

Interner Bericht
DESY FH1T 89-05
Mai 1989

MESSUNGEN ZUR ORTSAUFLÖSUNG
AN EINEM PROTOTYPEN FÜR DIE H1-JETKAMMER
MIT UNTERSCHIEDLICHEN GASMISCHUNGEN UND
VORVERSTÄRKERN

Experimentalphysikalische Diplomarbeit

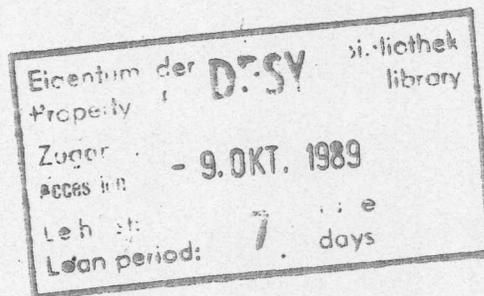
vorgelegt von

KAREN JOHANNSEN

II. Institut für Experimentalphysik

Universität Hamburg

2. Mai 1989



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“

Abstract

In the wake of developing the central jet chamber (CJC) for the H1 detector measurements on a small prototype (Testkammer 3) were carried out. The aim was to determine the dependence of the spatial resolution upon the gas filling as well as the preamplifiers used.

Here measurements with $Ar/CO_2/CH_4$ (89/10/1), Ar/C_2H_6 (50/50), Xe/C_2H_6 (50/50) are described. The preamplifiers had different rise times (16 ns and 30 ns, including the readout cable) and different amplification factors (10 mV/ μ A and 100 mV/ μ A).

Also measurements of the rise time of the drift chamber signal caused by photons from an iron source were carried out and compared to results evaluated with a simple model of the chamber. Both experiment and simulation showed that 4 ns should be a lower limit for the rise time of the preamplifier used.

The used timing algorithm for all results obtained was first-electron-method.

A comparison of the three gas mixtures led to the following results:

The best spatial resolution of about 112 μ m can be achieved with Xe/C_2H_6 , the worst result of about 170 μ m was evaluated for $Ar/CO_2/CH_4$, Ar/C_2H_6 yielded about 145 μ m.

By interpreting these figures one has to consider that for operating the chamber with Xe/C_2H_6 rather high electric fields are necessary in contrast to the unproblematic conditions with $Ar/CO_2/CH_4$.

Comparing $Ar/CO_2/CH_4$ data taken with preamplifiers of different multiplication factors the best results were obtained with a low gain preamplifier, though this is probably due to the higher gas gain that was necessary to operate it. Data obtained by using preamplifiers with a short rise time always yielded somewhat better spatial resolution, in accordance with theoretical considerations, than preamplifiers with a longer rise time.

3.2.1 Das Ersatzschaltbild und die Berechnung des Ersterstellbildes
3.2.2 Die Berechnung des Ersterstellbildes
3.2.3 Die Pulsform am Draht
3.2.4 Stimulierte Signale am Vorverstärker
3.3 Zusammenfassung und Diskussion der Simulationsergebnisse
4 Die Messungen zur Bestimmung der Ortsauflösung
4.1 Der experimentelle Aufbau
4.1.1 Die verschiedenen Vorverstärker
4.1.2 Das FADC-System
4.1.3 Die Wahl der Arbeitspunkte

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1 Motivation und Rahmenprojekt der Arbeit	4
1.1 Der H1-Detektor	4
1.2 Die zentralen Spurkammern des H1-Detektors	4
1.3 Der Prototyp	8
1.4 Motivation und Inhalt der Arbeit	8
2 Funktionsweise von Driftkammern	10
2.1 Prinzipielle Bemerkungen	10
2.1.1 Primärionisation durch geladene Teilchen	10
2.1.2 Primärionisation durch Photonen	13
2.1.3 Die Bewegung der Elektronen im elektrischen Feld	16
2.1.4 Die Bewegung der Ionen im elektrischen Feld	16
2.1.5 Der Einfluß der Diffusion auf die Bewegung der geladenen Teilchen	17
2.1.6 Der Gasverstärkungsprozeß	18
2.2 Die Bestimmung der Ortsauflösung	19
2.3 Die Bestimmung der Energieauflösung	20
3 Die elektrischen Übertragungseigenschaften der Kammer	21
3.1 Messungen der Pulsform am Vorverstärkereingang	21
3.1.1 Der Meßaufbau und die Durchführung der Messungen	21
3.1.2 Die Meßergebnisse	24
3.2 Simulation der Pulsform am Vorverstärkereingang	25
3.2.1 Das Ersatzschaltbild der Driftkammer	25
3.2.2 Die Berechnung des Ersatzschaltbildes	28
3.2.3 Die Pulsform am Draht	31
3.2.4 Simulierte Signale am Vorverstärkereingang	35
3.3 Zusammenfassung und Diskussion der Simulationsrechnungen	36
4 Die Messungen zur Bestimmung der Ortsauflösung	37
4.1 Der experimentelle Aufbau	37
4.1.1 Die verschiedenen Vorverstärker	37
4.1.2 Das FADC-System	40
4.1.3 Die Wahl des Arbeitspunktes	40

4.1.4	Der Triggeraufbau	43
4.2	Die Datenauswertung	46
4.2.1	Die Datenreduktion	46
4.2.2	Die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit	47
4.2.3	Die Bestimmung der Ortsauflösung	50
4.2.4	Ergebnisse	53
4.3	Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse	55
5	Zusammenfassung	57
A	Anhang	58
A.1	Ergebnisse zu den Messungen der Pulsform am Vorverstärkereingang	58
B	Anhang	61
B.1	Das Runge-Kutta-Verfahren	61
B.2	Die Übertragungsfunktion	62
B.3	Die statistische Auswertung der Residuenverteilungen	63
B.3.1	Wichtige Definitionen aus der Statistik	64
B.3.2	Die lineare Regression	66
B.3.3	Die Herleitung des statistischen Korrekturfaktors zur Bestimmung der Ortsauflösung	67
	Tabellenverzeichnis	68
	Abbildungsverzeichnis	68
	Literaturverzeichnis	71

Einleitung

Mit dem Bau der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA am DESY in Hamburg entsteht zur Zeit ein neuer Elektron-Proton-Speicherring. Diese Anlage wird es erstmals ermöglichen, Kollisionen zwischen Elektronen einer Energie von 30 GeV und Protonen einer Energie von 820 GeV zu untersuchen. Die maximale Schwerpunktsenergie wird hierbei $\approx 300\text{ GeV}$ betragen.

Derart hohe Energien erlauben es, Strukturen bis zu einigen 10^{-18} cm zu untersuchen. Da insbesondere die e - p -Streuung bei solchen Energien als Streuung eines Elektrons an einzelnen Quarks, den Komponenten des Protons, angesehen werden kann, liegt der Zweck dieser neuen Experimente vornehmlich in der Untersuchung der Quarkstruktur des Protons und sollte eine genaue Bestimmung der Strukturfunktion vom Proton zulassen, sowie in der Untersuchung möglicher Strukturen der Quarks selbst. Darüberhinaus sollen mit dem HERA-Projekt noch eine Reihe anderer Fragestellungen verfolgt werden, zu der natürlich auch die Suche nach neuen Teilchen gehört.

Allen Hochenergieexperimenten ist gemeinsam, daß sie zu ihrer Durchführung große Detektoren benötigen. Für die Experimente an HERA werden deshalb zwei neue Detektoren, H1 und ZEUS, entwickelt. Überspitzt kann man sicher behaupten, daß die Komplexität derartiger Nachweisgeräte umgekehrt proportional zur Dimension der untersuchten Strukturen ist. Diese Detektoren müssen in der Lage sein, durch Registrierung und Messung makroskopischer Größen, Daten bereitzustellen, deren Auswertung eine genaue Untersuchung des Stoßereignisses erlaubt. Zum einen soll eine möglichst vollständige räumliche Rekonstruktion des Ereignisses stattfinden, zum anderen soll durch Bestimmung von Energie, Impuls, Ladung und Masse der auftretenden Reaktionsprodukte, deren Identifikation erfolgen. Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, bestehen die Detektoren aus einer Vielzahl unterschiedlicher Komponenten, die auf unterschiedlichen Prinzipien beruhen und sich jeweils mit der Messung spezieller Größen beschäftigen. Da diese Messungen sehr schwierig sein können, stößt man bei der Entwicklung neuer Komponenten häufig auch an die Grenzen des technisch Realisierbaren, deshalb dürfen auch kleinere Effekte, die möglicherweise eine bessere Anpassung an die gewünschten Erfordernisse ermöglichen, nicht vernachlässigt werden. Den Rahmen der vorliegenden Arbeit bildete die Entwicklung der zentralen Spurkammer (*CJC*) für den H1-Detektor, einer Komponente des Detektors, die auf dem Driftkammerprinzip beruht. Mit Hilfe eines kleinen Prototypen für die *CJC* sollten der Einfluß unterschiedlicher Gasmischungen sowie die Verwendung unterschiedlicher Vorverstärker bei der Datenauslese auf die Ortsauflösung untersucht werden. Die Motivation und die Fragestellungen der Arbeit werden im nächsten Kapitel näher erläutert.

Kapitel 1

Motivation und Rahmenprojekt der Arbeit

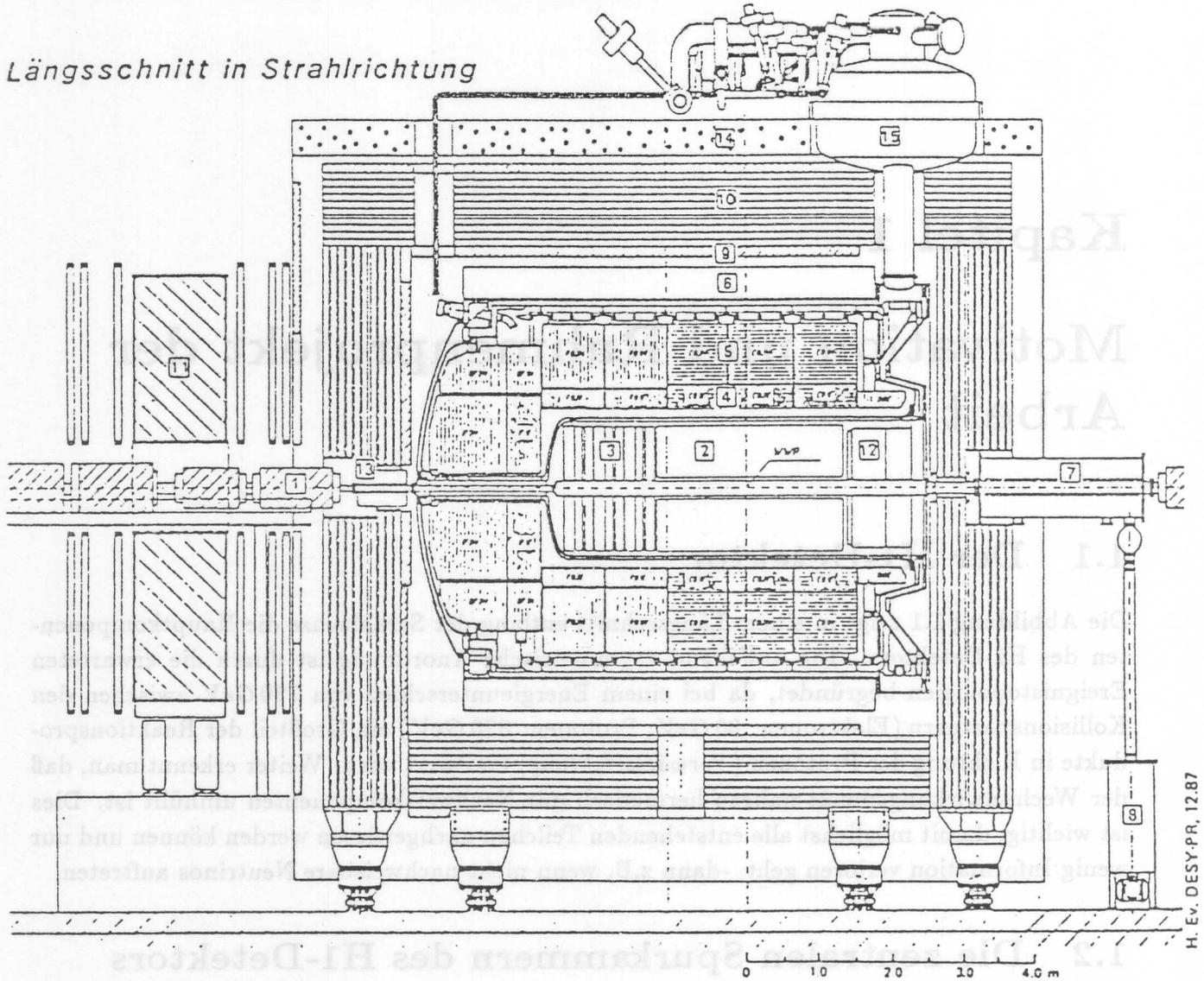
1.1 Der H1-Detektor

Die Abbildung 1.1 zeigt in einem Längsschnitt entlang der Strahlachse die Hauptkomponenten des H1-Detektors. Die auffallend asymmetrische Anordnung ist durch die erwarteten Ereignistopologien begründet, da bei einem Energieunterschied von 790 GeV zwischen den Kollisionspartnern (Elektronen: 30 GeV , Protonen: 820 GeV) ein Großteil der Reaktionsprodukte in Richtung der Protonen (*Vorwärtsrichtung*) emittiert wird. Weiter erkennt man, daß der Wechselwirkungspunkt nahezu hermetisch mit Nachweiskomponenten umhüllt ist. Dies ist wichtig, damit möglichst alle entstehenden Teilchen nachgewiesen werden können und nur wenig Information verloren geht, -dann z.B. wenn nicht nachweisbare Neutrinos auftreten.

1.2 Die zentralen Spurrkammern des H1-Detektors

Einen wesentlichen Bestandteil des H1-Detektors bildet das zentrale Spurrkammersystem, welches das Strahlrohr zylindrisch umschließt (s. Abb. 1.2 und 1.3). Es soll vor allem der Rekonstruktion der bei den inelastischen $e-p$ -Stößen entstehenden Jets dienen. Da hier sehr hohe Teilchendichten zu erwarten sind, sollte die Doppelspurauflösung äußerst gut sein. Insbesondere bei *neutral current events* [17] müssen zudem Impuls und Winkel des gestreuten Elektrons sehr genau bestimmbar sein. In Abb. 1.3 ist die Topologie eines simulierten Ereignisses im Detektor dargestellt. Das zentrale Spurrkammersystem besteht aus zwei unabhängigen Detektoren, der *CJC1* und der *CJC2*. Diese beiden Komponenten sind durch eine z-Kammer und eine MWPC (Multi-Wire-Proportionl-Chamber) voneinander getrennt (Abb. 1.2). Jede einzelne *CJC* ist aus einzelnen Zellen aufgebaut. Der innere Hohlzylinder der *CJC1* enthält 30, der äußere der *CJC2* 60 Zellen. Die Anordnung der Signal-, Potential- und Kathodendrähte ist der Abb. 1.2 zu entnehmen. Um die Rechts-Links-Ambiguität aufzulösen (vgl. S. 50ff.), sind die Signaldrähte jeweils um $150 \mu\text{m}$ nach der einen bzw. anderen Seite versetzt angeordnet. Auffallend ist die Verwendung von jeweils zwei Potentialdrähten zwischen den Signaldrähten. Durch diese Anordnung soll vor allem das sogenannte Übersprechen (*Crosstalk*) um bis zu 50% vermindert werden.

Längsschnitt in Strahlrichtung



Experiment H1

- | | |
|--|--|
| ① Strahlrohr und Strahlmagnete | ⑧ Helium Kälteanlage |
| ② Zentrale Spurenkammern | ⑨ Myon-Kammern |
| ③ Vorwärtsspurenkammern und Übergangsstrahlungsmodul | ⑩ Instrumentiertes Eisen mit Streamerkammern |
| ④ Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | } Flüssig Argon |
| ⑤ Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | |
| ⑥ Supraleitende Spule (1,2 T) | ⑪ Myon-Toroid-Magnet |
| ⑦ Kompensationsmagnet | ⑫ Warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| | ⑬ Vorwärts-Kalorimeter |
| | ⑭ Betonabschirmung |
| | ⑮ Flüssig Argon Kryostat |

Abbildung 1.1: Längsschnitt durch den H1-Detektor entlang der Strahlachse

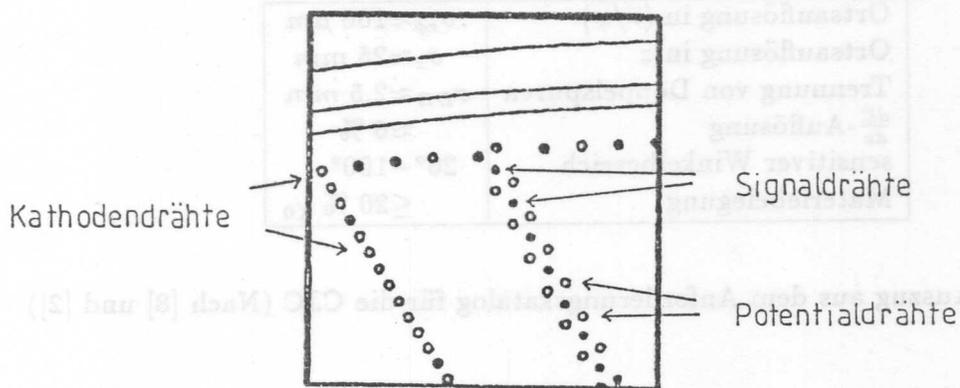
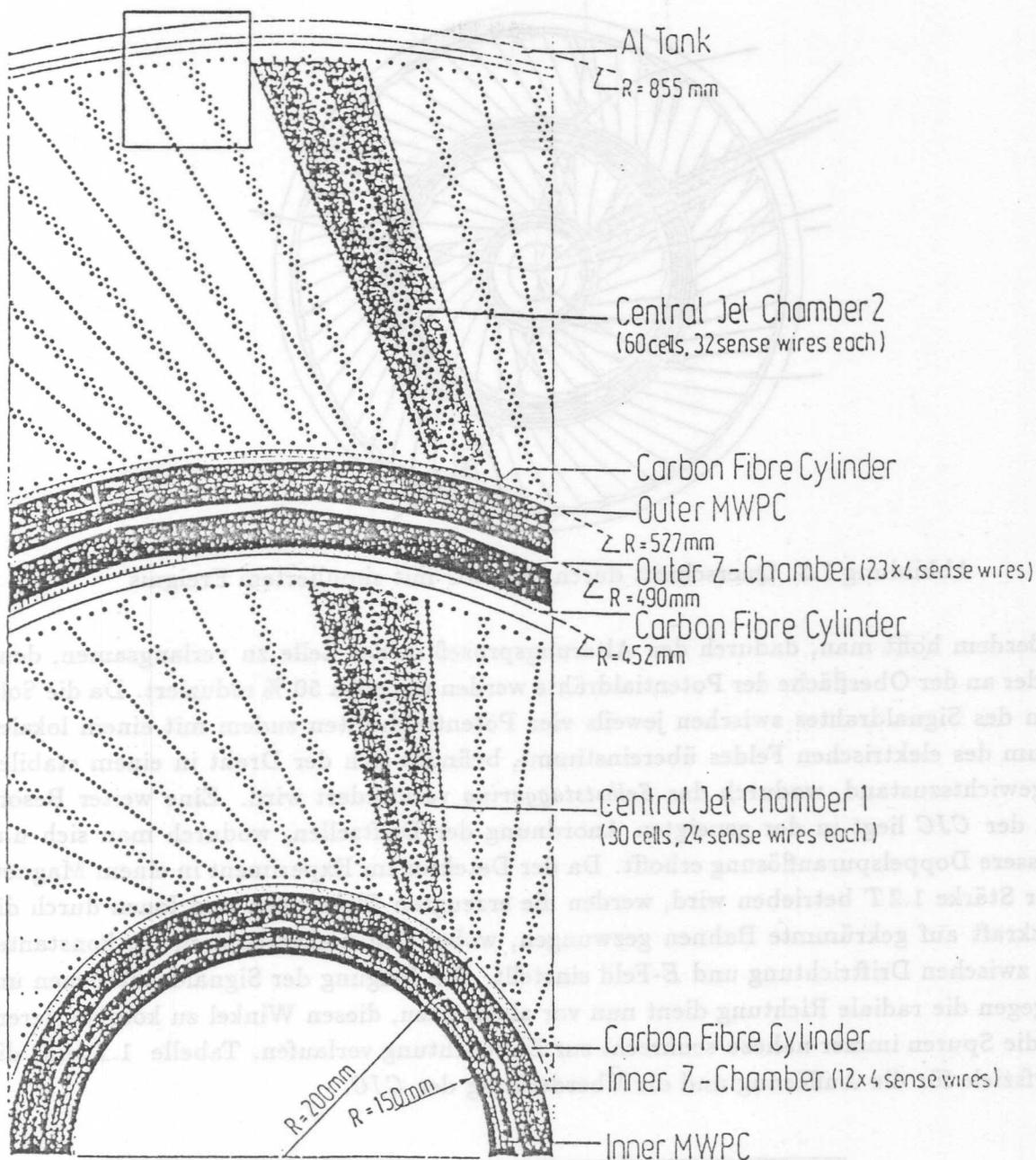


Abbildung 1.2: Ausschnittvergrößerung der CJC

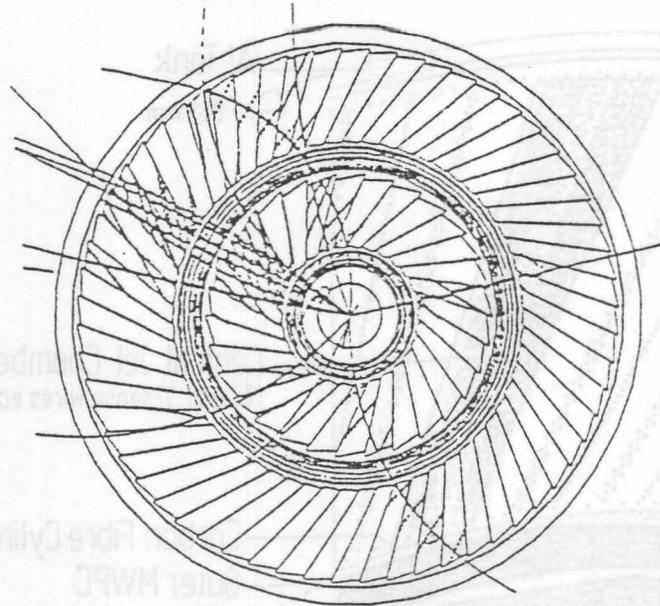


Abbildung 1.3: Querschnitt durch die CJC mit simuliertem Ereignis

Außerdem hofft man, dadurch den Alterungsprozeß in der Zelle zu verlangsamen, denn die Felder an der Oberfläche der Potentialdrähte werden um etwa 50 % reduziert. Da die Sollposition des Signaldrahtes zwischen jeweils vier Potentialdrähten zudem mit einem lokalen Minimum des elektrischen Feldes übereinstimmt, befindet sich der Draht in einem stabilen Gleichgewichtszustand, wodurch das *Selbststaggering* vermindert wird. Eine weitere Besonderheit der *CJC* liegt in der geeigneten Anordnung der Driftzellen, wodurch man sich u.a. eine bessere Doppelspurauflösung erhofft. Da der Detektor im Experiment in einem Magnetfeld der Stärke $1.2T$ betrieben wird, werden die erzeugten Elektronen und Ionen durch die Lorentzkraft auf gekrümmte Bahnen gezwungen, wobei sich makroskopisch ein konstanter Winkel zwischen Driftrichtung und E -Feld einstellt. Die Neigung der Signaldrahtebenen um $\approx 30^\circ$ gegen die radiale Richtung dient nun vor allem dazu, diesen Winkel zu kompensieren, so daß die Spuren immer nahezu senkrecht zur Driftrichtung verlaufen. Tabelle 1.1 zeigt die Entwurfsziele für die Auflösung und die Überdeckung der *CJC*.

Parameter	Wert
Ortsauflösung in (r/ϕ)	$\sigma_{r\phi} \approx 100 \mu m$
Ortsauflösung in z	$\sigma_z \approx 25 mm$
Trennung von Doppelspuren	$\sigma_{DH} \approx 2.5 mm$
$\frac{dE}{dx}$ -Auflösung	$\approx 6 \%$
sensitiver Winkelbereich	$20^\circ - 160^\circ$
Materiebelegung	$\leq 20 \% \chi_0$

Tabelle 1.1: Auszug aus dem Anforderungskatalog für die CJC (Nach [8] und [2])

1.3 Der Prototyp

Um im Hinblick auf die Inbetriebnahme der *CJC* und des *fullsize prototype (FSP)*¹ grundlegende Messungen, wie z.B. bezüglich der Wahl des Kammergases und der verwendeten Vorverstärker, durchzuführen, wurde im Rahmen einer Diplomarbeit ([28]) eine kleine, leicht zu handhabende Testkammer entwickelt. Wesentliche Details, das Design und vor allem die Bauweise betreffend, wurden hierbei von der *CJC* übernommen. Lediglich die Zellgeometrie wurde geändert und anstatt der geneigten Zellen der *CJC* eine rechteckige Struktur mit nur acht Signaldrähten gewählt. Die dabei maximal auftretende Driftstrecke von etwa 50 mm entspricht der maximal auftretenden in der *CJC*. Der Designwert des Staggering beträgt im Gegensatz zur *CJC* noch $100 \mu\text{m}^2$, die Länge der Drähte ist von 2.210 m für die *CJC* auf 1 m reduziert worden. Die Abbildung 1.4 zeigt einen Querschnitt durch den Prototypen. Als Signaldrähte wurden goldplattierte³, $20 \mu\text{m}$ starke Wolframdrähte mit 3% Rheniumanteil verwendet, für die vier Eckdrähte und ihre insgesamt acht Nachbarn $300 \mu\text{m}$ starke CuSn6-Drähte und an allen anderen Stellen $180 \mu\text{m}$ starke CuBe-Drähte.

Der gesamte Teil, der die Endwände trägt, zwischen denen die Drähte gespannt sind, befindet sich in einem Aluminiumrohr, das als Gasbehälter und elektrische Abschirmung dient⁴.

1.4 Motivation und Inhalt der Arbeit

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Messungen zur Ortsauflösung an einem Prototypen für die zentrale H1-Spurkammer.

Die Ortsauflösung ist von sehr unterschiedlichen Faktoren abhängig, die sowohl durch die verwendete Hardware als auch die Software bedingt sind. Sie lassen sich, je nachdem, welchen Teil der Messung sie beeinflussen, grob drei Gruppen zuordnen.

- Hardware

- experimenteller Aufbau : Gas, Temperatur, Druck, Driftfeld, Gasverstärkung, Kammergeometrie

- Datenauslese : Vorverstärker, FADC, Zuleitungen

- Software

- Datenauswertung : Algorithmus zur Bestimmung der Driftzeit

Nicht berücksichtigt sind in dieser Aufstellung die prinzipiellen physikalischen Effekte, wie z.B. die Diffusion, die für die Bestimmung der Ortsauflösung eine natürliche Grenze darstellen. Ziel der Arbeit war es, den Einfluß des verwendeten Kammergases und der Vorverstärker zu untersuchen, wobei als Kammergase $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ (50/50), $\text{Xe}/\text{C}_2\text{H}_6$ (50/50) und $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4$ (89/10/1) verwendet wurden. Die drei untersuchten Vorverstärker unterschieden sich hinsichtlich der Anstiegszeit und des Verstärkungsfaktors.

¹Hierbei handelt es sich um ein 1:1 Modell eines Segmentes der *CJC* aus dem inneren Ring, welches sich, ebenso wie die *CJC*, noch in der Fertigstellungsphase befindet.

²Die Vergrößerung auf $150 \mu\text{m}$ für die *CJC* wurde nach den Bohrarbeiten beschlossen.

³Dies soll die Ablagerung polymerisierter oder dissoziierter Bestandteile des Kammergases verringern.

⁴Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus befindet sich in [28] Kapitel 3.

Drahtanordnung des Prototypen

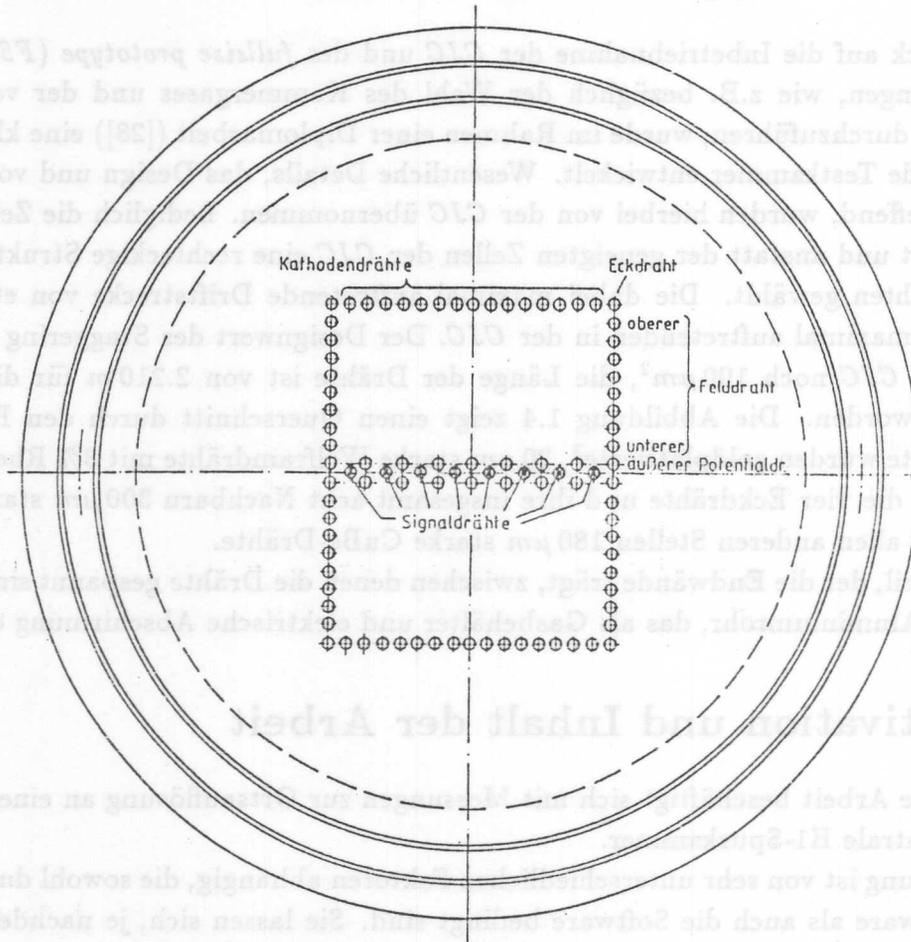


Abbildung 1.4: Drahtanordnung im Prototypen

Die Messungen zum Einfluß der Anstiegszeit wurden vor allem durch theoretische Untersuchungen über den zugrundegelegten Algorithmus zur Driftzeitbestimmung bei der Datenauswertung motiviert ([7]). Hiernach sollten Ausgangspulse mit sehr kurzer Anstiegszeit besonders gute Resultate hinsichtlich der Ortsauflösung liefern. Da die Anstiegsflanke der Ausgangssignale aber nicht nur durch die endliche Anstiegszeit der Vorverstärker bestimmt wird, sondern natürlich auch durch die Anstiegszeit der am Vorverstärker ankommenden Pulse selbst, erschien es sinnvoll, hier den begrenzenden Faktor herauszufinden. Hierfür wurden Messungen der Pulsanstiegszeit am Vorverstärkereingang gemacht, die zudem auch Rückschlüsse auf die elektrischen Übertragungseigenschaften der Kammer zuließen.

Die Arbeit gliedert sich in fünf Kapitel. Im ersten Kapitel wird kurz das experimentelle Umfeld dieser Arbeit geschildert, auch finden sich hier Details zum mechanischen Aufbau der für die Messungen verwendeten Driftkammer. Das zweite Kapitel erklärt die prinzipielle Funktionsweise einer Driftkammer, soweit dies für das Verständnis der darauffolgenden Kapitel notwendig ist. Die Messungen zur Pulsanstiegszeit am Vorverstärkereingang sowie Simulationsrechnungen mit einfachen Modellen hierzu werden im dritten Kapitel beschrieben und diskutiert, im vierten Kapitel schließlich die Messungen zur Ortsauflösung und die dabei erhaltenen Ergebnisse. Hier werden ebenfalls die bei der Datenauswertung notwendigen einzelnen Schritte im Detail erläutert.

Kapitel 2

Funktionsweise von Driftkammern

Driftkammern, die heutzutage in fast allen Detektoren der Hochenergiephysik benutzt werden, dienen vor allem der Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation. Sie stellen eine Weiterentwicklung der Vieldrahtproportionalkammern dar ([10]). Auch wenn sich die einzelnen Driftkammern hinsichtlich ihres Aufbaus unterscheiden, ist das Funktionsprinzip doch geometrieunabhängig und soll am Beispiel der Testkammer 3 erläutert werden. Ausführliche Einführungen in diesen Themenkreis findet man in [24], [13].

2.1 Prinzipielle Bemerkungen

Driftkammern sollen ionisierende Teilchen nachweisen. Hierfür ist das gesamte Kammervolumen (vgl. Abb. 2.1 und 1.4) mit einer geeigneten Gasmischung gefüllt, die meistens aus einem Edelgas, einer organischen Komponente sowie speziellen Zusätzen, wie z.B. Alkohol, besteht. Beim Durchqueren eines Teilchens werden entlang der Flugbahn Gasatome ionisiert. Die Kenntnis der Zeitdifferenz Δt zwischen Ionisationsereignis¹ (t_0) und Entstehen eines Stromsignals am Anodendraht (t_1) erlaubt hierbei – bei bekannter Driftgeschwindigkeit v_D – die Berechnung des Ortes x , an dem das Ionisationsereignis stattgefunden hat.

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_D(t) dt \quad (2.1)$$

Bei konstanter Driftgeschwindigkeit (vgl. 4.1.3) vereinfacht sich die Beziehung zu:

$$x = v_D(t_1 - t_0) = v_D \Delta t \quad (2.2)$$

Die Prozesse, die während der Zeit Δt ablaufen und für das Verständnis der Arbeit wichtig sind, sollen im Folgenden erläutert werden.

2.1.1 Primärionisation durch geladene Teilchen

Der wahrscheinlichste Prozeß², über den ein geladenes Teilchen beim Durchqueren des Kammervolumens mit dem Füllgas wechselwirkt, ist die Coulombwechselwirkung. Diese führt

¹Der Zeitpunkt des Ionisationsereignisses ist hierbei gleichzusetzen mit dem Zeitpunkt des Teilchendurchganges, der z.B. mit Hilfe eines Szintillationszählers ([21]) bestimmt werden kann.

²Außerdem gibt es noch Effekte der Brems-, Čerenkov- und Übergangsstrahlung, die in dieser Arbeit aber nicht berücksichtigt werden brauchen.

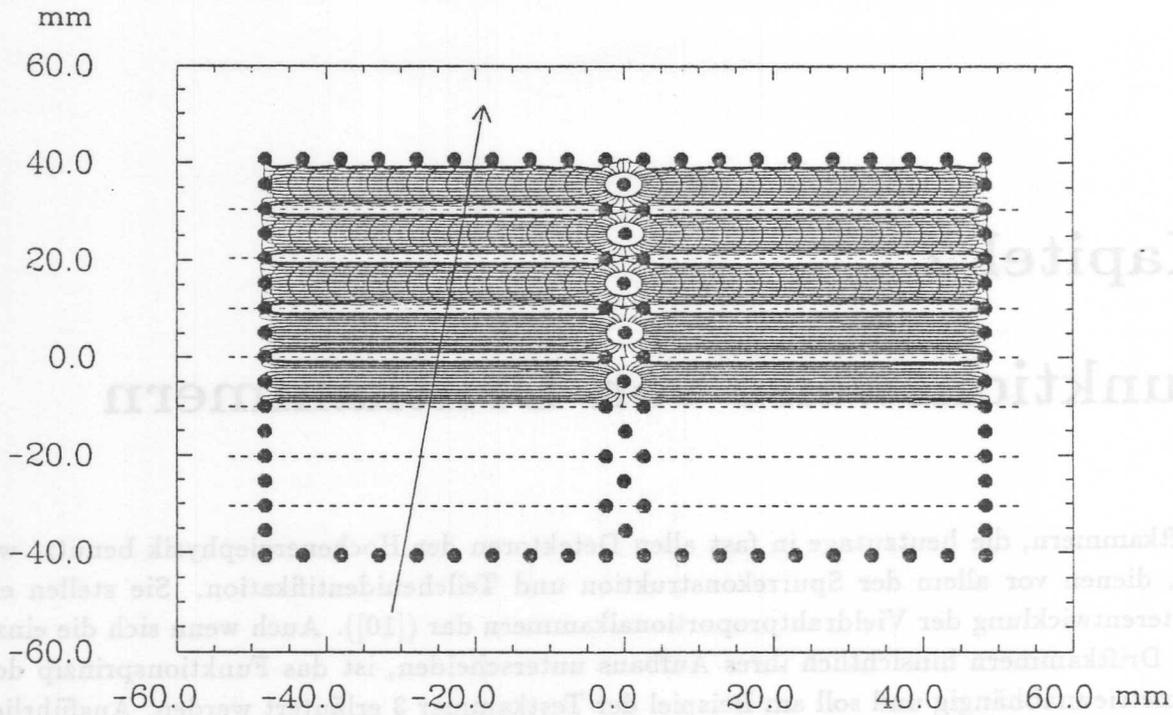


Abbildung 2.1: Feldkonfiguration in der Testkammer 3 (vgl. [28]).

entweder zur Anregung oder gar Ionisation der Gasmoleküle, wobei der hiermit verbundene *mittlere* Energieverlust pro Längeneinheit (dE/dx) annähernd durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben wird, die aus der relativistischen Streutheorie stammt.

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{N_L q^2 e^2}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{\rho}{\beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I_0(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.3)$$

(N_L =Loschmidt'sche Zahl; e , m_e =Elektronenladung und Masse; Z , A , ρ =Kernladungszahl, Atomgewicht und Dichte des Mediums; I_0 =effektives Ionisationspotential des Mediums; q , β =Ladung und Geschwindigkeit ($c \cdot \beta$) des Teilchens).

Das *tatsächliche* Energiespektrum der bei der Primäriionisation entstehenden Elektronen genügt einer Landauverteilung (Abb. 2.2).

Neben der großen Anzahl niederenergetischer Elektronen, deren Energie kleiner ist als die Ionisierungsenergie des Kammergases, gibt es eine endliche Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Elektronen mit Energien $\geq 1\text{keV}$ (δ -Elektronen). Diese können durch Stöße mit den Gasatomen weitere Elektronen erzeugen. Dieser zur Clusterbildung führende Vorgang wird auch *Sekundärionisation* genannt.

Die effektive Reichweite, insbesondere die solcher δ -Elektronen, kann durch Absorptionsmessungen bestimmt werden. Für Energien bis zu einigen 100 keV gilt hierbei folgende Abschätzung [24]:

$$R_e = 0.71 E^{1.72} \quad (2.4)$$

(R_e in $g\text{cm}^{-2}$, E in MeV).

Ergebnisse für Ar sind der Abbildung 2.4 zu entnehmen. Die Gesamtzahl (n_T) erzeugter Elektronen aus Primäriionisation (n_P) und Sekundärionisation (n_S) läßt sich mit

$$n_T = n_S + n_P = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (2.5)$$

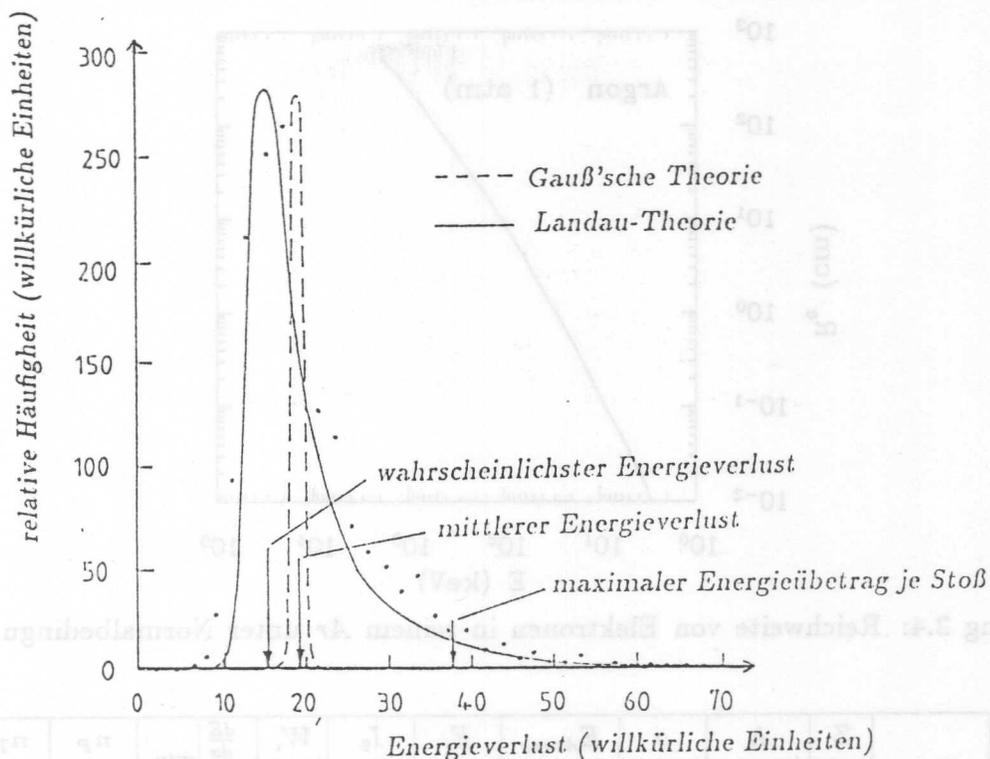


Abbildung 2.2: Energiespektrum von durch Ionisation erzeugten Elektronen . (Aus [24])

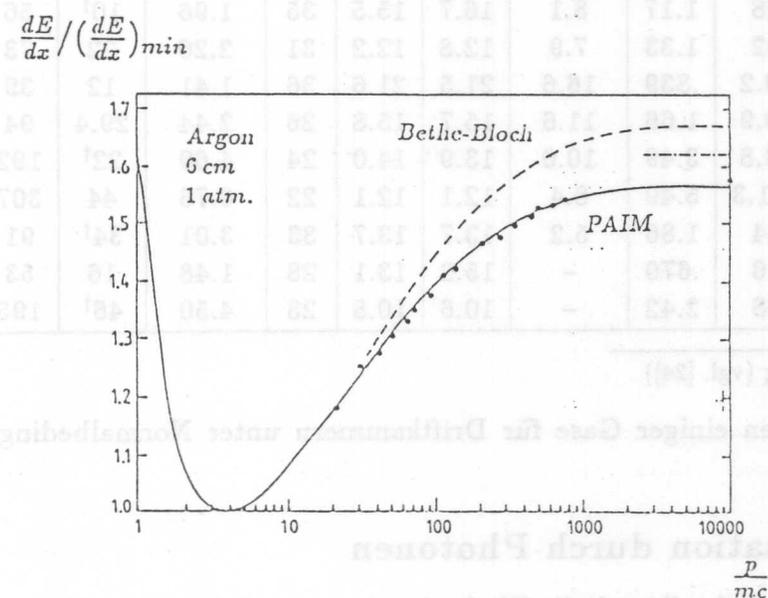


Abbildung 2.3: Energieverlust je Längeneinheit in Argon (gemäß Bethe-Bloch-Formel und gemessen).

abschätzen, wobei ΔE der gesamte Energieverlust des Teilchens längs seiner Spur bzw. in einem definiertem Gasvolumen ist, und W_i die mittlere Ionisierungsenergie darstellt. Für minimalionisierende Teilchen sind in Tabelle 2.1 einige Gaseigenschaften zusammengestellt.

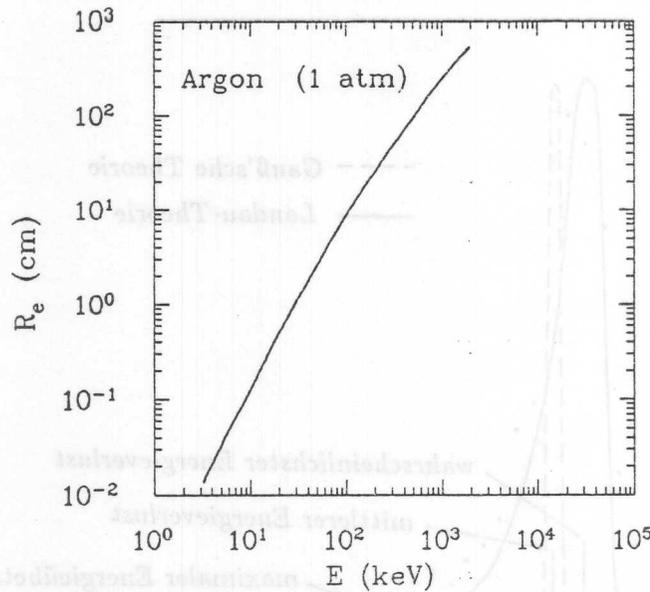


Abbildung 2.4: Reichweite von Elektronen in reinem Ar unter Normalbedingungen. (Aus [24])

Gas	Z	A	ρ	E_{Anreg}	E_i	I_0	W_i	$\frac{dE}{dx}^{min}$	n_P	n_T
			$\frac{g}{dm^3}$	eV				$\frac{keV}{cm}$	Ionen/cm	
He	2	4	.166	19.8	24.5	24.6	41	.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	.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	.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

[†] Wert durch Abschätzung (vgl. [24])

Tabelle 2.1: Eigenschaften einiger Gase für Driftkammern unter Normalbedingungen (Aus [24])

2.1.2 Primärionisation durch Photonen

Im Hinblick auf das 3. Kapitel soll auch die Wechselwirkung von Photonen mit dem Kammergas kurz beschrieben werden, insbesondere der Photoeffekt.

Je nach Energie des Photons sind unterschiedliche Prozesse dominierend (vgl. auch Abb. 2.5):

- Photoeffekt : $E \leq 100 keV$
- Comptonstreuung : $100 keV \leq E \leq 1.02 MeV$
- Paarerzeugung : $1.02 MeV \leq E$

Immer handelt es sich aber um einzelne, lokale Ereignisse, wobei die Absorptionswahrscheinlichkeit in einem Medium der Teilchendichte N durch den Wirkungsquerschnitt σ beschrieben

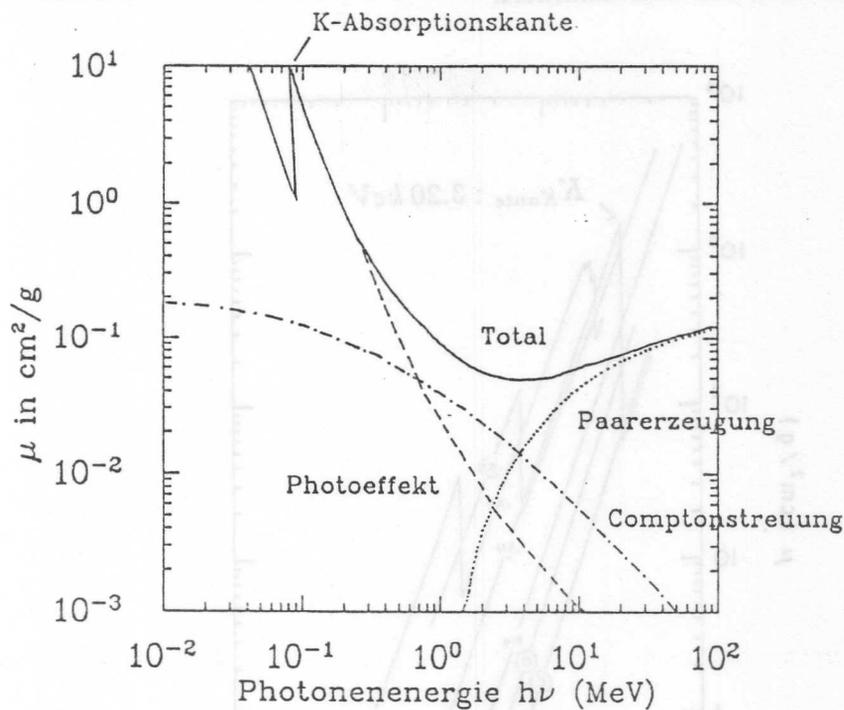


Abbildung 2.5: Wirkungsquerschnitt für Photonen-Absorption (in Blei). (Aus [17])

wird.

$$I = I_0 e^{-\sigma x N} = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.6)$$

I_0 : Anzahl der einfallenden Photonen,

I : Zahl der nach einer Strecke x noch vorhandenen Photonen,

μ : Massenabsorptionskoeffizient in $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$.

Wie aus Abb. 2.6 hervorgeht, ist der Massenabsorptionskoeffizient stark abhängig von der Photonenenergie E_γ . Da ein Absorptionsprozeß wegen des Pauli-Prinzips immer nur in das Kontinuum freier Elektronenzustände erfolgen kann, beobachtet man starke Sprünge, die sogenannten Absorptionskanten.

Der Photoeffekt stellt einen quantenmechanischen Prozeß dar, bei dem durch Absorption eines Photons mit der Energie E_γ Übergänge zwischen den verschiedenen Energieniveaus des Atoms oder Moleküls induziert werden können oder auch Ionisation desselben. Selbstverständlich geht dies nur, sofern die Bindungsenergie des betrachteten Elektrons bzw. das Energieniveau E_j , aus dem es stammt, niedriger ist als die Photonenenergie E_γ . Das emittierte Elektron hat dann eine kinetische Energie von $E_e \approx E_\gamma - E_j$, zurück bleibt ein angeregtes Atom oder Molekül, welches sich über zwei konkurrierende Prozesse teilweise abregen kann.

- Fluoreszenz (Strahlungsübergang): Hierbei wird das im Energieniveau E_j entstandene Loch mit einem Elektron aus einem höheren Energieniveau mit $E_m \leq E_j$ aufgefüllt und gleichzeitig ein Photon der Energie $E_\gamma = E_j - E_m$ emittiert (Röntgenemission).
- Auger-Effekt (strahlungsloser Übergang): Hierbei wird die Energie $\Delta E = E_j - E_m$ dazu genutzt, ein weiteres Elektron aus einem Energieniveau mit $E_n \leq \Delta E$ zu emittieren, welches dann eine kinetische Energie $E_{Auger} = \Delta E - E_n$ hat.

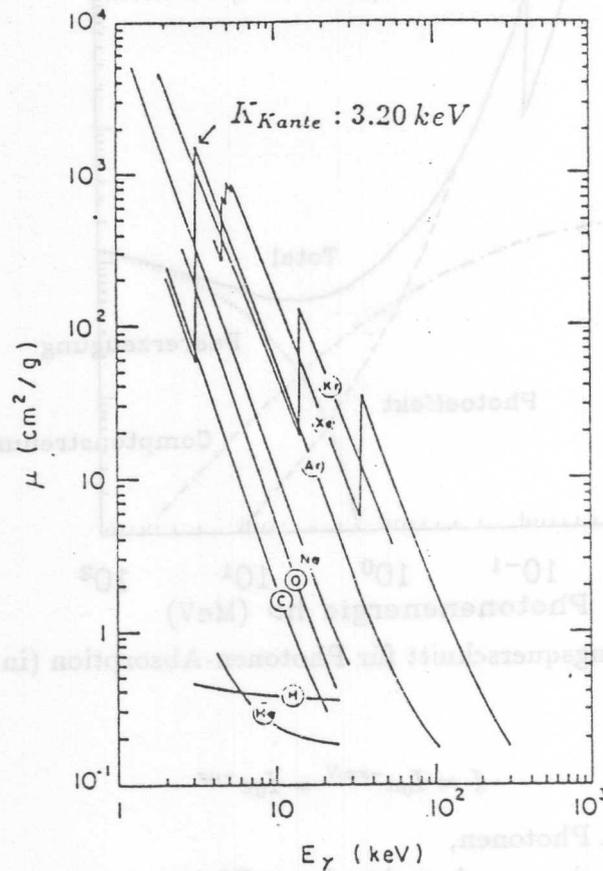


Abbildung 2.6: Massenabsorptionskoeffizient einiger Gase (Aus [24])

Das Verhältnis der beiden Prozesse zueinander ist abhängig von der Kernladungszahl Z . Der Anteil, der mit der Emission eines weiteren Elektrons verbunden ist (Auger-Effekt), wird als Fluoreszenz- oder Quantenausbeute bezeichnet. Die Z -Abhängigkeit ist Abbildung 2.7 zu entnehmen.

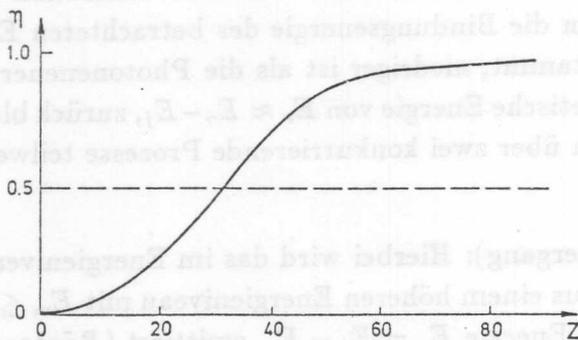


Abbildung 2.7: Fluoreszenzausbeute in Abhängigkeit der Kernladungszahl Z . (Aus [9])

2.1.3 Die Bewegung der Elektronen im elektrischen Feld

Nach den Primär- und Sekundärionisationsprozessen verlieren die entstandenen Elektronen durch Stöße mit den Gasatomen so lange Energie, bis sie mit diesen im thermischen Gleichgewicht sind. Die Anwesenheit des elektrischen Feldes (*Driftfeld*) führt dann dazu, daß die Elektronen beschleunigt werden. Da sie dabei aber ständig mit weiteren Gasatomen und Molekülen zusammenstoßen und ihre Energie so wieder verlieren, stellt sich makroskopisch – gemittelt über Beschleunigungs- und Abbremsvorgänge – eine konstante Driftgeschwindigkeit v_D ein. Diese Driftgeschwindigkeit ist abhängig von der Gaszusammensetzung, dem Druck p , der elektrischen Feldstärke E und in geringem Maße von der Temperatur. In grober Näherung ([24]) gilt

$$v_D \approx \frac{e}{2m_e} E \tau_e \quad \text{mit} \quad \tau_e \approx \frac{1}{p} \quad (2.7)$$

wobei τ_e die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen darstellt. Der Wirkungsquerschnitt σ_e (bzw. τ_e) zeigt zudem noch eine ausgeprägte Abhängigkeit von E und durchläuft Maxima und Minima⁴ (Abb. 2.8), was dazu führt, daß auch v_D nicht linear mit E ansteigt sondern in der Regel ein Maximum aufweist.

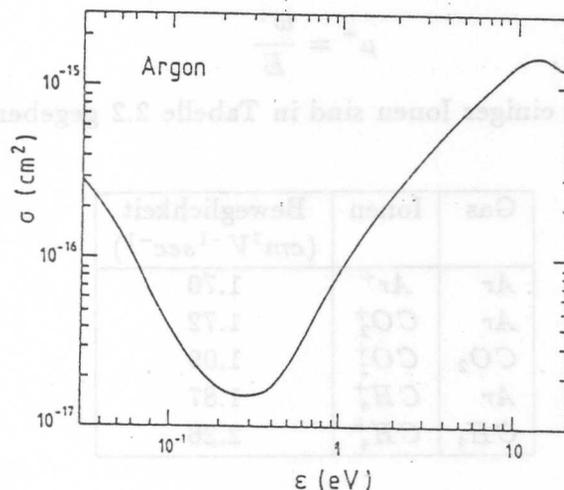


Abbildung 2.8: Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen an Argonatomen in Abhängigkeit vom elektrischen Feld. (Aus [24])

Für gebräuchliche Gasmischungen ist die Driftgeschwindigkeit der Abbildung 2.9 zu entnehmen, wobei als Parametrisierung das *reduzierte* Feld (E/p) verwendet wurde.

2.1.4 Die Bewegung der Ionen im elektrischen Feld

Die Ionen bewegen sich –makroskopisch betrachtet– aufgrund analoger Prozesse ebenfalls mit einer nahezu konstanten Geschwindigkeit. Diese Driftgeschwindigkeit w^+ ist, bis hin zu sehr

⁴Die Minima sind auf einen quantenmechanischen Effekt zurückzuführen (*Ramsauer-Effekt*). Sie lassen sich als Beugung an den Elektronenschalen der Gasatome erklären, die auftritt, wenn die Wellenlänge der Elektronen mit deren Größenordnung vergleichbar ist.

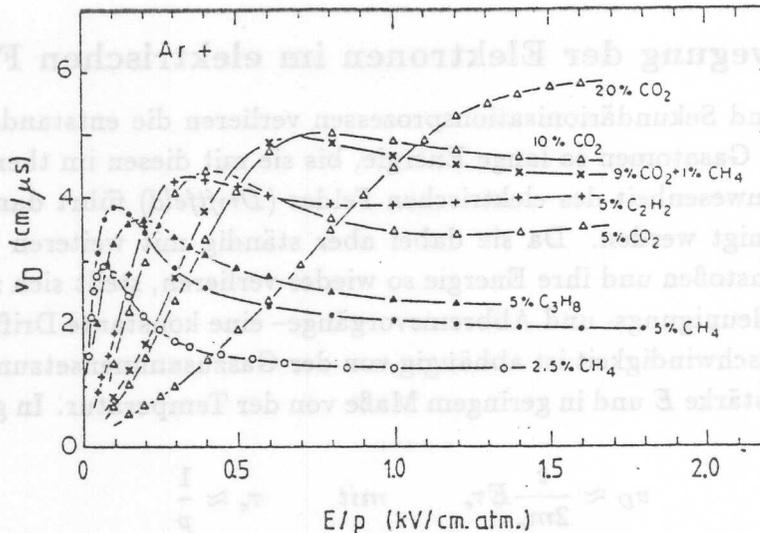


Abbildung 2.9: Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld. (Aus [24])

hohen Feldern, proportional zum reduzierten Feld (E/p). Es ist deshalb üblich, für jedes Ion eines speziellen Gases eine Größe μ^+ , die *Beweglichkeit*, einzuführen.

$$\mu^+ = \frac{w^+}{E} \quad (2.8)$$

Werte für die Beweglichkeit einiger Ionen sind in Tabelle 2.2 gegeben. Wie man daraus ab-

Gas	Ionen	Beweglichkeit ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{sec}^{-1}$)
Ar	Ar^+	1.70
Ar	CO_2^+	1.72
CO_2	CO_2^+	1.09
Ar	CH_4^+	1.87
CH_4	CH_4^+	2.26

Tabelle 2.2: Die Beweglichkeit einiger Ionen in unterschiedlichen Gasen unter Normalbedingungen. (Auszug aus [24])

leiten kann, ist die Driftgeschwindigkeit der Ionen wesentlich geringer als die der Elektronen. Bei einem Driftfeld von 1000 V/cm erhielte man in reinem Argon z.B. $0.017 \mu\text{m/ns}$.

2.1.5 Der Einfluß der Diffusion auf die Bewegung der geladenen Teilchen

Der Drift im elektrischen Feld ist die Diffusion durch thermische Bewegung überlagert. Dies gilt sowohl für Elektronen als auch für Ionen. Bei Abwesenheit eines elektrischen Feldes verändert sich eine lokalisierte Ladungsverteilung dabei gemäß

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}, \quad (2.9)$$

(dN/N) : Anteil der Ladungen im Intervall $|x, x + dx|$ zur Zeit t ,
 D : Diffusionskoeffizient⁵,

wobei sich eine Gaußverteilung ergibt. Für die Standardabweichung der Verteilung nach einer Strecke $x = tv_D$ gilt:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2Dx}{v_D}}. \tag{2.10}$$

Dieses Auseinanderdiffundieren der Ladungsverteilungen setzt dem Auflösungsvermögen einer Driftkammer eine natürliche Grenze.

2.1.6 Der Gasverstärkungsprozeß

In der Nähe des Signaldrahtes liegt ein nahezu radialsymmetrisches Feld vor, wobei die Feldstärke gemäß $E \approx 1/r$ sehr stark zunimmt (vgl. Abb. 2.10). Erreichen die driften-

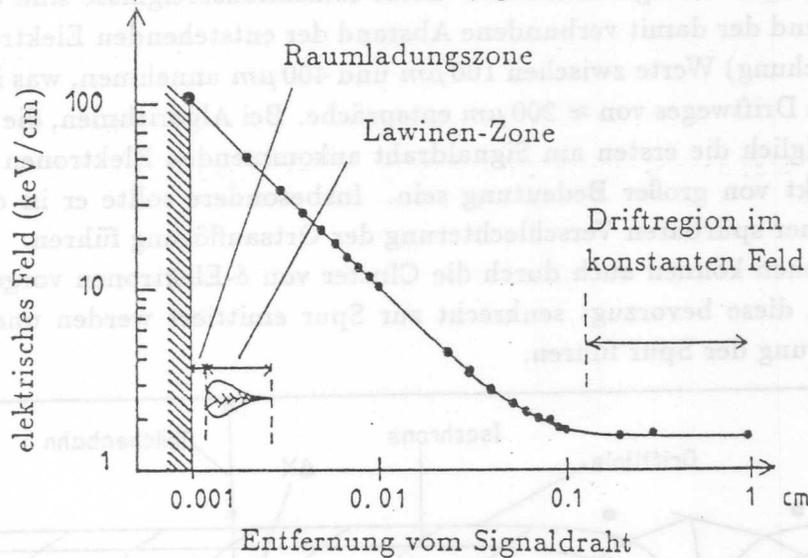


Abbildung 2.10: Elektrische Feldstärke in Abhängigkeit der Entfernung vom Signaldraht

den Elektronen diesen Bereich, können sie zwischen zwei Stößen derart viel Energie aufnehmen, daß sie ausreicht, um weitere Gasatome zu ionisieren. Durch den so initiierten *Gasverstärkungsprozeß* kommt es zu einer lawinenartigen Zunahme von Elektron-Ion-Paaren (*Elektronenlawine*), und erst diese Ladungsvervielfachung führt zu einem am Anodendraht nachweisbaren Signal.

Die Gasverstärkung wird mit dem sogenannten Gasverstärkungsfaktor M gemessen, der sich in inhomogenen Feldern, wie z.B. in der Nähe des Anodendrahtes, mit der Beziehung ([24])

$$M = \exp \int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \tag{2.11}$$

berechnen läßt. ($\alpha(x)$: erster Townsend-Koeffizient \equiv mittlere freie Weglänge des Elektrons). Außer von der Geometrie und Stärke des elektrischen Feldes in der Nähe der Anode wird M noch von der Gaszusammensetzung, dem Druck und der Temperatur beeinflusst.

⁵Auf die Berechnung des Diffusionskoeffizienten soll nicht näher eingegangen werden, – ausführliche Hinweise zur Berechnung finden sich in [23].

2.2 Die Bestimmung der Ortsauflösung

Die wesentliche Aufgabe von Detektoren, die auf dem Driftkammerprinzip beruhen, besteht in der Rekonstruktion der von ionisierenden Teilchen verursachten Spuren.

Neben den Einflüssen, die durch den experimentellen Aufbau bedingt sind und schon kurz erwähnt wurden, gibt es eine Reihe physikalischer Effekte, die zu einer natürlichen Grenze der Ortsauflösung führen. Sie sind vor allem auf die statistische Verteilung der Primärisonisationsereignisse sowie auf die anschließende Diffusion der entstehenden Ladungsverteilungen zurückzuführen und sollen kurz erläutert werden.

Betrachtet man die Vorgänge in einer einzelnen Zelle, so stellt man fest, bedingt durch den gekrümmten Verlauf der Isochronen⁶ (vgl. Abb. 2.11), daß die entlang der Spur erzeugten Elektronen unterschiedlich lange Driftwege zurücklegen müssen, je nachdem w_0 in der Zelle das Ionisationsereignis stattgefunden hat. Diese Ionisationsereignisse sind entlang der Spur *poissonverteilt*, und der damit verbundene Abstand der entstehenden Elektronencluster kann (je nach Gasmischung) Werte zwischen $100\ \mu\text{m}$ und $400\ \mu\text{m}$ annehmen, was im Extremfall einer Variation des Driftweges von $\approx 200\ \mu\text{m}$ entspräche. Bei Algorithmen, die zur Bestimmung der Driftzeit lediglich die ersten am Signaldraht ankommenden Elektronen berücksichtigen, kann dieser Effekt von großer Bedeutung sein. Insbesondere sollte er in der Nähe der Signaldrähte zu einer spürbaren Verschlechterung der Ortsauflösung führen.

Falsche x -Positionen können auch durch die Cluster von δ -Elektronen vorgetäuscht werden, insbesondere, da diese bevorzugt senkrecht zur Spur emittiert werden und somit zu einer realen Verbreiterung der Spur führen.

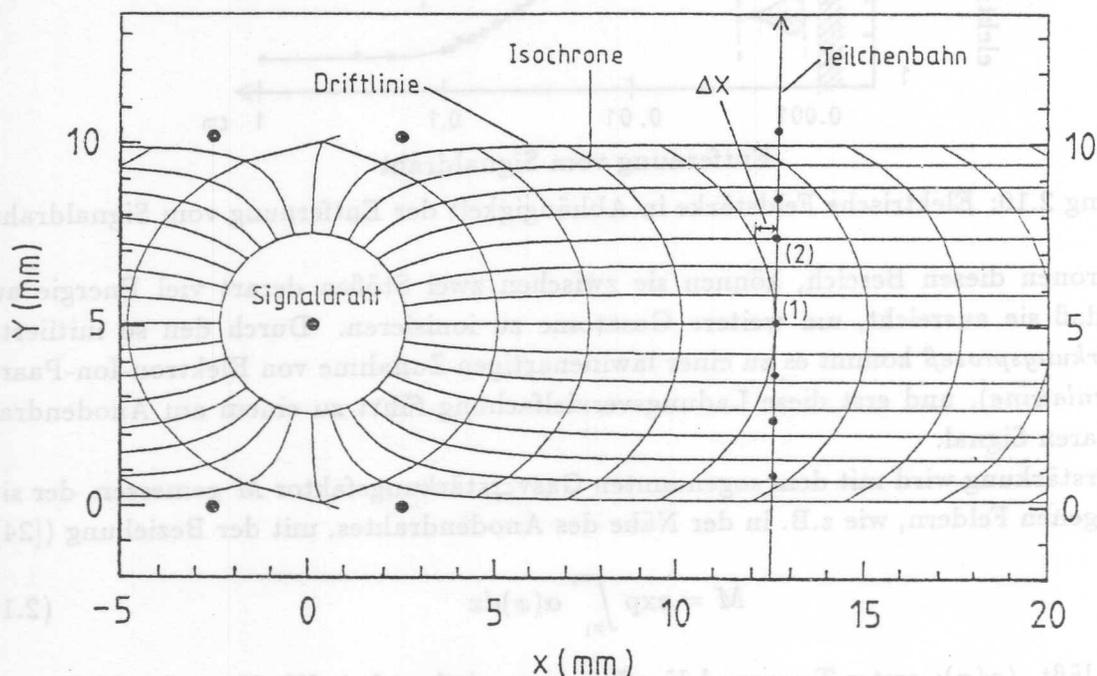


Abbildung 2.11: Feldlinienverlauf in einer Driftzelle mit eingezeichneten Isochronen (vgl. [28]).

⁶Die Isochronen verbinden die Punkte gleicher Driftzeit.

2.3 Die Bestimmung der Energieauflösung

Außer zur Bestimmung des Ortes können Driftkammern in beschränktem Umfang auch dazu eingesetzt werden, um den Energieverlust und somit die Geschwindigkeit eines Teilchens zu bestimmen. Hierbei wird die Pulshöhe des am Anodendraht erzeugten Signals betrachtet, was auf folgende Art entsteht:

Beim Durchqueren des Gasvolumens wird je nach Teilchenart und Gasmischung eine bestimmte Energiemenge ΔE in Form von Ionisationsenergie in der Driftzelle deponiert. Mit Gleichung 2.5 kann man daraus auf die Anzahl der erzeugten Primärelektronen schließen. Wenn die Kammer im Proportionalbereich betrieben wird und keine Sättigungseffekte auftreten, sollte das Signal, welches diese Elektronen nach dem Driften zum Signaldraht und dem Gasverstärkungsprozeß dort erzeugen, proportional der Anzahl der Primärelektronen bzw. dem in der Zelle erfolgten Energieverlust sein. Die Geschwindigkeit kann dann mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel ermittelt werden. Die Bestimmung des Energieverlustes auf diese Art birgt jedoch eine Reihe von Fehlerquellen. Zum einen setzt sie eine gute Proportionalität zwischen der erzeugten primären Ladung und der auf dem Anodendraht schließlich deponierten Ladung voraus, was bei hohen Gasverstärkungen sicher nicht mehr der Fall ist (*Sättigungseffekt*). Zum anderen sind die bei der Primäriodisation deponierten Energiebeträge statistisch verteilt (vgl. Abschnitt 2.2).

3.1 Messungen der Pulshöhe am Vorverstärkereingang

3.1.1 Der Meßaufbau und die Durchführung der Messungen

Für die im Anschluß beschriebenen Messungen wurde die Kammer mit dem nicht brenn-
baren Gas Ar/CO_2 im Verhältnis 50:50 gefüllt. Auf die beiden HV-Adapter wurden
anstelle der sonst auf beiden Seiten üblichen Vorverstärker zwei speziell gefertigte Adapter-
platten gesteckt. Die eine diente der Aufnahme von unterschiedlichen Abschlußwiderständen
(R_{ab}) für den Anodendraht, die andere als Verbindung zwischen dem HV-Adapter und
dem Auslösekabel. An das Auslösekabel, ein 3 m langes BNC-Kabel, wurde ein Oszilloskop
mit einem Eingangswiderstand von 50 Ω angeschlossen, um die Pulshöhen auszumessen.
Der gesamte Meßaufbau ist in Abbildung 3.1 skizziert. Nach Wahl eines Arbeitspunktes für
die Kammer (Näheres hierzu auch in Kapitel 4.1.2) wurde die Gasverstärkung durch Ver-
änderung der Anodenspannung verändert. Als Teilchenquelle wurde das sich in der Kammer
befindende ^{252}Cf -Präparat benutzt (siehe Kap. 3.2.3), welches ca. 10^6 Ereignisse pro Sekunde
liefert (entsprechend einer Aktivität von $\approx 10^6$ Becquerel bzw. $2,7 \mu Ci$) und ein typisches, in
Abbildung 3.2 wiedergegebenes Pulshöhenspektrum besitzt.

¹ Von diesem 10^6 Becquerel trägt jedoch nur der Bruchteil zum Signal bei, der in den Raumwinkel einer Zelle emittiert wird (ca. 1/3 bis 1/5 der Gesamtzahl).

2.3 Die Bestimmung der Energieauflösung

Außer zur Bestimmung des Ortes können Driftkammern in beschränktem Umfang auch dazu eingesetzt werden, um den Energieverlust und somit die Geschwindigkeit eines Teilchens zu bestimmen. Hierbei wird die Pulsbreite des am Anodendraht erzeugten Signals betrachtet, was auf folgende Art entsteht:

Kapitel 3

Die elektrischen Übertragungseigenschaften der Kammer

Um die elektrischen Übertragungseigenschaften der Kammer zu studieren, insbesondere hinsichtlich der Signalanstiegszeiten und Signalformen am Vorverstärkereingang, wurden zwei unterschiedliche Wege beschritten. Zum einen wurden Messungen so direkt wie möglich an der Kammer gemacht, zum anderen wurde versucht, durch eine einfache Simulation des Prozesses, die Messungen zu reproduzieren, um so aus den zugrundegelegten Annahmen zu einem besseren Verständnis des elektrischen Übertragungsprozesses zu gelangen.

Beide Verfahren sollen im folgenden Kapitel kurz erläutert und diskutiert werden.

3.1 Messungen der Pulsform am Vorverstärkereingang

3.1.1 Der Meßaufbau und die Durchführung der Messungen

Für die im Anschluß beschriebenen Messungen wurde die Kammer mit dem nicht brennbaren Gas $Ar/CO_2/CH_4$ im Verhältnis 89:10:1 gefüllt. Auf die beiden HV-Adapter wurden anstelle der sonst auf beiden Seiten üblichen Vorverstärker zwei speziell gefertigte Adapterplatinen gesteckt. Die eine diente der Aufnahme von unterschiedlichen Abschlußwiderständen ($R_{Abschluss}$) für den Anodendraht, die andere als Verbindung zwischen dem HV-Adapter und dem Auslekabel. An das Auslekabel, ein 2 m langes BNC-Kabel, wurde ein Oszilloskop mit einem Eingangswiderstand von 50Ω angeschlossen, um die Pulsformen auszumessen. Der gesamte Meßaufbau ist in Abbildung 3.1 skizziert. Nach Wahl eines Arbeitspunktes für die Kammer (Näheres hierzu auch in Kapitel 4.1.2) wurde die Gasverstärkung durch Variation der Anodenspannung verändert. Als Teilchenquelle wurde das sich in der Kammer befindende $^{55}_{26}Fe$ -Präparat benutzt (siehe Kap. 3.2.3), welches ca. 10^5 Ereignisse pro Sekunde liefert (entsprechend einer Aktivität von $\approx 10^5$ Bequerel bzw. $2.7 \mu Ci$)¹ und ein typisches, in Abbildung 3.2 wiedergegebenes Pulshöhenspektrum besitzt.

¹Von diesen 10^5 Bequerel trägt jedoch nur der Bruchteil zum Signal bei, der in den Raumwinkel einer Zelle emittiert wird (ca. 1/3 bis 1/5 der Gesamtrate).

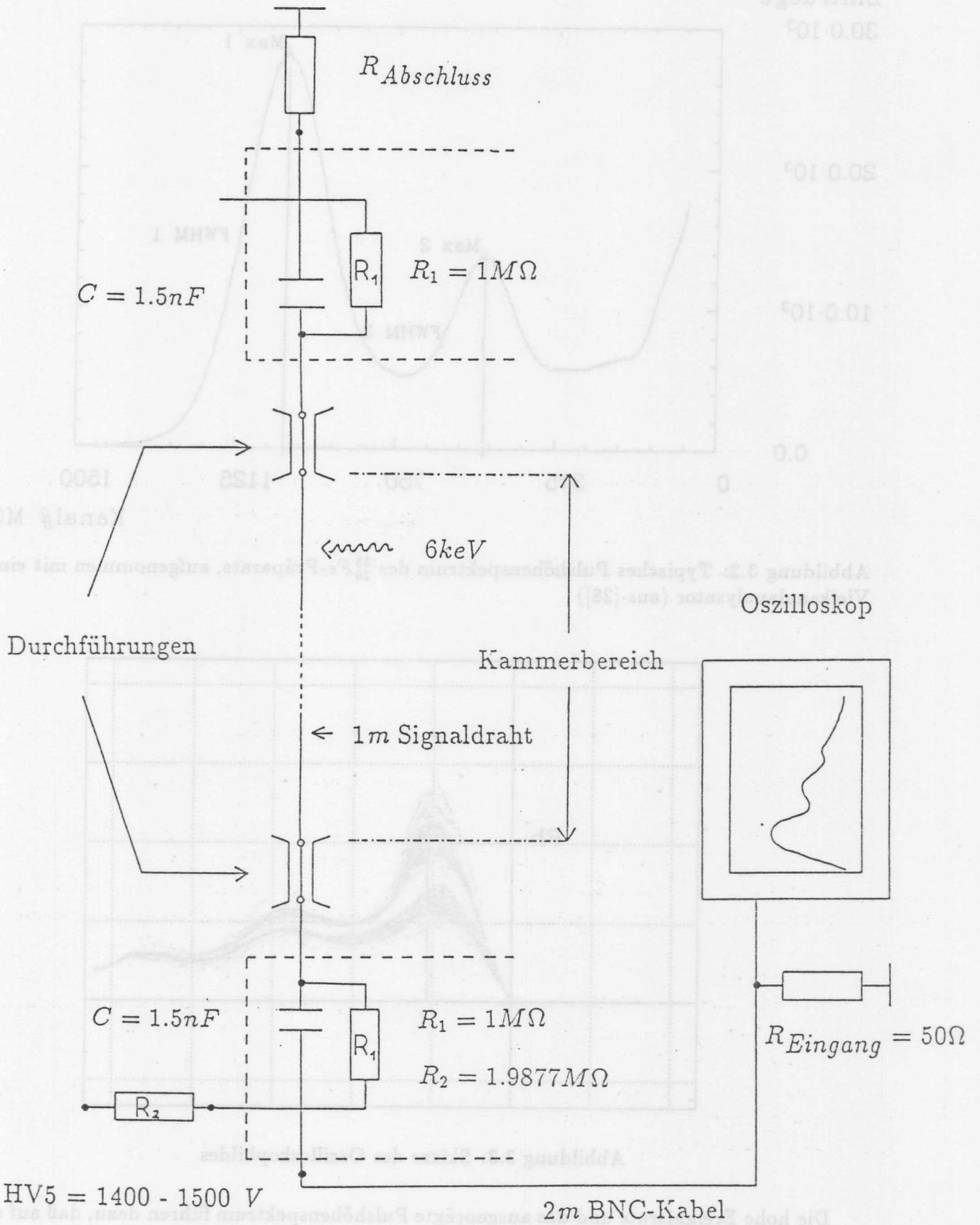


Abbildung 3.1: Skizze des Meßaufbaus zur Messung der Pulsform am Vorverstärkereingang

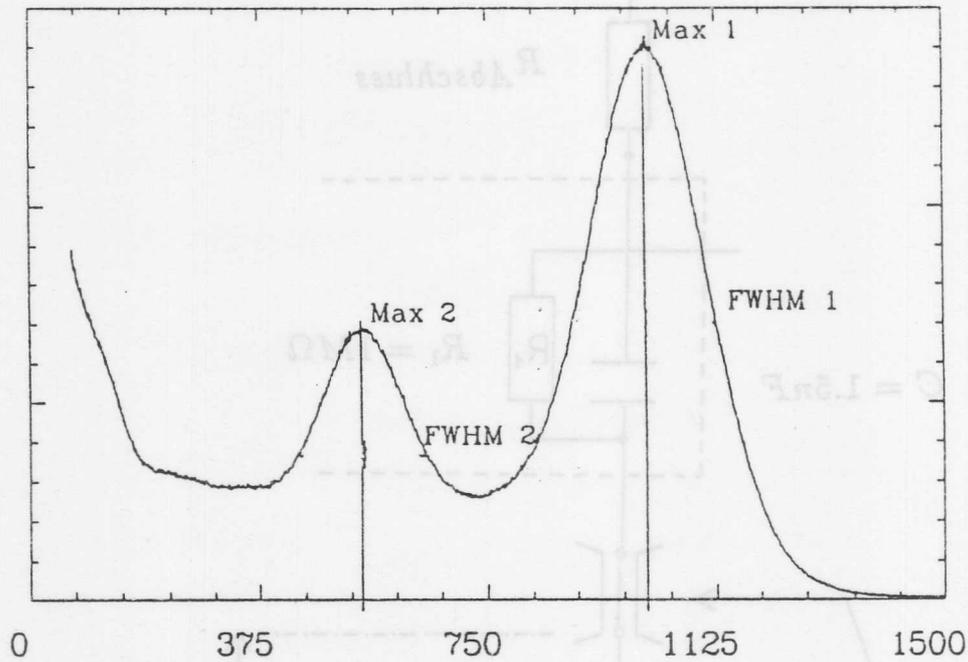
Eintraege

$30.0 \cdot 10^3$

$20.0 \cdot 10^3$

$10.0 \cdot 10^3$

0.0



Kanal# MCA

Abbildung 3.2: Typisches Pulshöhenspektrum des $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Präparats, aufgenommen mit einem Vielkanalanalysator (aus [28])

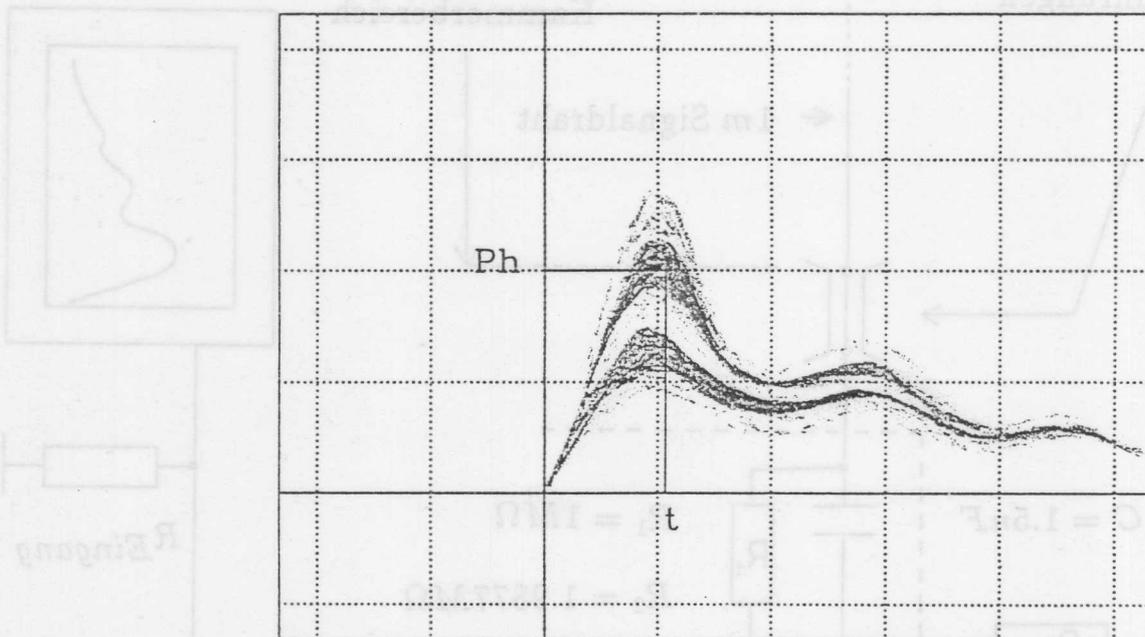


Abbildung 3.3: Skizze des Oszilloskopbildes

Die hohe Ereignisrate und das ausgeprägte Pulshöhenspektrum führen dazu, daß auf dem Oszilloskop immer eine Vielzahl von Pulsen übereinandergelagert ist (vgl. mit Skizze 3.3). Beim Ablesen der lokalen Pulsmaxima und -Minima wurde deshalb versucht, immer im

Schwerpunkt der Pulshöhenverteilung abzulesen, denn hier sollten die Pulse hauptsächlich auf 6 keV -Elektronen zurückzuführen sein. Diese Umstände führen bei den ohnehin schon sehr niedrigen Pulshöhen von nur einigen mV zu Meßgenauigkeiten in der Größenordnung von $\approx 15\%$. Außerdem ist der genaue Einfluß des Auslekabels auf die Pulsform unbekannt. Als frei wählbare Parameter bei den Messungen standen die Größe des Abschlußwiderstandes R (im Bereich von $50\ \Omega$ bis $390\ \Omega$) sowie die Anodendrahtspannung $HV5$ zwischen 1400 V und 1500 V zur Verfügung.

3.1.2 Die Meßergebnisse

Bei den Messungen zeigte sich, daß die Pulse, unabhängig vom Abschlußwiderstand und von der Anodenspannung, eine typische Struktur aufweisen, wie sie auch schon auf Abbildung 3.3 zu erkennen ist.

Die Anstiegszeit, die bei diesen Messungen der Zeit vom Pulsbeginn bis zum ersten Pulsmaximum entspricht², beträgt immer annähernd 4 ns . Dem abfallenden Teil des Pulses ist eine Schwingung mit einer Frequenz von ca. 150 MHz überlagert.

Der Einfluß der unterschiedlichen Abschlußwiderstände bei gleicher Anodenspannung sowie die Abhängigkeit des Ausgangssignals von der Anodenspannung bei gleichem Abschlußwiderstand ist in den folgenden Zeichnungen (3.4 und 3.5) skizziert.

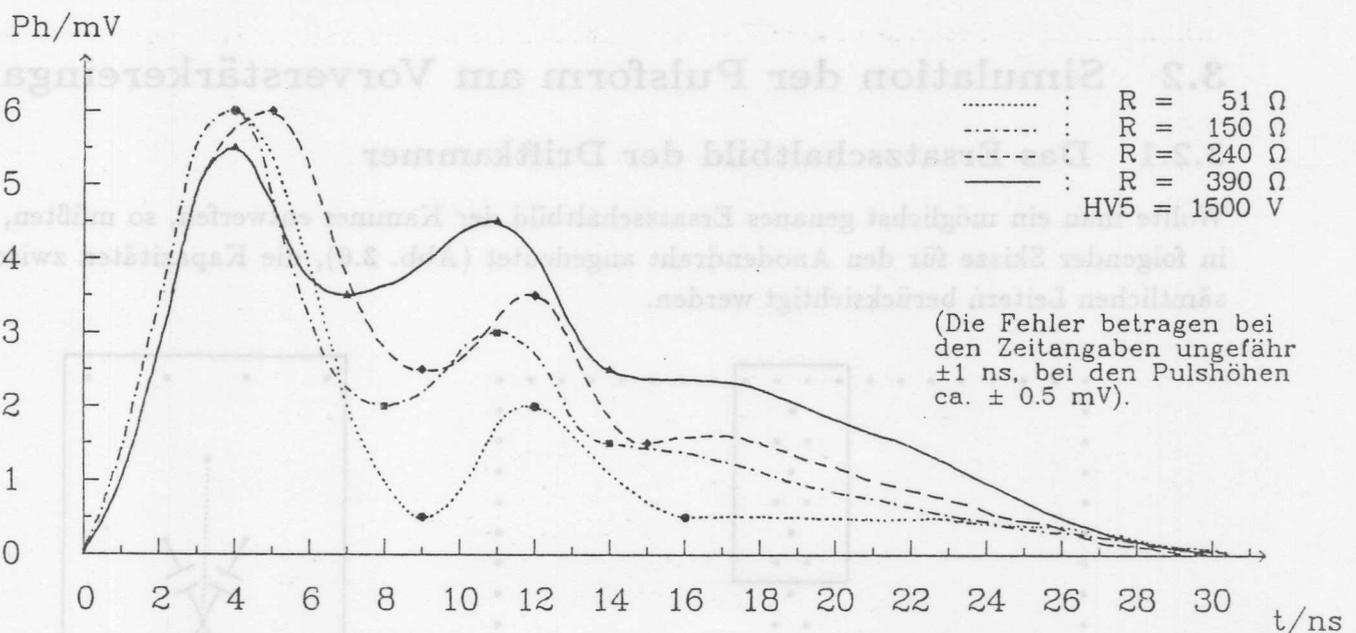


Abbildung 3.4: Skizze der Meßergebnisse: Abhängigkeit vom Abschlußwiderstand bei gleicher Anodenspannung

Die Anodenspannung hat erwartungsgemäß nahezu keinen Einfluß auf die Pulsform sondern lediglich auf die Amplitudenhöhe. Die genauen Ergebnisse sind den Tabellen im Anhang A zu entnehmen, in denen jeweils lokale Pulsmaxima und Pulsminima (Ph) in mV und der dazugehörige Zeitpunkt t in ns angegeben sind. Die Angabe des Wertes für $HV5$ bezieht

²Üblicherweise wird als Anstiegszeit die Zeit definiert, die zwischen dem Überschreiten des 10%- und des 90%-Wertes der Maximalamplitude vergeht.

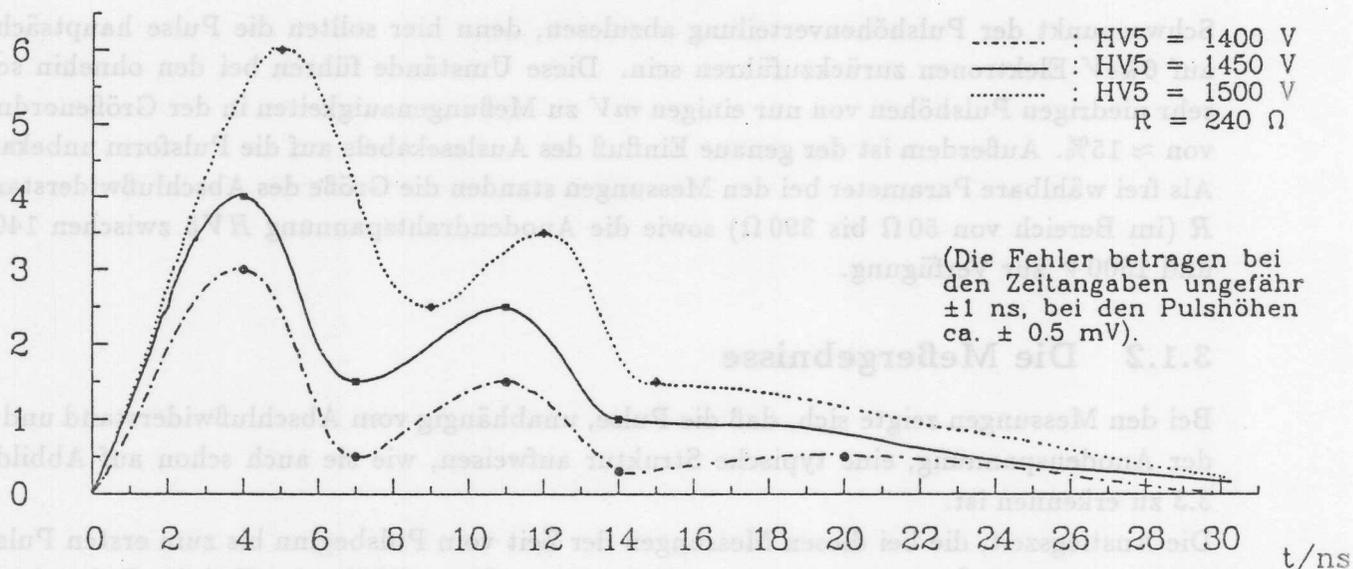


Abbildung 3.5: Skizze der Meßergebnisse: Abhängigkeit von der Anodenspannung bei gleichem Abschlußwiderstand

sich dort auf die am Draht anliegende Anodenspannung, der Wert für R auf den gewählten Abschlußwiderstand.

3.2 Simulation der Pulsform am Vorverstärkereingang

3.2.1 Das Ersatzschaltbild der Driftkammer

Wollte man ein möglichst genaues Ersatzschaltbild der Kammer entwerfen, so müßten, wie in folgender Skizze für den Anodendraht angedeutet (Abb. 3.6), die Kapazitäten zwischen sämtlichen Leitern berücksichtigt werden.

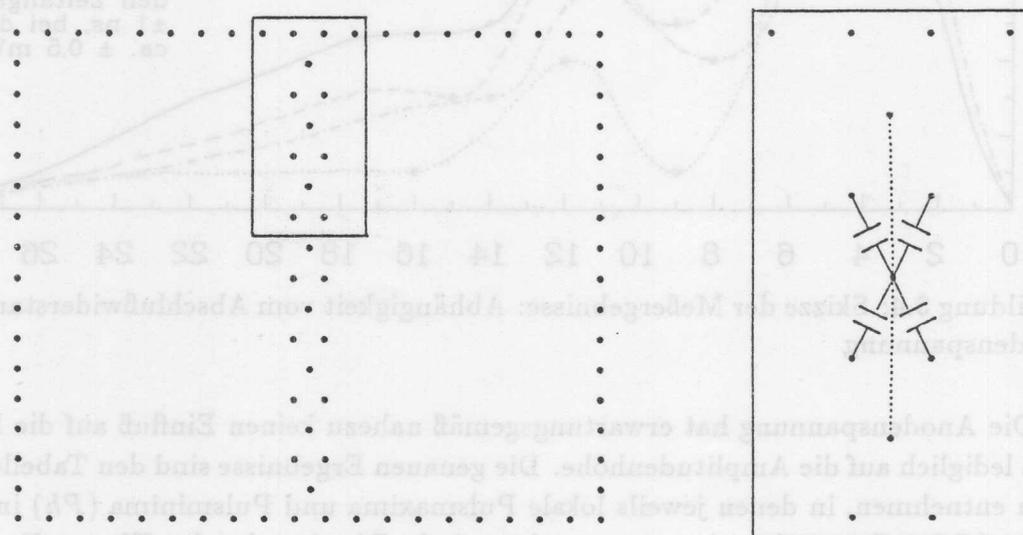


Abbildung 3.6: Skizze der berücksichtigten Kapazitäten

Da aber sowohl die Berechnung dieser Einzelkapazitäten als auch die anschließende Behand-

lung eines derart komplexen Netzwerkes recht aufwendig ist, erschien es sinnvoll, das Ersatzschaltbild durch Näherungen stark zu vereinfachen. Diese sollen im Folgenden anhand einiger Plausibilitätsbetrachtungen erläutert werden.

Die Berechnung der Einzelkapazitäten zwischen den einzelnen Drähten kann mit Hilfe der Zweidrahtnäherung erfolgen. Wenn man die unterschiedlichen Radien vernachlässigt, gilt hierfür

$$C_{ij} \approx \frac{\pi \epsilon l}{\ln(s_{ij}/r)} \quad (3.1)$$

ϵ : Dielektrizitätskonstante,

l : Länge der Drähte,

s_{ij} : Abstand der Drähte zueinander,

r : Radius der Drähte.

Wenn man weiter nur die Kapazitäten zwischen dem Anodendraht und seinen nächsten Nachbardrähten (hier den Potentialdrähten) betrachtet und auch die für den *Crosstalk* verantwortliche kapazitive Kopplung der einzelnen Anodendrähte untereinander vernachlässigt (vgl. Abb. 3.6), kann diese Anordnung wie eine Koaxialleitung beschrieben werden. Diese Näherung erfordert es jedoch, daß man sich auf die Betrachtung von Prozessen beschränkt, die im radialsymmetrischen Teil des Feldes um den Anodendraht geschehen.

Als Ersatzschaltbild für eine Koaxialleitung wird im Allgemeinen ([19]) eine unendliche Aneinanderreihung folgender Elemente gewählt (Abb. 3.7):

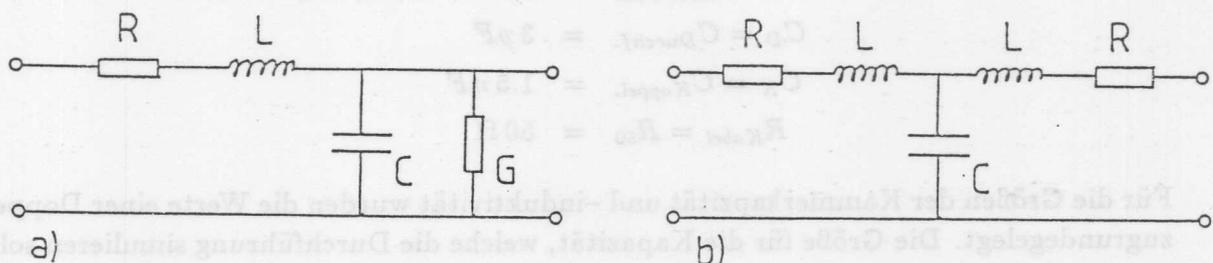


Abbildung 3.7: Leitungselemente: a) normales Glied, b) T -Glied

Bei den nachfolgenden Rechnungen wurde ein ähnliches Segment benutzt, nämlich ein symmetrisches T -Glied (s.o.), wobei jedoch der Leitwert vernachlässigt wurde. Desweiteren mußten die Durchführungen durch die Endplatten und der sich anschließende Koppelkondensator berücksichtigt werden. Der Abschluß der gesamten Anordnung erfolgte auf beiden Seiten lediglich mit ohmschen Widerständen (Seite 1: variabel, $100 \Omega \leq R \leq 400 \Omega$, Seite 2: konstant, $R = 50 \Omega$). Dies ist auf der Seite, an der sich das 50- Ω -Koaxialkabel als Zuleitung zum Oszilloskop anschließt.

Die Position des Eisenpräparates ist ca. 11 cm von der Mitte der Kammer entfernt und teilt diese im Verhältnis 1:1.57. Diese Asymmetrie in der Anordnung wurde bei den Rechnungen jedoch vernachlässigt und für die Beschreibung der rechten und linken Kammerseite jeweils ein Leitungselement gleicher Dimensionierung gewählt.

Für das gesamte Ersatzschaltbild ergab sich dann

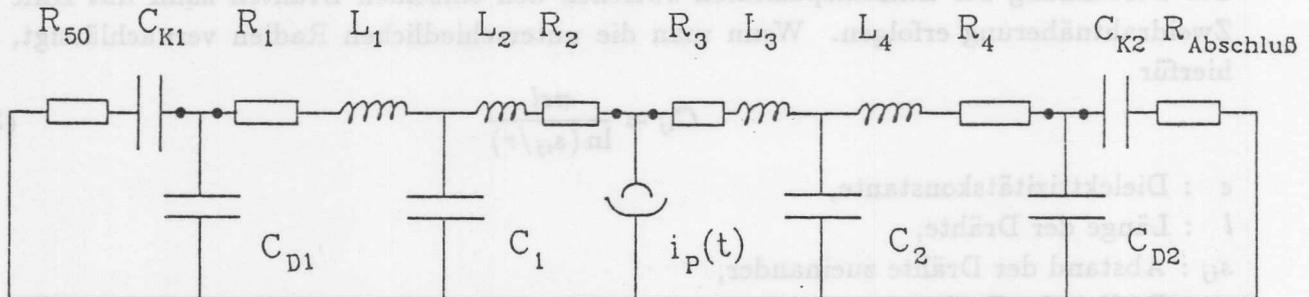


Abbildung 3.8: Ersatzschaltbild der Kammer für die Simulationsrechnungen

wobei für die Dimensionierung folgende Werte benutzt wurden:

$$R = 200 \Omega / 4 = 50 \Omega \quad (3.2)$$

$$C = 10 \text{ pFm}^{-1} / 2 = 5.0 \text{ pFm}^{-1} \quad (3.3)$$

$$L = 1 \text{ mHm}^{-1} / 4 = 0.25 \text{ mHm}^{-1} \quad (3.4)$$

$$R_{\text{Abschluss}} = 100 \Omega, 150 \Omega, \dots, 400 \Omega \quad (3.5)$$

$$C_D = C_{\text{Durchf.}} = 3 \text{ pF} \quad (3.6)$$

$$C_K = C_{\text{Koppel.}} = 1.5 \text{ nF} \quad (3.7)$$

$$R_{\text{Kabel}} = R_{50} = 50 \Omega \quad (3.8)$$

Für die Größen der Kammerkapazität und -induktivität wurden die Werte einer Doppelleitung zugrundegelegt. Die Größe für die Kapazität, welche die Durchführung simulieren soll, wurde aus Messungen der Gesamtkapazität der Kammer, die $\approx 16 \text{ pF}$ ergaben, abgeschätzt.

Um das Übertragungsverhalten für ein Leitungssegment zu untersuchen, wurde der Betrag der Übertragungsfunktion $Z_T(s)$ ³ bestimmt. Anhand von Abb. 3.9 wird deutlich, daß der Einfluß einer Induktivität nicht zu vernachlässigen ist. Da die Größe der Kammerinduktivität nicht genau bekannt war, kann hier ein weiterer Fehler im Modell liegen.

³s. Anhang B.2

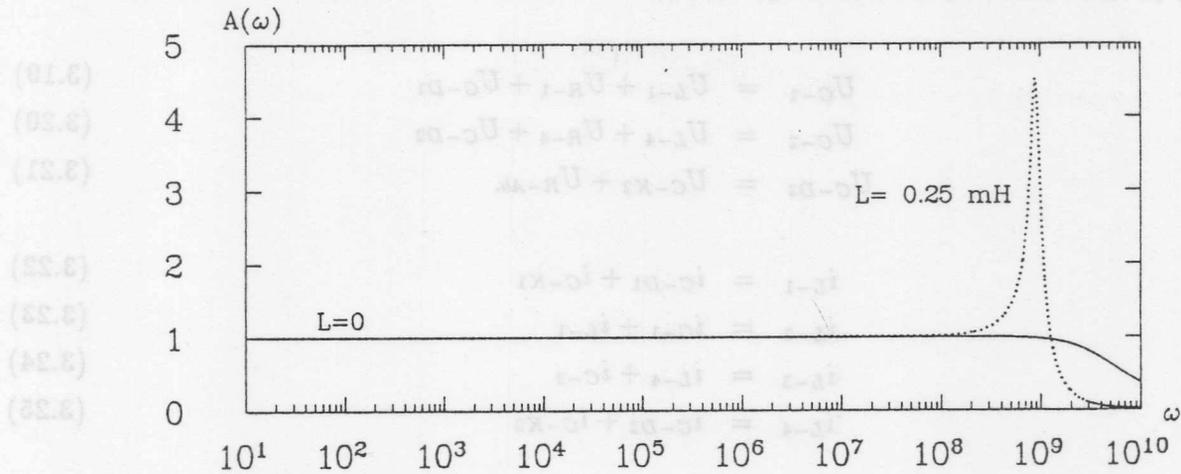


Abbildung 3.9: $|Z_T(i\omega)|$ für ein Leitungssegment

3.2.2 Die Berechnung des Ersatzschaltbildes

Für eine exakte Netzwerkanalyse ist es notwendig, sowohl die Beschreibungsgleichungen der Netzwerkelemente als auch ihre Verschaltung untereinander (Topologie) genau zu kennen. Hierbei gelten für lineare zeitinvariante Elemente folgende Beschreibungsgleichungen:

Widerstand : $u_R(t) = R i_R(t)$ (3.9)

$$i_R(t) = \frac{R}{u_R(t)} \quad (3.10)$$

Kapazität : $u_C(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i_C(\tau) d\tau + u_C(0)$ (3.11)

$$i_C(t) = C \frac{du_C(t)}{dt} \quad (3.12)$$

Induktivität : $u_L(t) = L \frac{di_L(t)}{dt}$ (3.13)

$$i_L(t) = \frac{1}{L} \int_0^t u_L(\tau) d\tau + i_L(0) \quad (3.14)$$

$$(3.15)$$

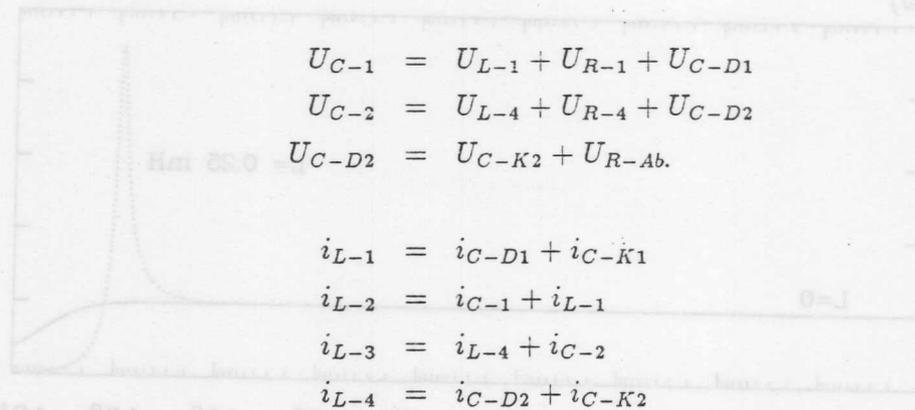
Bei bekannter Topologie können nun die Kirchhoff'schen Regeln angewandt werden.

1. Kirchhoff'scher Satz : $\sum_{\lambda} i_{\lambda} = 0$ (3.16)

2. Kirchhoff'scher Satz : $\sum_{\nu} u_{\nu} = 0$ (3.17)

Mit Hilfe dieser Regeln und den Beschreibungsgleichungen für die einzelnen Netzwerkelemente läßt sich das Netzwerkgleichungssystem aufstellen, wobei sich im allgemeinen ein System aus linearen Algebro-Integro-Differentialgleichungen ergibt, welches durch Differentiation in ein System von Algebro-Differentialgleichungen umgewandelt werden kann. Mit den Kirchhoff'schen Gesetzen ergibt sich für das Ersatzschaltbild:

$$U_{C-D1} = U_{C-K1} + U_{R-50} \quad (3.18)$$



$$U_{C-1} = U_{L-1} + U_{R-1} + U_{C-D1} \quad (3.19)$$

$$U_{C-2} = U_{L-4} + U_{R-4} + U_{C-D2} \quad (3.20)$$

$$U_{C-D2} = U_{C-K2} + U_{R-Ab.} \quad (3.21)$$

$$i_{L-1} = i_{C-D1} + i_{C-K1} \quad (3.22)$$

$$i_{L-2} = i_{C-1} + i_{L-1} \quad (3.23)$$

$$i_{L-3} = i_{L-4} + i_{C-2} \quad (3.24)$$

$$i_{L-4} = i_{C-D2} + i_{C-K2} \quad (3.25)$$

sowie

$$i_P(t) = i_{L-2} + i_{L-3} \quad (3.26)$$

$$U_{R-2} + U_{L-2} + U_{C-1} = U_{R-3} + U_{L-3} + U_{C-2} \quad (3.27)$$

und

$$i_{R-50} = i_{C-K1}, i_{R-1} = i_{L-1}, i_{L-2} = i_{R-2} \quad (3.28)$$

$$i_{R-Ab.} = i_{C-K2}, i_{R-3} = i_{L-3}, i_{L-4} = i_{R-4} \quad (3.29)$$

Für die Lösung dieser Gleichungssysteme bieten sich unterschiedliche Methoden an. Die wohl exakteste Methode besteht in der Integration der Differentialgleichungen, die die momentanen Strom- und Spannungswerte in den Maschen und Knoten miteinander verknüpfen. Hierbei müssen jedoch die auftretenden Integrationskonstanten aus den Anfangsbedingungen bestimmt werden, was häufig sehr kompliziert sein kann. Diese Probleme können umgangen werden, wenn man die Gleichungen einer Laplace-Transformation unterwirft, dann muß allerdings mit komplexen Variablen gearbeitet werden. Eine für die numerische Behandlung besonders geeignete Methode ist die der Zustandsvariablen, die im Folgenden kurz erläutert werden soll.

Die Methode der Zustandsvariablen

Allgemein versteht man unter den Zustandsvariablen z_j eines Netzwerkes alle Variablen, für die folgende Bedingungen erfüllt sind (vgl.[19]):

- Die zeitlichen Verläufe der Zustandsvariablen z_j sind sowohl durch ihre Anfangsbedingungen ($z_j(t = t_0)$) als auch durch die Verläufe der unabhängigen Quellen für $t \geq t_0$ eindeutig bestimmt.
- Die zeitlichen Verläufe aller anderen Netzwerkvariablen sind eindeutig durch die zeitlichen Verläufe der Zustandsvariablen und der unabhängigen Quellen bestimmt.

Beim betrachteten Netzwerk sind die Zustandsvariablen die Spannungen an den Kapazitäten (U_C) und die Ströme an den Induktivitäten (i_L).

Um die Methode der Zustandsvariablen anzuwenden, müssen die entsprechenden Gleichungen derart umgeformt werden, daß sie nur noch Zustandsvariablen, Bauelementgrößen und

Quellen (hier handelt es sich um eine Stromquelle $q_i \equiv i_P$) enthalten. Für jede der Zustandsvariablen z_j läßt sich dann eine Gleichung folgender Art aufstellen:

$$\frac{dz_j(t)}{dt} = f(z_1, z_2, \dots, z_9, q_i(t), \dot{q}_i(t)) \quad (3.30)$$

wobei sich für das gesamte Differentialgleichungssystem in Matrixschreibweise

$$|\dot{z}| = |a| |z| + |b| |q_i(t)| + |c| |\dot{q}_i(t)| \quad (3.31)$$

ergibt. $|a|$, $|b|$ und $|c|$ stellen hierbei die jeweiligen Koeffizientenmatrizen dar. Für das Differentialgleichungssystem, welches die Kammer beschreibt, erhält man für die Matrix $|a|$:

$$|a| = \begin{pmatrix} \frac{-1}{R_{50}C_K} & \frac{1}{R_{50}C_K} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{R_{50}C_D} & \frac{-1}{R_{50}C_D} & \frac{1}{C_D} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{-1}{L} & \frac{-R}{L} & \frac{1}{L} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{-1}{C} & 0 & \frac{1}{C} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{-1}{2L} & \frac{-R}{L} & \frac{1}{2L} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{-1}{C} & 0 & \frac{-1}{C} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{L} & \frac{-R}{L} & \frac{-1}{L} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{C_D} & \frac{R_{Ab}C_D}{1} & \frac{R_{Ab}C_D}{-1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{R_{Ab}C_K} & \frac{1}{R_{Ab}C_K} \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

mit dem Zustandsvariablenvektor

$$z = (U_{C-K1}, U_{C-D1}, i_{L-1}, U_{C-1}, i_{L-2}, U_{C-2}, i_{L-4}, U_{C-D2}, U_{C-K2}) \quad (3.33)$$

und den Matrizen b und c ⁴

$$b = (0, 0, 0, 0, \frac{R}{2L}, \frac{1}{C}, 0, 0, 0) \quad (3.34)$$

$$c = (0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0) \quad (3.35)$$

Wobei die Indizierung der Bauelemente nach folgender Konvention vereinfacht wurde:

$$C_1 = C_2 = C \quad (3.36)$$

$$L_1 = L_2 = L_3 = L_4 = L \quad (3.37)$$

$$R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = R \quad (3.38)$$

$$C_{D1} = C_{D2} = C_D \quad (3.39)$$

$$C_{K1} = C_{K2} = C_K \quad (3.40)$$

Dieses Differentialgleichungssystem läßt sich mit geeigneten Methoden numerisch behandeln. Für die Simulation wurde das Runge-Kutta-Verfahren⁵ mit einer Schrittweite von 10 ps gewählt, wobei als Anfangsbedingung alle Zustandsvariablen und Quellen zu Null gesetzt wurden. Die numerische Behandlung liefert die Entwicklung aller Zustandsvariablen in 10 ps-Schritten, woraus auch der Eingangsstrom in den Vorverstärker mit

$$i_v(t) = \frac{U_{C-D1} - U_{C-K1}}{R_{Kabel}} \quad (3.41)$$

berechnet werden kann.

⁴Aus Platzgründen wurden der Vektor z und die Matrizen a und b in Zeilenform geschrieben.

⁵Eine kurze Erklärung des Verfahrens befindet sich im Anhang B. 1. Für die numerische Behandlung wurde ein Programm aus der CERN Computer Centre Program Library benutzt. (Library: GENLIB, Autor: G. A. Erskine, D209(DRKSTP))

3.2.3 Die Pulsform am Draht

Da sowohl der Gasverstärkungsprozeß als auch damit zusammenhängende Sättigungseffekte bis heute noch nicht ausreichend verstanden sind, mußten geeignete Annahmen über die Pulsform am Signaldraht gemacht werden. Im Folgenden soll kurz beschrieben werden, welche Überlegungen zu der letztendlich gewählten Pulsform bei dieser Simulation geführt haben.

Die Pulsform eines einzelnen Elektrons

Es erschien sinnvoll, zunächst die Pulsform zu untersuchen, die –nach Drift und Gasverstärkungsprozeß– von einem einzelnen Elektron herrührend am Draht erzeugt wird. Bei der Entwicklung der Pulsfunktion wurde zwischen dem ansteigendem und dem abfallenden Teil des Signals unterschieden, so daß die verwendete Funktion sich schließlich aus mindestens zwei Teilen zusammensetzt. Insgesamt wurde die Vorstellung zugrunde gelegt, daß zunächst auf dem Anodendraht eine Spannung induziert wird, was dem Aufladen einer Kapazität entspricht. Diese Kapazität wird danach entladen, wobei der Entladestrom das Stromsignal am Vorverstärkereingang darstellt.

$$i_v(t) = C \frac{dU_{Anode}}{dt} \quad (3.42)$$

Für den abfallenden Teil kann man sich die Kenntnisse über die Signalentstehung in Proportionalrohren zunutze machen.

- Die Pulsform in einem Proportionalrohr

Das entstehende Signal ist im wesentlichen abhängig vom Driftverhalten sowohl der Elektronen als auch der Ionen, die beim Ionisationsprozeß entstehen, –wobei beide eine Ladung auf dem Anodendraht induzieren. Wenn die Kammer im Proportionalbereich betrieben wird, kann man davon ausgehen ([6]), daß der Großteil der Sekundärionen und –elektronen erst in einem sehr geringen Abstand vom Draht entsteht, der etwa $60 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$ beträgt. Da die Driftgeschwindigkeit der Elektronen sehr viel größer ist als die der Ionen (typisch um einen Faktor 10^3 , vgl. 2.2), kann man den Signalentstehungsprozeß grob in zwei Phasen unterteilen: In der ersten Phase werden die Ionen aufgrund ihrer Trägheit als in Ruhe angenommen, und das induzierte Signal ist auf die driftenden Elektronen zurückzuführen. In der zweiten Phase –nachdem alle Elektronen auf dem Anodendraht gesammelt wurden– trägt nur noch die induzierte Ladung der zu den Kathodendrähten driftenden Ionen zum Signal bei.

Das Signal der Ionen läßt sich mit Hilfe des Green'schen Reziprozitätstheorems berechnen, wobei sich folgende Funktion ergibt ([5]):

$$U_{Anode} = B \log(1 + t/t_0) \quad (3.43)$$

mit

$$B = -n_T A \frac{e}{2C \log(b/a)} \quad \text{sowie} \quad t_0 = \frac{a^2 \log(b/a)}{2U_0 \mu^+(p/p_0)} \quad (3.44)$$

U_0 : Anodenspannung ($\approx 700 \text{ V}$),

U_{Anode} : an der Anode induzierte Spannung,

- n_T : Gesamtzahl der durch das Primärionisationsereignis erzeugten Elektronen,
 A : Gasverstärkungsfaktor (Anzahl der je Primärion erzeugten Lawinenelektronen, $\approx 10^4$),
 e : Elementarladung,
 C : Kapazität des Proportionalzählrohres (≈ 10 pF),
 b : Kathodenradius (\approx Abstand der Potentialdrähte vom Anodendraht, ca. 5 mm),
 a : Anodenradius (10 μ m),
 p : Druck (\approx Normaldruck),
 μ^+ : Beweglichkeit der Ionen (≈ 1.7 cm²V⁻¹s⁻¹ bei Normaldruck),
 p_0 : Normaldruck.

Das Stromsignal ergibt sich dann durch Differentiation nach t (s.o.). Die Beschreibung der ansteigenden Flanke ist wesentlich schwieriger. Zum einen muß man sich für eine endliche Anstiegszeit entscheiden, über die wenig bekannt ist, zum anderen sollte für diesen Anstieg eine charakteristische Funktion verwendet werden. Theoretische Berechnungen ([16]) lassen den Schluß zu, daß das Stromsignal der Elektronen in einem Zeitintervall von ca. 3 ns um etwa zwei Größenordnungen exponentiell ansteigt (dies ist auch in Übereinstimmung mit dem exponentiellen Anstieg der Gasverstärkung, siehe Gleichung 2.11). und dabei $\approx 2/3$ des Signals in der letzten halben ns am Draht entstehen. Mit diesen Annahmen kommt man zu folgender Pulsfunktion:

$$i(t) = \begin{cases} 0 & t < 0.0 \text{ ns} \\ a \exp bt & 0.0 \text{ ns} \leq t \leq 3.0 \text{ ns} \\ \frac{c}{d+t} & t > 3.0 \text{ ns} \end{cases} \quad (3.45)$$

Bei den anschließenden Rechnungen wurde mit folgenden Normierungen gearbeitet:

$$\begin{aligned}
 a &: -2.5 \cdot 10^{-8}, \\
 b &: 1.997 \cdot 10^9, \\
 c &: 2.611 \cdot 10^{-14}, \\
 d &: -3.89 \cdot 10^{-10}.
 \end{aligned}$$

Das Signal mehrerer Elektronen

Im vorigen Abschnitt wurde die Signalform eines einzelnen Elektrons untersucht. Da das $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Präparat aber keine einzelnen Elektronen emittiert, soll zunächst kurz der Zerfallsmechanismus beschrieben werden, um die Herkunft der Elektronen zu klären.

Der Kern des $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Atoms zerfällt mit einer Halbwertszeit von ca. 3 Jahren über einen Prozeß der schwachen Wechselwirkung, den Elektroneneinfang ($^{55}_{26}\text{Fe} \xrightarrow{EC} ^{55}_{25}\text{Mn}, p e^- \rightarrow n \nu_e$). Der in der K -Schale freiwerdende Zustand des Mangans kann durch Strahlungsübergänge eines Elektrons aus der L - oder M -Schale aufgefüllt werden (vgl. Abb. 3.10). Da der Energieunterschied dieser Übergänge in einer Driftkammer nicht aufgelöst wird, kann man entsprechend den Übergangswahrscheinlichkeiten mit einer durchschnittlichen Photonenenergie von 6.06 keV rechnen.

Die mittlere Reichweite eines solchen Photons beträgt in Argonmischungen wenige cm (vgl.

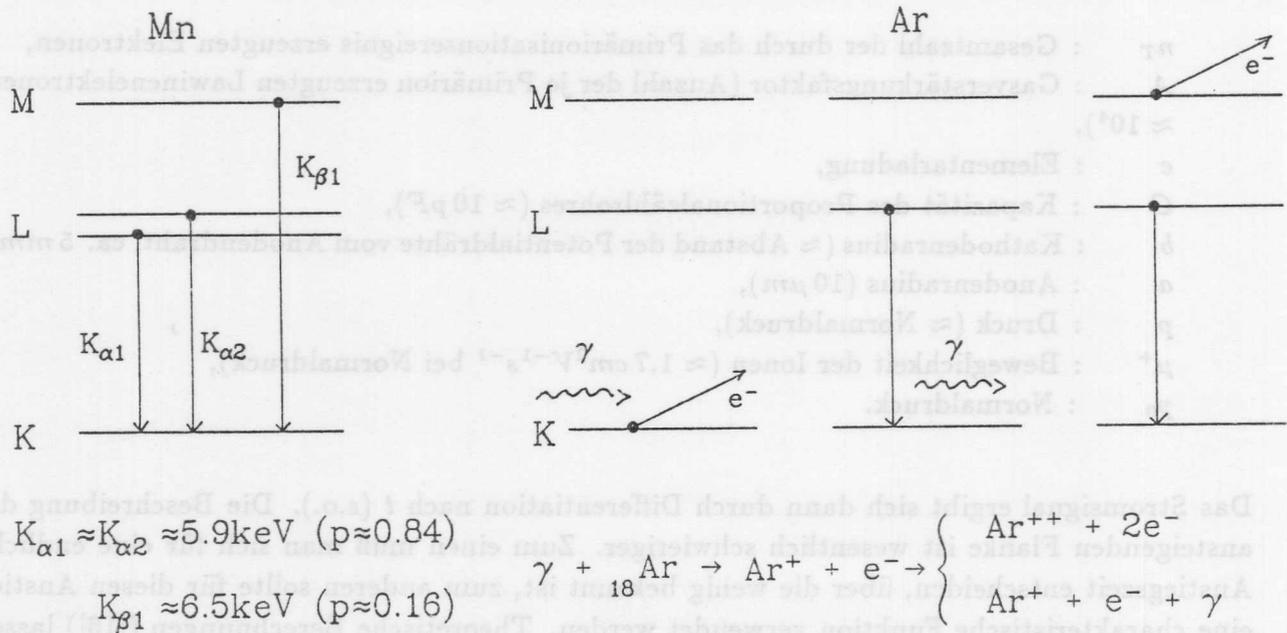


Abbildung 3.10: Zerfall des Eisens und Abregung der Argonatome

Abb. 2.5 und Gl. 2.6), danach wird durch den Photoeffekt ein *Ar*-Atom ionisiert. Bei den hierbei emittierten Elektronen handelt es sich in den meisten Fällen um *K*-Schalen-Elektronen kurzer Reichweite (vgl. Abb. 2.4 und Gl. 2.4), welche weitere *Ar*-Atome ionisieren. Dem primären *Ar*-Atom bieten sich zwei Möglichkeiten der Weiterreaktion:

- Der unbesetzte Zustand in der *K*-Schale wird durch einen Strahlungsübergang eines *L*-Schalen-Elektrons aufgefüllt, wobei ein Sekundärphoton großer Reichweite mit der Energie $E_\gamma = E_{L\text{-Schale}} - E_{K\text{-Schale}} \approx 2.95 \text{ keV}$ emittiert wird.
- Das *Ar*-Atom emittiert durch den Auger-Effekt ein zweites Elektron mit einer Energie von $\approx 2.9 \text{ keV}$, welches ebenfalls eine sehr kurze Reichweite hat und weitere *Ar*-Atome ionisiert.

Im Fall b) wird nahezu die gesamte Photonenenergie von 6.06 keV im Einzugsbereich eines einzigen Anodendrahtes bzw. einer Zelle deponiert. Der Auger-Effekt tritt mit einer Wahrscheinlichkeit von 85% ein (vgl. Abb 2.7), und für ihn soll das Elektronensignal am Draht grob abgeschätzt werden. Mit Gleichung 2.5 erhält man jeweils $n_T \approx 115^6$ für die Anzahl der erzeugten Ionenpaare. Für die Reichweite der beiden Elektronen erhält man mit Gleichung 2.4 einen Wert von $\approx 200 \mu\text{m}^7$, deshalb kann der Bereich, in dem Ionisationsereignisse stattfinden im Vergleich zur Ausdehnung einer ganzen Zelle (10 mm) als nahezu punktförmig angesehen werden. Dies berechtigt die Vernachlässigung der Nicht-Isochronizität einer Zelle, (vgl. Abschnitt 2.2 und Abb. 2.11), so daß man in erster Näherung mit dem Einelektronensignal arbeiten kann, wobei dessen Amplitude lediglich etwa um den Faktor 200 bis 240 vergrößert werden muß. Damit ergibt sich als Signal ein Puls mit folgendem Aussehen (vgl. Abb. 3.11):

Eine Abweichung von der Annahme der jeweils punktförmigen Erzeugung von 115 Elek-

⁶Alle Messungen wurden mit *Ar/CO₂/CH₄* (89/10/1) durchgeführt. Da die Eigenschaften des Nicht-Argonanteils (11%) nicht wesentlich von denen des Argons abweichen, kann man sie vernachlässigen.

⁷s.o.

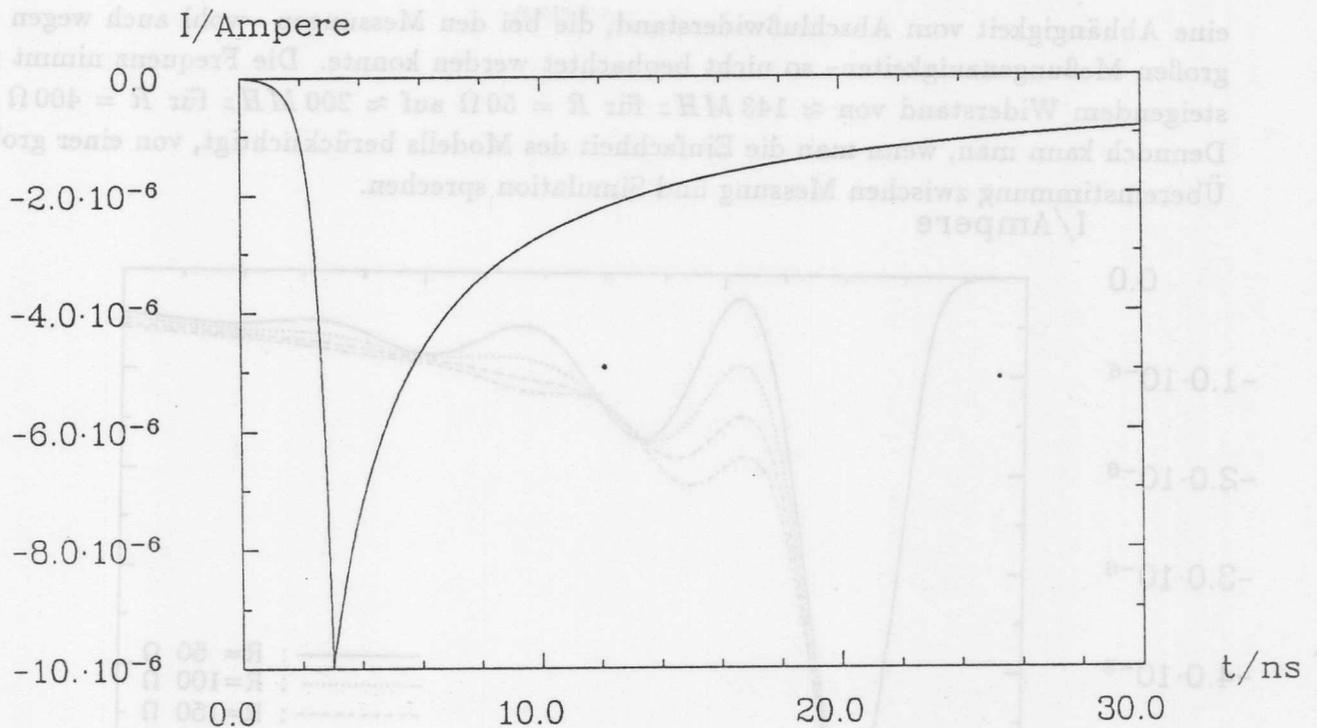


Abbildung 3.11: Das Signal am Draht

tronen könnte durch folgende Überlegung erreicht werden: Für die mittlere Ausdehnung des Bereiches, in dem Ionisation parallel zum elektrischen Feld stattfindet, werden $300 \mu\text{m}$ angenommen. Bei einer Driftgeschwindigkeit von $v_{\text{Drift}} \approx 50 \frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$ ergibt sich für die Zeit, die die maximale Differenz zwischen den Ankunftszeiten zweier von Elektronen erzeugten Elektronenlawinen darstellt, $\Delta t \approx 6 \text{ ns}$. Da zu erwarten ist, daß keine isotrope Ankunftszeitverteilung vorliegt, sondern die meisten Elektronen innerhalb kürzester Zeit den Bereich einsetzender Gasverstärkung erreichen, müßte man eine Ankunftsverteilung konstruieren, die, obwohl zufallsverteilt, dies berücksichtigt, und die Elektronenlawinen entsprechend ihrer Ankunftszeit überlagern. Eine derartige Signalkonstruktion könnte jedoch auch keine Sättigungseffekte berücksichtigen.

3.2.4 Simulierte Signale am Vorverstärkereingang

Wenn man für die Beschreibung des Signals am Draht die eben erläuterte Funktion $i_P(t)$ verwendet, kann man für verschiedene Abschlußwiderstände den Strom am Vorverstärkereingang berechnen. In den Abbildungen 3.12 und 3.13 die Ergebnisse für die Widerstände wiedergegeben, mit denen auch Messungen gemacht wurden.

Die Anstiegszeit der Pulse ist –ähnlich wie bei den Messungen– unabhängig vom gewählten Abschlußwiderstand, beträgt jedoch nicht ganz 4 ns . Diese etwas kürzere Anstiegszeit in den Rechnungen ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß sowohl das Auslekabel nicht korrekt beschrieben wurde als auch der Eingangswiderstand der Oszilloskopes. Die Frequenz der Schwingungen, die der abfallenden Flanke überlagert sind, zeigt bei den Rechnungen

eine Abhängigkeit vom Abschlußwiderstand, die bei den Messungen – wohl auch wegen der großen Meßgenauigkeiten – so nicht beobachtet werden konnte. Die Frequenz nimmt mit steigendem Widerstand von $\approx 143 \text{ MHz}$ für $R = 50 \Omega$ auf $\approx 200 \text{ MHz}$ für $R = 400 \Omega$ zu. Dennoch kann man, wenn man die Einfachheit des Modells berücksichtigt, von einer groben Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation sprechen.

I/Ampere

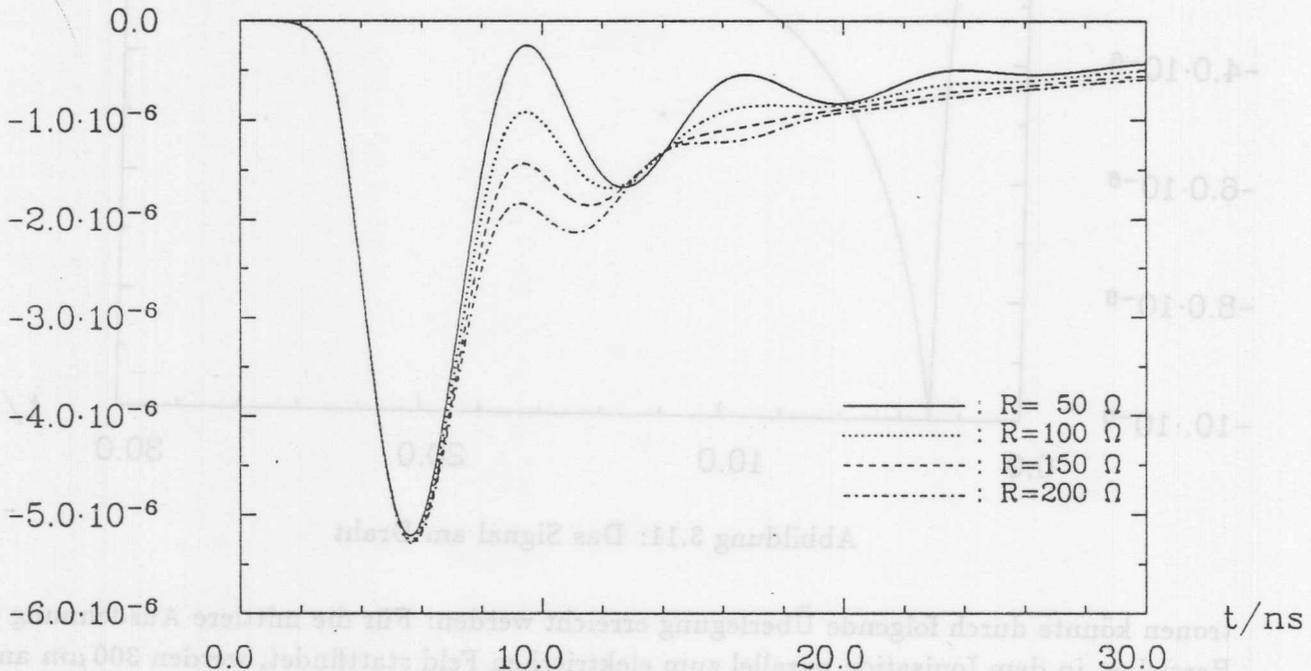


Abbildung 3.12: Simulierte Signale am Vorverstärkereingang ($R_1 = 50 \Omega$, $R_2 = 150 \Omega$, $R_3 = 250 \Omega$, $R_4 = 350 \Omega$)

3.3 Zusammenfassung und Diskussion der Simulationsrechnungen

In diesem Teil der Arbeit konnte gezeigt werden, daß mit einfachsten Modellannahmen bereits wesentliche Übertragungseigenschaften der Kammer durch Simulationsrechnungen reproduziert werden können. Dies bezieht sich insbesondere auf die Frequenz der Schwingungen, die der abfallenden Flanke überlagert sind und die Signalanstiegszeiten. Die sehr kurze Anstiegszeit von ca. 4 ns , die sowohl gemessen als auch errechnet wurde, macht deutlich, daß die Übertragungseigenschaften der Kammer hinsichtlich der Anstiegszeit keinen begrenzenden Faktor darstellen, zumindest dann nicht, wenn Vorverstärker mit längeren Anstiegszeiten wie z.B. 16 ns oder gar 30 ns verwendet werden. Im Hinblick auf die Messungen mit spurbildenden Teilchen bleibt jedoch zu berücksichtigen, daß deren Anstiegszeit, insbesondere bedingt durch die Nichtisochronizität innerhalb der Zellen, von vornherein länger sein kann (vgl. Kap. 4.2.1).

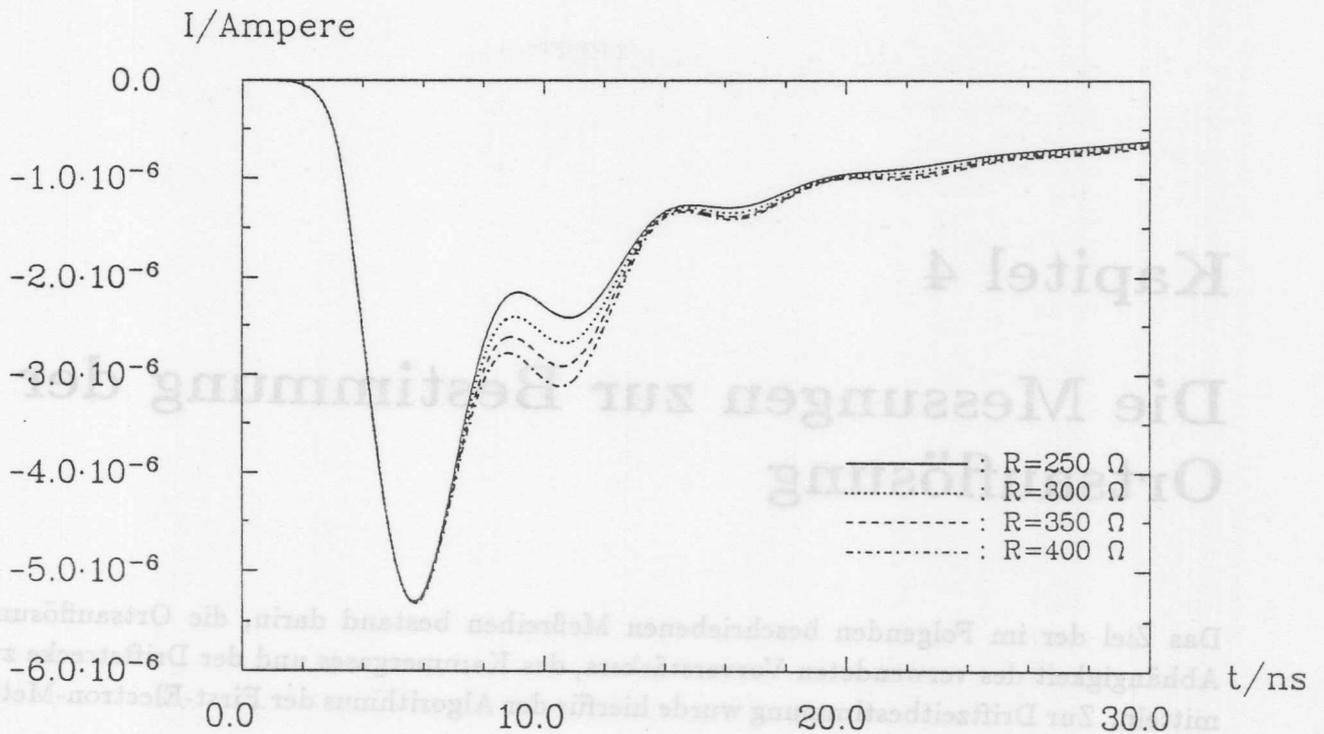


Abbildung 3.13: Simulierte Signale am Vorverstärkereingang ($R_1 = 250 \Omega$, $R_2 = 300 \Omega$, $R_3 = 350 \Omega$, $R_4 = 400 \Omega$)

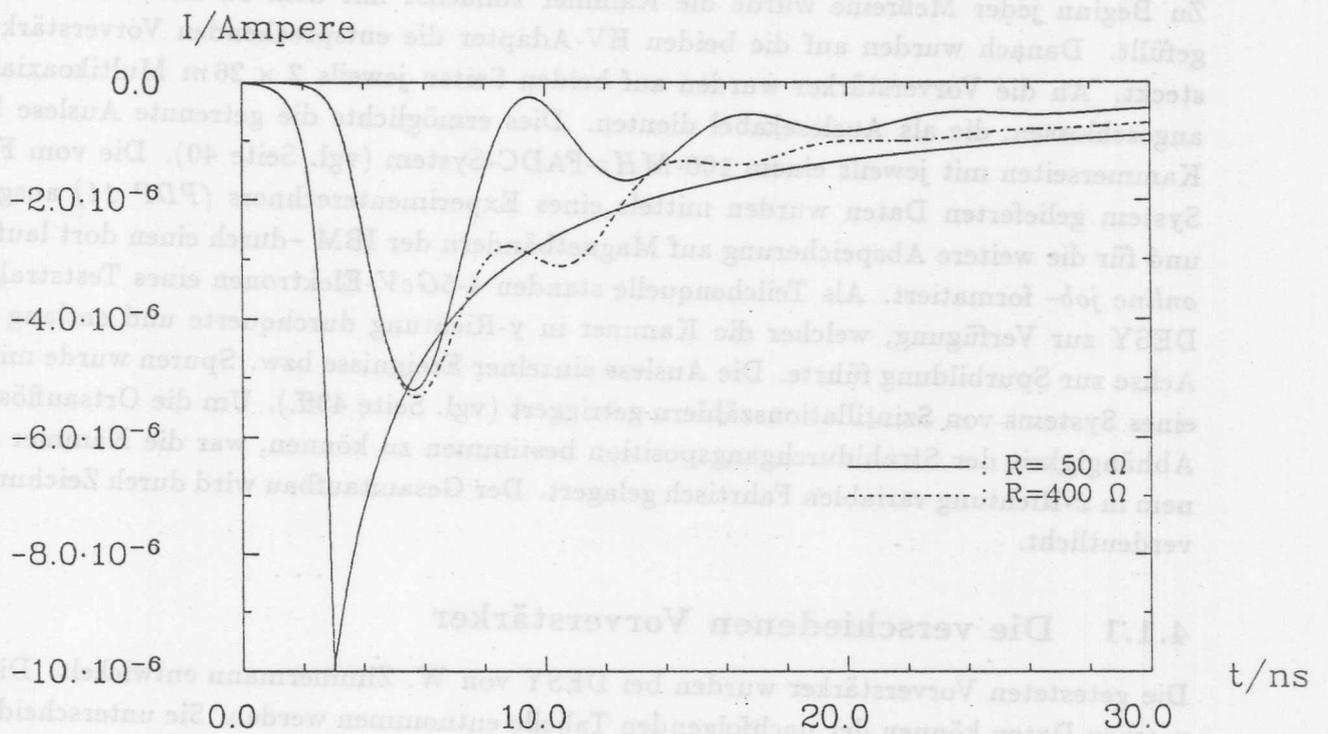


Abbildung 3.14: Vergleich zwischen Signal am Draht und simulierten Signalen am Vorverstärkereingang

Kapitel 4

Die Messungen zur Bestimmung der Ortsauflösung

Das Ziel der im Folgenden beschriebenen Meßreihen bestand darin, die Ortsauflösung in Abhängigkeit des verwendeten Vorverstärkers, des Kammergases und der Driftstrecke zu ermitteln. Zur Driftzeitbestimmung wurde hierfür der Algorithmus der First-Electron-Methode verwendet (vgl. S. 48).

4.1 Der experimentelle Aufbau

Zu Beginn jeder Meßreihe wurde die Kammer zunächst mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt. Danach wurden auf die beiden HV-Adapter die entsprechenden Vorverstärker gesteckt. An die Vorverstärker wurden auf beiden Seiten jeweils $2 \times 26\text{ m}$ Multikoaxialkabel angeschlossen, die als Auslekabel dienten. Dies ermöglichte die getrennte Auslese beider Kammerseiten mit jeweils einem 100-MHz -FADC-System (vgl. Seite 40). Die vom FADC-System gelieferten Daten wurden mittels eines Experimenterechners (*PDP 11*) ausgelesen und für die weitere Abspeicherung auf Magnetbändern der IBM – durch einen dort laufenden *online job* – formatiert. Als Teilchenquelle standen $4\text{-}5\text{ GeV}$ -Elektronen eines Teststrahls des DESY zur Verfügung, welcher die Kammer in y -Richtung durchquerte und entlang dieser Achse zur Spurbildung führte. Die Auslese einzelner Ereignisse bzw. Spuren wurde mit Hilfe eines Systems von Szintillationszählern getriggert (vgl. Seite 43ff.). Um die Ortsauflösung in Abhängigkeit der Strahldurchgangsposition bestimmen zu können, war die Kammer auf einem in x -Richtung variablen Fahrtisch gelagert. Der Gesamtaufbau wird durch Zeichnung 4.1 verdeutlicht.

4.1.1 Die verschiedenen Vorverstärker

Die getesteten Vorverstärker wurden bei DESY von W. Zimmermann entwickelt. Die technischen Daten können der nachfolgenden Tabelle entnommen werden. Sie unterscheiden sich hinsichtlich der Signalanstiegszeit und des Verstärkungsfaktors. (Die unterschiedlichen Signalanstiegszeiten sind auf eine unterschiedliche Dimensionierung der Kapazitäten zurückzuführen, die andere Integrationszeiten bewirken).

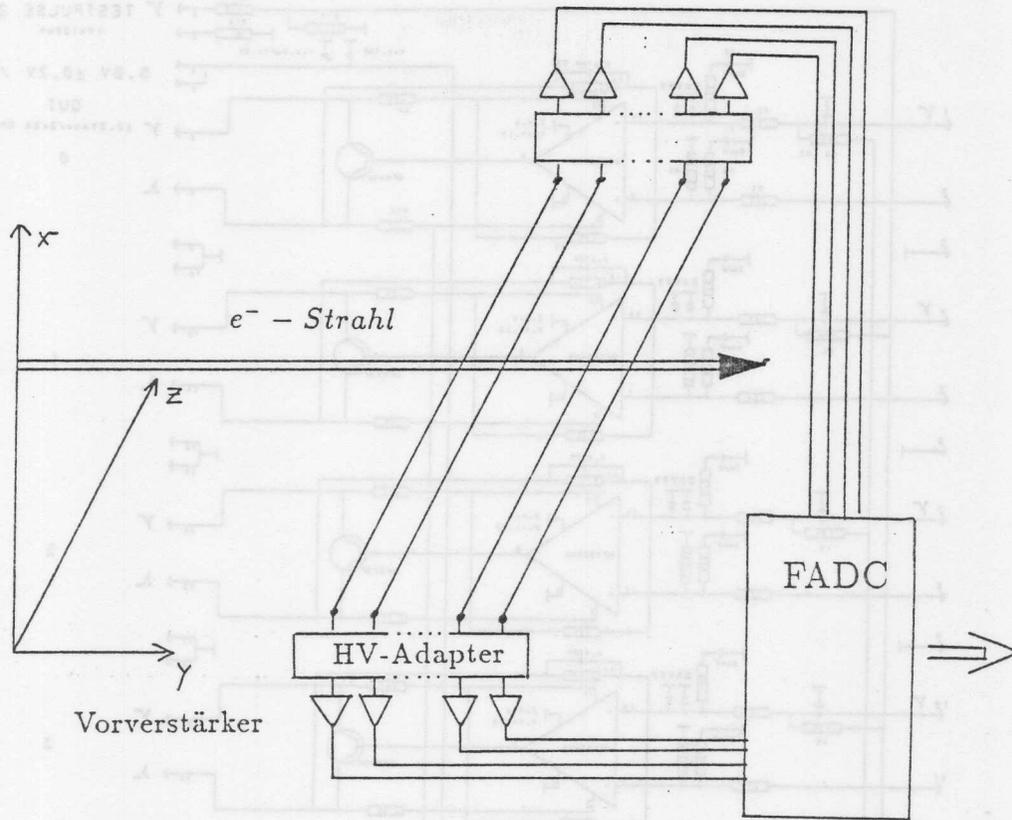


Abbildung 4.1: Der experimentelle Aufbau zur Bestimmung der Ortsauflösung

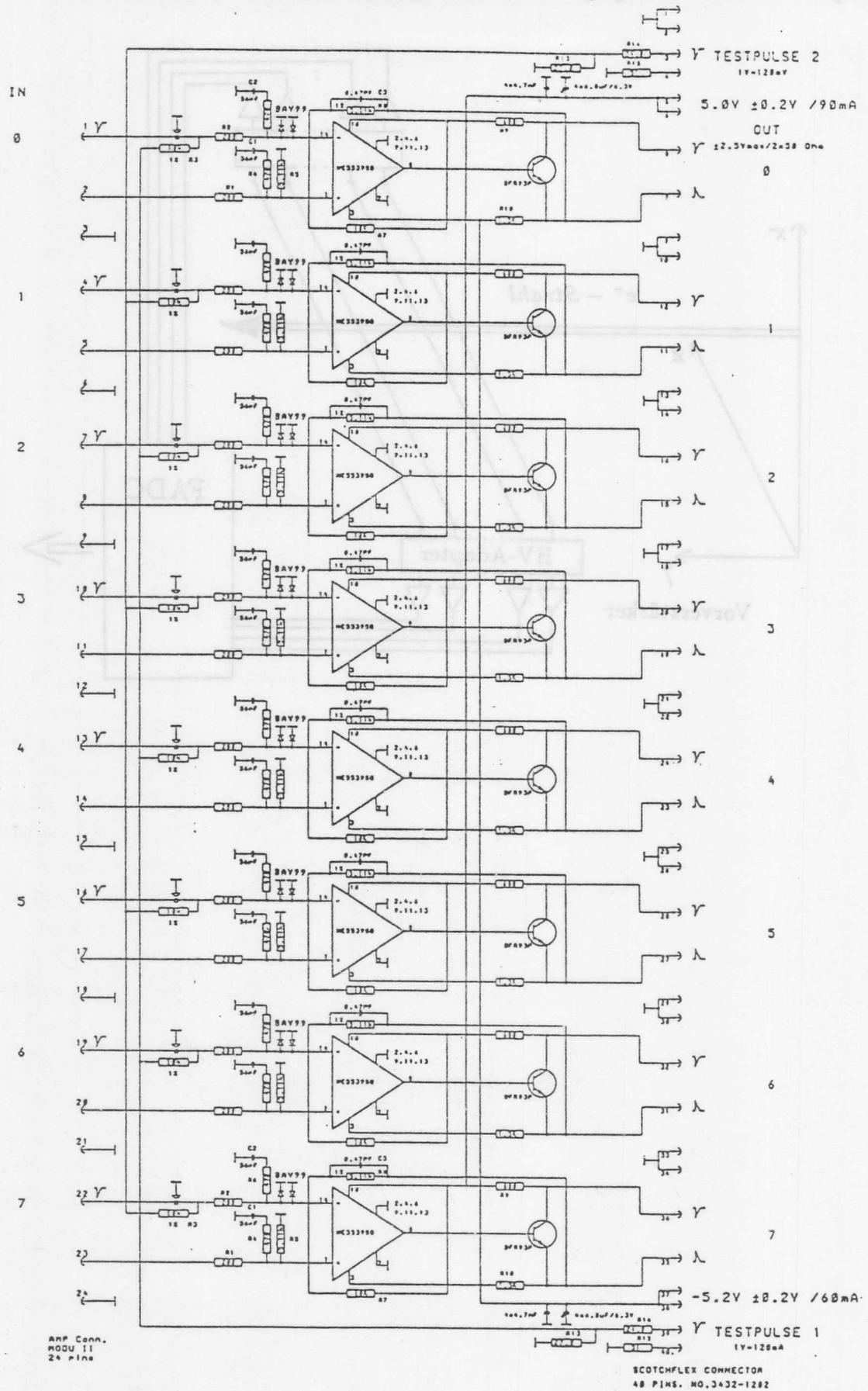


Abbildung 4.2: Der Schaltplan des verwendeten H1 low gain Vorverstärkers

	H1-low gain	H1-high gain16	H1-high gain30
Kanäle	8	8	8
Größe	70x70 mm ²	70x70 mm ²	70x70 mm ²
Anstiegszeit	10 nsec	10 nsec	24 nsec
Verstärkung	10 mV/μA	100 mV/μA	100 mV/μA
an	2x50 Ω	2x50 Ω	2x50 Ω
Eingangsimpedanz	200 Ω	200 Ω	200 Ω
max. Amplitude	± 2.5 V	± 2.5 V	± 2.5 V
Übersprechen	< 0.5 %	< 0.5 %	< 0.5 %
Linearität	0.5 %	0.5 %	0.5 %
Rauschen	1 mV _{eff}	1 mV _{eff}	1 mV _{eff}
Leistungsaufnahme	95 mW/Kanal	170 mW/Kanal	170 mW/Kanal

Tabelle 4.1: Einige Daten der verwendeten Vorverstärker (Nach [30])

4.1.2 Das FADC-System

Das Prinzip eines FADC-Systems (Flash-Analog-Digital-Converter) besteht darin, das ankommende Signal mit einer festen Frequenz ν abzutasten und die jeweiligen Signalhöhen zu histogrammieren sowie bis zur endgültigen Auslese zwischenspeichern. Die Höhe des Eingangssignals wird mit festen Referenzspannungen im FADC-Baustein verglichen, welche entsprechenden digitalen Ausgängen zugeordnet sind. Man unterscheidet FADC-Systeme mit linearer und nicht-linearer Kennlinie (Abb. 4.3), beide zeigen eine charakteristische Abhängigkeit des relativen Amplitudenfehlers von der Amplitude (Abb. 4.4). Im vorliegenden Experiment wurde das FADC-System DL3000 benutzt, welches mit einer Abtastfrequenz von $\nu = 100 \text{ MHz}$ arbeitet, eine nichtlineare Kennlinie gemäß Abb. 4.3 besitzt und eine Auflösung von 8 bit liefert, die sich durch die Nichtlinearität der Kennlinie auf effektiv nahezu 10 bit erhöht. Die maximale Eingangspulshöhe beträgt 2000 mV, Pulse mit höherer Amplitude liefern am Ausgang immer 256 Einträge. Pro Triggerereignis wurden die Signale aller 16 Kanäle jeweils mit einer zeitlichen Tiefe von $2.56 \mu\text{sec}$ (entsprechend 256 Zeitbins: 1 Zeitbin $\equiv 10 \text{ ns} \equiv 1/\nu$) weggeschrieben.

4.1.3 Die Wahl des Arbeitspunktes

Für die Wahl des Arbeitspunktes, der prinzipiell durch Vorgabe von Druck, Temperatur und den Spannungen an den Drähten variiert werden kann, waren folgende Überlegungen wichtig:

- Das Driftfeld E/p sollte möglichst im gesamten Driftraum homogen sein.
- Die gewünschte Driftgeschwindigkeit v_D sollte in einem Bereich liegen, in dem sie möglichst wenig vom Driftfeld abhängt.
- Die Pulshöhe sollte über alle Drähte möglichst wenig vom vorgegebenen Sollwert abweichen.

- Die Pulshöhen sollten vom angeschlossenen FADC-System dynamisch umgewandelt werden (s.u.).

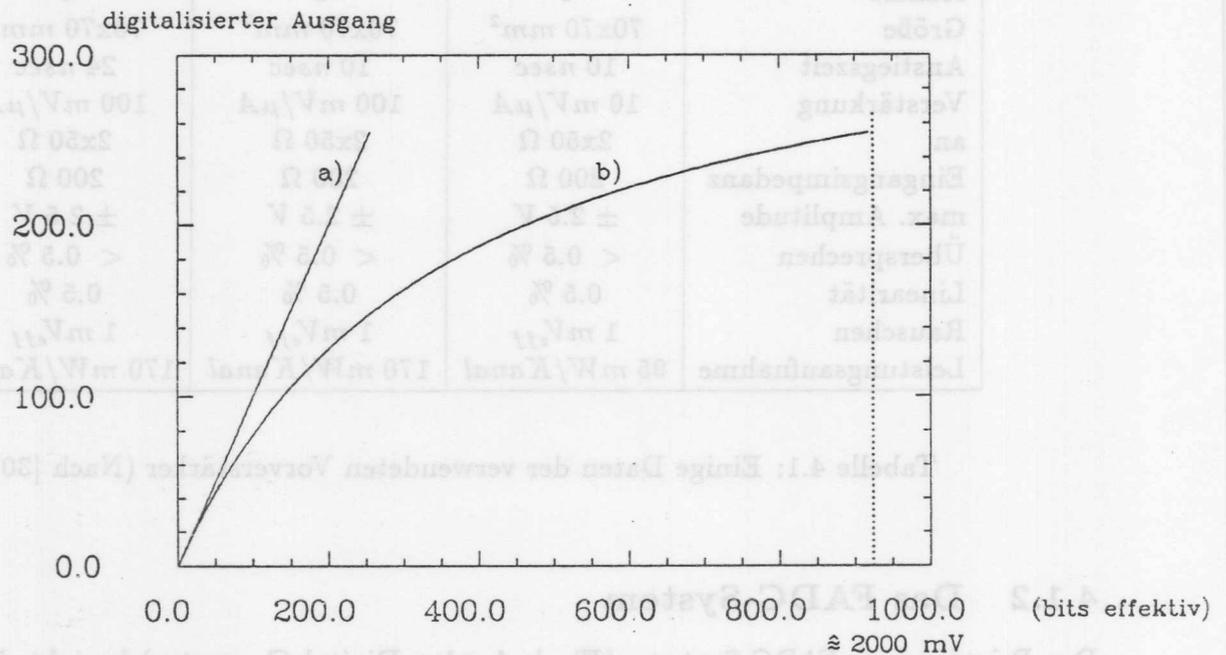


Abbildung 4.3: Die FADC-Kennlinie: a) lineares System, b) nichtlineares System

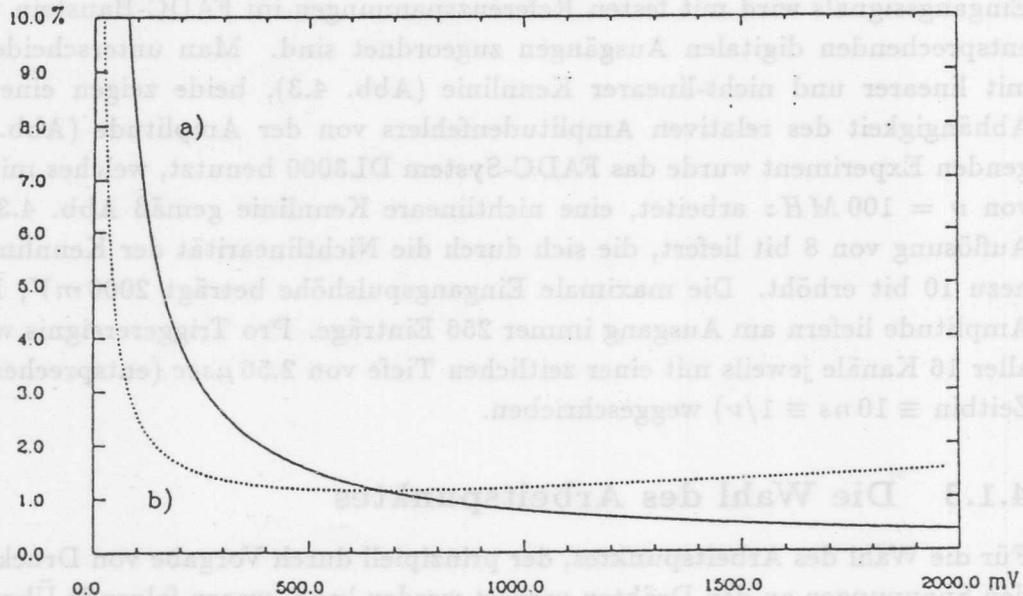


Abbildung 4.4: Der relative Amplitudenfehler: a) lineares System, b) nichtlineares System

Da die Testkammer bei Normaldruck ($\approx 1030 \text{ mb}$) und Raumtemperatur ($\approx 21^\circ\text{C}$) betrieben wurde, blieben als frei wählbare Parameter lediglich die Spannungen an den Drähten. Zu einem vorgegebenen Wertepaar für Driftfeld und Gasverstärkung¹ konnten diese Spannungen

¹Die Gasverstärkung ist in dieser Arbeit nicht durch den physikalischen Verstärkungsfaktor definiert, sondern durch das mittlere elektrische Feld, welches im Abstand von 0.5 mm vom Signaldraht herrscht.

anhand einer Tabelle mittels Interpolation leicht ermittelt werden (Tab. 4.2), wobei die Tabellenwerte aus Rechnungen zur Feldhomogenität in der Testkammer 3 stammten (vgl. Kap.4 [28]). Für Ar/C_2H_6 wurde ein Driftfeld von $1000 V/cm$ (entsprechend einer Driftgeschwin-

DRIFTFELD Volt / mm	GASVERST.	HV1	HV2	HV3	HV4	HV5
99.9	549.7	-5527.	-4473.	-225.	424.	1629.
124.7	549.9	-7041.	-5706.	-416.	516.	1496.
99.8	574.6	-5504.	-4453.	-201.	427.	1727.
124.7	574.9	-7017.	-5687.	-391.	518.	1594.
99.8	599.7	-5480.	-4432.	-175.	429.	1825.
124.7	599.8	-6993.	-5665.	-366.	520.	1692.
99.8	624.6	-5456.	-4412.	-152.	432.	1923.
124.7	624.8	-6969.	-5644.	-341.	523.	1790.
99.9	649.6	-5432.	-4391.	-128.	434.	2021.
124.8	649.7	-6945.	-5622.	-316.	525.	1888.

Tabelle 4.2: Errechnete Hochspannungswerte für verschiedene Driftfelder und Gasverstärkungen (Auszug aus [28])

digkeit von $v_D \approx 53 \mu m/ns$ angestrebt, für Xe/C_2H_6 eines von $1250 V/cm$ ($v_D \approx 43 \mu m/ns$) und für $Ar/CO_2/CH_4$ ein Driftfeld von $850 V/cm$ bei $v_D \approx 51 \mu m/ns$ (siehe hierzu Kap.2). Um einen optimalen Wert für die Gasverstärkung zu ermitteln, waren folgende Überlegungen notwendig: Gemäß Kapitel 2.1.1 bildet das am Draht entstehende Pulshöhenspektrum eine Landauverteilung. Damit der größte Teil dieses Pulshöhenspektrums vom FADC-System dynamisch umgewandelt wird, sollte das Maximum dieser Verteilung mit einer Pulshöhe übereinstimmen, die wesentlich niedriger ist als die maximale vom FADC dynamisch umwandelbare Pulshöhe von $2000 mV$. Andererseits ist zu beachten, daß mit kleineren Pulshöhen der relative Amplitudenfehler stark zunimmt (*gegenläufiger Effekt*). Einen guten Kompromiß erhält man, wenn man für die mittlere Signalhöhe einen Bereich zwischen $100 mV$ und $200 mV$ wählt. Dies entspricht einer Pulshöhe, die um einen Faktor 10 bzw. 20 niedriger ist, als die zulässige Maximalpulshöhe von $2000 mV$. Der relative Amplitudenfehler liegt hierbei zwischen 1.5% und 2.5%².

Eine schnelle, wenn auch nicht exakte Methode, verwendet die mittlere Pulshöhe der $6 keV$ -Elektronen des ^{55}Fe -Präparates zum Ermitteln der notwendigen Gasverstärkung. Die für die Messung optimale Pulshöhe des Eisens errechnet sich mit folgender Abschätzung: Für die Meßreihen wurden Elektronen einer Energie von $4-5 GeV$ benutzt. Beim Durchqueren des Gasvolumens ist ihr Energieverlust ca.1.6 mal höher als bei Verwendung minimalionisierender Teilchen, welcher der Tabelle 2.1 zu entnehmen ist. Bei Gasmischungen kann der totale Energieverlust je Längeneinheit in erster Näherung dadurch bestimmt werden, daß man die Werte für die einzelnen Gase ihrem Anteil entsprechend gewichtet und aufaddiert. Für die verwendeten Mischungen erhält man dann:

²Die Verwendung eines linearen FADC-Systems erweist sich anhand dieser Überlegungen als nahezu unmöglich, da hier in den für das Signal angestrebten Bereichen der relative Amplitudenfehler sehr groß wird.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ar/C_2H_6} = 3.23 \text{ keV/cm}, \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Xe/C_2H_6} = 6.69 \text{ keV/cm} \text{ und } \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ar/CO_2/CH_4} = 3.98 \text{ keV/cm}.$$

Wenn man einen linearen Zusammenhang zwischen im Zellenvolumen deponierter Energie und Pulshöhe annimmt, ergibt sich folgende Bedingung für die Pulshöhe des Eisens:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Gasmischung}}}{\text{mittlere Signalthöhe}} = \frac{6 \text{ keV}}{\text{Pulshöhe des Eisens}} \quad (4.1)$$

Für die Messungen wurden folgende Arbeitspunkte eingestellt:

- Ar/C_2H_6

	H1-low gain	H1-high gain16	H1-high gain30
HV 1	-5431 V	-5526 V	-5516 V
HV 2	-4390 V	-4472 V	-4465 V
HV 3	-117 V	-225 V	-215 V
HV 4 ³	417 V	358 V	402 V
HV 5	2062 V	1619 V	1668 V
Driftfeld	1000 V/cm	1000 V/cm	1000 V/cm
Gasverstärkung	660 V/mm	550 V/mm	560 V/mm

Tabelle 4.3: Eingestellter Arbeitspunkt bei den Messungen mit Ar/C_2H_6

- Xe/C_2H_6

	H1-low gain	H1-high gain16	H1-high gain30
HV 1		-6950 V	-6950 V
HV 2		-5707 V	-5693 V
HV 3	(Hier wurden	-332 V	-332 V
HV 4	keine Daten	496 V	490 V
HV 5	genommen).	1832 V	1834 V
Driftfeld		1250 V/cm	1250 V/cm
Gasverstärkung		635 V/mm	635 V/mm

Tabelle 4.4: Eingestellter Arbeitspunkt bei den Messungen mit Xe/C_2H_6

4.1.4 Der Triggeraufbau

Um die ordnungsgemäße Digitalisierung, Auslese und Abspeicherung der Signaldaten zu gewährleisten, bedurfte es eines speziellen Triggeraufbaus. Dieses System sollte den Signalverarbeitungsvorgang starten, wenn ein Teilchen die Kammer durchquert hat und weiter dafür sorgen, daß während dieses Vorganges kein weiterer Verarbeitungsvorgang gestartet wird. Um nur die Ereignisse von Teilchen zu registrieren, welche die Kammer entlang der

• $Ar/CO_2/CH_4$

	H1-low gain	H1-high gain16	H1-high gain30
HV 1		-4170 V	-4707 V
HV 2		-3820 V	-3809 V
HV 3	(Hier wurden keine Daten genommen).	-200 V	-195 V
HV 4		272 V	316 V
HV 5		1385 V	1364 V
Driftfeld		850 V/cm	850 V/cm
Gasverstärkung		467 V/mm	463 V/mm

Tabelle 4.5: Eingestellter Arbeitspunkt bei den Messungen mit $Ar/CO_2/CH_4$

y -Achse durchquert hatten (vgl. Abb. 4.1), wurden 3 Szintillationszähler verwendet. Zwei bildeten eine sogenannte Koinzidenz der dritte eine Antikoinzidenz⁴. Der Durchgang eines Teilchens parallel zur y -Achse wurde angenommen, wenn beide Zähler der Koinzidenz ein Signal geliefert hatten bei Ausbleiben eines Signals von der Antikoinzidenz, dieser Aufbau ist in Abb. 4.6⁵ skizziert. Die anschließende elektronische Verarbeitung des Signals ist dem beigefügten Schaltplan (Abb. 4.5) zu entnehmen.

⁴Eine ausführliche Anleitung zum Aufbau eines Triggersystems mit Szintillationszählern, in der auch auf hier nicht erwähnte Details wie der Einstellung des Arbeitspunktes eines solchen Zählers eingegangen wird, findet sich in [21].

⁵Bei den Messungen mit Ar/C_2H_6 mußte auf die Antikoinzidenz verzichtet werden, da diese defekt war und nicht mehr repariert werden konnte.

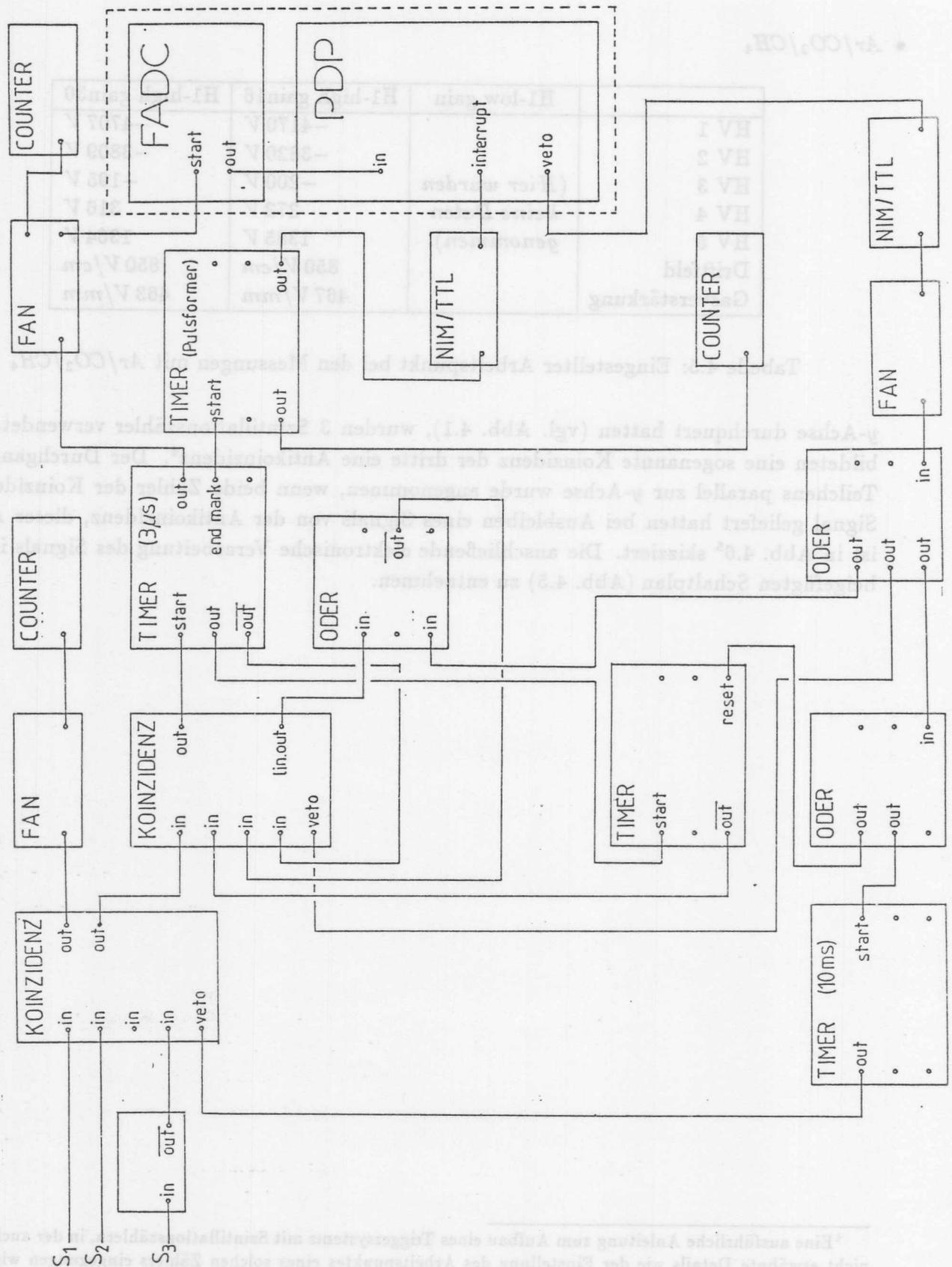


Abbildung 4.5: Schaltplan für die Verarbeitung der Szintillationszählersignale

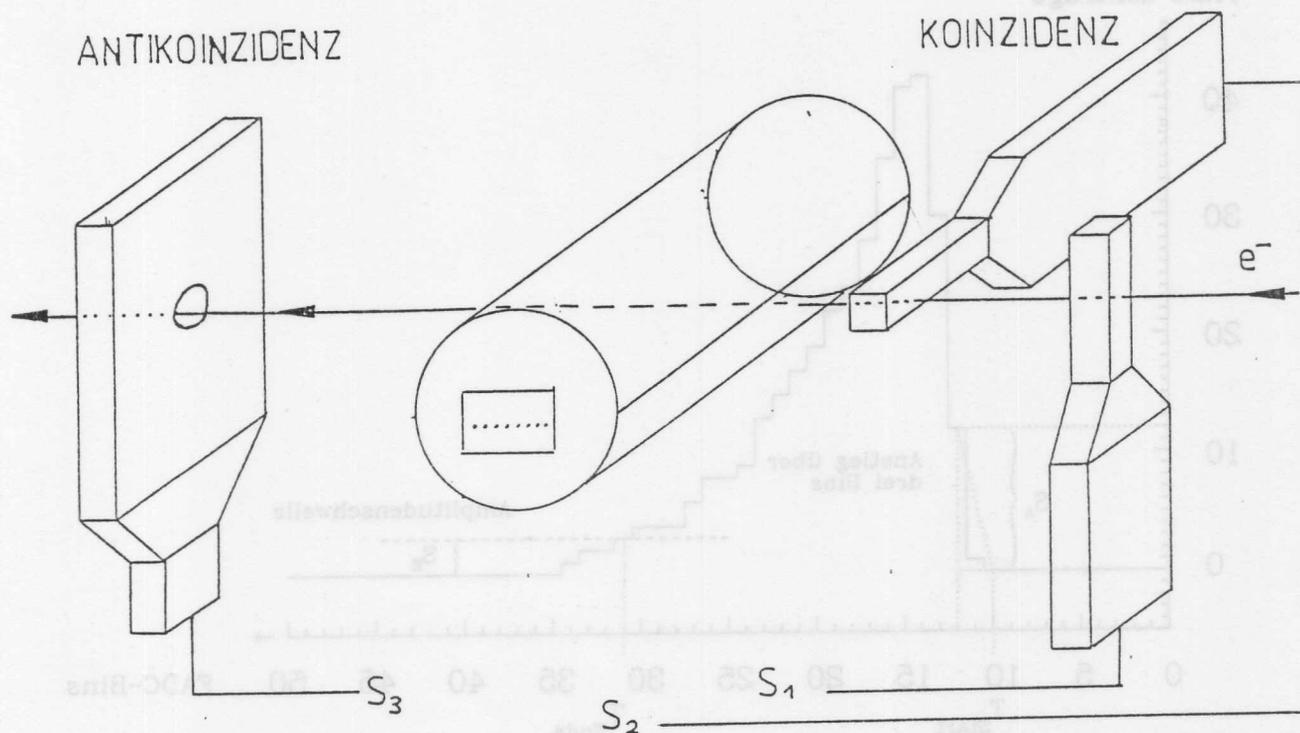


Abbildung 4.6: Anordnung von Koinzidenz und Antikoinzidenz im Meßaufbau

4.2 Die Datenauswertung

Zunächst wird die Datenmenge reduziert. Die sich anschließende Auswertung gliedert sich in zwei Teile. Zuerst wird die Driftgeschwindigkeit v_D möglichst genau ermittelt, danach ein Maß für die Ortsauflösung bestimmt. Bei der Auswertung ist zu beachten, daß die Daten vorher wieder linearisiert werden müssen, um mit den *echten* Amplitudenhöhen zu arbeiten.

4.2.1 Die Datenreduktion

Bei den durchgeführten Messungen betrug die mittlere Pulslänge etwa 300 ns bzw. 30 Zeitbins, abgespeichert wurden jedoch immer die Inhalte aller 256 FADC-Zeitbins, von denen die meisten lediglich Informationen über das Rauschen enthielten. Um die Auswertung zu beschleunigen, ist es sinnvoll, die Datenmenge derart zu reduzieren, daß nur noch die FADC-Inhalte erhalten bleiben, die Informationen über *echte* Pulse enthalten. Hierfür wurde ein einfacher Pulserkennungsalgorithmus verwendet, dessen prinzipielle Funktionsweise kurz beschrieben werden soll. Zunächst muß das Zeitbin T_{Start} des Pulsanfanges ermittelt werden. Als Kriterium dient hier der Pulsanstieg (P_{Anstieg}) über drei Zeitbins, der sich mit

$$P_{\text{Anstieg}} = \text{FADC-Inhalt}(i+2) - \text{FADC-Inhalt}(i) \quad i = 1, \dots, 256 \text{ (Zeitbins)} \quad (4.2)$$

berechnet (vgl. Abb. 4.7). Wenn P_{Anstieg} für ein bestimmtes i_S einen vorgegebenen Schwell-

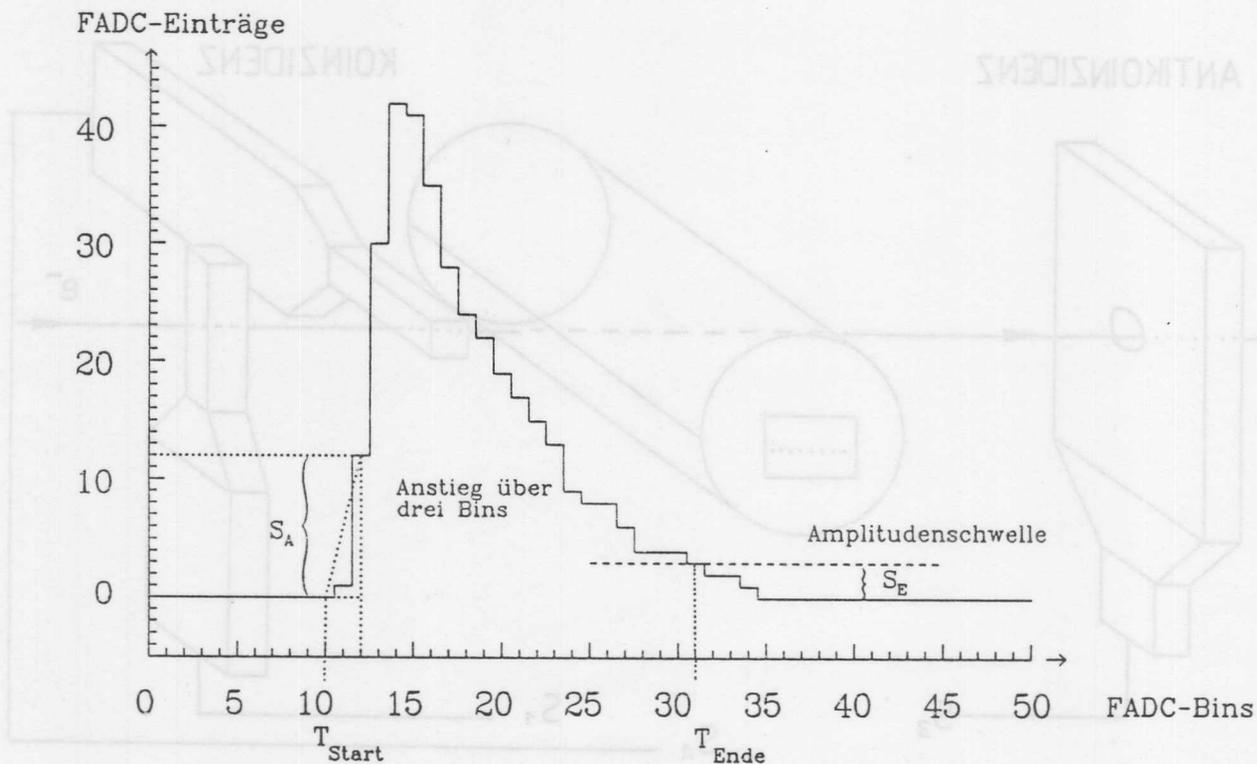


Abbildung 4.7: Skizze zum Algorithmus der Datenreduktion

lenwert S_A ⁶ überschreitet ($P_{Anstieg} > S_A$), wird der Pulsanfang dem Zeitbin i_S gleichgesetzt ($T_{Start} = i_S$) und die Suche nach dem Pulsende ab dem Zeitbin $T_{Start} + 3$ fortgesetzt. Das Pulsende wird an der Stelle angenommen, an der gilt: $FADC\text{-Inhalt}(i_{Ende}) < S_E$, woraus $T_{Ende} = i_{Ende}$ folgt. Die Schwelle S_E , die den Puls begrenzt, war bei allen Datenreduktionen auf den Wert zwei gesetzt, für die Schwelle S_A wurde mit Ausnahme bei den $Ar/CO_2/CH_4$ -Daten für den H1 high gain 16 ns Vorverstärker⁷, bei denen die Schwelle 15 betrug, mit einem Schwellenwert von fünf gearbeitet.

4.2.2 Die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Da zur Bestimmung der Ortsauflösung und Ermittlung von Offsetkorrekturen (s.u.) eine genaue Kenntnis der Driftgeschwindigkeit erforderlich ist, sollen die hierfür benötigten Arbeitsschritte kurz erläutert werden.

Zunächst muß zu jedem Puls die absolute Driftzeit⁸ T bestimmt werden, die sich aus den Beiträgen T_{Start} , ΔT und δT zusammensetzt ($T = T_{Start} + \Delta T + \delta T$)⁹. ΔT stellt hierbei

⁶Eine ausführliche Diskussion zur Problematik der Schwellenwertvorgabe, insbesondere auch was die Verfälschung der Ergebnisse bei zu hohem Schwellenwert S_A anbelangt, findet sich in [25].

⁷Bei diesen Daten wurde mit einer etwas höheren Gasverstärkung gearbeitet, bei der zum einen die mittlere Amplitudenhöhe der Signale größer war, zum anderen aber auch das Rauschen.

⁸Im folgenden Abschnitt sind alle Zeiten in Vielfachen von Zeitbins angegeben. Um auf reale Zeiten umzurechnen, muß deshalb mit dem Faktor 10 ns (1 Zeitbin \equiv 10 ns) multipliziert werden.

⁹In der Zeit T ist noch eine Zeitoffset T_{Offset} enthalten, der erst später bestimmt werden kann. Für die reale Driftzeit gilt danach $T_{Real} = T - T_{Offset}$.

die Zeitdifferenz zwischen dem ersten Zeitbin, dessen Inhalt größer als 10% der Maximalamplitude des Pulses ist, und T_{Start} dar, δT einen zusätzlichen Zeitkorrekturterm. Für die Berechnung von ΔT und δT werden geeignete Algorithmen auf die digitalisierten Daten angewendet, die von der Pulsform und der zurückgelegten Driftstrecke unabhängig sein sollten. In dieser Arbeit wurde der Algorithmus der FEL-Methode verwendet.

Die FEL-Methode (first-electron)

Die Idee der FEL-Methode ([26]) besteht darin, für die Bestimmung von δT nur den ansteigenden Teil des Signals auszunutzen, was gleichbedeutend damit ist, daß für die Bestimmung der Driftzeit lediglich die ersten am Signaldraht ankommenden Elektronen berücksichtigt werden (siehe hierzu Seite 19). Die Arbeitsweise des Algorithmus wird in Abbildung 4.8 veranschaulicht. Ausgehend von T_{Start} wird zunächst das erste Zeitbin gesucht, dessen Inhalt größer als 10% der Maximalamplitude des Pulses ist, dann das erste Zeitbin mit einem Inhalt größer als 50%. Hiermit wird eine Steigung

$$m = \frac{FADC\text{-Inhalt}(i_{>50\%}) - FADC\text{-Inhalt}(i_{>10\%})}{i_{>50\%} - i_{>10\%}} \quad (4.3)$$

errechnet. Als relative Driftzeit δT wird die Zeit definiert, die bis zum Erreichen des (interpolierten) 50%-Wertes vergeht:

$$\delta T = \frac{FADC\text{-Inhalt}(i_{Maximum}) \times 0.5 - FADC\text{-Inhalt}(i_{>10\%})}{m} \quad (4.4)$$

Für ΔT gilt $\Delta T = i_{>10\%}$.

Amplitude (linearisiert)

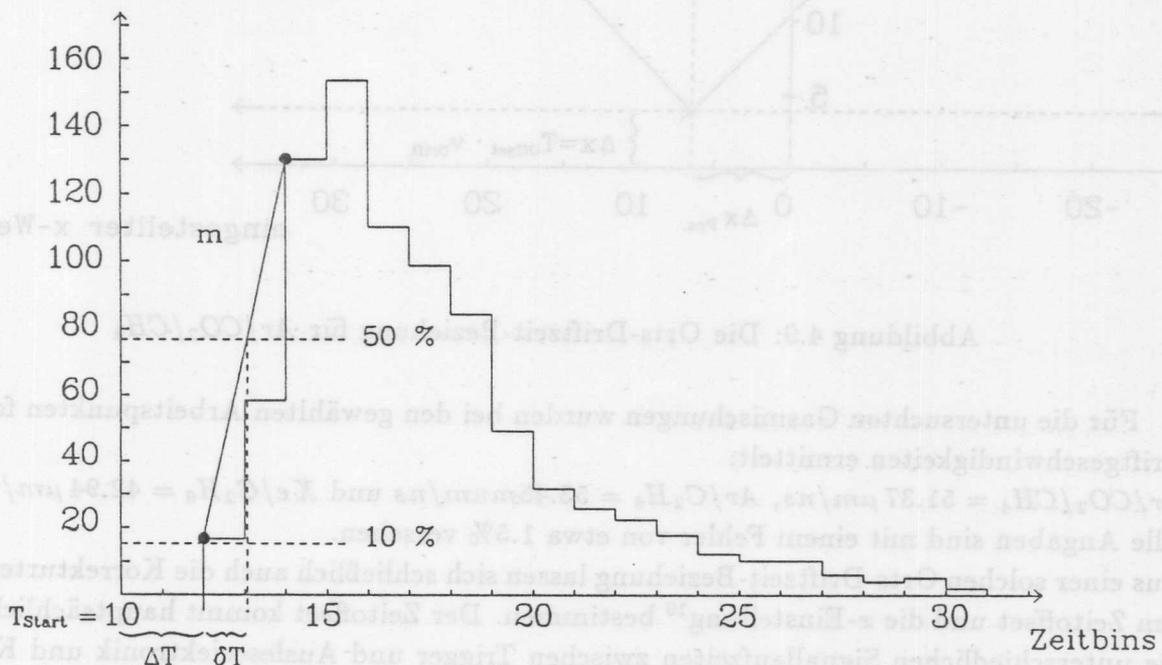


Abbildung 4.8: Bestimmung der relativen Driftzeit δT mit Hilfe der FEL-Methode

Mit diesen Beziehungen kann man bei einer vorgegebenen Driftgeschwindigkeit zu jedem gefundenen Puls eine relative x -Position errechnen ($x = v_D T$).

Um zu einer Aussage über die Richtigkeit der vorgegebenen Driftgeschwindigkeit zu gelangen, wird der Algorithmus immer auf alle Pulsdaten, die zu einer x -Einstellung gehören, angewendet, die berechneten x -Positionen histogrammiert sowie der Mittelwert (nach Schnitten) der Verteilungen bestimmt. Schnitte sind hier im gewissem Rahmen notwendig, um das Ergebnis nicht durch Dreckeffekte zu verfälschen (vgl. Abb. 4.10). Dies wiederholt man für unterschiedliche x -Einstellungen, von denen man annimmt, daß sie in einem Bereich konstanter Driftgeschwindigkeit v_D liegen (vgl. Abschnitt 4.1.2). Bei korrekter Wahl von v_D sollten die Differenzen zwischen den Mittelwerten der errechneten x -Positionen den Differenzen zwischen den vorgegebenen x -Einstellungen entsprechen, was durch die folgende Abbildung 4.9 verdeutlicht werden soll, anderenfalls muß v_D hieraus neu berechnet werden.

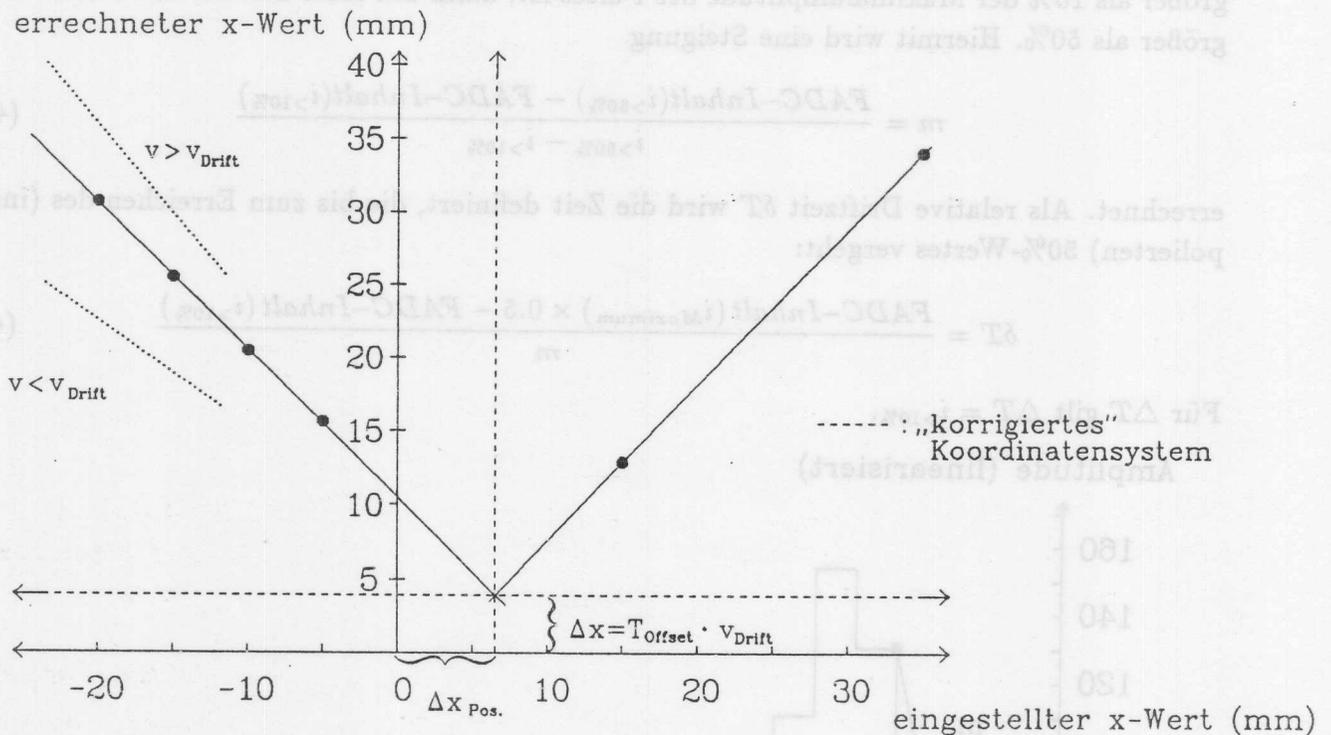


Abbildung 4.9: Die Orts-Driftzeit-Beziehung für $Ar/CO_2/CH_4$

Für die untersuchten Gasmischungen wurden bei den gewählten Arbeitspunkten folgende Driftgeschwindigkeiten ermittelt:

$Ar/CO_2/CH_4 = 51.37 \mu m/ns$, $Ar/C_2H_6 = 53.45 \mu m/ns$ und $Xe/C_2H_6 = 42.94 \mu m/ns$.

Alle Angaben sind mit einem Fehler von etwa 1.5% versehen.

Aus einer solchen Orts-Driftzeit-Beziehung lassen sich schließlich auch die Korrekturterme für den Zeitoffset und die x -Einstellung¹⁰ bestimmen. Der Zeitoffset kommt hauptsächlich durch die unterschiedlichen Signallaufzeiten zwischen Trigger und Ausleseelektronik und Kammer und Ausleseelektronik zustande, wobei die Beziehung $\Delta x_{Zeit} = v_D T_{Offset}$ gilt.

¹⁰Die Kammerpositionierung im Strahl erfolgte mit einfachen Mitteln.

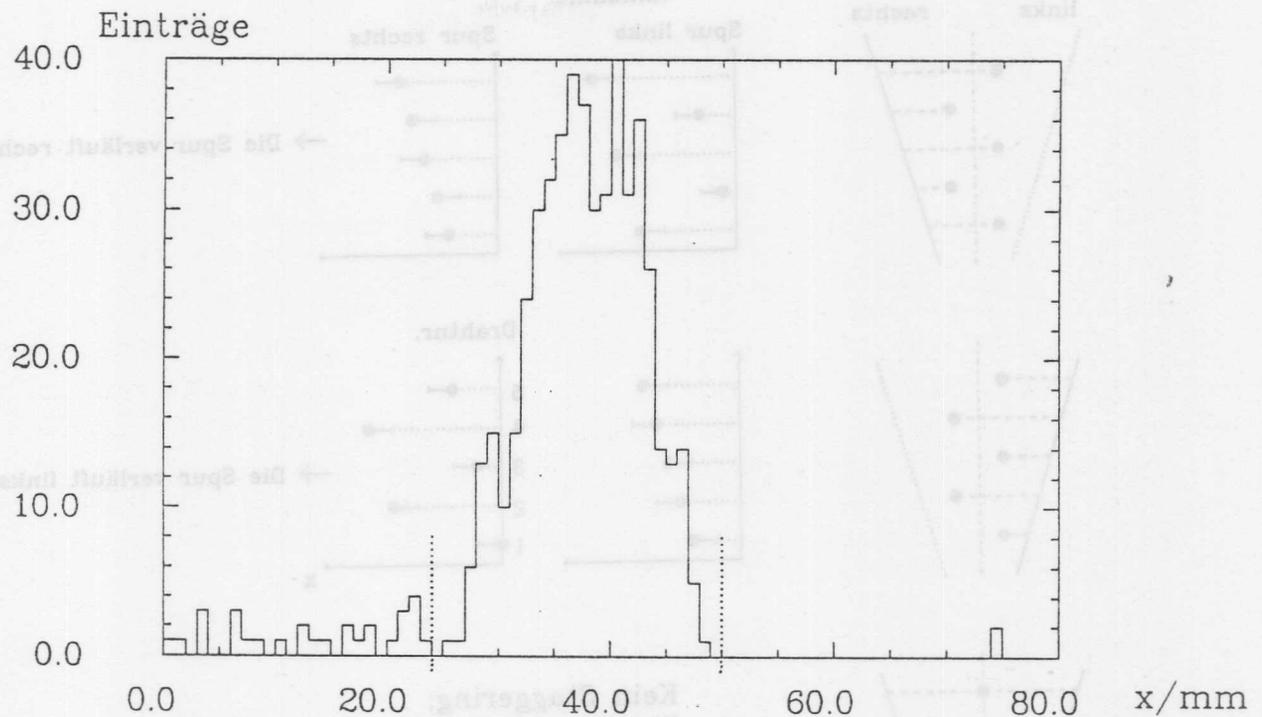


Abbildung 4.10: Verteilung der errechneten x -Positionen mit Schnitten für die eingestellte Position $x = 30 \text{ mm}$ in $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$

4.2.3 Die Bestimmung der Ortsauflösung

Die Ortsauflösung soll ein Maß dafür liefern, wie genau Teilchenspuren im Detektor rekonstruiert werden können. Hierfür ist es notwendig, bekannte Ereignisse zu rekonstruieren, deren Topologie man kennt. In diesem Fall handelt es sich um gerade Spuren, welche die Kammer in y -Richtung durchqueren.

Die für die Rekonstruktion notwendigen Arbeitsschritte sollen im folgenden Abschnitt kurz beschrieben werden. Im ersten Schritt wird bei jedem Ereignis mit Hilfe des Auswerteprogramms¹¹ nach Pulsen gesucht, die zu einer (geraden) Spur gehören könnten. Falls mindestens vier derartige Pulse gefunden werden, werden die errechneten x -Positionen dieser Pulse um das jeweilige Staggering von $\pm 100 \mu\text{m}$ korrigiert. Ohne das Staggering der Signaldrähte wäre es nicht möglich, bei einer gefundenen Spur zu entscheiden, auf welcher Seite der Drahtebene sie entstanden ist (*Rechts-Links-Ambiguität*). Dies soll anhand der Skizze 4.11 verdeutlicht werden. Da bei den Testmessungen bekannt war, auf welcher Seite die Spuren lagen, konnte das Staggering sofort korrigiert werden. Durch die so korrigierten Werte wurde dann mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate eine Gerade angepaßt (vgl. Abb. 4.12 sowie Anhang B.3.3). Danach wird für jeden Draht die Differenz zwischen gemessener (errechneter) Position und gefitteter Position - das sogenannte Residuum - bestimmt und in ein Histogramm eingetragen (*Residuenverteilung*). Der root-mean-square-Wert (*rms*) dieser Verteilung kann

¹¹Das Auswerteprogramm basiert auf JADE-Software und wurde für derartige Testmessungen im Wesentlichen von P. Steffen zusammengestellt.

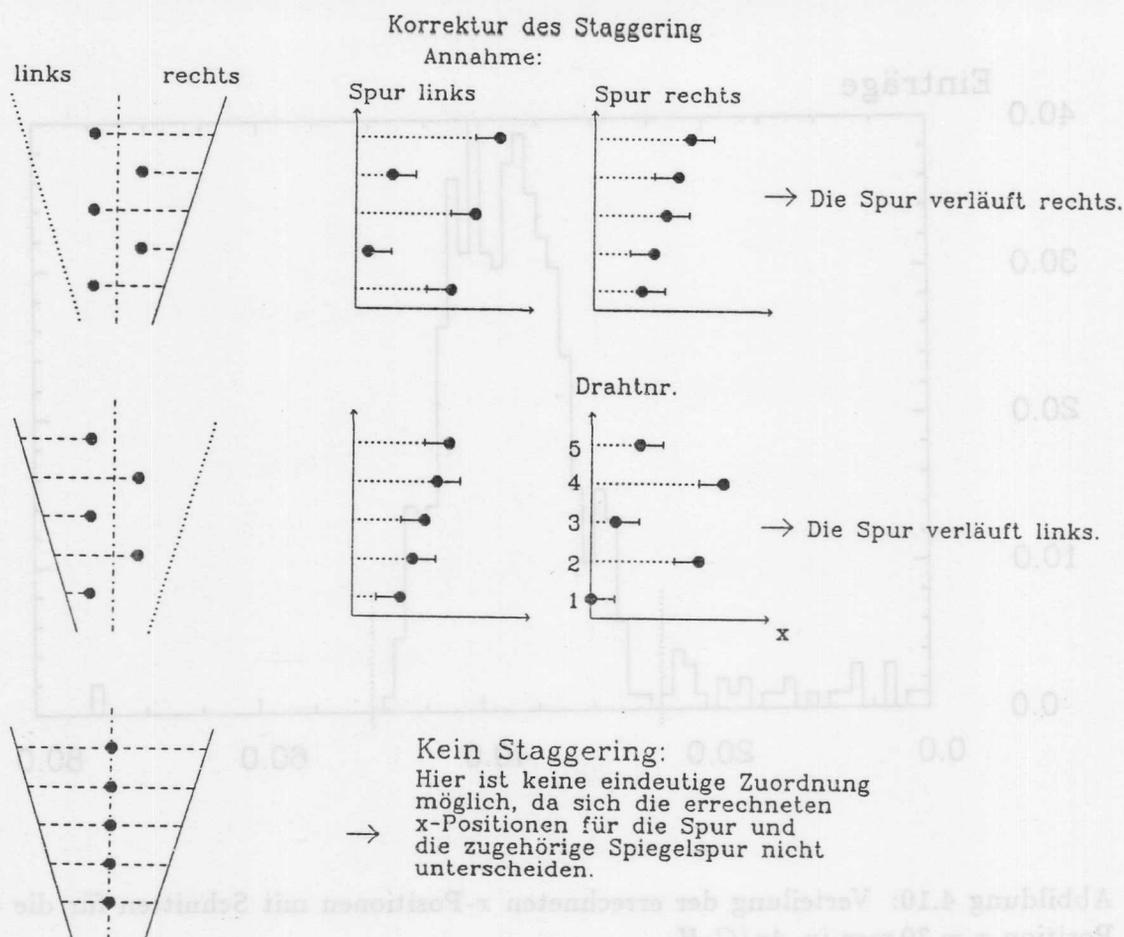


Abbildung 4.11: Auflösung der Rechts-Links-Ambiguität durch das Staggering

als Maß für die Ortsauflösung benutzt werden, sofern Folgendes beachtet wird:

- Für die Berechnung des *rms*-Wertes können nicht alle Residuen verwendet werden, sondern es müssen geeignete Schnitte gemacht werden. Um hier ein objektives Kriterium einzuführen, wurde an die Verteilungen jeweils eine Gaußfunktion gefittet¹² und deren σ bestimmt. Für die *rms*-Berechnung wurden dann nur noch die Residuen zugelassen, die innerhalb einer 3σ -Umgebung lagen (vgl. Abb. 4.13).
- Da eine Ortsauflösung für die ganze Kammer bestimmt werden soll, müssen die Residuen aller Drähte berücksichtigt werden, und der *rms* Wert dieser Verteilung¹³ mit dem statistischen Korrekturfaktor¹⁴ $\sqrt{8/6}$ multipliziert werden. Dieser Faktor ist strenggenommen nur dann richtig, wenn jedesmal auf allen acht Drähten ein Puls gefunden wurde. Da aber Spuren mit weniger Pulsen sehr selten sind (vgl. Abb. 4.14), ist der konstante Faktor durchaus gerechtfertigt.

¹²Wobei ein sehr niedriger Konfidenzwert toleriert wurde, da die Verteilungen nicht immer exakt einer Gaußfunktion entsprechen.

¹³Man kann auch den Mittelwert der *rms* Werte der Residuenverteilungen der einzelnen Drähte nehmen. Diese beiden Werte sollten nahezu identisch sein.

¹⁴Herleitung: siehe Anhang B.3

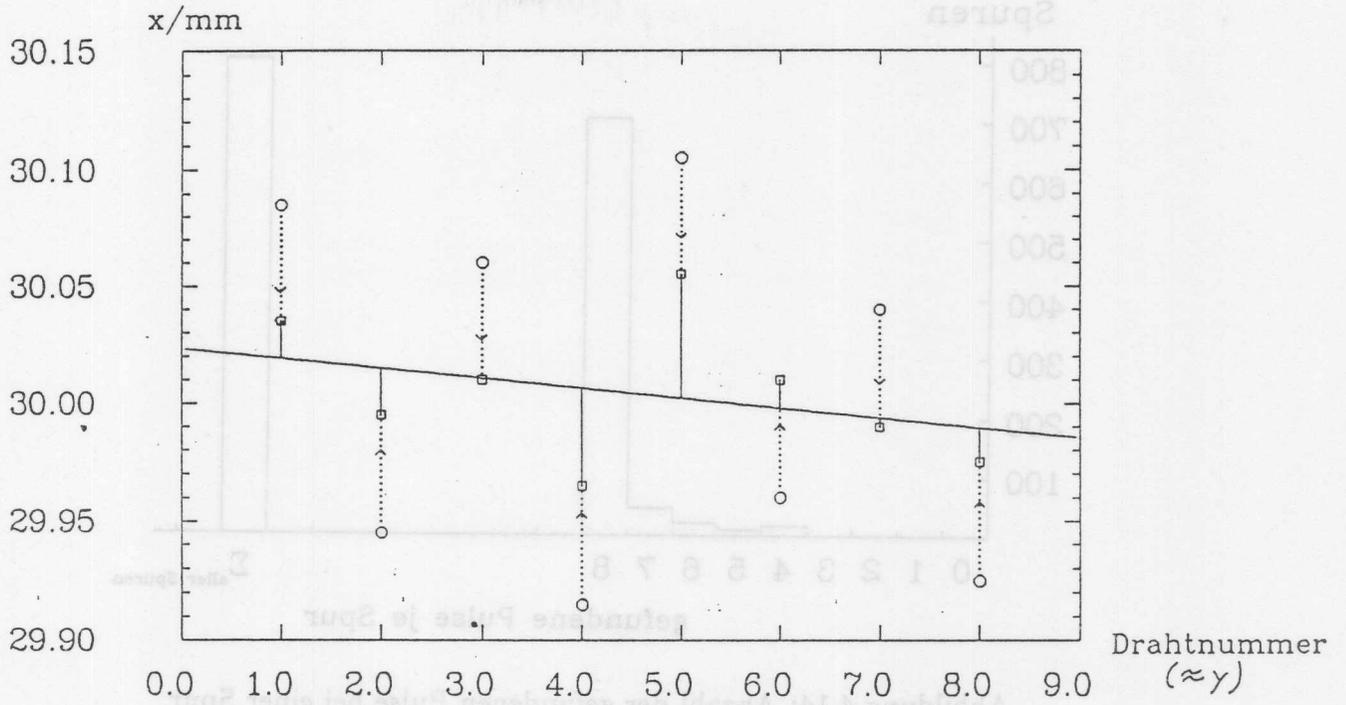


Abbildung 4.12: Korrektur des Staggering und anschließender Geradenfit ($x = ay + b$)

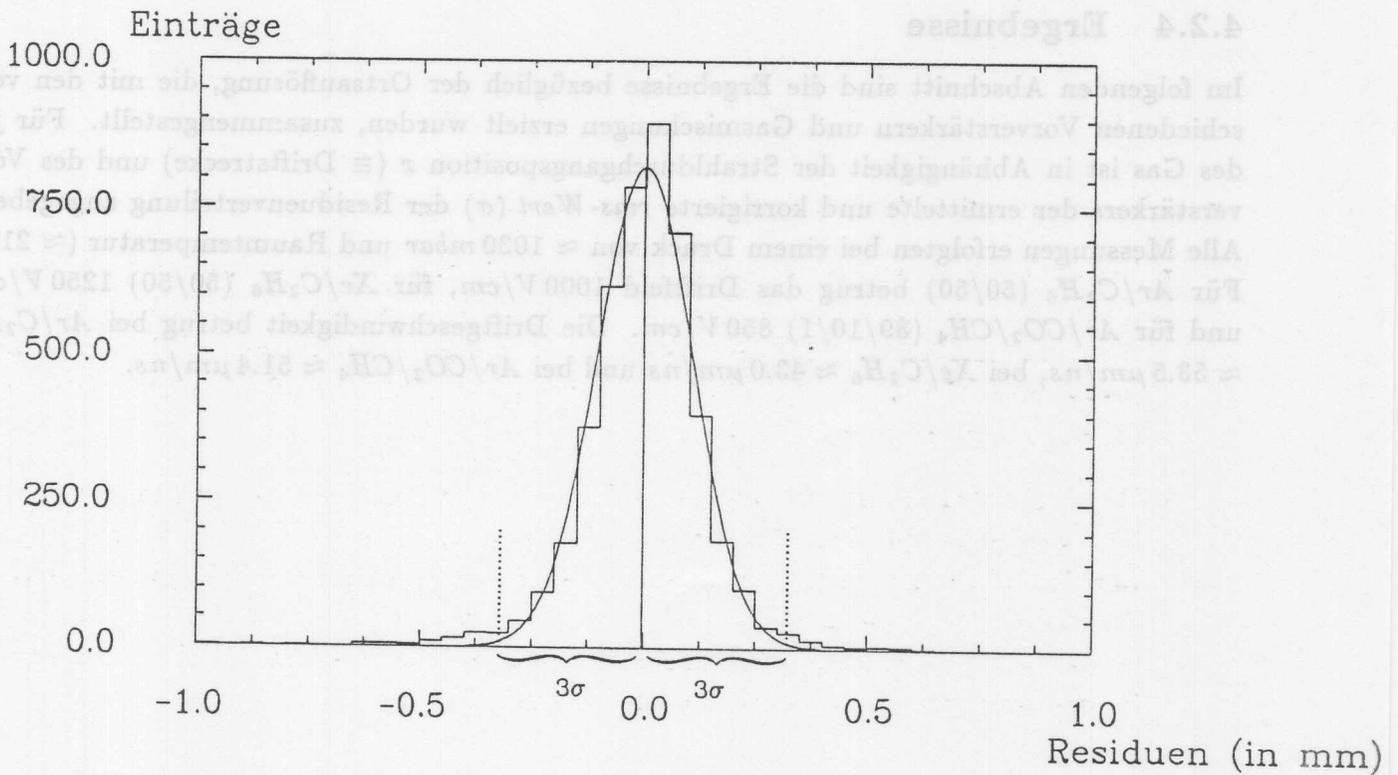


Abbildung 4.13: Residuenverteilung mit gefitteter Gaußfunktion für das Gas Ar/C_2H_6 (50/50).

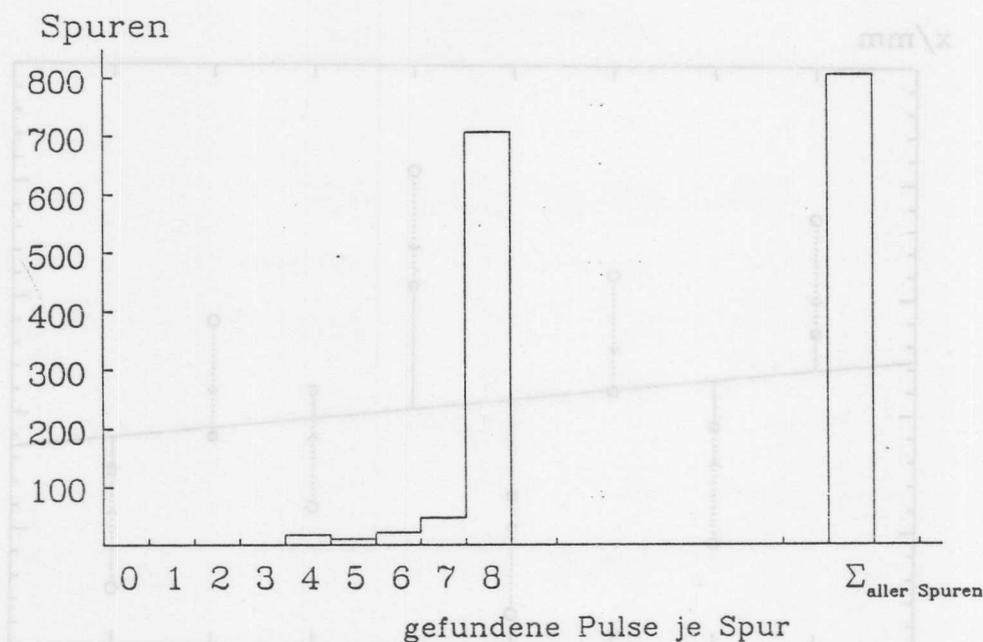


Abbildung 4.14: Anzahl der gefundenen Pulse bei einer Spur

4.2.4 Ergebnisse

Im folgenden Abschnitt sind die Ergebnisse bezüglich der Ortsauflösung, die mit den verschiedenen Vorverstärkern und Gasmischungen erzielt wurden, zusammengestellt. Für jedes Gas ist in Abhängigkeit der Strahldurchgangsposition x (\equiv Driftstrecke) und des Vorverstärkers der ermittelte und korrigierte *rms-Wert* (σ) der Residuenverteilung angegeben. Alle Messungen erfolgten bei einem Druck von ≈ 1030 mbar und Raumtemperatur ($\approx 21^\circ$). Für Ar/C_2H_6 (50/50) betrug das Driftfeld 1000 V/cm, für Xe/C_2H_6 (50/50) 1250 V/cm und für $Ar/CO_2/CH_4$ (89/10/1) 850 V/cm. Die Driftgeschwindigkeit betrug bei Ar/C_2H_6 ≈ 53.5 $\mu m/ns$, bei Xe/C_2H_6 ≈ 43.0 $\mu m/ns$ und bei $Ar/CO_2/CH_4$ ≈ 51.4 $\mu m/ns$.

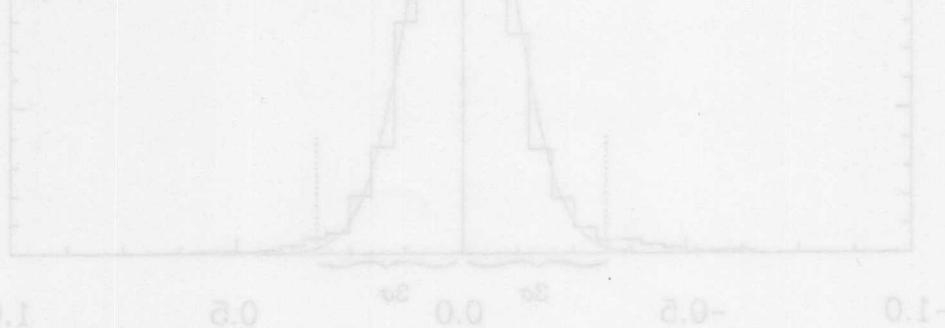


Abbildung 4.15: Residuenverteilung mit korrigierter Gausfunktion für das Gas Ar/C_2H_6 (50/50)

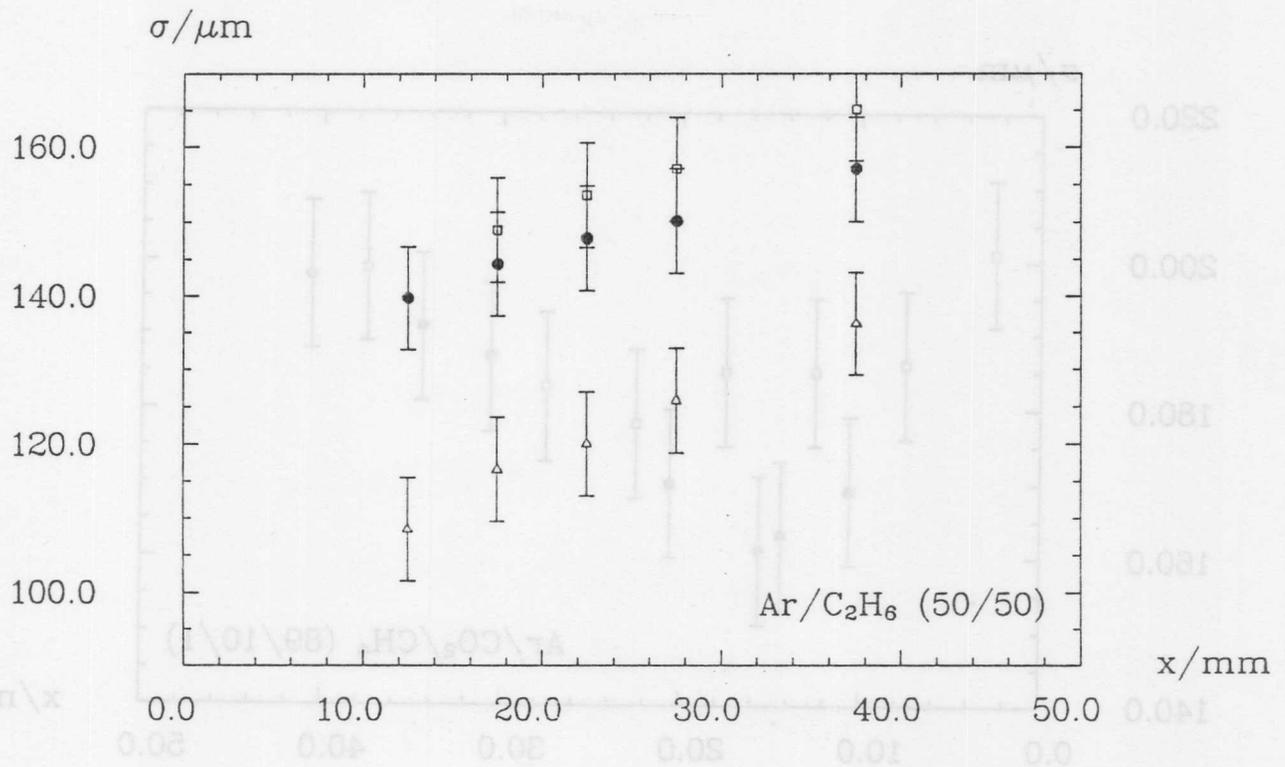


Abbildung 4.15: Ortsauflösung in Abhängigkeit von x und dem gewählten Vorverstärker für Ar/C_2H_6 (50/50). (H1 high gain 16 ns : (•), H1 high gain 30 ns : (□), H1 low gain 30 ns : (Δ))

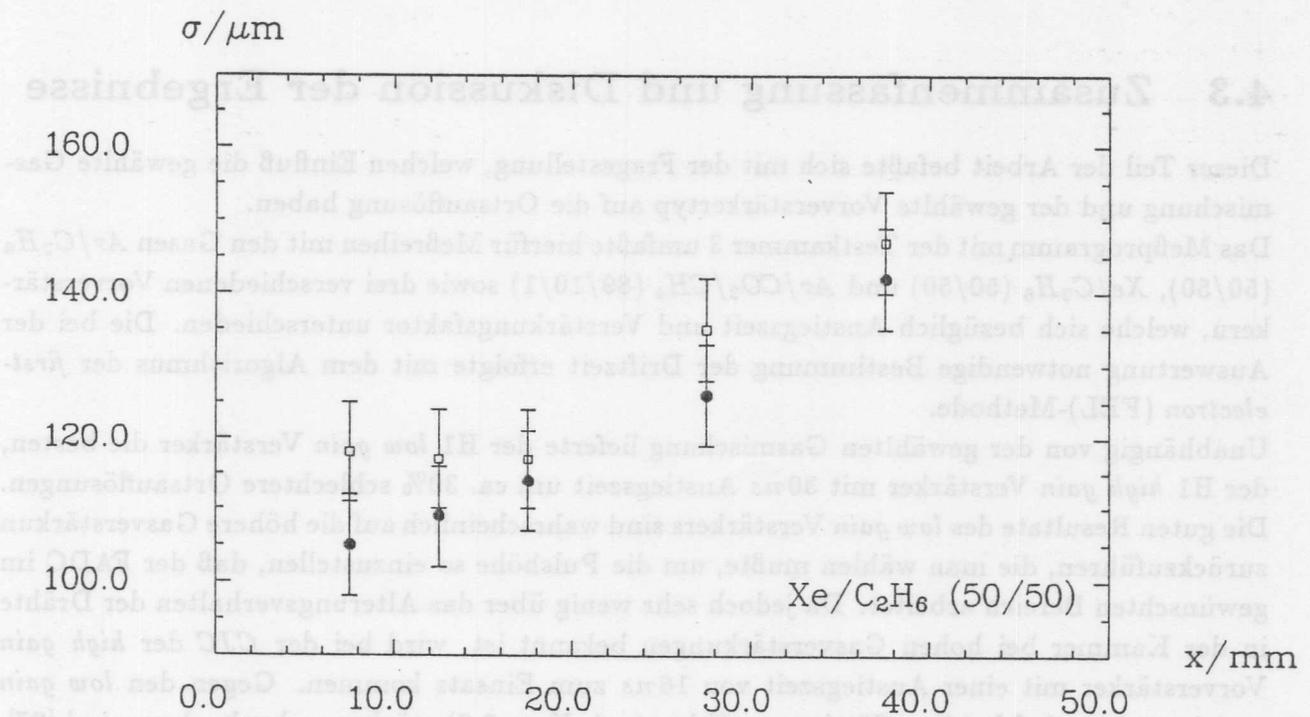


Abbildung 4.16: Ortsauflösung in Abhängigkeit von x und dem gewählten Vorverstärker für Xe/C_2H_6 (50/50). (H1 high gain 16 ns : (•), H1 high gain 30 ns : (□))

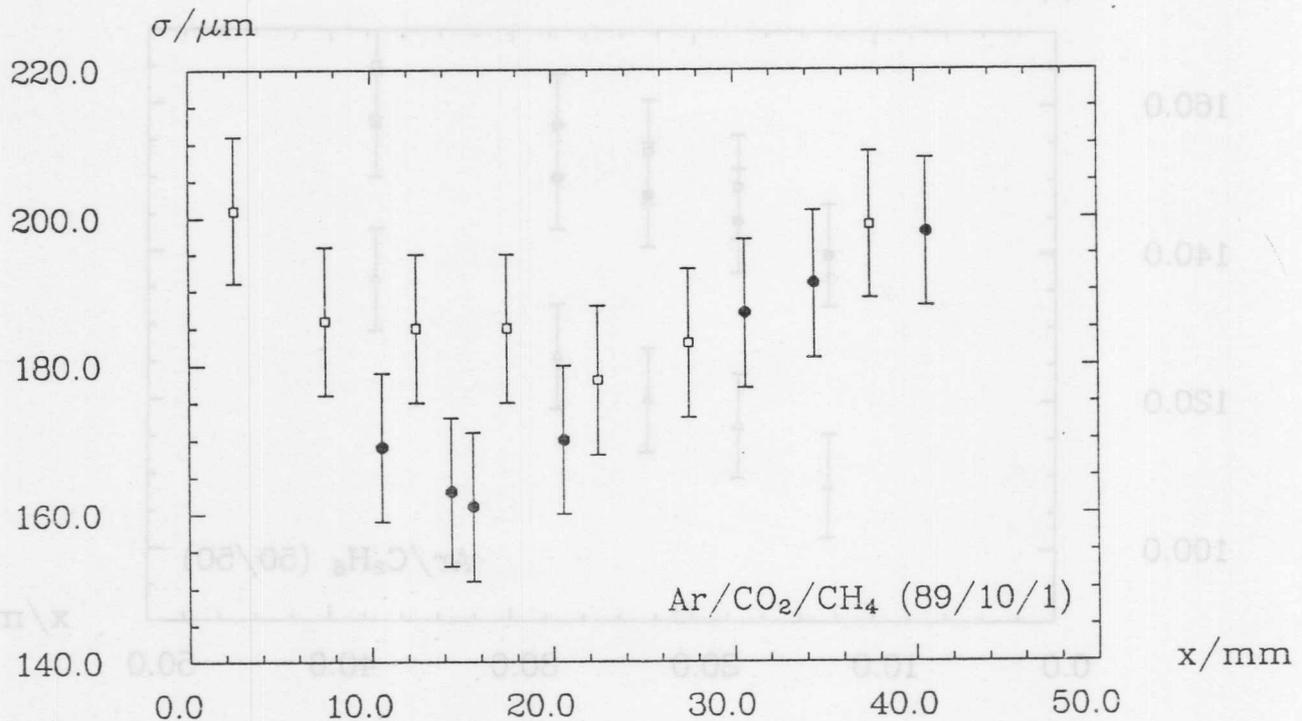


Abbildung 4.17: Ortsauflösung in Abhängigkeit von x und dem gewählten Vorverstärker für $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4$ (89/10/1). (H1 high gain 16 ns : (•), H1 high gain 30 ns : (□))

4.3 Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

Dieser Teil der Arbeit befaßte sich mit der Fragestellung, welchen Einfluß die gewählte Gas Mischung und der gewählte Vorverstärkertyp auf die Ortsauflösung haben.

Das Meßprogramm mit der Testkammer 3 umfaßte hierfür Meßreihen mit den Gasen $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ (50/50), $\text{Xe}/\text{C}_2\text{H}_6$ (50/50) und $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4$ (89/10/1) sowie drei verschiedenen Vorverstärkern, welche sich bezüglich Anstiegszeit und Verstärkungsfaktor unterschieden. Die bei der Auswertung notwendige Bestimmung der Driftzeit erfolgte mit dem Algorithmus der *first-electron* (FEL)-Methode.

Unabhängig von der gewählten Gasmischung lieferte der H1 *low gain* Verstärker die besten, der H1 *high gain* Verstärker mit 30 ns Anstiegszeit um ca. 30% schlechtere Ortsauflösungen. Die guten Resultate des *low gain* Verstärkers sind wahrscheinlich auf die höhere Gasverstärkung zurückzuführen, die man wählen mußte, um die Pulshöhe so einzustellen, daß der FADC im gewünschten Bereich arbeitet. Da jedoch sehr wenig über das Alterungsverhalten der Drähte in der Kammer bei hohen Gasverstärkungen bekannt ist, wird bei der CJC der *high gain* Vorverstärker mit einer Anstiegszeit von 16 ns zum Einsatz kommen. Gegen den *low gain* spricht weiter, daß bei ihm Sättigungseffekte (vgl. Kap. 2.3) stärker zu beobachten sind [27]. Das jeweils etwas bessere Resultat des *high gain* Verstärkers mit 16 ns gegenüber dem mit 30 ns ist insofern nicht überraschend, da dies mit den theoretischen Untersuchungen zur FEL-Methode übereinstimmt, auch wenn der Unterschied nicht so gravierend ist. Es bleibt die

Frage offen, inwieweit diese Ergebnisse Allgemeingültigkeit besitzen, oder ob es andere Algorithmen zur Driftzeitbestimmung gibt, für die eine längere Anstiegszeit bessere Resultate liefert, dies wurde im Rahmen der Arbeit nicht untersucht.

Der Vergleich der unterschiedlichen Gasmischungen ergab, daß auch Xe/C_2H_6 im Verhältnis 50/50 als Füllgas einer Driftkammer Verwendung finden kann. In den hier durchgeführten Messungen schnitt diese Gasmischung mit einer mittleren Ortsauflösung von $112 \mu m$ ¹⁵ sogar am besten ab. Für die Mischung Ar/C_2H_6 (50/50) ergab sich eine mittlere Ortsauflösung von $145 \mu m$ und das nicht brennbare $Ar/CO_2/CH_4$ (89/10/1) lieferte immerhin noch $170 \mu m$. Die erzielten Ergebnisse können mit einigen ähnlichen Experimenten verglichen werden. Untersuchungen zur Ortsauflösung mit dem Gas Ar/C_2H_6 im Mischungsverhältnis 50/50 wurden z.B. bei Testmessungen an einem Prototypen für die JADE-Vertexkammer gemacht [20],[14]. Unter ähnlichen Versuchsbedingungen¹⁶ erhielt man hier für die Ortsauflösung in einem Bereich, der 10 – 15 mm vom Signaldraht entfernt war, allerdings wesentlich bessere Werte, nämlich $102 \mu m$. Ähnliche Resultate, $150 \mu m$, wurden bei Messungen zur Ortsauflösung im Rahmen der Entwicklung der Vorwärtspurkammern für den H1-Detektor erzielt [3].

Im Hinblick auf die Entwurfsziele sowie die Inbetriebnahme der zentralen Spurkammer des H1-Detektors lassen sich aus der Arbeit folgende Schlüsse ziehen: Die Gasmischung $Ar/CO_2/CH_4$ erscheint insbesondere für die Anfangsphase geeignet. Zwar sind die hiermit erzielbaren Ortsauflösungen nicht sonderlich gut, doch bietet das Gas den Vorteil, daß man beim Betrieb der Kammer mit relativ niedrigen Kammerdrücken und Gasverstärkungsfeldern auskommt (vgl. Tab. 4.3- 4.5), zudem ist diese Gasmischung nicht brennbar. Für die anschließende Betriebsphase bietet sich die Mischung Ar/C_2H_6 an, obwohl das angestrebte Ziel einer Ortsauflösung von $100 \mu m$ hiermit anscheinend nicht realisierbar ist. Hierfür wäre die Mischung Xe/C_2H_6 besser geeignet, doch erfordert dieses Gas wesentlich höhere Gasverstärkungsfelder. Diese wiederum könnten zu einem vorzeitigen Altern der Kammer führen.

¹⁵Dies entspricht der Ortsauflösung, die für die Position $x \approx 20 \text{ mm}$ mit dem *high gain* Verstärker bei einer Anstiegszeit von 16 ns ermittelt wurde.

¹⁶Das Driftfeld betrug 1000 V/cm bei einem Druck von 1 atm , für die Driftgeschwindigkeit sind $53 \mu m/ns$ angegeben.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Im Rahmen der Entwicklung des zentralen Spurkammersystems wurden Testmessungen an einem kleinen Prototypen, der Testkammer 3, durchgeführt.

Hierbei sollten die Ortsauflösung in Abhängigkeit des Kammergases und der verwendeten Vorverstärker bestimmt werden. Außerdem sollten im Hinblick auf die verwendeten Vorverstärker die Pulsanstiegszeit und Pulsform am Vorverstärkereingang ermittelt werden.

Für die Messung der Pulsanstiegszeit wurden die Pulse eines sich in der Kammer befindenen Eisenpräparates verwendet, hierbei ergab sich ein Wert von ca. 4 ns . Eine ähnlich kurze Anstiegszeit konnte auch mit einem sehr einfachen Modell der Kammer rechnerisch simuliert werden. Diese 4 ns können als untere Grenze für die im Experiment verwendeten Vorverstärker angesehen werden, sind aber technisch nicht realisierbar.

Bei den Messungen zur Ortsauflösung mit 4 GeV -Elektronen eines Teststrahls am DESY wurden die drei Gasmischungen $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4$ (89/10/1), $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ (50/50) und $\text{Xe}/\text{C}_2\text{H}_6$ (50/50) sowie Vorverstärker mit den Anstiegszeiten¹ 16 ns und 30 ns und den Verstärkungsfaktoren $10\text{ mV}/\mu\text{A}$ und $100\text{ mV}/\mu\text{A}$ untersucht. Die Messungen mit Vorverstärkern unterschiedlicher Anstiegszeit waren durch theoretische Untersuchungen [7] motiviert, nach denen eine kürzere Anstiegszeit des Signals bessere Resultate hinsichtlich der Ortsauflösung liefern sollte. Dies konnte für den Algorithmus der FEL-Methode bestätigt werden. Die Analyse mit anderen Algorithmen erfolgte im Rahmen dieser Arbeit nicht.

Ein Vergleich zwischen Vorverstärkern mit unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren erfolgte nur für das Gas $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$. Hier lieferte der Vorverstärker mit niedrigerem Verstärkungsfaktor wesentlich bessere Resultate. Dies ist aber wohl auf die höhere Gasverstärkung zurückzuführen, die bei dieser Meßreihe notwendig war. Die Untersuchung der verschiedenen Gasmischungen erfolgte insbesondere auch im Hinblick auf die Inbetriebnahme der CJC. Im Vergleich der drei Gasmischungen zeigte sich, daß unter den gewählten Versuchsbedingungen $\text{Xe}/\text{C}_2\text{H}_6$ mit einer mittleren Ortsauflösung von $112\ \mu\text{m}$ die besten Resultate und $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4$ mit $170\ \mu\text{m}$ die schlechtesten Resultate lieferte. Für $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ wurden $145\ \mu\text{m}$ ermittelt. Zu beachten ist hierbei, daß für die Messungen mit $\text{Xe}/\text{C}_2\text{H}_6$ sehr hohe Gasverstärkungsfelder und Kammerspannungen notwendig waren, ganz im Gegensatz zu den unkritischen Bedingungen bei $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4$.

¹Die Werte für diese Anstiegszeiten berücksichtigen auch schon den Einfluß des Ausleksekabels ($2 \times 26\text{ m}$ Multikoaxialkabel).

Anhang A

A.1 Ergebnisse zu den Messungen der Pulsform am Vorverstärkereingang

In den folgenden Tabellen sind die Ergebnisse zu den in Kapitel 3.1.1 beschriebenen Messungen zusammengestellt. Es sind jeweils lokale Pulsmaxima und Pulsminima (Ph) in mV und der dazugehörige Zeitpunkt t in ns angegeben. Die Angabe des Wertes für $HV5$ bezieht sich auf die am Draht anliegende Anodenspannung, der Wert für R auf den gewählten Abschlußwiderstand.

- $R = 51 \Omega$

$HV5 = 1500 V$	
t	Ph
4	6
9	0.5
12	2
16	0.5

- $R = 100 \Omega$

$HV5 = 1400 V$		$HV5 = 1450 V$		$HV5 = 1500 V$	
t	Ph	t	Ph	t	Ph
4	3	4	4	5	6
8	< 0.5	8	.5	9	1.5
12	< 1.5	11	1.5	11	3
14	< 0.5	14	0.8	14	1.5

- $R = 150 \Omega$

$HV5 = 1400 V$		$HV5 = 1450 V$		$HV5 = 1500 V$	
t	Ph	t	Ph	t	Ph
4	3	4	4	4	6
8	1	8	1	8	2
11	1.5	11	1.5	11	3
14	0.5	14	0.8	14	1.5

- $R = 200 \Omega$

$HV5 = 1400 V$	
t	Ph
4	3
7	0.8
11	1.3
14	0.5

- $R = 240 \Omega$

$HV5 = 1400 V$		$HV5 = 1450 V$		$HV5 = 1500 V$	
t	Ph	t	Ph	t	Ph
4	3	4	4	5	6
7	0.5	7	1.5	9	2.5
11	1.5	11	2.5	12	3.5
14	0.3	14	1	15	1.5
20	0.5	30	0.5	50	0
40	0	50	0	—	—

- $R = 360 \Omega$

$HV5 = 1450 V$		$HV5 = 1500 V$	
t	Ph	t	Ph
4	4	4	6
7	1.5	7	3
10	3	10	5
14	1	14	2

Anhang B

B.1 Das Runge-Kutta-Verfahren

Der allgemeine Typ einer Differentialgleichung ist durch die Bezeichnung

$$(B.1) \quad y'(x) = f(x, y(x))$$

gegeben. Die einfachste Methode, dieses Problem bei bekanntem Anfangswert $y(x_0) = y_0$ zu lösen, besteht in der Verwendung des Euler-Verfahrens (vgl. App. B.1), bei dem die DGL wie folgt diskretisiert und in eine Differenzgleichung umgewandelt wird:

- $R = 390 \Omega$

HV5 = 1500 V	
t	Ph
4	5.5
7	3.5
11	4.5
14	2.5

Tabelle A.1: Pulscharakteristik am Vorverstärkereingang

(B.3) Eine etwas genauere Methode stellt das Verfahren vom Runge-Kutta-Typ dar. Hier wird $f(x, y)$ durch einen algebraischen Ausdruck $f(x, y)$ ersetzt, für den gilt:

$$(B.4) \quad f(x, y) = \frac{1}{8} (K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4)$$

$$(B.5) \quad K_1 = f(x_n, y_n)$$

$$(B.6) \quad K_2 = f(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2} K_1)$$

$$(B.7) \quad K_3 = f(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2} K_2)$$

$$(B.8) \quad K_4 = f(x_n + h, y_n + h K_3)$$

Stellvertretend für die große Anzahl an diesem Thema vorhandenen Literatur sei auf das Buch von I. N. Bronstein verwiesen [1].

Anhang B

B.1 Das Runge-Kutta-Verfahren

Der allgemeine Typ einer Differentialgleichung ist durch die Beziehung

$$y'(x) = f(x, y(x)) \quad (\text{B.1})$$

gegeben. Die einfachste Methode, dieses Problem bei bekanntem Anfangswert $y_0 = y(x_0)$ zu lösen, besteht in der Verwendung des *Euler-Cauchyschen Polygonzuges* (vgl. Abb. B.1), bei der die *DGL* wie folgt diskretisiert und in eine Differenzgleichung umgewandelt wird:

$$x_i = x_0 + i h \quad i = 0, 1, \dots, N \quad (\text{B.2})$$

$$\begin{aligned} y'(x_0) = f(x_0, y_0) &= \tan \varphi_0 \\ y_1 &:= y_0 + h y'(x_0) = y_0 + h f(x_0, y_0) \\ y'_1 := f(x_1, y_1) &= \tan \varphi_1 \\ y_2 &:= y_1 + h f(x_1, y_1) \\ &\vdots \\ \implies y_{i+1} &:= y_i + h f(x_i, y_i) \quad i = 0, 1, \dots, N-1 \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Eine etwas genauere Methode stellt das Verfahren vom *Runge-Kutta-Typ* dar. Hier wird $f(x_i, y_i)$ durch einen allgemeineren Ausdruck $\hat{f}(x_i, y_i)$ ersetzt, für den gilt:

$$\hat{f} := \frac{1}{6} (K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4) \quad (\text{B.4})$$

mit

$$K_1 = f(x_i, y_i) \quad (\text{B.5})$$

$$K_2 = f\left(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{h}{2}K_1\right) \quad (\text{B.6})$$

$$K_3 = f\left(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{h}{2}K_2\right) \quad (\text{B.7})$$

$$K_4 = f(x_i + h, y_i + hK_3) \quad (\text{B.8})$$

Stellvertretend für die große Auswahl zu diesem Thema vorhandener Literatur sei auf das Buch von I. N. Bronstein verwiesen [1].

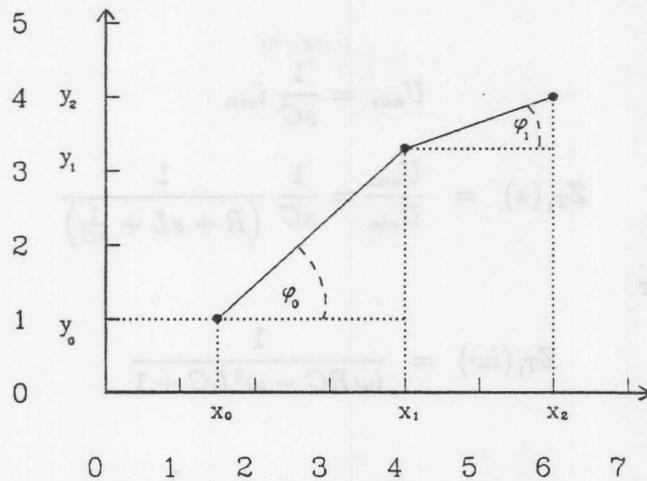


Abbildung B.1: Skizze zum Euler-Cauchyschen Polygonzugverfahren

B.2 Die Übertragungsfunktion

Der folgende Anhang soll lediglich die Berechnung der in Kapitel 1.2.1. verwendeten Übertragungsfunktion skizzieren. Für weitere Einzelheiten, insbesondere die Laplacetransformation betreffend, sei der Leser auf das Buch von J.G. Holbrook ([11]) verwiesen.

Die Übertragungsfunktion $Z_T(s)$ stellt mit $U_{aus} = Z_T(s) U_{ein}$ einen funktionalen Zusammenhang her zwischen Eingangssignal (U_{ein}) und Ausgangssignal (U_{aus}), wobei Z_T in der Theorie der Laplacetransformation eine Funktion der komplexen Variablen s ist. Wenn man $s = i\omega$ setzt, erhält man mit $A(\omega) = |Z_T(i\omega)|$ die frequenzabhängige Amplitudenüberhöhung.

Die Berechnung der Übertragungsfunktion

In der Theorie der Laplacetransformation gelten für die Impedanzen folgende Zusammenhänge:

	R	L	C
$Z(s)$	R	sL	$1/sC$

Damit läßt sich z.B. ein unbelastetes Leitungselement ($i_{aus} = 0$), genau wie in Kapitel 1.2.2. unter Zuhilfenahme der Kirchhoff'schen Sätze, wie folgt berechnen (vgl. Abb. B.2):

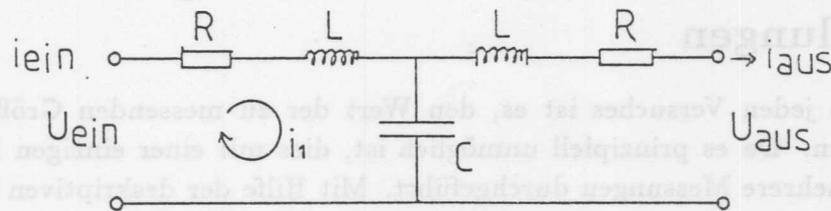


Abbildung B.2: Leitungselement (T-Glied)

$$U_{ein} = \left(R + sL + \frac{1}{sC} \right) i_{ein} \quad (B.9)$$

$$U_{aus} = \frac{1}{sC} i_{ein} \quad (\text{B.10})$$

$$Z_{T_1}(s) = \frac{U_{aus}}{U_{ein}} = \frac{1}{sC} \frac{1}{\left(R + sL + \frac{1}{sC}\right)} \quad (\text{B.11})$$

Mit $s = i\omega$ folgt weiter

$$Z_{T_1}(i\omega) = \frac{1}{i\omega RC - \omega^2 LC + 1} \quad (\text{B.12})$$

bzw.

$$A_1(\omega) = |Z_{T_1}(i\omega)| = \frac{1}{\sqrt{(1 - \omega^2 LC)^2 + \omega^2 R^2 C^2}} \quad (\text{B.13})$$

Ganz analog lassen sich die Übertragungsfunktionen und deren Beträge für Leitungen aus mehreren Elementen berechnen, wobei die Werte für die Kapazitäten, Induktivitäten und ohmschen Widerstände natürlich durch die Anzahl der Elemente dividiert werden müssen. Die Übertragungsfunktionen und deren Beträge für zwei und drei Elemente sind nachstehend aufgelistet:

$$Z_{T_2}(s) = \frac{1}{s^2 C^2} \frac{1}{2 \left(R + sL + \frac{1}{sC}\right)^2 - \frac{1}{s^2 C^2}} \quad (\text{B.14})$$

$$A_2(\omega) = \frac{1}{\sqrt{(1 - 2\omega^2 C(R^2 C - 2L) + 2\omega^4 C^2 L^2)^2 + 16\omega^2 R^2 C^2 (1 - \omega^2 C L)^2}} \quad (\text{B.15})$$

$$Z_{T_3}(s) = \frac{1}{s^3 C^3} \frac{1}{2^2 \left(R + sL + \frac{1}{sC}\right)^3 - 3 \frac{1}{s^2 C^2} \left(R + sL + \frac{1}{sC}\right)} \quad (\text{B.16})$$

$$A_3(\omega) = \frac{1}{\sqrt{(1 - 3\omega^2 C(4R^2 C + 3L) + 12\omega^4 C^2 L(R^2 C + L) - 4\omega^6 C^3 L^3)^2 + \omega^2 (9RC - 4\omega^2 RC^2(R^2 C - 6L) + 12\omega^5 C^3 L^2 R)^2}} \quad (\text{B.17})$$

B.3 Die statistische Auswertung der Residuenverteilungen

Ziel eines jeden Versuches ist es, den Wert der zu messenden Größe möglichst genau zu bestimmen. Da es prinzipiell unmöglich ist, dies mit einer einzigen Messung zu erreichen, werden mehrere Messungen durchgeführt. Mit Hilfe der deskriptiven Statistik muß aus den so erhaltenen Meßwerten dann ein Näherungswert für die Meßgröße sowie eine Abschätzung für deren Genauigkeit bestimmt werden.

Bei den möglichen Fehlern, die zur Verfälschung der Meßergebnisse beitragen, unterscheidet man zwischen systematischen und zufälligen Fehlern. Unter systematischen Fehlern versteht man Fehler, die z.B. durch eine falsche bzw. ungenaue Eichung eines Meßgerätes oder durch nichtberücksichtigte Nebeneffekte hervorgerufen werden. Diese Fehler sollen im Folgenden vernachlässigt werden.

B.3.1 Wichtige Definitionen aus der Statistik

Der Mittelwert

Um die Menge aller Meßergebnisse x_i durch einen Näherungswert \bar{x} darzustellen, wird im Allgemeinen das *arithmetische Mittel*

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (\text{B.18})$$

benutzt. Es läßt sich zeigen, daß dieser Wert sich ebenfalls ergibt, wenn man die *Methode der kleinsten Quadrate* verwendet, deren Idee darin besteht, durch die richtige Wahl von \bar{x} , den Ausdruck $\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2$ zu minimieren¹. Die Terme $(x_i - \bar{x})$ entsprechen hierbei den zufälligen Fehlern.

Varianz und Standardabweichung

Als Maß für die Streuung der Versuchsergebnisse wird die *Varianz* benutzt, die durch folgende Beziehung definiert ist:

$$\text{Var}(x) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \quad (\text{B.20})$$

N ist gleich der Anzahl der Freiheitsgrade für die Berechnung von $\text{Var}(x)$. Allgemein ist die Anzahl der Freiheitsgrade für eine aus n Meßergebnissen zu berechnende Größe M gleich der Differenz aus n und der Anzahl der Größen M' , die vorher bestimmt werden müssen, um M zu ermitteln. (Um $\text{Var}(x)$ zu berechnen benötigt man \bar{x} , deshalb gilt $N = n - 1$). Zur Beurteilung der Genauigkeit einer einzelnen Messung wird die *Standardabweichung* s benutzt.

$$s_x := \sqrt{\text{Var}(x)} \quad (\text{B.21})$$

Gaußverteilung

Entsprechend ihrer relativen Häufigkeit $\frac{n_i(x_i)}{n}$ ($\sum n_i(x_i) = n$) kann man die Meßergebnisse in ein Histogramm eintragen. Sind die einzelnen Meßergebnisse voneinander unabhängig, sollten sie für sehr großes n *gaußverteilt* um den Mittelwert \bar{x} sein (*zentraler Grenzwertsatz der Statistik*). Die *Gaußverteilung* wird durch die Gleichung

$$\varphi_{\mu,\sigma}(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{B.22})$$

dargestellt.

Die aus einer Versuchsreihe bestimmten Werte \bar{x} und s stellen Abschätzungen für μ und σ dar.

$$\frac{d}{d\bar{x}} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 = 2 \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}) = 0 \quad \Rightarrow \quad \sum_{i=1}^n x_i = n\bar{x} \quad \text{bzw.} \quad \bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (\text{B.19})$$

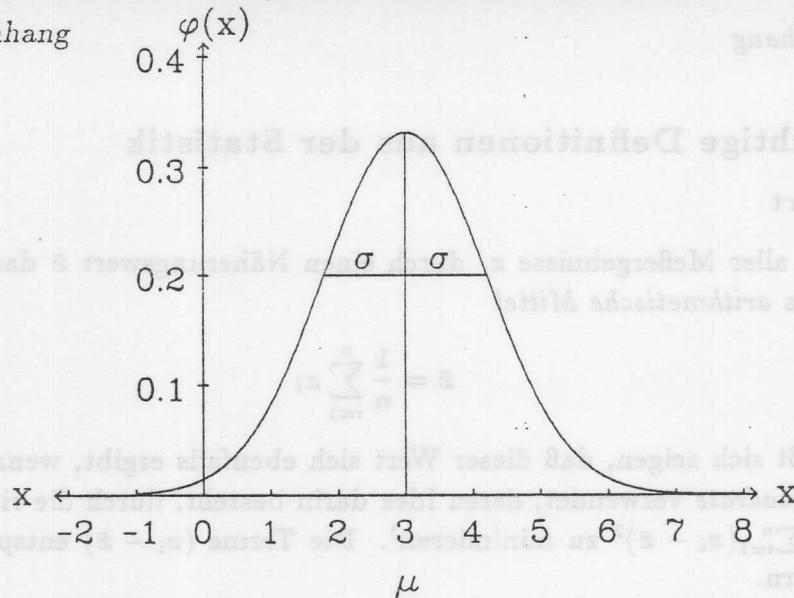


Abbildung B.3: Gaußverteilung ($\sigma = 1.2, \mu = 3.0$)

Der root-mean-square Wert

Als *root-mean-square* Wert (*rms*) einer Verteilung wird der Ausdruck

$$x_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_n x_i^2}{n}} \tag{B.23}$$

definiert, wobei außerdem gilt: $x_{rms}^2 = \overline{x^2}$ (vgl. Gl. B.18).

Das Fehlerfortpflanzungsgesetz

Soll eine Meßgröße $y = y(z_1, z_2, \dots, z_k)$ durch Messung der Größen z_i bestimmt werden, so muß das *Fehlerfortpflanzungsgesetz*² angewendet werden. Für den *Mittelwert* \bar{y} gilt

$$\bar{y} = y(\bar{z}_1, \bar{z}_2, \dots, \bar{z}_k) \tag{B.24}$$

und für *Varianz* und *Standardabweichung*

$$Var(y) = \left(\frac{dy}{dz_1}\right)^2 Var(z_1) + \left(\frac{dy}{dz_2}\right)^2 Var(z_2) + \dots + \left(\frac{dy}{dz_k}\right)^2 Var(z_k) \tag{B.25}$$

$$s_y = \sqrt{Var(y)} \tag{B.26}$$

Standardabweichung des Mittelwertes

Seien x_i unabhängige Einzelmessungen und y definiert als

$$y = \frac{\sum_n x_i}{n}, \tag{B.27}$$

dann erhält man mit B.24 für \bar{y}

$$\bar{y} = \frac{\sum \bar{x}_i}{n} = \frac{\sum \bar{x}}{n} = \bar{x} \quad (\bar{x}_i = x_i) \tag{B.28}$$

²Ableitungen des Fehlerfortpflanzungsgesetzes sowie nähere Erläuterungen zu den vorhergenannten Begriffen finden sich in [22],[12].

und die Beziehung B.26 schließlich liefert:

$$s_{\bar{y}} = s_{\bar{x}} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{s_{x_i}}{n}\right)^2} = \frac{s_x}{\sqrt{n}} \quad (\text{B.29})$$

D.h. die *Standardabweichung des Mittelwertes* aus n gleichen Messungen ist um den Faktor $1/\sqrt{n}$ kleiner als die Standardabweichung der Einzelmessung.

B.3.2 Die lineare Regression

Manchmal besteht die Notwendigkeit, eine Menge von Meßwerten durch eine Gerade möglichst gut anzunähern. Ein objektives Verfahren stellt die *Regressionsanalyse* dar, die (ähnlich wie die Berechnung des Mittelwertes) auf dem *Gauß'schen Prinzip der kleinsten Quadrate* beruht. Die Gerade wird hierbei so gelegt, daß die Summe der Quadrate der Abstände von den Meßpunkten zu dieser Geraden minimal wird. Wenn die Punkte (x_i, y_i) ($i = 1, \dots, n$) den Meßwerten entsprechen, stellt die Gerade

$$Y(x) = ax + b \quad (\text{B.30})$$

genau dann die Regressionsgerade dar, falls

$$R = \sum (y_i - Y(x_i))^2 = \sum (y_i - ax_i - b)^2 \quad (\text{B.31})$$

minimal ist. Diese Extremalbedingung ist genau dann erfüllt, wenn

$$\frac{\partial R}{\partial a} = -2 \sum x_i (y_i - ax_i - b) = 0 \quad (\text{B.32})$$

$$\frac{\partial R}{\partial b} = -2 \sum (y_i - ax_i - b) = 0 \quad (\text{B.33})$$

gilt. Die Lösung dieses linearen Gleichungssystems liefert

$$Y(x) = \bar{y} + a(x - \bar{x}) \quad (\text{B.34})$$

mit

$$a = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{(n-1)s_x^2} \quad (b = \bar{y} - a\bar{x}) \quad (\text{B.35})$$

Die Streuung der Punkte x_i um die Regressionsgerade ist durch

$$s_y = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - Y(x_i))^2}{N}} \quad (N = n - 2) \quad (\text{B.36})$$

gegeben. (Die Gesamtzahl der Freiheitsgrade ist um zwei reduziert, da zum Berechnen von $Y(x_i)$ erst die beiden Parameter a und b bestimmt werden müssen).

B.3.3 Die Herleitung des statistischen Korrekturfaktors zur Bestimmung der Ortsauflösung

Der Ausdruck $(y_i - Y(x_i))$ in Gleichung B.36 entspricht dem Residuum $res_{i,k}$, welches zu jedem Puls i , der zu einer Geraden k gehört, berechnet wird. Beim Erstellen dieser Residuenverteilungen (vgl. Seite 50ff.) wird jeweils der *rms*-Wert ermittelt, für den gemäß Gl. B.23

$$res_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^M (y_j - Y(x_j))^2}{M}} \approx \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^N \sum_{i=1}^8 res_{i,k}^2}{8N}} \quad (\text{B.37})$$

gilt. M stellt die Gesamtzahl aller Einträge dar. Wenn man zu jeder Spur acht Pulse fände (entsprechend acht Einträgen in der Residuenverteilung), so gälte $M = 8N$. (N : Anzahl der gefundenen und gefitteten Spuren).

Als Maß für die Ortsauflösung wird die Standardabweichung der gemessenen x -Positionen von der gefitteten Regressionsgeraden herangezogen.

Für die mittlere Abweichung, bezogen auf alle ermittelten x -Positionen, gilt (vgl. Gl. B.18)

$$\overline{res} = \frac{\sum_{i,k} |res_{i,k}|}{8N} \quad (\text{B.38})$$

Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz ergibt sich für die Standardabweichung dieses Mittelwertes mit Beziehung B.29

$$s_{\overline{res}} = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^N s_{res,k}^2}{N}} \quad (\text{B.39})$$

$s_{res,k}$ gibt die Standardabweichung der Residuen bei einem einzelnen Ereignis an, für das gemäß Gl. B.36 gilt:

$$s_{res,k} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^8 res_{i,k}^2}{6}} \quad (\text{B.40})$$

Damit ergibt sich unter Verwendung von Gleichung B.39 und B.37

$$s_{\overline{res}} = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^N \sum_{i=1}^8 res_{i,k}^2}{6N}} \quad (\text{B.41})$$

bzw.

$$s_{\overline{res}} = \sqrt{\frac{8N res_{rms}^2}{6N}} = \sqrt{\frac{8}{6}} res_{rms} \quad \text{q.e.d.} \quad (\text{B.42})$$

Tabellenverzeichnis

1.1	Auszug aus dem Anforderungskatalog für die CJC	7
2.1	Eigenschaften einiger Gase für Driftkammern unter Normalbedingungen	13
2.2	Die Beweglichkeit einiger Ionen in unterschiedlichen Gasen unter Normalbedingungen	17
4.1	Einige Daten der verwendeten Vorverstärker	40
4.2	Arbeitspunkte für verschiedene Driftfelder und Gasverstärkungen	42
4.3	Eingestellter Arbeitspunkt bei den Messungen mit Ar/C_2H_6	43
4.4	Eingestellter Arbeitspunkt bei den Messungen mit Xe/C_2H_6	43
4.5	Eingestellter Arbeitspunkt bei den Messungen mit $Ar/CO_2/CH_4$	44
A.1	Pulscharakteristik am Vorverstärkereingang	60

Abbildungsverzeichnis

1.1	Längsschnitt durch den H1-Detektor entlang der Strahlachse	5
1.2	Ausschnittvergrößerung der CJC	6
1.3	Querschnitt durch die CJC mit simuliertem Ereignis	7
1.4	Drahtanordnung im Prototypen	9
2.1	Feldkonfiguration in der Testkammer	11
2.2	Energiespektrum von durch Ionisation erzeugten Elektronen	12
2.3	Bethe-Bloch-Formel	12
2.4	Reichweite von Elektronen in reinem Ar unter Normalbedingungen	13
2.5	Wirkungsquerschnitt für Photonen-Absorption (in Blei)	14
2.6	Massenabsorptionkoeffizient einiger Gase	15
2.7	Fluoreszenzausbeute in Abhängigkeit der Kernladungszahl Z	15
2.8	Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen an Argonatomen in Abhängigkeit vom elektrischen Feld	16
2.9	Die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld	17
2.10	Elektrische Feldstärke in Abhängigkeit der Entfernung vom Signaldraht	18
2.11	Feldlinienverlauf in einer Driftzelle mit eingezeichneten Isochronen	19
3.1	Skizze des Meßaufbaus zur Messung der Pulsform am Vorverstärkereingang	22
3.2	Typisches Pulshöhenspektrum des ^{55}Fe -Präparats	23
3.3	Skizze des Oszilloskopbildes	23
3.4	Skizze der Meßergebnisse: Abhängigkeit vom Abschlußwiderstand bei gleicher Anodenspannung	24
3.5	Skizze der Meßergebnisse: Abhängigkeit von der Anodenspannung bei gleichem Abschlußwiderstand	25
3.6	Skizze der berücksichtigten Kapazitäten	25
3.7	Leitungselemente: a) normales Glied, b) T -Glied	26
3.8	Ersatzschaltbild der Kammer für die Simulationsrechnungen	27
3.9	$ Z_T(i\omega) $ für ein Leitungssegment	28
3.10	Zerfall des Eisens und Abregung der Argonatome	33
3.11	Das Signal am Draht	34
3.12	Simulierte Signale am Vorverstärkereingang	35
3.13	Simulierte Signale am Vorverstärkereingang	36
4.1	Der experimentelle Aufbau zur Bestimmung der Ortsauflösung	38
4.2	Der Schaltplan des verwendeten H1 low gain Vorverstärkers	39

4.3	Die FADC-Kennlinie: a) lineares System, b) nichtlineares System	41
4.4	Der relative Amplitudenfehler	41
4.5	Schaltplan für die Verarbeitung der Szintillationszählersignale	45
4.6	Anordnung von Koinzidenz und Antikoinzidenz im Meßaufbau	46
4.7	Skizze zum Algorithmus der Datenreduktion	47
4.8	Bestimmung der relativen Driftzeit δT mit Hilfe der FEL-Methode	48
4.9	Die Orts-Driftzeit-Beziehung für $Ar/CO_2/CH_4$	49
4.10	Verteilung der errechneten x -Positionen mit Schnitten	50
4.11	Auflösung der Rechts-Links-Ambiguität durch das Staggering	51
4.12	Korrektur des Staggering und anschließender Geradenfit	52
4.13	Residuenverteilung mit gefitteter Gaußfunktion	52
4.14	Anzahl der gefundenen Pulse bei einer Spur	53
4.15	Ortsauflösung in Abhängigkeit von x und dem gewählten Vorverstärker für Ar/C_2H_6	54
4.16	Ortsauflösung in Abhängigkeit von x und dem gewählten Vorverstärker für Xe/C_2H_6	54
4.17	Ortsauflösung in Abhängigkeit von x und dem gewählten Vorverstärker für $Ar/CO_2/CH_4$	55
B.1	Skizze zum Euler-Cauchyschen Polygonzugverfahren	62
B.2	Leitungselement (T -Glied)	62
B.3	Gaußverteilung	65

- [7] J. Gies, K. Johannsen, E. Schmidt, Some Remarks on the Intrinsic Time Resolution of FADC Timing Algorithms, HI internal report HI-02/88-83
- [8] HI Collaboration, Technical Proposal for the HI-1-Detector, Hamburg (1986)
- [9] H. Heinen, H. C. Wolf, Atomphysik und Quantenphysik, Springer Verlag Berlin (1980)
- [10] J. Heintze, A. H. Walenta, H. Schürlein, Nucl. Instrum. Methods 92, 373 (1971)
- [11] J. G. Holbroock, Laplace-Transformation, Vieweg (1984)
- [12] J. Janghshut et al., Mathematische Hilfsmittel, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1978)
- [13] E. Kleinkecht, Detektoren für Teilchenphysik, Teubner (1984)
- [14] C. Kohnert, Untersuchungen zur Analyse einer Driftkammer mit ultrashortem Analog-Digital-Umsetzer (Feld-A/D) und unmittelbarer erfolgsreicher Datenreduktion, Diplomarbeit Hamburg (1984)
- [15] T. Mayer-Kuckuck, Atomphysik, B. G. Teubner Stuttgart (1980)
- [16] H. Niebock, persönliche Mitteilung, Aachen (1980)
- [17] D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley (1982)

Literaturverzeichnis

- [1] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, Thun (1984)
- [2] J. Bürger, *persönliche Mitteilungen*, DESY (1988)
- [3] J. B. Dainton, *Mitteilung auf H1-Meeting*, DESY (1988)
- [4] G.A. Erskine, *Electrostatic Problems in Multiwire Proportional Chambers*, Nuclear Instrum. Methods 105 (1972), p. 565
- [5] J. J. Gomes, G. R. Ricker Jr., *Pulse Risetimes in Proportional Counters*, The Review of Scientific Instruments, 40/2 (1969) p. 227
- [6] J. Groh, *Computersimulation der Elektronenlawine in zylindersymmetrischen elektrischen Feldern*, Diplomarbeit (in Vorbereitung) Hamburg (1989)
- [7] J. Groh, K. Johannsen, E. Schenuit, *Some Remarks on the Intrinsic Time Resolution of FADC Timing Algorithms*, H1 internal report H1-02/88-83
- [8] H 1 Collaboration, *Technical Proposal for the H 1-Detector*, Hamburg (1986)
- [9] H. Haken, H. C. Wolf, *Atomphysik und Quantenphysik*, Springer Verlag Berlin (1980)
- [10] J. Heintze, A. H. Walenta, B. Schürlein, Nuclear Instrum. Methods 92, 373 (1971)
- [11] J.G. Holbrook, *Laplace-Transformation*, Vieweg (1984)
- [12] J. Junghähnel et al., *Mathematische Hilfsmittel*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1978)
- [13] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner (1984)
- [14] C. Kleinwort, *Untersuchungen zur Auslese einer Driftkammer mit ultraschnellen Analog-Digital-Umsetzern (Flash-ADC) und unmittelbar erfolgreicher Datenreduktion*, Diplomarbeit Hamburg (1984)
- [15] T. Mayer-Kuckuck, *Atomphysik*, B. G. Teubner Stuttgart (1980)
- [16] H. Nierobisch, *persönliche Mitteilung*, Aachen (1989)
- [17] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley (1982)

- [18] A. Peisert und F. Sauli, *Drift and Diffusion of Elektrons in Gases: A Compilation*, CERN 84-08 (1984)
- [19] E. Philippow (Hrg.), *Taschenbuch Elektrotechnik (Band 1)*, Carl Hanser (1986)
- [20] R. Ramcke, *Untersuchungen zum Auflösungsvermögen einer Vertexkammer mit Auslese durch ultraschnelle Analog-Digital-Umsetzer*, Diplomarbeit Hamburg (1984)
- [21] R. Reumann, *Aufbau und Test eines Szintillatortriggersystems für Driftkammern*, Diplomarbeit Hamburg (1988)
- [22] G. Rust, J. Waibel, G. Wetzlaff, *Statistische Versuchsplanung*, Verlag Chemie, Weinheim (1975)
- [23] B. Sadoulet, *Limits on the accuracy of drift chambers*, CERN-EP/82-41 (1982)
- [24] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09 (1977)
- [25] R. Schmidt, *Vorbereitende Studien zum Bau und Betrieb des Full Size Prototypen für die zentrale Jetkammer des Detektors H1*, Diplomarbeit (in Vorbereitung) Hamburg (1989)
- [26] P. Steffen, *persönliche Mitteilung*, DESY (1988)
- [27] R. Vick, *persönliche Mitteilung*, DESY (1989)
- [28] G. Westerkamp, *Aufbau und Test eines Prototypen für die zentrale Jetkammer des Detektors H1*, Diplomarbeit Hamburg (1988)
- [29] K. Wiesemann, *Einführung in die Gaselektronik*, Teubner Studienbuch (1976)
- [30] W. Zimmermann, *persönliche Mitteilungen*, DESY (1988)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. H. Spitzer, der diese Arbeit im Rahmen der H1-Kollaboration ermöglicht hat,

Herrn Eduard Schenuit, der durch seine intensive Betreuung und ungezählte Denkanstöße mich immer wieder motiviert hat,

den Diplomanden von F14 für die vielen anregenden Diskussionen und die äußerst gute Arbeitsatmosphäre,

den Mitgliedern der H1-CJC-Gruppe, die immer als Ansprechpartner zur Verfügung standen,

und allen anderen, die mich während der Zeit, als diese Arbeit entstand, mit Rat und Tat, physikalischer und nichtphysikalischer Art, unterstützt haben.

Ich habe im Rahmen dieser Arbeit viele gute und interessante Erfahrungen gemacht.