

Interner Bericht
DESY FH1T-91-02
Oktober 1991

Test und Inbetriebnahme der zentralen Spurenkammer von H1

von

H. Sand

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	26. NOV. 1991	
Accession:		
Leihzeit:	7	Days
Loan period:		days

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser”.

Test und Inbetriebnahme der zentralen Spurenkammer von H1

Holger Sand
Diplomarbeit am
II. Institut für Experimentalphysik
der
Universität Hamburg

Juli 1991

Abstract

A drift chamber has been built for the H1-Detector at HERA. Before the whole detector can be installed, each component must have been tested. This work describes the high voltage test of the Central Jet Chamber and first measurements of tracks produced by cosmic ray particles.

The test included the HV-stability of the endwalls and the wires in the chamber. Especially discharges on the sensewires were investigated. As gas mixture $Ar/CO_2/CH_4$ (89:10:1) was used. A negative voltage of $-4.5kV$ for the cathode-adapter and a positive voltage $1350V$ for the sense-adapter were applied. After a test period of 6-7 days the number of sense wires with discharges decreased from 44 to 7 wires.

For checking the chamber under operation conditions several thousand events of cosmic ray particles have been recorded with the final readout system from H1. The data taken were used to compute the intrinsic space resolution from 3 successive hits and the track resolution of the chamber. The intrinsic resolution reached values of $165\mu m$ at a drift distance of $10mm$. The average intrinsic resolution over all drift distances is $175\mu m$. These results are consistent with previous measurements using the same gas mixture. In one cell the track resolution reached values of $190\mu m$ at a drift distance of $20mm$. In this case the average track resolution is $220\mu m$. The discrepancy between the intrinsic resolution and track resolution values indicates that the calibration of the chamber data needs to be improved.

Inhaltsverzeichnis

1	Das Rahmenprojekt HERA und der H1-Detektor	5
1.1	Der Speicherring HERA	5
1.2	Physik mit HERA	7
1.3	Der H1-Detektor	8
2	Die zentrale Spurenkammer CJC1	12
2.1	Funktionsweise von Driftkammern	12
2.1.1	Der prinzipielle Aufbau einer Driftkammer	12
2.1.2	Die Ionisation	13
2.1.3	Die Drift der Elektronen	15
2.1.4	Die Gasverstärkung	17
2.1.5	Die Ortsauflösung	17
2.2	Aufbau der CJC	19
2.2.1	Die Zellenstruktur der CJC	19
2.2.2	Drähte in der CJC	20
2.2.3	Die Wände der CJC	20
3	Hochspannungstest der CJC1	25
3.1	Die Gasversorgung	25

Inhaltsverzeichnis	2
3.2 Die Hochspannungsversorgung	26
3.2.1 Die Adapterplatinen	26
3.2.2 Das Netzgerät	29
3.3 Die Signalauslese	30
3.4 Durchführung des Testes	32
3.5 Ergebnisse des Testes	34
4 Die Datennahme mit der CJC1	37
4.1 Die kosmische Höhenstrahlung	37
4.2 Allgemeiner Aufbau	42
4.3 Die Hochspannungsversorgung	42
4.4 Die Signalauslese	43
4.4.1 Das Triggersystem	43
4.4.2 Die Signalauslese und Verarbeitung	43
4.5 Durchführung der Datennahme	46
4.6 Auswertung der Daten	47
4.6.1 Zeitnullpunkte in der CJC1	48
4.6.2 Kontrolle der Daten	49
4.6.3 Die Ortsauflösung nach der Drei-Draht-Methode	51
4.6.4 Ortsauflösung nach der Fitmethode	53
4.6.5 Ergebnisse	54
4.6.6 Diskussion der Ergebnisse	56
5 Zusammenfassung	60

Vorwort

Das Ziel der Elementarteilchenphysik ist es, die elementaren Bausteine der Materie und deren Wechselwirkungen zu finden und zu verstehen. Der Begriff von elementaren Bausteinen der Materie wurde zuerst von Demokrit [460 v. Chr.] in seiner Lehre von der Atomistik geprägt. Lange Zeit galten die Elemente des Periodensystems als die elementaren Teilchen, aus denen die Materie aufgebaut ist. Später erkannte man, daß auch die Atome aus kleineren Teilen aufgebaut sind. Die Substruktur des Atoms wurde durch Streuversuche mit Heliumkernen an Goldatomen experimentell belegt (Rutherford, 1913). Er stellte dabei fest, daß die Masse des Atoms im Kern lokalisiert ist und daß der Kern Dimensionen von 10^{-12} cm hat. Der Aufbau des Atomkernes wurde 1936 durch Chadwick endgültig geklärt, als er mit Heliumkernen Berylliumatome beschloß und mit Hilfe der emittierten Strahlung das Neutron im Atomkern nachwies. Die Durchmesser der Nukleone, Proton und Neutron, betragen ungefähr 10^{-13} cm . Von den bis dahin gefundenen elementaren Bausteinen, Elektron, Proton und Neutron gilt heute nur noch das Elektron als vermeintlich elementar. Durch Streuversuche mit Elektronen an Nukleonen wurden weitere Konstituenten festgestellt, die als Quarks identifiziert wurden. Bis hinab zu 10^{-15} cm wurde bei den Quarks keine weitere Substruktur festgestellt. Die Leptonen (dazu gehören die Elektronen) und Quarks gelten daher heute als Elementarteilchen. Das Auflösungsvermögen der Streuversuche war durch die Kinematik begrenzt. Dabei handelte es sich um sogenannte "Fixed-Target"-Experimente, bei denen beschleunigte Leptonen auf ruhende Protonen geschossen wurden.

Mit der Fertigstellung der **Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA)** im November 1990 wird ein neuer kinematischer Bereich erschlossen. Protonen und Elektronen werden hier gegenläufig beschleunigt und an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Dabei ist eine Schwerpunktsenergie von bis zu 314 GeV möglich und die Impulsüberträge liegen bis zu 100 mal höher als bei den "Fixed-Target"-Experimenten. Bei diesen Energien können Dimensionen bis zu 10^{-18} cm aufgelöst werden. Damit wird es nicht nur möglich sein die Strukturfunktion des Protons genauer zu bestimmen, sondern auch Erkenntnisse über die Wechselwirkungsteilchen der Quarks, die Gluonen, zu gewinnen.

Um die entsprechenden Ereignisse zu registrieren, wurden bei **HERA** mit **ZEUS** und **H1** zwei Großdetektoren aufgebaut. Beiden Detektoren ist gemeinsam, daß sie zur Bestimmung der Teilchen nach der Kollision neben anderen Detektorkomponenten große Driftkammern einsetzen. Die Anforderungen an solche Kammern sind durch die Komplexität der Ereignisse bei **HERA** enorm gestiegen. Es wird hohe mechanische Stabilität bei gleichzeitiger geringer Materialbelegung verlangt. Das Auflösungsvermögen von Spuren soll in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$ liegen.

Da bei der Herstellung der Detektorkomponenten zum großen Teil technisches Neuland betreten wurde, mußten alle Detektorkomponenten vor dem Zusammenbau zum **H1-Experiment** genau getestet werden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Test und der Inbetriebnahme der inneren Driftkammer des **H1-Experimentes (CJC1)**. Der Test umfaßt die Prüfung der Hochspannungsfestigkeit der Kammer. Dazu gehören die Endplatten der Kammer und die Drähte in der Kammer. Besondere Beachtung

fanden dabei die 20 μm dünnen Signaldrähte. Bei der Herstellung der Endplatte wurden sowohl im Design als auch mit den verwendeten Materialien neue Wege gegangen. Die Spannungszuführungen in den Durchführungslochern der Drähte, die aufgeklebten Mehrschichtplatinen und die Isolierung der Vergußmasse mußten auf Hochspannungsfestigkeit geprüft werden. Die Verdrahtung der Kammer wurde in einem staubfreien Raum durchgeführt, dennoch setzten sich kleine Staub- und Faserpartikel auf den Signaldrähten ab. In den extrem hohen Oberflächenfeldstärken können diese Partikel zu Entladungen in der Kammer führen. Da die Driftkammer nach dem Zusammenbau des gesamten H1-Detektors nicht mehr zugänglich ist, mußten sowohl Fehler in der Endplatte als auch auf den Signaldrähten vorher gefunden und entfernt werden.

Die Funktionsfähigkeit einer Driftkammer, wie der CJC, ist durch mehrere Faktoren bestimmt. Das Driftfeld muß bei den an die Drähte angelegten Spannungen homogen sein. Die Vorverstärker und die Elektronik zur Verarbeitung der Signale muß fehlerfrei arbeiten und die benutzte Software zur Auslese und weiteren Verarbeitung der Driftkammersignale muß die gelieferten Daten korrekt verarbeiten können. Die Prüfung dieser Komponenten kann durch die Aufzeichnung von Spuren kosmischer Myonen und deren Untersuchung hinsichtlich des Auflösungsvermögens der Kammer geschehen.

Kapitel 1

Das Rahmenprojekt HERA und der H1-Detektor

1.1 Der Speicherring HERA

Im November 1990 wurde am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg der Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) fertiggestellt. In einem 20 m unter der Erde verlaufenden 6.3 km langen Ringtunnel können in zwei getrennten Speicherringen Elektronen und Protonen auf Energien von 30 bzw. 820 GeV beschleunigt werden. Um Protonen dieser Energie auf eine Kreisbahn mit 588 m Krümmungsradius zu zwingen, ist in den Führungsmagneten ein Feld von 4.65 T notwendig. Dies ist ökonomisch nur unter Verwendung supraleitender Dipolmagneten zu erreichen, die dazu mit flüssigem Helium auf eine Temperatur von 4.2 K abgekühlt werden.

Die Elektronen und Protonen kreisen, in zwei Speicherringen, zusammengefaßt in 210 Teilchenpaketen (bunches), so daß an den vier möglichen Wechselwirkungspunkten alle 96 ns Proton- und Elektron-Teilchenpakete aufeinandertreffen.

Die Schwerpunktsenergie beträgt $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$, der maximale Impulsübertrag Q^2 kann bis $10^5 (\text{GeV}/c)^2$ betragen. Diesen kinematischen Verhältnissen gegenüber sind die Bindungsenergien der Quarks im Proton so gering, daß von einer quasi freien Lepton-Quark-Streuung gesprochen werden kann. In Tabelle 1.1 sind die wichtigsten Daten von HERA zusammengestellt.

Als Vorbeschleuniger der Elektronen und Protonen dienen zwei Linearbeschleuniger, DESY II und DESY III, und der Speicherring PETRA auf dem DESY-Gelände (siehe Abb. 1.1). Zur Untersuchung der Ereignisse wurden an zwei der vier Wechselwirkungspunkte Detektoren installiert, der ZEUS-Detektor in Halle Süd und auf der gegenüberliegenden Seite der H1-Detektor in Halle Nord.

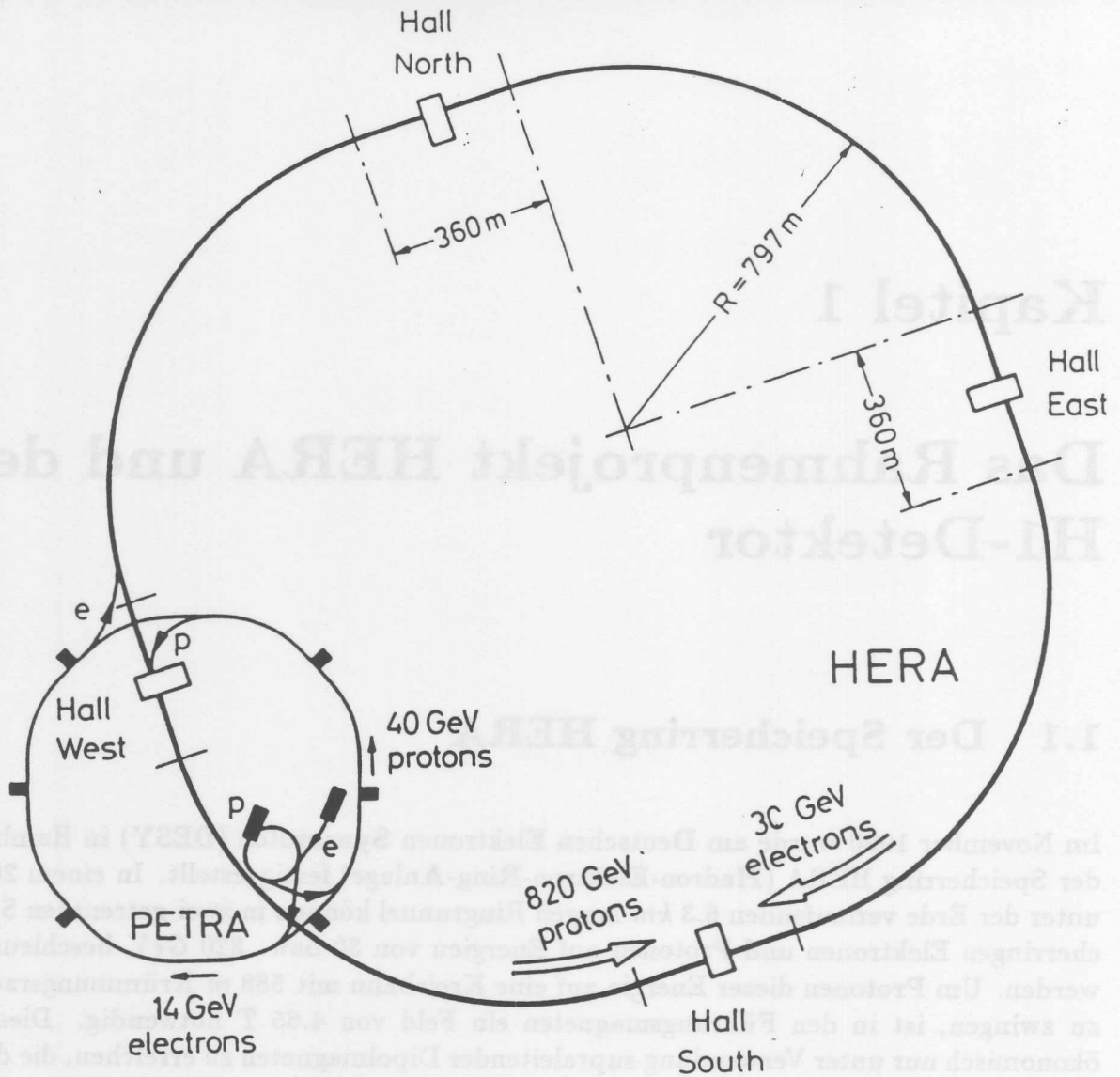


Abbildung 1.1: Die Speicherringanlage HERA (aus [WOL86]).

Parameter	Einheit	Protonen	Elektronen
Nominelle Energie	[GeV]	820	30
Schwerpunktsenergie	[GeV]	≤ 314	
Impulsübertrag	[GeV ² /c ²]	≤ 98400	
Ringumfang	[m]	6336	
Krümmungsradius	[m]	588	608
Führungsfeld	[T]	4.65	0.165
Injektionsenergie	[GeV]	40	14
Teilchenzahl	[10 ¹³]	2.1	0.8
Teilchenpakete		210	
Zeit zw. Bunch-Crossings	[ns]	96	

Tabelle 1.1: Einige Parameter des Speicherringes HERA (aus [BUE89]).

1.2 Physik mit HERA

Lepton-Quark-Streuprozesse werden durch die elektroschwache Wechselwirkung beschrieben. Diese Wechselwirkung läßt sich je nach Austauscheteilchen in zwei Gruppen einteilen: Die neutralen Ströme (neutral current, NC) mit γ und Z^0 und die geladenen Ströme (charge current, CC) mit W^\pm als Austauscheteilchen. In Abb. 1.2 sind die entsprechen-

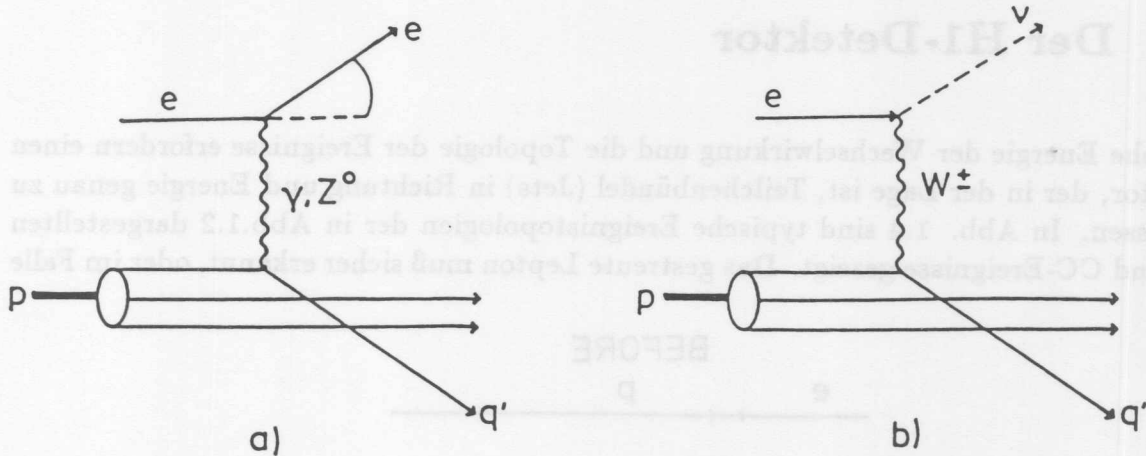


Abbildung 1.2: Feynmandiagramm für neutrale (a) und geladene Ströme (b) aus [WOL86].

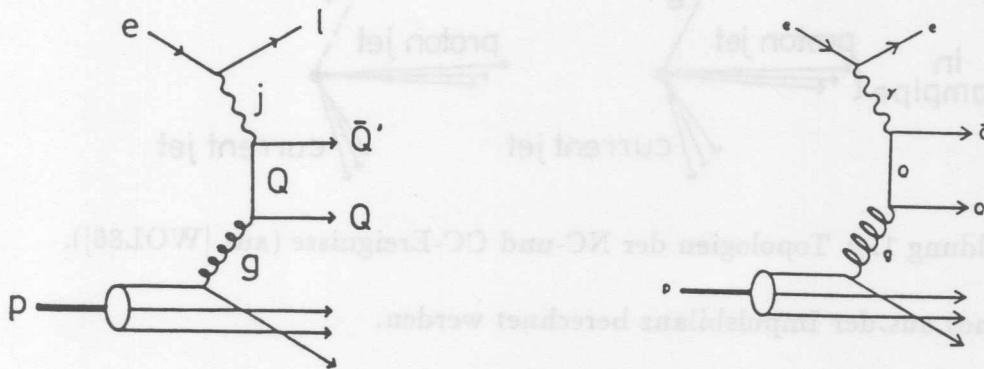


Abbildung 1.3: Feynmandiagramm der Photon-Gluon-Fusion (aus [WOL86]).

den Feynmangraphen niedrigster Ordnung gezeigt. Neben der Elektron-Quark-Streuung besitzt die Photon-Gluon-Fusion (Abb. 1.3) Bedeutung, da ihr Wirkungsquerschnitt größer ist und dieser Prozeß eine Quelle für die Produktion schwerer Quarks ist. Aus den hier dargestellten Beispielen und anderen Prozessen erwartet man Aufschluß über eine Reihe offener Fragen (siehe [WOL86]):

- Untersuchung der Proton-Strukturfunktion als Test der QCD, die eine mit Q^2 logarithmisch fallende Strukturfunktionen vorhersagt.

- Das für die Erklärung der Massen von dem Standardmodell geforderte Higgs-Boson konnte bisher nicht gefunden werden.
- Die Suche nach möglichen Quarks und Leptonen einer 4. Generation.
- Die Suche nach exotischen Teilchen (Leptoquarks, angeregte Lepton- und Quarkzustände, supersymmetrische Teilchen).

1.3 Der H1-Detektor

Die hohe Energie der Wechselwirkung und die Topologie der Ereignisse erfordern einen Detektor, der in der Lage ist, Teilchenbündel (Jets) in Richtung und Energie genau zu vermessen. In Abb. 1.4 sind typische Ereignistopologien der in Abb.1.2 dargestellten NC- und CC-Ereignisse gezeigt. Das gestreute Lepton muß sicher erkannt, oder im Falle

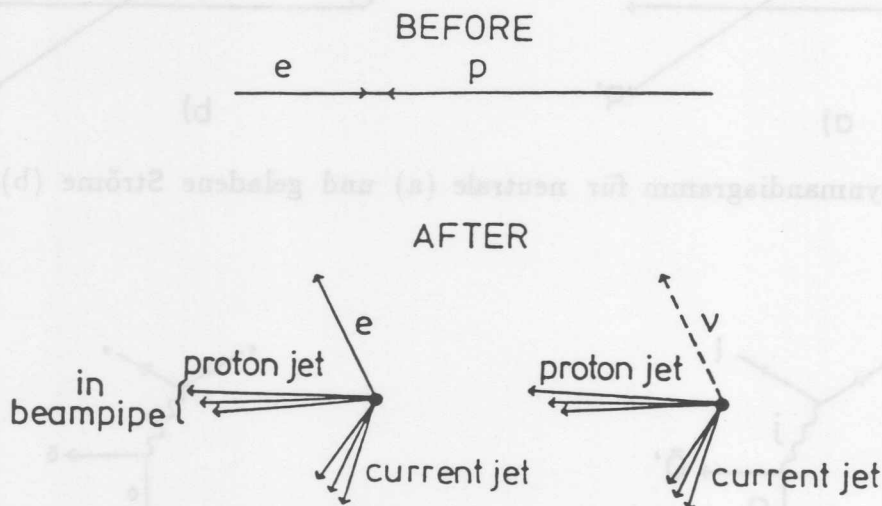


Abbildung 1.4: Topologien der NC- und CC-Ereignisse (aus [WOL86]).

eines Neutrinos aus der Impulsbilanz berechnet werden.

Durch den größeren Impuls des Protons muß der Detektor in Protonenrichtung (Vorwärtsrichtung) wesentlich aufwendiger bestückt sein. Etwa 50% aller in der Wechselwirkung entstandenen Teilchen fliegen in einem Kegel mit dem Öffnungswinkel von 25° in Vorwärtsrichtung. Der H1-Detektor ist aus den obengenannten Gründen asymmetrisch aufgebaut. Für die Winkel- und Energiemessung besitzt der Detektor ein fein segmentiertes Kalorimeter und einen hochauflösenden Spurendetektor. Abb. 1.5 zeigt eine Übersichtszeichnung des H1-Detektors, der aus folgenden Komponenten besteht:

Der Spurendetektor

Der Spurendetektor setzt sich aus dem Zentral- und dem Vorwärtsspurendetektor zusammen (Siehe Abb. 1.6). Seine Aufgabe besteht in der Rekonstruktion der Impulse, die von Jets mit einer hohen Teilchendichte und dem gestreuten Elektron stammen. Die Anforderungen an die Genauigkeit der Spurerkennung sind in Tab. 1.2 aufgelistet. Der Vorwärts-Spurendetektor besteht aus einem System von radialen und plana-

Ortsauflösung in $r - \phi$	$\approx 100 \mu m$
Ortsauflösung in z	$\approx 2.5 \text{ cm}$
Doppelspurauflösung	$\approx 2.5 \text{ mm}$
Materialbelegung unter 90°	$0.02X_0$

Tabelle 1.2: Anforderungen an die Spurenkammern (aus [BUE89]).

ren Driftkammern. Außerdem besitzt er Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC¹) für Triggerentscheidungen und Übergangsstrahlungs-Detektoren für die Identifikation von Teilchen. Der Vorwärts-Detektor deckt einen Winkelbereich von $5^\circ < \Theta < 25^\circ$ ab.

Der zentrale Spurendetektor besteht aus einem System von sechs Kammern, die Spuren unter einem Winkel von $25^\circ < \Theta < 160^\circ$ erfassen. Die innere (CIZ) und äußere (COZ) Z-Kammer dienen zur genauen Bestimmung der Z-Koordinate (Koordinate in Strahlrichtung) der Spur. Ein promptes Trigger-Signal liefern die innere (CIP) und äußere (COP) Vieldraht-Proportional-Kammer. Zur Spurrekonstruktion dienen die zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2. Alle Kammern besitzen ein eigenes Gasvolumen und werden, nachdem sie einzeln getestet wurden, zu einer Einheit zusammgebaut.

Die zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2 werden in Kapitel 3.2 genauer beschrieben.

Das Kalorimeter

Das Kalorimeter besteht aus zwei Teilen, einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter. In beiden wird flüssiges Argon als Nachweismaterial verwendet, sie unterscheiden sich aber in den Absorbermaterialien: Blei wird für das elektromagnetische und Edelstahl für das hadronische Kalorimeter verwendet. Im Vorwärtsbereich wird ein Polarwinkel von $4^\circ < \Theta < 25^\circ$ und im zentralen Bereich von $25^\circ < \Theta < 160^\circ$ abgedeckt.

Da das Kalorimeter bis fast an das Strahlrohr reicht, schließt nur ein kleines Kupfer-Silizium-Kalorimeter, das sogenannte PLUG, den Polarwinkelbereich $0.7^\circ \leq \Theta \leq 4^\circ$ ab.

¹Multi-Wire-Proportional-Chamber

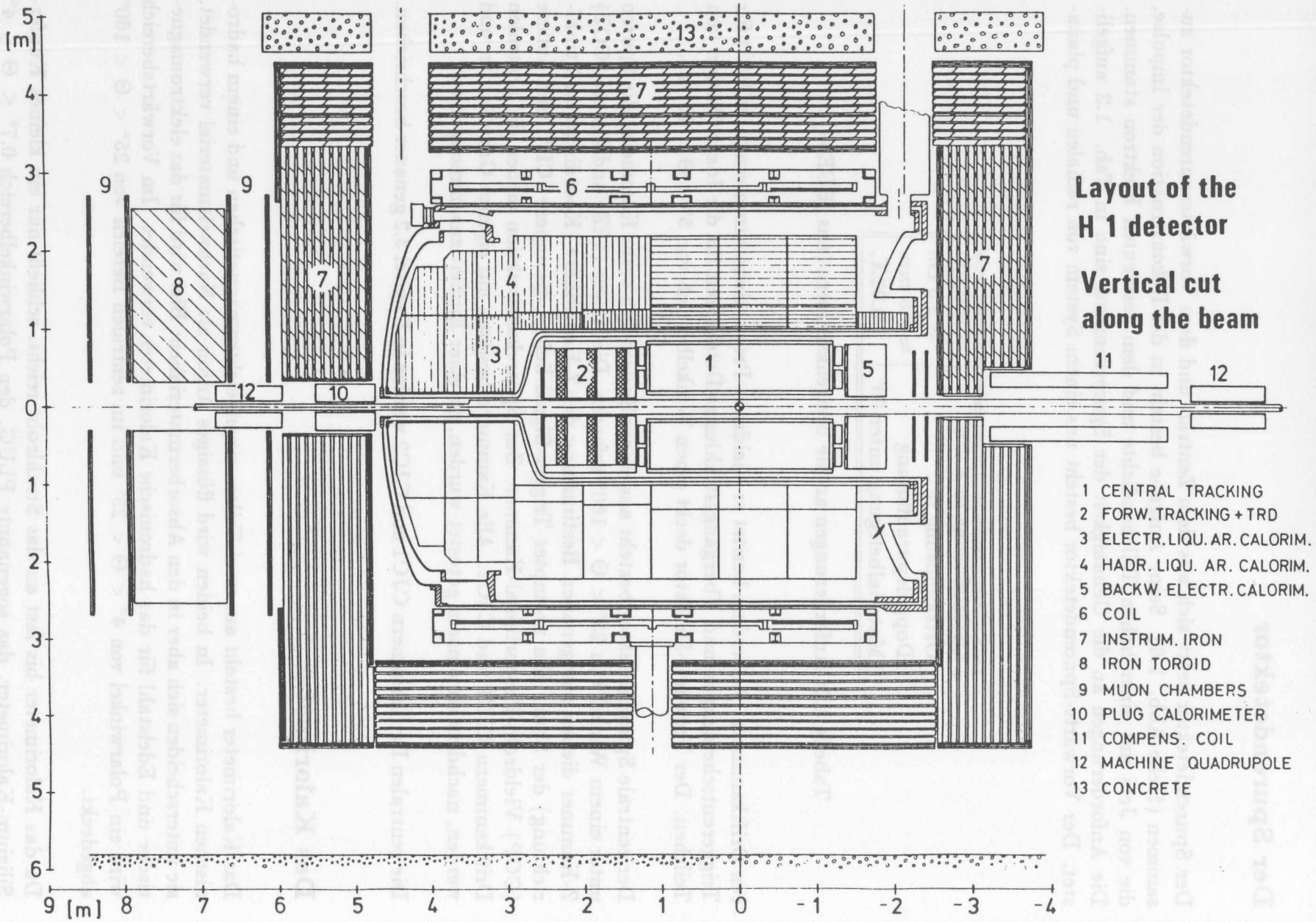


Abbildung 1.5: Schnitt durch den H1-Detektor (aus [WOL86]).

Die supraleitende Spule

Die Kalorimeter und die Spurenkammern sind von einer supraleitenden Spule umgeben. Mit ihr wird ein axiales Feld von max. 1.2 T erzeugt, das zur Bestimmung der Teilchenimpulse benötigt wird.

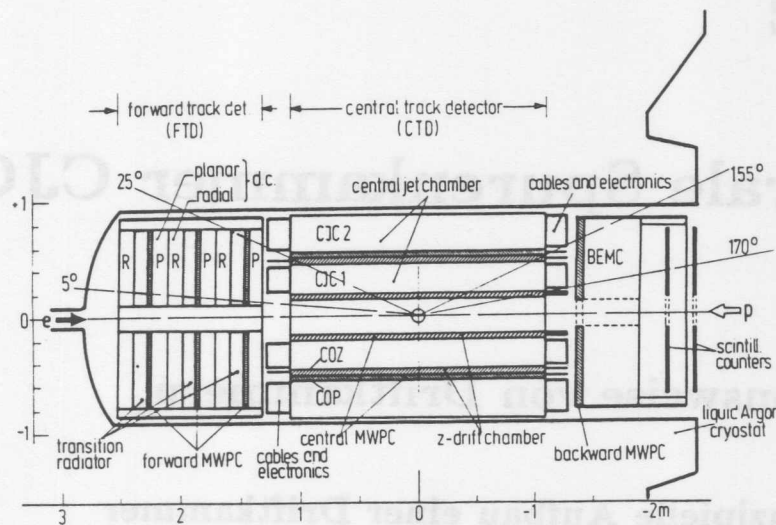


Abbildung 1.6: Schnitt durch den Spurendetektor (aus [BUE89]).

Das instrumentierte Eisen

Das instrumentierte Eisen dient als Joch der Spule für die Rückführung des magnetischen Flusses. Innerhalb des Jochs befinden sich mehrere Lagen "Streamer"-Kammern zum Nachweis weitreichender Myonen und zur Energiemessung von hadronischen Schauern, die aus dem Kalorimeter austreten.

Eine detaillierte Beschreibung des H1-Detektors ist in [PRO86] zu finden.

Kapitel 2

Die zentrale Spurenkammer CJC1

2.1 Funktionsweise von Driftkammern

2.1.1 Der prinzipielle Aufbau einer Driftkammer

Driftkammern unterscheiden sich von anderen Ionisationskammern in der räumlichen Aufteilung in zwei Bereiche: Der erste Bereich ist der relativ große Driftraum, in dem durch eine Kathode ein weitgehend homogenes elektrisches Feld erzeugt wird. Der zweite Bereich ist der relativ kleine Gasverstärkungsbereich, in dem aufgrund der Nähe zur Anode das elektrische Feld stark ansteigt. Das Kammervolumen wird meist mit einer Mischung aus Edelgasen und organischen Gasen gefüllt. Die Edelgaskomponente ist leicht zu ionisieren. Die organische Komponente hat die Aufgabe, bei der Gasverstärkung freiwerdende Photonen zu absorbieren, ohne daß neue Elektronen emittiert werden. Photoeffekte an den Metalloberflächen der Drähte und Ionisation können sonst anhaltende Lawinenbildung zur Folge haben. Der schematische Aufbau einer Driftkammer ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Durchquert ein geladenes Teilchen die Kammer, ionisiert es entlang seiner Bahn die Gasmoleküle. Die freigewordenen Elektronen erfahren im elektrischen Feld eine Beschleunigung zu den Anodendrähten hin. Durch Stöße mit den Gasmolekülen verlieren die Elektronen einen Teil ihrer erworbenen Energie, so daß sich makroskopisch gesehen eine konstante Driftgeschwindigkeit einstellt.

In der Nähe des Anodendrahtes wächst das elektrische Feld stark an und die Elektronen können so viel Energie aufnehmen, daß sie ihrerseits weitere Gasmoleküle ionisieren können. In diesem Gasverstärkungsbereich kommt es zu einem lawinenartigen Anwachsen der freien Elektronen.

In den folgenden Abschnitten sollen die wesentlichen Vorgänge, Ionisation, Drift und Gasverstärkung kurz erläutert werden. Ausführliche Darstellungen finden sich in [SAU77] und [KLE87].

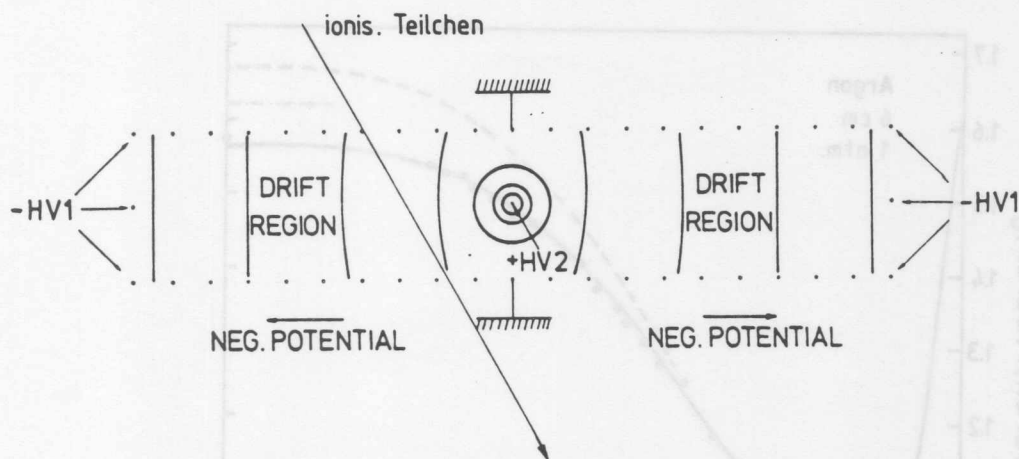


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau einer Driftkammer (aus [KLE87]).

2.1.2 Die Ionisation

Die Wechselwirkung geladener Teilchen mit dem Kammergas ist fast ausschließlich elektromagnetischer Natur. Das Teilchen verliert bei dem Durchgang durch eine Schicht der Dicke dx durch Ionisation Energie. Der mittlere Energieverlust wird annähernd durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben (siehe Abb.: 2.2):

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{N_l q^2 e^2}{4\pi \epsilon_0^2 m_e c^2} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{\rho}{\beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I_0(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.1)$$

(N_l = Loschmidt'sche Zahl; e = Elektronenladung; m_e = Elektronenmasse; Z = Kernladungszahl, A = Massenzahl, ρ = Dichte des Mediums; I_0 = effektives Ionisationspotential des Mediums; q, β = Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens)

Die Energieverlustverteilung der Primärteilchen ist nicht Gauß-förmig, sondern genügt der Landau-Verteilung (siehe Abb. 2.3). Der Ausläufer zu hohen Werten wird durch Stöße mit kleinem Stoßparameter und großem Energieübertrag (δ -Elektronen) verursacht. Elektronen mit Energien ≥ 100 eV können durch Stöße mit den Gasmolekülen weitere Elektronen erzeugen, dieser Vorgang wird Sekundärionisation genannt. Diese Sekundärprozesse finden in der Nähe der Primärionisation statt, so daß entlang der Teilchenspur kleine Gruppen (Cluster) von Ladungsträgern entstehen. Die Gesamtzahl (n_t) der erzeugten Elektronen aus der Primärionisation (n_p) und der Sekundärionisation (n_s) läßt sich mit

$$n_t = n_p + n_s = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (2.2)$$

abschätzen; dabei ist ΔE der Energieverlust des Teilchens längs der Bahn und W_i die mittlere Ionisierungsenergie.

Die Zahl der gesamten Elektronen liegt 2-7 mal höher als die der Primärelektronen. Eine Zusammenstellung von Werten der Anzahl der primären und gesamten Elektronen für verschiedene Gase ist in Tabelle 2.1 zu sehen.

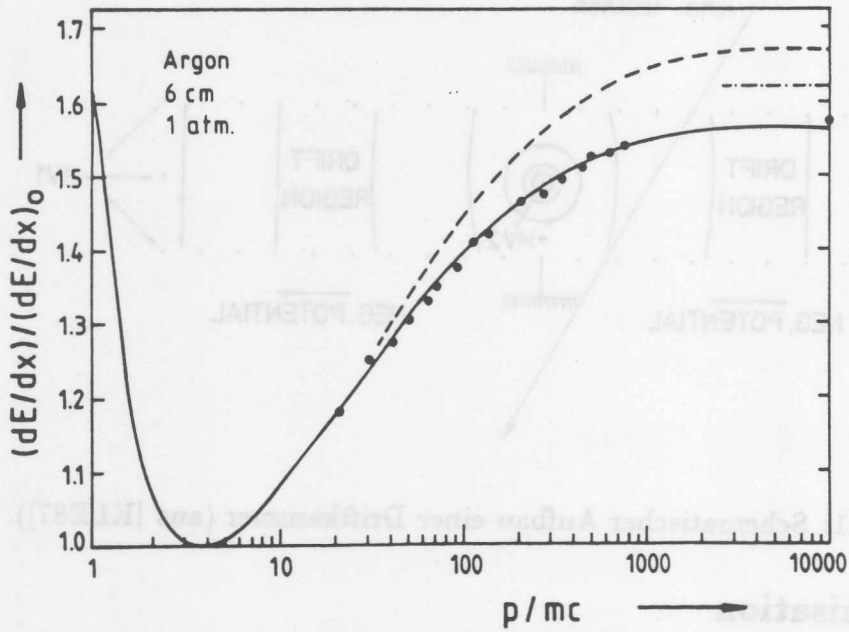


Abbildung 2.2: Mittlerer Ionisierungsverlust berechnet nach Bethe-Bloch (gestrichelt) und nach PAIM¹ (durchgezogen) und Meßwerte (aus [KLE87]).

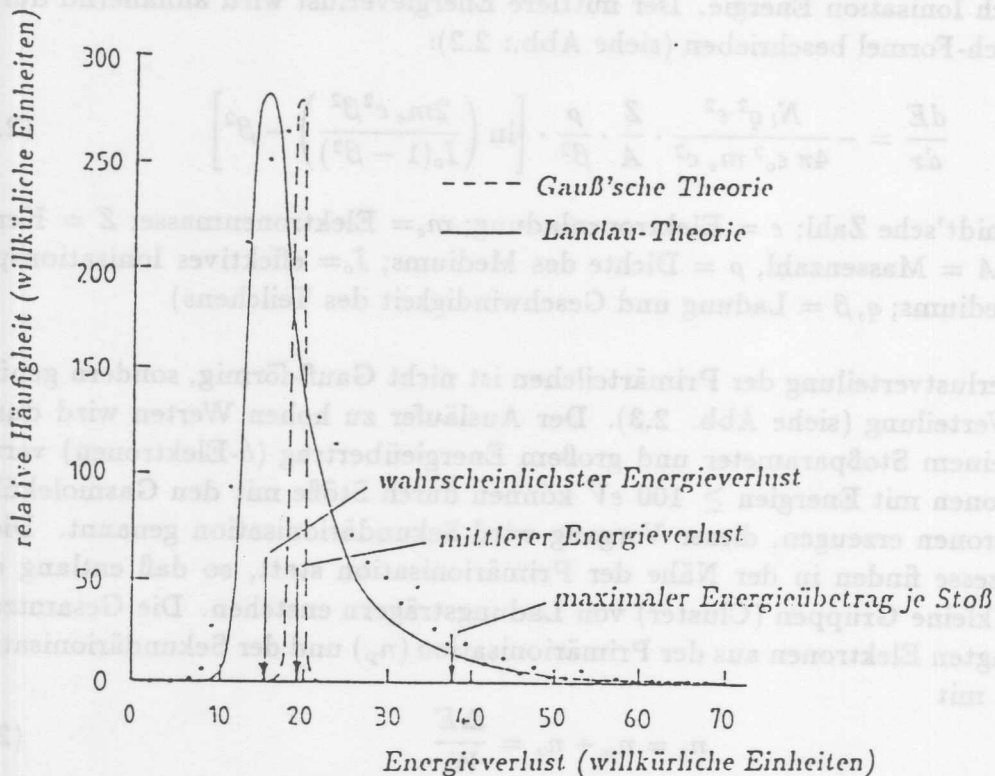


Abbildung 2.3: Energieverlustverteilung berechnet nach Landau (durchgezogen) im Vergleich zur Gaußverteilung (gestrichelt) und Meßwerten (aus [SAU77]).

¹ Photon-Absorptions-Ionisations-Model

Gas	Z	A	ρ	E_{Anreg}	E_i	I_c	W_i	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{min}$	n_p	n_T
			$\frac{g}{dm^3}$	eV				$\frac{keV}{cm}$	Ionen/cm	
He	2	4	0.166	19.8	24.5	24.6	41	0.32	5.9	78
N ₂	14	28	1.17	8.1	16.7	15.5	35	1.96	(10)	56
O ₂	16	32	1.33	7.9	12.8	12.2	31	2.26	22	73
Ne	10	20.2	0.839	16.6	21.5	21.6	36	1.41	12	39
Ar	18	39.9	1.66	11.6	15.7	15.8	26	2.44	29.4	94
Kr	36	83.8	3.49	10.0	13.9	14.0	24	4.60	(22)	192
Xe	54	131.3	5.49	8.4	12.1	12.1	22	6.76	44	307
CO ₂	22	44	1.86	5.2	13.7	13.7	33	3.01	(34)	91
CH ₄	10	16	0.670	-	15.2	13.1	28	1.48	16	53
C ₄ H ₁₀	34	58	2.42	-	10.6	10.8	23	4.50	(46)	195

Tabelle 2.1: Eigenschaften einiger Gase für Driftkammern (aus [SAU77]). Dichte ρ , minimale Energie für Anregung E_{Anreg} , minimale Energie für Ionisation E_i , mittleres effektives Ionisationspotential pro Hüllen-Elektron I_c , Energieverlust W_i pro produziertes Ionenpaar, minimaler Energieverlust $(dE/dx)_{min}$, Gesamtzahl von Ionenpaaren n_T und Zahl der primären Elektronen n_p . Werte in Klammern durch Abschätzung.

2.1.3 Die Drift der Elektronen

Die bei den Primär- und Sekundärionisationen entstandenen Elektronen verlieren bei Stößen mit den Gasatomen solange Energie, bis sie sich mit diesen im thermischen Gleichgewicht befinden. Bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes werden die Elektronen im Feld beschleunigt, geben ihre gewonnene Energie aber bei Stößen mit den Gasatomen wieder ab. Es stellt sich eine konstante Driftgeschwindigkeit v_D ein.

Diese Tatsache wird bei der Ortsmessung des Teilchens in der Driftkammer ausgenutzt. Der Ort des Teilchendurchgangs ergibt sich aus:

$$x = \int_{t_0}^{t_D} v_D dt \quad (2.3)$$

mit konstanter Driftgeschwindigkeit v_D

$$x = v_D \cdot (t_D - t_0) \quad (2.4)$$

mit t_0 = Zeitpunkt des Teilchendurchgangs, t_D = gemessene Driftzeit.

Die Driftgeschwindigkeit ist von der Art des Gases, dem Druck p und der elektrischen Feldstärke abhängig. Einen einfachen Ausdruck zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit liefert ([SAU77]):

$$v_D = \frac{\epsilon}{2m} \cdot E \cdot \tau \quad (2.5)$$

dabei ist τ die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen; e, m die Ladung bzw. Masse des Elektrons; E die elektrische Feldstärke.

Für verschiedene Gasmischungen ist die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von dem reduzierten Feld E/p in Abb. 2.4 zu sehen.

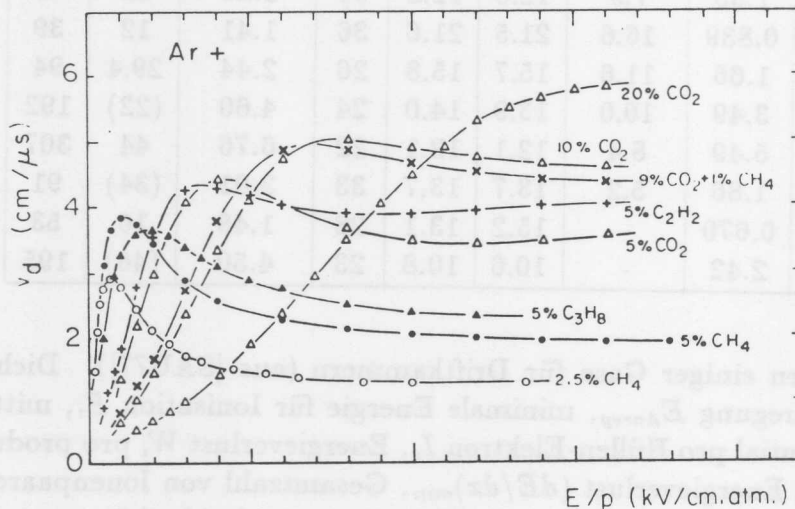


Abbildung 2.4: Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom reduzierten Feld E/p (aus [LEH82]).

Die einfache Zusammenhang von Gl. 2.5 zwischen Driftgeschwindigkeit und elektrischem Feld bestätigt sich in Abb. 2.4 nicht. Dies beruht auf der Variation des Stoßquerschnitts mit der Elektronenenergie aufgrund quantenmechanischer Interferenzeffekte (Ramsauereffekt). Dies führt für die Driftgeschwindigkeit zu einem Maximum bei einem bestimmten Driftfeld und zu einem leichten Abfall bei größeren Driftfeldern. Um die Konstanz der Driftgeschwindigkeit zu gewährleisten, ist es günstig, die Driftkammer im Bereich des Maximums zu betreiben, da sich eine Änderung des Driftfeldes nur wenig auf die Driftgeschwindigkeit auswirkt.

Ein weiterer Aspekt der Elektronen-Bewegung im Gas ist die Diffusion. Eine Ladungsverteilung $N(x, t)$, die ursprünglich lokalisiert ist, diffundiert in den umgebenden Raum, so daß sich eine zerfließende Gaußverteilung der Breite σ um den Ursprung bildet. Für eine Dichteverteilung der Ladungsträger gilt nach einer Zeit t :

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4Dt}} dx \quad (2.6)$$

wobei D der Diffusionskoeffizient ist. Mit $t = \frac{x}{v_D}$ ergibt sich für die Standardabweichung dieser Verteilung:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2Dx}{v_D}} \quad (2.7)$$

2.1.4 Die Gasverstärkung

In der Nähe des Signaldrahtes nimmt die Feldstärke gemäß $E \sim \frac{1}{r}$ stark zu (siehe Abb. 2.5). Dies führt dazu, daß Elektronen in diesem Bereich so stark beschleunigt werden,

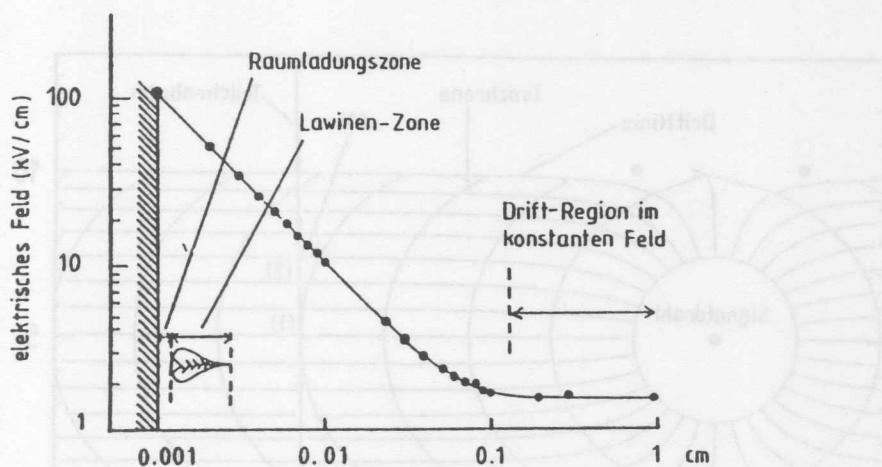


Abbildung 2.5: Feldstärke in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht (aus [SAU77]).

daß sie Gasatome ionisieren können. Durch diesen Gasverstärkungsprozeß kommt es zu einem lawinenartigen Anwachsen der Elektron-Ion-Paare. Erst dieser Effekt ermöglicht die Signalmessung am Draht. Typische Werte der Gasverstärkung können abhängig von der Spannung 10^4 bis 10^5 betragen.

2.1.5 Die Ortsauflösung

Die wesentliche Aufgabe einer Driftkammer besteht in der Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen. Dazu ist eine genaue Ortsmessung der Ionisation notwendig. Verschiedene Effekte statistischer Natur begrenzen die Ortsauflösung der Kammer.

Primärionenstatistik

Die Ionisation entlang einer Spur erfolgt nicht kontinuierlich, sondern in Clustern (vergl. Kap. 2.1.2). Die Anzahl der Primärionen unterliegt dabei der Poissonstatistik:

$$P_k^{n_p} = \frac{n_p^k}{k!} e^{-n_p} \quad (2.8)$$

wobei $P_k^{n_p}$ die Wahrscheinlichkeit für k Primärelektronen ist, wenn n_p erwartet werden. Die ungleichmäßige Verteilung der Primärelektronen verschlechtert die Ortsauflösung, da diese Elektronen unterschiedlich lange Driftwege zurücklegen müssen. Dieser Effekt wird größer, je stärker die Isochronen (Linien gleicher

Driftzeit) gekrümmt sind (siehe Abb. 2.6). Dies ist insbesondere in der Nähe des Signaldrahtes der Fall und führt daher hier zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung. Der Einfluß der Primärionenstatistik läßt sich mit

$$\sigma_{prim} \sim e^{-x}$$

abschätzen.

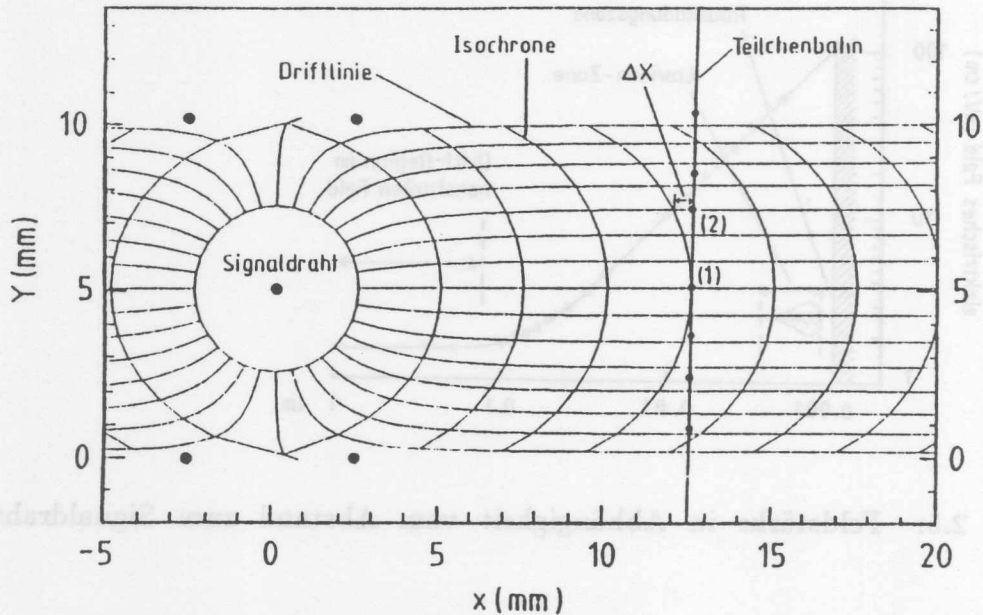


Abbildung 2.6: Variation des Driftweges durch die statistische Verteilung der Primärelektronen (aus [WES88]).

Diffusion der Elektronen

Die in Abschnitt 2.1.3 angesprochene Diffusion der Elektronen bei ihrer Drift trägt zur Verschlechterung der Ortsauflösung bei. Da σ_x proportional zur Wurzel aus der Driftstrecke ist, nimmt die Verschlechterung mit größer werdenden Driftwegen zu. Dieser Beitrag zum Fehler in der Ortsmessung läßt sich mit

$$\sigma_{diff} \sim \sqrt{x}$$

abschätzen.

Fehler in der Elektronik

Einen weiteren Beitrag liefern Fehler in der Elektronik, die nicht von dem Driftweg abhängen. Dieser Fehler führt zu einer Grenze in der erreichbaren Ortsauflösung.

$$\sigma_o = konst.$$

In Abb. 2.7 ist die Abhängigkeit der Ortsauflösung von dem Driftweg aufgetragen. Eingetragen sind die Beiträge der statistischen Fehler der Primärionisation σ_{prim} , der Diffusion σ_{diff} und der Elektronik σ_o .

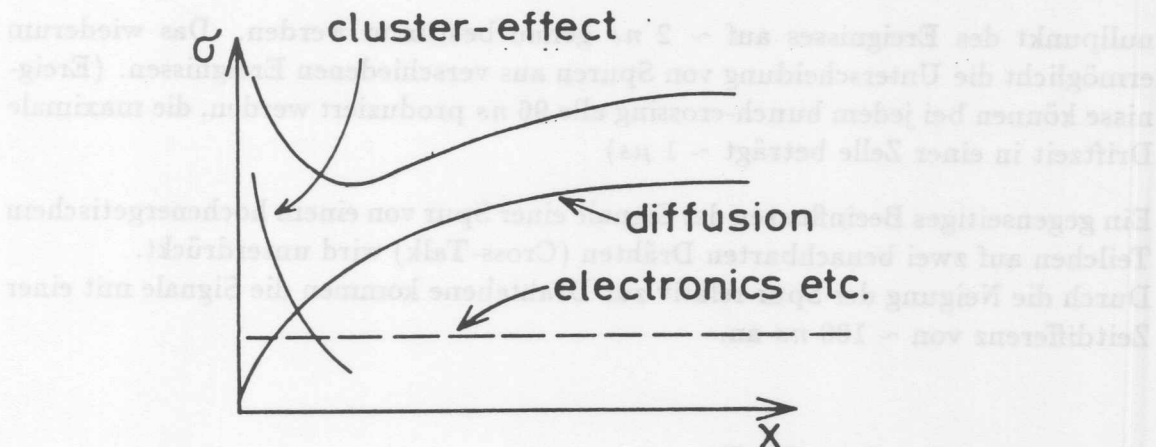


Abbildung 2.7: Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Driftstrecke (aus [HEI78]).

2.2 Aufbau der CJC

Der Aufbau der zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2 wird in diesem Kapitel zusammen beschrieben, da sich die Kammern im wesentlichen nur in der Größe und der Anzahl der Zellen und Drähte unterscheiden.

2.2.1 Die Zellenstruktur der CJC

In Abbildung 2.8 ist ein Querschnitt durch den zentralen Spurendetektor dargestellt. Die inneren und äußeren Proportional- und Z-Kammern wurden schon in Kapitel 1.3 beschrieben. Die CJC1 und CJC2 sind Jetkammern vom JADE-Typ [DRU80]. Die CJC1 besteht aus 30, die CJC2 aus 60 Zellen, die jeweils 24 bzw. 32 Signaldrähte enthalten. Die Signaldrahtebenen sind im Mittel um 30° aus der radialen Richtung geneigt. Dies hat mehrere Vorteile gegenüber einer radialen Anordnung:

- Im Magnetfeld von $1.2 T$ driften die Elektronen in etwa senkrecht zu den Spuren. Durch das Magnetfeld werden die Elektronen bei ihrer Drift durch die Lorentzkraft abgelenkt, so daß sich zwischen der Driftrichtung und E-Feld ein konstanter Winkel einstellt (Lorentzwinkel). Durch die Neigung der Signaldrahtebene wird dieser Winkel für hochenergetische Teilchen nahezu kompensiert. Das führt zu einer verbesserten Ortsauflösung.
- Hochenergetische Teilchen durchqueren mehr als eine Zelle. An den Signaldrähten wird die vorzeichenlose Driftzeit gemessen, wodurch sich für eine Zelle zwei mögliche Spuren ergeben (Rechts-Links-Ambiguität). Eine der Spuren, die Spiegelspur, findet in den benachbarten Zellen keine Fortsetzung und hat ihren Ursprung nicht im Wechselwirkungspunkt. Sie kann dadurch leicht erkannt und verworfen werden (siehe Abb. 2.9).
- Jede hochenergetische Spur kreuzt mindestens einmal die Signaldrahtebene. Da an diesem Kreuzungspunkt die Driftzeit zu Null wird, kann hiermit der Zeit-

nullpunkt des Ereignisses auf $\sim 2 \text{ ns}$ genau bestimmt werden. Das wiederum ermöglicht die Unterscheidung von Spuren aus verschiedenen Ereignissen. (Ereignisse können bei jedem bunch-crossing alle 96 ns produziert werden, die maximale Driftzeit in einer Zelle beträgt $\sim 1 \mu\text{s}$)

- Ein gegenseitiges Beeinflussen der Signale einer Spur von einem hochenergetischem Teilchen auf zwei benachbarten Drähten (Cross-Talk) wird unterdrückt. Durch die Neigung der Spur relativ zur Drahtebene kommen die Signale mit einer Zeitdifferenz von $\sim 100 \text{ ns}$ an.

2.2.2 Drähte in der CJC

Als Anodendrähte werden in der CJC goldplattierte Wolframdrähte mit 3% Rhenium Anteil und einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ verwendet. Bei diesem Durchmesser kann die für die Gasverstärkung notwendige Feldstärke bei dem gewünschten Driftfeld erzeugt werden. Die Signaldrähte wurden nicht in einer Ebene angeordnet, sondern alternierend um $150 \mu\text{m}$ versetzt (Staggering). Dadurch ist es möglich, auch bei kurzen Spurstücken die Spiegelspur zu erkennen und zu verwerfen. An den Rändern der Zelle wurde jeweils ein $25 \mu\text{m}$ dicker Draht eingesetzt, da die Oberflächenfeldstärke hier zum Schutz der Drähte gering bleiben sollte.

Benachbarte Signaldrähte werden durch zwei Potentialdrähte getrennt. Durch diese Anordnung ist eine bessere Trennung von Drift- und Gasverstärkungsbereich möglich. Außerdem werden die Oberflächenfeldstärken auf den Signal- und Potentialdrähten reduziert, das einem vorzeitigen Altern ("ageing") [BRE90] der Kammer durch Ablagerungen auf den Drähten vorbeugt. Um die Feldhomogenität in den Randbereichen der Zelle zu gewährleisten, werden die Zellen an den Grenzen zu den anderen Kammern durch Felddrähte begrenzt.

Die Durchmesser der Feld- und Kathodendrähte mit $180 \mu\text{m}$ und der Potentialdrähte mit $127 \mu\text{m}$ wurden so groß wie möglich gewählt, um aus den obengenannten Gründen die Oberflächenfeldstärke gering zu halten.

2.2.3 Die Wände der CJC

Die Kammerwände der CJC zu den benachbarten Kammern¹ sind aus mit Kohlefaserverstärktem Kunststoff (CFK) gefertigt. Dieser nur 1 mm starke Zylinder nimmt die Kräfte, die von den Drähten ausgeübt werden auf und entspricht gleichzeitig der Forderung nach einer geringen Materialbelegung in radialer Richtung ($< 0.001 X_0$). Zur elektrostatischen Abschirmung der einzelnen Kammersysteme ist auf dem CFK-Zylinder eine $50 \mu\text{m}$ starke Aluminium-Ummantelung aufgebracht.

¹Der gesamte zentrale Spurendetektor wird in einem Aluminiumtank mit 4 mm Wandstärke eingebaut. Dies ist gleichzeitig die äußere Wand der CJC2.

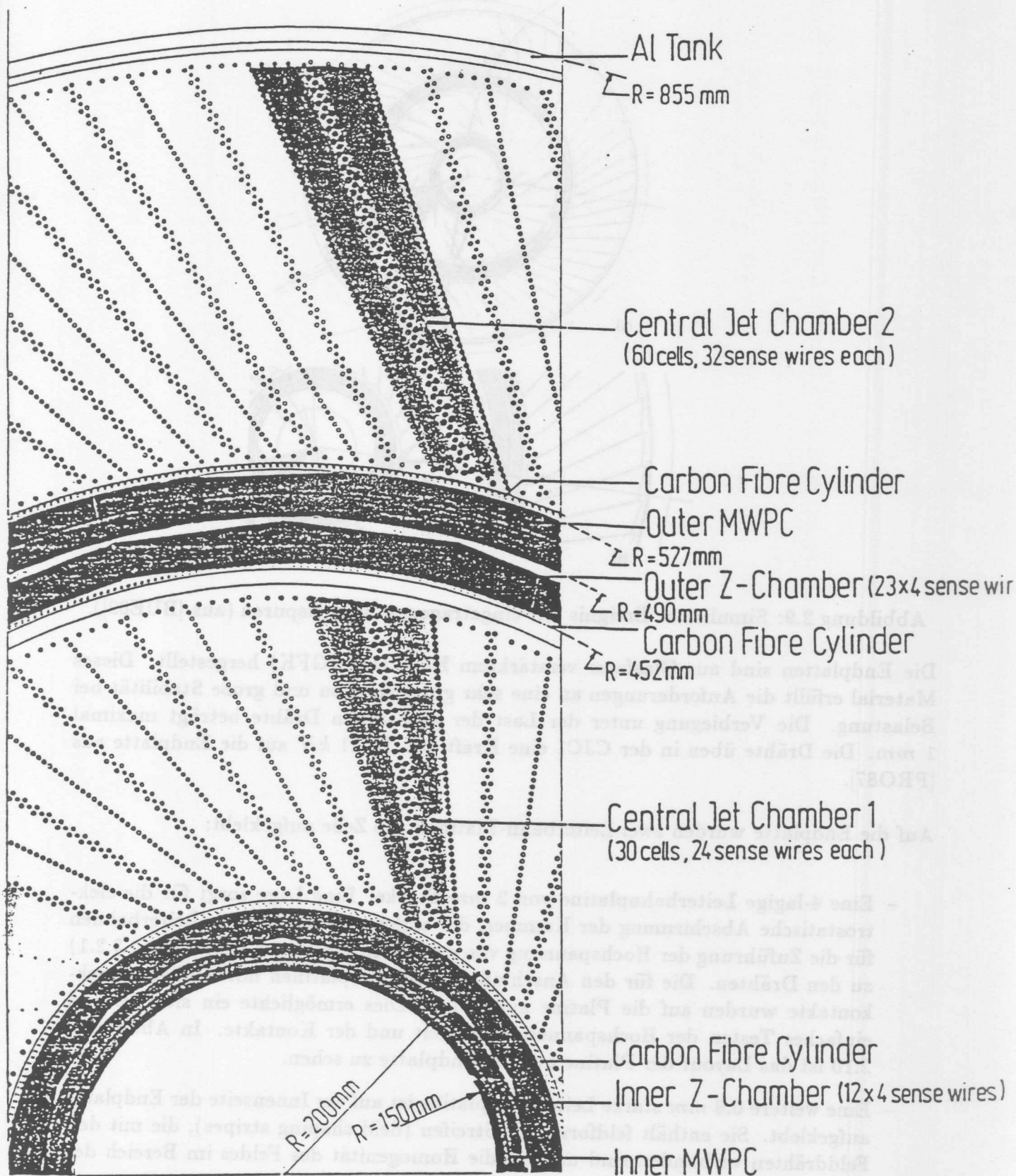


Abbildung 2.8: Querschnitt durch die CJC (aus [BUE89]).

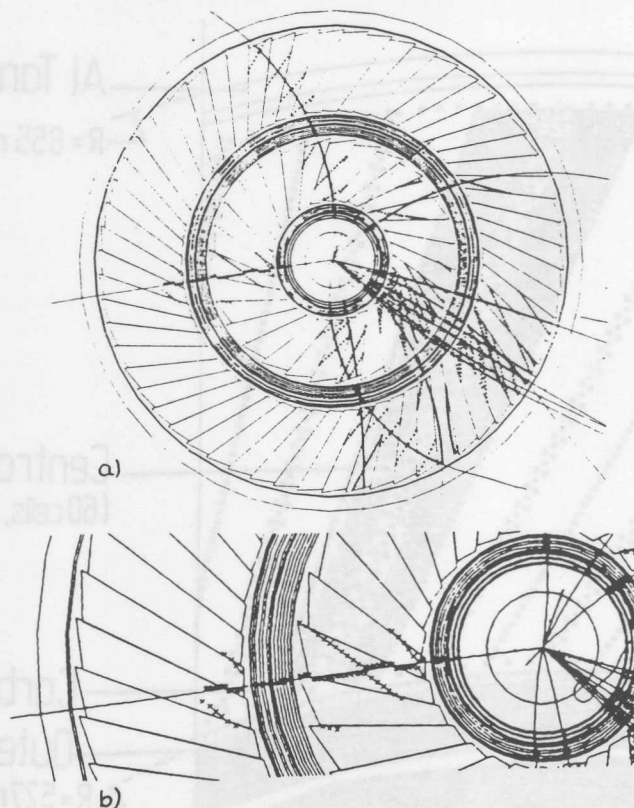


Abbildung 2.9: Simuliertes Ereignis mit eingetragenen Spiegelspuren (aus [BUE89]).

Die Endplatten sind aus Glasfaser verstärktem Kunststoff (GFK) hergestellt. Dieses Material erfüllt die Anforderungen an eine sehr gute Isolation und große Stabilität bei Belastung. Die Verbiegung unter der Last der gespannten Drähte beträgt maximal 1 mm . Die Drähte üben in der CJC1 eine Kraft von $15,21\text{ kN}$ auf die Endplatte aus [PRO87].

Auf die Endplatte wurden zwei Leiterbahn-Platinen pro Zelle aufgeklebt:

- Eine 4-lagige Leiterbahnplatine von 2 mm Stärke. Eine Lage sorgt für die elektrostatische Abschirmung der Kammer, die anderen drei enthalten Leiterbahnen für die Zuführung der Hochspannung von den Adapterplatinen (siehe Kap. 3.2.1) zu den Drähten. Die für den Anschluß der Adapterplatinen notwendigen Steckkontakte wurden auf die Platine aufgelötet. Dies ermöglichte ein sicheres und einfaches Testen der Hochspannungsfestigkeit und der Kontakte. In Abbildung 2.10 ist das Layout der Platine auf der Endplatte zu sehen.
- Eine weitere $0,8\text{ mm}$ starke Leiterbahnplatine ist auf der Innenseite der Endplatte aufgeklebt. Sie enthält feldformende Streifen (field shaping stripes), die mit den Felddrähten verbunden sind und für die Homogenität des Feldes im Bereich der Endplatte sorgen sollen.

Die Inhomogenität des GFK-Materials macht eine präzise Bohrung für die Drahtpositionierung unmöglich. Deswegen wurden an allen Drahtpositionen Messingstifte mit

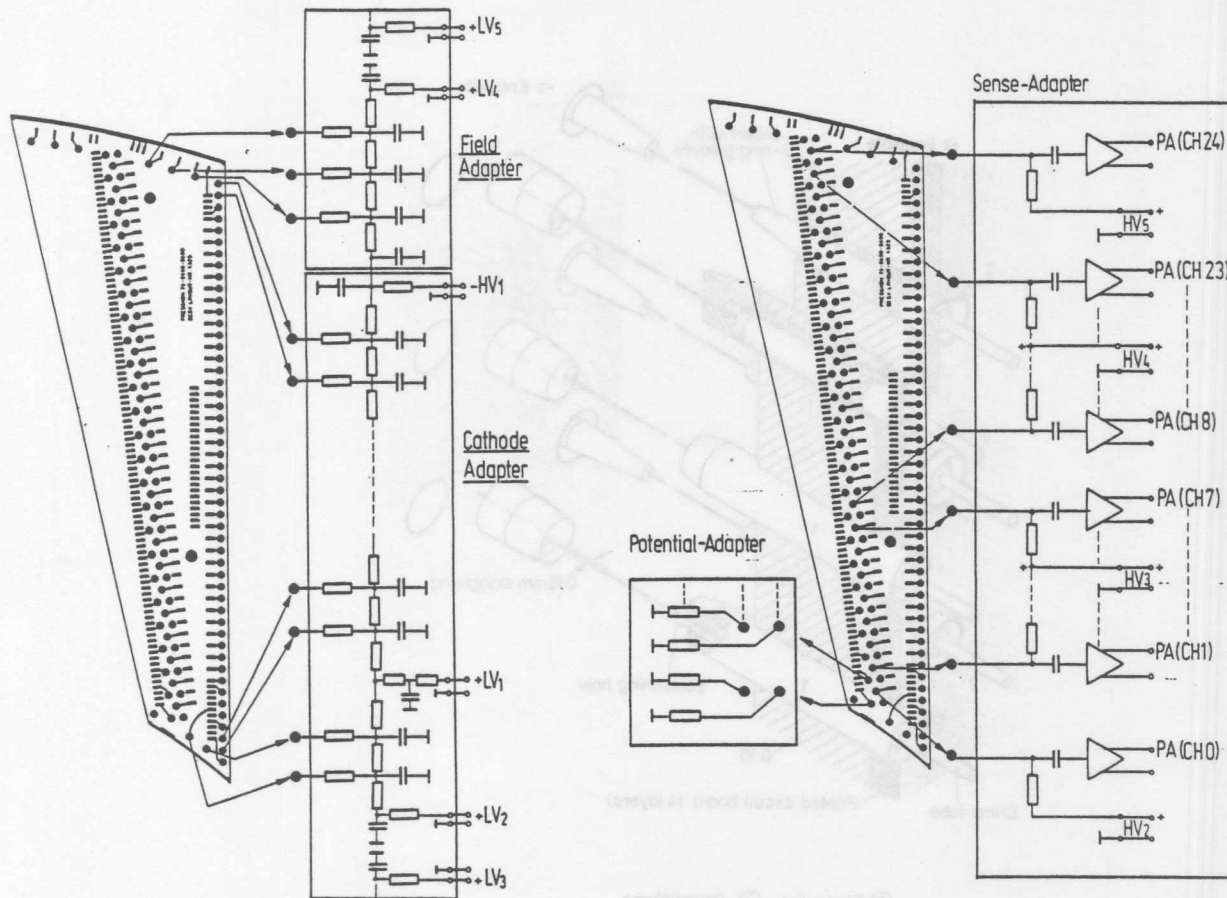


Abbildung 2.10: Leiterbahn-Platinen für die Anschlüsse der Kathoden- und Signaldrähte auf der Endplatte (aus [PRO87]).

3 mm Durchmesser eingesetzt, in denen die Löcher mit der erforderlichen Präzision gebohrt werden konnten (siehe Abb. 2.11). Das exzentrische Durchführungsloch der Signaldrähte hat einen Durchmesser von 0.9 mm und erlaubt eine Positionierung des Drahtes mit einer Genauigkeit von $\pm 15 \mu\text{m}$.

Die Drähte wurden durch Einpressen in goldbeschichtete Kupferröhrchen (Crimp²-Teile) befestigt. Diese Crimp-Teile wurden in die Durchführungs Löcher eingesetzt. Sie besitzen zwei Nuten, in die O-Ringe eingepaßt wurden, die für die notwendige Gasdichtigkeit an den Drahtdurchführungen sorgen. Für den elektrischen Kontakt zur Mehrschichtplatte sorgt ein eingesetzter Sprengring. Die Spitzen der Crimp-Teile für Potential- und Felddrähte sind abgerundet um Feldspitzen zu vermeiden.

Die Daten der beiden Kammer CJC1 und CJC2 sind in Tabelle 2.2 dargestellt.

Parameter	CJC1	CJC2
Max. Diffstrecke	44.5	43.1
Min. Diffstrecke	32.8	28.5
Mittlere Nennstrecke	30	30
Gasvolumen	1.14	3.00
Radius außen	48.5	44.0
Radius innen	5.08	5.08

² von engl. to crimp=pressen

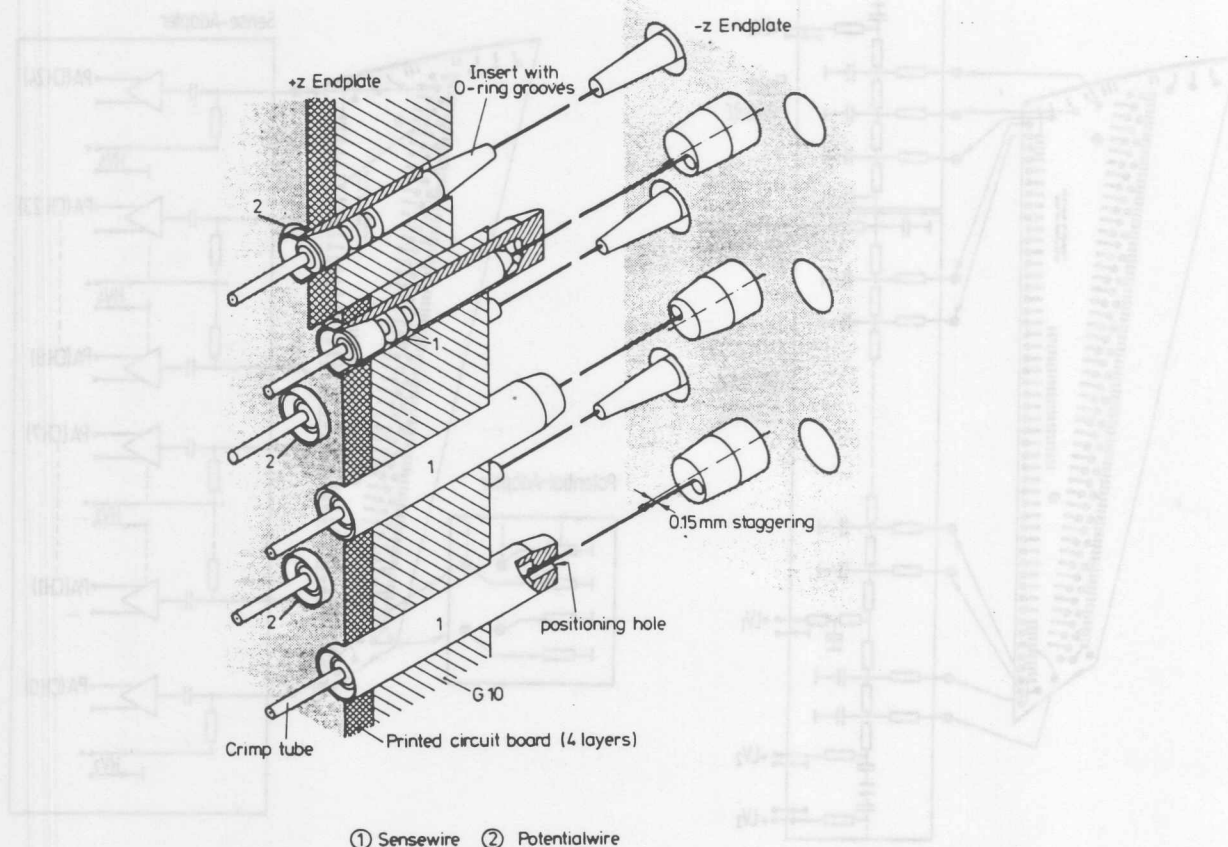


Abbildung 2.11: Endplatte mit Signal- und Potentialdrähten und den Drahtdurchführungen (aus [BUE89]).

Parameter		CJC1	CJC2	Total
Anzahl der Zellen		30	60	
Signaldrähte/Zelle		24	32	2640
Potentialdrähte/Zelle		50	66	5460
Felddrähte/Zelle		10	10	900
Kathodendrähte/Zelle		49	65	5370
Radius innen	[mm]	203.5	530.0	
Radius außen	[mm]	451.5	844.0	
Länge	[mm]	2200	2200	
Gasvolumen	[m ³]	1.14	3.08	4.22
Mittlere Zellneigung		30°	30°	
Min. Driftstrecke	[mm]	22.9	28.5	
Max. Driftstrecke	[mm]	44.5	43.1	
Drahtabstand in radialer Richtung	[mm]	5.08	5.08	

Tabelle 2.2: Einige Parameter der CJC (aus [BUE89]).

Kapitel 3

Hochspannungstest der CJC1

Bei dem Hochspannungstest wurde die Betriebstüchtigkeit der Kammer geprüft. Hierbei wurden die Drähte in der Kammer, die Endplatte sowie die Adapterplatinen auf Hochspannungsfestigkeit untersucht.

Die Drähte in der Kammer sollten daraufhin geprüft werden, ob sie unter Hochspannung zu spontanen Entladungen, dem sogenannten "Sprühen", neigen. Entladungen führen zu einer Zersetzung des Kammergases. Die Zersetzungsprodukte lagern sich auf Kathoden- und Potentialdrähten ab und führen zu einem schnelleren Altern der Kammer ("ageing" [BRE90]). Außerdem können Signale einer Spur überdeckt werden und damit wertvolle Informationen verloren gehen.

Die in Abschnitt 2.2.3 erwähnte Technik bei der Herstellung der Endplatte erfordert eine sorgfältige Prüfung auf Hochspannungsfestigkeit. Die angelegten Maximalspannungen können bis zu 6 kV betragen und es treten Spannungsdifferenzen von mehreren 100 V über wenige Millimeter auf.

Im eingebauten Zustand lassen sich Fehler an und in der Kammer nicht mehr beheben, da sie vollständig von anderen Detektoren umgeben ist (siehe Kap. 1.3). Daher war es notwendig, die Kammer auf alle möglichen Fehler vorher zu untersuchen und diese dann zu beheben.

Bei dem Test konnten sechs Zellen der CJC1 gleichzeitig an die Hochspannung angeschlossen werden. Die Signale wurden von Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung erzeugt.

3.1 Die Gasversorgung

Zum Testen der Kammer auf Gasdichtigkeit wurde Helium verwendet. Dazu wurde dieses Gas in die Kammer eingelassen und mit einem Gasdetektor nach austretenden

Spuren gesucht. Für die Testphase wurde $Ar/CO_2/CH_4$ im Verhältnis 89:10:1 ausgewählt. Dieses Gasgemisch hat anderen Zählgasen gegenüber den Vorteil nicht brennbar zu sein. Es wurde in dem obengenannten Verhältnis vorgemischt und in Flaschen abgefüllt bezogen.

Der Anschluß für den Gas-Zulauf befand sich auf der -Z-Seite am tiefsten Punkt, während sich der Ablauf auf der +Z-Seite am höchsten Punkt befand. So wurde das Helium nach oben aus der Kammer gespült. Für den Gas-Ablauf wurden Schläuche aus einfachem Plastik benutzt, für den Gas-Zulauf wurden Metallschläuche verwendet, um Ausgasungen an das Kammergas zu verhindern. Um Verunreinigungen des Gases in der Kammer zu vermeiden, wurde permanent mit Gas gespült. In dem Gas-Zulauf befand sich ein Ventil, mit dem der Durchfluß auf 100 Liter pro Stunde eingestellt wurde. Der Gas-Abfluß erfolgte über einen Blasenähler, in dem eine Ölsäule von 7 cm Höhe stand. Der Druck, den diese Säule auf den Gas-Ablauf ausübt, setzt sich aus dem Eigengewicht des verwendeten Öls und dem herrschenden Luftdruck zusammen. In diesem Fall wurde ein Druck erzeugt, der 7 mbar über dem Luftdruck lag. Hinter dem Blasenähler wurde das Gas aus der Halle geführt.

3.2 Die Hochspannungsversorgung

3.2.1 Die Adapterplatinen

Der Anschluß der Hochspannungsversorgung erfolgt über vier Adapterplatinen, die auf die -Z-Seite der Kammer aufgesteckt sind. Es gibt je eine Platine für die Potential-, Signal-, Feld- und Kathodendrähte.

Potentialadapter: Sie ist die einfachste Adapterplatine. Sie führt die Potentialdrähte auf Massepotential.

Signaladapter: Die Adapterplatine ist in zwei Bereiche aufgeteilt, die aber beide mit derselben Spannung gespeist werden. Der erste Bereich versorgt die ersten 8 Drähte einer Zelle mit Hochspannung, der zweite die restlichen 16 Drähte. Diese Aufteilung hat den Vorteil, daß bei einem Fehler in der Zelle nicht die gesamte Zelle von der Hochspannungsversorgung getrennt werden muß, sondern jeweils nur ein Zellsegment mit 8 oder 16 Drähten. Damit wäre die Zelle noch funktionstüchtig. Die einzelnen Drähte werden mit einem $1 M\Omega$ Widerstand abgesichert.

Die Signale der Kammer werden über einen Kondensator ($1.5 nF$) von der Hochspannung entkoppelt und über Buchsenleisten zu den Vorverstärkern geführt.

In den Hochspannungsstromkreis wurde ein Nanoamperemeter eingebaut, mit dem der Strom pro Zelle kontrolliert werden konnte.

Kathodenadapter: Für die Kathodendrähte besteht die Adapterplatine aus einem Spannungsteiler, der den Drähten eine abgestufte Spannung zuführt, siehe Abb.

3.1. Die sich fächerförmig aufweitende Geometrie einer Zelle macht diese Abstufung notwendig, da in dem gesamten Zellraum ein konstantes Driftfeld erzeugt werden soll.

Von dieser Platine werden alle Kathoden- und Felldrähte mit Hochspannung versorgt. Die inneren Felldrähte sind direkt an die Platine angeschlossen, zu den äußeren führt eine Leiterbahn in der Endplatte (siehe Abb. 2.10).

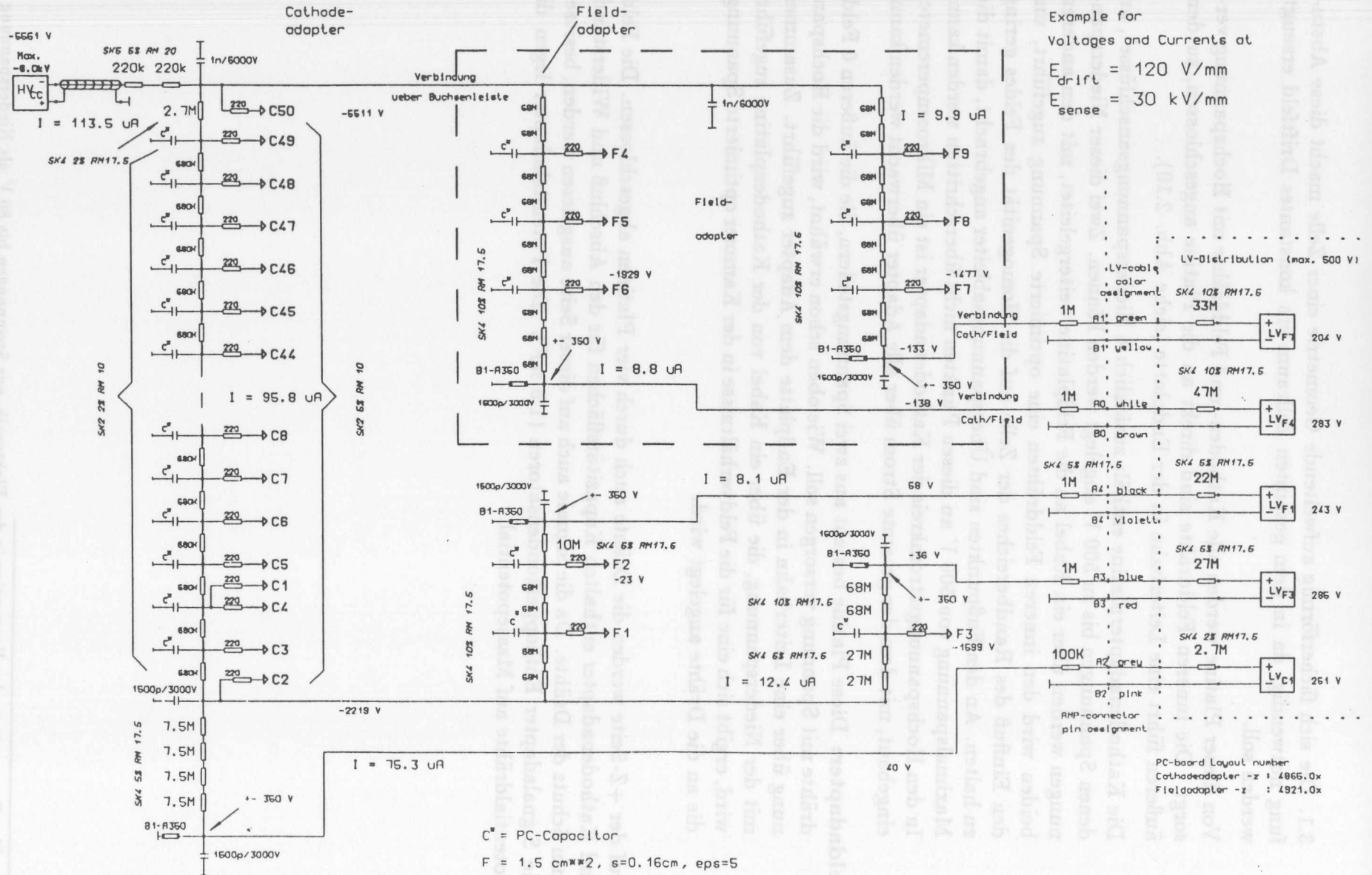
Die Kathodenadapterplatine enthält zusätzlich 4 Niederspannungsanschlüsse¹, an denen Spannungen bis zu 500 V angelegt werden können. Zwei dieser Niederspannungen werden über ein Kabel an die Feldplatine weitergeleitet, mit den anderen beiden wird den inneren Felldrähten eine optimierte Spannung zugeführt, um den Einfluß des Randbereiches der Zelle auf die Homogenität des Feldes gering zu halten. An den Fußpunkten sind Überspannungsableiter angebracht, damit die Maximalspannung von 500 V an diesen Punkten nicht überschritten werden kann. In den Hochspannungsstromkreis der Kathodenadapter ist ein Mikroamperemeter eingebaut, mit dem der gesamte Strom über alle Adapter überwacht werden kann.

Feldadapter: Diese Platine besteht aus zwei Spannungsteilern, die die äußeren 6 Felldrähte mit Spannung versorgen soll. Wie oben schon erwähnt, wird die Hochspannung über eine Leiterbahn in der Endplatte dem Adapter zugeführt. Zusammen mit der Niederspannung, die über ein Kabel von der Kathodenplatine zugeführt wird, ergibt sich eine für die Feldverhältnisse in der Kammer optimierte Spannung, die an die Drähte angelegt wird.

Auf der +Z-Seite werden die Drähte auch durch vier Platinen abgeschlossen. Die Feld- und Kathodenadapter enthalten Kapazitätsflächen für den Abschluß und Widerstände zum Schutz der Drähte. Da die Signale auch auf dieser Seite ausgelesen werden, besitzen die Signaladapter Entkoppelkondensatoren (1.5 nF). Die Potentialadapter legen die Potentialdrähte auf Massepotential.

¹Im Gegensatz zu der Konvention in der Elektronik, nur Spannungen bis 80 V als Niederspannung zu bezeichnen, wird hier die Übersetzung von Low Voltage aus [BUE90] benutzt.

Abbildung 3.1: Schaltbild der Kathodenadapterplatine.



3.2.2 Das Netzgerät

Für die Versorgung der Drähte mit Spannung ergeben sich folgende Anforderungen an ein Netzgerät:

- Für die Signaldrähte wird eine positive Spannung bis $+1.5 \text{ kV}$ benötigt.
- An die Kathodendrähte soll eine negative Spannung bis -6 kV angelegt werden.
- Die einzelnen Ausgänge sollen zeitlich getrennt steuerbar sein.
- Die Spannungen sollen stufenlos einstellbar sein.
- Aufgrund der hohen Feldstärken an den Signaldrähten muß das Netzgerät einen schnell wirksamen Kurzschlußschutz besitzen.

Verwendet wurde ein Netzgerät des Herstellers *CAEN* mit zwei Hochspannungsmodulen, eines mit 3 kV positiver Maximalspannung und einem max. Strom von 3 mA und eines mit -6 kV negativer Maximalspannung und einem max. Strom von 1 mA . Dieses Netzgerät wurde über ein VT 200 kompatibles Terminal gesteuert. Die Steuerung umfaßt die Einstellung verschiedener Größen, dazu gehören:

- Die Spannung, die angelegt werden soll.
- Die Rate, mit der die Spannung erhöht oder erniedrigt werden soll.
- Die Höhe des max. erlaubten Stromes ("Trip-Strom").
- Die Zeit, in der ein erhöhter Strom fließen darf.

An den Modulen selbst ließ sich zusätzlich eine maximal erlaubte Ausgangsspannung einstellen, der "Hardware-Schutz".

Die angelegte Spannung ergibt sich aus dem Driftfeld und der Oberflächenfeldstärke auf den Signaldrähten, die später während des Betriebes erreicht werden sollen. Die Berechnungen hierzu erfolgten mit dem Programm WIRCHA [SCH88]. Die Homogenität des elektrischen Feldes war für den Test nicht unbedingt notwendig, da bei diesem Test keine Driftzeiten bestimmt werden sollten und damit die Forderung nach einer konstanten Driftgeschwindigkeit entfiel. Deshalb wurden die Niederspannungsanschlüsse nicht mit einer Spannung versorgt, sondern mit einem Kurzschlußstecker auf Masse gelegt.

Als Kathodenspannung wurde -4500 V gewählt. Aus dieser Spannung läßt sich mit dem Ohmschen Gesetz der Strom, der über die auf Masse geführten Niederspannungsanschlüsse abfließt, für eine Zelle berechnen. Diese Rechnung ergibt für eine Platine $91.8 \mu\text{A}$. Der Strom, der über den Signaladapter fließt, wird vor allem durch den Ladestrom der 1.5 nF Kondensatoren bestimmt. Wenn der Strom mit einer Rate von

30 V/s erhöht wird, läßt sich ein Ladestrom von $2.15 \mu A$ aller Kondensatoren einer Zelle bestimmen.

Für die eingestellten Raten zur Erhöhung und Erniedrigung der Spannungen ergeben sich nur für die Signaldrähte Beschränkungen durch den Ladestrom der Kondensatoren.

Die Zeit, die ein erhöhter Strom erlaubt wird, bestimmt bei diesem Netzgerät zusätzlich das Verhalten bei einer Abschaltung der Spannung. Wird die Zeit auf 0 Sekunden gestellt, und fließt ein höherer als der erlaubte Strom, wird die Spannung innerhalb weniger Millisekunden abgeschaltet. Bei einer Zeit größer als 0 Sekunden, wird die Spannung mit der eingestellten Rate erniedrigt. Die eingestellten Parameter sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Größe	Kathodendrähte	Signaldrähte	Einheit
Spannung	-4500	1350	[V]
Rate f. Erhöhung d. Spannung	-100	30	[V/s]
Rate f. Erniedrigung d. Spannung	500	-500	[V/s]
Max. erlaubter Strom	-750	20	[μA]
Erlaubte Zeit f. Überstrom	0.1	0	[s]

Tabelle 3.1: Eingestellte Parameter.

3.3 Die Signalauslese

An die Buchsenleisten der Signaladapterplatinen wurden Vorverstärker angeschlossen. In Abbildung 3.2 ist das Schaltbild eines Vorverstärkers zu sehen. Ein Vorverstärker hat 24 Kontakte auf der Kammerseite und 40 auf der Ausleseseite. Den 24 Kontakten werden die Signale von 8 Drähten zugeführt. Dabei dienen jeweils 2 Kontakte der Signalführung eines Drahtes. Die dazwischen liegenden sind auf Masse gelegt, um die Signaldrähte voneinander abzuschirmen. Auf der Ausleseseite werden die verstärkten Signale bipolar herausgeführt. Zwischen diesen Kontakten liegen wegen der Abschirmung jeweils 2 auf Masse. Von den verbleibenden 8 Kontakten dienen 4 der Zuführung der Betriebsspannung des Vorverstärkers, an den anderen 4 Kontakten kann ein Testpuls eingespeist werden, jeweils getrennt für alle ungeraden und geraden Kanalnummern. Für jede Zelle sind 3 Vorverstärker notwendig, die die Signale von 8 Drähten verstärken.

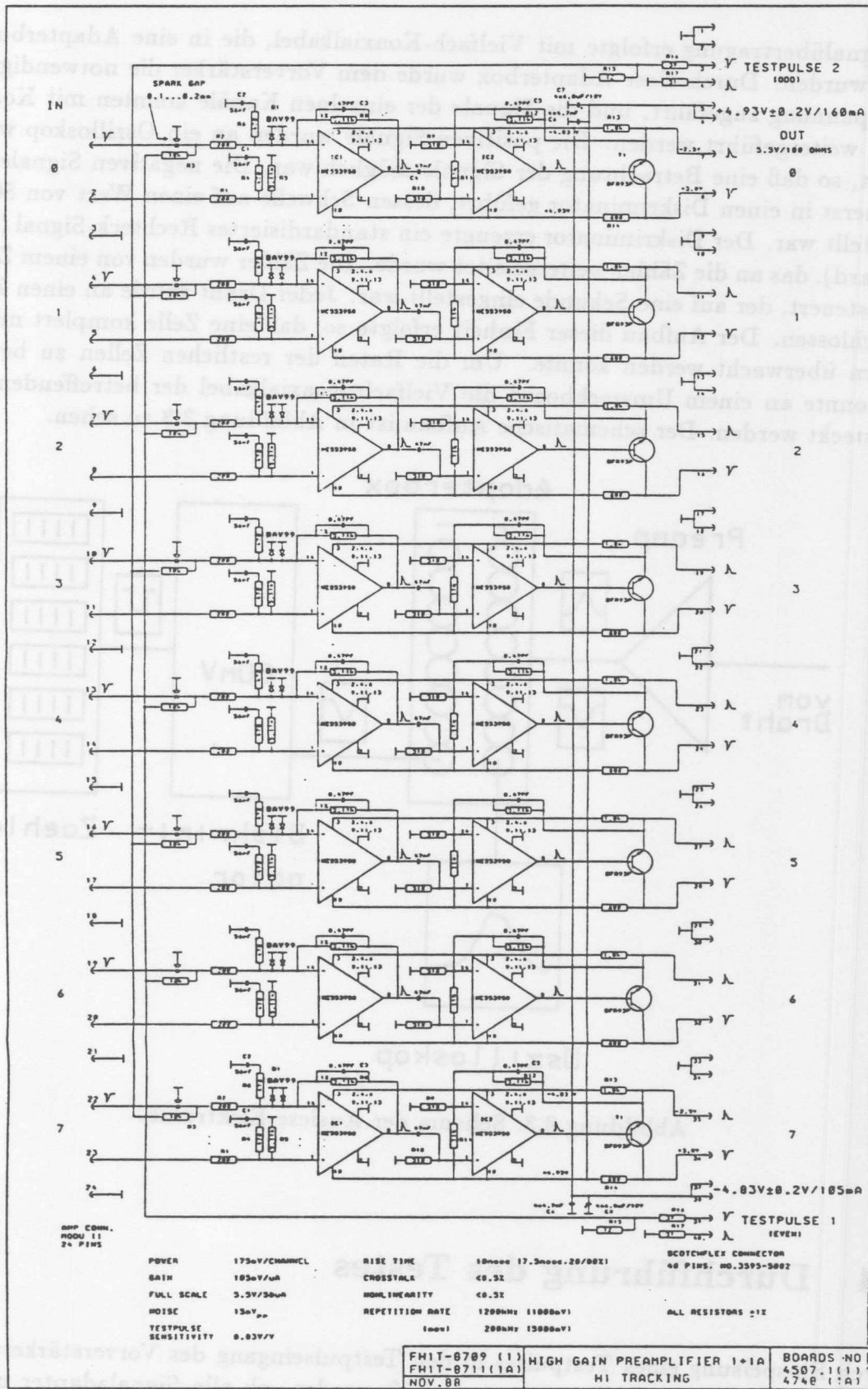


Abbildung 3.2: Schaltbild der Vorverstärker.

Die Signalübertragung erfolgte mit Vielfach-Koaxialkabel, die in eine Adapterbox gesteckt wurden. Durch diese Adapterbox wurde dem Vorverstärker die notwendige Betriebsspannung zugeführt, und die Signale der einzelnen Kanäle konnten mit Koaxialkabeln weitergeführt werden. Die positiven Signale wurden an ein Oszilloskop weitergeleitet, so daß eine Betrachtung der Signale möglich war. Die negativen Signale wurden zuerst in einen Diskriminator geführt, dessen Schwelle auf einen Wert von 80 mV eingestellt war. Der Diskriminator erzeugte ein standardisiertes Rechteck-Signal (NIM-Standard), das an die Zähler weitergeleitet wurde. Die Zähler wurden von einem Zeitgeber gesteuert, der auf eine Sekunde eingestellt war. Jeder Draht wurde an einen Zähler angeschlossen. Der Aufbau dieser Einheit erfolgte so, daß eine Zelle komplett mit den Zählern überwacht werden konnte. Um die Raten der restlichen Zellen zu betrachten, konnte an einem Umsteckboard die Vielfach-Koaxialkabel der betreffenden Zelle aufgesteckt werden. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3.3 zu sehen.

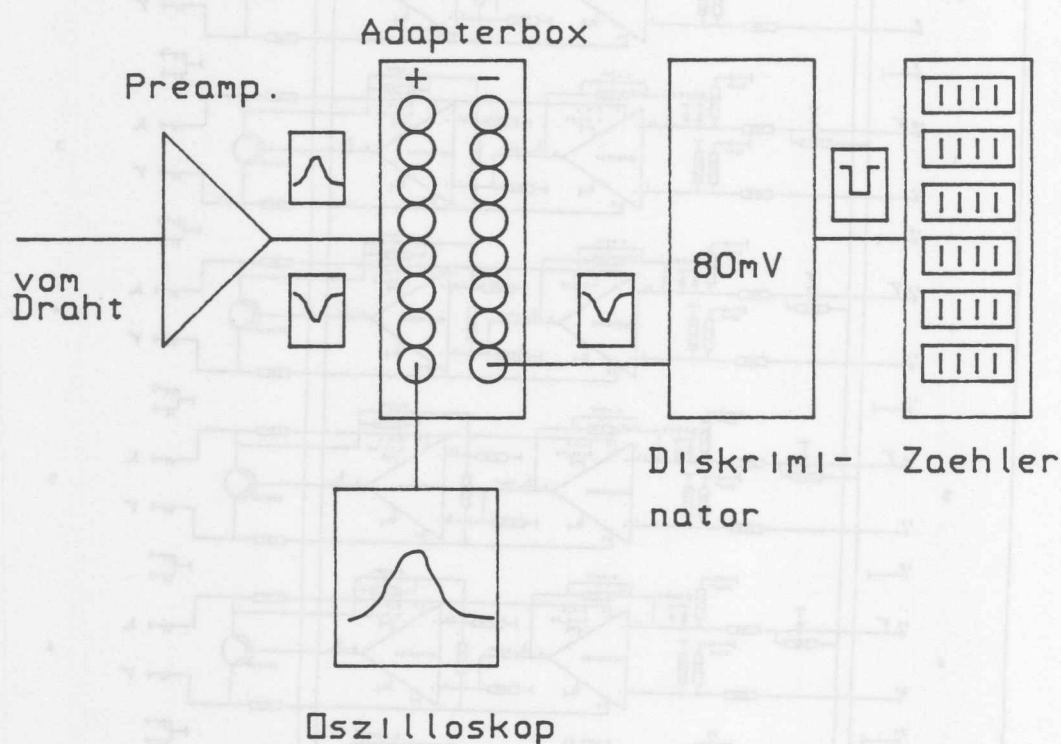


Abbildung 3.3: Schema der Auslese-Elektronik.

3.4 Durchführung des Testes

Durch Einspeisung eines Testpulses in den Testpulsengang des Vorverstärkers konnte ohne Einschalten der Hochspannung geprüft werden, ob alle Signaladapter und Vorverstärker richtig gesteckt waren. Die mit den Zählern registrierten Raten der ausgelesenen Signale sollten auf der -Z-Seite und der +Z-Seite für den jeweiligen Draht identisch sein. Durch Vergleich der Pulsform des eingespeisten und ausgelesenen Pulses konnten falsch gesteckte Vorverstärker und Adapterplatinen gefunden werden.

Nachdem sichergestellt war, daß alle Adapterplatinen richtig aufgesteckt waren, wurde an die Kathodendrähte eine Spannung von 100 V angelegt um etwaige Kurzschlüsse anhand des Stromflusses festzustellen. Ausgehend von dieser Spannung wurde die Kathodenspannung in kleinen Schritten erhöht. Gleichzeitig wurden die Ausgänge der Vorverstärker mit einem Oszilloskop beobachtet. Bei Spannungsänderungen konnten dort Korona²-Entladungen festgestellt werden, die aber bei Erreichen der Sollspannung von -4500 V rasch abklangen.

Auch an die Signaladapter wurde zuerst eine Spannung von 100 V angelegt und mit dem Nano-Amperemeter der Stromfluß über die Platinen geprüft. Die weitere Erhöhung der Spannung erfolgte in 300 V Schritten. Bei ungefähr 1200 V konnten die ersten Signale von Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung auf dem Oszilloskop beobachtet werden. Direkt nach dem ersten Einschalten der Spannung betrug der Strom pro Signaladapterplatine 100–600 nA, sank aber nach einiger Zeit auf 40–60 nA pro Zelle, dies entspricht den Leckströmen der Adapterplatinen. Um Entladungen an den Drähten in der Kammer zu finden, wurden die registrierten Raten der Zähler verglichen, und die Driftkammer-Signale im Oszilloskop betrachtet. Der Stromfluß über eine Signaladapterplatine hing von eventuellen Entladungen ab.

- Die Zählraten, die durch Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung erzeugt wurden, lagen bei den eingestellten Spannungen zwischen 50 und 100 Hz pro Draht. Die von den Entladungen erzeugten Raten reichten von 100 Hz bis 600 kHz.
- Im Gegensatz zu den Signalen, die durch Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung erzeugt wurden und eine unregelmäßige Form hatten, erzeugten Entladungen einen spitzen Puls mit einer Amplitude von 100 mV bis 1 V und einer Breite von ca. 20 ns (siehe Abb. 3.4).
- Der Strom einer Signaladapterplatine ist im wesentlichen durch den Leckstrom von ≈ 50 nA der Platine gegeben. Im Falle einer Entladung in der Zelle wurden Stromwerte von mehreren 100 nA erreicht.

Durch Erniedrigung der Kathodenspannung wurde geprüft, ob die Entladung in der Kammer oder auf den Signaladapterplatinen stattfindet. Bei einer Entladung in der Kammer ändert sich bei einer niedrigeren Kathodenspannung sowohl die Amplitude des Pulses als auch die Rate der Entladung.

Um festzustellen, ob ein erhöhter Strom durch einen Kurzschluß in der Kammer oder durch Entladungen verursacht wurde, wurde die Anodenspannung bis zur Sollspannung in 50 V Schritten erhöht, und dabei die jeweiligen Stromwerte gemessen. Bei einem Kurzschluß besteht zwischen Spannung und Strom ein linearer Zusammenhang.

Außerdem ließen sich bei Entladungen auf den Signaldrähten Hysterese-Effekte feststellen. Das heißt, die Spannung wurde langsam bis zur Zündspannung erhöht, bei

²Dies sind kurzzeitige hohe Stromflüsse, die an Spitzen oder Grenzschichten von Gebieten unterschiedlicher Dielektrizitätskonstanten auftreten.

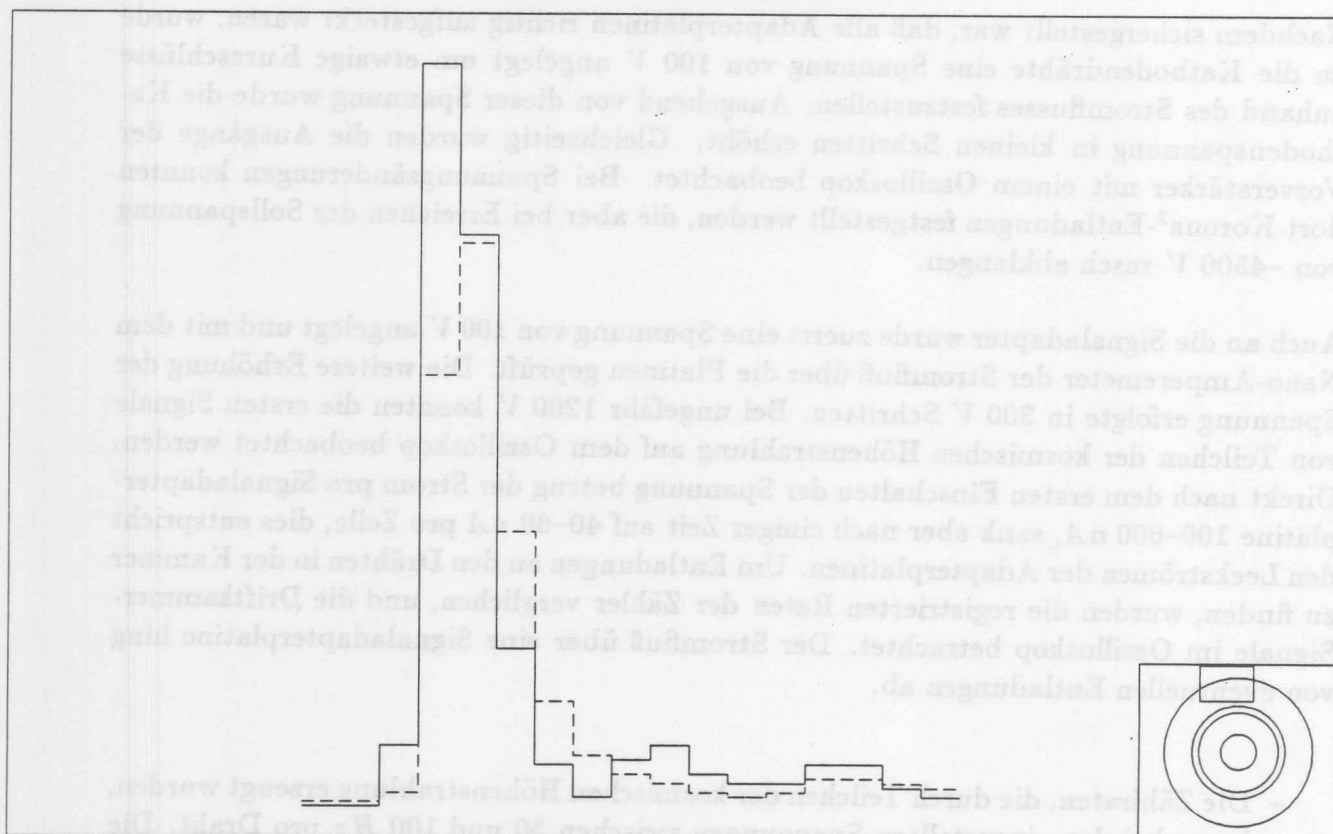


Abbildung 3.4: Puls einer Entladung auf dem Signaldraht (gestrichelt von der +Z-Seite).

der die Entladung beginnt. Dann konnte die Spannung bis weit unter den Wert der Zündspannung erniedrigt werden, ohne daß die Entladungen erloschen. Dies geschah erst bei einer viel niedrigeren Spannung.

Jede Zelle wurde 6–8 Tage an Hochspannung angeschlossen und getestet.

3.5 Ergebnisse des Testes

Entladungen auf den Signaldrähten: Abbildung 3.5 zeigt die Anzahl der "sprühenden" Drähte in Abhängigkeit von der Dauer des Testes. Am ersten Tag des Testes wurden in der gesamten Kammer 41 "sprühende" Drähte festgestellt. Nach einer Dauer des Testes von 8 Tagen fanden nur noch an 7 Drähten Entladungen statt. Die Entladungen lassen sich durch Schmutzrückstände auf den Drähten erklären, die die elektrische Feldstärke extrem anwachsen lassen und so Spitzenentladungen ermöglichen. Durch die ständigen Entladungen können diese Rückstände dann abbrennen, dies geschieht umso eher, je länger die Entladungen stattfinden. Es war teilweise auch möglich, die Schmutzpartikel durch plötzliches Abstellen der Spannung von dem Draht zu entfernen oder durch eine Spannungserhöhung den Abbrand zu beschleunigen. Ähnliche Verfahren wurden auch schon an einer Driftkammer des PLUTO-Detektors angewendet [MUE83].

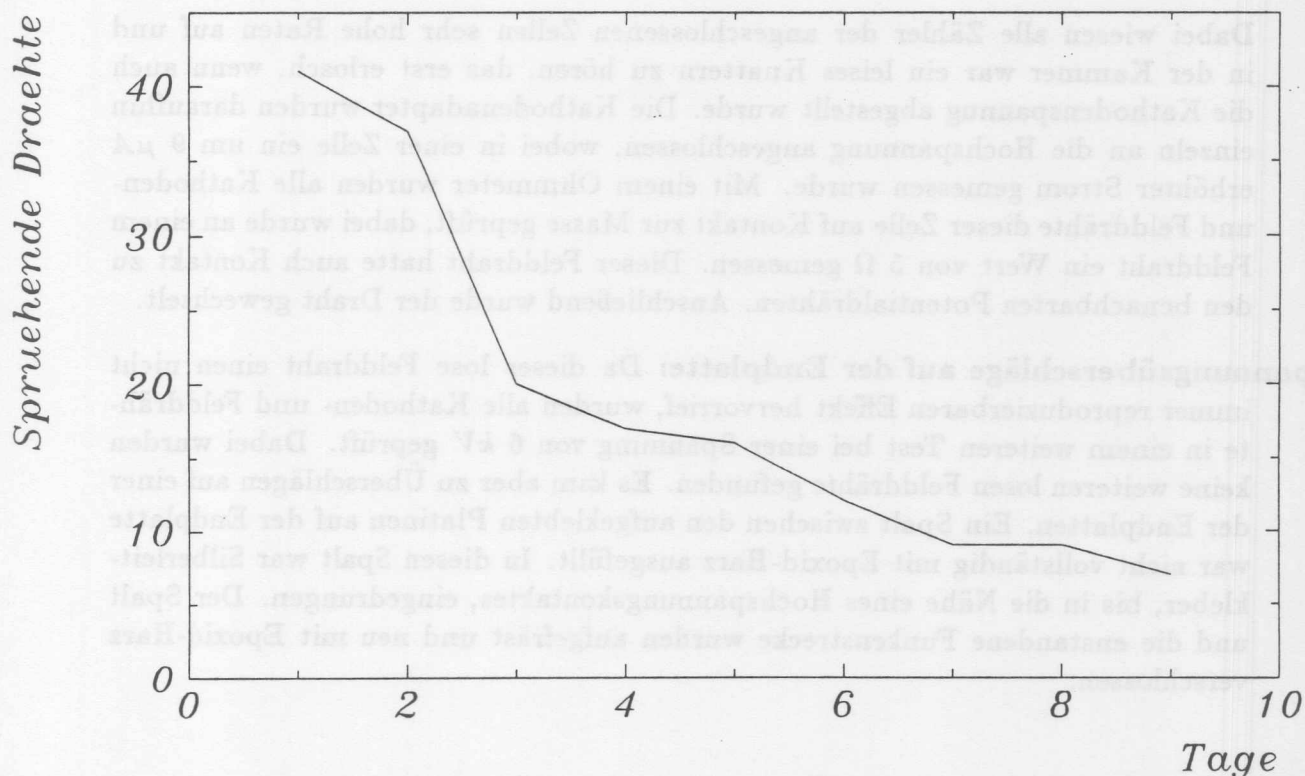


Abbildung 3.5: Die Gesamtzahl der "sprühenden" Drähte in Abhängigkeit von der Testdauer in Tagen.

Kurzschlüsse in der Kammer: Diese wurden nur von gerissenen Drähten erzeugt. Insgesamt wurden am ersten Tag des Testes drei gerissene Signaldrähte gefunden. Da sie nur in der ersten Zeit nach der Verdrahtung gerissen sein können, kann angenommen werden, daß diese Drähte vorgeschädigt waren. Damit die betroffene Zelle trotzdem getestet werden konnte, mußten die Drahtreste gefunden und entfernt werden, ohne die Kammer zu öffnen. Dabei wurde folgendes Verfahren angewendet:

1. Alle Drähte in der Zelle, in der der Kurzschluß war, wurden mit einem Ohmmeter auf Massekontakt geprüft.
2. An alle Signaldrähte, die Kontakt zur Masse hatten, wurden an beiden Enden das Ohmmeter angeschlossen und der Drahtwiderstand gemessen.
3. Die Widerstände aller Drähte in der Nähe des gerissenen Drahtes zueinander wurde vermessen. Der Widerstand eines Signaldrahtes betrug $310 \Omega/m$. Wenn der Widerstand endlich war, konnte aus dem Widerstandswert die Lage des Restdrahtes abgeschätzt werden.
4. Zur Sicherheit wurde ein Endoskop durch die Stopfen der Stützstangen eingeführt und die Lage des Restdrahtes noch einmal genau kontrolliert, bevor der Draht entfernt wurde.

Lose Felldrähte: In einem Fall wurde in der CJC1 ein loser Felddraht gefunden. Dabei wurde folgender Effekt festgestellt: Die Spannung an den Signaladaptern wurde während des Testes einige Male wegen eines zu hohen Stromes abgeschaltet.

Dabei wiesen alle Zähler der angeschlossenen Zellen sehr hohe Raten auf und in der Kammer war ein leises Knattern zu hören. Das erst erlosch, wenn auch die Kathodenspannung abgestellt wurde. Die Kathodenadapter wurden daraufhin einzeln an die Hochspannung angeschlossen, wobei in einer Zelle ein um $9 \mu A$ erhöhter Strom gemessen wurde. Mit einem Ohmmeter wurden alle Kathoden- und Felddrähte dieser Zelle auf Kontakt zur Masse geprüft, dabei wurde an einem Felddraht ein Wert von 5Ω gemessen. Dieser Felddraht hatte auch Kontakt zu den benachbarten Potentialdrähten. Anschließend wurde der Draht gewechselt.

Spannungsüberschläge auf der Endplatte: Da dieser lose Felddraht einen nicht immer reproduzierbaren Effekt hervorrief, wurden alle Kathoden- und Felddrähte in einem weiteren Test bei einer Spannung von $6 kV$ geprüft. Dabei wurden keine weiteren losen Felddrähte gefunden. Es kam aber zu Überschlägen auf einer der Endplatten. Ein Spalt zwischen den aufgeklebten Platinen auf der Endplatte war nicht vollständig mit Epoxid-Harz ausgefüllt. In diesen Spalt war Silberleitkleber, bis in die Nähe eines Hochspannungskontaktes, eingedrungen. Der Spalt und die entstandene Funkenstrecke wurden aufgefräst und neu mit Epoxid-Harz verschlossen.

Kapitel 4

Die Datennahme mit der CJC1

Der Test der Funktionsfähigkeit der CJC1 erfolgte mit der kosmischen Höhenstrahlung. Dabei sollten Spuren der geladenen Teilchen aufgezeichnet werden. Für die Verarbeitung der Driftkammersignale wurde die gleiche Konfiguration wie im späteren Experiment eingesetzt. Dabei sollten Erfahrungen bei der Handhabung der Jetkammer gewonnen werden. Die aufgezeichneten Spuren sollten untersucht werden und daraus spezifische Größen der Driftkammer, wie die erreichbare Ortsauflösung, bestimmt werden. Für die Signalerkennung, Rekonstruktion der Spuren und der Kalibration der Driftkammer wurden Programmpakete benutzt, die im späteren Experiment verwendet werden.

4.1 Die kosmische Höhenstrahlung

Als Teilchenquelle diente die kosmische Höhenstrahlung. Sie ist ständig verfügbar und liefert Myonen mit einem breiten Impulsspektrum ($p \geq 0.2 \text{ GeV}$).

Die primäre kosmische Strahlung besteht überwiegend aus vollständig ionisierten Atomkernen. Dabei dominieren mit 85% Wasserstoffkerne (Protonen) gefolgt von 12,5% Heliumkernen (Alphateilchen). Kerne mit $Z \geq 3$ haben nur noch einen Anteil von ca. 2,5%. Elektronen haben an der primären Strahlung nur etwa 1% Anteil. Das Energiespektrum (siehe Abb. 4.1) der primären Teilchen liegt zwischen 10^7 eV und 10^{20} eV . Die chemische Zusammensetzung ist in Abbildung 4.2 gezeigt und entspricht im wesentlichen der chemischen Zusammensetzung des Universums. Abweichungen können nur für die Elemente Bor, Lithium, Beryllium und für die Elemente mit Kernladungszahlen $20 \leq Z \leq 25$ beobachtet werden. Diese entstehen durch Fragmentation schwerer Kerne im interstellaren Medium. Die Intensitätsverteilung der primären Strahlung ist isotrop. Für Teilchen der Energien bis zu 10^{14} eV ist die Anisotropie $\leq 0,5\%$. Es ist noch nicht gelungen, Quellen kosmischer Strahlung über primäre, geladene Teilchen zweifelsfrei nachzuweisen. Die Richtungsinformation der geladenen Teilchen ist durch die mehr oder weniger irregulären galaktischen Magnetfelder verwischt. Untersuchungen von Punktquellen können deshalb nur mit Teilchen erfolgen, die von den Magnetfeldern

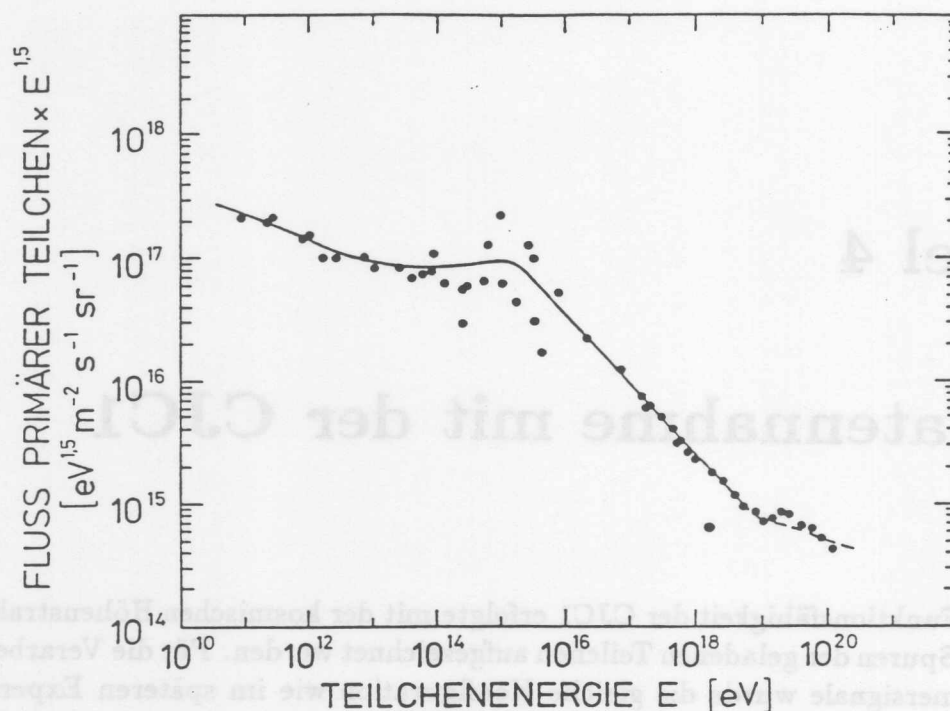


Abbildung 4.1: Das Energiespektrum der kosmischen Primärstrahlung (aus [GRU84]).

unbeeinflusst bleiben. Das wäre für Teilchen mit einer Energie deutlich oberhalb von 10^{18} eV der Fall, von denen es aber zu wenig gibt, um damit signifikante Ergebnisse zu erzielen. Die einzige Möglichkeit besteht in der Untersuchung von Neutrinos und Photonen.

Die Lufthülle stellt ein Target mit 12 Kernladungslängen oder 28 Strahlungslängen dar. Bei der Wechselwirkung primärer Teilchen mit den Gasatomen der Atmosphäre werden hadronische und elektromagnetische Kaskaden (Schauer) ausgelöst. Die hadronische Komponente besteht zum großen Teil nur aus Pionen. Die geladenen Pionen haben eine Lebensdauer von $2.6 \cdot 10^{-8}$ s und zerfallen gemäß:



Die bei diesem Zerfall entstehende myonische Komponente trägt zum kleinen Teil zur Entstehung der Elektron-Photon-Komponente durch den Zerfall



bei. Der weitaus größere Teil entsteht bei dem Zerfall von neutralen Pionen (Lebensdauer 10^{-16} s):



Wenn die Photonen genügend Energie besitzen, können sie wiederum e^+e^- -Paare erzeugen, die wiederum Photonen (Bremsstrahlung) produzieren u.s.w.. Auf diese Art baut sich ein elektromagnetischer Luftschauer in der Atmosphäre auf.

Die Anzahl der sekundären Partikel steigt in den ersten $100\text{g}/\text{cm}^2$ der Lufthülle stark an, um dann kontinuierlich aufgrund von Absorption und Zerfallsprozessen abzufallen.

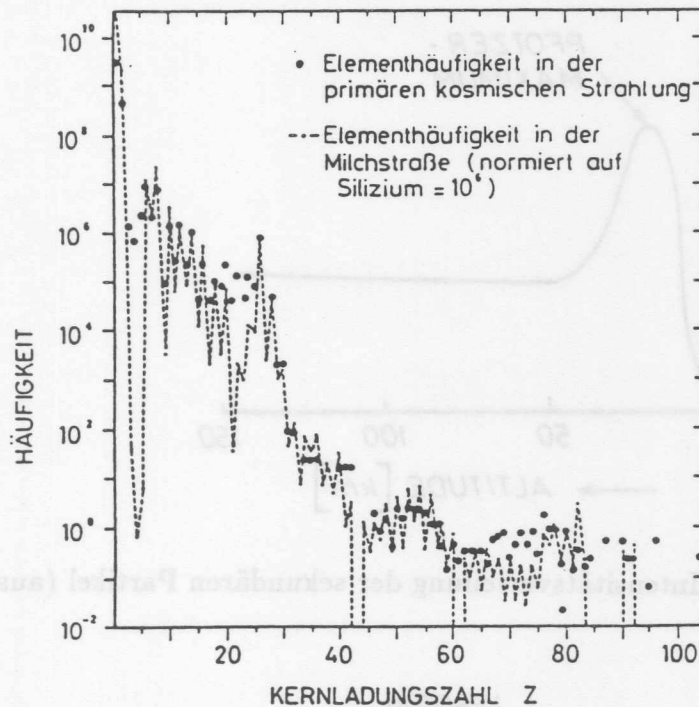


Abbildung 4.2: Chemische Zusammensetzung der kosmischen Primärstrahlung (aus [GRU84]).

Das dadurch entstehende Maximum ist nach seinem Entdecker Pfitzer benannt (siehe Abb. 4.3).

Die Entstehung der drei Komponenten, der hadronischen, der Elektron-Photon- und der myonischen Komponente ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Die Lebensdauer von Myonen beträgt $2.2 \cdot 10^{-6} s$. Aufgrund der hohen Energie und der damit verbundenen Zeitdilatation können Myonen bis zum Erdboden gelangen. In Meereshöhe sind etwa 80% der geladenen Teilchen Myonen, 20% Elektronen und der Hadronanteil beträgt ungefähr 1% (siehe Abb. 4.5). Der Myonenfluß liegt hier bei $200/m^2 s$. Die Intensität der Myonen ist vom Einfallswinkel abhängig und ist bei einem Winkel $\Theta = 0^\circ$ am größten. Die Variation der Intensität mit dem Einfallswinkel wird durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$I_\mu(\Theta) = I_\mu(\Theta = 0) \cdot \cos^{1.85}(\Theta) \quad (4.4)$$

Das Impulsspektrum der Myonen oberhalb 0.2 GeV ist in Abbildung 4.6 gezeigt.

Da die Primärteilchen vorwiegend positiv geladen sind (85% Protonen), werden mehr positive als negative Myonen produziert. Das Ladungsverhältnis der beiden Myonarten ist gegeben durch:

$$K_\mu = \frac{K_{\mu^+}}{K_{\mu^-}} \quad (4.5)$$

Im Mittel ist $K_\mu = 1.28$.

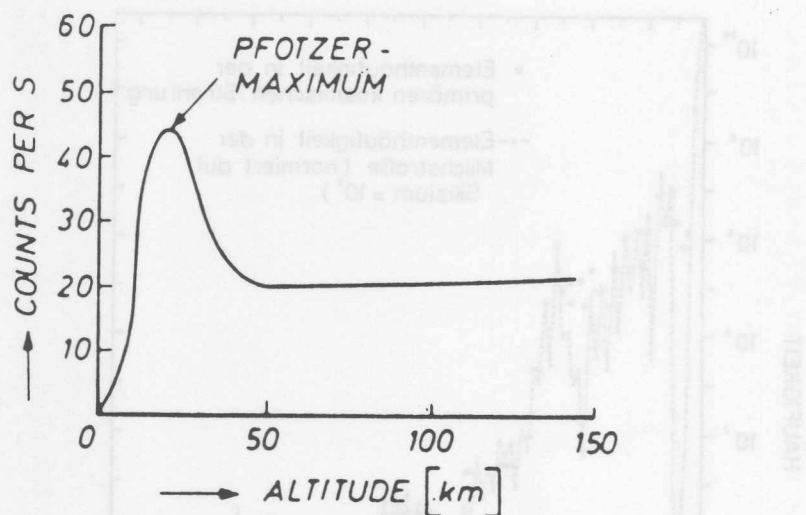


Abbildung 4.3: Vertikale Intensitätsverteilung der sekundären Partikel (aus [ALL75]).

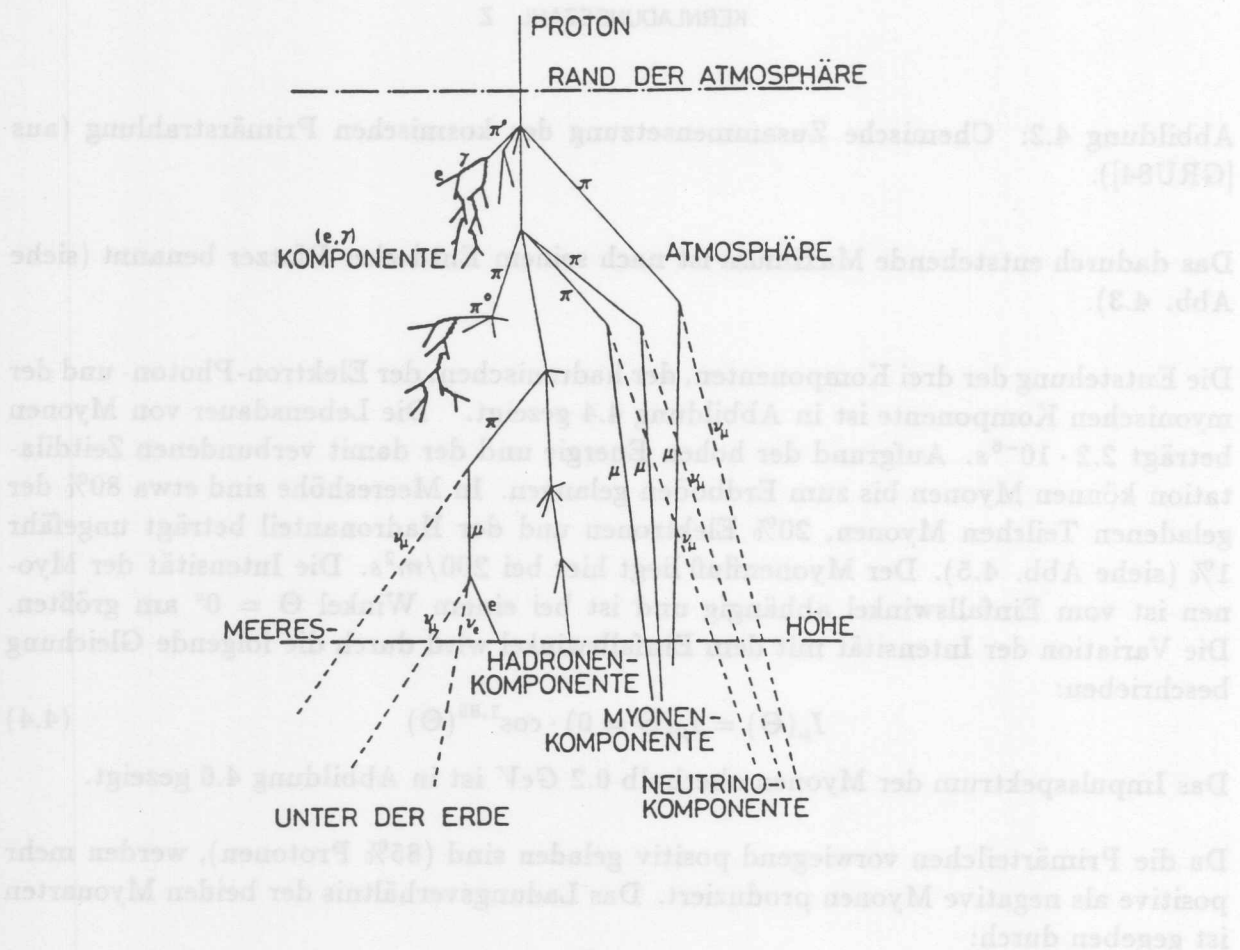


Abbildung 4.4: Die Komponenten der kosmischen Höhenstrahlung (aus [GRU84]).

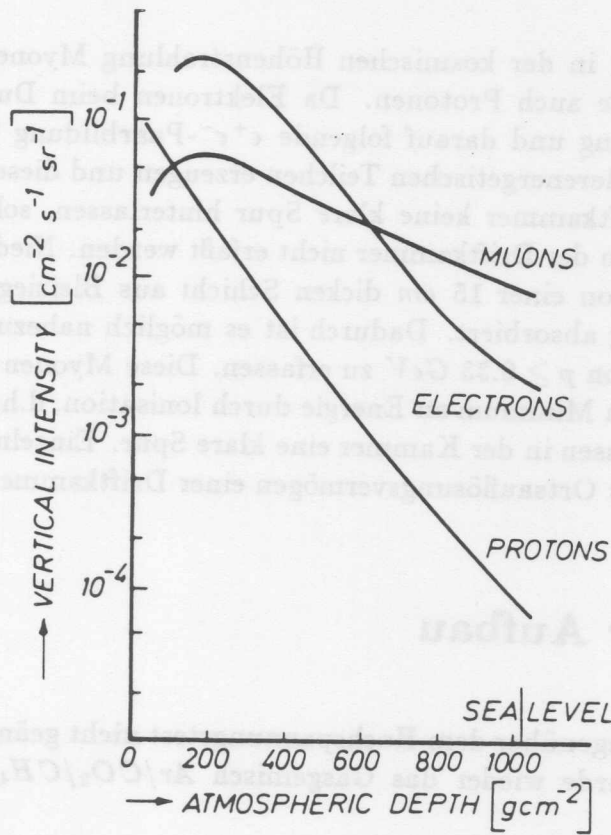


Abbildung 4.5: Variation der Hauptkomponenten in der kosmischen Höhenstrahlung mit der Höhe (aus [ALL75]).

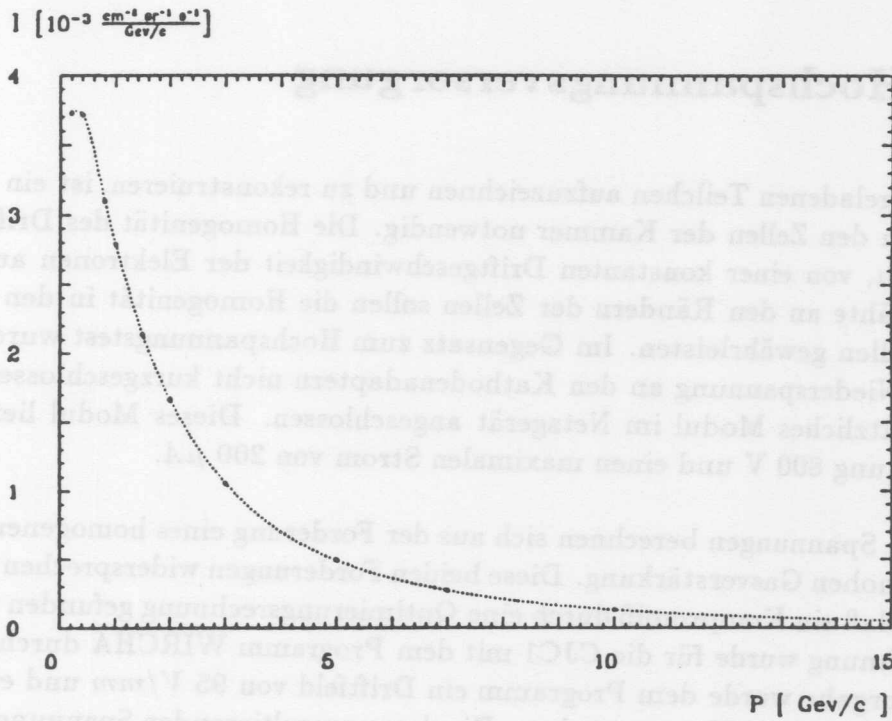


Abbildung 4.6: Das Impulsspektrum der Myonen oberhalb 0.2 GeV (aus [REU88]).

In Meereshöhe befinden sich in der kosmischen Höhenstrahlung Myonen, Elektronen und in einem geringem Maße auch Protonen. Da Elektronen beim Durchqueren der Materie durch Bremsstrahlung und darauf folgende e^+e^- -Paarbildung Teilchenkaskaden mit zum großen Teil niederenergetischen Teilchen erzeugen und diese aufgrund von Vielfachstreuung in der Driftkammer keine klare Spur hinterlassen, sollte dieser Teil der kosmischen Strahlung von der Driftkammer nicht erfaßt werden. Niederenergetische Elektronenschauer werden von einer 15 cm dicken Schicht aus Bleiziegeln (27 Strahlungslängen) fast vollständig absorbiert. Dadurch ist es möglich nahezu ausschließlich Myonen mit einem Impuls von $p \geq 0.35 \text{ GeV}$ zu erfassen. Diese Myonen verlieren beim Durchgang durch Materie ein Minimum an Energie durch Ionisation, d.h. sie sind minimal ionisierend und hinterlassen in der Kammer eine klare Spur. Einzelne klare Spuren sind für die Berechnung des Ortsauflösungsvermögens einer Driftkammer notwendig.

4.2 Allgemeiner Aufbau

Die Gasversorgung wurde gegenüber dem Hochspannungstest nicht geändert (siehe Kapitel 3.1). Als Zählgas wurde wieder das Gasgemisch $Ar/CO_2/CH_4$ im Verhältnis 89:10:1 benutzt.

Obwohl die Geometrie der CJC1 auf einen Betrieb im Magnetfeld ausgelegt ist, wurde dieser Test ohne Magnetfeld durchgeführt, da ein Magnet in dieser Größe nicht zur Verfügung stand.

4.3 Die Hochspannungsversorgung

Um Spuren von geladenen Teilchen aufzuzeichnen und zu rekonstruieren, ist ein homogenes Driftfeld in den Zellen der Kammer notwendig. Die Homogenität des Driftfeldes macht es möglich, von einer konstanten Driftgeschwindigkeit der Elektronen auszugehen. Die Felldrähte an den Rändern der Zellen sollen die Homogenität in den Randbereichen der Zellen gewährleisten. Im Gegensatz zum Hochspannungstest wurden die Anschlüsse der Niederspannung an den Kathodenadaptern nicht kurzgeschlossen, sondern an ein zusätzliches Modul im Netzgerät angeschlossen. Dieses Modul liefert als maximale Spannung 800 V und einen maximalen Strom von $200 \mu A$.

Die eingestellten Spannungen berechnen sich aus der Forderung eines homogenen Driftfeldes und einer hohen Gasverstärkung. Diese beiden Forderungen widersprechen sich im allgemeinen, so daß ein Kompromiß durch eine Optimierungsrechnung gefunden werden muß. Diese Rechnung wurde für die CJC1 mit dem Programm WIRCHA durchgeführt [SCH88]. Als Vorgabe wurde dem Programm ein Driftfeld von 95 V/mm und ein Gasverstärkungsfeld von $24,2 \text{ kV/mm}$ gegeben. Die daraus resultierenden Spannungen sind in Tabelle 4.1 zu sehen. Es wurden 5 Zellen der CJC1 an die Hochspannungsversorgung angeschlossen.

Draht	Spannung [V]
Signaldrähte	1343
Kathodendrähte	-4394
Felddraht C2	205
Felddraht F2	207
Felddraht F3	247
Felddraht F6	237
Felddraht F7	176
Driftfeld	95.0 [V/mm]
Gasverstärkungsfeld	24.2 [kV/mm]

Tabelle 4.1: Eingestellte Spannungen.

4.4 Die Signalauslese

4.4.1 Das Triggersystem

Damit die Daten nur dann aufgezeichnet werden, wenn ein geladenes Teilchen die Kammer durchquert, wurde ein Szintillator-Trigger-System benutzt. Dieses bestand aus zwei Plastikszintillatoren der Größe $150 \times 30 \text{ cm}^2$ und $25 \times 30 \text{ cm}^2$. Die Skizze in Abb. 4.7 zeigt die Anordnung der 2 Szintillatoren zur Kammer. Durch diese Anordnung war gewährleistet, daß das Teilchen eine Zelle der CJC1 ganz durchquert und dabei einmal die Signaldrahtebene kreuzt. Weiterhin werden dadurch die Spuren so selektiert, daß möglichst viele Spuren den späteren Wechselwirkungspunkt treffen. Die Signale von den Szintillatoren wurden in einen Diskriminator geführt und in Koinzidenz geschaltet, das heißt, nur wenn ein Teilchen alle Szintillatoren durchquert hat, wird die in der Kammer erzeugte Spur akzeptiert.

Um den Zeitpunkt zu bestimmen, wann das Teilchen die Kammer durchquert hatte, wurde das Signal der Koinzidenz benutzt. Die Geschwindigkeit des Lichtes im Szintillator von etwa 23 cm/ns [REU88] würde diese Bestimmung bei langen Szintillatoren verfälschen. Bei Verwendung von 150 cm langen Szintillatoren kann die Laufzeit des Lichtes maximal $\approx 7 \text{ ns}$ betragen. Deshalb wurde das Signal von dem kürzesten Szintillator verwendet, um den Zeitpunkt der Koinzidenz zu definieren. Damit konnte der Zeitnullpunkt auf etwa 1 ns ($\approx 52 \mu\text{m}$ Driftstrecke) genau bestimmt werden. Eine Skizze der zeitlichen Folge der Szintillatorsignale ist in Abb. 4.8 zu sehen.

4.4.2 Die Signalauslese und Verarbeitung

Die Driftkammersignale wurden wie in Kapitel 4.3 beschrieben über Vorverstärker und Multi-Koaxialkabel ausgelesen. Wie in Abb. 4.10 zu sehen ist, wurden die Pulse

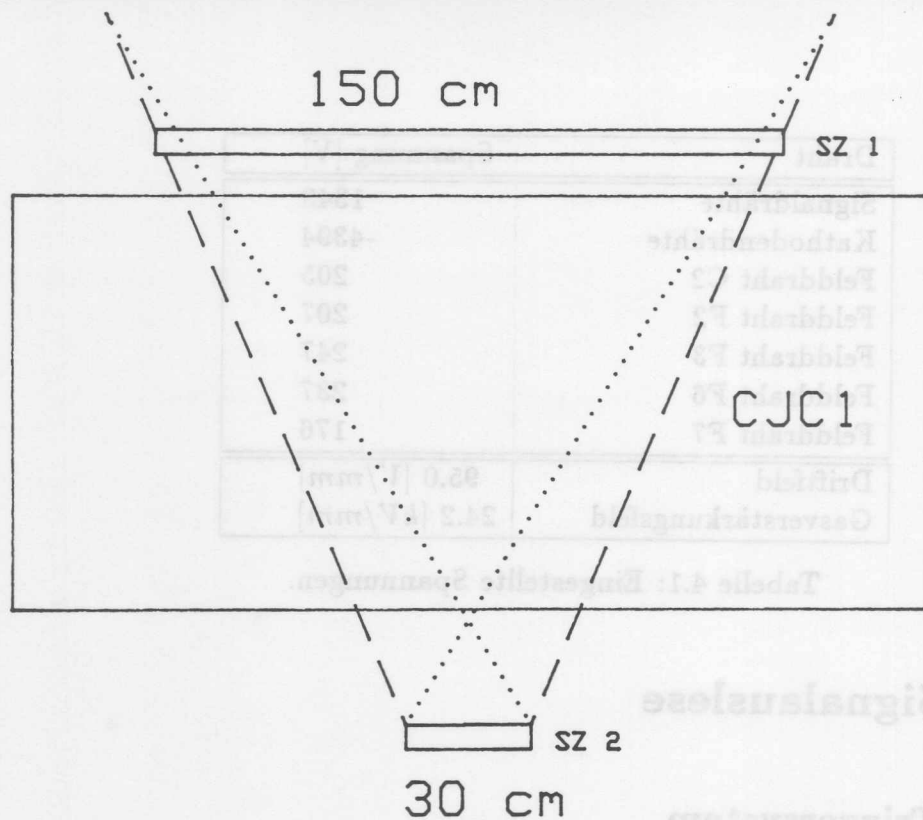


Abbildung 4.7: Anordnung der Szintillatoren relativ zur Kammer.

mit schnellen Analog-Digital-Wandlern, kurz FADC¹ genannt, mit einer Frequenz von 100 MHz digitalisiert. Die Digitalisierungskennlinie ist nicht linear (siehe Abb. 4.9), damit bei niedrigen Amplituden der relative Fehler der Digitalisierung klein bleibt. Damit wird der nutzbare dynamische Bereich eines FADC für einen gegebenen maximalen Fehler vergrößert. Die Auslese-Elektronik wird im Common-Stop Mode betrieben, d.h. die Driftkammerpulse werden kontinuierlich digitalisiert und in einen 256 Byte großen Zwischenspeicher geschrieben. Nur wenn das Triggersystem einen Teilchendurchgang erkannt hat, wird die Digitalisierung angehalten und der Zwischenspeicher ausgelesen. Nach Beendigung der Auslese wird die Digitalisierung wieder aufgenommen. Die Steuerung zwischen dem Szintillatortrigger-System, dem Auslese-Computer und der FADC-Karten wurde von einem sogenannten Mini-Controller vorgenommen, da ein "Scanner" ([ZIM89]) noch nicht zur Verfügung stand. Einem FADC konnten die auf beiden Seiten ausgelesenen Signale von 8 Drähten zugeführt werden. Die FADC-Karten wurden in einen Überrahmen (Crate) gesteckt, der 16 dieser Karten aufnehmen kann. Da für diesen Test nur ein Überrahmen zur Verfügung stand, konnten 5 Zellen der CJC1 komplett ausgelesen werden.

Der 16. Karte wurde das Signal von der Koinzidenz für eine grobe Zeitbestimmung des Ereignisses zugeführt. Dazu wurde das Signal in einen Testpulsgenerator geführt, der einen eingestellten Puls lieferte. Dieser wurde dann auf einem Kanal der Karte digitalisiert und abgespeichert.

Im späteren Experiment wird die Bestimmung des Zeitnullpunkts von einer speziellen

¹Flash-Analog to Digital-Converter

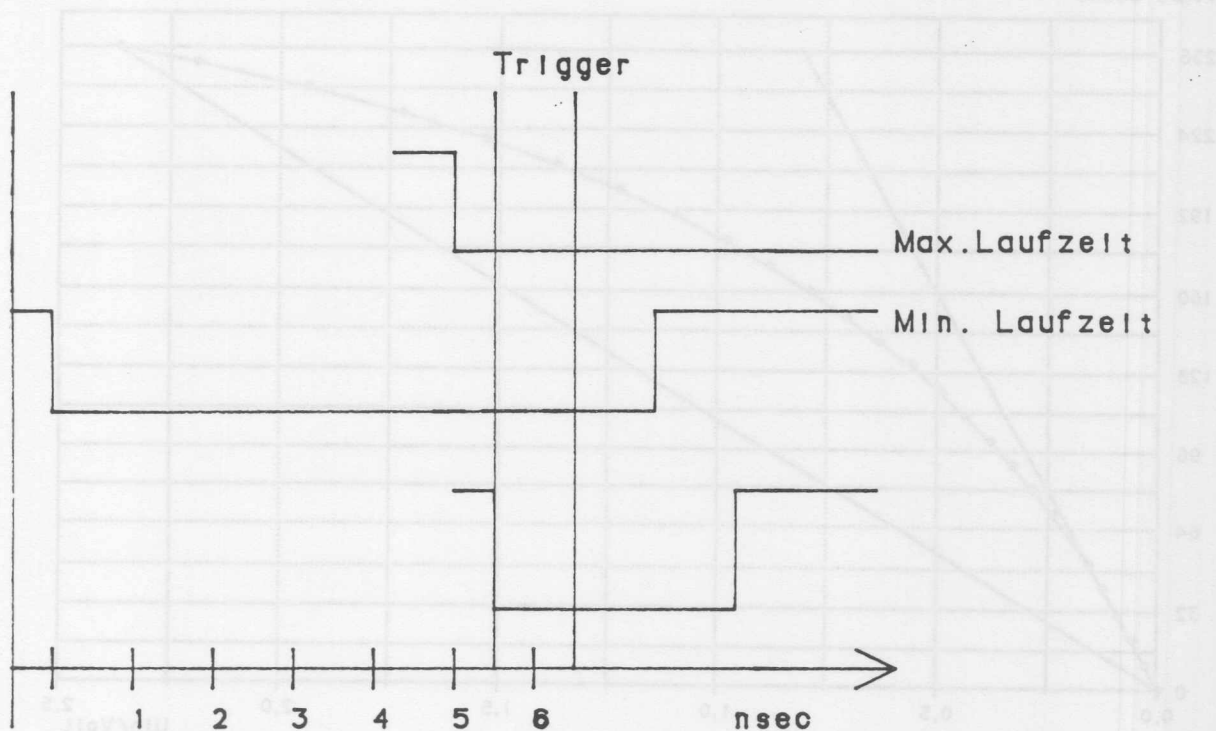


Abbildung 4.8: Zeitliche Folge der Szintillatorsignale.

Karte, dem FTDC², durchgeführt, die jedoch für diesen Test nicht zur Verfügung stand.

Die Auslese der digitalisierten Pulse erfolgte mit einem Computer vom Typ Apple McIntosh, auf dem eine Version des Auslese-Programmes FTEST [DUE89] installiert war. Die wesentlichen Aufgaben des Programms bestanden in:

- Zuordnung ausgelesener Kanäle zu einer Drahtnummer. Die Zuordnung der 120 Kanäle erfolgte in aufsteigender Reihenfolge. Dem gemessenen Zeitsignal wurde eine fiktive Drahtnummer zugeordnet.
- Nullunterdrückung, um Pulse vom Rauschen zu trennen und damit die Menge der aufgezeichneten Daten zu reduzieren. Die Schwelle war auf 15 Einheiten eingestellt. Da in diesem Bereich die Kennlinie noch linear ist, entspricht das einer Pulshöhe von 30 mV.
- QT-Analyse der Daten, d.h. Berechnung der Driftzeiten und Ladungen aus der gemessenen Zeit und dem Integral über die Amplituden.
- Darstellung der digitalisierten Pulse auf dem Bildschirm des Computers.
- Speicherung der Daten auf der Festplatte des Computers.

Die abgespeicherten Datensätze wurden mit einem Programm (File-Transfer-Program, FTP) von dem Apple McIntosh zur IBM 3090s transferiert. Die Abspeicherung erfolgte

²Flash-Time to Digital-Converter [KLA89]

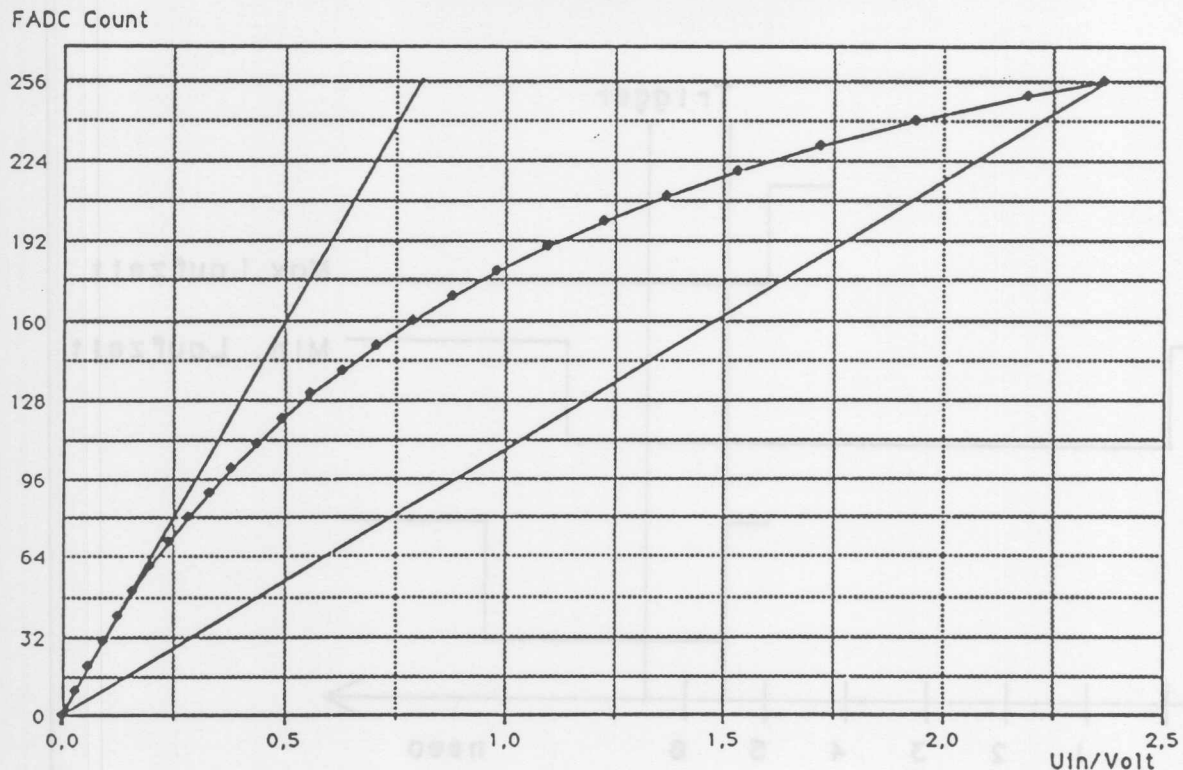


Abbildung 4.9: Die Digitalisierungskennlinie des FADC [DUE89].

in BOS³-Datenbänken.

Jede Messung (Run) besteht aus 4 BOS-Datensätzen:

HEAD-Bank: Enthält die Datensatznummer und die laufende Nummer des Ereignisses.

CRJD-Bank: Enthält die Digitalisierungen der Pulse.

CRJE-Bank: Enthält die Ladungs- und Zeitinformation der Pulse, wie sie nach der QT-Analyse vorliegen.

FTDC-Bank: Enthält die Zeitinformation, die von den Szintillatortrigger geliefert wird. Diese Bank wurde nachträglich mit einem Konvertierungsprogramm erzeugt, das die Daten der fiktiven Drahtnummer in Zeitinformation umrechnet.

4.5 Durchführung der Datennahme

Für die Zeitkalibration der Kammer war ein Testpuls-Datensatz notwendig (siehe Kap. 5.5). Die Testpuls-Generatoren auf den FADC-Karten wurden dazu von einem externen Puls über den Minicontroller angesteuert. Bei diesem Datensatz wurde der externe

³Bank-Operating-System [BLO88]

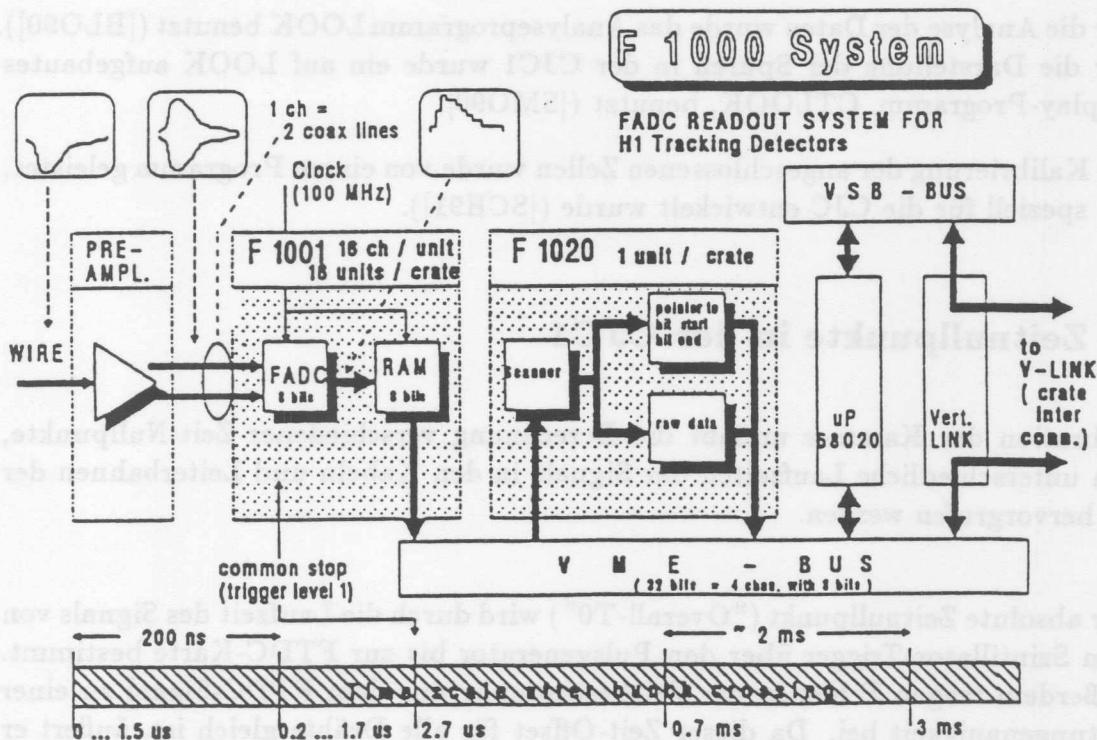


Abbildung 4.10: Schema der Auslese-Elektronik. [BUE89]

Puls anstelle des Szintillator-Triggers für die Steuerung der Auslese benutzt. Gleichzeitig konnte so ohne Einschalten der Hochspannungsversorgung geprüft werden, ob Signaladapterkarten und Vorverstärker richtig gesteckt waren und ob es Defekte in den Vielfach-Koaxialkabeln gab.

Für die Auswertung mit Spurdaten wurden 40 000 Ereignisse von Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung aufgezeichnet. Ungefähr die Hälfte der Ereignisse wurde ohne Bleiabschirmung über dem unteren Szintillator aufgezeichnet. Die Aufzeichnungsrate betrug hier im Mittel 25 Ereignisse pro Minute. Da sich unter diesen Ereignissen relativ viele Schauer befanden, wurde der untere Szintillator mit einer 15 cm starken Schicht aus Bleiziegeln abgeschirmt (27 Strahlungslängen). Diese Schicht können nur noch Myonen mit $p > 0.35 \text{ GeV}/c$ durchdringen. Elektronenschauer werden fast vollständig absorbiert. Für die weiteren aufgezeichneten Ereignisse betrug die Aufzeichnungsrate im Mittel 18 Ereignisse pro Minute. Vergleichbare Angaben finden sich bei [MUE83].

4.6 Auswertung der Daten

Für die Auswertung der Daten wurden folgende Programmpakete benutzt:

- Für die Spurerkennung und Trefferzuordnung zu einer Spur wurde das JADE-Online Spurrekonstruktionsprogramm benutzt ([STE90]), das an die Verhältnisse in der CJC angepaßt wurde [SEF87].

- Für die Analyse der Daten wurde das Analyseprogramm LOOK benutzt ([BLO90]). Für die Darstellung der Spuren in der CJC1 wurde ein auf LOOK aufgebautes Display-Programm, CTLOOK, benutzt ([SMO90]).
- Die Kalibrierung der angeschlossenen Zellen wurde von einem Programm geleistet, das speziell für die CJC entwickelt wurde ([SCH91]).

4.6.1 Zeitnullpunkte in der CJC1

Die Kalibration der Kammer umfaßt die Berechnung verschiedener Zeit-Nullpunkte, die durch unterschiedliche Laufzeiten der Signale in den Kabeln und Leiterbahnen der Platinen hervorgerufen werden.

- Der absolute Zeitnullpunkt ("Overall-T0") wird durch die Laufzeit des Signals von dem Szintillator-Trigger über den Pulsgenerator bis zur FTDC-Karte bestimmt. Außerdem tragen Fehler in der Zeitbestimmung aus dem FTDC-Signal zu einer Zeitungenauigkeit bei. Da dieser Zeit-Offset für alle Drähte gleich ist, äußert er sich durch zwei Effekte:
 1. Bei Spuren, die die Signaldrahtebene kreuzen, passen die Spursegmente an der Drahtebene nicht zusammen.
 2. Es treten Driftabstände auf, die größer als die Zellen sind, so daß die Treffer in benachbarten Zellen erscheinen.

Beide Effekte sind in Abb. 4.11 zu sehen. Im Rahmen dieser Arbeit genügte es, den absoluten Zeit-Nullpunkt durch Betrachten der Spuren abzuschätzen und so einzustellen, daß die Spursegmente an der Drahtebene zusammenpaßten. Die Entwicklung von geeigneten Verfahren, den absoluten Zeit-Nullpunkt aus Spurdaten zu bestimmen, war Thema einer anderen Diplomarbeit [RAU91].

- Durch verschiedene Laufzeiten der Driftkammerpulse in den Vielfach-Koaxialkabeln und der Ausleseelektronik wird ein weiterer Zeit-Nullpunkt erzeugt, das Einzeldraht-T0 ("Single-Wire-T0"). Eine vorläufige Bestimmung der Kalibrationskonstanten für jeden einzelnen Draht erfolgt mit Testpuls-Datensätzen.

Der schematische Testpulsverlauf ist in Abb. 4.12 zu sehen. Ein Signal auf dem Draht wird mit dem Zeit-Offset von

$$T_0 = \frac{1}{2}(D_+ + D_- + \Delta T)$$

gemessen. Aus den von der QT-Analyse ermittelten mittleren Zeiten der Testpulse von der -Z-Seite, T_{p-} , und der +Z-Seite, T_{p+} , läßt sich das Einzeldraht-T0 zu

$$T_0 = \frac{1}{4}(T_{p+} + T_{p-} + \Delta T)$$

ermitteln, dabei ist ΔT die Laufzeit des Pulses auf dem Signaldraht (siehe [SCH90]).

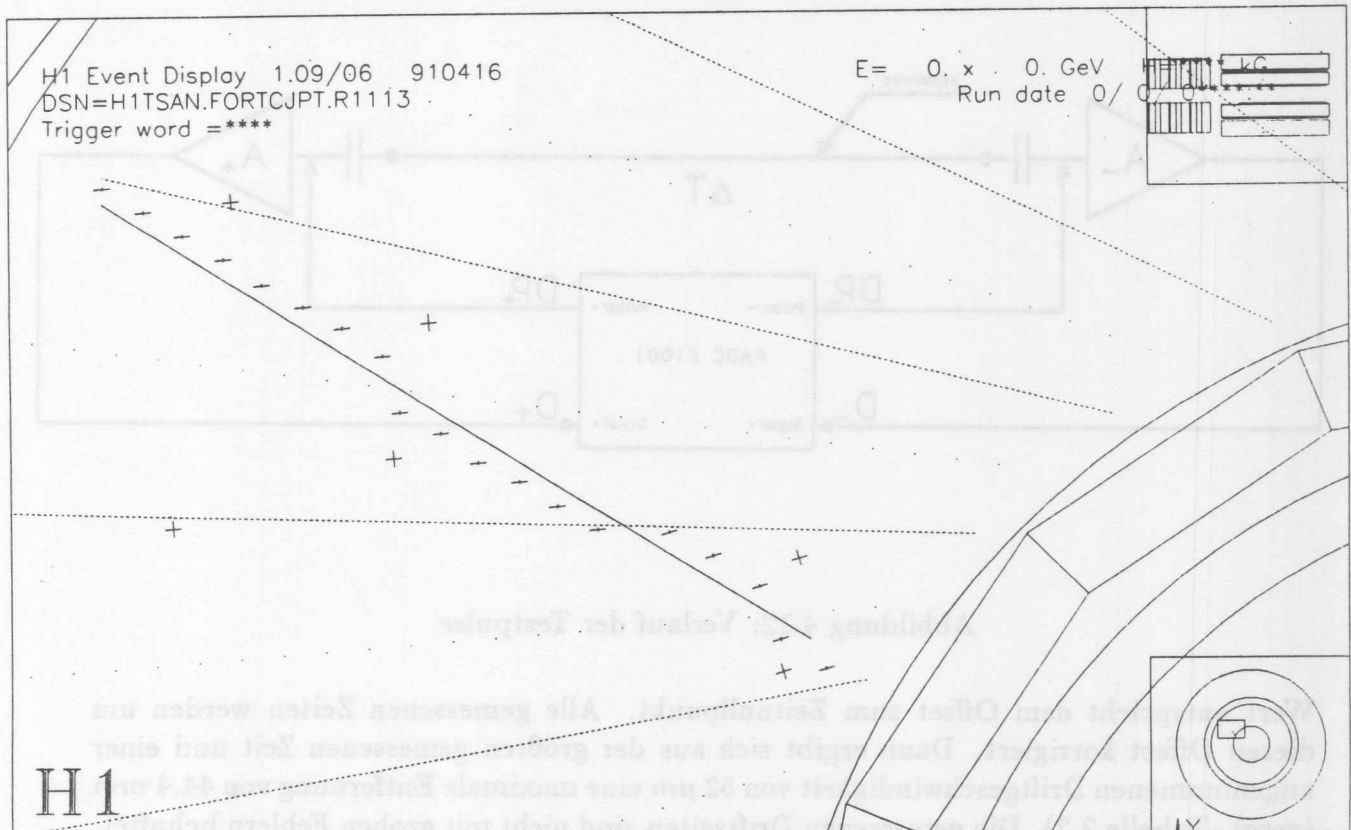


Abbildung 4.11: Spur mit nicht richtig eingestellten absoluten T0.

- Durch die Kalibration mit Testpulsen und der Tatsache, daß pro FADC-Karte 2 Testpulsgeneratoren getrennt die geraden und ungeraden Drahtnummern gepulst haben, entsteht ein Zeit-Nullpunkt zwischen den Gruppen von 4 geraden und 4 ungeraden Drähten in der Größenordnung von einigen Nanosekunden (siehe Abb. 4.13). Dieser Zeit-Nullpunkt wird als Gruppen-T0 bezeichnet. Die Berechnung des Gruppen-T0 geschieht mit Spurdaten. Die entwickelten Verfahren werden in [SCH91] beschrieben.

4.6.2 Kontrolle der Daten

Bevor die Daten für die Bestimmung des Ortsauflösungsvermögen ausgewertet werden können, muß eine Kontrolle erfolgen, ob die Daten fehlerfrei aufgezeichnet wurden. Dazu gehören die fehlerfreie Arbeit der Vorverstärker, der FADC und der auf die Daten angewandte QT-Analyse. Um diese Kontrollen vorzunehmen, wurden einige Größen histogrammiert:

Die von der QT-Analyse bestimmten Driftzeiten, das sogenannte Driftzeitspektrum. Die berechneten Driftzeiten geben ein grobes Maß für die Zeitverschiebung durch die Szintillatortrigger an. In Abb. 4.14 sind die unkorrigierten Driftzeiten der betrachteten Runs dargestellt. Eine grobe Abschätzung liefert die Methode, durch den 50% Punkt des Anstieges eine Gerade zu legen. Dazu wird das Maximum der Verteilung und das erste Bin, das 10% dieses Maximums übersteigt, gesucht. Zwischem diesem und dem ersten Bin, das 50% übersteigt, wird eine Gerade gezogen. Von dem Schnittpunkt dieser Geraden mit der 50% Marke wird das Lot auf die Zeitachse gefällt. Der hier gefundene

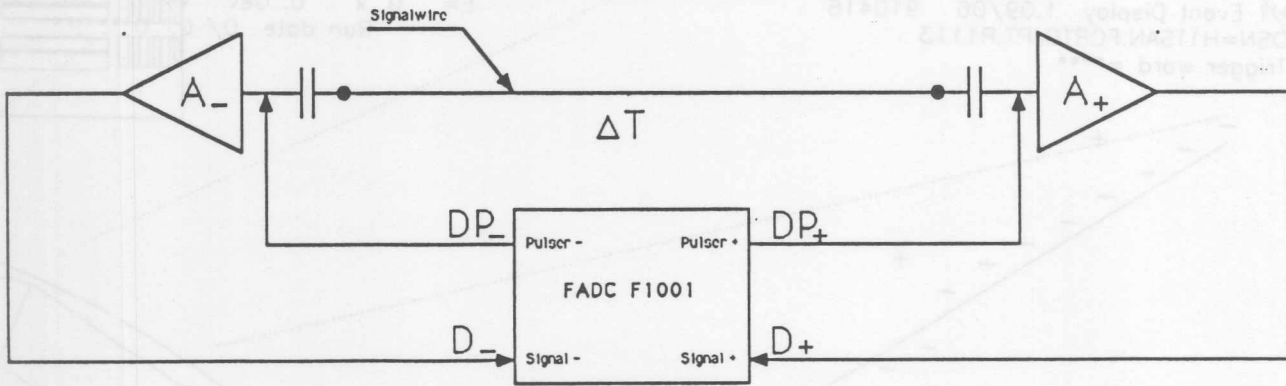


Abbildung 4.12: Verlauf der Testpulse

Wert entspricht dem Offset zum Zeitnullpunkt. Alle gemessenen Zeiten werden um diesen Offset korrigiert. Dann ergibt sich aus der größten gemessenen Zeit und einer angenommenen Driftgeschwindigkeit von $52 \mu\text{m}$ eine maximale Entfernung von 44.4 mm (vergl. Tabelle 2.2). Die gemessenen Driftzeiten sind nicht mit groben Fehlern behaftet.

In Abbildung 4.15 sind die auf allen Drähten erkannten Hits dargestellt ("Wire-Map"). Für die Drähte der fünf Zellen, von 0 bis 119 durchnummeriert, wurde jeweils für einen gefundenen Hit ein Eintrag in das Histogramm für den entsprechenden Draht gemacht. An den äußeren $25 \mu\text{m}$ dicken Signaldrähten der Zelle wurden aufgrund der geringeren Gasverstärkung und der geometrisch ungünstigen Lage weniger Hits erkannt. Dadurch sind in dem Histogramm die Zellgrenzen sehr gut zu erkennen. Die Struktur des Histogramms für die drei mittleren Zellen, bei denen die Hits mit zunehmender Drahtnummer ansteigen, läßt sich durch die trichterförmige Geometrie der Zellen erklären. Die Abweichungen in der ersten Zelle ist durch die Lage des Szintillatortriggers bedingt, der Spuren an hohen Drahtnummern kaum zuließ. Auch die letzte Zelle wurde durch den Trigger nicht voll erfaßt.

In Abbildung 4.16 sind die von der QT-Analyse berechneten Ladungen für die +Z und -Z-Seite pro Draht histogrammiert. Die geringeren Gasverstärkungen an den $25 \mu\text{m}$ dicken Drähten setzen wiederum die deponierten Ladungen herab. Auf der +Z-Seite sieht man in Zelle 2 auf dem 5. Kanal eine rund 30% geringere Ladung als auf den Nachbardrähten. Dieser Einschnitt ist auf einen defekten Kanal des Vorverstärkers zurückzuführen. Interessant ist auch der Vergleich der Ladungen der 1. Zelle mit den in Abbildung 4.15 gezeigten Hits. Die Ladungen nehmen mit steigender Drahtnummer zu, während die registrierten Hits abnehmen. Der Spurwinkel war in dieser Zelle so groß, daß die wenigen vom Szintillator erlaubten Spuren einen langen Weg des Teilchens im jeweiligen Driftbereich des Drahtes zur Folge hatten. Damit war auch die Zahl der freigesetzten Elektronen größer.

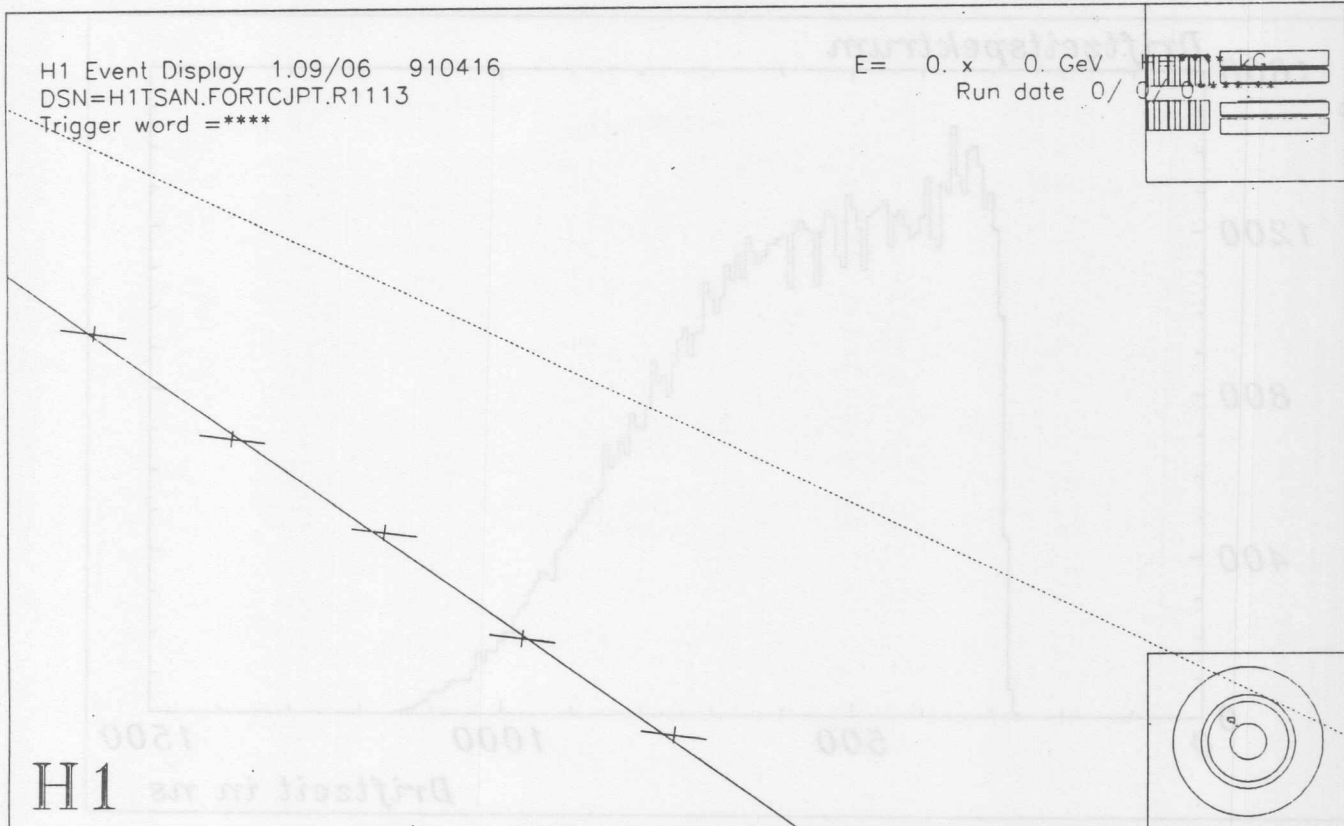


Abbildung 4.13: Treffer mit angepaßter Spur. Deutlich sind die Anordnung der Treffer an geraden und ungeraden Drähten zu sehen.

4.6.3 Die Ortsauflösung nach der Drei-Draht-Methode

Bei der Bestimmung der Ortsauflösung aus der Drei-Draht-Methode, werden aus der mit der Spurerkennung gefundenen Spur drei aufeinander folgende Treffer ausgewählt. Zur Berechnung dienen die aus der gemessenen Driftzeit t_d und der angenommenen Driftgeschwindigkeit v_D berechneten Spurpositionen x_1, x_2 und x_3 . Zwischen den beiden äußeren Spurpositionen x_1 und x_3 wird eine Gerade gelegt. Da zwischen allen Signaldrähten der gleiche Abstand besteht, berechnet sich die Sollposition des mittleren Treffers aus dem Mittelwert der beiden äußeren Treffer. Die Abweichung des gemessenen mittleren Treffers von der berechneten Sollposition wird das Residuum R genannt.

$$R = \frac{x_1 + x_3}{2} - x_2 \quad (4.6)$$

Aus diesen Residuen läßt sich die Ortsauflösung gewinnen, indem alle Residuen von mehreren Spuren in einem Histogramm aufgetragen werden. Die entstehende Verteilung ist Gauß-förmig, mit der Breite σ_{gauss} .

$$\Delta R = \sigma_{gauss} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{x_1}}{2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{x_3}}{2}\right)^2 + \sigma_{x_2}^2} \quad (4.7)$$

Unter der Voraussetzung, daß für alle Drähte die Ortsauflösung gleich ist, gilt mit

$$\sigma_X = \sigma_{x_1} = \sigma_{x_2} = \sigma_{x_3}$$

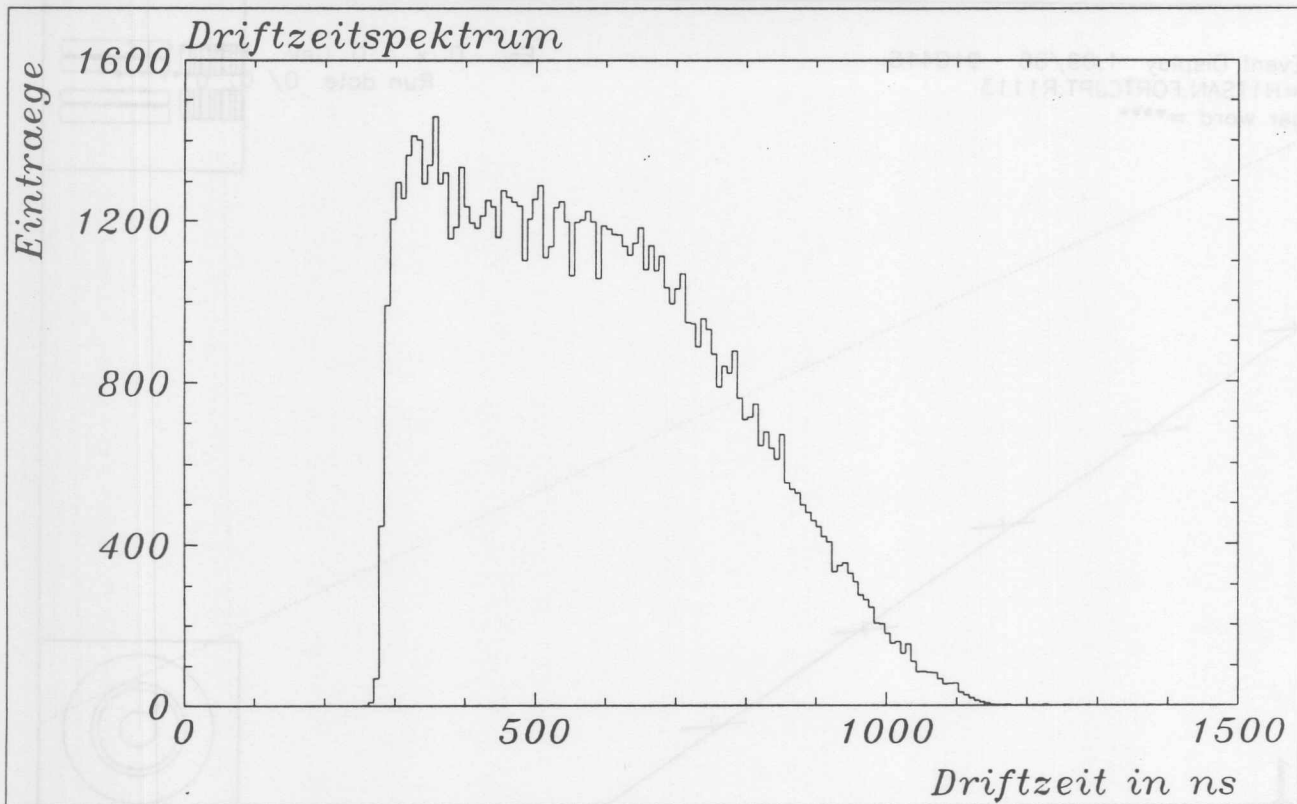


Abbildung 4.14: Verteilung der Driftzeiten.

für die Breite der Verteilung:

$$\sigma_{gauss} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_X}{2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_X}{2}\right)^2 + \sigma_X^2} = \sqrt{\frac{3}{2}}\sigma_X \quad (4.8)$$

Die Ortsauflösung σ_X berechnet sich zu

$$\sigma_X = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \sigma_{gauss} \quad (4.9)$$

Aus dem Histogramm wird die Breite der Verteilung durch Anpassen einer Gaußverteilung gewonnen. Werden alle Spuren aus dem gesamten Driftraum einer Zelle benutzt, erhält man die mittlere Ortsauflösung.

In diesem Fall wurde nicht berücksichtigt, daß die Signaldrähte in der CJC1 nicht in einer Ebene angeordnet sind, sondern alternierend um $150 \mu\text{m}$ versetzt sind ("Staggering"). Das Residuum ist dadurch um die additive Konstante von $300 \mu\text{m}$ vergrößert. Werden Spuren auf beiden Seiten der Drahtebene berücksichtigt, ergeben sich 2 Verteilungen, deren Mittelwerte um das 4-fache des Stagging, $600 \mu\text{m}$, gegeneinander verschoben sind. Die Breite der Verteilung bleibt davon aber unberührt. Da bekannt ist, in welche Richtung die Drähte versetzt sind, kann je nach Drahtnummer die Konstante von $300 \mu\text{m}$ addiert oder subtrahiert werden.

Um die Abhängigkeit der Ortsauflösung von dem zurückgelegten Driftweg zu untersuchen, wurde der gesamte Driftraum einer Zelle in Abschnitte von 5 mm eingeteilt. Für

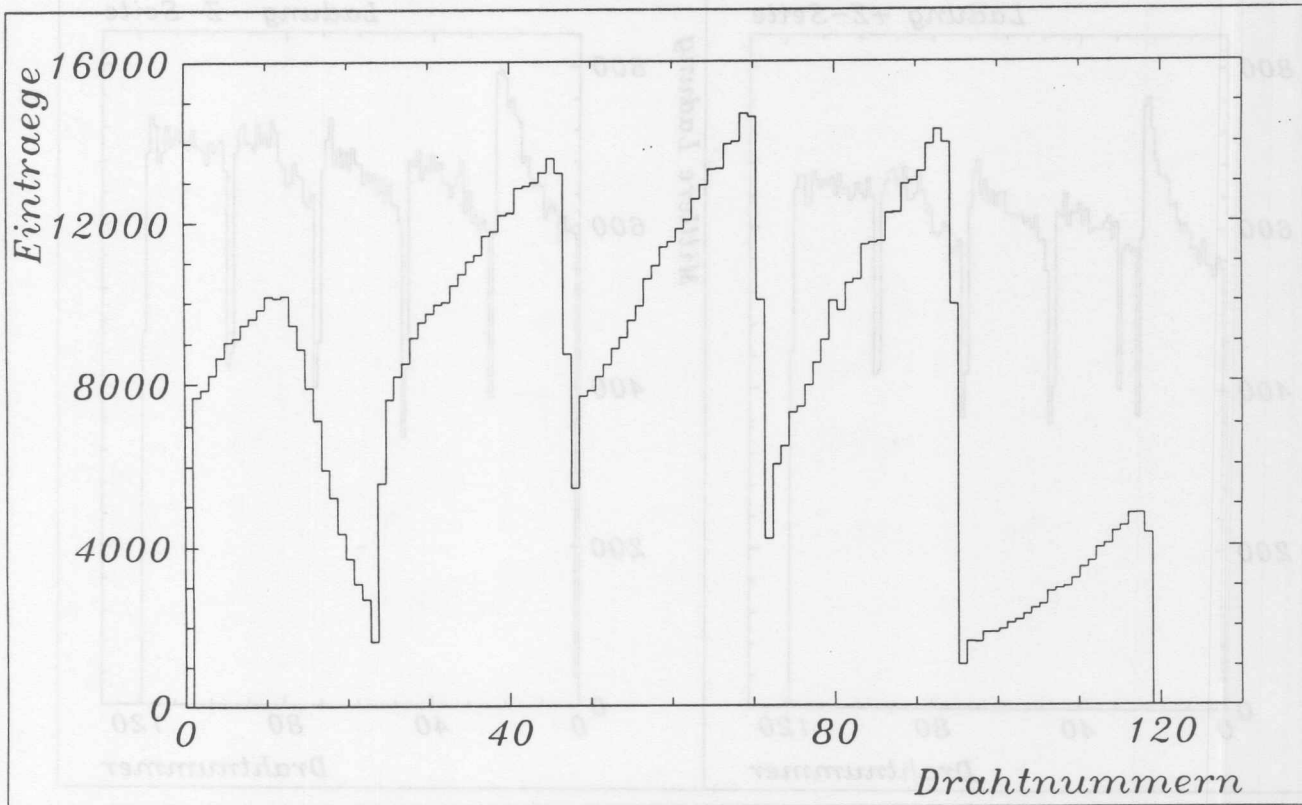


Abbildung 4.15: Verteilung der erkannten Hits.

jeden dieser Abschnitte wurde ein eigenes Histogramm angelegt.

4.6.4 Ortsauflösung nach der Fitmethode

Aus der Überlegung heraus, daß bei der Bestimmung der Ortsauflösung mit der Drei-Draht-Methode nicht die gesamte Spurinformaton benutzt wird, sondern lediglich die Information der benachbarten Drähte, und daß mit der CJC1 Spuren rekonstruiert werden sollen, ist die Berechnung des Spurauflösungsvermögens interessant.

Bei der Bestimmung des Spurauflösungsvermögens wird an alle gemessenen Datenpunkte einer Spur mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate eine Sollspur angepaßt. Die Abweichung der einzelnen Meßpunkte von dieser Sollspur erlaubt eine Aussage über das Spurauflösungsvermögen der Kammer.

Bezeichnet x_{hit} die berechnete Treffer-Position und x_{fit} die Sollposition auf der angepaßten Sollspur, so erhält man mit

$$R = x_{hit} - x_{fit} \quad (4.10)$$

das Residuum. Die Fehler bei der Bestimmung der Sollspur tragen hier wesentlich zu der Bestimmung des Residuums bei. Dieser Fehler ist von der Anzahl der Freiheitsgrade des verwendeten Fits und der Anzahl der berücksichtigten Spurpunkte abhängig. Der Fehler ist umso größer, je mehr Freiheitsgrade der benutzte Fit besitzt und umso kleiner,

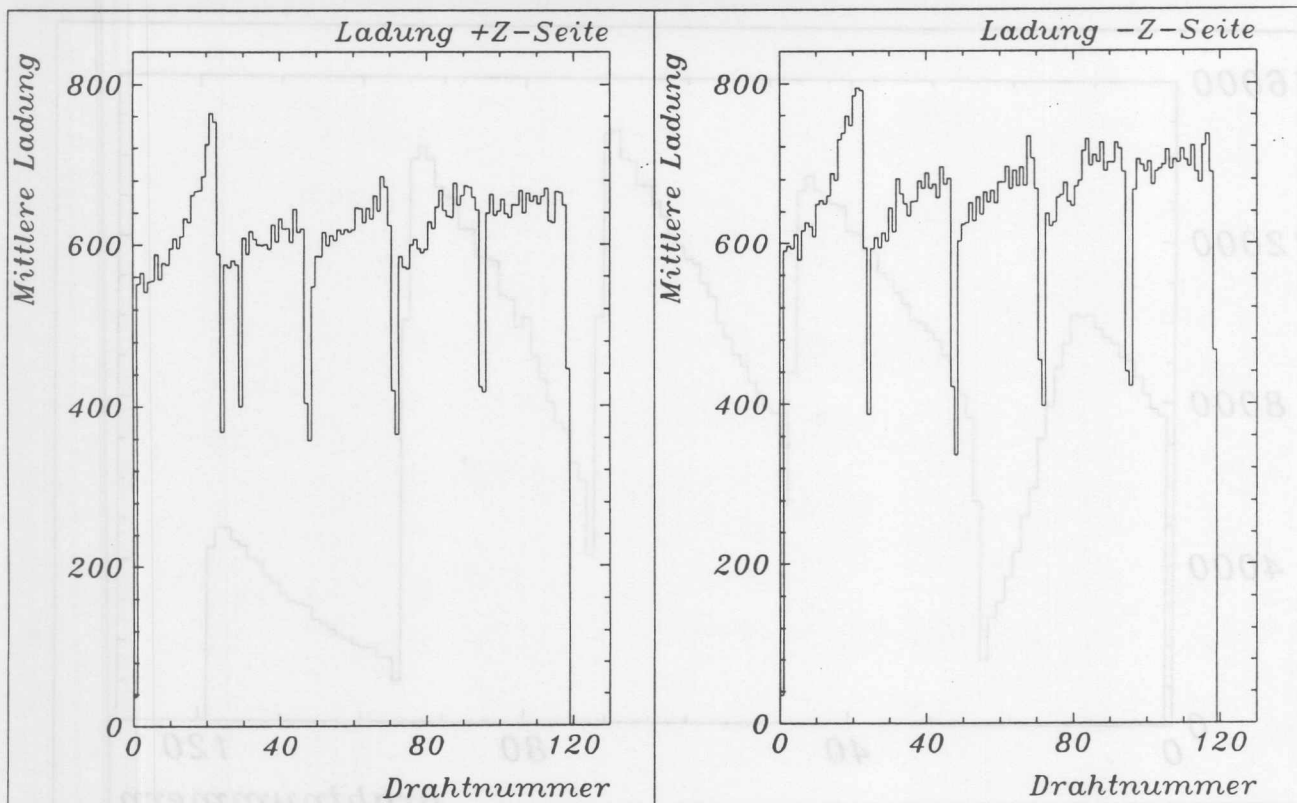


Abbildung 4.16: Ladung pro Draht auf der +Z und -Z-Seite.

je mehr Treffer in die Bestimmung der Sollspur einfließen. Bezeichnen n die Anzahl der Treffer und n_f die Anzahl der Freiheitsgrade des Fits, so läßt sich der Fehler korrigieren, indem das berechnete Residuum mit dem Faktor k multipliziert wird.

$$k = \sqrt{\frac{n}{n - n_f}} \quad (4.11)$$

Damit werden die berechneten Residuen multipliziert. Der verwendete Parabelfit besitzt $n_f = 3$ Freiheitsgrade und es wurden nur Spuren zugelassen, die $n \geq 15$ Meßpunkte besaßen, so daß in erster Näherung $k = 1.19$ gesetzt wurde. Werden diese Residuen aller Drähte in ein Histogramm eingetragen, erhält man eine Gauß-förmige Verteilung. Die Breite dieser Verteilung ist ein Maß für das Spuraufklärungsvermögen der Kammer. Sie wurde wieder durch Anpassen einer Gaußkurve an die Verteilung ermittelt. Auch hier wurden die ermittelten Driftabstände auf das Staggering korrigiert.

4.6.5 Ergebnisse

Die mittlere Ortsauflösung mit der Drei-Draht-Methode

Nachdem die angeschlossenen Zellen kalibriert waren, wurden die berechneten Residuen aus der Zelle Nr. 10 histogrammiert (siehe Abb. 4.18). Die erreichte Ortsauflösung beträgt hier $173 \mu\text{m}$. In dieser Zelle wurde die beste Ortsauflösung erzielt, da hier von allen auswertbaren Zellen der Spürwinkel am kleinsten war. Die beste Ortsinformation

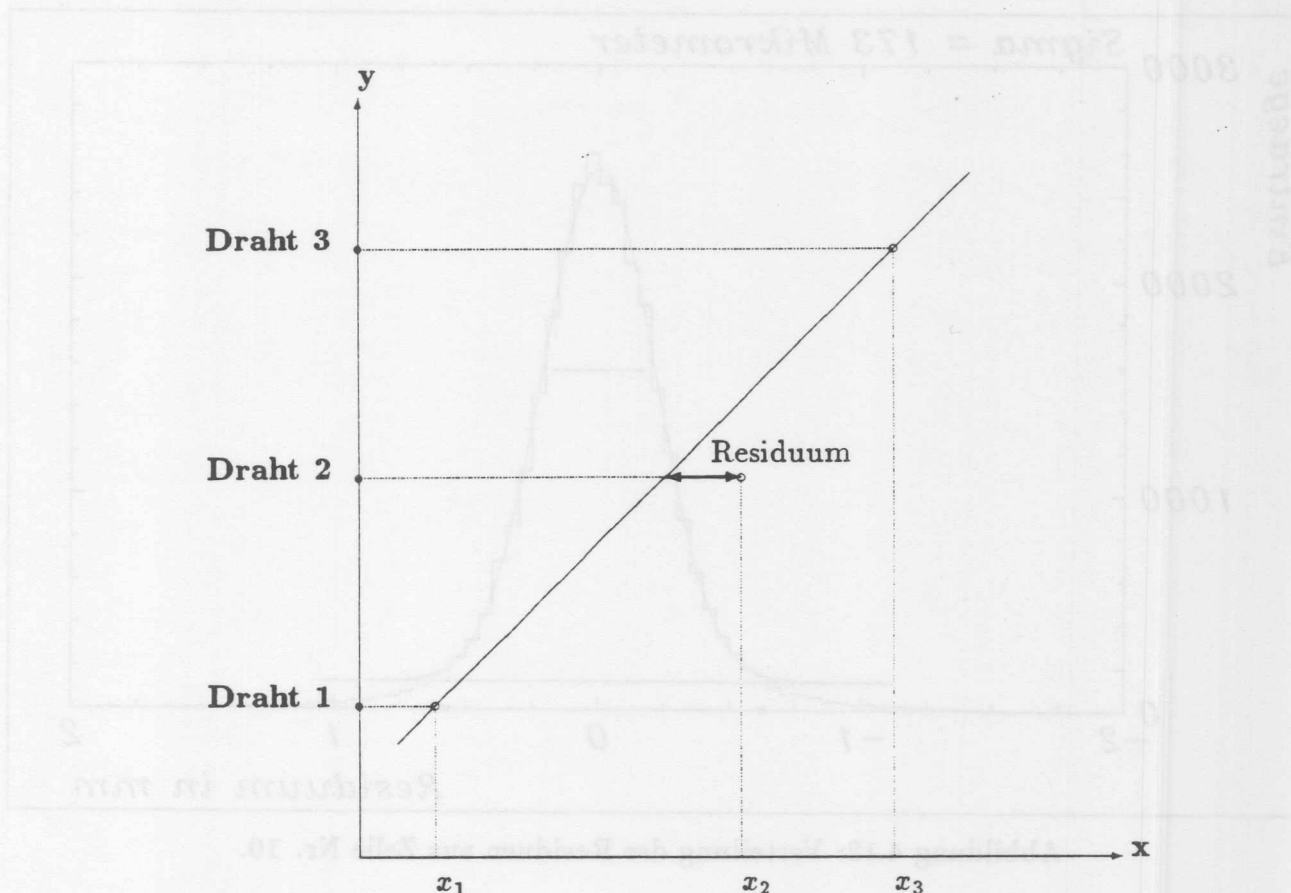


Abbildung 4.17: Prinzip der Drei-Draht-Methode.

erhält man, wenn die Driftrichtung der Elektronen senkrecht zur Spur verläuft. Das ist bei Daten ohne Magnetfeld bei einem Spurwinkel von 0° der Fall. Die ungefähren Spurwinkel wurden aus der Lage der ausgelesenen Zellen abgeschätzt. Wenn man voraussetzt, daß die Rate der Myonen bei einem Zenitwinkel von 0° am größten ist, betrug der Spurwinkel in dieser Zelle ungefähr 10° bis 20° . Die Zelle Nr. 11, in der der Spurwinkel ungefähr 0° betrug, wurde von dem Szintillator-Trigger nicht vollständig abgedeckt. Zum Vergleich ist in Abb. 4.19 die Verteilung der Residuen aus der Zelle Nr. 9 gezeigt. Hier wurde eine Ortsauflösung von $193 \mu\text{m}$ erreicht. Der Spurwinkel lag hier ungefähr bei 25° bis 30° .

Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Driftweg

In Abb. 4.20 ist die in Zelle Nr. 10 erreichte Ortsauflösung in Abhängigkeit von dem Driftweg zu sehen. Den besten Wert erreicht die Ortsauflösung bei einem Driftabstand von 10 mm . Zu kleineren Driftabständen verschlechtert sich die Ortsauflösung. Das beruht zum einen auf dem Einfluß der Primärionenstatistik in der Nähe des Signaldrahtes und zum anderen auf in diesem Bereich ansteigende Feldinhomogenitäten.

Zu größeren Driftabständen hin verschlechtert sich die Ortsauflösung ebenfalls. Dies beruht bei diesen Driftabständen auf einer Diffusion der Elektronen longitudinal zur

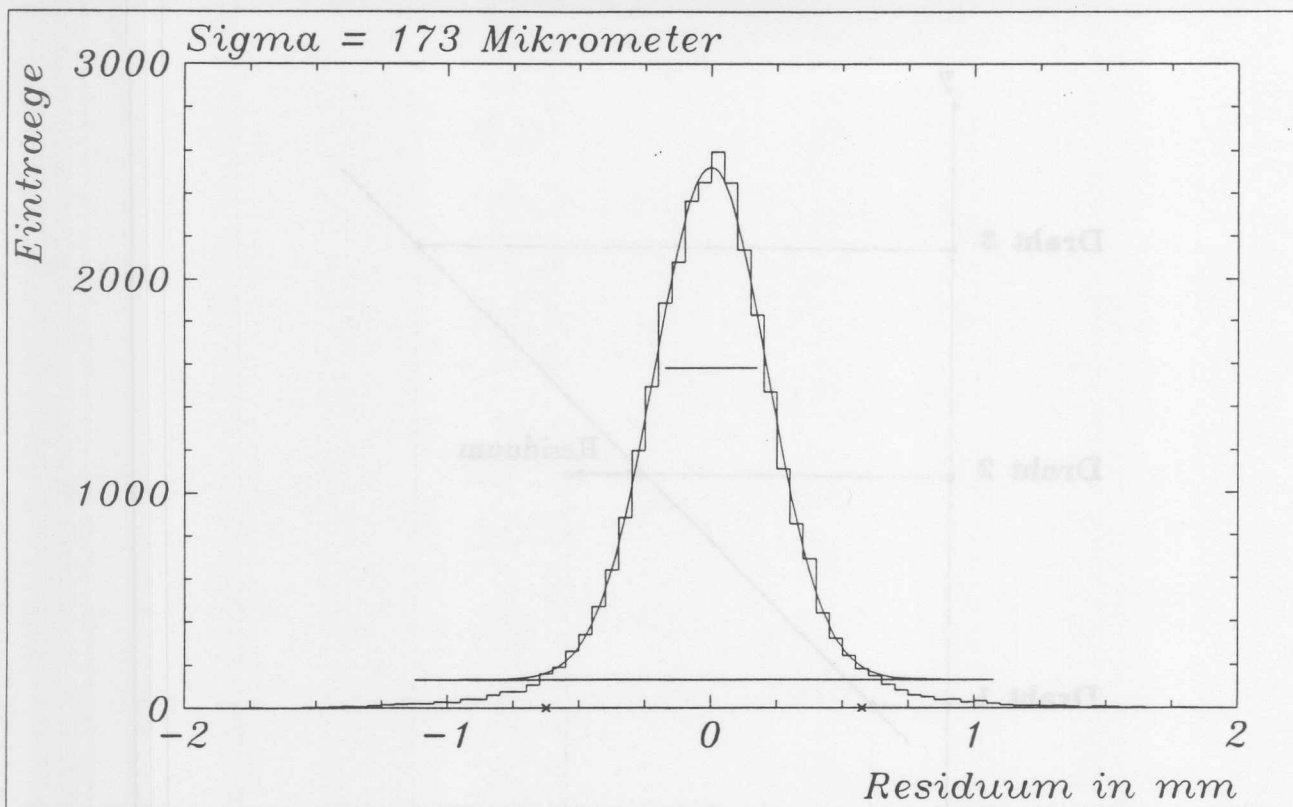


Abbildung 4.18: Verteilung der Residuen aus Zelle Nr. 10.

Driftrichtung.

Die eingetragenden Fehlerbalken sind die statistischen Fehler des angewendeten Fits.

Das Spurauflösungsvermögen

In Abb. 4.21 sind die Residuen aus der Fitmethode von Spuren in Zelle Nr. 10 histogrammiert. Das Spurauflösungsvermögen beträgt hier $222 \mu\text{m}$. Dies ist der Mittelwert über alle Drähte der Zelle. Die Breite der Verteilung wurde durch Anpassen einer Gaußverteilung bestimmt. Die Kreuze auf der x-Achse geben die Grenzen des Gaußfites an, die in etwa 3σ betragen. Zum Vergleich mit der Ortsauflösung mit der Drei-Draht-Methode ist das Spurauflösungsvermögen der Zelle Nr. 10 in Abhängigkeit vom Driftweg aufgetragen worden (Abb. 4.22). Das beste Spurauflösungsvermögen wird in einem Abstand von 20 mm erreicht und beträgt $195 \mu\text{m}$.

4.6.6 Diskussion der Ergebnisse

Im Rahmen der Vorbereitung des Baus der zentralen Jetkammern des H1-Experimentes wurden an mehreren Testkammern Messungen zur Bestimmung der Ortsauflösung durchgeführt. Messungen am Full-Size-Prototypen (FSP) wurden unter ähnlichen Bedingungen mit dem gleichen Gas $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4$ durchgeführt wie mit der CJC1 [SCH90a]. Der

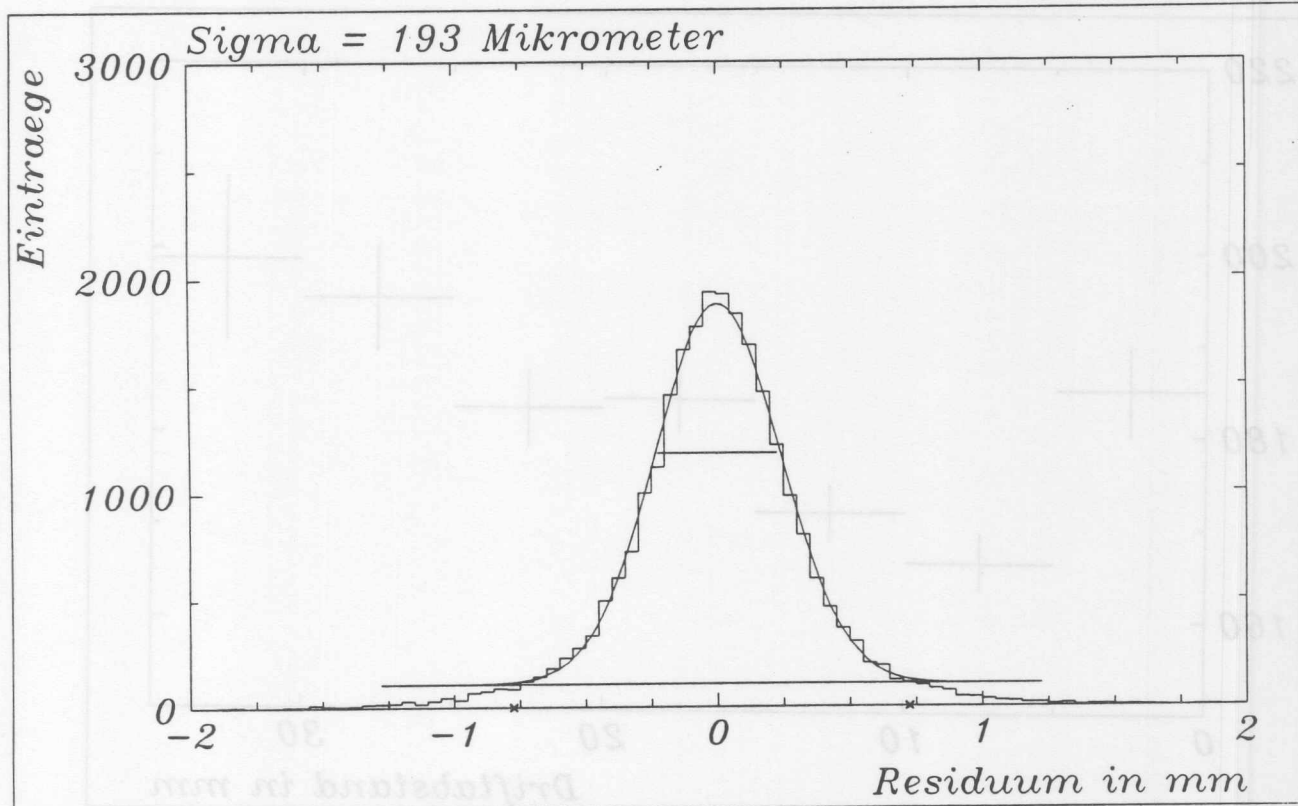


Abbildung 4.19: Verteilung der Residuen aus Zelle Nr. 9.

beste Wert der Ortsauflösung von $160 \mu\text{m}$ wurde bei einem Driftabstand von 10 mm und einem festen Spurwinkel von 18° in der Zelle 2 des FSP erreicht. Dies entspricht unter Berücksichtigung der Tatsache, daß in der CJC1 der Spurwinkel schätzungsweise zwischen 10° und 20° lag, dem besten Ergebnis von $165 \mu\text{m}$ bei ebenfalls 10 mm Driftabstand. Messungen an der Testkammer 3 ergaben im Mittel eine Auflösung von $170 \mu\text{m}$ [JOH90]. Auch dieser Wert läßt sich mit der mittleren Ortsauflösung der Zelle 2 von $175 \mu\text{m}$ vergleichen.

Der Vergleich von Spurauflösung und intrinsischer Auflösung liefert ein um $50 \mu\text{m}$ schlechteren Wert für die Spurauflösung. Dies deckt sich mit Ergebnissen, die im Rahmen von Kalibrationsstudien an der CJC durchgeführt wurden [SCH91a]. Die Kalibration umfaßte noch nicht die Korrektur des Drahtdurchhanges und des elektrostatischen Staggerings (Vergrößerung des Staggerings aufgrund elektrostatischer Anziehung der Drähte). Bei der Berechnung der intrinsischen Auflösung wurde für das Staggering ein Wert von $175 \mu\text{m}$ angenommen.

Mit den gemessenen Auflösungen wurden die Anforderungen an die CJC1 noch nicht erfüllt, die eine Ortsauflösung von $100\text{--}150 \mu\text{m}$ verlangen. Dies ist in Bezug auf die intrinsische Auflösung vor allem auf die Wahl des Gases $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4$ zurückzuführen. Messungen an dem FSP mit $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ im Verhältnis $50:50$, das nach der Testphase in die CJC gefüllt werden soll, haben eine Auflösung von $130 \mu\text{m}$ ergeben [SCH90b]. Außerdem werden sich die Ergebnisse bei einem Betrieb im Magnetfeld verbessern, da dann die Elektronen nahezu senkrecht zur Spur driften.

Die im Vergleich zur intrinsischen Auflösung schlechte Spurauflösung der Kammer kann

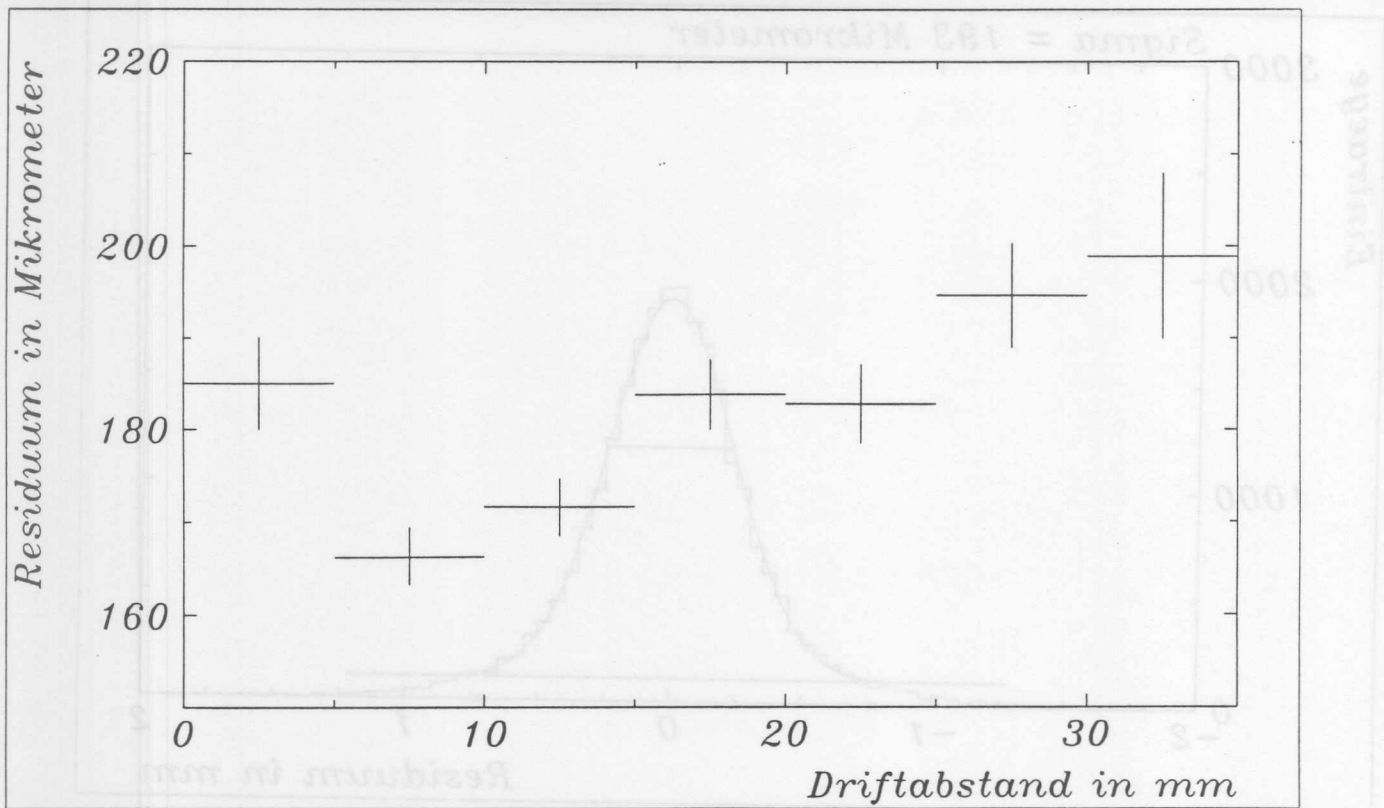


Abbildung 4.20: Die Ortsauflösung in Abhängigkeit von dem Driftweg.

zum Teil auf das Fehlen eines FTDC zurückgeführt werden. Der Puls, der für die Bestimmung des Zeitnullpunktes auf eine hohe Drahtnummer eingespeist wurde, hatte eine etwas zu flache Anstiegsflanke, so daß die QT-Analyse des Pulses ungenaue Zeiten lieferte. Darüberhinaus war der Pulsgenerator zeitweilig instabil, so daß einige Datensätze nicht in die Auswertung aufgenommen werden konnten. Dies zeigt sich auch in den eingezeichneten Fehlerbalken.

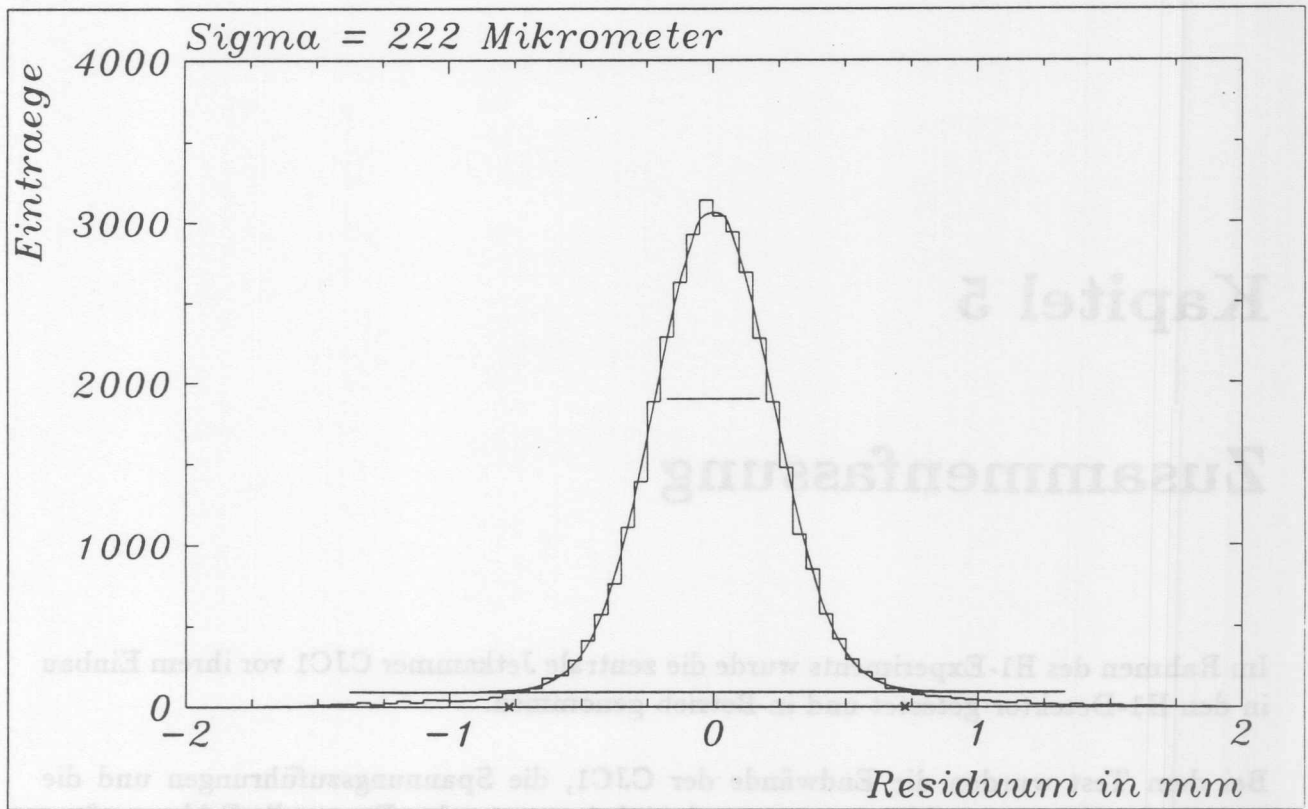


Abbildung 4.21: Das Spuraufloesungsvermoegen.

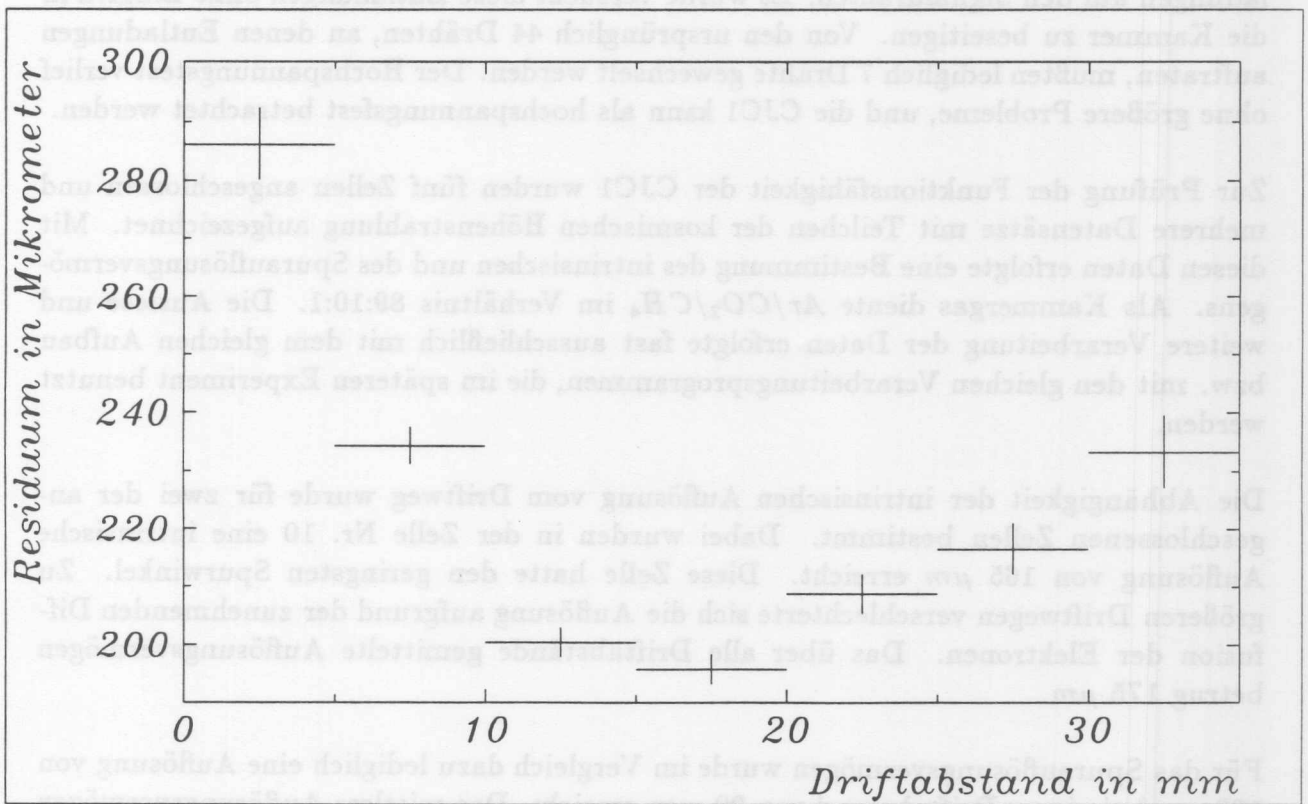


Abbildung 4.22: Das Spuraufloesungsvermoegen in Abhaengigkeit vom Driftweg.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Im Rahmen des H1-Experiments wurde die zentrale Jetkammer CJC1 vor ihrem Einbau in den H1-Detektor getestet und in Betrieb genommen.

Bei dem Test wurden die Endwände der CJC1, die Spannungszuführungen und die Drähte der Kammer auf Hochspannungsfestigkeit untersucht. Eventuelle Fehler mußten vor dem Einbau in den H1-Detektor gefunden und beseitigt werden, da die Kammer anschließend nicht mehr zugänglich ist. Besondere Beachtung fanden bei dem Test Entladungen auf den Signaldrähten. Es wurde versucht diese Entladungen ohne Eingriff in die Kammer zu beseitigen. Von den ursprünglich 44 Drähten, an denen Entladungen auftraten, mußten lediglich 7 Drähte gewechselt werden. Der Hochspannungstest verlief ohne größere Probleme, und die CJC1 kann als hochspannungsfest betrachtet werden.

Zur Prüfung der Funktionsfähigkeit der CJC1 wurden fünf Zellen angeschlossen und mehrere Datensätze mit Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung aufgezeichnet. Mit diesen Daten erfolgte eine Bestimmung des intrinsischen und des Spurauflösungsvermögens. Als Kammergas diente $Ar/CO_2/CH_4$ im Verhältnis 89:10:1. Die Auslese und weitere Verarbeitung der Daten erfolgte fast ausschließlich mit dem gleichen Aufbau bzw. mit den gleichen Verarbeitungsprogrammen, die im späteren Experiment benutzt werden.

Die Abhängigkeit der intrinsischen Auflösung vom Driftweg wurde für zwei der angeschlossenen Zellen bestimmt. Dabei wurden in der Zelle Nr. 10 eine intrinsische Auflösung von $165 \mu m$ erreicht. Diese Zelle hatte den geringsten Spürwinkel. Zu größeren Driftwegen verschlechterte sich die Auflösung aufgrund der zunehmenden Diffusion der Elektronen. Das über alle Driftabstände gemittelte Auflösungsvermögen betrug $175 \mu m$.

Für das Spurauflösungsvermögen wurde im Vergleich dazu lediglich eine Auflösung von $190 \mu m$ bei einem Driftabstand von $20 mm$ erreicht. Das mittlere Auflösungsvermögen liegt in dieser Zelle bei $220 \mu m$. Der Unterschied von $50 \mu m$ des intrinsischen und Spurauflösungsvermögens ist zum Teil auf die Benutzung eines zeitinstabilen Pulsgenerators bei der Festlegung des Zeitnullpunktes zurückzuführen.

Literaturverzeichnis

- [ALL75] **O. C. Allkofer**
Introduction to Cosmic Radiation
Verlag Karl Thiemig in München, 1975
- [BLO88] **V. Blobel**
*The BOS System Dynamic Memory Management, Second Updated Printing
FORTRAN 77 Version*
DESY Internal Report R1-88-01, 1988
- [BLO90] **V. Blobel**
LOOK - A System for Data Analysis
DESY Interne Dokumentation, 1990
- [BRE90] **H. Bretschneider**
*Untersuchung zur Strahlenfestigkeit eines Prototypen für die zentrale Drift-
kammer des H1-Experiments*
Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1990
- [BUE89] **J. Bürger, H. Spitzer, P. Steffen et al.**
The Central Jet Chamber of the H1-Experiment
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A279, 1989
- [BUE90] **J. Bürger**
HV System of CJC
DESY H1-Tracking Note Nr.21, 1990
- [DRU80] **H. Drumm et al.**
Experiments with the Jet-Chamber of the JADE Detector at PETRA
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A176, 1980
- [DUE89] **D. Düllmann**
Aufbau und Untersuchung eines Flash-ADC-Systems zur Digitalisierung von

- Analog- und Zeitsignalen und seine Anwendung bei der Analyse hochenergetischer Luftschauer*
Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1989
- [GRU84] **C. Grupen**
Neuigkeiten aus der Physik der kosmischen Strahlung
Universität Siegen Si-84-7, 1984
- [HEI78] **J. Heintze**
Driftchambers and recent Developments
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A156, 1978
- [JOH90] **K. Johannsen**
Messungen zur Ortsauflösung an einem Prototypen für die H1-Jetkammer mit unterschiedlichen Gasmischungen und Vorverstärkern
DESY Interner Bericht FH1T-89-05
Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1989
- [KLA89] **H. Klär**
Triggerbare Signalgeneratoren für einen Pipeline TDC
DESY Interner Bericht FH1T-89-02
Diplomarbeit der Universität Hamburg, 1989
- [KLE87] **K. Kleinknecht**
Detektoren für Teilchenstrahlung
Teubner, 1987
- [LEH82] **Lehrhaus et al.**
 $\frac{dE}{dx}$ -Measurements in Ne, Ar, Kr, Xe and Pure Hydrocarbones
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A200, 1982
- [MUE83] **H. Müller**
Höhenstrahltest der zylindrischen Driftkammer des Detektors PLUTO
Diplomarbeit an der Gesamthochschule Gießen, 1983
- [PRO86] **H1 Collaboration**
Technical Proposal for the H1-Detector
DESY Hamburg, 1986
- [PRO87] **H1 Collaboration**
Technical Progress Report: The Central Jet Chamber of the H1-Detector at

- HERA**
H1-Tracking Note No.9, DESY Hamburg, 1987
- [RAU91] **T. Rautenstrauch**
Driftkammerstudien am Full-Size Prototypen der H1-Driftkammer im Magnetfeld
Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1991
- [REU88] **R. Reumann**
Aufbau und Test eines Szintillatortriggersystems für Driftkammern
DESY Interner Bericht FH14-88-01
Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1988
- [SAU77] **F. Sauli**
Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers
CERN 77-09, 1977
- [SEF87] **F. Sefkow**
Monte-Carlo-Untersuchungen zur Spurerkennung und Impulsauflösung in der H1-Jetkammer
DESY Interner Bericht FH14-87-03
Hamburg, 1987
- [SCH88] **J. Schug, U. Seehausen**
Optimization of the Electrostatic Field in the H1 Central Jet Chamber
DESY H1 Tracking Note Nr.15, 1988
- [SCH90] **M. Schulz, P. Steffen**
Calibration with Testpuls Data
DESY H1 Tracking Note Nr.22, 1990
- [SCH90a] **M. Schernau**
Aufbau und Test des Full-Size-Prototypen für die zentrale Jetkammer des H1-Detektors
DESY Interner Bericht FH1T-90-02
Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1990
- [SCH90b] **M. Schernau**
Bestimmung der Ortsauflösung des Full-Size-Prototypen für die zentrale Jetkammer des H1-Detektors
DESY Interner Bericht FH1T-90-03
Hamburg, 1990

- [SCH91] **M. Schulz**
Persönliche Mitteilung
Hamburg, 1991
- [SCH91a] **M. Schulz**
Kalibrierung der CJC1 mit Spurdaten
Dissertation in Vorbereitung, 1991
- [SMO90] **L. Smolik**
Persönliche Mitteilung
Hamburg, 1990
- [STE90] **P. Steffen**
Online Track-Search for CJC
Unveröffentlichter Bericht, 1990
- [WES88] **G. Westerkamp**
Aufbau und Test eines Prototypen für die zentrale Jetkammer des H1-Detektors
DESY Interner Bericht FH14-88-03
Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1988
- [WOL86] **G. Wolf**
HERA: Physics, Machine and Experiments
DESY preprint 86-089, 1986
- [ZIM89] **W. Zimmermann**
F1021, Beschreibung des F1021 Systems
DESY Interne Dokumentation des F1021 Systems, 1989

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich den vielen Personen danken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben:

- Herrn Prof. Dr. H. Spitzer danke ich für die Aufgabenstellung und die Unterstützung, die ich von ihm erhalten habe.
- Bei den Herren Dr. G. G. Winter, Dr. J. Schug und Dr. L. Smolik bedanke ich mich für die Betreuung der Arbeit, der ständigen Diskussionsbereitschaft und die unentbehrlichen Ratschläge bei der Auswertung der Arbeit.
- Herrn M. W. Schulz danke ich für die Unterstützung bei der Kalibration der Daten.
- Herrn R. Vick danke ich für die Ratschläge bei der Anfertigung dieser Arbeit.
- Außerdem möchte ich mich bei allen nicht namentlich erwähnten Mitgliedern der Gruppe FH1T für die vielen guten Tips und die gute Arbeitsatmosphäre bedanken.