Driftgeschwindigkeits- und Signalverstärkungsmessungen in Gasen für das äußere Spurkammersystem des HERA-B Detektors

Oliver Grimm

Driftgeschwindigkeits- und Signalverstärkungsmessungen in Gasen für das äußere Spurkammersystem des HERA-B Detektors

Measurements of driftvelocity and gasamplification in gases for the outer tracking system of the HERA-B detector

Oliver Grimm

Diplomarbeit

Universität Hamburg

II. Institut für Experimentalphysik
Luruper Chaussee 149
22761 Hamburg

Juli 1998

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden mit Blick auf das Spurkammersystem des HERA-B Detektors Driftgeschwindigkeits-, Gasverstärkungs- und Energieauflösungsmessungen in Gasmischungen aus den Komponenten Argon, CF_4 und den Quenchern Methan, Propan und CO_2 durchgeführt. Ein Schwerpunkt dabei war, ein den Randbedingungen von HERA-B entsprechendes, genügend schnelles Gas zu finden. Weiterhin wurde der Einfluß von Ethanol und Methylal studiert, da diese Beimischungen sich günstig auf die kritischen Alterungseigenschaften der Spurkammern auswirken sollten.

Die Mischungen mit den höchsten Driftgeschwindigkeiten von mehr als 12 cm/μs bei moderaten Feldstärken sind diejenigen mit Methan oder Propan als Quencher und einem Anteil von mindestens 15% CF_4. CO_2 ist dagegen deutlich langsamer. Ethanol reduziert die Driftgeschwindigkeit stark, Methylal weniger, wobei die Größe der Abnahme vom verwendeten Quencher abhängt.

Die Gasverstärkung nimmt bei gegebener Drahtspannung mit zunehmender CF_4 Konzentration ab, bei Zugabe von Ethanol oder Methylal dagegen zu. Der Quencher Propan führt zu höherer Verstärkung als Methan oder CO_2.

Die Energieauflösung verschlechtert sich bei zunehmendem CF_4 Anteil systematisch. Dies kann durch die erhebliche Elektronenanlagerungswahrscheinlichkeit von CF_4 verstanden werden, die schon bei mittleren CF_4 Konzentrationen 80% erreicht. Die gemessene Variation der Auflösung mit der Gasverstärkung ist je nach Gasart qualitativ verschieden.

Nach diesen Messungen sind alle getesteten $Ar{:}CF_4{:}CH_4$ und $Ar{:}CF_4{:}C_3H_8$ Mischungen, auch mit einigen Prozent Methylal, sowie $Ar{:}CF_4{:}CO_2$ Mischungen ohne Beimischung und nur geringem Anteil CO_2 für das Spurkammersystem nach ihren Drifteigenschaften geeignet.

Abstract

This work is concerned with measurements of drift velocity, gas gain and energy resolution of gas mixtures made up of the components argon, CF_4 and a quencher, methane, propane or CO_2. This is done within the context of the outer tracking system of the HERA-B detector. Special interest lies in finding fast enough mixtures that fulfill the requirements of HERA-B. Furthermore, the impact of ethanol and methylal is studied, as these additives are expected to have a favourable effect on the critical aging properties of the tracking chambers.

The mixtures with highest drift velocities of more than 12 cm/μs at moderate field strengths are those with methane or propane as quencher and at least 15% CF_4. CO_2 is clearly slower. Ethanol reduces the drift velocity significantly, methylal less. The size of the reduction depends on the quencher that is used.

The gas gain decreases at a given wire voltage with increasing fraction of CF_4 and increases upon addition of ethanol or methylal. Propane as a quencher leads to higher gain than methane or CO_2.

The energy resolution is systematically deteriorating with increasing fraction of CF_4. This can be explained with the large probability for electron attachment in CF_4 that reaches 80% already at lower CF_4 fractions. The measured variation of the resolution with the gas gain is qualitatively different for different mixtures.

With respect to their drift velocity, all tested $Ar{:}CF_4{:}CH_4$ and $Ar{:}CF_4{:}C_3H_8$ mixtures, even with a few percent methylal, and $Ar{:}CF_4{:}CO_2$ mixtures without additive and only a small fraction of CO_2 are suited for the tracking system.

Inhalt

Einführung und Übersicht **3**

1 HERA-B und das äußere Spurkammersystem **5**
- 1.1 Zielsetzung des Experiments - Theoretischer Hintergrund . . . 5
  - 1.1.1 Prinzipielles . . . 5
  - 1.1.2 CKM-Matrix, Unitaritätsdreieck . . . 6
  - 1.1.3 Der Zerfall $B^0 \to J/\psi K_s^0$ . . . 8
- 1.2 Aufbau des Detektors . . . 9
- 1.3 Das äußere Spurkammersystem . . . 12
  - 1.3.1 Prinzip der Driftkammer . . . 12
  - 1.3.2 Aufbau des Spurkammersystems . . . 13
  - 1.3.3 Wichtige Eigenschaften des Driftgases . . . 14

2 Theoretisches zu Kenngrößen von Gasen **16**
- 2.1 Driftgeschwindigkeit von Elektronen . . . 16
- 2.2 Gasverstärkung, Diethorn Formel . . . 19
- 2.3 Quenchverhalten, Stabilität . . . 22

3 Der experimentelle Aufbau **24**
- 3.1 Die Meßkammer . . . 24
  - 3.1.1 Meßverfahren . . . 24
  - 3.1.2 Realisierung des Meßprinzips . . . 25
  - 3.1.3 Der Spannungsteiler und die Güte des Driftfeldes . . . 27
  - 3.1.4 Erzeugung der Primärionisation . . . 28
- 3.2 Das Gassystem . . . 30
  - 3.2.1 Prinzip . . . 30
  - 3.2.2 Eichung der Flußmeter . . . 31
  - 3.2.3 Beimischung von Ethanol und Methylal . . . 31
- 3.3 Ausleseelektronik . . . 32
  - 3.3.1 Elektronik für Driftgeschwindigkeitsmessungen . . . 32
  - 3.3.2 Elektronik für Gasverstärkungsmessungen, Kalibration . . . 33
- 3.4 Datennahme und Auswertung . . . 36
  - 3.4.1 Datenauslese und Software . . . 36
  - 3.4.2 Driftgeschwindigkeitsmessung . . . 36
  - 3.4.3 Gasverstärkungsmessung . . . 38
  - 3.4.4 Anmerkungen zur ^{55}Fe-Methode, Signalentwicklung . . . 39
  - 3.4.5 Ableitung sekundärer Meßgrößen . . . 41

4 Meßergebnisse **44**
4.1 Vergleich mit existierenden Messungen 44
4.2 $Ar:CH_4:CF_4$ Mischungen 46
4.2.1 Driftgeschwindigkeit 46
4.2.2 Gasverstärkung 48
4.3 $Ar:CO_2:CF_4$ Mischungen 48
4.3.1 Driftgeschwindigkeit 50
4.3.2 Gasverstärkung 50
4.4 Propan Beimischung, Vergleich verschiedener Quencher 50
4.4.1 Driftgeschwindigkeit 52
4.4.2 Gasverstärkung 52
4.5 Beimischung von Ethanol 52
4.5.1 Driftgeschwindigkeit 55
4.5.2 Gasverstärkung 55
4.6 Beimischung von Methylal 58
4.6.1 Driftgeschwindigkeit 58
4.6.2 Gasverstärkung 58
4.7 Studien zur Energieauflösung 60
4.7.1 Prinzip 61
4.7.2 Variation mit der Gasmischung 63
4.7.3 Variation mit der Gasverstärkung 64
4.8 Anmerkungen über eine Klassifizierung des Quenchverhaltens 65

5 Zusammenfassung **69**
5.1 Überblick der Meßergebnisse 69
5.1.1 Mischungen ohne Zusätze 69
5.1.2 Mischungen mit Zusätzen 69
5.1.3 Anderes 70
5.2 Schlußfolgerungen für die Anwendung im Spurkammersystem 70
5.3 Schlußwort 71

A Tabellen einiger Meßdaten **73**

B Liste der verwendeten Elektronik **75**

Abbildungsverzeichnis **77**

Literaturverweise und Referenzen **79**

Personae Gratae **81**

Einführung und Übersicht

Am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) wird momentan in einer der vier großen Experimentierhallen des HERA Speicherrings das HERA-B Experiment aufgebaut. Die Zielsetzung dieses Experiments liegt in vorderster Linie in der Vermessung der CP-Verletzung im B-Meson System mit hoher Präzision. Hieraus erwartet man Aufschlüsse über die Gültigkeit bisheriger theoretischer Modelle dieses Effektes und möglicherweise Hinweise auf neue physikalische Gesetzmäßigkeiten.

Zu diesem Zweck werden Protonen von 820 GeV Energie mit einem sich im Speicherring befindlichen, internen Target zur Kollision gebracht, und die Art der Reaktionsprodukte und deren Kinematik mit einem Spektrometer nachgewiesen, daß dementsprechend aus Komponenten zur Spurrekonstruktion und zur Teilchenidentifizierung besteht. Von diesen mit hoher Rate stattfindenden Reaktionen werden durch einen mehrstufigen Trigger speziell die wenigen ausgewählt, in denen B-Mesonen erzeugt worden sind, die dann eingehender studiert werden können.

Der HERA-B Detektor enthält als eine wesentliche Komponente das äußere Spurkammersystem, gasgefüllte Driftkammern zur Spurrekonstruktion von geladenen Teilchen. In dieser Arbeit wurden mit Blick auf Anwendung in diesen Driftkammern Driftgeschwindigkeits- und Gasverstärkungsmessungen in verschiedenen Gasmischungen durchgeführt, wobei einige systematische Studien auch über diesen Einsatzbereich hinausgeführt wurden. Von besonderem Interesse ist hier die Driftgeschwindigkeit, da eine Randbedingung des Detektors erfordert, daß die maximale Driftzeit für etwa 5 mm Driftstrecke nicht über 75 ns liegen darf. Untersucht wurden Gasmischungen mit den Komponenten Argon, CF_4, Methan, Propan und Kohlendioxid sowie Zusätze von Ethanol und Methylal.

Weiterhin wurden einige Energieauflösungen gemessen, speziell ihre Variation bei Veränderung des CF_4 Gehaltes und der Gasverstärkung, und versucht, Aussagen über das Verhalten der Mischungen bei hohen Gasverstärkungsfaktoren zu gewinnen.

In Kapitel 1 wird genauer auf das HERA-B Experiment und das Spurkammersystem eingegangen, im darauffolgenden Kapitel einiger theoretischer Hintergrund zu den in dieser Arbeit betrachteten Eigenschaften von Gasen dargestellt. In Kapitel 3 wird die Apparatur, die zur Durchführung der Messungen entworfen und gebaut wurde, mit der dazugehörigen Ausleseelektronik und -software ausführlich beschrieben und auch das Vorgehen bei den einzelnen Messungen erläutert. Die gewonnenen Meßdaten und ihre Interpretation sind im Kapitel 4 zu finden und abschließend eine Zusammenfassung der Ergebnisse, speziell auch der für das äußere Spurkammersystem relevanten Aussagen.

In einem Anhang sind einige der in Kapitel 4 vorgestellten Daten nocheinmal in Zahlenform tabellarisch dargestellt.

Kapitel 1

HERA-B und das äußere Spurkammersystem

1.1 Zielsetzung des Experiments - Theoretischer Hintergrund

1.1.1 Prinzipielles

Das Erkennen der Invarianz eines physikalischen Phänomens gegenüber einer gewissen Operation, eines sogenannten Symmetrieprinzips, ist in vielen Fällen ein bedeutsamer Schritt dem Verständnis des Phänomens entgegen. Da zu jeder Invarianz immer ein entsprechender Erhaltungssatz korrespondiert, reduzieren solche Symmetrieprinzipien die theoretischen Beschreibungsmöglichkeiten und engen so den Blick weiter auf den Kern der zugrundeliegenden Physik ein.

Es ist wichtig, daß solche Invarianzen auf fester, experimenteller Basis stehen. Die lange Zeit als selbstverständlich angenommene Symmetrie gebenüber der Paritätsoperation (Spiegelung) und die Widerlegung der Gültigkeit dieses Prinzips in der schwachen Wechselwirkung samt den weitreichenden Auswirkungen auf deren Theorie machen dies deutlich. Auch die Nichtinvarianz kann also von profunder Bedeutung sein.

Wie in der Einführung erwähnt, ist das primäre Ziel, das mit dem HERA-B Detektor verfolgt wird, die präzise Vermessung des als CP-Verletzung bekannten Effektes, der erstmals 1964 in einem Zerfall im Kaon-System entdeckt wurde [Chr64]. Die CP-Operation beinhaltet zusätzlich zur eben erwähnten Paritätsoperation P die Verwandlung aller Teilchen eines Systems in Antiteilchen und umgekehrt (C). Das Experiment mit den Kaonen hat nun gezeigt, daß ein CP-Eigenzustand, nämlich das K_l^0, sowohl in zwei wie in drei Pionen zerfallen kann - ebenfalls CP-Eigenzustände, aber mit verschiedenem Eigenwert. Die sogenannte CP-Parität, die gerade dieser Eigenwert ist, ist nicht erhalten.

Im Gegensatz zur Paritätsverletzung, die schnell und 'auf natürliche Weise' in das existierende Modell der elementaren Wechselwirkungen eingebaut werden konnte, wirft die CP-Verletzung aber weit schwierigere Probleme auf. Auch sie könnte im Prinzip, durch eine nichttriviale Phase in der CKM-Matrix, die die Quarkflavour-Zustände der starken Wechselwirkung mit den Zerfallszuständen der schwachen Wechselwirkung verknüpft, aus dem Standardmodell abgeleitet werden[1], jedoch sind hier die experimentellen Grundfesten aus zweierlei Gründen weit schwächer als im Paritätsfall. Einmal ist der Effekt bisher ausschließlich bei Kaonen beobachtet worden, und dann ist er dort auch noch winzig klein: Der Anteil von CP-verletzenden Zerfällen an allen Zerfällen beträgt nur etwa 0.2%. Im Gegensatz dazu ist im Paritätsfall die Verletzung in dem Sinne maximal, daß zum Beispiel Neutrinos *immer* linkshändige Chiralität haben.

[1] Eine gut lesbare, einführende Darstellung dieses wie auch der im folgenden erwähnten Zusammenhänge ist in [Ali98] zu finden.

Eine weitere Schwierigkeit besteht darin, daß die Korrespondenz zwischen den Messungen im Kaonsystem und den sich daraus ergebenden Parametern der CKM-Matrix nur recht indirekt ist. In die Extraktion gehen hadronische Matrixelemente ein, die zwar aus der Theorie der starken Wechselwirkung zu gewinnen sind, allerdings nur mit verhältnismäßig großer Unsicherheit.

Diese Umstände haben zu einer Zahl von verschiedenen Theorien der CP-Verletzung geführt, die teilweise auch ganz neue, nicht im Standardmodell enthaltene Effekte vorhersagen ('Neue Physik'). Wegen der Knappheit der experimentellen Daten kann jedoch zur Zeit praktisch nicht zwischen diesen unterschieden werden: Meist gibt es genügend Möglichkeiten, die Parameter der Modelle so zu justieren, daß sich für die bisherigen Messungen bei Kaonen die richtigen 'nachträglichen Vorhersagen' ergeben.

Eine deutliche Verbesserung dieser Situation sollte sich nun durch Messungen an B-Mesonen erreichen lassen. In einigen Fällen, speziell in dem System neutraler B^0-Teilchen, wird eine vergleichsweise starke CP-Verletzung vorausgesagt, und die Verbindung zur CKM-Theorie ist leichter möglich, da hadronische Matrixelemente in den Rechnungen herausfallen. Außerdem sollten einige Prozesse in B-Meson Systemen sehr sensitiv auf neue physikalische Effekte sein.

1.1.2 CKM-Matrix, Unitaritätsdreieck

Möchte man die schwache Wechselwirkung mit einer einzigen, universalen Kopplungskonstanten, der Fermi-Kopplungskonstanten G_F, beschreiben, kann man der für verschiedene Quarkpaare beobachteten, unterschiedlich großen Übergangswahrscheinlichkeit dadurch Rechnung tragen, daß man die für den (schwachen) Zerfall relevanten Zustände nicht als diejenigen der starken Wechselwirkung (Quarkmassen-Eigenzustände) annimmt, sondern als Überlagerungen von ihnen.[2] Die Verbindung von beiden wird durch die oben angesprochene CKM-Matrix V_{CKM} hergestellt.

Nimmt man (willkürlich) die Quarks mit Ladung $+2/3e$ (u,c,t) als ungemischt an, so schreiben sich die aus d-,s- und b-Quark gemischten Zustände d', s', b'

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \tag{1.1}$$

wobei eine generische Schreibweise der CKM-Matrix die folgende ist:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \tag{1.2}$$

V_{ud} gibt dabei die Amplitude für einen Übergang von einem u- in ein d-Quark an, V_{cd} die von einem c- in ein d-Quark, etc. V_{us} entspricht der aus der Cabibbo-Theorie bekannten Größe $\sin\theta_c$, die etwa 0.22 beträgt. Da diese Matrix einen Übergang von einem Basissystem in ein anderes beschreibt, muß sie unitär sein,

$$V^\dagger_{CKM} \cdot V_{CKM} = 1. \tag{1.3}$$

Hierdurch werden die zunächst 18 reellen Parameter (9 komplexe Matrixelemente) von V_{CKM} auf 9 reduziert. Zusätzlich sind auch noch die Phasen der eingehenden 6 Quarkwellenfunktionen beliebig. Da allerdings eine globale Phase aller Wellenfunktionen ohne Auswirkung auf die Matrixelemente bleibt, verringert sich die Zahl nur um 5, und die Zahl der unabhängigen Parameter in V_{CKM} beträgt daher 4.

[2] Auch die unterschiedlichen Übergangsraten bei hadronischen und leptonischen schwachen Wechselwirkungen, etwa bei Neutron- und Myonzerfall, ergeben sich so automatisch, da leptonische Zustände ungemischt sind, und daher die Kopplungskonstante 'in Reinform' auftritt.

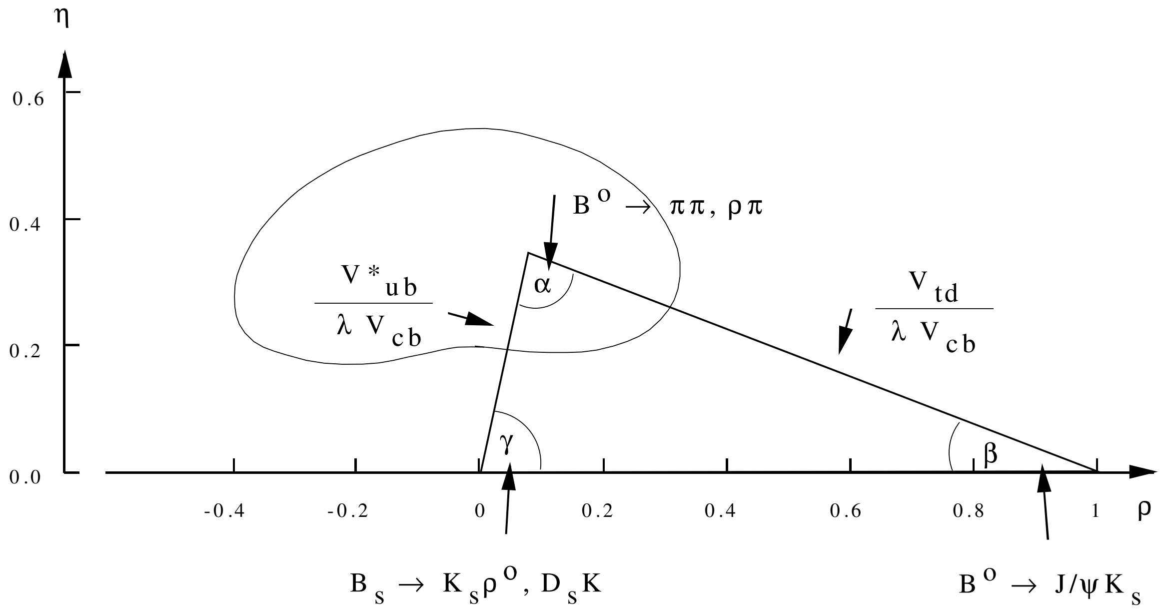


Abbildung 1.1: Unitaritätsdreieck in Wolfenstein-Parametrisierung. Die nierenförmige Kurve gibt den Bereich an, in dem nach den zur Zeit verfügbaren Messungen die Spitze des Dreiecks mit 95% Wahrscheinlichkeit liegt.

Eine Parametrisierung der CKM-Matrix, die auf einer Entwicklung der Matrixelemente nach $\lambda = V_{us}$ beruht, wurde von Wolfenstein angegeben [Wol83]:

$$V_{CKM} \approx \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}. \tag{1.4}$$

Die vier Parameter λ, A, ρ und η sind dabei reell, und die Entwicklung ist hier bis zur Ordnung λ^3 angegeben.

Eine der sich aus (1.3) ergebenden Bedingungen, für die Messungen von HERA-B zentral, ist

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \tag{1.5}$$

Man kann die Phasenkonvention so wählen, daß (ohne Näherung) V_{cb} reell wird. Setzt man dann (1.4) in (1.5) ein, wobei zu beachten ist, daß der sich ergebene Term in λ^5 wegen der Näherung der Parametrisierung gestrichen werden muß, so folgt

$$\frac{V_{ub}^*}{\lambda V_{cb}} + \frac{V_{td}}{\lambda V_{cb}} = 1. \tag{1.6}$$

Hierdurch ist das in Abb. 1.1 dargestellte, sogenannte Unitaritätsdreieck definiert, das in der Ebene der Parameter ρ und η aufgetragen ist. Für das Auftreten von CP-Verletzung ist es nun wesentlich, daß η, und mithin die Fläche des Dreiecks, nicht verschwindet. Da für Antiteilchen die Matrixelemente konjugiert komplex eingehen, ist so ein Ansatzpunkt für die Ungleichbehandlung von Teilchen und Antiteilchen geschaffen, eine der wesentlichen Auswirkungen der CP-Verletzung.

Es können nun, durch Messung der entsprechenden Matrixelemente bzw. deren Beträgen, zum einen die Seiten dieses Dreiecks bestimmt werden. $|V_{td}|$ ergibt sich beispielsweise aus der Massendifferenz der Masseneigenzustände, die sich aus B^0 und $\bar{B}^0$ ergeben. Zum anderen, und auf unabhängige Weise, können auch die Winkel mittels der in der Abbildung angegeben B-Meson Zerfälle gemessen

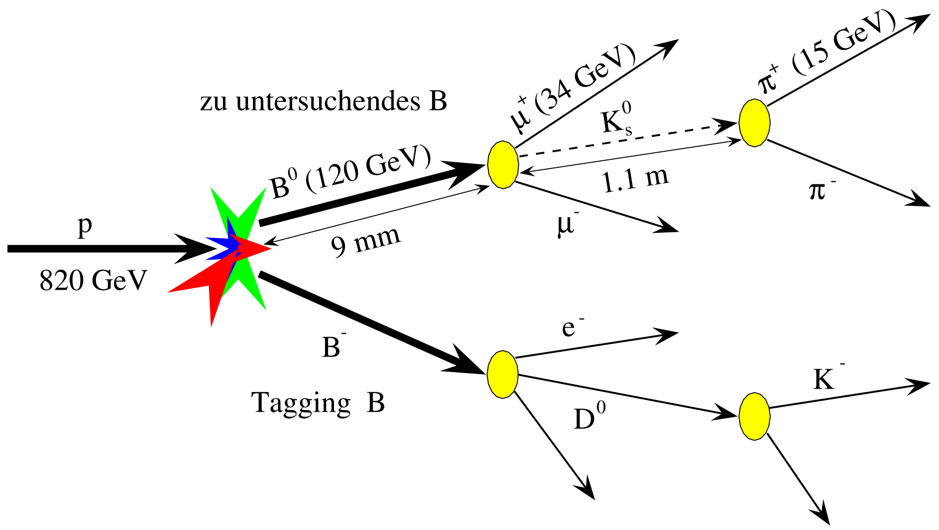


Abbildung 1.2: Zerfallskette eines B^0/B^- Paares

werden. Sollten die Meßergebnisse für Winkel und Seiten nicht konsistent sein, wäre dies ein eindeutiges Zeichen, daß die Erklärung des Effekts der CP-Verletzung über die CKM-Matrix nicht korrekt ist, und andere Modelle gesucht werden müßten.

1.1.3 Der Zerfall $B^0 \to J/\psi K^0_s$

HERA-B soll als primäres Ziel den Winkel β des Unitaritätsdreiecks mit guter Genauigkeit vermessen, der mit den Raten des folgenden Zerfalls von neutralen B-Mesonen verknüpft ist:

$$B^0 \to J/\psi K^0_s \qquad \text{bzw.} \qquad \bar{B}^0 \to J/\psi K^0_s.$$

Ein Unterschied in der Zerfallsrate für B^0 bzw. $\bar{B}^0$ in diesem Kanal gibt ein direktes Maß für die CP-Verletzung, nämlich für $\sin(2\beta)$. Es gehen hier keine hadronischen Matrixelemente ein, weswegen dieser Zerfall auch der 'goldene' genannt wird.

Ein weiterer Vorteil dieses Zerfallskanals, neben seinem sauberen theoretischen Verständnis, ist seine sehr klare Signatur im Detektor. Das J/ψ zerfällt praktisch instantan, hauptsächlich in Hadronen, mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa 12% aber auch elektromagnetisch in zwei Leptonen, das K^0_s im wesentlichen in zwei Pionen. Mit den im nächsten Abschnitt erläuterten Detektorkomponenten kann der Endzustand "zwei Leptonen, zwei Pionen" sehr gut von den Ergebnissen anderer Reaktionen getrennt werden. Da in den Proton-Nukleon-Kollisionen, durch die in HERA-B die primären B-Mesonen erzeugt werden, nur eine Wechselwirkung von etwa 10^{11} zu diesem interessanten Ereignis führt, ist eine effiziente Untergrund-Unterdrückung in der Tat von herausragender Bedeutung.

Da es für die Messung des Winkels β entscheidend ist zu wissen, ob daß zerfallene Teilchen ein B^0 oder $\bar{B}^0$ war, dieses aus dem Endzustand aber nicht zu erkennen ist, muß man dazu die Natur des anderen, assoziiert erzeugten B-Mesons heranziehen (Tagging). Da immer $b\bar{b}$ Paare erzeugt werden, ergibt sich aus diesem auch die Art des untersuchten, CP-relevanten B-Mesons. Wird beispielsweise als zweites Teilchen ein geladenes B^- erzeugt, so folgt aus dessen Ladung, daß das neutrale Teilchen ein B^0 war.

In Abb. 1.2 ist exemplarisch eine ganze Zerfallskette für ein B-Mesonpaar dargestellt. Dort sind auch typische Teilchenenergien und Zerfallslängen angegeben.

1.2 Aufbau des Detektors

Der HERA-B Detektor ist schematisch in Abb. 1.3 gezeigt. Er ist wesentlich von den erwarteten und zur Erfüllung oben angeführter Ziele auch notwendigen hohen Wechselwirkungsraten und daher großen Spurdichten geprägt, sowie von der Anforderung, mit den anderen drei großen Experimenten am HERA Speicherring zu koexistieren.

Die einzelnen Detektorkomponenten sollen in diesem Abschnitt vom primären Wechselwirkungspunkt aus kurz in ihrem Aufbau und ihrer Funktion erläutert werden. Nicht weiter eingegangen wird hier auf die verschiedenen Triggerstufen, die zur effektiven Selektion der wenigen interessanten Ereignisse aus dem extrem großen Hintergrund nötig sind. Detailierte Angaben hierzu und zu allen anderen Punkten sind in [HERA95] aufgeführt.

Drahttarget

Die primären Wechselwirkungen, bei denen die zu untersuchenden B-Mesonen erzeugt werden, finden in dem Target rechts in Abb. 1.3 statt. Dieses besteht aus acht Metall- oder Kohlenstoffdrähten, die in zwei etwa 5 cm voneinander entfernten, hintereinanderliegenden Stationen um den Protonenstrahl herum angeordnet sind. Der Hauptteil des Strahls kann ungehindert passieren. So werden lediglich Protonen aus den Außenbereichen des Strahls für die Zwecke von HERA-B verwendet, weshalb sich die Strahllebensdauer nicht allzu stark verkürzt, und die anderen Experimente am Speicherring daher nicht gravierend beeinträchtigt werden.

Die Drähte können unabhängig voneinander senkrecht zur Strahlrichtung bewegt werden, und erlauben so eine konstante Wechselwirkungsrate aufrecht zu erhalten, auch wenn sich der Strahlstrom mit der Zeit verringert oder Fluktuationen in der Lage des Protonenstrahls auftreten. Die nominale Rate liegt bei etwa 40 MHz.

Vertexdetektor

Der Vertexdetektor in unmittelbarer Nähe des Targets dient in erster Linie zur präzisen Lokalisierung des J/ψ Zerfallsvertex sowie zur genauen Vermessung der Spuren der zum Tagging verwendeten Teilchen. Er besteht aus Silizium-Streifendetektoren, und ermöglicht eine Auflösung des Stoßparameters von etwa 40 μm (bei 1 GeV Transversalimpuls).

Kritisch, und tatsächlich die Auflösung begrenzend, ist die Strahlungshärte des Detektors, da die Auflösung besser, gleichzeitig aber auch der Teilchenfluß größer wird, wenn sich die Detektorelemente näher am Strahl befinden. Es laufen zur Zeit Untersuchungen zu einem alternativen Vertexdetektortyp mit höherer Strahlungshärte, basierend auf szintillierenden Fasern, dessen verbesserte Auflösung speziell in einer späteren Stufe des HERA-B Experiments von Interesse sein wird (Messung der $B_s^0/\bar{B}_s^0$ Mischung) [Roh98].

Spurkammern/Magnet

An den Vertexdetektor schließen sich die wesentlich an der Spurrekonstruktion beteiligten inneren und äußeren Spurkammern an. Wegen der sehr hohen Teilchendichten in Strahlnähe werden zwei verschiedene Typen von Detektoren verwendet. Die inneren Spurkammern (ITR, "Inner Tracker"), bis in etwa 20 cm Entfernung vom Strahl, werden in Mikrostreifenzähler-Technik (MSGC, "Microstrip Gaseous Chambers") ausgeführt. Dies sind planare, gasgefüllte Zähler, bei denen Anode und Kathode in dünnen Streifen mit 150 μm Abstand auf einem Träger aufgebracht sind, der zusammen mit einer weiteren, gegenüberliegenden Elektrode ein Driftvolumen bildet. Signalverstärkung findet in dem inhomogenen Feld zwischen Kathoden- und Anodenstreifen statt. Eine zusätzliche Verstärkungsstufe

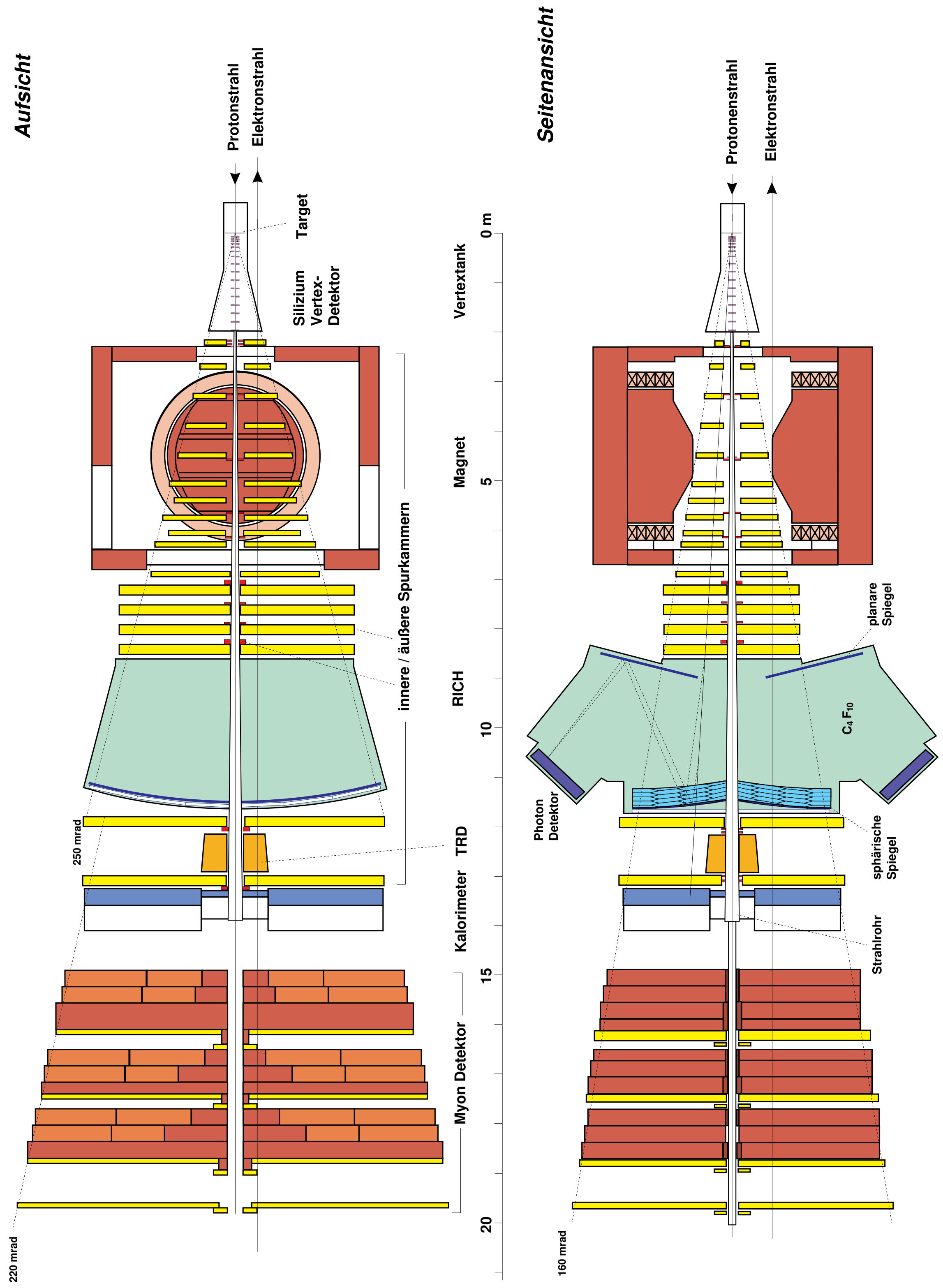


Abbildung 1.3: Schemazeichnung des HERA-B Detektors

wird in Form einer sogenannten GEM-Folie ("Gas Electron Multiplier") realisiert, die sich vor dem Elektrodenträger befindet. Durch die Aufteilung der Verstärkung in zwei kleinere Stufen können die sonst schlechten Alterungseigenschaften der MSGC in den Griff bekommen werden.

Die äußeren Spurkammern (OTR, "Outer Tracker") decken den restlichen Akzeptanzbereich nach außen, bis etwa 250 mrad Winkel gegen die Strahlachse, ab. Die hierfür vorgesehene Lösung sieht die Ausführung mittels geschlossener, honigwabenförmiger Driftzellen vor, die aus leitender Kunststofffolie gefertigt werden. Im folgenden Abschnitt wird auf diese Detektorkomponente noch ausführlich eingegangen.

Ein Teil der Spurkammern befinden sich innerhalb des Magneten, der ein Feldintegral von 2.1 Tm liefert. Aus der Krümmung der Spuren von geladenen Teilchen in diesem Feld kann ihr Impuls bestimmt werden. Eine besondere Anforderung des Magnetsystems ist, daß die Elektronen, deren Strahlrohr aufgrund technischer Randbedingungen ebenfalls durch das Magnetfeld führt, nicht in ihrer Spinpolarisation gestört werden dürfen, da diese von einem anderen Experiment, HERMES, am Speicherring genutzt wird. Dies erfordert eine aufwendige magnetische Abschirmung.

RICH

Den Spurkammern folgt ein Čerenkov-Zähler, ein sogenannter RICH ("Ring Imaging Čerenkov Counter"), der hauptsächlich die saubere Trennung der Kaonen von Pionen und Protonen ermöglichen soll. Er besteht aus einem großen Tank, gefüllt mit C_4H_{10} Gas, und einem Spiegelsystem, das die Čerenkov-Strahlung auf die Photondetektoren fokussiert, so daß sich, abhängig von der Geschwindigkeit des durchgehenden Teilchens, Ringe bestimmten Durchmessers ergeben. Bei bekanntem Impuls erlauben diese eine genaue Massenbestimmung, und somit Teilchenunterscheidung.

Übergangsstrahlungsdetektor

Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRD, "Transition Radiation Detector") dient der effizienten Trennung von Elektronen und Hadronen in unmittelbarer Nähe des Strahlrohrs, in dem Bereich, in dem diese Funktion aufgrund der hohen Teilchendichte nicht gut vom nachfolgenden Kalorimeter allein wahrgenommen werden kann. Das Prinzip besteht in der Messung der Strahlung, die geladene, relativistische Teilchen beim Überqueren der Grenze zwischen zwei Medien mit verschiedener Dielektrizitätszahl aussenden (Übergangsstrahlung).

In der gewählten Realisierung wird die Übergangsstrahlung in Polyethylenschaum erzeugt und mittels zwischen den Schaumlagen sich befindlichen, zylindrischen Driftkammern mit kreisförmigem Querschnitt ("Straws") nachgewiesen.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Hauptaufgabe des Kalorimeters ist die Identifikation von Elektronen und daraus die Ableitung einer ersten Triggerstufe, um interessante Ereignisse herauszufiltern. Es ist ein sogenanntes Sampling-Kalorimeter, aufgebaut aus alternierenden Schichten eines Absorber- und eines Szintillatormaterials, das mittels Sekundärelektronen-Vervielfachern ausgelesen wird. Die Granularität, d.h. die Größe einzelner Kalorimeter-Einheiten, nimmt von innen nach außen ab, um den verschiedenen Teilchendichten Rechnung zu tragen.

Myondetektor

Als letztes folgt der Myondetektor, der aus drei Absorberebenen aus zusammen etwa 3.2 m Stahl mit dazwischenliegenden Proportionalzählern besteht. Praktisch nur Myonen genügender Energie können

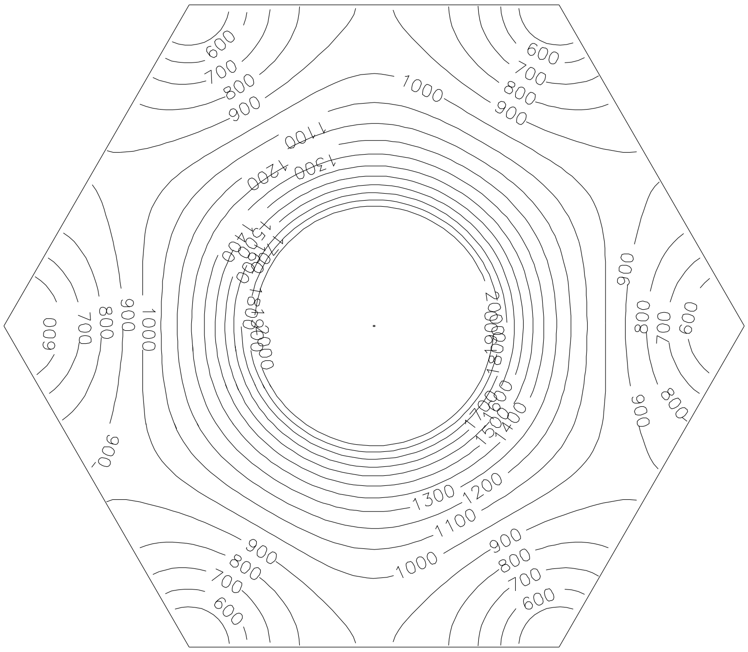


Abbildung 1.4: Konturlinen des elektrischen Feldes in einer 10 mm Wabenzelle. Drahtspannung 2250 V, Feldstärken in V/cm.

die Absorber durchqueren, und so effektiv von Hadronen unterschieden werden. Auch diese Information wird in der ersten Triggerstufe verwendet.

1.3 Das äußere Spurkammersystem

Die Untersuchungen dieser Arbeit wurden zu einem großen Teil speziell mit Blick auf die Anwendung in den äußeren Spurkammern des HERA-B Experiments durchgeführt. Diese Detektorkomponente soll daher nun ausführlicher beschrieben werden, wobei anzumerken ist, daß ihre endgültige Ausführung zum Zeitpunkt der Verfassung dieses Textes (Juli 1998) noch nicht feststeht. Zu Grunde gelegt wird hier die am weitesten fortgeschrittene Planung.

1.3.1 Prinzip der Driftkammer

Das Funktionsprinzip von Driftkammern wird hier kurz dargestellt, da es sowohl für das Spurkammersystem, als auch für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen eine wesentliche Grundlage ist. Vollständig ist dieses Thema in [Blum93] behandelt.

Eine Driftkammer besteht aus einer Kathode, die sowohl aus einzelnen Drähten oder auch, wie in diesem Fall, durch eine geschlossene Oberfläche gebildet werden kann, einer zentralen Anode und einem dazwischen befindlichen Gas. Zwischen Anode und Kathode liegt eine unter anderem von der Gasart abhängige Spannung von typisch einigen tausend Volt, wobei meist die Kathode auf Erdpotential liegt. Das elektrische Feld, das sich für die in den Spurkammern verwendete Honigwabengeometrie ergibt, ist in Abb. 1.4 gezeigt. In Drahtnähe ist es radialsymmetrisch und umgekehrt proportional zum Abstand vom Draht. An dessen Oberfläche beträgt es in diesem Fall etwa 300 kV/cm.

Hochenergetische, geladene Teilchen, die die Kammer durchfliegen, hinterlassen eine Ionisationsspur aus einzelnen Ladungsclustern, die aus typischerweise einem oder einigen wenigen Elektro-

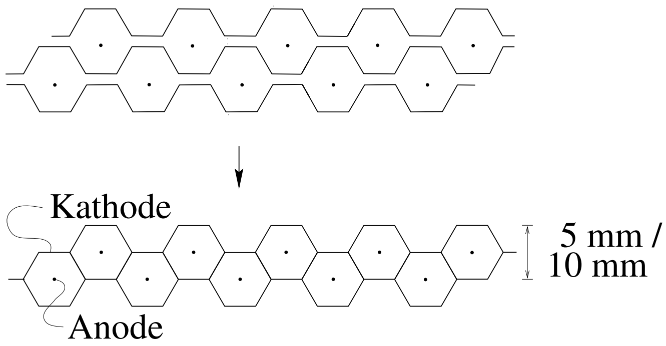


Abbildung 1.5: Aufbau der Driftzellen der äußeren Spurkammern

nen/Ionenpaaren bestehen. Im elektrischen Feld driften die Elektronen zunächst auf den Draht zu und erreichen in dessen Nähe, bei Feldstärken von einigen 50 kV/cm bis 100 kV/cm, genügend Energie, um ihrerseits wieder Gasteilchen zu ionisieren. Auch diese neuen Elektronen ionisieren, und es bildet sich eine Ladungslawine aus, die ein meßbares Signal ergibt. Verstärkungsfaktoren über 10^6 können so erreicht werden. Das Signal wird dann üblicherweise über einen Koppelkondensator, der die nachgeschalteten Verstärker von der Hochspannung des Drahtes trennt, ausgelesen. Details über Drift- und Gasverstärkungsprozeß sind im nächsten Kapitel zu finden.

Ist der Zeitpunkt des Durchgangs des hochenergetischen Teilchens bekannt, so kann aus der gemessen Zeit bis zum Eintreffen des Signals vom Draht und der durch Eichung gewonnen Driftzeit-Orts-Beziehung der Zelle der genaue Durchgangsort bestimmt werden. Die zunächst vorhandene Rechts-Links-Ambiguität kann durch das Betrachten mehrerer, hintereinander versetzt angeordneter Zellen aufgelöst werden.

1.3.2 Aufbau des Spurkammersystems

Die für HERA-B erforderliche Präzision der Spurvermessung, der notwendig große Akzeptanzbereich der äußeren Spurkammern und der enge zeitliche Spielraum, der aufgrund der hohen Wechselwirkungsrate zur Verfügung steht, diktieren eine hohe Granularität, d.h. die Verwendung einer großen Zahl von kleinen Detektoreinheiten. Favorisiert wird momentan eine Realisierung durch eine honigwabenförmige Struktur, wie sie in Abb. 1.5 zu sehen ist. Dort ist auch gezeigt, wie die Struktur durch Verkleben einzelner, vorgeformter Kunststoffolien hergestellt wird. Die Folie ist ein durch Kohlenstoffeinlagerung leitfähig gemachtes Polycarbonat (POKALON) von 75 μm Stärke, dessen Oberfläche zur Erhöhung der Leitfähigkeit noch mit Metall dünn beschichtet wird. Die Anodendrähte (goldbeschichtetes Wolfram, 25 μm Durchmesser) werden jeweils vor dem Verkleben eingespannt, und mittels spezieller Halterungen fixiert.

Insgesamt wird das äußere Spurkammersystem aus etwa 80000 einzelnen Zellen bestehen, die in 14 sogenannten Superlagen (mechanische Einheiten) im Detektor angeordnet werden. Innerhalb einer Superlage sind Zellen mit einem Winkel von 0° und ±5° (Stereowinkel) gegen die Senkrechte ausgerichtet, um eine Spurrekonstruktion in allen drei Raumdimensionen zu ermöglichen. Die Auflösung soll bei 150 μm liegen. Es ist geplant, in Strahlnähe kleinere Zellen als weiter außen einzusetzen.

Die Driftzeit in den Zellen wird mittels speziell entwickelter Elektronik, die sogenannte ASD-8 Chips ("Amplifier, Shaper, Discriminator" mit 8 Kanälen) einsetzt, bestimmt. Der Nullpunkt für die Zeitmessung wird aus dem Zeitpunkt des Durchgangs eines Teilchenpakets des Speicherrings durch das Target abgeleitet.

1.3.3 Wichtige Eigenschaften des Driftgases

Aus Abschn. 1.3.1 ist schon ersichtlich, daß das Gas in den Driftkammern eine herausragende Bedeutung hat: In ihm findet die Primärionisation, die Drift und die Gasverstärkung statt. Wesentliche Punkte für die Wahl des Driftgases für die äußeren Spurkammern sind die folgenden:

- Driftgeschwindigkeit
- Gasverstärkung, Quenchverhalten, Stabilität
- Alterungseigenschaften

Darüberhinaus spielen noch weitere Faktoren, wie zum Beispiel Nichtbrennbarkeit, Nichttoxizität und Preis des Gases eine Rolle.

Wie erwähnt, durchqueren Teilchenpakete alle 96 ns das Target. Die maximale Driftzeit in 10 mm Zellen muß allerdings aus Effizienzgründen[3] noch etwas kürzer sein, da, unter anderem, unterschiedliche Signallaufzeiten auf den Anodendrähten berücksichtigt werden müssen. Für 2.5 m, ungefähr die maximale Länge eines einem Auslesekanal zugeordneten Drahtes, beträgt diese schon etwa 8 ns. Verschiedene andere Faktoren tragen zusammen Schwankungen von ähnlicher Größe bei. Die Grenze für die maximal tolerierbare Driftzeit ist auf 75 ns festgelegt[4], womit die Wahl möglicher Driftgase schon sehr eingeschränkt ist. Praktisch nur Gase mit einem Anteil von CF_4 weisen die nötigen Driftgeschwindigkeiten auf.

Die für die verwendete Elektronik nötige Gasverstärkung beträgt etwa 2×10^4. Die Gasverstärkung in direkter Abhängigkeit von der Spannung ist allerdings von eher untergeordneter Bedeutung, wenn auch im Prinzip eine niedrige Spannung bei der Sollverstärkung aus Isolationsgründen von Vorteil ist. Wichtig ist sie vor allem in Zusammenhang mit den beiden anderen genannten Punkten, Quenchverhalten und Stabilität, die im Detail in Abschn. 2.3 erläutert werden. Im Prinzip geht es darum, daß das Gas auch große Gasverstärkungen noch geordnet, ohne etwa Funkenbildung, ermöglichen sollte.

Von fundamentaler Bedeutung für den Betrieb des Detektors sind seine Alterungseigenschaften, die sowohl vom Gas als auch von der gesamten Konstruktion, den verwendeten Materialien und der Sorgfalt beim Aufbau abhängen. Im wesentlichen gibt es zwei Arten der Alterung: Anoden- und Kathodenalterung durch Ablagerungen auf ihnen. Erstere führt zu abnehmender und entlang eines Drahtes stark variierender Gasverstärkung, da durch die Ablagerungen der Drahtdurchmesser in unregelmäßiger Weise vergrößert wird. Zweite kann zur spontanen Emission von Elektronen aus der Kathode, und somit zu einem kontinuierlichen Strom in der Zelle führen, selbst wenn keine Teilchen sie durchqueren. Dieser nach L. Malter benannte Effekt [Mal36] beruht auf einer isolierenden Ablagerung auf der Kathode, durch die die Neutralisation der Ionen aus der Lawinenzone verhindert wird. Diese lagern sich auf ihr ab, und es bildet sich ein sehr starkes elektrisches Feld über die isolierende Schicht. Dieses kann Elektronen aus der Kathode befreien und durch die dünne Malterschicht transportieren, die dann eine erneute Lawine auslösen.

Die isolierende Schicht kann zum Beispiel ein Polymer sein, gebildet aus Monomeren, die in dem Gas selber gebildet werden, zum Beispiel CH_3 Radikale in einem Kohlenwasserstoffe enthaltenden Gas. Die Menge an solchen Bausteinen, die in einer bestimmten Zeit gebildet wird, ist proportional der gesamten Ladung in den Lawinen. Die Fläche, auf der sich die Ablagerungen verteilen können,

[3] Ist die Driftzeit zu lang, so kann die Messung der Spurkoordinate fälschlicherweise dem nächsten Ereignis zugeordnet werden. Dies führt zu Rauschen in diesem und Ineffizienz im vorherigen Ereignis.

[4] Anzumerken ist, daß in den Ecken der Wabenzellen das Feld exakt verschwindet, von dort also gar keine Elektronen zum Draht gelangen. Die Zelle ist dort prinzipiell ineffizient. Die Driftzeitgrenze ist unter Ausnahme dieser äußersten Ecken zu verstehen, wobei die erlaubte, prozentuale Ineffizienz durch diesen Effekt bisher nicht genau spezifiziert worden ist.

ist proportional der Länge der Detektorzelle bzw. der Länge des bestrahlten Bereiches. Die Alterung wird daher in Abhängigkeit von der Ladungsmenge pro Drahtlänge angegeben.

Die rückkoppelnde Wirkung des Maltereffekts wird so deutlich: Spontane Emission erhöht die Ladungsmenge, wodurch mehr Ablagerungen gebildet werden, und der Effekt sich verstärkt. Auch die Bedeutung oben angesprochener Stabilität wird einsichtig: Sollte es etwa zu einem Funken kommen, wird in kurzer Zeit sehr viel Ladung gebildet. Im normalen Betrieb des Detektors wird durch die Teilchendurchgänge allein ein maximaler Wert in Strahlnähe von etwa 0.6 C/cm pro Jahr erwartet, ein schon verhältnismäßig hoher Wert. Da defekte Detektorelemente nur mit großem Aufwand ausgetauscht werden können, ist ein alterungsresistentes Gesamtsystem von großer Wichtigkeit.

In dieser Arbeit wurden keine direkten Untersuchungen zu den Alterungseigenschaften der verwendeten Gasmischungen unternommen, sondern es wurde versucht, deren Stabilität bzw. Quenchverhalten zu klassifizieren. Einige Gasmischungen bzw. Gaskomponenten, zum Beispiel Methylal und CO_2, wurden speziell wegen ihres in anderen Experimenten gezeigten guten Alterungsverhaltens für diese Untersuchung gewählt.

Umfassende Abhandlungen über das sehr komplexe Gebiet der Alterung von Drahtkammern sind [Kad91] und [Vav86].

Kapitel 2

Theoretisches zu Driftgeschwindigkeit, Signalverstärkung und weiteren Kenngrößen von Gasen

In diesem Kapitel soll einiger theoretischer Hintergrund zu den im experimentellen Teil betrachteten Meßgrößen erläutert werden. Die Darstellung lehnt sich an [Blum93] an, der auch weiterführendes im Detail behandelt und zahlreiche Literaturangaben gibt.

2.1 Driftgeschwindigkeit von Elektronen

Im mikroskopischen Bild stellt sich die Drift eines Elektrons in einem Gas unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes als eine Folge von elastischen oder inelastischen Stößen mit den Gasteilchen dar, wobei bei den hier relevanten Drücken von einer Atmosphäre oder weniger die Wechselwirkung mit einem einzelnen Gasteilchen zur Zeit erfolgt. Der mittlere Abstand der Teilchen ist groß gegen die Comptonwellenlänge des Elektrons, daher kann mit klassischen Vorstellungen argumentiert werden. Die Details der Wechselwirkung Elektron-Gasteilchen sind natürlich trotzdem nur quantenmechanisch zu bestimmen und hier in den später definierten Funktionen $\sigma(\epsilon)$ und $\lambda(\epsilon)$ enthalten. Deren Zusammenhang mit der makroskopischen Driftgeschwindigkeit soll in diesem Abschnitt erläutert werden. Das vorgestellte Modell erlaubt später eine leichte Interpretation einiger Meßergebnisse.

Zwischen den Stößen wird das Elektron durch das Feld beschleunigt und bei einer Kollision wegen seiner kleinen Masse in eine zufällige Richtung isotrop gestreut. Dabei geht jede Information über die Bewegungsrichtung vor der Kollision verloren, und die makroskopische Driftgeschwindigkeit ist ein Resultat allein der Feldwirkung zwischen den Stößen.

Im folgenden bezeichne c den mittleren Wert des Betrages der Geschwindigkeit eines Elektrons direkt nach einer Kollision und $u(t)$ die von der Feldwirkung herrührende Komponente zur Zeit t nach der letzten Kollision. Betrachtet man eine große Zahl von driftenden Elektronen, so kann man eine mittlere Zeit τ definieren, die seit der letzten Kollision vergangen ist, und $u \equiv u(\tau)$, die mittlere Geschwindigkeit eines Elektrons in Feldrichtung, ist

$$u = \frac{eE}{m}\tau, \tag{2.1}$$

wobei E der Betrag der Feldstärke ist, und e und m Elektronladung und -masse. Dieses ist genau die gesuchte Driftgeschwindigkeit.

Um fortzufahren, soll nun gezeigt werden, daß die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen *eines* Elektrons gleich dem eben definierten τ ist, das ja einen Ensemblemittelwert darstellt.

Sei $\pi\Delta t$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß in einem kleinen Zeitintervall Δt, unabhängig von der Vorgeschichte, ein Stoß stattfindet. Diese Größe ist der Natur des Prozesses nach für jedes Intervall gleich. Die Wahrscheinlichkeit $P'(t)$, daß zur Zeit t nach einem willkürlich festgelegten Zeitnullpunkt noch kein Stoß erfolgt ist, ist dann, wenn man die Zeit zwischen 0 und t in n Zeitintervalle zerlegt, $\Delta t = t/n$, und den Grenzübergang macht,

$$P'(t) = \left(1 - \pi\frac{t}{n}\right)^n \stackrel{n\to\infty}{=} e^{-\pi t}. \tag{2.2}$$

Greift man nun aus einem Ensemble von Elektronen eine große Zahl zufällig heraus, so wird die Anzahl derjenigen, die die letzte Kollision vor der Zeit t hatten, proportional zu $P'(t)$ sein. Der Erwartungwert dieser Zeit ist definitionsgemäß gerade obigem τ:

$$\frac{\int_0^\infty P'(t)t\,dt}{\int_0^\infty P'(t)dt} = \tau. \tag{2.3}$$

Die Auswertung des Integrals ergibt $\pi = 1/\tau$.

Die Wahrscheinlichkeit, daß zur Zeit t schon ein Stoß erfolgt ist, ist $P(t) = 1 - P'(t)$, und die differentielle Wahrscheinlichkeit $p(t)dt$, daß ein Stoß zwischen t und $t + dt$ erfolgt,

$$p(t)dt = \frac{dP(t)}{dt}dt = \pi e^{-\pi t}dt. \tag{2.4}$$

Die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen errechnet sich dann wie folgt:

$$\int_0^\infty p(t)t\,dt = \frac{1}{\pi} = \tau. \tag{2.5}$$

Auch diese Größe hat also, wie behauptet, den Wert τ.

Um den statistischen Parameter τ nun auf mikroskopische Größen zurückführen zu können, sei die mittlere Energie ϵ des Elektrons betrachtet, die, da das Elektron bei konstantem Feld mit konstanter Geschwindigkeit driftet, ebenfalls konstant sein muß. Die zusätzliche Energie, die zwischen zwei Stößen aus dem Feld aufgenommen wird, muß daher in Form von Rückstoß- oder Anregungsenergie durch die Kollisionen wieder abgegeben werden.

Der Zusammenhang zwischen ϵ und der (ungeordneten) Geschwindigkeit c ist

$$\epsilon = \frac{m}{2}c^2. \tag{2.6}$$

Unter üblichen Driftkammerbedingungen beträgt ϵ typisch einige Elektronenvolt. Der thermische Beitrag $3/2kT$ ($\approx 1/40$ eV bei Raumtemperatur) ist klein dagegen, und ϵ entstammt fast ausschließlich dem elektrischen Feld. Diese Energie hat das Elektron nach Einschalten des Feldes diesem entnommen.

Sei $\lambda(\epsilon)$ der Bruchteil der Gesamtenergie, die das Elektron bei einer Kollision im Mittel verliert. Die Zahl der Kollisionen auf einer Driftstrecke s ist $s/(u\tau)$ und die Energieaufnahme aus dem Feld eEs. Die Energiebalance kann also geschrieben werden als

$$\frac{s}{u\tau}\lambda(\epsilon)\epsilon = eEs. \tag{2.7}$$

Definiert man jetzt noch einen effektiven Stoßwirkungsquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ durch

$$\sigma(\epsilon) = \frac{1}{n\tau c}, \tag{2.8}$$

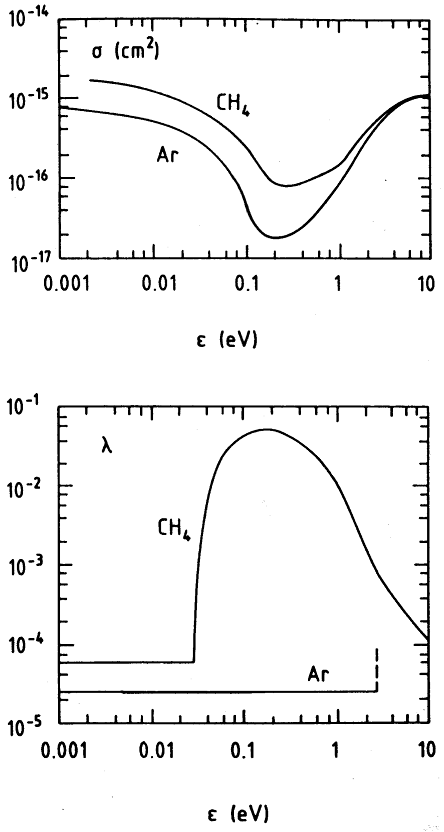


Abbildung 2.1: $\sigma(\epsilon)$ und $\lambda(\epsilon)$ in Argon und Methan (aus [Sch86])

wobei n die Teilchendichte ist, und die Energieabhängigkeit durch c wie durch τ hineinkommt, setzt dieses und (2.6) in (2.1) und (2.7) ein, so ergeben sich die folgenden Ausdrücke für u und c:

$$u^2 = \frac{eE}{mn\sigma(\epsilon)}\sqrt{\frac{\lambda(\epsilon)}{2}}, \tag{2.9}$$

$$c^2 = \frac{eE}{mn\sigma(\epsilon)}\sqrt{\frac{2}{\lambda(\epsilon)}}. \tag{2.10}$$

Hiermit ist das Verhalten der Driftgeschwindigkeit bei variierender Feldstärke bestimmt durch die beiden von der Gaskomposition und mittleren Elektronenenergie abhängenden Größen $\sigma(\epsilon)$ und $\lambda(\epsilon)$, in denen, wie anfangs angemerkt, die quantenmechanischen Details der Wechselwirkung stecken.

Interessant ist die Abhängigkeit vom Energieverlust λ. Würde das Elektron bei den Kollisionen keine Energie verlieren, wäre also λ gleich Null, so wäre die (geordnete) Driftgeschwindigkeit u auch gleich Null und die (ungeordnete) statistische Geschwindigkeit c unendlich. Der Energieverlust ist also eine entscheidende Voraussetzung für das Zustandekommen einer Drift des Teilchens.

Weiterhin ist zu bemerken, daß u nur eine Funktion von E/n bzw., da die Teilchendichte n proportional dem Druck p ist, von E/p ist. Die Resultate der Messungen sind in Kapitel 4 daher als Funktion von E/p angegeben.

Als Beispiel sind Kurven der beiden die Drift bestimmenden Größen in Abb. 2.1 für Argon und Methan dargestellt, wobei hier ϵ die thermische Energie nicht beinhaltet. Das Minimum in der oberen Kurve für $\sigma(\epsilon)$ wird als Ramsauer-Minimum bezeichnet. Bei diesen Energien ist die de Broglie

Wellenlänge des Elektrons im Bereich der Moleküldimension, und quantenmechanische Interferenz reduziert den Wirkungsquerschnitt analog zum Verschwinden des Reflektionskoeffizienten eines Potentialtopfes bei passender einfallender Teilchenenergie.

Im konstanten Bereich der Kurve von $\lambda(\epsilon)$ liegt die Elektronenenergie unterhalb der Anregungsenergie der entsprechenden Gasteilchen, die in Argon sehr viel höher als in Methan liegt, da es wegen seines einfachen Aufbaus keine der Rotations- und Vibrationsfreiheitsgrade eines Moleküls hat. Der Stoß ist daher elastisch, der relative Energieverlust unabhängig von ϵ und wegen des großen Massenunterschieds der Stoßpartner sehr klein. Entsprechend (2.9) ist in diesem Bereich die Driftgeschwindigkeit auch klein. Geringe Beimischungen von Methan zu Argon erhöhen aber schon bei kleinen Elektronenenergien den mittleren Energieverlust deutlich, und die Mischung wird schneller.

Resultate einer vollständigeren Theorie, in der statt mit mittleren Größen mit einer passenden Verteilung gerechnet wird, sind in dem eingangs zitierten Buch von Blum zu finden.

2.2 Gasverstärkung, Diethorn Formel

Grundsätzliches zum Wirkungsprinzip der Gasverstärkung und zu deren Anwendung in Driftkammern ist in Abschn. 1.3.1 erläutert. Hier soll ein einfaches Modell dargestellt werden, das den Effekt auf zwei anschauliche Parameter zurückführt.

Der Prozeß der Elektronenvervielfachung in einem hohen elektrischen Feld, zum Beispiel in der Nähe des Drahtes eines Zählrohrs, wird durch den (ersten)[1] Townsend-Koeffizienten $\alpha(E)$ beschrieben, der von der elektrischen Feldstärke E abhängt. Er ist definiert durch folgende Gleichung:

$$dN = \alpha(E) N ds. \tag{2.11}$$

dN ist die Zunahme in der Zahl N der Elektronen (oder Ionen), wenn sie sich eine Strecke ds in einem elektrischen Feld E bewegen. Eventueller Elektronenverlust durch Rekombination oder Anlagerung an elektronegative Gaskomponenten kann auch in den dann 'effektiv' genannten Townsend-Koeffizienten eingebunden werden, der in dem Fall natürlich auch negativ sein kann.

Die Gasverstärkung G ergibt sich durch Integration über den gesamten Weg,

$$G \equiv \frac{N_f}{N_i} = \exp\left(\int_{s_i}^{s_f} \alpha(E) ds\right), \tag{2.12}$$

wobei $N_i = N(s_i)$ die zu Beginn und $N_f = N(s_f)$ die am Ende der Lawine vorhandene Zahl von Elektronen ist.

Gasverstärkung findet ausschließlich bei hohen Feldstärken (typisch größer als 30 kV/cm) statt, wie sie etwa in der unmittelbaren Umgebung des dünnen Drahtes eines zylindrischen Zählrohres herrschen, wo das Feld unabhängig von der Geometrie der Kathode radialsymmetrisch ist. In diesem Fall kann die Feldstärke in Abhängigkeit vom Radius r als

$$E(r) = \frac{V}{\ln(b/a) r} \tag{2.13}$$

geschrieben werden, wobei V die Spannung, a der Drahtradius und b der Radius der Kathoden ist. Bei nicht kreisförmiger Kathode ist ein 'effektiver' Radius b zu verwenden, wobei der Inkreis der Querschnittsfläche meist eine gute Näherung ist.

[1] Als zweiter Townsend-Koeffizient wird manchmal eine Größe bezeichnet, die zusätzlich zu α noch den Effekt der Photonen aus der Lawine auf die Gasverstärkung beinhaltet.

Damit ist $dE = -V/(\ln(b/a)r^2) \cdot dr$, und G wird zu

$$G = \exp\left(\frac{V}{\ln(b/a)} \int_{E(r_i)}^{E(a)} \frac{\alpha(E)}{E^2} dE\right). \tag{2.14}$$

Es wurde hier wegen der Radialsymmetrie passender r statt s verwendet, und die Integration erstreckt sich bis auf die Drahtoberfläche bei $r_f = a$. Das negative Vorzeichen in dE tritt nicht mehr auf, da in (2.12) $s_i < s_f$ angenommen wurde, hier jedoch $r_i > a$ ist, und daher ein zusätzliches Vorzeichen angebracht werden muß.

Möchte man eine geschlossene Formel für G erhalten, so muß eine Annahme über die Feldabhängigkeit von α gemacht werden. Diethorn [Die56] hat, ausgehend von experimentellen Beobachtungen, einen proportionalen Zusammenhang angenommen:

$$\alpha(E) = \kappa \cdot E. \tag{2.15}$$

Dann kann (2.14) ausintegriert werden zu

$$\ln G = \frac{\kappa V}{\ln(b/a)} \ln\left(\frac{E(a)}{E_{min}}\right). \tag{2.16}$$

Hier ist $E_{min} = E(r_i)$ die minimale Feldstärke, bei der die Lawinenbildung einsetzt. Die Annahme (2.15) ist natürlich nur näherungsweise in einem gewissen Bereich des elektrischen Feldes gültig, wie schon die Einführung von E_{min} zeigt. Bei kleinerem Feld muß α verschwinden.

Der Proportionalitätsfaktor κ kann durch folgende einfache Überlegung gedeutet werden: Bezeichnet $e\Delta V$ die Energie, die ein Elektron im Mittel aus dem Feld aufnehmen muß, um ein weiteres zu erzeugen, so ist die Zahl der Elektronengenerationen in der Lawine $N = \Delta\Phi/\Delta V$, wenn $\Delta\Phi$ das durchlaufene Potential

$$\Delta\Phi = \int_a^{r_i} E(r)dr = \frac{V}{\ln(b/a)} \ln\left(\frac{E(a)}{E_{min}}\right) \tag{2.17}$$

ist. Die Gasverstärkung ergibt sich dann nach $G = 2^N$, und daher

$$\ln G = N \cdot \ln 2 = \frac{V \ln 2}{\ln(b/a)\Delta V} \ln\left(\frac{E(a)}{E_{min}}\right). \tag{2.18}$$

Es ergibt sich also $\kappa = \ln 2/\Delta V$. Für die Herleitung dieser Darstellung ist der Weg über (2.11) und (2.15) natürlich nicht nötig, aber nur so erkennt man die Verbindung zum fundamentaleren Townsend-Koeffizienten. α ist in diesem Modell umgekehrt proportional zu ΔV.

E_{min} ist proportional zum Gasdruck, da die Energieaufnahme eines Elektrons zwischen zwei Kollisionen proportional der Feldstärke und der mittleren freien Weglänge ist, die umgekehrt proportional dem Druck ist. Gasverstärkung beginnt, wenn eine bestimmte mittlere Elektronenenergie erreicht wird. Schreibt man daher

$$E_{min}(p) = E_{min}(p_0) \cdot \frac{p}{p_0}, \tag{2.19}$$

so gelangt man zur sogenannten Diethorn Formel für die Gasverstärkung:

$$\ln G = \frac{V \ln 2}{\ln(b/a)\Delta V} \ln\left(\frac{V}{\ln(b/a) a E_{min}(p_0) p/p_0}\right). \tag{2.20}$$

Die beiden Parameter $E_{min}(p_0)$ und ΔV können empirisch bestimmt werden, indem für gemessene Gasverstärkungen die Variablen

$$x = \ln\left(\frac{V}{\ln(b/a) a p/p_0}\right) \qquad \text{und} \qquad y = \frac{\ln G \cdot \ln(b/a)}{V \ln 2} \tag{2.21}$$

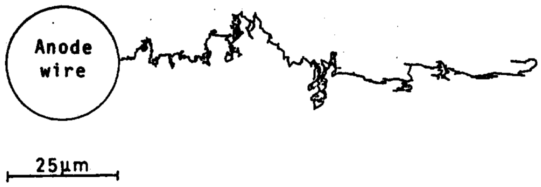


Abbildung 2.2: Simulierter Weg eines einzelnen Elektrons (aus [Mat85])

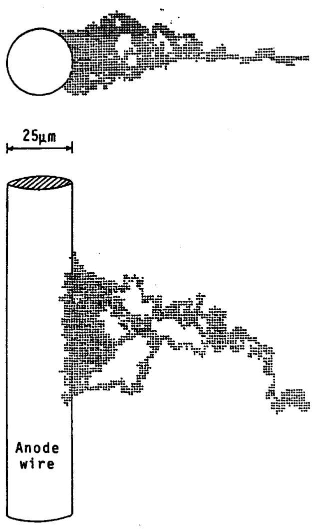


Abbildung 2.3: Simulation einer Ladungslawine (aus [Mat85])

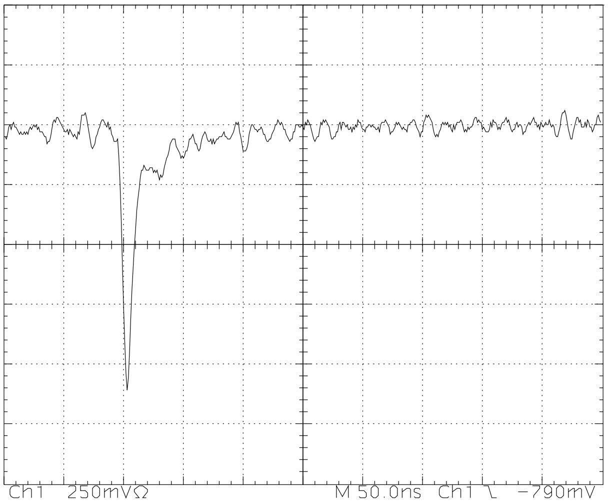
gegeneinander aufgetragen werden. Es sollte sich eine Gerade $y = P_1 + P_2 x$ ergeben, aus deren Koeffizienten die Diethorn-Parameter abgeleitet werden können:

$$E_{min}(p_0) = \exp\left(-\frac{P_1}{P_2}\right), \qquad \Delta V = \frac{1}{P_2}. \tag{2.22}$$

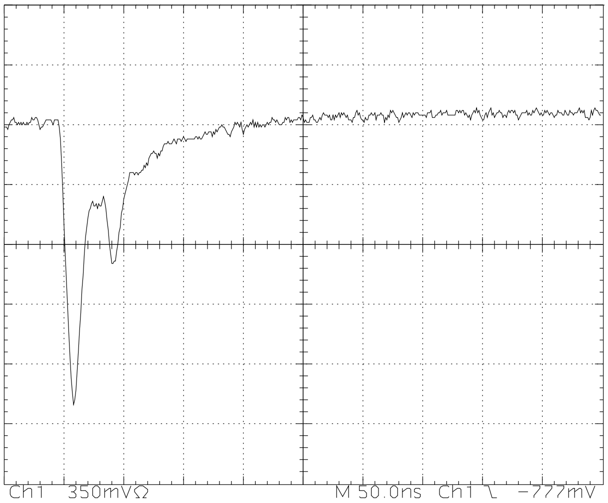
In dieser Arbeit sind die Werte auf den Normdruck $p_0 = 1013$ mbar bezogen. Eine Anmerkung zur Gültigkeit der Diethorn-Parametrisierung und zu den Fehlern der ermittelten Parameter ist in Abschn. 3.4.5 zu finden.

Es gibt noch zahlreiche andere Versuche, die Gasverstärkung mit verschiedenen Modellen theoretisch zu beschreiben, meist ausgehend von einer anderen Parametrisierung der Feldabhängigkeit des Townsend-Koeffizienten, und daher auch mit einem anderen Gültigkeitsbereich. Eine kritische Behandlung und Literaturverweise sind in [Cha72] zu finden.

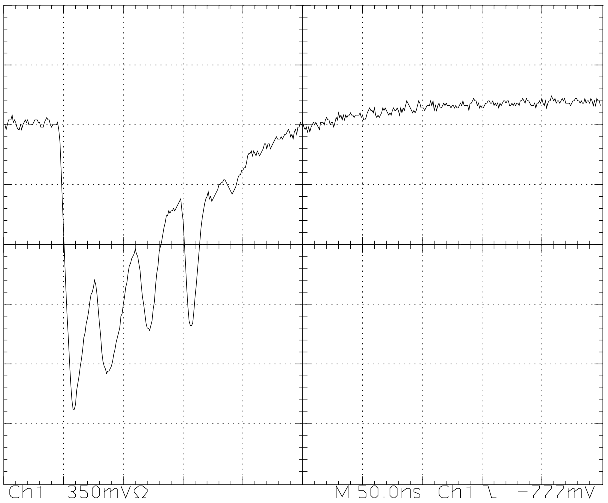
Abschließend sind in Abb. 2.2 und 2.3 zur Veranschaulichung des Gasverstärkungsprozesses noch Ergebnisse einer Monte-Carlo-Simulation dargestellt. Das erste Bild zeigt den simulierten Weg eines Elektrons bis zum Draht, das zweite eine ganze Ladungslawine (Photoneffekte wurden bei dieser Simulation nicht berücksichtigt.). Diese Bilder machen deutlich, daß die Signalverstärkung nur in unmittelbarer Umgebung des Drahtes stattfindet, wo genügend große Feldstärken herrschen. Details zu den Simulationen können in [Mat85] gefunden werden.



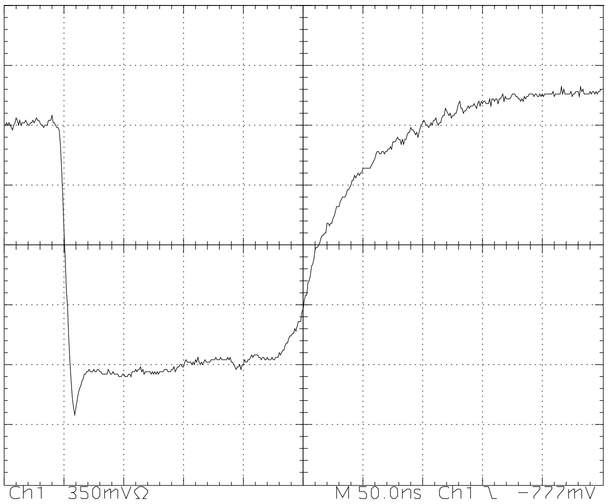
(a) Normales Signal (5×10^4)



(b) Einzelner Nachpuls (1.4×10^5)



(c) Mehrere Nachpulse (2.2×10^5)



(d) Streamer (2.2×10^5)

Abbildung 2.4: Oszilloskop-Bilder von ^{55}Fe-Signalen in Ar:CH_4:CF_4(74:6:20) bei verschiedenen Gasverstärkungen

2.3 Quenchverhalten, Stabilität

In der Ladungslawine in der Nähe eines Zähldrahtes finden eine Vielzahl von im Detail komplizierten Anregungs-, Ionisations- und Rekombinationsprozessen statt. Letztere führen dazu, daß mit den Ladungsträgern auch eine vergleichbar große Zahl von Photonen entsteht, deren Energien typischerweise im UV-Bereich liegen. Neutrale Argon-Atome emittieren zum Beispiel stark um 100 nm und 400 nm. Diese Photonen können, wenn sie bis zur Kathode gelangen, dort durch Photoeffekt weitere Elektronen freisetzen, die ihrerseits eine neue Lawine verursachen. Werden hierbei mehr Elektronen freigesetzt, als ursprünglich die erste Lawine begonnen hatten, führt dies zu einer sich ständig verstärkenden Entladung, einem Funken. Die große Menge Ladung, die hierbei freigesetzt wird, kann die Alterung der

Kammer stark beschleunigen, da diese auch eine Funktion der gesamten auf dem Draht deponierten Ladung ist (vgl. dazu Abschn. 1.3.3).

Um diesen Effekt zu verhindern, oder zumindest zu mindern, setzt man dem Gas eine Komponente bei, den sogenannten Quencher, deren Aufgabe es ist, diese Photonen rechtzeitig unschädlich zu absorbieren. Dies bedeutet, daß die Moleküle selbst dabei auch möglichst nicht ionisiert werden, sondern die Energie in Rotations- und Vibrationsfreiheitsgrade oder durch Dissoziation absorbieren und letztlich durch Stöße in Wärme umwandeln. Daher werden organische Moleküle wie Methan oder Propan, Alkohole wie Ethanol oder Methylal ($(CH_3)_2CH_2O_2$) und auch anorganische Gase wie CO_2 als Quencher eingesetzt. Alle diese Stoffe haben recht breite Absorptionsbänder, wobei höhere Kohlenwasserstoffe im allgemeinen bessere Quencher sind.

Die in der Ladungslawine erzeugten Ionen wandern im elektrischen Feld in Richtung Kathode und werden dort neutralisiert, wozu die Austrittsarbeit der Kathodenoberfläche aus der bei der Neutralisation freiwerdenden Energie aufgebracht wird. Überschreitet diese jedoch zweimal die Austrittsarbeit, wie es bei üblichem Kathodenmaterial etwa für Argon der Fall ist, so kann auf diese Weise auch ein zusätzliches Elektron freigesetzt und erneut eine Lawine begonnen werden, mit den erwähnten nachteiligen Effekten. Der Quencher sollte daher auch ein niedriges Ionisationspotential haben, damit andere Ionen auf ihrem Weg zur Kathode bei Kollisionen mit ihm ihre Ladung austauschen können, und so nur Ionen des Quencher zur Kathode gelangen, die kein Extraelektron erzeugen. Von den oben genannten Stoffen hat Methylal mit 9.7 eV das niedrigste Ionisationspotential.

Ist die Absorptionsfähigkeit des Gases für Photonen vergleichsweise stark, erfolgt diese aber unter Ionisation, so kann dies zur Ausbildung eines sogenannten (begrenzten) Streamers führen. Durch die Raumladung der positiven Ionen ist am relativ zum Draht außenliegenden Ende der Lawine die Feldstärke erhöht, so daß dort emittierte Photonen, die sogleich etwas weiter außen wieder ionisierend absorbiert werden, eine neue Lawine beginnen können. Effektiv wächst dadurch die Entladung nach außen, bis aufgrund des größer werdenden Abstandes vom Draht die Feldstärke doch zu gering wird und der Prozeß abbricht. Die Gesamtladung eines solchen Streamers ist nur wenig von der Primärionisation abhängig.

Um diese Effekte zu illustrieren, sind in Abb. 2.4 typische Signale vom Draht einer Driftzelle, wie sie sich auf dem Oszilloskop darstellen, bei verschiedenen Gasverstärkungen gezeigt. Der hierfür verwendete Aufbau wird im folgenden Kapitel detailliert erläutert, vgl. speziell Abschn. 3.4.4. Hier genügt es zunächst zu sagen, daß die Kurven den zeitlichen Verlauf des vom Draht fließenden Stromes wiedergeben, wenn in dem Zähler eine Ladungslawine durch ein Photon einer ^{55}Fe-Quelle ausgelöst worden ist. In (a) hat das Signal normale Form, in (b) und (c) treten bei größerer Gasverstärkung Nachpulse auf, und in (d) hat sich ein Streamer gebildet. Die Zeitachse ist in allen Fällen in Einheiten von 50 ns unterteilt.

Ein gutes Zählgas sollte eine hohe Stabilität aufweisen, d.h., die skizzierten Prozesse sollten erst bei möglichst hoher Gasverstärkung (kritische Gasverstärkung) bzw. großer Ladung in der Lawine einsetzen. Anders ausgedrückt bedeutet dies, daß bei gegebener Gasverstärkung auch eine hohe Primärionisation, etwa durch vereinzelte schwere und stark geladene Kernbruchstücke, wie sie zum Beispiel auch unter den Bedingungen von HERA-B auftreten, keinen dieser Effekte auslösen sollte. Ein großer Abstand zwischen nominaler und kritischer Gasverstärkung ist wünschenswert.

In dieser Arbeit wurde auch versucht, über diese kritische Gasverstärkung eine Aussage zu gewinnen.

Kapitel 3

Der experimentelle Aufbau

Der Konstruktion der Apparatur lag der Gedanke zugrunde, mit einem Aufbau die beiden für diese Arbeit wesentlichen Größen Driftgeschwindigkeit und Signalverstärkung messen zu können. Weitere Meßmöglichkeiten ergaben sich dann als Nebenprodukt der gewählten Methode. Um von vorneherein Probleme etwa durch Sauerstoffverunreinigung des Gases zu vermeiden, wurde auf gute Gasdichtigkeit der Apparatur geachtet.

3.1 Die Kammer für Driftgeschwindigkeits- und Gasverstärkungsmessungen

3.1.1 Meßverfahren

Das Prinzip der Driftgeschwindigkeitsmessungen ist die Erzeugung eines homogenen elektrischen Feldes in einem Gasvolumen und die Bestimmung der Zeit, die Elektronen benötigen, um eine bekannte Strecke in diesem Feld zu durchlaufen. Verschiedene Verfahren zur Erzeugung eines solchen Feldes sind bereits angewandt worden, etwa in [Yam89] Feldformung durch Potentialdrähte oder in [Söd90] durch Kupferleiter auf Platinenmaterial. Die hier verwendete Methode gleicht am ehesten der in [Vav93] benutzten. Im wesentlichen gründet sie sich auf eine äquidistante Anordnung von feldformenden Messingplatten, die über einen Spannungsteiler jeweils auf das dem zu erzeugenden Feld entsprechende Potential gelegt werden, und gegeneinander durch Plexiglas-Platten isoliert sind. Messingplatten wie Isolatoren sind in der Mitte durchbohrt und bilden zusammen das zylinderförmige Gasvolumen, auf dessen Achse das gewünschte homogene Feld herrscht. Mittels senkrecht zur Feldrichtung das Gas durchquerende Betateilchen einer ^{106}Ru-Quelle werden freie Elektronen erzeugt, die entlang des Feldes zu einem Zähldraht driften. Der Zeitpunkt der Primärionisation wird durch Nachweis des Betateilchens in einem Szintillationszähler fixiert, und die Zeit bis zum Eintreffen des Signals vom Zähldraht registriert. Diese Messung wird für zwei entlang der Feldrichtung gegeneinander verschobene Primärionisationspositionen durchgeführt, und aus dem Abstand der Positionen und der Zeitdifferenz kann die Driftgeschwindigkeit bestimmt werden. Da hierbei also nur die Zeitdifferenz eingeht, fallen viele mögliche Unsicherheiten, etwa im Ansprechverhalten der Szintillationszähler relativ zum Zähldraht oder in den Signallaufzeiten, wie auch Feldinhomogenitäten in den Randbereichen des Driftfeldes von vorneherein heraus.

Zur Bestimmung der Gasverstärkung wird ein Proportionalzähler, der mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt ist, mit Photonen einer ^{55}Fe-Quelle bestrahlt. Diese Quelle sendet monoenergetische Teilchen mit einer Energie von 5.89 keV und 6.49 keV aus [PDG96], die bei Absorption im Gasvolumen des Zählers, abhängig vom sogenannten W-Wert des Gases, im Mittel eine bestimmte Zahl von primären Elektronen erzeugen. Der W-Wert gibt die mittlere Energie an, die zur Erzeugung eines

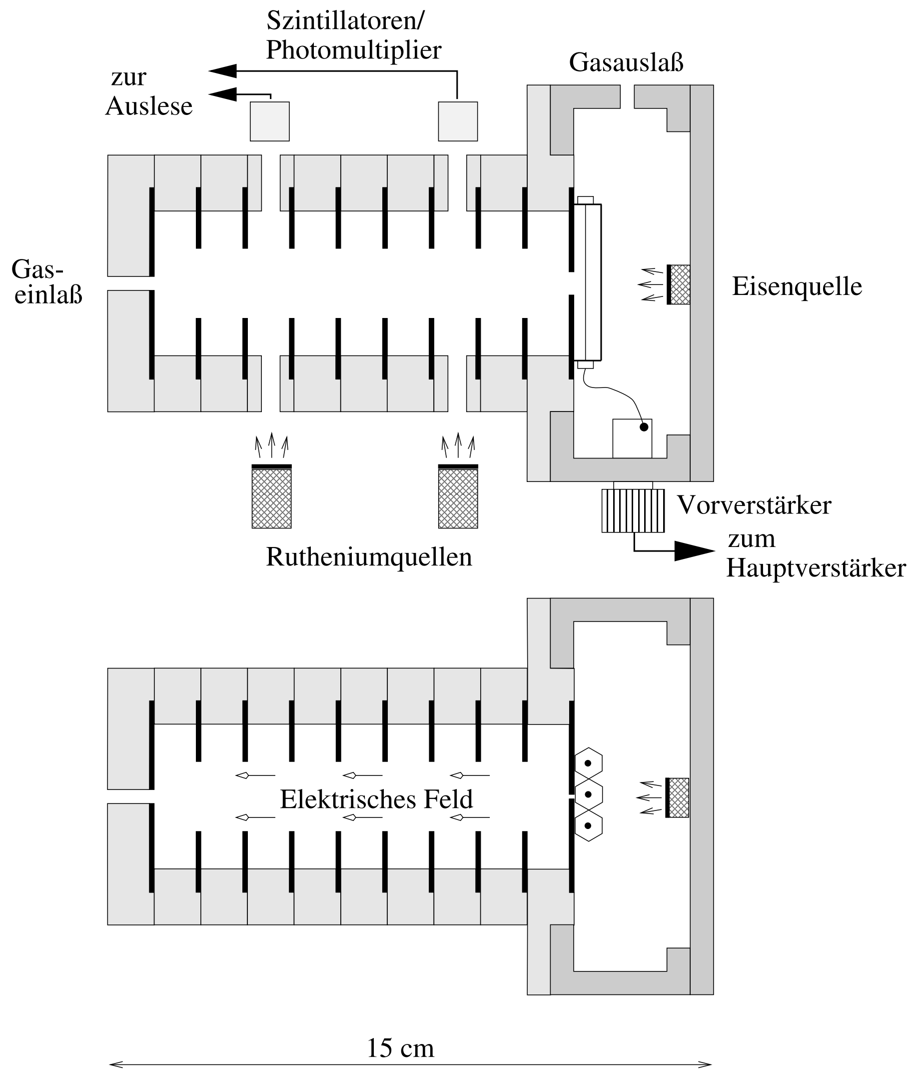


Abbildung 3.1: Schemazeichnung der Meßkammer, oben Aufsicht, unten Seitenansicht

Elektron-Ionenpaares benötigt wird. Indem die Ladung bestimmt wird, die nach der Lawinenbildung den Zähler verläßt, kann der Gasverstärkungsfaktor gefunden werden. Weitere Aussagen über die Gase wurden durch Analyse der aufgenommenen Driftgeschwindigkeits- und Gasverstärkungsspektren sowie der Oszilloskopbilder der Zähldrahtsignale gewonnen.

3.1.2 Realisierung des Meßprinzips

Eine schematische Zeichnung des Aufbaus ist in Abb. 3.1 zu sehen, eine Fotographie in Abb. 3.2. Im wesentlichen besteht die Kammer aus zwei Bereichen, den oben angesprochenen Driftbereich links sowie ein größeres Gasvolumen rechts, in dem die Zähler für Driftgeschwindigkeits- und Gasverstärkungsmessungen und deren Ausleseschaltungen untergebracht sind.

Der Driftbereich wird durch 10 feldformende, 0.5 mm starke, quadratische Messingplatten von 40 mm Kantenlänge und dazwischen angeordneten, 10 mm starken Plexiglas-Isolatoren von 56 mm Kantenlänge gebildet. Diese haben jeweils eine der Größe der Messingplatten entsprechende, 0.6 mm tiefe, einseitige Ausfräsung, so daß von den Feldformern nur kleine Zungen, in der Zeichnung nicht dargestellt, für den Anschluß des Spannungsteilers nach außen hervorragen. Dies ist günstig für eine

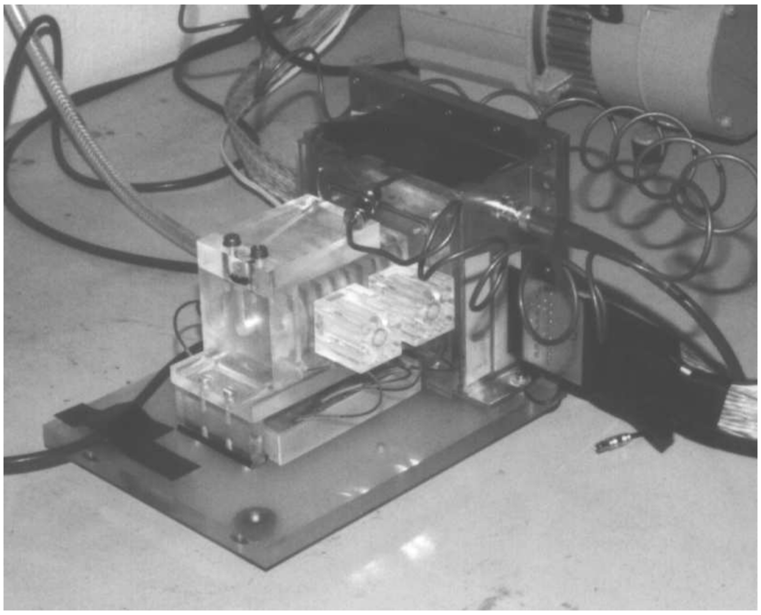


Abbildung 3.2: Fotographie der Meßkammer, ^{106}Ru-Quellen entfernt

effektive Hochspannungsisolation, die bedeutsam ist, da bis zu 30 kV an die Feldplatten angelegt werden. Außerdem sind so die Feldplatten im Rahmen der mechanischen Genauigkeit von etwa 0.1 mm automatisch justiert. Die Isolatoren haben an ihrer Unterseite ebenfalls Justierfräsungen, die in entsprechende Gegenstücke in der Grundplatte greifen, und so die präzise Anordnung aller Einzelteile zueinander sicherstellen. Wie aus der Zeichnung ersichtlich, sind die Bohrungen der Feldplatten kleiner als die der Isolatoren. Damit wurde zum einen erreicht, daß beim Zusammenkleben der Teile kein Klebstoff über den inneren Rand der Messingplatten in den Driftraum gelangt und das Feld durch statische Aufladung stört, und zum anderen, daß auch eine mögliche statische Aufladung der Isolatoren selbst weniger Auswirkungen auf das Feld in Achsennähe hat, da deren Oberfläche gegenüber den Feldplatten zurückversetzt ist.

In die Innenseite der Plexiglas-Isolatoren sind jeweils 3 Vertiefungen eingefräst, wodurch der Isolationsweg zwischen den Messingplatten von 10 mm auf 22 mm erhöht ist. Dies dient der Vermeidung bzw. Reduzierung von Kriechströmen, die sich wegen des sehr geringen Stromes durch den Spannungsteiler von weniger als 40 μA störend auswirken könnten.

Zwei der Isolatoren haben gegenüberliegende, 5 mm x 3 mm Bohrungen, durch die die Betateilchen die Kammer durchqueren können. Die Bohrungen sind mit Kaptonfolie gasdicht abgeklebt. Um eine gute Definition der Primärionisationsposition zu bekommen, sind außen an der Kammer auf beiden Seiten Eisenkollimatoren von 3 mm Stärke angebracht, wodurch sichergestellt ist, daß auch β-Teilchen mit der Maximalenergie von 3.5 MeV nicht außerhalb des definierten Bereiches die Kammer durchqueren können. Das Plexiglas alleine hätte hierfür wegen der zu großen Reichweite der β-Teilchen nicht genügt. Zusammen mit den Kollimatoren sind auf einer Seite der Kammer auch die Halterungen für die ^{106}Ru-Quellen befestigt, die somit nicht weiter justiert werden müssen.

Die letzte, auf Erdpotential liegende Feldplatte hat einen zentralen, 5 mm langen und 1 mm breiten Schlitz, durch den die driftenden Elektronen in das angrenzende Gasvolumen und zu dem sich dort befindlichen Zähldraht gelangen können. Durch die nur kleine Öffnung sind das Driftfeld und das stark inhomogene Feld des Proportionalzählers elektrostatisch gut voneinander getrennt, siehe unten. Als Zähler sowohl für die Driftgeschwindigkeits- wie auch für die Gasverstärkungsmessungen fungiert eine dreiwabige Honigwabenzelle (vgl. Abschn. 1.3.2), die auf der Erdpotentialplatte mit leitfähigem

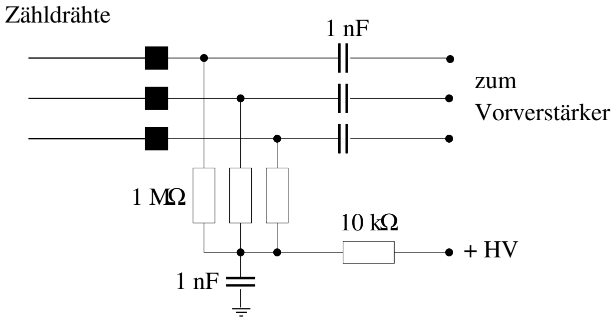


Abbildung 3.3: Schaltung zur Hochspannungs-Versorgung und Signalauskopplung für die Zähldrähte

Silberkleber befestigt ist, so daß die Kathode der Zelle gleich auf dem richtigen Potential liegt. Die mittlere Wabe hat deckungsgleich mit der Feldplatte einen Schlitz und liefert das Stop-Signal für die Driftzeitmessungen von den zwei Primärionisationspositionen, die anderen beiden Zellen werden für die Gasverstärkungsmessungen verwandt. Mittels der in Abb. 3.3 dargestellten Schaltung, die sich ebenfalls im Gasvolumen befindet, werden die Zähldrähte auf Hochspannung gelegt, die Signale ausgekoppelt und über eine Steckerleiste nach außen dem Vorverstärker zugeführt. Als letztes befindet sich in diesem Gasvolumen auch die ^{55}Fe-Quelle. Sie ist in einem Halter, den Zähldrähten gegenüber, befestigt.

3.1.3 Der Spannungsteiler und die Güte des Driftfeldes

Das Potential für die Feldplatten wird von einem neunstufigen Spannungsteiler abgegriffen, wobei die einzelnen Stufen aus je vier in Reihe geschalteten 22 MΩ Widerständen mit 1% Toleranz bestehen. Der Spannungsteiler ist in Araldit eingegossen und über hochspannungsfeste Kabel mit den Anschlußzungen der Potentialplatten verbunden. Die Anschlußstellen sind mit Schrumpfschlauch und Silikonkleber isoliert. Über eine entsprechende Steckerverbindung ist der Spannungsteiler mit einer 30 kV Hochspannungs-Versorgung verbunden (Fa. Heinzinger).

Die Güte, d.h. die Homogenität des Driftfeldes, wird zum einen durch den Spannungsteiler, zum anderen durch die notwendig inhomogene, da diskrete Anordnung der Feldplatten begrenzt. Um diese Güte einschätzen zu können, wurden die elektrostatischen Eigenschaften der Struktur mit dem Simulationsprogramm MAFIA[1] modelliert. Ein Graph der elektrischen Feldstärke entlang der Achse des Driftraumes ist in Abb. 3.4 zu sehen. Zu den Endelektroden hin steigt das Feld stark an, doch zwischen den Primärionisationspositionen ist es auf etwa 0.1% konstant. Eine vergleichbare Konstanz gilt für Variationen senkrecht zur Achse bis zu Abständen von etwa 3 mm, der Bereich des Driftfeldes, der durch den zentralen Schlitz in der Erdpotentialplatte ausgewählt wird. Es hat sich bei den Rechnungen ergeben, daß die Feldqualität bei größer werdender Bohrung und erwartungsgemäß bei geringer werdendem Abstand der Feldplatten zunimmt. Der Größe der Platten sind durch die wachsende Auffächerung des β-Teilchenstrahls durch Vielfachstreuung und der dadurch vermittels der Kollimatoren sinkende Meßrate Grenzen gesetzt, der Dichte der Platten durch die Zahl der Spannungsteilerstufen, die untergebracht werden können.

In der realisierten Struktur ist die Feldkonstanz nicht mehr durch die Plattengeometrie, sondern durch mechanische Toleranzen sowie den Fehler des Spannungsteilers begrenzt.

Der Abstand der Feldplatten von 10 mm ist aufgrund der mechanischen Toleranz von höchstens 1/10 mm mindestens auf 1% konstant. Die einzelnen Stufen des Spannungsteilers konnten aufgrund des

[1]MAFIA ist ein umfangreiches Programmpaket der Firma CST zur Simulation elektromagnetischer Felder. Webseite: http://www.cst.de/

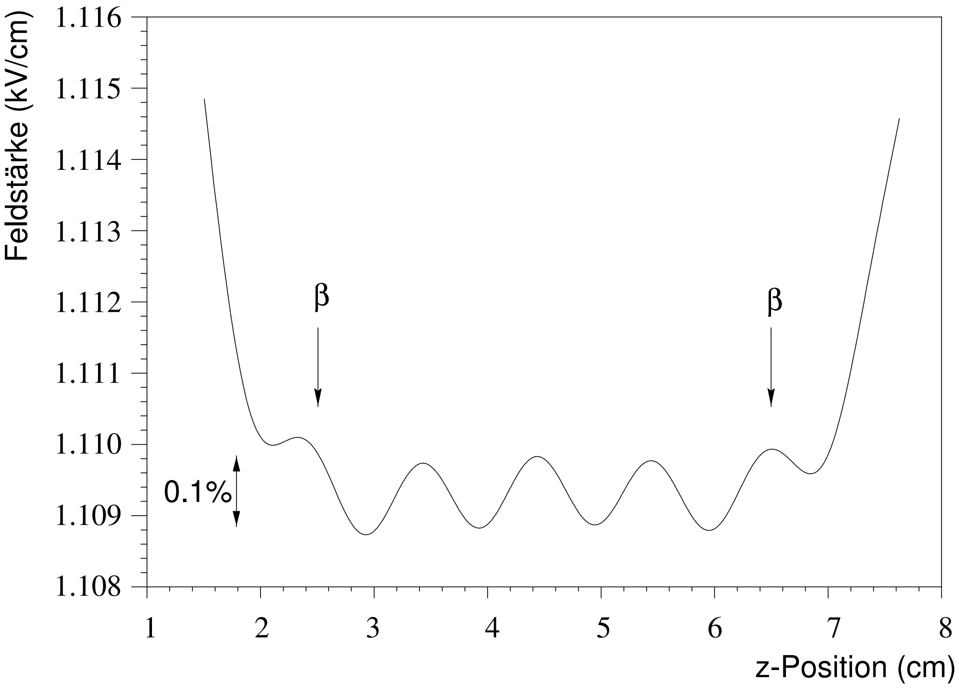


Abbildung 3.4: Simulation der z-Komponente des elektrisches Feldes auf der Kammerachse für 10 kV Driftspannung. Die β-Quellen befinden sich bei an den markierten Positionen bei 2.5 cm und 6.5 cm.

hohen Widerstandes von 88 MΩ pro Stufe mit den vorhandenen Meßgeräten nicht einzeln vermessen werden, da aber die verwendeten Widerstände eine Toleranz von $\pm 1\%$ haben, ist die Toleranz einer Stufe nicht größer. Simulationsrechnungen haben auch gezeigt, daß diese Fehler im Spannungsteiler, wie auch die im relativen Abstand der Feldplatten, praktisch kaum Auswirkungen auf den Feldverlauf haben.

Alle anderen Fehler, etwa in der Konstanz der Spannungsversorgung, sind wesentlich kleiner. Daher ist der Fehler der Feldstärke ein systematischer, der im wesentlichen vom Fehler der Gesamtlänge des Driftbereiches bestimmt ist, der wie erwähnt maximal 1% beträgt.

3.1.4 Erzeugung der Primärionisation für Driftgeschwindigkeits- und Gasverstärkungsmessungen

Im Driftbereich werden Elektronen an zwei Stellen, wie in Abb. 3.1 ersichtlich, durch Betateilchen einer ^{106}Ru-Quelle mit 3.5 MBq Aktivität erzeugt. ^{106}Ru zerfällt unter Aussendung von 39 keV Betateilchen in ^{106}Rh, das im folgenden mit 79% Wahrscheinlichkeit ein Betateilchen mit einer Maximalenergie von 3.54 MeV emittiert [PDG96]. Die anderen Zerfälle resultieren in 512 keV und 622 keV Photonen. Das Energiespektrum ist in Abb. 3.5 gezeigt.

Das Betateilchen hinterläßt beim Durchqueren der Kammer eine Elektronen-Ionenspur mit typischerweise 10-50 Paaren pro Zentimeter. Unter Einfluß des elektrischen Feldes driften die Elektronen in Richtung auf die Erdpotentialplatte, wobei die Spur durch Diffusion verbreitert wird. Werte der transversalen Diffusion σ_t liegen für 7 cm Drift und einer Feldstärke von 1 kV/cm zwischen 3 mm für Argon und 0.3 mm für CO_2 ([Fehl83], S.67). Auswirkungen auf die Genauigkeit der Driftgeschwindigkeitsmessungen hat aber nur die Diffusion in longitudinaler Richtung[2], die von ähnlicher Größenordnung

[2] Diffusion in transversaler Richtung kann die Meßrate reduzieren, falls bei geringer Ionisationsdichte alle Elektronen der Ionisationsspur den Schlitz in der Erdpotentialplatte verfehlen.

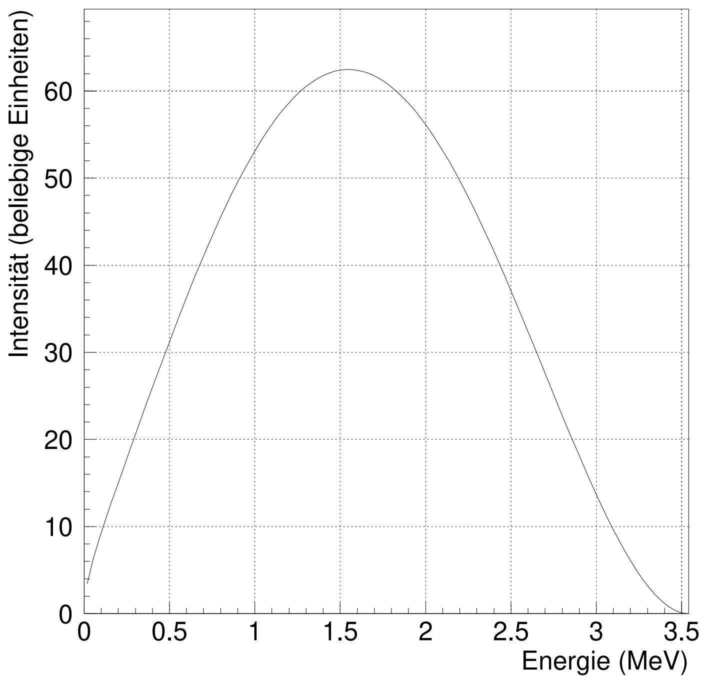


Abbildung 3.5: β-Energiespektrum von ^{106}Ru

wie die transversale ist, da durch sie das TDC-Spektrum verbreitert wird. Die Breite der Quellenkollimatoren von 2 mm führt ebenso zu einer Verbreiterung im Spektrum, da der genaue Ort der Primärionisation in z-Richtung um diesen Wert schwankt. Dieser Effekt dominiert für die verwendeten Gasmischungen meist den durch Diffusion, was sich an den ähnlich breiten Spektren von beiden Primärionisationspositionen zeigt.

Die von der Quelle selbst kommenden Gammateilchen sowie Bremsstrahlungsphotonen führen zu einem gewissen Untergrund, da sie die Photomultiplier auslösen können und sich so zufällige Werte für die Driftzeiten ergeben, falls auch gerade ein damit unkorreliertes Signal vom Zähldraht kommt. Durch die verlangte Quasikoinzidenz, daß das Stop-Signal nicht später als 20 μs nach dem Startsignal eintreffen darf, ist dieser Untergrund für die Messungen aber gering genug.

Die für die Gasverstärkungsmessungen verwendete ^{55}Fe-Quelle emittiert monoenergetische Photonen mit 5.89 keV (25% Wahrscheinlichkeit) und 6.49 keV (3.4%) und hat eine Aktivität von etwa 10 MBq. Die mittlere Photonenenergie[3] ist $\overline{E} = 5.96$ keV, und die mittlere Zahl n_p von primären Elektronen bei Absorption eines Photons im Gas

$$n_p = \frac{\overline{E}}{W}, \tag{3.1}$$

wobei W der in Abschn. 3.1.1 angesprochene W-Wert ist.

Dieser wird als Mittel aus den gut bekannten W-Werten der Einzelkomponenten (Tab. 3.1), gewichtet mit dem prozentualen Anteil der Komponente, errechnet. Dazu muß angemerkt werden, daß diese

[3] Es ist die mittlere Energie $\overline{E}$ zu verwenden, da aufgrund der begrenzten Energieauflösung auch die höherenergetischen ^{55}Fe-Photonen in den Mittelwert des ADC-Spektrums, und daher auch in die Gasverstärkung eingehen. Vgl. Abschn. 3.4.3 zu Details über deren Bestimmung.

Tabelle 3.1: Verwendete W-Werte für die Einzelkomponenten [Fehl83]

Ar	26.4 eV	CH_4	32.6 eV	CO_2	32.8 eV
CF_4[a]	32.6 eV	C_3H_8	23.4 eV		

[a]Aus [Rei86]. Für 5.9 keV Gammas ist der Wert etwa 5% niedriger als der dort für 5.1 MeV Alphas gemessene. Ich danke B. Grosswendt von der PTB Braunschweig für diese Information.

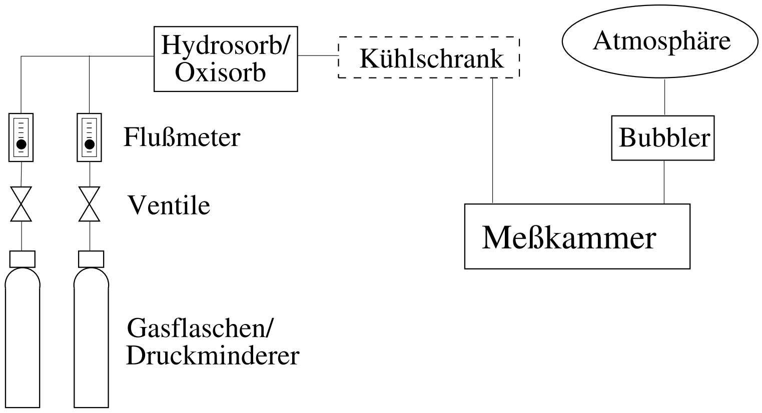


Abbildung 3.6: Skizze des Gassystems

Mittelung nicht notwendig den exakten W-Wert der Mischung ergibt, da im Prinzip noch Korrekturfaktoren, die unter anderem von der Transparenz der einzelnen Gase für die ^{55}Fe-Photonen abhängen, eingehen müßten, und außerdem der sogenannte Jesse-Effekt in einigen Fällen zu einer erheblichen Reduzierung von W führt. Details und Zahlenwerte für die Korrekturfaktoren sind in [ICRU79] zu finden. Da für die hier untersuchten Mischungen allerdings keine Korrekturfaktoren existieren, wird mit der einfachen Gewichtung gearbeitet. Die verwendeten W-Werte für jede Mischung sind bei den Meßergebnissen angegeben.

3.2 Das Gassystem

3.2.1 Prinzip

Eine Skizze des Gassystems ist in Abb. 3.6 gezeigt. Primäre Gase, von der DESY-Gasgruppe geliefert, werden mittels einer Mischapparatur, die im wesentlichen aus einer Reihe von Schwebekörper-Flußmetern besteht, zu dem zu untersuchenden Gas vermischt. Wasser und Sauerstoff werden aus dem Gasgemisch mittels einer Hydrosorb- und Oxisorbeinheit herausgefiltert. Die Herstellerspezifikation hierfür garantiert, daß nach dieser Einheit weniger als 0.3 ppm Wasser und weniger als 0.1 ppm Sauerstoff im Gas verbleiben. Je nach Bedarf wird das Gemisch dann noch mit Alkohol oder Methylal versetzt, bevor es durch die Meßkammer geleitet wird. Bevor das Gas ins Freie ausgeblasen wird, passiert es einen mit Hochvakuumöl gefüllten Bubbler. Um eine einigermaßen genaue Mischung herstellen zu können, werden mit der Apparatur nur zwei Gase, statt der möglichen drei, gemischt, von denen eines schon selbst vorgemischt ist, zum Beispiel Ar:CH_4(92:8) mit CF_4 (Die Mischungsverhältnisse sind jeweils als Partialdruckverhältnisse angegeben.). Trotzdem sind die Fluktuationen und Unsicherheiten in der Gasmischung, die durch die Mischapparatur verursacht werden, einer der limitierenden Faktoren dieser Arbeit.

Die Gasleitungen bestehen aus 3 mm Kupferrohr, zusammengefügt durch Swagelok-Verbinder. Das Volumen der Meßkammer beträgt etwa ein Liter, und typischerweise wurde das Gas mit einigen zehn

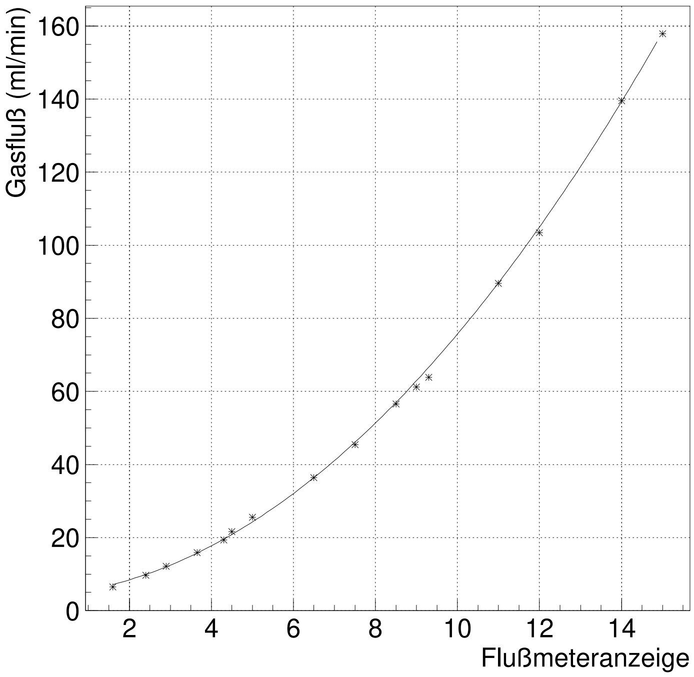


Abbildung 3.7: Kalibrationskurve eines Flußmeters

Litern pro Stunde durch die Kammer gespült.

3.2.2 Eichung der Flußmeter

Das Funktionsprinzip der Flußmeter besteht darin, daß ein kleines Kügelchen in einem konischen Rohr je nach Gasfluß verschieden weit angehoben wird. Es geht daher die Viskosität des Gases ein, und die Flußmeter müssen für jede Gasmischung einzeln geeicht werden. Dazu wurde ein Seifenfilm-Eichflußmeter verwendet, in dem in einem zylindrischen Röhrchen eine Seifenhaut vom Gasstrom eine definierte Strecke mitgenommen, und die Zeit hierfür elektronisch gemessen wird. Daraus ergibt sich direkt der Volumenfluß. Eine typische Eichkurve ist in Abb. 3.7 dargestellt. Die Flußmeter haben ein parabelförmiges Verhalten.

Aus diesen Eichkurven werden auch die später angegebenen Fehler in den jeweiligen Mischungsverhältnissen abgeschätzt. Da das χ^2 der quadratischen Anpassung meist recht groß ist, wird zusätzlich zu dem durch die Parameterunsicherheit gegebenen Fehler in der Flußeinstellung die RMS Abweichung der Eichpunkte von der Eichkurve quadratisch addiert, um eine konservative Fehlerabschätzung zu erreichen. Die Unsicherheit in der Ablesung der Flußmeter geht ebenfalls in den Fehler ein.

3.2.3 Beimischung von Ethanol und Methylal

Ethanol und Methylal haben eine hohe Verdampfungstemperatur und würden unter Druck kondensieren, daher müssen diese Komponenten nachträglich in das fertig gemischte Gas eingebracht werden. Dazu wird es durch flüssiges Ethanol bzw. Methylal geleitet, wobei es sich mit der Beimischung sättigt. Der prozentuale Anteil ergibt sich dann aus dem Dampfdruck, der von der Temperatur abhängt, und dem Atmosphärendruck.

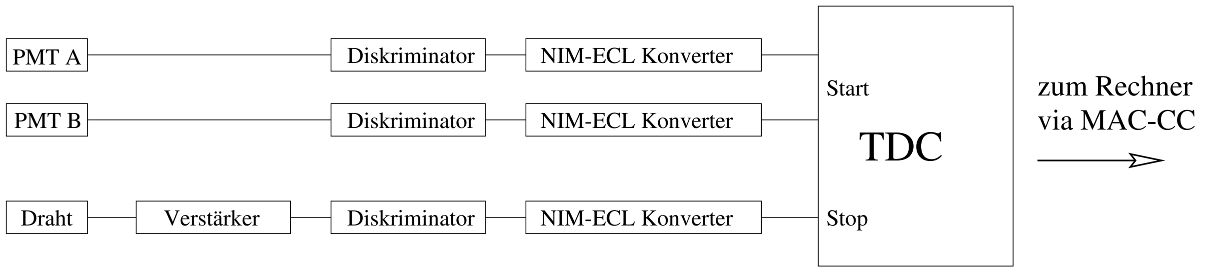


Abbildung 3.8: Schema der Elektronik für Driftgeschwindigkeitsmessungen

Für Ethanol erfolgt die Beimischung bei 3°C, womit sich 2% Ethanolgehalt ergeben. Methylal hat einen viel höheren Dampfdruck, und bei 0°C, der tiefsten Temperatur, die der zur Kühlung verwendete Kühlschrank erreichen kann, beträgt der Anteil 17%.

Um geringere Beimischungskonzentrationen zu erhalten, kann nur ein Teil des Gases durch die Flüssigkeit geleitet werden, wobei die Größe der beiden Teilströme über zwei Flußmeter geregelt werden kann. Diese wurden nach dem oben beschriebenen Prinzip geeicht, und ebenso die Fehler in der Einstellung bestimmt.

Wird ein Fluß F_1 durch die Flüssigkeit geleitet, wobei sich ein prozentualer Anteil x der Beimischung ergibt, und danach mit einem unversetzten Fluß F_2 zusammengebracht, so ist die Konzentration y im Ergebnis schließlich $y = \frac{F_1}{F_1+F_2} \cdot x$.

Soll für Methylal mit $x = 17\%$ der Anteil $y = 2\%$ sein, so muß $F_2 \approx 7 \cdot F_1$ sein. Bei diesem großen Unterschied befindet sich die Anzeige des Flußmeters für F_1 in der Nähe des unteren Anschlages, daher ist der Fehler in der Einstellung und also in der Konzentration y recht groß, etwa 1 Prozentpunkt. Die genauen Fehler sind später angegeben.

3.3 Ausleseelektronik

3.3.1 Elektronik für Driftgeschwindigkeitsmessungen

Zur Zeitmessung wird ein LeCroy 3377 TDC verwendet (CAMAC Standard). Dieser bietet bei einer Zeitauflösung von 500 ps eine maximale Meßzeit von 32 μs, und damit können trotz der verhältnismäßig langen Driftstrecke von der ersten Betaquellenposition bis zum Draht ($\approx$ 6.5 cm) noch Driftgeschwindigkeiten unterhalb 1 cm/μs gemessen werden. Der TDC hat 32 Kanäle, wovon hier aber nur zwei benutzt werden, und verlangt ECL-Signale. Daher ist dem TDC noch ein NIM-ECL Konverter vorgeschaltet, um die Diskriminatorpulse zu wandeln (vgl. Abb. 3.8).

Die Startsignale für die Zeitmessung kommen von zwei Photomultipliern gleichen Typs (VALVO XP 2011-03), die jeweils über ein kurzes Stück Lichtleiter mit einem würfelförmigen Plastik-Szintillator von 1.5 cm Kantenlänge verbunden sind (Unter Berücksichtigung der Energie und Vielfachstreuung der Betateilchen ist dies die richtige Größe, damit diese fast ganz im Szintillator absorbiert werden.). Die richtige Betriebsspannung wurde durch Bestimmung des Zählratenplateaus bei Bestrahlung mit einer ^{106}Ru-Quelle bestimmt, es ergaben sich 1700 V bzw. 1500 V. Die Signale sind dann ausreichend groß, daß sie ohne weitere Verstärkung auf den Diskriminator gegeben werden können, dessen Schwelle auf 100 mV gesetzt ist. Die Dunkelzählrate liegt bei etwa 1 Hz.

Für die Messung der relativen Ansprechzeit wurden beide Szintillatoren hintereinander positioniert und wiederum mit ^{106}Ru bestrahlt. Auf einem Zweikanaloszilloskop wurden die beiden (diskriminierten) Signale dargestellt, wobei auf den relativ zur Quelle hinteren Photomultiplier getriggert wurde. Es ergab sich eine mittlere Zeitdifferenz von etwa (3 ± 2) ns, gerade noch erkennbar. Indem die Driftzeit von *einer* Primärionisationsposition in der Driftkammer mit beiden Photomultipliern und den

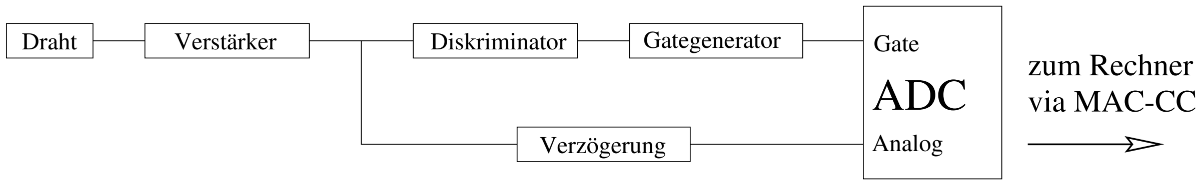


Abbildung 3.9: Schema der Elektronik für Gasverstärkungsmessungen

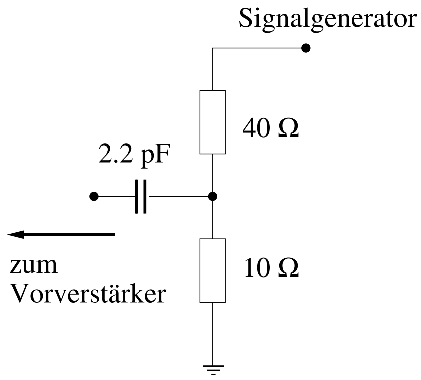


Abbildung 3.10: Schaltung zur Kalibrierung des ADC

dazugehörigen Ausleseketten gemessen wurde, konnte unabhängig auch der Gesamteffekt bestimmt werden. Das Ergebnis ist konsistent mit dem obigen, und daher werden diese 3 ns als Korrektur an den Driftzeitmessungen angebracht.

Das Stop-Signal der Wabenzelle wird mittels der schon in Abb. 3.3 gezeigten Schaltung ausgekoppelt, zunächst vorverstärkt, dann über Flachbandkabel dem Hauptverstärker zugeführt und schließlich über den Diskriminator und NIM-ECL Konverter in den TDC geleitet. Die Schwelle liegt auch hier bei 100 mV. Genaueres über die Verstärker ist im nächsten Abschnitt zu finden.

Die TDC-Daten werden über ein MAC-CC Interface und die LabVIEW Software in einen Macintosh-Rechner eingelesen und ausgewertet, vgl. Abschn. 3.4.1.

3.3.2 Elektronik für Gasverstärkungsmessungen, Kalibration

Die hier verwendete Methode zur Gasverstärkungsmessung beruht auf dem Messen der Ladung, die nach der Lawinenbildung den Zähldraht erreicht. Dazu wird ein ladungsintegrierender LeCroy 2249 ADC verwendet. Dieser bestimmt die während der Dauer eines Gatesignals in seine zwölf Analogeingänge fließende Ladung mit einer Auflösung von etwa 0.25 pC. Die maximal meßbare Ladung beträgt ungefähr 256 pC.

Das Schema des Meßaufbaus ist in Abb. 3.9 zu sehen. Nach dem Hauptverstärker wird das Signal geteilt. Aus einer Hälfte wird das Gate gewonnen, die andere Hälfte wird über eine Verzögerung in einen Analogeingang des ADC geleitet, so daß sie kurz nach dem Gate dort eintrifft. Die Gatelänge beträgt 500 ns, die Diskriminatorschwelle 100 mV (entsprechend etwa 60 fC Ladung in einem Eisenpuls). Das lange Gate wurde gewählt, um bei hohen Gasverstärkungen auch eventuelle Nachpulse noch sicher mit zu registrieren. Das zusätzliche Rauschen ist zu vernachlässigen, wie später (Abb. 3.16) zu sehen ist.

Entscheidend bei dieser Methode ist die korrekte Kalibration des ADC, also die Korrespondenz ADC Datum - Drahtladung. Dazu wurde mit der in Abb. 3.10 gezeigten Schaltung Ladung direkt in den Vorverstärkereingang injiziert. Von einem Signalgenerator wurde eine Spannungsstufe der Amplitude U_{puls} mit wählbarer Flankensteilheit geliefert, die auf den Eingang der Schaltung gelegt wurde. Die

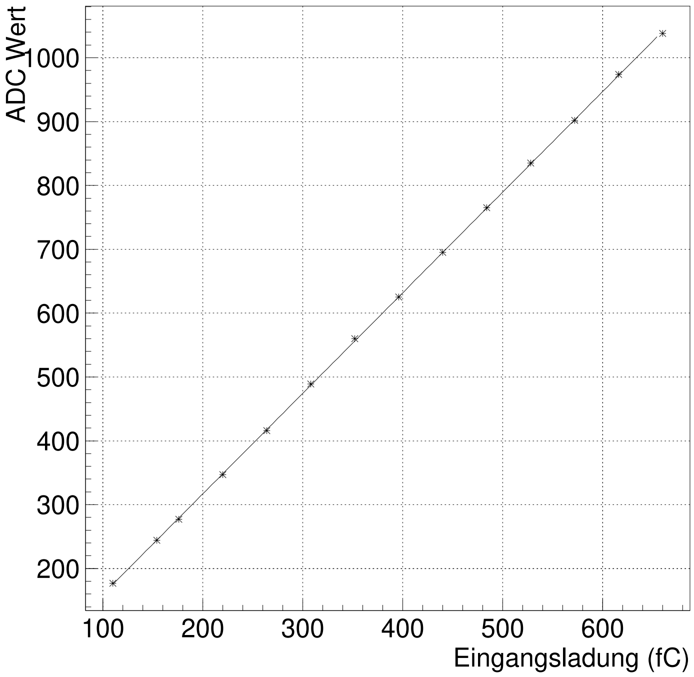


Abbildung 3.11: Kalibrationskurve des ADC. Die Ladung ist nach (3.2) errechnet.

Widerstände schließen die Leitung mit 50 Ω ab und reduzieren die Spannung auf den Kondensator mit der Kapazität $C = (2.2 \pm 0.2)$ pF. Die in den Vorverstärker gehende Ladung Q ist dann

$$Q = C \cdot \frac{U_{puls}}{5}. \tag{3.2}$$

Die Amplitude und Länge des vom Hauptverstärker kommenden Ausgangssignals hängt von der Flankensteilheit der Spannungsstufe ab, da diese durch das RC-Glied differenziert wird. In der folgenden Tabelle sind für konstantes $U_{puls} = 600$ mV die Amplituden des Ausgangssignals U_{peak} und die entsprechenden ADC Daten für verschiedene Flankensteilheiten aufgelistet:

Flankensteilheit (ns)	2	10	15	25	35	45
U_{peak} (mV)	500	500	450	200	150	120
ADC	319	361	399	407	402	397

Bei noch flacherer Flanke ist das Signal nicht mehr vom Rauschen zu unterscheiden, bei steiler Flanke sättigt die ARGUS Verstärkerelektronik. Daher wurde die Kalibration mit 25 ns Flankensteilheit durchgeführt. Die entsprechende Kurve ist in Abb. 3.11 dargestellt. Sie zeigt ein sehr lineares Verhalten.

Die Genauigkeit der Kalibration ist im wesentlichen durch die Toleranz des Kondensators (10%) und Streukapazitäten in der Schaltung begrenzt. Bezeichnet C die nominale Kapazität und C_S die Streukapazität, so ist der Zusammenhang (3.2) zu modifizieren:

$$Q = (C + C_S) \cdot \frac{U_{puls}}{5} \iff C = \frac{5 \cdot Q}{U_{puls}} - C_S. \tag{3.3}$$

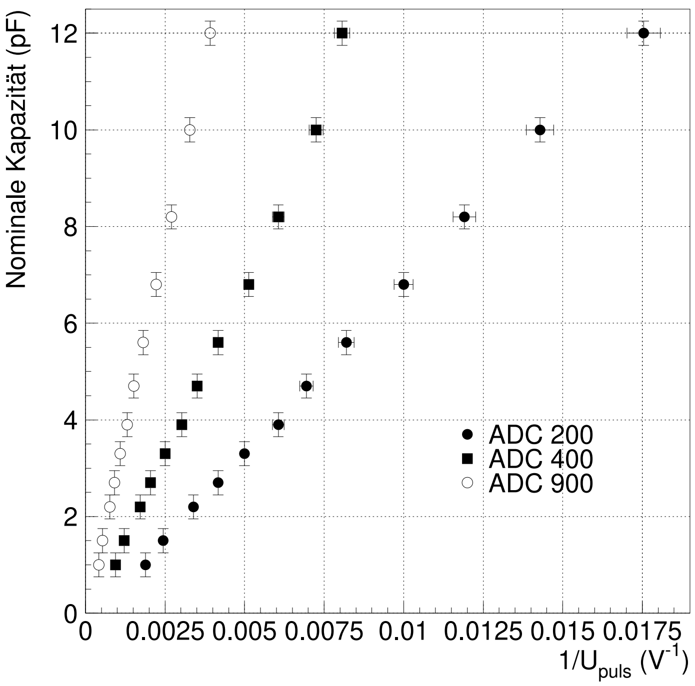


Abbildung 3.12: Bestimmung der Streukapazität in der Kalibrierungsschaltung

Trägt man für konstante Ladung Q die nominale Kapazität C gegen $1/U_{puls}$ auf, so sollte sich eine Gerade ergeben, deren Achsenabschnitt gerade der negativen Streukapazität ist. Um diese zu bestimmen, wurden verschiedene Kondensatoren in die Kalibrierungsschaltung eingelötet, und dann jeweils die Spannung U_{puls} so eingeregelt, daß sich ein konstanter ADC-Wert ergab. Für drei verschiedene ADC-Werte, also drei verschiedene Ladungen, ist dies in Abb. 3.12 gezeigt. Durch Anpassung einer Gerade und Mittelwertbildung findet man schließlich $C_S = (0.22 \pm 0.06)$ pF, immerhin 10% der nominalen Kapazität.

Da die Meßwerte hierfür korrigiert sind, verbleibt als systematischer Fehler lediglich die Toleranz der Kapazität selbst (10%).

Mit der bekannten Kalibrationskurve[4] des ADC kann hieraus auch der Verstärkungsfaktor der ARGUS Elektronik bestimmt werden. Aus dem Verhältnis der Ladungen, die in den Vorverstärker bzw. in den ADC geflossen sind, folgt hierfür ein Wert von 355. Über den Testpuls-Eingang des Vorverstärkers kann diese ebenfalls gemessen werden, wobei sie sich hier, unter Berücksichtigung der verschiedenen Eingangs- bzw. Ausgangsimpedanzen, direkt aus dem Verhältnis von Eingangs- zu Ausgangsspannung ergibt. Das Resultat ist $380 \pm 3\%$, im Rahmen der Fehler konsistent mit dem ersten.

Die zu messenden Gasverstärkungen variieren um bis zu zwei Größenordnungen, weit mehr, als der dynamische Bereich des ADC zuläßt. Daher wurden nach Bedarf vor dessen Analogeingang 50 Ω Dämpfungsglieder zwischen 6 dB (Faktor 2) und 20 dB (Faktor 10) eingeschleift. Daß deren Dämpfung tatsächlich dem angegebenen Wert entspricht, wurde mit obiger Kalibrierungsschaltung verifiziert.

Das Problem der Sättigung der Verstärker tritt auch bei Gasverstärkungen ab ca. 7×10^4 während der normalen Messungen auf. Da hierfür der Hauptverstärker verantwortlich ist, wird bei größeren Gasverstärkungen zwischen diesen und den Vorverstärker die in Abb. 3.13 gezeigte Dämpfung einge-

[4]Diese kann leicht über den Testeingang des ADC gewonnen werden.

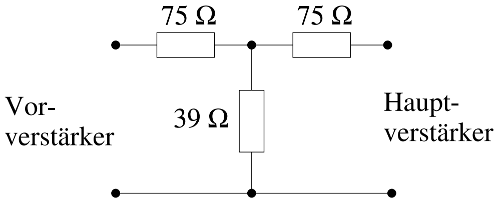


Abbildung 3.13: Schaltung für die Hauptverstärker-Dämpfung

schleift. Sie hat in jede Richtung eine Impedanz von 110 Ω, dem Flachbandkabel entsprechend, und eine nominale Dämpfung von 15 dB. Die tatsächliche Dämpfung für die Kammersignale wurde mit der Kalibrierungsschaltung zu 12.5 dB bestimmt.

Wie bei den Driftgeschwindigkeitsmessungen wird der ADC über ein MAC-CC Interface und die LabVIEW Software ausgelesen.

3.4 Datennahme und Auswertung

3.4.1 Datenauslese und Software

In der LabVIEW Umgebung auf dem Macintosh-Rechner wurde eine graphische Benutzeroberfläche programmiert, aus der heraus TDC wie ADC ausgelesen sowie die erhaltenen Rohdaten verarbeitet werden können.

LabVIEW ist eine graphische Programmiersprache der Firma National Instruments, die speziell zur Steuerung und Auslese von Instrumenten entwickelt wurde. Diese Instrumente und auch alle Variablen, sämtliche Programmablaufstrukturen wie etwa Schleifen, arithmetische Operationen etc. werden in dieser Sprache durch Symbole dargestellt. Der Programmablauf ist, anders als bei konventionellen Sprachen, nicht linear in dem Sinne, daß Befehle in der eingegeben Reihenfolge abgearbeitet werden, sondern ereignisgesteuert. Die einzelnen Symbole werden mit Verbindungslinien ("Wires") verschaltet, und eine Operation findet dann statt, wenn alle nötigen Daten an den Eingängen der entsprechenden Anweisung vorhanden sind. Durch diesen Zugang ist die Programmierung verhältnismäßig wenig fehleranfällig, wenn auch die Ablaufgeschwindigkeit nur für Anwendungen mit kleineren Meßraten ausreicht.

Die Meßdaten gelangen durch das MAC-CC Modul im CAMAC-Überrahmen in eine Steckkarte im Rechner, auf die die Software direkt zugreifen kann. Die Spezifikation der MAC-CC Karte erlaubt nur eine 16 Bit Datenübertragung [Tay90], was für den verwendeten TDC und ADC aber ausreichend ist.

3.4.2 Driftgeschwindigkeitsmessung

Von den zwei TDC-Kanälen, die den beiden Betaquellenpositionen zugeordnet sind, werden je 100 Meßwerte genommen, wofür typischerweise zwei bis drei Minuten benötigt werden. Von der Softwareseite her wird der Meßbereich in etwa auf die zu erwartenden Zeiten eingeschränkt, um den Untergrund zu verringern. Die Daten werden in ein Histogramm eingetragen, von denen ein typisches in Abb. 3.14 gezeigt ist. Die beiden Maxima des Spektrums werden gesucht sowie die Histogramm-Kanäle, bei denen die Häufigkeit kleiner als 20% des Maximalwertes ist. Aus den dazwischen liegenden Meßwerten werden dann die Mittelwerte T_a und T_b und deren Standardabweichungen errechnet. Auf diese Weise kann, obwohl die Zahl der Meßwerte zu klein ist, um eine Kurve an das Spektrum anzupassen, auch bei stärker verrauschtem Spektrum noch sicher eine korrekte Driftzeit bestimmt werden. Die

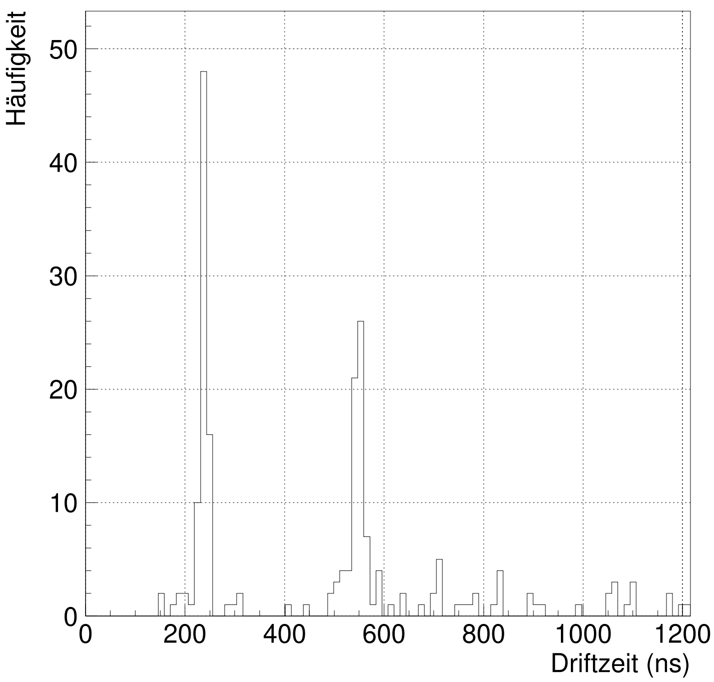


Abbildung 3.14: TDC-Spektrum für 18 kV Driftspannung, Gasmischung Ar:CH4:CF4 (46:4:50)

Driftgeschwindigkeit folgt dann einfach aus

$$v_{Drift} = \frac{4 \text{ cm}}{T_a - T_b}, \tag{3.4}$$

wobei 4 cm der Abstand der Primärionisationspositionen ist.

Das Programm rechnet nach Fehlerfortpflanzung zusätzlich noch den sich ergebenden statistischen Fehler von v_{Drift} aus, der typischerweise kleiner als 1% ist, in einigen wenigen Fällen, bei sehr kleiner Zahl von Einträgen in den Maxima, maximal 2%. Der systematische Fehler aufgrund der Unsicherheit in der Länge der Driftstrecke (0.4 mm bzw. 1% wegen der mechanischen Toleranz) und der relativen Ansprechzeiten der Photomultiplier (3 ns, vgl. Abschn. 3.3.1) beträgt maximal etwa 2% bei größeren Driftgeschwindigkeiten (>12 cm/μs) und etwa 1.5% bei kleineren.

Diese Messungen werden für zirka 11 Driftspannungen zwischen 3 kV und 30 kV durchgeführt, entsprechend Driftfeldern zwischen 0.33 kV/cm und 3.3 kV/cm.

Der in Abschn. 2.3 erläuterte, eigentlich störende Effekt der sekundären Lawinen durch Photoeffekt wird hier noch herangezogen, um eine Aussage über die volle Driftzeit von der Wand der 5 mm-Zelle bis zum Draht zu gewinnen, indem der zeitliche Abstand ΔT_{peak} der Spitzen von Primär- und Sekundärsignal bestimmt wird (Siehe Abb. 2.4(b) und (c). Dort ist ΔT_{peak} etwa 35 ns.). Aufgrund des nicht-kreisförmigen Querschnitts der Wabenzelle ist diese Driftzeit abhängig vom Ort des Photoeffekts, und da einerseits mit dem Oszilloskop nur der Mittelwert von vielen Pulsen betrachtet werden kann, andererseit die Auflösung des Oszilloskops[5] selbst nur Ablesungen mit einer Genauigkeit von etwa 5 ns erlaubt, ist die Unsicherheit in ΔT_{peak} von etwa dieser Größe.

[5]Das für die Aufnahmen in Abb. 2.4 verwendete Oszilloskop, daß auch eine bessere Auflösung erlaubt hätte, stand leider nur kurz zur Verfügung.

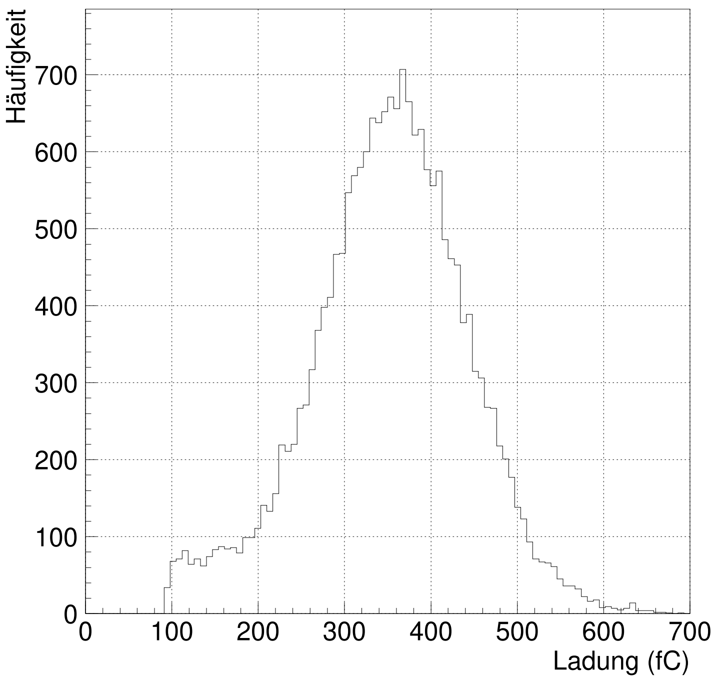


Abbildung 3.15: ADC-Spektrum in CF_4:CH_4(80:20), Drahtspannung 2140 V, Gasverstärkung 3×10^4

3.4.3 Gasverstärkungsmessung

Hierfür werden vom ADC 2000 Meßwerte genommen, wobei meist eine untere Grenze für die ADC Werte zwischen 150 und 250 gesetzt wird, entsprechend 94 fC bis 157 fC Ladung am Vorverstärker (wenn keine Dämpfungen nachgeschaltet sind), um das Rauschen zu unterdrücken. Die Meßzeit beträgt etwa 30 Sekunden. Die Meßwerte werden dann wiederum histogrammiert, wie in Abb. 3.15 zu sehen ist. Das Maximum sowie der Bereich, innerhalb dessen die Histogramm-Einträge größer als 50% des maximalen Wertes sind, werden bestimmt, und hieraus die mittlere Ladung und deren Standardabweichung. Durch diese großzügige Grenze kann auch dann noch ein guter Mittelwert gefunden werden, wenn die Ausläufer der Rauschspitze das Spektrum bei geringen Ladungen erheblich verzerren.

Im Prinzip ist hier auch die Anpassung einer Gaußkurve an das Spektrum möglich. Da aber einerseits die Realisierung innerhalb von LabVIEW recht aufwendig wäre, und andererseits auch einiges an manueller Einstellung hinsichtlich des zur Anpassung verwendeten Bereichs nötig wäre, wurde angesichts der großen Zahl von Einzelmessungen das obige Verfahren gewählt. Die Genauigkeit der Ergebnisse wird durch die nur ausschnittsweise Verwendung des Spektrums auch nicht wesentlich beeinflußt, da diese nicht durch den Fehler in dem Mittelwert begrenzt wird, sondern durch die Reproduzierbarkeit. Für die Bestimmung der Energieauflösung (vgl. Abschn. 4.7) werden allerdings vollständige Gauß-Anpassungen vorgenommen.

Der so gefundene Wert für die mittlere Ladung Q muß noch mit einem Korrekturfaktor k versehen werden, der der Signalentwicklung und den Verstärkereigenschaften Rechnung trägt, vgl. den nächsten Abschnitt. Mit der Zahl n_p der primären Elektronen ergibt sich dann die Gasverstärkung G zu

$$G = \frac{k \cdot Q}{n_p \cdot e}, \tag{3.5}$$

wobei e die Elektronenladung ist.

Auch hier wird der statistische Fehler in G berechnet, der weniger als 1% beträgt. Wie erwähnt, ist die Genauigkeit der Messungen allerdings nicht hierdurch, sondern durch die Reproduzierbarkeit gegeben. Bei konstanter Gasmischung, d.h. nicht neuerlicher Einstellung der Flußmeter, liegt diese bei etwa 5%. Systematische Fehler aus dem Korrekturfaktor k, der ADC-Kalibration und aus n_p betragen je zirka 10%, zusammen, quadratisch addiert, ungefähr 20%.

3.4.4 Anmerkungen zur ^{55}Fe-Methode, Signalentwicklung

Zwei Faktoren, die die wahre Zahl n_p von Elektronen, die die Ladungslawine auslösen, reduzieren können, sind Rekombination und Elektronenanlagerung im Gas.

Ein ^{55}Fe-Photon erzeugt bei Absorption im Gas zunächst ein einzelnes, hochenergetisches Elektron, welches dann innerhalb einer sehr kurzen Strecke zum Stillstand kommt und eine Wolke von Elektronen und Ionen hinterläßt. Da die Ladungen räumlich nur wenig getrennt sind, könnte eine merkliche Zahl von Elektronen durch Rekombinationen verloren gehen, und das effektive n_p reduziert werden.

In gleicher Richtung würde eine Anlagerung von Elektronen an Gasmoleküle auf ihrer Drift zur Region hoher Feldstärke wirken. Dies könnte besonders in CF_4 Mischungen eine Rolle spielen, da dieses Gas sehr elektronegativ ist, und einen hohen Anlagerungswirkungsquerschnitt besitzt.

Diese beiden Faktoren liegen prinzipiell außerhalb der Kontrolle dieser Meßmethode, vergleiche zur Anlagerung aber Abschn. 4.7.2.

Sehr bedeutsam ist es, die Entwicklung eines ^{55}Fe-Signals in der Kammer zu betrachten, da sich dann zeigt, daß man prinzipiell nur einen Teil der Ladung erhalten kann und für den fehlenden eine Korrektur k ansetzen muß. Das Oszilloskopbild eines solchen Signals ist in Abb. 2.4(a) dargestellt.

In [Blum93], Kapitel 5, wird ausgehend von einer Energiebetrachtung gezeigt, daß das Zeitverhalten der Ladung $Q(t)$, die vom Draht in den Vorverstärker fließt, gegeben ist durch

$$Q(t) = Q_0 \cdot \frac{\ln(1+\frac{t}{t_0})}{2\ln(b/a)}, \tag{3.6}$$

wobei a und b die Radien von Zähldraht und Kammer sind (Zylindersymmetrie angenommen), Q_0 die gesamte Ladung der Lawine und t_0 eine charakteristische Zeit, die sich aus der Ionenmobilität μ und der Feldstärke $E(a)$ an der Drahtoberfläche gemäß

$$t_0 = \frac{a}{2\mu \cdot E(a)} \tag{3.7}$$

ergibt. Sie liegt typisch im Bereich einiger Nanosekunden.

Wenn Signalformungseffekte (Shaping) des Verstärkers keine Rolle spielen, muß der Korrekturfaktor k daher wie folgt gewählt werden:

$$k = \frac{Q_0}{Q(t)} = \left(\frac{\ln(1+\frac{t}{t_0})}{2\ln(b/a)}\right)^{-1}. \tag{3.8}$$

Es gehen zwei Parameter ein: die Ionenmobilität μ und die effektive Sammelzeit t (Integrationszeit). Zahlenwerte von ersterer finden sich zwar zum Beispiel in [Blum93] oder [Fehl83], und eine kurze Zusammenfassung in Tab. 3.2, doch gibt es verschiedene Schwierigkeiten bei der Wahl von μ für die obige Gleichung:

- μ hängt sowohl von der Art der driftenden Ionen *selbst*, wie auch von dem Gas, *in dem* sie driften, ab. Da sich die Art der driftenden Ionen durch Ladungsaustausch ändern kann, kann μ in komplizierter Weise vom Drahtabstand abhängen.

Tabelle 3.2: Ionenmobilität bei geringer Feldstärke (aus [Blum93] und [GDD])

Trägergas	driftendes Ion	Mobilität (cm^2/Vs)
Ne	Ne^+	4.1
Ar	Ar^+	1.54
Ar	$CH_4{}^+$	1.87
Ar	$CO_2{}^+$	1.72
Ar	Methylal$^+$	1.51
CF_4	$CH_4{}^+$	1.06
CF_4	$C_3H_8{}^+$	1.05
Kr	Kr^+	0.96

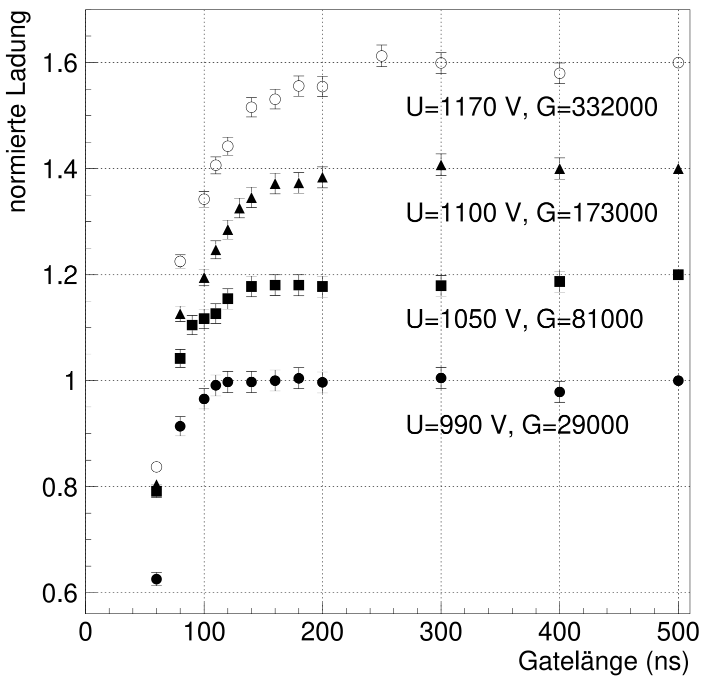


Abbildung 3.16: Registrierte Ladung in Ar:C_3H_8(92:8) bei variierender Gatelänge für vier verschiedene Drahtspannungen U bzw. Gasverstärkungen G, normiert auf diejenige bei 500 ns. Zur besseren Lesbarkeit sind die Kurven um je 0.2 gegeneinander verschoben

- Nur bei kleineren Feldstärken, für Ar^+ Ionen in Argon etwa kleiner als 20 kV/cm, ist μ tatsächlich konstant. Bei großen Feldstärken wird es proportional zu $1/\sqrt{E}$, und erreicht für genanntes Beispiel 0.46 cm^2/Vs bei 300 kV/cm.

Für den Korrekturfaktor muß also eine geeignet gemittelte Mobilität verwendet werden, die aber aufgrund genannter Punkte praktisch nicht schlüssig berechnet werden kann. In dieser Arbeit wird daher pauschal $\mu = 1$ cm^2/Vs angenommen, anhand der gegebenen Zahlenbeispiele ein ungefähr vermittelnder Wert.

Um die effektive Sammelzeit t zu bestimmen, wurde die vom ADC registrierte Ladung bei variierender Gatelänge bestimmt. In Abb. 3.16 sind diese Ergebnisse gezeigt. Mit zunehmender Spannung werden die ^{55}Fe-Signale breiter, daher fällt die Kurve dann früher ab. Die Sammelzeit wird hiernach zu

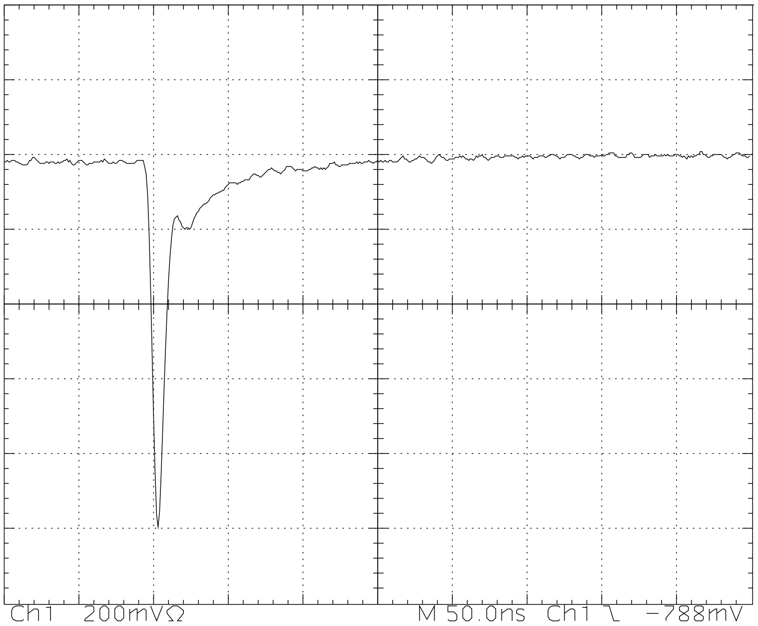


Abbildung 3.17: ^{55}Fe-Signal bei 50000facher Gasverstärkung, gemittelt über zehn einzelne Pulse

t=120 ns gewählt, womit geringere Gasverstärkungen korrekt behandelt werden. Signalverstärkungen von 8×10^4 werden dann um knapp 5%, solche von 1.7×10^5 um etwa 10% unterschätzt.

Der mit diesen Parametern errechnete Korrekturfaktor ist bei allen Messungen angebracht. In der folgenden Tabelle sind einige Zahlenwerte für verschiedene Drahtspannungen U angegeben:

U (V)	1300	1600	1900	2200	2500
k	2.90	2.75	2.63	2.54	2.47

Für 1900 V haben die Ionen die Kathode erst nach $t \approx 87$ μs erreicht. Wie gezeigt wurde, ist aber schon nach ungefähr 120 ns der Strom soweit gefallen, daß das Ausgangssignal unterhalb der Meßbarkeit liegt und daher auch mit einem langen Gate nicht mehr Ladung gesammelt wird. Zudem unterdrückt der Verstärker auch das dann quasi-konstante Signal aufgrund seiner Ausgangskondensatoren und Signalformungseigenschaften.

Nach (3.6) ist der Strom $dQ(t)/dt$ proportional zu $1/(t+t_0)$. Dieses hyperbelartige Verhalten ist in Abb. 2.4(a) und noch deutlicher in Abb. 3.17 zu sehen. Bei letzterer ist das Rauschen durch Mittelung über 10 einzelne Pulse stark unterdrückt.

Die Unsicherheit in k ist im wesentlichen durch die in μ gegeben. Schwankt μ um 30%, so variiert k um 8%. Zusammen mit der kleineren Auswirkung der Unsicherheit in t sind 10% Fehler in der Korrektur eine angemessene Schätzung.

3.4.5 Ableitung sekundärer Meßgrößen

Driftzeit T_D

Die T_D Werte wurden aus den Driftgeschwindigkeitskurven extrahiert, um den Vergleich verschiedener Mischungen zu erleichtern, da die interessante Größe für die Anwendung im Spurkammersystem nicht eigentlich die explizite Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld ist, sondern die volle Driftzeit vom Rand einer Zelle bis zum Draht. Da in Drahtnähe das Feld stark ansteigt und dort

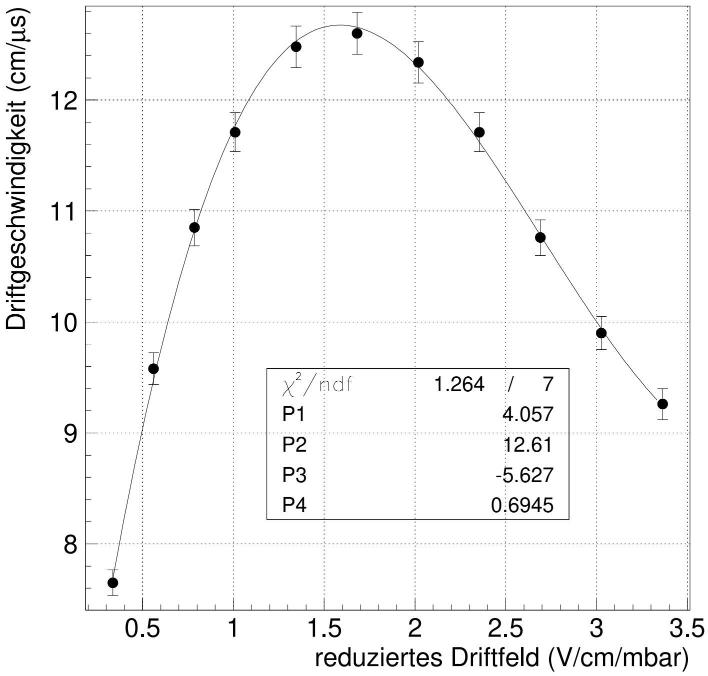


Abbildung 3.18: Anpassung eines Polynoms an gemessene Driftgeschwindigkeiten, hier für die Mischung Ar:CH_4:CF_4(64:6:30)

dessen Stärke weit über der hier erreichbaren liegt, kann diese volle Driftzeit nicht direkt aus diesen Messungen gewonnen werden (vergleiche aber die Definition von ΔT_{peak} in Abschn. 3.4.2). Statt dessen gibt T_D die Driftzeit vom Rand einer 10 mm Zelle bis auf 1 mm Entfernung vom Draht an. Hier liegt das Feld am oberen Ende dieser Messungen, und es ist keine oder nur wenig Extrapolation nötig. Da weiterhin Simulationen mit dem Programm Garfield[6] gezeigt haben, daß die Driftzeit-Orts-Beziehung im allgemeinen grob linear ist, gibt T_D doch auch ein ungefähres Maß für die volle Driftzeit: Diese ist etwa 20% größer als T_D.

T_D wird auf folgende Weise gewonnen: An die Meßwerte wird zunächst ein Polynom, typischerweise dritter oder vierter Ordnung, angepaßt und so eine $v(E)$ Kurve gewonnen, wie in Abb. 3.18 gezeigt ist.

Die Driftzeit dt für eine kleine Strecke dr bei der Feldstärke E ist $dt = dr/v(E)$. T_D ergibt sich durch Integration vom Rand einer 10 mm Wabenzelle bei $b = 5$ mm bis $r = 1$ mm. Nimmt man das radialsymmetrische Feld (2.13) an, so ergibt sich folgende Beziehung:

$$T_D = -\int_b^{1\text{ mm}} \frac{dr}{v(E)} = \frac{V_{soll}}{\ln(b/a)} \int_{E(b)}^{E(1\text{ mm})} \frac{dE}{E^2 v(E)}. \tag{3.9}$$

V_{soll} ist dabei diejenige Drahtspannung, die nach den Gasverstärkungsmessungen eine Signalverstärkung von 2×10^4 in 10 mm Zellen liefert. Sie folgt aus den Diethorn-Parametern.

[6]Garfield, geschrieben von R. Veenhof (CERN), ist ein umfassendes Programm zur Simulation von Driftkammern. Es beinhaltet auch eine Schnittstelle zum Programm Magboltz von Stephen Biagi, daß die Simulation der Transporteigenschaften, wie zum Beispiel Driftgeschwindigkeit und Diffusion, von Gasmischungen erlaubt. Siehe Webseite http://consult.cern.ch/writeup/garfield

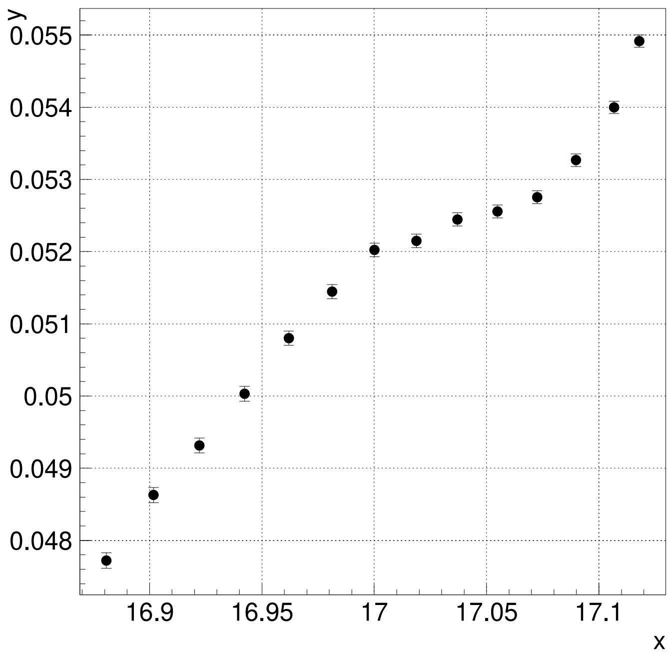


Abbildung 3.19: Gasverstärkung in Ar:CO_2:CF_4(76:8:16) in Diethorn-Darstellung

Der Fehler in T_D ist im wesentlichen durch den Fehler der Driftgeschwindigkeitsmessungen bestimmt, da sich Fehler in V_{soll} kaum auf die Driftzeit auswirken. Die Parametrisierung mit einem Polynom ist, wie beispielhaft in der Abbildung zu sehen ist, sehr gut, daher ist auch der zusätzliche Fehler hierdurch klein. Da der Gesamtfehler (systematisch und statistisch) der Driftgeschwindigkeiten um etwa 2% liegt, sind 3% Genauigkeit für T_D realistisch.

Diethorn-Parameter E_{min} und ΔV

Die nach der Diethorn-Formel (Abschn. 2.2) die Gasverstärkung charakterisierenden Parameter E_{min} und ΔV werden gemäß der in Anschluß an Gleichung (2.20) erklärten Methode bestimmt. Eine solche Auftragung von y gegen x ist in Abb. 3.19 zu sehen.

Aus dem unteren, linearen Bereich ergeben sich durch Geradenanpassung die Parameter und ihre Fehler, wobei die zur Regression verwendeten Meßwerte so gewählt werden, daß das sich ergebende χ^2 ungefähr gleich der Zahl der Freiheitsgrade ist. In dem hier gezeigten Fall sind dies die untersten sieben Werte, und es folgt $E_{min} = (55 \pm 26)$ kV/cm und $\Delta V = (27.9 \pm 0.7)$ V.

Der Grund für das Abknicken der Kurve besteht in Raumladungseffekten durch die Ladungswolke der positiven Ionen in Drahtnähe. Sie setzt das effektive elektrische Feld herab und reduziert so die Gasverstärkung.

Anhand der Skala der Abszisse ist zu erkennen, daß die Bestimmung des Achsenabschnitts der Geraden nur sehr ungenau möglich ist. Da der Achsenabschnitt in die Bestimmung von E_{min} eingeht, ist auch dieser Wert mit großem Fehler behaftet und, wie später zu sehen ist, nur wenig aussagekräftig. Für größere Genauigkeit müßten Messungen bei geringeren Spannungen und daher auch geringeren Gasverstärkungen durchgeführt werden, die hier aber aufgrund der verwendeten Verstärker und des vorhandenen Rauschens nicht möglich und mit Blick auf die vorgesehene Anwendung auch nicht nötig waren.

Kapitel 4

Meßergebnisse

Die mit der vorgehend beschriebenen Apparatur gewonnenen Meßdaten werden in diesem Kapitel, geordnet nach Gasmischungen, vorgestellt. Driftgeschwindigkeits- und Gasverstärkungsmessungen werden in den Unterabschnitten jeweils nacheinander behandelt.

In einer Tabelle sind am Anfang der Abschnitte jeweils für die behandelten Mischungen die wichtigsten charakteristischen Größen zusammengefaßt. Diese umfassen zum einen die Unsicherheit (in Prozent*punkten*) im Anteil der zugemischten Komponente (CF_4 bzw. Ethanol/Methylal), wie sie sich aus der Kalibration der Flußmeter ergibt, den verwendeten W-Wert und die sich daraus ergebende Anzahl von primären Elektronen n_p. Der Mischungsfehler ist konservativ angegeben und als absolute Toleranz, nicht als Standardabweichung aufzufassen. "Exakt" in diesem Zusammenhang bedeutet, daß die Mischung fertig von der DESY-Gasgruppe geliefert wurde, und daher nach deren Spezifikation einen relativen Fehler der Komponenten von weniger als 1% hat.

Zum anderen sind in der Tabelle zum leichteren Vergleich der Mischungen folgende (abgeleitete) Meßwerte angegeben: die Diethorn-Parameter, die mittels dieser Parameter errechnete Sollspannung V_{soll} für 20000fache Gasverstärkung in 10 mm-Zellen und die charakteristische Driftzeit T_D (Abschn. 3.4.5) sowie in einigen Fällen die Zeit ΔT_{peak} (Abschn. 3.4.2).

In die Tabellen sind auch einige Mischungen aufgenommen, für die die Meßkurven nicht explizit gezeigt werden, wenn deren Verhalten ganz analog einer anderen, vorgestellten Messung ist.

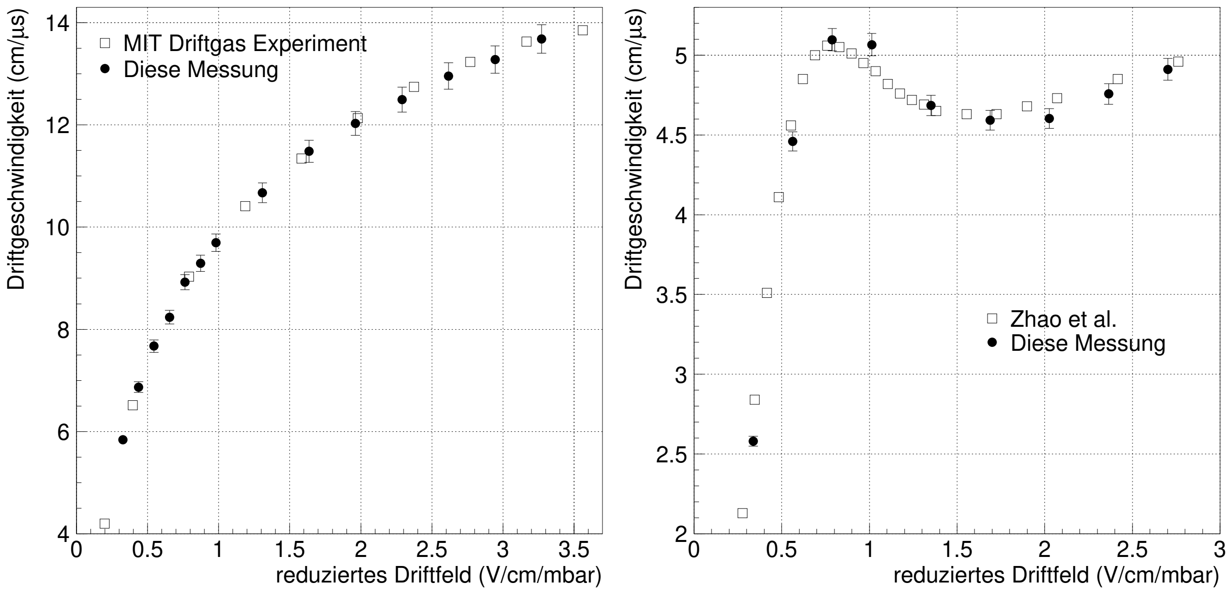
4.1 Vergleich mit existierenden Messungen

Die für diese Vergleiche verwendeten Gasmischungen sind fertig gemischt von der DESY-Gasgruppe geliefert worden.

In Abb. 4.1 sind Vergleiche von Driftgeschwindigkeitskurven mit Messungen der MIT Drift Gas R&D Gruppe bzw. von Zhao et al. gezeigt. Für die hier gemachten Messungen ist der systematische Fehler, wie er in Abschn. 3.4.5 beschrieben worden ist, angegeben. Dieser ist eine konservative Abschätzung. Die statistischen Fehler von maximal 1% sind nur im oberen Bereich der Kurven geringfügig größer als die Symbole und daher nicht separat ausgewiesen. Für die Referenzmessung des MIT wird von der Gruppe ein Fehler von kleiner als 1% angegeben, für die andere Messung liegt keine Fehlerangabe vor. Die Ergebnisse sind in beiden Fällen konsistent.

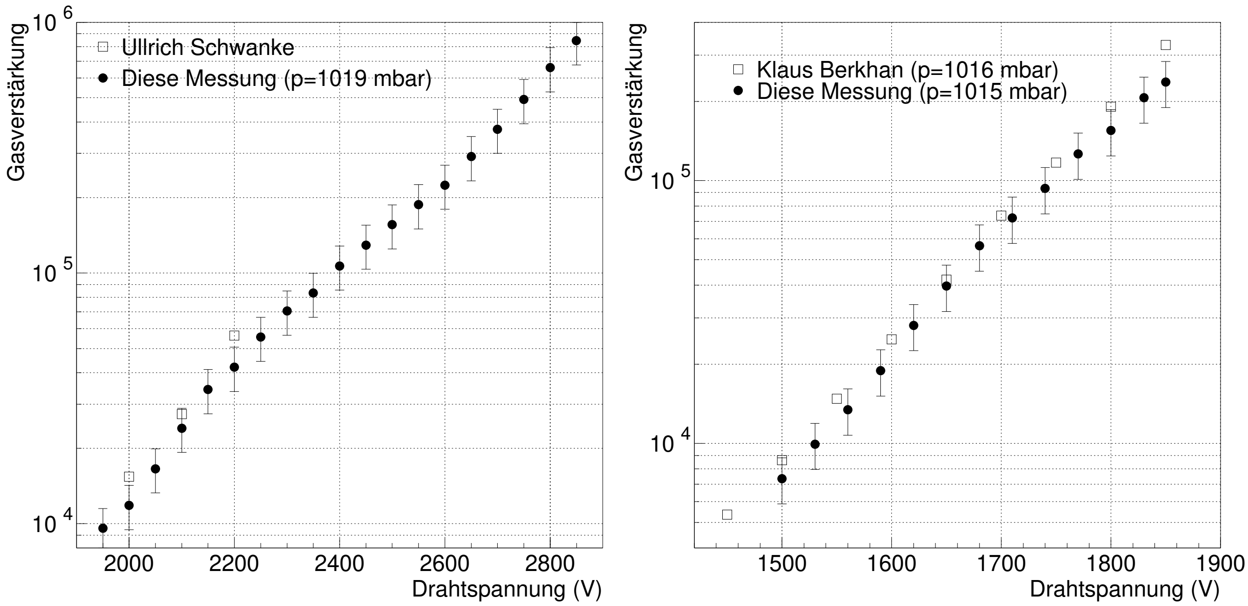
In Tab. 4.1 sind die charakteristischen Größen für CF_4:CH_4(80:20) angegeben. Diejenigen für die anderen Vergleichsmischungen sind in den entsprechenden Abschnitten zu finden.

Auch die beiden in Abb. 4.2 gezeigten Vergleiche der Signalverstärkung in CF_4:CH_4(80:20) (Der Luftdruck bei der Vergleichsmessung ist unbekannt.) und Ar:CH_4:CF_4(74:6:20) zeigen eine gute Übereinstimmung. Für die Messungen dieser Arbeit ist ein systematischer Fehler von 20% angegeben, der



(a) CF_4:CH_4(80:20) [MIT] (b) Ar:CO_2(90:10) [Zhao94]

Abbildung 4.1: Vergleich von Driftgeschwindigkeitsmessungen



(a) CF_4:CH_4(80:20) [Sch96] (b) Ar:CH_4:CF_4(74:6:20) [Ber98]

Abbildung 4.2: Vergleich von Gasverstärkungsmessungen

Tabelle 4.1: Charakteristische Größen von CF_4:CH_4(80:20) (Mischungsverhältnis 'exakt')

W(eV)	n_p	$E_{min}\left(\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{cm}}\right)$	ΔV(V)	V_{soll}(V)	T_D(ns)	ΔT_{peak}(ns)
31.5	189	42±55	55.5±4.2	2350	37.2	25

Tabelle 4.2: Charakteristische Größen von Ar:CH_4:CF_4 Mischungen

Mischung	Fehler	W(eV)	n_p	$E_{min}\left(\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{cm}}\right)$	ΔV(V)	V_{soll}(V)	T_D(ns)	ΔT_{peak}(ns)
92:8:0	exakt	26.5	225	28±19	29.6±1.2	1355	164.9	120
85:7:8	±3	27.0	221	55±25	27.1±0.7	1660	42.5	50
78:7:15	±3	27.4	217	54±26	29.1±0.8	1720	37.4	40
74:6:20	exakt	27.7	215	74±30	24.9±0.6	1800	35.2	40
66:6:28	±5	28.2	211	74±57	27.2±1.2	1900	33.6	35
64:6:30	exakt	28.3	210	69±29	28.8±0.7	1900	33.9	30
59:5:36	±2	28.7	208	52±33	37.9±1.4	1985	33.6	-
47:4:49	±2	29.5	202	59±64	38.2±2.4	2100	34.4	25
20:2:78	±2	31.2	191	47±65	49.3±3.9	2270	35.4	-
7:1:92	±4	32.1	186	46±52	53.0±3.4	2360	36.0	20
0:0:100	exakt	32.6	184	30±16	65.7±2.0	2380	36.5	25

den statistischen (5%) völlig dominiert (vgl. Abschn. 3.4.3). Die Vergleichsmessungen haben einen ähnlich großen, ebenfalls hauptsächlich systematischen Fehler. Sie beruhen auf einer anderen Methode, nämlich der Bestimmung des Stromes, der bei intensiver Bestrahlung der Kammer mit Röntgenstrahlung fließt. Die Signalverstärkung ergibt sich dann aus dem Verhältnis zu dem Ionisationsstrom, der bei geringer Drahtspannung, wenn keine Gasverstärkung auftritt, gemessen wird.

4.2 Ar:CH_4:CF_4 Mischungen

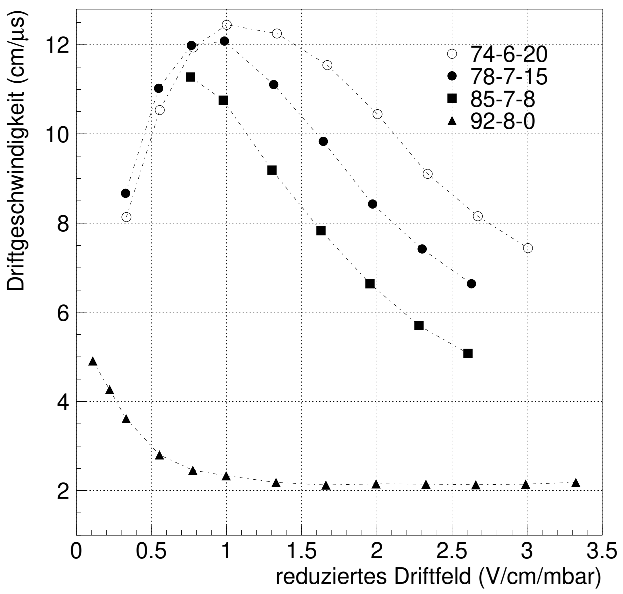
Das vorgemischte Gas ist hier Ar:CH_4(92:8), dem CF_4 beigegeben wird. Die charakteristischen Größen für diese Mischungen sind in Tab. 4.2 aufgelistet.

4.2.1 Driftgeschwindigkeit

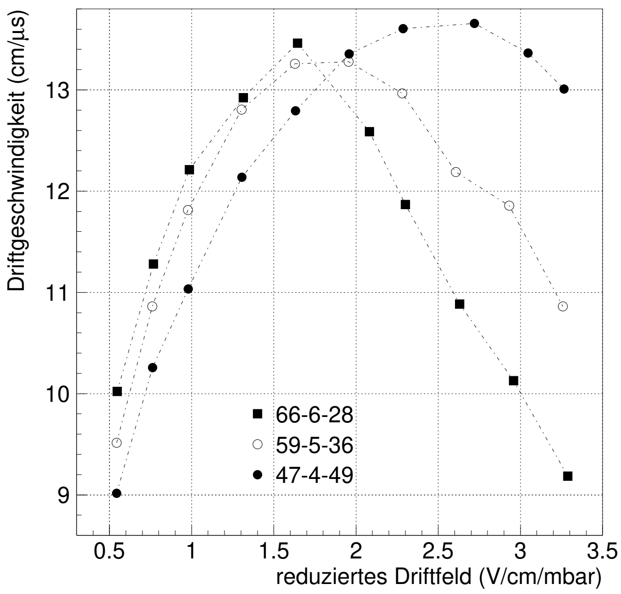
In Abb. 4.3 sind die Meßergebnisse für die Driftgeschwindigkeit in Ar:CH_4:CF_4 Mischungen aufgetragen. Die für die verschiedenen Kurven angegeben Zahlen sind die prozentualen (Volumen-)Anteile der Komponenten. Sie sind gerundet, daher addieren sie sich nicht immer zu genau 100. Da, wie in Abschn. 2.1 gezeigt wurde, die Driftgeschwindigkeit eine Funktion des sogenannten reduzierten elektrischen Feldes E/p ist, wird hier, wie in allen folgenden Graphen, die Geschwindigkeit gegen diese Größe aufgetragen, die in Einheiten von V/(cm · mbar) angegeben ist. Gegenüber der sonst häufig gewählten Einheit V/(cm · Torr)[1] ist hier die Umrechnung auf Atmosphärendruck (1000 mbar) einfach: statt V/(cm · mbar) ist lediglich kV/cm zu lesen.

Wie zu erkennen, wird das ohne Zusatz sehr langsame Gas Ar:CH_4(92:8) schon durch geringe Beimengungen von CF_4 deutlich schneller und erreicht Driftgeschwindigkeiten von mehr als 11 cm/μs. Zunehmende CF_4 Konzentration schiebt dann das bei 15% Zusatz auftauchende Maximum der Kurve zu sukzessive höheren Feldern, bis es ab etwa 60% außerhalb des Meßbereichs liegt. Bei höheren Konzentrationen wird das Gas kaum noch schneller, wie auch an den T_D und ΔT_{peak} Werten in Tab. 4.2 zu sehen ist. Ersterer nimmt sogar für die höchsten CF_4 Konzentrationen wieder etwas zu,

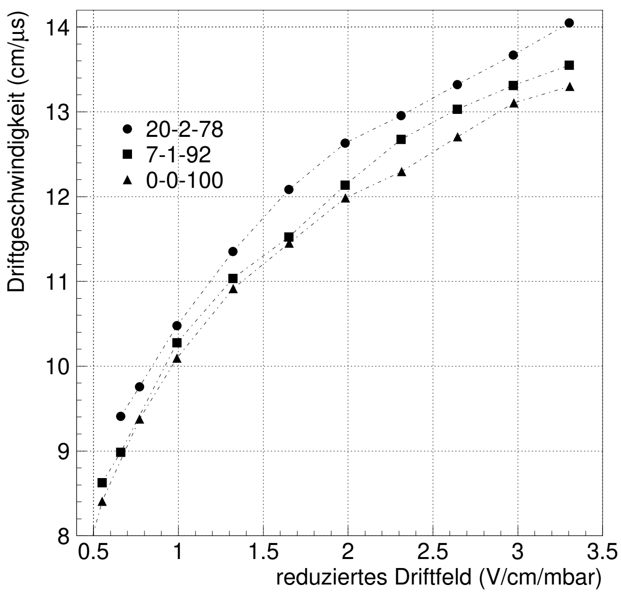
[1] Diese Einheit trägt auch den Namen Townsend.



(a) Geringere CF_4 Konzentration



(b) Mittlere CF_4 Konzentration



(c) Höhere CF_4 Konzentration

Abbildung 4.3: Driftgeschwindigkeit in Ar:CH_4:CF_4 Mischungen

Tabelle 4.3: Charakteristische Größen von Ar:CO_2:CF_4 Mischungen

Mischung	Fehler	W(eV)	n_p	E_{min} $\left(\frac{\text{kV}}{\text{cm}}\right)$	ΔV(V)	V_{soll}(V)	T_D(ns)	ΔT_{peak}(ns)
90:10:0	exakt	27.0	220	33±15	26.5±0.7	1355	86.6	60
76:8:16	±3	27.9	213	55±26	27.9±0.7	1690	64.8	35
65:7:28	±5	28.6	208	69±42	28.7±1.0	1890	61.2	30
56:6:37	±1	29.1	205	70±44	29.5±1.1	1935	56.1	25
54:6:40	exakt	29.3	204	76±49	30.0±1.1	2025	50.0	-
44:5:51	±1	29.9	200	86±70	28.7±1.3	2090	51.8	25
32:4:64	±2	30.6	195	74±45	35.7±1.2	2220	45.6	25
16:2:83	±4	31.6	188	53±30	48.8±1.6	2350	40.4	25
0:0:100	exakt	32.6	184	30±16	65.7±2.0	2380	36.5	25

was das Verhalten dieser Mischungen bei geringen Feldstärken reflektiert: In diesem Bereich werden sie tatsächlich langsamer. Die volle Driftzeit bis zum Draht ändert sich aber nicht oder kaum, wie ΔT_{peak} zeigt.

4.2.2 Gasverstärkung

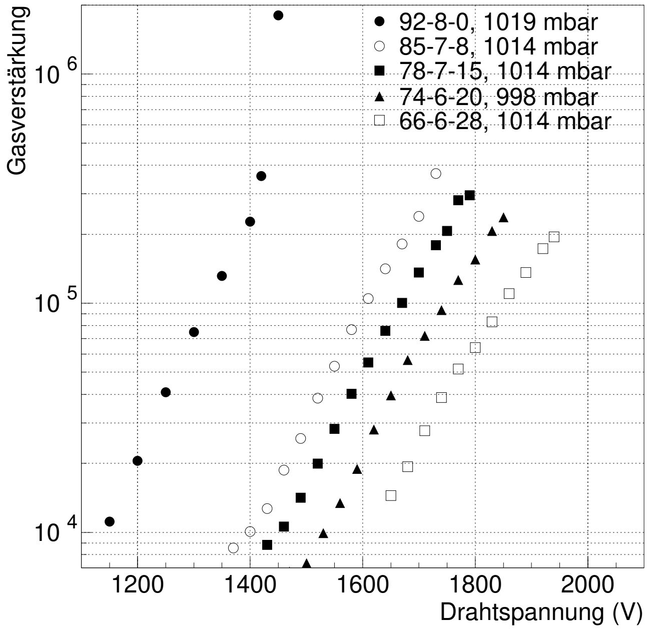
In Abb. 4.4 sind die gemessenen Gasverstärkungen dargestellt. Mit der Diethorn-Formel (2.20) könnten im Prinzip die bei verschiedenen atmosphärischen Drücken gemessenen Werte auf einen Normdruck umgerechnet werden, allerdings natürlich nur innerhalb des Gültigkeitsbereiches der Formel. Nach den in Abschn. 3.4.5 gemachten Bemerkungen erstreckt sich dieser aber nur über den unteren Bereich der Kurve, in dem Raumladungseffekte noch keine Rolle spielen. Daher werden die Kurven hier unkorrigiert, jedoch mit Angabe des Luftdruckes präsentiert. Im Diethorn-Bereich führt eine Zunahme des Luftdrucks um 10 mbar (1%) zu einer Abnahme der Gasverstärkung um etwa 6%. Der genaue Zahlenwert hängt von der Drahtspannung und dem Diethorn-Parameter ΔV ab.

Mit zunehmender CF_4 Konzentration steigt die nötige Spannung für gegebene Verstärkung an. Dies ist zu erwarten, da die Ionisationsenergien von Argon (15.8 eV) und CF_4 (16.2 eV) fast gleich sind, der Wirkungsquerschnitt für Ionisation bei Kollision mit einem Elektron mit genügender Energie bei Argon jedoch viel größer ist, da Argon aufgrund seines einfachen Aufbaus kaum andere Möglichkeiten hat, Energie aufzunehmen, als zu ionisieren. In CF_4 können dagegen Rotations- und Vibrationsfreiheitsgrade angeregt werden, so daß eine größere Zahl von Kollisionen kein weiteres Elektron erzeugt. Dies spiegelt sich in der Zunahme von ΔV mit größer werdender CF_4 Konzentration wieder. E_{min} hat ein Maximum bei mittlerem Mischungsverhältnis und die deutlich kleinsten Werte, wenn nur oder kein CF_4 in dem Gas ist. Dieses Verhalten ist allerdings schwer mikroskopisch zu interpretieren. Der Beginn der Ladungslawine, parametrisiert durch E_{min}, ist bestimmt von dem Punkt, bei dem die mittlere Elektronenenergie genügend groß geworden ist. Die radiale Verteilung der Elektronenenergien ist offensichtlich vom Mischungsverhältnis beeinflußt.

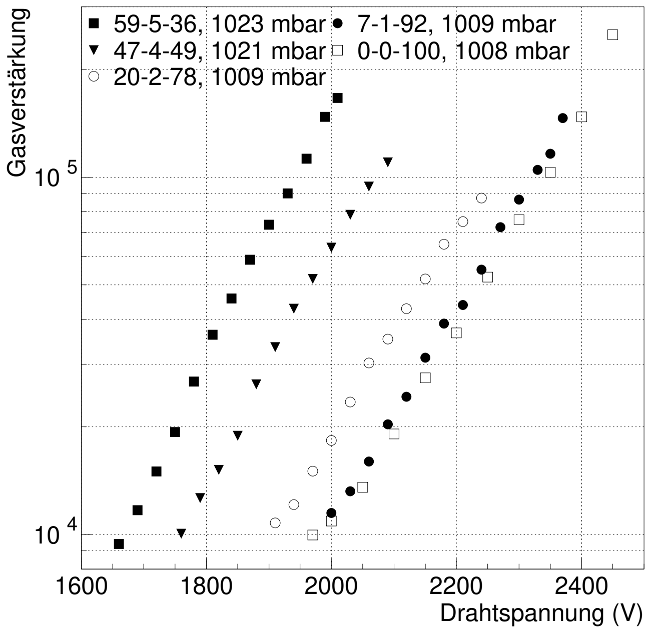
Wie im vorherigen Unterabschnitt ist auch hier zu erkennen, daß schon eine geringe Beimischung von CF_4 einen großen Effekt auf die Gasverstärkung hat.

4.3 Ar:CO_2:CF_4 Mischungen

Hier wird Ar:CO_2(90:10) mit CF_4 vermischt. In Tab. 4.3 sind die wesentlichen Daten dieser Mischungen zusammengefaßt.



(a) Geringere CF_4 Konzentration



(b) Höhere CF_4 Konzentration

Abbildung 4.4: Gasverstärkung in $Ar{:}CH_4{:}CF_4$ Mischungen

Tabelle 4.4: Charakteristische Größen von Ar:C_3H_8:CF_4 Mischungen

Mischung	Fehler	W(eV)	n_p	E_{min} $\left(\frac{\text{kV}}{\text{cm}}\right)$	ΔV(V)	V_{soll}(V)	T_D(ns)
92:8:0	exakt	26.2	228	25±12	22.6±0.6	1100	116.8
74:6:20	exakt	27.5	217	108±31	9.9±0.2	1450	38.9
46:4:50	exakt	29.4	203	158±131	8.7±0.4	1800	37.0

4.3.1 Driftgeschwindigkeit

Die Messungen der Driftgeschwindigkeit in Abb. 4.5 zeigen, im Vergleich mit den Ar:CH_4:CF_4 Mischungen, daß CO_2 die Gase deutlich langsamer werden läßt. Lediglich in der Mischung ganz ohne CF_4 ist es anders: Hier ist CO_2 schneller. Dies ist besonders klar in den T_D Werten zu erkennen (sowie im nächsten Abschnitt). Das Maximum wandert in ähnlicher Weise wie vorher zu höheren Feldstärken.

Interessant ist das relative Verhalten der T_D und ΔT_{peak} Werte in jeweils ähnlichen CO_2 und CH_4 Mischungen. Während T_D für die CO_2 Mischungen in der Tat deutlich größer ist, ist dies für ΔT_{peak} nicht der Fall. Es erreicht in beiden Mischungen bei ca. 40% CF_4 seinen Minimalwert von etwa 25 ns. Bei den Mischungen mit um 16% und 28% CF_4 ist ΔT_{peak} für CO_2 sogar kleiner. Dies wird verständlich, wenn man Abb. 4.5(a) mit 4.3(a) vergleicht und die Feldstärke am Rand der 5 mm bzw. 10 mm Zellen in Betracht zieht. Die große Driftgeschwindigkeit bei kleinen Feldern in CH_4 Mischungen wirkt sich bei 5 mm Zellen praktisch nicht auf die Driftzeit aus, da die minimale Feldstärke dort für die Sollspannung schon bei etwa 1.4 kV/cm liegt. Das Maximum ist in CH_4 zwar höher, aber dafür fällt die Kurve dann auch schneller ab. Dies zeigt, daß T_D eine verläßlichere Aussage über die volle Driftzeit in großen Zellen erlaubt, als die alleinige Betrachtung der Kurven.

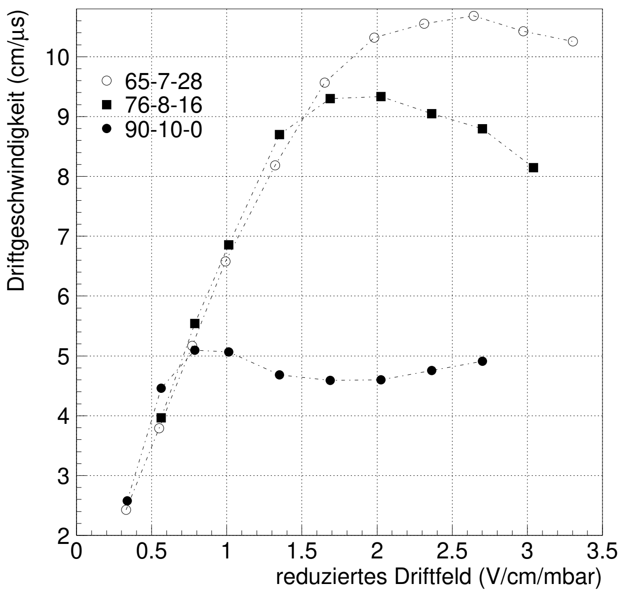
4.3.2 Gasverstärkung

Die gemessenen Gasverstärkungen sind in Abb. 4.6 gezeigt. Das Verhalten ist ganz ähnlich dem in CH_4 Mischungen, auch in Bezug auf die Diethorn-Parameter. Anhand der V_{soll} Werte ist zu sehen, daß bei vergleichbarem Anteil Argon beide Mischungen in etwa die gleiche Gasverstärkung aufweisen. Die Signalverstärkung ist also hier weitgehend unabhängig vom verwendeten Quencher, im Unterschied zu den Driftgeschwindigkeiten. Im folgenden ist dargestellt, daß der Effekt von Propan ein anderer ist.

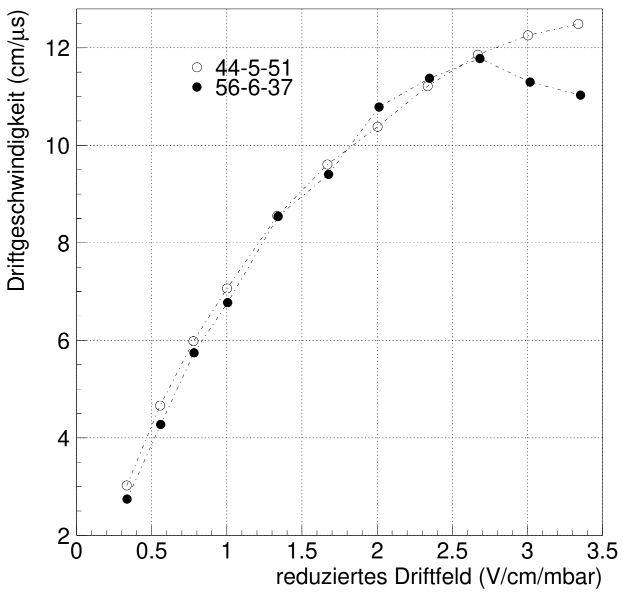
4.4 Propan Beimischung, Vergleich verschiedener Quencher

Ein Grundbaustein für die Formung eines Polymers auf der Kathodenoberfläche, und somit eine wesentliche Ursache für Kammeralterung, ist das CH_3 Radikal, daß sich sehr leicht an ein existierendes Polymer anlagern und es verlängern kann. Da dieses Radikal besonders leicht aus Methan gebildet werden kann, sind möglicherweise schwerere Kohlenwasserstoffe als Quencher in Bezug auf die Alterungseigenschaften von Vorteil. Andererseits haben Erfahrungen der ARGUS-Kollaboration [Mich97] gezeigt, daß starke Alterung mit Isobutan aufgetreten ist. Dies hatte wahrscheinlich mit Verunreinigungen des Gases zu tun, da schwere Kohlenwasserstoffe zunehmend weniger rein destilliert werden können. Aus diesen Gründen wurden hier einige Mischungen mit Propan (C_3H_8) als ein mittelschwerer Kohlenwasserstoff hinsichtlich ihrer Driftgeschwindigkeit und Gasverstärkung untersucht.

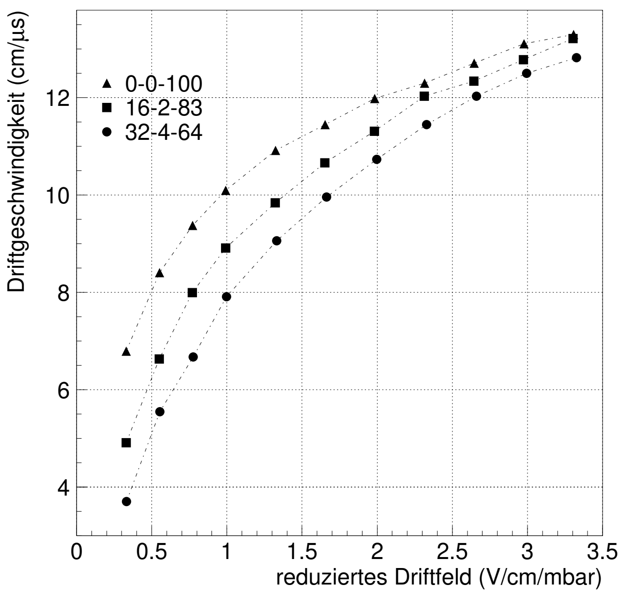
Vergleichbare Mischungen mit CH_4, CO_2 bzw. C_3H_8 als Quencher werden jeweils zusammen in einer Abbildung präsentiert, um einen leichten Vergleich zu ermöglichen. Die Mischungsverhältnisse stimmen nicht immer exakt überein, jedoch ist der Trend bei Variation des Quenchers trotzdem eindeutig erkennbar. Die charakteristischen Größen sind in Tab. 4.4 zu finden (Werte für ΔT_{peak} wurden nicht aufgenommen).



(a) Geringere CF_4 Konzentration



(b) Mittlere CF_4 Konzentration



(c) Höhere CF_4 Konzentration

Abbildung 4.5: Driftgeschwindigkeit in $Ar:CO_2:CF_4$ Mischungen

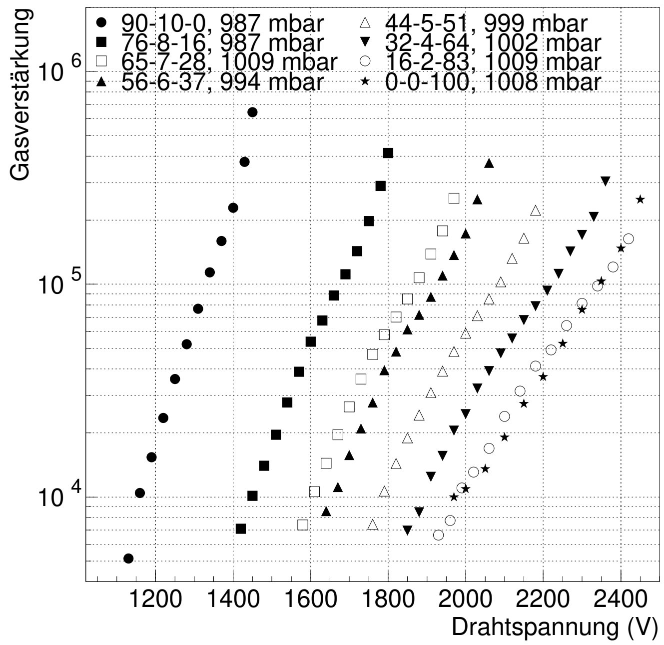


Abbildung 4.6: Gasverstärkung in Ar:CO_2:CF_4 Mischungen

4.4.1 Driftgeschwindigkeit

In Abb. 4.7(b) und (c) ist zu erkennen, daß bei Mischungen mit CF_4 Propan nur eine geringfügig kleinere Driftgeschwindigkeit als Methan hat, CO_2 dagegen deutlich langsamer ist. Die in Abb. 4.7(a) gezeigte Mischung ohne CF_4 zeigt gerade ein umgekehrtes Verhalten: Hier ist die CO_2 Mischung die schnellste, jedoch sind alle Gase, wie zu erwarten, absolut sehr langsam. Für größere Driftgeschwindigkeiten ist CF_4 unerläßlich.

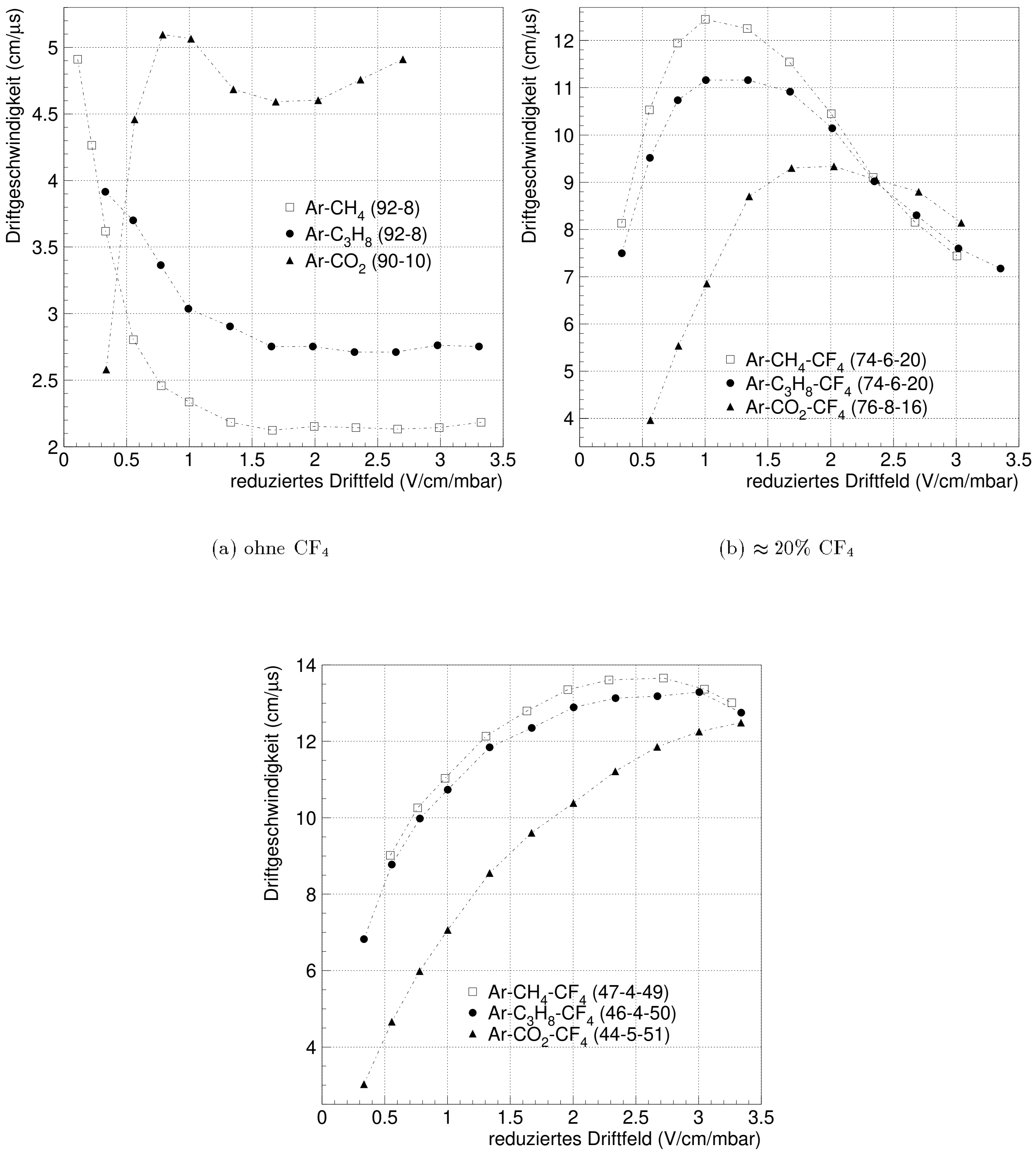
4.4.2 Gasverstärkung

Aus den Kurven in Abb. 4.8 und aus V_{soll} ist ersichtlich, daß eine gegebene Gasverstärkung in Mischungen mit Propan bei etwa 250 V weniger Spannung erreicht wird, während zwischen CH_4 und CO_2 praktisch kein Unterschied besteht. Das gleiche beobachtet man auch in den nicht gezeigten Mischungen mit etwa 20% CF_4.

Der Diethorn-Parameter ΔV verhält sich hier ganz anders als bei den bisherigen Mischungen: Er fällt bei Zugabe von CF_4 stark ab. Möglicherweise hängt dies mit dem in Abschn. 4.6.2 beschriebenen Prozeß zusammen, allerdings ist kein Mechanismus offensichtlich, der diese Variation bewirken könnte.

4.5 Beimischung von Ethanol

Verschiedentlich hat sich in Experimenten gezeigt, daß durch eine geringe Beimengung von Alkohol zu dem Driftgas die Alterungsbeständigkeit der Kammern um ein Vielfaches erhöht werden kann, und in einigen Fällen konnten sogar schon durch Ablagerungen geschädigte Kammern durch Alkoholzusatz wieder normal betrieben werden ([Kad91],[Vav86]). Der Mechanismus hierfür ist nicht sehr gut verstanden, allerdings wird angenommen, daß der Sauerstoff in den Verbindungen Polymerisation stoppt

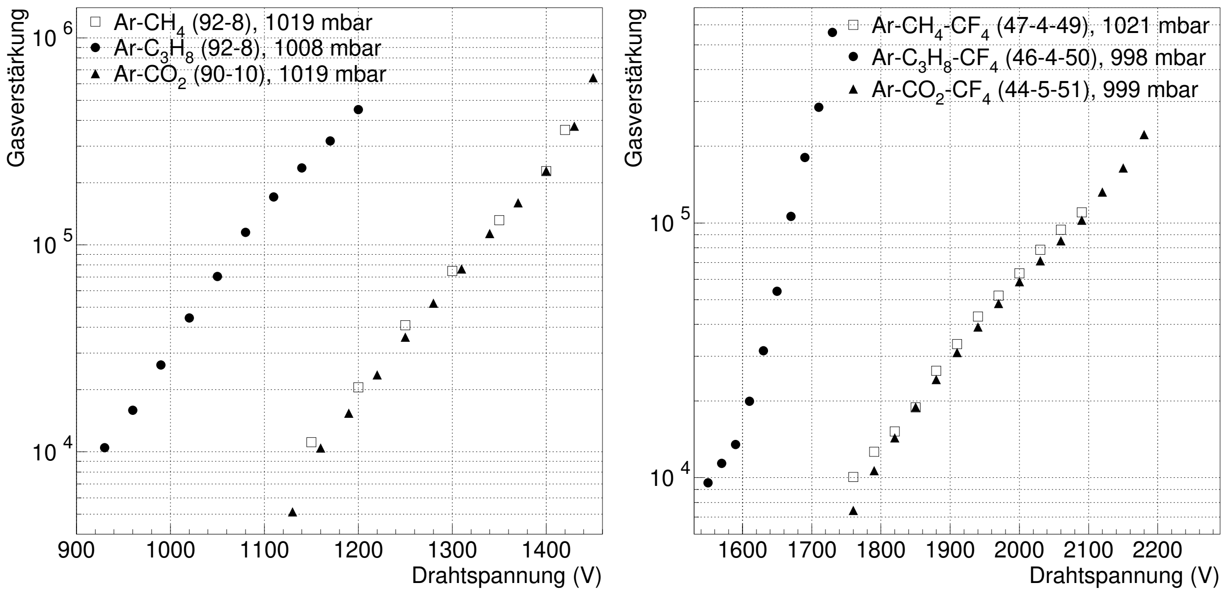


(a) ohne CF_4

(b) $\approx 20\%$ CF_4

(c) $\approx 50\%$ CF_4

Abbildung 4.7: Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen Quenchern



(a) ohne CF_4

(b) $\approx 50\%$ CF_4

Abbildung 4.8: Gasverstärkung bei verschiedenen Quenchern

oder behindert. Möglicherweise sind auch geringe Mengen Wasser, die üblicherweise selbst in reinsten Alkoholen enthalten sind, hilfreich, indem sie die Leitfähigkeit einer schon gebildeten, isolierenden Schicht erhöhen. Darüberhinaus haben Alkohole noch weitere Vorteile:

- Sie sind sehr gute Quencher wegen ihrer breitbandigen Absorptionsfähigkeit für UV-Photonen, und dissoziieren eher, als daß sie ionisieren.
- Sie haben eine geringe Ionisationsenergie (Ethanol 10.5 eV) und können daher mit anderen Ionen leicht Ladung austauschen. Wie in Abschn. 2.3 erläutert wurde, kann daher Elektronenemission aus der Kathode bei der Neutralisation der Ionen vermieden werden. Auch dort dissoziieren die Alkohole bevorzugt.
- Aufgrund der hohen Elektronegativität von Sauerstoff werden dissoziierte Moleküle relativ leicht wieder zusammengesetzt.

Alkohole sind daher attraktive Zusätze für das Driftkammergas, wobei allerdings deren Auswirkung auf die Driftgeschwindigkeit zu bedenken ist. Diese und die Gasverstärkung wurden für Ethanol untersucht. Die Zusammenfassung ist in Tab. 4.5 zu finden, wobei zur besseren Übersicht auch die entsprechenden Mischungen ohne Zusatz mit aufgenommen sind. W-Wert und Zahl primärer Elektronen werden für Mischungen mit und ohne Ethanol als gleich angenommen, da der Zusatz prozentual klein ist. Alle Messungen zu einer Grundmischung wurden nacheinander, ohne Neueinstellung der Flußmeter, durchgeführt, daher sollten die Mischungsverhältnisse einer Serie identisch sein. Der Fehler der Beimischung in Prozentpunkten ist in der entsprechenden Zeile angegeben.

Tabelle 4.5: Charakteristische Größen von Mischungen mit Ethanol

Mischung	Fehler	W(eV)	n_p	E_{min} $\left(\frac{kV}{cm}\right)$	ΔV(V)	V_{soll}(V)	T_D(ns)
$Ar:CH_4:CF_4$(78:7:15)	±3	27.4	217	54±26	29.1±0.8	1720	37.4
+ 1.0% Ethanol	±0.3	"	"	85±23	20.1±0.3	1725	45.4
+ 2.0% Ethanol	±0.1	"	"	90±27	18.1±0.3	1685	57.7
$Ar:CH_4:CF_4$(66:6:28)	±5	28.2	211	74±57	27.2±1.2	1900	33.6
+ 1.0% Ethanol	±0.3	"	"	116±38	15.2±0.3	1815	46.8
+ 2.0% Ethanol	±0.1	"	"	115±37	15.2±0.3	1800	60.7
$Ar:CH_4:CF_4$(59:5:36)	±2	28.7	208	27±57	52.7±6.3	1985	33.6
+ 1.0% Ethanol	±0.3	"	"	132±42	14.8±0.3	1920	45.9
+ 2.0% Ethanol	±0.1	"	"	149±72	12.0±0.3	1910	56.7
$Ar:CO_2:CF_4$(65:7:28)	±5	28.6	208	69±42	28.7±1.0	1890	61.2
+ 1.0% Ethanol	±0.3	"	"	92±39	20.1±0.5	1795	81.2
+ 2.0% Ethanol	±0.1	"	"	89±38	20.2±0.5	1775	94.8
$Ar:CO_2:CF_4$(44:5:51)	±1	29.9	200	86±70	28.7±1.3	2090	51.8
+ 0.7% Ethanol	±0.2	"	"	140±39	16.2±0.3	2060	58.0
+ 1.0% Ethanol	±0.3	"	"	103±65	22.3±0.8	2005	66.9
+ 2.0% Ethanol	±0.1	"	"	123±63	17.9±0.5	1990	81.5

4.5.1 Driftgeschwindigkeit

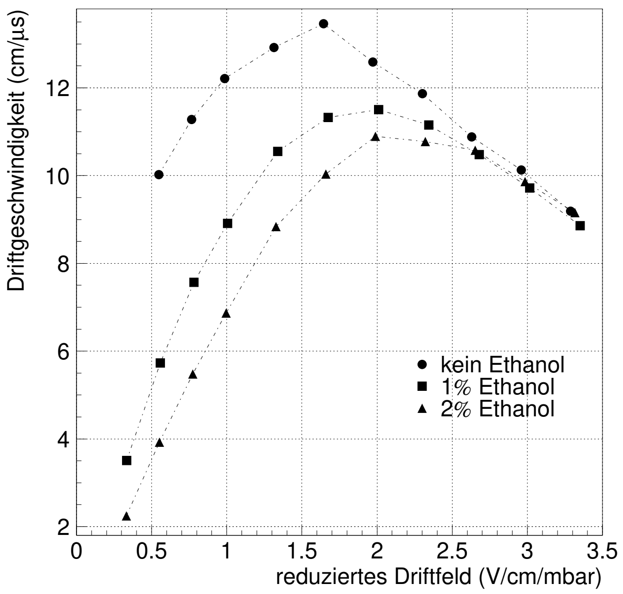
Beispiele für Driftgeschwindigkeitskurven in Mischungen mit Ethanolzugabe sind in Abb. 4.9 aufgetragen. Hieran, wie auch an den T_D Werten, wird deutlich, daß Ethanol die Driftgeschwindigkeit in $Ar:CH_4:CF_4$ Mischungen erheblich reduziert. Geringfügig weniger ausgeprägt scheint der Effekt bei CO_2 enthaltenden Mischungen zu sein. Wenn man aber direkt die Driftzeit T_D vergleicht, so findet man in beiden Fällen, daß ein Prozent Beimischung sie um etwa ein Drittel, zwei Prozent um knapp zwei Drittel erhöht. In allen gezeigten Fällen, außer in Abb. 4.9(d), wo das Maximum außerhalb des Meßbereichs liegt, ist zu sehen, daß die maximale Driftgeschwindigkeit durch Ethanol kleiner wird und erst bei höheren Feldstärken auftritt.

Ethanol hat ein recht hohes Dipolmoment von 5.6×10^{-30} Cm, nur etwas weniger als das von Wasser (6.2×10^{-30} Cm), und daher einen hohen Wirkungsquerschnitt für Streuung von Elektronen. Damit ist in dem in Abschn. 2.1 beschriebenen Modell die kleine Driftgeschwindigkeit leicht verständlich: Nach (2.9) ist die Driftgeschwindigkeit u der Wurzel aus dem Wirkungsquerschnitt σ umgekehrt proportional.

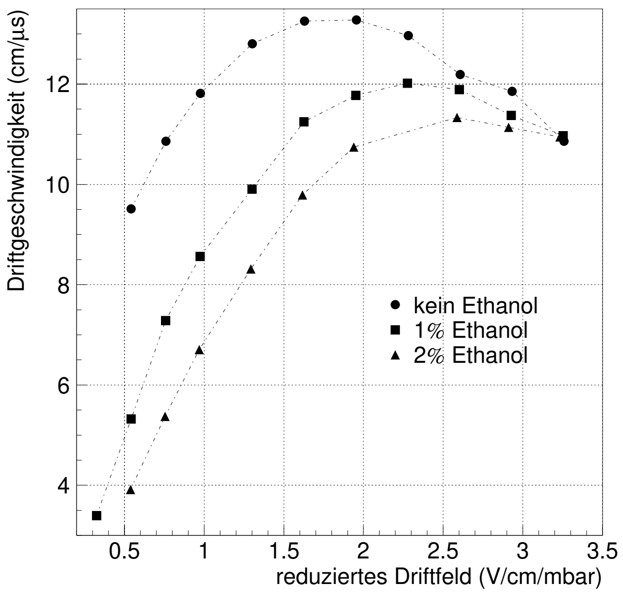
ΔT_{peak} Werte können in Mischungen mit Ethanol nicht bestimmt werden, da keine sekundären Spitzen im Oszilloskopbild zu erkennen sind. Dies kann mit sehr gutem Quenchverhalten erklärt werden: Es treten keine sekundären Lawinen auf, da keine Photonen bis zur Kathode gelangen, auch wenn bei hoher Gasverstärkung ihr Fluß hoch ist.

4.5.2 Gasverstärkung

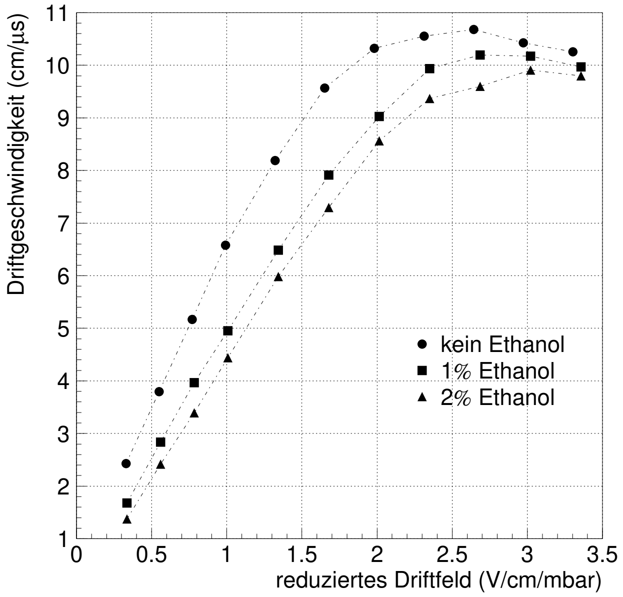
Für gleiche Gasverstärkung benötigt man in Mischungen mit Ethanol etwa 100 V weniger Spannung als ohne Zusatz, wie aus Abb. 4.10 zu ersehen ist. Dabei machen ein oder zwei Prozent Beimischung kaum einen Unterschied, und schon bei nur 0.7% ist der Effekt beträchtlich. Zu bemerken ist auch ein qualitativer Unterschied: Während die Kurve der Grundmischung im oberen Teil flacher verläuft, ist dies für Ethanolbeimischung nicht der Fall. Deutlich ist, daß mit Ethanol E_{min} sehr viel größer, ΔV merklich kleiner wird. Dies wird im nächsten Abschnitt kommentiert.



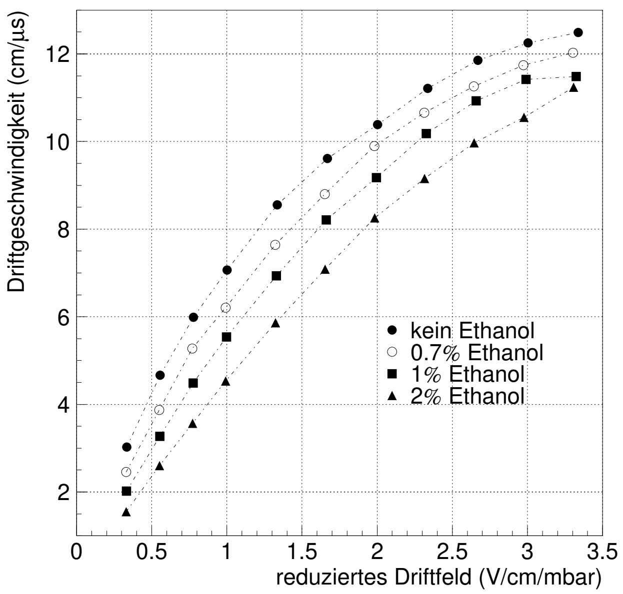
(a) Ar:CH_4:CF_4(66:6:28)



(b) Ar:CH_4:CF_4(59:5:36)

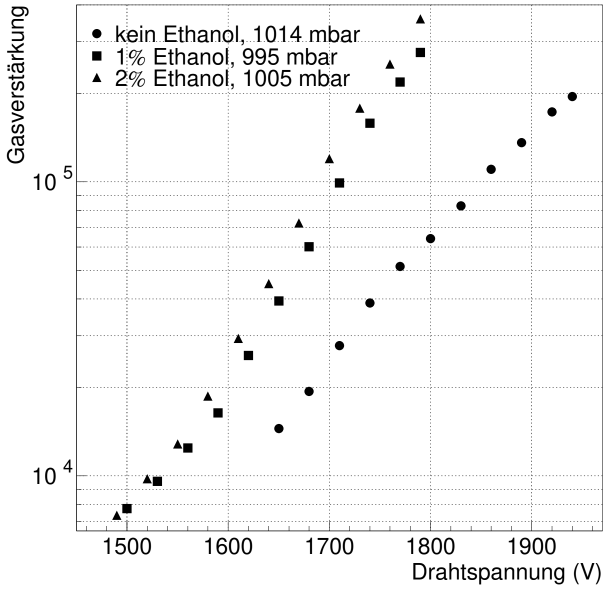


(c) Ar:CO_2:CF_4(65:7:28)

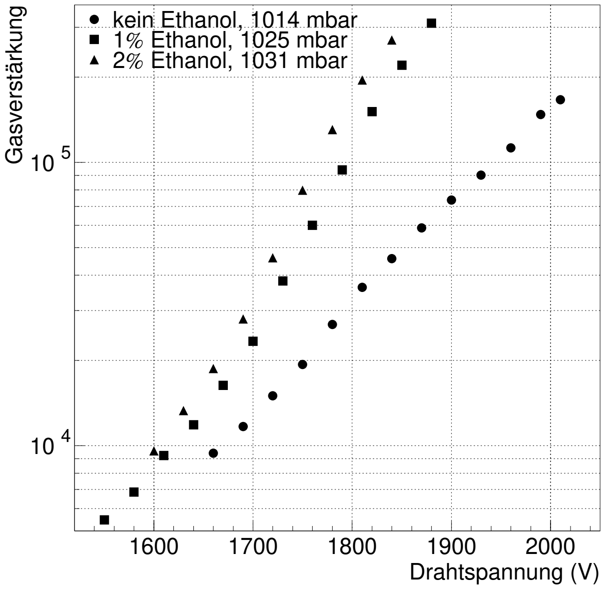


(d) Ar:CO_2:CF_4(44:5:51)

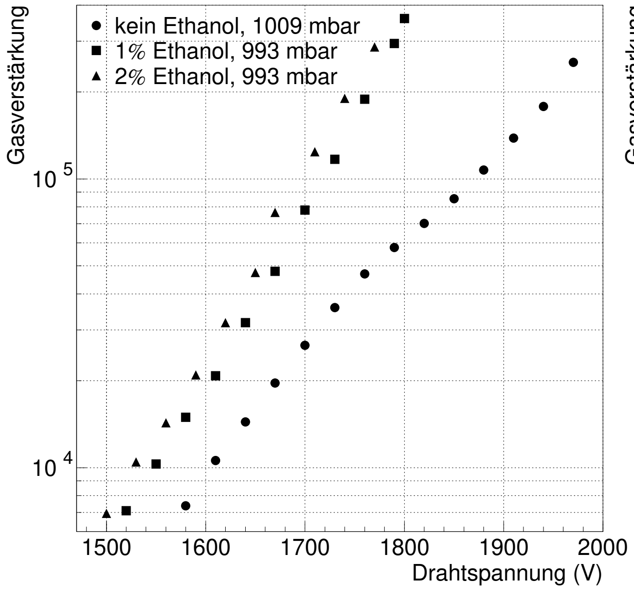
Abbildung 4.9: Driftgeschwindigkeit in Mischungen mit Ethanol



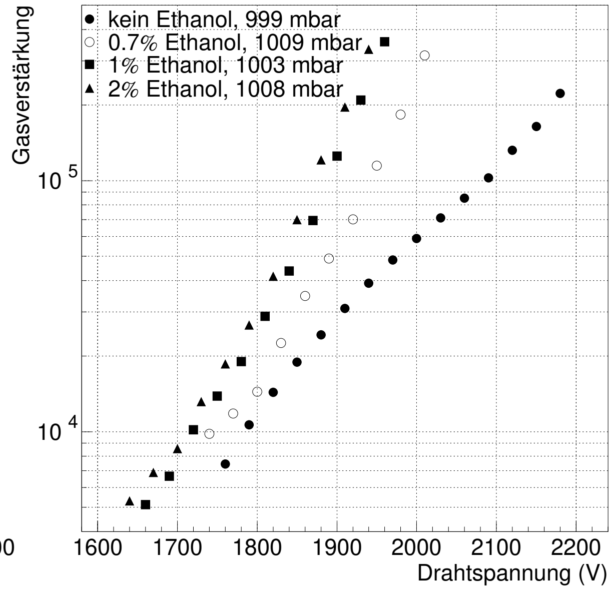
(a) Ar:CH_4:CF_4(66:6:28)



(b) Ar:CH_4:CF_4(59:5:36)



(c) Ar:CO_2:CF_4(65:7:28)



(d) Ar:CO_2:CF_4(44:5:51)

Abbildung 4.10: Gasverstärkung in Mischungen mit Ethanol

Tabelle 4.6: Charakteristische Größen von Mischungen mit Methylal

Mischung	Fehler	W(eV)	n_p	E_{min} $(\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{cm}})$	ΔV(V)	V_{soll}(V)	T_D(ns)
$Ar:CH_4:CF_4$(74:6:20)	exakt	27.7	215	74±30	24.9±0.6	1800	35.2
+ 2.0% Methylal	±0.7	"	"	136±48	8.4±0.2	1590	44.7
$Ar:CO_2:CF_4$(63:7:30)	exakt	28.7	208	-	-	-	-
+ 0.7% Methylal	±0.4	"	"	107±42	18.5±0.4	1870	60.2
+ 1.8% Methylal	±0.7	"	"	117±65	14.0±0.3	1740	69.2
$Ar:CO_2:CF_4$(54:6:40)	exakt	29.3	204	76±49	30.0±1.1	2025	50.0
+ 0.9% Methylal	±0.5	"	"	137±123	14.1±0.7	1925	53.5
+ 2.0% Methylal	±0.7	"	"	141±99	11.7±0.5	1825	58.6
+ 2.9% Methylal	±0.9	"	"	140±66	11.2±0.3	1790	61.9
$Ar:C_3H_8:CF_4$(74:6:20)	exakt	27.5	217	108±31	9.9±0.2	1450	38.9
+ 2.3% Methylal	±0.8	"	"	82±24	14.2±0.2	1435	46.5
+ 3.5% Methylal	±1.0	"	"	67±20	17.7±0.3	1440	50.9

4.6 Beimischung von Methylal

Aus im wesentlichen den gleichen Gründen wie bei Ethanol ist auch Methylal eine vorteilhafte Beimischung. Es hat sogar ein noch etwas geringeres Ionisationspotential (9.7 eV). Seine Strukturformel ist wie folgt:

$$\begin{array}{ccccccccc} & & \mathrm{H} & & \mathrm{H} & & \mathrm{H} & & \\ & & | & & | & & | & & \\ \mathrm{H} & - & \mathrm{C} & -\mathrm{O}- & \mathrm{C} & -\mathrm{O}- & \mathrm{C} & - & \mathrm{H} \\ & & | & & | & & | & & \\ & & \mathrm{H} & & \mathrm{H} & & \mathrm{H} & & \end{array}$$

Wegen des symmetrischen Aufbaus hat es kein statisches Dipolmoment. Daher ist zu erwarten, daß es sich weniger gravierend als Ethanol auf die Driftgeschwindigkeit auswirkt

Die charakteristischen Größen hierzu sind in Tab. 4.6 aufgelistet. Für $Ar:CO_2:CF_4$(63:7:30) wurden keine Meßwerte ohne Methylal aufgenommen.

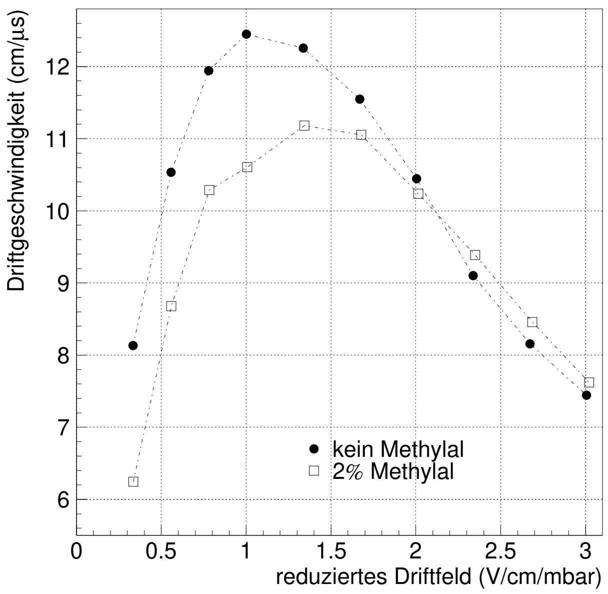
4.6.1 Driftgeschwindigkeit

Es ist in Abb. 4.11 wie in den T_D Werten die geringere Verlangsamung des Gases durch Methylal, verglichen mit Ethanol, klar zu erkennen. In der CO_2 Mischung ist die Abnahme der Driftgeschwindigkeit am schwächsten. In Zahlen ausgedrückt wird T_D für 2% Methylal in $Ar:CH_4:CF_4$(74:6:20) oder für 3.5% in $Ar:C_3H_8:CF_4$(76:6:20) 1.3fach vergrößert und für 2.9% in $Ar:CO_2:CF_4$(54:6:40) 1.2fach. Dies ist ein klarer Vorteil von Methylal gegenüber Ethanol, da man vermutlich, um die erwähnten positiven Effekte zu erhalten, zumindest einige Prozent dem Driftgas zusetzen muß.

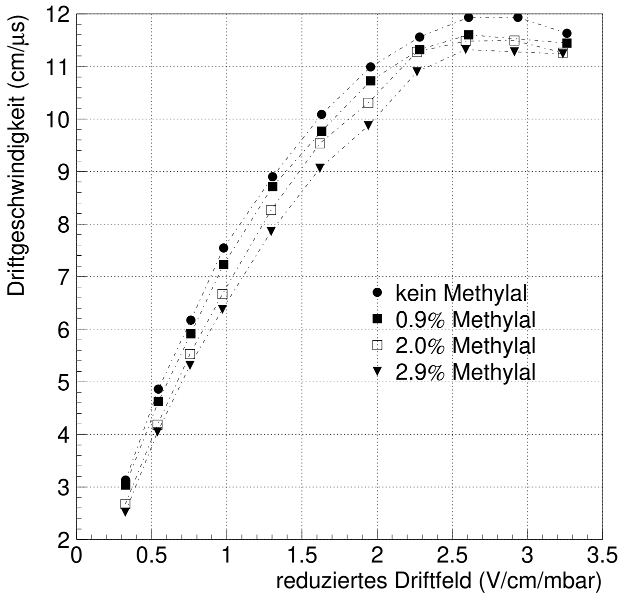
4.6.2 Gasverstärkung

An den Gasverstärkungskurven in Abb. 4.12 ist vor allem das qualitativ andere Verhalten der Propanmischung interessant, besonders auch im Zusammenhang mit dem in Abschn. 4.4 beschriebenen Eigenschaften von Propan ohne Zusatz. Im Gegensatz zu allen Ethanol- und den sonstigen Methylalbeimischungen ändert sich hier die Gasverstärkung kaum. Auch in E_{min} und ΔV ist dieser Unterschied deutlich.

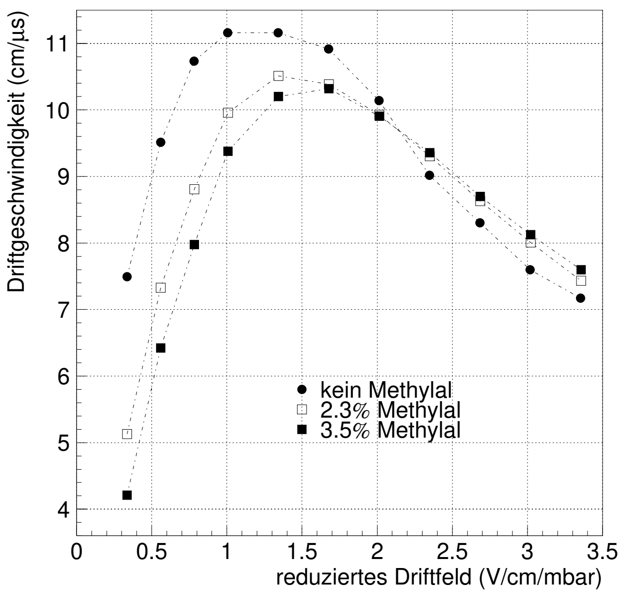
Diese Beobachtungen erlauben eine mögliche Erklärung des Verhaltens der verschiedenen Quencher in Bezug auf die Gasverstärkung. Dazu seien die im folgenden angegeben Ionisationsenergien betrachtet (aus [CRC97]):



(a) Ar:CH_4:CF_4(74:6:20)

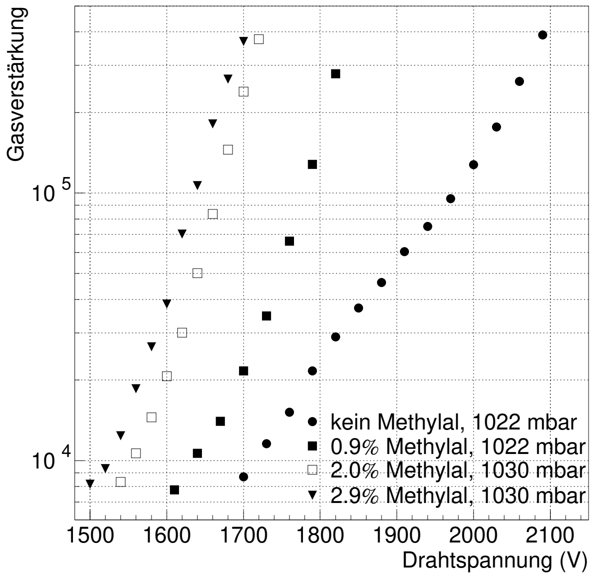


(b) Ar:CO_2:CF_4(54:6:40)

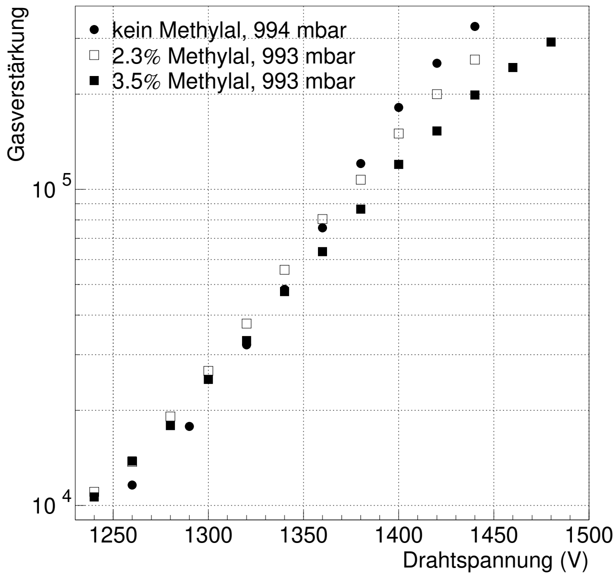


(c) Ar:C_3H_8:CF_4(74:6:20)

Abbildung 4.11: Driftgeschwindigkeit in Mischungen mit Methylal



(a) Ar:CO_2:CF_4(54:6:40)



(b) Ar:C_3H_8:CF_4(74:6:20)

Abbildung 4.12: Gasverstärkung in Mischungen mit Methylal

CH_4	CO_2	C_3H_8	Ethanol	Methylal
12.6 eV	13.8 eV	11.0 eV	10.4 eV	9.7 eV

Der erste angeregte Zustand von Argon liegt bei 11.5 eV [Fehl83]. Daher können also CH_4 und CO_2 von angeregten Argon-Atomen nicht ionisiert werden, jedoch die anderen Moleküle. Wegen des hohen Anteils von Argon an den Mischungen und also der großen Zahl von angeregten Argon-Atomen, kann dieser Mechanismus die im Mittel nötige Energie $e\Delta V$ zur Erzeugung eines weiteren freien Elektrons in der Lawine merklich herabsetzten. Dies ist an den ΔV Werten in Tab. 4.5 und 4.6 auch deutlich zu erkennen. Dieser Prozeß sättigt offensichtlich recht schnell, da nach Abb. 4.10 ein oder zwei Prozent Ethanol kaum eine Veränderung in der Gasverstärkung bewirken. Ebenso ist es bei Zugabe von Methylal in eine Propanmischung. Der Mechanismus ist schon durch die im Verhältnis zu Methylal große Menge Propan gesättigt.

Daß in diesem letzten Fall bei größerer Spannung sogar etwas weniger Gasverstärkung mit Methylal als ohne gefunden wird, kann wahrscheinlich aufgrund des sehr guten Quenchverhaltens des Zusatzes verstanden werden. Ohne Methylal gehen sekundäre Lawinen, ausgelöst durch Photoeffekt aus der Kathode, in die gemessene Ladung mit ein, die daher erhöht wird.

4.7 Studien zur Energieauflösung

Zur Messung der Energieauflösung wurden ^{55}Fe-Spektren mit einer größeren Zahl von Einträgen, typischerweise 10000 bis 20000, aufgenommen, da nur so eine Bestimmung dieser Größe mit genügender Genauigkeit möglich ist. Wegen der relativ langen Zeit, die hierfür benötigt wird (hauptsächlich bestimmt durch die Verarbeitungsgeschwindigkeit von LabVIEW), wurde dies nur für eine Auswahl von Mischungen durchgeführt.

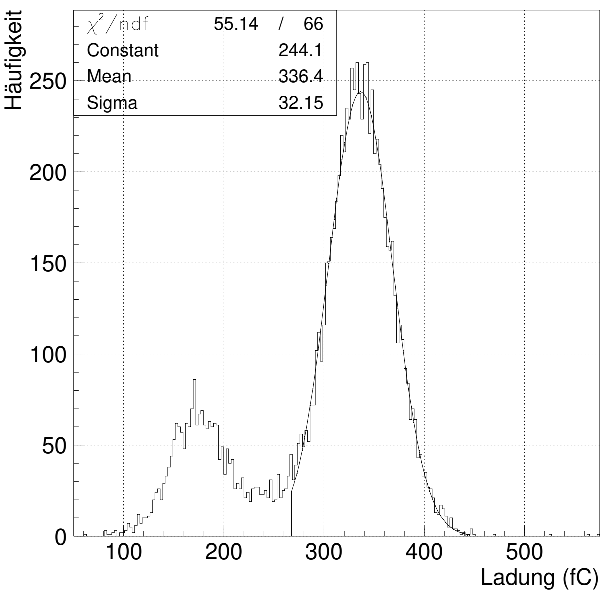


Abbildung 4.13: Anpassung einer Gaußkurve an ein ADC-Spektrum. Mischung Ar:C_3H_8(92:8), Drahtspannung 1000 V, Gasverstärkung 31000.

In diesem Abschnitt werden einige Ergebnisse hinsichtlich der Variation der Auflösung mit der Gaskomposition und der Gasverstärkung vorgestellt.

4.7.1 Prinzip

Die Energieauflösung R wird durch Anpassen einer Gaußkurve an das Spektrum ermittelt und ist hier definiert als

$$R = 2.35 \cdot \frac{\sigma}{\mu}, \tag{4.1}$$

wobei σ und μ Standardabweichung und Mittelwert der Kurve sind, und der Zahlenfaktor die Standardabweichung in die volle Breite auf halber Höhe (FWHM) umrechnet, die die übliche Vergleichsgröße solcher Messungen ist.

Der Bereich des Spektrums, an den die Anpassung erfolgt, wird so gewählt, daß sich ein χ^2 pro Freiheitsgrad von etwa eins ergibt. Ein Beispiel ist in Abb. 4.13 gezeigt. Dort ist $R = (22.5 \pm 0.2)\%$.

In vielen Fällen ist allerdings dem gaußförmigen Maximum noch ein Untergrund überlagert, der, da leider keine Vergleichsmessungen ohne Eisenquelle vorliegen, schlecht zu parametrisieren und nur grob aus dem Bereich außerhalb der Eisenspitze abzuschätzen ist. Eine brauchbare Anpassung ergibt sich dann meist mit einer Gaußfunktion plus einem Polynom zweiten Grades, allerdings kann nicht immer ein gutes χ^2 erreicht werden. Die Unterschiede in R bei verschiedenen Anpassungsfunktionen belaufen sich in solchen Fällen auf einige Prozentpunkte. Das grundsätzliche Verhalten der gemessenen Auflösungsfunktionen wird hierdurch aber nicht berührt. Die angegebenen Fehler sind die sich aus der gewählten Anpassung ergebenden statistischen.

Ursprung des Nebenmaximums

Die Konfiguration der Elektronen in Argon ist $(1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^2(3p)^6$: Die K- und L-Schale ist vollständig, die M-Schale teilweise besetzt. Wird nun durch ein Photon ein Elektron aus der K-Schale herausgeschlagen, so fallen Elektronen höherer Schalen unter Aussendung charakteristischer Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronen in die freigewordene Lücke. Die Photonen verlassen mit großer Wahrscheinlichkeit den Zähler, die Auger-Elektronen jedoch gehen in die vom K-Schalen Elektron ausgelöste Lawine ein, da diese Hüllenprozesse auf der Zeitskala der Lawinenbildung sehr schnell ablaufen. In diesem Fall entspricht die Ladung der Lawine daher der Energie des ursprünglichen Photons, im anderen dagegen fehlt die Bindungsenergie der K-Schale. Dann entstehen weniger Primärelektronen, und es bildet sich im ADC-Spektrum ein zweites Maximum bei geringerer Ladung aus, wie es in der Abbildung zu sehen ist.

Da die 5.9 keV Photonen der Eisenquelle praktisch nur K-Elektronen freisetzten, folgt aus der Kleinheit dieses Maximums, daß der Auger-Prozeß gegenüber Röntgenemission stark dominiert. Tatsächlich ist bekannt, daß in Argon die Wahrscheinlichkeit für den Auger-Effekt (Auger-Koeffizient) größer als 70% ist ([Hak90], Abschn. 18.7).

Aus dem Abstand der beiden Maxima sollte sich nach diesen Ausführungen daher eine Aussage über die Niveaustruktur von Argon gewinnen lassen. Dabei ist zu beachten, daß im Prinzip sowohl Übergänge von der L- wie auch der M-Schale in das unterste Niveau vorkommen können. Wahrscheinlich werden allerdings L-Übergänge wegen des größeren Überlapps der Wellenfunktionen dominieren. Diesen folgt dann ein weiterer Übergang von M nach L, und wegen der Größe des Auger-Koeffizienten ist es unwahrscheinlich, daß beide Prozesse unter Röntgenemission ablaufen: Hat ein Röntgenübergang von L nach K stattgefunden, wird der folgende von M nach L mit wiederum mehr als 70% Wahrscheinlichkeit ein Auger-Übergang sein. Daher ist zu erwarten, daß die Energiedifferenz ΔE, die sich aus den Spektren ergibt, in etwa der Differenz der Bindungsenergien von K- und L-Schale entspricht.

Die Positionen μ_1 und μ_2 der beiden Maxima können durch Anpassung von zwei Gaußkurven ermittelt werden, und die Energiedifferenz errechnet sich mit der bekannten, dem Hauptmaximum entsprechenden Energie der ^{55}Fe-Photonen von E_0=5890 eV nach

$$\Delta E = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1} \cdot E_0. \tag{4.2}$$

Hierbei ist vorausgesetzt, daß die Gasverstärkung für Lawinen mit beiderlei Primärladung gleich ist. Dies ist nicht selbstverständlich: Aufgrund der geringeren Ladung in den Lawinen des Nebenmaximums wirkt sich eine eventuelle Reduzierung der Gasverstärkung durch Raumladungseffekte hier weniger stark aus, die effektive Verstärkung relativ zum Hauptmaximum kann also größer sein. In den genommenen Spektren zeigt sich in der Tat, daß bei zunehmender Signalverstärkung das Nebenmaximum immer näher zum Hauptmaximum wandert und schließlich mit diesem verschmilzt.

Für die genommen Spektren in Mischungen ohne CF_4 ergibt sich als Mittelwert $\Delta E = 2815$ eV, wobei der statistische Fehler sehr klein ist, etwa 10 eV. Allerdings wird er vollständig vom systematischen dominiert, der zum großen Teil die Unsicherheit in der Auswirkung der Raumladungseffekte bei den relevanten Gasverstärkungen zwischen 2×10^4 und 4×10^4 wiederspiegelt. Er ist schwer genauer abzuschätzen, liegt aufgrund der Variation von ΔE bei verschiedenen Gasverstärkungen aber etwa bei 100 eV bis 150 eV.

Der Literaturwert für die Energiedifferenz von K- und (unterstem) L-Niveau ist 2883 eV [CRC97], im Rahmen der Fehler gut mit diesem Ergebnis übereinstimmend.

In Mischungen mit CF_4 ist diese Doppelstruktur wegen deren sehr viel schlechterer Auflösung (siehe unten) nicht sichtbar, vgl. dazu Abb. 3.15.

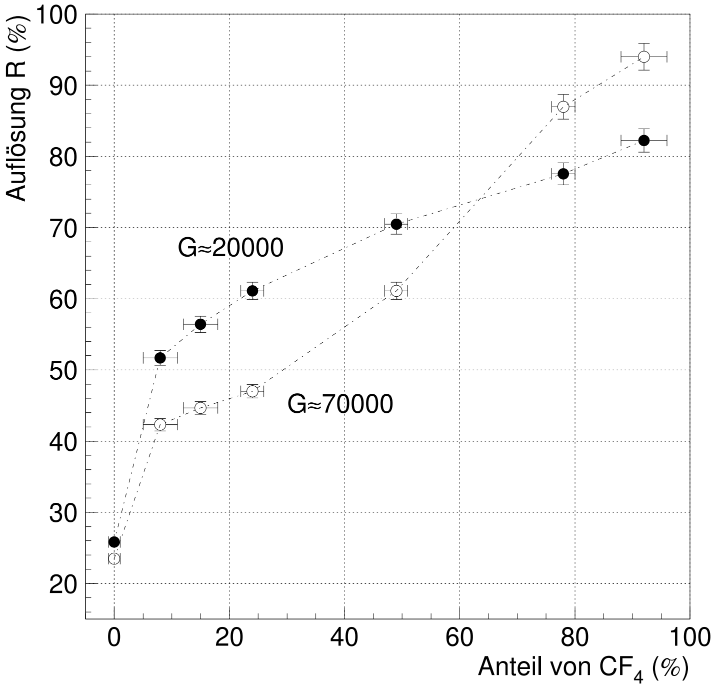


Abbildung 4.14: Energieauflösung in Abhängigkeit des CF_4 Anteils in Ar:CH_4:CF_4 bei zwei verschiedenen Gasverstärkungen

4.7.2 Variation mit der Gasmischung

Die Abhängigkeit der Auflösung von dem CF_4 Anteil in Ar:CH_4:CF_4 Mischungen ist in Abb. 4.14 für zwei Gasverstärkungen G gezeigt. Das angegebene G ist hier nur ein Mittelwert, da die Spektren einer Kurve nicht bei exakt gleichen Gasverstärkung aufgenommen wurden. Die Basismischung, zu der CF_4 hinzugegeben wurde, ist Ar:CH_4(92:8). Dabei sind mehrere Punkte zu bemerken:

- Die Auflösung in der Mischung ohne CF_4 ist mit Abstand die beste. Schon wenig CF_4 verschlechtert sie erheblich.
- Zunehmender CF_4 Anteil vermindert die Auflösung systematisch.
- Die Auflösung bei 70000facher Gasverstärkung ist bei kleineren CF_4 Anteilen besser als bei 20000facher, bei größeren wird sie jedoch schlechter.

Die ersten beiden Beobachtungen können zu einer Abschätzung der Größenordnung der Elektronenanlagerung in dem sehr elektronegativen CF_4 herangezogen werden. Allerdings ist die Interpretation nicht ganz offensichtlich, daher soll hier aus der Theorie der Energieauflösung in Proportionalzählern, um diese Schwierigkeit zu erläutern, in Kürze das Ergebnis angegeben werden. Details sind in [Blum93] und in [Kno89] zu finden.

Die Energieauflösung ist einmal durch Fluktuationen in der primären Zahl von Elektronen, die die Lawine auslösen, bestimmt. Diese Fluktuationen sind im allgemeinen kleiner, als man aufgrund von Poisson-Statistik erwarten würde.[2] Daher führt man den sogenannten Fano-Faktor F ein, der diese

[2] Da es aufgrund der Energieerhaltung eine maximale Zahl von primären Elektronen gibt, ist der Schwankung notwendigerweise eine obere Grenze gesetzt, wohingegen bei einer Poisson-Verteilung im Prinzip beliebig große Fluktuationen

Reduktion beschreibt. Weiter kann man sich die Ladungslawine, die von einem ^{55}Fe-Photon ausgelöst wird, als eine Überlagerung von Einzellawinen vorstellen, für jedes primäre Elektron eine. Daher geht auch die Statistik der Einzellawinen ein, die durch eine Polya-Verteilung und einen entsprechenden Parameter b beschrieben werden kann. So erhält man folgenden Ausdruck für die Auflösung:

$$R = 2.35 \cdot \sqrt{\frac{F+b}{n_p}}. \tag{4.3}$$

Typische Werte von F liegen um 0.2, solche von b zwischen 0.4 und 0.5 (siehe [Kno89], Tabelle 6-2), wobei allerdings in einigen Fällen der schon in Abschn. 3.1.4 erwähnte Jesse-Effekt eine erhebliche Reduzierung von F bewirken kann.

Durch Elektronenanlagerung kann sich nun die effektive Zahl von primären Ladungsträgern n_p vermindern, und so R erhöhen. Da sich aber auch die beiden anderen Faktoren mit der Gaskomposition ändern könnten und hierüber keine Daten vorhanden sind, ist die Extraktion des Effektes der Anlagerung mit guter Genauigkeit schwierig. Nimmt man als Näherung F und b als konstant an, so folgt aus dem Verhältnis der Auflösungen von Mischungen mit 30% (90%) CF_4 zu der von Ar:CH_4(92:8) ein Primärelektronenverlust bzw. eine Anlagerungswahrscheinlichkeit von etwa 80% (90%). Eine erhebliche Anlagerungswahrscheinlichkeit in Ar:CF_4 Mischungen wurde in der Tat in [And92] gefunden.

Zur Auflösungsverbesserung bei höherer Gasverstärkung sind im nächsten Unterabschnitt noch detaillierte Messungen vorgestellt. Der Grund für die im dritten Punkt der Aufzählung erwähnte Umkehrung bei CF_4-reichen Mischungen liegt in dem schlechter werdenden Quenchverhalten der Mischungen mit viel CF_4 und entsprechend wenig Quencher CH_4. Die ADC-Spektren haben dann schon bei moderaten Gasverstärkungen Ausläufer zu hohen Ladungen, bedingt durch sekundäre Lawinen, und sind sehr asymmetrisch verbreitert, so daß die Anpassung der Gaußfunktion auch zunehmend schlechter wird. Die angegebenen Breiten sind daher in diesem Bereich recht grobe Abschätzungen.

Die hier gefundenen Energieauflösung in Ar:CH_4(92:8) von etwa 26% ist um einen Faktor zwei schlechter als die in oben erwähnter Tabelle in [Kno89] angegebene von 13.2% in Ar:CH_4(90:10). Uniformitätsfehler in der Kammergeometrie, möglicherweise geringfügig gealterter und daher ungleichmäßiger Draht, und eventuell auch Schwankungen in Luftdruck, Drahtspannung und Gasmischung können diese erhebliche Abweichung erklären, da die Gasverstärkung von all diesen recht stark abhängt und sich statistische Variationen entsprechend deutlich auf R auswirken.

4.7.3 Variation mit der Gasverstärkung

Für drei Gasmischungen sind in Abb. 4.15 die Energieauflösung gegen die Signalverstärkung aufgetragen. Die deutlich bessere Auflösung der CF_4-freien Mischung ist auch hier offenkundig.

Das Verhalten ist für alle drei Mischungen qualitativ anders: CF_4:CH_4(80:20) zeigt ein deutliches Minimum der Auflösung bei Gasverstärkungen um 6×10^4, Ar:CH_4:CF_4(74:6:20) hat ein Maximum bei Verstärkungen um 2×10^4 und fällt danach recht konstant ab, und die Kurve für Ar:C_3H_8(92:8) ist praktisch flach und steigt erst am oberen Ende an.

Ähnliche Beobachtungen wurden von [Cha92] gemacht, die allerdings andere Gasmischungen ohne CF_4 untersucht haben. Sie finden ein (schwaches) Minimum bei etwa 50000facher Gasverstärkungen in Ar:CH_4(90:10) und eine bis Verstärkungen von 5×10^5 abfallende Kurve von R für zwei Mischungen aus 90% CO_2 und Methan bzw. Isobutan.

Die schlechter werdende Auflösung bei hoher Gasverstärkung ist in Ar:C_3H_8(92:8) zumindest zum Teil bedingt durch die durch Sekundärlawinen asymmetrisch breiter werdenden Spektren. Dieser Effekt tritt auch in Ar:CH_4:CF_4(74:6:20) auf, wie in Abb. 4.16 zu sehen ist, allerdings ist das Maximum —

erlaubt sind. Daher sind geringere Energiebreiten zu erwarten.

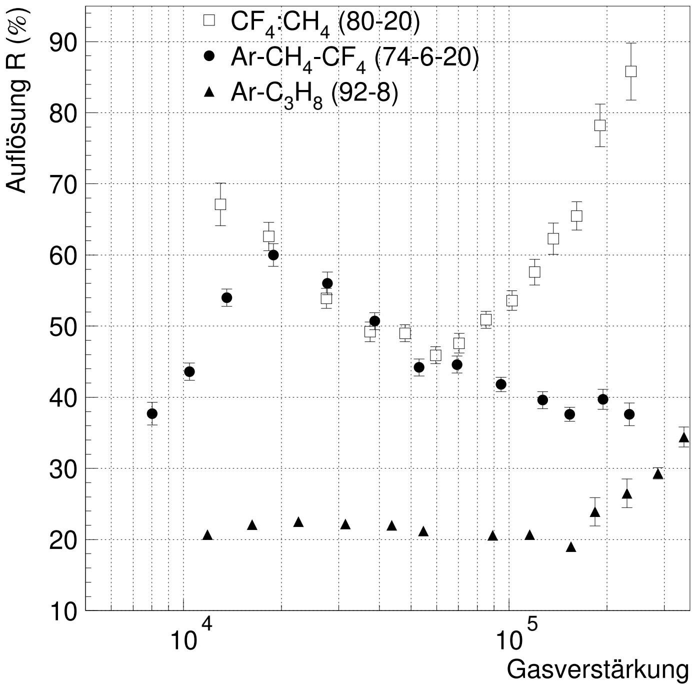


Abbildung 4.15: Energieauflösung in Abhängigkeit der Gasverstärkung

dessen 'intrinsische' Auflösung sich daher noch nicht verschlechtert — noch gerade vom Ausläufer zu isolieren. Bei höherer Spannung würde auch hier die Auflösungskurve ansteigen.

In CF_4:CH_4(80:20) ist eine solch deutliche Asymmetrie auch bei den größten gemessenen Gasverstärkungen nicht zu sehen. Wegen des hohen Anteils an Quencher ist auch zu erwarten, daß Sekundärlawinen sehr unterdrückt sind. Die insgesamt große Breite des Spektrums hängt ursächlich vermutlich mit der großen Elektronenanlagerungswahrscheinlichkeit zusammen, wie im vorherigen Unterabschnitt ausgeführt wurde.

In [Cha92] wird außerdem ein Zusammenhang mit der Diffusion in den verschiedenen Gasmischungen angenommen. Bei kleiner Diffusion sollten Raumladungseffekte früher eine Rolle spielen, die durch die dann auftretende gewisse Sättigung der Gasverstärkung auch deren Schwankung begrenzen würden. Die Auswirkung auf die hier untersuchten Mischungen, die nicht primär aus den hinsichtlich der Diffusion extremen Komponenten Argon (sehr große Diffusion) bzw. CO_2 (sehr kleine) bestehen, ist allerdings unklar.

Da all diese Effekte zusammenwirken können, scheint eine detaillierte Erklärung der Kurvenformen aus diesen Messungen nicht möglich. Allerdings legt das flache Verhalten der Kurve für die Mischung ohne CF_4 nahe, daß dessen Eigenschaften hierfür entscheidend sind.

4.8 Anmerkungen über eine mögliche Klassifizierung des Quenchverhaltens

Verschiedentlich wurde während dieser Messungen versucht, eine Aussage über das (relative) Quenchverhalten bzw. die Stabilität der Gasmischungen zu gewinnen, allerdings haben sich dazu leider keine quantitativen Aussagen ergeben.

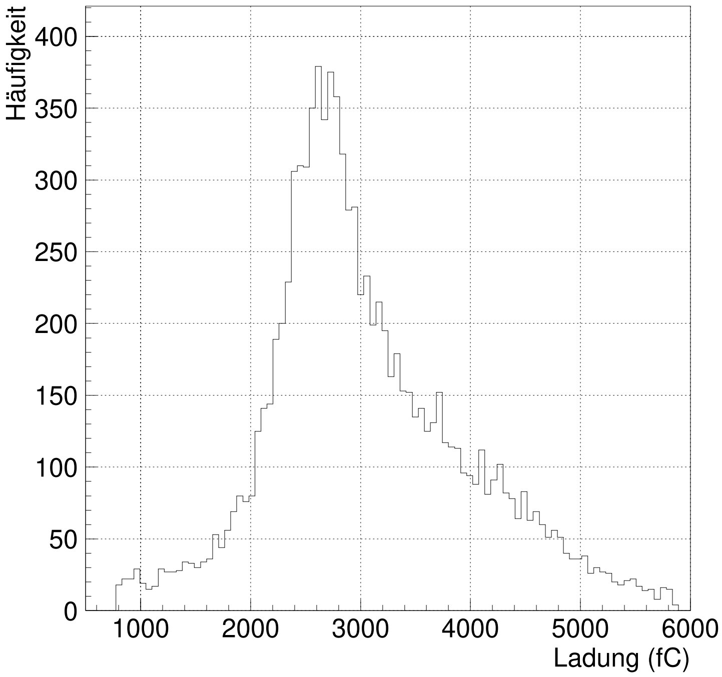


Abbildung 4.16: ADC-Spektrum in Ar:CH_4:CF_4(74:6:20) bei 2.3×10^5 facher Gasverstärkung

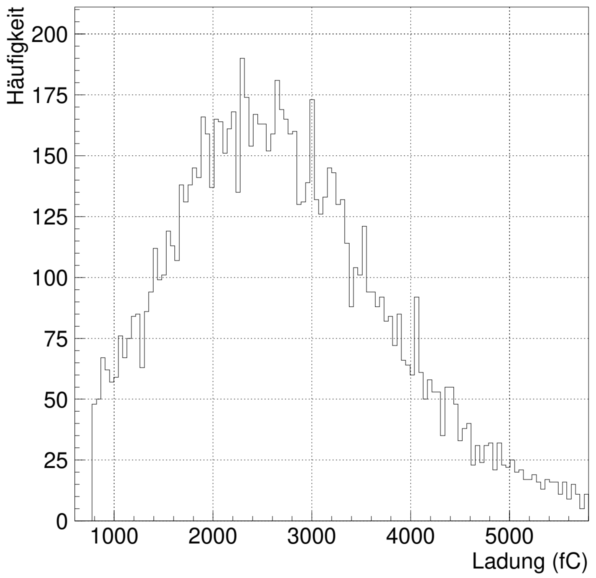
Eine Herangehensweise war die Betrachtung der Gasverstärkungskurven selbst, wozu die Diethorn-Darstellung gewählt wurde, da sie Details recht deutlich werden läßt. In dem Beispiel in Abb. 3.19 ist zu erkennen, daß die Kurve nach dem Abknicken aufgrund der Raumladungseffekte wieder steiler ansteigt. Dies könnte möglicherweise durch das beginnende Auftreten von sekundären Lawinen bewirkt werden, und dieser Punkt bzw. die ihm entsprechende Gasverstärkung wäre dann ein Maß für die Stabilität: Bei einem in dieser Hinsicht guten Gas sollte dieser Punkt bei hoher Gasverstärkung liegen. Die Analyse der einzelnen Diethorn-Kurven zeigt aber nur sehr wenig Systematik auf:

- In allen Mischungen *ohne* Ethanol oder Methylal liegt dieser Punkt bei Gasverstärkungen zwischen 1×10^5 und 1.4×10^5, praktisch ohne Korrelation mit dem Anteil an Quencher (CH_4 bzw. CO_2). Dies gilt auch für reines CF_4. Lediglich in CF_4:CH_4(80:20) findet das Abknicken bei deutlich über 2×10^5facher Verstärkung statt.

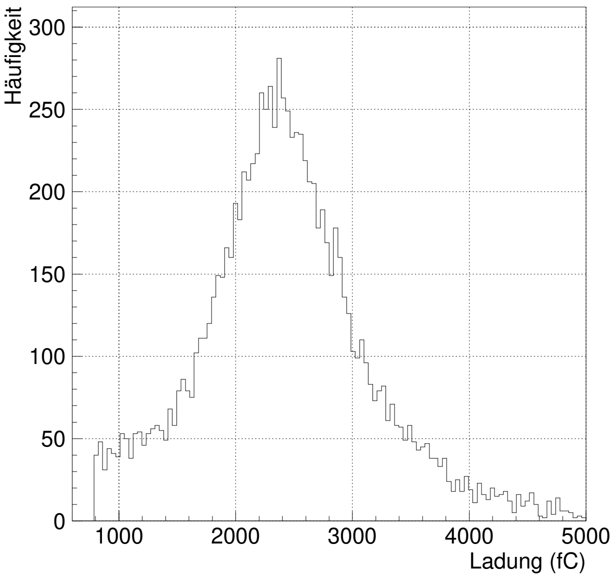
- Mischungen *mit* Ethanol oder Methylal zeigen innerhalb des vermessenen Bereichs kein solches Abknicken nach oben, und daher kann dieses erst bei Signalverstärkungen von mehr als etwa 3×10^5 auftreten.

Diese Beobachtungen sind konsistent mit den erwarteten, sehr guten Quencheigenschaften der Zusätze Ethanol und Methylal und dem verbesserten Quenchverhalten bei sehr viel Methan, ohne allerdings weitere Aussagen zu ermöglichen.

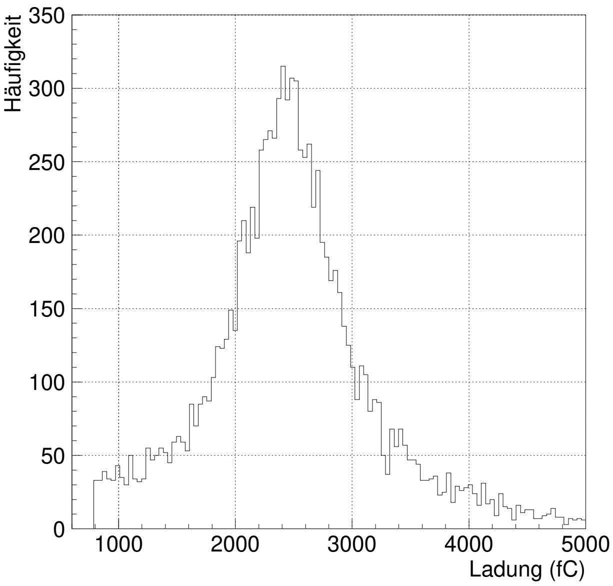
Aus dem letzten Abschnitt ist weiterhin ersichtlich, daß eine alleinige Betrachtung der Energieauflösung, wie zunächst wegen der das Spektrum verbreiternden Sekundärlawinen vermutet wurde, ebenfalls keine klare Aussage über die Stabilität erlaubt, da R auch noch stark von anderen Faktoren abhängt, wie das Beispiel CF_4:CH_4(80:20) zeigt.



(a) kein Ethanol, $R = 98\%$



(b) 1% Ethanol, $R = 51\%$



(c) 2% Ethanol, $R = 41\%$

Abbildung 4.17: ADC-Spektrum in Ar:CO_2:CF_4(45:5:50) bei variierender Ethanolkonzentration, Gasverstärkung 2×10^5.

Daß die Asymmetrie der ADC-Spektren dennoch einen möglichen Hebel zur Klassifizierung der Stabilität bietet, zeigt abschließend Abb. 4.17. Die drei Spektren gehören zur gleichen Grundmischung Ar:CO_2:CF_4(45:5:50), mit verschieden großem Anteil von Ethanol. Die Signalverstärkung beträgt in allen Fällen etwa 2×10^5. Die Unterdrückung des Ausläufers in (a) durch Ethanol in (b) und (c) ist deutlich. Die angegebenen Energieauflösungen — nach oben gemachten Einschränkungen allerdings nur unter der Annahme, daß Ethanol keine andere Wirkung hat, als die Nachpulse zu mindern — deuten an, daß mehr Beimischung hier auch ein bessere Stabilität bewirkt.

Ein mögliches Maß für die Quenchqualität wäre daher die Asymmetrie der Spektren in Abhängigkeit von der Gasverstärkung, bzw. der Punkt, bei dem sie einen gegeben Wert überschreitet. Die Asymmetrie könnte bei guter Qualität der Spektren zum Beispiel durch den Vergleich der Flächen der beiden Seiten des Spektrums quantifiziert werden.

In dieser Arbeit wurde das nicht im Detail weiterverfolgt, aber daß hieraus in der Tat ein brauchbares, mit dem Anteil an Quencher korreliertes Maß für die Stabilität folgt, zeigt sich schon visuell an den genommenen Spektren: In Mischungen mit zunehmender CF_4, also abnehmender Quencherkonzentration tritt die Asymmetrie bei geringer werdender Gasverstärkung auf und prägt sich auch deutlicher aus.

Kapitel 5

Zusammenfassung

In diesem abschließenden Kapitel werden die wesentlichen Ergebnisse der Messungen zum einen kurz zusammengefaßt, und dann zum anderen einige sich speziell aus den Driftgeschwindigkeitsmessungen ergebene Schlußfolgerungen für die Anwendung im äußeren Spurkammersystem gezogen.

5.1 Überblick der Meßergebnisse

5.1.1 Mischungen ohne Zusätze

Hinsichtlich der Driftgeschwindigkeit in Mischungen aus Argon und CF_4 sowie einem Quencher (CH_4, CO_2 oder C_3H_8) hat sich folgendes gezeigt:

- CH_4 liefert die größten Driftgeschwindigkeiten, wobei das Maximum bei geringer CF_4 Konzentration bei kleinen Feldstärken liegt und mehr als 12 cm/μs beträgt (Abb. 4.3).
- C_3H_8 ist nur wenig langsamer als CH_4 und hat auch eine ganz ähnliche Feldabhängigkeit (Abb. 4.7).
- CO_2 führt zu einer vergleichsweise kleinen Driftgeschwindigkeit (Abb. 4.5).
- Mischungen ohne CF_4 sind sehr langsam und erreichen maximal etwa 5 cm/μs.
- Zunehmende CF_4 Konzentration verschiebt das Maximum der Driftgeschwindigkeit zu höheren Feldstärken und vergrößert es, allerdings gibt es insbesondere in CH_4 und C_3H_8 Mischungen eine gewisse Sättigung bei höheren Konzentrationen.

Im Verhalten der Gasverstärkung ist zu beobachten:

- Mischungen mit CH_4 oder CO_2 unterscheiden sich nur wenig voneinander. Die nötige Spannung für Verstärkungen von 2×10^4 steigt bei zunehmender CF_4 Konzentration von etwa 1350 V bis auf 2380 V an (Abb. 4.4 und 4.6).
- C_3H_8 erreicht deutlich höhere Werte. Gleiche Verstärkung wie zuvor wird hier bei etwa 250 V weniger Spannung erreicht. (Abb. 4.8).

5.1.2 Mischungen mit Zusätzen

Die wegen ihrer erwarteten günstigen Auswirkung auf die Alterungsresistenz der Spurkammern untersuchten Beimischungen Ethanol und Methylal haben die folgenden Auswirkungen:

- Ethanol führt in diesen Mischungen schon in geringer Konzentration von nur einem Prozent zu einer erheblichen Abnahme der Driftgeschwindigkeit, wie es aufgrund seines großen Dipolmoments auch zu erwarten ist. In den von vorneherein langsameren Mischungen mit CO_2 ist dieses geringfügig schwächer ausgeprägt. Die Abnahme wirkt sich hauptsächlich bei kleineren Feldstärken aus (Abb. 4.9).

- Methylal führt auch zu einer Verlangsamung, ebenfalls bevorzugt bei kleinen Feldern, allerdings ist der Einfluß merklich schwächer (Abb. 4.11).

Bezüglich der Gasverstärkung führen beide Zusätze in allen Mischungen, außer in denen mit C_3H_8, zu einer starken Zunahme. In der getesteten Ar:C_3H_8:CF_4(74:6:20) Mischung hat eine Beimischung von Methylal dagegen kaum einen Einfluß. Ein einfaches Modell zur Erklärung dieses Sachverhalts, beruhend auf der relativen Größe der Anregungs- bzw. Ionisationsenergien von Argon und den Quenchern, wurde in Abschn. 4.6.2 vorgestellt.

5.1.3 Anderes

Die Messungen der Energieauflösung in Ar:CH_4:CF_4 Mischungen haben eine starke Verschlechterung mit zunehmender CF_4 Konzentration ergeben (Abb. 4.14). Erklärlich ist dies mit einer erheblichen Elektronenanlagerungswahrscheinlichkeit in CF_4, die 80% bei einer Konzentration von 30% erreicht. Die Abhängigkeit der Auflösung von der Gasverstärkung ist für alle drei in dieser Hinsicht getesteten Mischungen verschieden. Die über den gesamten Bereich beste Energieauflösung von etwa 20% (FWHM) hat die CF_4-freie Mischung.

Eine Möglichkeit zur Quantifizierung des Quenchverhaltens der Gase konnte anhand der durch Nachpulse verursachten Asymmetrie der ADC-Spektren aufgezeigt werden. Die Auflösung selber hat sich hierfür als wenig geeignet gezeigt.

5.2 Schlußfolgerungen für die Anwendung im Spurkammersystem

Von den hier untersuchten Größen ist die Driftgeschwindigkeit für die Tauglichkeit einer Gasmischung im Spurkammersystem die wesentliche, daher sollen die Messungen in dieser Hinsicht noch einmal beleuchtet werden. Als Vergleichgröße wird dazu die in Abschn. 3.4.5 definierte und in den Tabellen angegebene Driftzeit T_D verwendet.

Die maximale Driftzeit für 10 mm Wabenzellen ist nach Abschn. 1.3.3 zu 75 ns festgelegt. Da T_D etwa 80% der vollen Driftstrecke beschreibt, und die Driftzeit dem Drahtabstand in erster Näherung proportional ist, entspricht dieser Grenze $T_D = 60$ ns. Um der nicht vollständigen Proportionalität und den Meßfehlern in etwa Rechnung zu tragen, werden noch 5 ns schnellere Driftzeiten gefordert und daher im folgenden Mischungen mit $T_D \leq 55$ ns als tauglich eingestuft.

Hiernach sind alle getesteten Ar:CH_4:CF_4 und Ar:C_3H_8:CF_4 Mischungen, die überhaupt CF_4 enthalten, schnell genug. Schon 8% CF_4 reichen zum Beispiel bei Methan als Quencher aus. Bei Verwendung von CO_2 ist erst die Mischung Ar:CO_2:CF_4(54:6:40) hinreichend schnell. Hier zeigt sich deutlich die erhebliche Verlangsamung durch CO_2. Bei hier nicht getesteten geringeren CO_2 Konzentrationen wäre der Spielraum größer, wobei allerdings auf das zu erwartende schlechtere Quenchverhalten zu achten wäre.

Ethanol als Zusatz ist nur in Ar:CH_4:CF_4 Mischungen (und wahrscheinlich, obwohl hier nicht untersucht, in Ar:C_3H_8:CF_4) mit maximal 1% Konzentration tolerierbar, in CO_2 Mischungen höchstens in denjenigen mit außerordentlich viel CF_4 und entsprechend geringem Quencheranteil. Der zur Zeit favorisierten CO_2 Mischung, Ar:CO_2:CF_4(65:5:30), die selbst nur gerade eben schnell genug ist, kann keinerlei Ethanol zugegeben werden, ohne die Driftzeitgrenze zu überschreiten

Methylal kann auch in höheren Konzentrationen von mehr als 3% CH_4 und C_3H_8 Mischungen zugesetzt werden, ohne die Driftgeschwindigkeit zu sehr zu vermindern. In Ar:CO_2:CF_4(54:6:40) ist maximal 1% möglich, wobei auch hier mehr CF_4 oder weniger CO_2 den Bereich erweitern würde, allerdings nicht sehr weit. In Ar:CO_2:CF_4(65:5:30) wird die Grenze ähnlich liegen.

Da vermutlich, um die positiven Eigenschaften der Ethanol/Methylal-Zusätze ausnutzen zu können, wenigstens einige Prozent Beimischung nötigt sind (Diese Vermutung erfordert natürlich eine Verifizierung durch Alterungstests.), scheidet Ethanol von vorneherein bei allen Basismischungen aus. Da auch CO_2 Mischungen mit Methylal in dieser Konzentration zu langsam sind, ist die Wahl der von den hier untersuchten Mischungen bevorzugten ein schwieriges Unterfangen:

- Von den CO_2 Mischungen wird im Prinzip ein günstiges Alterungsverhalten erwartet, da sie keine für Polymerablagerungen nötigen CH-Verbindungen enthalten. Daher wäre von diesem Standpunkt aus eigentlich kein weiterer Zusatz nötig.

- Andererseits besteht auch keine Möglichkeit, sollten im Verlauf des Detektorbetriebs doch Ablagerungen auftreten, die in solchen Fällen sich oftmals als hilfreich erwiesenen Zusätze einzusetzen.

- Da sich Ar:CH_4:CF_4 und Ar:C_3H_8:CF_4 Mischungen in Bezug auf die Driftzeit und der Möglichkeit des Zusatzes von Methylal ähnlich günstig verhalten, letztere aber möglicherweise vorteilhaftere Alterungseigenschaften besitzen, bieten diese Mischungen eine mögliche Alternative, die hinsichtlich anderer wichtiger Eigenschaften untersucht werden sollte.

Aufgrund der harten Bedingungen, denen das Spurkammersystem unterworfen ist, ist daher ein detailliertes Studium der Alterungseigenschaften der verschiedenen Kombinationen von zentraler Bedeutung, um eine endgültige, fundierte Entscheidung fällen zu können. Da die Driftzeitgrenze, von den großen 10 mm Zellen diktiert, eine erhebliche Beschränkung der Wahlmöglichkeiten der Gasmischung mit sich bringt, wäre eine Abschwächung dieses Kriteriums durch kleinere Zellgrößen, und des dadurch ermöglichten Einsatzes von mehr CO_2 und/oder Methylal, vorteilhaft. Eine genauere, quantitative Untersuchung des Quenchverhaltens und von dessen Zusammenhang mit der Alterung wäre ebenfalls von grundsätzlichem Interesse.

5.3 Schlußwort

> „[...] wer gewohnt ist, seine Angelegenheiten mit dem Rechenschieber zu erledigen, kann einfach die gute Hälfte aller menschlichen Behauptungen nicht ernst nehmen.“
>
> Robert Musil, *Der Mann ohne Eigenschaften*

Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen haben einen systematischen Einblick in die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit, der Signalverstärkung und zu einem gewissen Grade auch der Stabilität in Gasen von deren Komponenten ermöglicht, und auch einige Aussagen über das spezielle Verhalten von CF_4 geliefert, einer für viele heutige Driftkammer-Spurdetektoren wegen der hohen Driftgeschwindigkeit essentiellen Komponente. Die häufig unerwarteten Schwierigkeiten, die immer wieder bei der Entwicklung und Konstruktion von großen Driftkammersystemen auftreten und oftmals mit Details des verwendeten Gases und dessen Wechselwirkung mit der Detektorumgebung zusammenhängen, lassen ein genaues Verstehen dieses vitalen Bausteins einer Driftkammer naturgemäß von großer Wichtigkeit erscheinen. Ein Beitrag dazu mag hiermit geliefert sein.

Anhang A

Tabellen einiger Meßdaten

Um Vergleiche mit anderen Messungen zu erleichtern, sind für einige ausgewählte Messungen hier die gewonnen Daten in Zahlenform zusammengestellt. Reduzierte elektrische Driftfelder E_{Drift} sind in V/(cm · mbar), Driftgeschwindigkeiten v_{Drift} in cm/μs und Drahtspannungen U_{Draht} in Volt angegeben. Diese Gasmischungen wurden alle fertig gemischt von der DESY-Gasgruppe geliefert.

CF_4:CH_4(80:20)

Driftgeschwindigkeit:

E_{Drift}	0.327	0.436	0.545	0.654	0.763	0.872	0.981	1.31	1.64	1.96
v_{Drift}	5.84	6.86	7.67	8.23	8.92	9.29	9.69	10.67	11.48	12.02

E_{Drift}	2.29	2.62	2.94	3.27
v_{Drift}	12.49	12.95	13.27	13.67

Gasverstärkung (p=1019 mbar):

U_{Draht}	1950	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2350	2400
G	9580	11840	16570	24050	34320	42130	55520	70610	83160	106748

U_{Draht}	2450	2500	2550	2600	2650	2700	2750	2800	2850
G	129297	155930	187441	224301	291568	374773	492797	660511	845690

Ar:CH_4(92:8)

Driftgeschwindigkeit:

E_{Drift}	0.110	0.221	0.332	0.553	0.775	0.997	1.32	1.66	1.99	2.32	2.65	2.99	3.32
v_{Drift}	4.91	4.26	3.61	2.80	2.45	2.33	2.18	2.12	2.15	2.14	2.13	2.14	2.18

Gasverstärkung (p=1019 mbar):

U_{Draht}	1150	1200	1250	1300	1350	1400	1420	1450
G	11148	20534	40905	74841	131640	226892	359074	1801640

Ar:CH_4:CF_4(74:6:20)

Driftgeschwindigkeit:

E_{Drift}	0.334	0.556	0.779	1.00	1.33	1.67	2.00	2.33	2.67	3.00
v_{Drift}	8.13	10.53	11.94	12.44	12.25	11.54	10.44	9.10	8.15	7.44

Gasverstärkung (p=1015 mbar):

U_{Draht}	1500	1530	1560	1590	1620	1650	1680	1710	1740	1770
G	7348	9939	13438	18931	28140	39677	56450	72073	93403	126261

U_{Draht}	1800	1830	1850
G	155204	206436	236747

Ar:CO_2(90:10)

Driftgeschwindigkeit:

E_{Drift}	0.337	0.562	0.788	1.01	1.35	1.68	2.02	2.36	2.70
v_{Drift}	2.57	4.45	5.09	5.06	4.68	4.59	4.60	4.75	4.91

Gasverstärkung (p=987 mbar):

U_{Draht}	1130	1160	1190	1220	1250	1280	1310	1340	1370	1400
G	5131	10438	15392	23525	35857	52228	76544	113516	159590	228280

U_{Draht}	1430	1450
G	375125	642413

Ar:C_3H_8**(92:8)**

Driftgeschwindigkeit:

E_{Drift}	0.330	0.551	0.771	0.992	1.32	1.65	1.98	2.31	2.64	2.97	3.30
v_{Drift}	3.91	3.70	3.36	3.03	2.90	2.75	2.75	2.71	2.71	2.76	2.75

Gasverstärkung (p=1008 mbar):

U_{Draht}	930	960	990	1020	1050	1080	1110	1140	1170	1200
G	10476	15879	26313	44295	70319	115046	170512	235324	318183	450446

Ar:C_3H_8**:CF_4(74:6:20)**

Driftgeschwindigkeit:

E_{Drift}	0.335	0.558	0.782	1.00	1.34	1.67	2.01	2.34	2.68	3.01	3.35
v_{Drift}	7.49	9.51	10.73	11.16	11.16	10.91	10.13	9.01	8.30	7.59	7.17

Gasverstärkung (p=994 mbar):

U_{Draht}	1260	1290	1320	1340	1360	1380	1400	1420	1440
G	11614	17780	32191	48272	75495	120753	181652	250523	327386

Anhang B

Liste der verwendeten Elektronik

CAMAC Module

LeCroy 3377 TDC 32-Kanal TDC mit 500 ps LSB; 16 Bit Datenbreite; Meßbereich bis 32 μs; ECL Eingänge

LeCroy 2249A ADC Ladungsintegrierender 12-Kanal 10 Bit ADC; LSB etwa 0.25 pC; Gatelänge 10 ns bis 2000 ns

MAC-CC CAMAC Crate Controller Interface zur MICRON Karte in einem Macintosh IIci, memory-mapped Zugriff auf CAMAC Module; maximal 16 Bit Datenbreite, daher kein Zugriff auf obere 8 CAMAC Lese- und Schreiblinien (siehe [Tay90])

NIM Module

Wenzel N 1130-4 4-Kanal Hochspannungsversorgung mit wählbarer Polarität; max. 6 kV/0.5 mA oder 3 kV/3 mA

LeCroy 623 Diskriminator 8 Kanäle; Schwelle -30 mV bis -1 V, Pulsdauer 6 ns bis 150 ns; 3 Ausgänge pro Kanal

LeCroy 222 Gategenerator 2 Kanäle; Gatelänge stufenlos von 100 ns bis 11 s einstellbar

SEN FE 290 Delay Analogverzögerung von 2.5 ns bis 66 ns in Schritten von 0.5 ns einstellbar

NIM-ECL Konverter ARGUS-Bauart; 16 NIM Eingänge, 2 parallele ECL Ausgänge (je 2x16 Pins), logisch oder-verknüpft mit einem ECL Eingang

Sonstiges

Heinzinger LNC 30000-2 neg HV-Labornetzgerät; negative Hochspannung bis 30 kV, max. 2 mA; Dauerkurzschlußfest

Photomultiplier VALVO XP 2011-03 (verwendet im ARGUS-Experiment); Betriebsspannung etwa 1500 V bis 1700 V; bestückt mit Plastikszintillatoren

Verstärker ARGUS Microvertex Vor- und Hauptverstärker; Vorverstärker stromsensitiv; Gesamtverstärkungsfaktor etwa 350 (siehe [Mich89])

Abbildungsverzeichnis

1.1 Unitaritätsdreieck . . . 7
1.2 Zerfallskette eines B^0/B^- Paares . . . 8
1.3 Schemazeichnung des HERA-B Detektors . . . 10
1.4 Konturlinien des elektrischen Feldes in einer 10 mm Wabenzelle. . . . 12
1.5 Aufbau der Driftzellen der äußeren Spurkammern . . . 13

2.1 $\sigma(\epsilon)$ und $\lambda(\epsilon)$ in Argon und Methan . . . 18
2.2 Simulierter Weg eines einzelnen Elektrons . . . 21
2.3 Simulation einer Ladungslawine . . . 21
2.4 Oszilloskop-Bilder von ^{55}Fe-Signalen . . . 22

3.1 Schemazeichnung der Meßkammer, oben Aufsicht, unten Seitenansicht . . . 25
3.2 Fotographie der Meßkammer . . . 26
3.3 Schaltung zur Hochspannungs-Versorgung und Signalauskopplung für die Zähldrähte . 27
3.4 Simulation der z-Komponente des elektrisches Feldes auf der Kammerachse . . . 28
3.5 β-Energiespektrum von ^{106}Ru . . . 29
3.6 Skizze des Gassystems . . . 30
3.7 Kalibrationskurve eines Flußmeters . . . 31
3.8 Schema der Elektronik für Driftgeschwindigkeitsmessungen . . . 32
3.9 Schema der Elektronik für Gasverstärkungsmessungen . . . 33
3.10 Schaltung zur Kalibrierung des ADC . . . 33
3.11 Kalibrationskurve des ADC . . . 34
3.12 Bestimmung der Streukapazität in der Kalibrierungsschaltung . . . 35
3.13 Schaltung für die Hauptverstärker-Dämpfung . . . 36
3.14 TDC-Spektrum für 18 kV Driftspannung, Gasmischung Ar:CH4:CF4 (46:4:50) . . . 37
3.15 ADC-Spektrum in CF_4:CH_4(80:20), Drahtspannung 2140 V, Gasverstärkung 3×10^4 . 38
3.16 Registrierte Ladung in Ar:C_3H_8(92:8) bei variierender Gatelänge . . . 40
3.17 ^{55}Fe-Signal bei 50000facher Gasverstärkung, gemittelt über zehn einzelne Pulse . . . 41
3.18 Anpassung eines Polynoms an gemessene Driftgeschwindigkeiten . . . 42
3.19 Gasverstärkung in Ar:CO_2:CF_4(76:8:16) in Diethorn-Darstellung . . . 43

4.1 Vergleich von Driftgeschwindigkeitsmessungen . . . 45
4.2 Vergleich von Gasverstärkungsmessungen . . . 45
4.3 Driftgeschwindigkeit in Ar:CH_4:CF_4 Mischungen . . . 47
4.4 Gasverstärkung in Ar:CH_4:CF_4 Mischungen . . . 49
4.5 Driftgeschwindigkeit in Ar:CO_2:CF_4 Mischungen . . . 51
4.6 Gasverstärkung in Ar:CO_2:CF_4 Mischungen . . . 52
4.7 Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen Quenchern . . . 53
4.8 Gasverstärkung bei verschiedenen Quenchern . . . 54

4.9 Driftgeschwindigkeit in Mischungen mit Ethanol 56
4.10 Gasverstärkung in Mischungen mit Ethanol 57
4.11 Driftgeschwindigkeit in Mischungen mit Methylal 59
4.12 Gasverstärkung in Mischungen mit Methylal 60
4.13 Anpassung einer Gaußkurve an ein ADC-Spektrum 61
4.14 Energieauflösung in Abhängigkeit des CF_4 Anteils in Ar:CH_4:CF_4 63
4.15 Energieauflösung in Abhängigkeit der Gasverstärkung 65
4.16 ADC-Spektrum in Ar:CH_4:CF_4(74:6:20) bei 2.3×10^5 facher Gasverstärkung 66
4.17 ADC-Spektrum in Ar:CO_2:CF_4(45:5:50) bei variierender Ethanolkonzentration 67

Literaturverweise und Referenzen

[Ali98] A. Ali, B. Kayser, *Quark Mixing and CP Violation*, wird veröffentlicht in: G. Fraser (ed.), *The Particle Century*, Inst. of Physics Publ., Inc., Bristol (1998)

[And92] W.S. Anderson et al., *Electron attachment, effective ionization coefficient and electron drift velocity for CF_4 gas mixtures*, Nucl.Instr.Meth. **A323**,273 (1992)

[Ber98] K. Berkhan, private Mitteilung (1998)

[Blum93] W. Blum, L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chamber*, Springer, Berlin (1993)

[Cha72] M.W. Charles, *Gas gain measurements in proportional counters*, J.Phys. E **5**,95 (1972)

[Cha92] S. Chakravarty, J.C. Armitage, *A study of the gas gain in carbon dioxide mixtures*, Nucl.Instr.Meth. **A321**,186 (1992)

[Chr64] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay, *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson*, Phys.Rev.Lett. **13**,138 (1964)

[CRC97] *Handbook of Chemistry and Physics*, 78th edition, CRC Press (1997)

[Die56] W. Diethorn, *A methane proportional counter system for natural radiocarbon measurements*, USAEC Report NY06628 (1956)

[Fehl83] J. Fehlmann, G. Viertel, *Compilation of Data for Drift Chamber Operation*, ETH Zürich, IHP Detector Group (1983)

[GDD] CERN Gas Detectors Development Group,
Webseite http://www.cern.ch/CERN/Divisions/PPE/DetectorUnit/Groups/GDD/

[Hak90] H. Haken, H.C. Wolf, *Atom- und Quantenphysik*, 4. Auflage, Springer, Berlin (1990)

[HERA95] HERA-B Collaboration, *An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring*, Design Report, DESY PRC 95/01 (1995)

[ICRU79] ICRU, *Average Energy required to produce one Ion Pair*, ICRU Report 31, Washington, D.C. (1979)

[Kad91] J.A. Kadyk, *Wire Chamber Aging*, Nucl.Instr.Meth. **A300**,436 (1991)

[Kno89] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Wiley, New York (1989)

[Mal36] L.A. Malter, *Thin Film Field Emission*, Phys.Rev. **50**,48 (1936)

[Mat85] M. Matoba et al., *Three dimensional Monte-Carlo simulation of the electron avalanche around an anode wire of a proportional counter*, IEEE Trans.Nucl.Sci **NS-32**,541 (1985)

[Mich89] E. Michel et al., *The ARGUS Microvertex Drift Chamber*, Nucl.Instr.Meth. **A283**,544 (1989)

[Mich97] E. Michel, private Mitteilung (1997)

[MIT] MIT LNS Drift Gas R&D Group, Webseite http://cyclotron.mit.edu/drift/

[PDG96] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys.Rev. **D54**,1 (1996)

[Rei86] G.F. Reinking, L.G. Christophorou, S.R. Hunter, *Studies of total ionization in gases/mixtures of interest to pulsed power applications*, J.Appl.Phys. **60**,499 (1986)

[Roh98] C. Rothe, *Entwicklung von szintillierenden Glaskapillaren für einen strahlenharten Vertexdetektor*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1998)

[Sch86] B. Schmidt, *Drift und Diffusion von Elektronen in Methan und Methan-Edelgas-Mischungen*, Dissertation, Universität Heidelberg (1986)

[Sch96] U. Schwanke, *Aufbau und Durchführung von Testexperimenten mit Wabendriftkammern für das HERA-B-Experiment*, Diplomarbeit, Humboldt-Universität Berlin (1996)

[Söd90] W. Söder, *Messung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen in verschiedenen Gasmischungen*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1990)

[Tay90] B.G. Taylor, *The MacVEE Hardware User Manual*, CERN ECP Division (1990)

[Vav86] J. Va'vra, *Review of Wire Chamber Aging*, Nucl.Instr.Meth. **A252**,547 (1986)

[Vav93] J. Va'vra, P. Coyle, J. Kadyk, J. Wise, *Measurement of electron drift parameters for helium and CF_4 based gases*, Nucl.Instr.Meth. **A324**,113 (1993)

[Wol83] L. Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys.Rev.Lett. **51**,1945 (1983)

[Yam89] T. Yamashita et al., *Measurement of the electron drift velocity and positive-ion mobility for gases containing CF_4*, Nucl.Instr.Meth. **A283**,709 (1989)

[Zhao94] T. Zhao, Y.Chen, S. Han, J. Hersch, *A study of electron drift velocity in Ar-CO_2 and Ar-CO_2-CF_4 gas mixtures*, Nucl.Instr.Meth. **A340**,485 (1994)

Personae Gratae

Prof. Schmidt-Parzefall möchte ich für die interessante und im Verlauf der Zeit in manchmal unerwartete Richtungen wachsende Aufgabe danken, und für den damit ermöglichten Einblick in das Geschehen innerhalb einer großen Kollaboration der Teilchenphysik. Das Zweitgutachten dieser Arbeit hat freundlicherweise Prof. Büßer erstellt.

Am nächsten, nicht nur räumlich, von den vielen Kollegen sind mir meine lieben Zimmergenossen Dorothea und Thomas gewesen, deren Keks- und Schokoladenversorgung wesentlich am Gelingen dieser Arbeit Anteil hatte, und natürlich ihre gelehrten und zahlreichen Auskünfte über das Wesen von PAW, UNIX und Co. !

Kerstin Hoepfner und Thorsten Oest haben nicht nur diese Niederschrift kritisch abgeklopft, sondern saßen auch sonst mit Rat und Tat bereit. Ebensolches gilt für die anderen Mitglieder unserer Gruppe, Alexander, Carsten, Christian O. und Christian R., die mir geholfen haben, manchen Teufel aus dem Detail zu treiben.

Eckhard Michel und seine Kollegen waren ergiebige Quellen für technische Informationen und allzeit bereit, mir mit praktischen Ratschlägen behilflich zu sein.

Herr Weber und seine Mitarbeiter von der mechanischen Werkstatt des II.Instituts hatten wesentlichen Anteil an der Fertigung der Meßkammer und haben wenn nötig auch kurzfristig ein Teil hergestellt.

Der Spannungsteiler und die anderen verwendeten Schaltungen wurden schnell und sorgfältig von der elektronischen Werkstatt angefertigt, speziell Herrn Spikofsky und Herrn Schmans bin ich hierfür verbunden.

Für die prompte Bereitstellung der zahlreichen Gasmischungen, des Gasmischsystems und für die verständige Erläuterung von vielen das Gassystem betreffenden Fragen danke ich Herrn von Schroeder von der DESY-Gasgruppe.

Von den Spurkammer-Heroen möchte ich vor allem Olaf Steinkamp für die von ihm ausgehende Einbindung meiner Arbeit in die Entwicklung des Spurkammersystems innerhalb der "working point group" danken sowie für einige erhellende, bodenständige Diskussionen. Christobal Padilla und seinen Technikern, den Drahtziehern, danke ich für die Herstellung meiner kleinen Wabenkammern.

Für das Korrekturlesen der endgültigen Version dieser Arbeit bedanke ich mich herzlich bei Vera Boehm. Alle verbliebenen Fehler liegen selbstverständlich in alleiniger Verantwortung des Autors.

Zuletzt, und vor allem, möchte ich meine Eltern erwähnen, denen ich zu einem Gutteil mein angenehmes, sorgloses und (hoffentlich !) erfolgreiches Studium verdanke, und die mich jederzeit bereitwillig unterstützt haben.

... und natürlich alles Liebe an "moja cudna żaba" !