Bau eines Jetkammersystems zur Untersuchung der Ortsauflösung eines Spaghetti–Kalorimeter–Moduls

Diplomarbeit

vorgelegt von

Hartmut Deckers

März 1994

Universität Dortmund
Lehrstuhl für Experimentelle Physik V

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **3**

1.1 Physik bei HERA 4
1.2 Der H1–Detektor 8
1.3 Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter des H1–Detektors 12
1.4 Das BEMC–Upgrade–Projekt 13
1.5 Ziele der vorliegenden Arbeit 18

2 Allgemeine Prinzipien einer Driftkammer **19**

2.1 Aufbau und Funktionsweise einer Jetkammer 19
2.2 Energieverlust schwerer geladener Teilchen in Gasen 21
2.3 Energieverlust von Elektronen in Gasen 23
2.4 Driftgeschwindigkeit der Elektronen 24
2.5 Ladungsträgermultiplikation und Gasverstärkung 26
2.6 Ortsauflösung einer Jetkammer 28

3 Planung und Bau der Jetkammern **33**

3.1 Anforderungen an die Jetkammern und ihr Entwurf 33
3.2 Potentialsimulationen 35
3.3 Bau der vier Jetkammern 40
3.3.1 Fertigung einer Jetkammerhälfte 40
3.3.2 Das Spannen der Drähte 45
3.3.3 Zusammenbau der Jetkammerhälften 49
3.3.4 Anschluß der Verkabelung und des Spannungsteilers 49
3.4 Der Gasbehälter der Jetkammern 50
3.4.1 Befestigung der Jetkammern im Gasbehälter 53

4 Das Spaghetti–Kalorimeter–Testmodul **57**

4.1 Grundlagen der Kalorimetrie 57
4.1.1 Wechselwirkungen in elektromagnetischen Schauern 57
4.1.2 Modelle der Schauerentwicklung 60
4.1.3 Ortsauflösung 63
4.2 Das Spaghetti–Kalorimeter–Testmodul 63
4.2.1 Grundlagen eines Spaghetti–Kalorimeters 63
4.2.2 Aufbau und Eigenschaften des Testmoduls 64

5 Versuchsaufbau und Datennahme **69**
5.1 Gassystem und Hochspannungsversorgung 69
5.2 Die Auslese–Elektronik 71
5.2.1 Elektronische Meß- und Speicherelemente der Datennahme 73
5.3 Die Teststrahlen 22 am DESY und T7N am CERN 74
5.4 Der Triggeraufbau der Testmessungen 77
5.5 Die Meßprogramme der Testmessungen 79

6 Analyse der Jetkammerdaten **83**
6.1 Einleitung 83
6.1.1 Kalibrierung der TDC–Spektren 83
6.1.2 Erste Abschätzung der Driftgeschwindigkeit 85
6.1.3 Erste Approximation der Orts–Driftzeit–Beziehung 87
6.1.4 Allgemeine Prinzipien der Spurrekonstruktion 88
6.1.5 Lineare Regression 90
6.1.6 Drahtnaher Bereich 90
6.1.7 Das iterative Verfahren 90
6.1.8 Der Ablauf des Spurrekonstruktionprogramms 91
6.2 Ergebnisse der Spurrekonstruktionen 94
6.2.1 Verschiedene Ausgangsdriftgeschwindigkeiten 94
6.2.2 Untersuchung zur Abhängigkeit der Spuranpassung von der Jetkammerposition 96
6.2.3 Vergleich verschiedener Iterationslängen 98
6.2.4 Ortsauflösung auf der Oberfläche des SPACAL–Testmoduls 100
6.2.5 Abschätzung der Strahldivergenz 101
6.2.6 Vergleich der DESY- und CERN–Daten 103
6.2.7 Schlußfolgerung 103

7 Analyse von Kalorimeterdaten **107**
7.1 Kalibrierung der ADC-Spektren 107
7.2 Kalibrierung des Testmodul–Koordinatensystems 109
7.3 Untersuchungen zur Ortsauflösung des Kalorimeters 110
7.3.1 Die logarithmische Gewichtung 110
7.3.2 Energieabhängigkeit der Ortsauflösung 120

8 Zusammenfassung **123**

Literaturverzeichnis **125**

Danksagung **131**

Kapitel 1

Einleitung

Der Mensch kann die Welt, in der er lebt, nur in engen Grenzen erkennen. Sie sind ihm durch die eingeschränkte Möglichkeit seiner Augen gesetzt, weit entfernte oder kleine Objekte zu sehen und ihre Struktur zu erfassen. Mit technischen Hilfsmitteln gelang es jedoch, in den Mikro- und Makrokosmos der Materie vorzudringen. Nachdem vor etwa 100 Jahren erkannt wurde, daß die Materie aus Molekülen besteht, die wiederum aus Atomen aufgebaut ist, wurde Anfang dieses Jahrhunderts festgestellt, daß die Atome selbst eine Struktur besitzen. Ihre Bausteine sind Protonen, Neutronen und Elektronen. In Experimenten, die die Höhenstrahlung untersuchte, sowie später in Forschungen an Beschleunigern wurden weitere meist kurzlebige Teilchen gefunden. Es zeigte sich, daß einige Teilchen, die unter dem Begriff der 'Hadronen' zusammengefaßt werden, aus sogenannten Quarks bestehen, während die sogenannten Leptonen keine Struktur besitzen und gemeinsam mit den Quarks daher als die bisher elementaren Teilchen gelten.

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich neben der Suche nach neuen Teilchen mit den Eigenschaften der bisher gefundenen und deren gegenseitiger Wechselwirkung. Dazu werden Streuexperimente durchgeführt, bei denen hochenergetische geladene Teilchen über ein technisch komplexes System von Magneten auf ein stationäres Ziel gelenkt oder an bestimmten Wechselwirkungspunkten mit anderen beschleunigten Teilchen kollidieren. Die Wechselwirkungspunkte werden von Detektoren umschlossen, deren Meßdaten Informationen über die Ladung, die Flugbahn, die Energie und den Impuls der Reaktionsprodukte liefern. Somit wird eine Rekonstruktion der Ereignisse möglich und es lassen sich Rückschlüsse auf die stattgefundenen Wechselwirkungen ziehen. Um kleinste räumliche Strukturen eines Teilchens auflösen zu können, muß nach der Heisenbergschen Unschärferelation der Impulsübertrag möglichst groß sein. Bei gegensinniger Beschleunigung beider Streupartner ergeben sich sehr viel höhere Schwerpunktsenergien als bei Experimenten, bei denen die beschleunigten Teilchen auf ein Materie–Ziel treffen. Dies wird bei heutigen Experimenten der Teilchenphysik, z.B. an Speicherringen, ausgenutzt.

Die **H**adron–**E**lektron–**R**ing–**A**nlage HERA (Abbildung 1.1) am Deutschen Elektronen–Synchrotron in Hamburg ist ein Beispiel für einen Elektron–Proton–Speicherring. Die Elektronen und Protonen werden nach ihrer Erzeugung und Vorbeschleunigung in zwei 6.3 km langen, übereinanderliegenden Speicherringen injiziert, wo sie auf ihre Endenergien beschleunigt werden. Die Elektronen durchlaufen mit einer Maximalenergie von 26.7 GeV in entgegengesetzter Richtung zu den Protonen, die eine Maximalenergie von 820 GeV haben, den

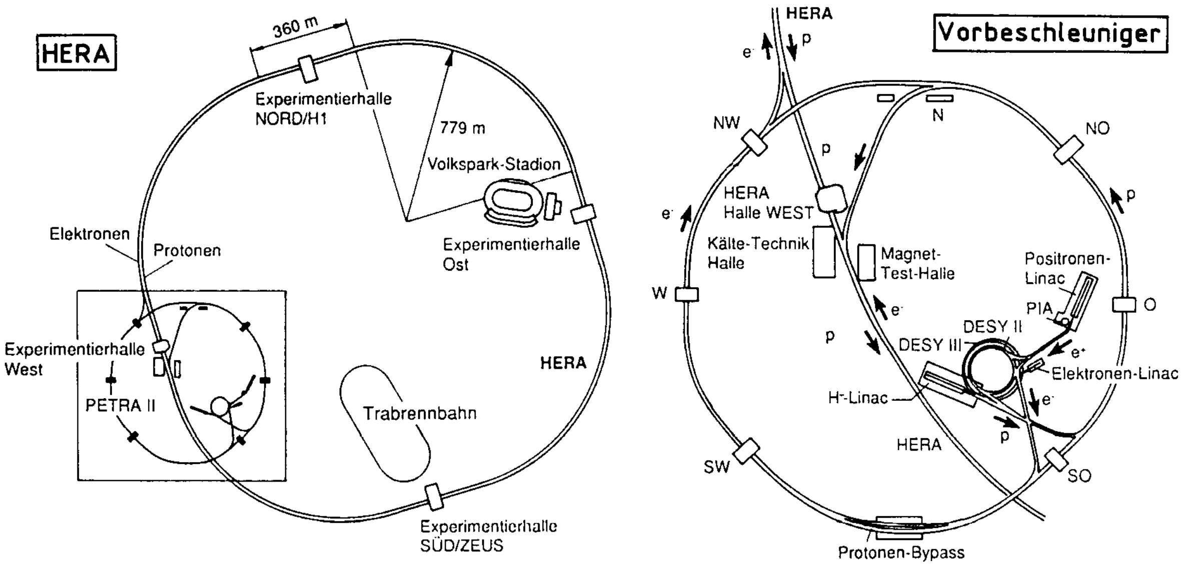


Abbildung 1.1: *Skizze der Hadron–Elektron–Ring–Anlage HERA.*

Ring. In der Mitte zweier Experimentierzonen, in denen die Detektoren H1 bzw. ZEUS aufgebaut sind, treffen die Elektron- und Proton–Pakete aufeinander, so daß ihre Wechselwirkungen nachgewiesen werden können. Dabei wird eine Gesamtenergie von 314 GeV im ep–Schwerpunktsystem und ein quadratischer Impulsübertrag erreicht, der mit etwa 10^5 $\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ gegenüber bisherigen Streuexperimenten um mehr als zwei Größenordnungen höher liegt. Es ist dadurch möglich, Strukturen im Bereich von 10^{-18} m aufzulösen.

1.1 Physik bei HERA

Um die Physik bei HERA beschreiben zu können, erfolgt zunächst eine kurze Darstellung der Kinematik der Elektron–Proton–Streuung. Dazu zeigt Abbildung 1.2 als Beispiel die Feynman–Diagramme der tiefinelastischen Streuprozesse. In diesem Bild bedeuten die Größen k_p^μ, $k_p'^\mu$, k_e^μ, $k_p'^\mu$ die Viereimpulse des ein- und auslaufenden Protons sowie die Viererimpulse des ein- bzw. auslaufenden Elektrons. Der Impulsübertrag bei der Streuung wird durch die Größe Q^2 beschrieben. Diese ist als

$$Q^2 = q_\mu q^\mu = -q^2. \tag{1.1}$$

definiert. Eine weitere wichtige kinematische Variable ist die Bjorken–Variable x, die den Anteil des vom gestreuten Gluon bzw. Quark getragenen Protonimpuls angibt. Die beiden Größen Q^2 und x sind über folgende Relationen miteinander verknüpft:

$$\begin{aligned} Q^2 &= -(k_e^\mu - k_e'^\mu)^2 = xys && (1.2)\\ x &= \frac{Q^2}{2p_\mu q^\mu} && (1.3)\\ s &= (k_p^\mu + k_e^\mu)^2. && (1.4) \end{aligned}$$

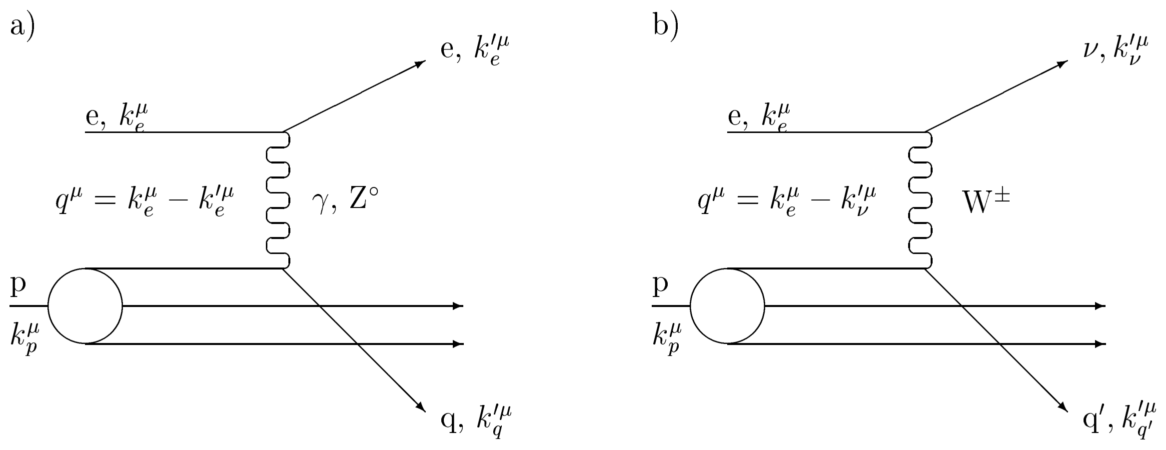


Abbildung 1.2: *Feynman–Diagramme eines (a) NC–Ereignisses und eines (b) CC–Ereignisses. Die Viererimpulse sind mit k^{μ} bezeichnet. Das Impulsquadrat Q^2 ist durch den Viererimpulsübertrag q^{μ} definiert: $Q^2 = -q^{\mu}q_{\mu}$ (aus [Dec93]).*

Der Wert $\sqrt{s}$ gibt die Schwerpunktsenergie an.

Bei HERA werden vor allem die kinematischen Bereiche untersucht, die sich durch große bzw. kleine Werte von Q^2 auszeichnen. Abbildung 1.3 stellt dazu die Verteilung von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung in der x-Q^2–Ebene dar. Ein Vergleich mit dem vor der Inbetriebnahme von HERA zugänglichen Bereich zeigt auch, daß x–Werte erreicht werden können, die um zwei Größenordnungen kleiner sind als die bisherigen.

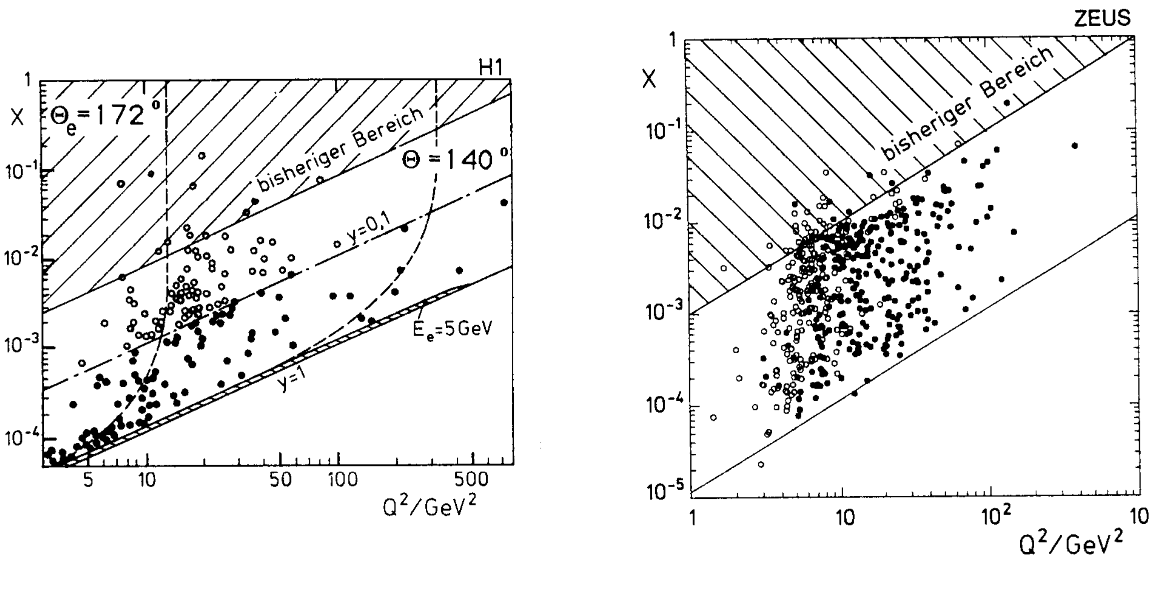


Abbildung 1.3: *Verteilung der gemessenen tiefinelastischen Ereignisse in der x-Q^2–Ebene für die Experimente H1 und ZEUS. Die vollen Punkte sind Ereignisse, bei denen die Kinematik aus dem Elektron allein gut bestimmt werden kann. Ebenfalls gezeigt ist der kinematische Bereich, der Leptonstreuexperimenten vor HERA zugänglich war [Eis92].*

Ein Schwerpunkt der Physik bei hohen Q^2 ist die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung (engl.: **D**eep **I**nelastic **S**cattering, DIS). Dabei kann durch Austausch eines neutralen Eichbosons, eines Photons oder Z^0, ein gestreutes Elektron (Abbildung 1.2 a)) oder nach Austausch eines geladenen Eichbosons, eines W^+ oder W^-, ein Neutrino im Endzustand auftreten (Abbildung 1.2 b)). Solche Reaktionen werden auch als NC- bzw. CC–Ereignisse (engl.: **N**eutral **C**urrent, **C**harged **C**urrent) bezeichnet. Weitere wichtige Aspekte der Physik bei hohen Q^2 sind:

- *Die Q^2–Entwicklung der Quarkverteilungen im Proton bis zu sehr hohen Werten von Q^2:*
  Die Messungen dazu ermöglichen empfindliche Tests der Vorhersagen der Quantenchromodynamik (QCD) über einen Q^2–Bereich, der verglichen mit dem bisher gemessenen um einen Faktor 100 größer ist (Abbildung 1.3).

- *Die Untersuchung der geladenen schwachen Ströme bei hohen Q^2:*
  Da die Impulsüberträge bei HERA sehr hoch sein können, ist es möglich, die geladenen schwachen Ströme in einem Bereich zu untersuchen, in dem die Beiträge der schwachen Wechselwirkung vergleichbar oder größer sind als die der elektromagnetischen Wechselwirkung. Bei einem späteren Betrieb mit longitudinal polarisierten Elektronen und Positronen kann neben anderen Fragestellungen auch die Kopplung von Elektronen an Eichbosonen untersucht werden, da diese von der Elektronen–Helizität abhängt [Sax91].

Wie bereits erwähnt wurde ist die Physik bei kleinen Werten von Q^2 ein zweites Hauptthema des HERA–Projektes. Die Photoproduktion ist dabei ein wichtiger Bereich, bei dem die Wechselwirkung eines quasireellen Photons ($Q^2 \approx 0$) mit einem Proton und die anschließende Streuung unter kleinen Winkeln untersucht wird. Mittels der Messung des totalen Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ können außerdem extrem unterschiedliche theoretische Modelle der hadronischen Struktur des Photons überprüft werden, die verschiedene Werte für $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ bei hohen Energien vorhersagen (Abbildung 1.4). H1 und ZEUS haben eine erste Messung des γp–Wirkungsquerschnittes bei Schwerpunktsenergien $W_{\gamma p}^2 = (q^\mu + k^\mu)^2$ des Photon–Proton–Systems von etwa 200 GeV durchgeführt [H192b, Zeu92]. Die HERA–Ergebnisse stimmen gut mit Modellrechnungen [Do-92, Abr91] überein, die die Daten von $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ bei kleinen Schwerpunktsenergien im Regge–Bild zu hohen Energien hin extrapolieren. Modelle, die bei Zunahme der Schwerpunktsenergie ein wesentlich stärkeres Anwachsen des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ vorhersagen, werden nicht bestätigt. Desweiteren können Quark- und Gluonverteilungen im Photon durch die Analyse von Jet–Ereignissen mit Transversalimpulsen bis zu etwa 60 GeV/c gemessen werden.

Die Messung der Impulsverteilung von Quarks und Gluonen bei kleinen x ($x < 10^{-3}$) ist ein anderes wichtiges Gebiet der HERA–Physik. Die Partondichten können aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie von 314 GeV bei HERA in einem Bereich zwischen $x \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ und $Q^2 \approx 1 - 100$ GeV^2 gemessen werden (Abbildung 1.3). Dieser Bereich ist deshalb interessant, da für sehr kleine Werte der Bjorken–Variablen x die perturbativen Entwicklungsgleichungen der QCD nach Altarelli und Parisi [Alt77] eine Dominanz der Gluon–Produktion in der Protonstrukturfunktion ergeben. Nach den Standardentwicklungen der QCD treten dabei nur radiative Prozesse innerhalb des Nukleons auf. Dies würde jedoch

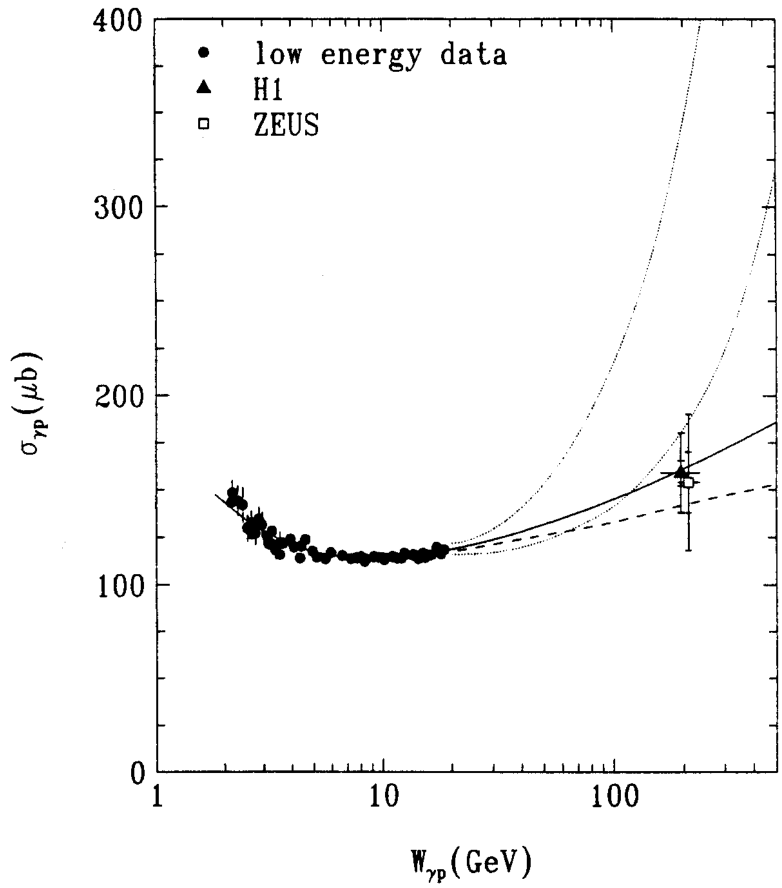


Abbildung 1.4: *Der totale γp–Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Photon–Proton–Schwerpunktsenergie $W^2_{\gamma p} = (q^\mu + k^\mu)^2$. Die Meßpunkte für Energien unterhalb von 20 GeV sind der Referenz [Ale87] entnommen. Ebenfalls eingetragen sind die Messungen der HERA–Experimente H1 [H192b] und ZEUS [Zeu92]. Die Kurven durch die Punkte stellen verschiedene theoretische Vorhersagen dar.*

ein Anwachsen der Partondichte bedeuten. Nach Gribov et al. [Gri82] bestehen unterhalb eines kritischen Wertes der Bjorken–Variablen x bei ausreichend hohem Q^2 Rekombinationen von Partonen, die dem entgegenwirken. Partonzerfälle und Rekombination würden in ein Gleichgewicht gelangen. Die Protonstrukturfunktion würde aufgrund des verhinderten Anwachsens der Partondichte für sehr kleine x–Werte flach werden.

Diese physikalischen Überlegungen bilden die Motivation für die Neuausstattung des Rückwärtsbereiches des H1–Detektors. Dabei soll das derzeitige dort montierte elektromagnetische Kalorimeter (BEMC, engl.: **B**ackward **E**lektro**M**agnetic **C**alorimeter) durch ein elektromagnetisches und hadronisches Spaghetti–Kalorimeter sowie die davor positionierten Vieldrahtproportionalkammern durch verbesserte Kammern ersetzt werden. Mit einem neuen Rückwärtskalorimeter kann nämlich in einen weitaus größeren kinematischen Bereich als bisher vorgedrungen werden, wie Abbildung 1.5 verdeutlicht. Das sogenannte BEMC–Upgrade–Projekt, in dessen Rahmen die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit zu sehen

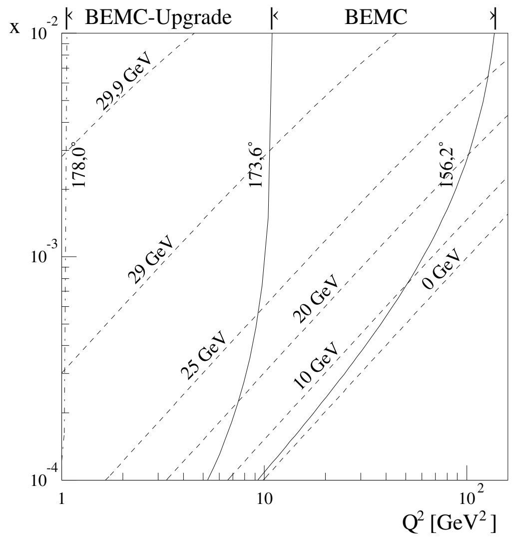


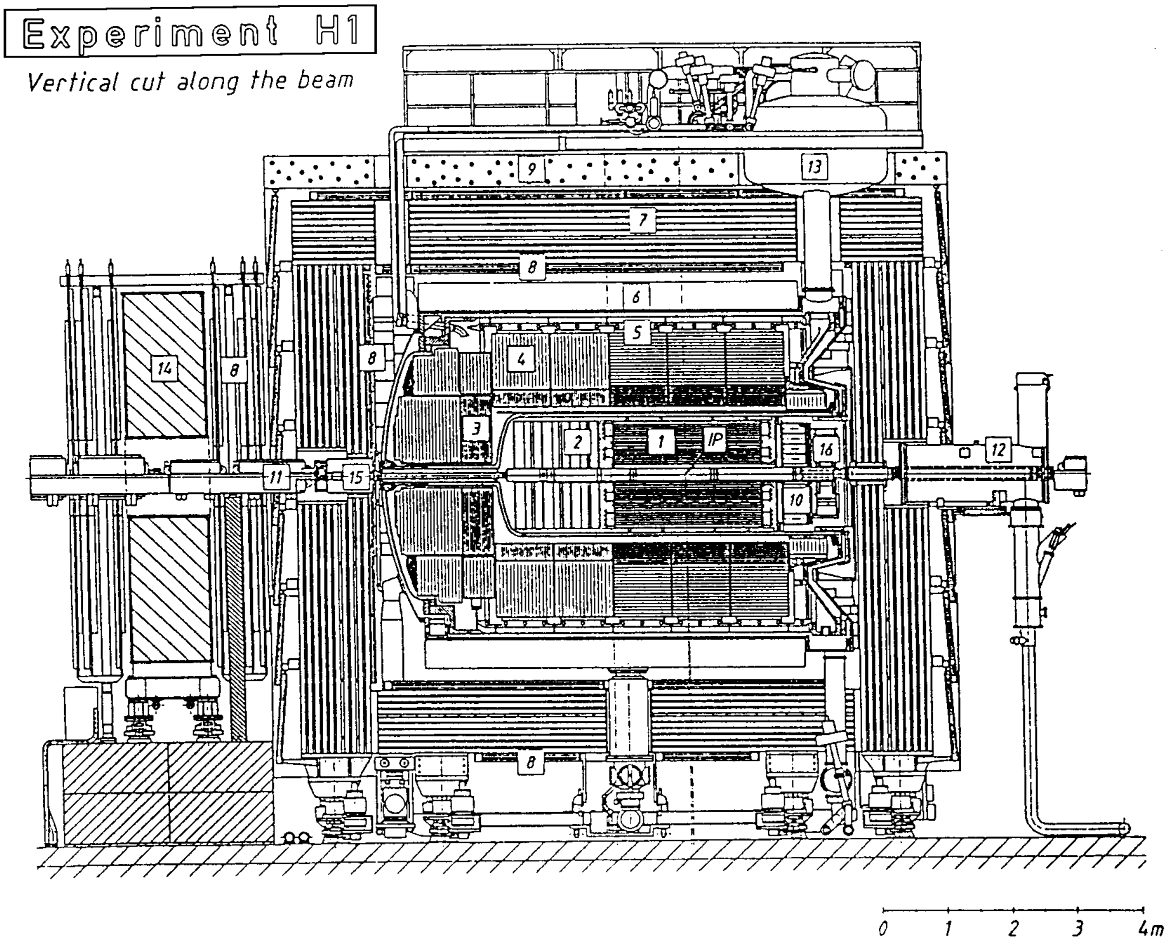
Abbildung 1.5: *Darstellung des Bereiches in der x-Q^2–Ebene, der mir dem derzeitigen BEMC und einem neuen BEMC ausgemessen werden kann.*

sind, wird nach einer Beschreibung des H1–Detektors näher erläutert.

Bei den physikalischen Fragestellungen der Experimente H1 und ZEUS am HERA–Speichering sollte schließlich die Suche nach Substrukturen von Quarks und Leptonen, angeregten Leptonen oder Quarks sowie nach gebundenen Zuständen von Quarks und Leptonen, den sogenannten Leptoquarks, nicht unerwähnt bleiben.

1.2 Der H1–Detektor

In Kapitel 1.1 wurden die physikalischen Ziele des H1–Experimentes am Elektron–Proton–Speichering HERA vorgestellt. Entsprechend der Vielzahl an Wechselwirkungen unterschiedlichster Ereignissignaturen muß der H1–Detektor bzw. seine Komponenten bestimmte Anforderungen erfüllen. Um z.B. NC–Ereignisse von CC–Ereignissen der tiefinelastischen Streuung zu unterscheiden, ist neben der Identifizierung der beteiligten Leptonen eine genaue Bestimmung der die Kinematik dieser Reaktionen charakterisierenden Variablen Q^2 und x aus der Richtung und Energie des gestreuten Elektrons und des Stromjets notwendig. Dazu sollte das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter neben einer hohen Energieauflösung auch eine gute Messung der absoluten Energie ermöglichen. Wie Simulationsrechnungen [Fel87] zeigen, sollte der Fehler der absoluten Energie–Eichung des elektromagnetischen Kalorimeters 1% und der des hadronischen 2% betragen, damit der systematische Fehler der Strukturfunktionen kleiner als 10% ist. Zusätzlich zu einer präzisen Messung der absoluten Energie müssen das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter eine hohe Energieauflösung von mindestens $\sigma(E)_{em}/E \simeq 10\%/\sqrt{E\,[GeV]}$ bzw. $\sigma(E)_{hadr}/E \simeq 50\%/\sqrt{E\,[GeV]}$ besitzen [H192b].



1	Zentrale Spurenkammern	9	Betonabschirmung
2	Vörwärtsspurkammern + Übergangsstrahlungsmodul	10	Warmes elektro-magnetisches Kalorimeter
3	Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)	11	Strahlrohr + Strahlmagnete
4	Hadronisches Kalorimeter(Edelstahl)	12	Kompensationsspule
5	Flüssigargon-Kryostat	13	Flüssigargon-Kessel
6	Supraleitende Spule (1.2 T)	14	Myon-Toroid-Magnet
7	Instrumentiertes Eisen + Eisenplatten + Streamer-Röhren-Detektoren	15	Vorwärts-Kalorimeter
8	Myonkammern	16	Flugzeitsystem

Abbildung 1.6: *Der H1–Detektor in einem vertikalen Schnitt parallel zur Strahlachse [Bra92].*

Da möglichst alle an einer Reaktion beteiligten Teilchen sowie ihre Energie und Impulsrichtung nachgewiesen werden sollten, müssen die Detektorkomponenten den gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt hermetisch abdecken und eine angemessene Ortsauflösung aufweisen. Zudem muß es mit dem Detektor möglich sein, die physikalisch wichtigen Ereignisse aus der ep–Wechselwirkung von den Untergrundereignissen zu trennen, die durch Wechselwirkung der Strahlprotonen mit dem Restgas oder der Wand der Strahlröhre in der Nähe des Detektors erzeugt werden und hohe Energien im Detektor deponieren können. Beim Sollstrom werden Untergrundraten von 10 – 100 kHz erwartet. Weitere allgemeine Anforderungen an die Detektoren sind:

- Feine Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters für eine optimale Elektron–Pion–Trennung;
- saubere Trennung von Spuren und gute Auflösung für geladene Teilchen in den Spurenkammern;
- Teilchenidentifizierung in den Driftkammern über die Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx und Übergangsstrahlung im Vorwärtsbereich;
- Identifizierung von Myonen über den gesamten Akzeptanzbereich des Detektors.

Als 'Meßinstrument', welches diesen Anforderungen genügt, wurde der H1–Detektor entwickelt und gebaut. Seine generelle Struktur zeigt Abbildung 1.6.

Die Elektronen bewegen sich in dieser Ansicht von links nach rechts, die Protonen in entgegengesetzter Richtung. Die Topologie der Ereignisse bei H1 machen einen asymmetrischen Aufbau des H1–Detektors parallel zur Strahlachse, aber nahezu zylindersymmetrisch um das Strahlrohr, notwendig. Denn aufgrund der unterschiedlichen Impulse der kollidierenden Elektronen und Protonen bewegt sich der Schwerpunkt der Wechselwirkungspartner in Flugrichtung der Protonen.

Der folgende Abschnitt gibt einen Überblick über die einzelnen Detektorkomponenten. Die Zahlen in den Klammern beziehen sich auf die Zahlen in Abbildung 1.6. Um das Strahlrohr (11) herum und dem Wechselwirkungspunkt am nächsten befinden sich die zentralen Spurkammern (1), die aus sechs zylindrischen Kammern mit unabhängigem Gasvolumen und separater elektrostatischer Abschirmung bestehen. Beginnend vom Vertex wird ein Teilchen durch folgende Kammern nachgewiesen: innere Vieldrahtproportionalkammer (CIP), innere z–Kammer (CIZ), innere Jetkammer (CJC1), äußere z–Kammer, äußere Vieldrahtproportionalkammer (COP) und äußerer Jetkammer (CJC2). Neben diesen zentralen Spurkammern befinden sich um das Strahlrohr in Protonrichtung die Vorwärtsspurkammern (2), welche aus drei identischen 'Supermodulen' bestehen. Ein Supermodul setzt sich aus einer ebenen Driftkammer, einer Vieldrahtproportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsmodul (2) und einer radialen Driftkammer zusammen. Im Rückwärtsbereich vor dem elektromagnetischen Kalorimeter BEMC (10) ist schließlich eine weitere Vieldrahtproportionalkammer positioniert, um den Auftreffort auf dem BEMC festzustellen. Mit dem gesamten Spurkammersystem können die Reaktionsvertizes und die (r, ϕ, z)–Koordinaten der Spuren geladener Teilchen in einem Polarwinkel von $5^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$ relativ zur Protonflugrichtung rekonstruiert werden. Die Impulse der Teilchen können mit einer Auflösung von $\sigma(p)/p^2 \simeq 0.3\%/GeV$ gemessen werden. Desweiteren dienen die Spurkammerinformationen als ein Trigger und der Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx zur Identifizierung von geladenen Teilchen.

Die dem Spurkammersystem nächstgelegenen Detektorkomponenten sind das elektromagnetische (3) und hadronische Kalorimeter (4). Letzteres ist als nichtkompensierendes Kalorimeter gebaut, so daß das Signalverhältnis von Hadronen zu Elektronen ungleich Eins ist. Beide Kalorimeter sind aus sogenannten Rädern zusammengesetzt, welche wiederum aus acht nahezu trapezförmigen Modulen bestehen. Sie besitzen eine Sandwich–Struktur, die auf flüssigem Argon als Nachweismedium, Blei als Konvertermaterial im elektromagnetischen sowie Edelstahlplatten als Konvertermaterial im hadronischen Teil basiert. Die Vorteile der Verwendung von Flüssigargon liegen in der homogenen Energiedeposition der Teilchen und der zeitstabilen Kalibrierung. Beide Kalorimetertypen sind so homogen und hermetisch, d.h. mit einem minimalen Anteil an totem Volumen, wie es zur Messung von Jets und fehlender transversaler Energie notwendig ist. Dabei verfügt der Aufbau über eine feine Segmentierung in der Auslesestruktur, so daß eine gute Ortsauflösung und eine saubere Elektron–Pion–Trennung möglich ist [Col90]. Die hohe Granularität der Kalorimeterauslese erlaubt zudem, lokale elektromagnetische Schauer zu erkennen und getrennt zu wichten.

Das gesamte Flüssigargon–Kalorimeter ist in einem Kryostaten (5) befestigt, welcher das Argon (13) auf die notwendige Temperatur von 90 K kühlt und gleichzeitig für einen Druck von 1.35 bar sorgt.

Im Vorwärtsbereich des H1–Detektors schließt das Plug–Kalorimeter (15), das aus acht 75 mm dicken Kupferplatten als Absorbermaterial und Silizium–Detektor–Ebenen aufgebaut ist, den Winkel zwischen dem vorderen Flüssigargon–Kalorimeter und dem Strahlrohr. Messungen der Proton–Fragmente mit dem Plug–Kalorimeter besitzen einen hohen Untergrund an Strahl–Gas- und Strahl–Wand–Ereignissen.

In Rückwärtsrichtung um das Strahlrohr wird die Kalorimetrie durch das sogenannte BEMC (10) abgeschlossen, so daß Messungen von Teilchen für Polarwinkel mit $151.4° \leq \theta \leq 176.5°$ durchgeführt werden können. Aufgebaut ist das BEMC als Sampling–Kalorimeter mit Bleischichten als Absorber- und Szintillatorplatten als Nachweismaterial. Die Signalauslese erfolgt durch Wellenlängenschieber und Photodioden.

Um den Kryostaten herum ist eine supraleitende, durch flüssiges Helium gekühlte Spule (6) mit einem Durchmesser von 6 m angebracht, die ein homogenes und parallel zur Strahlachse verlaufendes Magnetfeld von 1.15 T erzeugt. Dieses dient zur Bestimmung des Transversalimpulses von geladenen Teilchen aus dem Krümmungsradius der Teilchenbahnen im Magnetfeld. Die maximale Änderung $\Delta B_z/B_z$ des Feldes über das sensitive Volumen der Spurkammern beträgt 3%, so daß alle feldabhängigen Korrekturen zweiter Ordnung zur Umrechnung der Driftzeiten in Ortskoordinaten klein sind. Das Magnetfeld entlang der Strahlachse wird durch eine supraleitende Spule (12) im rückwärtigen Bereich des H1–Detektors mit einem Feld von maximal 4.83 T kompensiert.

Für die Rückführung des magnetischen Flusses sorgt ein instrumentiertes Eisenjoch (7), das mit 7.5 cm dicken Eisenplatten laminiert ist. In die Hohlräume zwischen den Eisenplatten sind Streamer–Röhren–Detektoren (7) eingebracht. Diese dienen zur Registrierung von Myonen und messen zusätzlich die Energie von Teilchen eines hadronischen Schauers, der seine Energie nicht vollständig im hadronischen Kalorimeter deponiert hat. Die Energieauflösung dieses sogenannten Tail–Catchers (TC) liegt zur Zeit bei $\sigma(E)/E \simeq 100\%/\sqrt{E\,[GeV]}$ [H1-93].

Innerhalb und außerhalb des Instrumentierten Eisens befinden sich zudem Myonkammern (8) zur Messung und Identifizierung von Myonen.

In der Vorwärts–Richtung des H1–Detektors wird der Myonenimpuls durch ein Magnetspektrometer mit einer energieabhängigen Auflösung von 23 – 32% gemessen. Das Spektrometer besteht aus einem Toroid–Magneten (14), welcher ein Feld von 1.5 – 1.75 T erzeugt, sowie 12 Driftkammerebenen (8) auf der Innen- und Außenseite des Magneten. Damit die Strahlführung duch den Toroid–Magneten nicht beeinflußt wird, sind um das Strahlrohr in dem Magneten selbst Kompensationsmagnete montiert (1).

Ein Flugzeitsystem (TOF: **T**ime **O**f **F**light) (16), das vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen hinter dem BEMC liegt, vervollständigt den Detektor, der aus Gründen des Strahlenschutzes mit einer Betonabschirmung (9) umgeben ist.

1.3 Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter des H1–Detektors

Im Rückwärtsbereich des H1–Detektors hinter den zentralen Spurenkammern ist das BEMC angeordnet. Abbildung 1.7 gibt seine Lage bezüglich des Wechselwirkungspunktes und des BBE-Kalorimeterringes (BBE: engl., **B**ackward **B**arrel **E**lectromagnetic) in einem Schnitt parallel zur Strahlachse wieder.

Der effektiv nutzbare Polarwinkelbereich von 151.4° bis 176.5° des BEMC ist aufgrund des relativ großen Molière–Radius' von 3.4 cm auf 156.2° bis 173.6° beschränkt. Da außerdem der BBE–Kalorimeterring einen Polarwinkel von 144.8° bis 154.8° einnimmt, gibt es für den Polarwinkel zwischen 154.8° und 156.2° einen Bereich verringerter Akzeptanz. Abbildung 1.8 stellt einen Querschnitt durch das BEMC senkrecht zur Strahlachse dar.

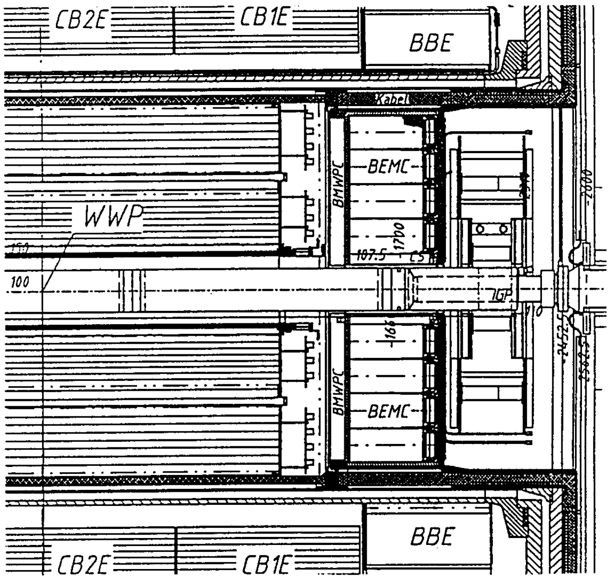


Abbildung 1.7: *Lage des BEMC im H1–Detektor.*

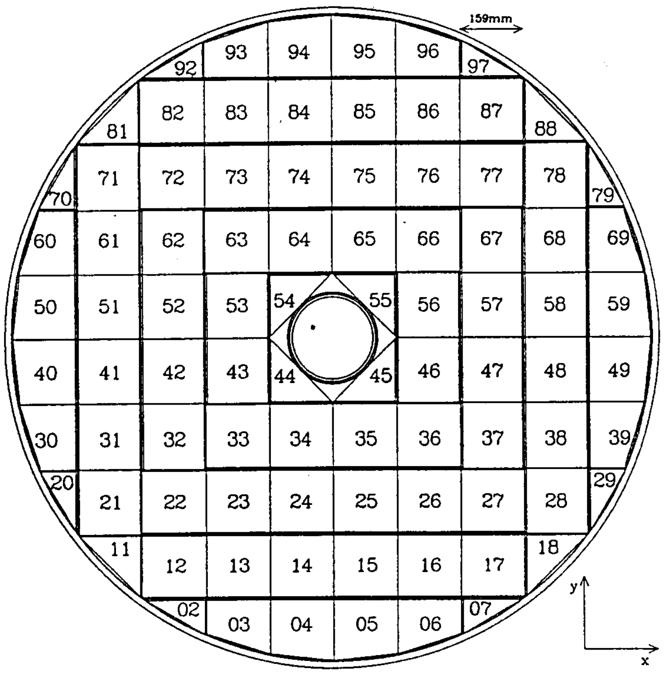


Abbildung 1.8: *Schnitt durch das BEMC senkrecht zur Strahlachse vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen. Gezeigt ist die Struktur der Module und ihre Nummerierung nach H1–Konvention [H1-92].*

Das BEMC ist in 88 Kalorimeterblöcke parallel zur Strahlachse unterteilt, die wegen ihrer jeweiligen Position unterschiedliche Geometrien besitzen. Ihre maximale Seitenlänge beträgt 159 mm. Jeder dieser Kalorimetermodule ist in Sandwich–Form aufgebaut und besteht aus 50 Sampling–Lagen einer 4 mm dicken Szintillatorschicht und einer 2.5 mm dicken Bleiplatte, so daß die gesamte für ein senkrechtes Auftreffen von Teilchen sensitive Länge 22.5 Strahlungslängen (siehe Kapitel 4) beträgt. Die Signalauslese der Szintillatoren erfolgt über Wellenlängenschieber, welche sich über die gesamte Länge eines Moduls erstrecken. Zusätzlich wird das in den letzten 6.8 Strahlungslängen entstandene Szintillationslicht durch seperate kurze Wellenlängenschieber ausgelesen. Die Wellenlängenschieber sind schließlich an Photodioden angekoppelt.

1.4 Das BEMC–Upgrade–Projekt

Die Physik bei HERA ist hauptsächlich auf die Untersuchung der Elektron–Proton–Kollisionen in den Wechselwirkungszonen ausgerichtet, bei denen Ereignisse mit einem großen Wert der Bjorken–Variablen x auftreten. Solche Reaktionen zeichnen sich durch einen Boost von entstandenen Teilchen in die Protonflugrichtung aus. Bei der Konzeption des H1–Detektors lag daher das Hauptaugenmerk auf einer guten Spurrekonstruktion und Kalorimetrie im Vorwärtsbereich.

Das Interesse hat sich verstärkt, daß Verhalten der Protonstrukturfunktion mittels großer Impulsüberträge über 1 $\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ bei Werten der Bjorken–Variablen x bis zu 10^{-4} zu untersuchen [Ali90]. Wie bereits in Kapitel 1.1 geschildert wurde, würde in diesem Bereich die Partondichte der Altarelli–Parisi–Entwicklung zufolge stark zunehmen. In neueren theoretischen Arbeiten zu diesem Thema wird jedoch von einer Rekombination der Partonen und damit schließlich einer Sättigung der Partondichte sowie einer oberen Begrenzung der Protonstrukturfunktion ausgegangen [Bar91].

Kennzeichnend für Prozesse mit hohem Impulsübertrag und kleinen Werten von x ist der Nachweis des gestreuten Elektrons und des hadronischen Endzustandes im Rückwärtsbereich des H1–Detektors. Dort deckt das derzeitige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC) effektiv einen Raumwinkel von 156.2° bis 173.6° ab. Die Winkelakzeptanz des um das BEMC in einem Ring gebaute Flüssigargon–Kalorimeters (BBE) reicht jedoch nur bis zu einem Winkel von 154.8°, so daß für größere Winkel keine ununterbrochene Kalorimetrie durchgeführt werden kann.

Basierend auf diesen physikalischen Hintergründen beabsichtigt die H1–Kollaboration, den Rückwärtsbereich des H1–Detektors mit einem elektromagnetischen und hadronischen Spaghetti–Kalorimeter für das derzeitige BEMC und einem Spurkammersystem als Ersatz für die Backward–Proportional–Chamber neu auszustatten [H192a]. Die Ziele dieses Projektes sind:

- Änderung des Akzeptanzbereiches des Rückwärtskalorimeters über eine Vergrößerung der genutzten Polarwinkelsektion durch:
  - Verkleinerung des Durchmessers der Strahlröhre,
  - Spurrekonstruktion und Kalorimetrie bis zu einem Polarwinkel von 178°,
  - Überlappung des Polarwinkelbereiches des neuen BEMC und des BBE.
- Verbesserung folgender Eigenschaften des BEMC:
  - Kalibrierung
  - Granularität
  - Ortsauflösung
  - Homogenität
  - Elektron–Hadron–Trennung
  - Energieauflösung für Elektronen
  - Zeitauflösung für Veto gegen Untergrundereignisse
- Verbesserung der Teilchenspurrekonstruktion durch:
  - verbesserte Messung der Winkel und des transversalen Impulses für Elektronen und Hadronen.

Um die kinematischen Variablen x und Q^2 bei der Messung inklusiver Elektronen mit einer Energie von 30 GeV mit einem relativ kleinen Fehler zu bestimmen, ist eine relative Energieauflösung von 1% notwendig. Für das derzeitige BEMC liegt dieser Wert jedoch bei

4%, da beispielsweise Inhomogenitäten der Kalorimetersignale in den Bereichen zwischen den Submodulen in Abhängigkeit vom Auftreffort eines Elektrons auftreten. Diese können Schwankungen bis zu 10% des Mittelwertes aufweisen.

Zwischen dem BEMC und dem elektromagnetischen Flüssigargon–Kalorimeter existiert ein Winkelbereich mit verringerter Akzeptanz. Zusätzlich ist eine Energiemessung für kleine Winkel aufgrund des Strahlrohrdurchmessers nicht möglich.

Im Falle von Elektron–Proton–Kollisionen müssen zwei Arten von Wechselwirkungen durch das Rückwärtskalorimeter unterschieden werden, die im BEMC ein ähnliches Signal erzeugen. Zum einen sind dies die aus Photoproduktionsereignissen stammenden Hadronen, die ein Elektron vortäuschen und zum anderen Prozesse der tiefinelastischen Streuung, die durch ein unter kleinem Winkel relativ zu seiner Flugrichtung gestreutes und im Rückwärtsbereich nachgewiesenes Elektron gekennzeichnet sind. Das aufgrund dieser Reaktionen zu erwartende Energiespektrum der Teilchen im Rückwärtsbereich des H1–Detektors (Abbildung 1.9) wird für Teilchenenergien bis etwa 10 GeV durch die Hadronen aus γp–Reaktionen dominiert, während für höhere Energien die Elektronenrate aus Ereignissen der tiefinelastischen Streuung am größten ist.

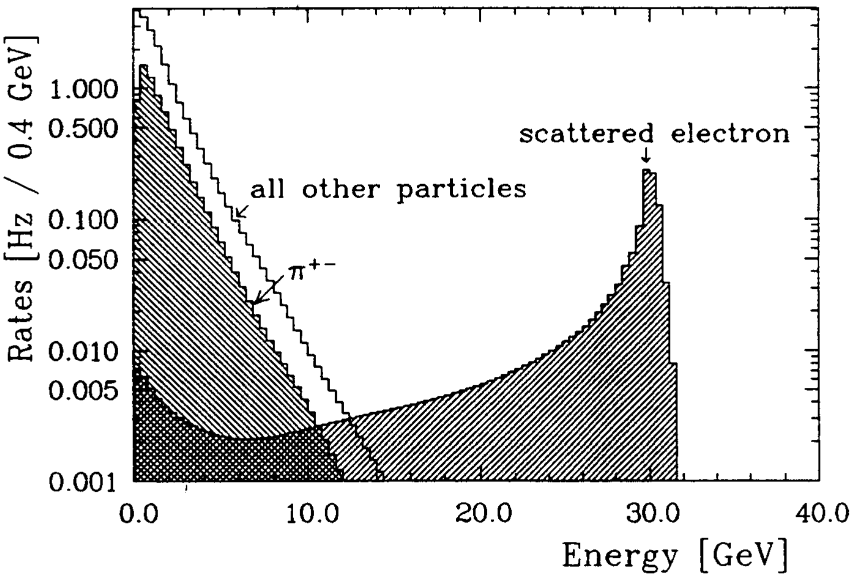


Abbildung 1.9: *Energiespektrum der Teilchen für das BEMC bei einer Luminosität von* $L=10^{31}$ cm^{-2} s^{-1} *nach einer Monte–Carlo–Simulation von A. Wegner [Weg91].*

Maximal wird diese für eine Energie von 26.7 GeV, da für Elektronen, die Energien im Bereich der Strahlprimärenergie besitzen, der differentielle Wirkungsquerschnitt des Streuprozesses am größten ist. Dieser 'kinematische Peak' macht es bei einer ausreichenden Statistik möglich, die Kalibrierung der Energie für das BEMC genauer zu bestimmen.

Das Energiespektrum der Hadronen wird zum größten Teil durch geladene Pionen bestimmt. Da diese im BEMC vergleichbare Energiemengen wie Elektronen deponieren und somit zu einer falschen Teilchenidentifizierung führen können, muß das BEMC eine optimale Elektron–Pion–Trennung verfügen. Im Falle des derzeitigen BEMC wird das Spektrum der geladenen Pionen etwa um einen Faktor 10 unterdrückt. Das bedeutet, daß sich unter zehn Pionen im Mittel ein Pion befindet, welches im Kalorimeter ein Elektron–Signal vortäuscht. Durch das im Rahmen des BEMC–Upgrade–Projektes zu instrumentierende neue elektromagnetische Kalorimeter soll jedoch ein Elektron–Pion–Trennfaktor erreicht werden, der um etwa 1 Größenordnung höher als der bisherige ist.

In der vom BEMC gemessenen Energieverteilung wird ein weiteres Problem verdeutlicht, da diese von Proton–Strahl–Untergrundereignissen, die durch die Wechselwirkung des Protonstrahls mit dem Restgas in der Strahlröhre oder der Strahlröhre selbst entstehen, stark dominiert wird (Abbildung 1.10). Der in der Strahlröhre vorhandene Druck beträgt etwa 1 – 2 $\times$ 10^{-9} mbar [H1-93].

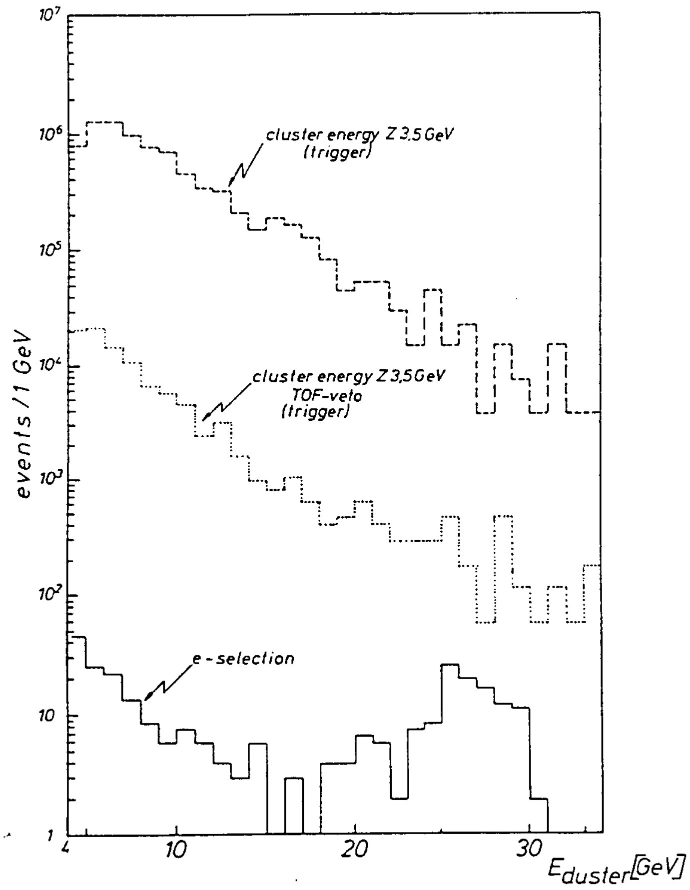


Abbildung 1.10: *Gemessene Ereignisrate für das H1–Rückwärtskalorimeter. Die drei Kurven zeigen von oben nach unten die gesamte Rate, die durch das TOF-Veto reduzierte Rate und die Rate nach einer einfachen Elektronenselektion [H192a].*

Die oberste Kurve in Abbildung 1.10 zeigt das gesamte gemessene Energiespektrum, die mittlere das durch vom TOF–Vetozähler um Untergrundereignisse reduzierte Spektrum und die untere Kurve die Rate nach einer einfachen Elektronenselektion. Der Time-of-flight–Detektor (TOF), welcher aus zwei Schichten Szintillatormaterial mit einer Zeitauflösung von

3 ns besteht, kann die Untergrundrate bereits um einen Faktor 50 reduzieren, da solche Ereignisse eine besondere Charakteristik besitzen. Die mit ihnen assoziierten Spuren zeigen nicht auf den Ereignisvertex, und zusätzlich besteht zwischen dem Zeitpunkt der Energiedeposition im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter und dem der Elektron–Proton–Kollision ein Unterschied.

Da der derzeitige TOF–Detektor beim Einbau eines hadronischen Kalorimeters entfernt werden muß, sollte das neue BEMC eine Zeitauflösung unterhalb von 1 ns besitzen, um eine effiziente Unterdrückung der Untergrundrate zu erreichen und um die Korrelation von Kalorimetersignalen und den Signalen des Spurrekonstruktionssystems vor dem BEMC zu verbessern.

Die folgenden Punkte geben noch einmal eine Zusammenfassung der wichtigsten Anforderungen an das neue BEMC:

- Die Unsicherheit in der absoluten Kalibrierung sollte für elektromagnetische Schauer 0.5% betragen.

- Die Energieauflösung für hochenergetische Elektronen im Bereich zwischen 20 bis 30 GeV sollte mindestens 2% sein, wobei 1% angestrebt werden sollte.

- Mit dem Kalorimeter soll es möglich sein, den Zeitpunkt der Energiedeposition relativ zum Signal der HERA–Uhr besser als auf 1 ns genau zu bestimmen.

- Elektromagnetische Schauer sollten schmal sein, damit eine Messung der Elektronenenergie so weit wie möglich innerhalb der geometrischen Begrenzungen des Kalorimeters stattfindet. Daher ist ein Molière–Radius von 2 cm oder weniger wünschenswert.

- Um eine bessere Überlappung der Polarwinkelbereiche des BEMC und des BBE zu erreichen, ist eine Strahlungslänge von 1 cm notwendig.

- Das Kalorimeter sollte eine gute Granularität besitzen, damit die Schauerschwerpunkte bis auf wenige Millimeter genau bestimmt werden können.

- Das Elektronensignal des Kalorimeters sollte bis auf 1 – 2% unabhängig vom Auftreffort sein.

- Die Wahrscheinlichkeit, daß wechselwirkende geladene Pionen als Elektronen identifiziert werden, sollte für Elektronenenergien oberhalb von 2 GeV 10^{-3} betragen.

- Einzelne minimal ionisierende Teilchen sollten vom Kalorimeter nachgewiesen und von diesem getriggert werden können.

- Das Kalorimeter sollte Messungen von geladenen Hadronen bis zu sehr kleinen Winkeln nahe der Strahlröhre ermöglichen.

Für das BEMC–Upgrade–Projekt wurden zwei mögliche Arten eines Kalorimeters in Betracht gezogen. Die erste Option war ein Kalorimeter, das aus homogenem Bleifluorid–Kristallen aufgebaut ist und das, ähnlich wie die bereits mehrfach eingesetzten Bleiglas–Kalorimeter, als Čerenkov–Detektor verwendet werden kann. Die zweite Option war eine aus szintillierenden Fasern und Blei zusammengesetzte Matrix, ein sogenanntes Spaghetti–Kalorimeter (SPACAL: engl. **Spa**ghetti–**Cal**orimeter).

Während die Energie- und Zeitauflösung der beiden Optionen als vergleichbar angenommen wird, ist ein Bleifluorid–Kalorimeter wesentlich kostenaufwendiger und es besteht zusätzlich keine eindeutige Klarheit über die Produktionssituation des Bleifluorids. Außerdem ist es mit der SPACAL–Technik möglich, ein tieferes Kalorimeter zu bauen, wobei ein Spaghetti–Kalorimeter gegenüber dem Bleifluorid–Typ Vorteile für die Hadron–Messung besitzt. Daher wurde im vergangenen Jahr beschlossen, daß derzeitige BEMC im Rahmen des Upgrade–Projektes durch ein Spaghetti–Kalorimeter zu ersetzen [H193a]. Neben der Entwicklung dieses Kalorimeters sollen die Untersuchungen zu Bleifluorid–Kristallen parallel weitergeführt werden. Bisherige Ergebnisse von Messungen am DESY sind in [App93] zusammengestellt. Somit besteht weiterhin eine zweite Option, falls das Spaghetti–Kalorimeter die oben angesprochenen Forderungen an das neue BEMC nicht erfüllen kann.

1.5 Ziele der vorliegenden Arbeit

Wie bereits erwähnt wurde, beabsichtigt die H1–Kollaboration das Rückwärtskalorimeter des H1–Detektors durch ein elektromagnetisches und hadronisches Spaghetti–Kalorimeter zu ersetzen. Um zu klären, ob das geplante SPACAL die gestellten Anforderungen erfüllen kann, wurde am DESY ein erstes Testmodul gebaut. Dieses SPACAL–Modul wurde bei Messungen am Teststrahl 22 des DESY II–Elektronensynchrotrons in Hamburg und am Teststrahl T7N des CERN–Protonensynchrotrons in Genf untersucht. Zur Rekonstruktion der Spur der Strahlteilchen und zur Ermittelung ihrer Auftreffpunkte auf das Testmodul wurden vier Jetkammern eingesetzt. Der Bau der Jetkammern bildete das erste Ziel der vorliegenden Arbeit. Der zweite Teil der Arbeit hatte das Ziel, ein Spuranpassungsprogramm für die Rekonstruktion der Spuren der Teststrahlteilchen zu entwickeln. Dieses wurde auf die aufgezeichneten Daten angewendet und deren Ergebnisse im Hinblick auf die Eigenschaften der Jetkammern betrachtet. Das Thema des letzten Teils dieser Arbeit war die Untersuchung der Ortsauflösung des SPACAL–Testmoduls für Elektronen unter Benutzung der Spurinformation der Jetkammern.

Im folgenden soll ein kurzer Überblick über den Inhalt der einzelnen Kapitel gegeben werden. Nachdem in diesem Kapitel die physikalischen Fragestellungen bei HERA erläutert und die Motivation für das BEMC–Upgrade–Projekt sowie die daraus resultierenden Anforderungen an das geplante Spaghetti–Kalorimeter dargelegt worden sind, geht das zweite Kapitel auf die physikalischen Grundlagen einer Jetkammer ein. Danach wird in Kapitel 3 das Design und der Bau der Jetkammern beschrieben. In Kapitel 4 wird auf die Grundlagen der Kalorimetrie sowie auf den Aufbau und die Eigenschaften des oben angesprochenen SPACAL–Testmoduls eingegangen. Nach der Beschreibung des Versuchsaufbaus und der Datennahme wird das Spurrekonstruktionsprogramm und die Ergebnisse der Auswertung der Teststrahldaten in Kapitel 6 vorgestellt. Im siebten Kapitel erfolgt die Untersuchung der Ortsauflösung des SPACAL–Testmoduls. Abschließend werden die Resultate der Arbeit noch einmal zusammengefaßt.

Kapitel 2

Allgemeine Prinzipien einer Driftkammer

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit den Grundlagen des Driftkammerbetriebes. Neben dem Funktionsprinzip einer Jetkammer wird auf die möglichen Energieverlustprozeße von Teilchen in Gasen, der Driftgeschwindigkeit von Elektronen und auf die Ortsauflösung von Driftkammern eingegangen, da diese Themen für die in Kapitel 5 beschriebenen Ergebnisse von Bedeutung sind.

2.1 Aufbau und Funktionsweise einer Jetkammer

Eine Jetkammer ist aufgrund ihrer Geometrie ein spezieller Typ einer Driftkammer. Ihre Driftzelle besitzt neben einem Signaldraht Kathoden und, falls eine Formung des elektrischen Feldes notwendig ist, Potentialdrähte sowie -streifen. Dabei bilden die Anoden eine durchgehende Lage, welche zwischen zwei Kathodenebenen liegt. Die Kathoden sind oft als Drähte oder Flächen ausgebildet. Ihr Abstand zur Signaldrahtlage kann je nach Jetkammer bis zu 10 cm oder mehr betragen, wodurch eine wesentlich größere Driftstrecke als in anderen Driftkammern entsteht.

Jetkammern werden in Experimenten der Hochenergiephysik eingesetzt, bei denen die Spuren geladener Teilchen nachzuweisen sind. Falls eine Ablenkung der Teilchenbahnen in einem parallel zur Strahlachse verlaufenden Magnetfeld vorhanden ist, kann aus dem Krümmungsradius der Impuls der Teilchen berechnet werden.

Die geladenen Teilchen ionisieren beim Durchgang durch die Jetkammern die Moleküle des darin befindlichen Gases oder versetzen die Moleküle in ihre inneren Anregungszustände. Der dabei stattfindende Energieverlust pro Längeneinheit dE/dx ist eine teilchen- und gasspezifische Größe und hängt von der kinetischen Energie der geladenen Teilchen ab, so daß über die Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx eine Teilchenidentifizierung mit den Jetkammern möglich ist. Die bei der Ionisation entstanden Primärelektronen driften entlang des elektrischen Feldes in Richtung der positiv geladenen Anode, während sich die Ionen langsam auf die Kathode zubewegen. In der Nähe des Signaldrahtes kann das elektrische Feld so groß werden, daß die Primärelektronen durch die Beschleunigung genügend Energie erhalten, um selbst die Gasmoleküle zu ionisieren. Die sekundären Elektronen verhalten sich ebenso, wodurch eine Elektronenlawine gebildet wird. Die Sekundärelektronen und die, verglichen mit den Elektronen, langsam von der Anode wegbewegenden Ionen erzeugen an der Anode ein meßbares Signal, das über eine der Größe der auftretenden Ladungen entsprechenden Verstärkerelektronik ausgelesen werden kann. Das Hauptmerkmal einer Jet- oder Driftkammer besteht nun in der Möglichkeit, bei Kenntnis der Driftgeschwindigkeit v_D der Elektronen durch die Zeitdifferenz Δt zwischen dem Zeitpunkt t_0 des Teilchendurchganges und dem Zeitpunkt des Pulsanstiegs t_1 den Abstand r des Ortes der Primärionisation von der Anode festzustellen.

$$r(\Delta t) = \int_{t_0}^{t_1} v_D(r(t'))\, dt' \; . \tag{2.1}$$

Mit Hilfe weiterer Driftzellen kann eine Rekonstruktion der Teilchenspuren durchgeführt werden. Der Zeitpunkt t_0 des Teilchendurchganges wird durch einen externen Trigger festgelegt, dessen Signale z.B. das Ergebnis einer Koinzidenzschaltung von Szintillationszählern sein können (Abbildung 2.1).
Im Falle einer konstanten, ortsunabhängigen Driftgeschwindigkeit wird aus Gleichung 2.1 der folgende lineare Zusammenhang:

$$r(\Delta t) = v_D\,(t_1 - t_0) = v_D\,\Delta t \; . \tag{2.2}$$

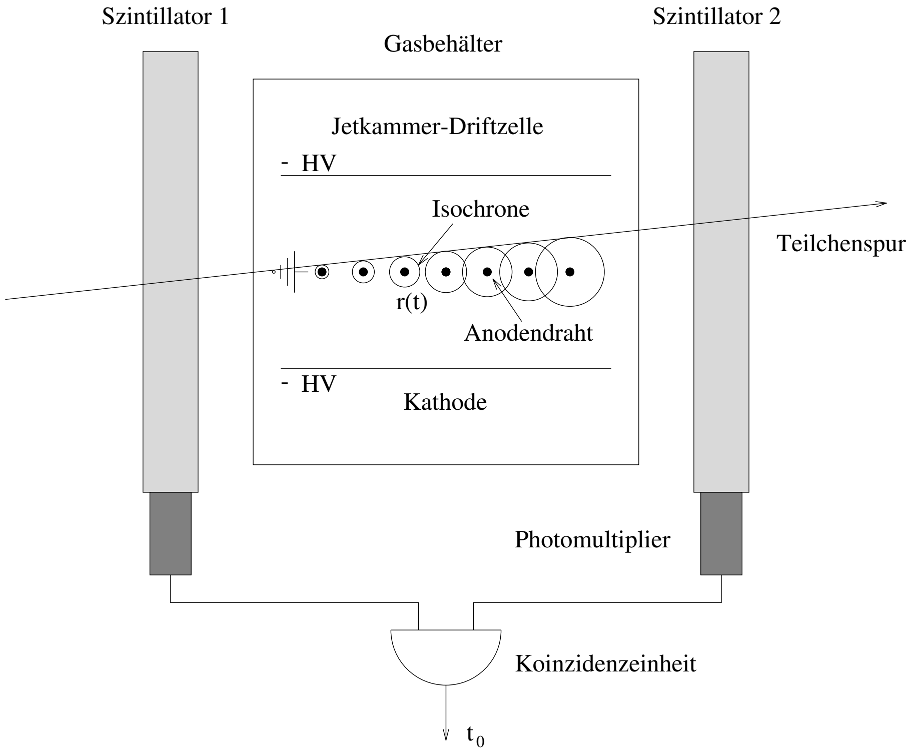


Abbildung 2.1: *Schematische Darstellung des Grundprinzips einer Jetkammer mit Triggeraufbau.*

Um eine konstante Driftgeschwindigkeit entlang der Driftstrecke zu erhalten, wird ein Kammergas ausgewählt, das für einen gewissen Bereich der elektrischen Feldstärke dieses ermöglicht. Dieser Bereich der elektrischen Feldstärke wird im Driftraum dadurch erreicht, daß die Spannung an Potentialdrähten zwischen den Anoden sowie an zusätzlichen feldformenden Drähten oder Streifen (vgl. Abbildung 3.1) entsprechend festgelegt wird, wobei Inhomogenitäten im elektrischen Feld die Konstanz der Driftgeschwindigkeit nicht beeinflußen sollten.

2.2 Energieverlust schwerer geladener Teilchen in Gasen

In Gasen verlieren schwere geladene Teilchen ($m > m_e$) im wesentlichen Energie durch die inelastische Coulomb–Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen der Atome oder Moleküle, die dabei ionisiert oder in ihre inneren Anregungszustände versetzt werden. Der differentielle Energieverlust pro Längeneinheit dE/dx eines Teilchens kann näherungsweise durch Integration über die übertragene Energie E von einem mittleren Ionisationspotential I des Atoms bis zur maximal möglichen Energie eines gestoßenen Elektrons berechnet werden und ergibt die Bethe–Bloch–Formel [Bet30]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_a z^2 \varrho}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \left(\frac{2 m_e^2 c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \qquad (2.3)$$

r_e	:	klassischer Elektronenradius = 2.8 fm
m_e	:	Elektronenmasse
c	:	Lichtgeschwindigkeit
N_a	:	Avogadro–Zahl = 6.022×10^{23} mol^{-1}
z	:	Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung e
ϱ	:	Dichte des absorbierenden Materials
β	:	Teilchengeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c
Z	:	Ordnungszahl des Gasmoleküls
A	:	relative Masse des Gasmoleküls
γ	:	$1/\sqrt{1-\beta^2}$
I	:	mittleres Ionisationspotential $\approx z \cdot 13.5$ eV .

In dieser Gleichung sind noch nicht die folgenden Terme enthalten:

- *Schalenkorrektur*
- *Dichte–Effekt*
- *Elektroneneinfang.*

Abbildung 2.2 zeigt die Abhängigkeit des Energieverlustes von der kinetischen Energie für einige Teilchen- und Gasarten.

Die Energie der durch Ionisation befreiten Hüllenelektronen folgt einer Landau–Verteilung (Abbildung 2.3), deren Mittelwert durch die Bethe–Bloch–Formel angenähert werden kann. Aufgrund hochenergetischer Elektronen, sogenannter δ–Elektronen, besitzt die Landau–Verteilung eine asymmetrische Form zu hohen Energien hin. Die δ–Elektronen, deren Name auf ihre Spursignaturen in Blasenkammer–Experimenten zurückzuführen ist, können wegen ihren hohen Energien selbst wieder Moleküle oder Atome ionisieren.

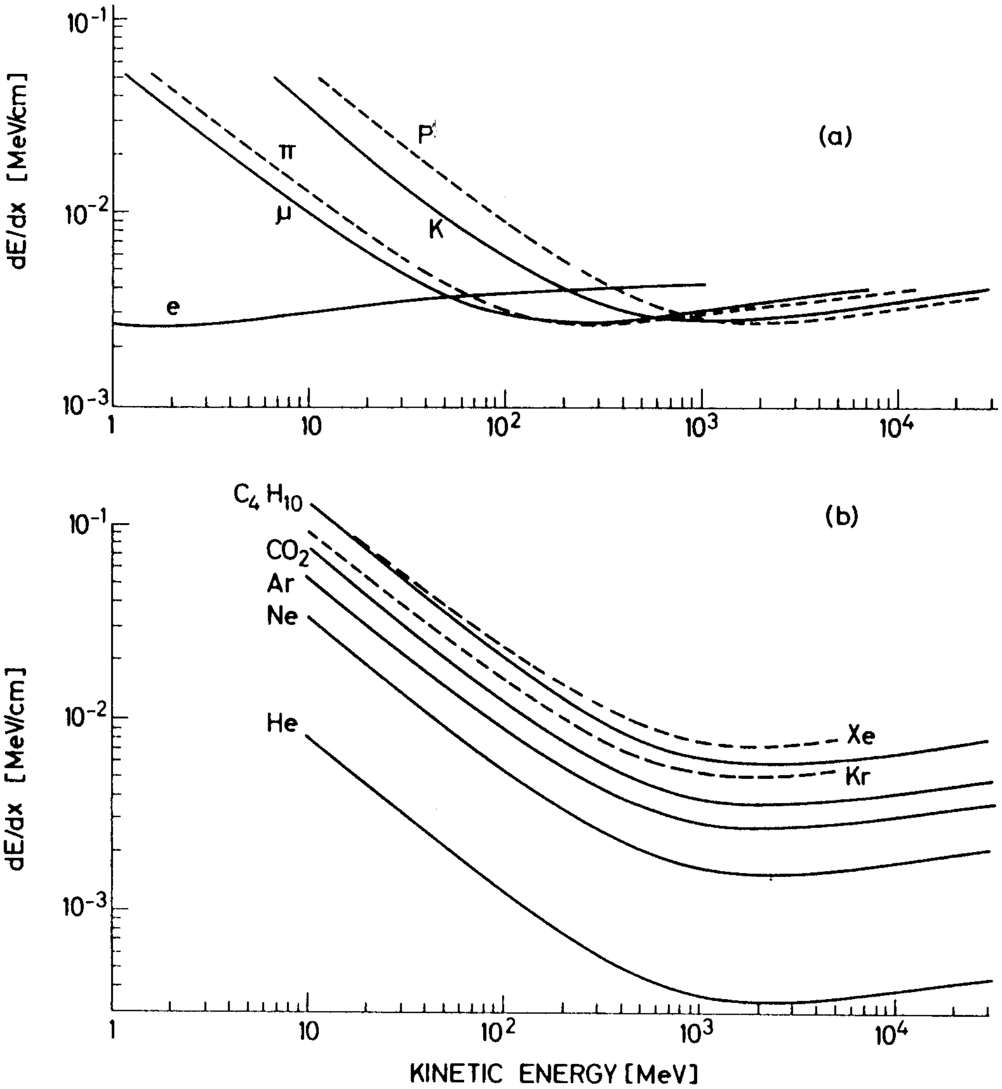


Abbildung 2.2: *Energieverlust pro Längeneinheit für (a) verschiedene Teilchenarten in Argon und (b) Gasarten in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der die Ionisation auslösenden Protonen (nach [Ric74]).*

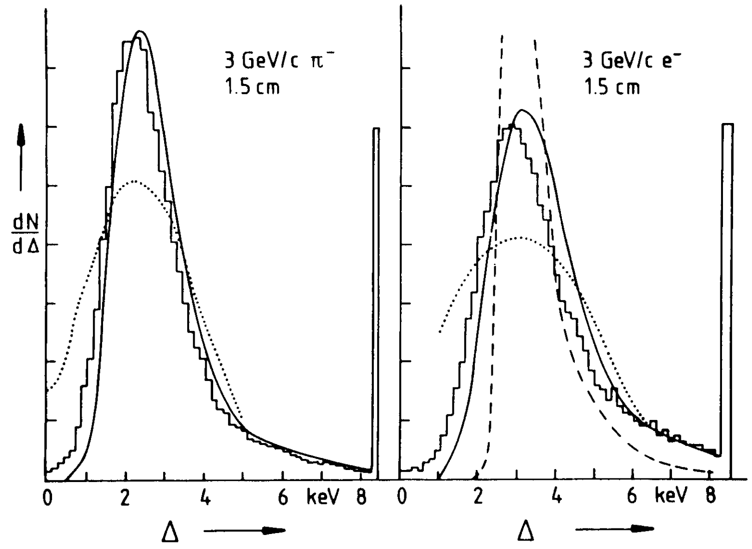


Abbildung 2.3: *Verteilung des Energieverlustes für π–Mesonen und Elektronen in einer Schicht von 1.5 cm Argon mit 5% Methan bei Normalbedingungen. Histogramm: Daten von [Har73]. Modellrechnungen: gestrichelte Kurve [Lan44] und [Mac69], punktierte Kurve [Lan44] sowie [Blu50] und durchgezogene Linie [All80].*

Als mittlere Gesamtzahl der freigesetzten Elektronen n_{ges} ergibt sich die Summe aus der Anzahl der Primär- und Sekundärelektronen:

$$n_{ges} = n_p + n_s \tag{2.4}$$

oder aus dem mittleren Energieverlust ΔE pro Längeneinheit und der Energie W$_i$, die im Mittel aufgewendet werden muß, um ein Elektron–Ion–Paar zu erzeugen:

$$n_{ges} = \frac{\Delta E}{W_i} \ . \tag{2.5}$$

Für Argon unter Normaldruck und minimal ionisierende Teilchen beträgt n_{ges}=94 cm^{-1} [Sau77].

2.3 Energieverlust von Elektronen in Gasen

Hochenergetische Elektronen ($E \gg$1 MeV, $\beta \approx$1) verlieren ebenso wie schwere Teilchen einen Teil ihrer Energie durch Stöße mit den Gasmolekülen. Dabei ist es aufgrund ihrer geringen Masse von 0.51 MeV möglich, daß sie ihre kinetische Energie vollständig bei einer Kollision verlieren, so daß Energieüberträge bis zur gesamten Elektronenergie vorkommen können. Im Rahmen der Quantenmechanik ist es außerdem noch wichtig, daß bei dieser Wechselwirkung zwei identische Teilchen vorhanden sind. Der Energieverlust pro Längeneinheit läßt sich nach Gleichung 2.3 folgendermaßen schreiben [Kle92]:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Ion} = 4\pi r_e^2 m_e c^2 N_a \, \frac{Z}{A} \left[\ln\left(\frac{2m_e^2c^2\beta^2\gamma^2}{I}\right) - 1 \right] \ . \tag{2.6}$$

Da die Elektronen eine relativ geringe Masse besitzen, können sie durch den Prozeß der Bremsstrahlung zusätzlich kinetische Energie verlieren. Hierbei werden die Elektronen im elektrischen Feld eines Kernes abgebremst und geben dabei Energie in Form von Photonen ab. Der Energieverlust im Falle der Bremsstrahlung ist durch

$$\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Brems} = -4\alpha N_a \frac{r_e^2}{A} z^2 E \ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right) = -\frac{E}{X_0} \tag{2.7}$$

$$\alpha \quad : \quad \text{Feinstrukturkonstante} \approx \frac{1}{137}$$

gegeben [Kle92]. Die Strahlungslänge X_0 gibt die Schichtdicke an, bei deren Durchquerung die mittlere Energie eines Elektrons auf den Bruchteil 1/e abgefallen ist. In Driftkammern kann jedoch die Ionisierung über Bremsstrahlungsphotonen gegenüber der Ionisierung durch Coulomb–Wechselwirkung vernachlässigt werden.

2.4 Driftgeschwindigkeit der Elektronen

Bei der Ionisation eines Gases entstehen paarweise Elektronen und Ionen. Ist ein elektrisches Feld vorhanden, so driften die Ionen im Zeitmittel mit einer Geschwindigkeit v^+ in Feldrichtung, wobei diese Driftgeschwindigkeit bei der Annahme einer konstanten mittleren Zeit τ zwischen zwei Stößen linear zum reduzierten elektrischen Feld E/p ist:

$$v^+ = \mu^+ \frac{E}{p}\ . \tag{2.8}$$

p stellt dabei den Gasdruck und μ^+ die Ionenbeweglichkeit dar, die für jede Ionenart eines Gases spezifisch und konstant ist, falls sich die mittlere Ionenenergie nicht ändert.

Für Elektronen ist die Beweglichkeit um einen Faktor 10^2 – 10^3 größer und nicht konstant. Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes können die Elektronen aufgrund ihrer geringeren Masse sowie einer größeren mittleren freien Weglänge zwischen den Stößen mit den Gasmolekülen ihre kinetische Energie stark erhöhen und sehr viel schneller als die Ionen gegen die Feldrichtung driften. Als Driftgeschwindigkeit v_D^- kann in erster Näherung das Produkt zwischen der Beschleunigung eE/m und der mittleren, vom elektrischen Feld E abhängigen Zeit τ innerhalb zweier Stöße angenommen werden:

$$v_D^- = \frac{eE}{m_e}\tau = \frac{eE}{m_e} < \frac{\lambda_e(\varepsilon)}{v(\varepsilon)} > \tag{2.9}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon &: \text{Elektronenenergie} \\ m_e &: \text{Elektronenmasse} \\ E &: \text{Betrag des elektrischen Feldes} \\ v(\varepsilon) &: \text{statistische Elektronengeschwindigkeit} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \lambda_e(\varepsilon) &: \text{ mittlere freie Weglänge} \sim \frac{T}{p}\,\frac{1}{\sigma(\varepsilon)} \\ \sigma(\varepsilon) &: \text{ Gesamtwirkungsquerschnitt} \\ T &: \text{ Temperatur} \\ p &: \text{ Gasdruck .} \end{aligned}$$

Ein Elektron, daß durch ein konstantes elektrisches Feld beschleunigt wird, erreicht aufgrund seiner geringen Masse in etwa 10 ps eine mittlere konstante Driftgeschwindigkeit, wenn der Energiegewinn aus der Beschleunigung gleich dem Energieverlust bei den Zusammenstößen mit den Gasmolekülen ist.
Nach [Pal75] ergibt eine genauere Rechnung folgenden Zusammenhang:

$$v_D^- = \frac{2}{3}\,\frac{eE}{m_e} < \frac{\lambda_e(\varepsilon)}{v(\varepsilon)} > + \frac{1}{3}\,\frac{eE}{m_e} < \frac{d\lambda_e(\varepsilon)}{dv(\varepsilon)} > \quad . \tag{2.10}$$

Die in spitze Klammern gefaßten Größen werden über eine Energieverteilung der Form [Sau77]

$$F(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon}\,\exp\left(-\int \frac{3\,\Lambda(\varepsilon)\,\varepsilon\,d\varepsilon}{\left[e\,E\,\lambda_e(\varepsilon)\right]^2 + 3\,\varepsilon\,k\,T\,\Lambda(\varepsilon)}\right) \tag{2.11}$$

$$\begin{aligned} C &: \text{ Konstante} \\ \Lambda(\varepsilon) &: \text{ relativer Energieverlust bei einem Stoß} \\ k &: \text{ Boltzmannkonstante} \end{aligned}$$

gemittelt. Da für Elektronen mit kinetischen Energien der Größenordnung Elektronenvolt ihre Wellenlänge vergleichbar mit dem Durchmesser der Elektronenbahnen in Edelgasen ist, variiert der Stoßquerschnitt σ aufgrund quantenmechanischer Interferenzeffekte stark mit der Elektronenenergie ε. Dieser Effekt wird auch als Ramsauereffekt bezeichnet.
Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen wird durch das elektrische Feld und die energieabhängigen Größen der statistischen Geschwindigkeit und mittleren freien Weglänge festgelegt. Daher ist diese stark vom Driftgas abhängig. Bei den in dieser Arbeit zugrunde liegenden Messungen der Teilchenspuren mit den Jetkammern wurde das Gas Argon–Ethan in einem Mischungsverhältnis 50/50 in den Kammern verwendet, für das sich in einem Bereich der elektrischen Feldstärke E zwischen 0.8 und 1.2 $\frac{kV}{cm}$ eine konstante Driftgeschwindigkeit von knapp über 50 $\frac{\mu m}{ns}$ einstellt. (Abbildung 2.4).

Wird das Mischungsverhältnis von Argon und Ethan geeignet verändert, so lassen sich kleinere oder größere konstante Driftgeschwindigkeiten in weiten Bereichen des elektrischen Feldes einstellen. Dies basiert auf den Eigenschaften der beiden einzelnen Gasarten:

In Argon beträgt die erste inelastische Anregungsenergie ca. 10 eV. Daher ist der relative Energieübertrag pro Stoß $\Lambda(\varepsilon)$ bei kleineren Energien als dieser gering [Pei84] und die Driftgeschwindigkeit klein [Pal75]. Für das Kohlenwasserstoffmolekül Ethan (C_2H_6) dagegen existieren Vibrations- und Rotationsmoden mit Anregungsenergien zwischen 0.1 und 1 eV. Somit ist ein größerer relativer Energieverlust $\Lambda(\varepsilon)$ und eine kleine, mittlere statistische Geschwindigkeit sowie zusammen mit einer großen mittleren freien Weglänge $\lambda_e(\varepsilon)$ eine große Driftgeschwindigkeit möglich.

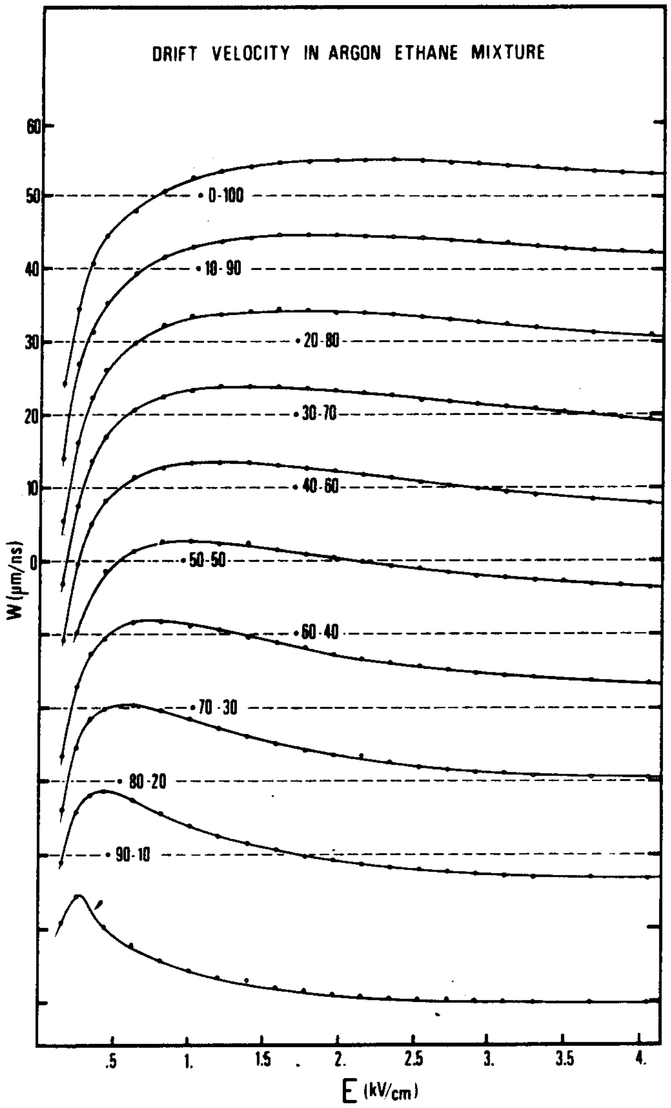


Abbildung 2.4: *Driftgeschwindigkeit in Argon–Ethan–Gemischen für zehn Mischungsverhältnisse nach [Jea79]. Die wirkliche Driftgeschwindigkeit des jeweiligen Gasgemisches wird ermittelt, in dem die gestrichelte Linie mit dem Mischungsverhältnis inklusiv der dazugehörigen an die Meßwerte angepaßten Kurve auf W=50 $\frac{\mu m}{ns}$ geschoben wird.*

2.5 Ladungsträgermultiplikation und Gasverstärkung

Nach der Ionisation eines Kammergases driften die Primärelektronen zur Anode und die Ionen mit einer kleineren Driftgeschwindigkeit zur Kathode. In der Nähe der Anodenoberfläche, etwa einige Drahtradien entfernt, steigt das elektrische Feld bis auf Größenordnungen von $\mathcal{O}(100\ \frac{kV}{cm})$ an. Der Betrag hängt dabei stark vom Radius des Anodendrahtes ab. Ein driftendes Elektron kann so zwischen zwei Stößen aufgrund der größeren Beschleunigung seine kinetische Energie schnell erhöhen und bei einer Kollision mit einem Gasmolekül die-

ses ionisieren, falls seine Energie die erste Ionisationsenergie des Gasmoleküls übersteigt. Die dadurch entstandenen sekundären Elektronen können nun ihrerseits unter diesen Feldstärkebedingungen zwischen zwei Stößen wiederum soviel Energie aufnehmen, daß sie selbst Gasmoleküle ionisieren können. Dieser Vorgang setzt sich lawinenartig weiter fort, bis die Elektronen die Anode erreicht haben. Bei diesem Lawinen–Effekt wird eine Ladungsträgermultiplikation von 10^4 – 10^6 erreicht.
Die Zahl der Elektron–Ion–Paare, die ein Elektron pro Längeneinheit der Wegstrecke erzeugt, wird als erster Townsend–Koeffizient α bezeichnet und beträgt:

$$\alpha(r) = N\,\sigma_{Ion}(r) \tag{2.12}$$

$$\begin{aligned} N &: \text{ Moleküldichte} \\ \sigma_{Ion}(r) &: \text{ Ionisations–Wirkungsquerschnitt .} \end{aligned}$$

Über die Änderung $dn(r) = n(r)\,\alpha\,dr$ der Anzahl der Elektronen nach einer Wegstrecke dr ergibt sich der Multiplikationsfaktor M:

$$M = \frac{n(r)}{n_0} = \exp \int\limits_{r_0}^{r} \alpha(r')\,dr' \tag{2.13}$$

$$\begin{aligned} n_0 &: \text{ Anzahl der primären Elektronen am Ort } r_0 = n_{ges} \\ n(r) &: \text{ Anzahl der durch Multiplikation entstandenen Elektronen am Ort } r \text{ .} \end{aligned}$$

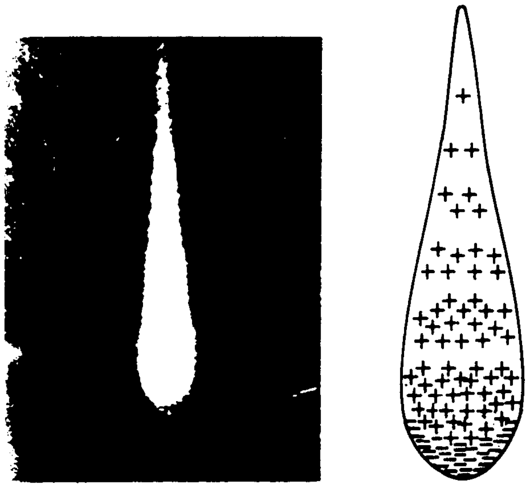


Abbildung 2.5: *Ausbildung einer tropfenförmigen Ladungsträgerlawine in Anodennähe durch Multiplikation nach [Loe61] (zitiert in [Kle92]). Links: Nebelkammeraufnahme, rechts: Verteilung der Ionen (+) und Elektronen (-).*

Aufgrund der sehr unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten eines Elektrons und Ions sowie der Diffusion, nimmt die räumliche Ausdehnung der Ladungsverteilung in einer Lawine eine tropfenförmige Gestalt an (Abbildung 2.5).

Da die Lawinenbildung erst in der Nähe der Anode beginnt und die Elektronen in wenigen Nanosekunden dorthin gedriftet sind, zeigt das Anodendrahtsignal zunächst einen schnellen Abfall. Der größte Teil des Signales wird jedoch durch die Ionendrift zur Kathode in einem Zeitraum von einigen Millisekunden dominiert.

Bei Edelgasen mit großen Ionisierungsquerschnitten können zusätzlich sekundäre Prozesse wie die Abregung von metastabilen Zuständen und als Folge daraus die Emission von UV–Photonen auftreten. Diese können den Driftraum auch längs der Anode durchqueren und dabei neue Elektronenlawinen initiieren, so daß es zu ständigen Entladungen kommen kann. Um dies zu verhindern wird dem reinen Edelgas ein organisches, mehratomiges Gas, wie z.B. Ethan (C_2H_6) zugefügt, das die Photonen absorbieren und ihre Energie in innere Anregung abführen kann. Dieser Vorgang wird als 'Löschen' (engl.: Quenching) bezeichnet.

2.6 Ortsauflösung einer Jetkammer

Eine wichtige Größe, die die Güte einer Jet- oder Driftkammer beschreibt, ist ihre Ortsauflösung. Festgelegt wir diese unter anderem von der endlichen Zeitauflösung σ_{TDC} der zur Messung der Driftzeiten dienenden TDC–Module, deren Arbeitsweise in Kapitel 5 erklärt wird, und dem Fehler der Elektronik σ_{El}. Dieser basiert neben dem Rauschen auf dem sogenannten 'Jitter', welcher eine zeitliche Instabilität der Pulse darstellt, welche am Anodendraht ausgelesen und in der anschließenden Elektronik weiterverarbeitet werden.

Weitere Beiträge zur Ortsauflösung sind die Fehler, die sich aus der Statistik der Primärionisation σ_{Ion} und der Diffusion der driftenden Elektronen σ_{Diff} ergeben. Somit resultiert für die gesamte Ortsauflösung näherungsweise:

$$\sigma_{Aufl}(r) = \sqrt{\sigma_{TDC}^2 + \sigma_{El}^2 + \sigma_{Ion}^2 + \sigma_{Diff}^2} \,. \tag{2.14}$$

Im folgenden Abschnitt werden diese vier, die Ortsauflösung bestimmenden Effekte, näher erläutert.

- *Endliche Zeitauflösung der TDC–Module:*

  Mittels eines TDC–Moduls wird einer Driftzeit ein Kanal bzw. ein Zeitintervall mit einer endlichen Breite Δt zugewiesen. Falls die gemessenen Driftzeiten einer Gleichverteilung über einem Zeitintervall Δt unterliegen, erhält man für die Varianz der Zeitmessung

$$\sigma_t^2 = \int_0^{\Delta t} \left(\frac{\Delta t}{2} - t'\right)^2 \frac{1}{\Delta t}\, dt' = \frac{\Delta t^2}{12} \tag{2.15}$$

  und damit für σ_{TDC}

$$\sigma_{TDC}(r) = \sigma_t \; v_D(r) = \frac{1}{\sqrt{12}} \, \Delta t \; v_D(r) \;, \tag{2.16}$$

wobei $v_D(r)$ die Driftgeschwindigkeit angibt. Es muß hierbei jedoch eine konstante Driftgeschwindigkeit vorausgesetzt werden. Wie in Kapitel 6 gezeigt wird, gilt dies für das während der Messungen in den Jetkammern verwendete Gasgemisch Argon–Ethan (50/50) im Bereich der elektrischen Feldstärke von 0.8 – 1.2 $\frac{kV}{cm}$ (Abbildung 2.4).

- *Elektronischer Fehler σ_{El}:*

  Die oben angesprochenen Fluktuationen in der Flankensteilheit führen zu einem Fehler mit gleichem Verhalten, wie der durch die endliche Zeitauflösung der TDCs verursachte:

$$\sigma_{El}(r) = \sigma_{El}(t)\ v_D \ . \tag{2.17}$$

- *Fehler σ_{Ion} aus der Primärionisationstatistik:*

  Im allgemeinen ist die Driftstrecke der durch Ionisation entstandenen Elektronen vom kürzesten Abstand zwischen der Anode und der Spur aufgrund von statistischen Fluktuationen der Ionisationsorte verschieden (Abbildung 2.6).

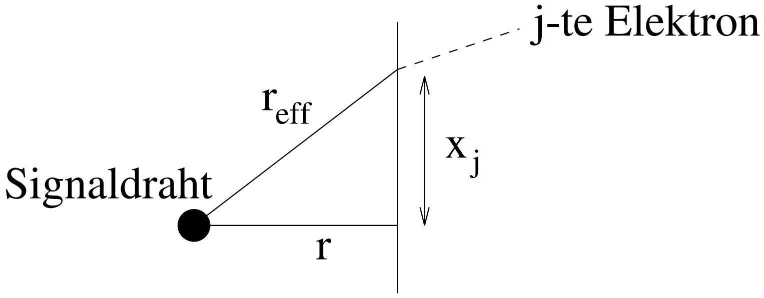


Abbildung 2.6: *Beziehung zwischen dem Abstand Spur–Draht und der Ionisationsstatistik [Thu90].*

Daraus ergibt sich als Beitrag der Ionisationsstatistik zur Ortsauflösung, wenn aus der Driftzeit des j–ten Primärelektrons der Abstand der Spur von der Anode bestimmt wird, der Fehler [Thu90]:

$$\sigma_{Ion} = \sqrt{\frac{x_j^2}{r^2 + x_j^2}\ \frac{j}{n_p}} = \sqrt{\frac{j^3}{4n_p^2(4n_p^2 r^2 + j^2)}} \ . \tag{2.18}$$

Dabei bezeichnet r den kürzesten Abstand der Teilchenspur zum Signaldraht und n_p die Anzahl der Primärionisationen pro Einheitslänge. Der Fehler σ_{Ion} ist für bestimmte realistische Werte von n_p und j in Abbildung 2.7 in Abhängigkeit von r dargestellt.

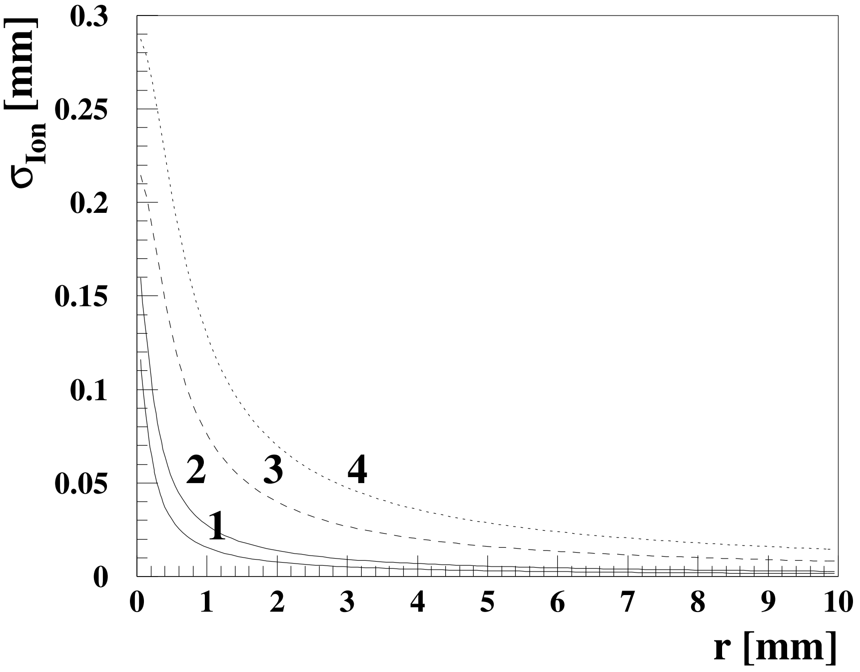


Abbildung 2.7: *$\sigma_{Ion}(r)$ für verschiedene n_p und j. Kurve 1: n_p/cm=40, j=1; Kurve 2: n_p/cm=30, j=1; Kurve 3: n_p/cm=40, j=3; Kurve 4: n_p/cm=30, j=3.*

- *Fehler σ_{Diff} durch Diffusion*:

  Die durch die Ionisation des Kammergases erzeugten und aufgrund des elektrischen Feldes in Richtung Anode driftenden Elektronen führen elastische und inelastische Streuungen an den Gasmolekülen aus. Die dabei auftretenden Änderungen der Bewegungsrichtung sind statistisch verteilt und fluktuieren um so stärker, je größer die Anzahl der Zusammenstöße ist. Diese nimmt mit zunehmendem Abstand des Ionisationsortes vom Signaldraht hin zu, so daß der Fehler durch die Diffusion von der Driftstrecke abhängig wird:

$$\sigma_{Diff}(r) = \sqrt{\frac{2\,D(\bar{\varepsilon})}{v_D}\,r} \tag{2.19}$$

  mit einem Diffusionskoeffizienten [Pal75]

$$D(\bar{\varepsilon}) = \frac{1}{3}\,<\lambda_e(\bar{\varepsilon})\,v> \approx \sqrt{\frac{2}{9\sqrt{3}}\,\frac{eE}{m}\,\frac{\lambda_e^3(\bar{\varepsilon})}{\sqrt{\Lambda(\bar{\varepsilon})}}}\,. \tag{2.20}$$

Für die Driftgeschwindigkeit v_D ergibt sich unter der Annahme einer schmalen Energieverteilung der Elektronen und mit Gleichung 2.10 nach [Pal75]:

$$\sigma_{Diff}(r) \approx \sqrt{r\,\lambda_e(\bar{\varepsilon})\,\sqrt{\frac{2}{3\,\Lambda(\bar{\varepsilon})}}}\,. \tag{2.21}$$

Wie an Gleichung 2.21 zu erkennen ist, sollten in Jetkammern vornehmlich Gase mit kleiner mittlerer freier Weglänge eingesetzt werden, um die Diffusion einzuschränken.

Unter der Annahme von thermischen Elektronen und einer Maxwellschen Energieverteilung der Elektronen mit einer mittleren thermischen Energie von 0.025 eV unter Normalbedingungen kann der Diffusionkoeffizient $D(\bar{\varepsilon})$ nach [Sau77] mit

$$D(\bar{\varepsilon}) = \frac{kTp}{eE}\,v_D \tag{2.22}$$

angenähert werden. Es gilt dann für den Fehler aufgrund der Diffusion:

$$\sigma_{Diff}(r) = \sqrt{2\,D\,t} \tag{2.23}$$

und daher

$$\sigma_{Diff}(r) = \sqrt{\frac{2kTp}{eE}\,v_D\,t}\,. \tag{2.24}$$

Im Falle einer über der gesamten Zelle konstanten Driftgeschwindigkeit v_D, eines konstanten elektrischen Feldes und äußeren Bedingungen wird

$$\sigma_{Diff}(r) = \sqrt{\frac{2kTp}{eE}\,r} = const. \cdot \sqrt{r}\,. \tag{2.25}$$

Zusammenfassend kann die Ortsauflösung in drei Beiträge mit unterschiedlicher Ortsabhängigkeit aufgeteilt werden, falls eine konstante Driftgeschwindigkeit und ein konstantes elektrisches Feld vorrausgesetzt werden:

- Eine $\sqrt{r}$–Abhängigkeit aufgrund der Diffusion σ_{Diff}.
- Ein vom Driftweg unabhängiger Beitrag durch die Fehler σ_{TDC} und σ_{El} in der Elektronik.
- Ein mit dem Abstand vom Anodendraht abfallender Beitrag der Primärionisationsstatistik.

Abbildung 2.8 verdeutlicht dies noch einmal am Beispiel der Messung der Ortsauflösung einer Driftkammer von Filatova et al. [Fil77].

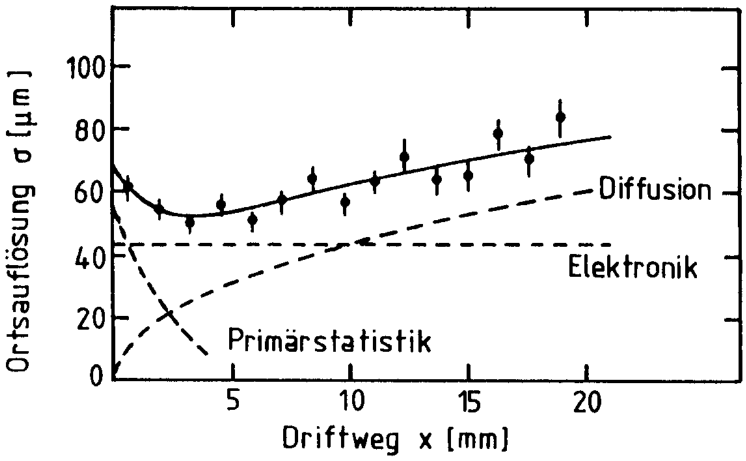


Abbildung 2.8: *Beiträge der Primärstatistik, Elektronik und Diffusion zur Ortsauflösung einer Driftkammer am Beispiel der Messung von Filatova et al. [Fil77] (zitiert in [Sau77]).*

.

Kapitel 3

Planung und Bau der Jetkammern

In diesem Kapitel wird der Bau der vier Jetkammern beschrieben. Dazu wird neben den Anforderungen die endgültige Geometrie der Driftzelle dargestellt. Nachdem die Potentialverhältnisse in einer Jetkammer untersucht worden sind, wird auf die einzelnen Baustufen der Kammern eingegangen. Die Montage der Jetkammern in einem Gasbehälter und eine Darstellung ihrer relativen Position zueinander schließen das Kapitel ab.

3.1 Anforderungen an die Jetkammern und ihr Entwurf

Zur Festlegung der Teilchenstrahlposition und Bestimmung der Ortsauflösung des Auftreffpunktes der Teilchen auf dem SPACAL–Testmodul sollte eine Driftkammer mit einer Anodenanordnung gebaut werden, die eine Einzeldrahtauflösung von 100 – 200 μm besitzt. Für die Anodenanordnung wurde entschieden, vier Driftkammern mit einer Jetkammergeometrie in definiertem Abstand aufzubauen. Die Ausrichtung der Anodendrähte von jeweils zwei Kammern sind gleich, aber senkrecht zur Längsrichtung der Anoden der anderen beiden Kammern. Damit kann aus der Driftrichtung der Ionisationselektronen eine in den Koordinaten vollständige Spurrekonstruktion erfolgen. Der große Abstand zwischen den Kammern verbessert durch seine Wirkung als Hebelarm die Ortsauflösung auf der Oberfläche des SPACAL–Testmoduls deutlich.

Die Jetkammergeometrie der Driftkammern hat in diesem Fall gegenüber der üblichen vielzelligen Driftkammer oder Vieldrahtproportionalkammer den Vorteil, daß weniger Drähte und damit Material im Teilchenstrahl vorhanden ist, wodurch eine viel geringere Vielfachstreuung verursacht wird. Desweiteren müssen sehr viel weniger Anoden elektronisch ausgelesen werden. Wichtig ist vor auch allem das durch die Geometrie der Driftzelle ein homogenes Driftfeld erreicht wird. Ein Nachteil ist jedoch die große Driftstrecke der Elektronen zum Signaldraht. Bei einem großen Abstand des Primärionisationsortes nimmt der Einfluß der Diffusion auf die Ortsauflösung zu und führt zu ihrer Verschlechterung. Wie groß die Diffusion ist, hängt wie in Kapitel 2.6 beschrieben von der Stärke des elektrischen Feldes und den Eigenschaften der gewählten Gasart ab.

D. Lauterjung erstellte in Anlehnung an die Geometrie der ZEUS–Vorwärts–Driftkammern [Boc93] einen Entwurf für eine Jetkammer, die die oben genannten Anforderungen erfüllen sollte [Lau93]. In Abbildung 3.1 ist die Geometrie der Jetkammer in einem Schnitt senkrecht zu den Drähten dargestellt.

In der Mitte zwischen zwei parallelen Kathodenflächen, die einen Anstand von 6 cm haben, liegt eine Ebene mit 10 Anoden- und 11 Potentialdrähten. Dabei ist ein Anodendraht 3.5 mm von einem Potentialdraht entfernt. Ober- und unterhalb der beiden äußeren Potentialdrähte befindet sich jeweils eine Reihe von 10 Felddrähten, die die Zelle bis zur Kathodenfläche abschließen. Alle Drähte haben eine Länge von 8 cm. Am Ende der Felddrähte liegen feldformende Kupferstreifen mit einer Breite von 1 mm (vgl. Abbildung 3.5).

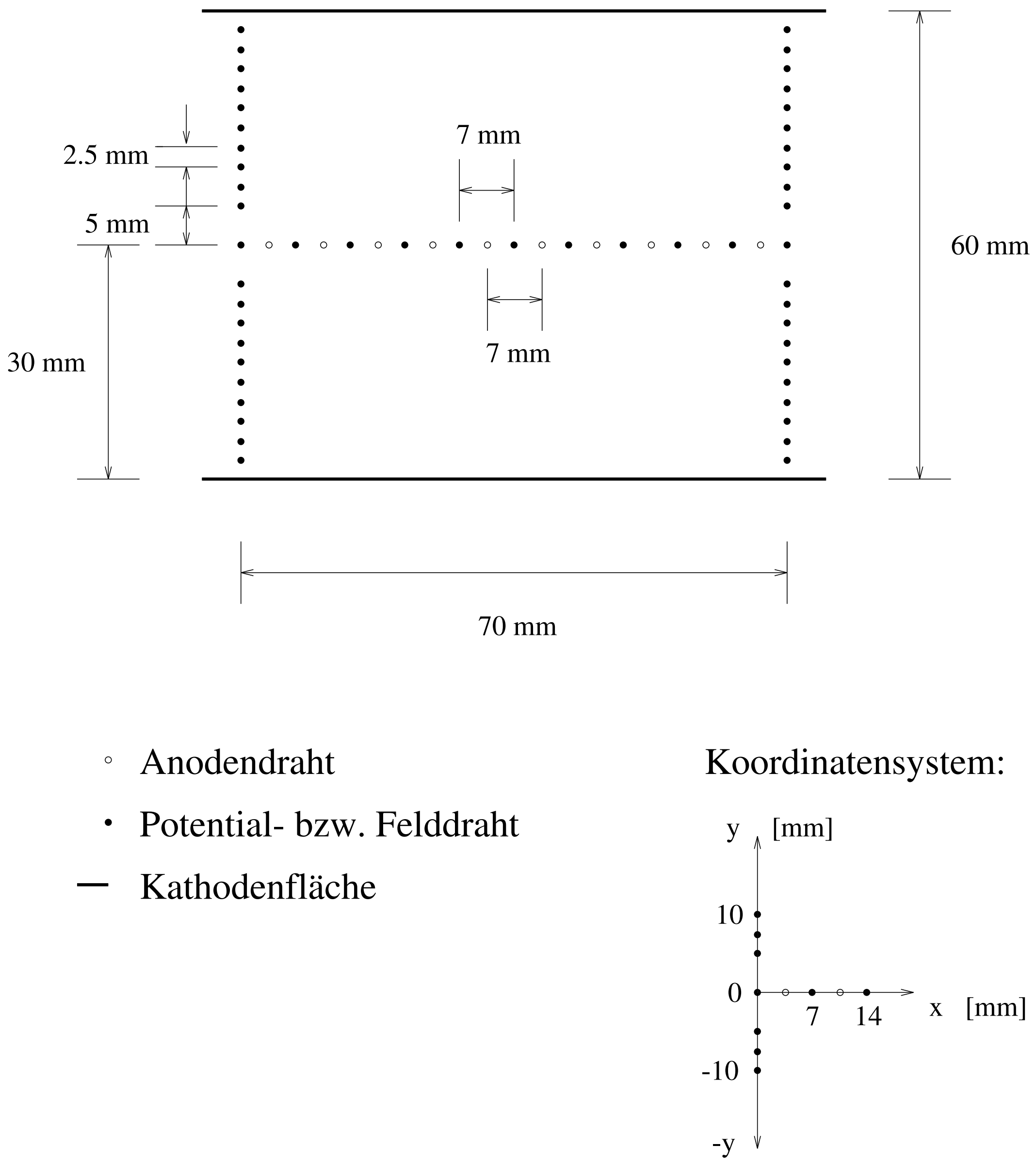


Abbildung 3.1: *Geometrie der Driftzelle einer Jetkammer in einem Schnitt senkrecht zu den Drähten und Lage des im weiteren Verlauf dieses Kapitels verwendeten Koordinatensystems.*

Als Signaldrähte dienen goldbeschichtete Wolframdrähte mit einem Durchmesser von 20 μm, während die Potential- und Felddrähte aus Kupfer–Beryllium mit D=75 μm bestehen. Der Durchmesser der Felddrähte sowie ihr Abstand ergab sich aus folgendem Optimierungsproblem: Die Felddrähte sollten zum einen so wenig wie möglich zur Vielfachstreuung beitragen, aber zum anderen darf die elektrische Feldstärke auf der Drahtoberfläche nicht größer als etwa 25 $\frac{kV}{cm}$ sein, sonst wäre die 'Lebensdauer' der Jetkammern durch Ablagerungen auf den Drähten und dem daraus folgenden Anstiegs des Dunkelstromes reduziert worden [Geb93]. Die Durchmesser der Drähte sollten wegen der Handhabung größer als 20 μm und die Drahtabstände sollten ein ganzzahliges Vielfaches von 500 μm sein, um die auf der Drahtspannvorrichtung angebrachten Kämme benutzen zu können.

3.2 Potentialsimulationen

Eine konstante Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Driftraum ermöglicht eine starke Vereinfachung der Orts–Driftzeit–Beziehung. Um diese Konstanz zu erreichen, ist eine homogene und konstante Feldstärke im Driftraum notwendig, deren Wert sich nach der Wahl des Kammergases und der Geometrie der Driftzelle richtet. Die Wahl des Jetkammergases fiel auf Argon–Ethan mit einem Mischungsverhältnis von 50/50, da es ein oft in Driftkammern eingesetztes 'schnelles Gas' ist, dessen Driftgeschwindigkeit mit zunehmender elektrischer Feldstärke in eine Sättigung übergeht. Abbildung 2.4 gibt die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke im Gasgemisch Argon-Ethan (50/50) wieder. Im Bereich einer elektrischen $\vec{E}$–Feldstärke von 0.8 bis 1.2 $\frac{kV}{cm}$ ist die Driftgeschwindigkeit nahezu konstant. Somit haben leichte Inhomogenitäten im elektrischen Feld, das in diesem Bereich liegt, keinen Einflußauf die Größe der Driftgeschwindigkeit. Die hohe Driftgeschwindigkeit ist außerdem für einen Betrieb der Kammern bei höheren Teilchenströmen und unter Berücksichtigung der möglichen Driftstrecken in der Jetkammer für die Nutzbarkeit des gewählten TDC–Typs von Vorteil.

Da eine konstante Driftgeschwindigkeit die Orts–Driftzeit–Beziehung stark vereinfacht, sollte die elektrische Feldsträrke im Driftraum einen Wert um (1.0$\pm$0.2) $\frac{kV}{cm}$ besitzen. Es mußte daher eine Spannung an den Drähten und Kathodenflächen einer Jetkammer festgelegt werden, damit dieser Wert erhalten wird.

Zur direkten Verstärkung und Weiterverarbeitung der Anodensignale sollten sich die Anoden auf Erdpotential befinden, so daß keine Kondensatoren zur Signalauskopplung benutzt werden mußten. Eine Abschätzung der Spannung an den Kathodenflächen unter der Berücksichtigung des elektrischen Feldes um eine Anode ergab daher einen Wert von –4.5 bis –5.0 kV, damit die geforderte elektrische Feldstärke von (1.0$\pm$0.2) $\frac{kV}{cm}$ erreicht wurde.

Die Felddrähte und -streifen sollten für einen linearen Potentialverlauf und somit für eine konstante Feldstärke von der Signaldraht- zur Kathodenebene sorgen. Für eine Ebene senkrecht zu den Anoden und den Kathodenflächen bedeutet dies, daß die Äquipotentiallinien äquidistant sind. Dazu müssen aber die Felddrähte und -streifen in den Jetkammern bestimmte Spannungen besitzen. Vorraussetzung zum Auffinden dieser Werte war eine Vorgabe der Spannungen an den Potentialdrähten und den Kathodenflächen in einem bereits existierenden Potentialsimulationsprogramm. Dieses war von D. Lauterjung geschrieben worden [Lau93]. In der Potentialsimulation konnten nur Werte in der x-y–Ebene berechnet werden, wobei die Feldstreifen keine Berücksichtigung fanden, so daß im Prinzip von unendlich langen Drähten ausgegangen wurde.

Zunächst wurde für die Potentialdrähte eine Spannung von –2.0 kV und für die Kathodenflächen von –5.0 kV festgelegt. Die nominelle Spannung von –5.0 kV an den Kathodenflächen wurde jedoch bei den Messungen am DESY und CERN auf –4.9 kV korrigiert, was in Kapitel 5.5 näher erläutert wird.

Abbildung 3.2 stellt den Potentialverlauf in der Jetkammer und die Abbildung 3.3 a) die entsprechenden Äquipotentiallinien dar, falls die Spannungen an den Felddrähten mittels linearer Interpolation zwischen den Werten von –2.0 kV und –5.0 kV gewählt werden. In diesen Abbildungen ist eine Krümmung der Äquipotentiallinien zu erkennen. Ziel war jedoch ein linearer Potentialverlauf im Driftraum, der durch die Kathodenflächen, die Anoden–Potentialdrahtebene und die Felddrähte begrenzt wird.

Dies konnte verwirklicht werden, indem in einem iterativen Verfahren nacheinander allen Felddrähten, beginnend bei den der Signaldrahtebene nächsten Felddrähten, das gleiche Potential wie in der Driftraummitte zwischen den gegenüberliegenden Felddrähten zugeordnet wurde. Die korrigierten Spannungen an den Felddrähten basierend auf dieser Potentialsimulation sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Den Verlauf der Äquipotentiallinien mit den neuen

Felddraht Nr.	Spannung [V]
1	–4636
2	–4327
3	–4084
4	–3809
5	–3514
6	–3229
7	–2971
8	–2676
9	–2410
10	–2101

Tabelle 3.1: *Korrigierte Spannungen an den Felddrähten.*

Spannungswerten für die Felddrähte veranschaulicht die Abbildung 3.3 b). Es zeigte sich in der Potentialsimulation, daß die Absenkung der nominellen Kathodenspannung von –5.0 kV auf –4.9 kV während der Messungen keinen merklichen Einfluß auf den Potentialverlauf hat. Mit der Abnahme der Spannung an den Kathodenflächen ist auch eine proportionale Änderung der Spannung an den Felddrähten verbunden, da die Potentialdrähte in der Spannungsteilerkette der Felddrähte mit enthalten sind (Abbildung 3.16).

Abbildung 3.4 zeigt den Potentialverlauf in Abhängigkeit der y–Position an bestimmten Stellen x bei einer Kathodenspannung von –4.9 kV. Im Raum bis etwa 5 mm von der Anodenebene entfernt, überlagern sich alle drei Potentialverläufe. Aus der Steigung in diesem Bereich kann der Wert des elektrischen Feldes, daß senkrecht zur Anodenebene und zu den

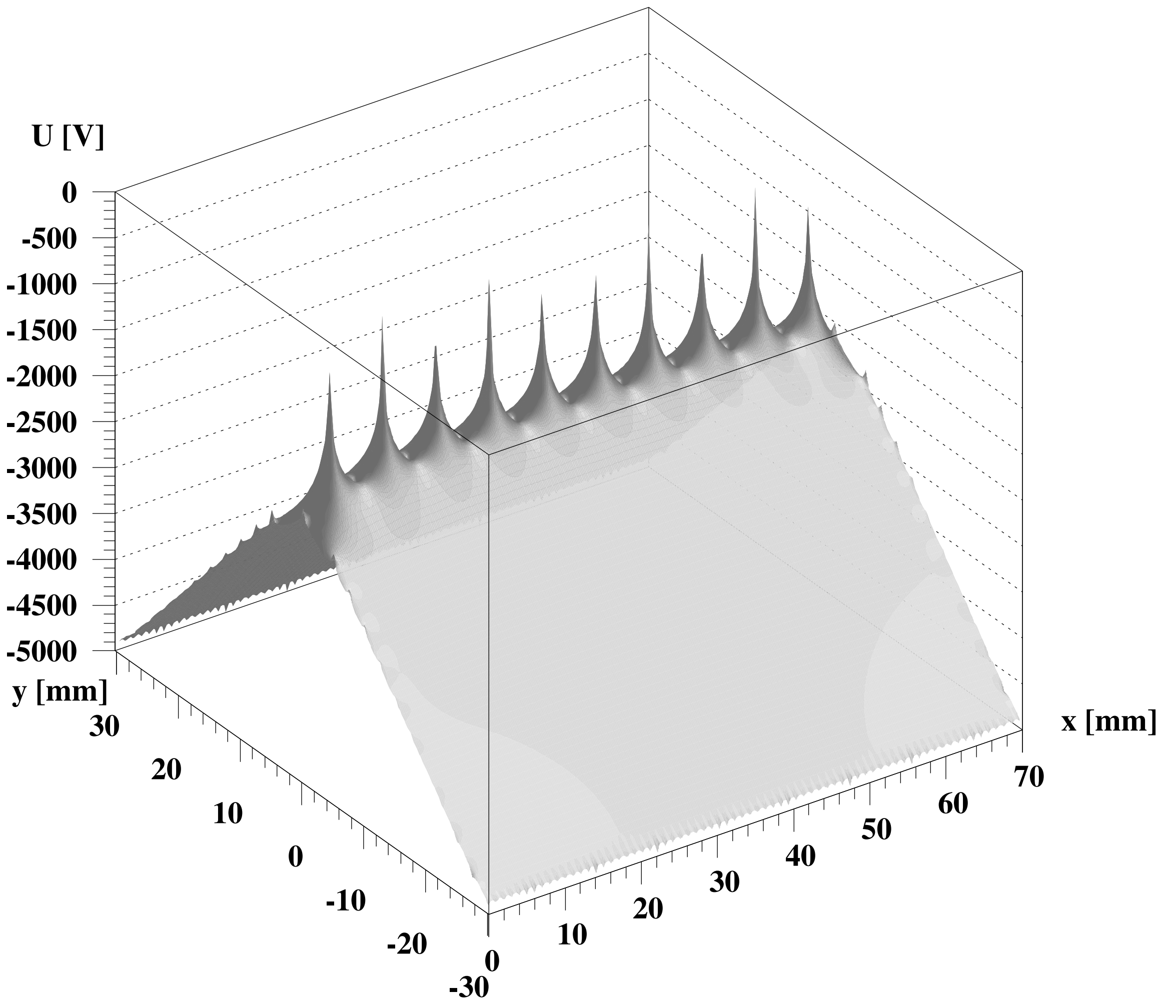


Abbildung 3.2: *Potentialverlauf in einer Ebene senkrecht zur Anodenebene bei einer Kathodenspannung von –5.0 kV und linearer Spannungszunahme an den Felddrähten.*

Kathodenflächen steht, bestimmt werden. Es ergibt sich:

$$E = (1080.2 \pm 0.2)\frac{V}{cm} \ . \tag{3.1}$$

Dieser Wert ändert sich um 10 $\frac{V}{cm}$, falls an den Kathoden eine Spannung von –5.0 kV anliegt. Somit kann angenommen werden, daß das elektrische Feld im Driftraum selbst bei geringen Spannungsschwankungen einen konstanten Wert von (1.08±0.01) $\frac{kV}{cm}$ besitzt und daß damit die Voraussetzung für eine konstante Driftgeschwindigkeit gegeben ist.

Abbildung 3.3: *a): Äquipotentiallinien für den in Abbildung 3.2 gezeigten Potentialverlauf. b): Äquipotentiallinien im Driftraum nach der Korrektur der an die Felddrähte angelegten Spannungen.*

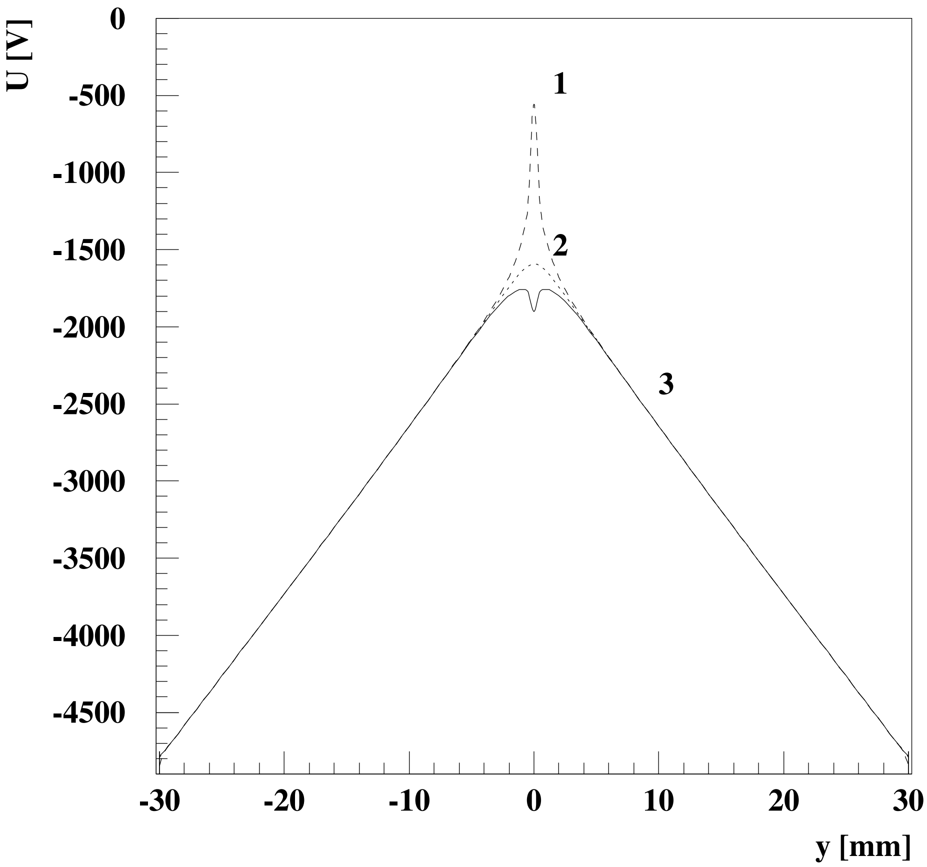


Abbildung 3.4: *Potentialverlauf in Abhängigkeit der y–Position an bestimmten Stellen x bei einer Kathodenspannung von –4.9 kV. Kurve 1: x=31.44 mm (Position der inneren Anode), Kurve 2: x=33.22 mm (Position zwischen innerer Anode und mittlerem Potentialdraht), Kurve 3: x=35.00 mm (Position des mittleren Potentialdrahtes).*

3.3 Bau der vier Jetkammern

3.3.1 Fertigung einer Jetkammerhälfte

Um die einzelnen Phasen des Jetkammerbaus besser verdeutlichen zu können, zeigt Abbildung 3.5 die eine Hälfte einer Jetkammer. Die andere Hälfte ohne Anoden- und Potentialdrahtebene zeigt Abbildung 3.11. Über Gewindestangen werden diese beiden Hälften zusammengesetzt, wie in Abbildung 3.20 zu erkennen ist. Im weiteren Verlauf wird geschil-

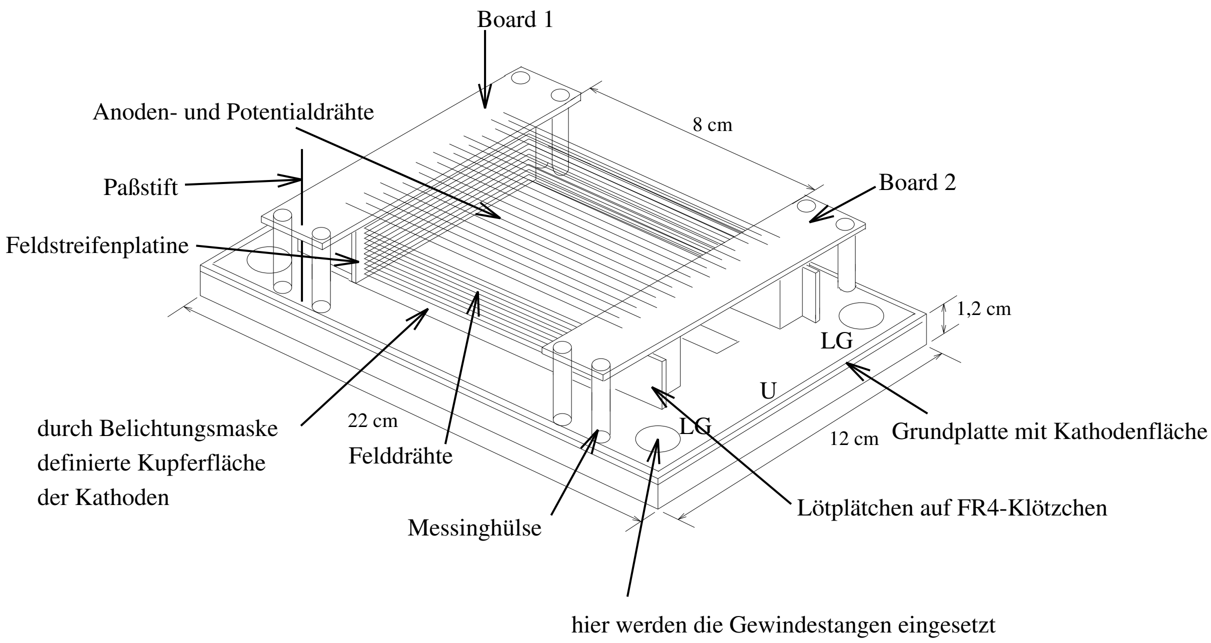


Abbildung 3.5: *Skizze der Hälfte einer Jetkammer.*

dert, wie eine Jetkammerhälfte gefertigt wurde.

Zunächst wurden Grundplatten mit den Kathodenflächen (Abbildung 3.5 und 3.11) gefertigt. Als Ausgangsmaterial dienten dazu 20×30 cm^2 große und 2 mm dicke FR4–Platten, die einseitig mit einer 35 μm dicken Kupferfläche und über dieser mit einer photopositiven Schicht bedeckt waren. FR4 ist die Bezeichnung für ein genormtes Glasfaser–Epoxidmaterial[1]. Mit Hilfe einer Belichtungsmaske (Abbildung 3.6) entstand später eine in den Abmessungen präzise Kupferfläche als Kathodenebene.

Auf der Belichtungsmaske ist eine Umrandung U eingetragen, die die spätere Abmessung einer Jetkammerhälfte beschreibt. Außerdem befinden sich auf ihr durch Kreise bzw. Fadenkreuze gekennzeichnet die definierten Positionen LG für die Gewindestangen, die die beiden Kammerhälften später miteinander verbinden, für die Boards, auf welchen die Potential- und Signaldrähte festgelötet werden, sowie für die Paßstifte, die ein Verdrehen oder eine Verschiebung der Kammerhälften gegeneinander verhindern (vgl. Abbildung 3.5)

In die FR4–Grundplatte wurden mittels einer NC–Fräsmaschine Löcher mit einem Durchmesser von 0.8 mm an den Positionen und mit den Abständen gebohrt, wie sie auch auf der

[1] DIN 7735

Belichtungsmaske vorgegeben sind. So konnten anschließend die Kreise und Fadenkreuze der Belichtungsmaske genau mit den Löchern in Übereinstimmung gebracht werden. Als abschließender Arbeitsgang wurden die FR4–Platten belichtet, das Kupfer entsprechend der Vorgabe durch die Belichtungsmaske weggeätzt und auf ihre richtige, durch die Umrandung festgelegte Größe von 12×22 cm^2 zugeschnitten.

Abbildung 3.6: *Belichtungsmaske für die Kathodenflächen auf einer Grundplatte.*

Zur Herstellung der Feldstreifen wurde von weiteren Platten des oben genannten FR4–Materials die photopositive Schicht in einem Acetonbad unter einem Abzug entfernt. Auf einer NC–Fräsmaschine wurden dann hieraus Plättchen ausgesägt und auf diesen das Kupfer bis auf zehn 1 mm breite Streifen im Abstand von 2.5 mm präzise abgefräst. An den Enden der Streifen wurde jeweils ein Loch mit 0.6 mm Durchmesser gebohrt. Abbildung 3.7 zeigt die fertigen Feldstreifenplatinen (links unten).

Durch die Löcher der Feldstreifenplatinen wurden später die Felddrähte geführt. Zur Befestigung der Felddrahtenden fand die Herstellung von zwei Platinenarten statt: Mittels einer Maske (Abbildung 3.8) wurden kleine Platten des mit kupfer- und photopositiver Schicht bedeckten FR4-Materials belichtet, das unerwünschte Kupfer weggeätzt und anschließend zugeschnitten. Die Kupferschicht auf den Platinen wurde danach in einem Zinnbad veredelt, um eine Oxidation der Oberfläche zu verhindern und um das Lötzinn später besser aufbringen zu können. Im letzten Arbeitsgang wurden sie auf unbeschichtete 10 mm dicke FR4–Klötzchen geklebt (Abbildung 3.7, rechts unten), wodurch sie auf den Grundplatten mit den Kathodenflächen einfacher fixiert werden konnten (vgl. Abbildung 3.11). Als Kleber diente ein Zweikomponentenkleber auf Epoxydharz–Basis[2], der im Ofen bei 70°C nach 6 Stunden ausgehärtet war. Das Aushärten des Klebers im Ofen bei dieser Temperatur war zudem noch von weiterem Nutzen. Während dieses Zeitraumes konnte ein Ausgasen

[2]Firma, Typ: 3M, Scotchcast

Abbildung 3.7: *Einzelne Teile einer Jetkammer. Links unten: Felstreifenplatine, rechts unten: auf FR4–Klötzchen aufgeklebte Lötplättchen für die Felddrähte, links oben: Boards 1 und 2 mit eingeklebten Messinghülsen.*

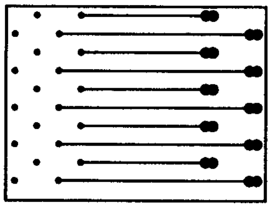


Abbildung 3.8: *Belichtungsmaske für die Lötplättchen der Felddrähte im Maßstab 1:1.*

von Fremdstoffen, die ein Altern der Jetkammern beschleunigen können, erfolgen. Trotzdem wurde beim Bau der Jetkammern und auch später beim Bau des Gasbehälters darauf geachtet, nur so viel Kleber zu benutzen, wie es unbedingt notwendig war.

Zur Befestigung der Signal- und Potentialdrähte dienten zwei Platinen, im weiteren auch als Board 1 und 2 bezeichnet, welche in den Abbildungen 3.9, 3.7 und 3.5 dargestellt sind. Ihre Herstellung geschah nach folgendem Ablauf:

Auf der NC-Fräsmaschine wurde gemäß Abbildung 3.9 die Kupferschicht einer 3.5 mm dicken FR4–Platte entfernt und zwischen die Lötstellen der Anoden 2 mm breite und 10 mm lange Rillen gefräst, die die Ausbildung von Kriechströmen beim Betrieb der Jetkammer vermindern sollen. Anschließend wurden an die Stellen, auf die später die Anoden und Poten-

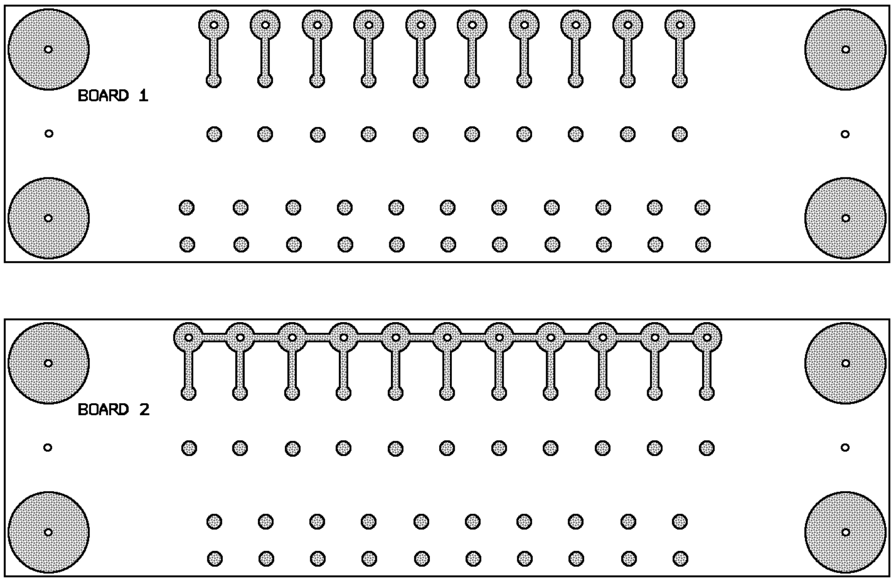


Abbildung 3.9: *Platinen zur Befestigung der Signal- und Potentialdrähte. Die grau schattierten Flächen kennzeichnen Kupferflächen.*

tialdrähte gelötet und an denjenigen, an denen Messinghülsen eingeklebt werden sollten, Photolack aufgetragen, der im Ofen bei 80°C sieben Stunden lang getrocknet wurde. Durch Ätzen wurde anschließend das nicht durch Photolack geschützte Kupfer und der Photolack selber durch ein Acetonbad entfernt. Mit der NC–Fräsmaschine war außerdem in die Mitte der vier an den Seiten der Platinen liegenden kreisförmigen Kupferflächen LM (Abbildung 3.9) ein 0.8 mm großes Loch gebohrt worden. Diese Löcher wurden nun mittels eines 8.2 mm–Bohrers vergrößert und entgratet. Die Löcher LP (Abbildung 3.9) zwischen den beiden 8.2 mm großen Löchern wurden mit einem 2.9 mm–Bohrer grob und mit einer 3 mm–Reibahle fein aufgebohrt. Daraufhin konnten die Platinen vollständig ausgesägt, entgratet und verzinnt werden. Damit die Anoden-Potentialdrahtebene einen definierten Abstand von 3 cm zu den Kathodenflächen besitzen, wurden in die Platinen, Messinghülsen (Abbildung 3.10 und 3.5) an den Stellen der 8.2 mm–Löcher geklebt (Abbildung 3.7). Desweiteren mußte garantiert sein, daß diese Boards gegenüber den Kathodenflächen nicht verdreht wurden, ihre Kante genau oberhalb der Kante der Kupferfläche der Kathode sitzt und daß beide Jetkammerhälften mit den Kathodenflächen und Felddrähten bzw. -streifen präzise übereinander liegen. Daher wurden in die 3 mm großen Löcher zwischen den Messinghülsen 3 mm dicke Paßstifte aus ST37–Stahl eingeführt, die so lang sind, daß sie auch in die entsprechenden Löcher auf den Grundplatten passen (Abbildung 3.5). Die Löcher für die Paßstifte in der Grundplatte wurden ebenso mit einem 2.9 mm–Bohrer erst vor- und dann mit einer 3 mm–Reibahle nachgebohrt, so daß ein Paßstift im Loch keine Bewegungsfreiheit hatte. Neben diesen Bohrungen in den 2 mm dicken Grundplatten wurden auch schon 4 bzw. 6 mm große Löcher für die Schrauben, die durch die Messinghülsen der Boards 1 und 2 zu deren Befestigung auf der Grundplatte geschoben wurden, und für die Gewindestangen, die die beiden Jetkammern miteinander verbinden sollten, gebohrt. Da die beiden 2 mm dicken

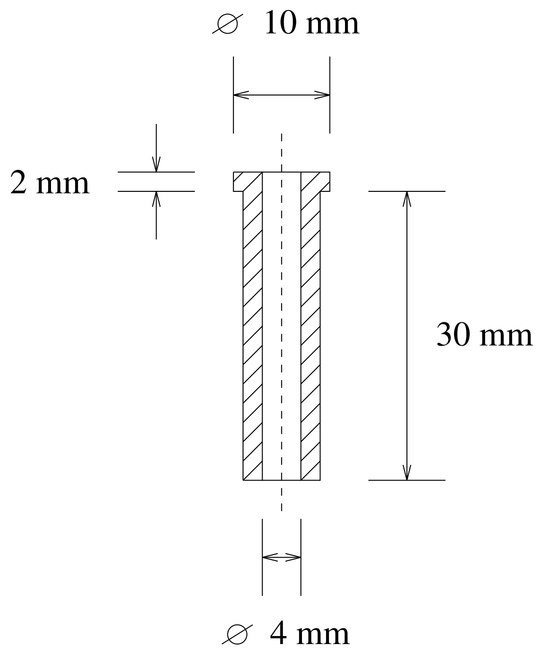


Abbildung 3.10: *Skizze der in die Boards 1 und 2 eingeklebten Messinghülsen.*

FR4–Grundplatten mit den Kathodenflächen unstabil und biegsam gewesen wären, wurden sie jeweils auf eine 10 mm dicke FR4–Platte gleicher Abmessungen und Lochpositionen geschraubt (Abbildung 3.5).

Das Aufkleben von Feldstreifen- und Felddrahtplättchen erfolgte im nächsten Arbeitsgang. Auf eine Feldstreifenplatine wurden zwei Felddrahtplättchen knapp hinter die Lochreihe und diese dann wiederum auf die Kathodenflächen–Grundplatte geklebt. Dadurch mußten die Feldstreifenplatinen selbst nicht mit Kleber auf die Grundplatte gesetzt werden. So wurde verhindert, daß sich Kleber zwischen Kathodenfläche und Feldstreifenplatine ausbreiten und später im trockenen Zustand das elektrische Feld verzerren würde.

Solange der Kleber noch flüssig war, konnten sich die Platinen auf der Grundplatte gegeneinander verschieben. Um dies zu verhindern, wurden sie mit Schablonen aus Stahl fixiert, was auch eine präzise Positionierung ermöglichte. Die kurze Kante der Feldstreifenplatinen fiel mit der Kante der Kupfer–Kathodenfläche zusammen. Da sie außerdem genauso breit wie die Kupferfläche waren, konnte auch eine seitliche Verschiebung bemerkt werden. Abbildung 3.11 verdeutlicht den Aufbau auf einer Kathoden–Grundplatte.

Beim Aufkleben mußte darauf geachtet werden, daß die Löcher in den Feldstreifenplatinen nicht durch die Felddrahtplatinen verdeckt wurden, so daß keine Drähte mehr durch sie hindurch gesteckt werden konnten. Ebenso mußte durch die Schablonen sichergestellt werden, daß die Platinen senkrecht auf der Grundplatte standen. Der senkrechte Aufbau konnte überprüft werden, indem die Boards 1 und 2 auf die Grundplatte aufgesetzt, festgeschraubt und die Paßstifte durch die Löcher in den Boards und der Grundplatte geschoben wurden. Dann konnte anhand der Kanten von Messinghülsen, Paßstiften und Board–Platine die Position zwischen Kathoden–Grundplatte und Feldstreifen- sowie Felddrahtplatine visuell untersucht werden. Wenn die zweite Grundplatte einer Jetkammer beklebt wurde, konnten

Abbildung 3.11: *Jetkammerhälfte mit Aufbau und Felddrähten.*

die beiden Hälften über die Paßstifte miteinander verbunden und somit beim Zusammenkleben sichergestellt werden, daß beide Hälften in den Felddrahtebenen und Feldstreifenplatinen übereinander lagen.

3.3.2 Das Spannen der Drähte

Wie in Kapitel 3.1 bereits erwähnt wurde, dienen als Anoden goldbeschichtete Wolframdrähte mit einem Durchmesser von 20 μm und als Potential- bzw. Felddrähte Kupfer–Beryllium–Drähte mit einem Durchmesser von 75 μm. Aufgrund der hohen elektrischen Spannungen zwischen den Anoden und den Kathoden bzw. den Potential- sowie Feldrähten kommt es zu großen elektrostatischen Kräften zwischen den Drähten, so daß es notwendig war, die Drähte unter mechanischer Vorspannung auf die Platinen zu löten. Im Falle einer elastischen, d.h. reversiblen Verformung eines Körpers gilt allgemein:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{E}\frac{F_N}{A} \tag{3.2}$$

F_N : Normalkraft
A : Querschnittsfläche
E : Elastizitätsmodul
L : Länge des Körpers vor der Krafteinwirkung
ΔL : Längenänderung .

In den Diplomarbeiten [Thu90] und [Don92] wurde das Dehnungsverhalten und Elastizitätsmodul der Anoden-, Potential- und Felddrähte bestimmt. Das Ergebnis für die Messung zu den Anodendrähten ist in der Abbildung 3.12 dargestellt.

Abbildung 3.12: *Einwirkende Zugkraft in Abhängigkeit der relativen Längenänderung eines Anodendrahtes [Thu90].*

Es ergaben sich folgende Elastzitätsmodule der beiden Drahtmaterialien:

$$E_{Anode} = 3.284 \times 10^5 \frac{N}{mm^2} \tag{3.3}$$

$$E_{Pot,Feld} = 1.214 \times 10^5 \frac{N}{mm^2} \ . \tag{3.4}$$

Um eine ausreichende mechanische Vorspannung der Drähte gegen elektrostatische Kräfte zu erhalten, wurde als Zugkraft für die Anodendrähte F=0.26 N und für die Potential- sowie Felddrähte F=1.34 N festgelegt. Die Dehnung dabei ist elastisch und eine zusätzliche geringe Dehnung bis zu 200 μm führt zu einer reversiblen Verformung.

Abbildung 3.13 stellt den prinzipiellen Aufbau des Tisches zum Spannen der Drähte [Sie89] in einer Skizze dar. Je nachdem, welche Art von Drähten auf dem Tisch gespannt werden sollte, mußte eine Stahlplatte, auf die eine Jetkammerhälfte geschraubt werden konnte, zwischen den beiden Kämmen in der richtigen Position und Höhe fixiert werden. In Abbildung 3.14 ist diese Platte mit aufgeschraubter halber Jetkammer gezeigt, so wie sie zum Spannen der Felddrähte benutzt wurde.

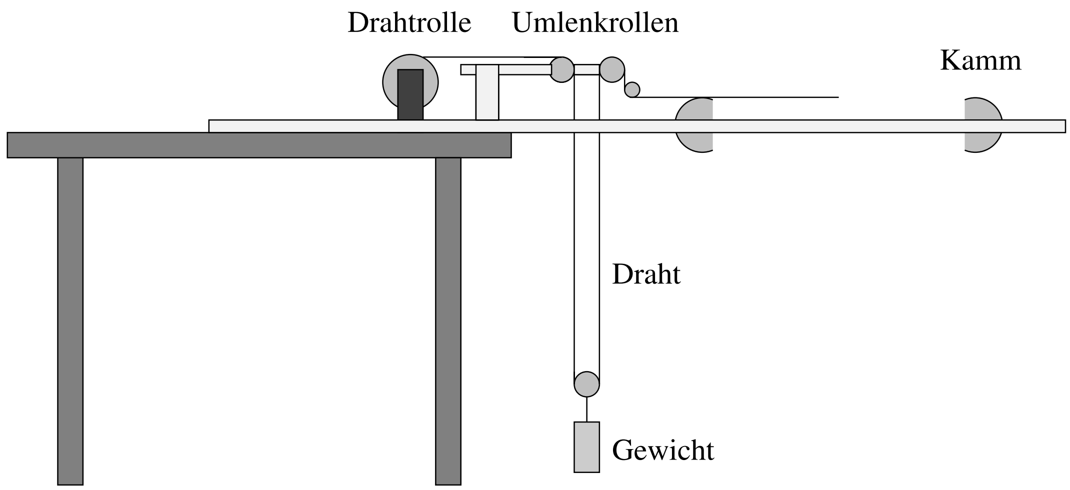


Abbildung 3.13: *Prinzipieller Aufbau des Tisches zum Spannen der Drähte.*

Zur Befestigung eines Felddrahtes wie nach Abbildung 3.11 mußte dieser zunächst durch die zwei Löcher der Feldstreifenplatinen per Hand gezogen werden. Anschließend wurde der Draht in eine Rille der beiden Kämme gelegt und befestigt. Dabei konnten die Kämme mittels feiner Gewinde, die sich unterhalb und seitlich von ihnen befanden, in ihrer Position verstellt werden, damit die Felddrähte durch die Lochmitten hindurchgingen. Parallel wurde das für das Spannen der Drähte benötigte Gewicht zwischen zwei freilaufenden Rollen am Draht angehängt. Zur Kontrolle der Lage der Felddrähte in diesen Löchern der Feldstreifenplatinen wurde eine beleuchtete Lupe, die einen Vergrösserungsfaktor 30 hatte, verwendet. Anschließend konnten die Drähte auf den Felddrahtplatinen festgelötet werden, wobei darauf geachtet werden mußte, daß die Lötaugen keine Spitzen aufwiesen. Zum Festlöten der Drähte wurde ein niedrig schmelzendes Lötzinn (Schmelzpunkt: 145°C) benutzt, das aus einer Sn-Pb-Cd–Legierung[3] besteht. So konnte die Lötkolbentemperatur mit 170°C relativ niedrig und die Lötpunkte möglichst rund gehalten werden. Die niedrige Lötkolbentemperatur war auch notwendig, da sich die Drähte, falls sie einer zu großen Wärme ausgesetzt wurden, wegen der mechanischen Vorspannung durch das Gewicht reißen konnten. Wegen der Führung der Drähte über die Rollen wurde das doppelte Gewicht angehangen, d.h. um die Feld- und Potentialdrähte mit einer Kraft von 1.34 N zu spannen wurden 273.4 g und im Falle der Anodendrähte 52.6 g, bei einer Kraft von 0.26 N, angehangen. Das Gewicht wurde bis knapp über dem Fußboden um etwa einen Meter bis zu einer Marke herabgelassen.

Da die Rillen der Kämme einen Abstand von 500 μm besitzen, konnten alle weiteren Felddrähte bequem im Abstand von 2.5 mm gespannt werden. Der Fehler in ihrem Abstand ist somit durch die Fertigungsgenauigkeit der Kämme bzw. ihrer Lage in den Rillen gegeben und wird zu 30 μm angenommen, während der Fehler in der Richtung senkrecht zur Ebene der Felddrähte aufgrund der nur optisch überprüfbaren Positionierung zu 60 – 70 μm abgeschätzt wird.

[3] Anteile: Sn:Pb:Cd 50:32:18

Abbildung 3.14: *Spanntisch mit Jetkammerhälfte zum Anlöten der Felddrähte.*

Zum Spannen der Potential- und Signaldrähte mußte die Stahlplatte, auf die die Jetkammerhälfte aufgeschraubt wurde, in eine horizontale Stellung gebracht werden und die Boards 1 und 2 auf die Jetkammerhälfte wie in Abbildung 3.5 aufgeschraubt werden. Um die Drähte auf den Boards 1 und 2 anzulöten, wurden die Kämme so eingestellt, daß die Drähte die Boardoberfläche nicht berührten und knapp über diesen schwebten. Dieser war ungefähr dann gegeben, wenn die Drähte und ihr Schatten gerade noch optisch zu trennen waren. Nachdem die Anoden- und Potentialdrähte an je zwei Punkten festgelötet worden waren, wurden diese zwischen den Lötstellen verklebt, um ein Herausziehen der Drähte aus den Lötaugen beim Anlöten der Signalkabel oder eine Beschädigung zu verhindern. In diesem Zusammenhang sollte erwähnt werden, das jede Lötstelle einzeln mit Aceton gereinigt wurde, um Flußmittelreste des Lots zu entfernen. Dies ist wichtig, da das Flußmittel ausgast, zu Ablagerungen auf den Drähten führt und damit durch eine Beeinträchtigung der Gasverstärkung die Messung mit den Jetkammern stören kann. Die einzelne Behandlung der Lötstellen war erforderlich, da eine Reinigung in einem Aceton enthaltenden Bad den verwendeten Kleber angegriffen hätte. Zur elektrischen Verbindung von Feldstreifen und -drähten wurden beide verlötet.

Auch hier mußte darauf geachtet werden, daß das Lötzinn keine Spitzen aufwies. Im Falle der zweiten Jetkammerhälfte wurde analog verfahren. Es entfiel jedoch das Aufschrauben der Boards 1 und 2 sowie das Spannen der Potential- und Signaldrähte.

3.3.3 Zusammenbau der Jetkammerhälften

Die zwei fertigen Jetkammerhälften, einmal mit und einmal ohne Anodenebene, wurden noch miteinander verbunden. Dazu wurden Gewindestangen aus Messing mit einem Durchmesser von 4 mm an den Lochpositionen *LG* in Abbildung 3.5 durch eine Jetkammerhälfte geschoben und anschließend Abstandshülsen mit einer Wanddicke von 2 mm und einer Länge von 60 mm aufgeschoben, so daß der Abstand der beiden Jetkammerhälften auf genau 6 cm festgelegt werden konnte. Abschließend wurde die zweite Jetkammerhälfte auf die Gewindestangen gesetzt und deren Enden mit Muttern verschaubt.

3.3.4 Anschluß der Verkabelung und des Spannungsteilers

Von den zehn vorhandenen Anoden einer Jetkammer sollten bei den Messungen nur die acht inneren, also insgesamt 32, ausgelesen werden. Denn die benutzten Vorverstärkerkarten haben nur acht Kanäle und für die beiden äußeren Anoden ist der Verlauf des elektrischen Potentials im Vergleich zu den inneren wesentlich anisotroper (Abbildung 3.15).

Die Kabel, die die Signale zu den Vorverstärkerkarten führen, sind Volldrähte mit einem Durchmesser von 0.6 mm und einer Ummantelung aus Teflon. Normal gebräuchliche Kabel durften nicht verwendet werden, da ihre Ummantelung aus Materialien besteht, die wesentlich stärker als Teflon ausgasen und dies zu Ablagerungen auf den Drähten führt. Dadurch würde die Gasverstärkung der Jetkammern erheblich verringert [Geb93].

Wie bereits in Kapitel 3.2 geschildert, müssen die Feld- und Potentialdrähte bestimmte Spannungen besitzen, um den Potentialverlauf entsprechend Abbildung 3.15 zu formen. Daher wurden zwischen den Felddrähten hochohmige Widerstände zu einer Spannungsteiler-

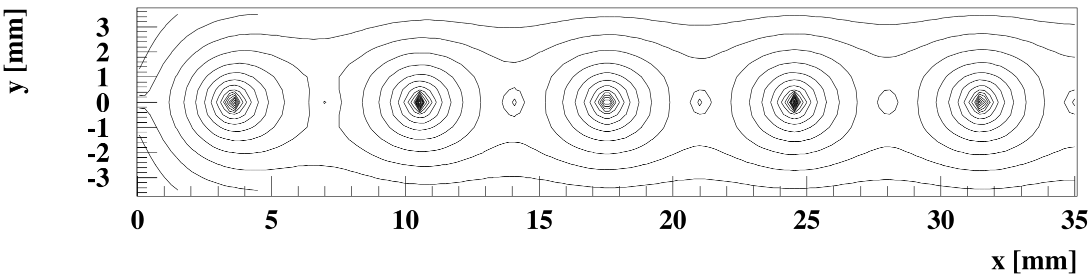


Abbildung 3.15: *Äquipotentiallinien in der Nähe der halben Anodenebene.*

kette angelötet. Die Widerstandswerte liegen im Bereich von 20 MΩ, um den fließenden Strom so gering wie möglich zu halten. In Abbildung 3.16 ist der Anschluß des Spannungsteilers und sein Aufbau in einer Schaltskizze dargestellt.

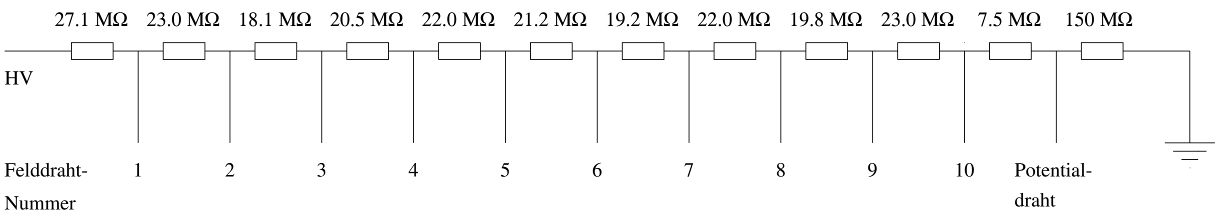


Abbildung 3.16: *Anschluß und Aufbau eines Spannungsteilers einer Jetkammer. Die Widerstandswerte sind Sollwerte, wobei die Toleranzen zwischen 1% und 5% liegen.*

Die Potentialdrähte sind in der Spannungsteilerkette mit enthalten, während die Kathodenflächen in einem eigenen Zweig an die Hochspannungsversorgung angeschlossen werden. So ist es möglich, beide Zweige getrennt mit einem Amperemeter zu überwachen. Der nominelle Strom in der Feld- bzw. Potentialdrahtkette liegt bei 53 μA.

3.4 Der Gasbehälter der Jetkammern

Um die Jetkammern zu betreiben, müssen sich diese in einem Gasvolumen befinden. Zudem ist eine Befestigung der Jetkammern in dem Gasbehältnis und eine genaue Positionierung gegeneinander notwendig.

Die Lehrstuhl–Techniker M. Kolander und M. Grewe fertigten einen 56 cm langen und 31 cm breiten quaderförmigen Gasbehälter mit einer Wandstärke von 5 mm aus Aluminium an (Abbildung 3.17). Das Gasvolumen beträgt demnach etwa 54 Liter.

Da bei den Messungen mit den Jetkammern das Gas Normaldruck besitzen sollte, war zwar eine mechanische Stabilität des Gasbehälters gegenüber äußeren Kräften erforderlich, jedoch keine Druckstabilität. Notwendig war außerdem eine sehr gute Dichtigkeit, denn das Gemisch Argon–Ethan (50/50), welches als Gas eingesetzt werden sollte, ist brennbar. Der Gasbehälter mußte so dicht sein, daß ein Entweichen dieses Gases in die Experimentierzone verhindert wurde.

Die Längswände des Gasbehälters bestehen aus 5 mm dicken Aluminiumplatten. Ein anderes Material hätte den Behälter sehr schwer werden lassen. Die Längswände sind über Paßstifte mit einem Vierkantmetallstab verbunden, in den in eine Nut O–Ring–Material eingelegt wurde. Um die Dichtigkeit dieser Stellen zu gewährleisten, wurde Zweikomponenten–Kleber[4] außen an der Fuge zwischen den Platten und innen zwischen Wandplatte und Vierkantstab aufgetragen.

An den Enden der Wände wurden ebenso Vierkantmetallstäbe angebracht, welche als Auflagefläche für die 1 cm dicken Deckel dienen. Aus technischen Gründen konnten in die zwei Deckel keine Nut für O–Ringe gefräst werden. Daher wurde ein flacher rechteckiger Dichtungsstreifen auf die Innenseite der Deckel vor dem Verschließen des Gasbehälters gelegt.

[4]Bezeichnung: Araldit

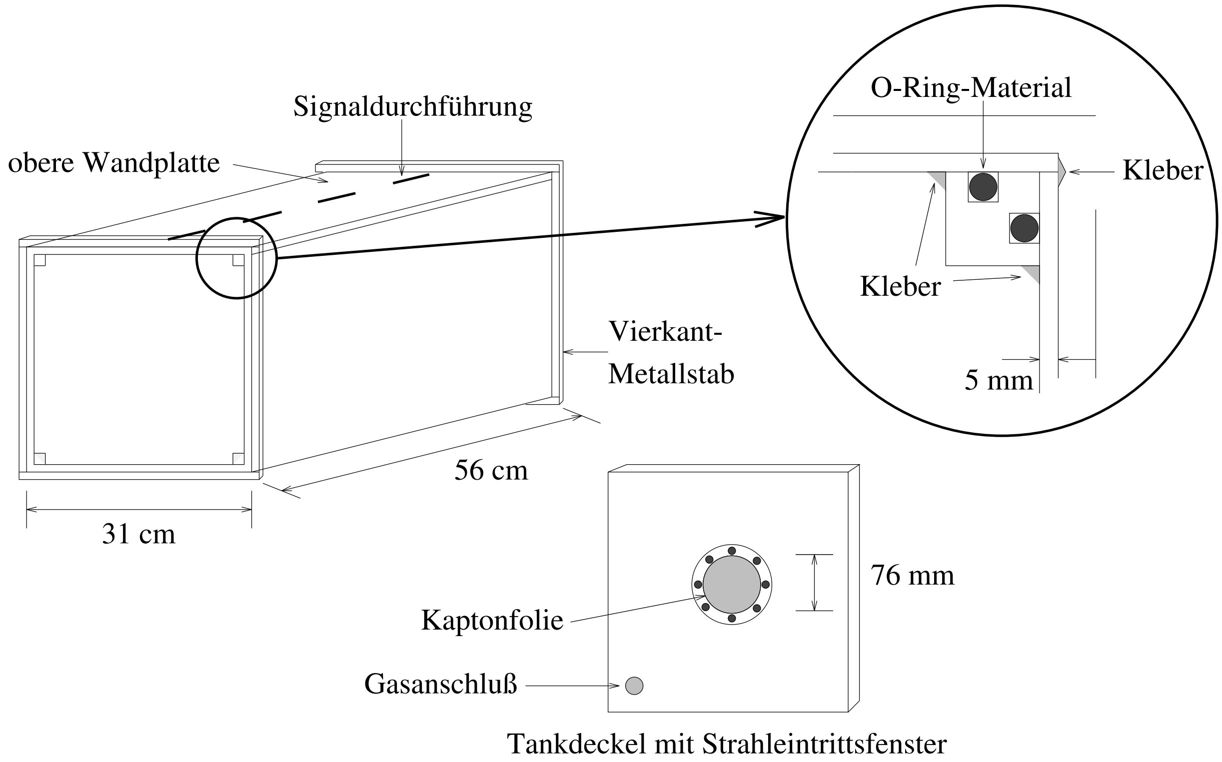


Abbildung 3.17: *Der Gasbehälter der Jetkammern.*

Zum Verschließen des Gasbehälters wurden die Deckel zusammen mit dem Dichtungsstreifen gegen die Vierkantmetallstäbe geschraubt.

In die obere Wandplatte des Gasbehälters wurden vier Schlitze gefräst, in die die Durchführung der Signaldrahtkabel befestigt werden sollte. Um eine preiswerte und gasdichte Signaldurchführung zu erhalten, wurden zwei 21–polige Multikontaktleisten miteinander an jedem Pin verlötet, zwei 1 mm dünne FR4–Plättchen über die Seitenflächen der Multikontaktleisten geklebt und gleichzeitig der Raum der verlöteten Pins zwischen den beiden Kontaktleisten und den FR4–Plättchen mit Kleber gefüllt (Abbildung 3.18). Damit war ein mögliches Entweichen von Gas entlang der Einsteckplätze der Pins verhindert. Jeweils eine solche Kontaktleiste wurde anschließend in einen der Schlitze in der oberen Wandplatte gesteckt und mit dem Zweikomponentenkleber wie in Abbildung 3.18 eingeklebt, so daß die Signaldurchführung gasdicht war.

Durch diese Art der Signaldurchführung war es möglich, eine 21–polige Steckerleiste, an die die von den Anoden kommenden signalführenden und teflonbeschichteten Kabel angelötet waren, in die innere Multikontaktleiste zu stecken, während auf die äußere direkt die verwendete ARGUS-Vorverstärkerkarte (siehe Kapitel 5) gesetzt werden kann. Damit ist der Weg der Anodensignale zum ersten Verstärker möglichst kurz gehalten und der Aufbau kapazitätsarm. Vermieden werden somit unerwünschte Störeinstrahlungen und eine Verschlechterung des Signal–Rausch–Verhältnisses, was bei einem längerem Verbindungsweg der Fall wäre.

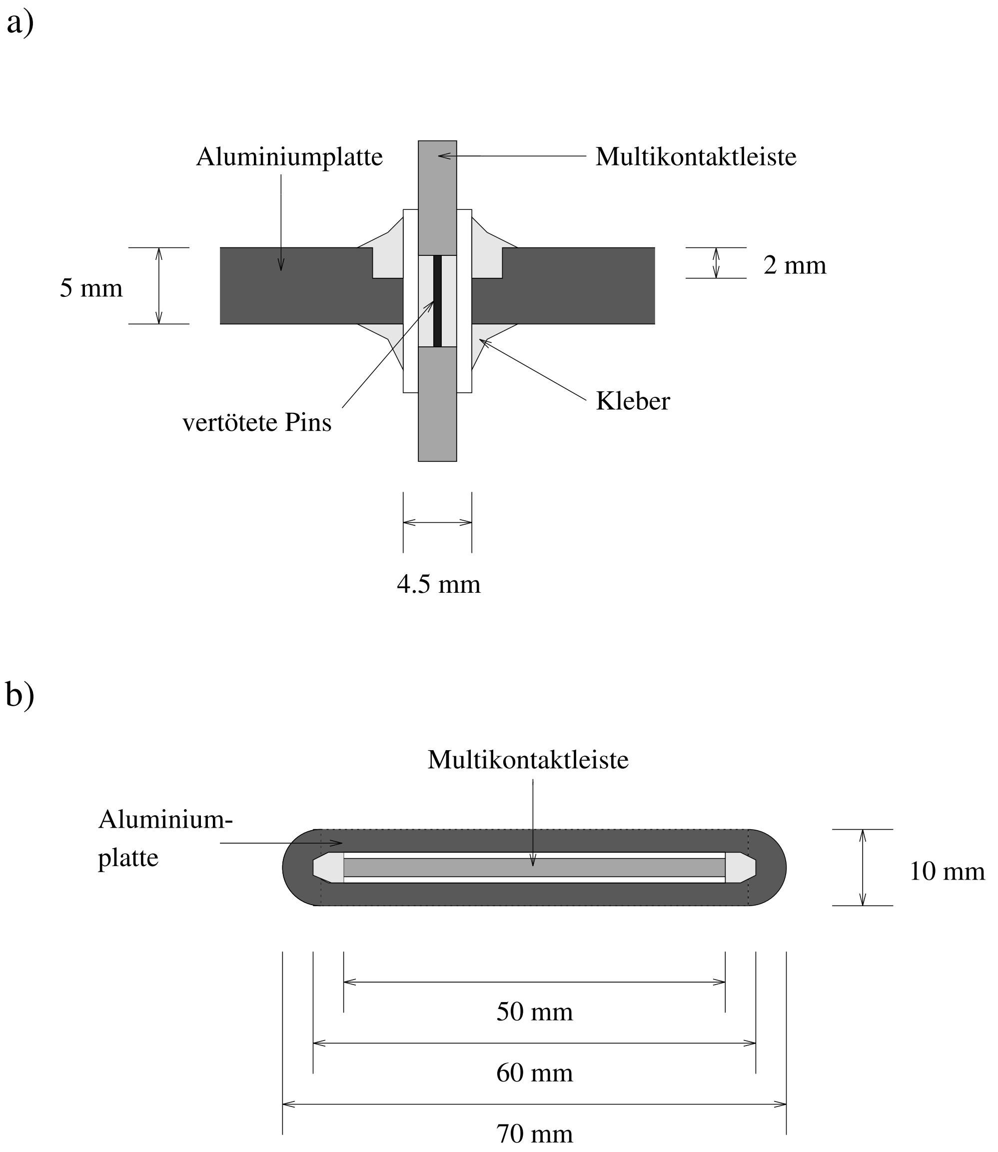


Abbildung 3.18: *Signaldurchführung durch die Gasbehälterwand. a): Seitenansicht, b): Aufsicht.*

In die beiden Deckel des Gasbehälters wurde jeweils ein Gas–Anschluß [5] für die Zu- und Abfuhr des Argon–Ethan–Gemisches geschraubt und zur Verbesserung der Dichtigkeit an der Schraubstelle verklebt. Zudem wurden in die Deckelmitten ein Loch mit einem Durchmesser von 76 mm als Teilchenstrahlein- und austrittsfenster gefräst. Über dieses Loch wurde eine 75 μm dicke Kaptonfolie gelegt und mit einem Metallring an den Deckel durch Schrauben angezogen. Zur Verhinderung des Entweichens von Gas zwischen der glatten und harten Kaptonfolie und dem Metall wurde zwischen der Kaptonfolie und dem Metallring bzw. dem Deckel ein 1 mm dicker Dichtungsstreifen mit befestigt.

[5] Typ: Swagelok

Um die im Gasbehälter angebrachten Jetkammern mit der außerhalb kontrollierbaren Hochspannungsversorgung zu verbinden, wurden in einen der beiden Deckel zwei gasdichte HV–Stecker geschraubt und eingeklebt, an die später die spannungsführenden Kabel der Jetkammern angelötet wurden.

3.4.1 Befestigung der Jetkammern im Gasbehälter

Zur Befestigung der Jetkammern gegeneinander und im Gasbehälter wurde eine 52 cm lange, 26 cm breite und 5 mm dicke Aluminiumplatte verwendet. An die vier Enden dieser Platten wurden kleine Metallklötzchen montiert, in die senkrecht zur Längskante der Aluminiummontageplatte jeweils eine Sechskantschraube geschraubt werden kann. So kann die Platte in den Gasbehälter geschoben und durch Verdrehen der Sechskantschrauben gegen die Gasbehälterwand ohne großen Aufwand fixiert werden. Abbildung 3.19 skizziert den prinzipiellen Aufbau der vier Jetkammern auf der Montageplatte. Wegen der besseren Übersicht ist nur die Lage der $4 \times 8 = 32$ ausgelesenen Anoden der Jetkammern gezeigt und die Größe der Winkel übertrieben dargestellt.

Jeweils zwei Jetkammern sind um einen Winkel von etwa 5° gegen die Längsachse der Montageplatte bzw. gegen ihre Oberfläche geneigt, so daß durch die Jetkammern 1 und 3 die Strahlposition in y- und durch die Jetkammern 2 und 4 die Strahlposition in x–Richtung festgelegt wird. Der Abstand der Mitten zweier Jetkammern zueinander beträgt dabei 14

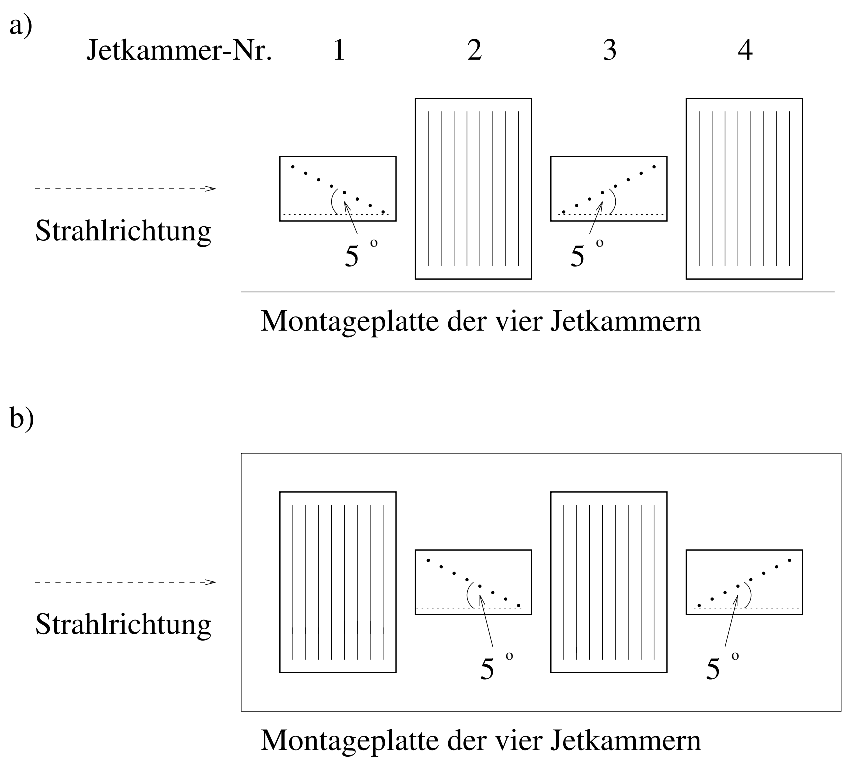


Abbildung 3.19: *Prinzipielle Lage der Anodenebenen zur Montageplatte, auf der die Jetkammern befestigt sind: a) Seitenansicht, b) Aufsicht.*

cm. Eine Motivation für die Neigung im Aufbau der Jetkammern wird in Kapitel 6.1.4 gegeben.

Um den Jetkammern ihre 5°–Lage zu geben, wurden für die Jetkammern 2 und 4 aus FR4–Material Klötze mit einem Winkel von 5° gefertigt und diese unter die Montageplatte dieser Jetkammern geschraubt. Anschließend wurden diese Jetkammern mittels Gewindestangen auf der Montageplatte befestigt.

Die Jetkammern 1 und 3 wurden mit ihren schmalen Kanten der Grundplatten auf FR4-Platten geschraubt. Diese wurden dann auf der Montageplatte mit einem Winkel von 5° gegen die Längsachse der Montageplatte befestigt. Zur Festlegung des Abstandes der Jetkammern zur Montageplatte dienten lange Messinghülsen, die über die Gewindestangen geschoben worden waren. In Abbildung 3.20 ist ein Photo des Aufbaus der Jetkammern auf der Montageplatte gezeigt.

Abbildung 3.20: *Aufbau der vier fertigen Jetkammern auf der Montageplatte.*

Für die Rekonstruktion der Spuren durch die Jetkammern ist eine genaue Kenntnis der Abstände der Kammern zueinander notwendig. Diese wurden mit einem Theodolithen vermessen. Dazu wurde die Montage–Platte mit Hilfe einer Präzisionswasserwage in der horizontalen Ebene ausgerichtet. Um eine größtmögliche Auflösung zu erhalten, wurde ein entsprechend geringer Abstand zwischen dem Theodolithen und den Kammern gewählt. Die vertikale Nullage des Theodoltithen wurde durch ein Anvisieren der Ecken der Grundplatte einer horizontal liegenden Jetkammer so eingestellt, daß eine vertikale Drehung des Theodolithen senkrecht zu den Drähten der Potential- und Anodenebene erfolgte. Um eine Längenskala als Referenz einzuführen, wurde ein Winkel mit einer 1/10 mm–Skala verwendet, der an definierten Punkten angesetzt wurde. Zusätzlich wurde die Länge von 8 cm der Drähte ausgenutzt. Aufgrund der Komplexität der Berechnung der Kammerabstände wird auf ihre Darstellung verzichtet.

Kapitel 4

Das Spaghetti–Kalorimeter–Testmodul

4.1 Grundlagen der Kalorimetrie

In Experimenten der Hochenergiephysik besitzt die Messung von Teilchenenergien mit Kalorimetern eine zentrale Bedeutung. Dabei liegt allen Kalorimetertypen das gleiche Prinzip zugrunde: Ein Teilchen, verliert beim Durchdringen von Materie aufgrund verschiedener Arten von Wechselwirkungen Energie. Dabei können neue Teilchen entstehen, die wiederum selbst weitere Teilchen erzeugen, so daß sich eine Teilchenkaskade, ein sogenannter Schauer, ausbildet. Der größte Teil dieses Schauers kann in Kalorimetern nachgewiesen werden und dient zur Messung der Energie des primären hochenergetischen Teilchens.

Je nach Art der auslösenden und entstandenen Teilchen wird zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern bzw. Kalorimetern unterschieden. Während Elektronen, Positronen und Photonen für die Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers verantwortlich sind, basieren hadronische Schauer auf der nuklearen Wechselwirkung von Hadronen mit dem Kalorimetermaterial. Da neutrale Pionen und η–Mesonen in zwei Photonen zerfallen können, kann ein hadronischer Schauer von einem elektromagnetischen Schauer begleitet werden.

In diesem Kapitel wird nach einem Überblick über die Wechselwirkungsprozesse in elektromagnetischen Schauern ein einfaches Schauermodell beschrieben, das quantitative Ergebnisse ermöglicht. Auf die Darstellung der Grundlagen und Eigenschaften von hadronischen Schauern wird aufgrund der Thematik der vorliegenden Arbeit verzichtet. Nach einem Abschnitt zur Ortsauflösung eines Kalorimeters wird auf das Spaghetti–Kalorimeter–Modul näher eingegangen, das zusammen mit den vier in Kapitel 3 beschriebenen Jetkammern bei Messungen am Teststrahl 22 des DESY und dem Teststrahl T7N des Protonensynchrotrons des europäischen Kernforschungszentrums CERN getestet wurde.

4.1.1 Wechselwirkungen in elektromagnetischen Schauern

Die Wechselwirkungprozesse von Elektronen, Positronen und Photonen mit Materie sind von elektromagnetischer Natur. Die ladungsneutralen Photonen verhalten sich in Materie verglichen mit Elektronen und Positronen jedoch anders. Im folgenden werden die Wechselwirkungsarten von Elektronen und Positronen kurz erläutert:

- Streuprozesse:
  Møller–Streuung : $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$
  Streuung eines Elektrons an einem Elektron,
  Bhabha–Streuung $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$
  Streuung eines Positrons an einem Elektron,
  Vielfachstreuung an Atomkernen: $e^- + Kern- \rightarrow e^- + Kern.$

- Ionisations- und Anregungsprozesse, Emission von Čerenkov–Licht.

- Annihilation: $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$
  Vernichtung eines Positrons zusammen mit einem Elektron zu zwei Photonen.

- Bremsstrahlung: $e^\pm + Kern \rightarrow e^\pm + Kern + \gamma$
  Abbremsung eines Elektrons oder Positrons im Coulombfeld eines Kerns und Abstrahlung eines Photons.

Im Gegensatz zu Gasen dominiert der Bremsstrahlungprozeß den Energieverlust von hochenergetischen Elektronen oder Positronen in Materie, jedoch nur solange, bis die Teilchenenergie die sogenannte kritische Energie E_c erreicht. Die kritische Energie ist eine materialspezifische Konstante, die über

$$\left.\frac{dE}{dx}\right|_{E_c,Bremsstrahlung} = \left.\frac{dE}{dx}\right|_{E_c,Ionisation} \tag{4.1}$$

definiert ist. Sie kann näherungsweise aus dem Energieverlust eines minimalionisierenden Teilchens auf einer Strahlungslänge X_0 (siehe Kapitel 2.3) berechnet werden [Ama81]:

$$E_c = \left.\frac{dE}{dx}\right|_{min} \cdot X_0 \approx 550 \text{ MeV}/Z \; . \tag{4.2}$$

Unterhalb der kritischen Energie E_c dominieren Ionisations- und Anregungsprozesse. Die Beiträge der Møller- und Bhabha–Streuung haben nur für Energien von einigen MeV einen nichtvernachlässigbaren Beitrag am Energieverlust pro Strahlungslänge (Abbildung 4.1).

Es kann also festgehalten werden, daß der Prozeß der Bremsstrahlung einen wesentlichen Anteil an der Bildung eines elektromagnetischen Schauers im Falle hochenergetischer Primärteilchen hat.

Photonen, die in einen Materieblock eindringen oder von Elektronen im elektromagnetischen Kernfeld abgestrahlt werden, tragen ebenfalls zur Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers bei. Dabei gibt es drei wichtige Arten von Wechselwirkungsmechanismen:

- atomarer Photoeffekt: $\gamma + Atom \rightarrow \gamma + Atom^+ + e^-$
  Ein Elektron eines Atoms, in vielen Fällen das der K–Schale, kann das Photon absorbieren und anschließend emittiert werden, falls die Photonenergie E_γ größer als die Bindungsenergie E_B des Elektrons ist. Die restliche Energie erhält das Elektron als kinetische Energie E_{kin}, so daß die Energiebilanz lautet:

$$E_{kin} = E_\gamma - E_B \; . \tag{4.3}$$

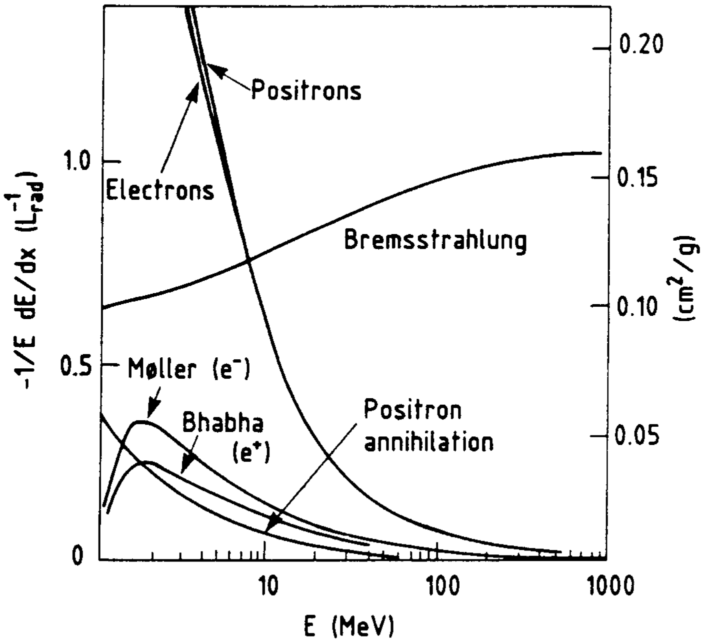


Abbildung 4.1: *Relativer Energieverlust pro Strahlungslänge (linke Ordinate) und pro cm^2/g (rechte Ordinate) in Blei als Funktion der Elektronen- oder Positronen–Energie [Fab85].*

Aus der Impulserhaltung folgt außerdem, daß das mit dem Photon wechselwirkende Elektron gebunden sein muß, damit der Atomkern den Rückstoß aufnehmen kann.

- Compton–Streuung: $\gamma + e^- \to \gamma + e^-$
  Inkohärente Streuung von Photonen am Hüllenelektron eines Atoms. Dabei kann das Elektron als frei angesehen werden, wenn seine Bindungsenergie klein gegenüber der Photonenenergie ist.

- Paarbildung: $\gamma + Atom \to e^+ + e^- + Atom$
  Photonen, die eine größere Energie als die zweifache Ruhemasse eines Elektrons besitzen, können in ein Elektron–Positron–Paar konvertieren. Dies kann aufgrund der Impuls- und Energieerhaltung jedoch nur in der Nähe eines Atomkerns geschehen. Die Paarbildung dominiert für hochenergetische Photonen den Energieverlust. Da diese wie in Kapitel 4.1.2 gezeigt wird in einem elektromagnetischen Schauer eng mit dem Prozeß der Bremsstrahlung verbunden ist, ist das Verhältnis für eine mittlere Strecke, die ein Photon bis zur Konvertierung in ein Elektron–Positron–Paar zurücklegt, interessant. Nach [Ott53] beträgt diese:

$$\lambda = \frac{9}{7} X_0 \ . \tag{4.4}$$

Für kleine Photonenenergien ist der Prozeß des Photoeffektes am wahrscheinlichsten, während für mittlere Energien die Compton–Streuung die wichtigste Wechselwirkung ist. Abbildung

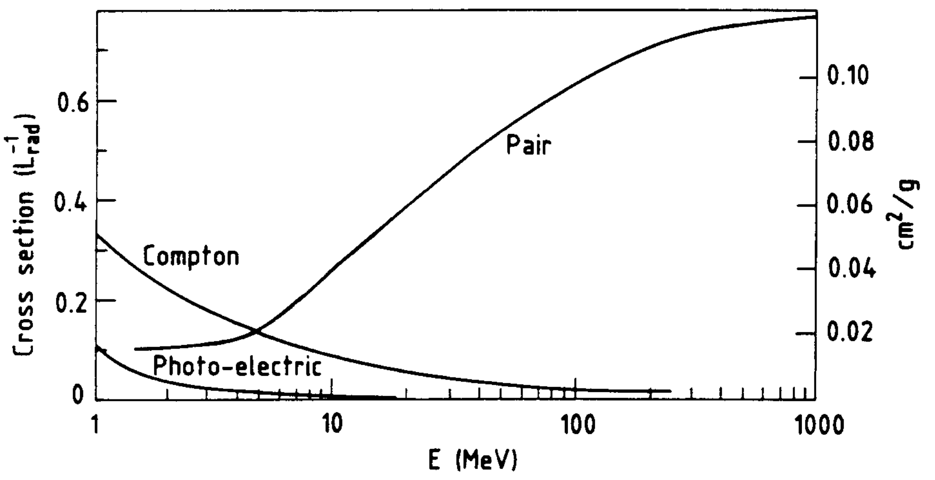


Abbildung 4.2: *Photon–Wirkungsquerschnitt σ in Blei als Funktion der Photon–Energie [Fab85].*

4.2 zeigt die Wirkungsquerschnitte für die drei oben beschriebenen Prozesse in Abhängigkeit der Photonenenergie am Beispiel des Materials Blei.

4.1.2 Modelle der Schauerentwicklung

Trifft ein Elektron, Positron oder Photon auf ein Kalorimeter, so finden anschließend eine Vielzahl von Wechselwirkungen statt, die statistischen Gesetzmäßigkeiten unterliegen. Da die Prozesse jedoch sehr komplex sind, werden vereinfachende Modelle angenommen, die analytische Aussagen über die Bildung eines elektromagnetischen Schauers ermöglichen. Ein Modell [Hei44] wird im folgenden erläutert:

Nachdem ein Elektron der Energie E_0 in einen Materieblock eingedrungen ist, emittiert es im Mittel nach einer Strahlungslänge X_0 ein Bremsstrahlungsphoton der Energie $E_\gamma = E_0/2$. Das Modell geht an dieser Stelle von der Beobachtung aus, daß die Energien der abgestrahlten Bremsstrahlungsphotonen näherungsweise gleichverteilt sind. Das abgestrahlte Photon konvertiert nach einer weiteren Strahlungslänge in ein Elektron–Positron–Paar, daß eine mittlere Energie von $E_\gamma/2$ besitzt. Hier wird also die Näherung $\lambda \approx X_0$ angenommen. Das primäre Elektron strahlt seinerseits wiederum ein Bremsstrahlungsphoton ab. Nach zwei Strahlungslängen sind also $4=2^2$ Teilchen mit einer mittleren Energie von jeweils $E_0/4$ entstanden. Würde sich diese Teilchenbildung bis zur Strahlungslänge t weiterführen, so würden 2^t Teilchen mit einer mittleren Energie von je $< E >= E_0/t$ vorhanden sein. Solange dabei die Energie der geladenen Teilchen oberhalb der kritischen Energie E_c liegt, geben diese ihre Energie nur in Form von Bremsstrahlungsphotonen ab, während Ionisations- und Anregungsprozesse vernachlässigt werden können. Unterhalb der kritischen Energie werden diese in diesem Modell jedoch als einzige Energieverlustprozesse angenommen. Die Bremsstrahlung bleibt dann unberücksichtigt. Bei einem Wert von $< E >= E_c$ wird das Schauermaximum, also die maximale Multipliziät, erreicht. Bis dahin legen die Teilchen eine mittlere

Wegstrecke von t_{max} Strahlungslängen mit

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \tag{4.5}$$

zurück. Für die Anzahl der dann vorhandenen Teilchen gilt:

$$N(E_0, E_c) = N_{max}(t_{max}) = \frac{E_0}{E_c} \ . \tag{4.6}$$

Die longitudinale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wächst also nach diesem Modell logarithmisch mit der Anfangsenergie E_0 des Primärteilchens an. Das beschriebene Modell liefert das qualitative Verhalten einiger Schauerparameter. Dagegen vernachlässigt es aber die Energieabhängigkeit der physikalischen Prozesse, die es betrachtet, und andere Wechselwirkungsarten vollständig.

Von Rossi [Ros52] stammt ein anderes Modell, die sogenannte Approximation B, in der folgende Annahmen gemacht werden:

- Vernachlässigung der Compton- und der Vielfach–Streuung,
- Energieunabhängigkeit des Energieverlustes durch Ionisation

$$\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Ionisation} = -\frac{E_c}{X_0} \ , \tag{4.7}$$

- Behandlung des elektromagnetischen Schauers als ein eindimensionales Gebilde.

Als wichtige Eigenschaften der longitudinalen Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers ergibt dieses Modell für Elektronen als Primärteilchen, daß das Schauermaximum an der Stelle

$$t_{max}\,[X_0] = \ln\frac{E_0}{E_c} - 1 \tag{4.8}$$

liegt, und daß für den Schauerschwerpunkt gilt:

$$t_S\,[X_0] = t_{max} + 1.4 \ . \tag{4.9}$$

Die transversale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers wird hauptsächlich durch Vielfachstreuung niederenergetischer Elektronen bestimmt. Dabei werden diese an den Atomkernen des Absorbermaterials elastisch gestreut. Der Beitrag der Paarbildung und Bremsstrahlung kann durch die Theorie von Molière berechnet werden. In dieser analytischen Rechnung wird die Streuung von Elektronen beim Durchgang durch Materieschichten betrachtet, wobei sowohl der Prozeß der Vielfachstreuung als auch der Rutherfordstreuung richtig beschrieben werden. Nach dieser Theorie ergibt sich für den mittleren Ablenkwinkel $< \theta >$ eines Elektrons der Energie E nach der Durchquerung einer Materialschicht der Dicke x:

$$\sqrt{\langle\theta^2\rangle} = \frac{21 MeV}{E}\sqrt{\frac{x}{X_0}} \ . \tag{4.10}$$

Für die transversale Schauerentwicklung wird analog zur Strahlungslänge X_0 eine Größe, der sogenannte Molière–Radius R_M, angegeben:

$$R_M \simeq \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \ . \tag{4.11}$$

Nach den Messungen von Bathow et al. [Bat70] werden etwa 90% der Energie eines Primärteilchens innerhalb eines Zylinders mit dem Radius R_M um die Schauerachse deponiert. Bei einem Radius von 3 R_M vergrößert sich dieser Wert auf 99%. Der Molière–Radius beschreibt jedoch nur den Kern der transversalen Schauerentwicklung richtig, da die Verbreiterung des Schauers an seinen Rändern hauptsächlich auf niederenergetischen Photonen basiert, welche im Materieblock weniger abgeschwächt werden. Abbildung 4.3 zeigt die transversale Verteilung der Energie eines elektromagnetischen Schauers in radialen Intervallen um die Schauerachse.

Abbildung 4.3: *Transversale Energieverteilung elektromagnetischer Schauer in radialen Intervallen um die Schauerachse [Bat70].*

4.1.3 Ortsauflösung

Um den Auftreffpunkt eines Elektrons oder Photons auf einer Matrix von Kalorimetermodulen zu ermitteln, wird die Messung der transversalen Verteilung der Energie auf die Submodule verwendet. Die Genauigkeit der Ortsauflösung nimmt mit der Anzahl der vom Schauer getroffenen Zellen zu und mit der transversalen Größe der Zellen ab. Am genauesten ist die Ortsmessung, wenn die Schauerenergie je zur Hälfte auf zwei Zellen aufgeteilt ist, d.h. wenn das Primärteilchen zwischen zwei Modulen auf die Matrix auftrifft. Aufgrund der mit zunehmender Schauerenergie abnehmenden statistischen Fluktuationen der Anzahl der Schauerteilchen wird eine Variation der Ortsauflösung σ_{Ort} mit der Energie in folgender Form erwartet:

$$\sigma_{Ort} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} + \text{const} \; . \tag{4.12}$$

Dies wird durch Messungen von Akapdjanov et al. [Aka77] bestätigt.

4.2 Das Spaghetti–Kalorimeter–Testmodul

4.2.1 Grundlagen eines Spaghetti–Kalorimeters

In den vergangenen Jahren wurden neben herkömmlichen Arten von Sampling–Kalorimetern, bei denen sich eine Schicht Absorbermaterial mit einer Schicht des Nachweismediums abwechselt, sogenannte Spaghetti–Kalorimeter entwickelt. Diese bestehen aus einem Bleiblock als Absorbermaterial, in dem szintillierende Fasern als Nachweismedium eingebettet sind. Für die Auslese der Fasern müssen Photomultiplier verwendet werden, da die Lichtausbeute der Fasern nur bei etwa 1000 – 3000 Photoelektronen/1 GeV liegt und das elektronische Rauschen mögliche Signale minimal ionisierender Teilchen nicht überdecken soll. Zwischen die Fasern und den Photomultiplier werden Lichtmischer gebracht, die das Szintillationslicht der einzelnen Fasern eines Bündels mischen. Als Szintillator dient Plastikszintillator, da szintillierendes Glas oder Kapillaren mit szintillierenden Flüssigkeiten eine kleinere Absorptionslänge besitzen und wegen ihrer geringen Flexibilität schlecht zu handhaben sind. Folgende Vorteile eines Spaghetti–Kalorimeters sind zu nennen [Dec93]:

- Aufgrund der hohen Signalgeschwindigkeiten kann eine schnelle Auslese der Kalorimeterinformation erfolgen. Die typische Zerfallskonstante beträgt etwa 3 ns für organische Szintillatoren, die das Basismaterial für die Fasern bilden.

- Ein Spaghetti–Kalorimeter kann sehr kompakt gebaut werden. Die Strahlungslänge solcher Kalorimeter liegt im Bereich von 1 – 2 Zentimetern. Sie ist von dem gewählten Volumenverhältnis Blei/Szintillator und dem Faserdurchmesser abhängig.

- Bei einer longitudinale Anordung der Fasern erfolgt der Lichttransport bereits in die gewünschte Richtung, so daß Wellenlängenschieber unnötig sind.

- Es kann ein guter Elektron–Pion–Trennfaktor erreicht werden.

- Für Spaghetti–Kalorimeter kann eine sehr gute Energieauflösung erreicht werden, wie Testmessungen an verschiedenen Prototypen zeigen. Die Energieauflösung hängt dabei von der sogenannten Sampling–Frequenz, also dem Blei–Faser–Volumenverhältnis, und dem Faserdurchmesser ab. Dies basiert auf den Sampling–Fluktuationen. Solche statistischen Fluktuationen in der gemessenen Anzahl der geladenen Teilchen im Schauer, haben im Falle der Sampling–Kalorimeter einen wesentlichen Beitrag an der Energieauflösung. Mit Spaghetti–Kalorimetern können diese Fluktuationen durch eine hohe Sampling–Frequenz verringert werden.

Große Bedeutung für ein Spaghetti–Kalorimeter haben Effekte, die das Signal eines einzelnen Moduls so beeinflußen, daß Inhomogenitäten in der Lichtausbeute des gesamten Kalorimeters entstehen. Das Signal sollte möglichst davon unabhängig sein, wo und welche Fasern getroffen werden. Die Abschwächung des Lichts innerhalb der Faser führt zu einer vom Ort des Teilchendurchgangs abhängigen Lichtausbeute. Daher haben Fluktuationen in der Schauerentwicklung einen großen Beitrag an der Energieauflösung des Kalorimeters. Dieser Effekt kann mit Hilfe einer großen Abschwächungslänge der Fasern eingeschränkt werden. Einen wichtiger Einfluß auf die Energieauflösung haben auch Inhomogenitäten, welche auf der Ortsabhängigkeit der Quantenausbeute der Photokathode beruhen.

Das Szintillationslicht der Fasern eines Faserbündels wird mittels eines Lichtleiters gemischt und gleichmäßig auf der Photokathodenoberfläche verteilt. Da die Mischung des Szintillationslichtes außerdem unabhängig vom Ort der Faserankopplung an den Lichtmischer sein sollte, ist eine Optimierung seiner Geometrie erforderlich. Für die Lichtmischers des geplanten BEMC wurden dazu Studien von T. Deckers durchgeführt [Dec93].

4.2.2 Aufbau und Eigenschaften des Testmoduls

Zur Untersuchung der Eigenschaften des im Rahmen des BEMC–Upgrade–Projektes geplanten elektromagnetischen Spaghetti–Kalorimeters wurde am DESY ein erstes Testmodul entworfen und gebaut. Dabei konnten erste wertvolle Erfahrungen über den Fertigungsprozeß gesammelt werden. Das Modul wurde am Teststrahl 22 des DESY und am Teststrahl T7N des CERN–PS untersucht, wobei die vier Jetkammern zeitweise mit eingesetzt wurden. In Abbildung 4.4 ist eine Skizze zu den Abmessungen des SPACAL–Testmoduls, welches auch als 'Prototyp I' bezeichnet wird, dargestellt. Die im folgenden angegebenen Daten beruhen auf Angaben von G. Müller [Mül94] und A. Lindner [Lin93].

Ein Submodul als kleinste Einheit des gesamten SPACAL–Testmoduls, daß aus 16 solcher Submodule aufgebaut ist, besteht aus fünf wesentlichen Teilen: dem Kalorimeter, den zusammengefaßten szintillierenden Fasern, einem Lichtmischer, einem Photomultiplier und der Base (Abbildung 4.5).

Die erste Sektion ist das eigentliche Spaghetti–Kalorimeter mit den Abmessungen 29.92 $\times$ 30.4 $\times$ 250 mm^3. Es besteht aus aufeinandergeschichteten, nicht zusammengeklebten Bleiplatten (Abbildung 4.6) der Dicke 0.76 mm, in deren u–förmigen Profilen szintillierende Fasern[1] liegen. Die Bleiplatten enden jedoch nicht an den Grenzen eines Submoduls, sondern nehmen die Breite von vier nebeneinander liegenden Submodulen ein. Die szintillierenden Fasern haben einen Durchmesser von 0.5 mm und einen gegenseitigen Abstand von 0.9 mm.

[1] Typ: Bicron BCF–12, blau

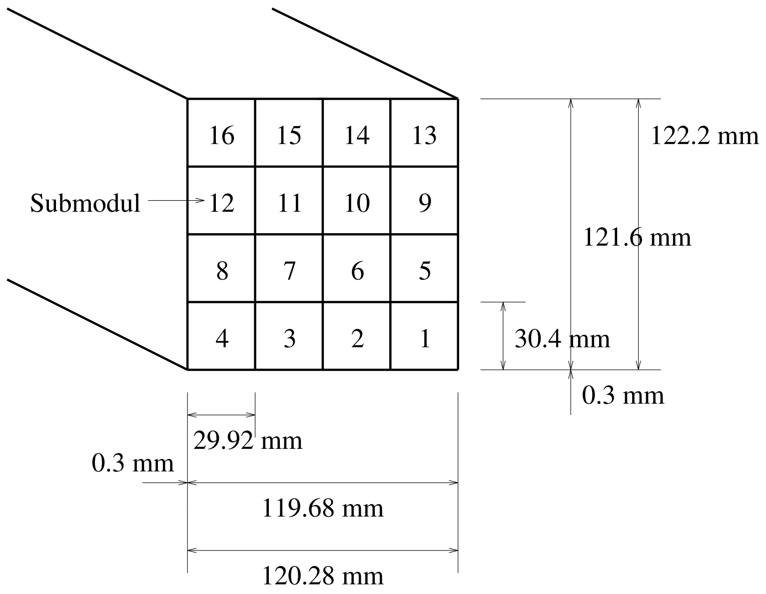


Abbildung 4.4: *Abmessungen des ersten SPACAL–Testmoduls [Lin93].*

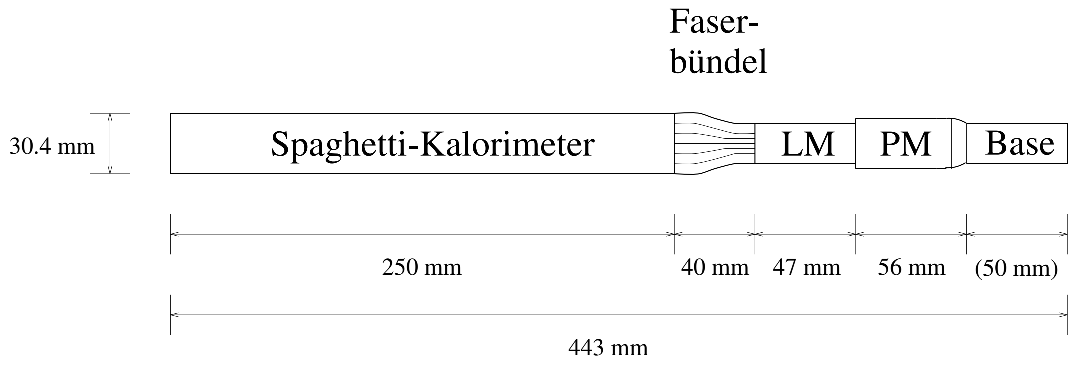


Abbildung 4.5: *Aufbau des ersten SPACAL–Testmoduls. LM = Lichtmischer, PM = Photomultiplier.*

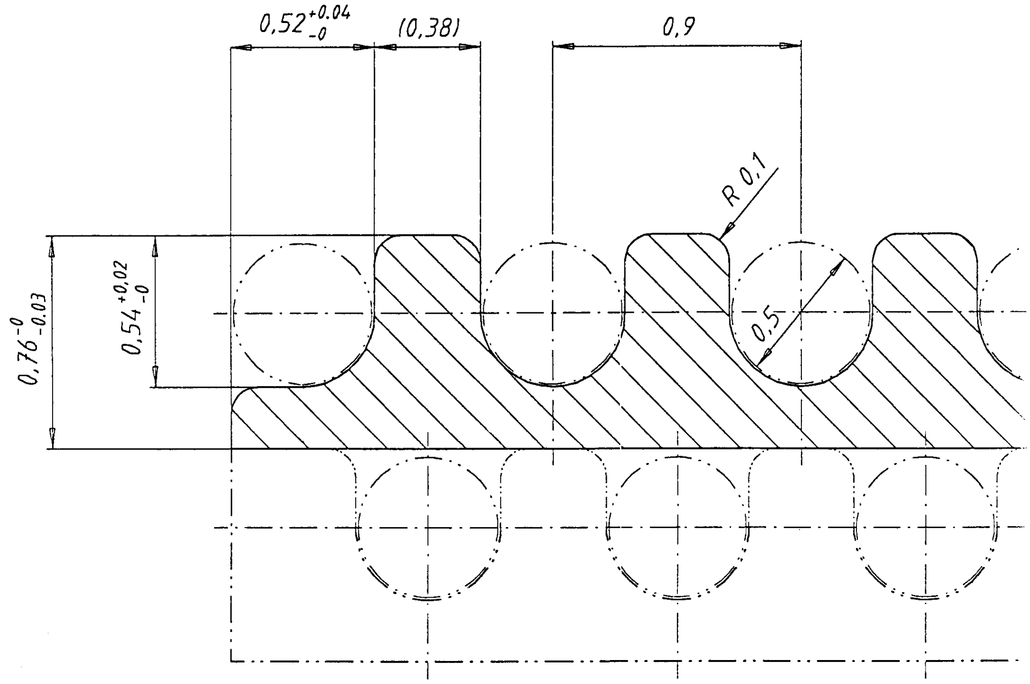


Abbildung 4.6: *Senkrechter Schnitt durch das Bleiprofil mit eingelegten Fasern. Die Einheit der in der Zeichnung angegebenen Abmessungen ist mm.*

Das Blei–Faser–Verhältnis beträgt 2.15:1 im Falle folgender Volumenanteile: Blei 61.8%, Faser 28.7% und Luft 9.5%. Damit soll eine Energieauflösung für elektromagnetische Schauer Spaghetti–Kalorimeters von etwa $6.5\%/\sqrt{E[GeV]}$ ermöglicht werden [H193a].

Hinter der SPACAL–Sektion werden die szintillierenden Fasern, insgesamt 1360 Stück, mittels eines Metallrahmens zu einem Bündel zusammengefaßt. Auf einer Länge von etwa 3 – 4 cm sind die Enden der Faserbündel mit einem schwarzen Kleber[2] verklebt, um das Auftreffen von Mantellicht auf den Photomultiplier zu verhindern. Der Grund dafür ist, daß das Mantellicht mit 7.8 cm eine wesentlich geringere Abschwächungslänge für den oben genannten Fasertyp besitzt, als das Kernlicht, das eine Abschwächungslänge von 121.5 cm hat [Bar93]. Somit kann der Einfluß des Ortes der Schauerentwicklung auf die Lichtausbeute auf Kosten ihrer Größe verringert werden. Desweiteren wurden die Enden der Fasern poliert.

Nach dem Faserbündel und einem 0.7 mm breiten Luftspalt schließt sich der Lichtmischer an. Dieser hat die Form eines Pyramidenstumpfes (Abbildung 4.7).

An den Lichtmischer ist über optisches Fett ein Photomultiplier[3] gekoppelt. Dieser wurde ausgewählt, da er für einen Betrieb in einem Magnetfeld von 1.2 Tesla, also dem im H1–Detektor im Bereich des BEMC vorhandenen Magnetfeld, am geeignetsten ist. Der Durchmesser der Bialkali–Photokathodenfläche beträgt nominell 17.5 mm. Der Photomultiplier besitzt 15 Stufen, wobei die maximale Betriebsspannung –2.4 kV beträgt [Jan93].
Die Bleiplatten der 16 Submodule, die das SPACAL–Testmodul bilden, wurden am Ende

[2] Typ: Stycast
[3] Typ: Hamamatsu R 5506

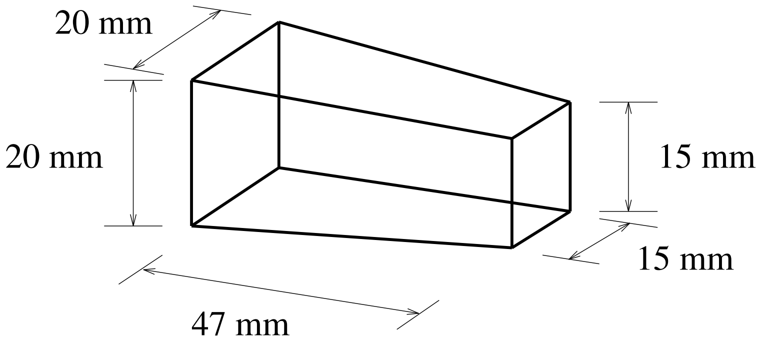


Abbildung 4.7: *Abmessungen des Lichtmischers des ersten SPACAL–Testmoduls [Mül94].*

mit zwei 150 μm dicken Stahlfolien ummantelt, um einen Zusammenhalt zu gewährleisten.

Bei dem Spaghetti–Testmodul ist seine Kompaktheit hervorzuheben. Diese äußert sich in einer kurzen Strahlungslänge von 0.9 cm. Die Kompaktheit ist deshalb wichtig, da für das geplante elektromagnetische und hadronische SPACAL eine vom derzeitigen BEMC und TOF vorgegebene Tiefe eingehalten werden muß.

In Tabelle 4.1 sind noch einmal die wichtigsten Parameter des ersten SPACAL–Testmoduls zusammengestellt. Der Molière–Radius wurde durch eine Simulation mit dem Programm–Paket GEANT mit einem Fehler von ± 2 mm ermittelt [Wal94].

Blei–Faser–Verhältnis	2.15:1
Faser–Typ	Bicron BCF–12
Faserdurchmesser	0.5 mm
Aktive Länge	25 cm
Submodulfläche	29.92×30.4 mm^2
Strahlungslänge X_0	0.9 cm
Molière–Radius R_M	(2.5±0.2) cm

Tabelle 4.1: *Wesentliche Parameter des SPACAL–Testmoduls.*

Kapitel 5

Versuchsaufbau und Datennahme

Dieses Kapitel beinhaltet eine Beschreibung des Versuchsaufbaues und der Datennahme bei den Messungen am Teststrahl 22 des DESY und T7N des CERN. Außerdem wird auf die Triggeranordnung sowie das Meßprogramm eingegangen.

5.1 Gassystem und Hochspannungsversorgung

Der Gasbehälter, in dem die Jetkammern befestigt sind, wurde für die Messungen ständig mit dem Gasgemisch Argon–Ethan (50/50) versorgt. Dazu diente das in Abbildung 5.1 skizzierte Gassystem.

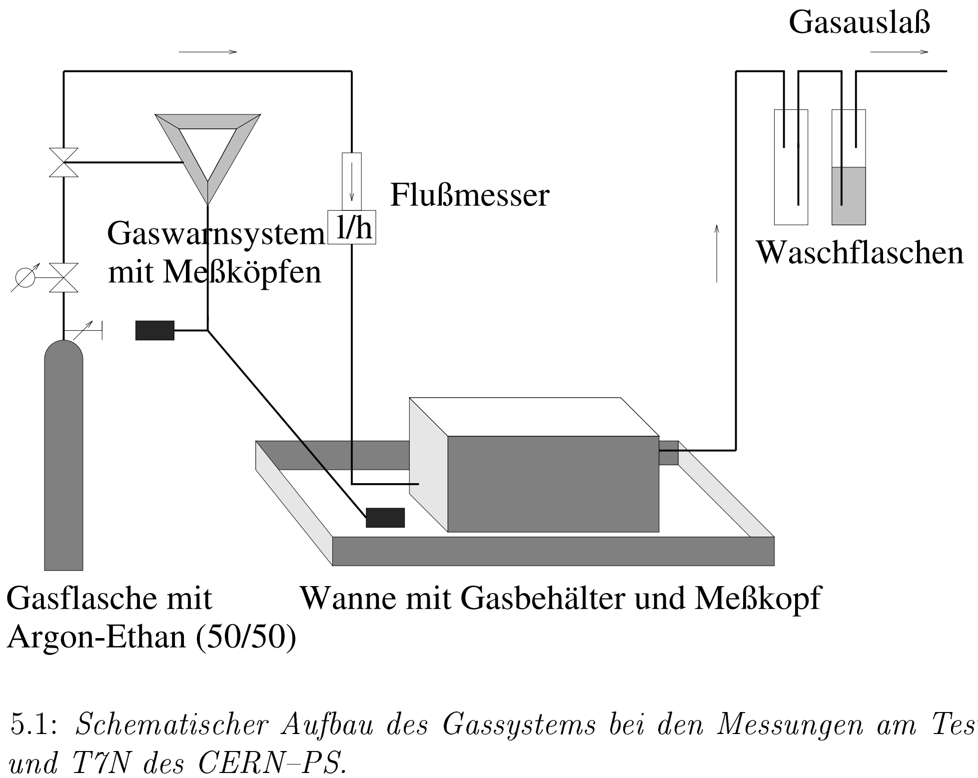


Abbildung 5.1: *Schematischer Aufbau des Gassystems bei den Messungen am Teststrahl 22 des DESY und T7N des CERN–PS.*

Der Aufbau dieses Systems war bei den Tests am DESY und am CERN im Prinzip gleich. Während am DESY jedoch das Gasgemisch in einer Gasflasche vorhanden war, mußte es am CERN in einem Gasmischrack aus reinem Argon und Ethan gemischt werden.

Das Gasgemisch Argon–Ethan (50/50) gelangte am DESY aus einer Gasflasche über einen Druckminderer, ein Sicherheitsventil und einen regelbaren Durchflußmesser in den Gasbehälter. Am CERN waren vor dem Sicherheitsventil die Gasflaschen mit Argon und Ethan, die jeweils einen Druckminderer sowie einem regelbaren Durchflußmesser besaßen, und danach das Gasmischrack, an dem die Gasmischung kontrolliert wurde, aufgebaut. Der Gasfluß wurde am Ventil des Durchflußmessers, der vor dem Gasbehälter liegt, auf 15 l/h eingestellt.

Da Argon–Ethan ein brennbares Gasgemisch ist, waren am besondere Sicherheitsvorkehrungen zu treffen. Der Gasbehälter mußte auf dem Fahrtisch in einer Wanne plaziert werden, in der evtl. aus dem Gasbehälter ausströmendes Gas aufgefangen werden konnte. In dieser Wanne, rings um den Fahrtisch und in unmittelbarer Nähe der Gasflaschen wurden Gasmeßköpfe installiert, die sensitiv auf den Austritt eines Gases aus dem Gassystem sind. Bei der Registrierung eines Gaslecks spricht ein Warnsystem an, welches sofort das Sicherheitsventil am Beginn des Gassystems schließt, einen weiteren Abfluß von brennbarem Gas in die Experimentierhalle stoppt und die örtlichen Sicherheitsfachleute informiert.

Vom Auslaß des Gasbehälters strömte das Gasgemisch durch eine ölgefüllte Waschflasche, bildete dort Blasen und bot so eine gute visuelle Kontrolle des Gasflusses. Das durch dieses System gelangte Gas wurde schließlich in einen Abgasschlauch geleitet. Der Druck im Gasbehälter hing dadurch vom Außendruck ab, der bei den DESY–Messungen bei (1015$\pm$5) mbar und bei den CERN–Messungen bei (950$\pm$10) mbar lag. Zur Kontrolle des Druckes im Gasbehälter wurde an diesem eine Druckmeßdose angebracht. Der gemessene Druck konnte dann an einer digitalen Anzeige mit einer Genauigkeit von 1 mbar abgelesen werden. Bevor die Messungen mit den Jetkammern beginnen konnten, war es wichtig, den Gasbehälter einen Tag lang mit dem Argon-Ethan–Gemisch zu spülen, um Verunreinigungen und Reste von Sauerstoff zu entfernen und um stabile Gasverhältnisse für die Messungen zu schaffen. Falls der Anteil der elektronegativen Gase im Kammergas zu groß ist, kann die Gasverstärkung stark beeinträchtigt werden. Wäre zum Beispiel 1% Sauerstoff in Argon als Kammergas vorhanden, würde unter Normalbedingungen, einem elektrischen Feld von 500 $\frac{V}{cm}$ und einer Driftgeschwindigkeit von 4 $\frac{\mu m}{ns}$ auf einer Driftstrecke von einem Zentimeter 33% der durch Ionisation entstandenen Elektronen vom Sauerstoff eingefangen [Sau77].

Die für die Jetkammern benötigten Hochspannungen bis zu –4.9 kV wurden von einer Spannungsquelle[1] geliefert, danach aufgeteilt und den zwei gasdichten HV–Steckern an einem der beiden Gasbehälterdeckel zugeführt, an die Kabel für die Spannungsteilerketten und die Kathodenflächen angeschlossen sind. Am Hochspannungsnetzgerät konnte neben der angelegten Spannung auch der gesamte fließende Strom abgelesen werden. Dieser lag normalerweise bei 53 μA bei einer Spannung von –4.9 kV, wie bereits in Kapitel 3 erwähnt wurde. Bei den Testmessungen am CERN stieg jedoch zeitweise der Strom um bis zu 5 μA, wenn ein Teilchenpaket die Jetkammern passierte. Um einen zu hohen Strom zu vermeiden, wurde am Hochspannungsgerät eine Stromschwelle von 59 μA eingestellt. Diese sorgt bei höheren Strömen, die jedoch nicht auftraten, für eine Reduzierung der Hochspannung.

[1] Typ: Fug HCN14–6500

5.2 Die Auslese–Elektronik

In Abbildung 5.2 ist die während der Messungen am DESY und CERN benutzte Auslese–Elektronik schematisch dargestellt. In den folgenden Abschniten wird auf die einzelnen Elemente näher eingegangen.

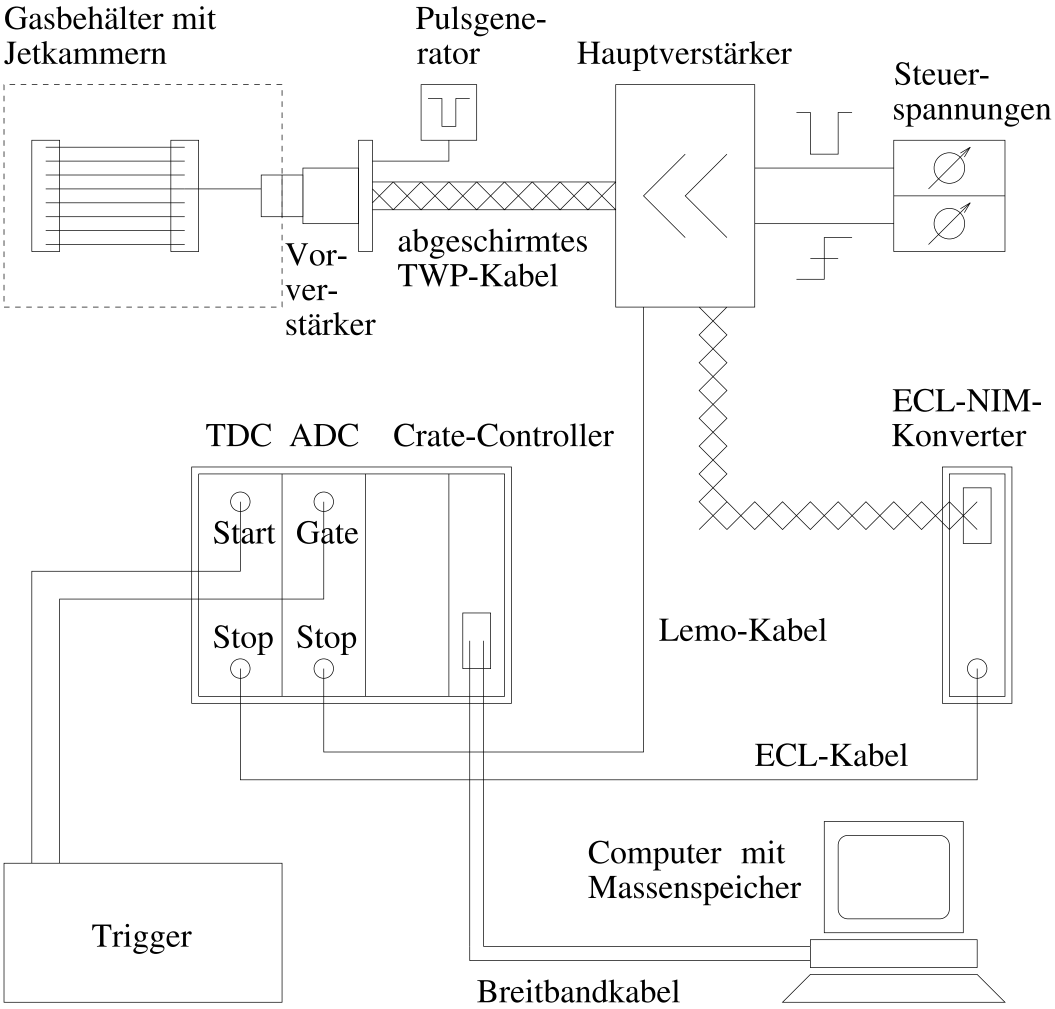


Abbildung 5.2: *Schematischer Aufbau der Auslese–Elektronik.*

Ein Primärelektron liefert an einer Anode eine Ladung von einigen Pico–Coulomb. Dadurch wird es für die Weiterverarbeitung der Signale in der Meßelektronik notwendig, die Signale zu verstärken und zu digitalisieren. Zu diesem Zweck wurden Vor- und Hauptverstärker eingesetzt, welche für die Mikrovertex–Driftkammer des ARGUS-Detektors am DORIS–Speicherring am DESY (Hamburg) vom Lehrstuhl 'Experimentelle Physik V' der Universität Dortmund entwickelt worden sind [Mic89]. Die stromsensitiven Vorverstärker sind jeweils zu 8 Kanälen auf 53.5 $mm \times 43.0\ mm$ großen Platinen in platzsparender SMD-Bauweise (SMD: **S**urface **M**ounted **D**evice) aufgebracht. Diese Karten konnten für die Messungen mit den Jetkammern direkt an den dafür vorgesehenen Steckplätzen auf dem

Gasbehälter (vgl. Abschnitt 3.4) befestigt werden. Jede dieser Vorverstärkerkarten besitzt zudem einen Testpulseingang, über den mittels eines Pulsgenerators in alle acht Kanäle ein Signal eingespeist werden kann. So konnten die Vor- und Hauptverstärker sowie die nachfolgende Elektronik auf ihre einwandfreie Funktionsfähigkeit hin überprüft, alle 32 benötigten Kanäle am Hauptverstärker abgeglichen und die Linearität der bei den Testmessungen eingesetzten TDCs getestet werden. In Tabelle 5.1 sind noch einmal seine wichtigsten Daten zusammengefaßt. Eine Schaltskizze des Vorverstärkers ist in [Mic89] wiedergegeben.

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

Tabelle 5.1: *Wesentliche Merkmale eines ARGUS–Vorverstärkerkanals nach [Mic89].*

Die in den Vorverstärkern differenzierten Signale der Anoden gelangen über abgeschirmte twisted pair–Kabel zu den Eingängen der Hauptverstärker. Die Metall–Abschirmung dieser Kabel und das Verdrehen von zwei Kabeln miteinander, die einen Differenzverstärkereingang speisen, verringern den ungewollten Einfang von Störfrequenzen. Wie im Falle der Vorverstärker sind auf einer Hauptverstärkerplatine acht Kanäle zusammengefaßt, so daß jeweils einem der vier Vorverstärker ein Hauptverstärker zugeordnet werden kann. Der Aufbau eines Hauptverstärkers läßt sich in vier Funktionseinheiten unterteilen (Abbildung 5.3). In der ersten Komponente werden die Ausgangsspannungen der Vorverstärker mittels eines Analogverstärkers um einen Faktor 25 verstärkt, wobei die verstärkten analogen Signale an einem 50 Ω–Analogausgang abgegriffen werden können. Die zweite Funktionseinheit ist ein Pulshöhendiskriminator, welcher nur Pulse mit Amplituden durchläßt, die oberhalb einer

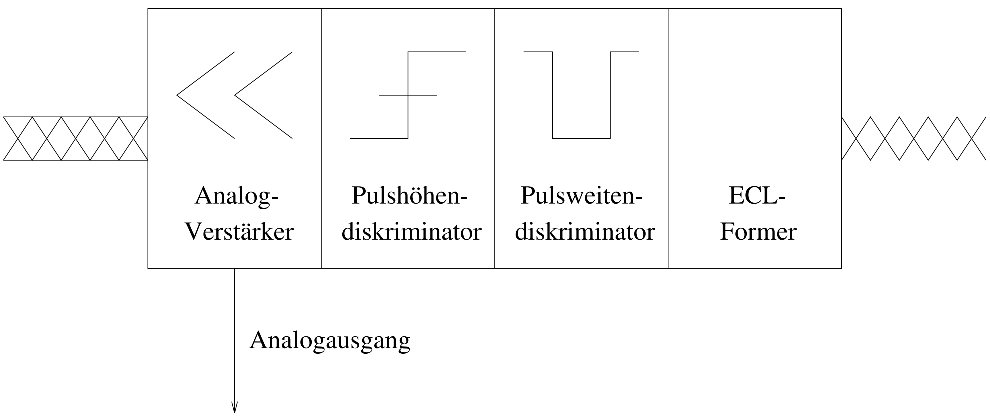


Abbildung 5.3: *Die vier Funktionseinheiten eines ARGUS–Hauptverstärkerkanals nach [Mic89].*

Spannungsverstärkung	25
Mindest–Pulsbreiten	10 – 100 ns
Übersprech–Unterdrückung	> 50 dB
Zeitstabilität	< 0.4 ns
Eingangs–Impedanz	100 Ω
Ausgangs–Impedanz	100 Ω
Verlustleistung	1.25 W/Kanal

Tabelle 5.2: *Wesentliche Merkmale eines ARGUS–Hauptverstärkerkanals nach [Mic89].*

gewissen Schwelle liegen. Der Wert der Schwellenspannung wird über eine externe Steuerspannung eingestellt. Über eine weitere Steuerspannung kann die minimale Pulslänge in einem Pulsweitendiskriminator (PWCU: **P**ulse **W**idth **C**ontrol **U**nit) (vgl. [Mic89]) festgelegt werden, so daß nur noch Pulse mit einer Mindest–Pulslänge diese Einheit passieren können. Diese Art von Schwelle ist deshalb sinnvoll, weil Signal- und Rauschpulse hauptsächlich unterschiedliche Pulslängen haben, wodurch das Signal–Rausch–Verhältnis erheblich verbessert wird. In der letzten Komponente des Hauptverstärkers wird schließlich das Signal in ein logisches ECL–Signal umgeformt. Der elektronische Aufbau des Hauptverstärkers ist in [Mic89] dargestellt. Die wichtigsten Daten eines Hauptverstärkers sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

5.2.1 Elektronische Meß- und Speicherelemente der Datennahme

Zur Umsetzung der von den Hauptverstärkern und dem Trigger kommenden, zeitlich getrennten Signalen in eine Driftzeit, werden sogenannte TDC–Module (TDC: **T**ime to **D**igital **C**onverter) eingesetzt. In den Meßperioden am DESY und CERN erfolgte die Messung der Driftzeiten mittels vier TDC-Modulen vom Typ 2228A[2]. Jedes dieser Module besitzt acht Stop–Kanäle mit Lemo–Eingängen und einen Common–Start–Eingang. Wie bereits in Kapitel 3.3.4 erwähnt wurde, werden 32 Anoden ausgelesen. Die von ihnen kommenden Signale liegen nach Durchlaufen von Vor- und Hauptverstärker als ECL–Signale vor. Die benutzten TDCs vom Typ 2228A benötigen jedoch NIM–Pulse als Eingangssignale. Daher wurden die ECL–Signale in einem ECL–NIM–Konverter umgewandelt. Die vorliegenden NIM–Pulse konnten dann über Lemo–Kabel so auf die Stop–Eingänge der TDCs gegeben werden, daß auch ein TDC für die Registrierung der Driftzeiten einer Jetkammer zuständig war. Das vom Trigger kommende Signal wurde auf den Common–Start–Eingang der TDCs gegeben. Dabei bedeutet der Common–Start–Modus, mit dem bei diesem TDC–Typ nur gemessen werden kann, folgendes: Das Triggersignal startet das schnelle Aufladen eines Kondensators aller acht Kanäle eines TDCs mit einem konstanten Strom. Die in NIM–Pulse konvertierten Signale der Anoden stoppen das Aufladen des Kondensators, wobei der Zeitpunkt des Stopps für die acht Kanäle aufgrund der verschiedenen Driftzeiten auch unterschiedlich ist. Anschließend wird die Zeit bis zur vollständigen Entladung des Kondensators digital gemes-

[2]Firma LeCroy

sen, so daß eine Zeitinformation vorliegt, die proportional zur Zeitdifferenz zwischen dem Triggersignal und dem Anodensignal ist. Die digitale Zeitinformation kann nun in einen der Zeitkanäle einsortiert werden. Der oben beschriebene Common–Start–Modus kann jedoch zu Problemen führen, falls das Triggersignal zum gleichen Zeitpunkt wie das Anodensignal oder sogar später kommt. Bei den Messungen am DESY wurde das Triggersignal so verzögert, daß die für die Untersuchung des SPACAL–Testmoduls verwendeten ADCs ein zeitlich zu den Photomultipliersignalen passendes Gate–Signal und die TDCs ein zur Untersuchung des Timings passendes Start–Signal erhielten. Um das Start–Signal für die TDCs zur Auslese der Jetkammer–Driftzeiten zeitlich vor dem Stop–Signal zu erhalten, wurde das Triggersignal unverzögert den TDCs zugeführt.

Neben der Registrierung der Driftzeiten durch die TDCs wurden bei den Messungen am DESY und CERN zwei ADC–Module vom Typ 2249A[3] eingesetzt. Diese besitzen jeweils 12 Lemo–Eingänge, von denen 16 über Lemo–Kabel mit den analogen Ausgängen des Hauptverstärkers verbunden wurden. Durch das unverzögerte Triggersignal wurde bei den Messungen am DESY und CERN ein 800 ns langes Zeitintervall definiert, welches als Gate für die ADCs diente. In diesem Zeitfenster werden die Signale der Anodendrähte integriert und in digitale Signale umgewandelt. Zur späteren Verwendung der von den in einem Crate untergebrachten ADC- und TDC–Modulen kommenden Werte wurden diese am DESY auf einer Festplatte und am CERN auf ein Magnetband[4] gespeichert. Dazu wurde der Crate–Controller, der die Auslese der CAMAC–Module und den internen Datentransfer zwischen allen Modulen überwacht im Crate der ADCs und TDCs über einen Computer angesteuert. Dies war am DESY ein PC[5], wogegen am CERN ein VME-Rechner (VME: **V**ersa **M**odule **E**uropa) eingesetzt wurde, dessen Branch-Controller mit dem Crate-Controller verbunden war.

5.3 Die Teststrahlen 22 am DESY und T7N am CERN

Zur Erzeugung des Teststrahls 22 wird vom Elektronensynchrotron DESY II, welches Elektronen mit einer Maximalenergie von 7.5 GeV enthält, ein Teilstrahl extrahiert. Dieser erzeugt an einem primären Target, einem Kohlefaden, Bremsstrahlungsphotonen. Durch ein Vakuumrohr werden diese auf ein sekundäres auswählbares Target, geführt. Bei den DESY–Messungen mit den Jetkammern war immer ein 3 mm dickes Kupfer–Target gewählt worden. Durch Konversion entstehen dort Elektronen. In Abbildung 5.4 ist der weitere prinzipielle Aufbau der Strahlführung dargestellt. Hinter dem Konversionstarget werden durch einen Ablenkmagneten Elektronen um 1.5° auf einen Vakuumkollimator gelenkt, wodurch über die Einstellung des Magnetstromes des Ablenkmagneten eine Festlegung der Elektronenenergie von 1 bis 6 GeV erfolgen kann. Aufgrund von Schwankungen des Magnetstromes besitzt die Strahlenergie eine gewisse relative Unsicherheit (siehe Tabelle 5.3).

Im Oktober 1993 wurden am Teststrahl T7N des Protonensynchrotrons (PS) am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf Messungen mit dem ersten SPACAL–Testmodul durchgeführt. Für die Datennahme und die Triggerlogik war eine französische

[3]Firma: LeCroy
[4]Typ: Exabyte
[5]Typ: Apple Macintosh

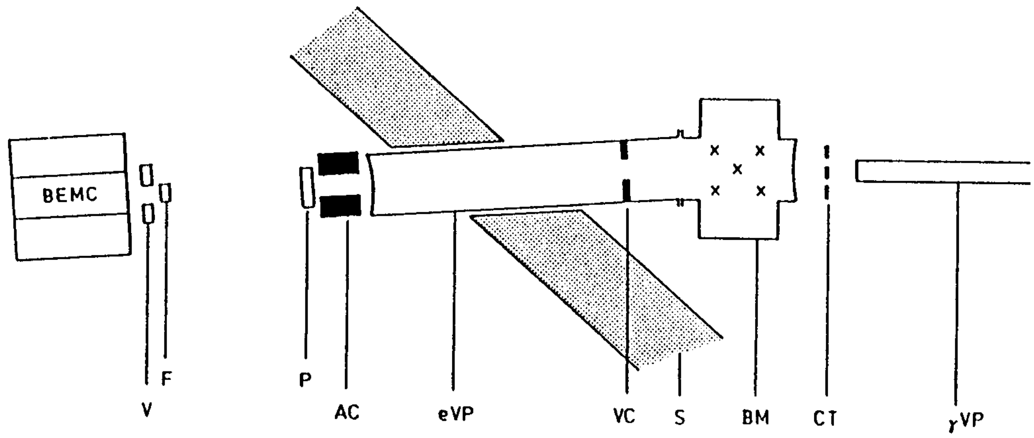


Abbildung 5.4: *Der Teststrahl 22 des DESY nach [Gen91]. γVP = Vakuumrohr für Photonen, CT= Konversionstarget, BM = Ablenkmagnet, S = Betonabschirmung, VC = Vakuumkollimator, eVP = Vakuumrohr des Elektronenstrahls, AC = Bleirohr, P = Paddel–Szintillationszähler.*

E [GeV]	ΔE/E [%]
1.0	1.8
2.0	0.9
3.0	0.6
4.0	0.5
5.0	0.4
6.0	0.3

Tabelle 5.3: *Relative Unsicherheit der Energie des Teststrahls 22 am DESY [Gen91].*

Gruppe der Ecole Polytechnique in Paris verantwortlich. Die Messungen dienten im Vergleich zu den DESY–Messungen speziell, dazu das Verhaltens von Hadronen im SPACAL–Testmodul mit Teilchenenergien bis 6 GeV zu ermitteln, die Eigenschaften zur Trennung von Elektronen und Pionen zu untersuchen sowie die von der französischen Gruppe entwickelten und bereitgestellten Auslese–Elektronik zu testen.

In der östlichen Experimentierzone des CERN–PS befinden sich die vier Teststrahlen T7, T9, T10 und T11. Zu ihrer Erzeugung wird der primäre Protonstrahl E17, dessen Protonen einen Impuls von 24 GeV/c besitzen und der maximal $2{\cdot}10^{11}$ Protonen pro Puls enthält, aus dem Protonensynchrotron ejiziert und anschließend durch einen Septummagneten in die Strahlen E17 und E17 Süd aufgeteilt. Tabelle 5.4 zeigt die wesentlichen Merkmale dieses Primärstrahls. Während der Protonenstrahl E17 über einen Ablenkmagneten auf das Nord–Target trifft, wird der Strahl E17 Süd über eine anderen Ablenkmagneten auf das Süd–Target gelenkt.

Teilchenart	Protonen
Impuls	24 GeV/c
Typische Strahl–Spill–Länge	400 ms
Typische Wiederholungsrate	1 bis 3 pro 14.4 s
Minimale Wiederholungszeit	2.4 s
Maximale Protonenintensität	2×10^{11} Teilchen/Puls

Tabelle 5.4: *Wesentliche Merkmale des Primärstrahls E17 des CERN–PS [Bät88].*

Das Süd–Target, welches bei den Messungen mit dem ersten SPACAL–Testmodul ein Aluminiumzylinder mit einem Durchmesser von 5 mm und einer Länge von 250 mm war, bildet die Quelle für den Teststrahl T7, der einen Produktionswinkel von 0° und einen Abstand zum Boden von 1.28 m besitzt. Als sekundäre Teilchen enthält dieser Protonen, Elektronen, Positronen, Pionen und Myonen mit Energien bis zu etwa 8 GeV. Ihre Polarität, Intensität sowie ihr Impuls können über die Magnete hinter dem Sekundärtarget vom Benutzer festgelegt werden. Abbildung 5.5 zeigt die relative Verteilung von Protonen, Positronen und positiv geladenen Pionen im Teststrahl T7N in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls, wie sie durch [Bak84] und [Bak85] für das Experiment PS188 gemessen wurde. In einem einzelnen Teilchenpaket befinden sich zwischen 10^2 und 10^5 Teilchen.

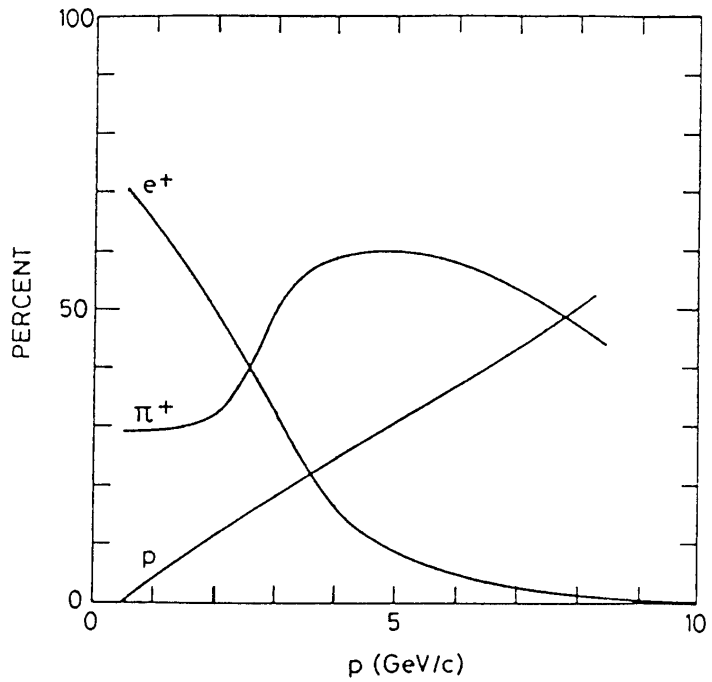


Abbildung 5.5: *Relative Verteilung von Protonen, Positronen und positiv geladenen Pionen im Teststrahl T7N in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls [Bak84] und [Bak85].*

Die Fokussierung des Teststrahls T7 erfolgt in zwei Stufen (Abbildung 5.6). In der ersten Stufe sorgen die zwei Quadrupole Q1 und Q2 sowie der Ablenkmagnet BM1 zusammen mit dem horizontalen Kollimator C1 für die Impuls–Analyse, d.h. der Aussortierung von Teilchen, deren Impuls von einem gewünschten Wert abweicht. Ein vertikaler Kollimator C1 kann zur Regelung der Strahlintensität genutzt werden. In der zweiten Stufe kommt es durch die zwei Dipole BM2 und BM3 sowie die drei Quadrupole Q3, Q4 und Q5 zur Fokussierung des Teststrahls in die Experimentierzone. Durch eine Variation des Stromes der Quadrupole Q4 und Q5 kann der Strahlfokus im Experimentierbereich entlang der Strahllinie verschoben werden.

Die Impulsauflösung $\Delta p/p$ des Teststrahls ist besser als 1%. Als theoretischer Wert wird 0.7% angenommen [Bät88].

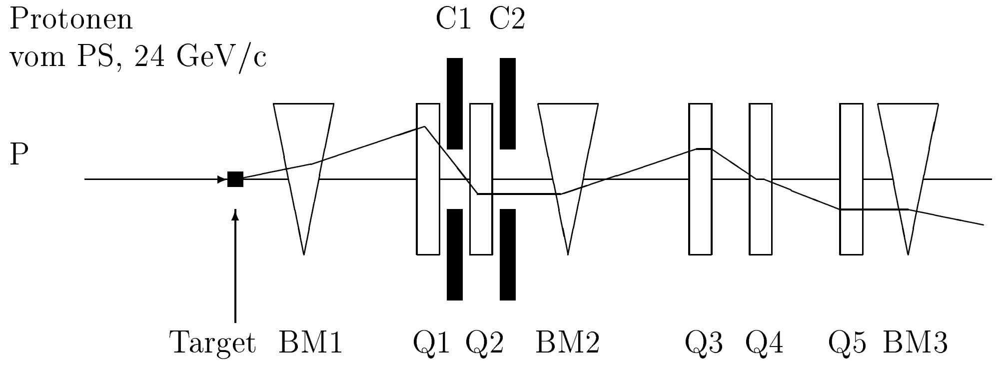


Abbildung 5.6: *Darstellung der Optik des Teststrahls T7N in einem vertikalen Schnitt.*

5.4 Der Triggeraufbau der Testmessungen

Um den Anfangszeitpunkt für die Integration der analogen Signale von den Photomultipliern des SPACAL–Testmoduls und der Anodensignale der Jetkammern in den ADCs sowie die Start-Marke für die TDCs festzulegen, ist ein Triggersignal erforderlich. Abbildung 5.7 stellt die Anordnung des Triggeraufbaus bzw. der Detektoren in der Experimentierzone am Teststrahl 22 des DESY dar. Bei den Messungen am DESY bestand der Trigger aus drei Szintillationszählern, deren Signalauslese über Photomultiplier erfolgte.

Direkt hinter dem Bleirohr, das den Strahl kollimierte, befand sich ein breitflächiger Szintillator, der wegen seiner großen Fläche als 'Paddel' bezeichnet wird. 240 cm hinter dem Paddel–Szintillator war ein Veto–Zähler installiert. Dieser besteht aus einem Szintillator, in dessen Mitte ein Loch mit einem Durchmesser von 2.5 mm gebohrt worden war. Im Abstand von 3 cm vom Veto–Zähler stand ein Fingerzähler, dessen Szinillationsmaterial einen Querschnitt von 10 mm $\times$ 10 mm besaß.

Die von den Photomultipliern der Szintillationszähler kommenden Pulse gelangten über Pulshöhendiskriminatoren auf eine Koinzidenzeinheit. Dort wurde eine Koinzidenz der Signale von Finger und Paddel sowie eine Antikoinzidenz mit dem Veto gebildet. Für Messungen mit den Jetkammern wurde jedoch auf das Veto in der Koinzidenz verzichtet, um den effektiven Strahldurchmesser nicht auf 2.5 mm einzuschränken. So betrug die effektive Strahlfläche in diesem Fall 10 mm $\times$ 10 mm.

Das Signal der Koinzidenzeinheit wurde zusammen mit einem Signal des Meßcomputers, welches seine Empfangsbereitschaft wiedergab, auf eine weitere Koinzidenzeinheit gegeben. D.h. nur wenn die logische UND–Verknüpfung der drei Szintillationszähler ein Signal lieferte und der Meßcomputer gleichzeitig fähig war, die ADC- sowie TDC–Daten über den Crate–Controller auszulesen und abzuspeichern, lag ein Trigger vor. Diese Maßnahme war notwendig, da die Datenaufzeichnung des Meßcomputers langsamer als die Totzeit der Detektoren und Elektronik war. Die registrierte Ereignisrate wurde jedoch im wesentlichen durch die Rate des Pulsbetriebs im DESY II–Synchrotron bestimmt und lag maximal bei etwa 20 Hz. Während der ersten Messungen am DESY verlief die Datenauslese für die Jetkammern und das SPACAL–Testmodul noch getrennt, um die Eigenschaften der Jetkammern näher zu untersuchen. Dabei wurde das Signal des Veto–Zählers in der Koinzidenz der Szintillationszähler nicht berücksichtigt, da so eine höhere Ereignisrate für die Messungen erzielt und der aktive Bereich der Jetkammern besser ausgeleuchtet werden konnte. Erst bei den nächsten Messungen am DESY und CERN erfolgte eine zusammenhängende Datennahme und damit die Möglichkeit mittels der Rekonstruktion der Teilchenspuren durch die vier Jetkammern den Auftreffort eines Teilchens zu bestimmen. Abbildung 5.7 stellt die Anordnung des Triggeraufbaus bzw. der Detektoren in der Experimentierzone am Teststrahl 22 des DESY dar.

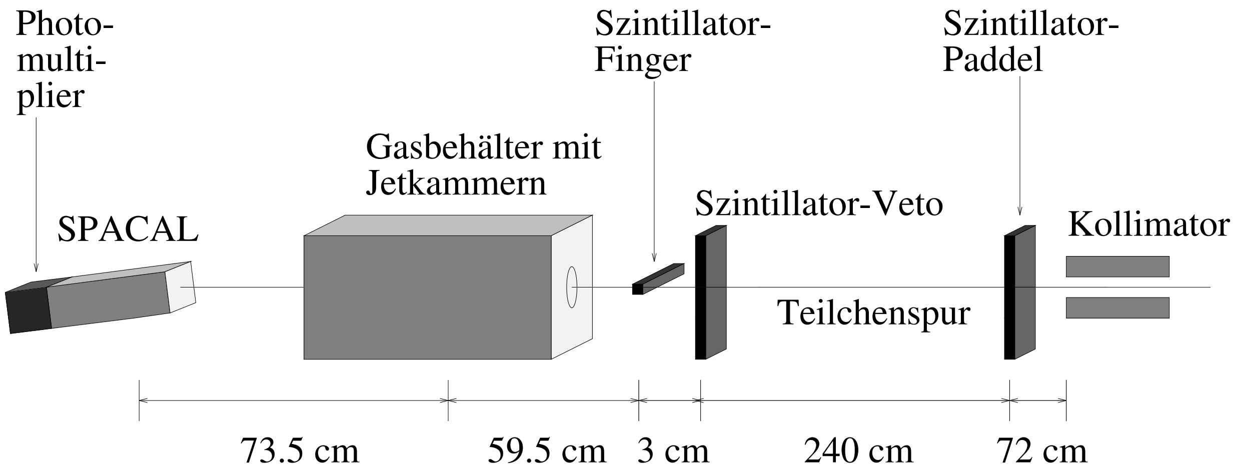


Abbildung 5.7: *Schematische Darstellung des Messaufbaus am Teststrahl 22 des DESY in der Experimentierzone.*

Im folgenden wird der Triggeraufbau während der Messungen am Teststrahl T7N des CERN beschrieben.

Jede der vier Teststrahlexperimentierzonen T7, T9, T10 und T11 ist mit sogenannten Standarddetektoren ausgerüstet, um den Aufbau zu erleichtern und um eine Strahlkontrolle während des Betriebes zu ermöglichen. Die Standarddetektoren sind:

- Vieldrahtproportionalkammern (MWPC, engl: **M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber),
- Čerenkov–Zähler,
- Szintitillationszähler.

Abbildung 5.8 stellt den vollständigen Meßaufbau am Teststrahl T7N hinter den Magneten und Kollimatoren in der Experimentierzone dar.

Die Signale der beiden Vieldrahtproportionalkammern wurden direkt in einen Kontrollraum geleitet, wo auf elektronischem Wege das horizontale und vertikale Strahlprofil bestimmt und auf einem Monitor zusammen mit der Größe sowie der Position angezeigt wurde. Dadurch wurden dem Benutzer die Einstellung der Magnetströme zur Festlegung der Strahlparameter wesentlich erleichtert. Zwischen den beiden Vieldrahtproportionalkammern befanden sich zwei Schwellen–Čerenkov–Zähler, die zur Teilchenidentifizierung im Strahl dienten und als Triggerelemente während der CERN–PS Testmessungen eingesetzt wurden.

Zusammen mit den beiden Schwellen–Čerenkov–Zählern bildeten die drei Szintillationszähler S_1, S_2 und S_3 den Trigger. S_1 war ein als Paddel–Szintillationszähler benutzter Veto–Zähler, während die Szinitllationszähler S_2 und S_3 ein horizontaler bzw. vertikaler Fingerzähler mit einer Querschnittsfläche von 1 cm^2 waren. Dadurch wurde der Strahlquerschnitt für akzeptierte Ereignisse ebenfalls auf 1 cm^2 festgelegt. Das endgültige Triggersignal wurde aus der Koinzidenz der Photomultipliersignale der Finger–Szintillations- und Čerenkov–Zähler sowie des Paddel-Zählers gebildet.

Auch bei diesen Messungen war die Ausleserate durch die Totzeit der Elektronik begrenzt. Je Teilchenpaket wurden 50 bis 70 Ereignisse registriert und gespeichert. Da alle 14.4 s ein Teilchenpaket das SPACAL–Testmodul traf, ergab sich eine effektive Rate von 3.6 bis 4.9 Hz.

5.5 Die Meßprogramme der Testmessungen

Es gab drei Meßperioden am DESY und CERN, bei denen die vier Jetkammern eingesetzt wurden und deren Daten den Untersuchungen in den folgenden beiden Kapiteln zugrunde liegen. Bei den ersten Messungen am DESY im August 1993 verlief die Datennahme für die Jetkammern noch getrennt von der Datennahme für das SPACAL–Testmodul, um die Eigenschaften der Jetkammern genauer zu studieren. Dabei wurden unter anderem Messungen durchgeführt, bei denen die Position des Fahrtisches, auf dem die Jetkammern positioniert waren, transversal zur Strahlrichtung geändert wurden. Durch die Auswertung der TDC–Spektren konnte der Fahrtisch so positioniert werden, daß der Elektronenstrahl im Mittel vornehmlich den Driftraum in der Nähe der beiden innersten Anoden einer Jetkammer traf. In diesem Fall lag die maximale Driftzeit, oder anders ausgedrückt die rechte Kante eines TDC–Spektrums, bei der für sie kleinsten möglichen Zeit.

Außerdem wurde das Verhalten der Driftzeitspektren und ADC–Spektren bei einer Variation der nominellen Spannung zwischen –4.0 kV und –5.2 kV an der Kathodenfläche bzw. Spannungsteilerkette untersucht. Hierbei zeigte sich, daß bei einer Spannung von –4.9 kV die Anzahl der Einträge von Driftzeiten außerhalb des durch die TDCs festgelegten Bereiches am geringsten war und daß die Zahl der innerhalb dieses Bereiches liegenden Ereignisse ein Maximum erreichte.

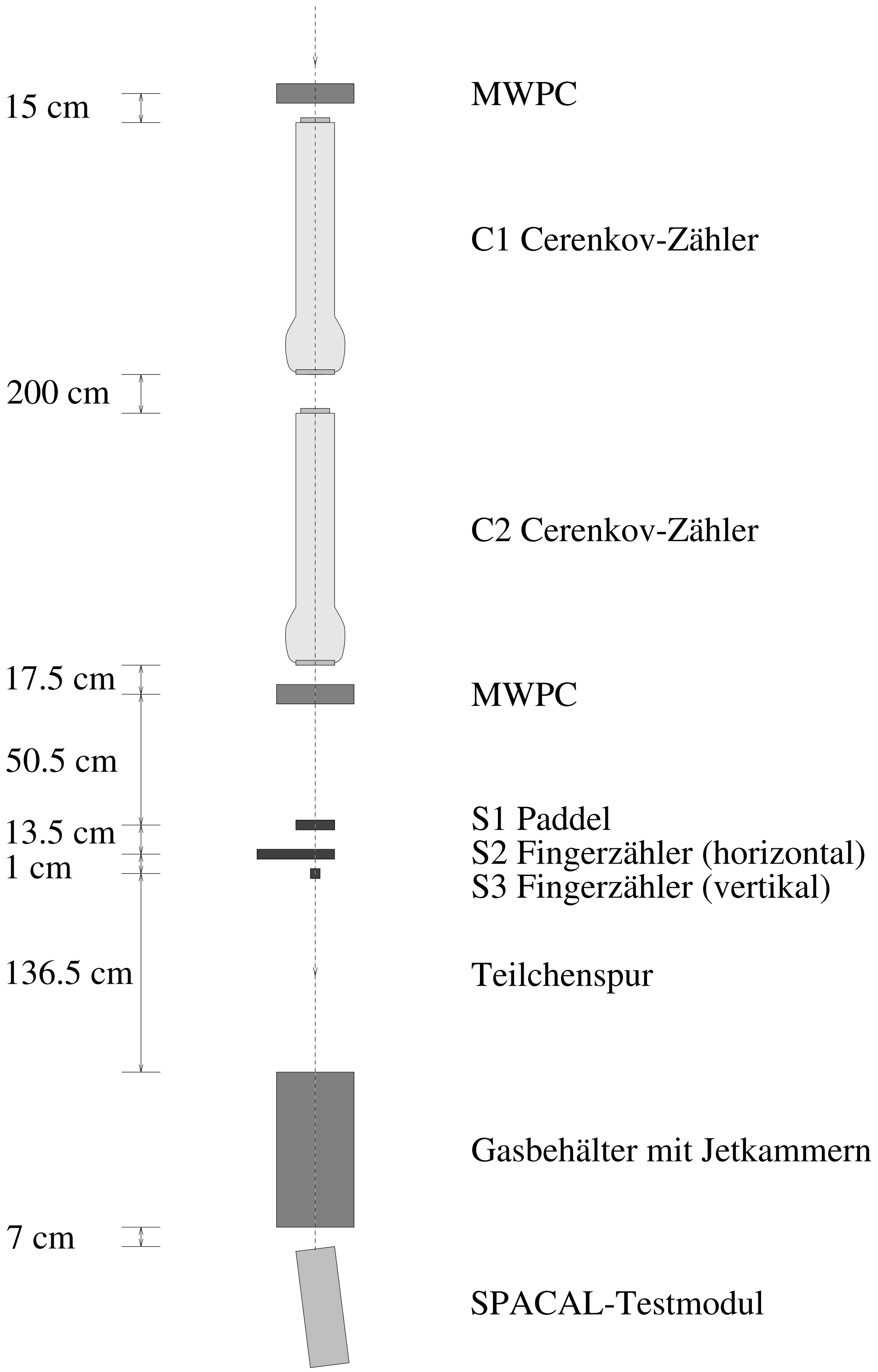


Abbildung 5.8: *Schematische Darstellung des Meßaufbaus am Teststrahl T7N hinter den Magneten und Kollimatoren in der Experimentierzone.*

Bei den zweiten Messungen am DESY im September 1993 erfolgte die Datenahme für die Jetkammern und das SPACAL–Testmodul zusammen. Dabei wurde jedoch der Veto-Zähler aus der Triggerlogik herausgelassen, um eine bessere Ausleuchtung der aktiven Fläche der Jetkammern zu ermöglichen. Auch hier wurde die nominelle Fahrtischposition wie oben beschrieben bestimmt und eingestellt sowie eine Variation der nominellen Hochspannung durchgeführt. Das Meßprogramm der Messungen am CERN im Oktober 1993 beinhaltete folgende Punkte:

- Einschuß von Elektronen einer Energie von 4 GeV in die Mitte der einzelnen Submodule zwecks Kalibrierung der ADC–Spektren
- Variation der Einschußposition entlang der Submodule 5, 6, 7, 8 sowie 3, 7, 11, 15 (vgl. Abbildung 4.4) für Elektronen einer Energie von 4 GeV
- Einschuß in die Submodule 6, 7, 11 und dem Mittelpunkt des SPACAL–Testmoduls mit Hadronen einer Energie von 4 GeV
- Variation der Teilchenenergie von Elektronen und Hadronen im Bereich von 1 – 6 GeV bei gleichzeitiger Änderung der Einschußposition
- Einschuß der Teilchen auf das SPACAL–Testmodul senkrecht zur Längsausrichtung der szintillierenden Fasern, wobei der Auftreffort auf dem Kalorimeter in horizontaler und vertikaler Richtung variiert wurde
- Untersuchungen zur Auslese–Elektronik
- Messung mit breitem Strahlprofil durch Entfernung der Fingerzähler aus der Triggerlogik zur Kalibrierung der TDC–Spektren der Jetkammern

Bei allen Messungen wurden die vier Jetkammern benutzt. Desweiteren wurden während der Datennahme sogenannte 'Pedestal-' und LED–Ereignisse zusätzlich gespeichert. Durch Pedestal–Ereignisse, bei denen trotz des Ansprechens des Triggers keine Energiedeposition im Kalorimeter erfolgt und damit kein Signal am Eingang des ADC vorliegt, wird der Nullpunkt der ADC–Spektren des SPACAL–Testmoduls festgelegt. Durch Rauschen in der Elektronik ergibt sich eine Verteilung um den Nullpunkt. Die Pedestal–Ereignisse wurden während aller Meßperioden erzeugt, um die Zeitabhängigkeit der Nullpunkte der verwendeten ADCs besser kontrollieren zu können. Das Triggersignal wurde dazu von einem Pulsgenerator erzeugt. Bei LED–Ereignissen leuchtete die vor dem SPACAL–Testmodul angebrachte LED auf. Die szintillierenden Fasern leiteten das Licht weiter über die Lichtmischer auf die Photomultiplier. Dadurch wurde ein vom Pedestal unterschiedlicher Eintrag in den ADC–Spektren erreicht.

Kapitel 6

Analyse der Jetkammerdaten

In diesem Kapitel wird die Auswertung der TDC–Daten der Jetkammern beschrieben. Dazu wird die Kalibrierung der TDC–Spektren, eine erste Annahme über die Orts–Driftzeit–Beziehung und anschließend das Spurrekonstruktionsprogramm erläutert. Im Anschluß daran werden die Ergebnisse des Programmes dargestellt und bewertet.

6.1 Einleitung

6.1.1 Kalibrierung der TDC–Spektren

Zur Messung der Driftzeiten der Elektronen in den Jetkammern am Teststrahl 22 des DESY und des Teststrahls T7N des CERN–PS wurden TDC-Module vom Typ 2228A der Firma LeCroy eingesetzt. Diese Module liefern als Ausgangswerte nicht direkt die Driftzeit, sondern eine aus einer binären Zahl abgeleitete Kanalzahl. Um den Wert einer Driftzeit zu erhalten, ist eine Kalibrierung der TDC–Module erforderlich, d.h. es muß eine Beziehung der Form

$$Driftzeit = m \cdot Kanalnummer + c \tag{6.1}$$

gefunden werden, wobei die beiden Parameter m und c zu bestimmen sind. Für diese Kalibrierung wurden die von einem Pulsgenerator erzeugten Signale in einem Linear Fan In-Fan Out-NIM-Modul aufgeteilt. Die Pulse des ersten Zweiges wurden über Lemo–Kabel auf die Common-Start-Eingänge der TDC–Module gegeben, während die des zweiten Zweiges mittels eines Dual-Gate-Generators um bestimmte Zeiten gegenüber den Pulsen des ersten Zweiges verzögert und anschließend in die Testpulseingänge der vier Vorverstärkerkarten eingespeist wurden. Diese Signale durchliefen die gesamte Verstärkerkette und gelangten zuletzt in die Stop-Eingänge der TDC–Module. Die Zeitdifferenz Δt zwischen den Start- und Stop–Signalen wurde direkt vor den TDC–Modulen gemessen. Je nach Wert von Δt erhielt man Einträge in entsprechenden TDC–Kanälen. Zur Kalibrierung wurden die Mittelwerte der gefüllten und zu einem Zeitintervall Δt gehörenden Kanäle ermittelt. Die Wertepaare <Kanalnummer>(Δt) wurden in ein Diagramm eingetragen. Dieses bestätigte den linearen Zusammenhang zwischen Driftzeit und Kanalnummer. Durch eine Anpassung einer Geraden an die Meßwerte wurden die Eichfunktionen ermittelt. Zur Festlegung des Nullpunktes t_0 der TDC–Spektren eines jeden TDC–Kanals, wurde an ihre stark ansteigende Flanke bei

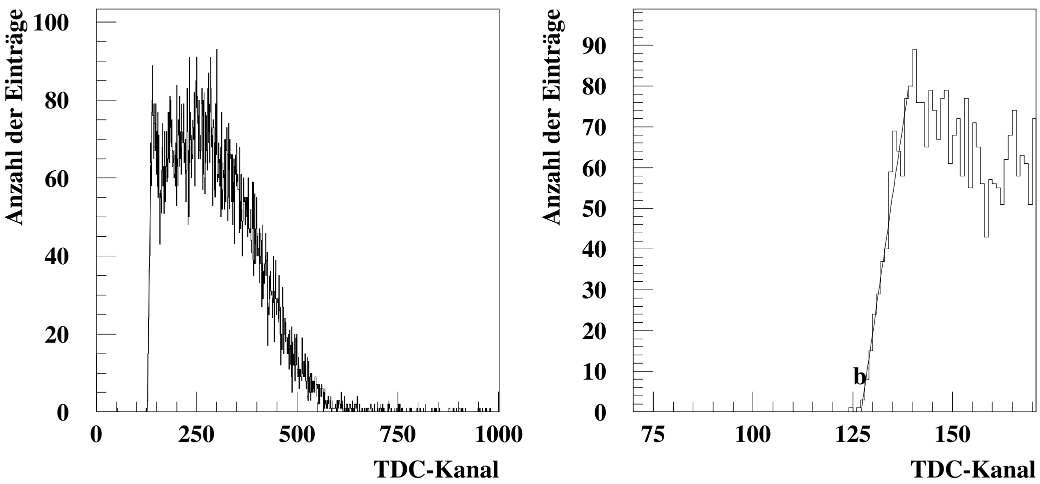


Abbildung 6.1: *Verlauf eines TDC–Spektrums der DESY–Messungen und Festlegung des Kanalnullpunktes durch Anpassung einer Geraden.*

kleinen Driftzeiten eine Ausgleichsgerade gelegt und ihr Schnittpunkt b mit der Kanalnummerachse bestimmt (Abbildung 6.1). Am DESY war der Fahrtisch, auf dem der Gasbehälter mit den Jetkammern stand, so positioniert, daß die TDC–Spektren aller Kanäle und damit aller ausgelesenen Signaldrähte eine stark ansteigende linke Flanke wie in Abbildung 6.1 besitzen. Dies war möglich, da bei einer durch den Fingerzähler festgelegte Breite des Teststrahls 22 von 10 mm und der durch den 5°-Winkel der Anodenebenen hervorgerufenen effektiven Breite von 7 mm der Anodenebenen alle Signaldrähte vom Teststrahl getroffen wurden. Da der Fahrtisch der Jetkammern am Teststrahl T7N des CERN–PS nur ausserhalb der Strahlzeit manuell in seiner Position verändert werden konnte, wurde dort eine zusätzliche Messung mit breitem Strahl durchgeführt, so daß alle Signaldrähte dabei vom Teststrahl getroffen wurden. Es entstanden TDC–Spektren der in Abbildung 6.2 wiedergegebenen Form. Die Verbreiterung des Teststrahls wurde durch eine Änderung am nominellen Trigger ermöglicht, indem die Fingerzähler nicht in die Triggerkoinzidenz mit einbezogen wurden. Die entgültige Kalibrierungsvorschrift für die TDC–Spektren lautete:

$$t = \frac{k-b}{a} \tag{6.2}$$

mit t=Driftzeit, b=Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden mit der Kanalnummerachse, k=Kanalnummer und a=Steigung der Eichfunktion.

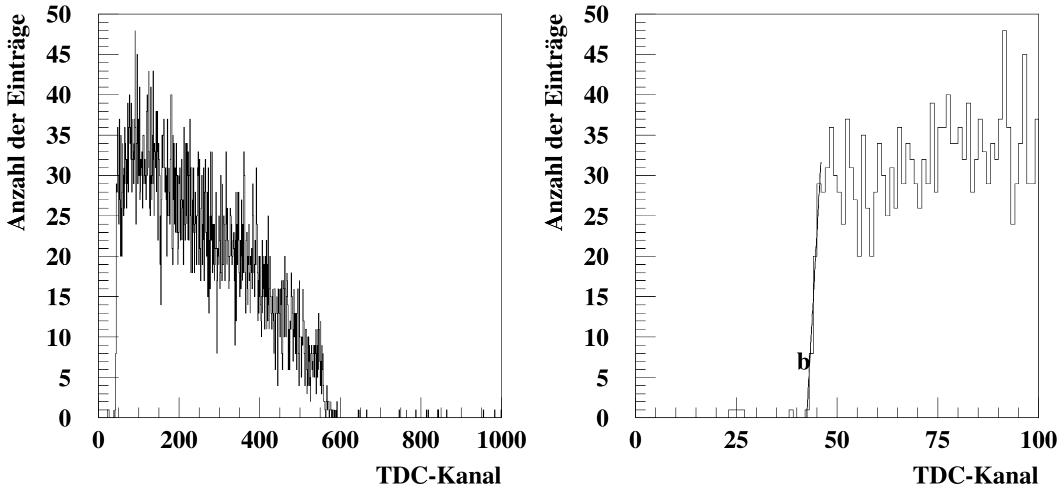


Abbildung 6.2: *Verlauf eines zur Bestimmung des Zeitnullpnktes aufgenommenen TDC–Spektrums der CERN–Messungen und Festlegung des Kanalnullpunktes durch Anpassung einer Geraden.*

6.1.2 Erste Abschätzung der Driftgeschwindigkeit

Bei den Messungen am Teststrahl 22 des DESY war der Gasbehälter mit den vier Jetkammern vor dem SPACAL–Testmodul auf einem in Millimeterschritten beweglichen Fahrtisch positioniert. Dadurch war es möglich, den Elektronenstrahl innerhalb der gesamten aktiven Fläche der Kammern treffen zu lassen.

Die aktive Fläche einer Jetkammer beträgt 6 cm $\times$ 7cm , falls der Neigungswinkel der Kammer gegenüber dem Elektronenstrahl nicht 5°, sondern etwa 0° wäre. Durch die Kippung der Kammern gegenüber der Grundplattenfläche , auf der sie befestigt ist, bzw. ihrer Längsachse und damit auch dem Teststrahl, verringern die Jetkammern gegenseitig das 'Fenster', durch das Teilchen des Teststrahls die vier Kammern passieren können, ohne auf eine Kante der FR4–Grundplatten mit den Kathodenflächen zu treffen. Die Abmessungen dieses Fensters, also die neue aktive Fläche der Jetkammern beträgt somit nur noch 3.9 cm $\times$ 3.9 cm.

Die Jetkammern wurden nun so mit Hilfe des Fahrtisches durch den Teststrahl gefahren, daß dieser entlang einer zu den Signaldrähten senkrechten Linie verschoben wird. Die Veränderung der Teststrahlposition gegenüber den Kammern zeigte sich in den TDC–Spektren. Da die folgenden Bemerkungen gleichermaßen für alle 32 ausgelesenen Anoden gilt, ist nur eine Beschränkung auf einen beliebigen Anodendraht notwendig.

Trifft der Elektronenstrahl die speziell betrachtete Anode nicht und fliegen die Elektronen immer an dieser vorbei, so ergibt sich ein zu hohen Driftzeiten hin verschobenes TDC–

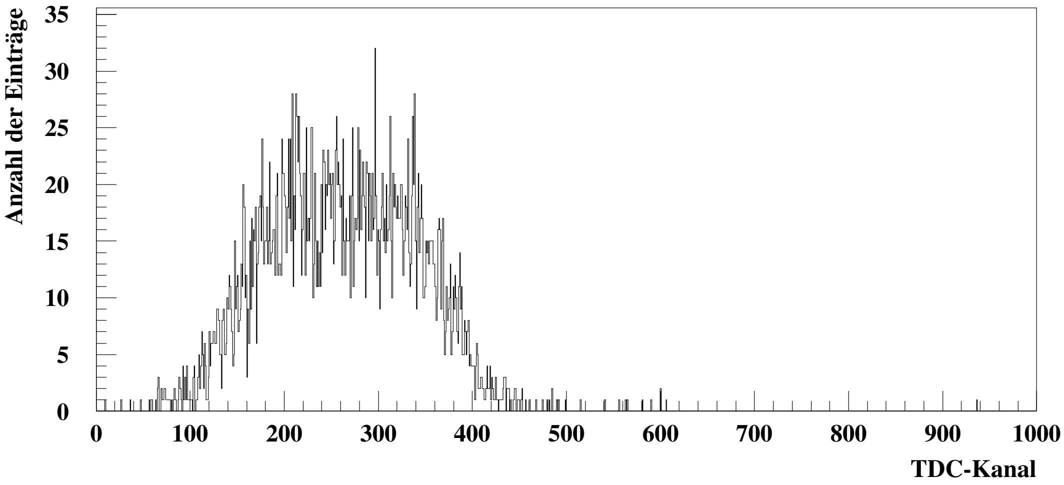


Abbildung 6.3: *Verlauf eines TDC–Spektrums, falls der Teilchenstrahl die Anodenebene nicht trifft.*

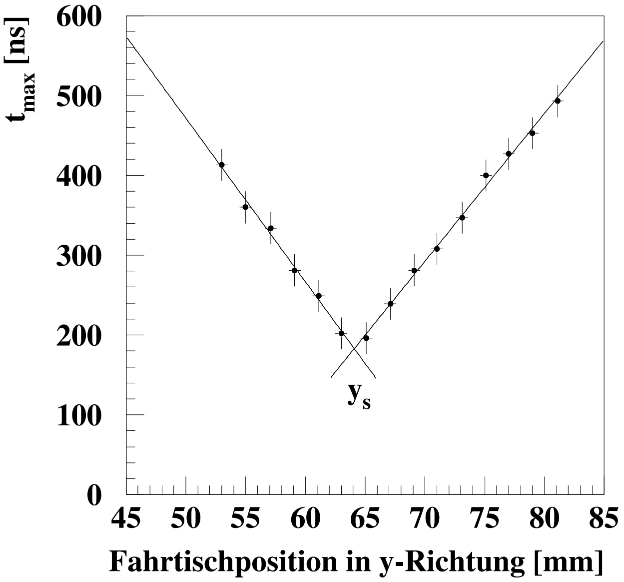


Abbildung 6.4: *Abhängigkeit der maximalen Driftzeit von der Fahrtischposition. Die durgezogenen Linien stellen an die Meßwerte angepaßte Geraden dar.*

Spektrum (Abbildung 6.3). Je näher die Elektronen des Teststrahls an der Anode vorbeifliegen, desto mehr liegt das TDC–Spektrum bei kleineren Driftzeiten. Wird die Anode getroffen, so zeigt sich ein am Zeitpunkt t_0 beginnendes TDC–Spektrum, wodurch auch eine Festlegung des Zeitpunktes t_0 in der Kalibrierung ermöglicht wird (siehe Kapitel 6.1.1). Wird für jede der Fahrtischpositionen die maximale Driftzeit t_{max} aus den TDC–Spektren der Anode bestimmt und gegen die Fahrtischposition aufgetragen (Abbildung 6.4), so ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen den beiden Größen für Fahrtischpositionen kleiner und größer als y_S. y_S ist die Koordinate des Schnittpunktes der beiden Ausgleichsgeraden durch die Wertepaare t_{max}(Fahrtischposition x,y). Diese Abhängigkeit wurde für eine innere und äußere Anode der die x- bzw. y–Koordinaten rekonstruierenden Jetkammern untersucht. Der Mittelwert der Steigung der Ausgleichsgeraden liefert eine erste Approximation für die Driftgeschwindigkeit:

$$v_D = (51.2 \pm 1.3) \frac{\mu m}{ns} \ . \tag{6.3}$$

Der Wert stimmt im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den Werten in der Abbildung 2.4 bei einem elektrischen Feld von etwa 1 $\frac{kV}{cm}$ überein.

6.1.3 Erste Approximation der Orts–Driftzeit–Beziehung

Um eine erste Approximation der Orts–Driftzeit–Beziehung $r(t)$ zu erhalten, kann eine Integration eines TDC–Spektrums durchgeführt werden, falls die Driftgeschwindigkeit vom lokalen E–Feld und somit vom Drahtabstand abhängt:

$$r(t) = \int_0^t \frac{dr}{dt'} \, dt' \ . \tag{6.4}$$

Im Falle einer Gleichverteilung der Abstände der Spuren vom Draht gilt $dN/dr = const. = N_{ges}/r_{max}$ und daher:

$$r(t) = \frac{r_{max}}{N_{ges}} \int_0^t \frac{dN}{dt'} \, dt' \tag{6.5}$$

$$\begin{aligned} dN &: \text{ Anzahl der Spuren im Zeitintervall dt} \\ N_{ges} &: \text{ Gesamtzahl der Spuren} \\ r_{max} &: \text{ größter gemessener Radius .} \end{aligned}$$

Das Integral kann für die Zeitkanäle der TDC–Spektren diskretisiert werden:

$$r(t_k) = \frac{r_{max}}{N_{ges}} \sum_{i=1}^{k} N(t_i) \tag{6.6}$$

$$\begin{aligned} t_i &: \text{ diskrete Zeit des Kanals } i \\ N(t_i) &: \text{ Anzahl der Einträge im Zeitkanal } i \text{ .} \end{aligned}$$

Da jedoch das Profil der Teststrahlen am DESY und CERN eher gaußförmig war, und damit der Driftraum der Jetkammern ausgeleuchtet wurde, müßte der Wert $N(t_i)$ entsprechend gewichtet werden. Vor der Rekonstruktion der Spuren ist das Strahlprofil jedoch unbekannt. Nach einer Abschätzung des Profils müßte dieses in einem iterativen Verfahren verbessert und immer wieder in der Integration eines TDC–Spektrums berücksichtigt werden. Da das elektrische Feld im Driftraum der Jetkammern, also nicht direkt in Anodennähe, für das Gasgemisch Argon–Ethan (50/50) eine konstante Driftgeschwindigkeit ermöglicht (siehe Kapitel 3), wird folgender linearer Ansatz angenommen:

$$r(t) = v_D\, t = 51 \frac{\mu m}{ns}\, t \,. \tag{6.7}$$

6.1.4 Allgemeine Prinzipien der Spurrekonstruktion

Durchquert ein geladenes Teilchen den Driftraum einer Jetkammer, so liefern die Anoden, auf die die Primär- und Sekundärelektronen zudriften, ein Signal. Dieses wird in den TDC–Modulen in eine Kanalnummer umgewandelt. Nach einer Kalibrierung der TDC–Spektren liegen schließlich die gemessenen Driftzeiten vor, aus denen über die Orts–Driftzeit–Beziehung der Abstand zum Signaldraht bestimmt werden kann. Abbildung 6.5 zeigt eine aus den Driftzeiten für die Signaldrähte zweier zugehöriger Jetkammern rekonstruierte Spur.

Die Linien, auf denen Orte gleicher Driftzeit im Raum um eine Anode liegen, werden als Isochronen bezeichnet, wobei diese bei den verwendeten Jetkammern nicht unbedingt als kreisförmig angenommen werden dürfen und hier nur zur Vereinfachung als Kreise dargestellt sind. Zwischen den Isochronen eines 'getroffenen' Drahtes und der rekonstierten Spur besteht ein bestimmter Abstand, daß Residuum. Die Standardabweichung der Residuenverteilung eines nicht in die Spuranpassung einbezogenen Drahtes ergibt die Einzeldrahtauflösung.

Es ist nun nicht bekannt, auf welcher Seite eines Drahtes, bezogen auf die durch das Koordinatensystem festgelegte Richtung, die Teilchenspur verläuft. So existieren für die 16 betrachteten Signaldrähte einer Richtung 2^{16}=65536 Möglichkeiten. Da die beiden Jetkammern aber einen Winkel von etwa 5° gegen die Strahlrichtung haben, ist es für ein Teilchen sehr unwahrscheinlich, daß es innerhalb der Anodenlage einer Jetkammer mehrmals die Seite, auf der es eine Anode passiert, wechseln kann. D.h. ein Teilchen kann entweder nur auf der linken oder rechten Seite einer Anodenlage vorbeifliegen oder es passiert die ersten Anoden auf einer Seite und wechselt diese für die restlichen Anoden der Jetkammer. Durch diese Einschränkung verbleiben für eine Spurrekonstruktion mit den maximal 16 getroffenen Drähten 324 Ambiguitäten. Um die am besten zu den Meßwerten passende Spur zu finden, wird zunächst für jede der Ambiguitäten die Summe der Abstandquadrate zwischen Isochronen und errechneter Spur, daß χ^2 der linearen Regression, betrachtet. Für n 'getroffene' Drähte ist dies:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{(x_i(t_i) - a z_i - b)^2}{\sigma_i^2} \,. \tag{6.8}$$

Der Parameter a ist dabei die Steigung und der Parameter b der Achsenabschnitt der rekonstruierten Spur, wobei sich das Gewicht $1/\sigma_i^2$ eines Meßpunktes aus der driftzeitabhängigen Auflösung σ_i ergibt. Die Spur mit dem kleinsten χ^2–Wert in der x- und y–Projektion wird anschließend als die richtige Spur angesehen.

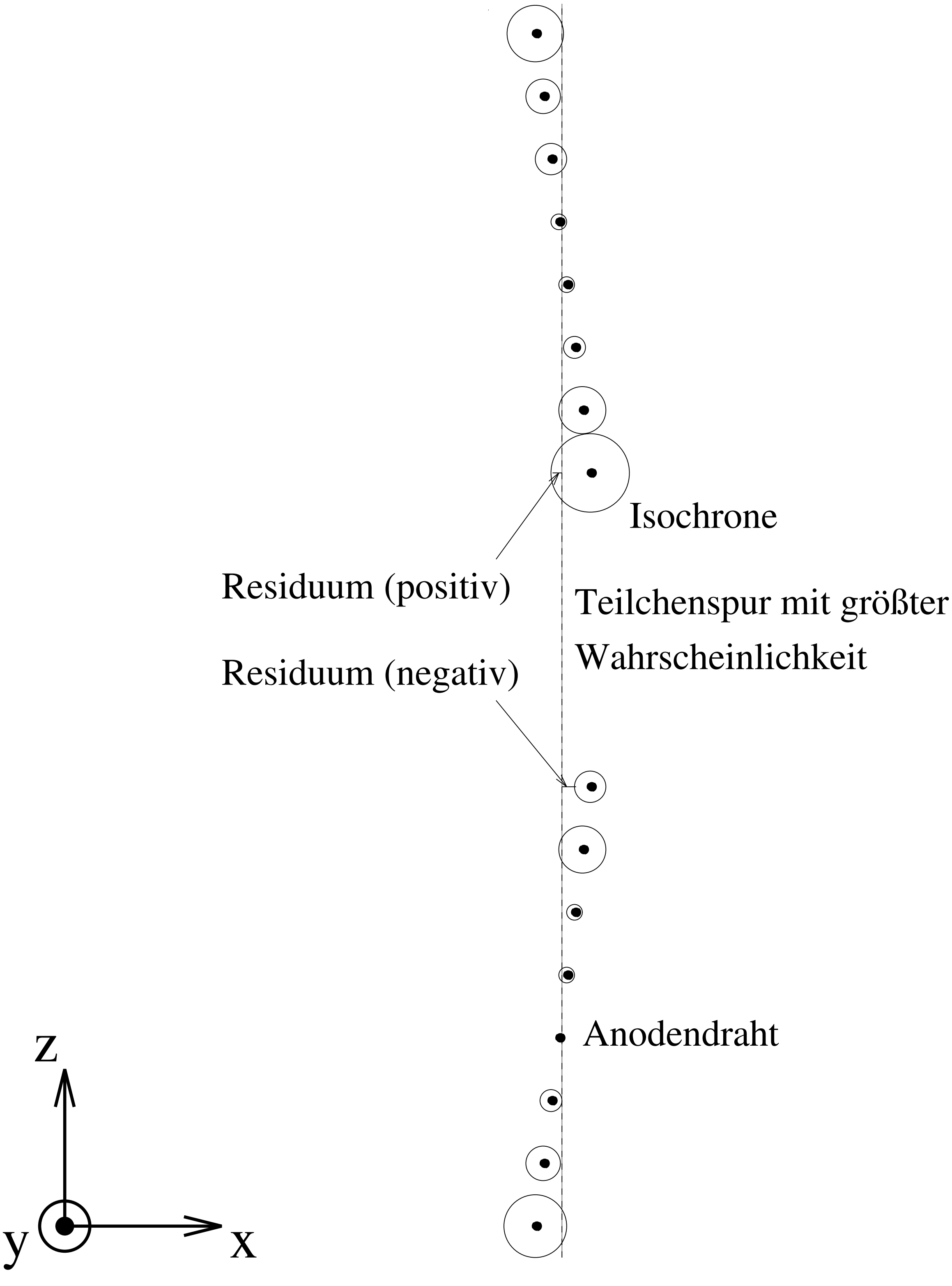


Abbildung 6.5: *Rekonstruierte Spur zweier zugehöriger Jetkammern.*

Es sollte hier auch begründet werden, warum die Anodenebenen der Jetkammern einen Neigungswinkel von 5° besitzen. Wie in [Spi93] gezeigt wurde, wirkt sich ein Einfallswinkel von 0° des Teilchenstrahls störend auf die iterative Bestimmung der Orts–Driftzeit–Beziehung aus, da Korrelationen zwischen den gemessenen Driftzeiten einer Spur entstehen. Mathematisch bedeutet dies eine Reduktion der Grundgesamtheit eines Datensatzes auf einen anderen, der nur noch Daten mit einer bestimmten Korrelation enthält und damit eine Verminderung der Dimensionalität des Problems. Dies kann zu einer Verschlechterung der Konvergenzeigenschaften des iterativen Verfahrens führen. Es wurde festgestellt, daß die Auflösung unter von Null verschiedenen Einschußwinkeln verbessert wird. Dies motivierte die Neigung im Aufbau der Kammern.

6.1.5 Lineare Regression

Um eine Spur der durch die Kammern fliegenden Teilchen zu rekonstruieren, wird zunächst ein Koordinatensystem festgelegt, in dem die Anoden feste Positionen einnehmen. Da die vier Jetkammern alle auf einer Grundplatte montiert sind, bietet sich das Koordinatensystem an, welches in Abbildung 6.5 eingezeichnet ist.

Es kann angenommen werden, daß die Grundplatte im Gasbehälter bei den Testmessungen fast parallel zu den Teilchenspuren war und daß damit die Residuen etwa senkrecht zur z–Achse des obigen Koordinatensystems liegen.

Nach der Umrechnung der Driftstrecken in Orte des Koordinatensystems, erfolgt eine lineare Regression mit einer Minimierung von χ^2 bezüglich der Steigung a und des Achsenabschnittes b über alle 324 Ambiguitäten. In der linearen Regression werden alle Drähte mit physikalisch sinvollen Driftzeiten, d.h. mit Driftzeiten größer und gleich Null, berücksichtigt. Nachdem die Spur mit dem kleinsten χ^2 gefunden worden ist, wird diese noch einmal verbessert, falls das χ^2 größer als 25 ist. Dazu wird die lineare Regression der entsprechenden Ambiguität ohne die drei Drähte mit dem größten χ^2 wiederholt.

6.1.6 Drahtnaher Bereich

Nach H. Thurn [Thu90] umfaßt der drahtnahe Bereich alle Orte gleicher Driftzeit, deren Abstände zum Draht kleiner als das Dreifache ihrer Ortsauflösung sind. In diesem Bereich kann eine falsche Berechnung der Residuen erfolgen, da sich ihre nahezu gaußförmigen Verteilungen links und rechts vom Draht überlappen. Dadurch ist keine eindeutige Zuordnung möglich, auf welcher Seite eines Drahtes die Spur liegt, denn diese ergibt mit einer Wahrscheinlichkeit P_R ein Residuum RES_R für die Verteilung rechts vom Draht und mit einer Wahrscheinlichkeit P_L ein Residuum der linken Verteilungen. In [Thu90] wird ein Verfahren angegeben, um die Residuen zu korrigieren.

6.1.7 Das iterative Verfahren

Die Orts–Driftzeit–Beziehung und driftzeitabhängige Auflösung werden in einem iterativen Verfahren bestimmt. Dies ist notwendig, da beide Größen nach der ersten Iteration systematische Fehler aufweisen können, die korrigiert werden müssen. In der 0. Iteration wird die Auflösung als konstanter Wert von 100 μm und die Orts–Driftzeit–Beziehung wie bereits beschrieben als $r(t) = 51\,\frac{\mu m}{ns}\,t$ angenommen. In Kapitel 6.2.1 wird gezeigt, das sich beide Größen kaum ändern werden und daß daher die obigen Werte als Startwerte vernünftig sind. Nachdem für den gesuchten Datensatz eine Spuranpassung stattgefunden hat, werden die entsprechenden statistischen Größen ausgewertet. So findet eine Berechnung der zeitabhängigen Residuen und eine Einordnung in Histogramme verschiedener Driftzeitintervalle statt. Ein Datensatz enthält dabei die ADC- und TDC–Werte der Jetkammern, des SPACAL–Testmoduls und der Triggerdetektoren von verschiedenen Ereignissen, die durch mehrere der zeitlich aufeinanderfolgenden Teilchenpakete verursacht werden. Anschließend werden die jeweiligen Mittelwerte der Residuenverteilung bestimmt und die Orts–Driftzeitbeziehung auf folgende Weise geändert:

$$r_{i+1}(t) = r_i(t) - \frac{< RES(t) >}{2}\,. \tag{6.9}$$

Dabei gibt der Index i die Nummer der Iteration an. Zusätzlich wird die driftzeitabhängige Auflösung mittels der Standardabweichung der Residuenverteilung des entsprechenden Zeitintervalls neu festgelegt. In jeder weiteren Iteration wiederholt sich der Vorgang der Spuranpassung und Korrektur der Orts–Driftzeit–Beziehung bzw. Auflösung für den Datensatz. Es werden so viele Iterationen durchgeführt, wie im Programm festgelegt worden sind.

6.1.8 Der Ablauf des Spurrekonstruktionprogramms

Im folgenden soll die Struktur und Arbeitsweise des Spurrekonstruktionsprogramms in einem Überblick näher erläutert werden. Eine schematische Darstellung des Ablaufes zeigt Abbildung 6.6. Einige der verwendeten FORTRAN–Routinen gehen auf ein von S. Spielmann [Spi93] entwickeltes Programm zurück.

Der erste Programmteil dient der Festlegung von Parametern, die die Positionierung der Jetkammern gegeneinander beschreiben:

- Abstand der einzelnen Jetkammern zueinander
- Abstand der Mitte der vier Jetkammern zur Kalorimeteroberfläche und zum Fingerzähler
- Winkel der Anodenebenen zur Grundplatte.

Desweiteren kann die Anzahl der Iterationschritte, der Name des einzulesenden Datensatzes und des Ausgabedatensatzes bestimmt werden. Nach der Berechnung der Signaldrahtpositionen im Koordinatensystem der Jetkammern erfolgt das Buchen der folgenden Histogramme:

- Zeit- und Ortsresiduen
- TDC–Spektren
- Orts–Driftzeit–Beziehung
- Auflösung
- Strahlprofile am Ort des Fingerzählers, in der Mitte der Kammern und auf der Oberfläche des SPACAL–Testmoduls

- Steigungsverteilungen
- Liste der angesprochenen Drähte, die sogenannte 'Hitmap'
- Hitmultiplizitäten
- χ^2_{gesamt}–Verteilungen
- Jetkammerkoordinate in Abhängigkeit der Steigung.

Nun werden die Daten eines Ereignisses eingelesen und die TDC–Werte der Jetkammern mit Hilfe der Kalibrierungsdaten in Driftzeiten umgewandelt. Der anschließende Algorithmus sortiert diese für die Rekonstruktion der x- bzw. y–Koordinaten eines Teilchendurchganges um. Als Orts–Driftzeit–Beziehung zur Umrechnung der Driftzeiten in Signaldrahtabstände wird in der 0. Iteration Gleichung 6.7 verwendet. Der nächste Programmteil beinhaltet die eigentliche Spuranpassung und -rekonstruktion. Dazu wird zunächst festgestellt, an welchen Anoden ein Signal erzeugt wurde und welche von diesen eine physikalisch sinnvolle Driftstrecke liefern. In den Datensätzen der CERN–Messungen sind zusätzlich Daten von Pedestal- und LED–Ereignissen enthalten. Solche Ereignisse werden hier zurückgewiesen. Enthält ein Ereignis weniger als 7 'getroffene' Signaldrähte von den möglichen 16 der beiden die Koordinate einer Projektion messenden Jetkammern, so wird dieses ebenso nicht weiter behandelt. Innerhalb einer Schleife über die 324 Ambiguitäten der Spurorientierung werden die zugehörigen linearen Regressionen ausgeführt. Nachdem dabei die Spur mit dem kleinsten χ^2 gefunden worden ist, wird diese gemäß Kapitel 6.1.7 verbessert. Anschließend werden die zeit- und ortsabängigen Residuen berechnet sowie die drahtnahen Residuen wie beschrieben korrigiert. Dieses Rekonstruktionsverfahren wird für die Spur in der xz- und yz–Ebene im Koordinatensystem der Jetkammern benutzt. Im nächsten Programmabschnitt erfolgt eine Beschränkung: Ein Ereignis wird nur dann weiter berücksichtigt, falls eine Rekonstruktion in der xz- und yz–Ebene mit einem χ^2_{gesamt} kleiner als 70 für diese Spur möglich ist. Alle anderen Ereignisse werden verworfen, da diesen mit großer Wahrscheinlichkeit keine sinnvolle Teilchenspur zugeordnet werden kann oder nach einer falschen Interpretation eine Spur angepaßt wurde. Solche Ereignisse liegen im 'Ausläufer' der χ^2_{gesamt}–Verteilung bei hohen χ^2_{gesamt}–Werten. Danach werden die Auftreffkoordinaten auf dem SPACAL–Testmodul berechnet und die am Beginn des Programms gebuchten Histogramme sowie der für die weitere Auswertung der Teststrahldaten benötigte Datensatz gefüllt. In diesem als N-Tupel organisierten Datensatz liegen neben den Auftreffkoordinaten der Teilchen das χ^2 der rekonstruierten Spur, ihre Steigungen, die unkalibrierten ADC–Werte der einzelnen SPACAL–Submodule und der Triggerdetektoren sowie das Triggerbit vor. Nach der Bearbeitung dieses Ereignisses wird das nächste Ereignis eingelesen. Wenn der gesamte Datensatz bearbeitet wurde, werden die Residuen statistisch ausgewertet: Die Mittelwerte der Verteilungen der zeitabhängigen Residuen werden bestimmt und die Auflösung berechnet. Schließlich wird gemäß Gleichung 6.9 und der Residuenstatistik die Orts–Driftzeit–Beziehung geändert und der Datensatz in der nächsten Iteration neu bearbeitet, falls am Anfang des Programmes eine von null verschiedene Anzahl an Iterationen eingestellt wurde.

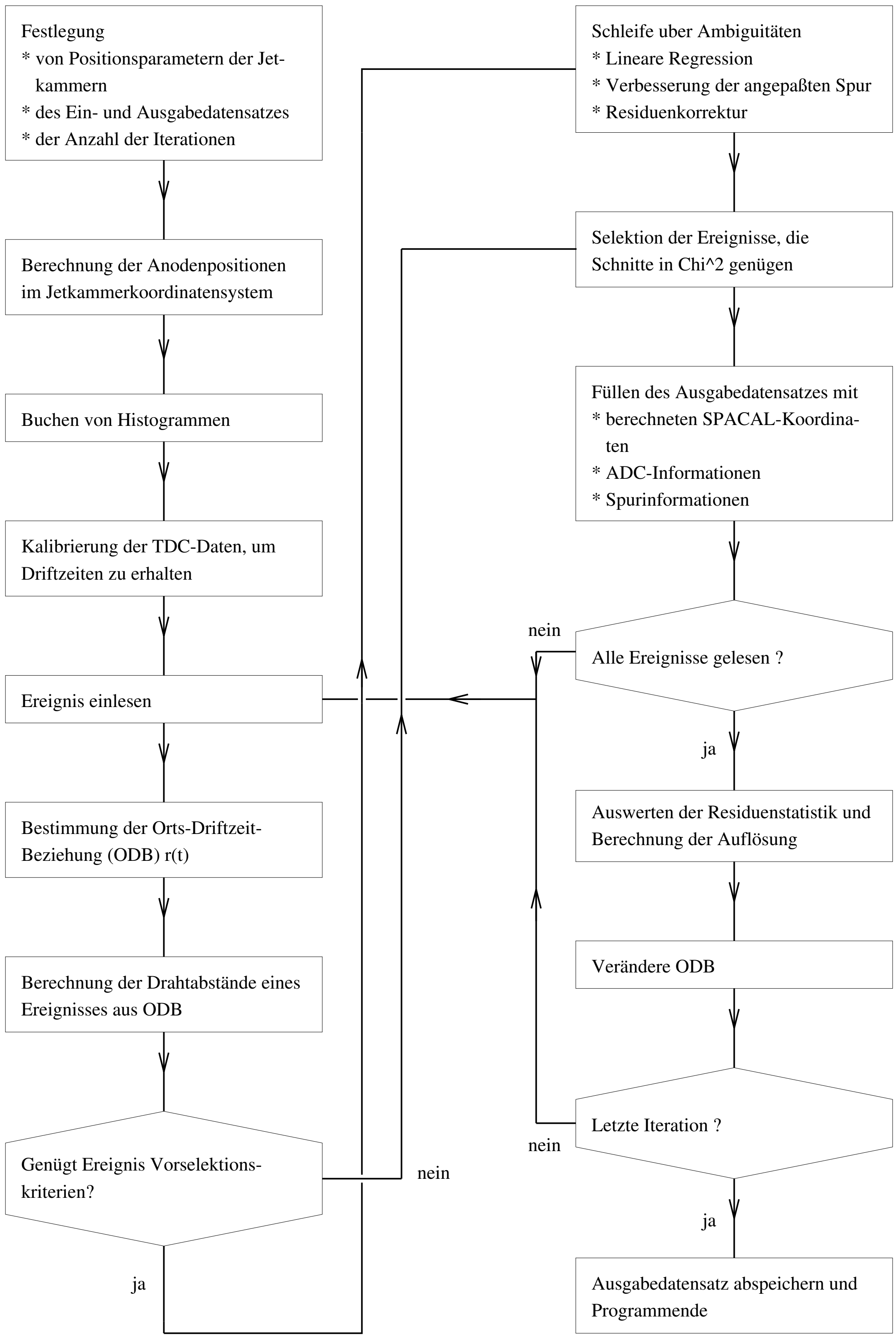


Abbildung 6.6: *Schematische Darstellung des Ablaufes des Spurrekonstruktionsprogrammes.*

6.2 Ergebnisse der Spurrekonstruktionen

6.2.1 Verschiedene Ausgangsdriftgeschwindigkeiten

Wie bereits erwähnt wurde kann die Orts–Driftzeit–Beziehung systematische Fehler aufweisen, wenn diese wie durch Gleichung 6.7 beschreiben wird. Das iterative Verfahren sollte es aber ermöglichen, diese systematischen Fehler mit zunehmender Iterationslänge zu verkleinern und die richtige Orts–Driftzeit–Beziehung zu finden oder zumindest grundlegende Tendenzen herauszuarbeiten. Daher wurde zunächst die in Kapitel 6.1.3 beschriebene Orts–Driftzeit–Beziehung mit v_D=51 $\frac{\mu m}{ns}$. als Ausgangsdriftgeschwindigkeit im Spurrekonstruktionsprogramm angenommen und die Anzahl der Iterationen auf 30 festgelegt. Die Anzahl der Iterationen wurde durch die zur Verfügung stehende Rechenzeit limitiert. Durch die hohe Anzahl an Iterationen sollte der Einfluß des iterativen Verfahrens auf die Spuranpassung überprüft werden. Als Daten wurden die TDC–Werte einer DESY–Meßreihe gewählt, die mit 21590 Ereignissen gegenüber anderen Einzelmessungen eine hohe Statistik besitzt. Es wurden nur solche Ereignisse akzeptiert, für die der χ^2_{ges}–Wert einer in der xz- oder yz–Ebene angepaßten Spur kleiner als 70 war. Die Auflösungen σ_i in Gleichung 6.8 wurden als Startwerte in der 0. Iteration für alle Driftzeiten auf 100 μm festgelegt, da diese dem später gefundenen Wert der über die Driftzeit gemittelten Auflösung nahe kommt. Da der Teststrahl direkt die inneren Anoden einer Jetkammer traf, wurden nur wenig Ereignisse mit großen Driftzeiten registriert. Die TDC–Spektren erstrecken sich daher nur bis zu Driftzeiten von etwa 300 ns. In Abbildung 6.7 sind die Mittelwerte der Residuenverteilungen eines Driftzeitintervalls, die Orts–Driftzeit–Beziehung sowie die driftzeitabhängige Auflösung nach 0 und 30 Iterationen dargestellt. Es ist erkennbar, daß die Mittelwerte der 0. Iteration bis Driftzeiten von 200 ns nur um 40 μm und für größere Driftzeiten aufgrund der geringen Statistik um etwa 70 μm von Null abweichen. Der systematische Fehler kann als gering angesehen werden. Nach 30 Iterationen liegen alle Mittelwerte bis 200 ns zwischen -20 μm und 25 μm. Die Abweichung der Mittelwerte der zeitlichen Residuenverteilungen hat sich also deutlich verbessert. Für größere Driftzeiten hat sich die Abweichung kaum geändert. In diesem Bereich macht sich deutlich der Einfluß der geringeren Statistik bemerkbar, denn große Driftzeiten wurden weniger oft registriert, als andere.

Die Auflösung liegt bereits ohne eine Korrektur der Orts–Driftzeit–Beziehung durchgeführt zu haben im Mittel bei 120 μm und innerhalb des geforderten Bereiches von 100–200 μm. Zu kleinen Driftzeiten wächst diese aufgrund des Fehlers der Primärionisationsstatistik bis auf 190 μm an. Für große Driftzeiten scheint die Diffusion in den Jetkammern die Auflösung bis auf etwa 130 – 140 μm anzusteigen. Aufgrund der geringen Statistik bei größeren Driftzeiten ist jedoch diese Aussage kritisch, da der Fehler in der Auflösung dadurch größer als bei kleineren Driftzeiten ist. Ein Vergleich mit den CERN–Messungen, bei denen der Teststrahl nicht die Anodenebenen traf und damit auch größere Driftzeiten als 300 ns registriert wurden, bestätigt dies (siehe Kapitel 6.2.6). Im Gegensatz zu den Mittelwerten der zeitlichen Residuenverteilungen hat sich die Auflösung der Jetkammern kaum geändert. Ihr mittlerer Wert liegt weiterhin bei 120 μm.

Die Orts–Driftzeit–Beziehung, die in der 0. Iteration zu r(t)=51 $\frac{\mu m}{ns}\cdot$t angenommen worden war, hat sich nach 30 Iterationen nur unwesentlich geändert, denn im Bereich großer Driftzeiten wirkt die Orts–Driftzeit–Beziehung durch die geringe Statistik teilweise unstetig.

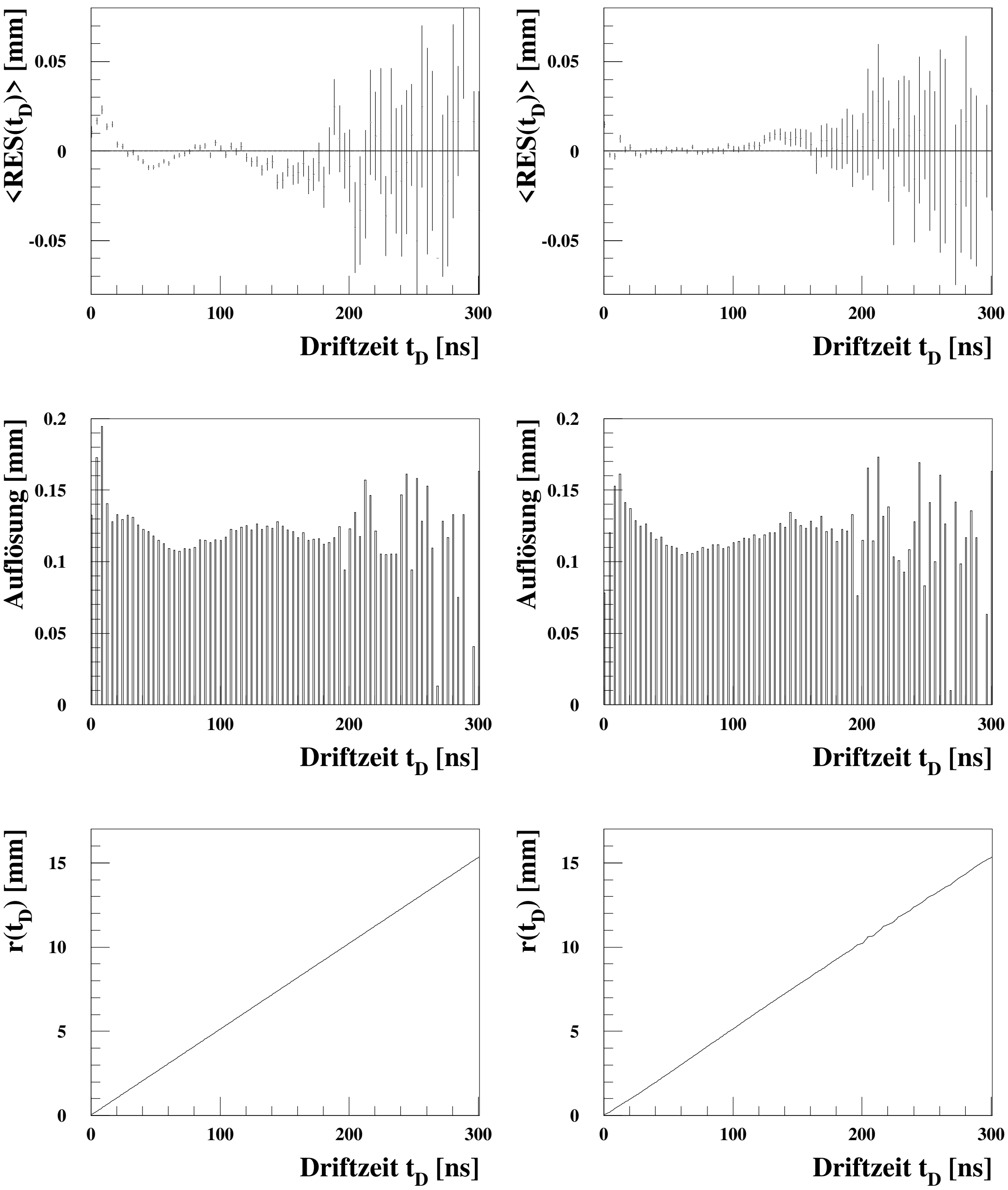


Abbildung 6.7: *Ergebnisse des Spurrekonstruktionsprogrammes für* v_D*=51* $\frac{\mu m}{ns}$ *nach 0 (linke Bildspalte) und 30 Iterationen (rechte Bildspalte), DESY–Daten.*

Insgesamt zeigt sie aber immer noch die gleiche Linearität. Dies kann als erster Hinweis angesehen werden, daß die Start–Orts–Driftzeit–Bedingung sehr nahe an der exakten Lösung liegt, falls eine Konvergenz des iterativen Verfahrens vorausgesetzt wird. Im nächsten Abschnitt wird dies überprüft. Falls eine Konvergenz vorhanden ist, so kann also angenommen werden, daß die Orts–Driftzeit–Beziehung nach 30 Iterationen bis auf Abweichungen von 20 – 60 μm bekannt ist. D.h. die Verteilung der zeitlichen Residuenmittelwerte liefert eine Aussage über die Genauigkeit der Kenntnis der Orts–Driftzeit–Beziehung.

Um die Konvergenzfähigkeit des iterativen Verfahrens zu überprüfen, wurden die Ausgangsdriftgeschwindigkeiten 47 $\frac{\mu m}{ns}$, 49 $\frac{\mu m}{ns}$, 53 $\frac{\mu m}{ns}$ und 55 $\frac{\mu m}{ns}$ im Spurrekonstruktionsprogramm angenommen. Da bei Vorhandensein einer Konvergenz der Orts–Driftzeit–Beziehung gegen ihre exakte Lösung die Konvergenzgeschwindigkeit des Verfahrens unbekannt war, wurde die Anzahl der Iterationen wieder auf 30 festgelegt. Die der Spurrekonstruktion zugrunde liegenden Daten waren dieselben, wie die im vorherigen Abschnitt angesprochenen, ebenso wie die Startwerte für die Auflösung und den Schnittparameter in χ^2_{gesamt}. In Abbildung 6.8 sind die Orts–Driftzeit–Beziehungen für die von 51 $\frac{\mu m}{ns}$ verschiedenen Driftgeschwindigkeiten nach der 0. und 30. Iteration dargestellt.
Es ist zu erkennen, daß sich die Orts–Driftzeit–Beziehungen für die von 51 $\frac{\mu m}{ns}$ verschiedenen Ausgangsdriftgeschwindigkeiten ändern. Die Orts–Driftzeit–Beziehungen bleiben annähernd linear. Es zeigt sich, daß diese im Bereich von 0 – 150 ns gegen die Orts–Driftzeit–Beziehung konvergieren, die sich nach 30 Iterationen bei einer Ausgangsgeschwindigkeit von 51 $\frac{\mu m}{ns}$ in der 0. Iteration ergibt. Auch für größere Driftzeiten ist diese Tendenz zu erkennen, wobei die geringe Statistik die Konvergenz hemmt. Eine vollständige Konvergenz würde sich wahrscheinlich erst nach sehr viel mehr Iterationen und damit einer längeren Rechenzeit zeigen.

Da im Gegensatz dazu bei einer Ausgangsgeschwindigkeit von 51 $\frac{\mu m}{ns}$ und nach 30 Iterationen kaum eine Änderung in der Orts–Driftzeit–Beziehung deutlich wird, wird im folgenden davon ausgegangen, daß Gleichung 6.7 der exakten Lösung sehr nahe kommt und daß das iterative Verfahren konvergiert. Damit wird auch bestätigt, daß für ein elektrisches Feld von etwa (1.08±0.01) $\frac{kV}{cm}$ und im Falle des eingesetzten Gasgemisches von Argon–Ethan (50/50) die erwartete Konstantheit der Driftgeschwindigkeit mit einem Wert von etwa 51 $\frac{\mu m}{ns}$ erreicht wird.

6.2.2 Untersuchung zur Abhängigkeit der Spuranpassung von der Jetkammerposition

Die folgende Studie versucht zu klären, wie stark die Rekonstruktion einer Spur bzw. ihre Güte vom Abstand der beiden Jetkammern, die der Auffindung einer Spurkoordinate dienen, und dem Winkel zwischen ihren Anodenebenen, der etwa 170° beträgt, abhängt.

Dazu wurde im Spurrekonstruktionsprogramm der Winkel zwischen den beiden einzelnen Anodenebenen der Jetkammern in 0.2°–Schritten um den gemessenen Winkel herum varriert und der gemessene Abstand als Wert für die Entfernung der beiden Kammern beibehalten. Desweiteren erfolgte diese Variation bei Änderung des Abstandes um 0.5 mm.

Als Bewertungsfaktor für die Güte der Rekonstruktion wurde die Summe aller χ^2/f dividiert durch die Anzahl der akzeptierten Ereignisse angenommen. Der Faktor f gibt bei einer Spur die Anzahl der Freiheitsgrade an. Abbildung 6.9 a) zeigt das Ergebnis für die

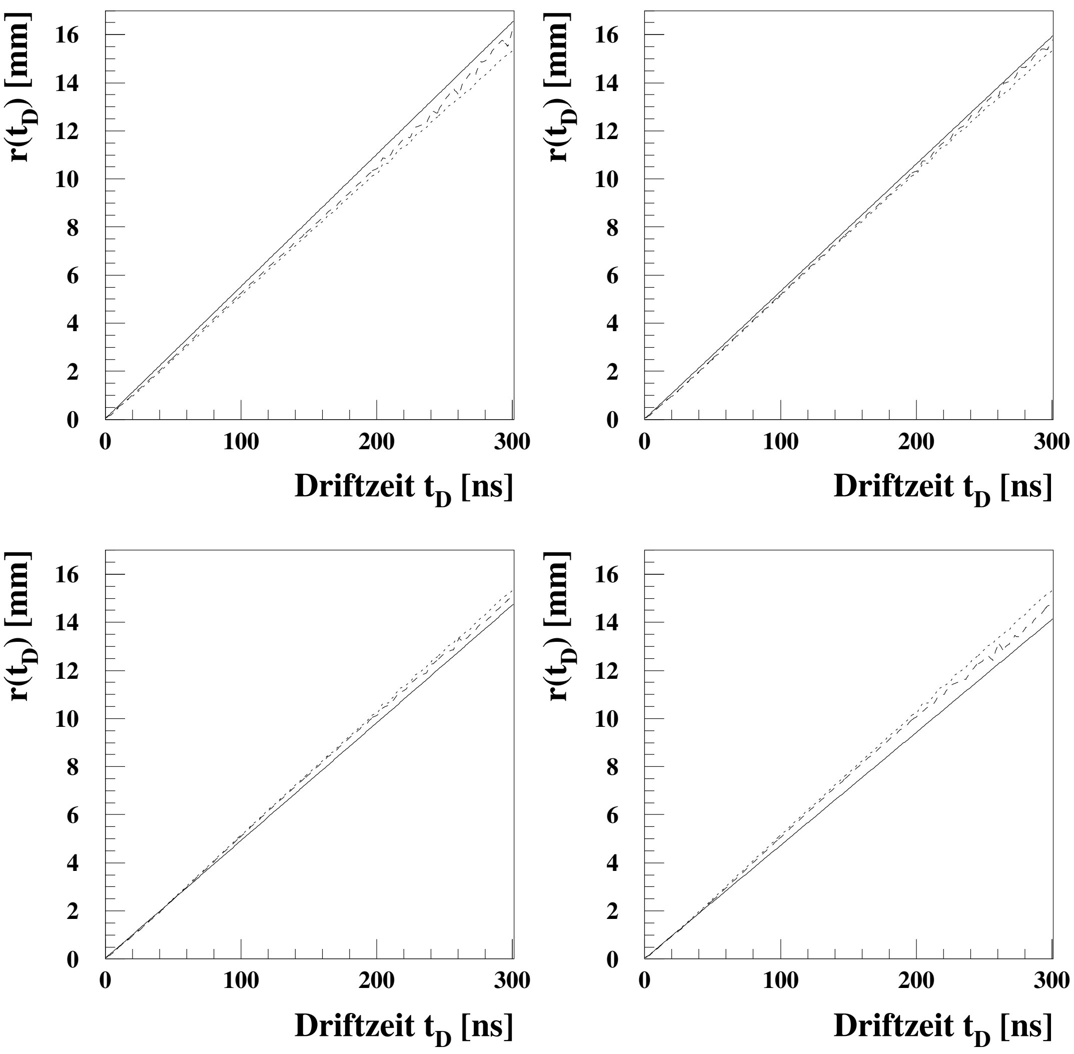


Abbildung 6.8: *Orts–Driftzeit–Beziehung nach 0 und 30 Iterationen für verschiedene Ausgangsdriftgeschwindigkeiten $v_{D,It=0}$. Bild links oben: $v_{D,It=0}$= 55 $\frac{\mu m}{ns}$, Bild rechts oben: $v_{D,It=0}$=53 $\frac{\mu m}{ns}$, Bild links unten: $v_{D,It=0}$= 49 $\frac{\mu m}{ns}$, Bild rechts unten: $v_{D,It=0}$= 47 $\frac{\mu m}{ns}$. Die durchgezogene Linie gibt die Orts–Driftzeit–Beziehung nach 0 und die gestrichelte Linie nach 30 Iterationen wieder. Die punktierte Linie bezeichnet die Orts–Driftzeitbeziehung nach 30 Iterationen bei einer Ausgangsdriftgeschwindigkeit von 51 $\frac{\mu m}{ns}$ in der 0. Iteration.*

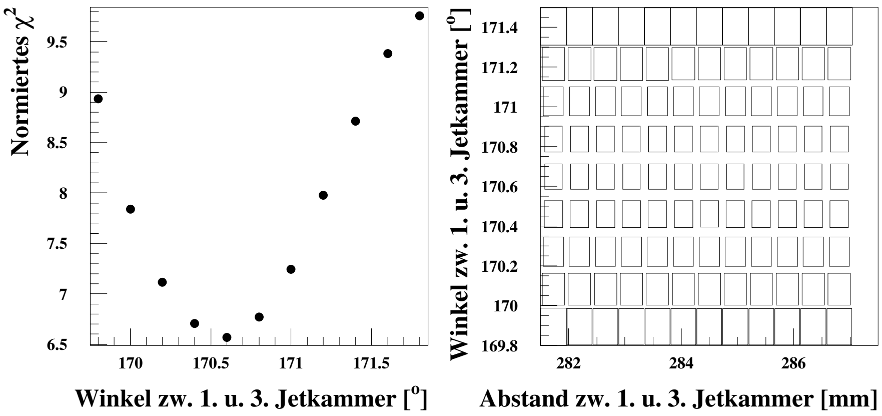


Abbildung 6.9: *a): Abhängigkeit von χ^2/f pro akzeptierten Ereignis vom Winkel zwischen den Anodenebenen der Jetkammern, die die x–Koordinate rekonstruieren, bei Beibehaltung des gemessenen Abstandes. b): Abhängigkeit von χ^2/f pro akzeptierten Ereignis vom Winkel zwischen den Anodenebenen der Jetkammern, die die x–Koordinate rekonstruieren, bei Variation des Abstandes der beiden Kammern. Die Größe der Rechtecke ist proportional zum Wert des normierten χ^2.*

Rekonstruktuion einer Spur in der xz-Ebene. Der gemessene Abstand der ersten und dritten Jetkammer beträgt 284.5 mm und der gemessene Winkel zwischen den beiden Kammern 170.5°. Es zeigt sich, das die Spurfindung kaum sensitiv auf eine Änderung der Länge des Abstandes der beiden Kammern ist, jedoch sehr wohl vom Winkel zwischen diesen beiden abhängt. Das Minimum der Verteilung des normierten χ^2 liegt bei einem Winkel, der nur 0.1° vom gemessenen Winkel abweicht. Für die y–Richtung ergibt sich eine Abweichung von 0.2°. Die Güte des gemessenen Abstandes der beiden Jetkammern kann aufgrund der Unempfindlichkeit des normierten χ^2 gegenüber einer Abstandsvariation kaum eingeschätzt werden. Es kann jedoch festgehalten werden, daß die Winkel anscheinend richtig vermessen worden sind.

6.2.3 Vergleich verschiedener Iterationslängen

Wie in Kapitel 6.2.1 festgestellt wurde, ändert sich die Orts–Driftzeit–Beziehung nach 30 Iterationen nur sehr unwesentlich. Für die endgültige Rekonstruktion der Spuren wurde die Anzahl der Iterationen daher auf 5 gesetzt, da die Mittelwerte der zeitabhängigen Residuenverteilungen für Driftzeiten bis 200 ns Abweichungen unterhalb von 20 μm besitzen. Weitere Iterationen würden zwar die Abweichung verkleinern, wären aber wenig sinvoll, da alleine die Genauigkeit der Positionierung der Anoden in diesem Bereich liegt. Abbildung 6.10 stellt die Mittelwerte der zeitabhängigen Residuenverteilungen, die Auflösung und die Orts–Driftzeit–Beziehung dar.

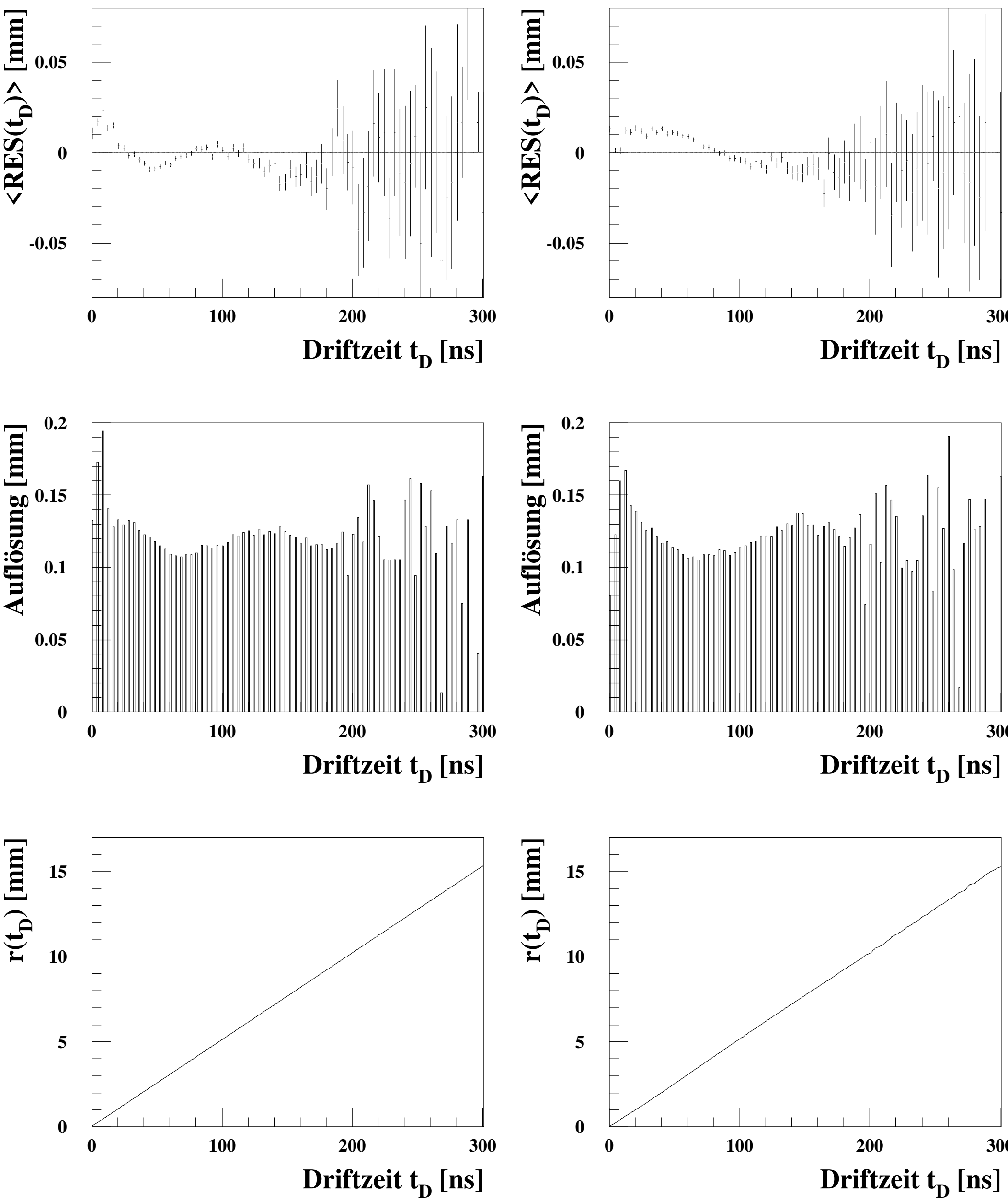


Abbildung 6.10: *Ergebnisse des Spurrekonstruktionsprogrammes für* v_D*=51* $\frac{\mu m}{ns}$ *nach 0 (linke Bildspalte) und 5 Iterationen (rechte Bildspalte), DESY–Daten.*

6.2.4 Ortsauflösung auf der Oberfläche des SPACAL–Testmoduls

Um die Teilchenspur in den Jetkammern zu rekonstruieren, wird innerhalb der linearen Regression eine Minimierung bezüglich des Wertes von

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{(x_i(t_i) - az_i - b)^2}{\sigma_i^2} \tag{6.10}$$

durchgeführt. Dabei ist n die Anzahl der bei der linearen Regression verwendeten Punkte, deren Koordinaten das Wertepaar $x_i(z_i)$ mit der zugehörigen Driftzeit t_i sind, der Parameter a die Steigung und der Parameter b der Achsenabschnitt der rekonstruierten Spurgeraden $x_i(t_i) = b + az_i(t_i)$ im Koordinatensystem der Jetkammern. Der Faktor σ_i ist die Auflösung. Aus den notwendigen Bedingungen für die Minimierung von χ^2 folgt:

$$\vec{\nabla}\chi^2 = \left(\frac{\partial\chi^2}{\partial a}, \frac{\partial\chi^2}{\partial b} \right) = \vec{0} \tag{6.11}$$

und damit das Gleichungssystem

$$C \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \vec{c} \tag{6.12}$$

mit

$$C = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} z_i^2/\sigma_i^2 & \sum_{i=1}^{n} z_i/\sigma_i^2 \\ \sum_{i=1}^{n} z_i/\sigma_i^2 & \sum_{i=1}^{n} 1/\sigma_i^2 \end{pmatrix} \tag{6.13}$$

$$\vec{c} = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} x_i z_i/\sigma_i^2 \\ \sum_{i=1}^{n} x_i/\sigma_i^2 \end{pmatrix} . \tag{6.14}$$

Die Inverse der Matrix C ist die Kovarianzmatrix C^{-1}. Durch folgende Definitionen wird die weitere Darstellung erleichtert:

$$S_1 = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sigma_i^2} \tag{6.15}$$

$$S_z = \sum_{i=1}^{n} \frac{z_i}{\sigma_i^2} \tag{6.16}$$

$$S_x = \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i}{\sigma_i^2} \tag{6.17}$$

$$S_{xz} = \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i z_i}{\sigma_i^2} \tag{6.18}$$

$$S_{zz} = \sum_{i=1}^{n} \frac{z_i^2}{\sigma_i^2} \tag{6.19}$$

$$D = det(C) = S_1 S_{zz} - S_z^2 . \tag{6.20}$$

Die Lösung des Gleichungssystems ergibt für die Steigung und den Achsenabschnitt der Spurgeraden:

$$a = \frac{S_1 S_{xz} - S_z S_x}{D} \tag{6.21}$$

$$b = \frac{S_x S_{zz} - S_z S_{xz}}{D} \, . \tag{6.22}$$

Der Fehler der Spurgeraden für einen extrapolierten Wert von x an der Stelle z berechnet sich nach:

$$\sigma(x)^2 = E\left[(x_{fit} - x_{true})^2\right] = \sum_{n,m} C^{-1}_{nm} f_n(z) f_m(z) \, , \tag{6.23}$$

wobei x die Form $x = \sum_n a_n f_n(x)$ hat. Im Falle der Rekonstruktion einer Geraden einen linearen Zusammenhang mit $f_1 = 1$ und $f_2 = z$. Durch Einsetzen von f_1, f_2 und den Elementen der Kovarianzmatrix wird Gleichung 6.23:

$$\sigma(x)^2 = E\left[(x_{fit} - x_{true})^2\right] = \frac{1}{D}(S_{zz} - 2S_z z + S_1 z^2) \, . \tag{6.24}$$

Die Ortsauflösung der rekonstruierten Spur auf der Oberfläche wird also neben der Auflösung besonders vom Abstand zu den vier Jetkammern bestimmt. Aufgrund der unterschiedlichen Abstände z zwischen dem SPACAL–Testmodul und dem Ursprung des Koordinatensystems der Jetkammern bei den Messungen am DESY und CERN ergeben sich somit unterschiedliche Werte für $\sigma(x)$ bzw. $\sigma(y)$:

DESY (Abstand SPACAL – Gasbehälter=294 mm) : $\sigma(x) \approx 130 \mu m$, $\sigma(y) \approx 110 \mu m$,
CERN (Abstand SPACAL – Gasbehälter=154 mm) : $\sigma(x) \approx 100 \mu m$, $\sigma(y) \approx 80 \mu m$.

Die bessere Ortsauflösung $\sigma(y)$ basiert darauf, daß die die y-Richtung konstruierenden Jetkammern gegenüber den beiden anderen Jetkammern auf der Grundplatte versetzt sind und bei den Messungen dem SPACAL–Testmodul am nächsten waren.

6.2.5 Abschätzung der Strahldivergenz

Die die Strahldivergenz bestimmenden Elemente des Meßaufbaus für die Messungen mit den Jetkammern waren am DESY die Fingerzähler und das Bleirohr sowie am CERN neben den Fingerzählern die Kollimatoren. Werden die Steigungen der akzeptierten rekonstruierten Spuren in ein Histogramm eingetragen (Abbildungen 6.11 und 6.12), so läßt sich aus der Breite der Verteilung die Strahldivergenz abschätzen.

Die Steigung einer Spur im Koordinatensystem der Jetkammern beträgt $\Delta x / \Delta z = \tan \alpha$, wobei α der Winkel der rekonstruierten Spur gegen die Strahlachse ist. Für kleine Winkel α gilt näherungsweise $\tan \alpha \approx \alpha$ und damit $\Delta x / \Delta z \approx \alpha$. Falls an die Verteilung der Steigungen der in der xz- bzw. yz–Ebene rekonstruierten Spuren eine Gaußfunktion angepaßt wird, so ergeben sich aus der Breite der Gaußfunktion folgende Werte für die Strahldivergenz des Teststrahls 22 am DESY und T7N am CERN–PS:

Teststrahl 22, DESY: $\sigma_{Div,x} = (1.3 \pm 0.1) mrad$ $\sigma_{Div,y} = (1.2 \pm 0.1) mrad$,
Teststrahl T7N, CERN–PS: $\sigma_{Div,x} = (1.1 \pm 0.1) mrad$ $\sigma_{Div,y} = (1.2 \pm 0.2) mrad$.

Die Strahldivergenz für den Teststrahl 22 am DESY stimmt im Rahmen des Fehlers mit der in [Spi93] abgeschätzten Strahldivergenz überein und es zeigt sich, daß für eine Abschätzung der Strahldiverganz die Auflösung der vier Jetkammern ausreicht.

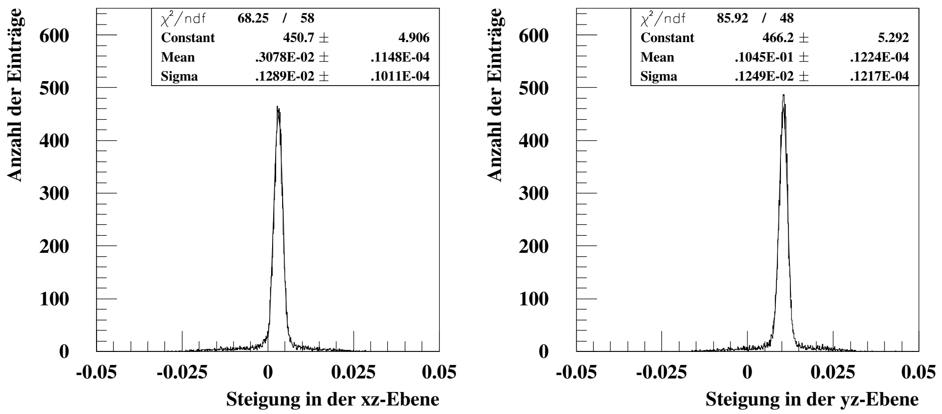


Abbildung 6.11: *Verteilungen der Steigungen der rekonstruierten Spuren für die DESY–Messungen.*

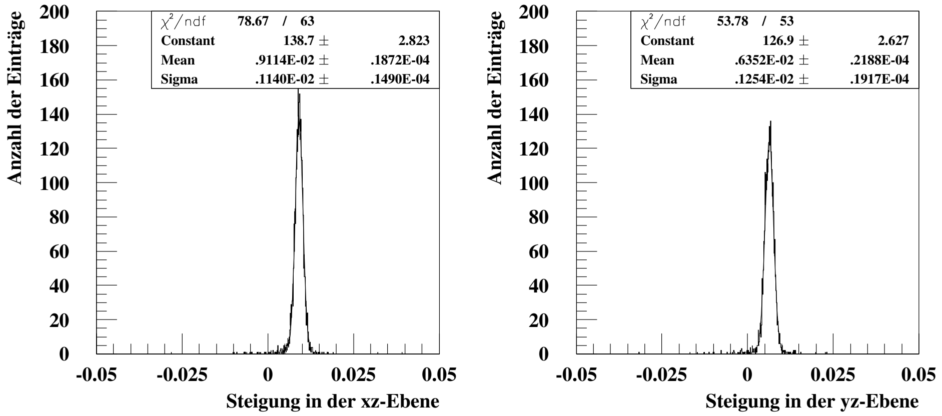


Abbildung 6.12: *Verteilungen der Steigungen der rekonstruierten Spuren für die CERN–Messungen.*

6.2.6 Vergleich der DESY- und CERN–Daten

Im Vergleich zu den DESY–Messungen traf bei den Messungen am CERN–PS der Teststrahl nicht direkt die inneren Anodendrähte, sondern lag etwas neben den Anodenebenen. Dadurch wurden mehr Ereignisse mit größeren Driftzeiten bis zu 400 ns registriert. Ein weiterer Unterschied lag darin, das durch die großen Teilchenströme des Teststrahls zeitweise der Strom der Jetkammern um bis zu 5 μA anstieg. Bei der Rekonstruktion der Teilchenspuren, der Auflösung der Kammern und in der Orts–Driftzeit–Beziehung machte sich jedoch deswegen keine Veränderung gegenüber den DESY–Ergebnissen bemerkbar, wie im folgenden dargestellt wird.

Abbildung 6.13 gibt die Mittelwerte der zeitlichen Residuenverteilungen, die Auflösung und die Ortsdriftzeitbeziehung nach 0 bzw. 5 Iterationen für negativ geladene Pionen wieder. Die mittlere Auflösung liegt bei etwa 120 μm und stimmt somit mit der bei den DESY–Mesungen abgeschätzten mittleren Auflösung überein. Das Minimum in der Auflösung liegt jedoch mit 110 μm um 10 μm unterhalb des Minimums in der Auflösung am DESY (Abbildung 6.10). Beide Minima befinden sich aber bei der gleichen Driftzeit von etwa 70 ns. Die Auflösung zeigt über einen den gesamten Driftzeitbereich einen unglatten Verlauf, der auf eine gegenüber den DESY–Messungen wesentlich geringere Statistik von 6000 Ereignissen zurückzuführen ist. Durch die größere Statistik im Driftzeitbereich zwischen 200 und 400 ns ist die Auflösung aber dort genauer bekannt als für die Messungen am DESY. Für kleine Driftzeiten wird der Einfluß der Primärionisationsstatistik und für große Driftzeiten der der Diffusion deutlich. Es ist jedoch zu erkennen, daß für die negativen Pionen die Auflösung bei kleinen Driftzeiten schlechter ist, als für Elektronen. Dies basiert auf der Behandlungsweise der Residuen im drahtnahen Bereich, da die verwendeten Algorithmen für diese Problematik nicht optimal sind.

Die Beiträge der Primärionisationstatistik, Diffusion und Elektronik wurden einmal für die Auflösung nach 5 Iterationen aus Abbildung 6.13 gemäß Gleichung 2.14 nach Anpassung einer entsprechenden Funktion berechnet, da die Driftgeschwindigkeit und das elektrische Feld aufgrund der bisherigen Ergebnisse als konstant angesehen werden können. Die Beiträge der Anpassungsfunktion setzen sich aus den Funktionen 2.17, 2.18 und 2.25 zusammen. Außer der Driftgeschwindigkeit von 51 $\frac{\mu m}{ns}$, mit deren Hilfe auch der Ort nach Gleichung 6.7 festgelegt wird, gehen alle anderen Größen der Funktionen als Anpassungsparameter ein. Das Ergebnis stellt Abbildung 6.14 dar. Es wird deutlich, daß die Elektronik mit etwa 73 μm einen wesentlichen Anteil an der Ortsauflösung hat. Als ein weiterer Anpassungsparameter ergibt sich die Anzahl n_p der Primärionisationen pro cm zu 15.1 bei j=1.25.

6.2.7 Schlußfolgerung

Die Rekonstruktion der Auftreffpunkte der Strahlteilchen auf der Oberfläche des SPACAL–Testmoduls war für die im siebten Kapitel durchgeführte Untersuchung der Ortsauflösung des SPACAL–Testmoduls notwendig. Basierend auf den in den vorherigen Abschnitten dargelegten Ergebnissen wurden die Auftreffkoordinaten aus Spuren berechnet, bei deren Festlegung durch das Spuranpassungsprogramm folgende Ausgangsparameter und -funktionen vorgegeben wurden:

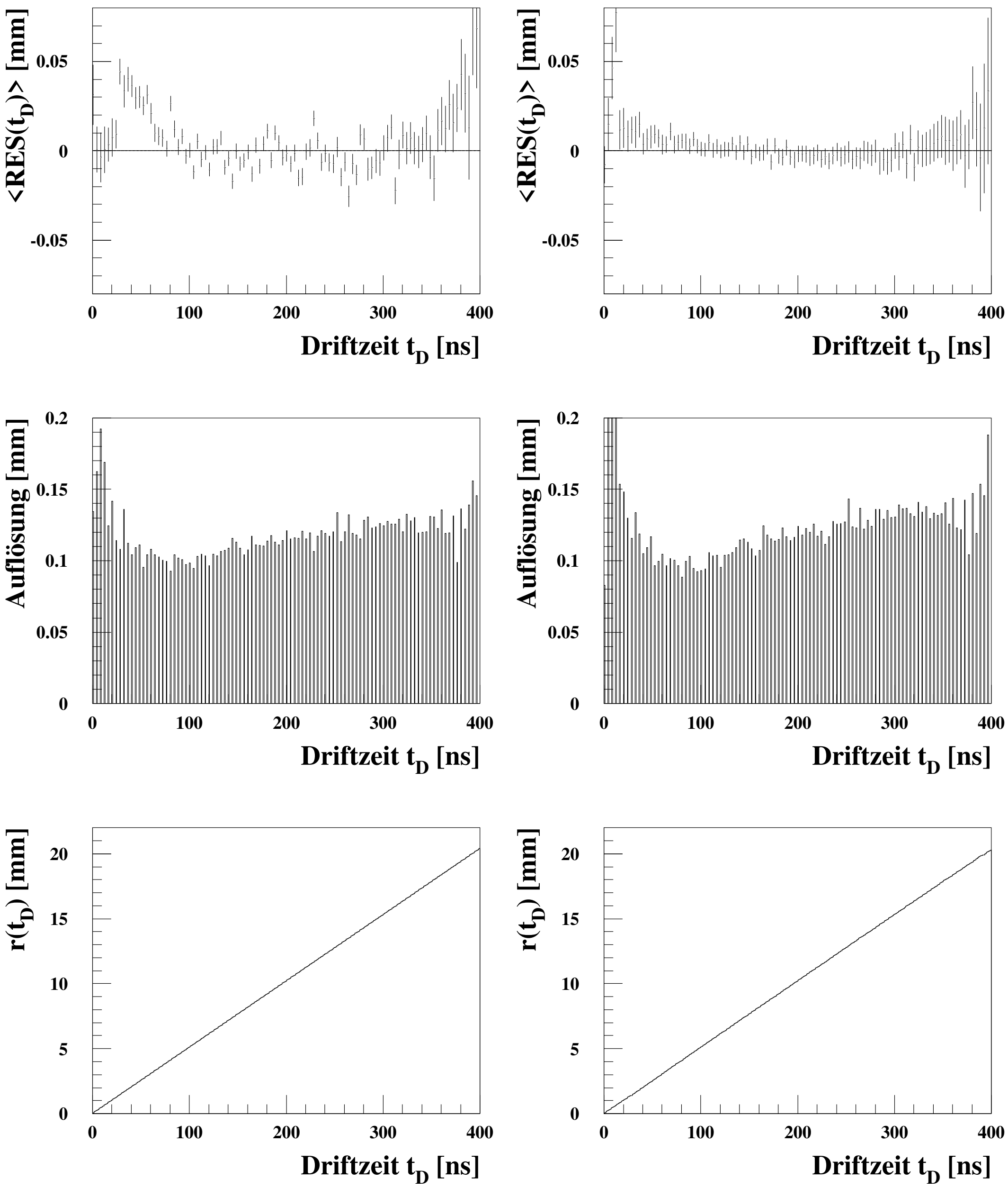


Abbildung 6.13: *Ergebnisse des Spurrekonstruktionsprogrammes für* v_D*=51* $\frac{\mu m}{ns}$ *nach 0 (linke Bildspalte) und 5 Iterationen (rechte Bildspalte), CERN–Daten:* π^-*.*

- Es wird das iterative Verfahren mit 5 Iterationen durchgeführt.

- In der 0. Iteration wird von Gleichung 6.7 als Orts–Driftzeit–Beziehung und 100 μm als Auflösung ausgegangen.

- Es werden nur solche Ereignisse akzeptiert, deren χ^2_{gesamt} kleiner als 70 ist.

Als mittlere Auflösung der Jetkammern ergab sich ein Wert von 115 μm, falls die Primärionisationsstatistik keine Berücksichtigung findet. Bei einem Abstand des Gasbehälters zum SPACAL–Testmodul von 154 mm ergab sich daraus eine Genauigkeit des Auftreffpunktes von 100 μm in der x- bzw. 80 μm in y–Richtung für die CERN–Messungen.

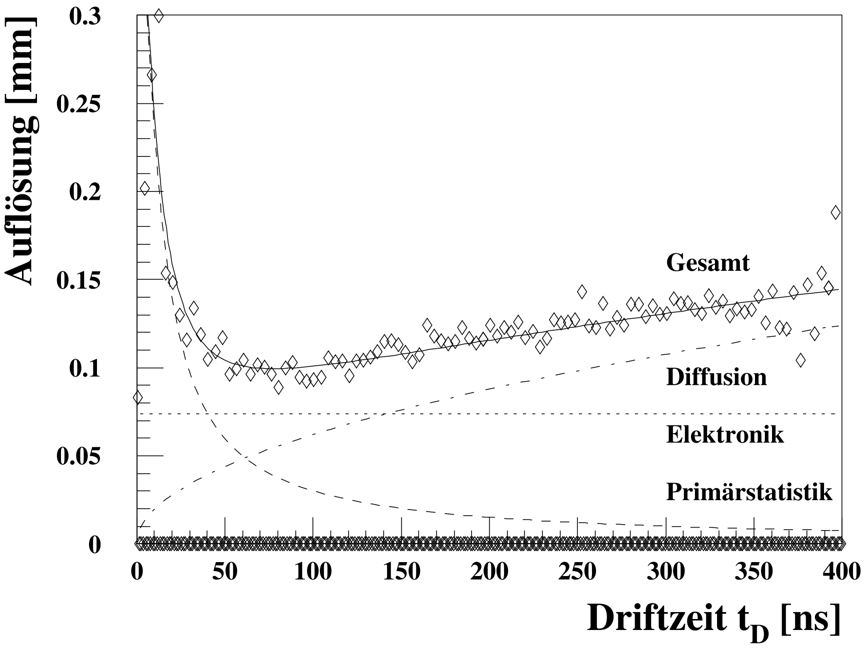


Abbildung 6.14: *Abschätzung der Beiträge der Primärionisationsstatistik, Elektronik und Diffusion zur Auflösung durch Anpassung einer Funktion, deren Beiträge sich aus den Funktionen 2.17, 2.18 und 2.25 wie in Gleichung 2.14 zusammensetzen. Außer der Driftgeschwindigkeit von 51 $\frac{\mu m}{ns}$, mit deren Hilfe auch der Ort nach Gleichung 6.7 festgelegt wird, gehen alle anderen Größen der Funktionen als Anpassungsparameter ein.*

Kapitel 7

Analyse von Kalorimeterdaten

In diesem Kapitel wird zunächst die Kalibrierung der ADC–Daten des Spaghetti–Kalorimeters, die bei den Messungen am CERN aufgenommen und bei den weiteren Untersuchungen verwendet wurden, erläutert. Durchgeführt wurde diese von M. Dirkmann [Dir94] und H. Hutter [Hut94]. Anschließend werden die Untersuchungen zur Ortsauflösung des SPACAL–Testmoduls beschrieben. Eine Beurteilung der Ergebnisse, basierend auf den Anforderungen an das neue rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter, schließt das Kapitel ab.

7.1 Kalibrierung der ADC-Spektren

Um aus der ADC–Information eines Submoduls auf die in diesem Submodul deponierte Energie schließen zu können, erfolgt als erstes die Bestimmung des Nullpunktes des ADC–Spektrums, des sogenannten 'Pedestals'. Dazu wurde an die Verteilung der Pedestal–Werte, die eine gewisse Breite besitzt, eine Gaußfunktion angepaßt, um deren Mittelwert das ADC–Spektrum korrigiert wurde [Dir94, Hut94].

Die Abmessungen eines einzelnen Submoduls des bei den Messungen eingesetzten SPACAL–Testmoduls betragen 30 $\times$ 30 $\times$ 250 mm^3. Da der Molière–Radius für dieses Kalorimeter etwa 2.5 cm beträgt, breitet sich der elektromagnetische Schauer, der nach dem Auftreffen eines Elektrons oder Pions im Kalorimeter ensteht, nicht nur im getroffenen Submodul aus, sondern auch transversal in die benachbarten Submodule. Um eine gegenseitige Kalibrierung der 16 Submodule durchzuführen, wurde am CERN eine besondere Messung vorgenommen, bei der mit Elektronen einer Energie von 4 GeV und unter Winkeln von θ=3° und ϕ=3° (Abbildung 7.2) in die Mitte der einzelnen Submodule eingeschossen wurde. Das ADC–Spektrum eines beschossenen Submoduls hat eine stark asymmetrische Form. Zu kleineren ADC–Kanälen nimmt die Anzahl der Einträge exponentiell ab, während der rechte Teil des ADC–Spektrums eher einer Gaußfunktion entspricht.

An diese Spektren wurden eine Funktion angepaßt, die die linke Flanke durch eine exponentielle Funktion und den rechten Teil durch eine Gaußfunktion beschreibt, wobei der Übergang zwischen den beiden Funktionen differenzierbar und damit auch stetig erfolgen sollte. Schließlich wurde der Mittelwert, der sich für eine aus der angepaßten Gaußfunktion vervollständigten Gaußfunktion ergibt, bestimmt. Aus den Mittelwerten aller 16 Submodule wurde wiederum ein mittlerer Wert gebildet, der als Bezugswert für die gegenseitige

Kalibrierung diente [Dir94, Hut94]. Nachdem die ADC–Spektren in der oben beschriebenen Weise korrigiert worden waren, ergab sich folgender linearer Zusammenhang zwischen den ADC–Werten und der Einschußenergie [Hut94]:

$$ADC - Wert = (-4.259 \pm 4.582) + (517.6 \pm 1.762)\frac{1}{GeV} \times Energie[GeV] \ .$$

Für die weitere Analyse wurden immer die kalibrierten ADC–Daten verwendet.

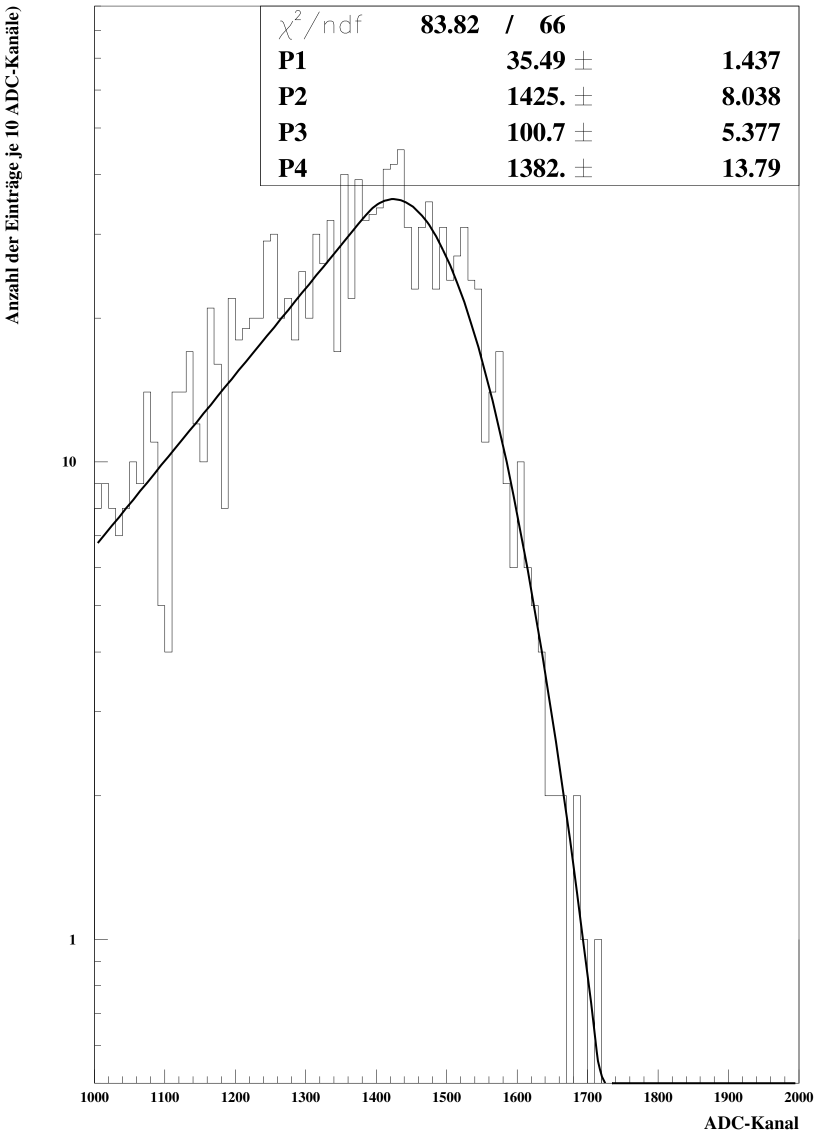


Abbildung 7.1: *ADC–Spektrum eines Submoduls mit angepaßter Funktion zur Kalibrierung der ADC–Daten in halblogarithmischer Darstellung.*

7.2 Kalibrierung des Testmodul–Koordinatensystems

Für die Untersuchungen zur Ortsauflösung des SPACAL–Testmoduls war die Bestimmung des Auftreffortes eines Teilchens auf der Kalorimeteroberfläche notwendig. Die Information dazu lieferte die Spuranpassung durch die Jetkammern. Eine rekonstruierte Spur hat im Koordinatensystem der Jetkammern eine bestimmte Steigung und Koordinate in x- bzw. y–Richtung. Bei einem bekannten Abstand zwischen den Kammern und dem SPACAL–Testmodul, der während der Messungen am Teststrahl T7N des CERN–PS 13.7 cm betrug, ergibt eine lineare Extrapolation einen Ort auf der Kalorimeteroberfläche relativ zu allen anderen Spuren. Berücksichtigt wurde dabei auch die Änderung der Koordinaten aufgrund des Einschußwinkels von θ=3° und ϕ=3°. Um die Auftrefforte in einem Koordinatensystem des SPACAL–Testmoduls zu festzulegen, wird die Information des Kalorimeters verwendet. Es wurden solche Ereignisse ausgewählt, bei denen die ADC–Werte zweier benachbachbarter Submodule innerhalb von 5% übereinstimmen [Hut94]. Anschließend wurde eine von den Jetkammer-Koordinaten abhängige Verteilung dieser Ereignisse erstellt. Der Mittelwert einer an diese Verteilung angepaßten Gaußfunktion wurde daraufhin als 'Submodulgrenze' definiert, die aufgrund des Einschußwinkels von θ=3° und ϕ=3° nicht unbedingt mit der wirklichen Submodulgrenze zusammenfällt. Die Koordinaten der mit Hilfe der Jetkammern rekonstruierten Spuren konnten schließlich durch diesen Mittelwert transformiert und in das gewählte Koordinatensystem des SPACAL–Testmoduls übertragen werden.

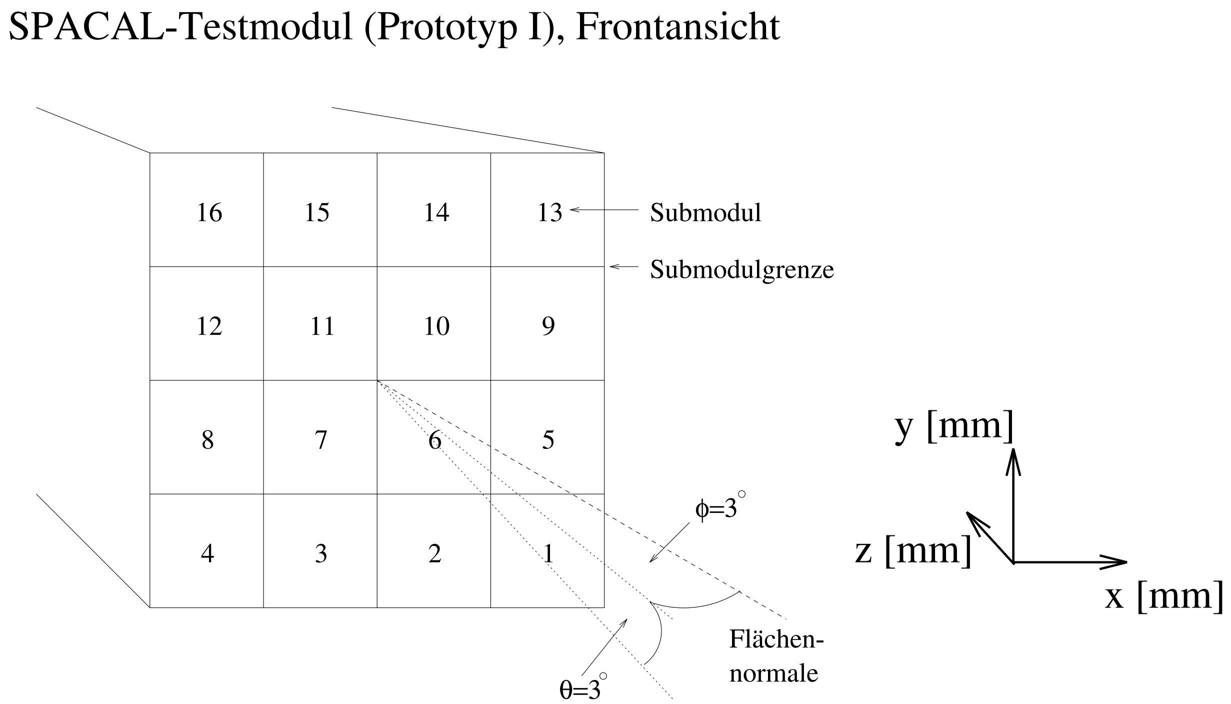


Abbildung 7.2: *Verdeutlichung der Einschußwinkel des Teststrahls auf dem SPACAL–Testmodul.*

7.3 Untersuchungen zur Ortsauflösung des Kalorimeters

In Kapitel 1 wurde erwähnt, daß das neue rückwärtige Kalorimeter des H1–Detektors gemeinsam mit der neuen BPC (engl.: **B**ackward **P**roportional **C**hamber) die Kinematik physikalischer Ereignisse rekonstruieren und Untergrundereignisse unterdrücken soll. Zur Rekonstruktion des Auftreffpunktes eines einfallenden Elektrons aus den Kalorimeterdaten ist die Information über die in den einzelnen Submodulen deponierte Energie dieses Ereignisses notwendig. Bei der im folgenden Kapitel benutzten Methode erfolgt die Ortsbestimmung über die Berechnung eines gewichteten Mittels der SPACAL–Submodul–Koordinaten, die den elektromagnetischen Schauer enthalten. Die Gewichtsfaktoren werden dabei über eine logarithmische Funktion der ADC–Werte der Submodule ermittelt. Es wird gezeigt, wie diese einfache Methode, die in [Awe92] beschrieben und in der Diplomarbeit von S. Spielmann [Spi93] bereits mit guten Ergebnissen angewendet wurde, schon fast vollständig den gewünschten linearen Zusammenhang zwischen den von den Jetkammern gelieferten Koordinaten und den durch die ADC–Werte der SPACAL–Submodule rekonstruierten Koordinaten beschreibt. Da die Gewichte die transversale Energieverteilung des elektromagnetischen Schauers nicht optimal parametrisieren, treten nach der logarithmischen Gewichtung immer noch systematische Abweichungen auf. Diese können jedoch durch die Anpassung einer geeigneten Funktion an die Meßwerte verringert werden.

7.3.1 Die logarithmische Gewichtung

Um den Auftreffort eines Teilchens auf dem SPACAL–Testmodul aus den ADC–Daten zu rekonstruieren, werden in folgender Weise die x- bzw. y–Koordinaten der Mittelpunkte der 16 Submodule x_i mit den Faktoren w_i gewichtet:

$$X_{Kalo} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{16} w_i\, x_i}{\sum\limits_{i=1}^{16} w_i} \; . \tag{7.1}$$

X_{Kalo} ist dabei die rekonstruierte Koordinate des Auftreffpunktes. Die Gewichte w_i werden dazu aus den zughörigen ADC–Werten ADC_i der Submodule, ihrer Summe ADC_{Sum} und einem freien, dimensionslosen Parameter W_0 ermittelt:

$$w_i = \max\left\{0, \left[W_0 + \ln\left(\frac{ADC_i}{ADC_{Sum}}\right)\right]\right\} \tag{7.2}$$

mit

$$ADC_{Sum} = \sum_{i=1}^{16} ADC_i \; . \tag{7.3}$$

Die Rekonstruktion der y–Koordinate Y_{Kalo} erfolgt analog. Für diese logarithmische Gewichtung gibt es eine physikalische Motivation: Die Größe der deponierten Energie an einem Punkt eines elektromagnetischen Schauers hängt exponentiell vom transversalen Abstand des Deponierungspunktes zum Auftreffpunkt des Teilchens ab. In dem obigen Ansatz wird jedoch die Tatsache vernachlässigt, daß die deponierte Energie über die Anordnung der Submodule integriert werden muß. Wie der Gleichung 7.2 zu entnehmen ist, gehen nur solche Mittelpunktskoordinaten von Submodulen in die Ortsrekonstruktion ein, für die

$$\frac{ADC_i}{ADC_{Sum}} > \exp\left(-W_0\right) \tag{7.4}$$

gilt, da sonst das rechte Argument der Maximumfunktion kleiner als Null wird. Der Parameter W_0 definiert also eine Schwelle dafür, welchen Anteil ein Submodul an der gesamten deponierten Energie haben muß, um bei der Ortsrekonstruktion berücksichtigt zu werden. Zusätzlich legt der Parameter das Gewicht fest, das den Schauerrändern bei der Rekonstruktion zugeordnet wird. Es gibt nun zwei Fälle, die den Beitrag des Parameters W_0 näher beleuchten: Für sehr große Werte von W_0 ($W_0 \to \infty$) erhalten alle Submodule, in denen eine Energie oberhalb der angesprochenen Schwelle deponiert ist, praktisch einen gleich großen Gewichtsfaktor. Der berechnete Ort ist dann der geometrische Mittelpunkt der Submodule, die den elektromagnetischen Schauer enthalten. Daher wird der systematische Fehler groß bzw. die Ortsauflösung für $W_0 \to \infty$ sehr schlecht werden. Im umgekehrten Fall, bei dem ein Wert nahe Null für W_0 angenommen wird ($W_0 \to 0$), werden Submodule mit einer hohen Energiedeposition am stärksten und Submodule mit einer geringen Energiedeposition nur kaum oder überhaupt nicht berücksichtigt. Somit dominieren wenige Submodule die Ortsrekonstruktion und der systematische Fehler wird sehr groß. Der optimale Wert für den Parameter W_0 zeichnet sich somit dadurch aus, daß der systematische Fehler in der Rekonstruktion des Auftreffpunktes minimal wird.

Im folgenden wurden die Daten der Messungen benutzt, bei denen Elektronen einer Energie von 4 GeV entlang einer die Mittelpunkte der Submodule 5 – 8 verbindenden Linie auf das SPACAL–Testmodul geschossen wurden.

Als Einschußwinkel wurden θ=3° und ϕ=3° gewählt, um den Effekt des sogenannten 'Channeling' zu vermeiden. Eine nähere Erläuterung zu diesem Effekt findet sich in [Bog93].

Zunächst erfolgte die Festlegung des Parameters W_0. Dazu wurden die Verteilungen der Differenzen $X_{Kalo} - X_{Kammer}$ der Ereignisse in Abhängigkeit des Parameters W_0 erstellt. Die rekonstruierte Koordinate X_{Kalo} wurde über die oben gezeigte logarithmische Gewichtung bestimmt, während X_{Kammer} die Koordinate ist, welche die Spurrekonstruktion und Extrapolation auf die Kalorimeteroberfläche ergibt. Für die $X_{Kalo} - X_{Kammer}$–Verteilungen wurden nur Ereignisse mit X_{Kammer}–Werten im Bereich von x=20 mm bis x=100 mm zugelassen, um Randeffekte des Supermoduls, wie Leckverluste in der Energiedeposition des elektromagnetischen Schauers, auszuschließen. An die Verteilungen, die bis auf kleinere Ausläufer im weiten Bereich gaußförmig sind, wurden Gaußfunktionen angepaßt. Als optimaler Wert für den Parameter W_0 ergab sich die Zahl 3.7, da für diesen Wert die Standardabweichung σ_Δ der angepaßten Gaußfunktionen minimal ist. Somit gingen nur solche Submodule in die Gewichtung mit ein, deren ADC–Signale ADC_i mehr als einen Anteil von 2.5% an der Summe aller ADC–Werte ADC_{Sum} beiträgt.

In Abbildung 7.3 sind nun für W_0=3.7 die Mittelwerte $< X_{Kalo} >$ der durch logarithmische Gewichtung rekonstruierten x–Koordinaten gegen die aus der Extrapolation der Teilchenspuren auf das Spaghetti–Kalorimeter entstandenen Auftrefforte X_{Kammer} aufgetragen. Abbildung 7.4 zeigt zusätzlich für einen Bereich von $X_{Kammer} \in [20 \text{ mm}, 100 \text{ mm}]$ die re-

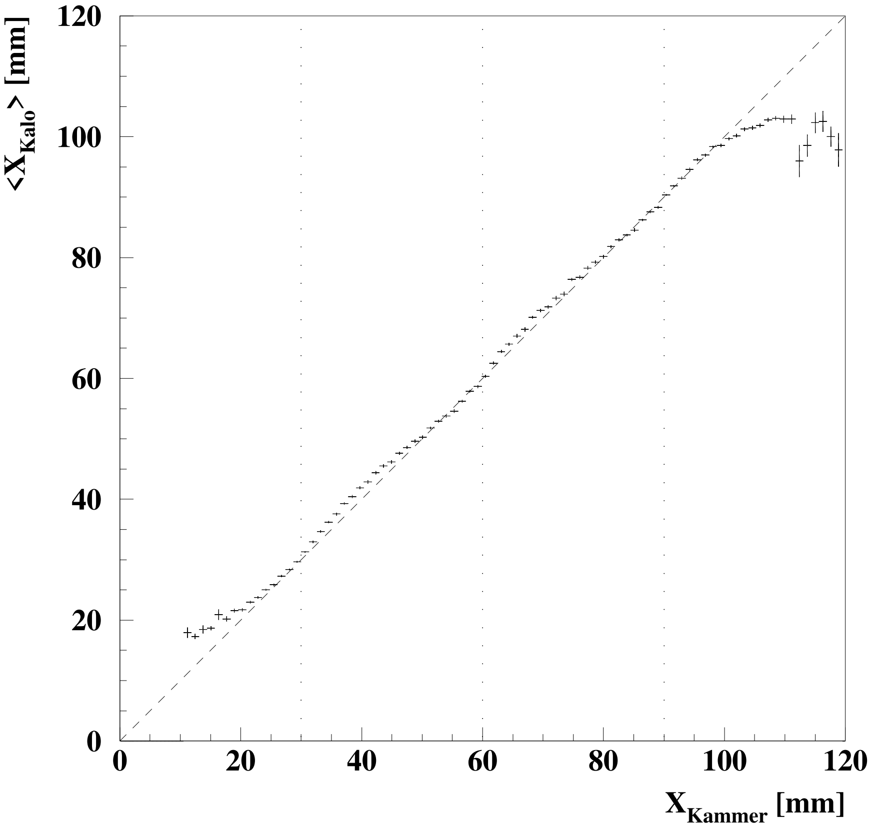


Abbildung 7.3: *Abhängigkeit der über die logarithmische Gewichtung rekonstruierten Koordinate vom Einschußort. Die punktierten Linien deuten die Stellen der Submodulgrenzen an.*

konstruierte Koordinate in Abhängigkeit der Jetkammerkoordinate zur Verdeutlichung der Streuung der Werte. Die Fehlerbalken bezeichnen den Fehler des Mittelwertes $< X_{Kalo} >$. Wird an die Werte $< X_{Kalo} >(X_{Kammer})$ im Bereich von $X_{Kammer} \in [20 \text{ mm}, 100 \text{ mm}]$ eine Gerade angepaßt, so beträgt die Steigung der Geraden nicht 1.0, wie zu erwarten wäre. Die Abweichung in der Steigung der rekonstruierten Koordinaten von den durch die Jetkammern zueinander festgelegten Koordinaten beträgt 1.2%. Es konnte bisher nicht geklärt werden, was die Ursache für diese Abweichung ist. Da sich für die y–Richtung ebenfalls eine Abweichung ergibt, die mit 1.3% in der gleichen Größenordnung wie die der x–Richtung liegt, und nach den Untersuchungen in Kapitel 6.2.2 scheint ein Fehler in den Jetkammerkoordinaten ausgeschlossen werden zu können. Abbildung 7.4 zeigt für diesen Bereich die rekonstruierte Koordinate in Abhängigkeit der Jetkammerkoordinate zur Verdeutlichung der Streuung der Werte. Für weitere Studien wurde eine Steigungskorrektur vorgenommen, so daß die angepaßte Gerade die Steigung 1.0 hat.

Werden nach der Korrektur in der Steigung für den Parameter W_0=3.7 die Mittelwerte der Differenz $X_{Kalo} - X_{Kammer}$ gegen die Koordinate X_{Kammer} aufgetragen, so sind die Werte

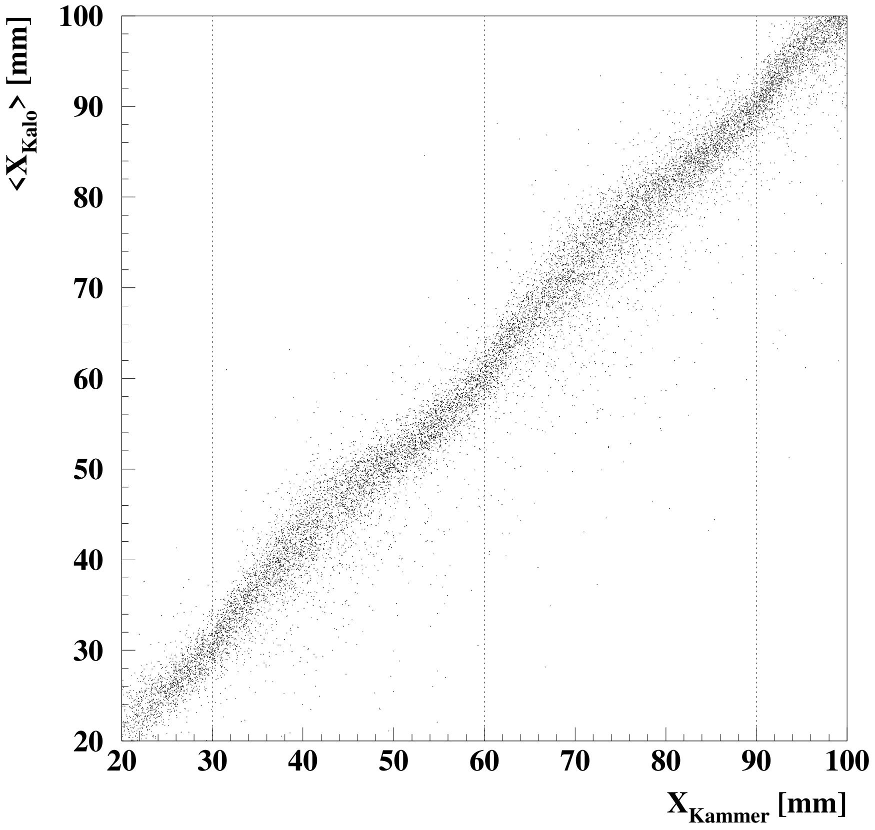


Abbildung 7.4: *Abhängigkeit der über die logarithmische Gewichtung rekonstruierten Koordinate vom Einschußort im Bereich von $X_{Kammer} \in$ [20 mm, 100 mm]. Die gestrichelten Linien deuten die Stellen der Submodulgrenzen an.*

für $X_{Kammer} \in$ [20 mm, 100 mm] nicht um Null, sondern um 1.38 mm verteilt (Abbildung 7.5). Die Werte in den Außenbereichen werden nicht betrachtet, da die Leckverluste und damit der systematische Fehler zu groß ist. Die Ursache für die konstante Verschiebung und damit für eine systematische Abweichung liegt in der Rekonstruktion des Auftreffpunktes bei Einschußwinkeln von θ=3° und ϕ=3° des Teststrahls, sowie in der Lage des festgelegten Koordinaten–Systems des SPACAL–Testmoduls.

Die rekonstruierte Koordinate bezieht sich nicht auf die wirkliche Oberfläche des SPACAL–Testmoduls, sondern auf eine parallele Ebene, die sich hinter der Kalorimeteroberfläche im SPACAL befindet.

Für die weiteren Untersuchungen wurde von der rekonstruierten Koordinate der Wert 1.38 mm subtrahiert. Dadurch wird die Koordinate X_{Kalo} neu definiert. Dies hat keinen Einfluß auf die Bestimmung der Ortsauflösung. Anschließend wurde noch einmal überprüft, ob sich der optimale Wert für W_0 nach den Korrekturen geändert hat. Dazu wurden wieder die W_0–abhängigen Verteilungen der Differenz $X_{Kalo} - X_{Kammer}$ gebildet und die Standardabweichungen σ_Δ der an die Verteilungen angepaßten Gaußfunktionen bestimmt. Der Wert

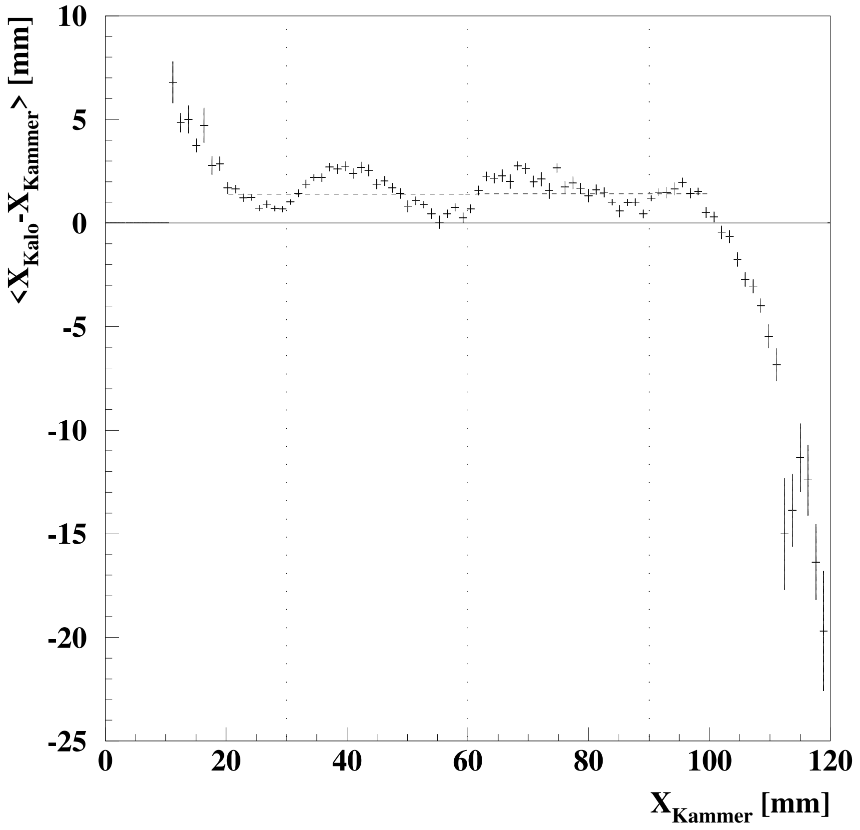


Abbildung 7.5: *Abhängigkeit der Differenz zwischen der rekonstruierten Koordinate und dem Auftreffort nach der Steigungskorrektur. Die gestrichelte Linie ist eine im Bereich* $X_{Kammer} \in$ *[20 mm, 100 mm] an die Werte angepaßte Gerade, die die Verschiebung der Mittelwerte um 1.38 mm verdeutlicht, während die punktierten Linien die Stellen der Submodulgrenzen anzeigen.*

für W_0, bei dem σ_Δ minimal ist, ändert sich nicht.

In Abbildung 7.6 ist der Mittelwert der durch logarithmische Gewichtung rekonstruierten Koordinate X_{Kalo} für W_0=3.7 in Abhängigkeit der durch die Jetkammern festgelegten Koordinate X_{Kammer} nach der Steigungkorrektur und der Korrektur der Verschiebung wiedergegeben. Um zu erkennen, wie effizient die logarithmische Gewichtung ist, sind in Abbildung 7.7 die durch eine lineare Gewichtung der Form

$$X_{Kalo} = \frac{\sum_{i=1}^{16} w_i \, x_i}{\sum_{i=1}^{16} w_i} \tag{7.5}$$

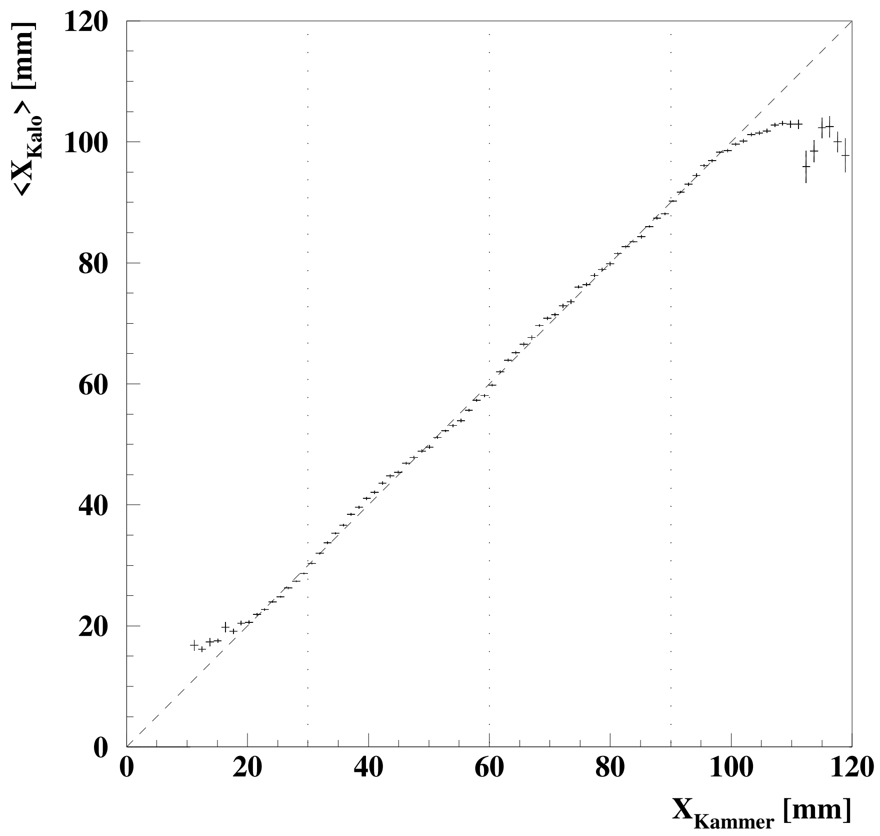


Abbildung 7.6: *Abhängigkeit der über die logarithmische Gewichtung rekonstruierten und korrigierten Koordinate vom Einschußort. Die punktierten Linien deuten die Stellen der Submodulgrenzen an.*

und

$$w_i = \frac{ADC_i}{ADC_{Sum}} \tag{7.6}$$

rekonstruierten Werte in Abhängigkeit der von den Jetkammern gelieferten Auftreffkoordinaten dargestellt. Eine Steigungskorrektur oder Verschiebung wurde dabei nicht durchgeführt. Bei dieser üblichen Berechnung des Schwerpunktes zeigt sich eine S–Kurvenform. Die rekonstruierten Koordinaten hängen also stark vom Auftreffort und weisen einen großen systematischen Fehler aufweisen, der jedoch durch eine geeignete Korrekturfunktion behoben werden kann. Im Falle der logarithmischen Gewichtung ist der systematische Fehler wesentlich kleiner.

Da die Mittelwerte $< X_{Kalo} >$, die von der Koordinate X_{Kammer} abhängen, nach der logarithmischen Gewichtung und den Korrekturen z.T. systematische Abweichungen aufweisen, wurde im folgenden versucht, die Abweichungen zu verringern, um einen linearen Zusammenhang zu erreichen.

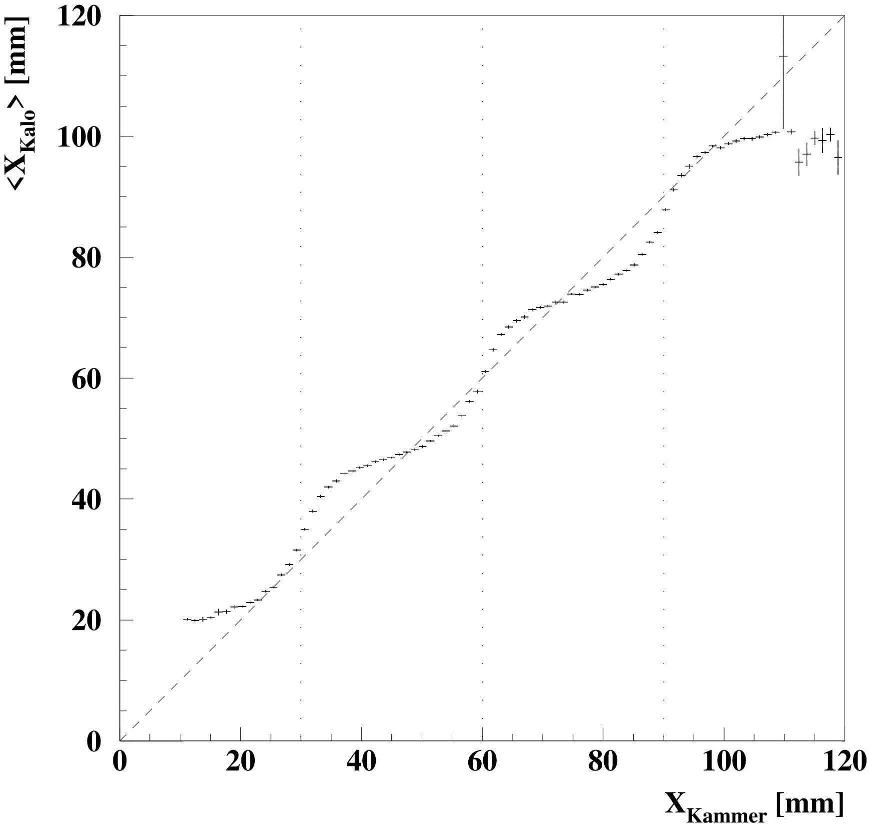


Abbildung 7.7: *Abhängigkeit der über die lineare Gewichtung rekonstruierten Koordinate vom Einschußort. Die punktierten Linien deuten die Stellen der Submodulgrenzen an.*

Dazu wurde umgekehrt zu einem bestimmten Mittelwert $< X_{Kalo} >$ der korrespondierende Auftreffort X_{Kammer} auf dem SPACAL–Testmodul aufgetragen. Eine Parametrisierung des Verlaufes ergibt eine Vorschrift zur Verbesserung der X_{Kalo}–Werte. Aufgrund der vorhandenen Submodul–Grenzen ist es sinnvoll, den $< X_{Kalo} >$–Bereich [20 mm, 100mm] in drei Teile zu untergliedern, in denen jeweils ein Polynom dritten Grades an die Werte angepaßt wird. Eine symmetrische Korrekturfunktion der Form

$$f(x) = a + b \cdot \sinh(c \cdot x + d) \tag{7.7}$$

mit ebenfalls vier freien Parametern, wurde ebenfalls versucht anzupassen. Diese besaß jedoch einen größeren χ^2–Wert, da sie den leicht asymmetrischen Verlauf in den Teilbereichen schlecht beschreiben konnte.

Unter Ausnutzung eines differenzierbaren und damit auch stetigen Übergangs der Polynomfunktionen an den Definitionsgrenzen, besitzt die zusammengesetze Korrekturfunktion $\mathcal{F}$ für den Bereich $< X_{Kalo} > \in$[20 mm, 100 mm] zehn Freiheitsgrade. Eine große Anzahl an Freiheitsgraden in der anzupassenden Funktion sollte vermieden werden, denn die Festlegung von Ausgangsparametern, die eine Konvergenz des Anpassungsalgorithmus zulassen, ist

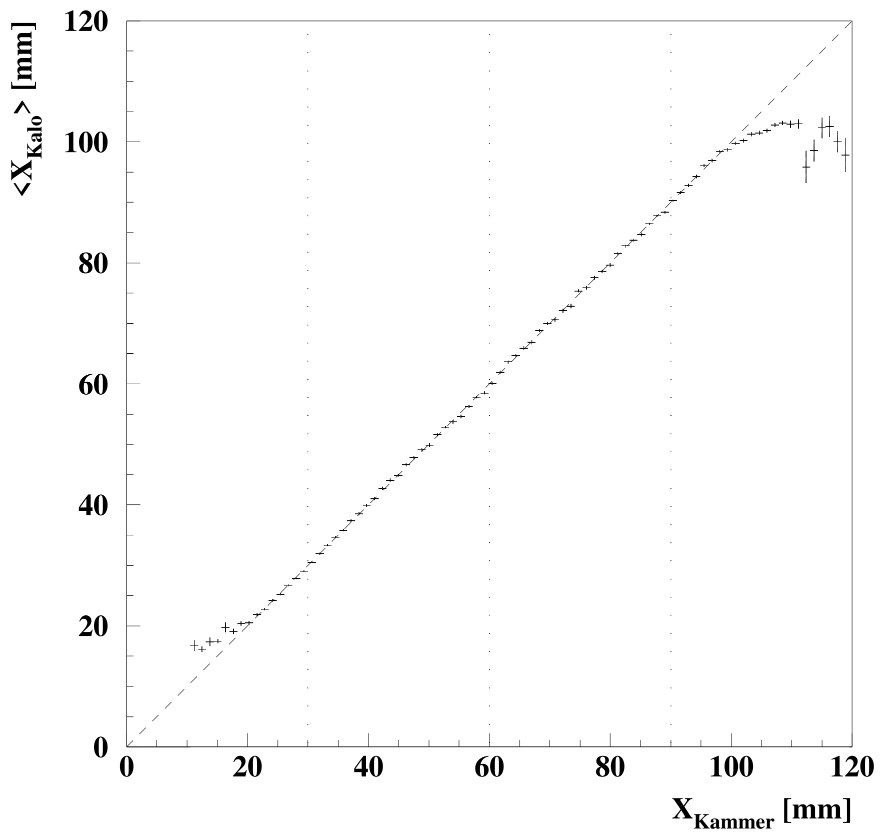


Abbildung 7.8: *Abhängigkeit der über die logarithmische Gewichtung rekonstruierten, verschobenen und mit der Korrekturfunktion $\mathcal{F}$ gebildeten Koordinate vom Einschußort. Die punktierten Linien deuten die Stellen der Submodulgrenzen an.*

sehr schwierig. Desweiteren müßte eine große Anzahl an Parametern verwaltet werden, die sich durch die Abhängigkeit der Parameter von der Energie der das Kalorimeter treffenden Teilchen vervielfachen würde.

Die durch die logarithmische Gewichtung gefundenen und korrigierten Koordinaten X_{Kalo} wurden in die Korrekturfunktion $\mathcal{F}$ eingesetzt. Der erhaltene Funktionswert ist dann die endgültige rekonstruierte Koordinate X_{Kalo}. Wird ihr Mittelwert bei einem bestimmten X_{Kammer}–Wert gegen denselben aufgetragen (Abbildung 7.8), so zeigt sich im Bereich, wo die Korrekturfunktion in die Koordinatenbildung einging, bis auf wenige Abweichungen der angestrebte lineare Zusammenhang.

In Abbildung 7.9 ist die Verteilung der Differenz $X_{Kalo} - X_{Kammer}$ für Ereignisse mit $X_{Kammer} \in [20 \text{ mm}, 100 \text{ mm}]$ dargestellt. Nach Anpassung einer Gaußfunktion an die Verteilung ergibt sich als die gemittelte Ortsauflösung des SPACAL–Testmoduls in x–Richtung für Elektronen einer Energie von 4 GeV:

$$\sigma_{Kalo,x} = (2.04 \pm 0.02) \text{ mm} .$$

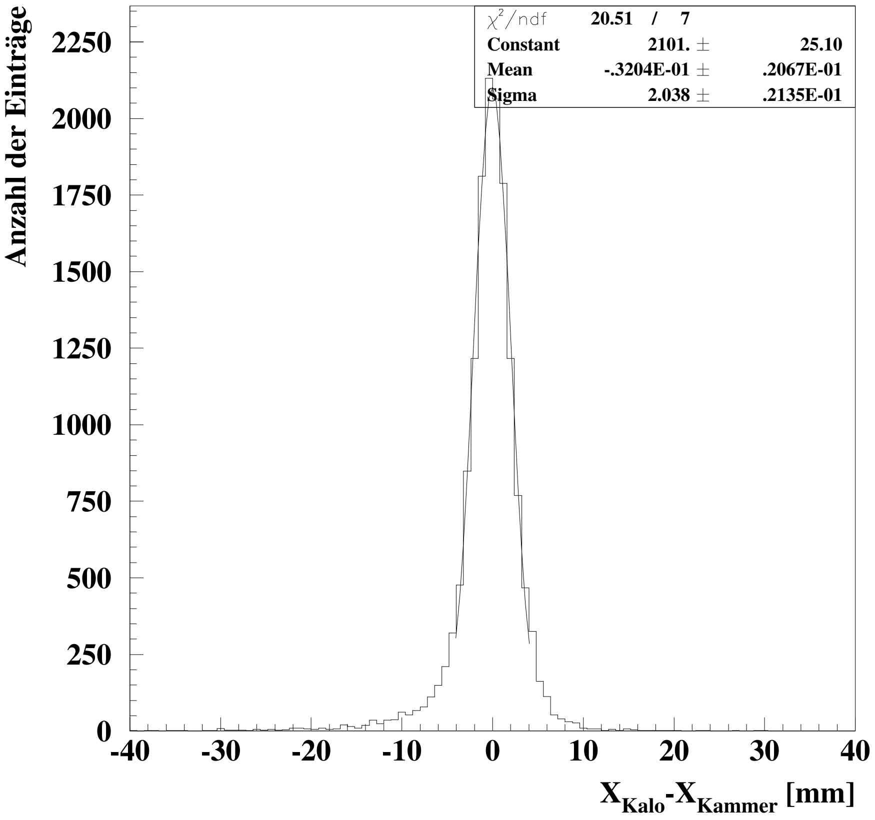


Abbildung 7.9: *Verteilung der Differenz zwischen der über die logarithmische Gewichtung rekonstruierten, verschobenen und mit der Korrekturfunktion $\mathcal{F}$ gebildeten Koordinate X_{Kalo} und der Koordinate des Auftreffortes X_{Kammer}.*

Hierbei wurde berücksichtigt, daß die durch Spuranpassung mit Hilfe der Jetkammern gefunden Auftrefforte auf der Kalorimeteroberfläche für die CERN–PS–Messungen eine Auflösung von σ_{Kammer}=0.1 mm haben. Der oben genannte Wert für die mittlere Ortsauflösung $\sigma_{Kalo,x}$ des SPACAL–Testmoduls berechnet sich dann aus der Streuung der rekonstruierten Koordinaten σ_{rek} und der Kammerkoordinaten σ_{Kammer} mit

$$\sigma_{Kalo,x} = \sqrt{\sigma_{rek}^2 - \sigma_{Kammer}^2}\ . \qquad (7.8)$$

Da jedoch σ_{Kammer}=0.1 mm ist, wird die Ortsauflösung kaum beeinflußt.

Für die y–Richtung wurden die Daten verwendet, bei denen die Einschußorte auf einer Linie lagen, die die Mitte des Submoduls 7 und die Grenze zwischen den Submodulen 11 und 15 miteinander verbindet. Die Bestimmung der mittleren Ortsauflösung der y–Richtung erfolgte analog zu der der x-Richtung. Es ergibt sich bei einem Wert von σ_{Kammer}=0.08 mm und einer Elektronen-Energie von 4 GeV:

$$\sigma_{Kalo,y} = (2.03 \pm 0.02)\ \text{mm}\ .$$

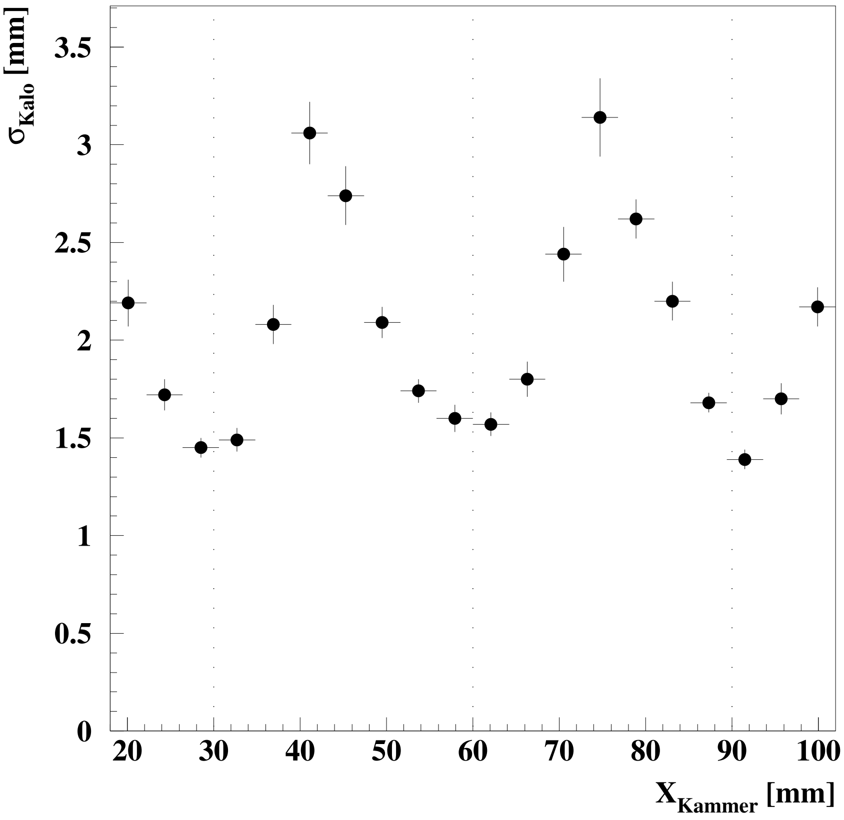


Abbildung 7.10: *Ortabhängigkeit der Ortsauflösung für die x-Richtung. Die punktierten Linien kennzeichnen die Grenzen zwischen den Submodulen.*

Zur Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Ortsauflösung wurden die Verteilungen der Differenzen $X_{Kalo} - X_{Kammer}$ in 4 mm–Intervallen im Bereich $X_{Kammer} \in [20\text{ mm}, 100\text{ mm}]$ erstellt. An diese wurden Gaußfunktionen angepaßt, deren Standardabweichung in Abhängigkeit der X_{Kammer}–Koordinaten nach der Korrektur durch die Jetkammerortsauflösung auf dem Kalorimeter von σ_{Kammer}= 0.1 mm in Abbildung 7.10 aufgetragen ist. Die Fehlerbalken repräsentieren den Fehler der Standardabweichung der angepaßten Gaußfunktion. Es wird deutlich, daß an den Grenzen zwischen den Submodulen, die Ortsauflösung mit etwa 1.45 mm am besten und in der Mitte der Submodule um einen Faktor 2 schlechter ist. Zu berücksichtigen sind die Fehler der Standardabweichung, die in den Mitten der Submodule am größten sind. Hier ergab auch eine kleine Änderung im Bereich der Anpassung der Gaußfunktion eine große Veränderung in der Standardabweichung, da die Verteilungen sehr breit und nicht mehr rein gaußförmig waren (Abbildung 7.11).

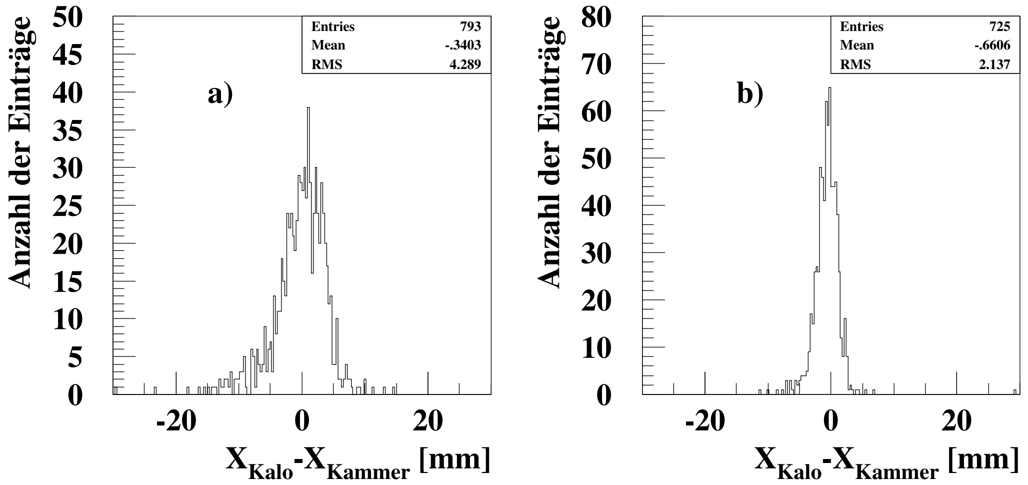


Abbildung 7.11: *a): $X_{Kalo} - X_{Kammer}$–Verteilung in der Mitte von Submodul 7 für X_{Kammer} ∈[44 mm,48 mm]. b): $X_{Kalo} - X_{Kammer}$–Verteilung auf der Grenze zwischen Submodul 7 und 8 für X_{Kammer} ∈[28 mm,32 mm].*

7.3.2 Energieabhängigkeit der Ortsauflösung

Die Ortsauflösung wurde bisher nur für Elektronenenergien von 4 GeV betrachtet. Da die Elektronen, die nach den ep–Kollisionen im H1–Detektor das BEMC treffen Energien bis hin zur Strahlenergie besitzen und da die Fluktuationen in der deponierten Energie bei kleineren Elektronenenergien größer sind, ist eine Untersuchung der Energieabhängigkeit der Ortsauflösung wichtig. Als grundlegende Daten dienen die ADC–Werte der Meßreihen, bei denen Elektronen mit Energien von 1 – 6 GeV das SPACAL–Testmodul unter den Winkeln θ=3° und ϕ=3° in seinem Mittelpunkt, also auf zwei Submodulgrenzen, trafen. Dieser Ort wurde ausgewählt, da die Ortsauflösung dort am besten ist und eine untere Abschätzung für die Genauigkeit der Bestimmung eines Auftreffortes bei kleinen Elektronenenergien geben kann. Zur Ermittlung der Ortsauflösung wurde eine ähnliche Methode angewandt, wie im vorhergehenden Kapitel: Nach einer logarithmischen Gewichtung fand eine Steigungskorrektur statt und anschließend wurden diese korrigierten Werte über eine vorher festgelegte Korrekturfunktion $\mathcal{F}$ verbessert. Eine Verschiebung der X_{Kalo}–Werte um eine Konstante wurde nicht durchgeführt, da dies keinen Einflußauf die Ortsauflösung hat und die vom Teststrahl getroffene Breite des Kalorimeters von nur etwa 15 mm dies nicht ermöglichte. Für die Untersuchungen wurde ein 10 mm großer Bereich zwischen $X_{Kammer} \in$ [60 mm, 70 mm] ausgewählt, in dem der statistische Fehler der X_{Kalo}–Werte am geringsten ist. Der freie Parameter W_0 in der logarithmischen Gewichtung wurde auf 3.7 gesetzt. Dies war möglich, da der Parameter für den untersuchten Energiebereich, wie sich zeigte, kaum von der Elektronenenergie abhängt. In [Awe92] wurde dies ebenfalls beobachtet. Abbildung 7.12 stellt die Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Energie der das SPACAL–Testmodul treffenden Elektronen dar. Wird an die Werte eine Gerade angepaßt, so ergibt sich:

$$\sigma_{Kalo}(\mathrm{E}_{e^-}) = (0.93 \pm 0.12)\ \mathrm{mm} + (1.16 \pm 0.22)\ \mathrm{mm} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mathrm{E\ [GeV]}}}\ .$$

Da das derzeitige BEMC eine Ortsauflösung von 1.3 cm besitzt [H1-93], kann eine deutliche Verbesserung der Ortsauflösung mit einem Spaghetti–Kalorimeter erreicht werden. Die bestimmte Ortsauflösung liegt im Rahmen der an das neue BEMC gestellten Forderung von σ=1 mm. Es sind bei einem Vergleich jedoch folgende Punkte zu berücksichtigen:

- Der Teststrahl fiel unter Winkeln von θ=3° und ϕ=3° auf das SPACAL–Modul, während im Falle des BEMC größere Winkel bis 25° häufig vorkommen. Auch hierzu sollten eingehende Messungen erfolgen.
- Die Energien der aus Elektron–Proton–Kollisionen stammenden und mit dem BEMC detektierten Elektronen erreichen wesentlich höhere Werte bis zu 27.5 GeV, während

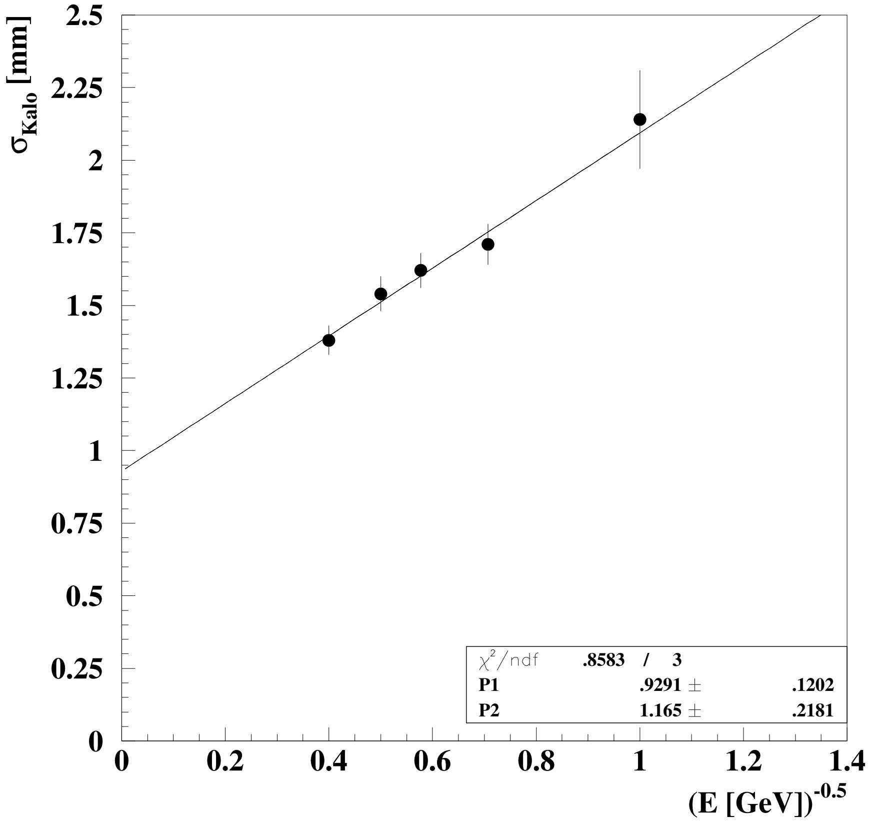


Abbildung 7.12: *Energieabhängigkeit der Ortsauflösung des SPACAL–Testmoduls. Die durchgezogene Linie gibt eine an die Daten angepaßte Gerade wieder.*

die Teststrahl–Elektronen Energien zwischen 1 und 6 GeV besaßen, so daß eine Extrapolation der Ortsauflösung zu höheren Energien hin der Bestätigung durch Messungen bedarf.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Die H1–Kollaboration beabsichtigt das derzeitige Rückwärtskalorimeter des H1–Detektors am HERA–Speichering des DESY durch ein elektromagnetisches und hadronisches Spaghetti–Kalorimeter zu ersetzen. Am DESY wurde daher ein erstes elektromagnetisches Testmodul mit den Abmessungen $12 \times 12 \times 25$ cm^3 gebaut, welches in 16 Submodule unterteilt wurde. Jedes Submodul wird über einen eigenen Lichtmischer und nachfolgenden Photomultiplier ausgelesen. Das Blei–Faser Verhältnis dieses Moduls beträgt 2.15:1, wobei die Fasern einen Durchmesser von 0.5 mm haben. Der Molière–Radius dieses Moduls liegt bei 2.5 cm und die Strahlungslänge X_0 bei 0.9 cm.

Das SPACAL–Testmodul wurde bei Messungen am Teststrahl 22 des DESY II–Elektronensynchrotrons in Hamburg mit Elektronen der Energie 1 – 6 GeV sowie am Teststrahl T7N des CERN–Protonensynchrotrons in Genf mit Elektronen und Pionen der Energie 1 – 6 GeV untersucht. Um die Spur der Strahlteilchen zu rekonstruieren und den Auftreffpunkt auf das Testmodul zu bestimmen, wurden im Rahmen dieser Arbeit vier Jetkammern gebaut. Die Driftzelle einer Jetkammer besteht aus zwei Kathodenflächen im Abstand von 6 cm, zwischen denen in der Mitte eine Ebene mit Anoden- und Potentialdrähten liegt, die sich im Abstand von 3.5 mm abwechseln. Der Driftraum wird durch weitere Drähte und Streifen zur Formung des elektrischen Feldes abgeschlossen, so daß dort ein homogenes elektrisches Feld von 1.1 $\frac{kV}{cm}$ erreicht wird. Da als Kammergas Argon–Ethan einem Mischungsverhältnis von 50/50 benutzt wurde, kann damit eine konstante Driftgeschwindigkeit erreicht werden. Die entsprechenden Spannungen an den Felddrähten wurden über eine Potentialsimulation festgelegt. Mit den Jetkammern werden die zueinander senkrechten Koordinaten der Teilchenspur ermittelt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgte die Vorbereitung und der Betrieb der Kammern zusammen mit dem SPACAL–Testmodul während der Messungen an den Teststrahlen.

Es wurde ein Spuranpassungsprogramm erfolgreich entwickelt und auf die von den Jetkammern erhaltenen Daten angewendet. Die Ergebnisse der Analysen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Die über die außerhalb des Bereiches der Primärionisationsstatistik gemittelte Auflösung der Jetkammern beträgt etwa 115 μm.

- Die Orts–Driftzeit–Beziehung ist linear mit einer konstanten Driftgeschwindigkeit von 51 $\frac{\mu m}{ns}$.

- Die Spuranpassung erfolgt in einem iterativen Verfahren zur Bestimmung der Orts–Driftzeit–Beziehung.
- Die Abhängigkeit der Spuranpassung von der Position der Jetkammern gegeneinander wurde untersucht, und bestätigte die gemessene Positionierung.
- Mit Hilfe der Kammerdaten konnte die Strahldivergenz der Teststrahlen 22 des DESY und T7N des CERN–PS zu (1.2±0.2) mrad bestimmt werden.
- Die Ortsauflösung auf der Oberfläche des SPACAL–Testmoduls lag bei 80 – 130 μm.

Mit den über die rekonstruierten Spuren extrapolierten Auftreffpunkten auf dem SPACAL–Testmodul wurde eine Untersuchung der Ortsauflösung des Kalorimeters durchgeführt. Dabei ist zu beachten, daß der Teststrahl unter einem Winkel von θ=3° und ϕ=3° auf das Spaghetti–Kalorimeter–Modul einfiel. Durch eine logarithmische Wichtung, der in den einzelnen Submodulen deponierten Energien, konnten die Auftreffpunkte der Strahlteilchen rekonstruiert werden. Die rekonstruierten Auftreffpunkte wurden mit den aus den Jetkammerdaten ermittelten Punkte verglichen. Um verbliebene systematische Abweichungen zu verringern wurde eine Korrekturfunktion eingeführt. Für einen Bereich, der sich über drei Submodulgrenzen erstreckt, wurde eine gemittelte Ortsauflösung des SPACAL–Testmoduls für Elektronen einer Energie von 4 GeV zu

$$\sigma_x = (2.04 \pm 0.02)\ \text{mm}$$

und

$$\sigma_y = (2.03 \pm 0.02)\ \text{mm}$$

ermittelt. Die Ortsauflösung für den Einschuß zwischen zwei Submodulen liegt bei etwa 1.5 mm und ist damit um einen Faktor 2 besser als für einen Einschuß in die Mitte eines Submoduls. Es wurde ebenfalls die Abängigkeit der Ortsauflösung von der Energie der Teststrahlteilchen bestimmt. Dabei ergab sich für Elektronen:

$$\sigma(\mathrm{E}_{e^-}) = (0.93 \pm 0.12)\ \text{mm} + (1.16 \pm 0.22)\ \text{mm} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mathrm{E}\ [\mathrm{GeV}]}}\ .$$

Literaturverzeichnis

[Abr91] Abramowicz, H.
A Parametrization of $\sigma_T(\gamma^\star p)$ above the Resonance Region for $Q^2 \geq 0$
Phys. Lett. **B 269** (1991) 465

[Aka77] Akapdjanov, G.A., et al.
Determination of Photon Coordinates in a Hodoscope Cherenkov Spectrometer
Nucl. Instr. Meth. **A140** (1977) 441

[Ale87] Alekhin, S.I., et al.
Compilation of cross sections 4
CERN–HERA 87–01 (1987)

[Ali90] Ali, A. und J. Bartels
Small–x Behaviour of the Deep Inelastic Structure Function in QCD
Proceedings of a Meeting held at DESY, Hamburg, Germany,14–16 Mai (1990)

[All80] Allison, W.W.M. und J.H. Cobb
Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss
Ann. Rev. Nucl. Sci. **30** (1980) 253

[Alt77] Altarelli, A. und A. Parisi
Asymptotic Freedom in Parton Language
Nucl. Phys. **B 126** (1977) 297

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

[App93] Appuhn, R.D., et al.
Electromagnetic Calorimetry with Lead Fluoride Crystals
DESY 93–143 (1993)

[Awe92] Awes, T.C., et al.
A simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters
Nucl. Instr. Meth. **A311** (1992) 130

[Bak84] Bak, J.
An experimental investigation of channeling radiation produced by 2 to 55 GeV/c electrons and positrons
Thesis, Universität Aarhus (1984)

[Bak85] Bak, J., et al.
Channeling radiation from 2 to 55 GeV/c electrons and positrons
Nucl. Phys. **B 254** (1985) 491

[Bar91] Bartels, J. und J. Feltesse
QCD at low x: Summary
Proceedings of the HERA Workshop 131–146
W. Buchmüller, G. Ingelman (Herausgeber), DESY (1991)

[Bar93] Barschke,R.
Mitteilung an die Spacal-Gruppe der H1-Kollaboration (November 1993)

[Bat70] Bathow, G., et al.
Measurement of the Longitudinal and Transversal Developement of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV
Nucl. Phys. **B 20** (1970) 592

[Bät88] Bätzner, K., et al.
Secondary beams for tests in the PS East Experimental Area
PS/PA/EP/Note 88-26

[Bet30] Bethe, H.A.
Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie
Ann. d. Phys., 5. Folge (1930) 325

[Blu50] Blunck, O. und S. Leisegang
Zum Energieverlust schneller Elektronen in dünnen Schichten
Z. Physik **128** (1950) 500

[Boc93] Bock, B., et al.
Design, Construction and Test Results of the ZEUS Forward Tracking Detector
DESY 93–176 (1993)

[Bog93] Bogusch, K.
Untersuchungen zum Aufbau eines rückwärtigen Kalorimeters am H1–Detektor
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1993)

[Bra92] Brasse, F.W.
The H1 Detector at HERA
H1–10/92–245 (1992)

[Col90] Colombo, M.
Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssigargon–Kalorimeter des H1–Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1990)

[Dec93] Deckers, T.
Untersuchungen zum Nachweis von Teilchen in Bleifluorid- und Spaghetti–Kalorimetern
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1993)

[Dir94] Dirkmann, M.
private Mitteilung (1994)

[Do-92] Donnachie, A. und P.V. Landshoff
Total Cross Sections
CERN preprint CERN–TH.6635/92 (1992)

[Don92] Donner, J.
Entwicklung und Bau einer Driftkammer zur Messung des Energieverlustes geladener Teilchen in Driftgasen
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1992)

[Eis92] Eisele, F. und G. Wolf
Erste Ergebnisse von HERA
Physikalische Blätter (Oktober 1992) 787

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

[Fel87] Feltesse, J.
Measurements of Inclusive Differential Cross Sections
Proceedings of the HERA Workshop 33–57
R.D. Peccei (Herausgeber), DESY (1987)

[Fil77] Filatova, N.A., et al.
Study of Drift Chamber Systems for K^- e Scattering Experiment at the Fermi National Accelerator Laboratory
Nucl. Instr. Meth. **A143** (1977) 17

[Geb93] Gebauer, M.
Untersuchung von Alterungserscheinungen in Driftkammern unter Strahlenbelastung für verschiedene Driftgase
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1993)

[Gen91] Gennis, M.
Eigenschaften von Modulen des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters (BEMC) des H1–Detektors
Dissertation, Universität Hamburg (1991)

[Gri82] Gribov, L.V., et al.
Semihard Processes in QCD
Phys. Rep. **100** (1983) 1

[Har73] Harris, F., et al.
The Experimental Identification of Individual Particles by the Observation of Transition Radiation in the X-Ray Region
Nucl. Instr. Meth. **A107** (1973) 413

[Hei44] Heitler, W.
Quantum Theory of Radiation
Oxford University Press, Second Edition (1944)

[Hut94] Hutter, H.
private Mitteilung (1994)

[H1-92] BEMC Group
The H1 Backward Electromagnetic Calorimeter (BEMC)
H1 08/92–233 (1992)

[H192a] H1–Collaboration
Letter of Intend to Upgrade the Backward Region of the H1 Detector
H1 09/92–243 (1992)

[H192b] H1–Collaboration
Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies
Phys. Lett. **B 299** (1993) 374

[H1-93] H1–Collaboration
The H1 Detector at HERA
DESY 93–103 (1993)

[H193a] H1–Collaboration
Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1–Detector
PRC 93/02 (1993)

[Jan93] Janoth, J.
Untersuchungen zum Verhalten von Photomultipliern in Magnetfeldern bei Feldstärken bis zu 2 Tesla
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1993)

[Jea79] Jean-Maria, B.
Systematic Measurement of Electron Drift Velocity and Study of some Properties of Four Gas Mixtures: A-CH_4, A-C_2H_4, A-C_2H_6, A-C_3H_8
Nucl. Instr. Meth. **A159** (1979) 213

[Kle92] Kleinknecht, K.
Detektoren für Teilchenstrahlung
Teubner Studienbücher, B.G. Teubner, Stuttgart (1992)

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

[Lau93] Lauterjung, D.
private Mitteilung (1993)

[Lin93] Lindner, A.
Mitteilung an die Spacal-Gruppe der H1-Kollaboration (November 1993)

[Loe61] Loeb, L.B.
Basic Processes of Gaseous Electronics
Univ. of California Press, Berkeley (1961)

[Mac69] Maccabee, H.D. und D.G. Papworth
Correction to Landau's Energy Loss Formula
Phys. Lett. **A 30** (1969) 241

[Mic89] Michel, E., et al. (ARGUS collaboration)
The ARGUS Microvertex Drift Chamber
Nucl. Instr. Meth. **A283** (1989) 544

[Mül94] Müller, G.
private Mitteilung (1994)

[Ott53] Ott, K.
Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten
Kosmische Strahlung
W. Heisenberg (Herausgeber), Springer Verlag (1953)

[Pal75] Palladino, V. und B. Sadoulet
Application of Classical Theory of Electrons in Gases to Drift Proportional Chambers
Nucl. Instr. Meth. **A128** (1975) 323

[Pei84] Peisert, A. und F.Sauli
Drift and Diffusion of Elektrons in Gases: A Compilation
CERN 84–08, 13 July 1984

[Ric74] Rice–Evans, P.
Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers
Richelieu Press (1974)

[Ros52] Rossi, B.
High Energy Physics
Prentice Hall (1952)

[Sau77] Sauli, F.
Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers
CERN 77–09, 3 May 1977

[Sax91] Saxon, D.H.
The HERA Physics Programme
DESY 91–101 (1991)

[Sie89] Siegmund, T.
Entwicklung und Test eines Prototyps der ARGUS-Mikro-Vertex-Driftkammer
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1989)

[Spi93] Spielmann, S.
Untersuchungen der Homogenität, der transversalen Schauerausdehnung und der Ortsauflösung eines Bleifluorid–Kalorimeters
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1993)

[Thu90] Thurn, H.
Test einer Driftkammeranordnung für den Ensatz in einem Detektor zum Nachweis von B–Mesonen
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1990)

[Wal94] Walther, A.
private Mitteilung (1994)

[Weg91] Wegner, A.
Monte Carlo Studies of Electron and Pions in the backward Area with an additional Streamer Tube Layer
H1 01/91–160 (1991)

[Zeu92] ZEUS–Collaboration
A measurement of $\sigma_{tot}\,(\gamma p)$ *at* $\sqrt{s}$*=210 GeV*
Phys. Lett. **B 293** (1992) 465

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. H. Kolanoski für die vielseitige Themenstellung dieser Arbeit, die freundliche Betreuung und die vielen hilfreichen Hinweise bedanken.

Herrn Prof. Dr. D. Wegener danke ich für die zur Verfügung gestellten technischen Hilfsmittel und die Bereitschaft zur Übernahme der Zweitkorrektur.

Besonderer Dank gilt Herrn Dr. Albin Walther, der mir bei den Messungen mit den Jetkammern nicht nur organisatorisch, sondern vor allem mit Rat und Tat beiseite stand und später die Vorversionen des Manuskriptes korrekturlas.

Herrn Dr. Detlef Lauterjung danke ich für die Entwicklung der Jetkammern, das zur Verfügung gestellte Potentialsimulationsprogramm und die gute Unterstützung in den ersten Monaten der Diplomarbeit.

Den Technikern des Lehrstuhls, Markus Kolander und Matthias Grewe, danke ich für den Bau des Gasbehälters und den Mitarbeitern der mechanischen sowie elektronischen Werkstatt für die präzise Durchführung der Aufträge.

Für die gelungenen Photografien der Jetkammern danke ich Herrn J. Huhn.

Bei den SPACAListen Harald und Michael bedanke ich mich für die gute und heitere Zusammenarbeit im Rahmen der Testmessungen und der Analyse.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls danke ich für die gute Arbeitsatmosphäre und so manch nahrhafte Kaffeerunde. Besonders möchte ich mich dabei aber bei Marcus, Dirk, Thomas K., Stefan und Thomas S. bedanken.

Kaum jemand wird wohl die Gelegenheit haben, einen Bruder zu haben, der am gleichen Lehrstuhl tätig ist. Ihm verdanke ich neben den im Voraus gesammelten Erfahrungen im Studium auch eine sehr effektive Jagd nach Orthographiefehlern in dieser Arbeit.

Meinen Eltern danke ich für ihre finanzielle und ideele Unterstützung während des Studiums, ohne die mir das Studium der Physik nicht möglich gewesen wäre.

Den letzten und mir sehr wichtigen Abschnitt widme ich Carmen, Jürgen, Sabine, Martin, Marija, Alex, Gernot und Ulli, den Menschen, für die eigentlich eine einfache Danksagung nicht reicht. Die gemeinsam verbrachte Zeit wird mir immer in tiefer Erinnerung bleiben. Danke.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Nummer 056DO57P gefördert.