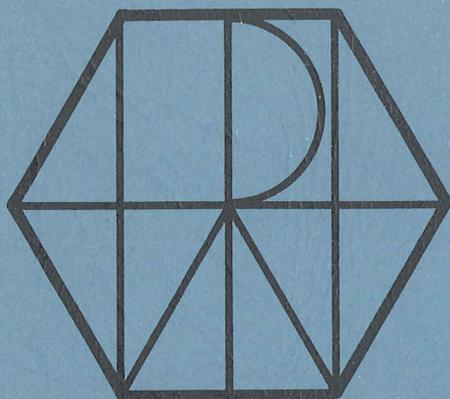


do not remove



PITHA 89 - 14

Mai 1989

Untersuchung der Ortsauflösung in einem Testsegment
der radialen H1-Driftkammer

Winfried Pilgram

III. Physikalisches Institut, Technische Hochschule Aachen,
Aachen, Germany

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
Sommerfeldstr.
51 AACHEN, FR GERMANY

Untersuchung der Ortsauflösung
in einem Testsegment der radialen H1-Driftkammer

von
Winfried Pilgram

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule
Aachen

im Mai 1989

angefertigt im
III. Physikalischen Institut (Prof. Dr. G. Flügge)

Test results concerning spatial resolution of a test segment of the radial drift chamber for the H1-detector

Abstract

The task of this paper is to present the spatial resolution of a prototype of the radial drift chamber, which is a part of the forward track detector (FTD) at the H1-experiment. This experiment will be installed at HERA, the electron-proton-collider at DESY Hamburg (FRG).

The radial drift chamber is designed to measure track position by methods of drifttime and charge division and to identify particles by transition radiation (TR) and dE/dx simultaneously.

The test was carried out at the DESY electron test beam in 1987 and 1988 using a prototype of one segment of the radial drift chamber filled with a gaseous mixture of argon-ethane 50/50 ($E=1.2$ kV/cm). The resolution ranged from 150 to 200 μm in drift direction and it ranged in the direction along the wire from 4.5 to 6.5 cm. A magnetic field of 0.87 Tesla at a Lorentz-angle of $\approx 37^\circ$ did not change these results.

Inhaltsverzeichnis

Seite

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Funktion einer Driftkammer	2
2.2	Mechanismus der Pulsentstehung	2
2.2.1	Primärionisation	2
2.2.2	Drift und Diffusion	4
2.2.3	Gasverstärkung	6
2.2.4	Drift von Elektronen im Magnetfeld	6
2.3	Ladungsteilung	7
2.3.1	Prinzip der Ladungsteilung	8
3	Experimenteller Aufbau	10
3.1	Aufbau des H1-Detektors	10
3.2	Aufbau der radialen Driftkammer	12
3.2.1	Mechanischer Aufbau	12
3.2.2	Elektrischer Aufbau	16
3.2.3	Der Trigger	18
3.2.4	Das verwendete Gassystem	19
3.2.5	Der FADC	21
4	Auswertung der Testdaten	22
4.1	Das Auswerteprogramm	22
4.1.1	Pulssuche	23
4.2	Ortsauflösung in Driftrichtung	25
4.2.1	Zeitmarkenbestimmung	25
4.2.2	Bestimmung der Orts-Driftzeitbeziehung	28
4.2.3	Bestimmung der Ortsauflösung in Driftrichtung	29
4.2.4	Ergebnisse	34
4.3	Messungen im Magnetfeld	38
4.3.1	Ergebnisse	39
4.4	Ortsauflösung in Drahrichtung	41
4.4.1	Berechnung des Pulsintegrals	41
4.4.2	Bestimmung der effektiven Länge	41
4.4.3	Bestimmung der Ortsauflösung in Drahrichtung	42
4.4.4	Ergebnisse	43
5	Zusammenfassung	46

1 Einleitung

Das Ziel der Elementarteilchenphysik ist die Untersuchung der kleinsten Bausteine der Materie und der Kräfte, die zwischen ihnen wirken. Dazu soll auch der von DESY gebaute HERA-Speicherring beitragen.

In HERA werden Elektronen und Protonen in zwei übereinander liegenden Magnetringen gespeichert, beschleunigt und an Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Bei Elektronenenergien von 30 GeV und Protonenenergien von 840 GeV erreicht man Schwerpunktsenergien von 314 GeV [H1P86].

Am Speicherring HERA werden Mitte des Jahres 1990 zwei Experimente beginnen, mit den Namen H1 und ZEUS. Die Detektoren beider Experimente werden jeweils um einen Wechselwirkungspunkt aufgebaut. Mit ihnen sollen die Impulse und Energien, der bei der Kollision von Proton und Elektron entstehenden Teilchen genau vermessen werden.

Die in dieser Arbeit untersuchte radiale H1-Driftkammer liegt in Protonflugrichtung (im folgenden als Vorwärtsrichtung bezeichnet) und gehört zum Spurverfolgungsbereich („Tracking-System“). Sie soll zwei Aufgaben erfüllen:

- Bestimmung der Spurkoordinaten der durchfliegenden Teilchen durch Messung der Driftzeit und nach der Methode der Ladungsteilung,
- Teilchenidentifikation durch Messung von Übergangsstrahlung und Ionisationsverlust [SCH89] [WEN89].

Ziel dieser Arbeit ist die genaue Untersuchung der Ortsauflösung der radialen H1-Driftkammer, das heißt, die Bestimmung der Genauigkeit, mit der der Spurort durchfliegender geladener Teilchen bestimmt werden kann. Die Auflösung soll in Drift- und Drahrichtung bestimmt werden. Als Gas wurde ein Argon-Äthan-Gemisch 50%-50% benutzt, da dies ein von anderen Gruppen schon sehr gut untersuchtes Gemisch ist, und daher die Ergebnisse zu vergleichen sind.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Funktion einer Driftkammer

Driftkammern stellen eine Weiterentwicklung der zuerst von Charpak [CHA68] benutzten Vieldraht-Proportionalzählkammer dar. Sie bestehen aus einem Gasvolumen, in dem ein elektrisches Feld zwischen Anodendrähten und Kathode herrscht. Geladene Teilchen, die das Gas durchqueren, ionisieren längs ihrer Spur Gasmoleküle bzw. -atome und erzeugen Ionen und Elektronen. Die Elektronen driften entlang der elektrischen Feldlinien auf die Anodendrähte zu, die Ionen in entgegengesetzter Richtung zu den Kathoden. In der Nähe der Drähte wird das elektrische Feld so groß, daß die Elektronen stark beschleunigt werden, und sie weitere Elektron-Ionen-Paare erzeugen können, die ihrerseits weiter ionisieren. Es bildet sich somit eine Ladungslawine aus. Diese wird auf dem Anodendraht als elektrischer Puls registriert. Aus der Driftzeit der Elektronen kann man auf den Entstehungsort in Driftrichtung zurückschließen. Die Koordinate in Richtung des Drahtes kann man ebenfalls messen. Eine Möglichkeit ist die Methode der Ladungsteilung, bei der die Pulsintegrale auf beiden Seiten des Drahtes gemessen und miteinander verglichen werden. Im folgenden soll der Mechanismus der Pulsentstehung und der Ladungsteilung etwas näher erläutert werden.

2.2 Mechanismus der Pulsentstehung

2.2.1 Primärionisation

Ein geladenes Teilchen, das durch eine Driftkammer fliegt, wechselwirkt mit der umgebenden Materie. Ionisierende Stöße der durchfliegenden Teilchen mit Gasatomen und -molekülen führen zu Elektron-Ionenpaaren entlang ihrer Spur. Die Zahl der primär gebildeten Ionenpaare pro cm ist klein (vgl. Tabelle 1).

Gas	Z	A	Dichte [g/cm ³]	W_i [eV]	U_0 [eV]	dE/dx [keV/cm]	n_{prim} [1/cm]	n_{tot} [1/cm]
He	2	4	$1,66 \cdot 10^{-4}$	41	24,6	0,32	5,9	7,8
Ar	18	39,9	$1,66 \cdot 10^{-3}$	26	15,8	2,44	29,4	94
Xe	54	131,3	$5,49 \cdot 10^{-3}$	22	12,1	6,76	44	307
CH ₄	10	16	$6,7 \cdot 10^{-4}$	28	13,1	1,48	16	53
C ₂ H ₆	18	30	$1,34 \cdot 10^{-3}$	26,5	11,7	2,71	27	102

Tabelle 1: *Eigenschaften der von uns verwendeten Gase.*

W_i : Ionisationsenergie pro Paar, U_0 : mittleres Ionisationspotential,
 $n_{\text{prim}}, n_{\text{tot}}$: Anzahl der pro Zentimeter erzeugten primären bzw. totalen Paare.
 [SAU77], [CHR71]

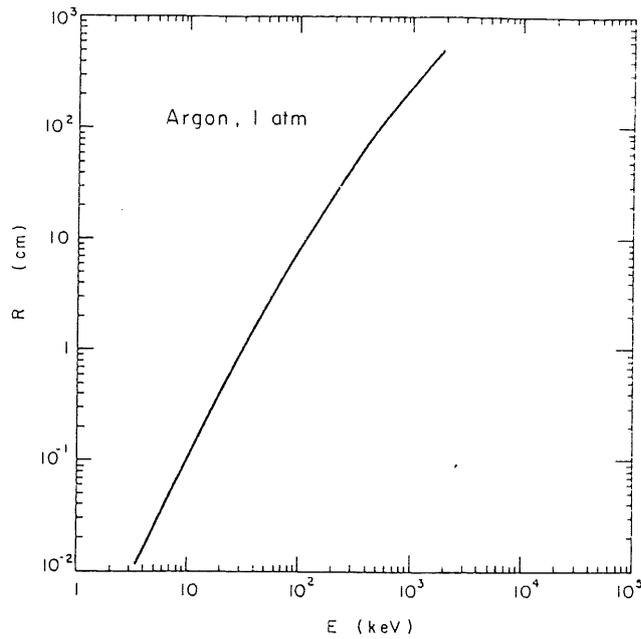


Abbildung 1: Reichweite von Elektronen in Gasen

Es handelt sich dabei um einen statistischen Prozeß. Die erzeugte Ionenanzahl gehorcht der Poissonstatistik. Die Wahrscheinlichkeit P_k^n dafür k Ionenpaare zu erzeugen, wenn im Mittel n Elektronen erzeugt werden, ist demnach:

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} \cdot e^{-n} \quad (2-1)$$

Die Wahrscheinlichkeit $D_j^k(x)$, das j -te Elektron, von insgesamt k erzeugten Elektronen, an der Stelle x zu finden ist :

$$D_j^k(x) = \frac{k!}{(k-j)! \cdot (j-1)!} \cdot (1-x)^{k-j} \cdot x^{j-1} \quad (2-2)$$

mit der normierten Koordinate x ($0 \leq x \leq 1$).

Insgesamt ergibt sich also für die Häufigkeit das j -te Elektron, von im Mittel n entstandenen Elektronen, am Ort x zu finden [SAU77]:

$$A_j^n(x) = \sum_{k=j}^{\infty} P_k^n \cdot D_j^k(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} \cdot n^j \cdot e^{-n \cdot x} \quad (2-3)$$

Ebenso wie der Ort der entstehenden Elektronen statistisch verteilt ist, ist auch die bei der Ionisation übertragene Energie statistisch verteilt und kann durch eine Landauverteilung beschrieben werden. Dabei ist die untere Grenze der Energieverteilung durch die Ionisierungsenergie des Gases gegeben. Durch Erzeugung hochenergetischer δ -Elektronen mit einer Energie von wenigen keV, weist die Verteilung zu hohen Energien hin lange Ausläufer auf. Diese δ -Elektronen bewegen

sich praktisch senkrecht zur Flugrichtung des ionisierenden Teilchens. Die Reichweite der δ -Elektronen beträgt in Gasen um $100 \mu\text{m}$ (vgl. Abbildung 1). Dadurch der Ladungsschwerpunkt der ursprünglichen Ladungsverteilung verschoben wird, verschlechtern sich die erreichbaren Ortsauflösungen um 10 bis $30 \mu\text{m}$, je nach Gas und Druck.

2.2.2 Drift und Diffusion

Ohne Einwirkung äußerer Kräfte verlieren die durch Ionisation entstandenen geladenen Ionen und Elektronen durch Vielfachstöße mit Gasmolekülen und -atomen sehr schnell ihre kinetische Energie, bis sie die thermische Energieverteilung des Gases erreicht haben. Die Elektronendiffusion kann dann durch die klassische kinetische Gastheorie beschrieben werden. Die Theorie liefert für thermische Energien eine Maxwellverteilung:

$$F(\epsilon) = C \cdot \sqrt{\epsilon} \cdot e^{-\epsilon/(k \cdot T)} \quad (2-4)$$

mit C = Normierungskonstante, ϵ = Energie, k = Boltzmannkonstante, T = Absoluttemperatur.

Die Ladungsverteilung, der bei thermischen Energien diffundierenden Elektronen im Raum zur Zeit t , läßt sich durch die Gaussverteilung beschreiben:

$$\frac{dn}{n} = \frac{1}{\sqrt{4 \cdot \pi \cdot D \cdot t}} \cdot e^{-x^2/(4 \cdot D \cdot t)} dx \quad (2-5)$$

dabei ist x der Abstand vom Entstehungsort. Mit D ist der Diffusionskoeffizient bezeichnet. Aus (2-5) erhält man bei einer linearen Diffusion für die Standardabweichung:

$$\sigma_x = \sqrt{2 \cdot D \cdot t} \quad (2-6)$$

Hierbei muß beachtet werden, daß nicht direkt σ_x die Ortsauflösung einer Driftkammer beschränkt, sondern die Varianz von σ_x . Das heißt, wenn n Elektronen nachgewiesen werden, erhält man als bestmögliche Auflösung σ_x/\sqrt{n} [SAU77].

Legt man ein elektrisches Feld zwischen Anode und Kathode, so driften die positiven Ionen zur Kathode und die Elektronen zur Anode. Auf Grund der geringen Masse der Elektronen ist ihre Beweglichkeit um ein Vielfaches größer, als die der Ionen. Daher sind für einen schnellen Ladungsnachweis insbesondere die Elektronen von Bedeutung.

Die Driftgeschwindigkeit w , das ist die Geschwindigkeit der Ionen bzw. Elektronen auf Grund des elektrischen Feldes in dessen Richtung, kann nach Townsend durch folgende Formel beschrieben werden:

$$w = \frac{e}{2 \cdot m_e} \cdot E \cdot \tau \quad \tau = \left\langle \frac{\lambda}{v_e} \right\rangle \quad (2-7)$$

mit E = Feldstärke, v_e , m_e = Geschwindigkeit, bzw. Masse der Elektronen. Die Zeit zwischen zwei Stößen ist τ . Sie ist abhängig von der freien Weglänge λ . Diese

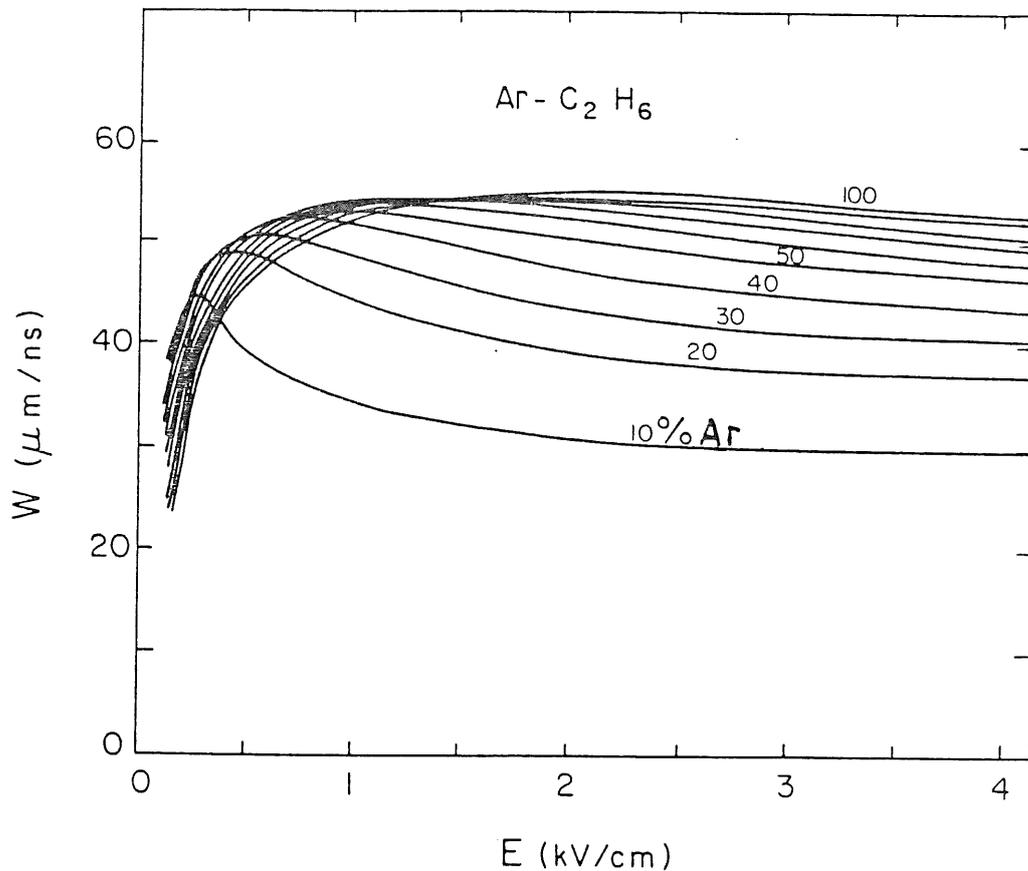


Abbildung 2: Driftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom elektrischen Feld für verschiedene Argon/Äthan-Mischungen. Die Zahlen beziehen sich auf den Argon Anteil

ist gegeben durch:

$$\lambda(\epsilon) = \frac{1}{N \cdot \sigma(\epsilon)} \quad (2-8)$$

Der Stoßquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ zwischen Gasteilchen und driftendem Elektron ist sehr stark energieabhängig, wobei auch quantenmechanische Effekte eine Rolle spielen, wie z.B. der Ramsauereffekt. Das bedeutet, daß schon kleine Änderungen der Elektronenenergie oder der Gaszusammensetzung das Driftverhalten drastisch ändern können. Deshalb ändert sich die einfache Maxwellverteilung der Energie $F(\epsilon)$, und auch die Diffusionskonstante muß energieabhängig beschrieben werden. Für die Driftgeschwindigkeit erhält man bei hohen Feldstärken für die meisten Gase keine einfache lineare Beziehung mehr. Für Argon-Äthan-Mischungen die Abhängigkeit in Abbildung 2 dargestellt.

2.2.3 Gasverstärkung

Die bei der Ionisation des Gases freigesetzte Ladung von einigen 100 Elektronen (siehe Tabelle 1) reichen in der Regel nicht aus, um ein nachweisbares Signal zu erzeugen.

Bei Erhöhung der elektrischen Feldstärke über wenige kV pro cm hinaus, erhalten die Elektronen soviel Energie zwischen zwei Stößen, daß sie weitere Gasatome ionisieren können. Die neu entstandenen Elektronen können weitere Elektronen-Ionenpaare erzeugen, so daß sich eine Ionenlawine ausbildet. Diesen Effekt bezeichnet man als Gasverstärkung.

Driftkammern sind so gebaut, daß die nötigen hohen Feldstärken erst in der Nähe der Drähte auftreten. Bei Abständen in der Größenordnung des Drahradius beginnt die Gasverstärkung. Der Gasverstärkungsfaktor, der das Verhältnis von verstärkter zu ursprünglicher Ladung angibt, beträgt etwa 10^3 bis 10^5 . Er ist abhängig vom Drahradius, der Anodenspannung und der Art des Gasgemisches.

2.2.4 Drift von Elektronen im Magnetfeld

In einem Magnetfeld driftende Elektronen unterliegen der Lorentzkraft:

$$\vec{F} = m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2-9)$$

Daher bewegen sich Elektronen, die sonst keine weiteren Kräfte erfahren, zwischen zwei Stößen auf gekrümmten Bahnen. Bei den häufig auftretenden Stößen mit Gasteilchen verlieren sie allerdings ihre Geschwindigkeit und werden von der ursprünglichen Richtung abgelenkt. Als resultierende Bewegung liegen die Driftbahnen auf einer Geraden, die mit den elektrischen Feldlinien einen Winkel α_B (Lorentzwinkel) einschließen.

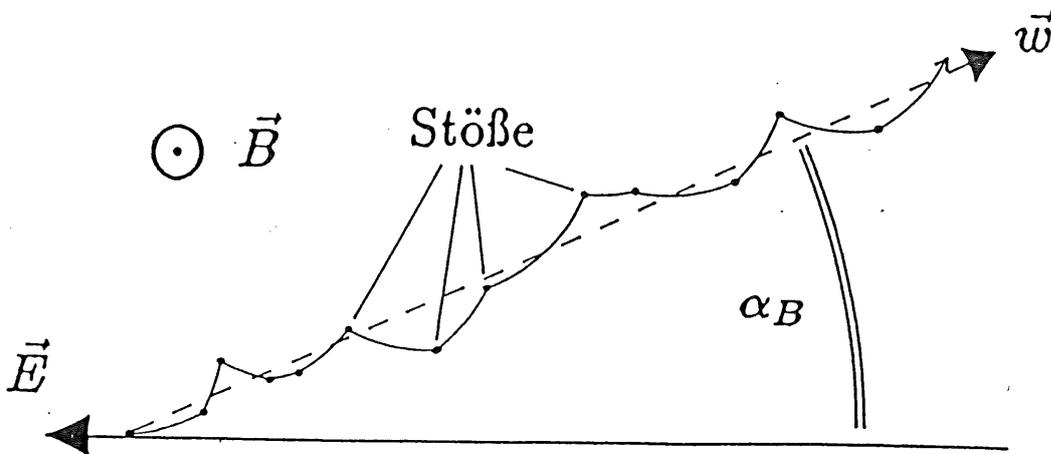


Abbildung 3: Darstellung der Elektronenbewegung im Magnetfeld

Vergleicht man die resultierenden Driftgeschwindigkeiten w mit und ohne Magnetfeld, so kann man diesen Winkel bestimmen, unter der Voraussetzung, daß sich

die Geschwindigkeit in Driftrichtung nicht ändert.

$$w^2 = w_{\parallel}^2 + w_{\perp}^2 \quad (2-10)$$

$$w_{\parallel} = w_{B=0} \quad (2-11)$$

$$\tan \alpha_B = \frac{w_{\perp}}{w_{\parallel}} \quad (2-12)$$

Der Lorentzwinkel hängt stark vom Gas, der elektrischen Feldstärke und natürlich vom angelegten Magnetfeld ab. Die Abhängigkeit zwischen der Driftgeschwindigkeit und dem Lorentzwinkel vom anliegenden Magnetfeld kann nach Townsend durch folgende Gleichungen beschrieben werden. Sie gelten für nicht zu hohe Feldstärken, da dort die Bedingung, daß sich die Geschwindigkeit in Driftrichtung nicht ändert, erfüllt ist:

$$w_B = \frac{w_{B=0}}{\sqrt{1 + \omega^2 \cdot \tau_{B=0}^2}} \quad (2-13)$$

$$\text{mit der Lamorfrequenz } \omega = \frac{e \cdot B}{m_e}$$

$$\tan \alpha_B = \omega \cdot \tau_{B=0}$$

τ ist dabei die Zeit zwischen zwei Stößen. Für das in dieser Arbeit untersuchte Gasgemisch wurden von Ramanantsihena [RAM79] Werte von $\alpha_B \approx 35^\circ$ für $B = 1$ Tesla und $E = 1,2 \text{ kV/cm}$ gemessen (vgl. Abbildung 28).

2.3 Ladungsteilung

Zur Ortsmessung mit Hilfe der Ladungsteilung ist es nötig, die Signaldrähte auf beiden Seiten auszulesen. Man nutzt aus, daß eine auf eine Leitung gebrachte Ladung umgekehrt proportional zu den Widerständen nach beiden Seiten abgeleitet wird. Die integrierten Ladungen von beiden Enden werden miteinander verglichen und daraus der Ort in Drahrichtung bestimmt.

Durch thermisches Rauschen im Signaldraht und der Eingangstufe der Vorverstärker werden Schwankungen hervorgerufen, die zusammen mit dem Signal gemessen werden. Der Fehler in der Ortsauflösung durch Ladungsteilung ist daher vom Signal-Rauschverhältnis abhängig. Eine genaue Berechnung zeigt, daß das Rauschen minimal wird, wenn die Eingangswiderstände der Vorverstärker und deren Kapazitäten möglichst klein sind. Ebenso sollte die Drahtkapazität möglichst niedrig gehalten werden, dagegen der Drahtwiderstand möglichst groß [RAD74].

Will man alle Effekte genau beschreiben, muß ein dynamischer Ansatz gewählt werden, wobei der zeitliche Verlauf des Signals, sämtliche Induktivitäten und Kapazitäten, die durch die Kammer, den Signaldraht und die Vorverstärker verursacht werden, mit berücksichtigt werden müssen. Da bei dieser Berechnung bei genügend langen Integrationszeiten jedoch ähnliche Ergebnisse wie im statischen Fall erhalten werden, beschränke ich mich auf diesen letzteren Ansatz.

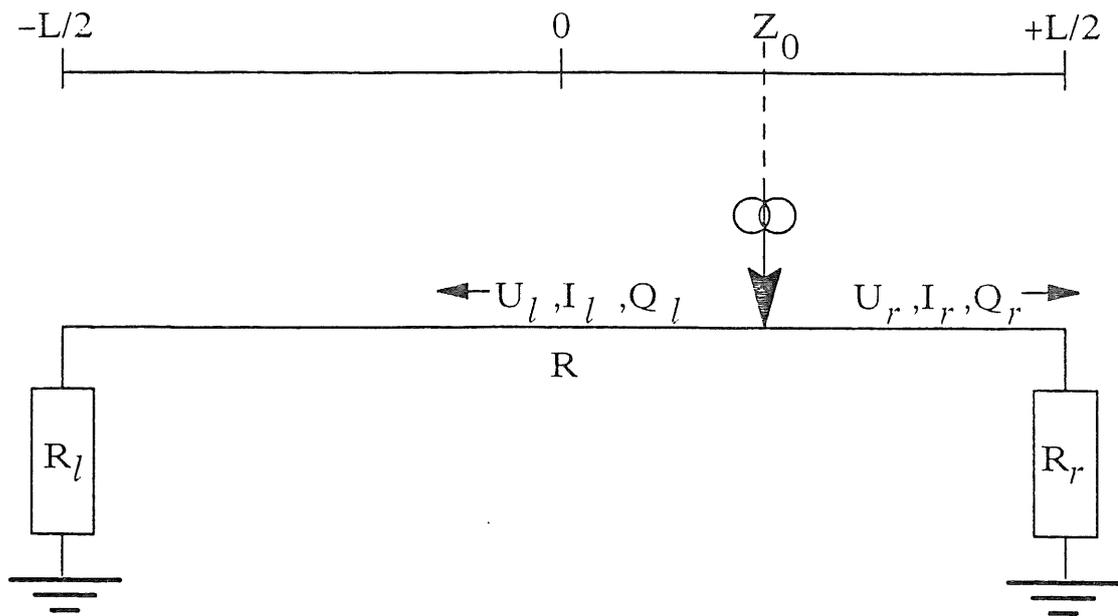


Abbildung 4: Prinzipskizze zur Ladungsteilung

2.3.1 Prinzip der Ladungsteilung

Man betrachte eine Ladung Q , die auf einen Draht an der Stelle Z_0 trifft. Der Draht habe die Länge L und den Widerstand R . Er sei mit Vorverstärkern, welche die Innenwiderstände R_l bzw. R_r besitzen, gegen Masse abgeschlossen (Vgl. Abbildung 4)

Die Ladung wirkt auf den Draht wie eine externe Stromquelle. Nach dem Kirchhoffschen-Gesetz muß der Spannungsabfall zu beiden Seiten gleich sein:

$$U_r = U_l. \quad (2-14)$$

Um das Verhältnis der auf beiden Seiten erzeugten Ladung zu berechnen, betrachten wir zunächst die Widerstände:

$$R_{links} = R_l + R_l^{Draht} = R_l + \left(\frac{L}{2} + Z_0\right) \cdot \frac{R}{L} \quad (2-15)$$

Für die rechte Seite gilt analog:

$$R_{rechts} = R_r + R_r^{Draht} = R_r + \left(\frac{L}{2} - Z_0\right) \cdot \frac{R}{L} \quad (2-16)$$

Daraus folgt mit (2-14)

$$\begin{aligned} U_l &= I_l \cdot \left[R_l + \left(\frac{L}{2} + Z_0\right) \cdot \frac{R}{L} \right] \\ &= I_r \cdot \left[R_r + \left(\frac{L}{2} - Z_0\right) \cdot \frac{R}{L} \right] = U_r \end{aligned} \quad (2-17)$$

Der über die Zeit integrierte Strom ergibt die abgeflossene Ladung. Man erhält daher aus der letzten Gleichung:

$$\frac{Q_l}{Q_r} = \frac{I_l}{I_r} = \frac{[R_l + (\frac{L}{2} + Z_0) \cdot \frac{R}{L}]}{[R_r + (\frac{L}{2} - Z_0) \cdot \frac{R}{L}]} \quad (2-18)$$

Führt man folgende Abkürzungen ein:

$$\begin{aligned} L_{Eff} &= \frac{R + (R_r + R_l) \frac{R}{L}}{R} & (2-19) \\ \Delta R &= R_r - R_l \\ \Delta Q &= Q_r - Q_l \\ \Sigma Q &= Q_r + Q_l \end{aligned}$$

so erhält man nach wenigen einfachen Umformungen:

$$\frac{\Delta Q}{\Sigma Q} = \frac{2 \cdot Z_0}{L_{Eff}} - \frac{\Delta R}{R} \cdot \frac{L}{L_{Eff}} \quad (2-20)$$

Man kann daraus die gewünschte Koordinate Z_0 berechnen:

$$Z_0 = \frac{L_{Eff}}{2} \cdot \frac{\Delta Q}{\Sigma Q} + \frac{L}{2} \cdot \frac{\Delta R}{R} \quad (2-21)$$

d.h. die Koordinate Z_0 ist linear abhängig von der Differenzladung ΔQ , normiert auf die Gesamtladung ΣQ .

Der Proportionalitätsfaktor in (2-21) ist die Effektive Länge L_{Eff} . Unter der Voraussetzung, daß die Widerstände der Vorverstärker Null sind, bzw. ihre Widerstände im Widerstand des Drahtes mit einberechnet seien, stellt diese Rechengröße anschaulich die Länge des Drahtes dar.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Aufbau des H1-Detektors

Im HERA-Ring werden Elektronen und Protonen gespeichert, beschleunigt und an Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. In der HERA-Nordhalle wird um den Wechselwirkungspunkt der H1-Detektor gebaut. Seine Aufgabe ist die genaue Vermessung der Spuren zur Energien- und Impulsbestimmung, der beim Zusammenstoß entstehenden Teilchen.

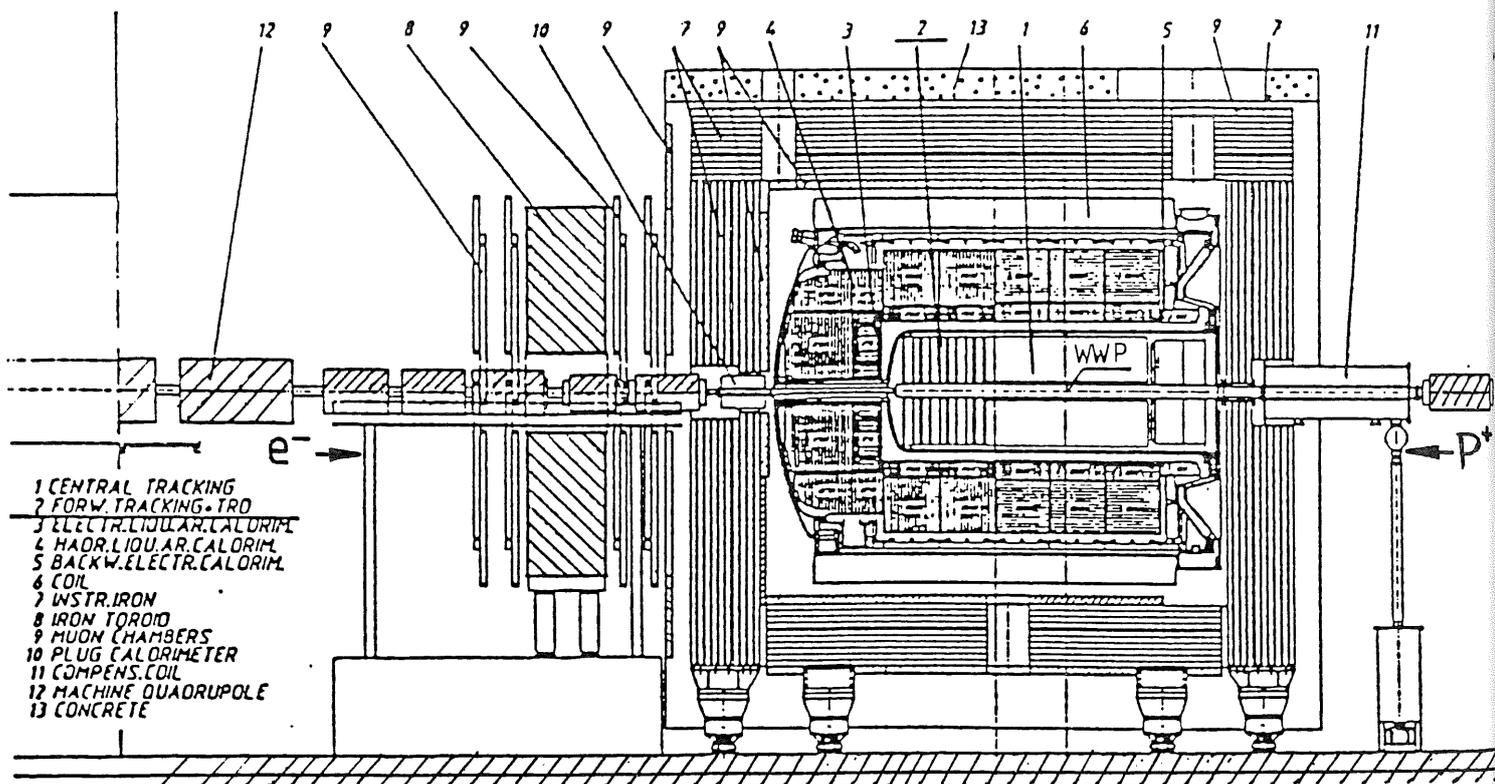


Abbildung 5: Schnitt durch den H1-Detektor

Der H1-Detektor (Abbildung 5) besteht im wesentlichen aus folgenden Komponenten (von außen nach innen) [H1P86]:

- Kammern zum Nachweis von Müonen,
- supraleitende Magnetspule,
- Kalorimeter unterteilt in:

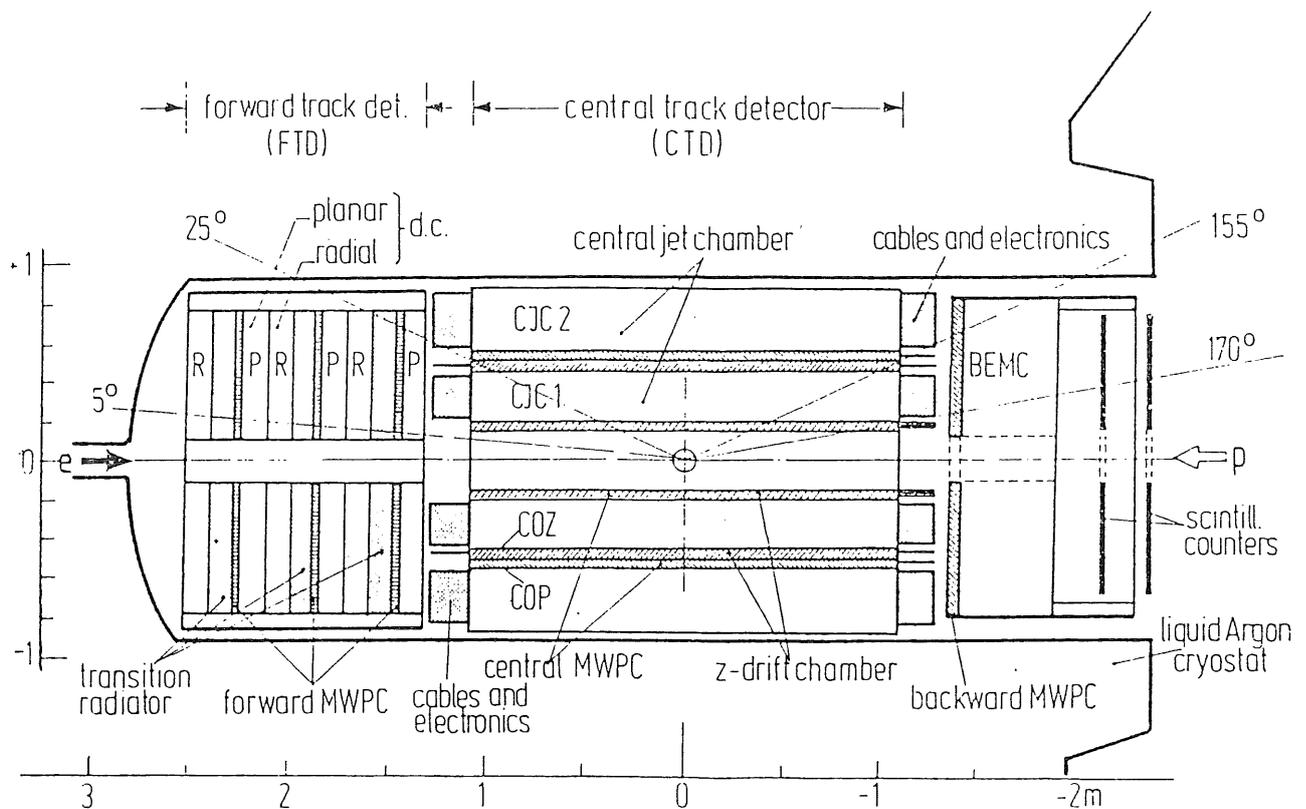


Abbildung 6: Schnitt durch das Tracking-System

- Hadronen-Kalorimeter, bestehend aus Flüssig-Argon und Stahlabsorberplatten,
- Elektromagnetisches-Kalorimeter, aufgebaut aus Flüssig-Argon und Bleiabsorberplatten, bzw. Blei-Szintillator „Sandwich“-platten,
- Spurverfolgungssystem („Tracking-System“).

Der H1-Detektor ist asymmetrisch aufgebaut, da die meisten der entstehenden Teilchen in Vorwärtsrichtung erwartet werden. Dies liegt an den unterschiedlichen Impulsen der Elektronen und Protonen. Daher ist eine gute Orts- und Energieauflösung in dieser Richtung wichtig, um die entstehenden Teilchen zu trennen.

Das Tracking-System (Abbildung 6) besteht aus einem zentralen-, Vorwärts- und Rückwärtsteil. Jedes dieser Teile besitzt wiederum verschiedene Proportional- bzw. Driftkammern.

Der Vorwärtsteil des Trackingsystems umfaßt drei identische Supermodule. Jedes dieser Supermodule ist zusammengesetzt aus (vom Wechselwirkungspunkt gesehen):

- einer planaren Kammer mit drei Ebenen, die jeweils 60° gegeneinander gedreht sind,
- einer Vieldrahtproportionalkammer,
- einem Radiator, bestehend aus 400 Polypropylenfolien,

- einer radialen Driftkammer.

Zusammen decken sie einen Winkelbereich von 5° bis 25° ab.

Der Aufbau erklärt sich aus den unterschiedlichen Aufgaben der Kammern. Die Vieldrahtproportionalkammern dienen zur ersten Spurrekonstruktion und als Trigger, da sie auf Grund ihres Aufbaus sehr schnell ausgelesen werden können. Die Aufgaben der radialen Kammern sind, wie schon vorher erwähnt, Teilchenidentifikation durch Messung, der im vorangestellten Radiator erzeugten Übergangsstrahlung und des Ionisationsverlustes, sowie die Spurerkennung. Die Planaren Kammern sollen ebenso zur Spurmessung dienen und gleichen die etwas schlechtere Auflösung der radialen Kammern in Drahrichtung aus. Durch die Aufteilung in insgesamt drei getrennte Supermodule wird die Spurrekonstruktion (englisch: „pattern recognition“) verbessert.

3.2 Aufbau der radialen Driftkammer

3.2.1 Mechanischer Aufbau

Die im Test untersuchte Kammer entsprach einem Segment der radialen H1-Driftkammer. Sie wurde in der Universität Liverpool (Großbritannien) gebaut.

Die radiale Driftkammer besteht aus insgesamt 48 identischen Segmenten, die radial um das Strahlrohr angeordnet sind. Sie ist in Abbildung 7 dargestellt. Eine ähnliche Kammer wurde im CDF-Experiment [CDF88] am Fermilab benutzt.

Der im Test untersuchte Prototyp eines Segments hat die Form einer Kuchen-schnitte mit fehlender Spitze und ist in Abbildung 8 und 9 gezeigt.

Diese Kammer ist 61 cm lang, 12,5 cm tief und zwischen 1,8 cm und 10 cm breit. Sie besitzt 12 Nachweisdrähte aus Nickel-Chrom von $50 \mu\text{m}$ Durchmesser und 11 Feldformungsdrähte aus Kupfer-Beryllium mit $125 \mu\text{m}$ Durchmesser. Alle Drähte verlaufen radial. Um eine gute Rechts-Linkstrennung zu gewährleisten, sind die Nachweisdrähte abwechselnd $\pm 200 \mu\text{m}$ gegen die mittlere Drahtebene versetzt (englisch Staggering).

Die Kathodenflächen stehen in einem Winkel von $7,5^\circ$ zueinander. Um ein konstantes Driftfeld zu erhalten, sind diese Kathodenflächen aus 61 Kupferstreifen auf 0,5 mm dickem Epoxy-Papier aufgebaut. Diese Kathodenstreifen sind senkrecht zur Drahrichtung angeordnet. Sie sind 6 mm breit und haben 4 mm Abstand voneinander. Zwischen den Streifen ist jeweils ein $10 \text{ M}\Omega$ Widerstand eingelötet, um ein linear abnehmendes Potential zum schmalen Ende hin zu erhalten.

Eine $100 \mu\text{m}$ dicke Mylarfolie schließt den Gasraum der Kammer nach außen ab. Vor das dem Elektronenstrahl zugewandte Fenster ist zusätzlich eine 5 mm dicke Rohacell-Platte befestigt. Darauf sind Feldformungsstreifen angebracht. Diese bestehen aus 3 mm breiten und $13 \mu\text{m}$ dicken Aluminiumstreifen. Sie befinden sich auf $75 \mu\text{m}$ starkem Mylar. Zwischen den Streifen ist jeweils 2 mm Abstand.

Auf der hinteren Kammerseite sind ebenfalls Kupferstreifen zur Feldformung angebracht. Hier sind die Streifen 2 mm breit und haben je 3 mm Abstand

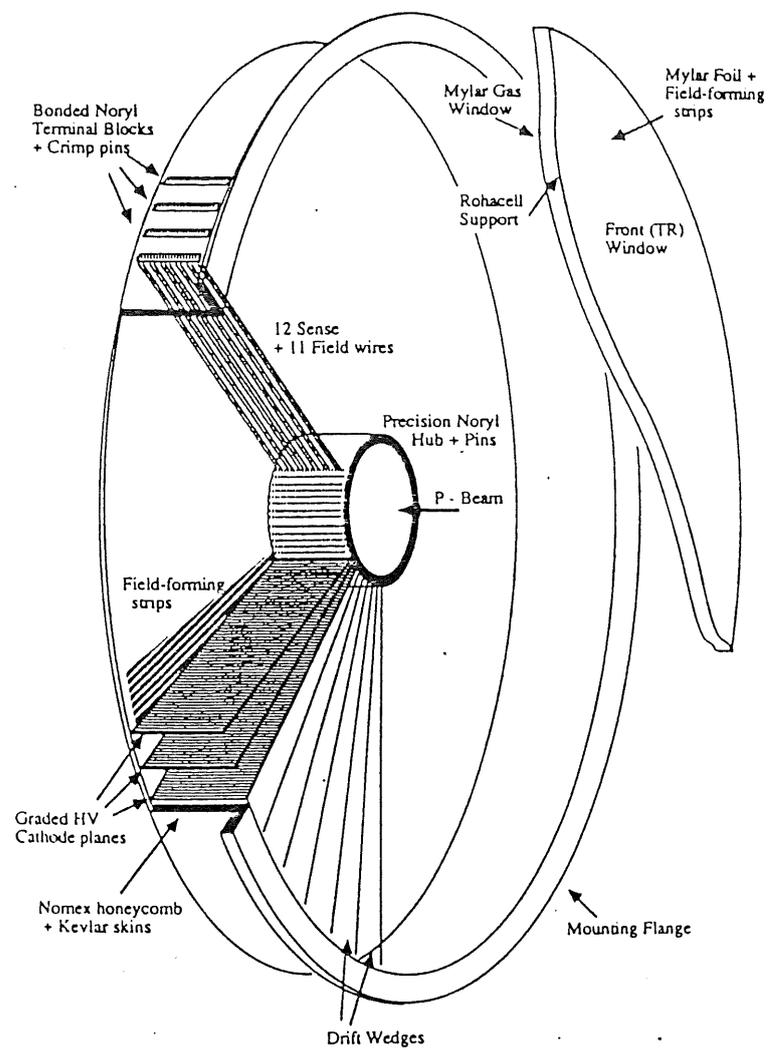


Abbildung 7: Schematische Darstellung der radialen Driftkammer

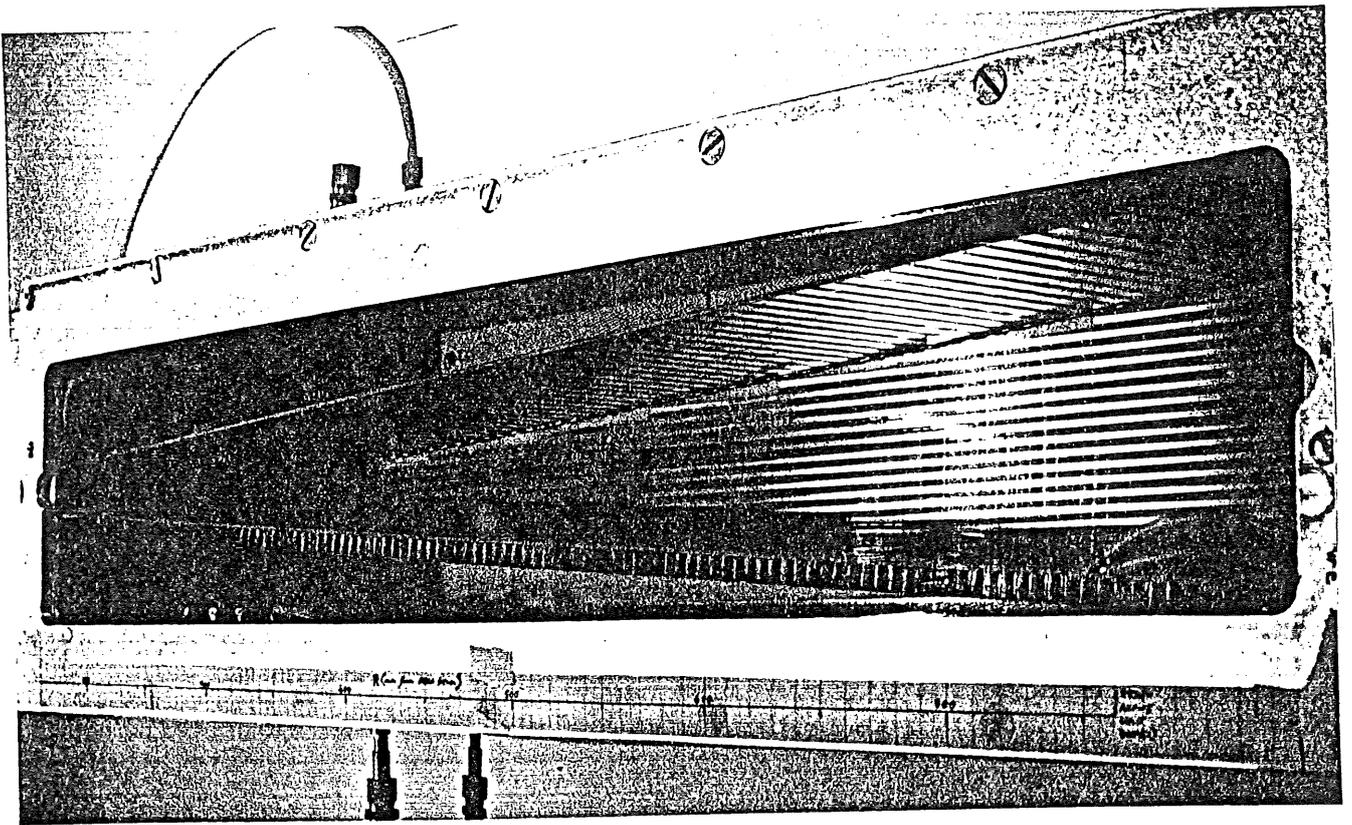


Abbildung 8: *Photo des Prototyps der radialen Driftkammer*

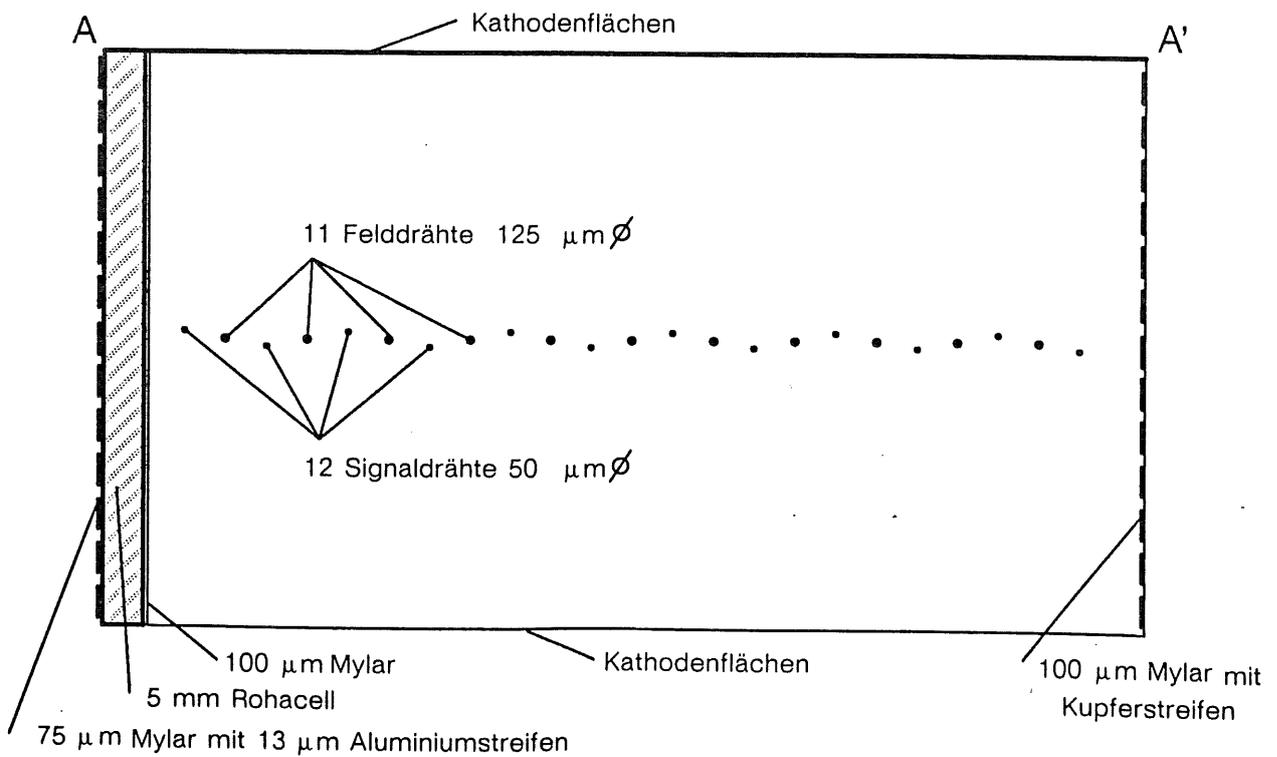
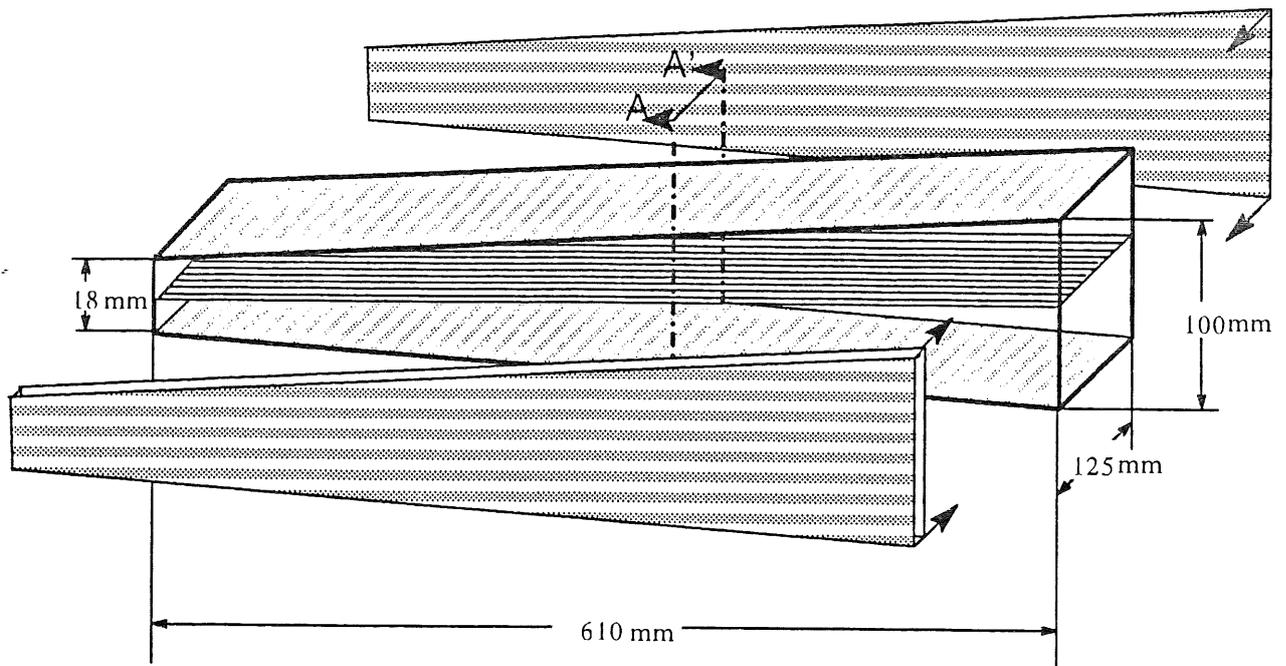


Abbildung 9: Explosionszeichnung und Schnitt eines Segments der radialen Driftkammer

3.2.2 Elektrischer Aufbau

Der Elektrische Aufbau der Kammer ist in Abbildung 10 dargestellt. Die Kammer besitzt drei unabhängig regelbare Spannungen zur Versorgung der Feldformungs- und Kathodenstreifen. Die Nachweisdrähte besitzen eine eigene Hochspannung. Die Feldformungsdrähte sind auf Masse gelegt.

Mit $-MHV$ kann man unabhängig von den übrigen Spannungen die Spannung des mittleren Feldformungsstreifen einregeln, um eine genaue Anpassung des Potentialverlaufs unmittelbar vor dem ersten Signaldraht zu erreichen. Die Spannungen $-EHV$ und $-HV$ sind über Widerstandsketten mit den Feldformungs- und Kathodenstreifen verbunden. Vor bzw. hinter diesen Widerstandsketten sind verschiedene „Front-“ und „Tail-“ Widerstände geschaltet (siehe Tabelle 2).

Widerstand	R_H	R_{1F}	R_{2F}	R_1	R_2	R_{1T}	R_{2T}
Anzahl	1	1	1	2 * 8	2 * 60	1	1
Wert	5.5 M Ω	4.8 M Ω	2.9 M Ω	10 M Ω	10 M Ω	2.0 M Ω	41 M Ω

Tabelle 2: Werte der Widerstände, die bei der Schaltung verwendet wurden

Soll innerhalb der Kammer ein homogenes parallel zu den Drähten verlaufendes Feld erreicht werden, so sind sämtliche Spannungen durch eine von ihnen festgelegt. Gleichzeitig werden auch das Driftfeld E_{Drift} und die Feldstärke auf dem Anodendraht E_{Sense} bestimmt (in Einheiten cm und V) [ERS72] [BEC87]:

$$\begin{aligned}
 E_{Sense} &= 127,3 * E_{Drift} \\
 V_{Sense} &= 1,54 * E_{Drift} \\
 V_{Kath} &= -(l_{Drift} - 0,22) * E_{Drift}
 \end{aligned} \tag{3-22}$$

Das Potential des i -ten Kathodenstreifen ist durch die Widerstandskette gegeben und berechnet sich nach:

$$V_{Kath}^i = \left(\frac{(61 - i) \cdot \frac{R_2}{2} + R_{2T}}{60 \cdot \frac{R_2}{2} + R_{2T}} \right) \left(\frac{\sum R - R_H}{\sum R} \right) (EHV - HV) + HV \tag{3-23}$$

fur $i = 1, 2, \dots, 61$.

Ähnlich berechnet sich das Potential auf dem k -ten vorderen Feldformungsstreifen nach:

$$V_S^k = \left(\frac{(9 - i) \cdot \frac{R_1}{2} + R_{1T}}{8 \cdot \frac{R_1}{2} + R_{1T} + R_{2F}} \right) \left(\frac{\sum R - R_H}{\sum R} \right) (EHV - HV) + HV, \tag{3-24}$$

und dem k -ten hintern Streifen nach:

$$V_S^k = \left(\frac{(9 - i) \cdot \frac{R_1}{2}}{8 \cdot \frac{R_1}{2} + R_{1F}} \right) \left(\frac{\sum R - R_H}{\sum R} \right) (EHV - HV) + HV, \tag{3-25}$$

mit $k = 1, 2, \dots, 9$.

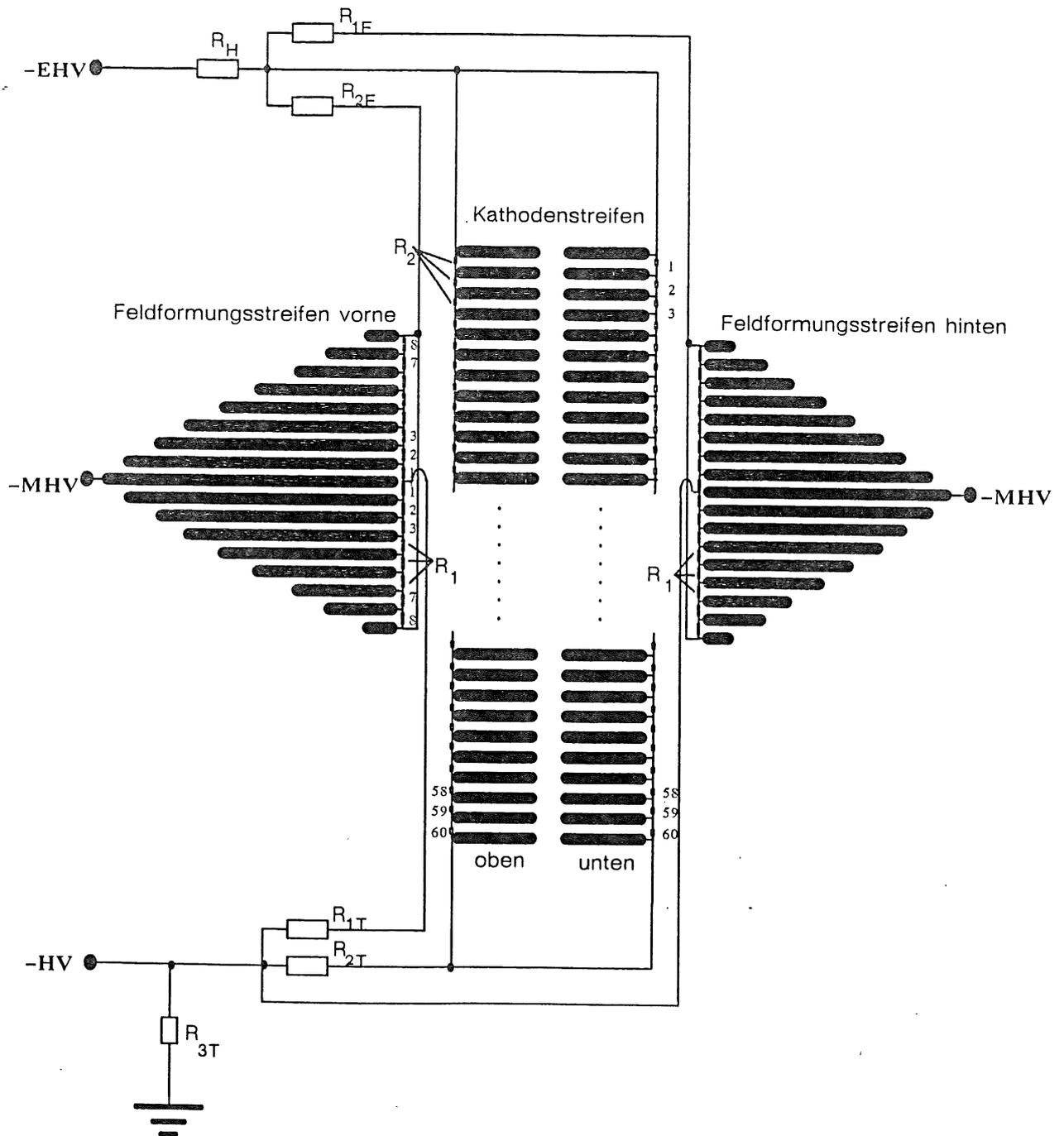


Abbildung 10: *Elektrischer Aufbau der Kammer*

3.2.3 Der Trigger

Der Test wurde am Teststrahl 22 im DESY durchgeführt. Der Strahl bestand aus Elektronen mit Energien bis zu 6 GeV.

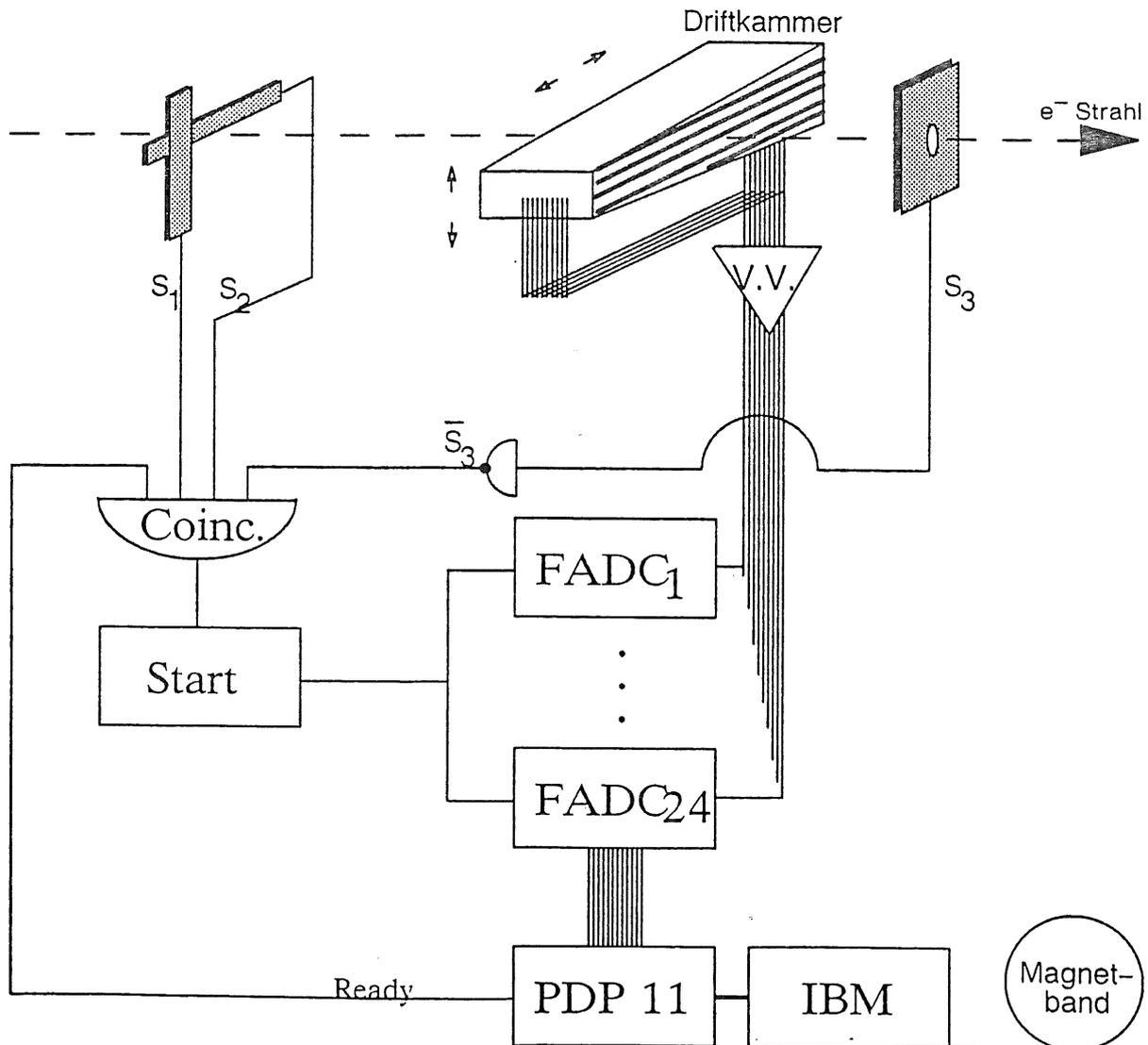


Abbildung 11: Vereinfachte Darstellung des Triggeraufbaus

Der durch einen Kollimator von etwa 0,7 cm Durchmesser begrenzte Strahl durchdrang zunächst zwei gekreuzte, etwa 1 cm breite Szintillatoren S_1 und S_2 . Dort entstandene Lichtblitze wurden im angeschlossenen Photovervielfacher verstärkt und in elektrische Signale umgewandelt.

Nachdem das Elektron in der zu untersuchenden Driftkammer das Zählgas ionisiert hatte, traf es auf einen weiteren Szintillator S_3 . Dieser besaß in der Mitte ein Loch von etwa 0.7 cm.

Die Triggerbedingung war erfüllt, wenn von beiden gekreuzten Szintillatoren S_1 und S_2 ein Signal eintraf, und der angeschlossene Rechner zur Datenaufnahme bereit war. Gleichzeitig durfte kein Signal vom Lochszintillator S_3 kommen.

Alle angeschlossenen 24 FADCs wurden nach Auslösen der Triggerbedingung gleichzeitig gestartet, anschließend ausgelesen und die Daten über eine PDP11 zur DESY IBM 3081 weitergeleitet. Dort wurden sie auf einem Magnetband abgespeichert. Der gesamte Triggeraufbau ist in Abbildung 11 schematisch dargestellt.

Die Kammer konnte auf einem Meßtisch nach oben und unten (variieren des Driftweges) und zur breiten und schmalen Seite hin (verändern der Drahtposition) verfahren werden. Die jeweilige Position wurde an einer elektrisch ausgelesenen Meßuhr festgestellt.

3.2.4 Das verwendete Gassystem

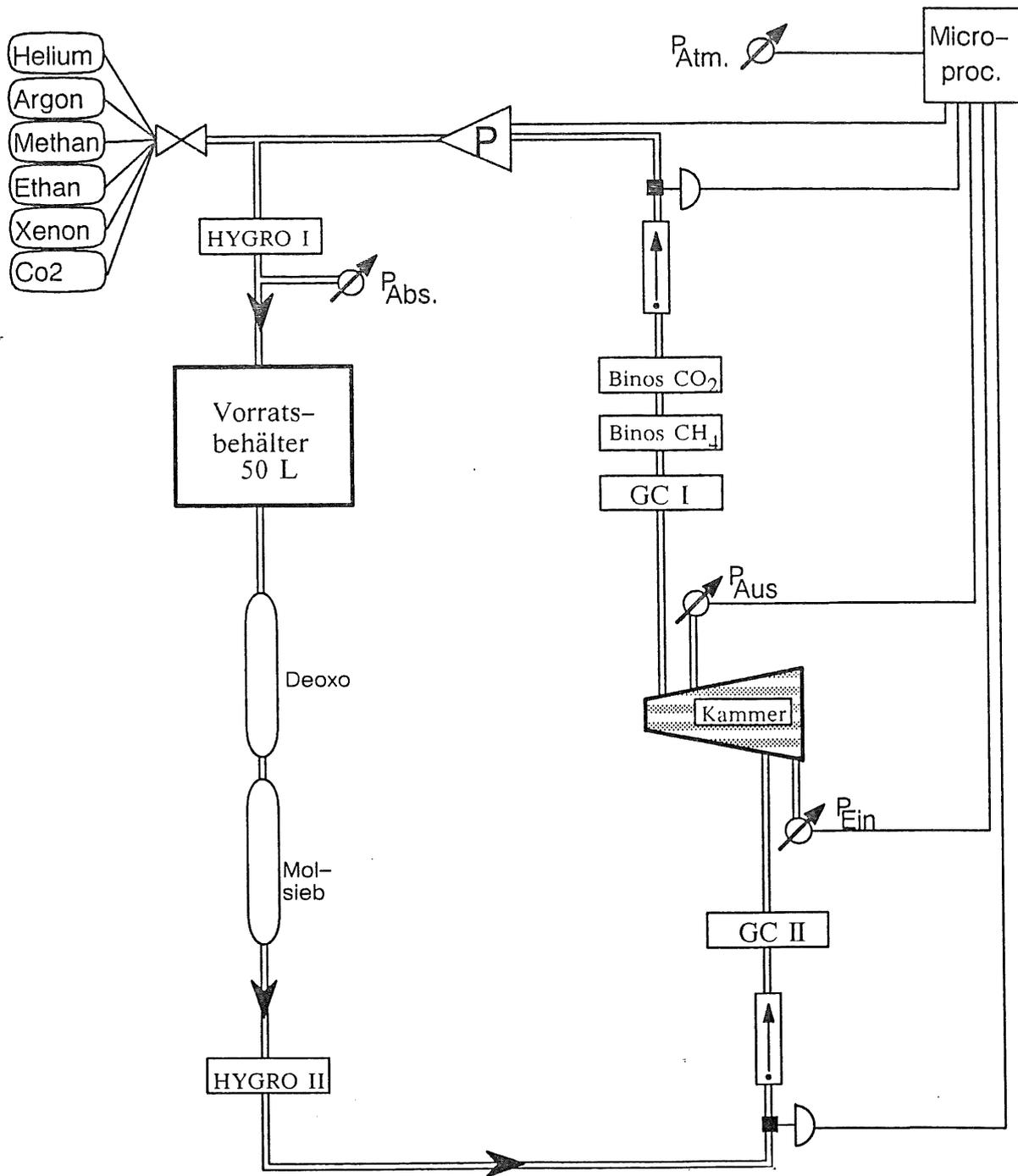
Das verwendete Gassystem (Abbildung 12) gestattet die Herstellung von Gasmischungen nach der Partialdruckmethode. Dabei nimmt man an, daß das Volumenverhältnis in einem Gasgemisch dem Partialdruck proportional ist. Dies gilt streng nur für Edelgase, allerdings bei kleinen Drücken und bei Temperaturen weit über dem Taupunkt des Gases, auch für viele andere Gase.

Bei dem in dieser Diplomarbeit untersuchten Gasgemisch Argon-Äthan mit einem maximalen, absoluten Druck von 1,5 bar ist die Bedingung zum Mischen der Gase nach der Partialdruckmethode gut erfüllt.

Die Mischung erfolgte in einem 50 l Faß, welches ins Gassystem eingebaut war und dort auch als Puffervolumen diente. Die Gaskontrolle erfolgte mit verschiedenen Meßgeräten. Mit Hilfe eines Gaschromatographen (GC I und II) war es möglich, verschiedene Gasgemischungen auf etwa 1 Prozent genau zu kontrollieren [Gas]. Insbesondere waren Änderungen der Gaszusammensetzung sehr leicht feststellbar. Bei Verwendung anderer Gasgemischungen als der benutzten konnte der CO_2 und CH_4 Anteils mit zwei Infrarotmeßgeräte (Binos) kontinuierlich gemessen werden [BIN]. Mit Hilfe von Feuchtemessern (Hygro I und II) ließ sich der Wassergehalt im Gas feststellen [PAN].

Um besonders stabile Gasqualität zu erreichen, wurde das Gassystem im geschlossenen Kreis betrieben, wobei das Gas kontinuierlich durch verschiedene Reinerer gespült wurde. Dabei diente das Molekularsieb vor allem der Absorption von Wasserdampf. Der Deoxo entzog dem Gas den eventuell vorhandenen Sauerstoff.

Mit Hilfe eines Mikroprozessors wurde der Druck in der Kammer konstant gehalten. Dazu wurden elektrische Druckdosen, die direkt an der Kammer befestigt waren, vom Computer ausgelesen und die Ein- Auslaßmagnetventile geschaltet. Bei Erreichen des Soll-drucks, der bei unserer Messung dem Atmosphärendruck entsprach, waren beide Ventile geöffnet. Stieg der Druck in der Kammer zu stark an, so wurde das Einlaßventil geschlossen, und nur das Auslaßventil blieb offen. Fiel dagegen der Druck zu tief, so wurde das Auslaßventil geschlossen, und nur der Einlaß war geöffnet.



Zeichenerklärung				
Magnetventil	Druckmesser	Flussmesser	Pumpe	Ventil

Abbildung 12: Vereinfachte Darstellung des Gassystems

3.2.5 Der FADC

Zur Digitalisierung der Kammersignale wurde ein „FADC“ (schnelle Analog-Digital-Wandler) des Typs DL300 [MIL86] benutzt. Dieser arbeitet mit einer Digitalisierungsfrequenz von 100 MHz. Durch ihn werden die Amplitudenwerte in 64 (6-Bit) Spannungsschritte unterteilt.

Die Kennlinie des DL300 ist in Abbildung 13 dargestellt. Sie ist nicht linear. Dadurch werden niedrige Pulse feiner aufgelöst. Dies bedeutet einen größeren dynamischen Bereich und leichteres Erkennen kleiner Pulse, jedoch eine geringere Auflösung für hohe Pulse. Für die Umrechnung der gespeicherten nichtlinearen Amplituden $A_{n.lin}$ in die ursprünglich linearen Werte A_{lin} kann folgende Formel benutzt werden [MIL86]:

$$A_{lin} = A_{n.lin} \cdot \frac{1}{1 - \frac{0,75}{64} \cdot A_{n.lin}} \quad (3 - 26)$$

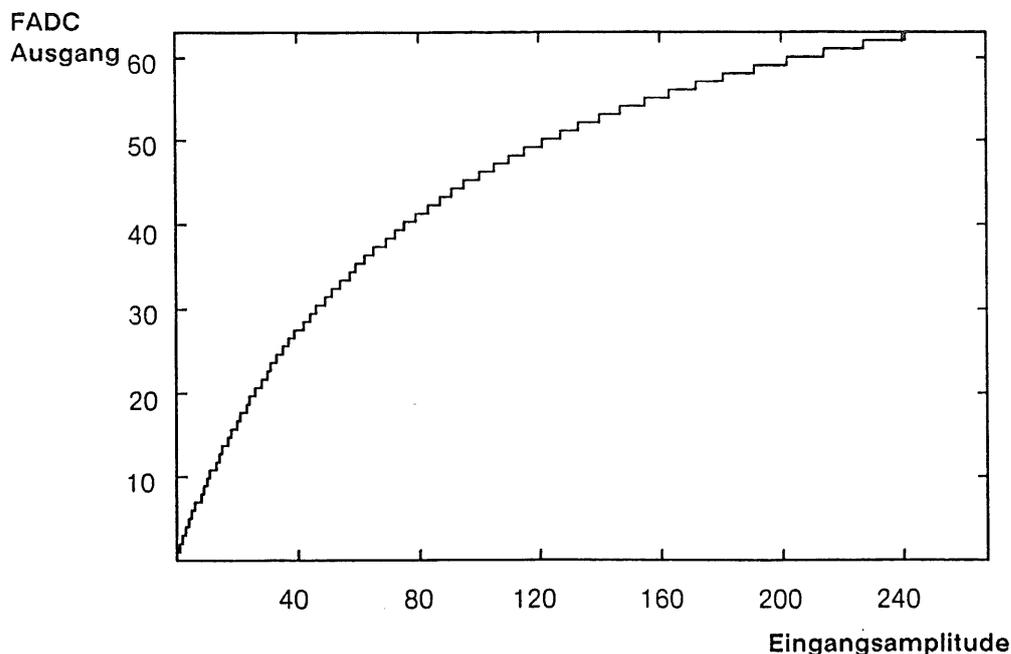


Abbildung 13: Umrechnung von linearen in nicht lineare Amplituden

4 Auswertung der Testdaten

4.1 Das Auswerteprogramm

Die Datenanalyse fand mit dem Auswerteprogramm PROGRES [PRO88] statt, welches von Hans Wenzel und mir entwickelt wurde. Abbildung 14 zeigt den Datenfluß.

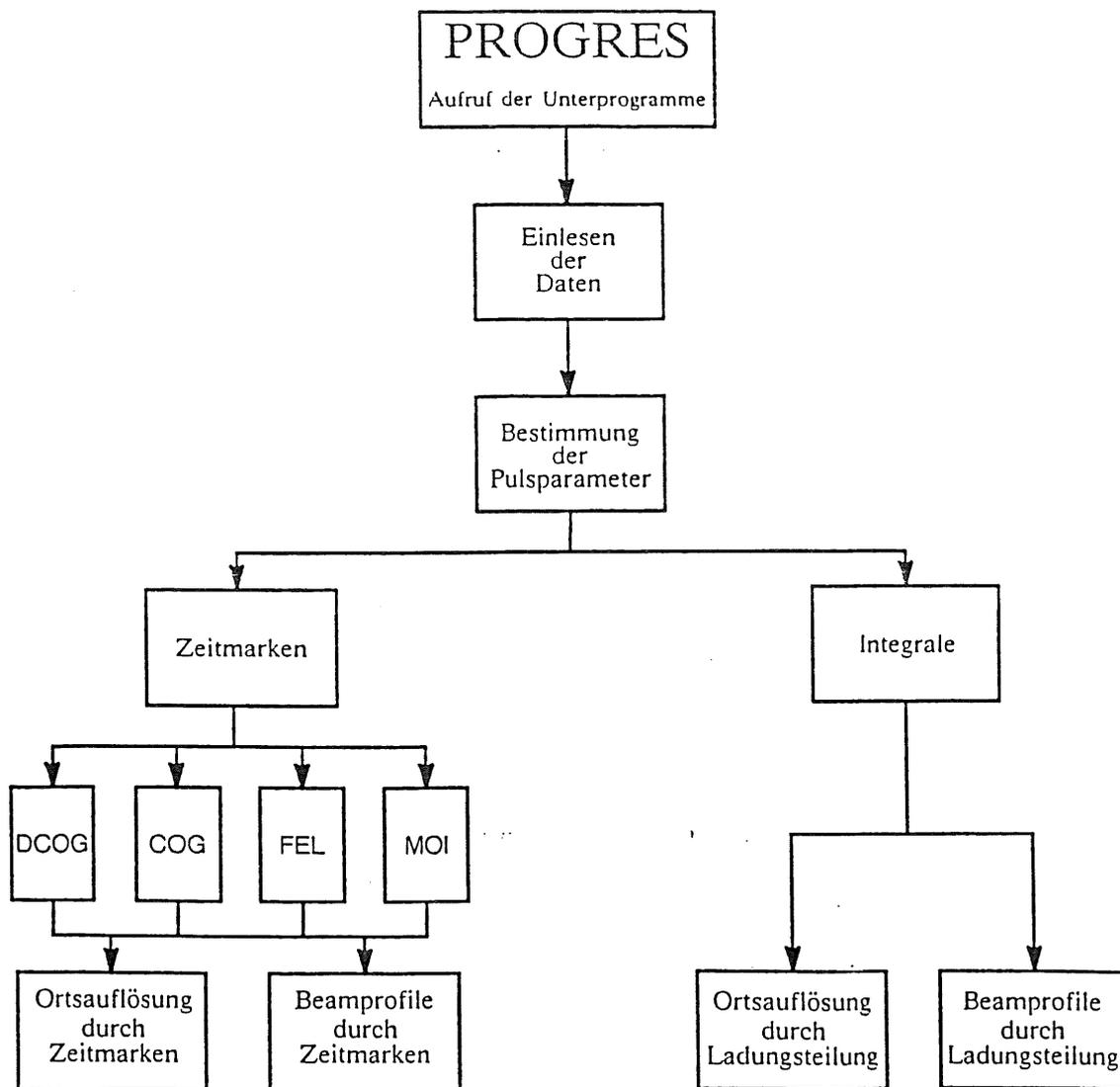


Abbildung 14: Schematischer Datenfluß im Auswerteprogramm PROGRES

Das Programm diente der Datenanalyse folgender Punkte:

- Ortsauflösung nach verschiedenen Methoden (DCOG: *Differential Center Of Gravity*, COG: *Center Of Gravity*, MOI: *Method Of Integration* und FEL: *First ELectron*),

- Ortsdriftzeitbeziehung,
- Methode der Ladungsteilung,
- Teilchenidentifikation mittels Übergangsstrahlung und dE/dx ,
- verschiedene Statistiken,

Mehrmals benötigte Daten wie Pulsanfang, Pulsmaximum, Integral usw. wurden zwischengespeichert, um eine möglichst schnelle Auswertung zu erreichen. Die Steuerung geschah über ein Eingabemenue, das leicht durch Zufügen weiterer Unterprogramme erweitert werden kann.

4.1.1 Pulssuche

Die im Test gewonnenen Daten wurden im BOS-Format [BLO86] abgespeichert. Jede Meßreihe umfaßte insgesamt 400 Ereignisse, bestehend aus den Daten der 24 FADC, die je 256 Zeitkanäle lieferten.

Zur Pulsfindung benutzten wir für alle Zeitmarkenmethoden dieselbe Routine. Um ein Ereignis zu akzeptieren, müssen folgende Kriterien erfüllt werden (vgl. Abbildung 15):

- Die Amplitude muß eine Schwelle über der Grundlinie überschreiten.
- Ebenso muß der differenzierte Puls eine weitere Schwelle überschreiten.
- Der Puls muß eine Mindestbreite besitzen. Die Breite ist die Zahl der Kanäle zwischen Pulsanfang und Pulsende.
- Die gefundenen Pulse auf allen zwölf Drähten, die zu einem Ereignis gehören, müssen in einem Bereich um eine durch die Pulsmaxima gefitteten Geraden liegen.

Wird durch die letzte Bedingung ein Puls verworfen, oder wird auf einem Draht kein Signal erkannt, so wird in einem schmalen Bereich um die gefittete Gerade erneut mit etwas abgeschwächten Kriterien nach einem Puls gesucht.

Um die Schwellen richtig zu setzen, wurden ihre Mittelwerte bestimmt. Die durchschnittlichen Werte kann man in Tabelle 3 entnehmen.

Höhe	Rauschen	Pulsdauer	Anstiegszeit	Steigung
60-70 E	1-2 E	20-22 Kanäle	2-4 Kanäle	15-20 E/Kanal

Tabelle 3: *Mittlere Pulskenngößen (E=Amplitudeneinheiten)*

Die Pulskriterien sind so schwach gewählt, daß praktisch kein vorhandenes und mit dem Auge erkennbares Signal verworfen wird, aber das Rauschen sicher diskriminiert wird.

Eine Schwierigkeit stellen „Overflows“ dar, das heißt Amplituden, die den dynamischen Bereich des FADC überschreiten. Solche Werte wurden als Nullen gespeichert, sind jedoch durch kurz vorher oder hinterher auftretende große Amplituden von „echten“ Nullen zu unterscheiden. Bei Auflösungsrechnungen werden solche Ereignisse verworfen, da dort keine Zeitmarken oder Integrale (zur Ladungsteilung) sicher bestimmt werden können.

Das Pulsfindsprogramm bestimmt Grundlinie, Pulsanfang, Pulsmaximum und Pulsende. Diese vier Größen waren folgendermaßen definiert.(Abbildung 15):

- Grundlinie: Die Grundlinie wird als die gemittelte Amplitude der Zeikanäle 180-256 angenommen da dort keine Pulse mehr auftraten.
- Pulsanfang: Als Pulsanfang wird der erste Kanal innerhalb eines Pulses erkannt, der über der Grundlinie liegt. Außerdem muß seine Amplitude gegenüber der vorhergehenden ansteigen.
- Pulsmaximum: Dem Pulsmaximum wird der Kanal zugeordnet, der die maximale Amplitude innerhalb eines Pulses besitzt.
- Pulsende: Sobald der abfallende Teil des Pulses eine Schwelle unterschreitet, wird diesem Kanal das Pulsende zugewiesen.

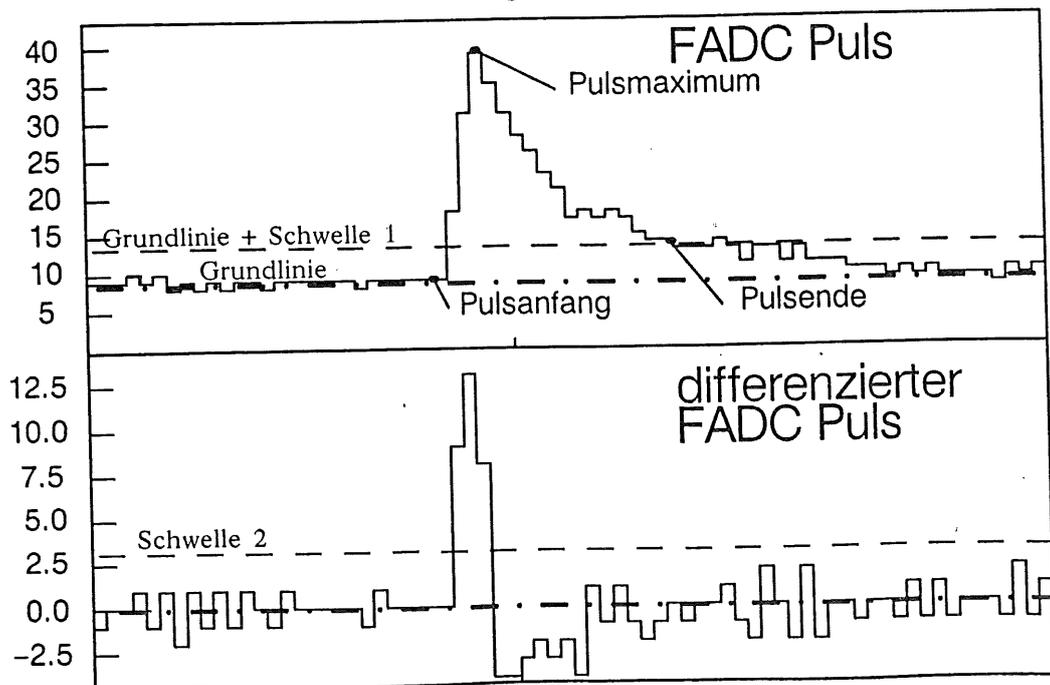


Abbildung 15: Darstellung der Pulskriterien

4.2 Ortsauflösung in Driftrichtung

4.2.1 Zeitmarkenbestimmung

Zur Bestimmung der Zeitmarken benutzen wir verschiedene Methoden. Verfahren, die den Anstieg des Pulses zur Zeitmarkenbestimmung besonders betonen, liefern besonders gute Ergebnisse [KRA87]. Diese Methoden sind:

- DCOG (Differential Center of Gravity)(Abbildung 16): Hierbei wird der Schwerpunkt des differenzierten Pulsanstiegs als Zeitmarke benutzt. Die Formel zu seiner Berechnung lautet:

$$t_{DCOG} = \frac{\sum_{i=F}^{M-1} i \cdot (A_{i+1} - A_i)}{\sum_{i=F}^{M-1} (A_{i+1} - A_i)}, \quad (4-27)$$

F : Kanalnummer des Pulsanfangs

M : Kanalnummer des Pulsmaximums

A_i : Amplitude des i -ten Kanals abzüglich der Grundlinie

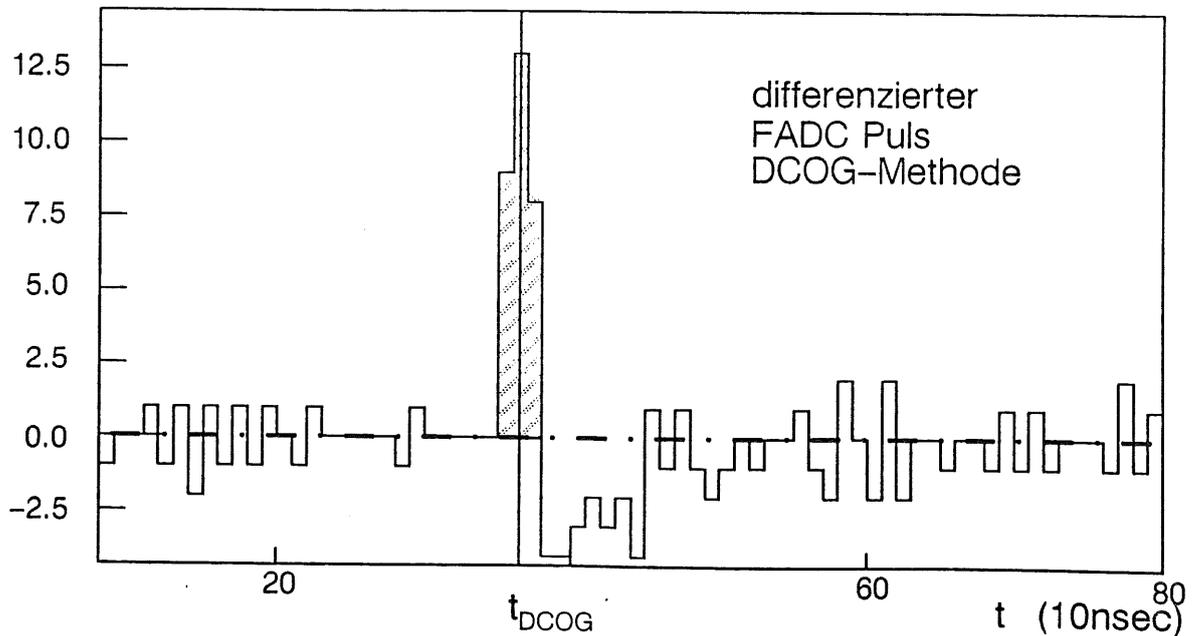


Abbildung 16: DCOG Methode

- FEL (First Electron)(Abbildung 17): Hierbei wird eine Gerade durch den Pulsanstieg nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate gefittet, und der Schnittpunkt mit der Grundlinie berechnet. Diese Methode ist rechenintensiver als die DCOG-Methode, liefert aber vergleichbare Werte. Die Formeln, die ihr zugrunde liegen, lauten:

$$t_{FEL} = \frac{A_{Bas} - b}{a} \quad (4-28)$$

mit der Steigung:

$$a = \frac{(M - F + 1) \cdot S_{(Ai)} - S_A \cdot S_i}{(M - F + 1) \cdot S_{(i^2)} - (S_i)^2} \quad (4 - 29)$$

und dem Ordinatenabschnitt:

$$b = \frac{S_A \cdot S_{(i^2)} - S_{(Ai)}}{(M - F + 1) \cdot S_{(i^2)} - (S_i)^2} \quad (4 - 30)$$

mit:

$$\begin{aligned} S_i &= \sum_{i=F}^M i & S_{(i^2)} &= \sum_{i=F}^M i^2 \\ S_A &= \sum_{i=F}^M A_i & S_{(Ai)} &= \sum_{i=F}^M A_i \cdot i \end{aligned}$$

A_{Bas} : Amplitude der Grundlinie

Bei dieser Methode besteht die Schwierigkeit, daß die Unsicherheit im Pulsanfang, die durch die Anstiegflanke gefittete Gerade stark beeinflussen kann. Man kann noch Wichtungsfaktoren einführen, die den stärksten Anstieg besonders betonen. Eine andere Möglichkeit zur Berechnung der Geraden ergibt sich, indem nur Amplitudenwerte benutzt werden, die in einem bestimmten Intervall liegen. Wir gebrauchten in unserer Auswertung nur Amplitudenwerte, die über einer Schwelle von 5% des Maximums lagen.

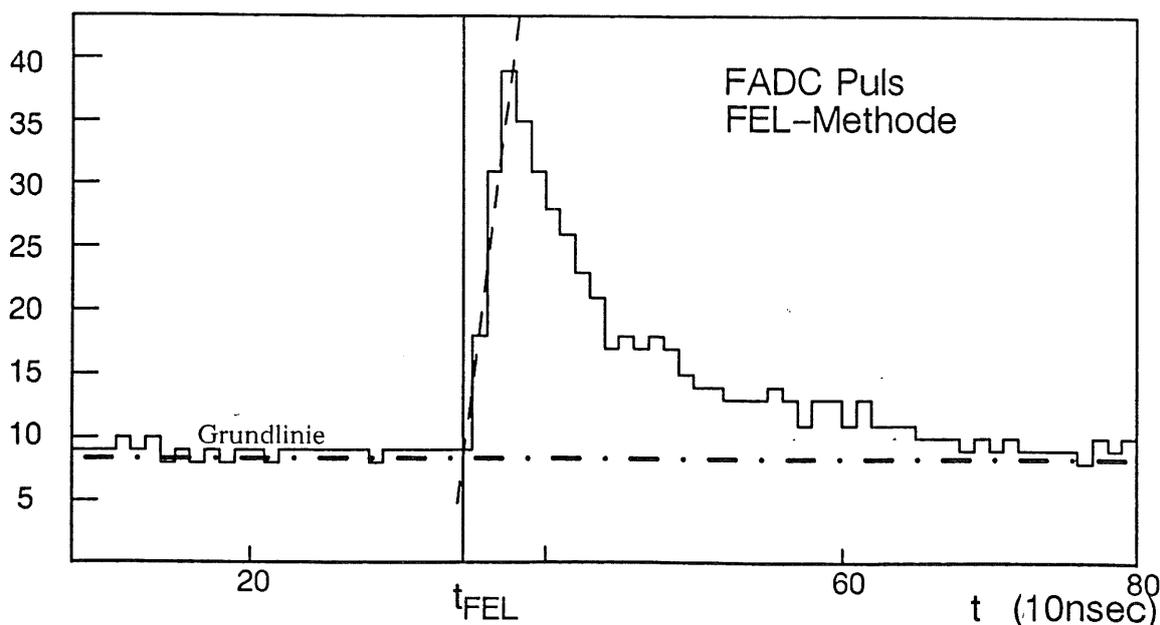
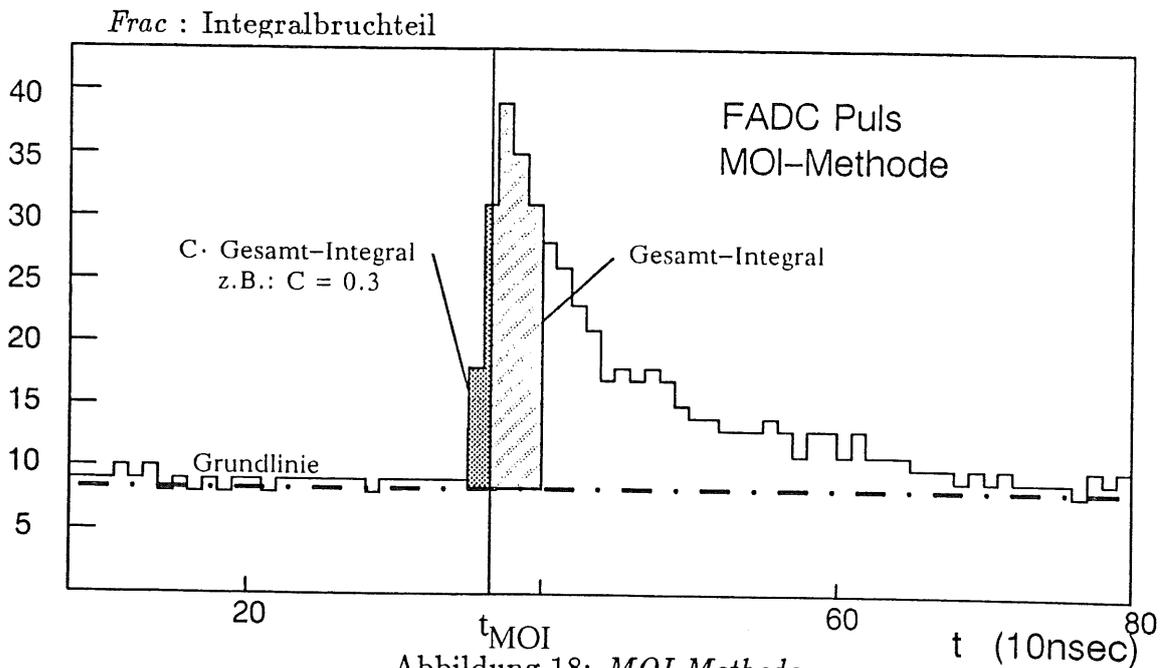


Abbildung 17: *FEL Methode*

Methoden, die nicht nur den Pulsanfang benutzen, sind das MOI und COG Verfahren. Auch hier zeigt sich, daß die Berücksichtigung von vielen Kanälen der abfallenden Pulsflanke die Zeitinformation verschlechtern.

- MOI (Method of Integration)(Abbildung 18): Hier wird der Puls von Pulsbeginn bis N Bins hinter dem Pulsmaximum integriert. Anschließend wird der Kanal J ermittelt, in dem ein bestimmter Bruchteil dieses Integrals überschritten wird. Um Zeitaufösungen zu erreichen, die besser als ein Kanal (10 nsec) sind, bestimmt man die Zeitmarke durch lineare Interpolation zwischen dem Kanal $J-1$ und dem oben ermittelten Kanal J . Sowohl der Integralbruchteil $Frac$ als auch N müssen so variiert werden, daß die Auflösung optimal wird.

$$t_{MOI} = (J - 1) + \frac{Frac \cdot \sum_{i=F}^{M+N} A_i - \sum_{i=F}^{J-1} A_i}{A_J} \quad (4 - 31)$$



- COG (Center of Gravity)-Methode(Abbildung 19): Hierbei benutzt man als Zeitmarke den Schwerpunkt des FADC-Pulses von Pulsanfang bis N Kanäle hinter dem Pulsmaximum. Auch hier muß der Parameter N optimiert werden.

$$t_{COG} = \frac{\sum_{i=F}^{M+N} i \cdot A_i}{\sum_{i=F}^{M+N} A_i} \quad (4 - 32)$$

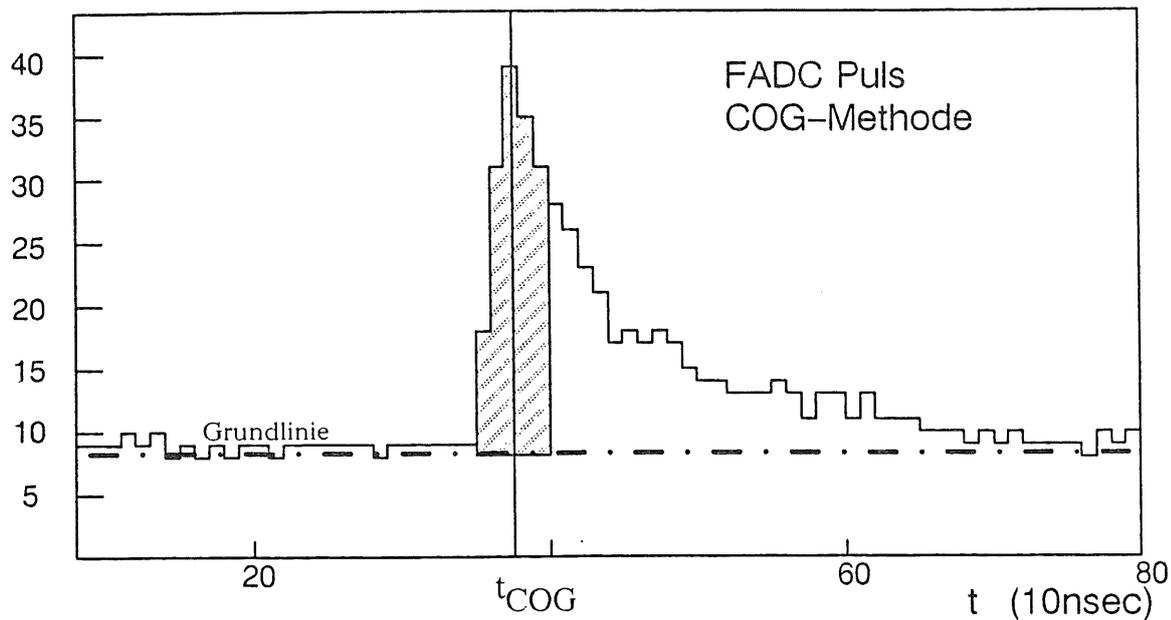


Abbildung 19: *COG Methode*

4.2.2 Bestimmung der Orts-Driftzeitbeziehung

Zur Bestimmung der Orts-Driftzeitbeziehung bilden wir zu verschiedenen Meßuhrpositionen aus den gewonnenen Zeitmarken Häufigkeitsverteilungen. An diese Verteilungen werden Gaußkurven angefitet (vgl.: Abbildung 20). Das Maximum

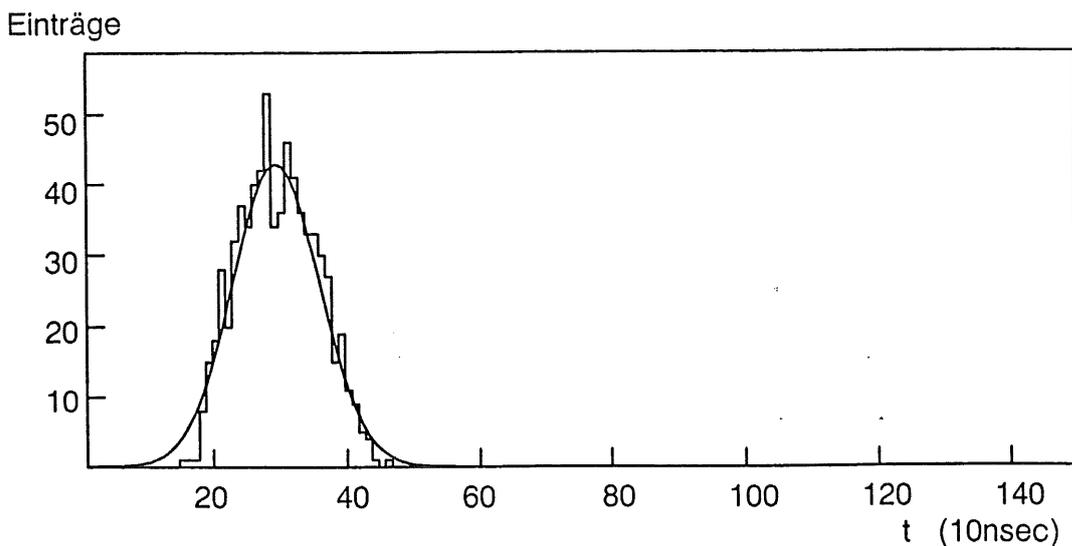


Abbildung 20: *DCOG-Zeitmarkenverteilung für eine Meßuhrposition*

der Kurve wird als mittlere Zeitmarke des Elektronenstrahl angenommen und gegen die Meßuhrposition aufgetragen. Durch die erhaltenen Punkte wird im linearen Bereich eine Gerade gefittet. Diese Funktion (Abbildung 21) stellt die Orts-Driftzeitbeziehung dar. Die Steigung der Geraden ergibt die Driftgeschwindigkeit,

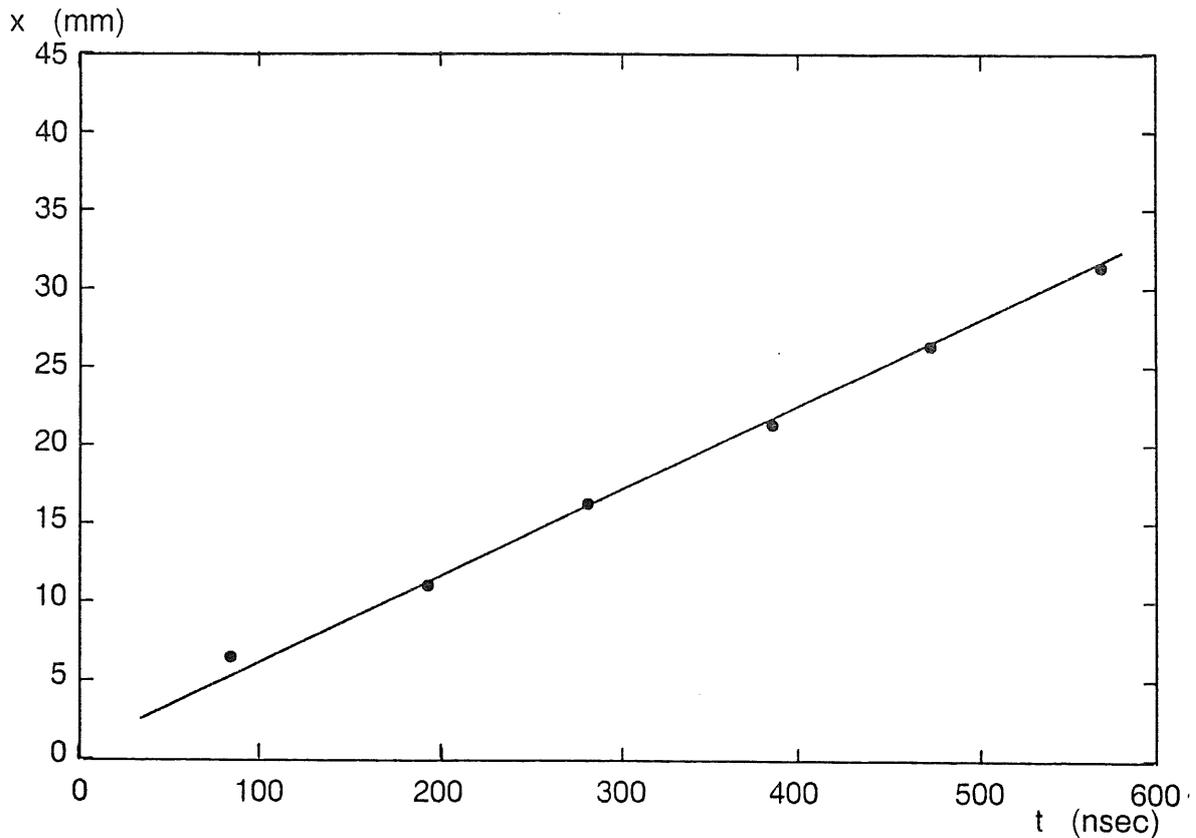


Abbildung 21: Orts-Driftzeitbeziehung für Argon/Ethan (50/50)

die zur Umrechnung von Zeitaufösungen in Ortsauflösungen benötigt wird. Die erhaltenen Driftgeschwindigkeiten sind für verschiedene Drahtpositionen (schmales Ende, Mitte, breites Ende), für beide Ausleseseiten und alle 12 Drähte in Tabelle 4 eingetragen. Durch diese getrennte Untersuchung können Feldinhomogenitäten erkannt werden, wie zum Beispiel unterschiedliche Einzugsbereiche durch Staggering und Randeffekte.

4.2.3 Bestimmung der Ortsauflösung in Driftrichtung

Aus der Driftzeit der Elektronen vom Entstehungsort bis zum Nachweisdraht kann der ursprüngliche Ort mit Hilfe der Orts-Driftzeitbeziehung gewonnen werden. Die Driftzeit ist allerdings durch verschiedene Faktoren (vgl. Kapitel 2.) Schwankungen unterworfen.

Um die Auflösung des j -ten der 12 Nachweisdrähte zu bestimmen, nutzen wir die Driftzeiten der übrigen Drähte der Kammer, um die Spur zu rekonstruieren. Dazu berechnen wir eine Gerade durch die gemessenen Driftzeiten t_i ($i=1,2,\dots,12$ ohne j) unter Berücksichtigung der Fehler σ_i nach der χ^2 -Methode. Dabei nehmen wir an, daß die 12 Drähte den gleichen Abstand Δx voneinander haben (vgl. Abbildung 22):

$$t_{Fit}^j = a \cdot x_j + b \quad (4-33)$$

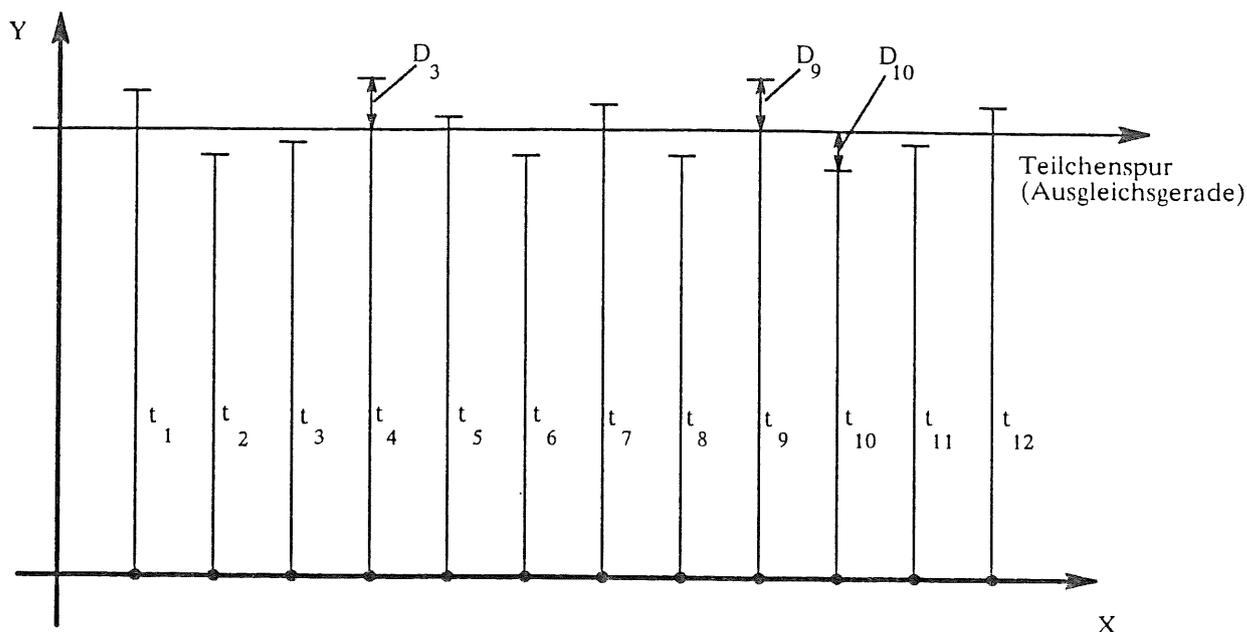


Abbildung 22: Schematische Darstellung einer Teilchenspur

$$a = \frac{S_1^j \cdot S_{x,t}^j - S_t^j \cdot S_x^j}{S_1^j \cdot S_{x,x}^j - (S_x^j)^2} \quad (4-34)$$

$$b = \frac{S_x^j \cdot S_{t,t}^j - S_{t,x}^j \cdot S_x^j}{S_1^j \cdot S_x^j - (S_x^j)^2} \quad (4-35)$$

mit den Abkürzungen:

$$S_1^j = \sum_{i=1 \neq j}^{12} \frac{1}{\sigma_i^2} \quad S_t^j = \sum_{i=1 \neq j}^{12} \frac{t_i}{\sigma_i^2}$$

$$S_{x,t}^j = \sum_{i=1 \neq j}^{12} \frac{x_i \cdot t_i}{\sigma_i^2} \quad S_x^j = \sum_{i=1 \neq j}^{12} \frac{x_i}{\sigma_i^2}$$

$$S_{x,x}^j = \sum_{i=1 \neq j}^{12} \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \quad S_{t,t}^j = \sum_{i=1 \neq j}^{12} \frac{t_i \cdot t_i}{\sigma_i^2}$$

Mit Hilfe dieser Geraden läßt sich eine Vorhersage der Driftzeit am Ort x_j machen. Die Abweichungen (sogenannte Residuen) D_i der gemessenen Driftzeit t_j von der durch den Fit vorhergesagten Position t_{Fit}^j wird in eine Häufigkeitsverteilung eingetragen. An diese Verteilung paßt man eine Gaußkurve an und bestimmt deren Breite σ_D^j (vgl. Abbildung 23). Für die Breiten von Gaußverteilungen gilt:

$$(\sigma_D^j)^2 = (\sigma_j)^2 + (\sigma_{Fit}^j)^2 \quad (4-36)$$

σ_j : Zeitauflösung des j -ten Drahtes.

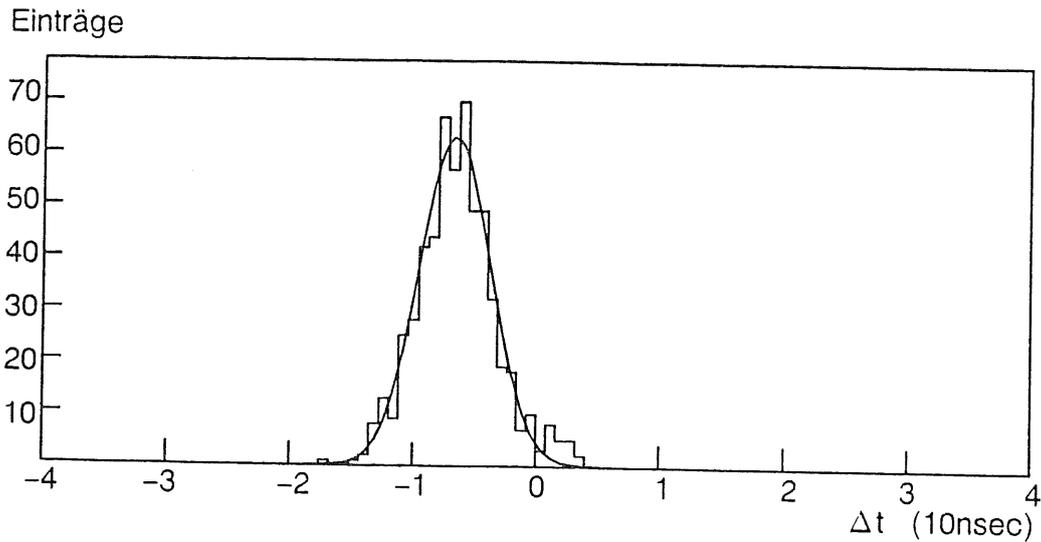


Abbildung 23: Residuenverteilung

σ_{Fit}^j : Fitfehler der Geraden.

Der dabei eingehende Fehler des Fittes σ_{Fit}^j an der Stelle x_j berechnet sich nach:

$$\sigma_{Fit}^j = \sqrt{x_j^2 \cdot \sigma_a^2 + \sigma_b^2 - 2 \cdot x_j \cdot \frac{S_x^j}{S_{x \cdot x}^j \cdot S_1^j - (S_x^j)^2}} \quad (4-37)$$

$$\text{mit } \sigma_a^j = \sqrt{\frac{S_1^j}{S_{x \cdot x}^j \cdot S_1^j - (S_x^j)^2}} \quad (4-38)$$

$$\sigma_b^j = \sqrt{\frac{S_{x \cdot x}^j}{S_{x \cdot x}^j \cdot S_1^j - (S_x^j)^2}} \quad \text{folgt} \quad (4-39)$$

$$\sigma_{Fit}^j = \sqrt{\frac{1}{S_1^j} + \frac{S_1^j}{S_{x \cdot x}^j \cdot S_1^j - (S_x^j)^2} \cdot \left(x_j - \frac{S_x^j}{S_1^j}\right)^2} \quad (4-40)$$

In diese Gleichungen gehen die Fehler σ_i der Zeitmessung der Einzeldrähte ein, nicht jedoch systematische Abweichungen wie zum Beispiel das "Staggering". Die Fehler σ_i gehen auch in die Berechnung der Geraden ein. Sie sind aber zunächst unbekannt. Daher benutzen wir ein iteratives Verfahren um sie zu bestimmen (vergleiche Abbildung 24).

Für die 0-te Iteration nehmen wir für alle Drähte den gleichen Fehler an. Die Größe ist hierbei noch beliebig, da sie sich für gleiche σ herauskürzt. Damit bestimmen wir für jeden Draht einzeln die Residuenbreite und berechnen nach (4-36) und (4-40) die Zeitauflösung. Die so erhaltenen Auflösungen sind die Startwerte für die nächste Iteration. Sie weichen schon zu diesem Zeitpunkt von den tatsächlichen Auflösungen nur noch um etwa 10 % ab. Schon nach wenigen Iterationsschritten (2 bis 3) variieren die Zeitaufösungen zwischen zwei Iterationsschritten nur

noch wenig. Die so erhaltenen Zeitauflösungen brauchen nur noch mit der Driftgeschwindigkeit multipliziert zu werden, um die Ortsauflösung zu erhalten, da die Driftgeschwindigkeit für große Bereiche konstant ist. Die Auflösung kann so für verschiedene Kammerpositionen für jeden Draht einzeln aufgetragen werden.

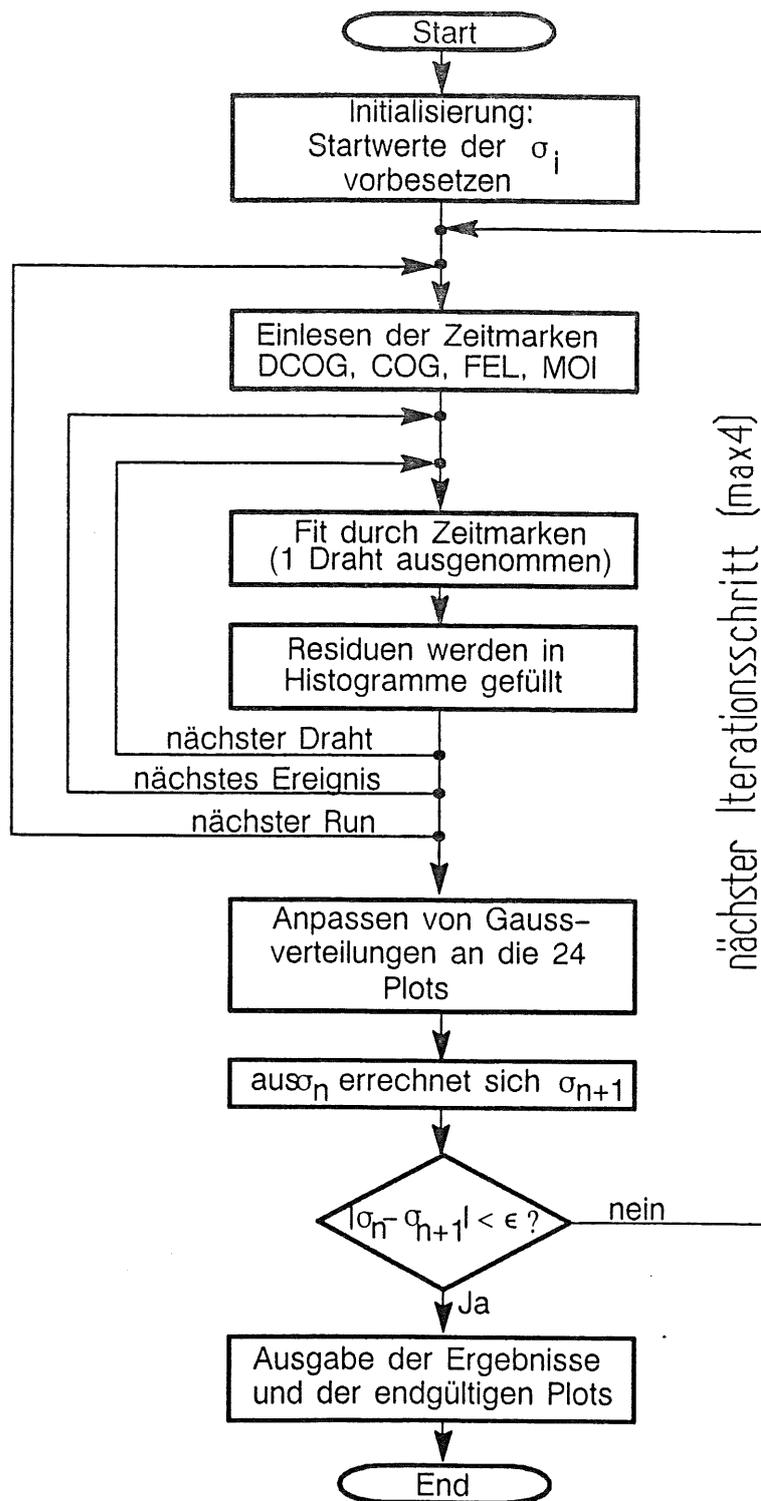


Abbildung 24: Flußdiagramm des Iterationprogramms

4.2.4 Ergebnisse

Die erhaltenen Driftgeschwindigkeiten für Argon/Äthan 50/50 und $E = 1.2 \text{ kV/cm}$ sind in Tabelle 4 aufgelistet. Sie betragen zwischen $50 \text{ } \mu\text{m/nsec}$ am schmalen Ende und $53,5 \text{ } \mu\text{m/nsec}$ am weiten Ende. Sie stimmen überein mit Werten aus Simulationen [WIR83], [GAR89]. Eine Möglichkeit für diese Unterschiede können Feldinhomogenitäten innerhalb der Kammer sein, also ein ansteigendes Feld vom schmalen zum breiten Ende hin. Die Ursache kann darin liegen, daß durch nicht ideale, gleiche Widerstände die Potentiale nicht so gesetzt waren, wie sie theoretisch erwartet wurden. Außerdem können Feldverzerrungen am breiten Ende auftreten, da dort keine Feldformungsstreifen auf der äußeren Wand aufgebracht waren. Dies ist im H1-Experiment jedoch nicht mehr der Fall.

Auffällig ist auch, daß Drähte, die auf Grund des Staggering näher an den auf der Strahlseite liegenden Kathodenflächen liegen, leicht höhere Driftgeschwindigkeiten liefern. Dies liegt an der dort leicht größeren Feldstärke auf Grund der Versetzung der Drähte.

Unterschiede zwischen der breiten und schmale Ausleseseite ergaben sich erwartungsgemäß nicht.

Draht Nr.	schmales Ende		Mitte		breites Ende	
	v_D^{breit} [$\mu\text{m/nsec}$]	v_D^{schmal} [$\mu\text{m/nsec}$]	v_D^{breit} [$\mu\text{m/nsec}$]	v_D^{schmal} [$\mu\text{m/nsec}$]	v_D^{breit} [$\mu\text{m/nsec}$]	v_D^{schmal} [$\mu\text{m/nsec}$]
1	50.1±0.3	50.1±0.4	50.8±0.8	50.6±0.8	53.0±1.5	52.9±1.5
2	49.5±0.9	48,5±0.9	51.5±0.9	51.4±0.8	53.6±1.5	53.6±1.4
3	50.3±0.4	50.6±0.1	51.7±0.9	51.7±0.9	53.7±1.6	53.8±1.4
4	49.6±0.9	48.9±0.8	51.9±0.8	51.8±0.9	53.6±1.5	53.5±1.4
5	50.3±0.4	49.7±0.1	51.7±1.0	51.9±0.9	53.5±1.5	53.6±1.4
6	49.4±0.7	49.1±0.3	51.9±0.9	51.8±0.8	53.7±1.5	53.6±1.5
7	50.4±0.3	50.8±0.4	51.7±0.9	51.9±0.9	53.6±1.4	53.6±1.4
8	49.6±0.4	49.0±1.4	51.9±0.9	51.7±0.9	53.7±1.5	53.8±1.5
9	49.2±0.8	49.3±0.6	51.7±0.9	52.0±0.8	53.6±1.3	53.4±1.4
10	49.5±0.9	48.9±0.6	52.0±0.8	52.1±0.8	53.6±1.4	53.5±1.4
11	51.0±0.6	49.3±0.2	51.8±1.0	51.8±1.0	53.3±1.3	53.1±1.4
12	48.3±0.9	48.7±0.8	51.9±0.8	51.3±0.7	52.4±1.5	52.7±1.4

Tabelle 4: *Driftgeschwindigkeiten Argon/Äthan, 50/50 bei verschiedenen Positionen, breite und schmale Ausleseseite*

Die Ortsauflösung in Driftrichtung ist unterschiedlich je nach Draht und Ausleseseite. Ebenso ist sie abhängig von der Auswertemethode. In Tabelle 5 sind die Auflösungen nach ca. 1cm Driftstrecke angegeben.

Draht Nr	DCOG		FEL		COG		MOI	
	σ^{breit} [μm]	σ^{schmal} [μm]						
1	182.	197.	196.	198.	210.	227.	334.	335.
2	189.	256.	269.	298.	274.	314.	338.	453.
3	149.	208.	181.	204.	183.	232.	273.	304.
4	172.	236.	231.	274.	236.	286.	360.	446.
5	146.	175.	176.	185.	169.	213.	276.	311.
6	188.	255.	216.	275.	263.	302.	357.	463.
7	156.	179.	170.	207.	187.	218.	297.	336.
8	177.	212.	204.	264.	251.	271.	369.	442.
9	140.	212.	179.	219.	185.	229.	303.	355.
10	169.	198.	197.	205.	243.	274.	337.	386.
11	155.	192.	161.	195.	182.	227.	270.	366.
12	149.	169.	174.	182.	221.	221.	247.	298.

Tabelle 5: Auflösung in Argon/Äthan 50/50 für 12 Drähte an beiden Auslese-Enden nach unterschiedlichen Methoden

Näher zum Draht verschlechtern sich die Auflösungen durch den stärkeren Einfluß der Primärionenstatistik und der elektronischen Zeitauflösung. Weiter vom Draht entfernt, sorgt die zunehmende Diffusion für eine Verbreiterung der Verteilung. Sie nimmt proportional zur Wurzel der Driftstrecke zu. Der Verlauf ist für einen Draht in Abbildung 25 dargestellt. Die übrigen Drähte weisen einen ähnlichen Verlauf auf, nur entsprechend nach oben oder unten verschoben.

Bei den Schwankungen der Auflösung fallen einige Besonderheiten auf. Die näher zum Strahl versetzten Drähte erreichen durchweg bessere Auflösungen als die übrigen Drähte. Dies erklärt sich dadurch, daß der Einzugsbereich gegenüber den anderen Drähten vergrößert ist (vergleiche Abbildung 26). Dadurch sind die Signale höher, was wiederum die Amplitudenauflösung verbessert.

Weiterhin fällt auf, daß besonders der erste Draht schlechte Auflösungen liefert. Dies hat folgende Ursachen. Die vor das Rohacell verlegten Feldformungsstreifen sollen die Kammer „elektrisch verlängern“ um sie für Übergangstrahlung direkt von Kammeranfang an empfindlicher zu machen. Der Nachweisraum wird so bis zu dem mit einer Mylarfolie begrenzten Gasraum erweitert. Wie Simulationen zeigen (Abbildung 26), beginnen einige Driftlinien jedoch auf der Mylarfolie. Dies verkleinert den Einzugsbereich für den ersten Draht.

Weiterhin beobachtet man, daß die Auflösung davon abhängt, ob man die Drähte am breiten oder schmalen Ende ausliest. Dies hat seine Ursache in der sich kontinuierlich ändernden Kapazität und Induktivität wegen des unsymmetrischen Kammeraufbaus. Dies hat Einfluß auf die Pulsform, die wiederum Änderungen in

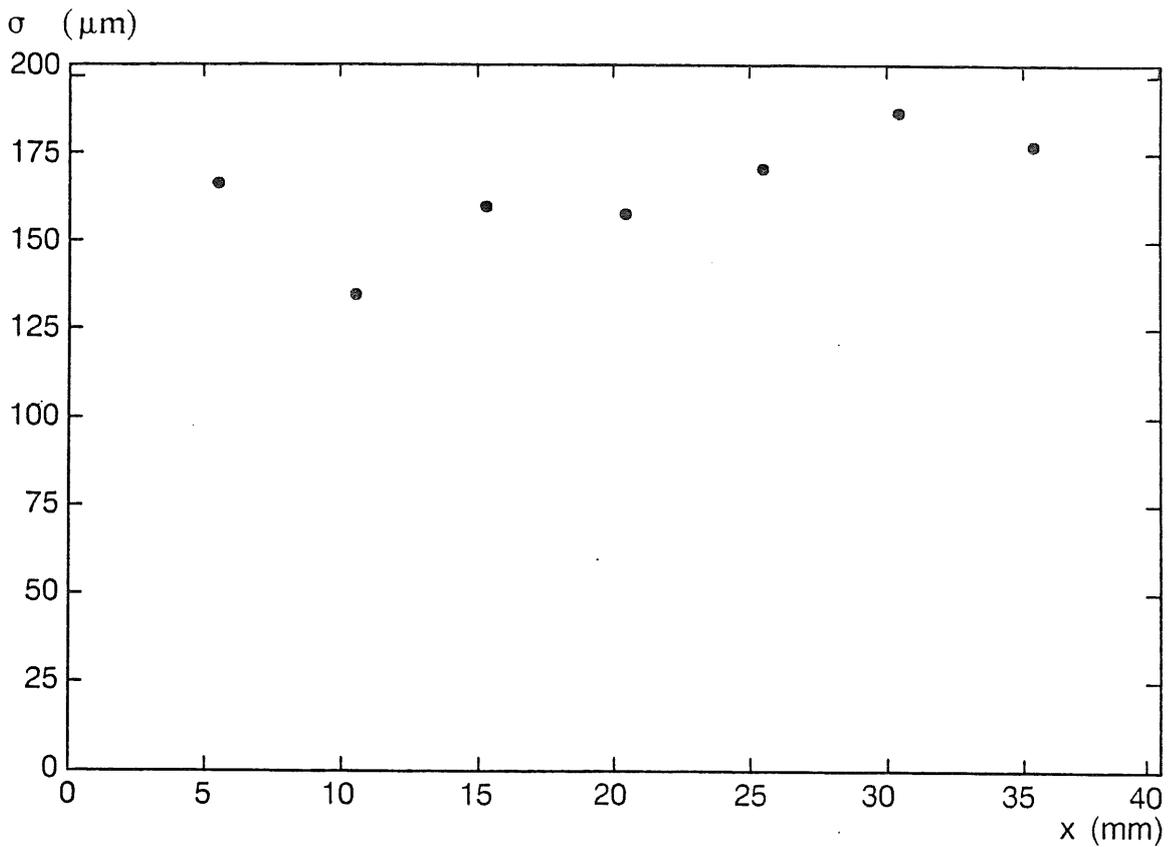


Abbildung 25: Ortsauflösung in Driftrichtung als Funktion des Abstandes vom Draht

der Auflösung hervorruft.

Die gemessenen Steigungen der Anstiegsflanken der am weiten Ende ausgelesenen Pulse, sind bei gleichen Pulsintegralen um ca. 10% größer, als die auf der anderen Ausleseseite. Daher sind die Pulse auch höher. Andererseits ist die Pulslänge etwas kleiner. Erst ca. 10 bis 15 cm neben der geometrischen Kammermitte haben die Signale auf beiden Ausleseseiten etwa die gleiche Form. Die gemessenen Auflösungen sind auf der weiten Seite daher insgesamt besser.

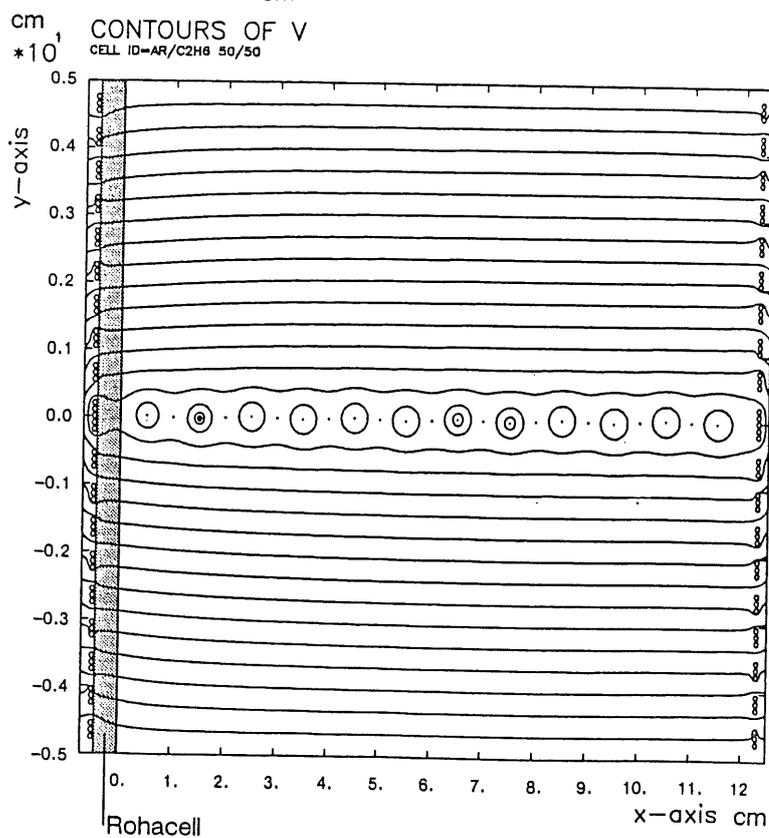
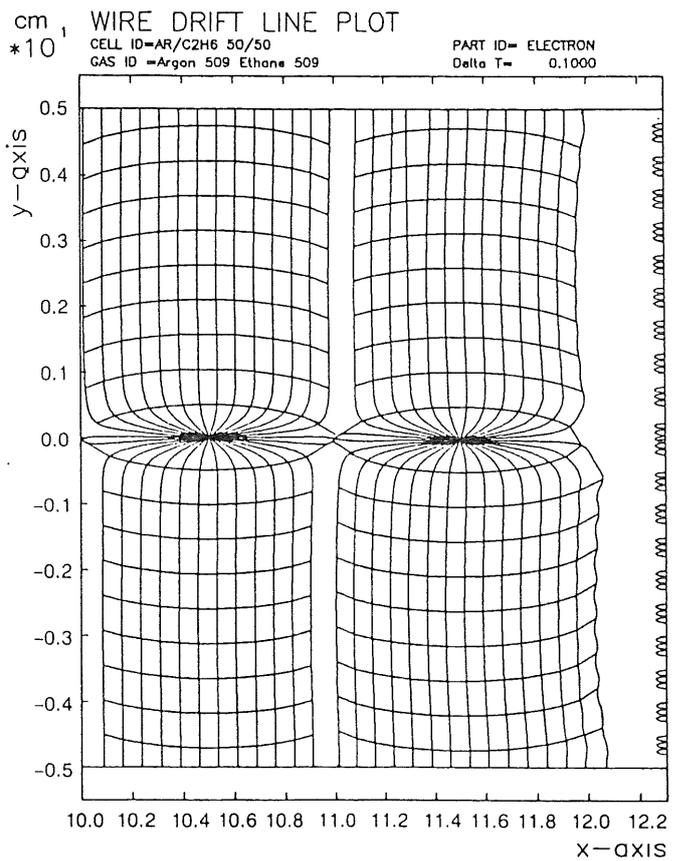
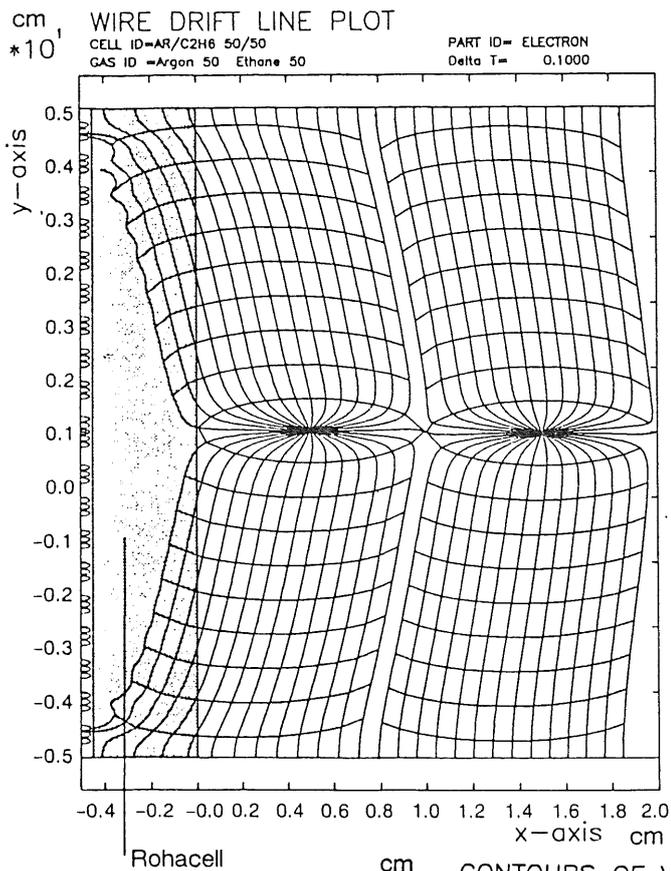


Abbildung 26: Verlauf der Driftlinien innerhalb der Kammer am vorderen und hinteren Fenster und Verlauf der Äquipotentiallinien. [GAR89]

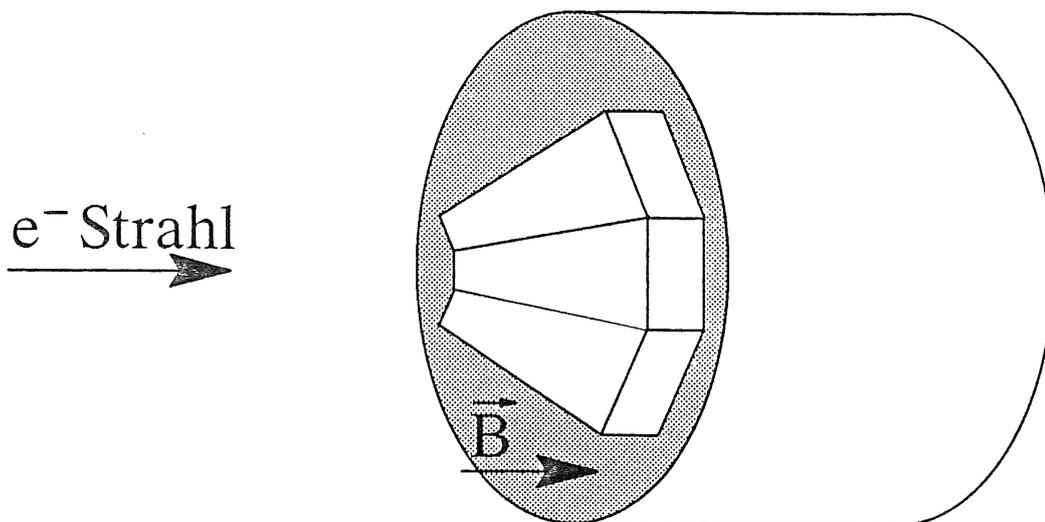


Abbildung 27: Geometrie der Magnetmessung

4.3 Messungen im Magnetfeld

Um das Verhalten der Driftkammer im Magnetfeld zu untersuchen, wurde im Herbst '88 ein weiterer Test im DESY durchgeführt.

Da der Platz im Magneten beschränkt war, mußte mit einer am schmalen Ende verkürzten Kammer gearbeitet werden. Insgesamt wurden drei radiale Segmente miteinander verbunden.

Der Testaufbau war ähnlich dem im Kapitel 3 beschriebenen. Es wurden allerdings andere Vorverstärker und FADCs benutzt. Die Vorverstärker und der verwendete FADC DL3000 waren Prototypen von Geräten, die im H1-Experiment benutzt werden sollen. Der DL3000 zeichnet sich gegenüber dem DL300 durch eine größere Auflösung von 8 Bit (d.h. 256 Amplitudenschritten) aus. Auf Grund dieser Veränderungen können die erhaltenen Daten nicht direkt mit denen des ersten Tests verglichen werden.

Es wurden Messungen im Elektronenstrahl bei verschiedenen Abständen vom Draht und unterschiedlichen magnetischen Feldstärken durchgeführt.

Durch Vergleich der Driftgeschwindigkeiten mit und ohne Magnetfeld und sonst unveränderten Versuchsbedingungen wurde der Lorentzwinkel bestimmt.

Es gilt (vgl. Kapitel 2):

$$\tan(\alpha_B) = \frac{w_{\perp}}{w_{\parallel}} \quad (4 - 41)$$

Die Driftgeschwindigkeiten wurden nach demselben Verfahren wie oben beschrieben berechnet.

4.3.1 Ergebnisse

Die erhaltenen Lorentzwinkel, für $B = 0.87$ Tesla und $E = 1.2$ kV/cm sind in Tabelle 6 aufgelistet, allerdings nur ab Draht Nr.3, da die ersten Drähte während der Messung keine Signale lieferten. Sie lagen bei etwa 37 Grad mit einem Fehler in der Größenordnung von 1 bis 2 Grad. Sie entsprechen damit in etwa denen, die man nach Gleichung (2-13) erhält. Außerdem liegen sie ungefähr bei den Werten, die man aus Abbildung 28 bei $E=1,2$ kV/cm und $B=1$ Tesla ablesen kann.

Die gemessenen Auflösungen mit Magnetfeld entsprachen im Rahmen der Meßgenauigkeit denen ohne Magnetfeld. Signifikante Unterschiede wurden nicht festgestellt.

Draht NR	B=0.87 Tesla	
	α^{breit} [grad]	α^{schmal} [grad]
3	37.8	36.8
4	36.7	36.0
5	35.1	35.5
6	36.9	35.8
7	36.7	33.3
8	37.5	36.5
9	37.4	37.5
10	36.5	36.4
11	38.3	38.4
12	41.9	41.3

Tabelle 6: Lorentzwinkel für $B = 0.87$ Tesla bei $E = 1.2$ kV/cm

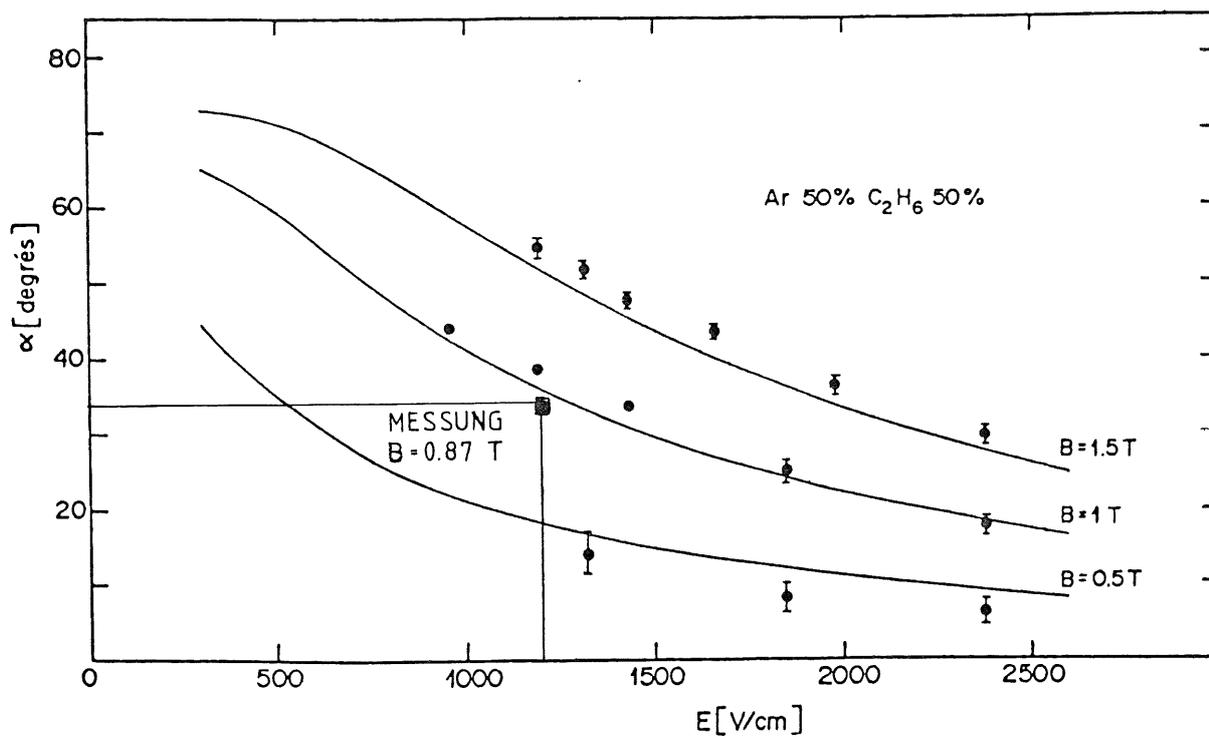


Abbildung 28: Abhängigkeit des Lorentzwinkels von der magnetischen und elektrischen Feldstärke

[RAM79]

4.4 Ortsauflösung in Drahrichtung

4.4.1 Berechnung des Pulsintegrals

Zur Bestimmung der Ortsauflösung in Drahrichtung und zur Bestimmung der effektiven Länge benötigen wir die Integrale der FADC-Pulse auf beiden Seiten der Kammer. Dazu bestimmen wir Pulsanfang und Pulsende und summieren die Amplitudenwerte in diesem Bereich. Davon wird die Grundlinie abgezogen, um nur das durch Ionisation hervorgerufene Signal zu messen.

Um zu verhindern, daß sehr langsam abfallende Pulse in ihrem Integralinhalt überbewertet werden, wird die Summation nach 18 Kanälen hinter dem Pulsanfang abgebrochen. Dieser Wert wurde durch Variation so optimiert, daß man die bestmögliche Auflösung erhielt. Er entsprach außerdem etwa der mittleren Pulslänge.

Eine andere Schwierigkeit tritt auf, wenn man sehr unterschiedlich hohe Pulse auf beiden Seiten miteinander vergleicht. Da wir zur Pulserkennung und zur Pulsanfang- und Pulsendebestimmung mit festen Schwellen arbeiten, wird das Pulsende bei hohen Pulsen erst später erkannt. Daher wird bei der Integralberechnung darauf geachtet, daß die schmale Seite und die breite Seite gleich behandelt werden und über dieselbe Anzahl von Kanälen summiert wird. Es spielt jedoch nur eine geringe Rolle, ob man den kürzeren oder längeren Puls als Längenstandard heranzieht. Bei unseren Berechnungen wird über die kürzeren Pulslängen integriert.

4.4.2 Bestimmung der effektiven Länge

Zur Bestimmung der effektiven Länge nutzt man die Beziehung zwischen der Position Z_0 und des Integralverhältnisses $\frac{\Delta Q}{\Sigma Q}$ aus:

$$Z_0 = L_{Eff} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta Q}{\Sigma Q} + \frac{L}{2} \cdot \frac{\Delta R}{R} \quad (4-42)$$

Einträge

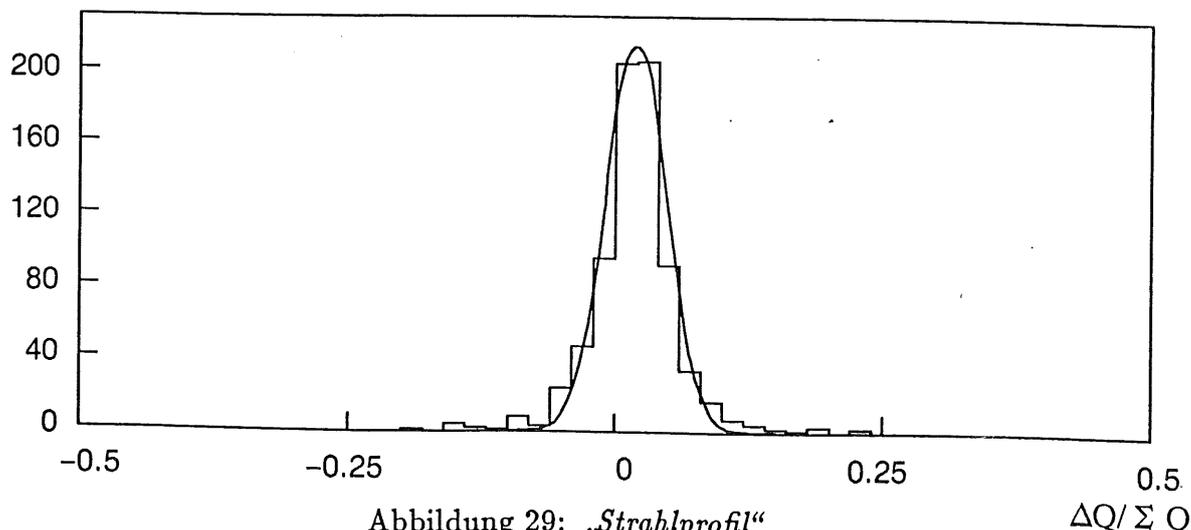


Abbildung 29: „Strahlprofil“

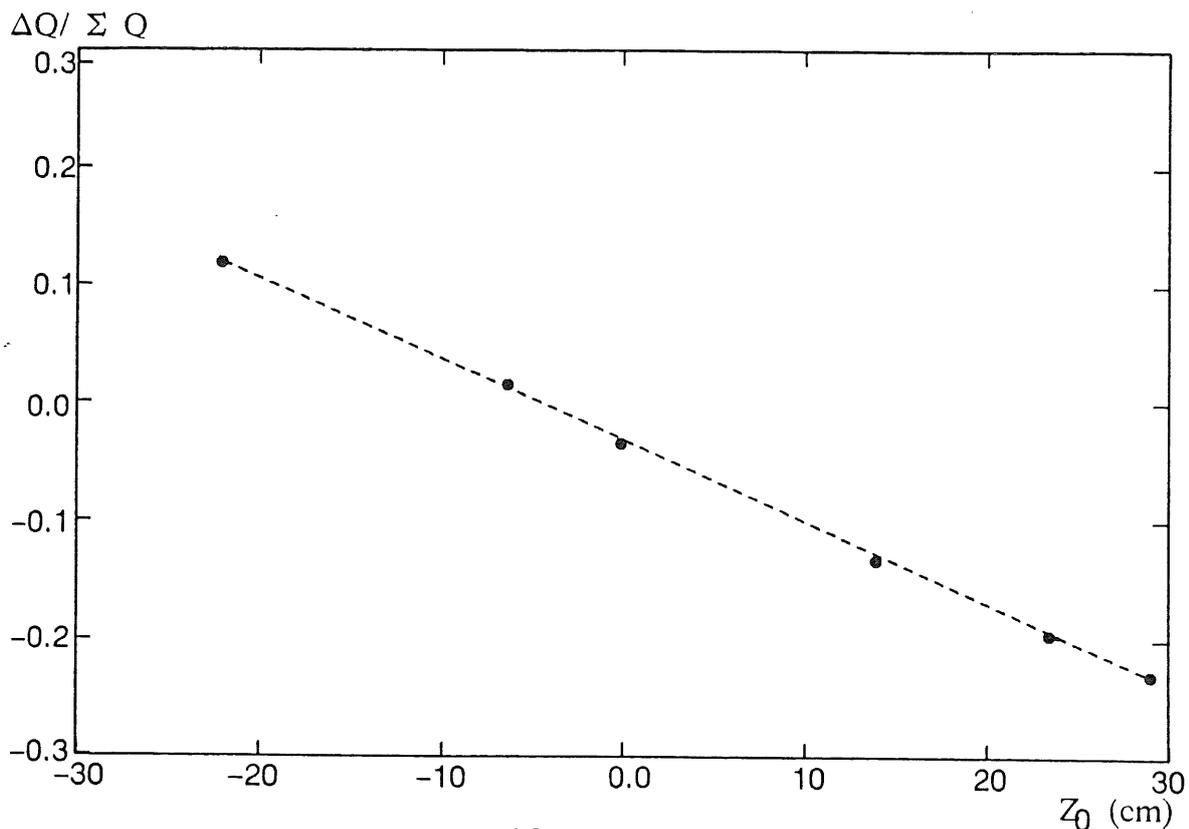


Abbildung 30: $\frac{\Delta Q}{\Sigma Q}$ als Funktion des Ortes

Hierbei ist L_{Eff} der zu bestimmende Proportionalitätsfaktor. Trägt man also die Lage Z_0 in Drahrichtung gegen $\frac{\Delta Q}{\Sigma Q}$ auf, so erhält man als Steigung $\frac{2}{L_{Eff}}$ (Abbildung 30). Die Position Z_0 wird mit Hilfe einer Meßuhr bestimmt. Um ein mittleres $\frac{\Delta Q}{\Sigma Q}$ zu bestimmen, berechnet man für eine eingestellte Position den Wert $\frac{\Delta Q}{\Sigma Q}$ für mehr als 1000 Ereignisse und füllt diese Werte in ein Histogramm ein. An diese Verteilung wird eine Gausskurve durch iterative Veränderung der Parameter angepaßt. Diese Histogramme stellen ähnlich wie bei der Driftzeitmessung ein Strahlprofil dar (vergleiche Abbildung 29). Jedoch wird hier die Breite nicht nur durch die Breite des Strahls bestimmt, sondern im wesentlichen durch die Auflösung. Diese ist bis zu einer Größenordnung größer als die tatsächliche Strahlbreite, von 0,5 bis 1.0 cm.

4.4.3 Bestimmung der Ortsauflösung in Drahrichtung

Zur Berechnung der Auflösung in Drahrichtung geht man nach demselben Verfahren vor, das schon bei der Ortsauflösung in Driftrichtung angewendet wurde. Es wird die Spur eines Elektrons durch 11 Drahtpositionen berechnet, und die Abweichung (Residuum) des bei dem Fit nichtberücksichtigten Drahtes von dieser Geraden bestimmt. Die Residuen werden für viele Ereignisse in ein Histogramm gefüllt und die Breite bestimmt. Daraus kann man nach (4-36) die tatsächliche

Drahtauflösung bestimmen. Es wird hierbei das gleiche iterative Verfahren benutzt. Statt der Zeitmarken t_i wird hier allerdings die Größe $\frac{\Delta Q}{\Sigma Q}$ benutzt, da L_{Eff} für alle Drähte nahezu gleich ist und daher direkt proportional zum Ort Z_0 ist.

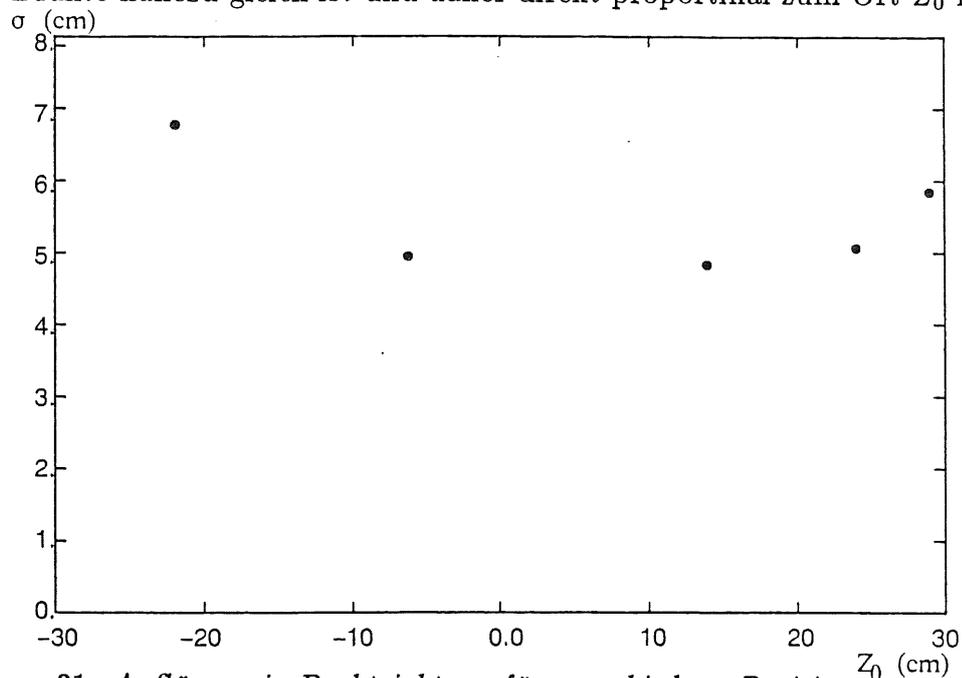


Abbildung 31: Auflösung in Drahrichtung für verschiedene Positionen entlang des Drahtes

4.4.4 Ergebnisse

Die gemessenen effektiven Längen sind in Tabelle 7 eingetragen. Sie variieren nur wenig zwischen den Drähten und liegen zwischen 2.80 m und 2.90 m.

Draht	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
L_{Eff} [cm]	287.	301.	291.	289.	292.	289.	288.	286.	285.	284.	279.	270.
\pm cm	6.	4.	2.	3.	4.	2.	2.	3.	1.	2.	2.	2.

Tabelle 7: Effektive Länge

Die erreichten Auflösungen für verschiedene Drahtpositionen sind in Tabelle 8 eingetragen. Sie liegen zwischen 4 bis 6 cm. Abbildung 31 zeigt für einen Draht den Verlauf für verschiedene Positionen entlang des Drahtes. Es wird deutlich, daß die Auflösung in der Mitte des Drahtes am besten ist.

Man kann auch bei der Auflösung in Drahrichtung erkennen, daß die Auflösung der nach zum Strahl hin versetzten Drähte besser ist. Dies hat wiederum seinen Grund in dem größeren Einzugsbereich und somit höheren Pulsen. Daher ist hier

das Signal-Rauschverhältnis am größer. Zusätzlich ist die Amplitudenauflösung bei hohen Pulsen besser.

	$Z_0 = 29.0\text{cm}$	$Z_0 = 23.9\text{cm}$	$Z_0 = 13.9\text{cm}$	$Z_0 = -6.2\text{cm}$	$Z_0 = -21.9\text{cm}$
Draht Nr.	σ [cm]				
1	9.7	6.7	6.0	4.2	5.9
2	7.4	5.7	6.2	6.1	8.9
3	5.9	5.1	4.8	4.9	6.8
4	6.4	5.8	5.2	5.5	7.0
5	6.0	4.7	4.6	4.8	6.3
6	6.1	4.7	4.7	5.6	6.3
7	6.0	5.1	4.4	4.5	6.6
8	5.8	4.8	6.9	4.2	6.0
9	5.2	4.3	3.8	5.0	5.2
10	6.9	4.8	4.2	4.4	4.8
11	5.7	4.4	3.7	3.7	3.7
12	5.3	4.1	3.9	2.6	3.6

Tabelle 8: *Auflösung in Drahtrichtung für verschiedene Positionen entlang des Drahtes*

5 Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung der Ortsauflösung der radialen H1-Driftkammer, sowohl in Drift- als auch in Drahrichtung. Im Frühjahr 1987 und Herbst 1988 wurden dazu Testmessungen mit einem Segment dieser Kammer im DESY in Hamburg durchgeführt.

Als Driftgas wurde ein Argon-Äthangemisch im Verhältnis 50%-50% bei einer elektrischen Feldstärke von $E=1,2$ kV/cm benutzt. Als bestmögliche Auflösung nach etwa 1 cm Driftweg erhält man zwischen 150 bis 180 μm . Nach 5 cm Drift verschlechtert sich die Auflösung auf Grund der zunehmenden Diffusion auf 180 bis 200 μm . Die erhaltenen Driftgeschwindigkeiten liegen zwischen 50 und 53 $\mu\text{m}/\text{nsec}$.

Im Magnetfeld wird, bei Feldstärken von $B=0,87$ Tesla, ein Lorentzwinkel von 36 bis 38 Grad gemessen. Die Auflösungen mit Magnetfeld unterschieden sich im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht von denen ohne Magnetfeld.

Die Auflösungen in Drahrichtung liegen zwischen 4,5 cm in der Mitte des Drahtes und 6,5 cm an den beiden Enden. Die effektive Länge beträgt ca. 290 cm bei 60 cm geometrischer Drahtlänge.

Insgesamt entsprechen die Auflösungen in Driftrichtung den Erwartungen, die in H1-Proposal angegeben sind. In Drahrichtung werden die Angaben nicht voll erfüllt, jedoch waren hier die Testbedingungen nicht identisch mit denen im späteren H1-Experiment.

Abbildungsverzeichnis

Seite

1	<i>Reichweite von Elektronen in Gasen</i>	3
2	<i>Driftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom elektrischen Feld für verschiedene Argon/Äthan-Mischungen. Die Zahlen beziehen sich auf den Argon Anteil</i>	5
3	<i>Darstellung der Elektronenbewegung im Magnetfeld</i>	6
4	<i>Prinzipskizze zur Ladungsteilung</i>	8
5	<i>Schnitt durch den H1-Detektor</i>	10
6	<i>Schnitt durch das Tracking-System</i>	11
7	<i>Schematische Darstellung der radialen Driftkammer</i>	13
8	<i>Photo des Prototyps der radialen Driftkammer</i>	14
9	<i>Explosionszeichnung und Schnitt eines Segments der radialen Driftkammer</i>	15
10	<i>Elektrischer Aufbau der Kammer</i>	17
11	<i>Vereinfachte Darstellung des Triggeneraufbaus</i>	18
12	<i>Vereinfachte Darstellung des Gassystems</i>	20
13	<i>Umrechnung von linearen in nicht lineare Amplituden</i>	21
14	<i>Schematischer Datenfluß im Auswerteprogramm PROGRES</i>	22
15	<i>Darstellung der Pulsriterien</i>	24
16	<i>DCOG Methode</i>	25
17	<i>FEL Methode</i>	26
18	<i>MOI Methode</i>	27
19	<i>COG Methode</i>	28
20	<i>DCOG-Zeitmarkenverteilung für eine Meßuhrposition</i>	28
21	<i>Orts-Driftzeitbeziehung für Argon/Ethan (50/50)</i>	29
22	<i>Schematische Darstellung einer Teilchenspur</i>	30
23	<i>Residuenverteilung</i>	31
24	<i>Flußdiagramm des Iterationprogramms</i>	33
25	<i>Ortsauflösung in Driftrichtung als Funktion des Abstandes vom Draht</i>	36
26	<i>Verlauf der Driftlinien innerhalb der Kammer am vorderen und hinteren Fenster und Verlauf der Äquipotentiallinien. [GAR89]</i>	37
27	<i>Geometrie der Magnetmessung</i>	38
28	<i>Abhängigkeit des Lorentzwinkels von der magnetischen und elektrischen Feldstärke</i>	40
29	<i>„Strahlprofil“</i>	41
30	<i>$\frac{\Delta Q}{\Sigma Q}$ als Funktion des Ortes</i>	42
31	<i>Auflösung in Drahrichtung für verschiedene Positionen entlang des Drahtes</i>	43

Tabellenverzeichnis

Seite

1	<i>Eigenschaften der von uns verwendeten Gase.</i>	2
2	<i>Werte der Widerstände, die bei der Schaltung verwendet wurden .</i>	16
3	<i>Mittlere Pulskenngößen (E=Amplitudeneinheiten)</i>	23
4	<i>Driftgeschwindigkeiten Argon/Äthan, 50/50 bei verschiedenen Po- sitionen, breite und schmale Ausleseseite</i>	34
5	<i>Auflösung in Argon/Äthan 50/50 für 12 Drähte an beiden Auslese- Enden nach unterschiedlichen Methoden</i>	35
6	<i>Lorentzwinkel für $B = 0.87$ Tesla bei $E = 1.2$ kV/cm</i>	39
7	<i>Effektive Länge</i>	43
8	<i>Auflösung in Drahrichtung für verschiedene Positionen entlang des Drahtes</i>	44

Literatur

- [BEC87] G.A. Beck. *Electrostatics of the Radial Wedge*. Oliver Lodge Laboratory (1987) unpublished
- [BIN] LEYBOLD-HERAEUS GMBH Werk Hanau *Betriebsanleitung Infrarot-Gasanalyator BINOS 1.2*,
- [BLO86] V. Blobel. *The BOS System, Dynamic Memory Management*, II. Institut für Experimentalphysik. Universität Hamburg (1986)
- [BRA81] Siegmund Brandt. *Datenanalyse mit statistischen Methoden und Computerprogrammen*. BI Wissenschaftsverlag 2. Auflage (1981)
- [CDF88] *Radial Wire Drift Chambers for CDF-Forward-Tracking*. NIM A269(1988) 40-50
- [CHA68] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier and Č. Zupancic. NIM 68 (1968), 235
- [CHR71] L.G. Christoporou. *Atomic and Molecular Radiation Physics*. Wiley-Interscience (1971)
- [DAI88] J.B. Dainton. *Tracking in a High Multiplicity Environment*. DESY 88 - 161 (1988)
- [DED83] Karl Heinz Dederichs. *Ortsauflösung einer Driftkammer in Gasmischungen mit Xenon*. Diplomarbeit Aachen (1983)
- [DOR87] Daniel Dorsel. *Test einer Nachweisstruktur für eine hochauflösende Vertexkammer Bestimmung der Ortsauflösung in Driftrichtung*. PITHA 87-38 Aachen (1987)
- [ERS72] G. A. Erskine. *Electrostatic Problems in Multiwire Proportional Chambers*. NIM 105 (1972) 565-572
- [FUE83] Stephan Füllung. *Ortsmessung längs eines Signaldrahtes in einer Proportionalkammer durch Ladungsmessung an beiden Drahtenden*. Diplomarbeit Aachen (1983)
- [GAR89] R. Veenhof „GARFIELD“, *Ein Programm zur Simulation von Driftkammern*. Helios-note, CERN 1989
- [Gas] *Gaschromatograph Gaschromatograph Users Manual*,
- [GES87] Ulrich Geßner. *Methoden zur Bestimmung des Auflösungsvermögens einer mit schnellen Analog-Digital-Wandlern ausgelesenen Driftkammer*. Diplomarbeit RWTH Aachen (1987)

- [GRO88] Jan Groh, Karen Johannsen, Eduard Schenuit. *Some Remarks on the Intrinsic Time Resolution of FADC Timing Algorithms*. H1-02/88 Hamburg (1988)
- [GRU87] Martin Werner Grünewald. *Test einer Nachweisstruktur für eine hochauflösende Vertexkammer. Bestimmung der Ortsauflösung entlang des Signaldrahtes*. PITHA 87-39 Aachen (1987)
- [HER85] Ulrich Herten. *Messung einer Vieldrahtdriftkammer mit rotationssymmetrischen Zellen*. Diplomarbeit Aachen (1985)
- [HOL87] Rene Holzreuther. *Untersuchung des L3-Driftkammerprototypen in einem Teststrahl am CERN Teil2: Anwendung der Ladungsteilungsmethode*. Diplomarbeit ETH Zürich (1987)
- [H1P86] *H1-Detektor HERA, Technical Proposal (1986)*
- [KLE87] Konrad Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner Studienbücher Physik Stuttgart, 2. Auflage (1987)
- [KRA87] B. Krause, S. Masson. *Untersuchung der Signalform, Driftgeschwindigkeit, Diffusion und Ortsauflösung in verschiedenen Gasgemischen*. Aachen PITHA 87/06 (1987)
- [MAS87] S. Masson. *Herstellung und Analyse von Gasmischungen*. Interner Bericht, Aachen (1987)
- [MIC86] Annika Michels. *Methoden zur Bestimmung des Auflösungsvermögens einer mit schnellen Analog-Digital-Wandlern ausgelesenen Driftkammer*. Diplomarbeit Universität Bonn (1986)
- [MIL86] G. Mildner. *Messung an 100 MHz-Flash-Analog/Digital-Konvertern*. Physikalisches Institut Universität Heidelberg HD-PY86/08
- [PAN] Panametrics Ltd. *Hygrometer Users Manual*
- [PRO88] Winfried Pilgram, Hans Wenzel *Progres, Ein Programm zur Auswertung von Driftkammer Testdaten*. RWTH Aachen (1988)
- [RAM79] Ramanantsihena *Thesis, Université de Strasbourg, CRN/HE 79-13 (1979)*
- [RAD74] Radeka IEEE NS-21.1 (1974) 51-64
- [SAU77] F. Sauli. *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*. CERN 77-09, (1977)

- [SCH89] S. Schulte. *Elektronenidentifikation mittels Übergangsstrahlung in einem Testsegment der radialen H1-Driftkammer*. Aachen PITHA 89/04 (1989)
- [WEN89] H. Wenzel. *Testergebnisse zur Ortsmessung und Teilchenidentifikation der radialen Driftkammer für den H1-Detektor Diplomarbeit, unveröffentlicht, III. Phys. Institut B, RWTH Aachen (1989)*
- [WIR83] J. Fehlmann, J.A. Paradiso und G. Viertel. „*WIRCHA*“, *Ein Programm zur Simulation von Driftkammern*, ETH Zürich (1983)

Danksagung

Bei Herrn Prof. Dr. G. Flügge bedanke ich mich für dieses interessante Thema.

Priv. Doz. Dr. W. Struczinski und Dr. H. Gräßler danke ich für die häufige Diskussionsbereitschaft und die vielen Anregungen.

Dr. R. Schulte und H. Nierobisch haben ebenfalls durch Vorschläge und Ideen viel zu dieser Arbeit beigetragen.

Bei S. Schulte und H. J. Wenzel möchte ich mich für ihre gute Zusammenarbeit und Hilfe bei den Testmessungen und der späteren Auswertung bedanken.

E. Bock, K. Boffin und allen Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt sei für die tatkräftige Hilfe bei vielen praktischen Problemen und Aufgaben gedankt.

Ebenso bedanke ich mich bei Dr. V. Commichau, F. Beißel und allen übrigen Mitarbeitern der Elektronik Werkstatt für ihre Hilfe in allen Elektronik Fragen.

Dr. R. Steinberg und A. Brach sei für ihre Hilfsbereitschaft in Software Fragen gedankt.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei J. B. Dainton, G. A. Beck, S. J. Maxfield, J. M. Morton, G. D. Patel und D. P. S. Sankey sowie allen Mitarbeitern der University of Liverpool bedanken. Sie arbeiteten an den Vorbereitungen und der Durchführung der Tests wesentlich mit und halfen auch später bei allen auftretenden Problemen.