Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **3**

2 Das H1-Experiment bei HERA **5**
2.1 Der HERA-Speicherring 5
2.2 Physik bei HERA 5
2.3 Der H1-Detektor 6
2.3.1 Der Spurdetektor 7
2.3.2 Das Kalorimeter 8
2.3.3 Die supraleitende Spule 9
2.3.4 Das Myonsystem 9

3 Die Physik einer Driftkammer **11**
3.1 Aufbau 11
3.2 Ionisation 12
3.3 Drift und Diffusion 13
3.4 Gasverstärkung 14
3.5 Alterung 15

4 Das Upgrade-Programm **17**
4.1 Tiefinelastische Streuung bei kleinen x 17
4.2 Die Backward Drift Chamber 18
4.2.1 Designkonzept der Kammer 18
4.2.2 Aufbau der BDC 19

5 Testaufbau **21**
5.1 Geometrie der Testzellen 21
5.2 Ausleselektronik 22
5.2.1 Teststandversion 22
5.2.2 Testversion für den BDC-Prototyp 22
5.3 Gesamtaufbau 23
5.4 Datennahmesystem 23
5.4.1 Aufbau 23
5.4.2 FADC-Karte 23
5.4.3 Minikontroller 25
5.4.4 I/O-Karte 26

5.4.5 Micron-MacVEE-Interface 26
5.4.6 Datennahmeprogramm 26
5.4.7 Analysekette 29
5.4.8 Trigger 31

6 Gasverstärkung **33**
6.1 Auswahl der Gasmischungen 33
6.1.1 Argon/Methan (90%/ 10%) 33
6.1.2 Argon/Ethan (50%/ 50%) 34
6.1.3 Argon/Isobutan/Ammoniak-Mischungen 35
6.2 Meßprinzip 36
6.3 Kalibration 38
6.4 Meßergebnisse 38
6.4.1 Argon/Methan (90%/ 10%) 38
6.4.2 Argon/Ethan (50% / 50%) 41
6.4.3 Argon/Isobutan/Ammoniak (95,5% / 3% / 1,5%) 43
6.4.4 Argon/Isobutan/Ammoniak (92,5%/ 5%/ 2,5%) 43
6.5 Ortsabhängigkeit der Gasverstärkung 47
6.5.1 Verlauf der Gasverstärkung parallel zum Zähldraht 47
6.5.2 Verlauf der Gasverstärkung senkrecht zum Draht 48
6.6 Zusammenfassung 49

7 Driftgeschwindigkeit **51**
7.1 Feldsimulation 51
7.2 Meßprinzip 53
7.3 Driftgeschwindigkeitsmessungen 55
7.3.1 Argon/Methan (90 %/ 10 %) 55
7.3.2 Argon/Isobutan/Ammoniak (95.5 %/ 3 %/ 1,5 %) 55
7.3.3 Argon/Isobutan/Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %) 56
7.4 Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit Messungen und Simulationsrechnungen anderer Gruppen 57
7.4.1 Argon/Methan (90 %/ 10 %) 57
7.4.2 Argon/Isobutan/Ammoniak (95.5 %/ 3 %/ 1,5 %) und Argon/-Isobutan/Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %) 57
7.5 Zusammenfassung 57

8 Auflösung **59**
8.1 Nachweiswahrscheinlichkeit 59
8.1.1 Messungen 60
8.2 Auflösung 63
8.2.1 Dreidraht-Auflösung 63
8.2.2 Bestimmung des Zeitnullpunkts 64
8.2.3 Selektion der Ereignisse 65
8.3 Messungen 66
8.3.1 Argon/ Methan (90 %/ 10 %) 66

8.3.2 Argon/ Isobutan/ Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %) 67
8.4 Nahdrahtkorrekturen 71
8.5 Zusammenfassung 72

9 Untersuchung der Pulsformen **73**

Kapitel 1

Einleitung

Zur Untersuchung der Struktur mikrophysikalischer Systeme werden häufig Streuexperimente benutzt. Der englische Physiker Ernest Rutherford entwickelte 1911 sein Atommodell aufgrund der Ergebnisse, die er bei der Streuung von Alpha-Teilchen an einer dünnen Metallfolie erhielt. Die Ergebnisse lassen sich erklären, indem man annimmt, daß die gesamte Masse des Atoms in einem winzigen, positiv geladenen Kern konzentriert ist.
Inzwischen hat man innerhalb des Atomkerns weitere Substrukturen gefunden und weiß, daß der Kern aus positiv geladenen Protonen und elektrisch neutralen Neutronen aufgebaut ist. Zur Aufklärung der Kernstruktur wurden hochenergetische Elektronen als Sondenteilchen eingesetzt. Diese Messungen wurden Ende der fünfziger Jahre von Robert Hoffman (Nobelpreis 1961) am Elektronen-Linearbeschleuniger in Stanford durchgeführt.
Eine Substruktur von Protonen und Neutronen wurde 1963 von Murray Gell-Mann und Georg Zweig anhand gruppentheoretischer Überlegungen vorausgesagt. Die Nukleonen sollen demnach aus Quarks aufgebaut sein. Die Suche nach der Substruktur der Nukleonen begann 1968 am Linearbeschleuniger des Stanford Linear Accelerator Center (SLAC). Dort konnte man bei einer Schwerpunktenergie von 1 GeV, die einer Wellenlänge von $0,2 \cdot 10^{-15}$ Metern entspricht, Strukturen auflösen, die deutlich kleiner als der Protonenradius von etwa $1 \cdot 10^{-15}$ Metern sind. Bei der inelastischen Streuung von Elektronen an einem Target aus flüssigem Wasserstoff wurden die Konstituenten des Protons entdeckt.
Zur Suche nach weiteren Substrukturen und zur Erzeugung neuer Teilchen wurden immer höhere Energien nötig. Diese sind besonders bei den Collider-Experimenten zu erreichen.
Einer dieser Collider ist der Speichering HERA[1] am DESY[2]. In dieser Anlage werden Elektronen und Protonen bei einer Schwerpunktenergie von 314 GeV zum Zusammenstoß gebracht. Das Elektron wird hierbei als Sonde benutzt, um in tiefinelestischen Prozessen die Struktur des Protons mit einer Auflösung von 10^{-18} Metern zu untersuchen. Zur Zeit sind zwei große Experimente in Betrieb: die Detektoren ZEUS und H1.

[1]Hamburger Elektron Ring Anlage
[2]Deutsches Elektronen SYnchrotron

Der H1-Detektor ist ein asymmetrischen Detektor, der auf die Ereignistopologie abgestimmt wurde. Da der Impuls der Protonen um vieles größer ist als der Impuls der Elektronen, werden die Sekundärteilchen des harten Streuprozesses bei großen Impulsüberträgen vorwiegend in Protonrichtung (Vorwärtsrichtung) gestreut.
Zur Beschreibung der Partonendichte im Nukleon wird die Altarelli-Parisi-Entwicklung benutzt, die jedoch ihre Gültigkeit im Bereich kleiner x-Werte verliert. Für diesen Bereich gibt es inzwischen verschiedene theoretische Vorhersagen, die eine mögliche Sättigung der Partonendichte in diesem Bereich voraussagen. Daher will man bei HERA die kinematische Region kleiner Impulsüberträge bis zu x $< 10^{-4}$ bei großen Impulsüberträgen $Q^2 > 1GeV^2$ untersuchen. Bei diesen Ereignisse mit kleinen x und großen Impulsüberträgen werden die sekundär Teilchen des harten Streuprozesses in die Elektronrichtung gestreut. Daher muß für diese sowohl das gestreute Elektron als auch der hadronische Endzustand in der Rückwärtsrichtung gemessen werden. Hierzu ist ein verbessertes Tracking und eine bessere Messung des Energieflusses im Rückwärtsbereich von Vorteil. Um diese beiden Anforderungen erfüllen zu können, wurde ein Upgrade-Programm für den H1-Detektor beschlossen.
Im Rahmen dieses Upgrades wird im Rückwärtsbereich eine Driftkammer installiert. Um erste Tests mit der Zellgeometrie dieser Driftkammer zu ermöglichen, wurden im Rahmen dieser Arbeit Prototypen der Driftzellen gebaut und in Heidelberg getestet. Die Prototypen werden zur Anpassung der Ausleseelektronik und zur Suche nach einem optimalen Driftgas genutzt.

Kapitel 2

Das H1-Experiment bei HERA

2.1 Der HERA-Speicherring

Im HERA-Speichering werden in zwei unabhängigen Ringsystemen Elektronen und Protonen auf 27 GeV bzw. 820 GeV beschleunigt. Der Umfang des Rings beträgt 6,3 km. Der Elektronring wurde mit normalleitenden Magneten ausgerüstet. In den supraleitenden Dipolmagneten des Protonenrings werden Ablenkfelder von 4,7 Tesla erzeugt. Es ist geplant, daß in beiden Ringen jeweils 210 Teilchenpakete (bunchs) gespeichert werden und damit eine Luminosität von $1,5 \cdot 10^{27} cm^{-2} s^{-1}$ erreicht wird. Die Elektronen und Protonen können an vier Wechselwirkungspunkten miteinander kollidieren. Die Schwerpunktsenergie beträgt 314 GeV bei einem maximalen Impulsübertrag von 9800 $(GeV/c)^2$. In der Halle Nord befindet sich der ZEUS-Detektor und in der Halle Süd der H1-Detektor. Für die Osthalle ist ein Experiment mit polarisierten Elektronen in Vorbereitung. Um die Elektronen und die Protonen auf die Endenergie zu beschleunigen, werden mehrere Vorbeschleuniger benutzt, die sich auf dem DESY-Gelände befinden.

2.2 Physik bei HERA

Mit dem Standardmodell steht eine Theorie zur Verfügung mit der es gelungen ist starke, elektromagnetische und schwache Wechselwirkung mit einer einheitlichen Theorie zu beschreiben. Die Wechselwirkung zwischen Quarks und Leptonen wird durch Austausch von Feldquanten vermittelt. Ziel der zur Zeit existierenden Experimente ist die Überprüfung der Vorhersagen des Standardmodells und die Bestimmung der freien Parameter.

Um die Vorhersagen des Standardmodells in einem höheren Energiebereich, als dem mit den vorhandenen Beschleunigern zugänglichen, testen zu können wurde der ep-Collider HERA gebaut. Hier sollen folgende Fragestellungen untersucht werden:

- Messung der Protonstrukturfunktion (Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktion)
- Messung von tiefinelastischen Ereignissen mit kleinen x und großen Q^2 (Bestimmung der Gluondichte)

- Messung des totalen Photoproduktionsquerschnitts
- Messung von elektroschwachen Parametern
- Suche nach dem top-Quark
- Suche nach neuen Teilchenen (Leptoquarks, schwere Neutrinos, SUSY-Teilchen)

Die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung kann man als elastische Elektron-Quark-Streuung beschreiben (Abbildung 2.1). Das Elektron wird bei der Streuung um den Winkel θ aus dem Impuls k in den Impuls k' gestreut. Dabei wird durch das vom Elektron ausgesandte Eichboson der Impuls $q = k - k'$ ($Q^2 = -q^2$) auf das Quark übertragen. Bei dem Eichboson kann es sich um ein γ oder ein Z^0 bzw. um ein W^+ oder W^- handeln. Im ersten Fall spricht man von einem neutralen Strom (Neutral Current), im zweiten Fall wird das Ereignis als Charged Current-Ereignis bezeichnet. Im Detektor weist man bei NC-Ereignissen das gestreute Elektron und den Jet des gestreuten Quarks nach. Der Jet der nicht an der Streuung beteiligten Quarks (Spectatorjet) verläuft innerhalb des Stahlrohrs und wird nicht gemessen. Bei CC-Ereignissen kann man nur den Quarkjet messen und muß das Neutrino aus der Energie- und Impulsbilanz rekonstruieren.

Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm niedrigster Ordnung für die Elektron-Quark-Streuung

Ein weiterer Prozeß, der für die Erzeugung schwerer Quarks dominiert, ist die Photon-Gluon-Fusion.

2.3 Der H1-Detektor

Im Gegensatz zu den Detektoren an den e^+e^-- bzw Proton-Antiproton-Collidern ist der H1-Detektor asymmetrisch aufgebaut (Abbildung 2.2). Da der Impuls der Protonen deutlich größer als der Impuls der Elektronen ist, werden bei Ereignissen mit großem Impulsübertrag sowohl Elektron als auch der Quarkjet in die Protonrichtung gestreut. Daher wurde beim Bau des Detektors besonderen Wert auf die Messung der Spuren und der kalorimetrischen Energie im Vorwärtsbereich gelegt [?].

Um den Quarkjet mit seinem hohen Impuls genau messen zu können, benötigt man eine hohe Energie- und Winkelauflösung des Kalorimeters in diesem Bereich. Zur genauen Rekonstruktion des Ereignisses verlangt man weiterhin eine vollständige Messung des gestreuten Leptons. Um die missing-energy des Neutrinos aus dem CC-Prozeß zu messen, benötigt man eine vollständige Abdeckung des Raumwinkels um den Wechselwirkungspunkt durch den Detektor, so daß alle Teilchen, die von dort ausgehen, gemessen werden.

Abbildung 2.2: Längsschnitt durch den H1-Detektor

2.3.1 Der Spurdetektor

Der Spurdetektor des H1-Detektors wird in drei Komponenten aufgeteilt:

Vorwärtsspurdetektor

Der Vorwärtsbereich des Detektors ist in drei Module gegliedert, die jeweils aus planaren Driftkammern, Vieldrahtproportionalkammern, Übergangsstrahlungsdetektoren und radialen Driftkammern bestehen. Die Driftkammern werden für die Rekonstruktion geladener Spuren genutzt, die Vieldrahtproportionalkammern werden als Triggerdetektoren genutzt und die Übergangsstrahlungsdetektoren dienen zur Elektron-Pion-Trennung.

Zentraler Spurdetektor

Der zentrale Spurdetektor besteht aus zwei Jetkammerringen CJC1[1] und CJC2. Diese Kammern decken den gesamten ϕ-Bereich ab. Die azimutale Akzeptanz (θ-Bereich) liegt für die CJC1 zwischen 10 Grad und 170 Grad, mit der CJC2 kann man Spuren zwischen 25 Grad und 155 Grad messen.
Die CJC1 besteht aus 30 Zellen mit je 14 Drähten und die CJC2 aus 60 Zellen mit jeweils 32 Drähten. Die Drahtebenen sind nicht radial angeordnet, sondern im mittel um einen Winkel von 30 Grad geneigt, um den Lorentzwinkel zu kompensieren. Außerdem ist es möglich ein Übersprechen (cross-talk) auf den Drähten zu erkennen, da die Driftzeiten hochenergetischer Spuren vom Wechselwirkungspunkt für Nachbardrähte eine Zeitdifferenz von 100 ns aufweisen.
Durch ein Versetzen (staggering) benachbarter Drähte um 150 μm ist es möglich die Links-Recht-Ambiguität aufzulösen, die dadurch entsteht, daß man nur die Driftzeit mißt und nicht die Richtung, aus der die Elektronen auf den Draht zudriften.

Rückwärtspurdetektor

Das Tracking im Rückwärtsbereich zwischen 155 Grad $< \theta <$ 175 Grad ist die Aufgabe der Rückwärts-Proportionalkammer (BPC)[2]. Diese Vieldrahtproportionalkammer ist aus vier um jeweils 45 Grad gegeneinander gedrehten Drahtebenen aufgebaut. Der Drahtabstand beträgt 2,5 mm und der Abstand zwischen Anode und Kathode ist 4 mm groß. Dies ergibt bei Kombination von zwei Drähten eine Winkelauflösung von 1 mrad [?].

2.3.2 Das Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist modular aufgebaut. Es besteht aus 8 Ringen, die jeweils in einen elektromagnetischen Bereich und einen hadronischen Bereich aufgeteilt sind.
Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Bleiabsorbern, deren Zwischenräume mit flüssigem Argon gefüllt sind und über Pads ausgelesen werden. Der hadronische Teil des Kalorimeters ist aus Edelstahlplatten aufgebaut. Mit diesem Aufbau erreicht man eine sehr gute Granularität. Die Absorber sind im hinteren Teil parallel zur Strahlachse und im Vorwärtsbereich senkrecht zur Strahlachse angeordnet, damit ein Teilchen, das vom Wechselwirkungspunkt ausgeht, möglichst viele Strahlungslängen durchläuft.
Im Vorwärtsbereich des Detektors befindet sich außerdem noch das Plugkalorimeter, mit dem hadronische Spuren unter Winkeln von 0,7 Grad $< \theta <$ 4 Grad gemessen werden sollen.
Der Rückwärtsbereich wird durch ein warmes Blei-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter (BEMC)[3] abgeschlossen.

[1] Central Jet Chamber
[2] Backward Proportional Chamber
[3] Backward ElectroMagnetic Calorimeter

2.3.3 Die supraleitende Spule

Der Spurdetektor und das Flüssig-Argon-Kalorimeter sind von einer supraleitenden Spule umgeben. Diese Solenoidspule erzeugt ein zur Strahlachse parallel verlaufendes Magnetfeld von 1,2 Tesla.

2.3.4 Das Myonsystem

Zur Rückführung des magnetischen Flußes ist die Spule von einem Eisenjoch umgeben. Innerhalb dieses Eisenjochs sind Streamerkammern eingebaut. Außerhalb des instrumentierten Eisens befindet sich eine Driftkammerlage, die gemeinsam mit den Streamerkammern zum Nachweis von Myonen genutzt wird.
Das instrumentierte Eisen hat außerdem noch die Aufgabe, die Energie der hadronischen Schauer zu messen, die nicht im hadronischen Kalorimeter absorbiert wurde (tail catcher).
Im Vorwärtsbereich erfolgt der Myonnachweis über vier zusätzliche Driftkammerlagen und ein Vorwärts-Myon-Spektrometer, das aus einer toroidalen Spule mit einem Magnetfeld von 1,5 Tesla und 12 Driftkammerebenen besteht.

Kapitel 3

Die Physik einer Driftkammer

Eine Driftkammer ist ein ortsempfindlicher Detektor zur Messung von ionisierender Strahlung. Die Messung basiert auf dem Nachweis von Elektronen, die durch Ionisation eines Gases freigesetzt wurden. Neben der Messung des Ortes kann über die Messung der in der Kammer deponierten Energie dE/dx eine Identifikation der Teilchen erfolgen. Durch die Anordnung von mehreren Driftkammerlagen kann man die Spur des durchlaufenden Teilchens rekonstruieren; befindet sich die Kammer innerhalb eines Magnetfelds kann aus der Spurkrümmung der Teilchenimpuls bestimmt werden.

3.1 Aufbau

Abbildung 3.1: Schematische Darstellung einer Driftzelle. Der Verlauf des elektrischen Feldes ist durch die Äquipotentiallinien dargestellt.

Eine Driftkammer ist ein Gasvolumen, in dem durch Potentialdrähte ein elektrisches Feld erzeugt wird. Die Potentialdrähte werden in Zähl-, Kathoden- und Felddrähte unterteilt (Abbildung 3.1). Man legt die Hochspannung so an Zähl- und Kathodendrähte an, daß die Kathode relativ zu den Zähldrähten auf einem negativen Potential liegt. In der Nähe des Zähldrahts steigt die Feldstärke stark an und das Feld ist radial um den Draht. Außerhalb dieses Nahdrahtbereichs ist das Feld weitgehend homogen. Die Feldhomogenität kann durch die Felddrähte verbessert werden, indem man durch diese das

Potential in der Kammer entsprechend festlegt. In diesem elektrischen Feld bewegen sich Elektronen in Richtung des Zähldrahts und werden dort nachgewiesen.

3.2 Ionisation

Beim Durchgang eines Teilchens durch Materie kann dieses auf mehrere Arten wechselwirken:

- Cherenkov-Strahlung
- Übergangsstrahlung (in einem inhomogenen Medium)
- Ionisation

Der Energieverlust erfolgt im wesentlichen durch Ionisation des durchquerten Mediums. Der mittlere Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch-Formel [?], [?] beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_a z^2 e^4}{mv^2}\frac{Z}{A}\left(ln\left(\frac{2mv^2}{I(I-\beta^2)}\right)-\beta^2\right) \quad ; \quad \beta = \frac{v}{c} \tag{3.1}$$

m : Elektronenmasse

z : Ladung des Teilchens

v : Geschwindigkeit der ionisierenden Teilchen

N_a : Avogadrokonstante

Z : Ordnungszahl des Mediums

A : Massenzahl

I : effektives Ionisationspotential ($I = 12 \cdot ZeV$)

Nach dieser Gleichung ist der mittlere Energieverlust dE/dx unabhängig von der Masse des Teilchens und hängt nur von dessen Geschwindigkeit ($v = \beta c$) und dem Betrag der Ladung ab; d.h. Teilchen mit gleicher Geschwindigkeit und gleicher Ladung erleiden den gleichen mittleren Energieverlust pro Weglänge. Der Energieverlust dE/dx fällt bei kleinen β proportional zu $1/\beta^2$ ab und steigt nach einem Minimum bei $\beta\gamma \sim 4$ bei relativistischen Energien wieder an. Nach der Bethe-Bloch-Formel steigt der mittlere Energieverlust in diesem Bereich unbegrenzt an. Daher wurde von Fermi ein zusätzlicher Term $\delta(\beta)$ eingeführt, der von Sternheimer und Peierls parametrisiert wurde [?]. Diese Beschreibung weicht im Bereich des relativistischen Anstiegs von den Messungen des mittleren Energieverlusts ab. Eine bessere Beschreibung liefert das Photon-Absorptions-Modell (PAIM) von Allison und Cobb [?].
Der Energieverlust ist keine feste Größe, sondern statistisch verteilt. Die Energieverlustverteilung ist keine gaußförmige Verteilung um den Mittelwert; sie gehorcht einer Landauverteilung und hat asymmetrische Ausläufer zu hohen Werten. Diese entstehen durch sogenannte δ-Elektronen. Es handelt sich dabei um hochenergetische Elektronen, die durch Stöße mit kleinem Stoßparameter und großem Energieübertrag erzeugt werden. Die Energie dieser δ-Elektronen liegt bei einigen keV und wird durch Sekundärionisation an das Gas abgegeben. Die Asymmetrie der Landauverteilung des mittleren Energieverlusts ist besonders bei kleinen Schichtdicken zu beobachten [?].

3.3 Drift und Diffusion

Die durch Ionisation entstandenen Elektronen-Ionen-Paare befinden sich in einem elektrischen Feld und werden durch die Kraft $\vec{F} = e \cdot \vec{E}_d$ beschleunigt. Während die Elektronen in Richtung des Zähldrahts driften, stoßen diese mit den Gasatomen zusammen und werden dadurch wieder abgebremst. Dadurch kommt es nach kurzen Zeit zu einer konstanten Driftgeschwindigkeit, mit der die Elektronen in Richtung des Zähldrahts driften. Die Ionen bewegen sich in entgegengesetzter Richtung auf die Kathodendrähte. Da die Elektronen bedeutend schneller als die Ionen driften, wird für die Driftzeitmessung nur das Signal der Elektronen benutzt. Im folgenden Teil wird daher nur die Drift und Diffusion der Elektronen beschrieben.
Aus der Driftgeschwindigkeit und der Driftzeit kann man den Abstand des Teilchendurchgangs zum Zähldraht berechnen:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_d(t)\, dt$$

t_0 : Zeitpunkt der Ionisation

t_1 : Zeitpunkt, zu dem die Elektronen den Zähldraht erreichen

Ist die Driftgeschwindigkeit konstant, vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$x = v_d(t_1 - t_0) = v_d t_d$$

Für kleine Driftfeldstärken $\vec{E}_d$ ist die Driftgeschwindigkeit v_d proportional zu $\vec{E}_d$. Bei einer Erhöhung der Feldstärke erreicht die Driftgeschwindigkeit ein Maximum und fällt dann entweder wieder ab oder die Driftgeschwindigkeit ist gesättigt und bleibt bei großen Feldstärken in etwa konstant. Beim Abfall der Driftgeschwindigkeit oberhalb des Maximums handelt es sich um den Ramsauereffekt. Dabei kommt es zu Interferenzeffekten in dem Energiebereich, indem die Wellenlänge der Elektronen vergleichbar ist mit der Größe der Gasatome. Dies führt zu einem Minimum des Stoßquerschnitts und man erhält in diesem Bereich ein Maximum in der Driftgeschwindigkeitskurve.
Um die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Driftfeld möglichts klein zu halten, verwendet man Gasmischungen mit einem Driftgeschwindigkeitsplateau und betreibt die Driftkammer oberhalb der maximalen Driftgeschwindigkeit auf dem Plateau der Driftgeschwindigkeitskurve.
Befindet sich die Drifkammer in einem Magnetfeld wirkt zusätzlich die Lorentzkraft auf die driftenden Elektronen:

$$\vec{F}_L = -e(\vec{E}_d + \vec{v} \times \vec{B})$$

Diese Kraft erzeugt eine zusätzlich Geschwindigkeitskomponente in Richtung von $\vec{E} \times \vec{B}$. Die Elektronen driften nun nicht mehr parallel zu den elektrischen Feldlinien, senkrecht auf den Zähldraht zu. Die Driftrichtung ist um den Winkel α_L gegen die Senkrechte geneigt. Dieser Winkel α_L wird Lorentzwinkel genannt und ist gegeben durch:

$$tan\alpha_L = \frac{v_{senkrecht}}{v_{parallel}}$$

$v_{parallel}$: Geschwindigkeitskomponente in Richtung des elektrischen Felds

$v_{senkrecht}$: Geschwindigkeitskomponenente senkrecht zum elektrischen Feld

Der Drift im elektrischen Feld ist die Diffusion der Elektronenwolke durch die thermische Bewegung der Elektronen überlagert.
Ohne Elektrisches Feld entspricht die mittlere kinetische Energie der mittleren thermischen Energie der Gasmoleküle:

$$E_{kin} = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT$$

k : Boltzmannkonstante

m : Elektronenmasse

T : Temperatur

Hierraus ergibt sich die thermische Geschwindigkeit der Elektronen:

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{2}}$$

Die Elektronenwolke diffundiert auf dem Weg zum Zähldraht auseinander. Die Dichteverteilung der Elektronen ohne elektrisches Feld nach einer Zeit t ist gaußverteilt:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \tag{3.2}$$

Der Diffusionskoeffizient D ist temperatur- und gasabhängig. Die Varianz der Verteilung ist:

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \tag{3.3}$$

Innerhalb eines elektrischen Feldes ist die Dichteverteilung nicht mehr isotrop. Man unterscheidet dann zwischen longitudinaler und transversaler Diffusion. Die longitudinale Diffusision ist geringer als die transversale Diffusion [?].

3.4 Gasverstärkung

In unmittelbarer Nähe des Zähldrahts wächst die elektrische Feldstärke mit $1/r$ an. Die Äquipotentialinien sind radialsymmetrisch um den Zähldraht. Durch die große Feldstärke gewinnen die primären Elektronen zwischen den Stößen mit den Gasatomen mehr Energie als sie bei diesen elastischen Stößen verlieren. Wenn die Elektronen im elektrischen Feld genügend Energie erhalten haben, um die Gasmoleküle zu ionisieren, beginnt die Gasverstärkung. Bei der Ionisation entstehen sekundäre Elektronen, die ihrerseits nach einer kurzen Beschleunigung im elektrischen Feld genügend Energie haben, um wieder Gasatome zu ionisieren. Diese Prozeß führt schließlich zur Bildung einer Lawine. Die Lawinenbildung findet in einem Bereich um den Zähldraht statt, der nur einige 100 μm groß ist.
Die Zahl der Elektronen, die in der Lawine entseht folgt einem Exponentialgesetz:

$$n = n_0 e^{\alpha x} \tag{3.4}$$

n_0 : Zahl der primären Elektronen

x : Wegstrecke, die die Elektronen zurücklegen

α: mittlere freie Weglänge der Elektronen

Der Multiplikationsfaktor M der Gasverstärkung ist das Verhältnis der Zahl der auf dem Draht ankommenden Elektronen n und der Zahl der Elektronen, die durch die Primärionisation in der Driftkammer erzeugt wurden:

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \tag{3.5}$$

Innerhalb eines inhomogenen Feldes hängt α von x ab und für den Gasverstärkungsfaktor gilt:

$$M = \exp\left(\int_{r1}^{r2} \alpha(x)\, dx\right) \tag{3.6}$$

Die Größe $1/\alpha$ gibt die Wahrscheinlichkeit für eine Ionisation pro zurückgelgter Wegstrecke der Elektronen an. Diese Größe wird der erste Townsend-Koeffizient genannt. Zur Berchnung von α wurden verschieden theoretische Modelle entwickelt. In einem Modell von M.E. Rose und S.A. Korff [?] wird der erste Townsend-Koeffizient folgender Maßen parametrisiert:

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(\frac{-Bp}{E}\right) \tag{3.7}$$

p : Druck

E : elektrische Feldstärke

A, B : gasabhängige Konstanten

Die Gasverstärkung hängt demnach vom Kammergas, dem Druck und vom elektrischen Feld ab. Das elektrische Feld in der Gasverstärkungregion wird durch den Zähldrahtradius und die Zähldrahtspannung bestimmt.
Man betreibt Driftkammern im Proportionalbereich, da nur hier die deponierte Ladung proportional zur deponierten Primärladung ist. Nur so ist eine Teilchenidentifikation durch eine Energieverlustmessung möglich. Der Gasverstärkungsfaktor liegt im Proportionalbereich zwischen 10^4 und 10^6.

3.5 Alterung

Ein Problem beim Langzeitbetrieb einer Driftkammer stellt die Alterung dar. Hierbei kommt es auf den Drähten zu Ablagerungen, die dazu führen, daß sich die Gasverstärkung verkleinert. Die Ablagerungen können auch dazu führen, daß es zu Dunkelströmen oder zu Überschlägen in der Zelle kommt, die dann den Ausfall der Zelle zur Folge haben.
Bei den Ablagerungen handelt es sich um Polymere, die aus Reaktionsprodukten des Kohlenwasserstoffanteils des Kammergases entstehen, oder um elementaren Kohlenstoff [?].

Innerhalb der Lawine können sich viele verschieden Arten von Molekülen bilden. Die Energie der Elektronen in der Lawine wird nicht immer zur Ionisation von Gasatomen benutzt, die Elektronen zerstören auch kovalente Bindungen der Kohlenwasserstoffe und dabei entstehen Radikale. Die Bindungsenergie einer kovalenten Bindung ist etwa 2-5 mal kleiner als die Ionisationsenergie für das gleiche Molekül. Die Radiakale haben große Dipolmomente. Die Konzentration der Radikale ist somit in der Nähe des Zähldrahts am größten. Durch die große Reaktivität der Radikale bilden sich hier neue Verbindungen. Bei diesen Verbindungen handelt es sich um Polymere, die die Anode überziehen können. Diese Ablagerung auf der Anode wandelt sich unter dem Elektronenbeschuß in Kohlenstoff um [?].
Die Stärke und Geschwindigkeit der Alterung hängt von der Konzentration der Radikale im Zellvolumen ab. Diese Konzentration ist ist etwa proportional zur Anzahl der Elektronen in der Lawine, d.h. die Alterung ist bei hohen Gasverstärkungen am größten.
Gegen solche Alterungseffekte wird in Standardgasmischungen häufig Wasserdampf zugesetzt. Dabei ist jedoch nicht klar, ob Wasser die Ablagerungen verhindert oder nur dafür sorgt, daß die Ablagerungen auf den Drähten leitend bleiben.

Kapitel 4

Das Upgrade-Programm

4.1 Tiefinelastische Streuung bei kleinen x

Bei HERA-Energien steht ein neuer x- und Q^2-Bereich zur Verfügung, in dem es möglich ist den Übergang von pertubativer zu nicht pertubativer QCD zu testen. Die tiefinelastische Streuung bei kleinen x-Werten ermöglicht QCD-Tests in diesem Übergangsbereich. Die leading-log-Approximation reicht hier nicht mehr zur Beschreibung aus, da man den Sättigungberech erreicht. In diesem Bereich kann das Anwachsen der Partonendichte für kleine x-Werte nicht mehr mit der Altarelli-Parisi-Entwicklung beschrieben werden.
Bei Ereignisse mit kleinem x und großem y muß sowohl das gestreute Elektron als auch der Quarkjet im Rückwärtsbereich gemessen werden. Bei festem x verringert sich der Streuwinkel des Elektrons mit wachsendem Q^2.
Zur Rekonstruktion des Ereignisses ist es nötig zwei Variablen zu bestimmen, die das Ereignis vollständig beschreiben. Man benutzt dazu normalerweise x und Q^2. Der Fehler bei der Q^2-Bestimmung ergibt [?]:

$$\frac{dQ^2}{Q^2} = \sqrt{\left(\frac{dE_e'}{E_e'}\right)^2 + (tan(\theta_e/2)\cdot\delta\theta_e)^2} \tag{4.1}$$

E_e' : Energie des gestreuten Elektrons; θ_e : Streuwinkel des Elektrons

Die Winkelauflösung wird bei der Q^2-Bestimmung mit einem Faktor $tan(\theta_e/2)$ gewichtet, bei einem Winkel von $\theta_e = 177$ Grad, das ist der größte Winkel der gemessen werden soll, wird der Winkelfehler mit einem Faktor 40 multipliziert. Daher ist eine sehr gute Winkelauflösung im Rückwärtsbereich nötig.
Um den Bereich kleiner Elektronstreuwinkel zu erfassen benötigt man eine Messung der Spuren und der kalorimetrische Energie bis zu kleinen Winkeln. Daher sollen bei einem Upgrade ein neues Strahlrohr mit kleinerem Radius, ein neues Rückwärtskalorimeter, zusätzliche Silicon-Spurdetektoren im zentralen Bereich des Detektors zur Messung von Spuren mit kleinem Azimutalwinkel und eine Rückwärtsdriftkammer (BDC)[1] eingebaut werden.

[1] Backward Drift Chamber

4.2 Die Backward Drift Chamber

4.2.1 Designkonzept der Kammer

Die BDC soll geladenen Spuren im Winkelbereich 157 Grad $< \theta <$ 177 Grad messen. Beim Bau der Kammer werden folgende Anforderungen berücksichtigt [?]:

- Messung des Polarwinkels θ mit einer Genauigkeit von 0,5 mrad im gesammten Akkzeptantbereich
- Messung von Spursegmenten innerhalb des Akkzeptanzbereichs des Rückwärtskalorimeters
- Bestimmung des Eintrittspunkts der Spuren ins Kalorimeter auf 1 mm (Track-Cluster-Matching)
- Geplante Auflösung: $\Delta\theta = 400\mu m$, $\Delta\phi = 0,8mm$
- Erkennung von Elektronen, die im toten Material vor der Kammer aufschauern, um eine Energiekorrektur zu ermöglichen
- Kurze Driftzeiten, um die Spuren dem jeweiligen Ereignis zuordnen zu können und zu verhindern, daß Spuren von aufeinanderfolgenden Ereignissen oder von Untergrundereignissen vermischt werden (Pileup).

Zur Untersuchung der für die BDC maßgeblichen Bedingungen wurden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt und es wurden Daten analysiert, die mit der BPC und dem BEMC gemessen wurden [?].
Die Untersuchungen der Untergrundbedingungen ergaben, daß die Untergrundrate bei kleinen Radien 130 kHz beträgt. Der Abstand zwischen zwei bunchcrossings beträgt bei HERA 98 ns. Innerhalb des Detektors wird die BDC hinter inhomogenem totem Material von 0.3 bis 2 Strahlungslängen stehen. Die Elektronen schauern in diesem toten Material auf.Die mittlere Multiplizität für Elektronen und Positronen liegt, nach den Daten der 92'er-Runs bei 3,2. Der Abstand der Spuren kann dabei einige Zentimeter betragen.
Um möglichst wenige Spuren von Physik- bzw Untergrundereignissen gleichzeitig in einer Driftzelle zu haben, wurden für die BDC kleine Drifträume mit kurzen Driftstrecken gewählt. Da die Untergrundrate bei großen Radien geringer ist, kann man hier Zellen mit größeren Driftstrecken verwenden.
Um die Links-Recht-Ambiguität aufzulösen wird zu dieser Drahtebene eine weitere parallele Drahtebene benutzt, bei der die Drahtpositionen jeweils um die maximale Driftstrecke versetzt sind (Abbildung 4.1).
Mit einer Kammerlage kann man nur den Azimutwinkel θ bestimmen. Um die zweite Koordinate zu bestimmen wird eine Stereodrahtgeometrie benutzt.

Abbildung 4.1: Aufbaukonzept der BDC: Es werden fünf Doppellagen um 18 Grad rotiert hintereinander angeordnet. innerhalb einer Doppellage sind die Drähte um die halbe Zellgröße versetzt, um die Rechts-Links-Ambiguität aufzulösen

4.2.2 Aufbau der BDC

Die BDC besteht aus fünf Doppellagen. Jede Doppellage ist aus zwei Drahtebenen aufgebaut und wird in zwei Hälften mit je vier Oktanten aufgeteilt. Durch diesen Aufbau besteht die Möglichkeit die Kammer zusammenzubauen ohne den Detektor aus dem Strahlrohr zufahren. In die einzelnen Oktanten werden Drahtmodule eingesteckt. Die Drahtlagen der Drahtmodule sind jeweils um die halbe Zellgröße gegeneinander versetzt. Um Pileup-Probleme zu minimieren werden kleine Driftstrecken gewählt. Die maximalen Driftstrecken betragen 5 mm bei kleinen Radien zwischen 6 cm und 22,6 cm ($\theta = 186$ Grad). Für größere Radien bis zu einem Radius von 72,4 cm werden Zellen mit einer maximalen Driftstrecke von 15 mm genutzt.
Die fünf Doppellagen sind gegeinander so verdreht, daß der Winkel zwischen den Drähten 18 Grad beträgt. Durch diesen Winkel werden die Totenzonen der Zellen so angeordnet, daß man pro Spur in 8 der 10 Drahtlagen einen hit erhält.
Die toten Zonen einer Drahtebene werden durch folgende Effekte verursacht :

- Die Materialdicke an den Sektorgrenzen beträgt etwa 1,2 mm. In diesen Bereichen ist ein Nachweis von ionisierenden Teilchen nicht möglich (Inefficiency).

- Im Randbereich der Drähte kommt es durch Feldinhomogenitäten zu Inefficiencies. Die Größe dieser Zonen beträgt etwa 3 mm.

- Die BDC wird innerhalb des Magnetfeld des H1-Detektors eingebaut. Die Elektronen driften durch die Lorentzkraft nicht mehr senkrecht auf den Zähldraht. So kann es passieren, daß Elektronen nicht auf dem Zähldraht ankommen und auf die Wände der Sektorgrenzen driften. Die Größe der toten Zonen hängt vom Lorentzwinkel ab.

An die Gasmischung die in der BDC eingesetzt wird werden folgende Anforderungen gestellt:

- Kleiner Lorentzwinkel zur Minimierung der toten Zonen
- Arbeitspunkt bei kleinen Spannungen, um die Betriebsssicherheit zu erhöhen
- Geringe Alterung der Drähte. Dies ist bei den großen Raten im Rückwärtsbereich besonders wichtig.
- Sättigung der Driftgeschwindigkeit am Arbeitspunkt, damit der Einfluß von Feldinhomogenitäten gering bleibt.

Kapitel 5

Testaufbau

5.1 Geometrie der Testzellen

Entsprechend der in der BDC verwendeten Driftzellen wurden Testzellen mit maximalen Driftstrecken von 5 mm bzw. 15 mm gebaut. Die Länge der Testzellen beträgt 10 cm für die 5 mm-Zelle und 30 cm für die 15 mm-Zelle. Diese Längen repräsentieren für die BDC typische Zellgrößen.Die Dicke des Gasvolumens beträgt 6 mm.

Der Rahmen der Testzellen (Abbildung 5.1) besteht aus zwei Messingstäben, die mit zwei Stegen aus G10 verbunden sind. Die beiden Messingstäbe dienen jeweils als Kathoden für die beiden Drifträume. Der Zähldraht ist ein goldbeschichter Wolframdraht mit einem Radius von 20 μm. Der Driftraum wird von einer Kaptonfolie abgeschlossen, die auf den Rahmen aufgeklebt ist. Auf dieser Folie befinden sich Kupferstreifen, die als Potentialelektroden benutzt werden, um das Feld in den Testzellen möglichst homogen zu gestalten. Diese fieldshaping wird erreicht, indem man die Spannungen auf den Potentialelktroden durch einen Spannungsteiler vorgibt.

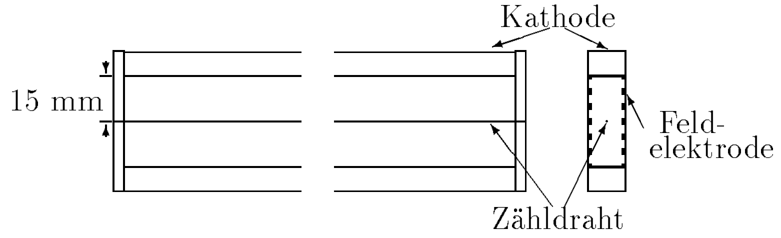

Abbildung 5.1: Längsschnitt der 15 mm-Testzelle

Die Zellen werden kontinuierlich mit dem Driftgas gespült, um eine gleichbleibende Gasqualität sicherzustellen.

5.2 Ausleselektronik

Die Testzellen werden nur an einem Drahtende ausgelesen; das andere Drahtende bleibt ohne Abschluß. Direkt am Signaldraht befindet sich ein Emitterfolger, der zur Impedanzanpassung benötigt wird. Der Emitterfolger hat einen großen Eingangswiderstand, der über ein Anpassungsnetzwerk eingestellt werden kann. Der Ausgangswiderstand der Schaltung betägt 50 Ω und ist auf die Kabelimpedanz der Signalleitungen angepaßt. Der Emitterfolger liefert die Eingangsspanuung des Signaldrahts an einem kleineren Ausgangswiderstand. Damit ist es möglich den höherohmigen Signaldraht mit dem Signalkabel ohne Spannungsverlust zu koppeln.

5.2.1 Teststandversion

Bei der Version, die für die Messungen der Gasverstärkung benutzt wurde befindet sich nach dem Emitterfolger ein Vorverstärker, der das Signal so verstärkt, daß die Signalhöhe groß genug ist, um sie mit dem FADC[1] zu digitalisieren.
Zur Bestimmung der Verstärkung wurde, die Gasverstärkung grob bestimmt, indem für Pulse auf dem Ozsilloskop die Ladung aus Pulslänge und Pulshöhe abgeschätzt wurde. Die Verstärkung wurde dann so festgelegt, daß sich für minimalionisiernde Teilchen bei einer Gasverstärkung von $5 \cdot 10^4$ eine mittlere Pulshöhe von FADC-Kanal 50 ergibt. Da die Gasverstärkugn mit einer ^{55}Fe-Quelle bestimmt wurde, muß man dabei beachten, daß die von einem minimalionisierenden Teilchen in der Testzelle deponierte Energie nur ein Viertel dieser Energie beträgt.
Am Ausgang des Vorverstärkers erhält man das verstärkte negative Kammersignal und ein invertiertes positives Signal. Diese beiden Signale werden auf die entsprechenden Eingänge des FADC gegeben. Der Vorverstärker hat eine maximale Ausgangsspannung von 2 V.

5.2.2 Testversion für den BDC-Prototyp

Um den dynamischen Bereich des FADC's voll nutzen zu können wird das Signal der Vorverstärker direkt vor dem FADC mit einem weiteren Verstärker nachverstärkt. Man erreicht so eine maximale Spannung von 4 V. Der Vorverstärker dieser Verstärkerkette unterscheidet sich von der ersten Version durch ein zustätzliches Pulsshaping, das für einen schnelleren Abfall der Signale sorgt und somit eine bessere Doppelspurauflösung ermöglicht. Außerdem wurde die Verstärkung des Vorverstärkers reduziert, da man die zweite Verstärkerstufe sonst in einem problematischen Verstärkungsbereich betreiben müßte. Die Gesamtverstärkung dieser Verstärkerkette erzeugt bei einer Gasverstärkung von $5 \cdot 10^4$ eine mittlere Ausgangsspannung für minimalionisierende Teilchen von 350 mV, dies entspricht einer mittleren Pulshöhe von FADC-Kanal 90.

[1] Flash Analog Digital Converter (siehe Abschnitt 5.4.2.)

5.3 Gesamtaufbau

Zur Messung der Auflösung und der Nachweiswahrscheinlichkeit wurden drei 15 mm-Zellen übereinander angeordnet (Abbildung 5.2). Die Zellen wurden so positioniert, daß die Signaldrähte parallel übereinander liegen. Diese Zellanordnung wird von zwei Szintillatoren abgeschlossen, die oberhalb bzw. unterhalb der Zellen befestigt sind, und deren Signal für den Trigger zur Messung mit kosmischen Myonen genutzt wird.

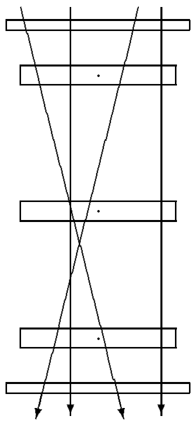

Abbildung 5.2: Aufbau der Triggerszintillatoren und Driftzellen zur Messung der Auflösung

5.4 Datennahmesystem

5.4.1 Aufbau

Die Kammersignale werden mit einem schnellen Analog-Digital-Wandler (FADC) digitalisiert. Dieser verfügt über eine Verbindung zum VME-Bus und kann mit einem Interface (Micron-MacVEE) zwischen VME- und Apple-Nubus von einem Macintosh-Computer (Mac II) ausgelesen werden. Der FADC wird von einem Minikontroller gesteuert, der über einen zusätzlichen Bus mit dem FADC verbunden wird. In Abbildung 5.3 wird das Schema des Datennahmesystems gezeigt.

5.4.2 FADC-Karte

Da beim Bau der BDC möglicht viele Komponenten genutzt werden, die schon beim Tracking-System des H1-Detektors eingesetzt werden, wird zur Digitalisierung der Kammersignale die FADC-Karte F1001 genutzt. Dabei handelt es sich um ein nichlineares 8/10-bit-FADC-System, bei dem auf einer Karte 16 Kanäle implimentiert sind. Um den dynamischen Bereich des FADC zu erhöhen, wird der FADC mit einer nichtlinearen Kennlinie betrieben (Abbildung 5.4). Dadurch ist es möglich einen größeren

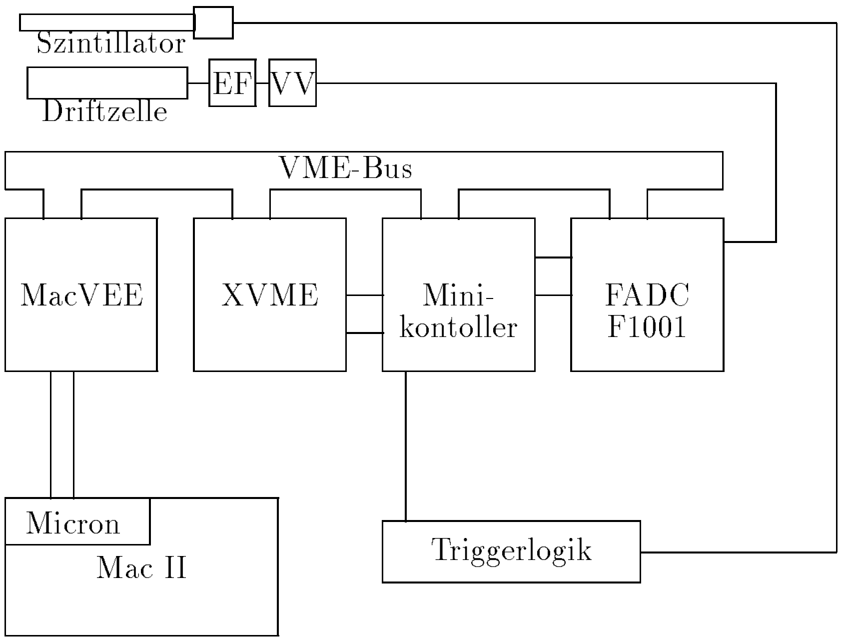

Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des Datennahmesystems

Spannungbereich zu digitalisieren. Ein weiterer Vorteil ist, daß Pulse mit kleiner Amplitude mit einer feineren Abstufung digitalisiert werden und der Digitalisierfehler kleiner ist als bei einer linearen Kennlinie. Nach der Datennahme muß aus der digitalisierten Amplitude die Signalhöhe berechnet werden. Dazu muß man die Kennlinie des FADC bestimmen. Zur Parametrisierung der Kennlinie benutzt man folgende Funktion:

$$A(U) = \frac{a \cdot 256 \cdot U}{2560 + b \cdot U} \tag{5.1}$$

$A(U)$: Signalhöhe in FADC -Kanälen

U : Amplitude des Eingangssignals in Volt

a, b : Konstanten zu Beschreibung der Kennlinie

Um die Konstanten a und b zu bestimmen wurde der FADC mit einer Rechteckspannung von 50 ns am Eingang gepulst und das FADC-Maximum bestimmt. An die Meßpunkte wurde eine Kurve nach Gleichung 5.1 angefittet (Abbildung 5.4).
Jeder Kanal hat eine Speichertiefe von 256 bins[2]. Die Digitalisierung erfolgt mit einer Wandlungsrate von 104 MHz. Bei der Digitalisierung wird der gerade aktuelle Wert innerhalb eines Ringspeichers in das bin geschrieben, an dem ein Zeiger die aktuelle Position angibt. Nach dem Schreiben wird dieser Zeiger auf die nächste Adresse gesetzt. So wird der Ringspeicher immer wieder neu geschrieben und enthält die Information der letzten 2,56 μs.

[2]Der Speicher für einen Kanal ist 256 Byte groß. Die einzelnen Speicheradressen werden als bins bezeichnet

Abbildung 5.4: Nichlineare Kennlinie des FADCs

Die FADC-Karten wurden als VME-Module ausgeführt. Sie verfügen auf der Rückseite über zwei VME-Anschlüsse (Stecker J1 und J2). Über einen weiteren Stecker (J0) auf der Rückseite werden dem FADC die analogen Kammersignale zugeführt. Auf der Vorderseite verfügt der FADC über einen Monitorausgang (J4), an dem man die durchgeschleiften Analogsignale abgreifen kann. Über den Anschluß J2 werden die FADC-Karten über einen zusätzlichen Bus vom Minikontroller gesteuert. Die Anschlußbelegung der Stecker wird im Anhang beschrieben.

5.4.3 Minikontroller

Der Minikontroller dient zur Steuerung der FADC-Karten. Durch die zusätzlichen Busleitungen können mehrere FADC Karten von einem Minikontroller gesteuert werden. Beim Trackingsystem des H1-Detektor erfolgt die Steuerung der FADC-Karten durch ein Scanner-Modul. Dieses Modul hat zusätzlich die Aufgabe den FADC-Speicher nach Pulsen zu durchsuchen und nur diese an das VME-System weiterzugeben. Der Minikontroller ersetzt nur die Steuerungsfunktion des Scanner-Moduls. Hierbei hat der Minikontroller die Aufgabe bei einem Triggersignal die Digitalisierung zu stoppen. Nach dem Anhalten des Zeigers, kann man den FADC-Speicher Auslesen und erhält die Information der letzten 2,56 μs. Nach der Auslese muß die Digitalisierung wieder gestartet werden. Während dieser Zeit erzeugt der Minikontroller ein Vetosignal, das anzeigt, daß zur Zeit der FADC-Speicher gelesen wird und kein neues Triggersignal akzeptiert wird. Der Zugriff des Minikontrollers auf den VME-Bus erfolgt über eine I/O-Karte.

5.4.4 I/O-Karte

Als I/O-Karte wurde das digitale In/Out-Modul XVME-200 benutzt. Diese Karte stellt die Verbindung zwischen dem Minikontroller und dem VME-Bus her und ist für das Interrupthandling zuständig. Beide Karten werden durch ein Flachbandkabel auf der Vorderseite verbunden.

5.4.5 Micron-MacVEE-Interface

Um den FADC mit dem Macintosh über den VME-Bus auslesen zu können benötigt man ein Interface zwischen dem VME-Bus und dem Apple-NuBus [?], [?]. Das MacVEE[3]-Interface ermöglicht die Auslese und Steuerung von VME-Bus und Camac Systemen.

MacVEE

Innerhalb des VME-Crates sorgt die MacVEE-Karte für die Verbindung zwischen VME- und NuBus. Das MacVEE-System ermöglicht über ein memory-mapping den direkten Zugriff auf bis zu acht VME-Crates. Der Speicher der VME-Module erscheint innerhalb des Adressbereichs des Mac's und man kann so direkt darauf zugreifen. Außerdem kann der Macintosh Programme im VME-Speicher ausführen.
Auf der MacVEE-Karte muß die Cratenummer eingestellt werden. Die Crate-Nummer wird im zweiten Byte der FADC-Adresse angegeben. Hier wird $Cratenummer - 1$ eingetragen.

Micron

Die Erweiterungsslots des Macintosh sind über den sogenannten NuBus verbunden. Der NuBus ist ein asynchrones Bussystem mit 32-bit breitem Adress- und Datenbus. Die Erweiterungskarten für den Macintosh-NuBus werden nach der Installation über im ROM abgelegte Routinen konfiguriert. Die Micron-Karte ist ein NuBus-Modul, mit dem der Anschluß des MacVEE-Systems an einen Macintosh II hergestellt wird.
Um den FADC auszulesen wird in der Adresse der NuBus-Slot angegeben. Beim Macintosh IIvx lauten die Slotadressen D-F. Die NuBus Adresse steht im ersten Byte der FADC-Adresse.

5.4.6 Datennahmeprogramm

Das Datennahmeprogramm wurde auf einem Macintosh II mit Labview entwickelt. Dabei wurden folgende wichtigen Anforderungen an die Software gestellt:

- Aufzeichnung der Daten in einem BOS-ähnlichen Format
- schnelle Auslese des FADC
- Reduzierung der Datenmenge
- Online Monitoring

[3]Microcomputer Applied to the Controll of VME Electronic Equipment

LabView

Mit LabView hat man die Möglichkeit mit einer graphischen Benutzeroberfläche Progamme zu entwickeln. Die Modularität wird durch virtuelle Instrumente (VIs) ermöglicht. Dabei handelt es sich um Prozeduren und Funktionen, die durch ein graphischen Symbol repräsentiert werden und deren Ein- und Ausgaben durch Anschlüssen an das Symbol dargestellt werden (Abbildung 5.5). Bei der Programmierung werden die Ein- und Ausgaben des VI's mit Drähten verbunden, die den Datenfluß symbolisieren. Die Abarbeitung des Programmes erfolgt datengetrieben, d.h. die VIs werden in der Reihenfolge abgearbeitet, in der die Daten benötigt werden.

Abbildung 5.5: LabView-VI zur Berechnung der Driftstrecke

Innerhalb eines VIs können wieder weitere VIs aufgerufen werden. So kann eine Programmbibliothek entwickelt werden, in der auf bereits existierende VIs zurückgegriffen wird. In der untersten Ebene dieser VIs stellt Labview eine große Zahl von elementaren VIs zur Verfügung, die der Benutzer zur Entwicklung kompexerer Programme nutzen kann. Außer den elementaren VIs stellt LabView noch einige logische Strukturen zur Verfügung:

- For-, While-Schleifen
- Case-Strukturen
- Sequenz-Strukturen : Innerhalb einer Sequenz wird die Reihenfolge festgelgt in der einzelne VIs abgearbeitet werden sollen, wenn sich die nicht aus den Datenfluß ergibt. Außerdem kann man diese Struktur zu Gliederung der Programme nutzen.

Weiterhin bietet LabView durch Schnittstellen zu anderen Programiersprachen (Code Interface Node) dem Benutzer die Möglichkeit selbst Unterprogramme in C oder Pascal zu programmieren.
Neben den elemtaren VIs gibt es in der LabView-Bibliothek eine Reihe komplexerer VIs, die in verschieden Bereiche aufgeteilt sind. Es stehen dem Benutzer Werkzeuge für statistische Analysen, num. Berechnungen und viele andere Anwendungen zur Verfügung.
In LabView ist die Möglichkeit vorgesehen die GBIP-Schnittstelle, über die viele Meßinstrumente verfügen, zu nutzen. Zu deren Programmierung, speziell zur Auslese der Meßinstrumente stehen verschieden VIs zur Verfügung.
Obwohl es sich bei einem LabView-Progamm um einen compilierten Code handelt eignet sich LabView nur zur Entwicklung kleinerer Programme, wie sie typischerweise an

Laborteständen benötigt werden. Aufgrund der geringen Ausführungsgeschwindigkeit stößt man bei umfangreicheren Projekten auf zeitliche Grenzen und es wird dann nötig zeitintensive und zeitkritische Programmteile als C-Programme zu realisieren.

BOS-Format

Das BOS[4]-System [?] ist ein Programm für die dynamische Verwaltung und die Ein- und Ausgabe von Datenfeldern. Das Programm soll dabei eine modulare Struktur der Programme und die Übertragbarkeit von Programmen und Datensätzen unterstützen. BOS stellt dem Benutzer Proceduren zur Manipulation der Bänke zu Verfügung mit denen man Bänke erzeugen, finden oder löschen kann.
Die einzelnen Daten eines Datenfeldes werden in Bänken gespeichert. Jede Bank hat einen vier Zeichen langen Namen. Um Daten in tabularischer Form in Bänken zu speichern wird von der H1-Collaboration die Größe der Tabelle im Kopf der Bank festgelegt. Eine Standardbank hat eine feste Zahl von Spalten, NCOL, und eine variable Anzahl von Zeilen, NROW. Dieses Format wird für die Qt-analysierten Daten benutzt. Die Rohdaten werden ist einer Bank mit variabler Spaltenzahl gespeichert.
Eine genaue Beschreibung der benutzten Bänke befindet sich im Anhang.

Datenreduktion

Da der FADC direkt über das Micron-MacVEE von einem Macintosh-Computer ausgelesen, verfügt man nach der Auslese über den gesammten Speicherinhalt aller 16 Kanäle des FADC's, von 4 kByte. Um die Funktion des Testzellen und die Untergrundbedingungen zu untersuchen gibt es die Möglichkeit diese Rohdaten abzuspeichern. Da man nicht immer die gesammte Datenmenge speichern will, ist es nötig die Scannerfunktion innerhalb des Ausleseprogramms zu simulieren und die Pulse aus dem FADC-Speicher herauszusuchen.
Diese Funktion wird innerhalb der C-Routine, die den FADC ausliest, durchgeführt. Um die Scannerfunktion zu simulieren wird dabei nach Einträgen gesucht, die auf eine Länge von n bins über einer Schwelle S liegen. Die Werte für n und S liegen zur Zeit bei 2 und 13. Wurde ein Eintrag gefunden, dann wird dieser als möglicher hit gespeichert. Zur Bestimmung des Pedestals wird 5 bins vor dem Anstieg begonnen und der Puls endet, wenn die Schwelle wieder unterschritten wird. Als Ausgabe dieses VI's erhält man die Daten im BOS-Format.
Mit dem Softwarescanner wird für Ereignisse, bei denen in jedem Kanal ein Puls gefunden wurde, eine Reduktion der Daten um den Faktor 10 erreicht.

FADC-Auslese und Programmierung des Minikontrollers

Die Unterprogramme zur Auslese des FADCs und zur Steuerung des Minikontrollers wurden in C geschrieben.
Um den FADC auszulesen, wird zuerst die aktuelle Position des Counters bestimmt. Im Speicher des FADCs sind die Kanäle nach einer Memory-Map im Speicher angeordnet.

[4]Bank Operating System

Die FADC-Adresse beginnt mit der NuBus-Adresse und der Cratenummer des FADCs. Im nächsten Byte wird die FADC-Nummer innerhalb des Crates angegeben. Diese wird durch Jumper auf der FADC-Karte eingestellt. Die letzten 4 Byte geben die RAM-Adresse innerhalb des FADC-Speichers an.
Bei des Auslese werden 32-bit Worte gelesen. Damit liest man immer die Information von 4 Kanälen aus. Nachdem der gesammte Speicher des FADCs ausgelesen wurde, werden die Daten nach Kanälen sortiert und so angeordnet, daß der i-te Kanal an der Stelle $i \cdot 256$ beginnt und 256 Byte lang ist. Die Daten der einzelnen Kanäle werden so geordnet, daß sie jeweils mit dem ältesten Eintrag beginnen.
Die so aufbereiteten Daten können entweder als Rohdaten im BOS-Format an das Ausleseprogramm weitergegeben werden oder es kann eine Scannersimulation gestartet werden. Die Scannersimulation erzeugt ebenfalls eine Ausgabe in BOS-Bänken. Die Auswahl zwischen diesen beiden Datentypen ist durch den Austausch des Auslese-VIs innerhalb des LabView-Datennahmeprogramms möglich.
Zur Kalibration der einzelnen FADC-Kanäle besteht die Möglichkeit interne Testpulser der FADC-Karte zu nutzen. Es gibt insgesmmt vier Testpulsgeneratoren, die durch das Setzen entsprechender Adressbits angesprochen werden.
Die Programierung des Minikontrollers umfaßt folgende Punkte :

- Initialisierung des Minikontrollers
- Abfrage des Triggereingangs
- Setzen und Löschen der Triggerbits

Online-Monitoring

Um die Funktion der Zellen während der Datennahme kontrollieren zu können, wurden verschieden Online-Histogramme entwickelt.
Zur direkten Kontrolle der einzelnen Zellen gibt es auf der untersten Ebene eine Display, in dem für die einzelnen Kanäle der Inhalt des FADC's angezeigt wird. Hier kann man direkt die Funktion der einzelnen Zellen monitoren.
Als weitere Online-Kontrollen wurde die Fläche unter den Pulsen, der Beginn der Pulse und die Multiplizität für ein Ereignis und die Nummer der Zellen, in denen ein Puls gefunden wurde, histogrammiert.
Zur Programmierung dieser Histogramme und zur graphischen Darstellung wurde umfangreicher Gebrauch von den Möglichkeiten gemacht, die die Programmierung in LabView bietet. So stellt LabView Routinen zur Pulsanalyse und zum Erstellen von Histogrammen zur Verfügung. Auch die graphische Dartstellung der Histogramme ist mit VI's aus der LabView-Bibliothek realisiert worden.

5.4.7 Analysekette

Nach der Datennahme werden die Daten über das Ethernet via FTP auf eine IRIS Crimson der Firma Silicon Graphics transveriert, auf der die gesamte Offline-Analyse der Daten durchgefüht wird.

Konvertierung der Daten

Obwohl auf dem Macintosh schon ein BOS-ähnliches Format erzeugt wird, ist diese Format noch mit LawView spezifischen Infomationen über die Datentypen behaftet. Bei der Konvertierung werden aus der auf dem Macintosh erzeugten Datei BOS-Bänke erzeugt. Diese Bänke werden mit FPACK[5]-Routinen in eine Datei geschrieben, die dann mit der für H1 entwickelten Software analysiert werden kann. Eine genaue Beschreibung der Bänke befindet sich im Anhang.

Analyse der Daten

Hauptbestandteil der Offline-Analyse ist die Qt-Analyse, mit der aus den Rohdaten die Pulsladungen und die Driftzeiten bestimmt werden.
Der Code für die Qt-Analyse stammt von P. Steffen und wurde für die zentralen Jetkammern entwickelt. Um den Code für die BDC-Prototypen verwenden zu können wurden einige Veränderungen vorgenommen [?].
Die Qt-Analyse wird in mehreren Schritten durchgeführt [?]: Zuerst werden die Daten linearisiert, um die nichtlinear Kennlinie des FADC's zu korregieren. Dann wird in den linearisierten Daten nach Pulsen gesucht. Die wichtigste Bedingung für eine Puls ist, daß er ein bin enthält für das die folgenden Bedingungen gelten, die sich auf die Steilheit und die konvexe Pulsform des Anstiegs beziehen:

$$W_{i+1} - W_{i-1} > S1$$

$$W_i + W_{i-2} - 2 \cdot W_{i-1} > S0$$

$$W_{i+1} > W_i \text{ oder } W_i - W_{i-1} > S1$$

W_i : linearisierter Wert im i-ten FADC-Bin

$S0$: Schwellenwert für die Pulsform, $S0 = 2$

$S1$: Schwellenwert für die minimale Pulshöhe, $S1 = 10$

Die Werte wurden so gewählt, um eine möglichts große Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmischen Myonen zu erhalten. Neben dieser Bedingung gibt es in der Qt noch mehrer Parameter, nach denen Pulse ausgewählt werden. Dabei wird eine mindest Pulslänge von 4 bins, eine mindest Amplitude und ein steiler Anstieg gefordert
Wenn ein Puls erkannt wurde, wird für diesen die Driftzeit und das Pulsintegral bestimmt. Die Driftzeitbestimmung erfolgt nach dem Leading-Edge-Algorithmus. Dabei wird die Drifzeit aus einer Geraden bestimmt, die an die ansteigende Flanke des Pulse angepaßt wird.
Um die Driftzeit zu berechnen wird zuerst das Maximum des Pulses W_{max} bestimmt und die maximale Steigung des Pulses berechnet und auf das Maximum normiert. Mit einen Geradenfit wird der Zeitpunkt berechnet zu dem der Puls eine Amplitude von 50 % des Maximums hat.

$$S_{max} = \frac{max(W_{i+1} - W_i)}{W_{max}} \tag{5.2}$$

[5] Programm zur Komprimierung der BOS-Bänke

$$t_{50} = t_i + \frac{0.5 - W_i/W_{max}}{S_{max}} \cdot 9,6ns \tag{5.3}$$

Aus der Zeit t_{50} bei der der Puls 50 % des Maximums erreicht hat wird schließlich die Zeit bestimmt die 10 % des Maximalwerts entspricht. Diese Zeit wird als Ankunftszeit der ersten Elektronen auf den Draht angenommen:

$$t_{10} = t_{50} - \frac{0,4}{S_{50}} \cdot 9,6ns \tag{5.4}$$

Das Pulsintegral wird berechnet, indem die Inhalte der einzelnen bins addiert werden. Man beginnt an der Stelle, an der der Puls 50 % des Maximums erreicht hat und endet bei der Stelle , an der der Puls wieder den Wert am Pulsanfang unterschreitet. So wird sichergestellt, daß die gesammte Ladung, die in der Zelle deponiert wurde, bestimmt wird.
Am Ende des Qt-Analyse wird die Driftzeit und das Pulsintegral in einer BOS-Bank für die Qt-analysierten Daten abgelegt.
Die weitere Analyse erfolgt dann mit H1phan[6]. Dieses Programmpaket erlaubt es die einzelnen Bänke für jedes Ereignis abzuarbeiten und Histogramme und Ntuples zur weiteren Analyse zu erstellen.

5.4.8 Trigger

Für die Gasverstärkungsmessungen und für die Driftzeitmessungen bzw. Auflösungsmessungen werden zwei verschiedene Trigger benutzt

Gasverstärkungsmessungen

Bei dieser Messung wird das Triggersignal direkt von den Kammersignale abgeleitet (Abbildung 5.6), da das γ-Quant in der Zelle absorbiert wird ist ein externer Trigger nicht möglich. Über einen Fan-Out wird das negative Signal des Vorverstärkers auf einen Diskriminator gegeben. Durch ein AND-Gatter wird das Diskriminatorsignal weitergeleitet, falls kein Veto($N\bar{I}M$-Signal) vom Minikontroller vorliegt. Das Signal wird dann mit einem Gategenerator um 1,2 μs verzögert. Der $N\bar{I}M$-Ausgang des Gategenerators ist mit den Triggereingang des Minikontrollers verbunden. Der Minikontroller arbeitet im common-stop-mode und hält den FADC wird 1,2 μs nach dem Puls an.

Auflösung und Driftzeit

Das Triggersignal für die Messungen von Anflösung und Driftgeschwindigkeiten wird durch eine Koinzidenz zwischen den beiden Szintilatoren erzeugt, die sich oberhalb und unterhalb der Zellen befinden. Dadurch wird sichergestellt, daß das getriggerte Teilchen den gesamten Testaufbau durchquert hat. Man erhält aus dem Triggerzeitpunkt den Zeitpunkt des Teilchendurchgangs.

[6]H1-Analyseprogramm

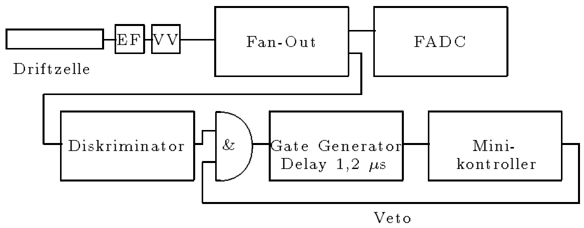

Abbildung 5.6: Triggerlogik für die Gasverstärkungsmessungen

Das Triggersignal wird erzeugt, indem die Signale der Photomultiplier beider Szintilatoren auf einen Diskriminator gegeben werden. Die Ausgänge der Diskriminatoren werden zusammen mit dem Veto-Signal des Minikontrollers auf ein AND-Gatter gegeben, um ein Koinzidenzsignal zu erzeugen. Dieses Signal wird um 1,2 μs verzögert auf den Triggereingang des Minikontrollers gegeben. Der Aufbau der Triggerlogik ist in Abbildung 5.7 dargestellt.

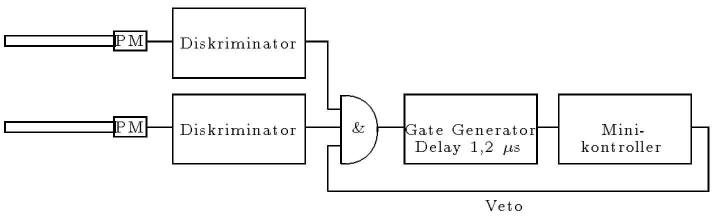

Abbildung 5.7: Triggerlogik zu Messung der Auflösung und der Driftgeschwindigkeit

Kapitel 6

Gasverstärkung

6.1 Auswahl der Gasmischungen

Die im folgenden Teil der Arbeit beschriebenen Messungen wurden mit verschiedenen Gasmischungen durchgeführt.
Zum einen wurden Standardgase gewählt, um die Testzellen mit Gasmischungen, für die es schon ausreichend Betriebserfahrung gibt, studieren zu können, zum anderen sollte mit Argon/Isobutan/Ammoniak-Mischungen versucht werden ein Driftkammergas zu finden, das alle Anforderungen zum Einsatz in der BDC erfüllt und gleichzeitig einen sicheren, zuverlässigen Betrieb der BDC langfristig möglich macht.

6.1.1 Argon/Methan (90%/ 10%)

Um die Gasverstärkung und die Auflösung zu messen wurde mit Argon/Methan (90%/ 10%) eine Gasmischung gewählt, zu der es Messungen der Transportparamter gibt und für die es langjährige Erfahrungen in verschiedenen Detektoren gibt.

Abbildung 6.1: Driftgeschwindigkeit von Argon/ Methan (90%/ 10%) [Kun92]

Dieses Gas eignet sich aber nicht für den späteren Einsatz in der BDC innerhalb des H1-Detektors, da die Driftgeschwindigkeitskurve kein Plateau hat und der Lorentzwinkel zu groß ist, und somit nicht die oben genannten Kriterien erfüllt. Die Driftgeschwindigkeitskurve von Argon/Methan (90%/ 10%) (Abbildung 6.1) zeigt eine starke Abhängikeit der Driftgeschwindigkeit von der Driftfeldstärke und fällt nach dem Erreichen des Maximuns wieder relativ steil ab.

6.1.2 Argon/Ethan (50%/ 50%)

Abbildung 6.2: Driftgeschwindigkeit von Argon/Ethan (50%/ 50%)

Abbildung 6.3: Lorentzwinkel von Argon/Ethan (50%/ 50%)

Mit Argon/Ethan (50%/ 50%) wurde ein weiteres Standardgas gewählt, das die Anforderungen an v_d und α_L erfüllt und das auch im Rahmen des H1-Experiments in den Jetkammern eingesetzt wird. Die Driftgeschwindigkeitskurve (Abbildung 6.2) von Argon/ Ethan (50%/ 50%) hat bei 2 Td ein Maximum und fällt dann bis zu 6 Td um

4% ab. Der Lorentzwinkel fällt mit wachsender Driftfeldstärke ab. Bei 6 Td beträgt der Lorentzwinkel $\alpha_L = 38$ Grad (Abbildung 6.3).

6.1.3 Argon/Isobutan/Ammoniak-Mischungen

Um erste Tests mit Ammoniak-Mischungen zu machen, wurden eine Argon/Isobutan/-Ammoniak (95,5%/ 3%/ 1,5%)-Mischung und eine Argon/Isobutan/Ammoniak (92,5%/ 5%/ 2,5%)-Mischung gewählt. Die Ammoniak-Mischungen wurden vorgeschlagen, da man sich von dieser Gaskomponente Vorteile im Hinblick auf die Lebensdauer der Kammer erwartet. Der Ammoniakanteil soll Ablagerungen verhindern, die sich bei Standardgasen auf den Zähldrähten bilden [?]. Man erwartet, daß die Ammoniakmoleküle mit den Kohlenwasserstoffradikalen reagieren, die beim Betrieb einer Driftzelle entstehen und häufig zu Kohlenstoff- oder Polymerablagerungen auf den Zähldrähten führen.

Abbildung 6.4: Lorentzwinkel von Argon/Isobutan/Ammoniak-Mischungen (Simulation von B. Schmidt)

Ammoniak-Mischungen haben noch weitere Vorteile. Sie haben kleinere Lorentzwinkel als Argon/Ethan (50% / 50%). (Abbildung 6.4). Die Driftgeschwindikkeitskurve (Abbildung 6.5) erreicht bei großen Feldstärken ein Plateau auf dem die Driftgeschwindigkeit nur um 5% variiert. Bei den Abbildungen 6.4 und 6.5 handelt es sich um Simulationsrechnugen, die von B. Schmidt am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg durchgeführt wurden.
Außerdem haben die Argon/Isobutan/Ammoniak-Mischungen aufgrund des geringen Anteils an Molekülgasen einen Arbeitspunkt bei kleineren Spannungen, was die Betreibssicherheit der Kammer erhöht. Der Ammoniak-Anteil hat dabei die Funktion eines Löschgases. Um Sicherheitsprobleme zu minimieren und das Risiko von Korrosionsschäden zu vermeiden, sollte der Ammoniak-Anteil möglichst klein sein. Denn bei Ammoniak handelt es sich um ein sehr reaktives Gas, das in Verbindung mit Wasser stark alkalisch reagiert und somit zu Korrosionsschäden an den Zähldrähten und

Abbildung 6.5: Driftgeschwindigkeit von Argon/Isobutan/Ammoniak-Mischungen (Simulation von B. Schmidt)

Feldelektroden führen kann.

6.2 Meßprinzip

Zur Bestimmung der Gasverstärkung wurde eine kollimierte ^{55}Fe-Quelle benutzt. Nach dem Zerfall des ^{55}Fe in ^{55}Mn wird aus der K-Schale des ^{55}Mn ein 5,9 keV γ-Quant emittiert.
Diese γ-Quanten wechselwirken über Photoeffekt mit dem Zählgas. Der Photoeffekt-Wechselwirkungsquerschnitt ist proportional zu Z^5. Daher tritt diese Wechselwirkung hauptsächlich mit dem Argon-Anteil des Zählgases auf und der Photoeffekt mit den anderen Gaskomponenten kann vernachlässigt werden. Bei diesem Prozeß entstehen Photoelektronen mit der Energie $E_e = E_\gamma - E_B$. Die Bindungsenergie E_B der K-Schale des Argons beträgt 3 keV. Die Photoelektronen haben eine Energie $E_e = 2.9$ keV.
Das angeregte Ar^+-Ion gibt seine Energie dann entweder als Augerelektron oder als Fluoreszensphoton ab.
Beim Augereffekt kann das Augerelektron maximal die Energie der K-Schale des Argon $E_B = 3$ keV tragen. Die maximale Reichweite der Elektronen beträgt 260 μm. Das Elektron wird noch innerhalb des Zellenvolumens gestoppt und deponiert dort seine Energie. In der Zelle wird die gesamte Energie des 5,9 keV Quants gemessen. Dieser Prozeß hat mit 87% eine weitaus größere Wahrscheinlichkeit als die Fluoreszens (17%).
Das Fluoreszensphoton hat in den verwendeten Zählgasen eine mittlere Reichweite von 28 mm. Es kann passieren, daß das Photon absorbiert wird; dann erhält man die volle Energie des eingestrahlten γ-Quants. Die zweite Möglichkeit ist, daß das Photon aus dem Driftvolumen entkommt und man nur die Energie $E_e = E_\gamma - E_B = 2.9$ keV des Photoelektrons mißt. Für die hier verwendete ^{55}Fe-Quelle erhält man im Ladungsspektrum (Abbildung 6.6) daher folgende zwei Linien. Die 5,9 keV-Mn_{K_α}-

Abbildung 6.6: Argon/Methan (90% 10%): Ladungsspektrum von Fe-Pulsen mit Gaußfit an den Photopeak

Gas	Z	A	W_i (eV)	dE/dx (keV/cm)	n_p	n_T	n_i
Helium	2	4	41	0.32	5,9	7,8	144
Neon	10	20,2	36	1,41	12	39	164
Argon	18	39,9	26	2,44	29,4	94	227
Methan	10	16	28	1,48	16	53	211
Butan	34	58	23	4,50	(46)	195	257

Tabelle 6.1: Eigenschaften von Gasen [Kle 92]: Energieverlust W_i pro Ionenpaar, Zahl der primären Ionenpaare n_p und Gesamtzahl der Ionenpaare n_T für minimalionisierende Teilchen pro cm Wegstrecke, Zahl der primären Elektronen n_i für ein 5,9 keV γ-Quant

Linie und bei der Hälfte dieses Werts, bei 2.9 keV, eine Linie, die nur durch die vom Photoelektron deponierte Energie entsteht, während das Fluoreszenzphoton aus dem Driftraum entkommt. Die 5.9 keV-Linie nennt man Photopeak und die 2,9 keV-Linie wird als Escapepeak bezeichnet. Entsprechend der Wahrscheinlichkeiten der Prozesse erwartet man ein Intensitätsverhältnis von 6,4 zu 1.
Um die Zahl der Elektronen in der Lawine zu bestimmen, wurden an den Photopeak eine Gausverteilung gefittet (Abbildung 6.6). Der Schwerpunkt der Verteilung gibt dann die mittlere Zahl der Elektronen an. Zur Bestimmung der Gasverstärkung ist es nun nötig die Zahl der im Driftraum erzeugten primären Elektronen zu berechnen. Die in den beiden oben beschriebenen Prozessen entstandenen Elektronen haben noch eine genügend große Energie, um weitere Gasatome zu ionisieren. Die Ionisationenergien für die einzelnen Komponenten kann man Tabelle 6.1 entnehmen. Die Zahl der insgesamt entstandenen Ionenpaare berechnet sich dann als:

$$n_i = \frac{\Delta E}{W_i}$$

ΔE : im Gas deponierte Energie
W_i : Energieverlust pro Ionenpaar

Aus der Zahl der insgesamt erzeugten Elektronen und aus der aus der Kalibration gewonnen Konstanten läßt sich direkt die Gasverstärkung berechenen:

$$A_0 = \frac{cQ}{n_i e A_{VV}}$$

A_0 : Gasverstärkung
n_i : Zahl der erzeugten Ionenpaare
e : Elementarladung
A_{VV} : Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers
Q : Pulsladung in Qt-Einheiten
c : Umrechnungfaktor von Qt-Einheiten in Pulsladungen

6.3 Kalibration

Abbildung 6.7: Linearität der Ladungsbestimmung: a) Korrelation zwischen Pulsladung und Qt-Ergebnis, b) Kalibrationskonstante für verschiedene Pulsladungen

Zur Bestimmung der Konstanten c wurden über einen Kondensator Pulse mit bekannter Pulsladung auf den Emitterfolger-Eingang gegeben. Für verschiedene Ladungen wurden jeweils Datensamples aufgezeichnet und diese wurden dann Qt-analysiert. Aus diesen wurde dann c/A_{VV} bestimmt. Man kann diesen Quotienten direkt bestimmen, da die Pulse vom Koppelkondensator die gesammte Verstärkerkette durchlaufen, die auch für die Kammerpulse genutzt wird. Die Linearität der Ladungsbestimmung ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Der Zusammenhang zwischen der eingekoppelten Ladung und der durch die Qt-Analyse berechneten Ladung ist innerhalb der Meßgenauigkeit von $\pm 0.4\%$ linear.

6.4 Meßergebnisse

6.4.1 Argon/Methan (90%/ 10%)

Die Driftzeitkurve von Argon/Methan hat bei einer Driftfeldstärke von 150 V/cm ein Maximum, dieser Wert entspricht bei 1 bar 0.6 Td, und fällt dann wieder relativ steil

ab. Die Messungen für Ar/Methan wurde bei der Feldstärke von 1.2 Td, oberhalb des Driftzeit Maximums, durchgeführt.
Den Verlauf der Gasverstärkungskurve kann man Abbildung 6.8 entnehmen. In Abbildung 6.8a ist neben der aus dem Photopeak bestimmten Gasverstärkung auch die Verstärkung eingetragen, die aus dem Photopeak bestimmt wurde. Man sieht, daß es oberhalb von 1350 V zu einem Sättigungeffekt kommt, da ab hier die Verstärkung des Photopeaks unter die des Escapepeaks abfällt. Dieser Effekt ist nochmals in Abbildung 6.8c dargestellt. Der Escapepeak sollte entsprechend der Energie des Photoelektrons bei 50% des Photopeak-Wertes liegen. Dies ist bis zu $U_Z = 1350V$ erfüllt. Dann nähert sich der Escapepeak dem Photopeak, d.h. die Verstärkung für den Photopeak steigt nicht mehr so stark an. Der Grund hierfür ist, daß die Zahl der positiven Ionen in der Lawine bei dieser hohen Gasverstärkung so groß wird, daß diese das Feld gegenüber den noch ankommenden Elektronen abschirmen. Diese Elektronen sehen somit ein kleineres effektives Feld und werden nur mit dem Verstärkungsfaktor verstärkt, der diesem geringeren Feldwert entspricht. Dadurch sinkt die gesamte Gasverstärkung bei diesen großen Feldern und die Gasverstärkungkurve steigt nicht mehr so steil an. In Abbildung 6.8c sieht man, daß der Abstand zwischen Photo- und Escapepeak exponentiell abnimmt.
Die Breite des Photopeaks (Abbildung 6.8b) liegt zwischen 7,5% und 9% . Aus Breite der des Photopeaks kann man die Energieauflösung bestimmen, da mit der ^{55}Fe- Quelle immer die gleiche Anzahl von Primärelektronen (Tabelle 6.1) erzeugt wird, gibt diese Breite die Fluktuationen in der Gasverstärkung an. Man sieht, daß die Zahl der in der Lawine erzeugten Elektronen um etwa 9% schwanken kann.
Um den Arbeitspunkt der Zellen festzulegen, wurde die Anzahl der von der Qt-Analyse erkannten Nachpulse und die Pulslänge in Abhängigkeit von der Zählspannung untersucht. Nachpulse treten für $U_Z > 1400V$ auf und die Pulslänge steigt ab $U_Z = 1350V$ steiler an, als aufgrund des Zeitkonstanten der Elektronik zu erwarten ist. Das läßt den Schluß zu, daß hier schon Nachpulse unter der abfallenden Flanke des Pulses liegen, die von der Qt-Analyse nicht erkannt werden. Aufgrund der Nachpulse sollte die Gasverstärkung nicht über $1 \cdot 10^5$ liegen.
Der Verstärkungfaktor, der für den Betrieb der BDC angestrebt wird, kann realisiert werden. Diese Gasverstärkung von $5 \cdot 10^4$ wird bei $U_Z = 1320$ V erreicht.

Abbildung 6.8: Argon/Methan (90%/ 10%): a) Gasverstärkungskurve, b) Breite des Photopeaks, c) Lage des Escapepeaks relativ zum Photopeak, d) Prozentualer Anteil der Nachpulse, e) Länge der Pulse

6.4.2 Argon/Ethan (50% / 50%)

Die Gasverstärkungsmessung (Abbildung 6.9) für Argon/Ethan (50% / 50%) wurde bei einem Driftfeld von 1000 V/cm durchgeführt, um einen Vergleich mit der Argon/Isobutan/Ammoniak (92,5% / 5% / 2,5%)-Mischung zu ermöglichen, für die ebenfalls Messungen bei dieser Feldstärke gemacht wurden.
Der Gasverstärkungsbereich von $5 \cdot 10^3$ bis $2 \cdot 10^5$ liegt bei Argon/Ethan (50% / 50%) zwischen U_Z = 1100 V und U_Z = 1500 V. In Abbildung 6.9d sieht man, daß man in diesem Bereich nicht durch Nachpulse limitiert ist. Die hohen Zählspannungen und das unproblematische Verhalten auch bei großen Gasverstärkungen ist durch den hohen Ethan-Anteil zu erklären. Durch den hohen Anteil an Löschgas werden die Elektronen in der Lawine durch Stöße mit den Ethan-Molekülen abgebremst und ein Teil der Energie wird an die Ethan-Moleküle abgegeben. Daher benötigt man zur Erzeugung der Lawine eine größere Feldstärke, durch die die Elektronen so beschleunigt werden, daß sie ihrereseits wieder Ionenpaare erzeugen.
Die Breite des Photopeaks liegt bei dieser Mischung über den gesamten Spannungsbereich konstant bei 9%. Die Energieauflösung von Argon/Ethan ist damit mit dem Wert für Argon/Methan vergleichbar.
Der Sättigungseffekt in der Gasverstärkung ist auch bei dieser Mischung zu beobachten und tritt bei der Gasverstärkung von $5 \cdot 10^4$ auf.
Der Lorentzwinkel von Argon/Ethan beträgt bei der Feldstärke von 4,6 Td etwa 58 Grad und ist damit größer als es für den Betrieb in der BDC wünschenswert wäre. Der Lorentzwinkel verringert sich jedoch bei größeren Feldstärken. Für den Einsatz in der BDC ist eine größere Feldstärke als 4,6 Td nötig.

Abbildung 6.9: Argon/Ethan (50%/ 50%): a) Gasverstärkungskurve, b) Breite des Photopeaks, c) Lage des Escapepeaks relativ zum Photopeak, d) Prozentualer Anteil der Nachpulse, e) Länge der Pulse

6.4.3 Argon/Isobutan/Ammoniak (95,5% / 3% / 1,5%)

Als erste Ammoniak-Mischung wurde eine Mischung mit sehr geringem Isobutan- und Ammoniakanteil gewählt. Von dieser Mischung erwartet man, daß sie schon bei geringer Zählspannung eine große Gasverstärkung ermöglicht.
Die Messung wurde bei 300 V/cm durchgeführt, um sie mit Argon/Methan- Messungen vergleichen zu können.
Durch den geringen Anteil an Molekülgas ist das quenching-Verhalten der Mischung jedoch zu gering und es treten schon sehr früh Nachpulse auf (Abbildung 6.10d). Die Zahl der Nachpulse war so groß, daß die Pulslänge auf bis zu 1,2 μs anstieg.
Ein zuverlässiger Betrieb der BDC mit dieser Mischung ist durch das unruhige und wegen der Nachpulse problematische Verhalten dieser Mischung nicht möglich.

6.4.4 Argon/Isobutan/Ammoniak (92,5%/ 5%/ 2,5%)

Die Zähleigenschaften werden gegenüber der ersten Mischung dadurch verbessert, daß der Anteil von Isobutan und Ammoniak erhöht wird.
Die Messungen bei $E_D = 300V/cm$ zeigen, daß man durch Erhöhung des Molekülgasanteils ein besseres quenching-Verhalten erreicht. Mit der Argon/Isobutan/Ammoniak (92,5%/ 5%/ 2,5%)-Mischung erreicht man für U_Z = 840 V die Gasverstärkung von $5{\cdot}10^4$ ohne Nachpulse (Abbildung 6.11a).
Der Wert von 300 V/cm entspricht einer maximalen Feldstärke E/N = 2,4 Td. Da der Lorentzwinkel von Argon/Isobutan/Ammoniak (92,5%/ 5%/ 2,5%) bei dieser Feldstärke für einen Einsatz der BDC innerhalb des H1-Detektors noch zu groß ist, wurde die Gasverstärkungsmessung bei einer größeren Feldstärke wiederholt. Bei dieser Messung wurde die Differenz zwischen Drift- und Zählspannung auf 1000 V/cm erhöht. Damit erreicht man eine maximale Feldstärke von 4,6 Td.
Bei dieser Feldstärke wurde die Gasverstärkung bis 10^6 gemessen (Abbildung 6.12a). Um diese Messung durchführen zu können, wurde für $A_0 > 10^5$ ein Abschwächer hinter den Vorverstärker geschaltet.
Mit Argon/Isobutan/Ammoniak (92,5%/ 5%/ 2,5%) treten dabei erst ab einer Gasverstärkung von $2,5{\cdot}10^5$ Nachpulse auf (Abbildung 6.12b). Mit dieser Mischung können die Zellen bis zu dieser Gasverstärkung sicher betrieben werden.
Für den Betrieb der BDC hat man einen genügend großen Gasverstärkungsbereich zur Verfügung. Die entsprechende Gasverstärkung wird bei geringeren Zählspannungen als bei den Standardgasen erreicht und man kann die Gasverstärkung, falls es nötig sein sollte, auch über $5{\cdot}10^4$ erhöhen.

Abbildung 6.10: Argon/Isobutan/Ammoniak (95,5% / 3% / 1,5%): a) Gasverstärkungskurve, b) Breite des Photopeaks, c) Lage des Escapepeaks relativ zum Photopeak, d) Prozentualer Anteil der Nachpulse, e) Länge der Pulse

Abbildung 6.11: Argon/Isobutan/Ammoniak (92,5% / 5% / 2,5%) 2,4 Td: a) Gasverstärkungskurve, b) Breite des Photopeaks, c) Lage des Escapepeaks relativ zum Photopeak, d) Prozentualer Anteil der Nachpulse, e) Länge der Pulse

Abbildung 6.12: Argon/Isobutan/Ammoniak (92,5% / 5% / 2,5%) 4,6 Td: a) Gasverstärkungskurve, b) Breite des Photopeaks, c) Lage des Escapepeaks relativ zum Photopeak, d) Prozentualer Anteil der Nachpulse, e) Länge der Pulse

6.5 Ortsabhängigkeit der Gasverstärkung

6.5.1 Verlauf der Gasverstärkung parallel zum Zähldraht

Entlang des Zähldrahts wurde sowohl für die 5 mm- Zelle als auch für die 15 mm- Zelle eine Messung durchgeführt. Bei diesen Messungen wurde bei konstanter Zähl- und Driftspannung mit einer ^{55}Fe-Quelle an mehreren Positionen entlang des Drahtes die Gasverstärkung bestimmt.

Abbildung 6.13: Gasverstärkung der 15 mm- Zelle entlang des Zähldrahts

Abbildung 6.14: Gasverstärkung der 5 mm- Zelle entlang des Zähldrahts (Drahtfixierung mit Krimphülsen)

Bei der 15 mm- Zelle, mit der die Messung durchgeführt wurde, war der Zähldraht durch Bohrungen fixiert und außerhalb der Zellen festgelötet. Man kann für diese Art der Drahthalterung eine geringe Abnahme der Gasverstärkung in den Randzonen feststellen (Abbildung 6.13), die durch die Inhomogenität im Randbereich des Feldes erzeugt werden.
Der Zähldraht der 5 mm- Zelle hingegen war mit Krimpdurchführungen fixiert. Hier zeigt sich deutlich der Einfluß, den die Krimphülsen auf den Feldverlauf in der Zelle

haben, da diese mit ihrer Kunststoffhülse einige Millimeter in das Zellvolumen hineinragen. Das Feld ist bei der 5 mm-Zelle im Randbereich sehr inhomogen und die Feldstärke ist geringer als im Bereich des homogegen Feldes in der Zellmitte. Die Gasverstärkung nimmt dadurch früher und deutlicher ab (Abbildung 6.14).

6.5.2 Verlauf der Gasverstärkung senkrecht zum Draht

Abbildung 6.15: Gasverstärkung der 15 mm- Zelle senkrecht zum Zähldraht

Mit der 15 mm- Zelle wurde die Änderung der Gasverstärkung in der Drahtmitte senkrecht zum Zähldraht gemessen. Die Gasverstärkung nimmt zum Draht hin ab. Der Wert am Zähldraht liegt 15% unter dem Wert am Rand der Zelle (Abbildung 6.15).

Für dieses Verhalten kommen zwei parallel mögliche Prozesse in Frage. Die geringere Gasverstärkung kann durch einen Isochroneneffekt erklärt werden. Wenn die Primärelektronen weit entfernt vom Draht entstehen, dann liegen ihre Entstehungsorte in erster Näherung auf einer Isochronen und die driftenden Elektronen erreichen den Gasverstärkungsbereich alle zur gleichen Zeit. Werden die Primärelektronen jedoch in der Nahdrahtzone erzeugt, so haben sie große Unterschiede in der Driftstrecke und damit der Driftzeit. Diese Unterschiede der Driftstrecke können bis zu 3 mm betragen; dies entspricht bei einer typischen Driftgeschwindigkeit von 50 μm/ns einer Zeitdifferenz bis von bis zu 60 ns. Dadurch sehen die Elektronen, die als letzte die Gasverstärkungsregion erreichen schon die Ionenwolke aus den Lawinen, die von den zuvor angekommenen Elektronen stammen. Durch dieses dadurch verringerte effektive Feld gilt für diese Elektronen dann ein kleinerer Multiplikationsfaktor und die Gasverstärkung in der Nahdrahtzone sinkt somit insgesamt ab.

Ein weitere Effekt kann darin liegen, daß es innerhalb der Zelle Feldbereiche gibt, deren Feldgradient nicht in Richtung des Zähldrahtes weist. Damit driften die Elektronen, die in diesen Bereichen entstehen auf die fieldshaping-Elektroden und erreichen nicht den Zähldraht. Diese verlorenen Primärelektronen verringern die Ladung, die auf dem Zähldraht ankommt. Da zur Berechnung der Gasverstärkung davon ausgegangen wird, daß alle Primärlektronen den Zähldraht erreichen, führt der Verlust von Primärelektronen zu einem geringeren Gasverstärkungswert. Dieser Effekt hängt vom Verlauf des Feldes ab und kann durch ein verbessertes fieldshaping minimiert werden.

6.6 Zusammenfassung

Ein sicherer Betrieb bei einer Gasverstärkung von $5 \cdot 10^4$ ist in der BDC mit zwei der getesten Gasmischungen zu gewährleisten.
Die Argon/Methan (90% / 10%)-Mischung scheidet aus, da die Driftgeschwindigkeit zu stark von der Feldstärke abhängt und der Lorentzwinkel zu groß ist. Mit Argon/Isobutan/Ammoniak (95,5%/ 3%/ 1,5%) kann man nicht die geforderte Gasverstärkung erreichen, da schon sehr früh Nachpulse auftreten.
Argon/Ethan (50%/ 50%) ist ein Standardgas, das schon in anderen Spurdetektoren des H1- Experiments eingesetzt wird und dessen Driftgeschwindigkeitskurve und Lorentzwinkel einen Einsatz in der BDC ermöglichen. Jedoch benötigt man bei diesem Gas bedeutend höhere Zählspnnungen als bei Argon/Isobutan/Ammoniak (92,5%/ 5%/ 2,5%) um eine Gasverstärkung von $5 \cdot 10^4$ zu erreichen. Außerdem muß man die Driftspannung für Argon/ Ethan (50%/ 50%) höher wählen, um den gleichen Lorentzwinkel wie bei Argon/ Isobutan/ Ammoniak (92,5%/ 5%/ 2,5%) zu erreichen. Die Argon/ Isobutan/ Ammoniak (92,5%/ 5%/ 2,5%)-Mischung bietet also den Vorteil, daß man den Arbeitspunkt bei kleineren Spannungen wählen kann.

Kapitel 7

Driftgeschwindigkeit

7.1 Feldsimulation

Um die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Feldstärke des Driftfelds angeben zu können, muß der Feldverlauf in den Testzellen mit einem Simulationsprogramm berechnet werden. Diese Simulationen wurden von M. Werner mit dem Programmpaket MAFIA[1] durchgeführt.
Das elektrische Feld der BDC- Driftzellen wird durch zwei Spannungen bestimmt. An der Kathode liegt die Driftspannung U_D an und an der Feldelektrode, die dem Zähldraht gegenüber liegt, wird die Zählspannung U_Z angelegt. Mit der Zählspannung wird das Feld in der Nähe des Zähldrahts eingestellt und damit die Gasverstärkung festgelegt. Die Differenz zwischen Drift- und Zählspannung entspricht dem Spannungsunterschied zwischen Kathode und Mittelstreifen. Erhöht man die Driftspannung relativ zur Zählspannung, vergrößert man die Driftfeldstärke. Durch eine Widerstandskette zwischen U_D und U_Z wird die Spannung an den Feldelektroden zwischen der Kathode und dem Mittelstreifen definiert.
Um den einzelnen Feldern eine Feldstärke zuordnen zu können, wird die nominelle Feldstärke angegeben, die man für $U_Z = 0$ erhält. Am Arbeitspunkt der Zellen wird die mittlere Feldstärke entlang der Mittelebene, die mit MAFIA berechnet wurde, als Feldwert angegeben. In Tabelle 7.1 sind die Spannungen an den Streifen und die Feldstärken für die simulierten Felder zusammengefaßt.
Die Äquipotentiallinien der für die 5 mm-Zelle berechneten Felder sind für zwei Feldstärken in Abbildung 7.1 dargestellt. Bei 300 V/cm sieht man deutlich das radialsymmetrische Nahfeld des Zähldrahts. Das Nahfeld greift bei dieser Feldstärke bis zu 3 mm in den Driftraum hinein. Wenn man die Feldstärke erhöht wird das Nahfeld zusammengedrängt. Bei 1000 V/cm greifen die radialen Feldlinien des Nahfelds etwa 1,5 mm in den Driftraum.
Das Driftfeld erreicht entlang der Mittelebene seinen größten Wert und nimmt nach außen ab. Die Feldstärke, die mit MAFIA für die 5 mm-Zelle entlang der Mittelebene berechnet wurde, beträgt 600 V/cm für die nominelle Feldstärke von 300 V/cm und ist

[1] Mit MAFIA werden elektrische Felder im Rahmen der Maxwell'schen Elektrodynamik mit finiten Elementen berechnet

Driftfeld	150 V/cm	300 V/cm	500 V/cm	1000 V/cm
Simulierte Feldstärke	1,2 Td	2,4 Td	2,8 Td	4,6 Td
Kathode (U_D)	900 V	860 V	800 V	700 V
Streifen 1	900 V	860 V	800 V	700 V
Streifen 2	937,5 V	935 V	925 V	950 V
Streifen 3 (U_Z)	975 V	1010 V	1050 V	1300 V

Tabelle 7.1: Zusammenfassung der Spannungen und Feldstärken der Feldsimulationen für die 5 mm-Zelle. Der Driftfeldwert entspricht der Spannungdifferenz zwischen Kathode und Streifen 3. Die simulierte Feldstärke gibt die Stärke des Driftfeldes entlang der Mittelebene der Zelle an.

damit doppelt so groß. Die Driftfeldstärke erreicht diesen Wert durch den Durchgriff des Nahdrahtfeldes in den Driftraum. Da dieser Durchgriff bei einem radialsymmetrischen Feld um den Zähldraht maximal 3 mm groß ist, ist der Unterschied zwischen der durch $U_D - U_Z$ definierten Feldstärke und der durch die Simulation bestimmten Feldstärke bei der 15mm-Zelle nicht so groß wie bei der 5mm-Zelle. Bei 300 V/cm beträgt dieser maximal 17%.

Abbildung 7.1: Äquipotentiallinien der 5 mm- Zelle für a) 300 V/cm und b) 1000 V/cm. Simulation mit MAFIA von M. Werner

Bei großen Driftfeldstärken verringert sich der Einfluß des Nahfelds. Für die 15mm-Zelle erhält man bei großen Driftfeldern ein in einem weiten Bereich näherungsweise homogenes Driftfeld. Das unmittelbare Nahfeld ist bei 1000 V/cm nur noch 1,5 mm groß. Dies sind 10% des Zellvolumens.

7.2 Meßprinzip

Für die Messung der Driftgeschwindigkeit wurde die in Abschnitt 5.3 beschriebene Triggerlogik benutzt. Mit den Szintillatoren kann nur der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs festgelegt werden. Es gibt keine Information über die Spur entlang der das Teilchen die Testzellen durchquert. Da es nicht möglich ist für ein einzelnes ionisierendes Teilchen den Ort des Teilchendurchgangs zu bestimmen, kann man die Driftzeit nur aus der Verteilung der Driftzeiten aller Teilchen bestimmen.
Die Driftzeitverteilung ist keine Rechteckverteilung, da die Ränder der Verteilung durch Auflösungseffekte verschmiert werden. Die ionisierenden Teilchen erzeugen beim Durchgang durch die Zelle die primären Elektronen entlang ihrer Flugbahn in Clustern, daher kann das für die Zeitmessung maßgebende Elektron auch senkrecht zur Mittelebene versetzt sein. Für diese Elektronen vergrößert sich durch die radiale Drift in Drahtnähe der Driftweg (Abbildung 7.2). Dadurch werden die Driftzeiten sukzessive zu größeren Werten verschoben. Dies führt zu der Ausschmierung der Driftzeit-Verteilung bei großen Driftzeiten und entvölkert gleichzeitig die bins, die kleinen Driftzeiten entsprechen. Dieser Effekt macht sich bei kleinen Driftzeiten stärker bemerkbar. Da die Elektronen in der Nahdrahtzone sofort auf radialen Driftwegen zum Draht driften, sind hier die Elektronen nicht mehr gleichmäßig auf die einzelnen Driftwege verteilt. In den Kreisringen um den Zähldraht sind bei kleinen Radien weniger Elektronen enthalten, man erhält somit eine Driftzeitverteilung, die bei kleinen Driftzeiten ansteigt bis zu der Stelle, an der die radialen Driftwege beginnen.

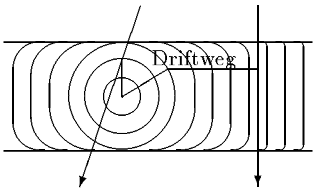

Abbildung 7.2: Verlängerung der Driftstrecken durch radiale Driftwege im Nahdrahtfeld

Die Zeit, die von der Qt-Analyse berechnet wird, ist nicht die Driftzeit für die in der Zelle gedrifteten Elektronen, sondern es gibt einen Zeitoffset, der mit t_0 bezeichnet wird. Dieses t_0 gibt den Zeitnullpunkt an, d.h. die Zeit, nach der die Triggerlogik dem Mini-Kontroller das Triggersignal gibt. Daher beginnt die Driftzeitverteilung nicht bei $t = 0$.
Aus der Driftzeitverteilung bestimmt man t_0 und die Zeit t_{15}, die der maximal längsten Driftstrecke auf Mittelebene von 15 mm entspricht (Abbildung 7.3). Die Zeit t_{15} liegt nicht am Ende der Verteilung, da diese am oberen Rand durch Elektronen ausgeschmiert wird, die durch die radialen Driftwege im Nahdrahtbereich einen längeren Weg gedriftet sind als durch die Abmessungen des Driftraums auf der Mittelebene möglich. Aus der Zeit t_{15} und der Driftstrecke von 15 mm wird dann die Driftgeschwindigkeit berechnet.

Abbildung 7.3: Driftzeitverteilung der 15mm-Zelle

Da die Elektronen nicht in einem homogenen Feld driften, mißt man so nur die mittlere Driftgeschwindigkeit für die gesammte Driftstrecke. Der Durchgriff des Nahdrahtfeldes in den homogenen Driftbereich hängt von der Driftfeldstärke ab und ist bei kleinen Driftfeldstärken am größten. Die Abweichung der so gemessenen Driftgeschwindigkeiten von Driftgeschwindigkeiten, die in einem homogenen Feld bestimmt wurden, ist daher für kleine Driftfelder am größten.

Wenn man den Fehler der Driftgeschwindigkeitsmessung abschätzt, dann hängt dieser von der Bestimmung der Driftzeit t_{15} für die maximale Strecke ab. Da diese Zeit aus der Driftzeitverteilung bestimmt wird, kann dieser Wert nur mit einem Fehler bestimmt werden, der der Zeitauflösung der Verteilung entspricht. Die Zeitauflösung der Verteilung ist durch die Breite der Zeitbins gegeben und beträgt 10 ns. Die Zeit t_{15} wird mit einem Fehler von 20 ns bestimmt. Damit ist der Fehler Δt der aus der Driftzeitverteilung bestimmten Driftzeit größer als der Fehler des Zeitnullpunkts. Man erhält einen Fehler für die Driftzeitbestimmung zwischen 6 % und 8 %.

Um einen Vergleich mit anderen Messungen zu machen, muß man den Einfluß der Feldinhomongenitäten auf die Messung abschätzen. Der Einfluß der größeren Feldstärke hängt stark vom verwendeten Driftgas ab. Für Argon/Methan (90 %/ 10 %) ist diese besonders groß, da dieses Gas eine starke Variation der Driftgeschwindigkeit bei großen Feldstärken hat. Die Feldstärke außerhalb der Nahdrahtzone verringert sich mit dem Abstand zur Mittelebene der Zelle. Die mittlere Feldstärke für diesen Bereich ist kleiner, als die in der Simulation berchnete maximale Feldstärke auf der Mittelebene. Für Argon/Methan (90 %/ 10 %) bedeute dies, daß die Driftgeschwindigkeit außerhalb der Mittelebene größer ist. Der Unterschied in der Driftgeschwindigkeit in der Nähe des Maximums liegt in der gleichen Größenordnung wie die Feldvariation. Die Feldvariation wird auf etwa 15 % geschätzt. Bei den Argon/Isobutan/Ammoniak-Mischungen ist der Einfluß durch das Driftgeschwindigkeitsplateau gering und die Driftgeschwindigkeit variiert maximal um 5 %. Der Fehler der Driftzeiten für Argon/Methan (90 %/ 10%) wird durch die Feldinhomogenitäten dominiert und wird mit 11 % abgeschätzt. Der Fehler der Driftzeitmessungen für die Argon/Isobutan/Ammoniak-Mischungen beträgt 8,5 %.

Driftfeld	50 V/cm	100 V/cm	300 V/cm	500 V/cm	1000 V/cm
Simulierte Feldstärke	0.4 Td	0.8 Td	2,4 Td	2,8 Td	4,6 Td

Tabelle 7.2: Zusammenfassung der Feldstärken für die Driftzeitmessungen mit der 5 mm -Zelle.

7.3 Driftgeschwindigkeitsmessungen

In diesem Kapitel werden Driftgeschwindigkeitsmessungen vorgestellt, die mit der 5mm-Zelle durchgeführt wurden. Diese sind in Folge des Durchgriffs des Nahdrahtfeldes und durch die kürzeren Driftzeiten ungenauer als die Messungen mit der 15mm-Zelle. Da jedoch nur Feldsimulationen für die 5mm-Zelle zur Verfügung standen, um die Variation des Driftfeldes abzuschätzen, werden die Meßwerte der 5mm-Zelle diskutiert.

Die Driftgeschwindigkeiten, die zur Auswertung anderer Messungen mit der 15mm-Zelle benötigt werden, wurden auch innerhalb dieser Messungen mit der 15mm-Zelle bestimmt.

7.3.1 Argon/Methan (90 %/ 10 %)

Die Driftgeschwindigkeit von Argon/Methan (90 %/ 10 %) wurde für zwei Driftfeldstärken bestimmt. Der erste Meßpunkt wurde so gewählt, daß der Unterschied zwischen Driftspannung und Zählspannung 150 V/cm beträgt. Ohne einen Durchgriff des Drahtnahfeldes würde dieser Wert einer Feldstärke von 0.6 Td entsprechen. Bei dieser Feldstärke befindet man sich am Maximum der Driftgeschwindigkeit. Die Feldsimulationen ergeben, daß das Feld entlang der Mittelebene 1,2 Td beträgt. Die Feldstärke in der Zelle ist größer als 0,6 Td und der Meßpunkt liegt rechts vom Maximum der Driftgeschwindigkeit.

Für eine Feldstärke von 1,2 Td mißt man v_d = 48,7μm/ns und bei 2,4 Td betägt v_d = 37,5 μm/ns.

7.3.2 Argon/Isobutan/Ammoniak (95.5 %/ 3 %/ 1,5 %)

Für Argon/Isobutan/Ammoniak (95.5 %/ 3 %/ 1,5 %) wurde ein größerer Bereich der Driftgeschwindigkeitskurve gemessen, da es für diese Gas-Mischung noch keine Messung der Driftgeschwindigkeit gibt.

Die Meßpunkte wurden zwischen 50 V/cm und 1000 V/cm ausgwählt (Tabelle 7.2). Die entsprechenden reduzierten Feldstärken wurden mit MAFIA berechnet. Die gemessene Driftgeschwindigkeitskurve (Abbildung 7.4) beginnt bei v_d = 20,4 μm/ns und steigt dann bis zu einem Maximum bei E/N = 2,4 Td auf v_d = 43,8 μm/ns. Bei größeren Feldstärken erreicht die Driftgeschwindigkeitskurve ein Plateau.

Abbildung 7.4: Messungen der Driftgeschwindigkeitskurven für Argon/ Isobutan/ Ammoniak (95.5 %/ 3 %/ 1,5 %) und Argon/Isobutan/Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %).

7.3.3 Argon/Isobutan/Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %)

Die Driftgeschwindigkeitskurve (Abbildung 7.4) von Argon/Isobutan/Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %) zeigt den gleichen Verlauf wie bei Argon/Isobutan/Ammoniak (95.5 %/ 3 %/ 1,5 %). Die Driftgeschwindigkeiten (Tabelle 7.3) sind jedoch kleiner als bei der ersten Mischung.

Driftfeld	Mischung1	Mischung2
50 V/cm	22,2 $\mu m/ns$	20,0 $\mu m/ns$
100 V/cm	30,2 $\mu m/ns$	31,3 $\mu m/ns$
300 V/cm	44,2 $\mu m/ns$	43,1 $\mu m/ns$
500 V/cm	41,8 $\mu m/ns$	41,7 $\mu m/ns$
1000 V/cm	43,7 $\mu m/ns$	40,4 $\mu m/ns$

Tabelle 7.3: Driftgeschwindigkeiten von Mischung1: Argon/ Isobutan/ Ammoniak (95.5 %/ 3 %/ 1,5 %) und Mischung2: Argon/Isobutan/Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %)

Driftfeld	150 V/cm	300 V/cm
Mittelwert der Feldstärke	1,2 Td	2,4 Td
Meßwerte von T.Kunst	49,8 $\mu m/ns$	41,08 $\mu m/ns$
Meßwerte dieser Arbeit	48,7 $\mu m/ns$	37,5 $\mu m/ns$

Tabelle 7.4: Vergleich mit Driftzeitmessungen von T. Kunst

7.4 Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit Messungen und Simulationsrechnungen anderer Gruppen

7.4.1 Argon/Methan (90 %/ 10 %)

Die Driftgeschwindigkeit von Argon/Methan (90 %/ 10 %) wurde von T. Kunst am Phys. Institut der Uni Heidelberg gemessen. In Tabelle 7.4 sind die Ergebnisse dieser Messung im Vergleich mit den hier gezeigten Werten dargestellt. Man sieht, daß der Wert bei 1,2 Td unter dem hier bestimmten Wert liegt. Da man bei 1,2 Td rechts vom Maximum der Driftgeschwindigkeit liegt, ist für die kleineren Feldstärken, außerhalb der Mittelebene die Driftgeschwindigkeit größer. Die gemessene mittlere Driftgeschwindigkeit ist damit größer als der für 1,2 Td im homogenen Feld gemessene Wert.
Die Abweichung der Werte liegt noch innerhalb des Fehlergrenzen. Dies zeigt, daß die Feldvariation realistisch abgeschätzt wurde.

7.4.2 Argon/Isobutan/Ammoniak (95.5 %/ 3 %/ 1,5 %) und Argon/Isobutan/Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %)

Für die Argon/Isobutan/Ammoniak-Mischungen wurden von B. Schmidt Simulationrechnungen durchgeführt (Abbildung 6.5). Der Verlauf der gemessenen Driftgeschwindigkeitskurven (Abbildung 7.4) stimmt gut mit den Simulationen überein. Der Fehler der bestimmten Driftzeiten liegt bei diesen Mischungen für die Meßwerte bei großen Feldstärken mit 6 % geringer als bei den anderen Werten, da die Driftgeschwindigkeit bei hohen Feldstärken nicht mehr so stark vom Driftfeld abhängt, wie dies bei kleinen Feldstärken bzw. bei Argon/Ethan (90 %/ 10 %) der Fall ist.
Die Simulationsrechnungen ergeben, daß die Driftgeschwindigkeit von Argon/Isobutan/-Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %) oberhalb von 1,6 Td größer als bei Argon/Isobutan/-Ammoniak (95.5 %/ 3 %/ 1,5 %) ist. Dies wird durch die Messungen nicht bestätigt.

7.5 Zusammenfassung

Die Driftgeschwindigkeit kann mit einer einfachen Methode aus der Breite der Driftzeitverteilung bestimmt werden. Die gemessenen Driftgeschwindigkeiten geben einen

Wert für die mittlere Driftgeschwindigkeit in der Zelle an. Der Unterschied der Driftgeschwindigkeiten zu anderen Messungen bzw. Simulationsrechnungen liegt an der Feldinhomogenität und den dadurch resultiernden Unterschieden im Feldgradient.
Für die BDC ist es nötig ein Driftgas zu wählen, daß im Arbeitsbereich nur eine geringe Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Driftfeldstärke zeigt. Mit den beiden in dieser Arbeit vorgestellten Argon/Isobutan/Ammoniak-Mischungen stehen zwei Mischungen zur Verfügung, die diese Anforderung erfüllen.

Kapitel 8

Auflösung

Die Auflösungsmessungen wurden mit drei 15 mm- Testzellen durchgeführt, die wie in Abschnitt 5.4.1 beschrieben, übereinander angeordnet waren. Als Teilchenquelle wurde kosmische Höhenstrahlung benutzt. Der Triggeraufbau war identisch mit der zur Driftzeitbestimmung benutzten und in Abschnitt 5.3 beschriebenen Triggerlogik. Da die Szintillatoren eine größere Fläche haben als die Driftzellen werden nicht alle Teilchen, die ein Triggersignal, erzeugen in allen Kammern nachgewiesen.
Bei der Datennahme wurden alle getriggerten Ereignisse gespeichert, um mit den Daten die Nachweiswahrscheinlichkeit der Testzellen bestimmen zu können.

8.1 Nachweiswahrscheinlichkeit

Mit einer Driftkammer kann man eine Nachweiswahrscheinlichkeit für ionisierende Teilchen erreichen, die nahe bei 100 % liegt.
Um diese Nachweiswahrscheinlichkeit zu erreichen, muß man die Gasverstärkung so wählen, daß sich die Kammersignale deutlich vom Pedestal und vom Untergrund abheben. Da die in der Zelle deponierte Energie und damit auch die Pulshöhe in der Zelle für minimal ionisierende Teilchen einer Landauverteilung gehorcht, muß man die Verstärkung so einstellen, daß die minimale Pulshöhe der Verteilung so weit über dem Pedestal liegt, daß diese Pulse von der Qt- Analyse erkannt werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird für die gesamte Analysekette bestimmt und hängt somit auch davon ab, wie gut die Qt-Analyse die Pulse erkennt. In den Rohdaten kann man feststellen, daß nicht alle Pulse von der Qt-Analyse erkannt werden. Durch eine Verbesserung der Pulserkennung innerhalb der Qt-Analyse könnte die Nachweiswahrscheinlichkeit gesteigert werden.
Man erwartet, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit mit der Gasverstärkung ansteigt, und daß es oberhalb der Gasverstärkung, ab der die Pulshöhen groß genug sind, ein Plateau gibt.
Die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Gasverstärkung wurde bestimmt, indem für verschiedene Zählspannungen, bei konstantem Driftfeld, die Nachweiswahrscheinlichkeit gemessen wurde. In einer zweiten Meßreihe wurde für diese Spannungen die Gasverstärkung mit einer ^{55}Fe-Quelle bestimmt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der mittleren Zelle wurde mit folgendem Verfahren bestimmt: um festzustellen, ob eine Spur durch die mittlere Zelle geht, wurde in den beiden äußeren Zellen nach Ereignissen gesucht, die je einen hit hatten. Aufgrund der Geometrie des Testaufbaus muß bei diesen Ereignissen ein Teilchen durch die mittlere Zelle gehen. Für diese einzelnen Spuren wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit der mittleren Zelle bestimmt. Die Zelle gilt dann als effizient, wenn in der Zelle ein hit gefunden wird, der mit den beiden hits in den äußeren Zellen zu einer Spur gehört.

8.1.1 Messungen

Die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Gasverstärkung wurde nur mit Argon/ Isobutan/ Ammoniak (92,5 %/ 5 %/ 2,5 %) gemessen. Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 8.1 dargestellt. Man sieht, daß bei einer Gasverstärkung von $3,8 \cdot 10^4$ ein Plateau erreicht wird.

Abbildung 8.1: Nachweiswahrscheinlichkeit der Testzellen in Abhängigkeit von der Gasverstärkung

Die Nachweiswahrscheinlichkeit auf dem Plateau liegt bei 97 (+3/-6) %. Bei Gasverstärkungen, die kleiner als $3,8 \cdot 10^4$ sind, fällt die Nachweiswahrscheinlichkeit unter den Wert auf dem Plateau ab. Dies liegt daran, daß für diese Werte die Verteilung der gemessenen Pulshöhen bis Kanal 16 hinunter geht. Pulse, die eine kleinere Amplitude als Kanal 16 haben, werden von der Qt- Analyse nicht mehr erkannt und führen zu Inefficiencies. In Abbildung 8.2 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit gegen die mittleren Pulshöhen aufgetragen. Ab einer mittleren Pulshöhe von Kanal 50 befindet man sich auf dem Plateau der Nachweiswahrscheinlichkeit.
Bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde besonders deutlich, wie wichtig es ist, daß die Zellen absolut dicht sind. Bei ersten Messungen lag die Nachweiswahrscheinlichkeit der Zellen nur bei 86 % und in den Driftzeitspektren (Abbildung 8.3) war zu sehen, daß es nur wenige Teilchen mit großen Driftzeiten gab. Eine Überprüfung der Zellen ergab, daß diese nicht absolut dicht waren. Dadurch konnte Sauerstoff in den Driftraum gelangen. Da Sauerstoff sehr stark elektronegativ ist, lagern sich Elektronen an den Sauerstoff an und Primärelektronen gehen verloren. Dadurch reicht die in der Gasverstärkungregion in der Lawine erzeugte Ladung nicht

Abbildung 8.2: Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Pulshöhe

mehr aus, um die Nachweisschwelle zu überwinden und es kommt zu Inefficiencies. Der exponentielle Abfall der Pulshöhe wird durch den Anlagerungskoeffizienten κ beschrieben. Dieser beträgt etwa 1 %/mm. Bei den großen Driftwegen können damit bis zu 15 % der Primärelektronen angelagert werden. Daher beobachtet man diesen Effekt besonders bei langen Driftzeiten. Nachdem die Zellen abgedichtet wurden, hatte das Driftzeitspektrum wieder die erwartete Verteilung (Abbildung 8.3c).
Mit den Daten der Messung bei einer Gasverstärkung von $5 \cdot 10^4$ wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit in zwei Bereichen der Zelle untersucht. Der Bereich bis zu 5mm Abstand zum Zähldraht wurde als Nahzone definiert, die größeren Abstände wurden zur Fernzone gerechnet. Hier sieht man, daß es vor allem in der Nahdrahtzone zu Inefficiencies kommt (Abbildung 8.4). Dies liegt an der geringeren Pulshöhe und dem flacheren Anstieg der Pulse (Kapitel 9) in diesem Bereich.

Abbildung 8.3: Verteilungen der Driftzeiten für Spuren, die in allen drei Zellen einen hit hatten.

Abbildung 8.4: Nachweiswahrscheinlichkeit in Drahtnähe ($x \leq 5mm$) und bei größeren Abständen zum Zähldraht

8.2 Auflösung

8.2.1 Dreidraht-Auflösung

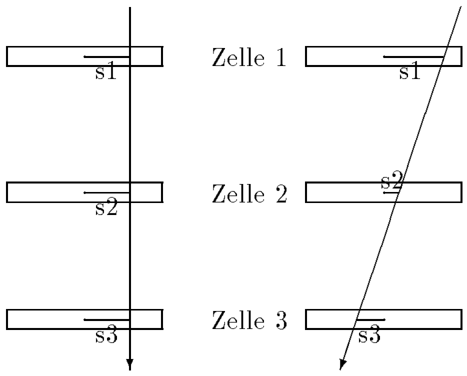

Abbildung 8.5: Bestimmung der Dreidrahtauflösung für a) parallele Spuren und b) kreuzende Spuren

Um die Auflösung der mittleren Testzelle zu bestimmen, wird die Information der beiden äußeren Zellen benutzt. Die Teilchen durchqueren den Testaufbau auf einer Geraden. Man legt daher durch die beiden Meßpunkte in den äußeren Zellen eine Gerade und untersucht, wie weit der gemessene Wert in der mittleren Zelle von dem durch die Gerade festgelegten Wert abweicht. Für Spuren, die parallel zur Drahtebene verlaufen bzw. für Spuren die die Drahtebene kreuzen gilt (Abbildung 8.5):

$$s_2 = \frac{s_1 + s_3}{2} \quad \text{parallele Spur}$$

$$s_5 = \frac{s_4 - s_6}{2} \quad \text{kreuzende Spur}$$

Da die Spurpunkte durch die endliche Auflösung der Kammer verschmiert werden, wird die Ortsauflösung σ_x aus der Verteilung der 3-Drahtsumme Δx bestimmt:

$$\Delta x = \frac{s_1 + s_3}{2} - s_2 \quad \text{parallele Spur ;} \tag{8.1}$$

$$\Delta x = \frac{s_4 - s_6}{2} - s_5 \quad \text{kreuzende Spur} \tag{8.2}$$

Die Zeitauflösung ergibt sich mit $s_i = t_i \cdot v_d$:

$$\Delta t = \frac{t_1 + t_3}{2} - t_2 \tag{8.3}$$

$$\Delta t = \frac{t_4 - t_6}{2} - t_5 + t_0 \tag{8.4}$$

Abbildung 8.6: Verteilung der Dreidrahtsumme mit Gaußfit

Die 3-Drahtsummen geben die Abweichung der gemessene Driftzeit von dem durch den Geradenfit berechneten Wert an.
Zur Bestimmung der Auflösung aus Spuren, die die Drahtebene kreuzen , ist es nötig für jedes Ereignis den Zeitnullpunkt t_0 genau zu kennen. Der FADC wird im common-stop-mode betrieben und das Triggersignal wird synchron zur FADC-clock abgefragt. Es kann somit innerhalb eines Zeitfensters von 10 ns liegen. Die Verteilung des Zeitnullpunkts ist eine 10 ns breite Rechteckverteilung. Die Dreidrahtsumme 7.4 ist durch die Verteilung des t_0 zusätzlich verbreitert. Die Zeitauflösung beträgt $10/\sqrt{12}$ ns.
Bei der Bestimmung der Auflösung mit parallelen Spuren wird das t_0 nicht benötigt (Gleichung 7.3) und man erhält die Dreidrahtauflösung direkt aus der Breite der Verteilung.
In Abbildung 8.6 ist die Verteilung der 3-Drahtsumme (Gleichung 7.1) Δx für die gesamte Zelle dargestellt. An die Verteilung wird eine Gaußverteilung angepaßt. Das σ des Fits entspricht dann der 3-Draht-Auflösung $\sigma_{\Delta x}$ der Zelle. Da es sich bei der Messung der Driftzeiten t_i, $i = 1..3$ um voneinander unabhängige Messungen handelt, erhält man aus der Fehlerfortplanzung für die Ortsauflösung der Zellen:

$$\sigma_{\Delta x} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_3}{2}\right)^2 + \sigma_2} \tag{8.5}$$

Für die einzelnen Auflösungen σ_i nimmt man an, daß diese in allen Zellen gleich sind: $\sigma_x = \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$. Man erhält somit aus Gleichung 7.5 die Ortsauflösung σ_x:

$$\sigma_x = \frac{\sigma_{\Delta x}}{\sqrt{\frac{3}{2}}}$$

8.2.2 Bestimmung des Zeitnullpunkts

Der FADC wurde bei allen Messungen im common-stop-mode betrieben. Dies bedeutet, daß bei jedem clock-Signal der Mini-Controller den Triggereingang abfragt und den FADC stoppt, wenn ein Triggersignal anliegt. Der FADC wird also nicht sofort vom Triggersignal gestoppt. Das hat zur Folge, daß der Zeitnullpunkt für jedes Ereignis verschieden ist. In den Daten wird keine Information über den Zeitnullpunkt abgelegt, dies wäre durch die Digitalisierung des Szintillatorsignals möglich.

Abbildung 8.7: Bestimmung des Zeitnullpunkts

Um das globale t_0 zu bestimmen kann man die Gleichung (8.4) für die 3-Drahtsumme der kreuzenden Spuren nutzen. Wenn man die Verteilung:

$$\Delta t = \frac{t_4 - t_6}{2} - t_5 \tag{8.6}$$

plottet, dann ist der Mittelwert dieser Verteilung (Abbildung 8.7) um t_0 verschoben. Das mit dieser Methode bestimmte t_0 hat einen Fehler, der durch die Zeitauflösung des Triggerzeitpunkts und durch die Auflösung der Kammer bestimmt ist.

8.2.3 Selektion der Ereignisse

Zur Bestimmung der Auflösung wurden die Daten auf ein Datensample reduziert, in das nur Ereignisse aufgenommen wurden, die in jeder der drei Zellen nur einen Hit innerhalb eines bestimmten Zeitfensters hatten. Das Fenster wurde so gewählt, daß Teilchen, die die Kammern vor dem Triggersignal bzw. nach der für getriggerte Teilchen längstmöglichen Driftzeit durchqueren, nicht für die Berechnung der Auflösung benutzt werden. Mit dem so erzeugten Datensatz wurde mit der 3-Draht-Methode die Auflösung bestimmt.

Durch Schnitte auf die gemessenen Driftzeiten wurden verschiedene Zellzonen festgelegt. Somit kann auch die Auflösung der Zellen in verschiedenen Zonen untersucht werden. Die fünf Driftzeitintervalle wurden festgelegt, indem die maximale Driftzeit in gleich große Intervalle aufgeteilt wurde. Die so entstandenen Driftzeitstraßen entsprechen, wenn man davon ausgeht, daß die Driftgeschwindigkeit in der Zelle konstant ist, jeweils 3 mm großen Intervallen.

Man wählt die Schnitte so, daß die Spuren in Straßen parallel zur Drahtebene verlaufen und Kreuzungen der Drahtebene durch eine entsprechende Breite der Zonen nicht möglich sind.

In der Nahdrahtzone ist es nicht möglich die kreuzenden Spuren durch Schnitte auf die Driftzeiten in den 3 Kammern zu eliminieren. Für diese Zone erhält man parallele Spuren, indem man nur Spuren mit Driftzeiten zuläßt, für die eine Kreuzung der Drahtebene unmöglich ist.

	getriggerte Ereignisse	selektierte Ereignisse
Messung1	5157	1516
Messung2	5771	1731
Messung3	5267	1553

Tabelle 8.1: Zahl der getriggerten und selektierten Ereignisse für die drei Auflösungsmessungen

Es ist jedoch mit beiden Verfahren nicht möglich die kreuzenden Spuren direkt zu erkennen und somit werden durch die Bedingungen an die Driftzeiten auch Spuren ausgesondert, die die Zähldrahteben nicht kreuzen. Bei diesen Spuren handelt es sich um Spuren die in allen Zellen sehr nahe am Zähldraht verlaufen oder um Spuren, die die Testzellen unter einem großen Winkel durchlaufen.
Ein großer Teil der reduzierten Datenmenge wird nicht für die Analyse verwendet, da nach der Selektion der parallelen Spuren innerhalb der Zonen nur 30 % der Ereignisse übrig bleiben.
Man benötigt etwa 5000 Ereignisse pro Messung, um die Auflösung in verschiedenen Zellzonen mit genügend großer Statistik bestimmen zu können. Die Zahl der jeweils getriggerten und selektierten Ereignisse ist in Tabelle 8.1 dargestellt.

8.3 Messungen

Die Auflösungsmessung wurde zuerst mit Argon/ Methan durchgeführt, um die Auflösung der Testzellen mit einem bekannten Driftgas zu studieren.
Durch die unterschiedlichen Driftfeldstärken ist es auch möglich die Abhängigkeit der Auflösung vom Feldverlauf in der Zelle zu untersuchen. Der Arbeitspunkt für Argon/Methan liegt bei einer Driftfeldstärke von 1,2 Td; die Messung für Argon/Isobutan/Ammoniak wurde bei 4,6 Td durchgeführt. Durch die unterschiedlich großen Nahdrahtzonen kann man den Einfluß der Nahdrahtzone auf die Auflösung untersuchen.

8.3.1 Argon/ Methan (90 %/ 10 %)

Die Auflösung wurde bei einer Driftfeldstärke von 1,2 Td und einer Gasverstärkung von $6 \cdot 10^4$ durchgeführt.
Zur Bestimmung der globalen Auflösung wurde für alle selektierten Spuren die Dreidrahtsumme (7.3) histogrammiert. An die Verteilung wurde eine Gaußverteilung angepaßt (Abbildung 8.6). Aus der Standardabweichung des fits wurde eine Zeitauflösung von $\sigma_t = 5,2ns$ für die 15 mm- Zelle berechnet.
Zur Bestimmung der Ortsauflösung benötigt man die Driftgeschwindigkeit. Für die Zelle ist es nur möglich eine mittlere Driftgeschwindigkeit zu bestimmen (Kapitel 7). Mit dieser Driftgeschwindigkeit erhält man eine Ortsauflösung von 239 μm.

Um die Auflösung der Zelle in verschiedenen Bereichen zu untersuchen, wurden die in Abschnitt 8.3.1 beschriebenen Zonen benutzt. Die jeweiligen Verteilungen der Dreidrahtauflösung sind in Abbildung 8.8 dargestellt. Die Mittelwerte aller Verteilungen liegen nicht bei 0, sondern sind zu negativen Werten verschoben.
Innerhalb der Zelle ergibt sich ein Verlauf der Einzeldrahtauflösung, wie er in Abbildung 8.9 zu sehen ist. Die Zeitauflösung der Testzelle ist im Bereich von 6 mm bis 9 mm mit $\sigma_t = 4,6ns$ (209 μm) am besten. Für Spuren, die weiter vom Zähldraht entfernt sind, verschlechtert sich die Auflösung mit dem Abstand vom Draht. Hier sieht man den Einfluß, den die Diffusion der driftenden Elektronenwolke auf die Auflösung der Driftzelle hat. Die Diffusion wächst proportional zu $\sqrt{t}$. Die Diffusion nimmt mit der Driftstrecke zu und die Auflösung wird mit der Entfernung vom Zähldraht schlechter. Die $\sqrt{t}$- Abhängigkeit kann mit den Messwerten nicht nachvollzogen werden, da hierzu wegen der kleinen Driftstrecke und der geringen Statistik zu wenig Meßwerte zur Verfügung stehen.
Für Spuren, die außerhalb des Nahdrahtfeldes die Zelle kreuzen, liegen die Ionisationsorte in erster Näherung auf einer Isochronen. Die Auflösung in Drahtnähe verschlechtert sich dadurch, daß die Ionisationscluster entlang einer Spur nicht mehr auf einer Isochronen liegen. Da die Cluster entlang einer Spur statistisch verteilt sind, sind die Ionisationsorte für Spuren mit gleichen Durchstoßpunkten verschieden. Damit unterscheiden sich auch die Driftzeiten der für die Driftzeitmessung maßgeblichen Elektronen. Die Elektronen, die weiter entfernt von der Mittelebene entstehen, liegen auf einer anderen Isochronen und erreichen den Zähldraht später als die Elektronen in der Nähe der Mittelebene. Für diese werden größere Driftzeiten gemessen. Diese Verschmierung der Driftzeiten für Spuren mit gleichen Abständen bestimmt die Auflösung in der Nahdrahtzone.

8.3.2 Argon/ Isobutan/ Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %)

Die Auflösung von Argon/ Isobutan/ Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %) wurde bei einer Driftfeldstärke von 4,6 Td und einer Gasverstärkung von $5 \cdot 10^4$ gemessen.

Messung 1:

Die globale Zeitauflösung (Abbildung 8.10) ist für Argon/ Isobutan/ Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %) $\sigma_t = 5,6ns$. Die mit der mittleren Driftgeschwindigkeit berechnete Ortsauflösung $\sigma_x = 210\mu m$ ist besser als für Argon/Methan (90 %/ 10 %).
Der Bereich in dem die Zelle die beste Auflösung hat liegt zwischen 6 mm und 9 mm (Abbildung 8.9). Die Auflösung von $\sigma_x = 207\mu m$ ist mit der Auflösung von Argon/ Methan (90 %/ 10 %) in dieser Zone vergleichbar. Die Verschlechterung der Auflösung im Bereich von 9 mm bis 15 mm ist ebenfalls festzustellen. Der Anstieg ist stärker als bei Argon/ Methan (90 %/ 10 %). Da die Zelle bei der Messung undicht war und es wenig Ereignisse mit großen Driftzeiten gibt (siehe Abschnitt 8.2), ist der statistische Fehler der Auflösungen bei diesen Driftzeiten größer als bei der Messung mit Argon/ Methan(90%/ 10 %).
In der Zone von 0 mm bis 6 mm sieht man, daß der Durchgriff des Nahfelds bei einer

	Argon/Methan 90 %/ 10 %	Argon/Isobutan/Ammoniak 92,5 %/ 5 %/ 2,5 % Messung 1	Argon/Isobutan/Ammoniak 92,5 %/ 5 %/ 2,5 % Messung 2
0 - 3 mm	$501 \pm 38\mu m$	$494 \pm 34\mu m$	$498 \pm 32\mu m$
3 - 6 mm	$374 \pm 32\mu m$	$266 \pm 33\mu m$	$273 \pm 31\mu m$
6 - 9 mm	$209 \pm 16\mu m$	$207 \pm 20\mu m$	$203 \pm 16\mu m$
9 - 12 mm	$211 \pm 16\mu m$	$232 \pm 27\mu m$	$225 \pm 16\mu m$
12 - 15 mm	$231 \pm 29\mu m$	$269 \pm 53\mu m$	$251 \pm 24\mu m$

Tabelle 8.2: Auflösung der 15 mm- Zelle bei verschiedenen Driftstrecken

größeren Feldstärke geringer ist. Die Auflösung zwischen 0 mm und 3 mm ist mit der Auflösung von Argon/ Methan vergleichbar. In der Zone von 3 mm bis 6 mm ist die Auflösung der Zelle mit Argon/ Isobutan/ Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %) deutlich besser, da in diesem Bereich das Driftfeld für 4,6 Td homogener ist als bei 1,2 Td.

Messung 2:

Nachdem die Zellen bei einem Umbau abgedichtet worden waren, wurde die Messung der Auflösung wiederholt. Dabei zeigte sich der gleiche Verlauf der Auflösung innerhalb der Zelle. Die Auflösung im Bereich von 9 mm bis 15 mm lag erneut über den Werten der Auflösungsmessung mit Argon/ Methan (90 %/ 10 %) (Tabelle 8.2).
Da die einzelnen Zellen der BDC nur 15 mm lange Driftstrecken haben, ist es für den Einsatz der Mischung in der BDC nicht nötig eine Verbesserung der Auflösung zu erreichen. Dies wäre durch eine Erhöhung des Anteils an Molekülgasen in der Mischung möglich.

Abbildung 8.8: Argon/ Methan (90 %/ 10 %): Dreidrahtsumme der 15 mm- Zelle für verschiedene Driftstrecken: a) 0 - 3 mm, b) 3 - 6 mm, c) 6 - 9 mm, d) 9 - 12 mm, e) 12 - 15 mm)

Abbildung 8.9: Einzeldrahtauflösung der 15 mm- Zelle in Abhängigkeit von der Driftstrecke a) Argon/ Methan (90 %/ 10 %), b) Argon/ Isobutan/ Ammoniak (92,5 %/ 5 %/ 2,5 %).

Abbildung 8.10: Dreidraht-Auflösung der 15 mm- Zelle mit Gaußfit für Argon/ Isobutan/ Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %)

8.4 Nahdrahtkorrekturen

Um aus der Driftzeit den Ort möglichst genau zu bestimmen, an dem das Teilchen die Zelle gekreuzt hat, benötigt man den genauen Driftweg der Elektronen und die Driftzeit entlang des Wegs. Die in Kapitel 6 bestimmte mittlere Driftgeschwindigkeit reicht nicht aus, um für alle Abstände den Ort genau zu rekonstruieren. Für den späteren Betrieb der BDC wird es nötig sein die Abweichung der Driftwege und der Driftgeschwindigkeit in der Nahdrahtzone zu korrigieren. Dazu muß man den Einfluß des Nahfelds auf die gemessenen Driftzeiten besser kennen. Mit den Driftzeiten aus den beiden äußeren Zellen kann man die zu erwartende Driftzeit in der mittleren Zelle berechnen. Vergleicht man dann die so berechnete mit der in der mittleren Zelle gemessenen Driftzeit stellt man fest, daß die gemessenen Driftzeiten größer als die berechneten Zeiten sind. Die größeren Driftzeiten entstehen durch die radialen Driftwege in Drahtnähe.

Abbildung 8.11: Dreidrahtsummen für kreuzende Spuren in der Nahdrahtzone: a) 0-1 mm, b) 1-2 mm, c) 2-3 mm, d) 3-4 mm

Um diesen Effekt in der Nahdrahtzone genauer zu untersuchen, wurde die Nahdrahtzone in kleinere Bereiche aufgeteilt. Die Verteilungen von $t_{fit} - t_{gem.}$ zeigen, daß die gemessene Driftzeiten größer sind als die aus dem Spurfit berechneten. Dieser Unterschied ist um so größer, je kleiner der Abstand zwischen Spur und Zähldraht ist. Abbildung 8.11 zeigt, daß die aus der Driftzeit berechnete Driftstrecke in Drahtnähe, im Mittel um etwa 1 mm größer ist. Die Abweichungen sind größer als die Auflösung der Zellen und eine Korrektur der Messung ist erforderlich.
Diese Nahdrahtkorrektur könnte darin bestehen, daß man eine Beschreibung der Drift in Drahtnähe nutzt, wie sie in der JADE- Jetkammer benutzt wurde [?]. Dort wurde angenommen, daß die Elektronen ab einer gewissen Entfernung vom Draht auf einem radialen Driftweg driften. Außerdem wird die Driftgeschwindigkeit auf diesen radia-

len Driftwegen variiert, da die Feldstärke in diesem Bereich der Zelle stark ansteigt (Abbildung 8.12).

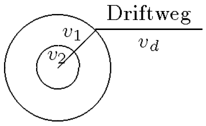

Abbildung 8.12: Zur Beschreibung des Driftvorgangs in unmittelbarer Nähe des Zähldraht benutzt man ein Modell mit radialen Driftwegen mit unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten.

8.5 Zusammenfassung

Durch den Vergleich der Argon/Methan- und der Argon/Isobutan/Ammoniak-Mischung sieht man den Einfluß der Driftfeldstärke auf die Auflösung.
Bei den Simulationen des Feldes in den Zellen (Abschnitt 8.1) wurde gezeigt, daß die Größe des Nahdrahtfeldes von der Driftfeldstärke abhängt, und daß das Nahdrahtfeld mit zunehmender Driftfeldstärke kleiner wird.
Die Auflösungsmessungen zeigen, daß die Gasmischung mit einer größeren Driftfeldstärke in den beiden Zonen in der Nähe des Drahtes eines bessere Auflösung hat.
Die Auflösung in Drahtnähe hängt von der Ausdehnung des Nahdrahtfeldes ab.
Für die BDC ist wichtig, daß der Arbeitspunkt der benutzten Mischung bei großen Driftfeldern liegt, da die Auflösung in Drahtnähe für große Feldstärken besser ist.

Kapitel 9

Untersuchung der Pulsformen

Die Form der Kammerpulse hat großen Einfluß auf die Betriebsparameter der Driftkammer. Bei der Bestimmung der Driftzeit ist die Anstiegszeit der Pulse von Bedeutung. Da die Driftzeit aus einem Geradenfit an die ansteigende Flanke des Pulses bestimmt wird, führen größere Anstiegszeiten zu größeren Driftzeiten und zu größeren Abständen der Spur vom Zähldraht. Daher ist es wichtig, daß die Anstiegszeit in allen Bereichen der Zelle vergleichbar ist. Die Doppelspurauflösung hängt von der Länge der Pulse ab. Man kann zwei Spuren, die innerhalb einer Zelle verlaufen, voneinander unterscheiden, wenn die Pulse zeitlich so weit auseinander liegen, daß sie von der Qt-Analyse als getrennte Pulse erkannt werden. Je kürzer die einzelnen Pulse sind, um so näher können Pulse zusammen liegen, um noch von der Qt-Analyse getrennt zu werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit hängt von der Pulshöhe ab. Um in allen Bereichen der Zelle die gleiche Nachweiswahrscheinlichkeit zu haben, müssen die Pulshöhen gleich sein.
Zur Beschreibung der Pulsformen wurden aus den Daten der Auflösungsmessungen verschiedene Pulsparameter für Einzelpulse bestimmt und dann deren Abhängigkeit von der Entfernung zum Zähldraht untersucht:

Anstiegszeit

Die mittlere Anstiegszeit der Pulse hängt nicht vom Abstand zum Zähldraht ab und liegt gleichbleibend bei 19 ns. In Abbildung 9.1a ist die mittlere Anstiegszeit mit der jeweiligen Abweichung vom Mittelwert aufgetragen. Man sieht hier, daß die Streuung der Anstiegszeiten bei kleinen Abständen zum Zähldraht etwas größer ist als bei großen Abständen.

Abfallzeit

In Abbildung 9.1b sieht man, daß die mittlere Abfallzeit der Pulse in Drahtnähe bis zu 20 ns größer ist als bei großen Abständen zum Zähldraht.

Pulshöhe

Die Pulshöhe ist in der Nahdrahtzone geringer als bei großen Abständen zum Zähldraht (Abbildung 9.1c).

Abbildung 9.1: Abhängigkeit der Pulsparameter vom Abstand der Spuren zum Zähldraht: a) Anstiegszeit, b) Abfallzeit, c) Pulshöhe, d) Steilheit der ansteigenden Flanke

Steilheit der Pulse

Die Pulse, die Spuren mit großen Drahtabständen entsprechen, haben eine steilere ansteigende Flanke als die Pulse in der Nahdrahtzone (Abbildung 9.1d).
Der steile Anstieg der Pulse wird durch die Elektronen verursacht, die zuerst den Zähldraht erreichen. Dies sind Elektronen, die auf der Isochronen erzeugt werden, die der kürzesten Driftzeit entspricht. Die anderen Elektronen, die auf Isochronen mit größeren Driftzeiten erzeugt werden, erreichen den Zähldraht entsprechend später.
In der Nahdrahtzone schneidet eine Spur mehrere Isochronen und die Ankunftszeit der Elektronen kann stärker differieren als bei großen Abständen der Spuren zum Zähldraht, da hier die Spuren näherungsweise parallel zu den Isochronen verlaufen.
Da die ansteigende Flanke der Pulse nur durch die ersten Elektronen bestimmt wird, unterscheiden sich die mittleren Anstiegszeiten der Pulse bei verschiedenen Abständen zum Zähldraht nicht.
Die Unterschiede in den Abfallzeiten entstehen durch Elektronen die den Zähldraht sehr spät erreichen und schon unter der abfallenden Flanke des Signals der zuerst angekommenen Elektronen liegen. Bei großen Abständen zum Zähldraht kommen alle Elektronen näherungsweise gleichzeitig an und die Abfallzeit wird durch die Zeitkonstante der Elektronik bestimmt. In der Nahdrahtzone haben die Elektronen unterschiedliche Driftzeiten und die Pulse sind dadurch länger.
Die Pulshöhe hängt von der Zahl der Elektronen ab, die den Zähldraht in einem Zeitintervall erreichen. Da die Elektronen von Spuren mit großem Abstand gleichzeitig ankommen, erzeugen sie höhere und steilere Pulse als die Elektronen aus der Nahdrahtzone, deren Driftzeiten stärker variieren und flachere, längere Pulse erzeugen.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Feynman-Diagramm niedrigster Ordnung für die Elektron-Quark-Streuung 6
2.2 Längsschnitt durch den H1-Detektor 7

3.1 Schematische Darstellung einer Driftzelle. Der Verlauf des elektrischen Feldes ist durch die Äquipotentiallinien dargestellt. 11

4.1 Aufbaukonzept der BDC: Es werden fünf Doppellagen um 18 Grad rotiert hintereinander angeordnet. innerhalb einer Doppellage sind die Drähte um die halbe Zellgröße versetzt, um die Rechts-Links-Ambiguität aufzulösen 19

5.1 Längsschnitt der 15 mm-Testzelle 21
5.2 Aufbau der Triggerszintillatoren und Driftzellen zur Messung der Auflösung 23
5.3 Schematische Darstellung des Datennahmesystems 24
5.4 Nichlineare Kennlinie des FADCs 25
5.5 LabView-VI zur Berechnung der Driftstrecke 27
5.6 Triggerlogik für die Gasverstärkungsmessungen 32
5.7 Triggerlogik zu Messung der Auflösung und der Driftgeschwindigkeit . . 32

6.1 Driftgeschwindigkeit von Argon/ Methan (90%/ 10%) [Kun92] 33
6.2 Driftgeschwindigkeit von Argon/Ethan (50%/ 50%) 34
6.3 Lorentzwinkel von Argon/Ethan (50%/ 50%) 34
6.4 Lorentzwinkel von Argon/Isobutan/Ammoniak-Mischungen (Simulation von B. Schmidt) 35
6.5 Driftgeschwindigkeit von Argon/Isobutan/Ammoniak-Mischungen (Simulation von B. Schmidt) 36
6.6 Argon/Methan (90% 10%): Ladungsspektrum von Fe-Pulsen mit Gaußfit an den Photopeak 37
6.7 Linearität der Ladungsbestimmung: a) Korrelation zwischen Pulsladung und Qt-Ergebnis, b) Kalibrationskonstante für verschiedene Pulsladungen 38
6.8 Argon/Methan (90%/ 10%): a) Gasverstärkungskurve, b) Breite des Photopeaks, c) Lage des Escapepeaks relativ zum Photopeak, d) Prozentualer Anteil der Nachpulse, e) Länge der Pulse 40
6.9 Argon/Ethan (50%/ 50%): a) Gasverstärkungskurve, b) Breite des Photopeaks, c) Lage des Escapepeaks relativ zum Photopeak, d) Prozentualer Anteil der Nachpulse, e) Länge der Pulse 42

6.10 Argon/Isobutan/Ammoniak (95,5% / 3% / 1,5%): a) Gasverstärkungskurve, b) Breite des Photopeaks, c) Lage des Escapepeaks relativ zum Photopeak, d) Prozentualer Anteil der Nachpulse, e) Länge der Pulse . 44
6.11 Argon/Isobutan/Ammoniak (92,5% / 5% / 2,5%) 2,4 Td: a) Gasverstärkungskurve, b) Breite des Photopeaks, c) Lage des Escapepeaks relativ zum Photopeak, d) Prozentualer Anteil der Nachpulse, e) Länge der Pulse . 45
6.12 Argon/Isobutan/Ammoniak (92,5% / 5% / 2,5%) 4,6 Td: a) Gasverstärkungskurve, b) Breite des Photopeaks, c) Lage des Escapepeaks relativ zum Photopeak, d) Prozentualer Anteil der Nachpulse, e) Länge der Pulse . 46
6.13 Gasverstärkung der 15 mm- Zelle entlang des Zähldrahts 47
6.14 Gasverstärkung der 5 mm- Zelle entlang des Zähldrahts (Drahtfixierung mit Krimphülsen) 47
6.15 Gasverstärkung der 15 mm- Zelle senkrecht zum Zähldraht 48

7.1 Äquipotentiallinien der 5 mm- Zelle für a) 300 V/cm und b) 1000 V/cm. Simulation mit MAFIA von M. Werner 52
7.2 Verlängerung der Driftstrecken durch radiale Driftwege im Nahdrahtfeld 53
7.3 Driftzeitverteilung der 15mm-Zelle 54
7.4 Messungen der Driftgeschwindigkeitskurven für Argon/ Isobutan/ Ammoniak (95.5 %/ 3 %/ 1,5 %) und Argon/Isobutan/Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %). 56

8.1 Nachweiswahrscheinlichkeit der Testzellen in Abhängigkeit von der Gasverstärkung 60
8.2 Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Pulshöhe 61
8.3 Verteilungen der Driftzeiten für Spuren, die in allen drei Zellen einen hit hatten. 62
8.4 Nachweiswahrscheinlichkeit in Drahtnähe ($x \leq 5mm$) und bei größeren Abständen zum Zähldraht 62
8.5 Bestimmung der Dreidrahtauflösung für a) parallele Spuren und b) kreuzende Spuren 63
8.6 Verteilung der Dreidrahtsumme mit Gaußfit 64
8.7 Bestimmung des Zeitnullpunkts 65
8.8 Argon/ Methan (90 %/ 10 %): Dreidrahtsumme der 15 mm- Zelle für verschiedene Driftstrecken: a) 0 - 3 mm, b) 3 - 6 mm, c) 6 - 9 mm, d) 9 - 12 mm, e) 12 - 15 mm) 69
8.9 Einzeldrahtauflösung der 15 mm- Zelle in Abhängigkeit von der Driftstrecke a) Argon/ Methan (90 %/ 10 %), b) Argon/ Isobutan/ Ammoniak (92,5 %/ 5 %/ 2,5 %). 70
8.10 Dreidraht-Auflösung der 15 mm- Zelle mit Gaußfit für Argon/ Isobutan/ Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %) 70
8.11 Dreidrahtsummen für kreuzende Spuren in der Nahdrahtzone: a) 0-1 mm, b) 1-2 mm, c) 2-3 mm, d) 3-4 mm 71

8.12 Zur Beschreibung des Driftvorgangs in unmittelbarer Nähe des Zähldraht benutzt man ein Modell mit radialen Driftwegen mit unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten. 72

9.1 Abhängigkeit der Pulsparameter vom Abstand der Spuren zum Zähldraht: a) Anstiegszeit, b) Abfallzeit, c) Pulshöhe, d) Steilheit der ansteigenden Flanke 74

Tabellenverzeichnis

6.1 Eigenschaften von Gasen [Kle 92]: Energieverlust W_i pro Ionenpaar, Zahl der primären Ionenpaare n_p und Gesamtzahl der Ionenpaare n_T für minimalionisierende Teilchen pro cm Wegstrecke, Zahl der primären Elektronen n_i für ein 5,9 keV γ-Quant 37

7.1 Zusammenfassung der Spannungen und Feldstärken der Feldsimulationen für die 5 mm-Zelle. Der Driftfeldwert entspricht der Spannungdifferenz zwischen Kathode und Streifen 3. Die simulierte Feldstärke gibt die Stärke des Driftfeldes entlang der Mittelebene der Zelle an. 52

7.2 Zusammenfassung der Feldstärken für die Driftzeitmessungen mit der 5 mm -Zelle. 55

7.3 Driftgeschwindigkeiten von Mischung1: Argon/ Isobutan/ Ammoniak (95.5 %/ 3 %/ 1,5 %) und Mischung2: Argon/Isobutan/Ammoniak (92.5 %/ 5 %/ 2,5 %) 56

7.4 Vergleich mit Driftzeitmessungen von T. Kunst 57

8.1 Zahl der getriggerten und selektierten Ereignisse für die drei Auflösungsmessungen 66

8.2 Auflösung der 15 mm- Zelle bei verschiedenen Driftstrecken 68