordnung der Ansprecher im drahtnahen Bereich zu denen im drahtfernen Bereich für diese verschobene Lage nicht mehr gilt. Wenn unter der Einfall der Teilchen unter kleinen Winkeln geschieht, verschwinden die angesprochenen Einschnitte (Abb. 5.9). Dies spricht wiederum für beide diskutierte Gründe. Man kann also festhalten, daß Ineffizienzen und schlechte Spuranpassungen Einschnitte in die Strahlprofile verursachen und zum Verlust von Ereignissen führen. Durch Einschub der Teilchen unter einem hinreichend großen Winkel kann das vermieden werden. Eine Alternative wäre, die Driftzellen in zwei aufeinanderfolgenden Lagen nicht um eine halbe Driftzellenbreite, sondern um beispielsweise eine viertel Zelle zu verschieben.

5.2.5 Die CERN-Daten

Während der Tests am Teststrahl T7N des CERN betrug der Einfallswinkel der Strahlteilchen wiederum etwa 0° . Zum Zeitpunkt dieser Messungen war noch nicht bekannt, daß sich geringe Winkel positiv auf Ortsauflösung und Effizienz der Spurerfassung auswirken.

Im Verlauf der Messungen stellte sich heraus, daß wegen der großen Teilchenströme, die der Teststrahl lieferte, zeitweise die an die Anoden angelegte Hochspannung zusammenbrach. Dieses äußerte sich so, daß die Spannungsanzeige des Netzteils, welches die Hochspannung lieferte, um 0.01kV bis 0.02kV absank, wenn ein Teilchenpaket durch die Kammer flog. Offensichtlich hatte dieser Effekt aber keinen dominierenden Einfluß, denn die Einzeldrahtauflösung der Positronen und der Pionen (Abb. 5.14, 5.13) unterscheidet sich kaum von der erreichten Auflösung der DESY1-Daten nach 0 Iterationen (Abb. 5.7). Man erkennt in den beiden Diagrammen jeweils ein Minimum bei einer Driftzeit von $t = 170\text{ns}$. In diesem Bereich wird die Orts-Driftzeitbeziehung flach, was bedeuten muß, daß Ansprecher mit großen Driftzeiten aus den Ecken der Zelle oder dem Bereich kom-

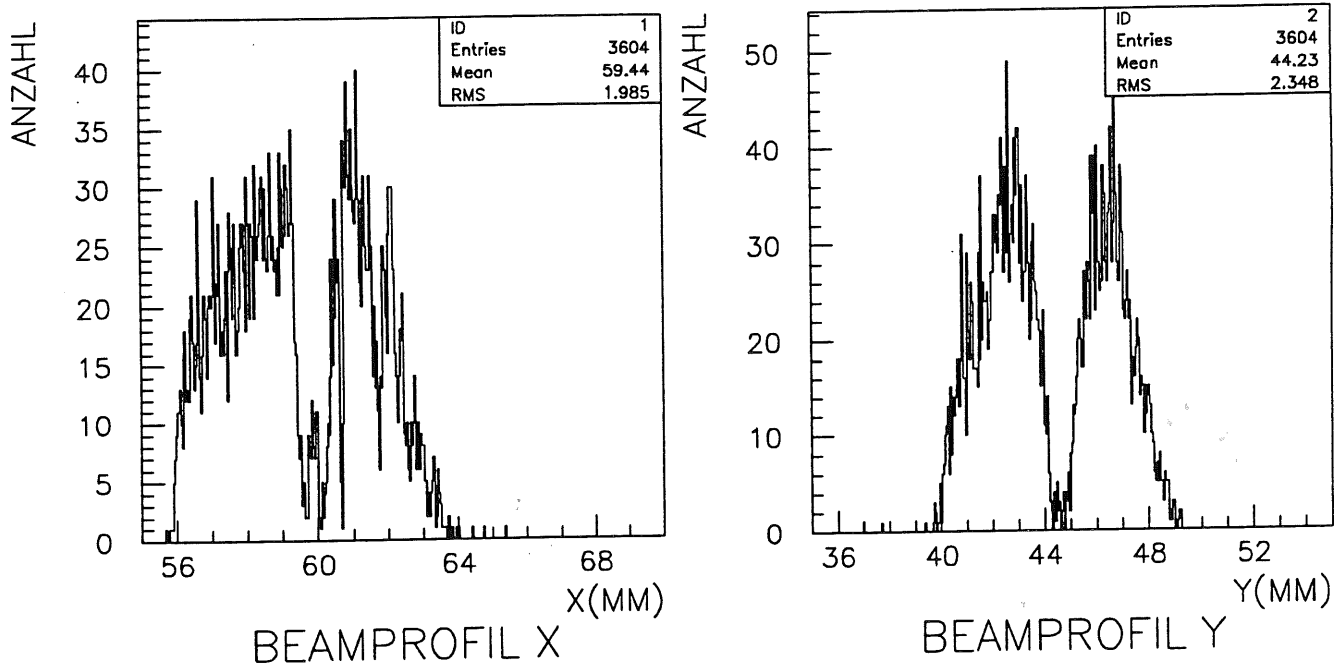


Abbildung 5.11: Strahlprofile von Ereignissen mit 4 Ansprechern jeweils für die x- und y-Richtung.

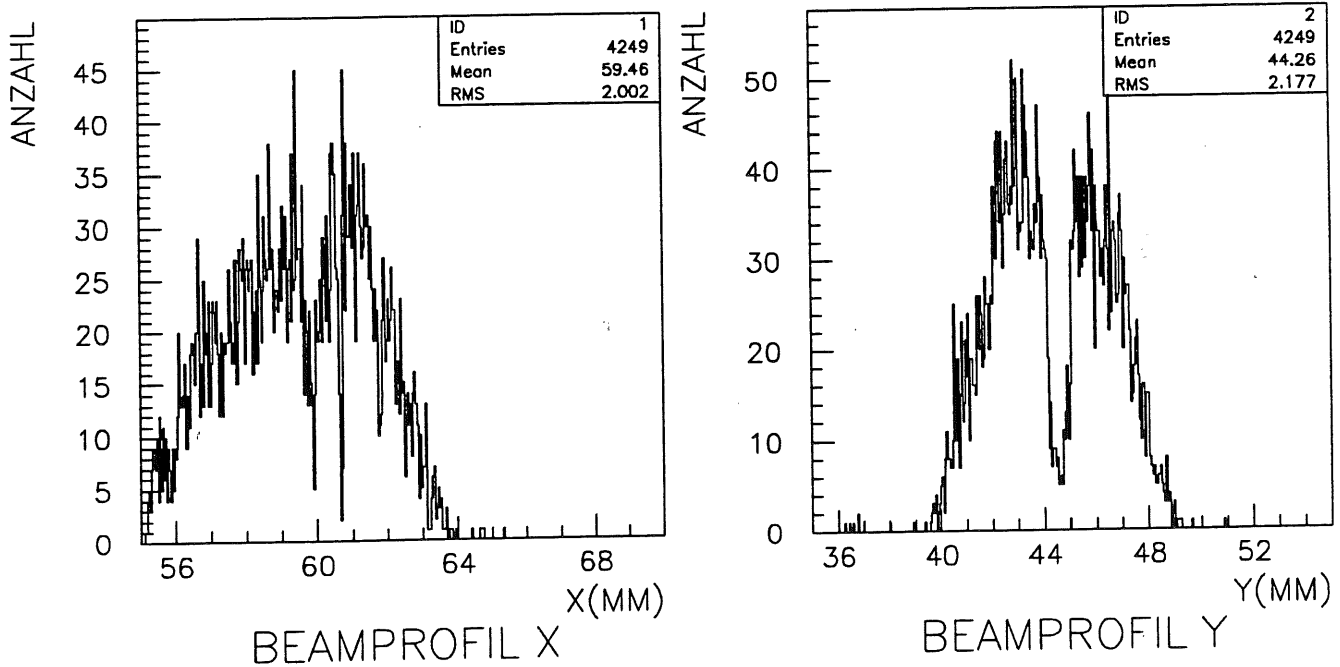


Abbildung 5.12: Strahlprofile von Ereignissen mit 3, 4 oder 5 Ansprechern pro Projektion.

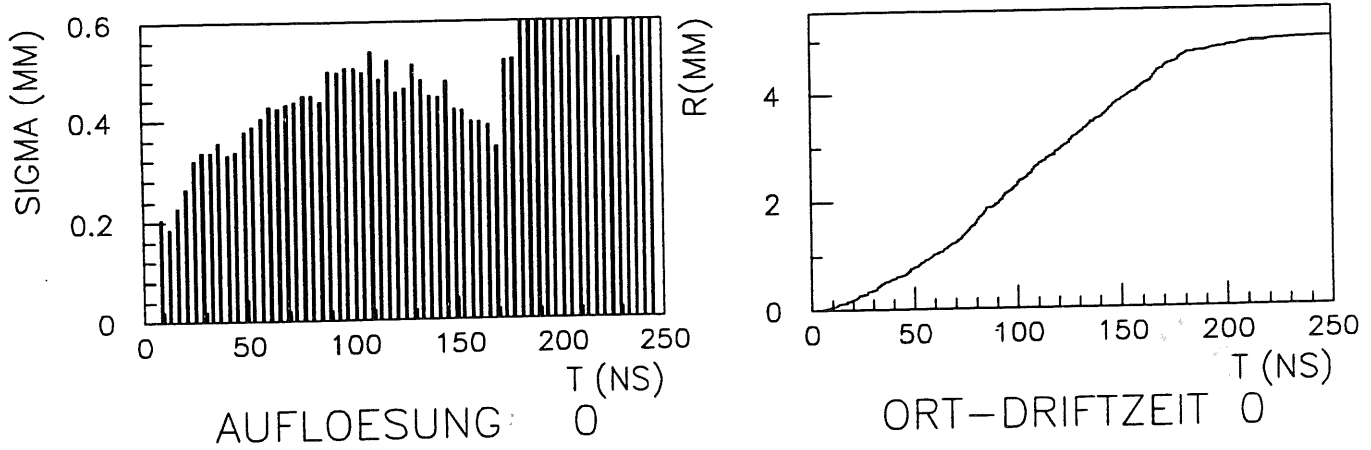
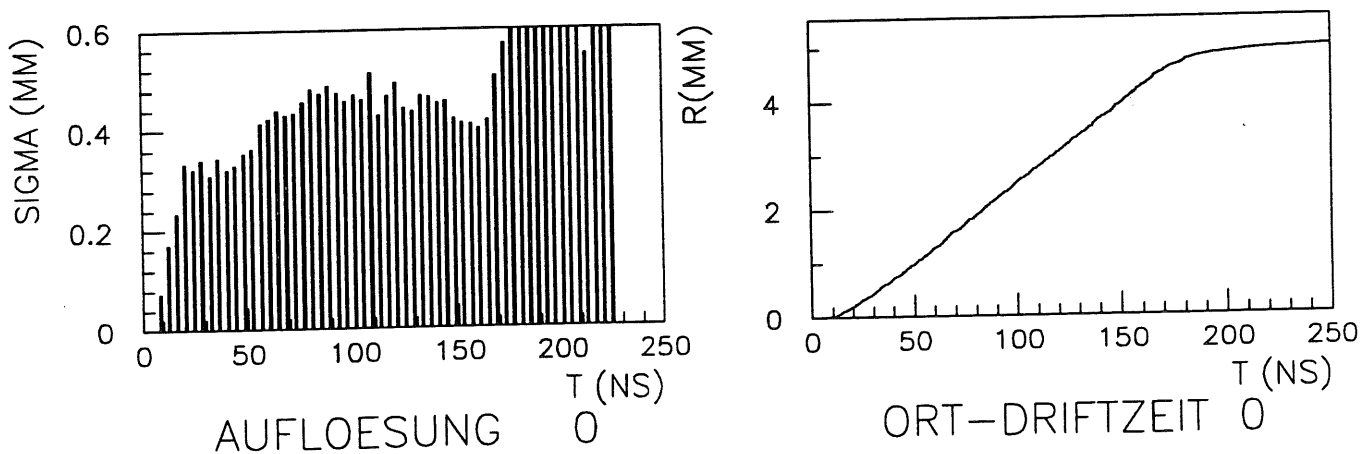
men müssen, der an die Nachbarzelle angrenzt. Bei diesen Ansprechern ist die Auflösung vergleichsweise schlecht. Die Auflösung von Pionen (Abb. 5.13) und Elektronen (Abb. 5.14) ist der Form und der Größe nach sehr ähnlich, was darauf hinweist, daß der Fehler, der sich aus der Ionisationsstatistik ergibt, nur eine untergeordnete Rolle spielt.

5.2.6 Schlußfolgerung

Die folgenden Auswertungen der Kalorimeterdaten verlangen die Rekonstruktion des Auftreffpunkts der Strahlteilchen auf dem PbF_2 -Kalorimeter durch die Driftkammer. Aufgrund der beschriebenen Ergebnisse wurden die Auftreffpunkte aus Spuren errechnet, die auf folgende Weise aus den TDC-Daten (DESY1- und DESY2-Daten) ermittelt wurden:

- Die Spuranpassung erfolgte gemäß χ^2_3 (Gleichung 5.3).
- Iterationen zur Verbesserung der Orts-Driftzeitbeziehung wurden nicht verwendet.

Leider wurde zu spät erkannt, daß kleine Einfallwinkel zwischen den Senkrechten der Drahtlagen günstiger sind. Deshalb erfolgten die Meßperioden mit Kalorimeterdatennahme bei einem Driftkammerbetrieb, für den der Einfallswinkel 0° betrug. Damit ergibt sich nach Gleichung 5.5 eine Ortsauflösung von $0.6mm$ für die Auftreffpunkte auf dem Kalorimeter, wenn der Abstand zwischen Driftkammer und Kalorimeter, wie bei allen DESY-Messungen, $314mm$ betrug.

Abbildung 5.13: Auflösung CERN-Tests π^+ .Abbildung 5.14: Auflösung CERN-Tests e^+

Kapitel 6

Kalorimeteruntersuchungen

In diesem Kapitel soll die Analyse der Kalorimeterdaten dargestellt und die Interpretation der gefundenen Ergebnisse beschrieben werden. In den zugrundeliegenden Messungen wurde jeweils in einen der vier Kristalle Elektronen eingeschossen. Untersucht wurde immer die ADC-Antwort aller vier Kristalle. Die ADC-Daten sind nach einer Kalibration, die noch vorgestellt wird, proportional zur Anzahl der aus dem jeweiligen Kristall ausgelesenen Čerenkov-Photonen (Č-Photonen). Der elektromagnetische Schauer, der beim Einschuß eines Elektrons entsteht, dehnt sich nicht nur im getroffenen Kristall aus, sondern leckt auch in die Nachbarkristalle. Ebenso geht ein Teil des Schauers verloren. Deshalb sind die ADC-Werte von allen vier Kristallen des Moduls für einen Schauer zu analysieren.

Die Abschnitte gliedern sich in die Punkte Auswertemethoden und einführende Untersuchungen, Homogenität der Kristalle, transversale Schauerausdehnung sowie Ortsrekonstruktion durch die Kalorimeterinformation. Im ersten Abschnitt wird zunächst die Kalibration der ADC-Werte behandelt. Im folgenden bedeutet die Bezeichnung „ADC-Werte“ immer kalibrierte ADC-Werte. Die Ortsauflösung auf dem Kalorimeter ist von großer Bedeutung für den Fortgang und die Aussagekraft der Untersuchungen. In dem entsprechenden Abschnitt soll das Auflösungsvermögen der Driftkammer auf Höhe des Kalorimeters überprüft werden. Im folgenden Abschnitt soll die Betrachtung von ADC-Mittelwerten demonstrieren, daß deren Ortsabhängigkeit groß genug ist, um die weiteren Untersuchungen sinnvoll erscheinen zu lassen. Als letztes sei im ersten Abschnitt die Anpassung der Koordinatensysteme von Kammer und Kalorimeter beschrieben.

6.1 Auswertemethoden und einführende Untersuchungen

6.1.1 Kalibration der ADC-Werte

Um aus den ADC-Werten ein Signal zu erhalten, das proportional zur Anzahl der im Kalorimetermodul entstandenen Č-Photonen ist, muß zunächst einmal das „Pedestal“ vom ADC-Spektrum abgezogen werden. Das Pedestal ist die Bezeichnung für die Nullage

des ADCs. Es wird aus dem Signal ermittelt, das von den ADCs aufgezeichnet wird, wenn kein physikalischer Trigger die Integration ausgelöst hat, also wenn Störpulse aufsummiert werden. Diese Störpulse sind immer vorhanden und addieren sich zu den zu untersuchenden Pulsen, die durch die \check{C} -Photonen ausgelöst werden. Somit können die Untersuchungen des Pedestals Aufschluß über das elektronische Rauschen geben. Die Skala der ADC-Werte muß um die Stelle, an der sich das Pedestal befindet, verschoben werden, um zu gewährleisten, daß das Signal aus dem Kalorimeter mit dem ADC-Wert skaliert. Da das Pedestal zeitabhängig sein kann, wurden während der Datennahme in bestimmten zeitlichen Abständen die Messungen der Pedestals wiederholt.

Die Untersuchungen zu den Messungen am Teststrahl 22 am DESY zeigten, daß die ADC-Werte trotz der Korrektur gemäß den Pedestals nicht genau proportional zur Energie waren. Weitere Untersuchungen von R. D. Appuhn erwiesen, daß dies kein Effekt der Kristalle, sondern der Photomultiplier war. An den hinteren Dynodenstufen eines Photomultipliers sind die Ströme, wegen der Vervielfachung der Elektronen am größten. Wenn für große Teilchenenergien viele \check{C} -Photonen auf die Kathoden gelangen, kann an diesen Dynodenstufen ein Spannungsabfall stattfinden. Dann sollte der ADC-Wert mit steigender Teilchenenergie schwächer als linear ansteigen. Diese Abhängigkeit der ADC-Werte von der Energie wurde allerdings nur für die Photomultipliertypen XP2802 und XP2812 von Phillips beobachtet. In späteren Messungen mit Photomultipliertypen R4722 von Hamamatsu zeigte sich dieser Effekt nicht mehr. Um auf diesen Effekt zu korrigieren, ist ein Polynom dritten Grades an die Energien in Abhängigkeit von den ADC-Werten angepaßt worden [39]. Nach der Verschiebung der Skala der ADC-Werte um das Pedestal und der Korrektur des Effektes der Photomultiplier sind die ADC-Werte im Rahmen der statistischen Schwankungen proportional zur Teilchenenergie [39].

6.1.2 Ortsauflösung auf dem Kalorimeter

Die wichtigste Bedingung für die weiteren Untersuchungen ist die Kenntnis der Ortsauflösung der Kammer auf der Höhe der Oberfläche des Kalorimeters. Um diese Frage zu klären, bot es sich an, die Streuung der Auftreffpunkte der Elektronen zu untersuchen, die auf einen Spalt trafen, der zwischen den PbF_2 -Modulen in der x-Projektion bestand.

Ein Streifen auf der Stirnfläche des Kristalls wird ausgewählt, aus dem die Auftreffpunkte der Elektronen stammen sollen (Abb. 3.10). Für die Auftreffpunkte gilt: $y \in [3mm, 4mm]$, $x \in [0mm, 10mm]$. Die Häufigkeiten der Summen der ADC-Werte zu den vier Kristallen sind in der Korrelationsabbildung (Abb. 6.1) in Abhängigkeit vom von der Kammer bestimmten Auftreffpunkt in x-Richtung (R) dargestellt. Eine Zuordnung von Punkten auf dem Kalorimeter zu Kammerkoordinaten ist hier noch nicht getroffen und soll später dargestellt werden. Die Abbildung zeigt, daß die Summen der ADC-Werte fast überall konstant bleiben, also unabhängig vom Auftreffpunkt sind. Lediglich in der Umgebung der Stelle $x = 5.9mm$ bemerkt man eine Häufung von sehr kleinen ADC-Werten. Mit einer anderen Methode, die später erklärt werden soll (Kap. 6.1.5), kann nachgewiesen werden, daß an dieser Stelle die Grenze zwischen Kristall 3 und Kristall 4 verläuft. Die Erklärung für diese geringen ADC-Werte ist ein kleiner Spalt zwi-

schen den beiden Kristallen. Die Elektronen, die auf diesen Spalt treffen, schauern nicht auf und können daher keine Signale in den Kristallen hinterlassen. Die Kristalle wurden vor dem Zusammenbau des Kalorimeters mit Papier umwickelt, was den beobachteten Spalt erklärt. Aus dem Verhältnis der der Anzahl der Einträge in den Umgebungen der beiden Maxima („Peaks“) eines ADC-Spektrums kann die effektive Breite des Spaltes zu $0.2mm$ abgeschätzt werden, wie im Abschnitt „Homogenität“ dieses Kapitels gezeigt werden soll. Wenn im oberen Korrelationsplot die Einträge weggelassen werden, für welche die Summe der ADC-Werte in den Kristallen größer als $0.20 au$ (au (arbitrary units)=willkürliche Einheiten) ist, so ergibt sich die untere Korrelationsabbildung. In dieser sind nur noch ADC-Werte von Spuren die auf den Spalt treffen. Die Projektion dieser Darstellung auf die x-Achse ist rechts unten dargestellt (Abb. 6.1). Die Projektion ist die Summe aller ADC-Werte, die zum gleichen Auftreffort gehören. An die Projektion wurde eine Gaußfunktion angepaßt. Die Breite dieser Projektion ist $0.63mm$ und der Mittelwert liegt bei $5.9mm$. Man erhält daraus eine Abschätzung für die Ortsauflösung der Kammer auf dem Kalorimeter. Um zu der Ortsauflösung zu gelangen, ist es erforderlich, eine Entfaltung durchzuführen. Die Projektion in Abb.6.1 stellt eine Faltung des Spaltes mit der Ortsauflösung der Kammer dar. Da der Spalt klein gegen die Ortsauflösung ist, kann der Spalt als gaußförmig genähert werden. Damit ergibt sich die Auflösung aus:

$$\sigma_D^2 = (0.63mm)^2 - \frac{1}{12}(0.2mm)^2 .$$

Daraus ergibt sich für die Ortsauflösung der Driftkammer auf der Kalorimeteroberfläche $\sigma_D = 0.62mm$. Für die y-Richtung war leider der Spalt zwischen den Kristallen nicht beobachtbar, mit Hilfe dessen die Ortsauflösung in dieser Projektion hätte bestimmt werden können. Dies lag daran, daß die Ausrichtung der Kristalloberfläche in y-Richtung nicht genau senkrecht bezüglich des Strahls war. Daß Ergebnis der x-Projektion kann aber für die y-Projektion übernommen werden, da sich bei den Untersuchungen zur Auflösung der Driftkammer, keine Unterschiede in der Auflösung ergaben, obwohl in x-Richtung eine Drahtlage um $1.7mm$ von ihrer Sollposition abweicht (Kapitel 2), wiewohl dies im Spuranpassungsprogramm berücksichtigt wurde.

6.1.3 Abhängigkeit der ADC-Werte vom Auftreffpunkt

Entscheidend für die weiteren Untersuchungen ist nun die Frage: Sind die Kalorimeterdaten, also die ADC-Werte der vier Kristalle empfindlich genug, um ortsauflösende Untersuchungen mithilfe der Driftkammerspuren durchzuführen? Diese Frage kann positiv beantwortet werden, wie die folgende Abbildung 6.2 zeigt. Für die dieser Abbildung zugrundeliegende Datenmenge wurde mit einem $9mm \times 9mm$ großen Elektronenstrahl auf den $21mm \times 21mm$ großen Kristall 1 geschossen. In der Abbildung 6.2 sind jeweils für die vier Kristalle die Mittelwerte der ADC-Spektren in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt in Kristall 1 angegeben. Zu jedem der $1mm \times 1mm$ Bins, die den von der Kammer auf die Kristalloberfläche extrapolierten Auftreffpunkt angeben, gibt es ein ADC-Spektrum, dessen Mittelwert jeweils auf der z-Achse für jeden der 4 Kristalle dargestellt worden ist.

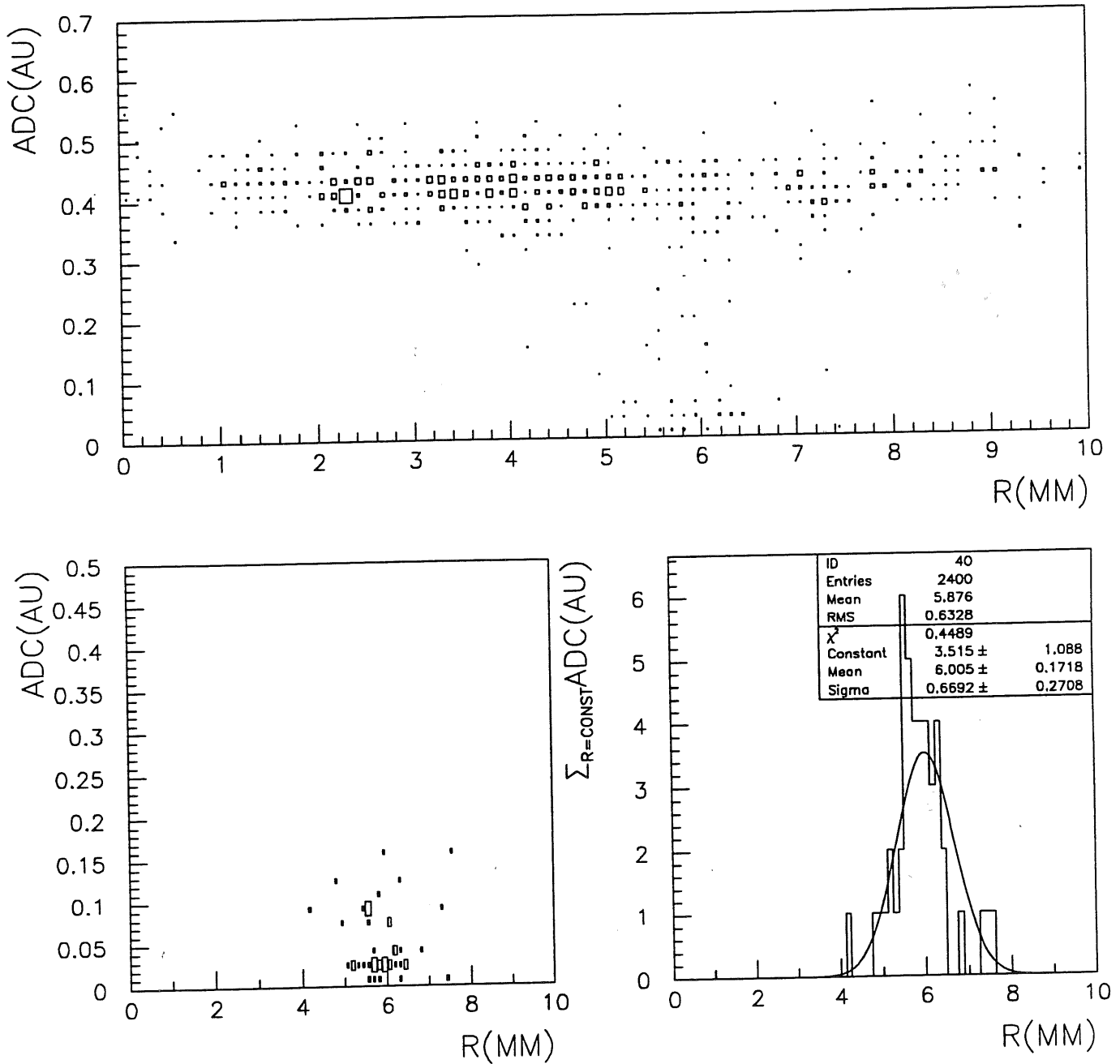


Abbildung 6.1: Die Ortsauflösung der Kammer auf der Kalorimeteroberfläche: Korrelationsabbildungen der Summe der Signale vier Kristalle gegen die Auftreffstellen in x-Richtung.

Um die statistischen Schwankungen zu verringern, wurden Daten von Elektronen mit Energien von 1 GeV bis 6 GeV zusammengefaßt. Hierbei ist eine Normierung der ADC-Werte auf die Elektronen-Energie durchgeführt worden, das heißt $\langle ADC \rangle \rightarrow \frac{\langle ADC \rangle}{E[\text{GeV}]}$. Dieses Vorgehen impliziert, daß die transversale Schauerausdehnung unabhängig von der Energie des primären Teilchens ist, denn sonst sollte die Form der in Abbildung 6.2 dargestellten Histogramme energieabhängig sein. Diese Energieunabhängigkeit der transversalen Schauerausdehnung ist bereits in Kapitel 3 diskutiert worden, wurde aber noch einmal überprüft, indem die in Abb. 6.2 dargestellten Histogramme jeweils für 1,2,3 GeV und 4,5,6 GeV gebildet und von einander subtrahiert wurden. Die Differenzen lagen im Rahmen der statistischen Fluktuationen der Mittelwerte der ADC-Spektren.

Für den Kristall 1 erkennt man eine paraboloidale Form der Kurve, was daran liegt, daß mit Annäherung der Einschußpunkte an die Ränder des Kristalls ein immer größerer Teil des Schauers den Kristall verlassen kann. Man beachte, daß bei der nullpunktsunterdrückten Darstellung der ADC-Mittelwerte für den Kristall 1 die Abhängigkeit vom Einschußpunkt nur schwach ist. Die Differenzen zwischen den Werten liegen nur bei maximal 7%. Die geringe Variation wird dadurch verursacht, daß nur das innere Viertel der Stirnfläche des Kristalls 1 bestrahlt wurde und dadurch der Anteil des Schauers, der den Kristall verläßt, nur ungefähr 20% des Teils beträgt, der im zentral getroffenen Kristall 1 verbleibt (siehe dazu die absolute Skala der Pulshöhe der Kristalle 2,3 und 4 im Vergleich mit der Skala der z-Achse von Kristall 1 in Abb.6.2).

Die Form der Histogramme für die Kristalle 2,3 und 4 ist offensichtlich. Die ADC-Werte von Kristall 2 steigen mit fallenden x. Die Abnahme der x-Werte resultiert aus einer Annäherung der Einschußpunkte an Kristall 2. Analoges gilt für den Kristall 3 für die Betrachtung der ADC-Werte in Abhängigkeit von der y-Koordinate. Die geringe Änderung der ADC-Werte für Kristall 3 bei einer Variation von x kann damit erklärt werden, daß der Abstand vom Auftreffpunkt der Elektronen in Kristall 1 zum Mittelpunkt des Kristalls 3 nur schwach von x abhängig ist, weil nur der innere Teil der Stirnfläche des Kristall 1 getroffen wurde.

In der anschließenden Abbildung (Abb. 6.3) sind Daten dargestellt, in denen der Strahl auf die Mitte des Kalorimeters traf, was man an der Symmetrie der Graphiken für die jeweiligen Kristalle erkennt. An dieser Stelle sei noch einmal auf den kleinen Einbruch entlang einer Linie $x \approx 6\text{mm}$ aufmerksam gemacht, der von dem Spalt zwischen den Kristallen an dieser Stelle herührt. Dieser Einbruch ist besonders deutlich im Graphen zu den ADC-Mittelwerten von Kristall 3 und Kristall 1 zu erkennen.

6.1.4 Eichung der Kalorimeterposition

Es ist nötig, die Verschiebung des Koordinatensystems der Kammer gegen das des Kalorimeters zu bestimmen, um den durch die Kammer ermittelten Spuren Punkte auf der Kalorimeteroberfläche zuordnen zu können. Dies bedeutet: Es müssen die Koordinaten eines signifikanten Punktes auf dem Kalorimeter und die dazugehörigen Kammerkoordinaten bekannt sein. Hierbei ist folgendermaßen vorgegangen worden: Für die Daten aus der DESY1-Versuchsperiode, bei denen der Strahl zentral in einen der vier Kristalle

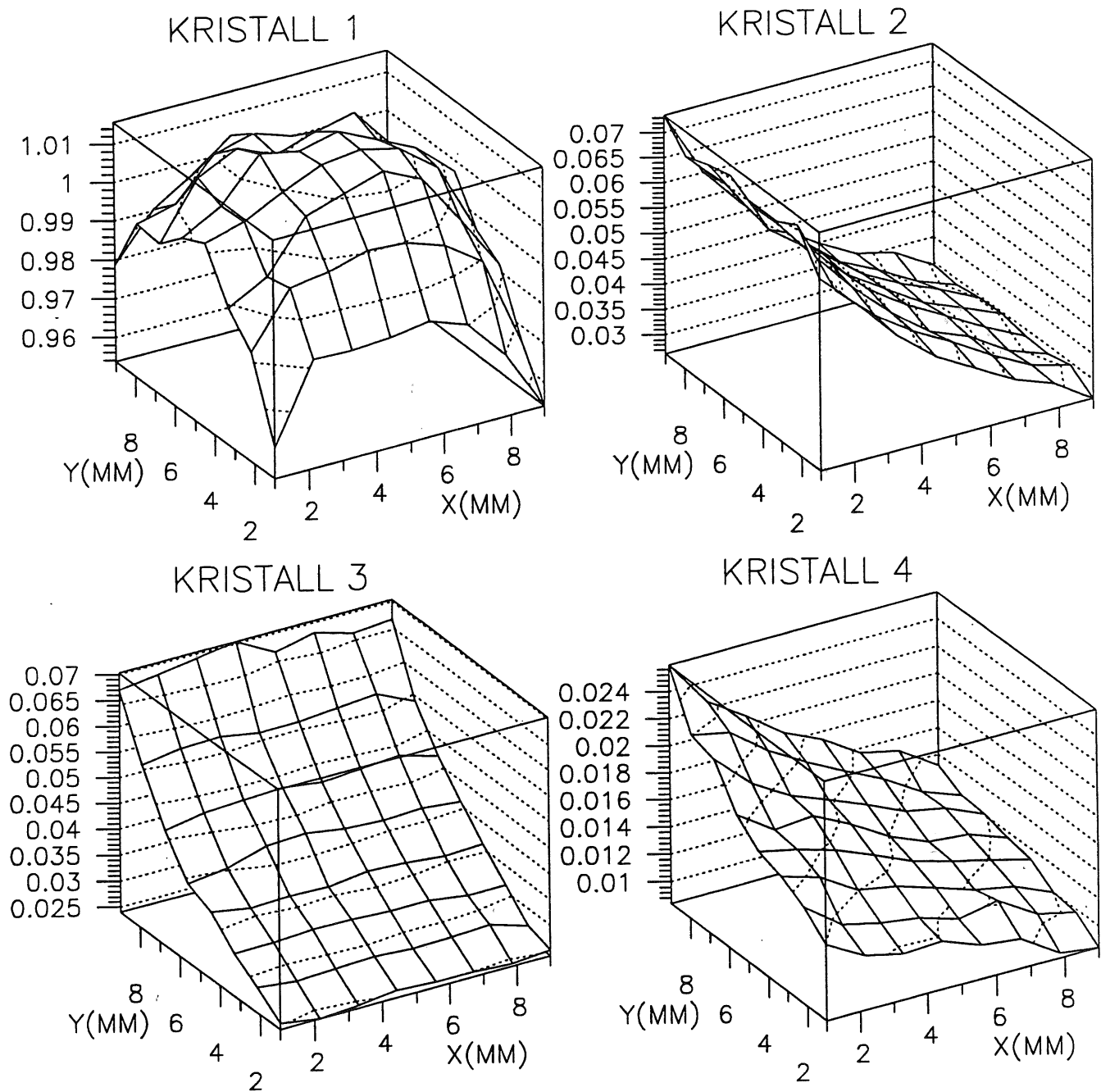


Abbildung 6.2: $\langle ADC \rangle$ in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt in willkürlichen Einheiten.

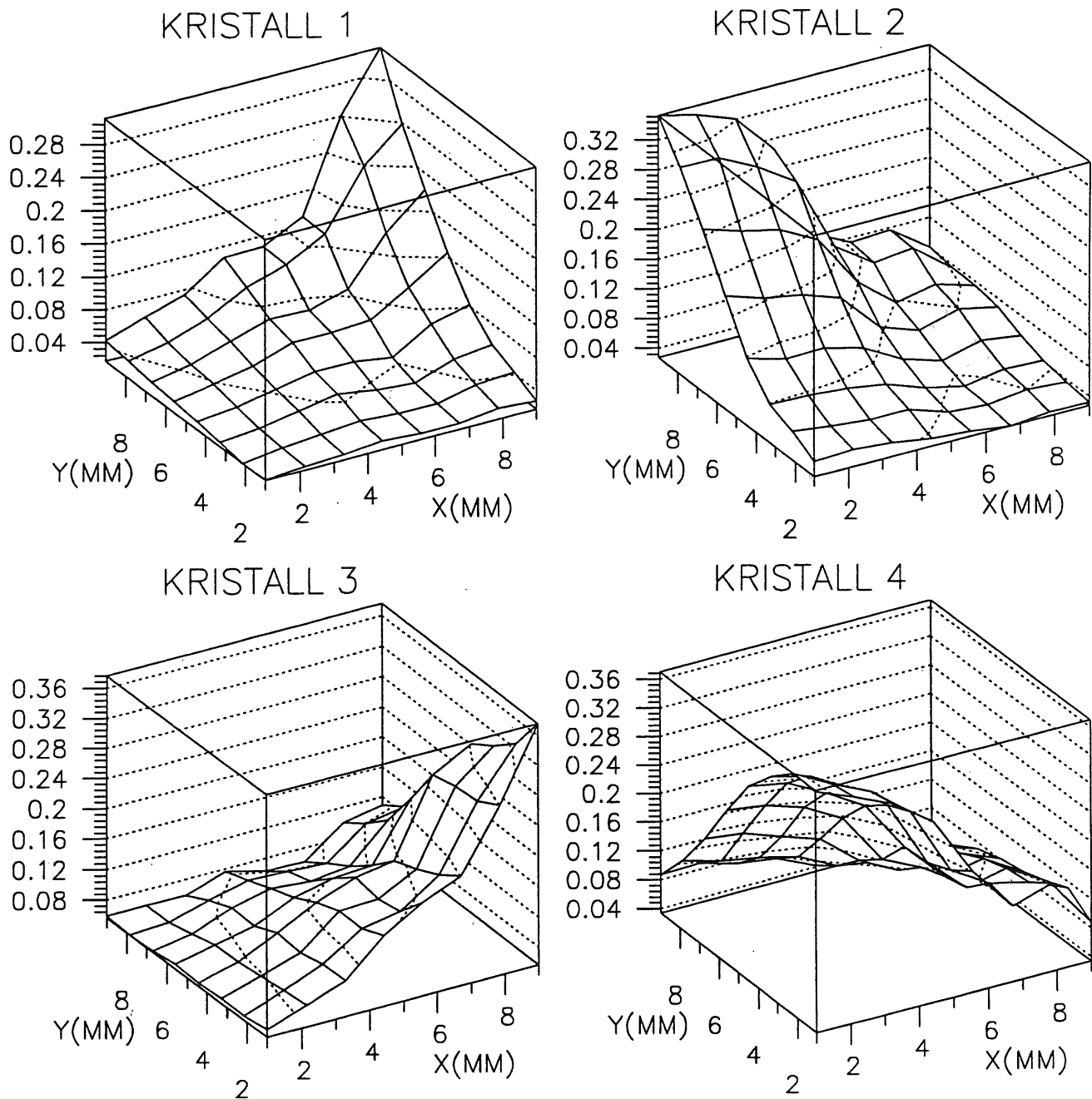


Abbildung 6.3: $\langle ADC \rangle$ in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt in willkürlichen Einheiten.

eingeschossen wurde, sollte der Mittelpunkt des Kristalls sowohl in der x- als auch in der y-Richtung dort liegen, wo die ADC-Werte des Kristalls, in den eingeschossen wurde, ihr Maximum haben (Abb. 6.2). Um eine größere Datenmenge zu erhalten und damit die statistischen Fehler zu verringern, wurden die Mittelwerte der ADC-Werte, die von x und y abhängen auf die x-Achse (y-Achse) projiziert. Die Abbildung 6.4 stellt also eine Projektion des Bildes „Kristall 1“ in Abbildung 6.2 auf die x-Achse (y-Achse) dar. An die sich ergebenden Graphen wurde jeweils ein Polynom zweiten Grades angepaßt. Aus diesen kann errechnet werden, daß der Mittelpunkt des Kristalls 1 bei $x_m = 5.0\text{mm} \pm 0.4\text{mm}$ ($y_m = 5.3\text{mm} \pm 0.3\text{mm}$) liegt.

Für die Daten aus der DESY2-Versuchsperiode, bei denen der Strahl mit seinem Schwerpunkt den Mittelpunkt des gesamten Moduls traf, wurde anders vorgegangen. Es werden wiederum die Projektionen der Mittelwerte der ADC-Werte auf die x-Achse gebildet, jeweils für die ADC-Mittelwerte von Kristall 3 und Kristall 4. Die beiden Projektionen werden dann in einer Abbildung dargestellt (Abb. 6.5). An der Stelle, wo der ADC-Wert von Kristall 3 gleich dem von Kristall 4 ist, sollte die Grenze zwischen Kristall 3 und Kristall 4 sein. Man paßt also Funktionen an die Graphen an und berechnet den Schnittpunkt der angepaßten Polynome. Für die Funktionen wurden eine Polynome zweiten Grades verwendet. Für die y-Projektion wurde analog mit den ADC-Werten der Kristalle 2 und 4 verfahren. Es ergibt sich, daß sich das Zentrum des Kalorimeters am Punkt $x_m = 5.9\text{mm} \pm 0.2\text{mm}$ ($y_m = 6.1\text{mm} \pm 0.2\text{mm}$) befindet. Bei den dargestellten Projektionen wurden die Teilchen, die den Spalt zwischen den Kristallen trafen, verworfen.

6.2 Homogenität

6.2.1 Einleitung

Während der Züchtung der Kristalle können Blasen, Spannungen, Brüche oder Bleieinschlüsse im Kristall entstehen. Falls diese Unregelmäßigkeiten oder Inhomogenitäten hinreichend groß und im Kalorimetermodul nicht gleichverteilt sind, so könnten die ADC-Antworten systematische Abweichungen von einem einfachen funktionalen Zusammenhang zwischen ADC-Wert und Auftreffort aufweisen. Solche Abweichungen führen zu Fehlinterpretationen des Signals bei der Benutzung des Kalorimeters als Meßinstrument für Teilchenenergien. Die Betrachtung von Mittelwerten ortsabhängiger ADC-Spektren kann erste Hinweise auf Inhomogenitäten liefern. Die Untersuchung der Form dieser ADC-Spektren kann Informationen über Inhomogenitäten mit geringeren Ausmaßen geben. Denn in den Spektren können unregelmäßige Strukturen vorhanden sein, die, weil sie verglichen mit dem regelmäßigen Teil des Spektrums nur eine geringe Anzahl von Einträgen aufweisen, zum Mittelwert des Spektrums kaum beitragen. Deshalb werden in diesem Abschnitt ortsabhängige ADC-Spektren behandelt. An der Grenze zwischen zwei Kristallen werden systematische Abweichungen der ADC-Werte erwartet, da sich dort ein kleiner Spalt befindet. Dieser Spalt, könnte außerdem noch einen Einfluß auf die Schauer der Teilchen ausüben, die in der unmittelbaren Nähe des Spalts auftreten. Aus

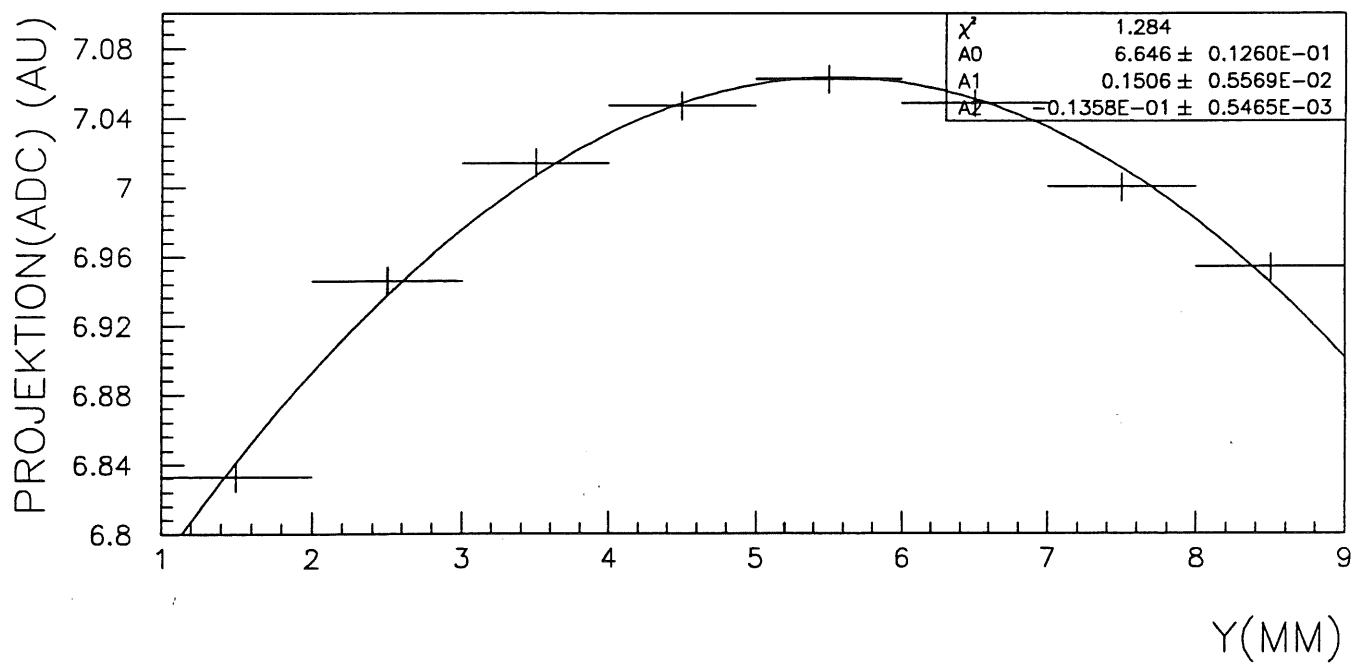
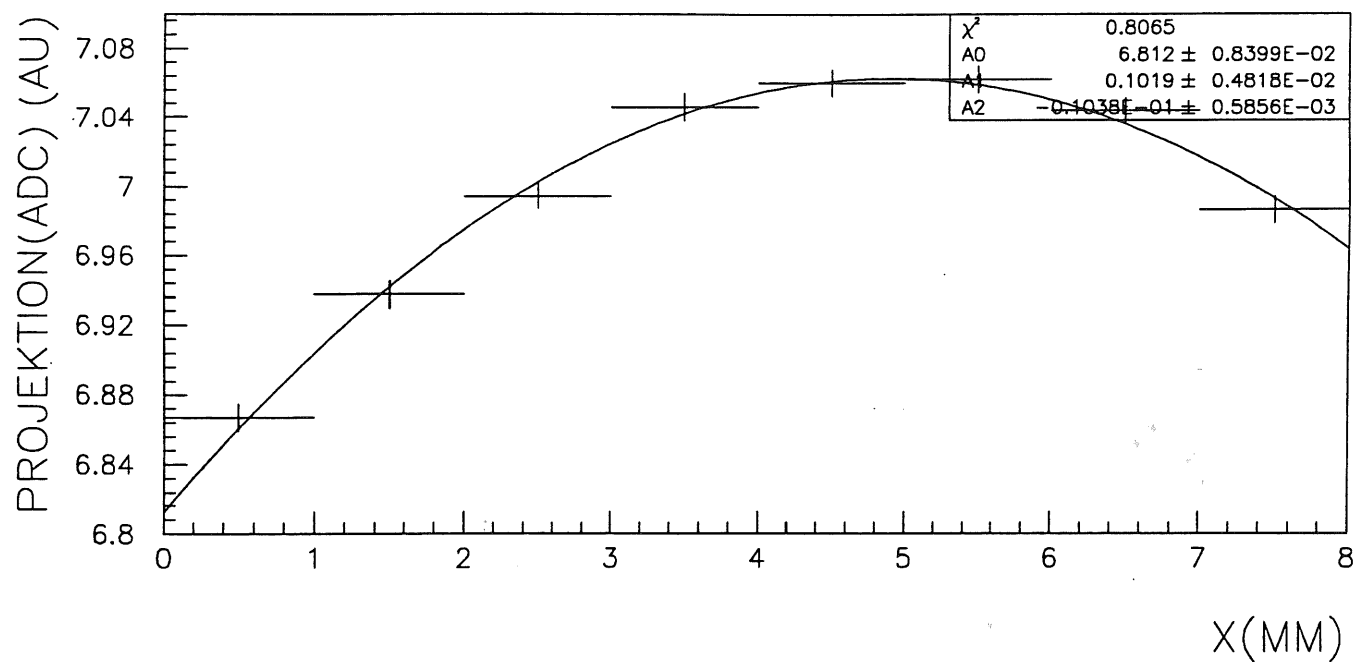


Abbildung 6.4: Projektionen der Mittelwerte der ADC-Werte von Kristall 1 (Projektionen von Abb. 6.2 „Kristall 1“).

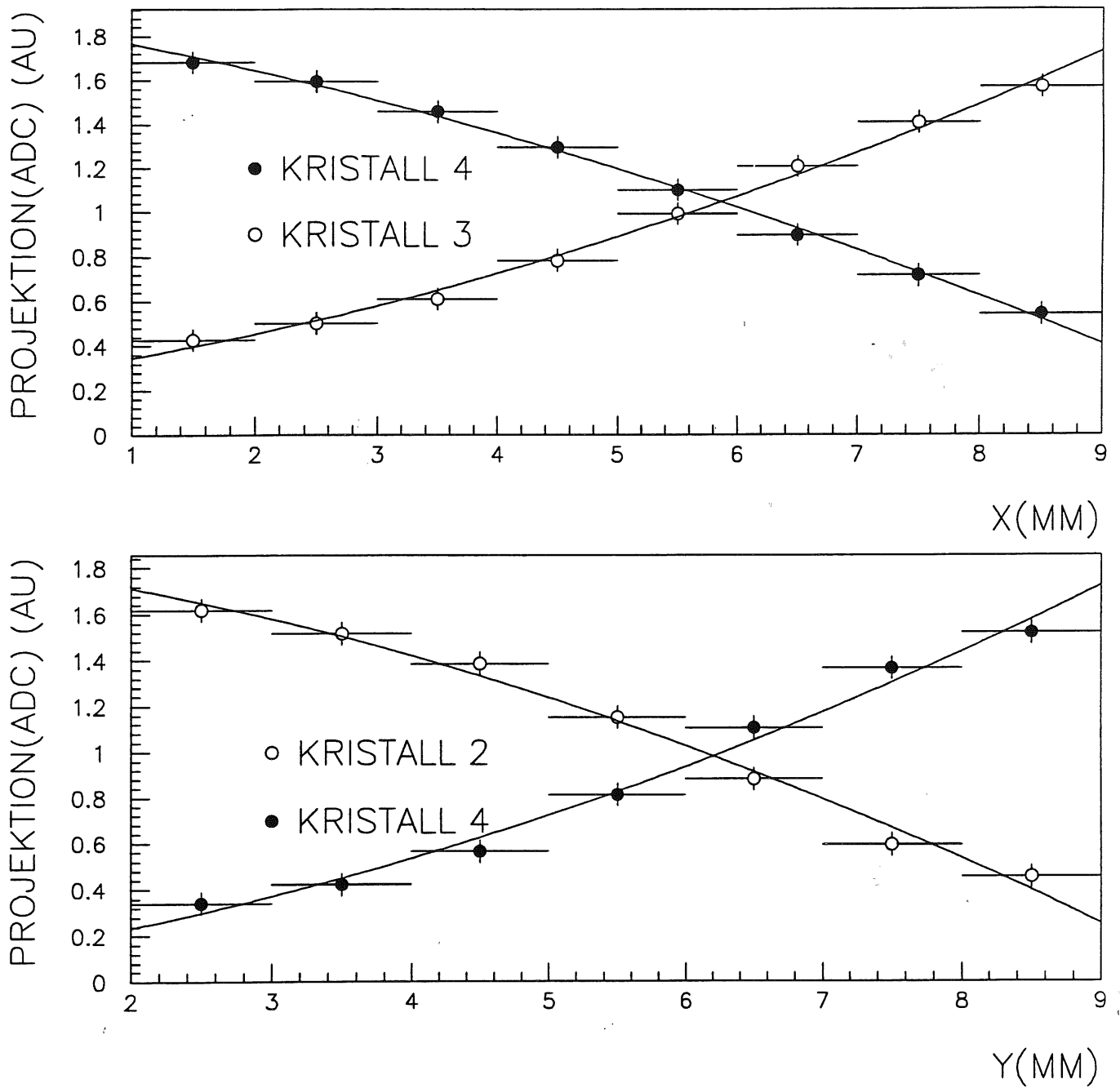


Abbildung 6.5: Projektionen der Mittelwerte der ADC-Werte bei Einschuß auf die Kalorimetermitte (Projektionen von Abb. 3).

diesem Grund soll bei den hier dargestellten Untersuchungen besonderes Augenmerk auf die ADC-Spektren in der Nähe des Spaltes gerichtet werden.

6.2.2 Ergebnisse

In der Abbildung 6.6 sind die ADC-Spektren für eine Abtastung („Scan“) des Spaltes dargestellt. Diese Spektren stellen jeweils die Verteilung der Summe der ADC-Werte von Kristall 3 und Kristall 4 für Auftreffpunkte der Elektronen in Kristall 3/Kristall 4 auf einem ($1\text{mm} \times 1\text{mm}$)-Bin dar. Diese Bingröße ist zum einen größer als die Ortsauflösung der Driftkammer, zum anderen gewährleistet sie eine ausreichende Menge an Einträgen, um den statistischen Fehler klein zu halten. Die Koordinaten dieses Bins sind jeweils unter den Bildern angegeben. Das erste Spektrum stammt also von einem Bin, dessen Mittelpunkt bei ($0.5\text{mm}/3.5\text{mm}$) liegt. Der Mittelpunkt des gesamten Moduls liegt in diesen Koordinaten am Punkt ($5.9\text{mm}/6.1\text{mm}$). In den ADC-Spektren zu den Positionen ($5.5\text{mm}/3.5\text{mm}$) und ($6.5\text{mm}/3.5\text{mm}$) zeigt sich eine Häufung von ADC-Werten um null. Diese Einträge stammen wiederum von Elektronen, die in den Spalt einfallen. Aus der Bildung des Verhältnisses der Anzahl der Einträge in der Umgebung des Maximums N_p zu der Anzahl der Einträge, die um Null liegen N_0 , bekommt man eine Abschätzung für die Breite des Spaltes b :

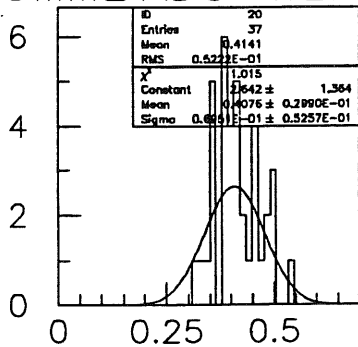
$$\frac{N_p}{N_0} = \frac{1\text{mm}}{b} \Rightarrow b = 0.2\text{mm} .$$

Die in der Formel angegebenen 1mm ist die Breite des Bins für die Auftreffpunkte der Elektronen auf der Kalorimeteroberfläche.

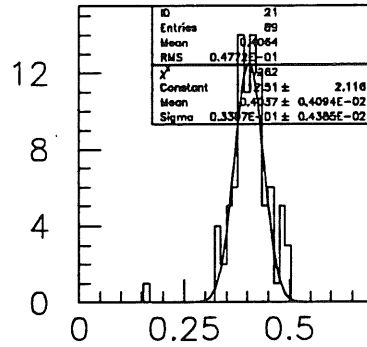
In der Abbildung 6.7 sind die Mittelwerte und die Maxima der ADC-Spektren für vier Scans über die Kristalle 3 und 4 dargestellt. Das Maximum des Spektrums ergab sich dabei aus der Anpassung einer Gaußfunktion. Jedes der vier Bilder zeigt die Mittelwerte für einen Scan in x-Richtung bei einem bestimmten y-Koordinaten-Intervall. Der erste Scan wurde bei einem Intervall von $y \in [2\text{mm}, 3\text{mm}]$ durchgeführt. Bei den anderen erhöhten sich die Intervallgrenzen um jeweils 1mm . Die Mittelwerte der ADC-Spektren sind in etwa konstant, sie weisen jedoch an der Stelle des Spaltes einen Abfall auf. Dagegen bleiben die Maxima der Spektren auch in Spaltnähe konstant. Falls die Elektronen nahe an der Mitte des gesamten Moduls eintreffen, was für die hier behandelten Daten zutrifft, so steht zu erwarten, daß die Mittelwerte der ADC-Spektren nur schwach vom Auftreffpunkt abhängen, falls keine Inhomogenitäten vorliegen. Denn der Schauer kann nur zu einem geringen Teil das Modul verlassen. Die Schauerverluste in die Kristalle 1 und 2, die hier nicht betrachtet wurden, sollten aus diesem Grund und weil der Abstand der Auftreffpunkte zur Grenzlinie stets der gleiche war, konstant sein. Die statistischen Fehler der Maxima der ADC-Spektren in Spaltnähe sind für alle vier Scans kleiner als 4%. Somit kann man folgende Aussage treffen: Die Kristalle geben im untersuchten Bereich und insbesondere im spaltnahen Bereich Signalspektren, deren Maxima innerhalb einer Genauigkeit von 4% unabhängig vom Auftreffpunkt der sie auslösenden Elektronen ist.

Die zweite wichtige Fragestellung im Zusammenhang der Untersuchung von Inhomogenitäten ist die Ortsabhängigkeit der Energieauflösung des Kalorimeters. Eine solche

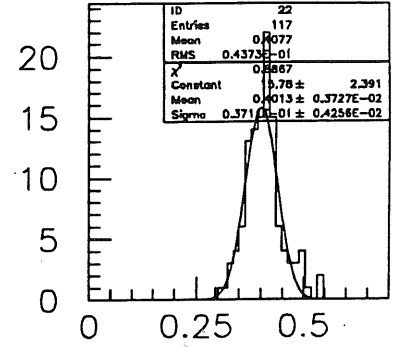
SUMME ADC-WERTE KRISTALL 3 UND 4 GEGEN AUFTREFFPUNKT



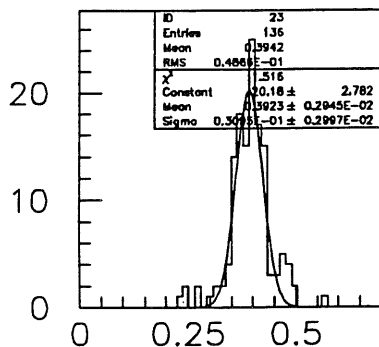
ADC-SPEK SUM 3,4 (0.5,3.5)



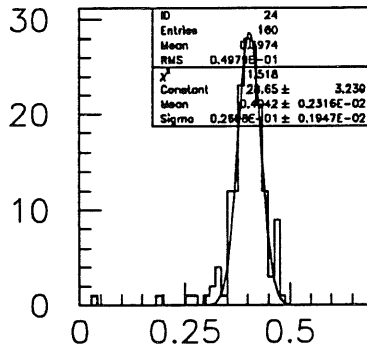
ADC-SPEK SUM 3,4 (1.5,3.5)



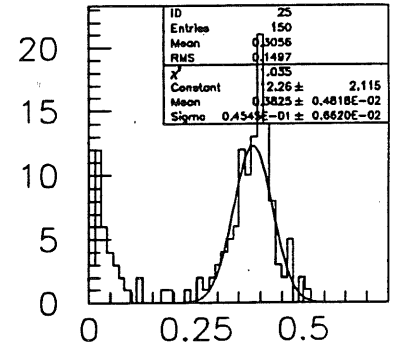
ADC-SPEK SUM 3,4 (3.5,2.5)



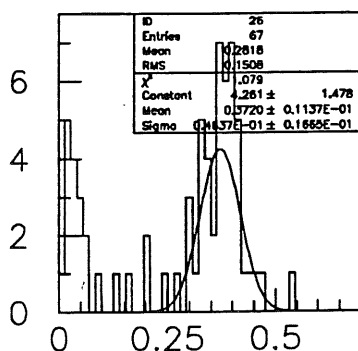
ADC-SPEK SUM 3,4 (3.5,3.5)



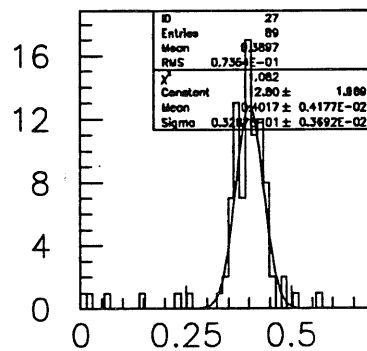
ADC-SPEK SUM 3,4 (4.5,3.5)



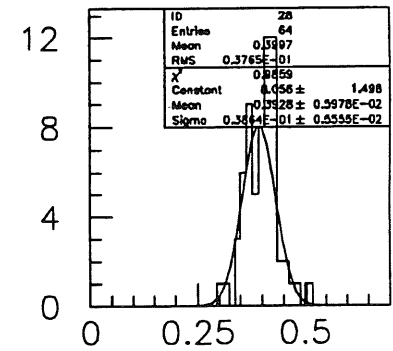
ADC-SPEK SUM 3,4 (5.5,3.5)



ADC-SPEK SUM 3,4 (6.5,3.5)



ADC-SPEK SUM 3,4 (7.5,3.5)



ADC-SPEK SUM 3,4 (8.5,3.5)

Abbildung 6.6: ADC-Spektren für einen Scan über den Spalt zwischen den Kristall 3 und Kristall 4. Der Spalt liegt bei $x = 5.9\text{mm}$. Histogramm SUM3,4(5.5,3.5) enthält Einträge mit Auftrefforten aus dem Intervall: $x \in [5\text{mm}, 6\text{mm}]$, $y \in [3\text{mm}, 4\text{mm}]$. Für die anderen Histogramme entsprechend. Die Histogramme SUM3,4(5.5,3.5) und SUM3,4(6.5,3.5) Einträge bei Null auf, wegen Einträgen mit Auftreffpunkten auf dem Spalt. Die Energien der Elektronen reichen von 1GeV bis 6GeV.

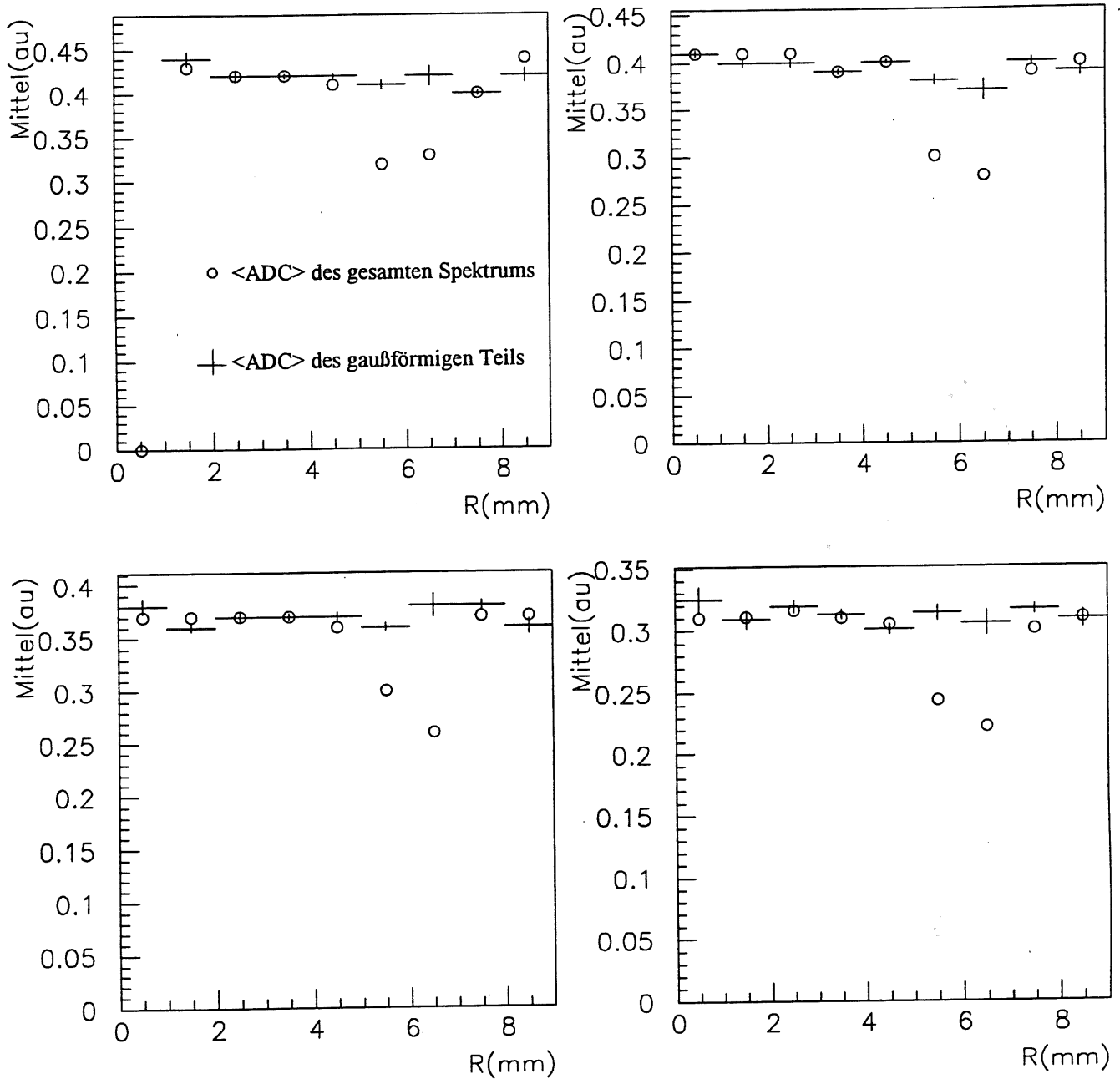


Abbildung 6.7: Lage der Maxima („Peaks“) und der Mittelwerte der ADC-Spektren. Die Werte der Abbildung rechts oben entstammen den ADC-Spektren aus Abbildung 6.6. Die Grenze zwischen den Kristallen 1,2 und den Kristallen 3,4 liegt bei $y = 6.1\text{mm}$. Für die erste Abbildung stammen die y-Koordinaten aus einem Intervall zwischen $y \in [2\text{mm}, 3\text{mm}]$. Für die zweite Abb. gilt: $y \in [3\text{mm}, 4\text{mm}]$. Dritte Abb. : $y \in [4\text{mm}, 5\text{mm}]$, vierte Abb. : $y \in [5\text{mm}, 6\text{mm}]$.

Abhängigkeit würde bedeuten, daß die Breite der gaußförmigen Umgebung der Maxima der ADC-Spektren mit dem Auftreffpunkt der Elektronen auf der Kalorimeteroberfläche variierten. In der Abb. 6.8 sind die Breiten der Peaks, sowie die Standardabweichung des gesamten Spektrums für die angegebenen vier Scans dargestellt. Die Standardabweichungen der ADC-Spektren sind in der Nähe des Spaltes deutlich größer, wegen der Einträge bei kleinen ADC-Werten der entsprechenden ADC-Spektren (vgl. Abb. 6.6). Die Breiten des gaußförmigen Anteils variieren nur im Rahmen der statistischen Fluktuationen. Insbesondere weisen die Abweichungen der Breiten des gaußförmigen Teils für Einschußpunkte in der Nähe des Spaltes kaum eine Systematik außerhalb der Grenzen des statistischen Fehlers auf. Allerdings betragen die Fehler der Breiten der angepaßten Gaußfunktionen zum Teil 35% des Absolutwerts. Die Sensitivität der Untersuchungen auf systematische Abweichungen des Energieauflösungsvermögen des Kristalls ist somit nur gering.

Die Ergebnisse zum Test der Homogenität weisen also darauf hin, daß Inhomogenitäten keinen systematischen Einfluß von größer als 4% auf die Energiemessung haben. Wenn alle vier Abtastungen der Statistik zugrunde gelegt werden, ergibt sich eine mittlere Abweichung von etwa 1.5%, die jedoch ebenfalls noch im Rahmen der statistischen Schwankungen bleibt. Es sei an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen, daß die Untersuchungen Daten von Elektronen mit Auftreffpunkten in Spaltnähe betrachten. Dort sind die Voraussetzungen ein homogenes Kalorimetersignal zu erhalten am ungünstigsten. Zudem ist der Kristall so genau positioniert worden, daß die Elektronen in x-Richtung nur sehr geringe Winkel gegen die Senkrechte aufweisen können. Im H1-Detektor werden die Teilchen aber immer unter größeren Winkeln auf das Kalorimeter auftreffen. Zusammenfassend ergibt sich, daß ein PbF_2 -Kalorimeter somit die Anforderungen an ein neues BEMC im Punkt Homogenität erfüllt. Die Energieauflösung des Kalorimeters wird nicht durch systematische Effekte, die durch Kristall- oder Kalorimeterinhomogenitäten wie den 0.2mm breiten Spalt hervorgerufen werden, dominiert. Der Einfluß des Spaltes auf die Energieauflösung ist kleiner als 35% von der mittleren Auflösung. Um den Einfluß des Spaltes auf die Energieauflösung besser zu verstehen, wären Messungen mit einer besseren Ortsauflösung und geringerem statistischen Fehler nötig.

6.3 Transversale SchauerAusdehnung

6.3.1 Einleitung

In diesem Abschnitt soll auf die transversale SchauerAusdehnung in einem PbF_2 -Kalorimeter eingegangen werden. Diese Frage ist interessant für die spätere Anwendung des Kalorimeters, weil bei der Verwendung von Kristallmodulen, deren Ausmaße in transversaler Richtung in etwa dem Molière-Radius entsprechen, der Schauer in mehrere Kristalle hineinleckt. Dies ermöglicht die Rekonstruktion des Auftreffpunktes des schauerAuslösenden Teilchens mit höherer Genauigkeit als die Kristallabmessungen. Desweiteren ist die Kenntnis der Schauerbreite für die Unterscheidung zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern notwendig.

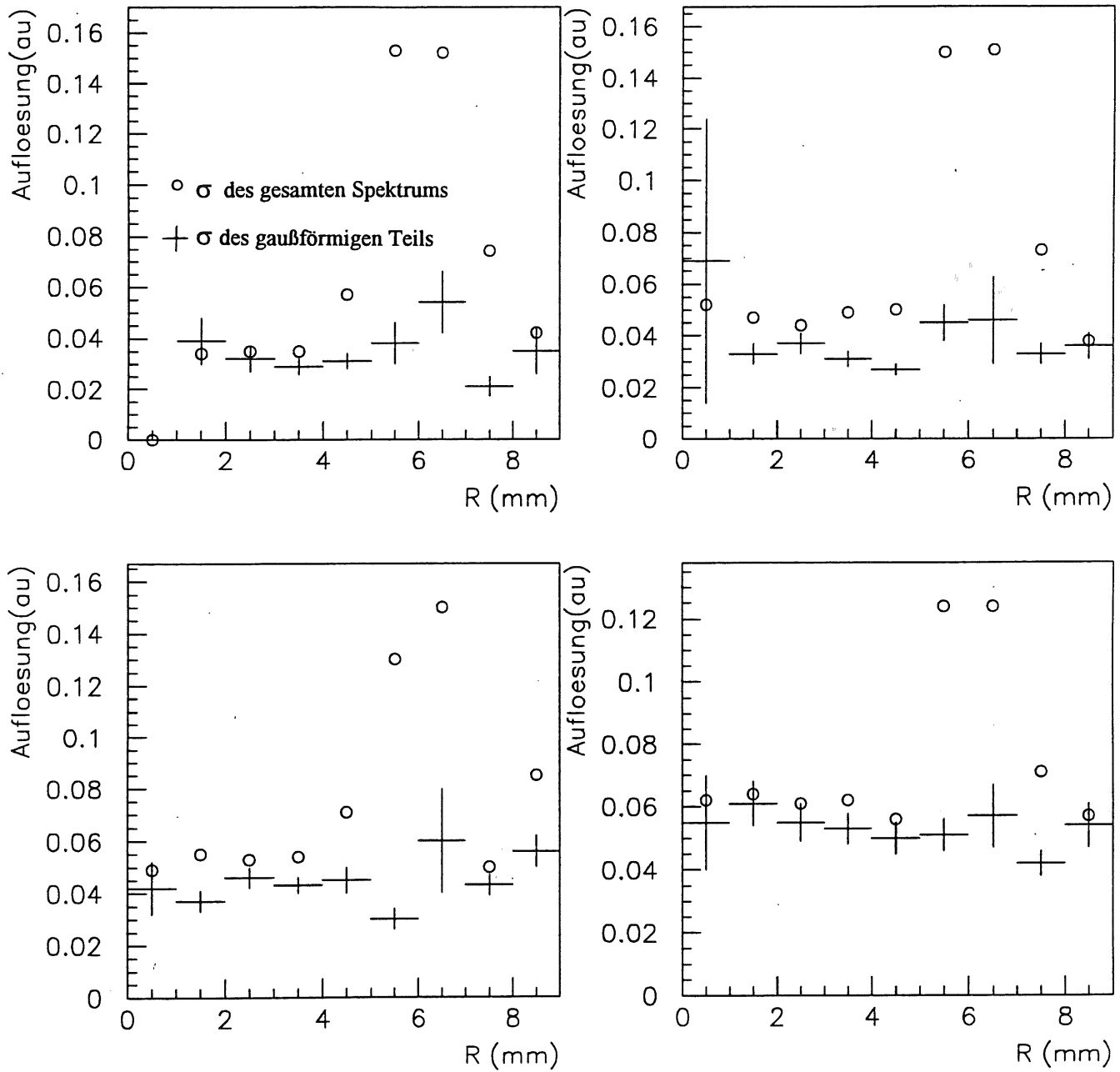


Abbildung 6.8: Breite der ADC-Spektren und die des gaußförmigen Anteils der Spektren (Breite der „Peaks“).

Im Experiment findet eine Integration über alle Energiedepositionen im jeweils untersuchten Kristall statt. Ein Maß für die transversale Schauerausdehnung ist also nicht direkt zugänglich. Deshalb sollen die vom genauen Einschußpunkt der Elektronen abhängigen ADC-Mittelwerte mit Simulationen verglichen werden. Die Simulationen liefern einen Wert für den Molière-Radius nach Gleichung 3.5. Selbst bei guter Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation, hängt somit die Zuverlässigkeit des Ergebnisses von der Richtigkeit der Simulation ab.

Es werden Daten untersucht, für welche die Elektronen zentral in den Kristall 1 eingeschossen wurden. Für diese Situation wurden von A. Walther Simulationen für die deponierten Energien in den vier Kristallen mit dem Programmpaket GEANT durchgeführt. Außerdem wurden die Anzahl der auf dem Photomultiplier auftreffenden \checkmark -Photonen mit einem Simulationsprogramm der OPAL-Kollaboration ermittelt. Leider war der Vergleich zwischen Experiment und Simulation für die Anzahl \checkmark -Photonen nicht perfekt. Denn die optischen Ankopplung zwischen der Photomultiplierkathode und den Kristallen erfolgte in der Simulation durch optisches Fett. Im Gegensatz war dort Art im Experiment ein Luftspalt. Daraus resultiert ein erheblicher Unterschied in der Photonenausbeute, da optisches Fett einen Brechungsindex besitzt, der dem von PbF_2 sehr ähnlich ist ($n_{PbF_2} = 1.82$ [32]). Damit kann für optisches Fett Totalreflektion von \checkmark -Photonen am optischen Übergang vernachlässigt werden, während dies für die Ankopplung mit Luft nicht gilt.

6.3.2 Ergebnisse

In der Abb. 6.9 sind die simulierten und gemessenen Daten für eine Abtastung in x-Richtung des Kristalls 1 dargestellt. Auf der Ordinate sind jeweils die Mittelwerte der ADC-Spektren multipliziert mit einem Skalierungsfaktor in willkürlichen Einheiten dargestellt. Auf der x-Achse ist die Auftreffstelle R der Elektronen auf der Kristalloberfläche dargestellt. Die Auftreffpunkte der Elektronen haben für die Stelle $0mm$ auf der Abzisse einen Abstand von $5.5mm$ zur Grenzlinie mit Kristall 2. Für die Stelle $10mm$ sind es $15.5mm$ Abstand. Die Auftreffpunkte in y-Richtung lagen im Mittel auf der Mittellinie des Kristalls, waren aber homogen über eine Strecke von $1mm$ verteilt. Die ADC-Werte sollten mit den simulierten Daten für die deponierte Energie und die \checkmark -Photonen verglichen werden. Die simulierten Daten sollten bis auf einen unbekanntem Faktor mit den gemessenen Werten übereinstimmen, wenn von ihnen die transversale Schauerausdehnung richtig beschrieben wird. Der Skalierungsfaktor ist nur schwer zugänglich, da wegen der geringen Ausmaße des Kalorimetermoduls und der damit verbundenen Leckverluste eine Energiekalibrierung schwierig ist. Deshalb wurden die Mittelwerte der deponierten Energien und die der Anzahl der \checkmark -Photonen jeweils so mit einem Faktor multipliziert, daß die gemessenen mit den simulierten Daten in Kristall 1 bestmöglich übereinstimmen. Das heißt: Die Mittel der deponierten Energien $\langle N_E \rangle_i$ und der Anzahl der \checkmark -Photonen $\langle N_C \rangle_i$ wurden jeweils mit Skalierungsfaktoren f_E und f_C multipliziert, um die Übereinstimmung mit den Mitteln der ADC-Werte $\langle ADC \rangle_i$ bestmöglich zu gewährleisten:

$$f_E = \frac{\sum_{\text{Kristall1}} \langle ADC \rangle_i}{\sum_{\text{Kristall1}} \langle N_E \rangle_i}$$

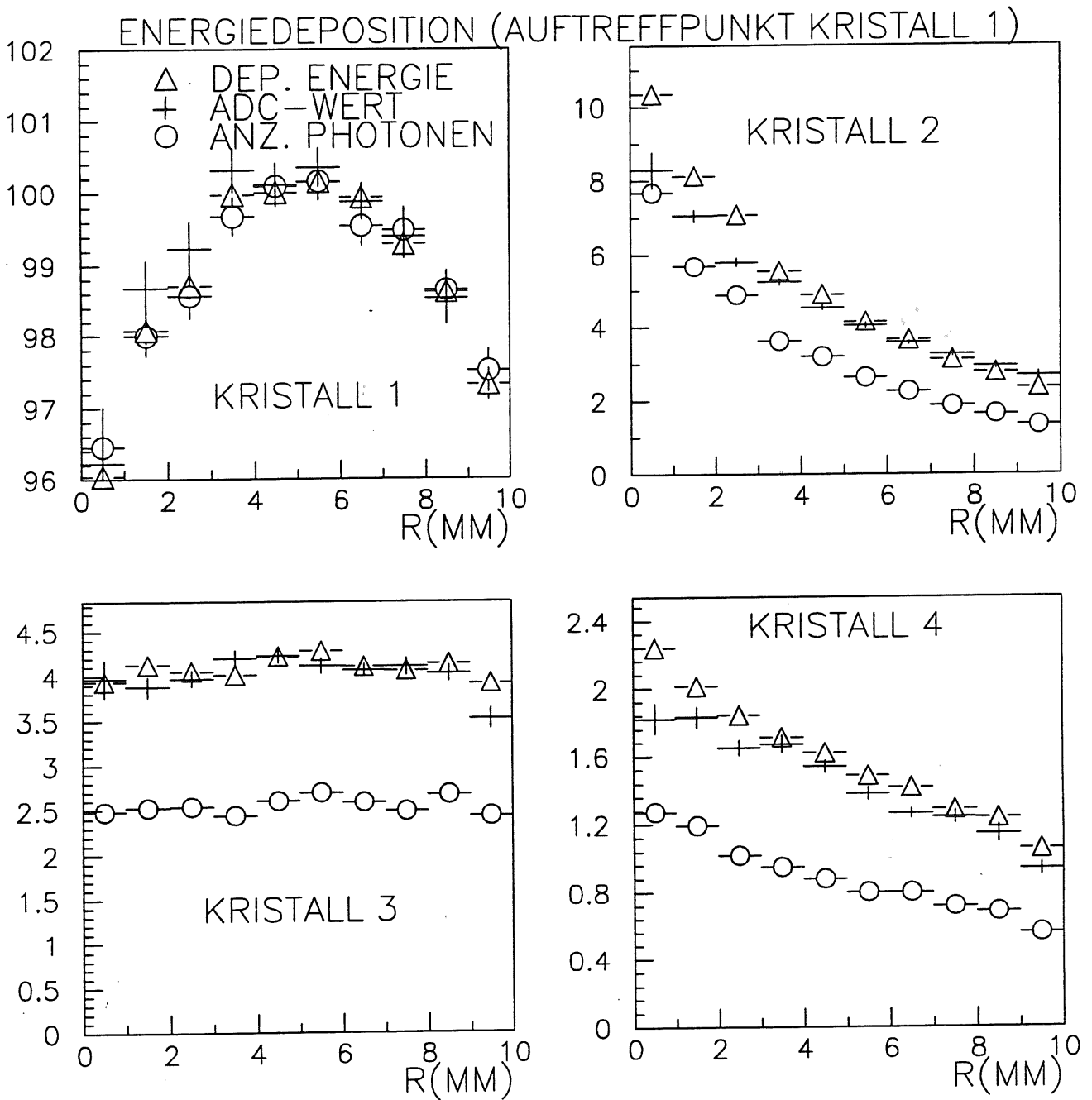


Abbildung 6.9: Transversale Schauerausdehnung: Vergleich Experiment-Simulation.

$$f_C = \frac{\sum_{\text{Kristall 1}} \langle \text{ADC} \rangle_i}{\sum_{\text{Kristall 1}} \langle N_C \rangle_i}$$

Somit kann es nicht überraschen, daß in der Abbildung für Kristall 1 die ortsabhängigen Mittel der ADC-Werte in der absoluten Skala so gut mit den simulierten Daten übereinstimmen. Allerdings stimmen die simulierten Daten auch in der Form ihrer Ortsabhängigkeit mit den ADC-Werten im Rahmen der statistischen Fehler überein. Der Skalierungsfaktor ist der einzige freie Parameter. Für Kristall 1 wurden 10 Meßpunkte betrachtet. Die Werte in der Abbildung für Simulation und Experiment sind somit fast unabhängig. Damit kann der Schluß gezogen werden, daß beide simulierten Datensätze, sowohl der deponierten Energie als auch jener der Anzahl der Č-Photonen, das Experiment für kleine Abstände des Schauers vom Auftreffpunkt der Elektronen in transversaler Richtung richtig beschreiben. Für die dargestellten Daten der anderen Kristalle, für die derselbe Skalierungsfaktor verwendet werden muß, ist ersichtlich, daß erstaunlicherweise die simulierten deponierten Energien mit den gemessenen ADC-Werten fast skalieren. Für die simulierten Anzahlen der Č-Photonen gilt dies nicht, obwohl mit dem benutzten PbF_2 -Kalorimeter nur Č-Licht ausgelesen wird. Diese Abweichung der Anzahl der Č-Photonen beträgt bis zu 40% der ADC-Werte, wobei die relativen Abweichungen umso größer werden, je größer der Abstand des Auftreffpunkts der Elektronen vom jeweils betrachteten Kristall ist. Je kleiner die ADC-Werte also werden, umso größer wird die relative Abweichung. Eine Erklärungsmöglichkeit bietet das folgende Argument:

In der Simulation wurde die optische Kopplung zwischen Kristallen und Photomultipliern mittels einer Fettschicht realisiert, während sich im Experiment dort Luft befand. Der Großteil des Impulses der geladenen Schauerteilchen liegt in Richtung der Kristallachse. Die von hochenergetischen, geladenen Teilchen erzeugten Č-Photonen werden unter großen Winkeln abgestrahlt (Gleichung 3.7). Es ergibt sich, daß sie mit diesem Winkel auch auf die Grenzfläche auftreffen. Es ist nun also zu erwarten, daß für optische Kopplung mit Luft ein Teil der Photonen an der Grenzfläche reflektiert wird. Im Rand des Schauers befinden sich relativ mehr niederenergetische Teilchen als im Zentrum, da die transversale Schauerdehnung durch Vielfachstreuung der geladenen Schauerteilchen verursacht wird (Kapitel 3). Diese niederenergetischen Schauerteilchen emittieren Č-Licht unter kleineren Winkeln als hochenergetische Schauerteilchen. Somit sind ihre Einfallswinkel auf der Grenzfläche dementsprechend geringer. Totalreflektion von Č-Photonen ist somit vorwiegend für Schauerteilchen in Kristall 1, dem Kristall des Auftreffpunkts der Elektronen zu erwarten. Denn hier liegen relativ mehr hochenergetische, geladenen Schauerteilchen vor als in den anderen Kristallen. Wegen der dargestellten Art der Skalierung der Anzahlen der Č-Photonen könnten sich somit die großen negativen Abweichungen der simulierten Anzahlen der Č-Photonen in den Kristallen 2, 3 und 4 erklären.

Leider mußte aufgrund von technischen Problemen darauf verzichtet werden, die Simulationen mit einem Luftspalt zwischen Kristall und Photomultiplier durchzuführen. Die dargestellte Erklärungsmöglichkeit für die Art der Abweichung der Werte für die simulierten Č-Photonen weist auf eine starke Abhängigkeit der Anzahl der Č-Photonen von der Art der optischen Kopplung hin - vorausgesetzt die simulierten Daten beschreiben die

Wirklichkeit tatsächlich. Die Abhängigkeit der Anzahl der \checkmark -Photonen von der Art der optischen Ankopplung wurde in anderen Arbeiten der Gruppe beobachtet [32].

Der Vergleich der simulierten deponierten Energien mit den ADC-Werten zeigt mit nur wenigen Ausnahmen eine Übereinstimmung im Rahmen der statistischen Fehler. Man kann allerdings kleine systematische Abweichungen in den Kristallen 2 und 4 erkennen. Ein Grund hierfür kann ein Fehler in der Eichung der Kalorimeterposition sein. Dies würde bewirken, daß die Kurven von ADC-Daten und deponierten Energien gegeneinander verschoben sind, wie es das für den Kristall 4 den Anschein hat. Systematische Fehler der durch die Driftkammer ermittelten Spuren und insbesondere deren Steigungen könnten ebenfalls zu Abweichungen der Art wie in Kristall 2 beitragen. Außerdem ist es durchaus denkbar, daß physikalische Gründe die Ursache bilden, denn untersucht wurde mit dem gegebenen Experiment die Anzahl der \checkmark -Photonen und nicht die gesamte lokal deponierte Energie.

Die dennoch gute Übereinstimmung zwischen ADC-Werten und simulierten deponierten Energien kann folgendermaßen interpretiert werden: Der Molière-Radius wurde in der Simulation gemäß der Formel 3.5 bestimmt, wobei die eingehenden Größen durch die Kenntnis der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Wechselwirkungen bestimmt wurden [40]. Die transversale Schauerausdehnung, für die der Molière-Radius R_M die natürliche Längeneinheit ist, skaliert bis auf Unterschiede, die integriert über einen Zylinder des Radius R_M für verschiedene Materialien nur wenige Prozent betragen, mit den deponierten Energien [28, 22, 29]. Die gemessenen ADC-Werte basieren auf der Auslese von \checkmark -Photonen und könnten deshalb mit einem effektiven Molière R_{eff} skalieren. Da die gemessenen ADC-Werte mit den simulierten deponierten Energien skalieren, folgte, daß $R_{eff} \approx R_M$. Der Molière-Radius, der durch die Simulation ermittelt wurde betrug 1.77cm . Und damit gälte: $R_{eff} \approx 1.77\text{cm}$, falls die Simulation die physikalische Situation korrekt modelliert. Es sei darauf hingewiesen, daß ein solcher effektiver Molière-Radius R_{eff} von größerem Interesse ist im Sinne der Anwendung des Kalorimeters als der aufgrund von Vielfachstreuung definiertem, tatsächlichen Molière-Radius R_M .

6.4 Ortsauflösung des Kalorimeters

6.4.1 Einleitung

In diesem Abschnitt soll unter Benutzung der ADC-Information eines Ereignisses der Auftreffpunkt des einfallenden Elektrons auf dem Kalorimeter rekonstruiert werden. Wie in Kapitel 1 schon gesagt, ist dieses wünschenswert, um Untergrundereignisse in der Anwendung im H1-Experiment zu erkennen und um die Kinematik der Ereignisse zu rekonstruieren, wenn die BPC (Backward-Proportional-Chamber) versagt.

Die Vorgehensweise bei den beiden benutzten Methoden der Ortsrekonstruktion ist die gleiche: Durch Bilden gewichteter Mittelwerte der Kristallpositionen wird der Auftreffpunkt des Elektrons ermittelt. Die Wichtungsfunktionen hängen von den jeweiligen ADC-Werten der vier Kristalle ab. Die beiden Methoden beinhalten unterschiedliche Wichtungsfunktionen. Zunächst wird die lineare Wichtung der Kristallpositionen behan-

delt. Anschließend werden Untersuchungen durchgeführt, in denen die Gewichte als eine logarithmische Funktion der ADC-Werte definiert sind. Beide Methode müssen systematische Abweichungen abhängig vom Auftreffpunkt aufweisen, weil die Gewichte nicht die transversale Schauerverteilung parametrisieren. Eine solche Parametrisierung ist allerdings sehr kompliziert und zudem schwierig zu ermitteln. Die angesprochenen Methoden folgen daher einem intuitiven Ansatz, der in [41] formuliert wurde. Es wurden bei den Untersuchungen jeweils die rekonstruierten Auftreffpunkte mit den aus den Driftkammerdaten ermittelten Auftreffpunkten verglichen und deren systematische Abweichungen voneinander festgestellt. Bei den Untersuchungen dieser Abweichungen wurden wieder Daten mit Energien von 1GeV bis 6GeV zusammengefaßt, was zulässig ist, weil die transversale Schauerausdehnung energieunabhängig ist. Außerdem wurde für die bessere der beiden Methoden das Ortsauflösungsvermögen für die unterschiedlichen Elektronenenergien ermittelt. An dieser Stelle ist es allerdings nötig, das Auflösungsvermögen energieabhängig zu untersuchen, da die Fluktuationen der ADC-Werte ebenfalls energieabhängig sind.

6.4.2 Die lineare Gewichtung

Die einfachste Methode, die Auftreffpunkte unter Benutzung von ADC-abhängigen Gewichten zu errechnen, besteht darin, die ADC-Werte linear in die Gewichte eingehen zu lassen. Der rekonstruierte Auftreffpunkt in x-Richtung X_{calc} wird folgendermaßen mit den Gewichten w_i und den x-Koordinaten der Mittelpunkte der Kristalle x_i ermittelt:

$$X_{calc} = \sum_{i=1}^4 w_i x_i . \quad (6.1)$$

Hierbei werden die Gewichte w_i aus den zugehörigen ADC-Werten ADC_i und der Summe aller ADC-Werte ADC_T wie folgt errechnet:

$$w_i = \frac{ADC_i}{ADC_T} . \quad (6.2)$$

Dabei gelte:

$$ADC_T = \sum_{i=1}^4 ADC_i . \quad (6.3)$$

Für die Rekonstruktion in y-Richtung wurde analog vorgegangen.

Der hier untersuchte Datensatz enthält Ereignisse, für die in die Mitte des Kalorimeters eingeschossen wurde (Abb. 6.3). Diese Ereignisse haben den Vorteil, daß nur ein geringer Teil des Schauers aus dem Kalorimeter herausleckt und die ADC-Informationen aller für die Rekonstruktion relevanten Kristalle zur Verfügung stehen. Für den Datensatz, bei dem in einen der vier Kristalle zentral eingeschossen wurde (Abb. 6.2) gilt diese Maßgabe nicht. Insbesondere fehlen bei diesen Ereignissen fünf weitere Kristalle um den getroffenen Kristall. Ohne die Information dieser fehlenden Kristalle erübrigt sich die Analyse der Ortsrekonstruktion, da die asymmetrische Anordnung der vorhandenen Kristalle um den getroffenen Kristall herum und Leckverluste zu systematischen Fehlern führen müssen.

In der Abb. 6.10 sind jeweils für die x- und y-Richtung die Ergebnisse der Rekonstruktion mithilfe der linearen Gewichtung dargestellt, wobei jeweils die nicht rekonstruierte Koordinate nicht eingeschränkt wurde. Es wurden dazu die rekonstruierten Auftreffpunkte $X_{calc}(Y_{calc})$ gegen die Auftreffpunkte $X_{inc}(Y_{inc})$ aufgetragen, die man aus den Kammerdaten erhält. Der Punkt $(0mm/0mm)$ ist der Mittelpunkt des Kalorimeters. Die beiden Abbildungen zeigen, daß, wie erwartet, eine starke Korrelation zwischen den beiden Größen besteht. Das beim linearen Gewichten zu beobachtende S-Kurven-Verhalten [41, 42] deutet sich an. Es ist also offensichtlich, daß die rekonstruierten Auftreffpunkte und die aus den Driftkammerspuren erhaltenen im Mittel nicht zusammenfallen, was in den beiden rechts stehenden Abbildungen noch deutlicher wird. In diesen beiden Abbildungen ist $\langle X_{inc} - X_{calc} \rangle (\langle Y_{inc} - Y_{calc} \rangle)$ in Abhängigkeit von $X_{inc} (Y_{inc})$ dargestellt. Die Fehlerbalken in diesen Graphen bezeichnen die Streuung der rekonstruierten Werte und nicht die Fehler der Mittelwerte. Es zeigt sich, daß die mittleren Abweichungen der rekonstruierten Werte umso größer werden, je weiter der Abstand der Auftreffpunkte vom Zentrum des Kalorimeters ist. Diese Regel wird ab $X_{inc} < -3mm$ sowie $Y_{calc} < -3mm$ durchbrochen. Ab hier verringern sich die Abweichungen wieder. Dieses Verhalten ist einfach zu erklären: Wenn sich der Mittelwert der Einschubpunkte der Elektronen in der Mitte des gesamten Kalorimetermoduls befindet, so ist wegen der Symmetrie der Einschubpunkte bezüglich der Kristallgrenzen zu erwarten, daß im Mittel die Abweichung der rekonstruierten Punkte von den Driftkammerauftrittspunkten klein ist. Dieses gilt unabhängig davon, ob die verwendete Gewichtungsmethode starke systematische Fehler produziert. Bei sich vergrößerndem Abstand macht sich zunehmend bemerkbar, daß die lineare Gewichtungsmethode der tatsächlichen Schauerausdehnung nur unzulänglich Rechnung trägt. Jedoch sollte beim zentralen Einschub der Elektronen in einen Kristall die mittlere Abweichung wiederum Null sein. Denn dort können sich die Abweichungen, wegen der Symmetrie der Einschubpunkte wieder kompensieren. Die angesprochene Symmetrie wäre zwar nur dann vollständig vorhanden, wenn noch weitere Kristalle um den zentral getroffenen herum angeordnet wären, allerdings sind die Signale aus den benachbarten Kristallen ohnehin klein (vgl. Abb. 6.2). Deshalb wird trotzdem erwartet, daß die mittlere Abweichung ungefähr $0mm$ beträgt. Wenn sich also ab $X_{inc} < -3mm$ sowie $Y_{calc} < -3mm$ die Abweichungen wieder verringern, so liegt das daran, daß sich die Auftreffpunkte dem Mittelpunkt eines Kristalls nähern.

Die Rekonstruktion der Auftreffpunkte in y-Richtung weist eine größere Systematik als die in x-Richtung. Dies ist damit zu erklären, daß die Ausrichtung des Kalorimeters bezüglich des Strahls nicht so genau durchführbar war wie in x-Richtung. In x-Richtung wurde, wie gezeigt, das Kalorimeter derart genau ausgerichtet, daß der Spalt zwischen den Kristallen zu beobachten war. Angesichts der geringen Breite des Spaltes und der Länge des Kalorimeters, mußte der Strahl senkrecht auf das Kalorimeter auftreffen. Für die y-Richtung, für die ein solcher Spalt nicht beobachtbar war, kann davon ausgegangen werden, daß der Strahl nicht genau senkrecht auf das Kalorimeter einfiel. Dieses kann als Erklärung für die größeren Abweichungen dienen, da mit der vorgestellten Methode, den Auftreffpunkt zu rekonstruieren, im wesentlichen der Schauerschwerpunkt ausgerechnet wird. Dieser befindet sich aber im Inneren der Kristalle und nicht auf der Oberfläche, was

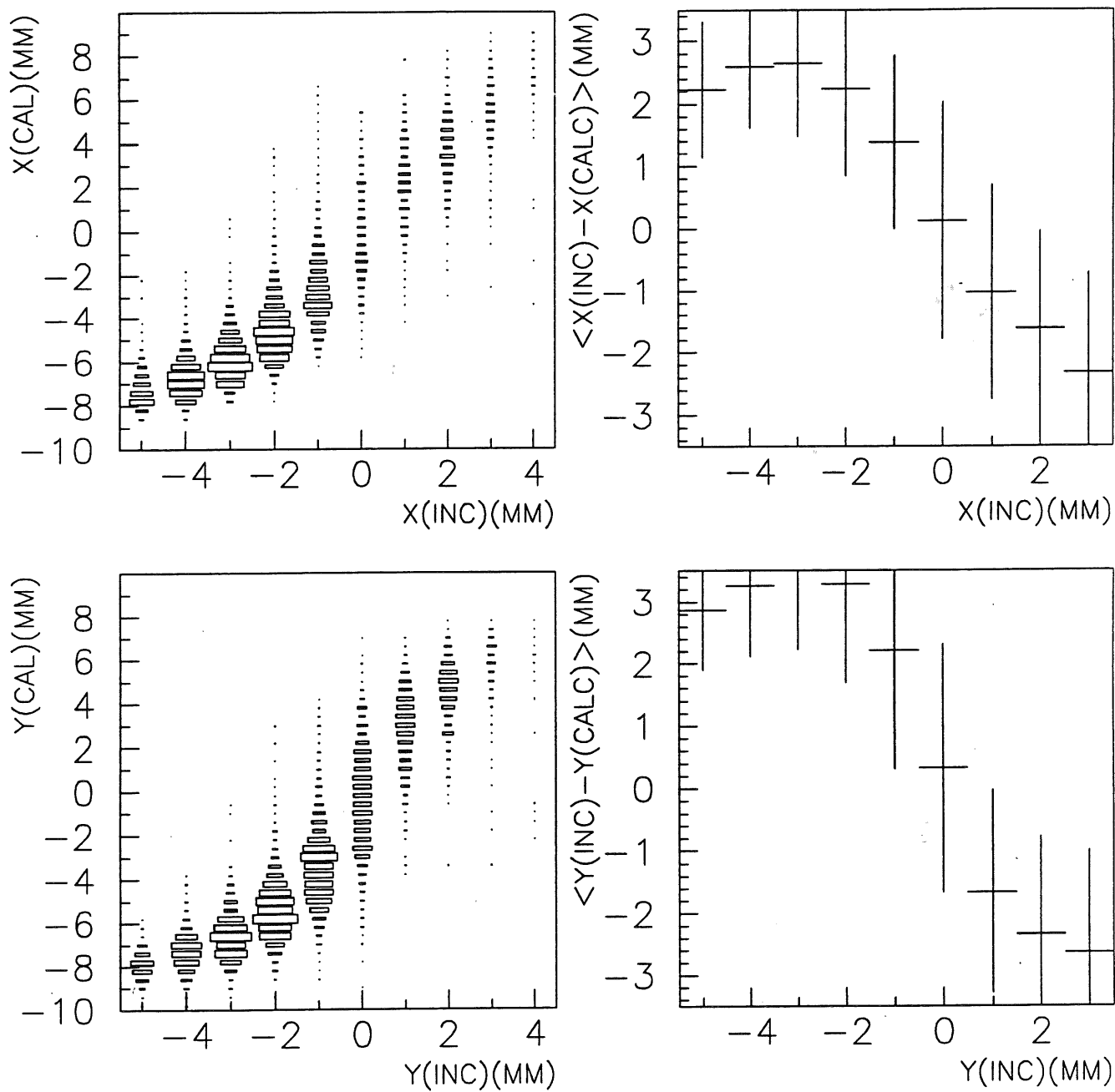


Abbildung 6.10: Rekonstruktion der Auftreffpunkte aus linearer Gewichtung.

dazu führt, daß zusätzliche systematische Abweichungen auftreten sollten, wenn nicht genau senkrecht auf die Kristalle eingeschossen wird. Wenn der Strahl zudem eine Divergenz hat, wobei Korrelationen zwischen Achsenabschnitt und Steigung der Spuren bestehen, sollten die angesprochenen systematischen Fehler vom Auftreffpunkt abhängig sein.

6.4.3 Die logarithmische Gewichtung

Die Methode, eine logarithmische Funktion der ADC-Werte als Gewichtsfunktion zu benutzen, wurde in der hier verwendeten Form erstmalig in [41] dargestellt. Hierbei wird der Ansatz benutzt, daß die Abhängigkeit der deponierten Energie vom transversalen Abstand vom Schauerschwerpunkt einem exponentiellen Gesetz gehorcht. Der Einfluß der Tatsache, daß bei der dargestellten Versuchsanordnung die deponierte Energie über die Detektorgeometrie, also die Kristalle in ihrer Anordnung, integriert werden muß, wurde in dem Ansatz vernachlässigt. Es wird, wie bei der linearen Gewichtung, die Gleichung 6.1 benutzt. Jedoch werden die Gewichte w_i aus Gleichung 6.2 folgendermaßen ersetzt:

$$w_i = \max\{0, [W_0 + \ln(\frac{ADC_i}{ADC_T})]\} . \quad (6.4)$$

Anschließend müssen die Gewichte noch normiert werden:

$$w_i \rightarrow \frac{w_i}{\sum_j w_j} .$$

Hierbei ist wieder ADC_i das zu Kristall i gehörige ADC-Signal und ADC_T ist wieder gemäß Gleichung 6.3 definiert. W_0 ist ein freier Parameter. Die Motivation für die logarithmische Gewichtung ist dem exponentiellen Abfall Rechnung zu tragen. Es gehen nur Gewichte in die Ortsrekonstruktion ein, bei denen $ADC_i/ADC_T > \exp(-W_0)$ gilt, da ansonsten das rechte Argument der Maximumfunktion kleiner als Null wäre. Wenn also die ADC-Werte unter dieser Schwelle liegen, tragen sie nicht zur Rekonstruktion des Auftreffpunkts bei. Außerdem definiert der Parameter W_0 das Gewicht, das den Schauerrändern bei der Rekonstruktion zuteil wird. Für $W_0 \rightarrow \infty$ sollten alle Module in denen überhaupt Energie deponiert wird, mit gleichem Gewicht in die Rekonstruktion eingehen, unabhängig davon, wie groß das jeweilige ADC-Signal ist. Deswegen sind in diesem Fall große systematische Fehler zu erwarten. Falls man jedoch $W_0 \rightarrow 0$ wählt, so werden nur sehr wenigen Modulen nicht verschwindende Gewichte zugeordnet. Somit wären auch in diesem Fall große systematische Abweichungen die Folge. Deswegen muß für den optimalen Wert für W_0 gelten: $W_0 \in]0, \infty[$. Der optimale Wert für W_0 , bei dem die systematischen und statistischen Fehler der rekonstruierten Auftreffpunkte minimal sind, hängt von der Energie der primären Schauerteilchen ab [41]. Dieses liegt daran, daß die relativen statistischen Fluktuationen der ADC-Signale in Schauern mit geringerer Gesamtenergie größer sind. Somit sollte W_0 für kleine Elektronenenergien geringer sein (vgl. Gleichung 6.4). Es stellte sich aber heraus, daß die Fehler der rekonstruierten Auftreffpunkte nur in geringem Maße von W_0 abhängen (vgl. [41]). Deswegen wurde der optimale Parameter W_0 für alle Elektronenenergien zu 3.7 bestimmt. Somit werden

nur Gewichte gebildet für ADC-Werte, deren Signal ADC_i zu mehr als 2.5% Anteil zu der Summe aller ADC-Werte ADC_T beiträgt.

In der Abbildung 6.11 sind für die x- und y-Richtung die rekonstruierten Auftreffpunkte gegen die aus den Driftkammerspuren berechneten aufgetragen, wobei die Energien der Elektronen von 1 GeV bis 6 GeV variieren und $W_0 = 3.7$ ist. Man erkennt, daß die Streuung der rekonstruierten Werte deutlich geringer ist als in Abbildung 6.10. Ebenso fehlt hier das bei der linearen Gewichtung typische S-Kurvenverhalten. Der Vorteil dieses Verfahrens erweist sich noch markanter in den beiden rechts stehenden Abbildungen (Abb. 6.11). Hier wurde wiederum der Mittelwert der Differenzen von rekonstruierten Punkten und Driftkammerauftreffpunkten $\langle X_{inc} - X_{calc} \rangle$ ($\langle Y_{inc} - Y_{calc} \rangle$) in Abhängigkeit von X_{inc} (Y_{inc}) dargestellt. Die Fehlerbalken bezeichnen wiederum die Streuung der rekonstruierten Werte. Es ist ersichtlich, daß im Vergleich zur linearen Gewichtung die Mittelwerte der Differenzen kaum noch systematische Abweichungen aufweisen. Lediglich für die y-Richtung bestehen noch größere Abweichungen, die wahrscheinlich auch dadurch zustande kommen, daß der Strahl in y-Richtung nicht senkrecht auf das Kalorimeter einfiel.

Bisher wurden die Streuungen der rekonstruierten Auftreffpunkte zu festen, von den Driftkammerspuren vorgegebenen Auftreffpunkten noch nicht quantitativ untersucht. Allein der Vergleich der Streuungen bei den beiden dargestellten Methoden der Gewichtung war bis jetzt von Interesse. Bei quantitativen Untersuchungen muß der Einfluß der Energie der primären Teilchen auf die Ortsauflösung berücksichtigt werden, da die Fluktuationen der lokal deponierten Energien und der Anzahl der \check{C} -Photonen bei kleineren Energien der einfallenden Elektronen relativ größer sind (Kapitel 3). Hierbei ist noch zu berücksichtigen, daß die Driftkammer die Auftreffpunkte der Elektronen auf dem Kalorimeter mit einer Auflösung von $\sigma_D = 0.62mm$ ermitteln konnte. Die Streuung der rekonstruierten Auftreffpunkte σ_A stellen also eine Faltung von Ortsauflösung der Driftkammer σ_D und Kalorimeter σ_K dar. Die Fehler sind gaußförmig, weshalb gilt:

$$\sigma_K = \sqrt{\sigma_A^2 - \sigma_D^2} .$$

Demgemäß ist in Abbildung 6.12 die Energieabhängigkeit der Ortsauflösung des Kalorimeters in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Elektrons aufgetragen. Eine Funktion $\sigma_K(E)$ wurde an die Punkte angepaßt:

$$\sigma_K(E) = \frac{P1}{\sqrt{E/GeV}} .$$

Der freie Parameter $P1$ wurde zu $0.99mm \pm 0.06mm$ bestimmt.

Abschließend läßt sich somit zusammenfassen, daß die Ortsauflösung des Kalorimeters auf einem viertel der Stirnfläche des Kalorimeters (siehe Skala in Abb. 6.11) bis zu $\sigma_A = 0.4mm$ beträgt. Im Vergleich mit dem derzeit im H1-Detektor eingebauten BEMC, liefert ein Kalorimeter aus PbF_2 somit eine große Verbesserung der Ortsauflösung. Die Ortsauflösung des derzeitigen BEMC liegt im Bereich einiger Zentimeter [43]. Allerdings sind beim Vergleich folgende Gesichtspunkte zu beachten:

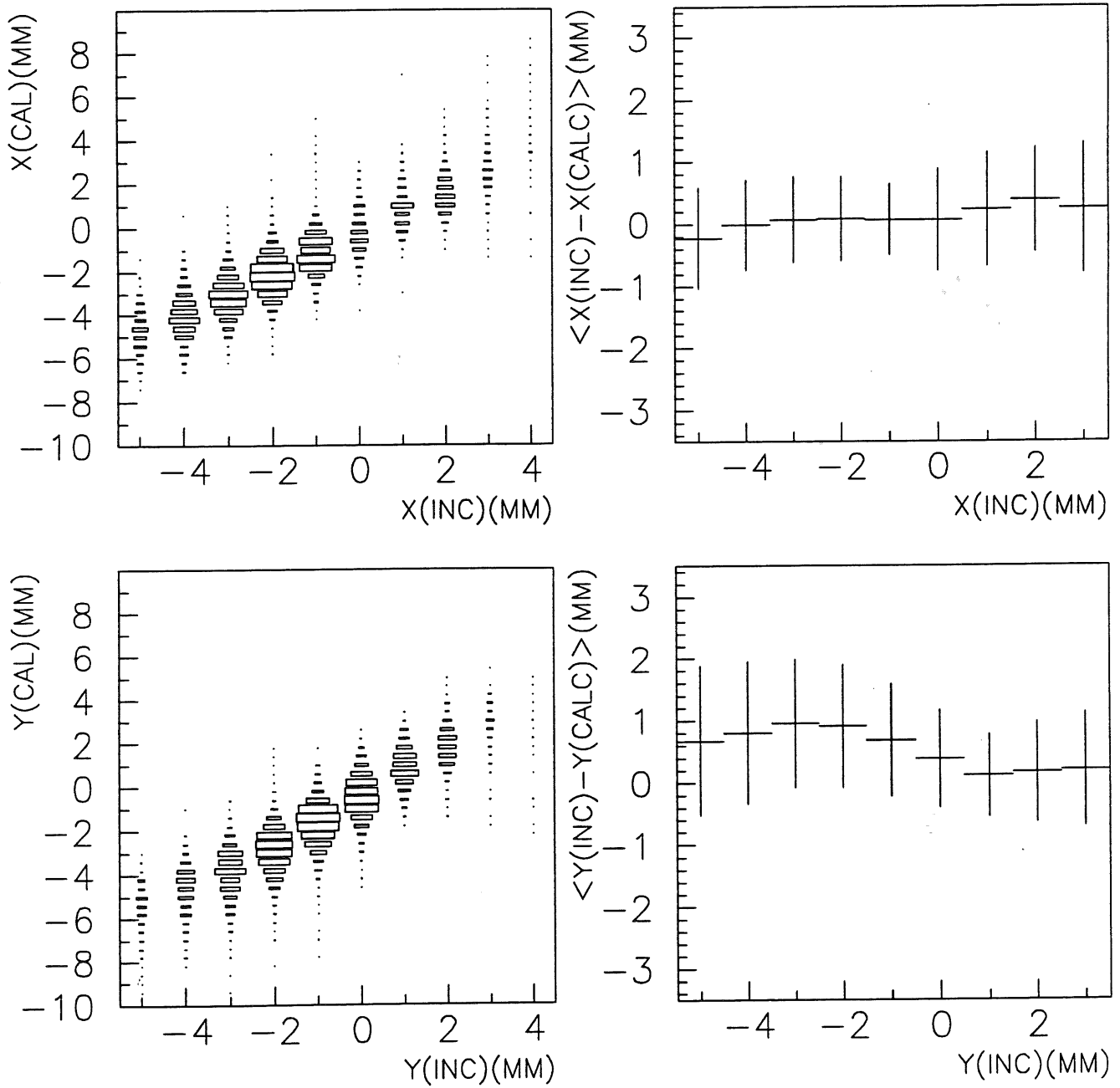


Abbildung 6.11: Ortsauflösung des Kalorimeters aus logarithmischer Gewichtung.

- Das getestete PbF_2 -Modul ist aus Kristallen zusammengesetzt, deren Stirnfläche $21mm \times 21mm$ beträgt, während die der BEMC-Module Ausmaße von $156.2mm \times 149.8mm$ besitzen.
- Die Energien der Elektronen im H1-Detektor reichen bis etwa $30GeV$, während bei den Teststrahlungsmessungen Elektronen mit maximal $6GeV$ zur Verfügung standen.

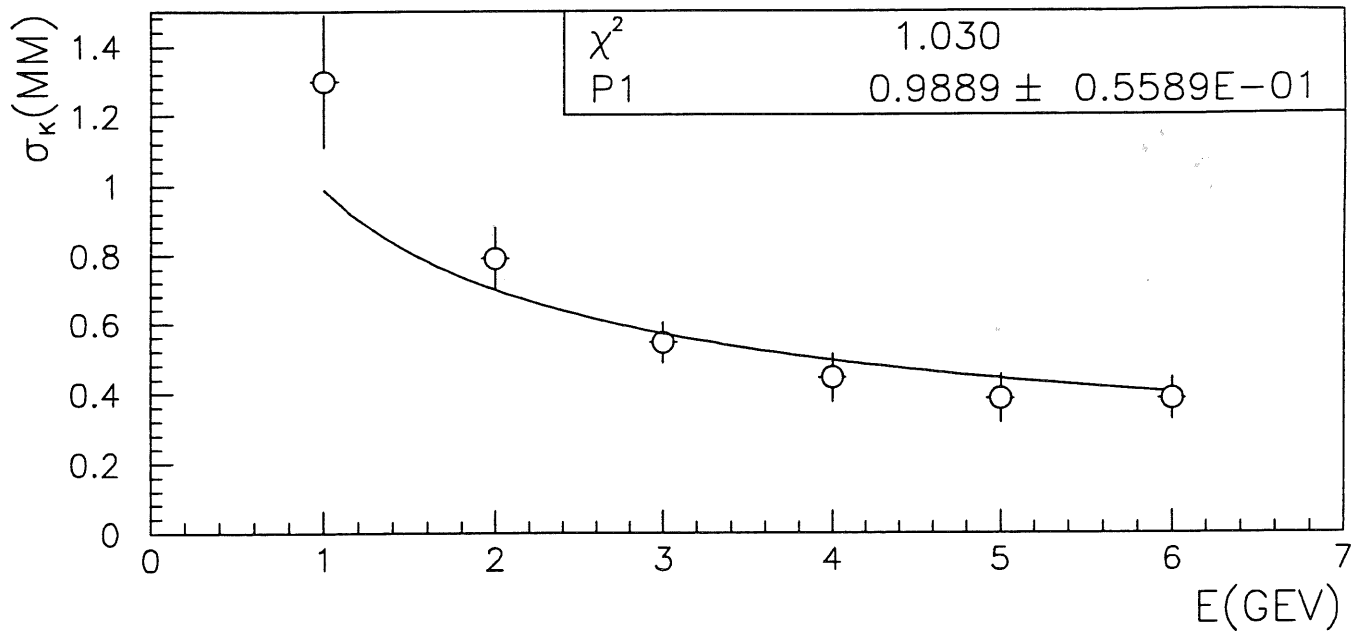


Abbildung 6.12: Ortsauflösung des PbF_2 -Kalorimeters.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Das Upgrade-Projekt für das BEMC des H1-Detektors am Speicherring HERA sieht als eine Möglichkeit ein PbF_2 -Kalorimeters vor. Die an dem Projekt beteiligte Gruppe führte umfangreiche Untersuchungen eines entsprechenden Testmoduls durch. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte die Beteiligung an der Vorbereitung und Durchführung der notwendigen Messungen. Diese wurden an Teststrahleinrichtungen des CERN-PS in Genf und des DESY II in Hamburg durchgeführt. Der Meßaufbau umfaßte den Betrieb einer Driftkammer mit nachfolgendem Kalorimeter, um die Auftreffpunkte der Strahlteilchen auf dem Kalorimeter ermitteln zu können. Die Auswertung der genommenen Daten unter dem Gesichtspunkt der Ortsauflösung des Kalorimeters mit Hilfe der Driftkammer, war das Thema der vorliegenden Untersuchungen. Dabei wurden hauptsächlich Daten mit Elektronen analysiert. Es wurden die folgenden Arbeiten durchgeführt und Erkenntnisse gewonnen:

- Ein Spuranpassungsprogramm konnte erfolgreich entwickelt und auf die Driftkammerdaten angewendet werden. Hierbei ergaben sich die folgenden Ergebnisse:
 - Mit einer Driftzellenkonfiguration von $10\text{mm} \times 10\text{mm}$ und Ar/CH_4 im Mischungsverhältnis (90/10) konnte eine mittlere Einzeldrahtauflösung von etwa 0.4mm erzielt werden.
 - Das Verhalten eines iterativen Algorithmus zur Verbesserung der Ortsauflösung wurde untersucht und ergab Hinweise darauf, daß eine größere Divergenz des Teststrahls als im Meßaufbau vorliegend und ein nicht senkrechter Einschub der Teilchen zur Konvergenz des Verfahrens notwendig ist.
 - Es wurde gezeigt, daß Ineffizienzen in drahtfernen Bereichen und Bereiche mit schlechter Ortsauflösung in drahtfernen und drahtnahen Gebieten der Zelle bei dem gegebenen Versuchsaufbau vorlagen. Es ergab sich, daß ein Einschub der Teilchen unter geringen Winkeln gegen die Senkrechte auf den Drahtlagen die Effizienz der Kammer verbessert.
 - Die Abschätzung der Strahldivergenz fand Eingang in die spezielle Form der Spuranpassung in dem entwickelten Programm. Die Ortsauflösung auf Höhe

des Kalorimeters ergab sich damit zu 0.6mm . In der Analyse der Kalorimeterdaten konnte die Ortsauflösung reproduziert werden.

- Mit der Ortsinformation durch die Driftkammer, wurden verschiedene Charakteristika des Kalorimeters untersucht und dabei die folgenden Ergebnisse gewonnen:
 1. Die Homogenität des Kalorimeters wurde untersucht. Zu diesem Zweck wurde die Breite eines Spaltes zwischen zwei Kristallen zu 0.2mm abgeschätzt, und die Antwort der Kristalle auf Einschußpunkte der Strahlteilchen in der Nähe dieses Spaltes untersucht. Die Abweichung der Energiemessung in der Nähe des Spaltes sind im Rahmen der statistischen Fluktuationen und betragen etwa 1.5%.
 2. Die transversale Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers wurde untersucht. Der effektive Molière-Radius von PbF_2 beträgt 1.77cm , falls die verwendeten Simulationen mit dem Programmpaket GEANT die physikalischen Prozesse quantitativ richtig modellieren.
 3. Durch die Wichtung der in den einzelnen Kristallen deponierten Energien konnte eine Rekonstruktion der Auftreffpunkte der Strahlteilchen durchgeführt werden. Hierbei wurden die rekonstruierten Auftreffpunkte mit den mit der Driftkammer ermittelten verglichen. Unter Benutzung eines neuen, von T. C. Awes et al. [41] vorgeschlagenen Verfahrens, ergab sich für 1GeV -Elektronen eine Ortsauflösung von 1.2mm und für 6GeV eine von 0.4mm . Die Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Elektronenenergie wurde bestimmt:

$$\sigma(E) = \frac{(0.99 \pm 0.06)\text{mm}}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$$

bestimmt.

Das Ergebnis zu Punkt 1 ist eine obere Grenze für systematische Abweichungen. Die Untersuchungen konzentrierten sich auf den spaltnahen Bereich, wobei die Einschußrichtung parallel zum Spalt war. Selbst unter diesen Umständen wurden keine systematischen Abweichungen festgestellt. Aus diesem Grund und wegen der geringfügigkeit der Abweichungen kann man folgern, daß ein PbF_2 -Kalorimeter die Anforderungen an ein neues BEMC erfüllt, die Energie von Elektronen mit einem systematischen Fehler von kleiner als 1% zu messen.

Die für ein Kalorimeter außergewöhnlich gute Ortsauflösung ist in etwa so groß wie die der geplanten neuen Driftkammer im Rückwärtsbereich des H1-Detektors (Backward Drift Chamber: BDC) [10].

Literaturverzeichnis

- [1] J. Bartels et al., "QCD at low x : Summary", Proceedings of The Workshop Physics at HERA Vol. 1, October 1991
- [2] F. Eisele und G. Wolf, „Erste Ergebnisse von HERA“, Physikalische Blätter Oktober 1992
- [3] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. 126, 297 (1977)
- [4] J. G. Morfin and W. K. Tung, Zeitschrift für Physik, C52 (1991)
- [5] M. Glück et al., DO-TH 91/07 preprint
- [6] J. Kwiecinski et al. Phys. Rev. D42 3645 (1990)
- [7] Bentvelsen et al., "Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of the structure functions in neutral current scattering at HERA", Proceedings of The Workshop Physics at HERA Vol. 1, October 1991
- [8] P. Verrechia et. al, "Fast Signal on Flat Steep Gluons at Low x ", Proceedings of The Workshop Physics at HERA Vol. 1, October 1991
- [9] M. Besançon et al., "Experimental study of the background in low x QCD at HERA", Proceedings of The Workshop Physics at HERA Vol. 1, October 1991
- [10] The H1-Collaboration, "Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector, DESY report: PRC 93/02 (1993)
- [11] M. Gebauer, „Untersuchungen von Alterungseffekten in Driftkammern unter Strahlungsbelastungen für verschiedene Driftgase“, Diplomarbeit, Universität Dortmund 1993 (unveröffentlicht)
- [12] F. Sauli (CERN), "Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers", CERN 77-09 (1977)
- [13] H. A. Bethe, Annalen der Physik 5, 325 (1930)
- [14] P. Rice-Evans, "Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers", Richelieu Press, London (1971)
- [15] Kleinknecht, „Detektoren für Teilchenstrahlung“, Teubner Studienbuch Stuttgart 1987
- [16] M. J. Berger et al., "Stopping Powers and Ranges of Elektrons and Positrons", U.S. National Bureau of Standard Reports NBSIR 82-2550-A (1982)
- [17] E. Lohrmann, „Hochenergiephysik“, Teubner Stuttgart (1986)
- [18] V. Palladino and B. Sadoulet, "Application of Classical Theory of Electrons in Gases to Drift Proportional Chambers", NIM 128 (1975)

- [19] W. R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer Verlag Berlin Heidelberg 1987
- [20] H. Thurn, „Test einer Driftkammeranordnung für den Einsatz in einem Detektor zum Nachweis von B-Mesonen“, Diplomarbeit, Universität Dortmund 1990 (unveröffentlicht)
- [21] F. Piuz, NIM 205, 425 (1983)
- [22] R. M. Barnett et al. (particle data group), "Review of Particle and Fields", Physical Review D45 (1992)
- [23] W. R. Nelson et al., "The EGS Code System", SLAC-report-265, Stanford Linear Accelerator Center (1985)
- [24] E. Longo, "Monte Carlo Calculations of Photon-Initiated Electromagnetic Showers", NIM 128 (1975)
- [25] H. Bethe et al., Proceedings of the Royal Society A146 (1934)
- [26] G. Molière, „Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen“, Z. f. Naturforschung 2a (1947)
- [27] G. Bathow et al., "Measurement of Longitudinal and Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6GeV", Nucl. Phys. B20 (1970)
- [28] W. R. Nelson et al., "Elektron-Induced Cascade Showers in Copper and Lead at 1GeV", Phys. Rev. 149 (1966)
- [29] K. Bogusch, private Mitteilung 1993
- [30] DJ van der Walt, "On the lateral distribution of Čerenkov-radiation in photon-initiated air showers", Journal of Physics G (1986) L175
- [31] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics", John Wiley & Sons Inc. 1975
- [32] R. D. Appuhn et al., "Electromagnetic Calorimetry with Lead Fluoride Crystals", DESY report: DESY 93-143 (1993)
- [33] D. F. Anderson et al., "Lead-Fluoride: An ultra-compact Cherenkov radiator for em calorimetry", NIM A290 (1990)
- [34] Th. Deckers, Diplomarbeit, „Untersuchungen zum Nachweis von Teilchen in Bleifluorid- und Spaghettikalorimetern“, Universität Dortmund 1993 (unveröffentlicht)
- [35] J. Janoth, „Untersuchungen an Photomultipliern in starken Magnetfeldern bis 2 Tesla“, Diplomarbeit, Universität Dortmund 1993 (unveröffentlicht)

- [36] R. D. Appuhn et al., „The Argus Micro Vertex Drift Chamber“, NIM A283 (1989)
- [37] Martin Gennis, „Eigenschaften von Modulen des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters (BEMC) des H1-Detektors“, Dissertation, Universität Hamburg 1991
- [38] G. Shen et al., “Measurement of multiple Scattering at 50 to 200GeV/c“, Phys. Rev. D20 II (1979)
- [39] R.D. Appuhn, private Mitteilung, 1993
- [40] A. Walther, private Mitteilung 1993
- [41] T. C. Awes et al., “A simple method of shower localisation and identification in laterally segmented calorimeters“, NIM A311 (1992)
- [42] U. Buchner et al., “Performance of a scintillating glass calorimeter for electromagnetic showers“, NIM A272 (1988)
- [43] U. Obrock, private Mitteilung, 1993

Danksagung

Herrn Prof. Dr. H. Kolanoski möchte ich für die interessante und vielseitige Themenstellung danken, sowie für zahlreiche Denkanstöße und sein Interesse an der Arbeit.

Herrn Prof. Dr. D. Wegener danke ich für die Bereitstellung einiger benötigter Geräte und Hilfsmittel und für die Bereitschaft zur Übernahme der Aufgabe des Kokorrektors.

Dr. Axel Lindner danke ich nicht nur für die vielfältigen Ideen und Hinweise, die an zahlreichen Stellen Eingang in diese Arbeit gefunden haben, sondern auch dafür, daß er im Hamburger Volkspark trotz überlegener läuferischer Qualitäten niemals ein zu scharfes Tempo anschlug.

Das experimentelle Geschick von Dr. Rolf Dieter Appuhn hat wichtige Teile dieser Arbeit erst ermöglicht.

Dr. Detlef Lauterjung bin ich wegen der Entwicklung sowie des Baus der Driftkammer und vieler Hilfen während der ersten Phase dieser Arbeit zu besonderem Dank verpflichtet.

Dr. Albin Walther bin ich für die Überlassung der simulierten Daten dankbar und dafür, daß er sich ebenso wie Holger Thurn und Dirk Goldner die Mühe des Lesens der Vorversion der Arbeit nicht erspart hat.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls danke ich für die gute Arbeitsatmosphäre, insbesondere möchte ich mich bei Adrian, Karsten, Marcus, Thorsten, Thomas, und Hartmut bedanken, die einem unbedarften Menschen die Geheimnisse der Rechnerwelt nähergebracht haben.

Meinen Eltern danke ich für ihre finanzielle und ideelle Unterstützung während sechs langer Studienjahre.

Allen meinen Freunden und Bekannten, die mich in der Zeit des Entstehens dieser Arbeit von derselben abgelenkt haben, danke ich für die seltenen Momente der praktischen Einsicht, daß außerhalb der Physik noch Gebiete von allgemeinerem Interesse bestehen.

Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie gefördert.