

# **Test und Inbetriebnahme der Prototyp-Driftkammer für das B1-Spektrometer**

von  
Daniel Hammann

Diplomarbeit in Physik  
angefertigt im  
Physikalischen Institut

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

im  
November 2008

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Prof. Dr. Hartmut Schmieden  
Koreferent: Prof. Dr. Reinhard Beck

There is a theory which states that if ever anybody discovers exactly what the Universe is for and why it is here, it will instantly disappear and be replaced by something even more bizarre and inexplicable.

There is another theory which states that this has already happened.

Douglas Adams



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Das B1-Spektrometer</b>	<b>9</b>
2.1	Gesamtaufbau . . . . .	9
2.2	Die Driftkammern . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Die Prototyp-Driftkammer</b>	<b>15</b>
3.1	Funktionsweise von Driftkammern . . . . .	15
3.2	Mechanischer Aufbau der Kammer . . . . .	18
3.3	Das Gassystem . . . . .	19
3.4	Die Ausleseelektronik und -Software . . . . .	19
3.5	Testaufbau . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Simulation der Driftkammer</b>	<b>27</b>
4.1	Das elektrische Feld . . . . .	27
4.2	Spursimulation . . . . .	27
4.2.1	Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung (ODB) . . . . .	30
4.2.2	Das Driftzeitspektrum . . . . .	30
<b>5</b>	<b>Inbetriebnahme und erste Messungen</b>	<b>33</b>
5.1	Tests mit radioaktiver Quelle . . . . .	33
5.1.1	Inbetriebnahme . . . . .	33
5.1.2	Bestimmung der Betriebsparameter . . . . .	33
5.1.3	Bestimmung der ODB . . . . .	36
5.2	Tests mit Photonenstrahl . . . . .	39
5.2.1	Strahlprofil . . . . .	40
5.2.2	Zeitkorrelation . . . . .	41
<b>6</b>	<b>Untersuchung der Eigenschaften der Driftkammer</b>	<b>43</b>
6.1	Messungen mit hochenergetischen Elektronen . . . . .	43
6.1.1	Testaufbau . . . . .	43
6.1.2	Bestimmung der Effizienz . . . . .	43
6.1.3	Ortsauflösung . . . . .	45
6.2	Messungen in Kombination mit einem Pixeldetektor . . . . .	50
6.2.1	Testaufbau . . . . .	50
6.2.2	Überprüfung der ODB . . . . .	50
6.2.3	Ortsauflösung . . . . .	54

*Inhaltsverzeichnis*

<b>7 Diskussion der Messergebnisse</b>	<b>55</b>
7.1 Betriebsparameter . . . . .	55
7.2 Effizienz . . . . .	56
7.3 Ortsauflösung . . . . .	56
7.4 Probleme mit der Driftkammer . . . . .	56
<b>8 Zusammenfassung</b>	<b>59</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>61</b>

# 1 Einleitung

Der größte Teil der Masse der uns bekannten Materie ist in den Atomkernen konzentriert. Mit der Entdeckung des Protons und des Neutrons wurde klar, dass diese die Bestandteile jedes Atomkerns sind. Genauere Untersuchungen ergaben, dass auch Proton und Neutron keine elementaren Teilchen sind. Ihre innere Struktur wurde mit Lepton-Streuexperimenten untersucht und für große Impulsüberträge auch gut verstanden. Sie bestehen aus drei Quarks. Neben diesen drei Valenzquarks treten bei sehr kurzen Abständen weitere Quark-Antiquark-Paare, die sogenannten Seequarks in Erscheinung. Die Quarks wechselwirken über die starke Kraft, welche durch den Austausch von Gluonen vermittelt wird. Bei großen Impulsüberträgen, also kleinen Abständen, ist die die starke Kraft charakterisierende Kopplungskonstante  $\alpha_s$  klein, die Wechselwirkung zwischen den Quarks relativ schwach. Betrachtet man den Bereich der kleinen Impulsüberträge, so wird die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  jedoch groß. Dies verhindert störungstheoretische Berechnungen. Zudem ändern sich mit  $\alpha_s$  die effektiven Freiheitsgrade des Systems.

Eine wichtige Eigenschaft zusammengesetzter Systeme ist ihr Anregungsspektrum. Da es der störungstheoretischen Behandlung nicht zugänglich ist, versucht man das Anregungsspektrum der Nukleonen über Modelle zu beschreiben. In diesen Quark-Modellen werden die Bestandteile des Nukleons zu drei Konstituentenquarks zusammengefasst, deren Eigenschaften, z.B. die Masse, so angepasst werden, dass die Eigenschaften der Nukleonen möglichst gut beschrieben werden können.

Mit den Modellen lassen sich viele Eigenschaften des Anregungsspektrums verstehen und gut beschreiben. Es treten allerdings auch Abweichungen auf. Die meisten Quark-Modelle sagen wesentlich mehr Resonanzen voraus als bisher beobachtet werden konnten. Diese Diskrepanz kann ihre Ursache in einer Unzulänglichkeit des Modells haben. Es besteht jedoch auch die Möglichkeit, dass der Unterschied durch unzureichende experimentelle Beobachtung begründet ist. Dies könnte durch eine schwache Kopplung der betroffenen Zustände an den bisher bevorzugt beobachteten Nukleon-Pion-Kanal erklärt werden. Zusätzlich zu den fehlenden Resonanzen gibt es auch einige Zustände die nicht gut in das von den Modellen vorhergesagte Schema passen. Hier von sind sogar tief liegende Resonanzen wie die Roper-Resonanz  $N(1440)$  oder das  $\Lambda(1405)$  betroffen.

Um diese offenen Fragestellungen zu untersuchen, bieten sich Photoproduktions-Experimente an. Dabei werden Nukleonen mit Photonen hoher Energie (bis mehrere GeV) angeregt. Diese Anregungszustände zerfallen in der Regel nahezu instantan. Bei den dabei entstehenden Zerfallsprodukten handelt es sich zu einem großen Teil um Mesonen. Bereits bei relativ niedrig liegenden Zuständen findet man häufig Endzustände mit zwei oder mehr Mesonen.

Solche Reaktionen wurde unter anderem mit dem Crystal-Barrel Kalorimeter an der Universität Bonn untersucht. Der Crystal-Barrel ist dabei auf den Nachweis von neutralen Mesonen über ihre Zerfälle in Photonen spezialisiert. Für ein vollständiges Bild der Meson-Photoproduktion ist es jedoch erforderlich auch Reaktionen mit geladenen Mesonen im Endzustand untersuchen zu können. Für eine Reihe von Reaktionen sind dabei insbesondere die Zerfälle mit sowohl geladenen als auch ungeladenen Mesonen interessant. Als Beispiel sei hier der Zerfall des bereits erwähnten

## 1 Einleitung

$\Lambda(1405)$  genannt.

$$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda(1405) \rightarrow K^+ n 2\pi^0 \gamma / K^+ p \pi^- \pi^0 \gamma$$

Die bei dieser Reaktion entstehenden Kaonen werden mit hoher Wahrscheinlichkeit in Vorwärtsrichtung emittiert, während die Photonen nahezu den kompletten Raumwinkel abdecken. Das B1-Spektrometer wurde für die Untersuchung solcher Zerfälle entworfen. Es deckt zwar nur einen relativ kleinen Winkelbereich in Vorwärtsrichtung ab, in welchem es jedoch eine gute Impuls- und Ortsauflösung bietet. Zudem ermöglicht es die Identifikation der verschiedenen geladenen Teilchen. In Kombination mit einem Kristall-Kalorimeter wie dem Crystal-Barrel oder dem BGO-Ball des Graal-Experiments, welches nahezu den kompletten restlichen Raumwinkel abdeckt, erhält man damit ein gutes Werkzeug zur Beobachtung von Meson-Photoproduktion mit gemischt geladenen Endzuständen.

Zur Impulsbestimmung im Vorwärtsspektrometer werden verschiedene Detektoren zur Spurbestimmung eingesetzt. Vor dem Spektromettermagneten werden szintillierende Fasern verwendet. Hinter dem Magneten finden großflächige Driftkammern ihren Einsatz. Aufgrund ihrer Größe und dem damit verbundenen Aufwand in Herstellung und Inbetriebnahme wurde eine Prototyp-Driftkammer gebaut, um die Eigenschaften der Kammer und die zugehörige Elektronik bereits vorab untersuchen zu können. Diese Diplomarbeit beschäftigt sich mit der Inbetriebnahme und ersten Untersuchungen dieser Prototyp-Driftkammer.

Zunächst wird in Kapitel 2 der Aufbau des Spektrometers detaillierter beschrieben, bevor in Kapitel 3 die prinzipielle Funktionsweise von Driftkammern vorgestellt und der Aufbau der Prototyp-Kammer mit der zugehörigen Elektronik und Software erläutert wird. Eine erste Einschätzung der zu erwartenden Resultate liefert die Simulation, dargestellt in Kapitel 4. Kapitel 5 beschreibt die Inbetriebnahme und Funktionsüberprüfung der Kammer, während Kapitel 6 sich der Bestimmung wichtiger Eigenschaften der Driftkammer wie Ortsauflösung und Effizienz widmet. Bevor die Arbeit mit der Zusammenfassung schließt, diskutiert Kapitel 7 die gewonnenen Ergebnisse in Hinblick auf den Einsatz der Driftkammern am B1-Spektrometer.



## 2 Das B1-Spektrometer

### 2.1 Gesamtaufbau

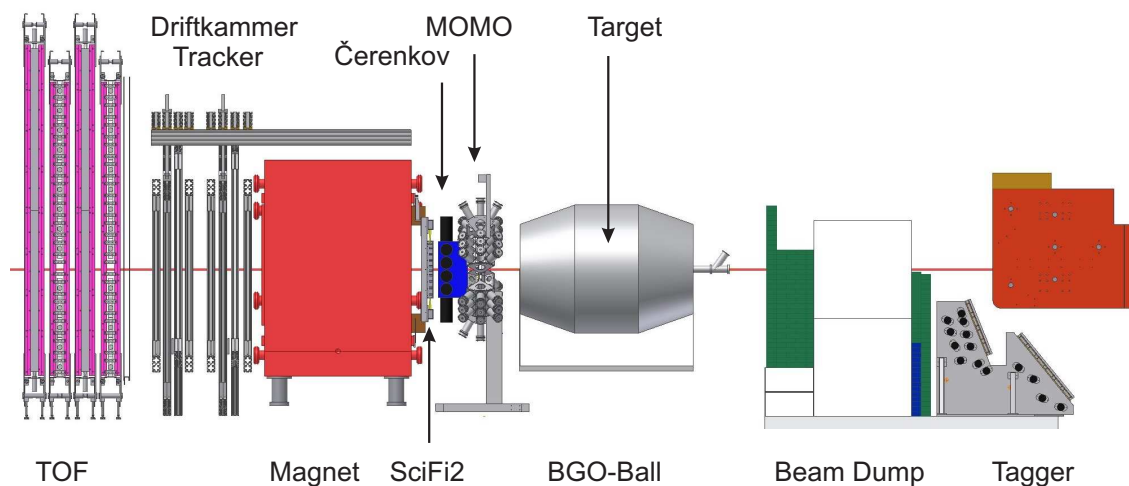


Abbildung 2.1: Der geplante Aufbau des B1-Spektrometers [W<sup>+</sup>]

Das B1-Spektrometer ist ein Magnetspektrometer zum Nachweis geladener Mesonen aus der Photoproduktion. Abbildung 2.1 zeigt eine Übersicht über den geplanten Aufbau des B1-Spektrometers. Man sieht der Strahlrichtung von rechts nach links folgend die verschiedenen Einzeldetektoren. Zunächst werden die Photonen an einem Bremsstrahltarget erzeugt und mit der Photonenmarkierungsanlage (Tagger) energiemarkiert. Die Photonen treffen innerhalb des BGO-Balls, eines Kristall-Kalorimeters, auf das Experiment-Target<sup>1</sup>. Der BGO-Ball deckt dabei den größten Teil des Raumwinkels ab. Die Öffnung in Vorwärtsrichtung wird durch das B1-Spektrometer geschlossen. Zur Impulsbestimmung sind dabei Spurdetektoren sowohl vor (MOMO und SciFi2) als auch hinter dem Magneten (Driftkammern) vorhanden. Die Teilchenidentifikation kann dabei über die Kombination von Impuls und Flugzeit oder mit Hilfe des Čerenkov Detektors erfolgen.

### Erzeugung der Photonen

Wie die Übersicht über den geplanten Aufbau in Abbildung 2.1 zeigt werden die Photonen über Bremsstrahlung von hochenergetischen Elektronen erzeugt. Die Elektronen werden dafür vom Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA<sup>2</sup> bereitgestellt. Zunächst beschleunigt ein Linearbeschleuniger die Elektronen, bevor sie in das Synchrotron eingeschossen werden. Dieser Kreisbeschleuniger erhöht die Energie der Elektronen auf bis zu 1,5 GeV. Als letzte Stufe der Beschleunigung

<sup>1</sup>engl. Zielscheibe

<sup>2</sup>Elektron Stretcher Anlage

## 2 Das B1-Spektrometer

werden die Elektronen in den sogenannten Stretcher-Ring injiziert. Dieser erreicht eine maximale Energie von 3,5 GeV. Die beschleunigten Elektronen können dann über einen Zeitraum von mehreren Sekunden extrahiert werden, bevor der Beschleuniger erneut gefüllt werden muss. Dabei wird ein makroskopischer *duty Faktor*<sup>3</sup> von bis zu 95 % erreicht.

Der so erzeugte Elektronenstrahl trifft auf ein Bremsstrahl-Target, wo die Photonen erzeugt werden. Ihr Energiespektrum lässt sich näherungsweise durch eine  $1/E_\gamma$  Verteilung beschreiben. Um die Energie eines einzelnen Photons bestimmen zu können, werden die Elektronen nach dem Bremsstrahl-Target in einem Dipol-Magneten abgelenkt. Die Elektronen, welche kein Bremsstrahlphoton ausgesandt haben, werden am wenigsten abgelenkt und in den Beam Dump geleitet wo der Strahl gestoppt wird. Die restlichen Elektronen werden entsprechend ihrer verbleibenden Energie, und damit der Energie des Photons, unterschiedlich stark abgelenkt. Über einen Positionsnachweis dieser Elektronen lässt sich damit die Photonenenergie bestimmen. So können Photonen mit Energien zwischen 20 und 95 Prozent der Elektronenenergie markiert werden.

Die markierten Photonen treffen unbeeinflusst vom Magneten der Photonenmarkierungsanlage auf das Experiment-Target. Dieses besteht in der Regel aus einer Zelle mit flüssigem Wasserstoff, da so ein reines Protonen-Target zur Verfügung gestellt werden kann. Das Target selbst ist in Abb. 2.1 durch den BGO-Ball verdeckt in dessen Zentrum es sich befindet. Das Spektrometer deckt vom Target aus gesehen einen Winkelbereich von  $\pm 8^\circ$  in der Vertikalen und  $\pm 10^\circ$  in der Horizontalen ab.

### Teilchenidentifikation

Aus der Teilchenflugzeit kann in Kombination mit dem Teilchenimpuls und der Länge der Teilchenspur die Masse der Teilchen berechnet werden. Dies ermöglicht es die Teilchen zu identifizieren. Zur Messung der Flugzeit sind am Ende des Spektrometers Szintillatorwände (TOF) platziert. Die Wände haben eine Größe von jeweils  $3 \times 3 \text{ m}^2$ . Sie sind dabei in einzelne Latten segmentiert (Abb. 2.2(a)), was eine Zuordnung von Flugzeit zu Teilchenspur auch bei mehreren geladenen Teilchen ermöglicht.

Zur Verbesserung der Unterscheidung zwischen Pionen und Kaonen wird zusätzlich ein Aerogel-Čerenkov Detektor (Abb. 2.2(b)) eingesetzt. Der zugrundeliegende Čerenkov-Effekt tritt nur bei Teilchen auf, welche sich in einem Medium schneller als Licht bewegen. Da die Masse der Kaonen wesentlich höher als die der Pionen ist, bewegen sie sich, bei gleichem Impuls, entsprechend langsamer. Mit der Wahl des Brechungsindex des Aerogel Materials von 1,05 lässt sich erreichen, dass für Pionen ab einem Impuls von 437 MeV/c stets schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Medium sind, während Kaonen bis 1500 MeV/c unter dieser Schwelle bleiben. Damit spricht dieser Detektor nur auf Pionen an und ermöglicht eine direkte Teilchenidentifikation.

### Impulsmessung

Die Hauptaufgabe des Spektrometers besteht in der Impulsbestimmung der nachgewiesenen Teilchen. Hierzu wird die Änderung der Flugbahn der Teilchen in einem Magnetfeld gemessen. Vor dem Magneten werden zwei Detektoren aus szintillierenden Fasern, MOMO und SciFi2 (Abb. 2.3), zur Spurbestimmung eingesetzt. Bei MOMO sind diese Fasern in drei um jeweils  $60^\circ$  gegeneinander gedrehten Lagen angeordnet. Dies ermöglicht eine eindeutige Bestimmung der Durchstoßpunkte auch bei mehreren Teilchenspuren. Die mit den 672 Fasern abgedeckte Fläche hat

<sup>3</sup>Verhältnis von Extraktionszeit zu Zykluszeit

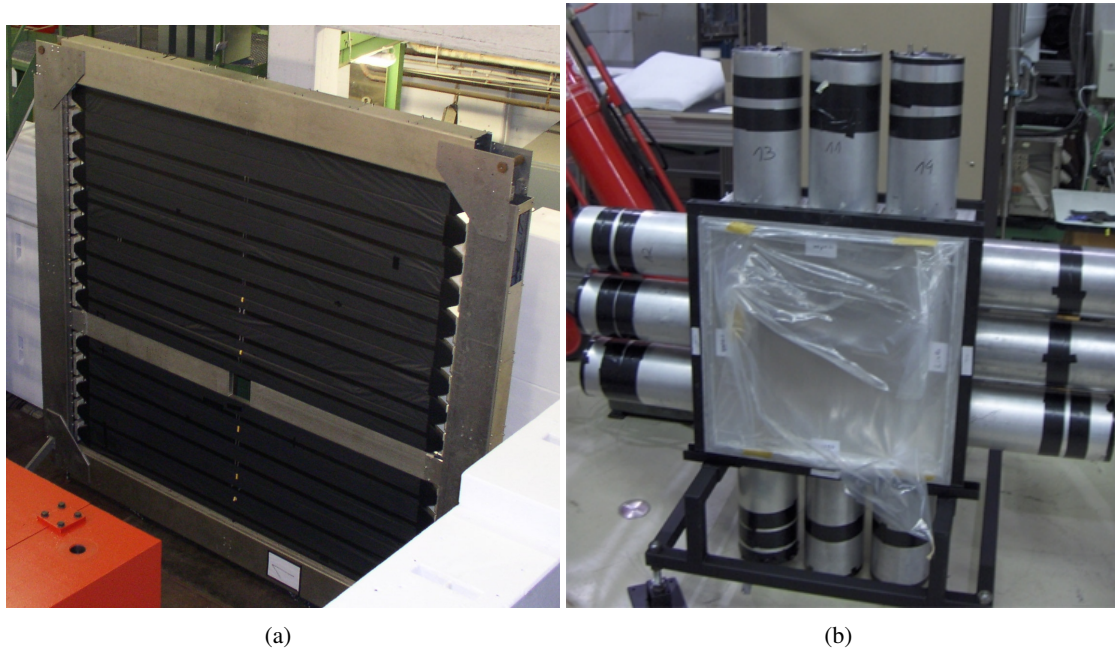


Abbildung 2.2: Flugzeitwand (a) [Ban] und Aerogel-Čerenkov (b) [Mat07]

einen Durchmesser von ca. 40 cm. Die erreichbare Ortsauflösung ist durch die Dicke der Fasern gegeben und beträgt 1,5 mm. Die Auslese der Fasern erfolgt dabei über 16-fach Photomultiplier.

Der zweite Spurpunkt wird durch den SciFi2 Detektor gegeben. Auch dieser besteht aus mit 16-fach Photomultipliern ausgelesenen szintillierenden Fasern, die jedoch nur zwei Lagen mit senkrecht zueinander orientierten Fasern bilden. Um eine ausreichende Winkelabdeckung zu erhalten, ist er mit einer sensitiven Fläche von  $66 \times 51 \text{ cm}^2$  deutlich größer als MOMO.

Mit MOMO und SciFi2 erhält man die Impulsrichtung der beobachteten Teilchen. Um auch den Impulsbetrag messen zu können, werden die geladenen Teilchen in einem Dipolmagneten abgelenkt. Hierfür steht ein Magnet mit einem Polshuhabstand von 83 cm zur Verfügung. Bei einem maximalen Strom von 1350 A erreicht er eine Feldstärke von bis zu 0,56 T. Um aus der Ablenkung im Magnetfeld den Impuls rekonstruieren zu können, muss dieses sehr gut bekannt sein. Dies wird durch eine Feldmessung gewährleistet.

## 2.2 Die Driftkammern

Hinter dem Spektrometermagnet wird die Ortsbestimmung mit Driftkammern realisiert. Um den nötigen Winkelbereich abdecken zu können, haben die Kammern eine sensitive Fläche von  $2,4 \times 1,2 \text{ m}^2$ . Als Basis für die Konstruktion wurde ein Rahmen aus  $8 \times 8 \text{ cm}^2$ , bzw.  $8 \times 16 \text{ cm}^2$  starken Aluminiumprofilen verwendet (Abb. 2.5). Dieser dient zusammen mit einer aluminisierten Mylar Folie auch dem Einschluss des als Kammergas verwendeten Argon-Kohlendioxid-Gemisches. An dem Aluminiumrahmen sind mit Passstiften Stapel von Platinen befestigt. Auf diesen Platinen sind die einzelnen Drähte der Driftkammer in einem Abstand von 17 mm angelötet. Die Dicke der Platinen von genau 5 mm erzeugt den Abstand der einzelnen Drahtlagen. Man erhält damit

## 2 Das B1-Spektrometer

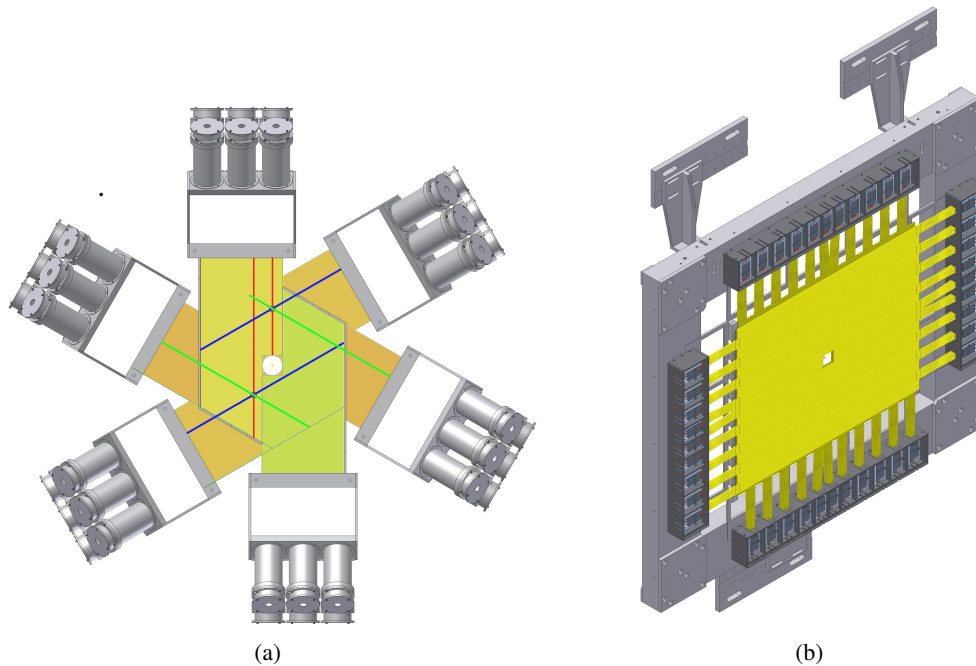


Abbildung 2.3: MOMO (a) [ $W^+$ ] und SciFi2 (b) [ $Bö$ ]

die in Abbildung 2.4 gezeigten sechseckigen Driftzellen. Die Zellen sind nicht exakt regelmäßige Sechsecke, da ihre Breite aus fertigungstechnischen Gründen auf 17 mm abgerundet wurde. Wie die Abbildung zeigt, sind die Zellen einer Kammer dabei in zwei, gegeneinander versetzten, Lagen angeordnet. Dies ermöglicht, durch Betrachtung zweier benachbarter Driftzellen, zu erkennen auf welcher Seite eines Drahtes das beobachtete Teilchen die Kammer passiert hat.

Die Auslese der Driftkammer erfolgt aufgrund der hohen Anzahl nötiger Kanäle über eine spezielle Elektronik. Diese ist mit der für den Prototyp verwendeten nahezu identisch und wird daher in Kapitel 3.4 genauer beschrieben. Die Elektronik soll eine Ausleserate von mindestens einem Kilohertz erreichen können.

Die angestrebte Ortsauflösung soll besser als  $300\ \mu\text{m}$  sein. Entlang der Drähte kann die Driftkammer keine Ortsinformation bereitstellen. Um dennoch eine zweidimensionale Ortsinformation zu erhalten, werden Kammern mit unterschiedlicher Orientierung der Drähte eingesetzt. Neben Kammern mit horizontalen und vertikalen Drähten werden weitere Kammern eingesetzt, welche so gedreht werden, dass ihre Drähte Winkel von  $\pm 9^\circ$  zur Senkrechten haben. Um auch hier den gleichen sensitiven Bereich wie bei den anderen Driftkammern abzudecken sind diese Kammern entsprechend größer (siehe Tabelle 2.1).

Die im Spektrometer eingesetzten Kammern sind dabei in zwei sogenannten *Trackern*<sup>4</sup> organisiert, wobei jeder Tracker aus vier Kammern, eine jeder Drahtorientierung, besteht. Da jede der Kammern zwei Lagen von Driftzellen enthält ergeben sich acht Spurpunkte in einem Tracker. Der vordere Tracker ist dabei ca. 3 m vom Target entfernt, der Hintere ca. 4 m. Innerhalb der einzelnen Tracker haben die Driftkammern den minimal möglichen Abstand zueinander.

<sup>4</sup>von engl. (to) track, verfolgen

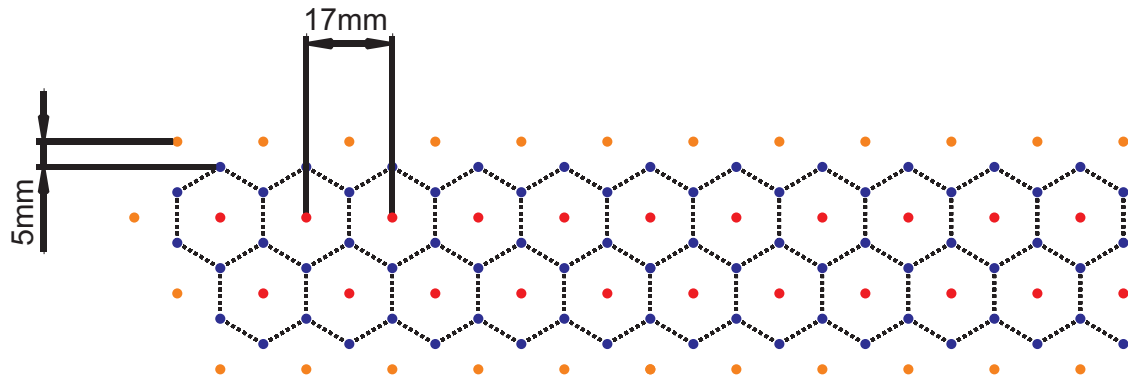


Abbildung 2.4: Drahtanordnung der Driftkammern [ $M^+$ ]

In blau sind die Potentialdrähte dargestellt, sie liegen auf hohem negativem Potential und begrenzen damit die Driftzellen (gestrichelte Linien). Die Anodendrähte (rot) liegen auf Erdpotential. Die in orange eingezeichneten Drähte dienen der Feldformung am Rand der Driftkammer, sie liegen ebenfalls auf Erdpotential. Die Potential- und Anodendrähte sind vergoldete Wolframdrähte mit einem Durchmesser von 30 bzw. 100  $\mu\text{m}$ . Die Felldrähte sind 200  $\mu\text{m}$  dick und aus Berylliumbronze gefertigt.

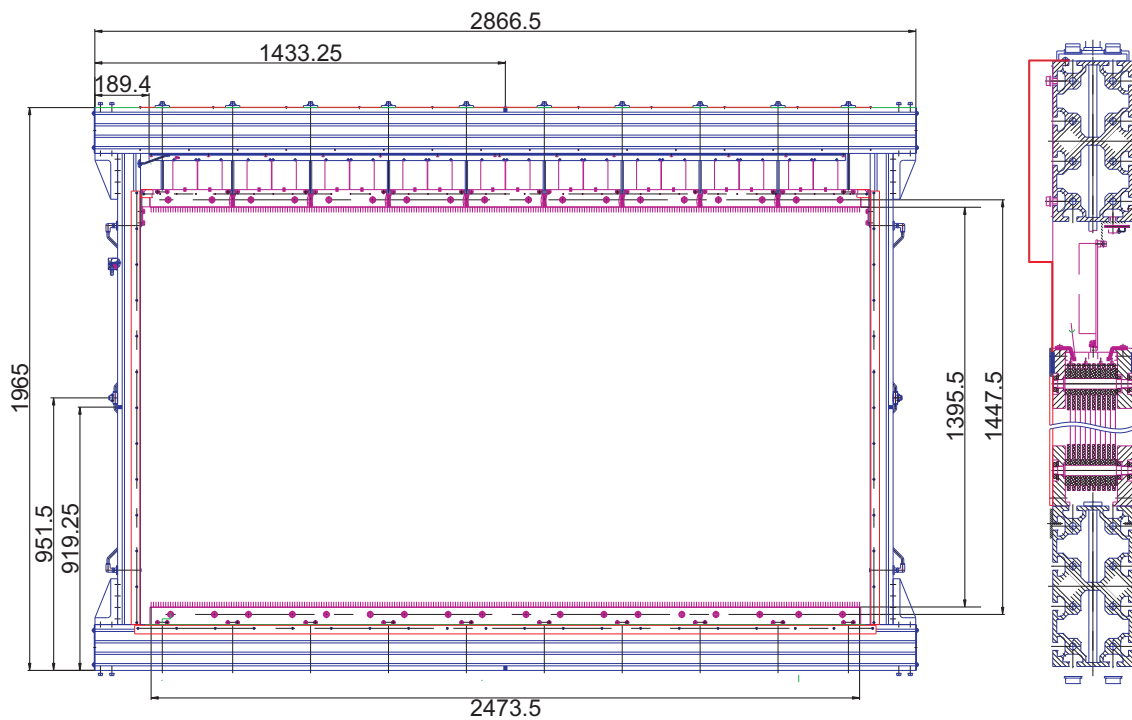


Abbildung 2.5: Technische Zeichnung der X-Driftkammer [ $M^+$ ]

## 2 Das B1-Spektrometer

Kammer	Winkel	sen. Fläche mm <sup>2</sup>	Breite mm	Höhe mm	sen. Drähte	Felddrähte
X	0°	2456 × 1232	3189	1642	144	436
Y	90°	2456 × 1232	2866	1965	288	868
U	99°	2746 × 1825	3157	2395	304	916
V	81°	2746 × 1825	3157	2395	304	916

Tabelle 2.1: Größe und Orientierung der verschiedenen Driftkammerlagen  
Der angegebene Winkel ist der Winkel der Drähte zur Horizontalen. Die angegebenen Größen sind vorläufige Werte und können vom endgültigen Design abweichen.

## 3 Die Prototyp-Driftkammer

Um die Eigenschaften der für das B1-Spektrometer geplanten Driftkammern bereits vorab untersuchen zu können, wurde am PNPI Gatchina ein Prototyp gebaut. Diese Diplomarbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der Prototyp-Driftkammer. Ihre Funktionsweise wird in diesem Kapitel allgemein beschrieben, bevor näher auf den mechanischen Aufbau der Kammer und die verwendete Elektronik und Software eingegangen wird. Zuletzt wird in diesem Kapitel der für alle Messungen verwendete Teststand beschrieben.

### 3.1 Funktionsweise von Driftkammern

Driftkammern sind Gasdetektoren zum Nachweis von geladenen Teilchen. Sie bestehen in der Regel aus einem Gasvolumen in dem Drähte gespannt sind. Dabei sind mehrere sogenannte Potentialdrähte um einen Anodendraht angeordnet. Der Anodendraht liegt auf Erdpotential während an den Potentialdrähten eine negative Spannung von in der Regel mehreren tausend Volt angelegt wird. Den von den Potentialdrähten umschlossenen Bereich nennt man Driftzelle (siehe Abb. 3.1). Werden innerhalb dieser Zelle durch Ionisation freie Elektronen erzeugt, so bewegen sie sich auf den Anodendraht zu, wo dann ein Signal erzeugt wird. Somit lässt sich der Durchgang von ionisierenden Teilchen nachweisen. Kennt man zudem den Zeitpunkt des Teilchendurchgangs, kann man aus der Zeit zwischen der ursprünglichen Ionisation und dem Signal am Anodendraht, der Driftzeit, auf den Abstand der Teilchenspur zum Anodendraht schließen.

Die folgende Beschreibung dieses Vorgangs stützt sich im wesentlichen auf [Fer91, Kle05, Y<sup>+</sup>06, RE74, Leo94] und [Haa91]. Ein nachzuweisendes geladenes Teilchen erzeugt zunächst entlang seiner Flugbahn Primärionisationen. Die dabei entstehenden freien Elektronen wechselwirken mit dem umgebenden Gas und bilden dabei sogenannte Cluster von Sekundärelektronen. Diese bewegen sich entsprechend dem elektrischen Feld und treffen auf den Anodendraht. Die kurz vor dem Draht stattfindende Gasverstärkung sorgt dann für ein messbares Signal.

#### Primär- und Sekundärionisation

Passieren schwere<sup>1</sup> geladene Teilchen Materie, so wird ihr mittlerer Energieverlust pro Weglänge  $-\frac{dE}{dx}$  durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z z^2}{A\beta^2} \cdot \left\{ \ln \left[ \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} \right] - \beta^2 \right\}. \quad (3.1)$$

Hierbei ist  $N_0$  die Avogadro-Zahl,  $Z$  und  $A$  die Ladungs- und Massenzahl des Materials,  $z \cdot e$  ist die Ladung des bewegten Teilchens,  $\beta \cdot c$  seine Geschwindigkeit,  $m_e$  gibt die Elektronenmasse an,  $r_e = 2,8 \text{ fm}$  den klassischen Elektronenradius. Das effektive Ionisationspotential  $I$  des Materials ist näherungsweise proportional zu  $Z$ .

<sup>1</sup>Schwer heißt in diesem Zusammenhang wesentlich schwerer als Elektronen.

### 3 Die Prototyp-Driftkammer

Gas	Z	A	$\rho$ $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$I/Z$ eV	$W_i$ eV	$-\frac{dE}{dx}$ $\frac{\text{keV}}{\text{cm}}$	$n_P$ $\frac{\text{I.P.}}{\text{cm}}$	$n_T$ $\frac{\text{I.P.}}{\text{cm}}$
H <sub>2</sub>	2	2,0	$8,38 \cdot 10^{-5}$	15,4	37	0,34	5,2	9,2
He	2	4,0	$1,66 \cdot 10^{-4}$	24,6	41	0,32	5,9	9,2
N <sub>2</sub>	14	28,0	$1,17 \cdot 10^{-3}$	15,5	35	1,96	10,0	56,0
O <sub>2</sub>	16	32,0	$1,33 \cdot 10^{-3}$	12,2	31	2,26	22,0	73,0
Ar	18	39,9	$1,66 \cdot 10^{-3}$	15,8	26	2,44	29,4	94,0
CO <sub>2</sub>	22	44,0	$1,86 \cdot 10^{-3}$	13,7	33	3,01	34,0	91,0
CH <sub>4</sub>	10	16,0	$6,70 \cdot 10^{-4}$	13,1	28	1,48	16,0	53,0

Tabelle 3.1: Eigenschaften von verschiedenen Gasen [Kle05]

Z	Ladungszahl
A	Massenzahl
$\rho$	Dichte
$I/Z$	mittleres effektives Ionisationspotential pro Hüllen-Elektron
$W_i$	Energieverlust pro Primärionisation
$-\frac{dE}{dx}$	Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens
$n_P$	Zahl der Primärionisationen pro cm
$n_T$	Gesamtanzahl der Ionisationen pro cm

Zum Verständnis von Detektoren wie einer Driftkammer ist diese Beschreibung des mittleren Energieverlustes jedoch nicht ausreichend, da die Energie nicht kontinuierlich abgegeben wird. Ein Teilchen erzeugt entlang seiner Flugbahn einzelne Primärionisationen. Ihre Anzahl in einem Abschnitt der Flugbahn ist dabei poissonverteilt. In Tabelle 3.1 sind einige charakteristische Größen für verschieden Gase angegeben. Da man die Zahl der Primärionisationen anteilsmäßig mitteln kann, ergeben sich für ein Gemisch aus Argon und CO<sub>2</sub> im Verhältnis 70:30 ungefähr 31 Primärionisationen pro cm.

Da die Ionisationsenergie des Gases kleiner ist als die pro Ionisation abgegebene Energie, werden weitere Ionenpaare erzeugt. Man erhält damit insgesamt über 90 Ionisationen pro cm. Der Schwerpunkt dieser Ionisations-Cluster liegt jedoch nicht notwendigerweise genau auf der Teilchenflugbahn, da die primär erzeugten Elektronen eine von Null verschiedene Reichweite haben können. Hat das primär erzeugte Elektron eine Energie von mehreren keV so spricht man von einem  $\delta$ -Elektron. Diese können sich mehrere Zentimeter im Detektor bewegen.

#### Drift der Elektronen

Aufgrund des in der Driftzelle vorhandenen elektrischen Feldes bewegen sich die bei der Ionisation entstandenen Elektronen entlang der elektrischen Feldlinien. Ihre Driftgeschwindigkeit hängt dabei von der Feldstärke, dem verwendeten Gas sowie dessen Druck und Temperatur ab. Ist zusätzlich noch ein Magnetfeld vorhanden, so werden die Elektronen durch die Lorentzkraft abgelenkt und folgen nicht mehr genau den Feldlinien. Typische Driftzeiten vom Zellenrand bis zum Anodendraht liegen im Bereich von mehreren hundert Nanosekunden.

Da die einzelnen Elektronen auch eine thermische Bewegung haben, verteilt sich der ursprüngliche Elektroncluster mit der Zeit. Man unterscheidet hierbei die transversale Diffusion, quer zur Bewegungsrichtung des Clusters und die longitudinale Diffusion entlang der Bewegung. Für



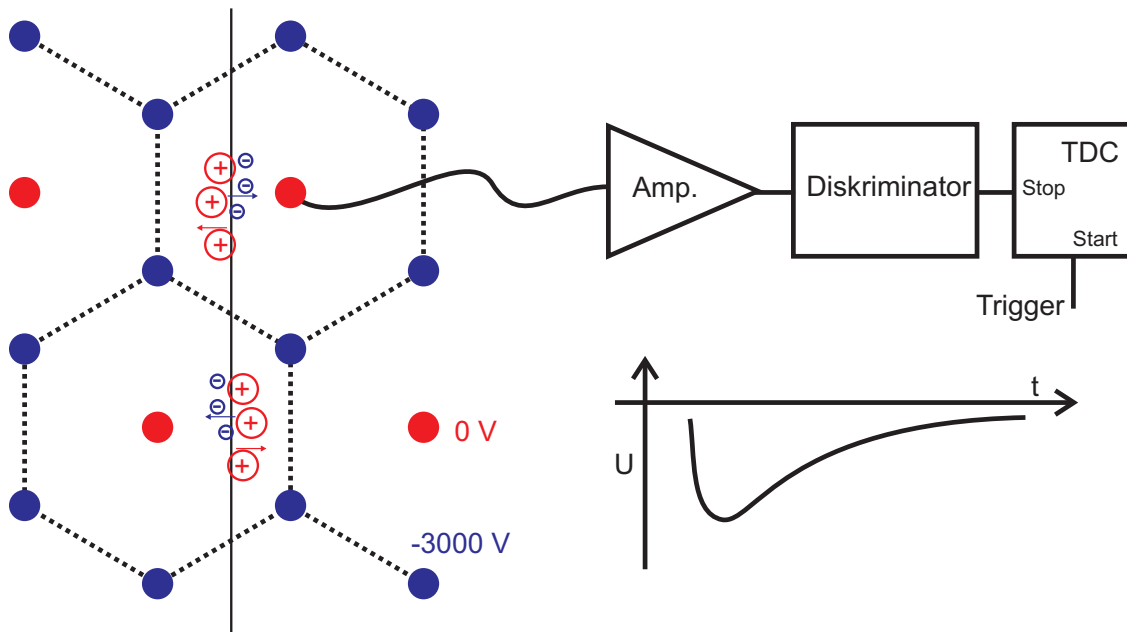


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Signalgewinnung

Die von einem ionisierenden Teilchen erzeugten Elektronencluster driften zu dem Anodendraht der entsprechenden Driftzelle. Die in der Umgebung des Drahtes stattfindende Gasverstärkung sorgt für ein schnelles Ansteigen des beobachteten Signals. Die abfallende Flanke des Signal ist durch die Zeitkonstante aus Kapazität der Driftkammer und Abschlusswiderstand der Elektronik bestimmt. Das so entstandene Signal wird zunächst verstärkt bevor es mit einem Diskriminator und einem TDC digitalisiert wird. Die Referenzzeit für den TDC wird von einem anderen Detektor über das Triggersignal geliefert.

Driftkammern ist im Wesentlichen die in der Regel kleinere longitudinale Diffusion von Interesse, da sie die Zeitmessung beeinträchtigt. Dies führt zu einer ungenaueren Ortsrekonstruktion.

### Gasverstärkung und Signalentstehung

In der Nähe des Anodendrahtes steigt das elektrische Feld mit  $1/r$  an. Dadurch können die Elektronen zwischen zwei Stößen genügend Energie erhalten, um das Gas zu ionisieren. Dies erzeugt einen Lawineneffekt, der die Ladung der Elektronen um einen Faktor  $10^5$  bis  $10^6$  verstärkt. Dieser Bereich der Gasverstärkung ist auf ca.  $100 \mu\text{m}$  um den Anodendraht begrenzt. Das Signal am Anodendraht entsteht durch Influenz der sich auf den Draht zu, bzw. der sich von ihm weg bewegenden Teilchen. Da die Elektronen den Draht bereits nach Bruchteilen einer Nanosekunde erreicht haben ist ihr Anteil an der Signalentstehung im Vergleich zu den ebenfalls erzeugten Ionen gering.

Mit einem Verstärker und einem Diskriminator wird das Signal digitalisiert und dann als Stopp Signal auf einen TDC gegeben. Mit einer Zeitreferenz die den Zeitpunkt des Teilchendurchgangs angibt lässt sich die Driftzeit messen.

#### Ortsmessung

Durch die Position des angesprochen Drahtes liegt eine erste grobe Ortsmessung vor. Der Abstand zwischen Teilchenspur und Anodendraht ließe sich durch Integration der Driftgeschwindigkeit  $v_D$  entlang der Driftstrecke ermitteln:

$$x(t_D) = \int_0^{t_D} v_D(t) dt. \quad (3.2)$$

Diese Integration lässt sich im allgemeinen jedoch nicht ausführen, da  $v_D$  von der noch unbekannt Position in der Driftzelle abhängt.

Kann man die zu einem bestimmten Spuraabstand gehörende Driftzeit bestimmen, z.B. mit einer Simulation oder durch Messung mit einem weiteren Detektor, ist es möglich sich mit einer Orts-Driftzeit-Beziehung (ODB) zu behelfen, die jeder Driftzeit  $t_D$  den passenden Ort zuordnet. Dies kann jedoch zu Problemen führen, wenn es mehrere Abstände mit gleichen Driftzeiten oder nur minimalen Unterschieden gibt, wie es am Rand der Driftzellen der Fall sein kann. Für die Ortsrekonstruktion ist es entscheidend, die ODB möglichst gut zu kennen.

Selbst bei einer optimalen Zuordnung von Driftzeit zu Abstand zum Draht ist die Ortsauflösung noch begrenzt. Die Unsicherheit der Ortsbestimmung lässt sich als

$$\sigma = \sqrt{\sigma_\delta^2 + \sigma_{\text{Cluster}}^2 + \sigma_{\text{Diffusion}}^2 + \sigma_{\text{TDC}}^2 + \sigma_{\text{Draht}}^2} \quad (3.3)$$

schreiben. Die Beiträge durch die nicht auf der Teilchenspur liegenden Primärelektronen  $\sigma_\delta$  und durch die endliche Genauigkeit der Drahtpositionen  $\sigma_{\text{Draht}}$  sind unabhängig vom Abstand der Spur zum Anodendraht und der Hochspannung. Der Fehler durch die endliche Statistik der Primäronisationen  $\sigma_{\text{Cluster}}$  steigt in Drahtnähe stark an. Zudem hängt  $\sigma_{\text{Cluster}}$  von der Anzahl der zum Auslösen eines Signals nötigen Primäronisationen ab. Eine höhere Diskriminatorschwelle führt hier zu einer schlechteren Ortsauflösung.  $\sigma_{\text{Diffusion}}$  ist der Beitrag durch die longitudinale Diffusion. Er wird mit zunehmendem Abstand zum Draht größer.  $\sigma_{\text{TDC}}$  gibt den Fehler an, der durch die Zeitmessung verursacht wird. Dieser stammt von der endlichen Zeitauflösung des verwendeten TDC und Schwankungen der Zeitreferenz.

Insgesamt erhält man damit eine Ortsunsicherheit, die in der Nähe des Anodendrahtes durch die Clusterstatistik relativ groß ist und rasch mit dem Abstand zum Draht abfällt. Bei größeren Entfernungen zum Draht steigt die Unsicherheit aufgrund der longitudinalen Diffusion wieder leicht an.

## 3.2 Mechanischer Aufbau der Kammer

Das Design der Prototyp-Driftkammer ist mit dem der für das B1-Spektrometer geplanten Driftkammern (Abschnitt 2.2) weitgehend identisch. Der Hauptunterschied ist die mit  $416,5 \text{ mm} \times 600 \text{ mm}$  wesentlich kleinere sensitive Fläche. Insbesondere beträgt die Anzahl der Driftzellen nur 48. Die Drahtanordnung dieser Driftzellen ist identisch mit der Anordnung in den großen Kammern. Die Signaldrähte der Prototyp-Kammer haben mit  $25 \mu$  jedoch einen etwas kleineren Durchmesser.

Aufgrund der zweilagigen Anordnung der sechseckigen Zellen wird ein Teilchen, welches die Driftkammer passiert, Ansprechere in zwei benachbarten Driftzellen auslösen. Da die Zellen der zwei Lagen gegeneinander versetzt sind, wie Abb. 3.2 zeigt, ist es möglich zu unterscheiden, auf

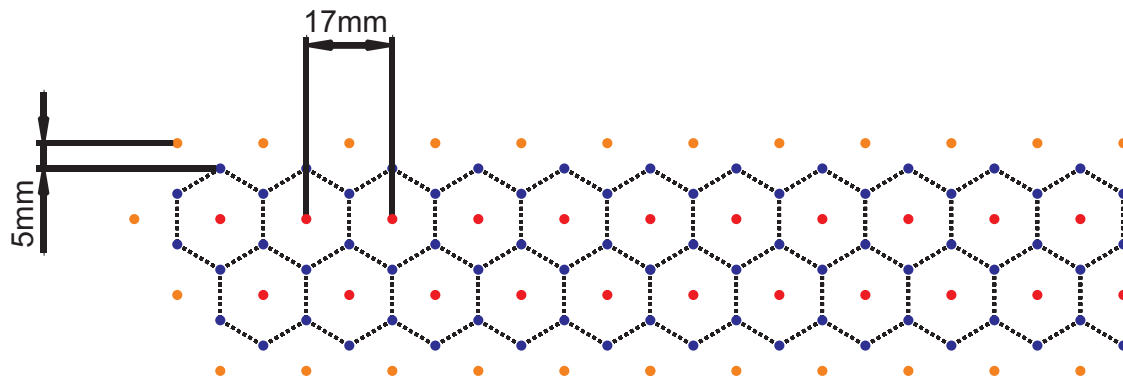


Abbildung 3.2: Anordnung der Drähte in der Prototyp Driftkammer [M<sup>+</sup>]

In blau sind die Potentialdrähte dargestellt, sie liegen auf hohem negativen Potential und begrenzen damit die Driftzellen (gestrichelte Linien). Die Anodendrähte (rot) liegen auf Erdpotential. Die in orange eingezeichneten Drähte dienen der Feldformung am Rand der Driftkammer, sie liegen ebenfalls auf Erdpotential.

welcher Seite eines Drahtes der Teilchendurchgang stattgefunden hat. Sind die Teilchenspuren nicht exakt senkrecht zur Driftkammer, kann es jedoch im Randbereich der Driftzelle zu einer Fehlzunordnung kommen.

Zum elektrischen Anschluss und zur Fixierung der Drähte sind diese auf Platinen angelötet und nochmals verklebt. Die Platinen sind mit Hilfe von Passstiften starr mit dem Rahmen der Driftkammer verbunden. Diese Anordnung garantiert einen exakten Drahtabstand sowie die nötige Spannung der Drähte. Das Gasvolumens wird durch den Aluminiumrahmen und eine aluminisierte Mylarfolie begrenzt.

### 3.3 Das Gassystem

Die Driftkammer wird mit einer Argon-CO<sub>2</sub> Gasmischung im Verhältnis 70:30 betrieben. Da das Mischungsverhältnis Einfluss auf die Orts-Driftzeit-Beziehung hat, muss sichergestellt sein, dass es sich nicht im Laufe der Zeit ändert. Zu diesem Zweck wird der Zulauf der einzelnen Gase von thermischen Massendurchflussreglern<sup>2</sup> überwacht und geregelt. Diese Regelung ermöglicht es zudem, den Gesamtfluss durch die Kammer unabhängig von der Gasmischung einzustellen. Um Verunreinigungen durch zurückströmendes Gas zu verhindern, wird das ausströmende Gas durch eine mit Silikonöl gefüllte Gaswaschflasche (Bubbler) geleitet (Abb. 3.3).

### 3.4 Die Ausleseelektronik und -Software

Das Auslesesystem für die Prototyp-Driftkammer besteht aus drei Teilen. Abbildung 3.4 zeigt eine schematische Übersicht. Die erste Stufe der Datenerfassung sind die direkt an der Driftkammer angebrachten Frontends. In diesen werden die Driftkammersignale von 16 Signaldrähten verstärkt, diskriminiert und digitalisiert. Die Daten der Frontends werden dann an einen sogenannten Concentrator weitergeleitet. Dieser sammelt die Daten von bis zu 16 Frontends und leitet sie

<sup>2</sup>Typ 258B mit Steuergerät 647B von MKS Instruments

### 3 Die Prototyp-Driftkammer

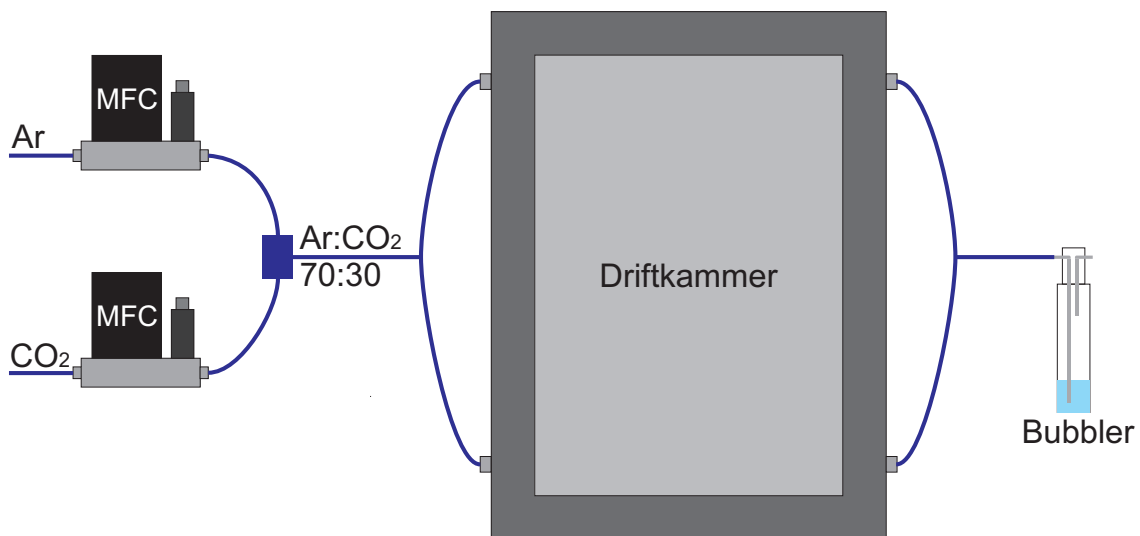


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des Gassystems für die Prototyp-Driftkammer. Das verwendete Gas wird aus Argon und Kohlendioxid gemischt. Das richtige Verhältnis wird durch zwei Massendurchflussregler (MFC) gewährleistet. Nach dem Passieren der Driftkammer wird das Gas über eine Gaswaschflasche (Bubbler) an die Atmosphäre entlassen.

über ein Fiber-Interface<sup>3</sup> an eine PCI-Interface-Karte<sup>4</sup> weiter. Hier unterscheidet sich die für die Prototyp-Kammer verwendete Elektronik von der für den kompletten Aufbau geplanten. Da im B1-Spektrometer mehr als 16 Frontends benötigt werden, ist ein Concentrator nicht ausreichend. Daher wird dort ein Concentrator in einer zweiten Stufe eingesetzt, welcher die Signale der mit den Frontends verbundenen Concentrator sammelt und an die PCI-Karte weiterleitet (Abb. 3.5). Die komplette Ausleseelektronik wurde vom St. Petersburg Nuclear Physics Institute (PNPI) entwickelt und hergestellt.

### Frontends

Die Frontends vom Typ AD16P sitzen direkt an der Driftkammer. Jede Karte wertet die Signale von 16 Drähten aus. Die Schaltung ist in einen Analogteil und einen Digitalteil getrennt. Im Analogteil werden die Signale zunächst verstärkt und anschließend mit einem Diskriminator und einem TDC<sup>5</sup> mit 2,5 ns Zeitauflösung digitalisiert. Die analoge Signalverarbeitung ist in den verwendeten ASDQ-Chips<sup>6</sup> integriert. Im Digitalteil werden dann die Signale mit Hilfe eines Xilinx FPGA<sup>7</sup> aufbereitet und über ein LVDS<sup>8</sup> Interface an den Concentrator weitergeleitet. Aufgrund von Lieferproblemen der ASDQ Chips wird der entsprechende Teil der Elektronik im endgültigen Design aus diskreten Bauelementen aufgebaut.

<sup>3</sup>optische Verbindung zur Datenübertragung

<sup>4</sup>PCI, In PCs verwendetes Bussystem

<sup>5</sup>Time to digital converter zur Messung von Zeitdifferenzen

<sup>6</sup>integrierte Schaltung zur Digitalisierung von Signalen

<sup>7</sup>Field Programmable Gate Array, programmierbarer Prozessor

<sup>8</sup>Low Voltage Differential Signaling, Standard für Signalpegel

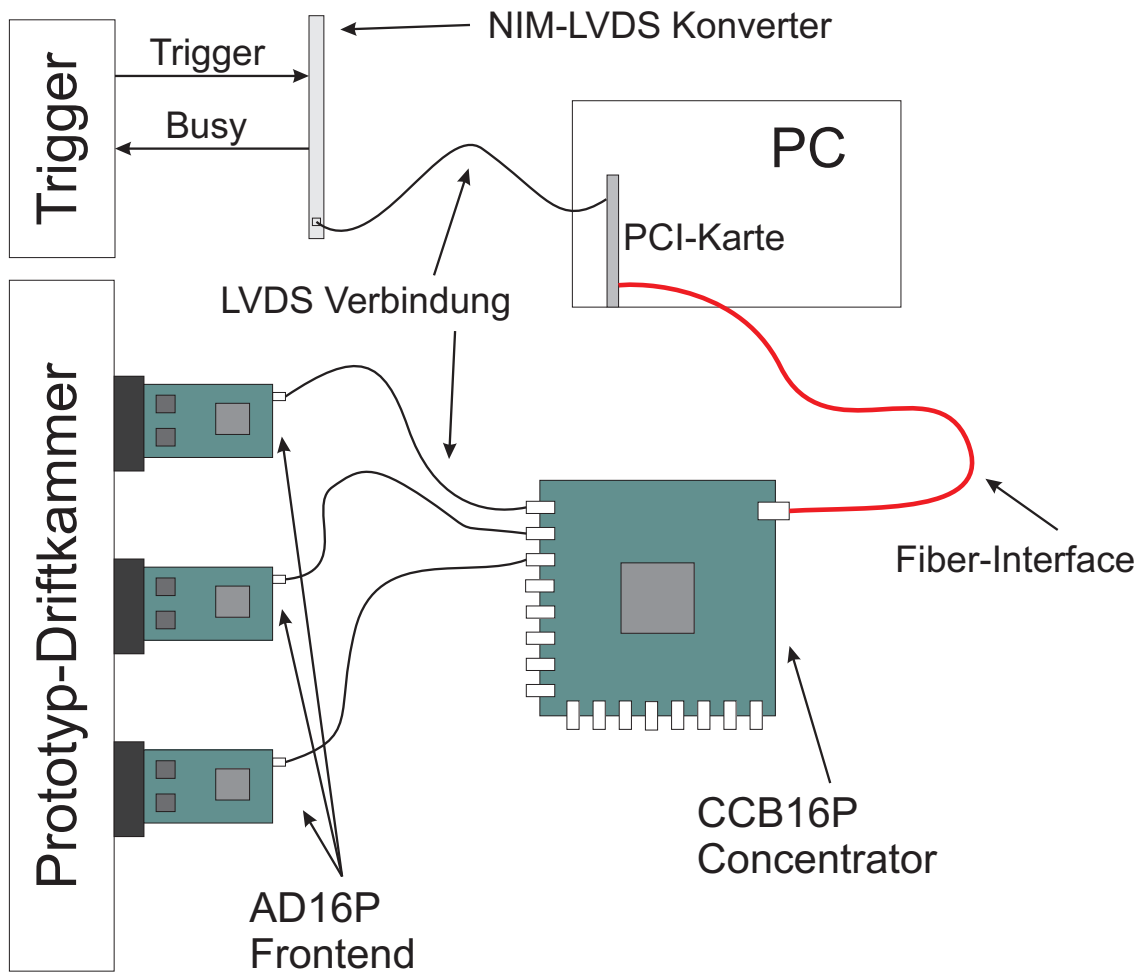


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Elektronik der Prototyp-Driftkammer. [Dep07]

3 Die Prototyp-Driftkammer

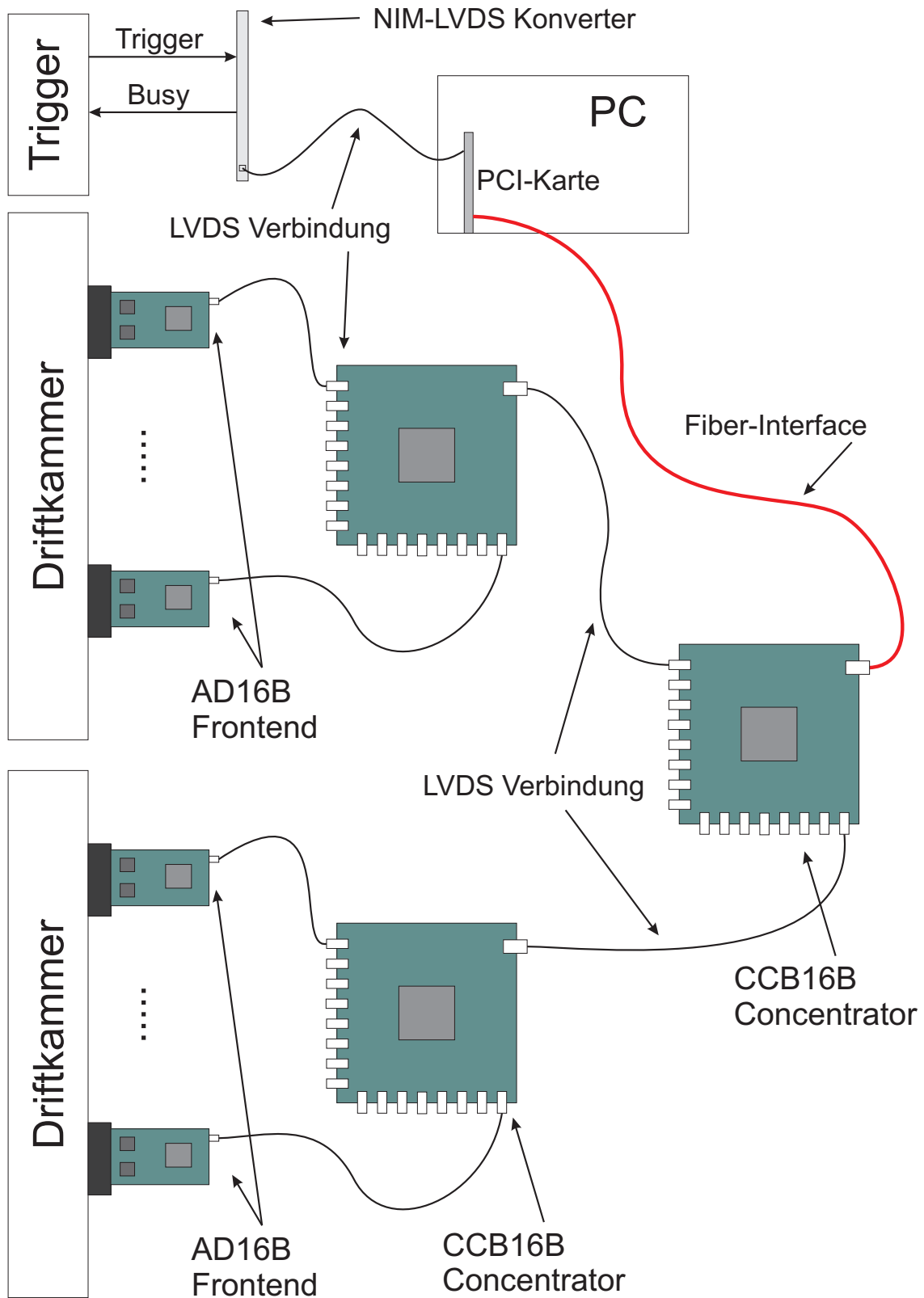


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Elektronik der B1-Driftkammern. [Dep07]

## Concentrator

An einen Concentrator vom Typ CCB16P können bis zu 16 Frontendboards angeschlossen werden. Der hier verwendete Concentrator ist allerdings nur für den Anschluss von 3 Frontends bestückt. Der Concentrator nimmt die digitalisierten Signale der Frontends entgegen und reicht sie geeignet formatiert an die PCI-Interface Karte weiter. Zudem sorgt der Concentrator für die Verteilung von Konfigurationsdaten sowie des Triggersignals.

## PCI-Interface

Die Interface-Karte ist eine PCI-Karte, die in einen handelsüblichen Rechner eingebaut wird. Sie nimmt die digitalen Daten des Concentrators über ein optisches Interface entgegen und gibt sie über den PCI-Bus an die Auslese-Software weiter. Zudem werden über dieses Interface sowohl der angeschlossene Concentrator als auch die Frontends konfiguriert. Die PCI-Karte besitzt zusätzlich einen LVDS Anschluss. Über diesen wird das Triggersignal entgegengenommen und dann über das Fiber-Interface an den Concentrator weitergeleitet. Ein über die Software steuerbarer Busy-Ausgang ist ebenfalls vorhanden. Dieser wird während der Datenverarbeitung eingeschaltet und dient in Kombination mit einem Latch<sup>9</sup> zur Verriegelung des Triggers.

## Software

Die Software zum Ansprechen des PCI-Interfaces wurde anhand der Hardware-Dokumentation [BGU<sup>+</sup>07] im Verlauf dieser Arbeit geschrieben. Das Auslesen der Driftkammer erfolgt hierbei über ein FIFO<sup>10</sup>. Die Daten der Driftkammer werden dekodiert und zur weiteren Analyse mit ROOT<sup>11</sup> in einem ROOT-Tree<sup>12</sup> gespeichert. Die Informationen liegen dabei ereignisweise vor.

Die Konfiguration der Driftkammerelektronik erfolgt über eine XML<sup>13</sup>-Datei. In dieser Datei werden die Werte für die verschiedenen Konfigurationsregister der einzelnen Frontends, Concentratoren und der PCI-Karte angegeben. Darüber werden alle von der Elektronik vorgesehenen Konfigurationsoptionen unterstützt. Dies beinhaltet die Diskriminatorschwellen, ein einstellbares Daten-Delay, eine Drahtmaske zum Deaktivieren einzelner Kanäle und verschiedene Varianten der Datennahme. Da hier Register gesetzt werden, erfolgt die Angabe der Diskriminatorschwellen als Hexadezimalzahlen, z.B. 0x30. Diese entsprechen zwar jeweils festen Werten, jedoch ist die Einheit willkürlich.

Zur Auslese der Driftkammer stehen verschiedene Modi zur Verfügung. Bei dem sogenannten *Thresholdscan* wird automatisch die Schwelle der Diskriminatoren variiert und für jede Einstellung ausgegeben wie oft die einzelnen Drähte angesprochen haben. Da in diesem Modus jedoch die Signale der Driftkammer selbst nicht sichtbar sind, sondern nur das Rauschen der Elektronik, wurde dieser Modus nicht benutzt und geeignete Schwellen durch Datennahme mit verschiedenen Einstellungen ermittelt. Zur normalen Datenauslese gibt es den *Time-over-Threshold*- und den *Leading-Edge*-Modus. Im *Time-over-Threshold*-Modus wird für jeden Draht und für alle Zeitbins übertragen, ob das Signal am Draht oberhalb der Diskriminatorschwelle liegt. Damit erhält man

<sup>9</sup>Auffangregister, wird durch ein Eingangssignal gesetzt und nur durch ein Reset-Signal zurückgesetzt

<sup>10</sup>First in First out, Ein Typ von Datenspeicher, der immer in der Reihenfolge ausgelesen wird, in der geschrieben wurde.

<sup>11</sup>ROOT, <http://root.cern.ch/root/>

<sup>12</sup>Von ROOT verwendete Datenstruktur zur Speicherung ereignisbasierter Daten

<sup>13</sup>Extensible Markup Language

### 3 Die Prototyp-Driftkammer

sowohl den Startzeitpunkt des Signals zur Messung der Driftzeit als auch die Zeit über der Diskriminatorschwelle, welche mit der Signalthöhe korreliert ist. Die Menge der für jedes Ereignis übertragenen Daten ist hier konstant. Im *Leading-Edge*-Modus wird nur der Zeitpunkt jedes Drahtansprechers übertragen. Dies reduziert die Datenmenge im Vergleich zum *Time-over-Threshold*-Modus erheblich, da in den meisten Fällen nur wenige der 48 Drähte ansprechen. Aufgrund der geringeren Datenmenge ist hier eine wesentlich höhere Ereignisrate möglich. Deshalb ist für das B1-Spektrometer die Verwendung dieses Auslesemodus geplant.

Um auch Informationen von anderen Detektoren erhalten zu können, wurde ein CAMAC-Controller<sup>14</sup> in die Ausleseroutine der Software integriert. Damit ist es möglich verschiedene CAMAC-ADCs und -TDCs in Kombination mit der Driftkammer zu verwenden. Zusätzlich wurde ein Interface zur Auslesesoftware für einen Pixeldetektor implementiert.

## 3.5 Testaufbau

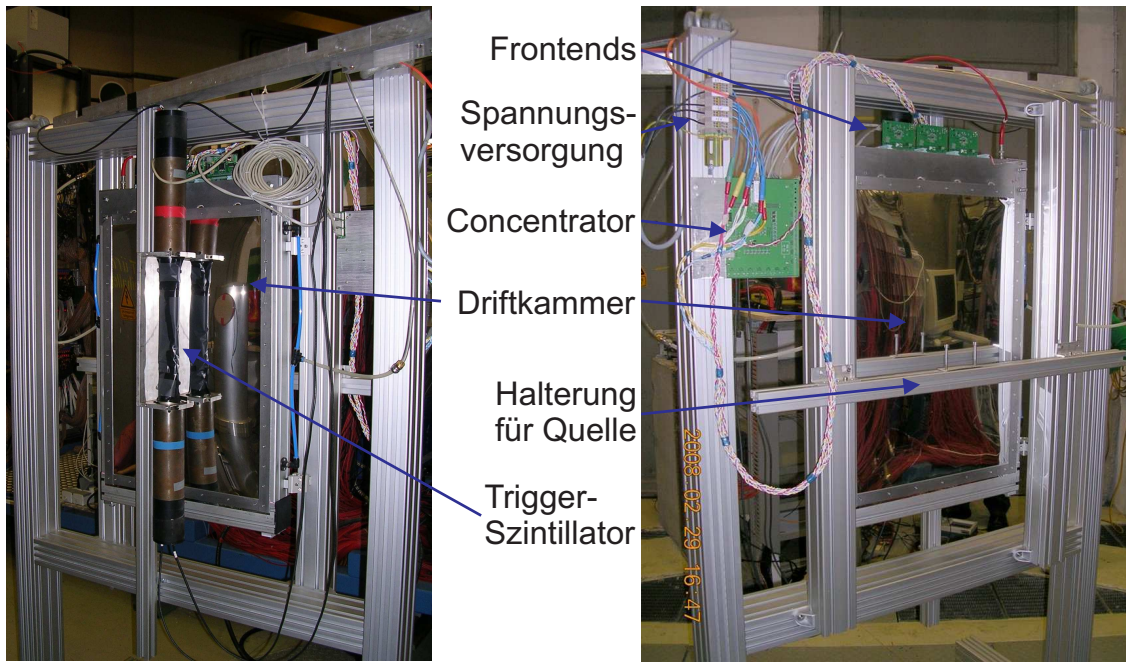
Die Driftkammer ist in einer Halterung aus Aluminiumprofilen befestigt. Mit passenden Nutensteinen können an dieser Konstruktion einfach weitere Teile befestigt werden. Dies ermöglicht es, den Testaufbau schnell zu verändern und mit Hilfe des Hallenkrans leicht zu verschiedenen Messplätzen zu bewegen. Der Testaufbau wurde für die verschiedenen Tests jeweils nur leicht modifiziert. Alle benötigte Elektronik sowie das Gassystem sind in einem Rack untergebracht. Hier befindet sich auch der PC zur Auslese der Kammer. Um verschiedene Triggerbedingungen verwirklichen zu können und andere Detektoren auslesen zu können, ist in diesem Rack sowohl ein NIM<sup>15</sup> als auch ein CAMAC-Crate vorhanden.

---

<sup>14</sup>Computer Automated Measurement And Control, Standard für Anschluss und Auslese verschiedener Elektronik Module, z.B. TDCs

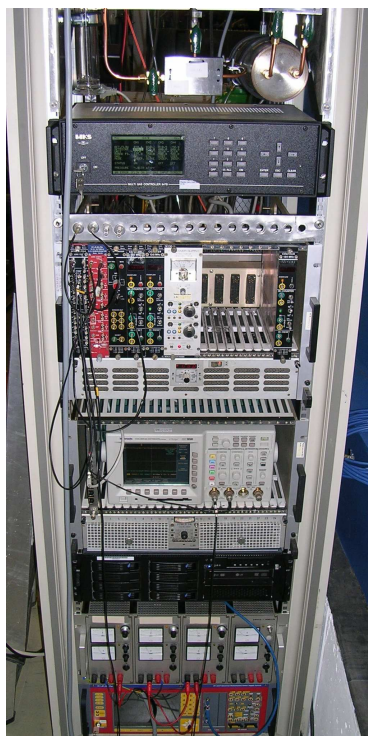
<sup>15</sup>Nuclear Instrumentation Module, Standard für Elektronikmodule





(a)

(b)



(c)

Gassystem

NIM-Crate

CAMAC-Crate  
(mit Oszi)

PC

Spannungs-  
versorgung

In Bild (a) und (b) ist die Vorder- und Rückseite der Driftkammer gezeigt. Die Kammer ist dabei in die Halterung aus Aluminium-Profilen eingebaut. Der Szintillator wie er für die ersten Tests verwendet wurde ist auf Bild (a) zu sehen.

Bild (c) zeigt das Rack mit allen zum Betrieb der Kammer notwendigen Komponenten. Zu oberst befindet sich in dem Rack das Gassystem. Darunter sind ein NIM-Crate und ein CAMAC-Crate für die Triggerlogik installiert. Der PC zur Auslese der Driftkammer befindet sich direkt über der Nieder- und Hochspannungsvorsorgung für die Kammer bzw. deren Elektronik.

Abbildung 3.6: Der Testaufbau für die Prototyp Driftkammer

### *3 Die Prototyp-Driftkammer*

## 4 Simulation der Driftkammer

Um einen Vergleichspunkt für die späteren Messdaten zu haben, wurde eine Simulation der Driftkammer durchgeführt. Mit dem Programm Garfield<sup>1</sup> wurde zunächst die elektrische Feldkonfiguration und die daraus resultierenden Driftwege berechnet. Auf dieser Grundlage konnte anschließend das Zeitverhalten der Driftkammer genauer studiert werden. Damit ist es möglich die Orts-Driftzeit-Beziehung zu bestimmen. Da es aufwendig ist, diese aus den Messdaten zu gewinnen, wurde zusätzlich das für die Driftkammer charakteristische Driftzeitspektrum generiert.

### 4.1 Das elektrische Feld

Um das elektrische Feld in der Driftkammer zu berechnen, muss zunächst die genaue Geometrie der Felldrähte in das Programm Garfield eingegeben werden. Hierbei ist es wichtig nicht nur eine einzelne Driftzelle, sondern die komplette verschiebungssymmetrische Struktur der Driftkammer zu berücksichtigen, da sich die Felder benachbarter Driftzellen gegenseitig beeinflussen. Ist dies geschehen, wird das elektrische Feld in der Driftkammer berechnet.

Da sich die Elektronen entlang der elektrischen Feldlinien bewegen, sind die Feldlinien gleichzeitig die Driftwege. Mit dem Programmteil Magboltz<sup>2</sup> lässt sich die Elektronendriftgeschwindigkeit in Abhängigkeit des elektrischen Feldes für das verwendete Gasgemisch berechnen. Die damit ermittelten Isochronen<sup>3</sup> sind durch Äquipotentialflächen gegeben. In Abbildung 4.1 sind diese simulierten Driftlinien und Isochronen für eine Spannung von 2800 V zwischen Potential- und Anodendrähten gezeigt. Auffällig ist, dass die einzelnen Driftzellen trotz der Potentialdrähte zur Feldformung außerhalb der Driftzellen nicht symmetrisch gegenüber Spiegelung um die X-Achse sind.

### 4.2 Spursimulation

Nachdem das elektrische Feld bekannt ist, können die Ansprecher der Driftkammer bei einem Teilchendurchgang simuliert werden. Dazu werden Spuren senkrecht zur Driftkammer mit unterschiedlichen Abständen zum Draht simuliert.

Die Primärteilchen, Elektronen mit 1 GeV Energie, erzeugen Ionisationscluster. Da die Clusterstatistik Einfluss auf das Ergebnis hat, wurde mit HEED<sup>4</sup> eine realistische Verteilung erzeugt. Für die Elektronen aus den Ionisationsclustern wird dann der Weg und die Zeit bis zum Eintreffen am Signaldraht simuliert. Um die Schwelle der Elektronik zu berücksichtigen, ist es dabei auch möglich, sich nicht die Zeit des ersten ankommenden Clusters sondern die eines späteren ausgeben zu lassen.

<sup>1</sup>Garfield, <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/>

<sup>2</sup>Magboltz, <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>

<sup>3</sup>Flächen gleicher Driftzeit

<sup>4</sup>HEED, <http://consult.cern.ch/writeup/heed/>

#### 4 Simulation der Driftkammer

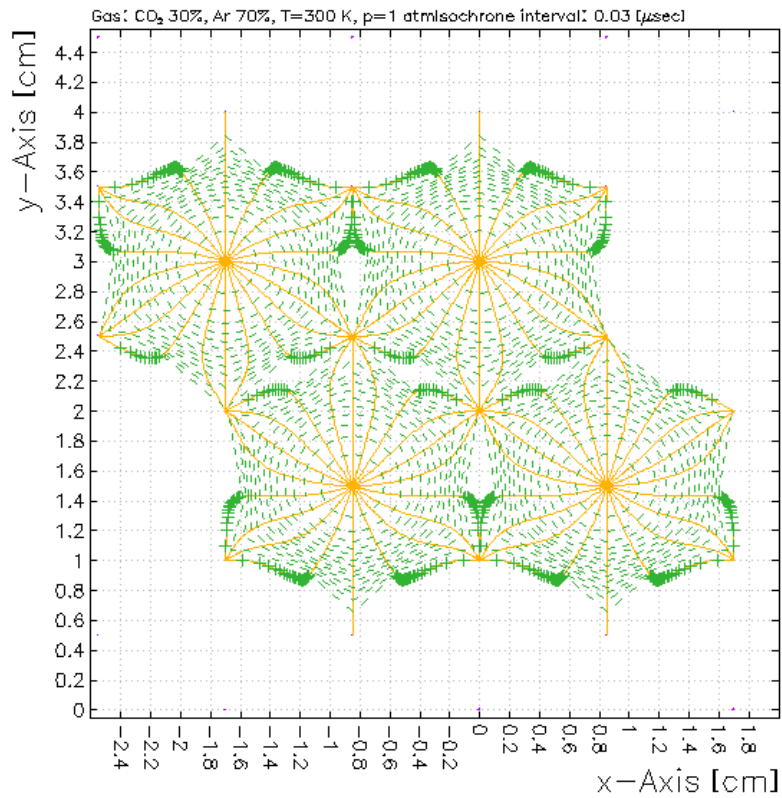


Abbildung 4.1: Simulierte Driftlinien und Isochronen

Die Abbildung zeigt einen Schnitt durch die Driftkammer. Die x-Achse gibt die Koordinate entlang der Driftkammer, die y-Achse die in Teilchenflugrichtung an. In orange mit durchgezogenen Linien sind die Driftlinien der Sekundärelektronen dargestellt, in grün gestrichelt die zugehörigen Isochronen in einem Abstand von jeweils 30 ns.

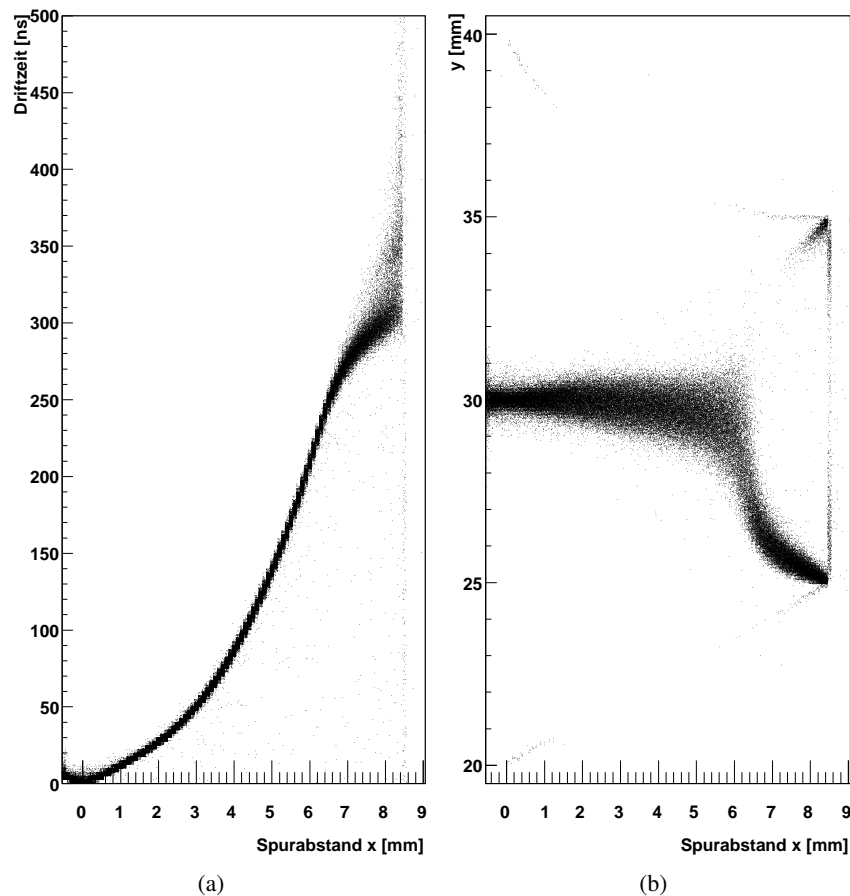


Abbildung 4.2: Driftzeiten und Ursprungsorte

Im linken Plot ist die Driftzeit des ersten Elektronclusters gegen den Abstand der Teilchenspur zum Draht aufgetragen. Der rechte Plot zeigt den Entstehungsort innerhalb der Driftzelle dieser Cluster. Der sensitive Draht liegt dabei bei  $y = 30$  mm und  $x = 0$  mm.

Abbildung 4.2 zeigt die Driftzeiten der jeweils ersten Cluster und ihre Entstehungsorte innerhalb der Driftzelle in Abhängigkeit von der Spurposition. Betrachtet man die Ursprungsorte so sieht man, dass diese für Drahtabstände kleiner als 6 mm auf der Mittellinie der Driftzelle liegen. Bei größeren Abständen weicht der Ursprungsort der nachgewiesenen Cluster deutlich von der Mittellinie ab. Aufgrund der nicht symmetrischen Feldgeometrie finden sich hier nur Orte in der zur Kammermitte gerichteten, in Abb. 4.2(b) unteren, Hälfte der Driftzelle. Lediglich am Rand der Zelle, wo die Zeitstreuung groß wird, gibt es auch Ursprungsorte in der oberen Hälfte. Dies zeigt sich auch bei den Driftzeiten in Abbildung 4.2(a), wo hier für Abstände über 7,5 mm eine leichte Anhäufung der Driftzeiten bei 350 ns zu erkennen ist. Dies könnte die Bestimmung einer ODB erschweren, da hier verschiedenen Zeiten die gleiche Entfernung entspricht.

#### 4 Simulation der Driftkammer

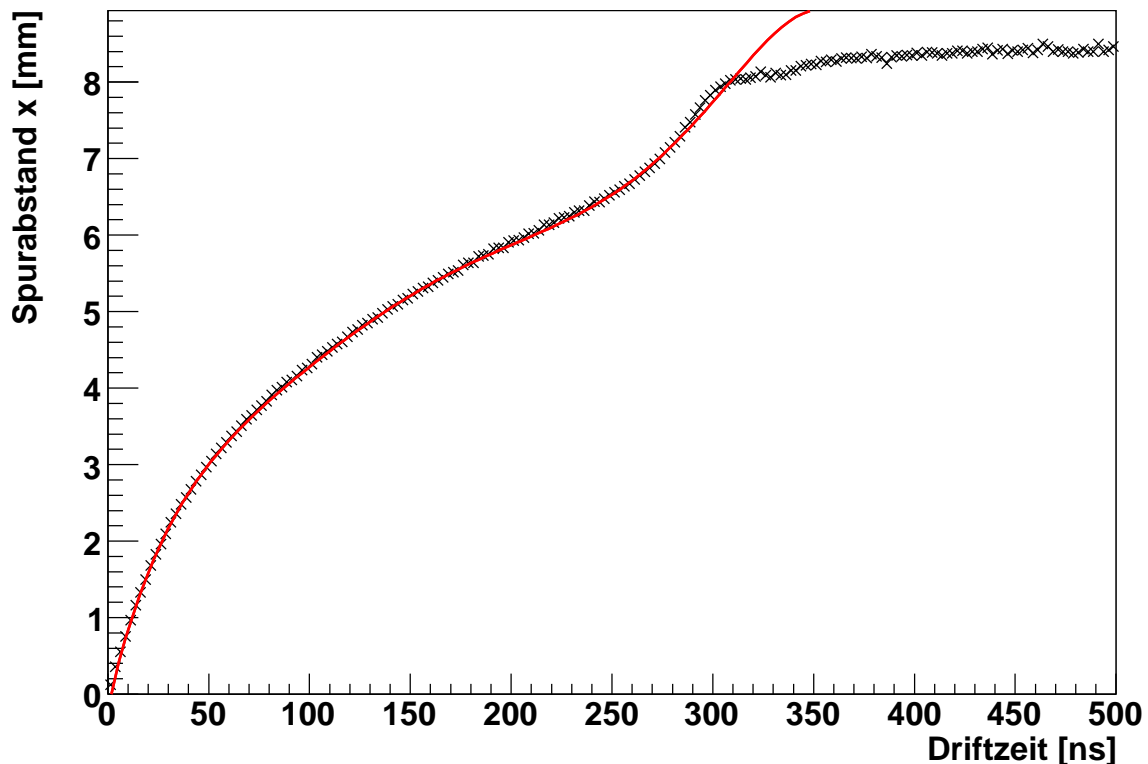


Abbildung 4.3: Die simulierte Orts-Driftzeit-Beziehung  
Gezeigt ist das Histogramm für die Orts-Driftzeit-Beziehung mit einem an die Daten angepassten Polynom 6. Grades. Da sich keine passende Beschreibung über den kompletten Zeitbereich finden ließ wurde im folgenden das Histogramm selbst als ODB verwendet.

##### 4.2.1 Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung (ODB)

Trägt man nicht wie in Abb. 4.2(a) die Driftzeit als Funktion des Abstands zum Draht, sondern den Abstand als Funktion der Driftzeit auf, so erhält man die Orts-Driftzeit-Beziehung. Um jeder Driftzeit genau einen Ort zuordnen zu können, wurde in Abbildung 4.3 für jedes Zeitintervall jeweils der Mittelwert der zugehörigen Ortsverteilung dargestellt. Um mit der ODB besser rechnen zu können, sollte eine Funktion an die Daten angepasst werden. Da die Daten keiner einfachen Formel folgen, wurde ein Polynom hohen Grades verwendet. Jedoch ließ sich keine über den vollen Bereich passende Beschreibung finden. Um dieses Problem zu umgehen, kann man das Histogramm direkt als ODB verwenden. Für Zeiten zwischen den vorhandenen Werten wird dabei linear interpoliert.

##### 4.2.2 Das Driftzeitspektrum

Um die simulierten mit den zu messenden Daten einfacher vergleichen zu können, trägt man alle Driftzeiten in ein Histogramm ein und erhält so das Driftzeitspektrum (Abbildung 4.4). Seine Form ist durch die ODB bestimmt und somit von den charakteristischen Eigenschaften der Driftkammer abhängig. Insbesondere die Zellgeometrie bestimmt einen Großteil des Erscheinungs-

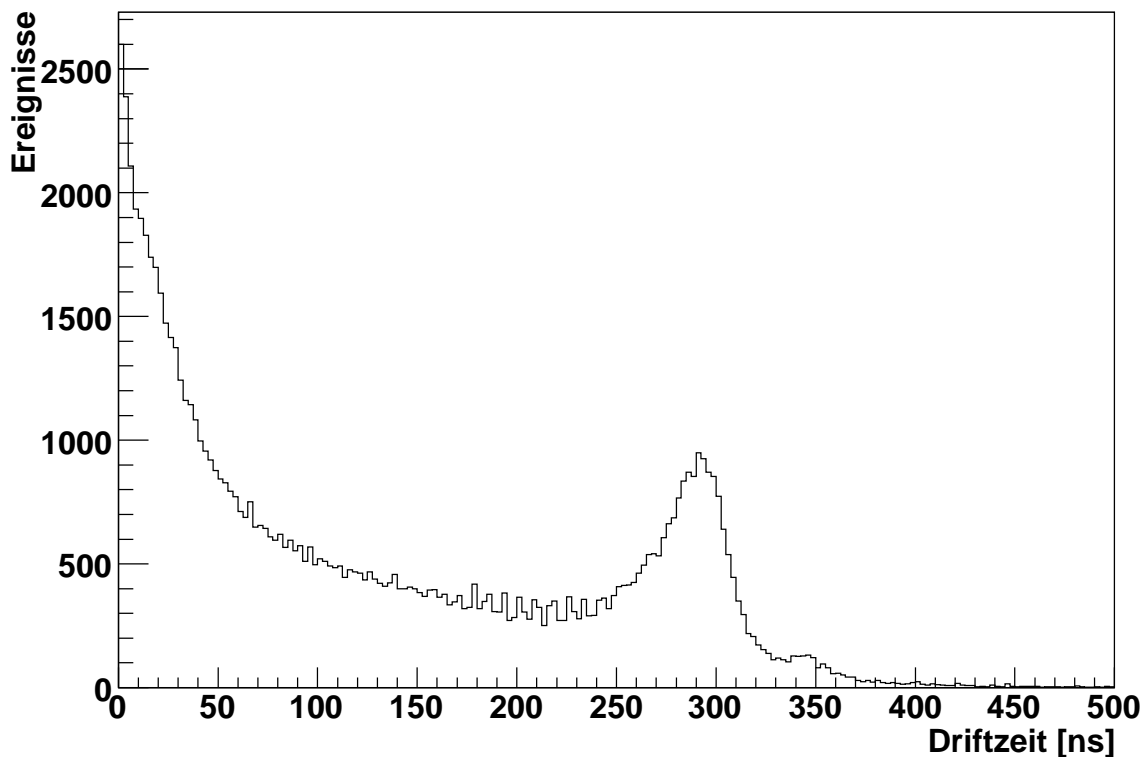


Abbildung 4.4: Simuliertes Driftzeitspektrum

Simulation des Driftzeitspektrums für eine Hochspannung von 2800 V. Es wurde die Ankunftszeit des jeweils ersten Elektronclusters verwendet.

bildes. Man sieht hier neben dem Peak bei 0 ns einen zweiten bei ca. 290 ns. Dies ist durch die aufgrund des inhomogenen elektrischen Feldes innerhalb einer Driftzelle variierende Driftgeschwindigkeit begründet. Sowohl in der Nähe des Signaldrahtes als auch in der Nähe der Potentialdrähte ist das elektrische Feld groß. Dies äußert sich in hohen Driftgeschwindigkeiten, welche zu den Anhäufungen im Driftzeitspektrum führen. Vergleicht man die Position der Peaks mit Abb. 4.3 sieht man, dass diese minimalen und fast maximalen Spurabstand markieren.

#### 4 *Simulation der Driftkammer*



# 5 Inbetriebnahme und erste Messungen

Bei der Inbetriebnahme der Driftkammer mussten zunächst geeignete Betriebsparameter für die Hochspannung und die Diskriminatorschwelle der Kammerelektronik bestimmt werden. Hierzu wurden Messungen mit einer radioaktiven Quelle durchgeführt. Aus den Daten konnte bereits eine erste Näherung für die Orts-Driftzeit-Beziehung bestimmt werden. Diese ermöglichte es dann, die Durchtrittsorte in der Kammer zu rekonstruieren.

Um die Driftkammer mit einer realistischeren Belastung zu testen, wurde der Testaufbau im Photonenstrahl des Crystal-Barrel Strahlplatzes positioniert. Hier konnte das Verhalten der Driftkammer bei verschiedenen Strahlintensitäten studiert werden.

## 5.1 Tests mit radioaktiver Quelle

### 5.1.1 Inbetriebnahme

Zur Inbetriebnahme der Kammer wurde diese zunächst mit dem vorgesehenen Gasgemisch aus Argon und CO<sub>2</sub> gespült. Danach wurde Hochspannung an die Potentialdrähte angelegt und diese schrittweise erhöht. Es wurde jeweils der Strom ohne radioaktive Quelle und mit einer <sup>90</sup>Sr Quelle wenige Zentimeter vor der Kammer gemessen.

Ohne Belastung der Kammer durch eine radioaktive Quelle blieb der Strom nahezu konstant bei ca. 10 nA (Abb. 5.1). Mit der Quelle neben der Kammer stieg der benötigte Strom deutlich mit zunehmender Hochspannung an. Der maximal erreichte Wert liegt bei ca. 250 nA. Bei Tests im Photonenstrahl wurde dieser Wert jedoch deutlich überschritten.

Mit einem Oszilloskop vor der Kammerelektronik an den Kammerdrähten an, so lassen sich bei genügend hoher Spannung die von einem Teilchendurchgang erzeugten Pulse beobachten. In Abb. 5.2 sind die Pulse zweier benachbarter Signaldrähte zu sehen. Man erkennt deutlich die unterschiedlichen Startzeitpunkte und damit die verschiedenen Driftzeiten in den beiden Zellen.

### 5.1.2 Bestimmung der Betriebsparameter

Um die Betriebsparameter zu bestimmen, müssen Daten mit mehreren Einstellungen für Hochspannung und Diskriminatorschwelle verglichen werden. Hierzu wurde die in Kapitel 3.4 beschriebene Elektronik angeschlossen. An den Testaufbau wurde auf einer Seite der Driftkammer ein beidseitig ausgelesener Szintillator montiert. Dieser dient als Trigger für die Elektronik und gibt damit die Zeitreferenz für die Driftkammersignale. Auf der anderen Seite der Driftkammer wurde eine radioaktive Strontiumquelle befestigt. Strontium ist ein  $\beta$ -Strahler mit maximalen Elektronenenergie von 2,3 MeV.

### Anzahl der Ansprechere

Als ersten Schritt zur Bestimmung der Betriebsparameter lässt sich die Anzahl der angesprochenen Drähte pro Ereignis untersuchen. Zunächst wurde die Abhängigkeit von der Hochspannung

## 5 Inbetriebnahme und erste Messungen

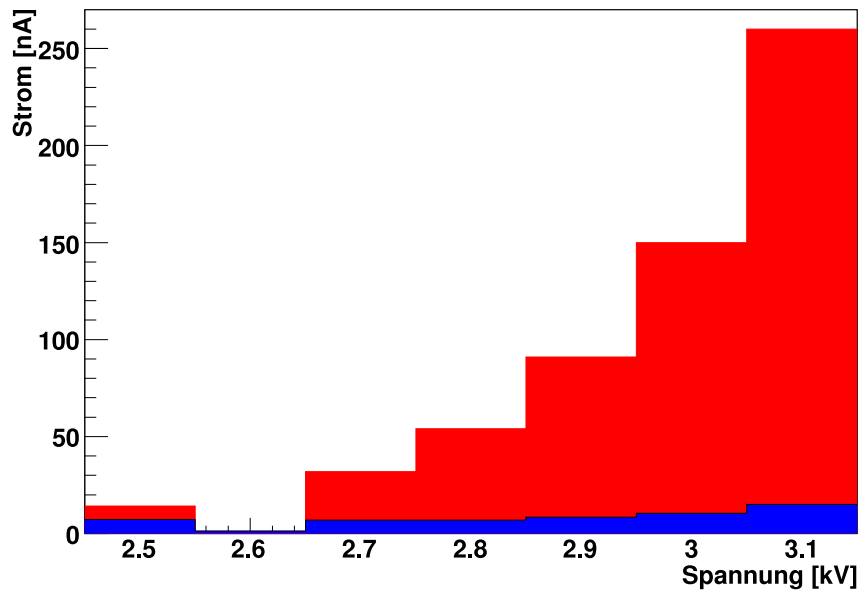


Abbildung 5.1: Strom in der Kammer für verschiedene Hochspannungen. In blau der Kammerstrom ohne Quelle neben der Kammer, in rot der mit radioaktiver Quelle direkt neben der Prototyp-Driftkammer.

getestet. In Abb. 5.3 erkennt man, dass die Anzahl der Ansprechere mit zunehmender Hochspannung ansteigt. Aufgrund der Zellgeometrie der Kammer (Abbildung 3.2) werden genau zwei Ansprechere erwartet. Bei Hochspannungen zwischen 2,7 kV und 2,9 kV sieht man deutlich den erwarteten Peak bei zwei. Erhöht man die Spannung jedoch weiter, wird die Multiplizität größer. Dies deutet auf zusätzlichen Untergrund z.B. durch Übersprecher zwischen Drähten hin.

Hält man die Hochspannung bei 2,8 kV fest und variiert man die Schwelle, verhält sich die Driftkammer wie erwartet. Für kleine Schwellen erhält man häufig mehr als zwei Treffer, wählt man die Schwelle hoch, sinkt die Effizienz der Kammer und man erhält viele Ereignisse mit keinem oder nur einem angesprochenen Draht (Abb. 5.4).

### Driftzeitspektrum

Die Untersuchung der Anzahl der angesprochenen Drähte lässt keinen Rückschluss auf das Zeitverhalten der Driftkammer zu. Als einfachster Zugang bietet sich hier das Driftzeitspektrum an. Abbildung 5.5 zeigt dieses für verschiedene Hochspannungen. Die steigende Flanke des Peaks bei 80 ns markiert die minimale Driftzeit. Ihre Position ist durch die verschiedenen Verzögerungen von Triggersignal und Signalverarbeitung gegeben.

Das Driftzeitspektrum ändert sich systematisch mit der Hochspannung. Sowohl der Peak bei 80 ns als auch der spätere zwischen 320 und 420 ns werden mit zunehmender Hochspannung ausgeprägter. Dabei steigt die Driftgeschwindigkeit ebenfalls an und der Abstand zwischen den beiden Peaks nimmt ab.

Vergleicht man die gemessenen Driftzeitspektren mit den für 2800 V simulierten, so muss man die Verschiebung des Nullpunktes berücksichtigen. Daher liegen in der Simulation die Peaks bei 0 ns und 290 ns, hier aber bei 80 ns beziehungsweise 370 ns. Auffällig ist die unterschiedliche Höhe des späteren Peaks (vgl. Abb. 4.4). Dieser ist in der Simulation wesentlich stärker ausgeprägt

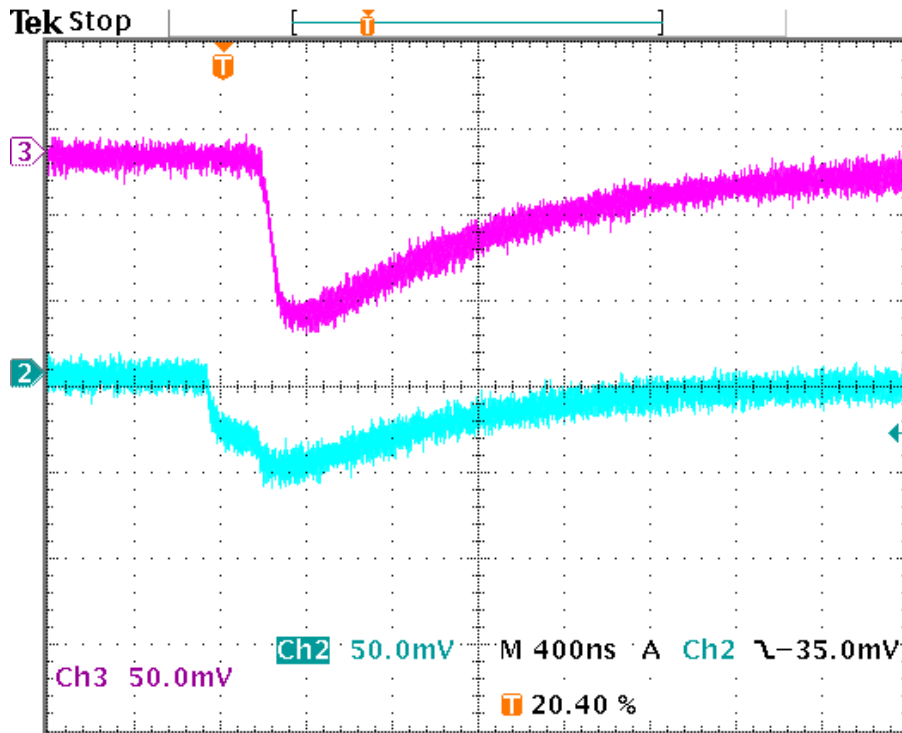


Abbildung 5.2: Pulse der Driftkammer

Das Bild zeigt die Pulse zweier benachbarter Drähte bei einem Teilchendurchgang. Deutlich zu erkennen ist die unterschiedliche Startzeit aufgrund der verschiedenen Driftzeiten in den zwei Zellen. Die abfallende Flanke ist durch das RC-Glied aus Kapazität der Driftkammer und Abschlusswiderstand der Elektronik bestimmt.

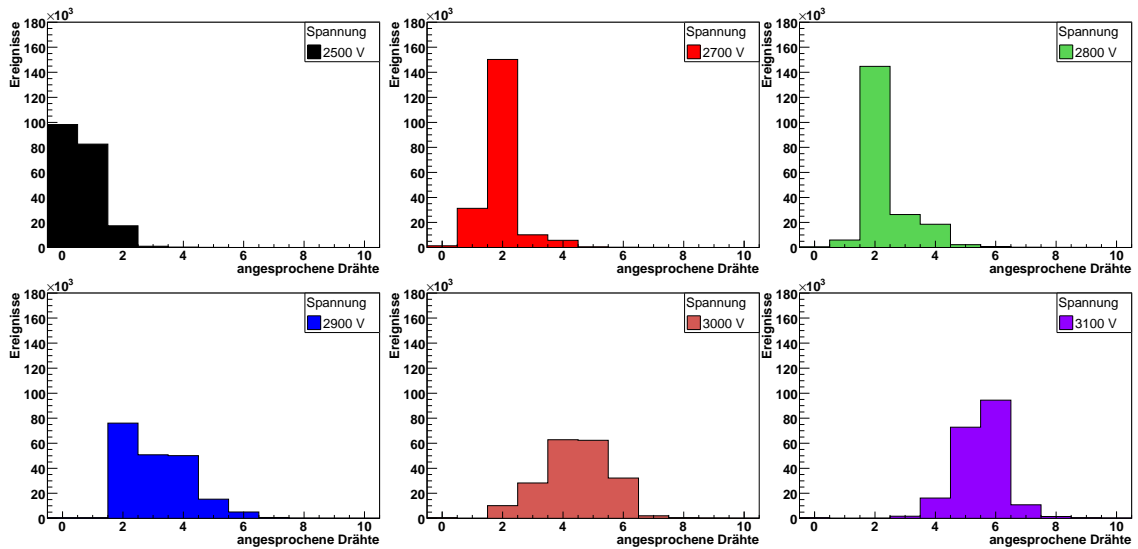


Abbildung 5.3: Anzahl der angesprochenen Drähte bei konstanter Schwelle von  $0 \times 20$ . Die einzelnen Teilbilder zeigen die Multiplizität für verschiedene Spannungen von 2500 V bis 3100 V.

## 5 Inbetriebnahme und erste Messungen

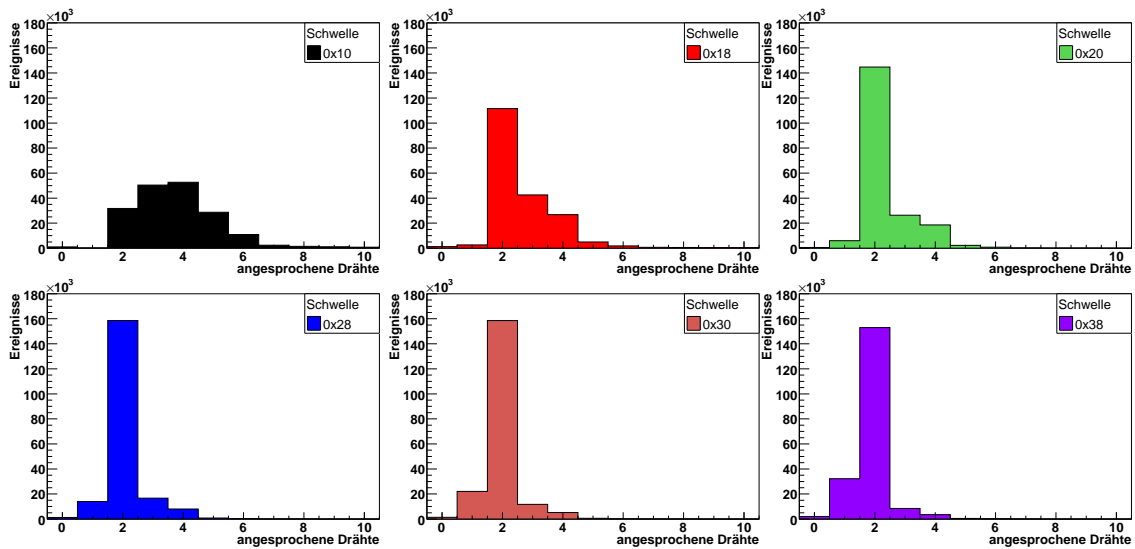


Abbildung 5.4: Anzahl der angesprochenen Drähte bei konstanter Hochspannung von 2800 V. Die einzelnen Teilbilder zeigen die Multiplizität für verschiedene Schwellen von 0x10 bis 0x38.

als bei der Messung mit gleicher Hochspannung. Erhöht man jedoch die Hochspannung in der Messung, wird auch hier der Peak wesentlich stärker.

Variiert man die Schwelle, so erkennt man kaum Änderungen in der Form des Driftzeitspektrums. Der Untergrund ändert sich jedoch deutlich. Er zeigt sich am deutlichsten im Bereich vor dem ersten Peak des Driftzeitspektrums. Hier sieht man, dass der Untergrund für Schwellen von 0x20 oder höher minimal ist. Für kleinere Schwellen jedoch, zeigt sich ein signifikanter Untergrundanteil. Hierbei fällt zusätzlich auf, dass dieser nicht flach ist, sondern sich bei kleinen Driftzeiten häuft.

### Wahl der Betriebsparameter

Aufgrund der hier gewonnenen Daten erscheinen eine Hochspannung von 2,8 kV und eine Schwelle von 0x20 als geeignete Einstellung für die Betriebsparameter. Man erhält hier eine gute Ansprechwahrscheinlichkeit kombiniert mit sehr geringem Untergrund. Daher wurden diese Parameter, insbesondere die Hochspannung, für die nachfolgenden Tests verwendet. Eine genauere Untersuchung der Effizienz (Kapitel 6.1) zeigt jedoch, dass dies wahrscheinlich eine nicht optimale Wahl darstellt.

### 5.1.3 Bestimmung der ODB

Aus dem zuvor gemessenen Driftzeitspektrum lässt sich bereits eine erste Näherung für die Orts-Driftzeit-Beziehung bestimmen. Hierfür müssen jedoch einige Bedingungen erfüllt sein:

1. Die Driftkammer muss gleichmäßig ausgeleuchtet sein.<sup>1</sup>
2. Die Effizienz der Kammer darf nicht vom Abstand der Spur zum Draht abhängen.

<sup>1</sup>Eine gleichmäßige Ausleuchtung aller möglichen Drahtabstände ist bereits ausreichend.

5.1 Tests mit radioaktiver Quelle

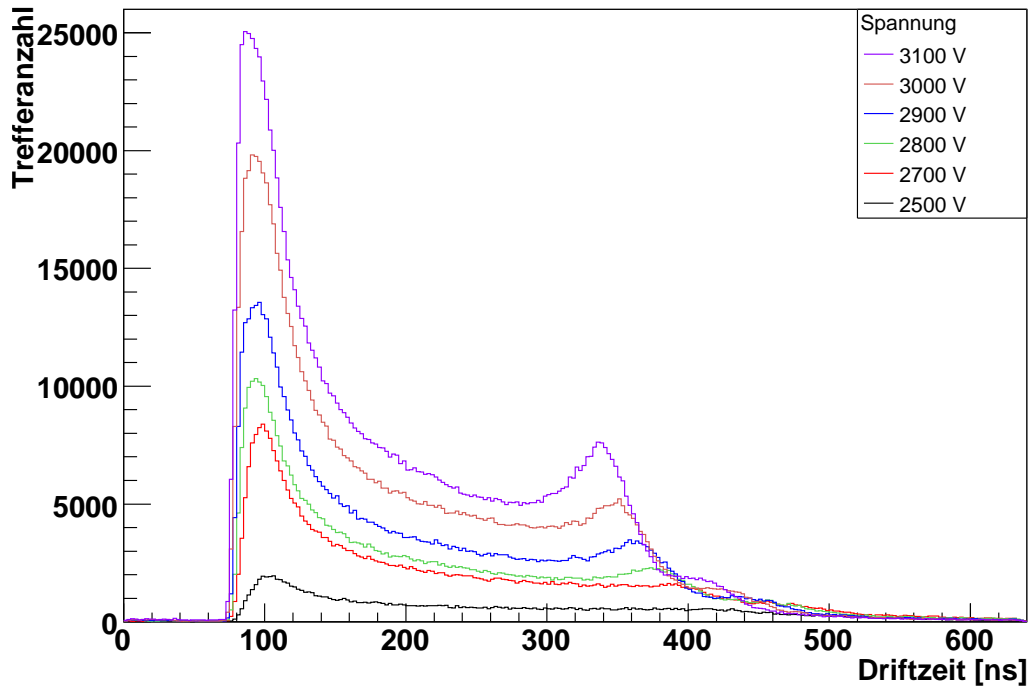


Abbildung 5.5: Das Driftzeitspektrum in Abhängigkeit von der Hochspannung

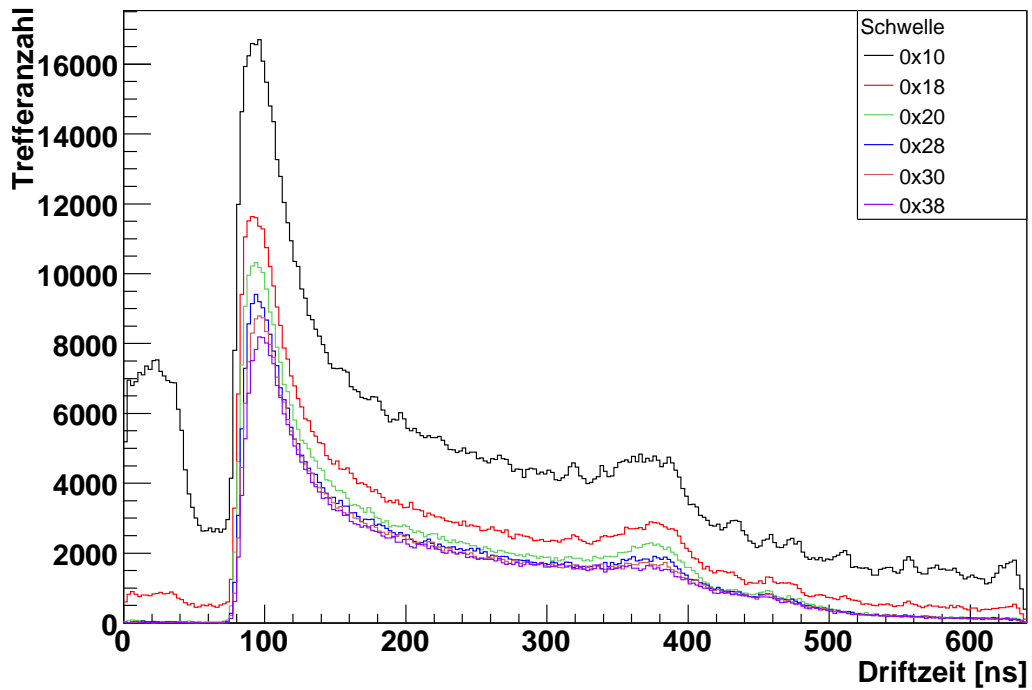


Abbildung 5.6: Das Driftzeitspektrum in Abhängigkeit von der Schwelle

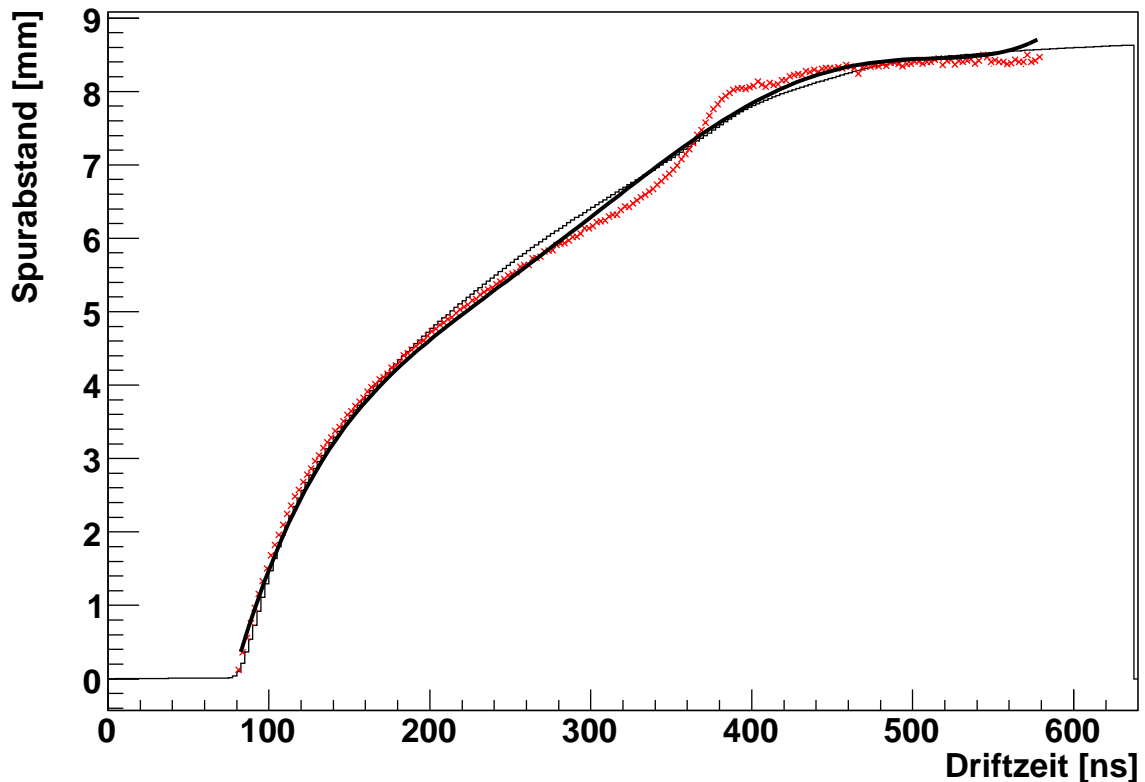


Abbildung 5.7: Die Orts-Driftzeit-Beziehung

Das auf die Größe der Driftzelle normierte Integral des Driftzeitspektrums mit angepasster ODB. In rot ist die aus der Simulation gewonnene ODB dargestellt (vgl. Abb. 4.3).

3. Die Teilchen müssen die Kammer senkrecht zur Nachweisebene passieren.

Sind diese Voraussetzungen erfüllt ist die Breite jedes Ortsintervalls proportional zur Anzahl der Teilchen, die es passieren. Damit lässt sich jedem Driftzeitintervall über die Anzahl der nachgewiesenen Teilchen eine Breite zuordnen. Hieraus folgt, dass die ODB proportional zum Integral des Driftzeitspektrums ist. Der notwendige Normierungsfaktor ergibt sich aus der maximal möglichen Driftstrecke. Abbildung 5.7 zeigt die so bestimmte ODB. Als Vergleich ist zusätzlich die simulierte ODB eingezeichnet. Deutlich zu erkennen ist, dass die hier bestimmte ODB den steilen Anstieg bei ca. 360 ns im Gegensatz zur Simulation nicht aufweist. Dies ermöglichte es ein Polynom 6. Grades an das Histogramm anzupassen.

### Ortsrekonstruktion

Durch die hexagonale Driftzellenstruktur mit zwei Lagen von Driftzellen (siehe Abb. 2.4) passieren die Teilchen jeweils zwei benachbarte Zellen. Dies ermöglicht es die ODB zu überprüfen. Die Summe aus Spurbestand in der vorderen Driftzelle und der benachbarten Zelle der hinteren Lage sollte genau der Abstand der Signaldrähte sein. Die halbe Differenz der gemessenen Entfernungen ist die Position der Spur und deckt den Bereich der halben Driftzelle zwischen den Signaldrähten ab. Sie läuft linear von -4,25 mm für Spuren direkt an dem ersten Draht bis +4,25 mm am zweiten

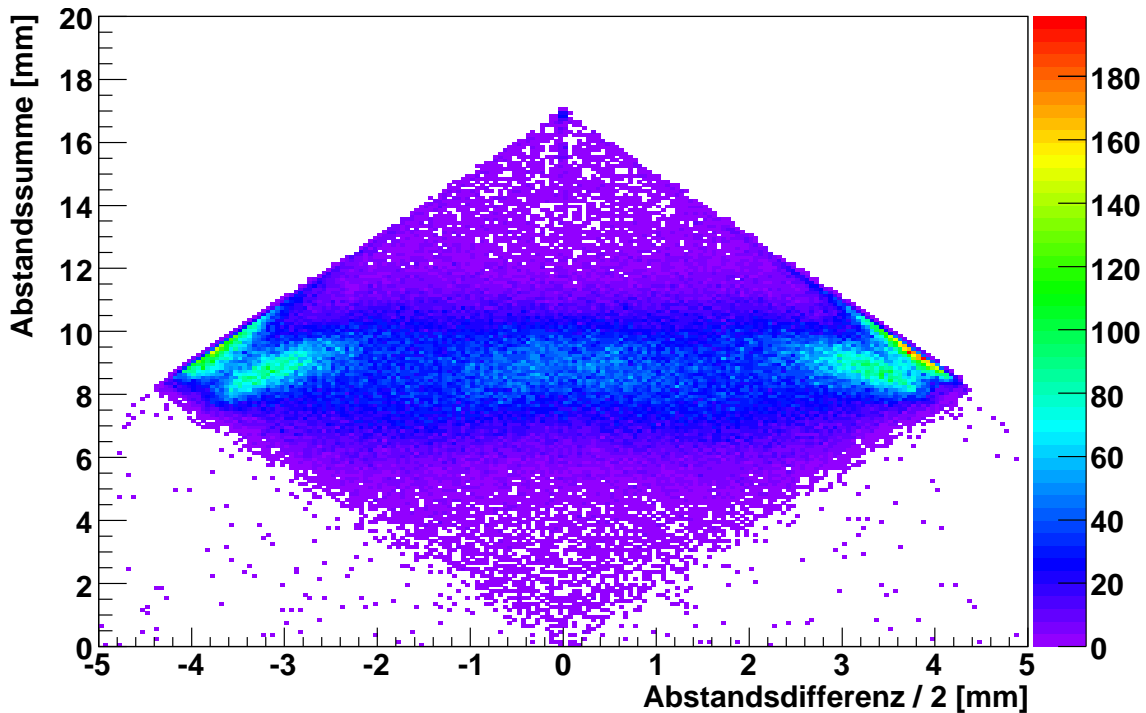


Abbildung 5.8: Abstandssumme gegen halbe Abstandsdifferenz

Die Summe der Abstände der Teilchenspur zu den Anodendrähten der beiden durchquerten Zellen sollte immer der Abstand der beiden Drähte, 8,5 mm, sein. Die Differenz der Abstände gibt die Position des Teilchendurchgangs innerhalb der Driftzelle wieder.

Draht. Trägt man die Abstandssumme gegen die halbe Abstandsdifferenz auf, so erwartet man eine horizontale Linie, welche bei einer Summe von 8,5 mm, dem Drahtabstand, liegt und zwischen einer Differenz von -4,25 mm und +4,25 mm gleichmäßig gefüllt ist.

Abbildung 5.8 zeigt, dass dies über einen weiten Bereich erfüllt ist. An den Enden, also in Drahtnähe bzw. am Rand der Driftzelle, gibt es jedoch deutliche Abweichungen.

Die erhaltene Verteilung der Abstandssumme ist aufgrund der breiten Winkelverteilung der einfallenden Elektronen recht breit. Deshalb spiegelt diese Breite hier nicht die Ortsauflösung der Driftkammer wieder.

## 5.2 Tests mit Photonenstrahl

Im vorigen Abschnitt wurde die Funktionsfähigkeit der Driftkammer mit einer radioaktiven Quelle untersucht. Um auch das Verhalten der Kammer bei starker Belastung testen zu können, wurde der verwendete Testaufbau in den Photonenstrahl des Crystal-Barrel-Strahlplatzes platziert. Damit unterliegt die Prototyp-Kammer den vergleichbaren Belastungen wie die Kammern im B1-Spektrometer. Die Driftkammer weist nicht die Photonen selbst sondern geladene Teilchen nach, die von dem Photonenstrahl erzeugt wurden. Die meisten dieser Teilchen sind  $e^+e^-$ -Paare. Aufgrund des kleinen Öffnungswinkels bei der Paarproduktion folgt ihre Verteilung dem Strahlprofil.

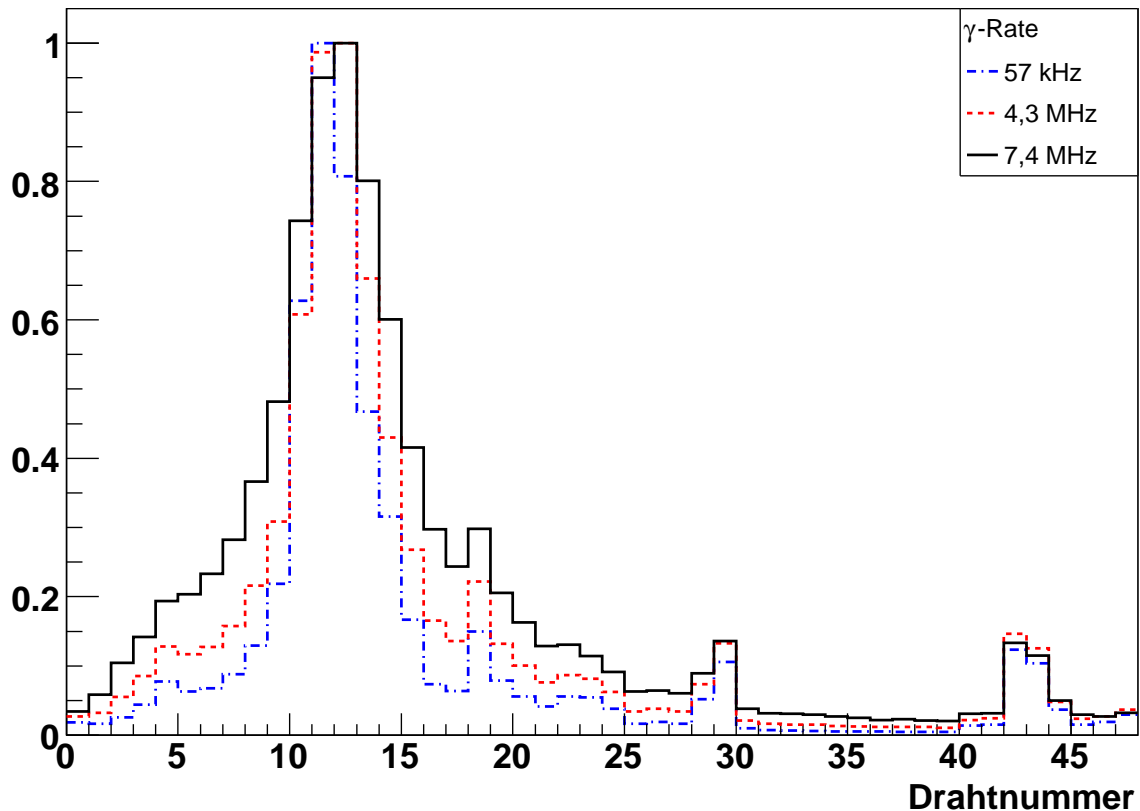


Abbildung 5.9: Strahlprofil bei verschiedenen Strahlintensitäten  
Die Höhe der Profile wurde auf die Höhe des jeweiligen Maximums normiert.

### 5.2.1 Strahlprofil

Da die Prototyp-Kammer direkt im Photonenstrahl steht, wurden die Tests mit niedriger Strahlintensität begonnen um sie nicht zu beschädigen. Die Intensität wurde schrittweise erhöht. Für alle Einstellungen wurden Daten mit der Driftkammer genommen sowie die Rate des Photonenstrahls<sup>2</sup> aufgeschrieben.

Der Kammerstrom nimmt wie erwartet mit der Photonenrate zu. Der maximal erreichte Strom lag bei  $5,3 \mu\text{A}$ . Dies ist eine hohe Belastung für die Kammer, da die Strahlintensität auf einen sehr kleinen Bereich der Kammer konzentriert ist, wie Abb. 5.9 zeigt. Betrachtet man dieses Strahlprofil für unterschiedliche Strahlintensitäten, so scheint das Strahlprofil mit zunehmender Intensität flacher zu werden. Dies könnte natürlich mit einer Intensitätsabhängigkeit des Photonenstrahls begründet werden, wahrscheinlicher jedoch ist, dass die Driftkammer bei zu hoher Rate nicht mehr mit optimaler Effizienz arbeiten kann.

Um diese Effizienzreduktion bei den großen Driftkammern des Spektrometers zu verhindern wurde dort ein insensitiver Bereich an der Strahlposition implementiert. Dies reduziert die Belastung für die Driftkammer signifikant und stellt sicher, dass die Drähte die durch den Photonenstrahl führen nur im Strahl ineffizient sind und über den Rest ihrer Länge optimale Effizienz erreichen.

<sup>2</sup>Diese wurde mit Hilfe des Gamma-Intensitäts-Monitors des Crystal-Barrel-Experiments gemessen.



### 5.2.2 Zeitkorrelation

Das Driftzeitspektrum ist mit dem aus der Messung mit radioaktiver Quelle nahezu identisch. Der einzige signifikante Unterschied ist der hier wesentlich höhere Untergrund. Betrachtet man die Korrelation der Driftzeiten benachbarter Zellen so erhält man eine starke Abhängigkeit. Wie Abbildung 5.10 zeigt, sinkt die Driftzeit im ersten Draht mit zunehmender Driftzeit im anderen Draht. Dies ist aufgrund der Driftzellenanordnung erwartet. Die genaue Form der Abhängigkeit ist durch die ODB bestimmt.

Es gibt jedoch zahlreiche Ereignisse, bei denen in beiden Driftzellen die gleiche Driftzeit gemessen wurde. Zusätzlich treten Zeitdifferenzen von 40 ns bzw. einem Vielfachen davon gehäuft auf. Diese Ereignisse gehören nicht zu echten Teilchendurchgängen, sondern sind Untergrund. Mögliche Ursachen sind Übersprecher zwischen den verschiedenen Kanälen oder das Auffangen von elektromagnetischen Störsignalen durch die Drähte bzw. Elektronik.

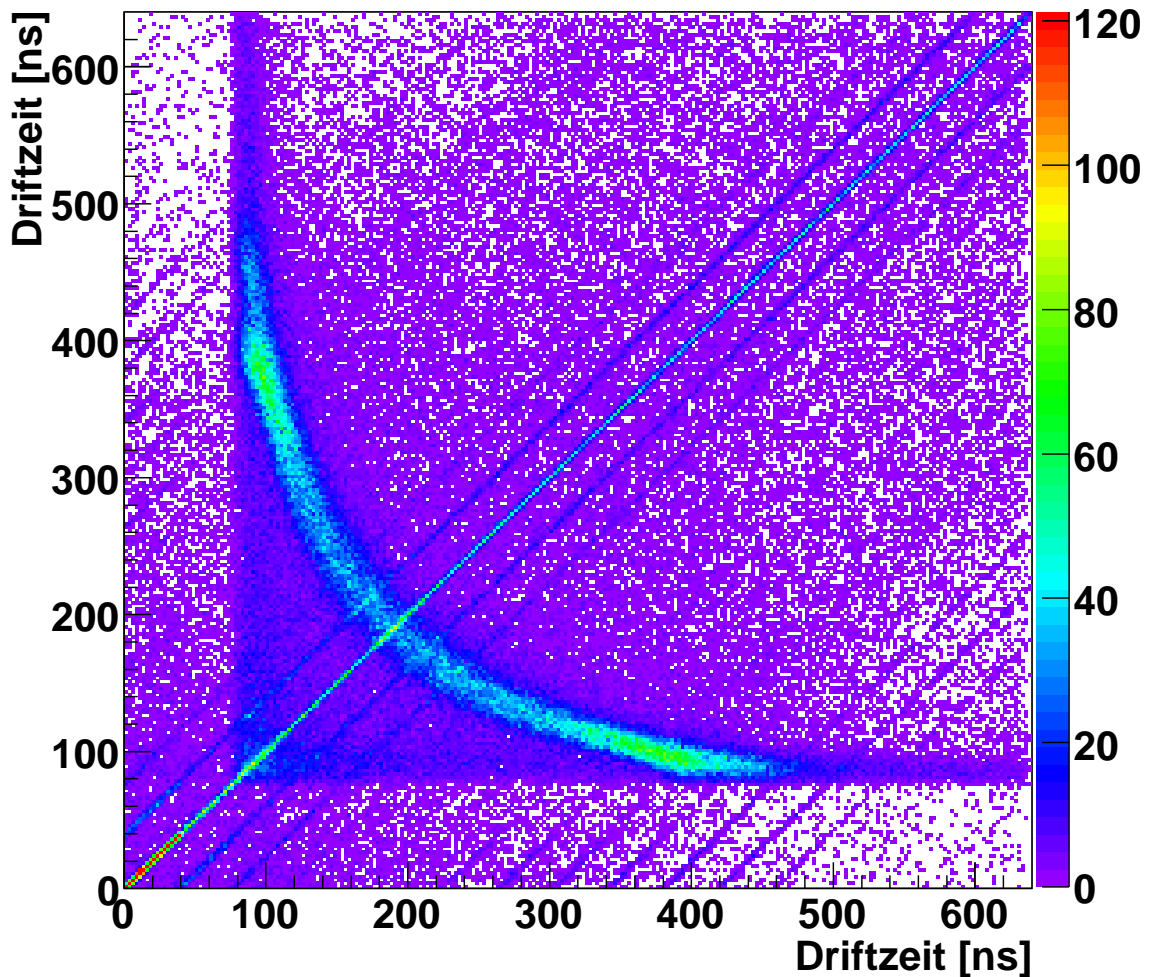


Abbildung 5.10: Korrelation der Driftzeiten benachbarter Drähte  
Aufgetragen ist die an einem Draht gemessene Driftzeit gegen die Driftzeit am nächsten Draht für alle Drahtpaare. Die Daten wurden bei einer Hochspannung von 2,8 kV und einer Schwelle von  $0 \times 20$  im Photonenstrahl aufgenommen. Aufgrund der Zellgeometrie der Kammer erhält man eine Korrelation von kleinen Driftzeiten für einen Draht mit großen Driftzeiten für einen Nachbardraht. Die Verteilung ist durch die geringere Strahldivergenz wesentlich schmäler als bei Verwendung einer radioaktiven Quelle.

# 6 Untersuchung der Eigenschaften der Driftkammer

In Kapitel 5 wurde die Inbetriebnahme der Driftkammer beschrieben sowie ihre Funktionsfähigkeit unter verschiedenen Bedingungen untersucht. Die für ein Experiment relevanten Größen Effizienz und Ortsauflösung wurden jedoch noch nicht betrachtet und werden in diesem Kapitel diskutiert. Die Effizienz wurde mit hochenergetischen Elektronen getestet. Da diese innerhalb einer einzelnen Driftzelle eine sehr kleine Winkeldivergenz aufwiesen, konnte eine Aussage über die Ortsauflösung der Driftkammer getroffen werden.

Um die Eigenschaften der Kammer in Abhängigkeit des Durchtrittsortes eines Teilchen untersuchen zu können, wurde eine Messung in Kombination mit einem Pixeldetektor vorgenommen. Hiermit konnte die ODB mit einem unabhängigen Detektor überprüft werden.

## 6.1 Messungen mit hochenergetischen Elektronen

### 6.1.1 Testaufbau

Da zum Test der Kammereffizienz sowohl der Photonenstrahl<sup>1</sup> als auch die <sup>90</sup>Sr Quelle<sup>2</sup> ungeeignet sind, wurde die Driftkammer hinter der Photonenmarkierungsanlage des Crystal-Barrel-Experiments platziert. Damit erhält man eine gleichmäßige Ausleuchtung der Kammer durch Elektronen mit Energien von mehreren hundert MeV.

Um sicherzustellen, dass nur Teilchen, welche die Kammer passiert haben, einen Trigger auslösen können, wurde sowohl vor als auch hinter der Kammer ein Szintillator installiert. Als Triggerbedingung wurde ein koinzidentes Signal in beiden Szintillationszählern verlangt.

### 6.1.2 Bestimmung der Effizienz

Um die Effizienz der Driftkammer bei verschiedenen Einstellungen testen zu können wurde die Diskriminatorschwelle der Driftkammer zwischen 0x18 und 0x30 variiert. Die getesteten Einstellungen der Hochspannung liegen zwischen 2500 V und 3050 V.

Da durch die Triggerlogik sichergestellt ist, dass nur Teilchen, welche die Driftkammer passieren einen Trigger auslösen können<sup>3</sup>, scheint es zunächst hinreichend, die Anzahl der Ereignisse mit Ansprechern in der Driftkammer durch die Gesamtzahl der Trigger zu dividieren, um die Ansprechwahrscheinlichkeit zu erhalten. Ein so erhaltenes Ergebnis würde jedoch eine zu hohe Effizienz wiedergeben, da Störungen in der Driftkammer (siehe Abb. 5.10) ebenfalls als Ansprechere gewertet würde. Daher wurden zusätzliche Anforderungen an die als Ansprechere gewerteten Ereignisse gestellt:

---

<sup>1</sup>Die Photonen können nicht direkt nachgewiesen werden.

<sup>2</sup>Die Elektronen haben eine zu geringe Energie.

<sup>3</sup>Zufällige Koinzidenzen sind aufgrund der kleinen Untergrundrate in den Szintillatoren vernachlässigbar.

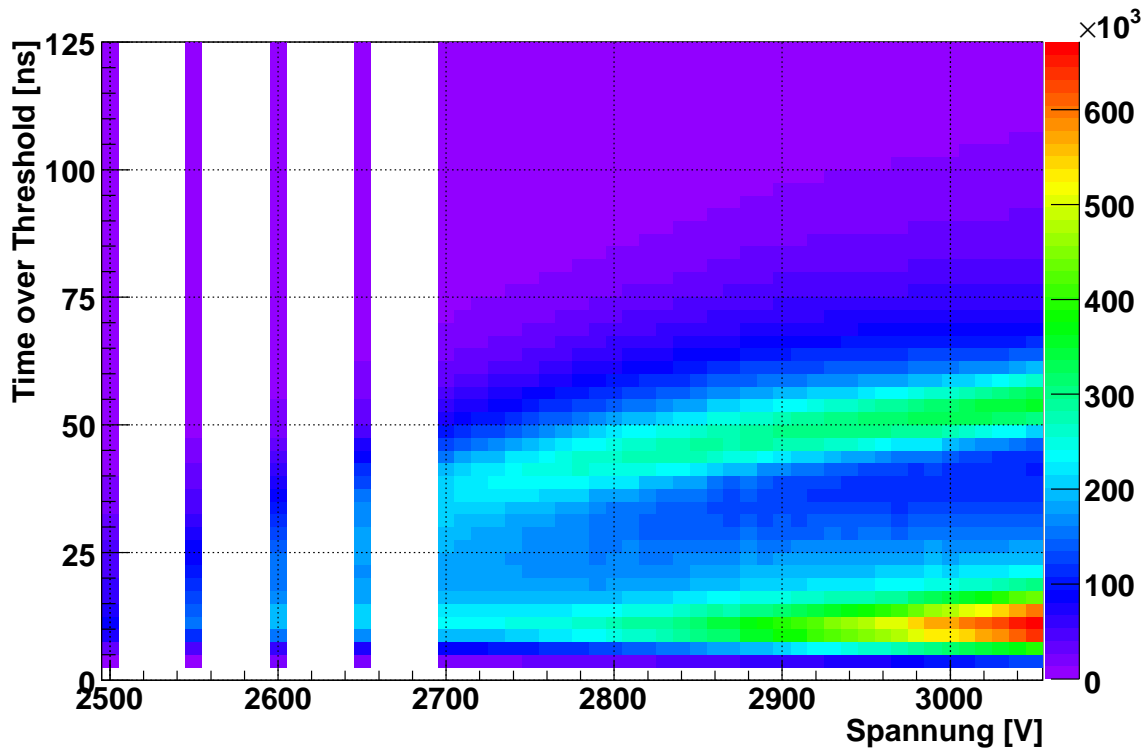


Abbildung 6.1: Time over Threshold bei einer Schwelle von 0x28

Man sieht, dass man für den größten Bereich der Hochspannungen zwei Bänder in der Time over Threshold erhält. Das Band unterhalb von 25 ns stammt von Störungen und ist unabhängig von der Hochspannung. Das oberhalb liegende Signalband nimmt mit geringer werdender Hochspannung jedoch ab und kann für sehr kleine Spannungen nicht mehr vom Untergrund getrennt werden.

1. Ansprechere in zwei benachbarten Driftzellen
2. Time over Threshold größer als 25 ns für beide Ansprechere (siehe Beschreibung der Software, Kapitel 3.4)

Forderung 1 ergibt sich aus der Tatsache, dass ein Teilchen, welches die Driftkammer passiert, bei optimaler Effizienz immer zwei Treffer in benachbarten Driftzellen auslöst. Die damit erhaltene Effizienz ist allerdings nicht mehr die Ansprechwahrscheinlichkeit einer Driftkammerlage. Diese ergibt sich jedoch als Wurzel aus den hier bestimmten Effizienzen.

Die Time over Threshold in Abbildung 6.1 zeigt neben dem Band mit den echten Ereignissen ein zweites Band mit kleineren Zeiten. Dieses muss zum größten Teil aus Störsignalen auf den Drähten oder in der Elektronik bestehen, da seine Position unabhängig von der Hochspannung ist. Daher wurde eine TOT von mehr als 25 ns gefordert. Dies ist aufgrund der Hochspannungs- und Schwellenabhängigkeit der echten Signale jedoch problematisch, da sich hier der Anteil der durch den Schnitt verlorenen Signale ändert. Man erhält dadurch eine zu kleine Effizienz für kleine Hochspannungen, da hier der größte Teil des Signals verloren geht.

Betrachtet man die Treffer in dem nicht durch die Triggerszintillatoren abgedeckten Bereich der Driftkammer, so finden sich auch hier mit dem Trigger korrelierte Ereignisse. Dies lässt sich leicht durch Teilchenschauer erklären, die von den Elektronen vor der Driftkammer erzeugt werden. Dabei wird die Driftkammer dann an mehreren Stellen gleichzeitig getroffen. Dies erhöht die Wahrscheinlichkeit, dass eine der Spuren von der Driftkammer gesehen wird, was wiederum die gemessene Effizienz der Driftkammer künstlich erhöht.

Die so gewonnene Effizienz ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Man sieht eine deutliche Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle bei kleinen Spannungen, da hier die Signalhöhe in der gleichen Größenordnung liegt wie die Schwelle. Geht man zu höheren Spannungen, steigt die Effizienz erwartungsgemäß an und die Schwellenabhängigkeit nimmt ab. Ab 2,9 kV wird der Anstieg flacher und es bildet sich ein Effizienzplateau. Um eine möglichst hohe Effizienz und geringe Abhängigkeit von der Schwelleneinstellung zu haben, ist es sinnvoll die Driftkammer in diesem Hochspannungsbereich zu betreiben. Die dabei erreichten Effizienzen liegen, abhängig von den genauen Einstellungen für die Diskriminatorschwelle und Hochspannung, bei bis zu 94 %. Das entspricht einer Ansprechwahrscheinlichkeit einer einzelnen Ebene von 97 %.

### 6.1.3 Ortsauflösung

Neben der Effizienz ist die Ortsauflösung der Driftkammer eine wichtige Größe. Um eine Aussage über sie zu erhalten, muss man die Teilchendurchtrittsorte in der Driftkammer rekonstruieren. Verfährt man dabei wie in Kapitel 5.1.3 und trägt die Abstandssumme gegen die halbe Abstandsdifferenz auf, erhält man Abbildung 6.3(a). Zur Berechnung der Abstände zum Draht wurde dabei die in Kapitel 5.1.3 bestimmte ODB verwendet. Im Gegensatz zu Abschnitt 5.1.3 treten hier zwei horizontale Linien statt nur einer auf. Betrachtet man nicht die Summe über alle Drahtpaare sondern trägt jeweils nur die Daten für ein einzelnes Paar von Drähten auf, so findet sich stets nur eine der beiden Linien (Abb. 6.3(b) und 6.3(c)). Die Ursache hierfür liegt in einer nicht senkrechten Ausrichtung der Driftkammer zur Strahlrichtung. Durch die schrägen Spuren kommt es, wie Abbildung 6.4 zeigt, zu einer Drahtpaar-abhängigen Verschiebung der Abstandssumme. Bereits ein Winkel von 2 Grad erzeugt eine Abweichung der Linie vom Mittelpunkt um mehr als 500  $\mu\text{m}$ .

Zur Minimierung des potentiellen Effekts der schrägen Spuren auf die Ortsauflösung wurde die Driftkammer soweit gedreht, dass die beiden Linien zusammenfallen. Da der Winkel jedoch eine

## 6 Untersuchung der Eigenschaften der Driftkammer

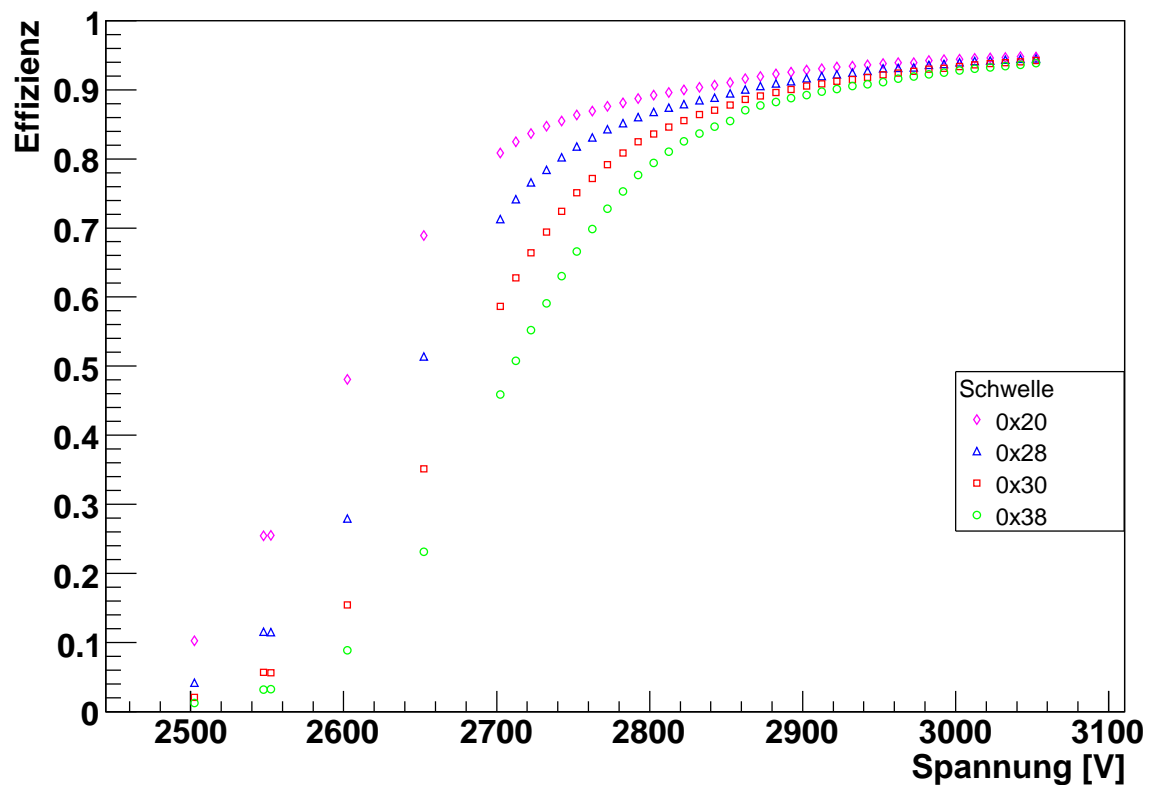
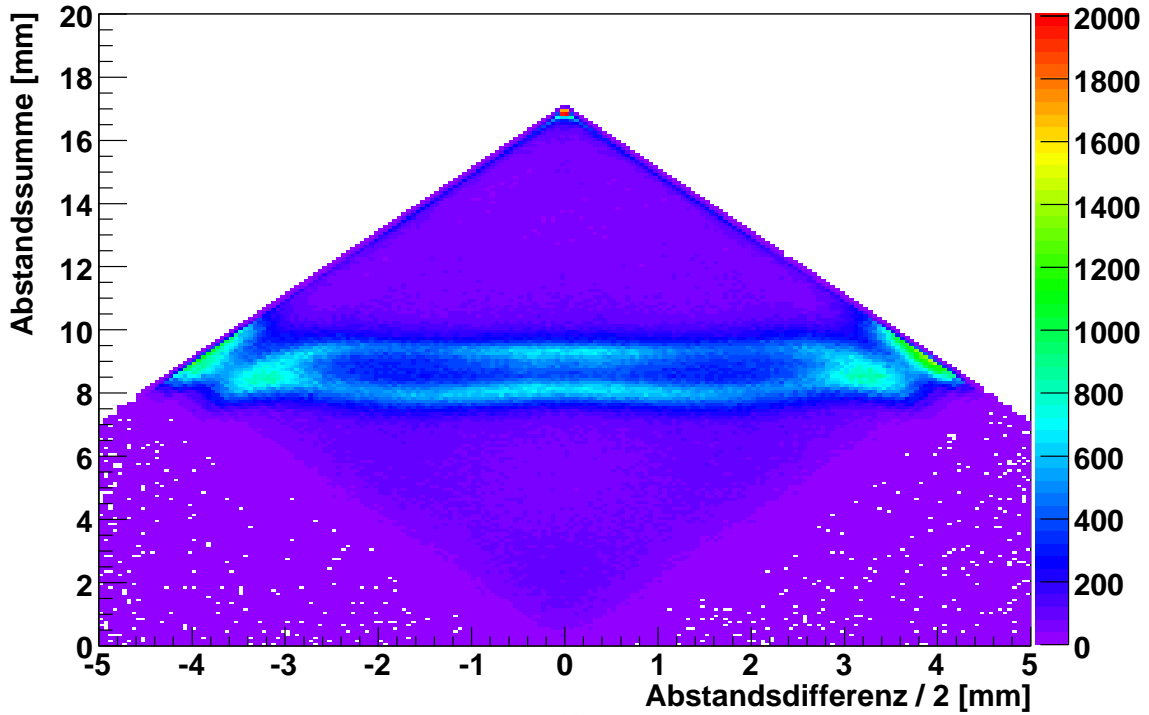
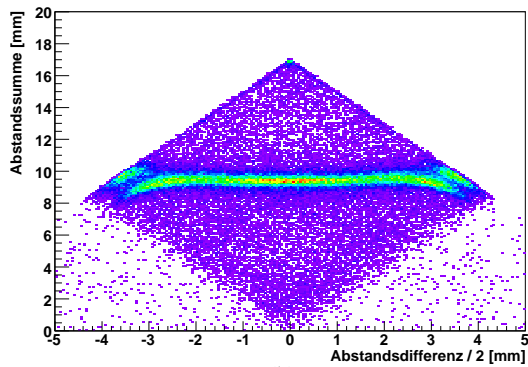


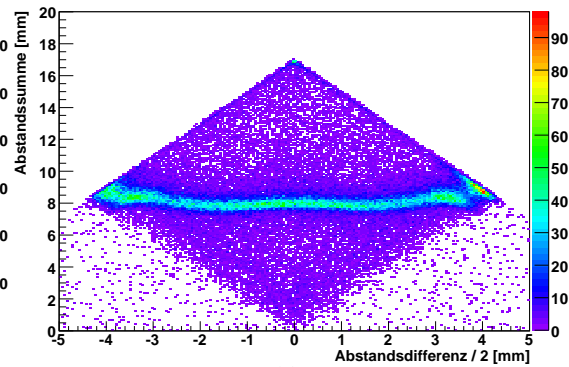
Abbildung 6.2: Effizienz der Driftkammer in Abhängigkeit von Hochspannung und Schwelle  
Die angegebene Effizienz gibt die Wahrscheinlichkeit für zwei Ansprecher in einer Doppellage wieder.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 6.3: Summe der Abstände zu zwei benachbarten Drähten

In 6.3(a) ist die Summe der Abstände zu den Drähten zweier benachbarter angesprochener Driftzellen gezeigt. Dabei wurde über alle Drahtpaare summiert. 6.3(b) und 6.3(c) zeigt diese Abstandssumme für die Drahtpaare 16-17 bzw. 17-18. Die unterschiedliche Position der horizontalen Linie bei den einzelnen Drahtpaaren stammt von der nicht senkrechten Ausrichtung der Kammer zur Strahlrichtung.

## 6 Untersuchung der Eigenschaften der Driftkammer

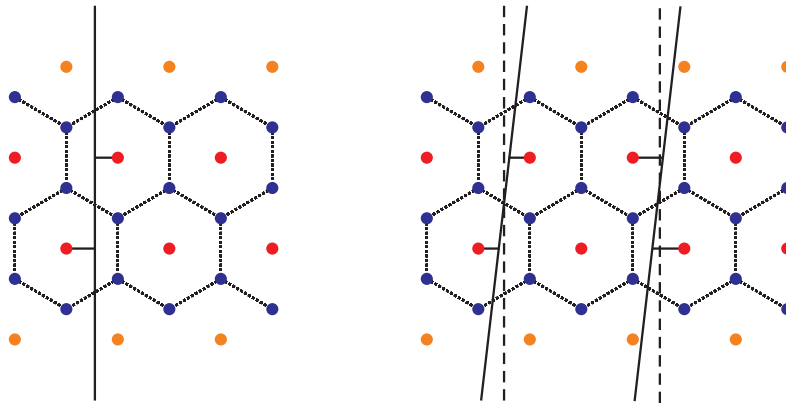


Abbildung 6.4: Drahtanordnung in der Driftkammer mit verschiedenen Teilchenspuren. Links ist eine Teilchenspur senkrecht zur Kammer gezeigt. Die Summe der gemessenen Drahtabstände ist hier immer 8,5 mm. Rechts sind zwei Spuren zu sehen, welche die Kammer mit einem kleinen Winkel zur Senkrechten durchqueren. Hier hängt die gemessene Abstandssumme davon ab, auf welcher Seite des Drahtes in der ersten Lage die Driftkammer passiert wird.

leichte Abhängigkeit von der Drahtposition hat, wurde die Auswertung für einzelne Drahtkombinationen durchgeführt. Innerhalb einer Driftzelle ist die Divergenz der Elektronen vernachlässigbar.

Um die Ortsauflösung zu erhalten, wurde nun die Abstandssumme berechnet und eine Gaußfunktion mit konstantem Untergrund angepasst. Informationen über die Abhängigkeit vom Durchtrittsort in der Driftzelle lassen sich durch Einteilung der Daten anhand ihrer Abstandsdifferenz erhalten. Abbildung 6.6 zeigt die  $\sigma$ -Breite  $\Delta$  des Gaußfits für die beiden in Abb. 6.5(b) und 6.5(c) gezeigten Drähte nach exakter Ausrichtung der Kammer.

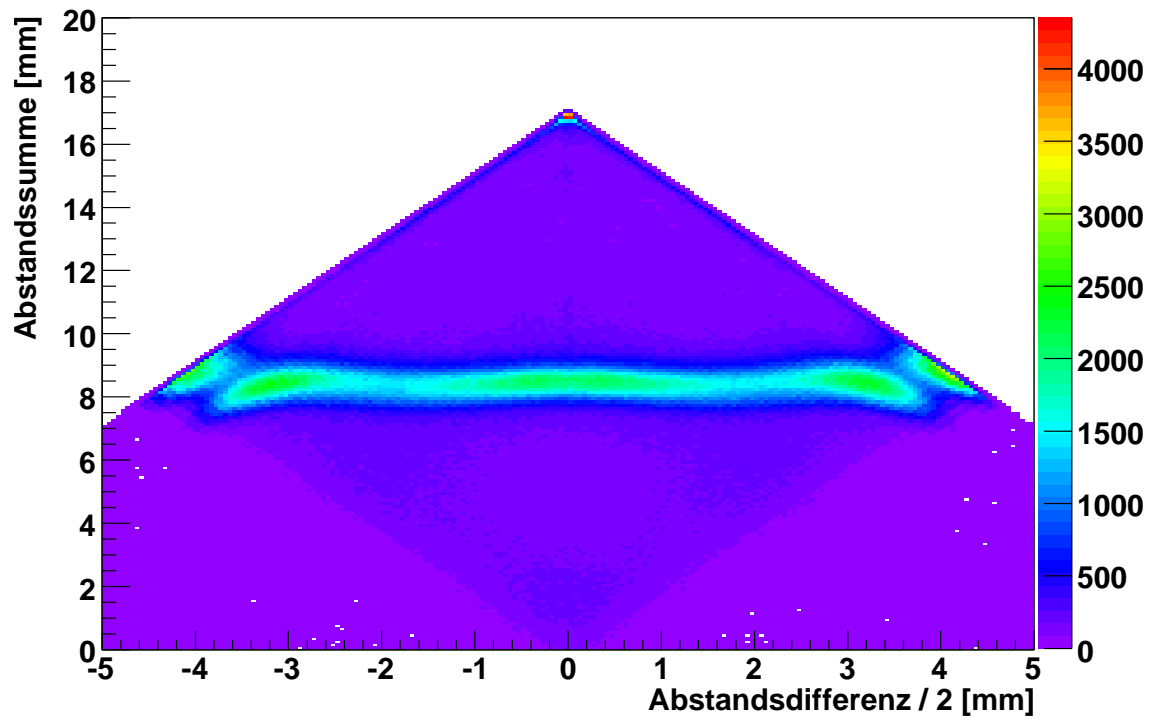
Die Breite  $\Delta$  ist durch die Ortsauflösung der vorderen,  $\sigma_v$ , und hinteren,  $\sigma_h$ , Driftzelle gegeben:

$$\Delta = \sqrt{\sigma_v^2 + \sigma_h^2}. \quad (6.1)$$

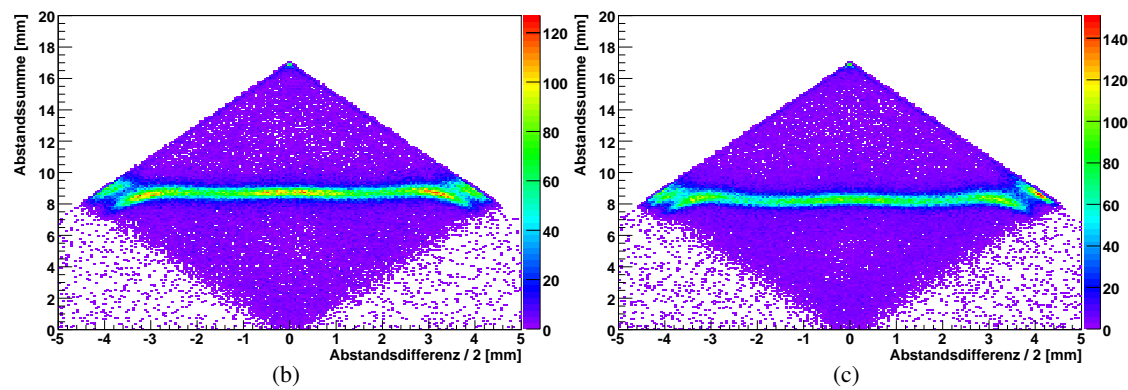
In diese Bestimmung der Ortsauflösung gehen jedoch viele systematische Unsicherheiten ein. Zum einen ist die verwendete ODB nicht exakt, was zu einer falschen Ortsrekonstruktion führt und damit die Abstandssumme in ihrer Position verschiebt. Zudem führt dies zu einer falschen Zuordnung der Position innerhalb der Driftzelle. Diese Effekte mussten ignoriert werden, da eine Korrektur der ODB mit den vorhandenen Daten nicht möglich war.

Die Breite der Verteilung beträgt in der Mitte zwischen den Drähten ca. 300  $\mu\text{m}$ . Hier kann man die Auflösung der beiden Zellen als gleich annehmen, da die Spurbstände gleich sind. Man erhält damit 220  $\mu\text{m}$  als Ortsauflösung  $\sigma_v = \sigma_h$ . Geht man jedoch weiter zu den Rändern der Driftzelle nimmt die Breite stark zu. Hier ist es daher schwierig, eine Aussage über die Ortsauflösung einer einzelnen Ebene der Driftkammer zu treffen, da sich die Auflösungen der beiden Lagen unterscheiden können. Würde man auch hier die gleiche Auflösung für beide Lagen annehmen, so verschlechtert sie sich hier bis auf 420  $\mu\text{m}$ .





(a)



(b)

(c)

Abbildung 6.5: Summe der Abstände zu zwei benachbarten Drähten  
 Wie in Abb. 6.3 zeigt Abb. 6.5(a) die Abstandssumme für alle Drahtpaare, 6.5(b) und 6.5(c) die für die Paare 16-17 und 17-18. Durch exakte Ausrichtung der Driftkammer konnten hier die horizontalen Linien auf gleiche Position für alle Drahtpaare gebracht werden.

## 6 Untersuchung der Eigenschaften der Driftkammer

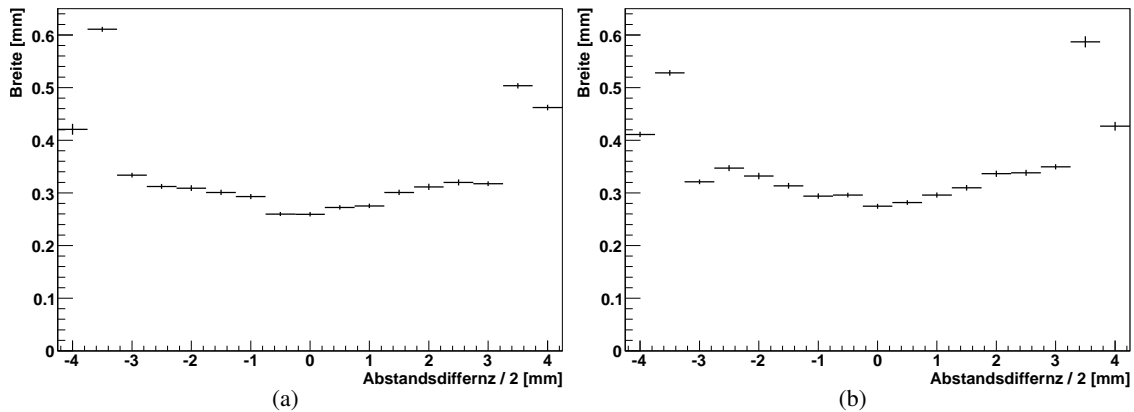


Abbildung 6.6: Breite der Verteilung der Abstandssumme  
Die Breite ist für die Drahtpaare 16-17 (a) und 17-18 (b) gezeigt. Die eingezeichneten Fehler rühren von der Unsicherheit des Gaußfits her.

## 6.2 Messungen in Kombination mit einem Pixeldetektor

### 6.2.1 Testaufbau

Die Orts-Driftzeit-Beziehung ist in den bisherigen Messungen nur eingeschränkt zugänglich, da entweder Annahmen gemacht werden müssen, welche nicht notwendigerweise erfüllt sind, oder die Driftkammer selbst als Referenzdetektor dient. Daher ist es sinnvoll die ODB mit einem unabhängigen Detektor zu überprüfen. Hierfür stand der in [Sei08] untersuchte Pixeldetektor für eine gemeinsame Messung zur Verfügung. Am Pixeldetektor sollte die Möglichkeit zum Nachweis von  $e^+e^-$ -Paaren aus Paarproduktion untersucht werden. Der Pixeldetektor hat eine sensitive Fläche von  $8,0 \text{ mm} \times 7,8 \text{ mm}$  welche in  $18 \times 160$  Pixel unterteilt ist. Die einzelnen Pixel haben eine Größe von  $400 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ . Aufgrund der geringen Größe des Pixeldetektors können nur zwei benachbarte Driftzellen betrachtet werden.

Der verwendete Testaufbau ist in Abb. 6.7 skizziert. Als Trigger wurde hierbei die Koinzidenz der beiden hinteren Szintillatoren und kein Treffer im Veto-Szintillator verlangt. Dies dient zur Unterdrückung von Untergrund durch geladene Teilchen, die bereits vor dem Testaufbau erzeugt wurden. Im Konverter sollen  $e^+e^-$ -Paare erzeugt werden, welche dann in den verschiedenen Detektoren nachgewiesen werden. Es war leider nicht möglich den Pixel-Detektor mit in den Trigger aufzunehmen, da dies zu starken Störsignalen in der Driftkammer führte.

### 6.2.2 Überprüfung der ODB

Trägt man den mit dem Pixeldetektor bestimmten Ort gegen die gemessene Driftzeit auf, so kann man die Abhängigkeit der Driftzeit vom Durchtrittsort ermitteln. Da der Pixeldetektor jedoch kleiner als eine halbe Driftzelle ist, wurde mit zwei um wenige Millimeter gegeneinander verschobenen Positionen des Pixelchips gemessen. Zudem kann man sowohl die Durchtrittszeit in der vorderen als auch in der hinteren Driftkammerebene verwenden. Durch Verschieben des Nullpunkts der verwendeten Koordinaten ist es möglich, den Abstand der Spur zum Draht gegen die Driftzeit aufzutragen. Die Rechenvorschriften zur Bestimmung des Durchtrittsortes  $x$  finden sich in Tabelle 6.1.

## 6.2 Messungen in Kombination mit einem Pixeldetektor

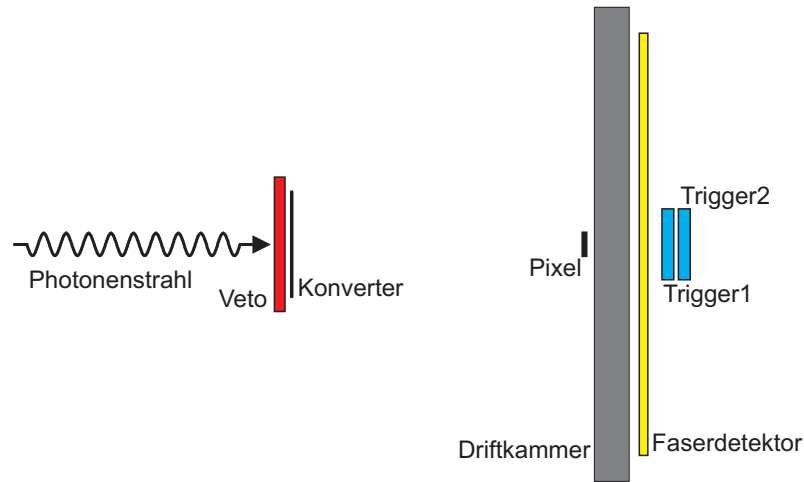


Abbildung 6.7: Testaufbau für die Messung in Kombination mit dem Pixeldetektor. Der Photonenstrahl, in der Abbildung von links kommend, trifft zuerst auf den Veto-Szintillator. Dieser spricht auf die Photonen nicht an. Er dient zur Unterdrückung von geladenen Teilchen, die bereits vor dem Veto entstanden sind. Im Konverter entstehen über Paarbildung  $e^+e^-$ -Paare, welche der Photonenstrahlrichtung folgen und in den anderen Detektoren nachgewiesen werden. Der Pixeldetektor befindet sich ungefähr 6 cm vor der Driftkammer. Die Daten des Faserdetektors hinter der Driftkammer wurden nicht verwendet. Zur Zeitmessung und zum Starten der Auslese befinden sich an letzter Stelle noch zwei Triggerszintillatoren.

Position 1	vordere Zelle	$x =$	$p_{\text{row}} \cdot 0,05 \text{ mm} - 4,2 \text{ mm}$
	hintere Zelle	$x =$	$8,5 \text{ mm} - (p_{\text{row}} \cdot 0,05 \text{ mm} - 4,2 \text{ mm})$
Position 2	vordere Zelle	$x =$	$p_{\text{row}} \cdot 0,05 \text{ mm} + 0,976 \text{ mm}$
	hintere Zelle	$x =$	$8,5 \text{ mm} - (p_{\text{row}} \cdot 0,05 \text{ mm} + 0,976 \text{ mm})$

Tabelle 6.1: Bestimmung des Durchtrittsortes  $x$  innerhalb der Driftzelle mit dem Pixeldetektor.  $p_{\text{row}}$  gibt die Reihe des angesprochenen Pixels und damit die Position auf dem Pixeldetektor an. Jede Reihe hat eine Breite von 0,05 mm. 4,2 mm bzw. -0,976 mm ist die Position des Pixeldetektor relativ zu den Drähten der Driftkammer für die Messungen an Position 1 bzw. 2.

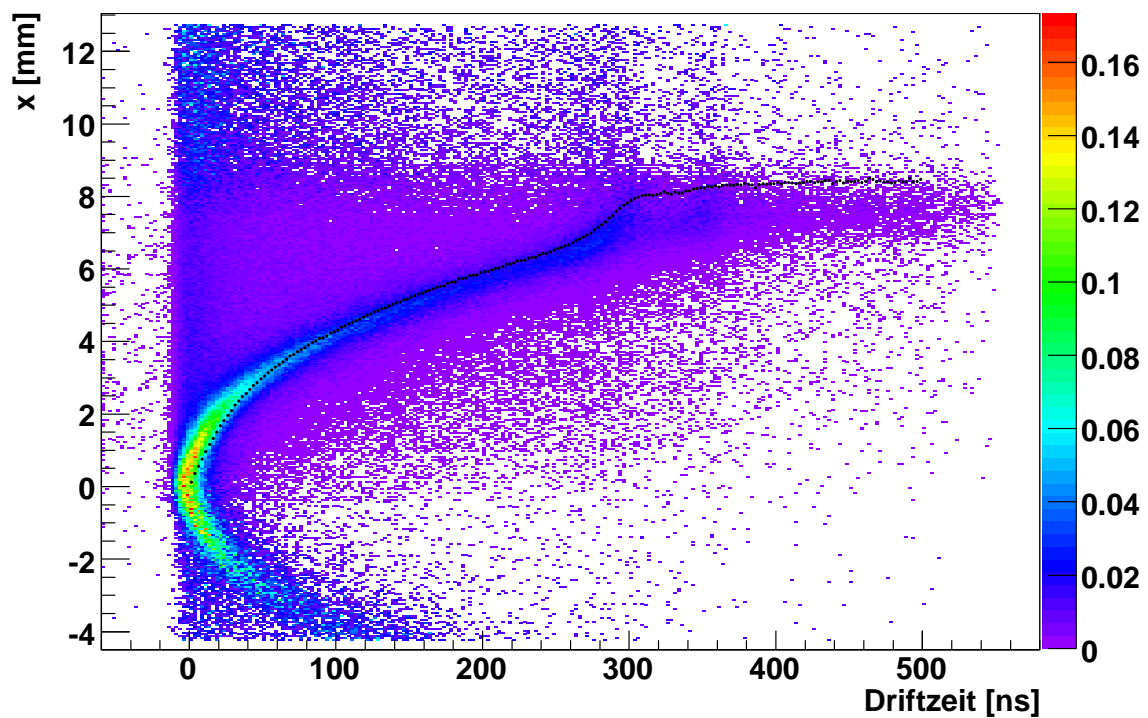


Abbildung 6.8: Korrelation zwischen Driftzeit und Spurabstand  
Der Durchtrittsort  $x$  wurde hier nur über den Treffer im Pixeldetektor bestimmt. Um Intensitätsschwankungen zu unterdrücken, wurde der Inhalt auf die Gesamtzahl der Ereignisse bei dem jeweiligen Abstand normiert. Zum Vergleich ist in schwarz die aus der Simulation gewonnene Beziehung dargestellt.

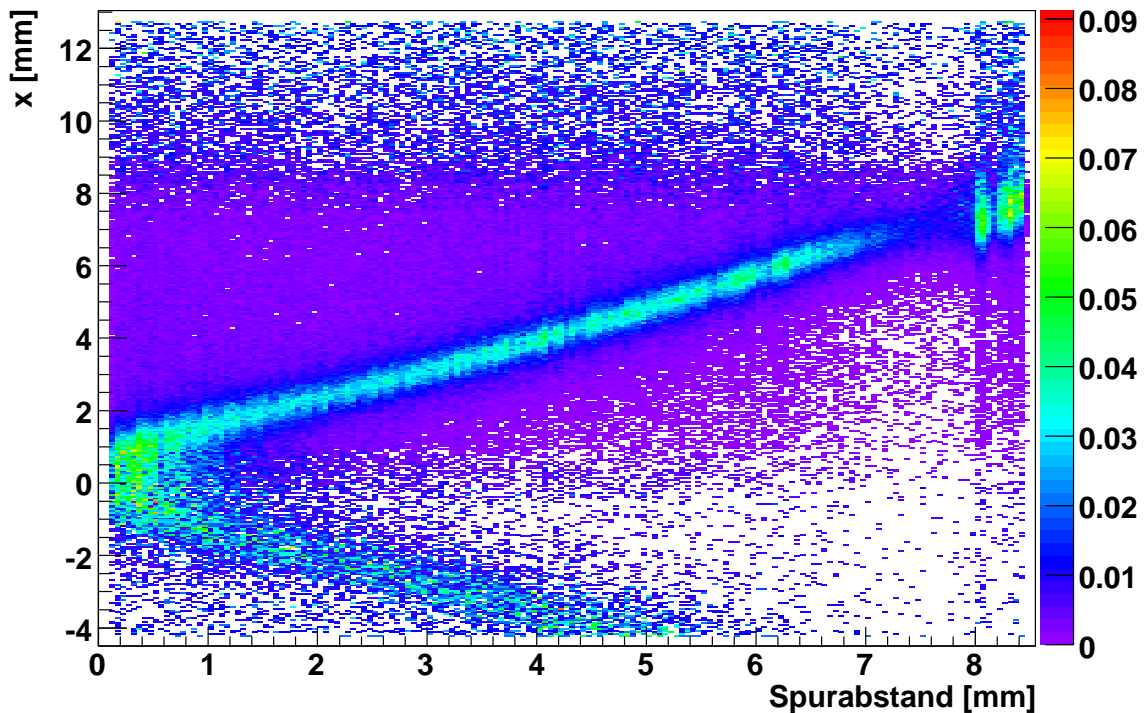


Abbildung 6.9: Mit dem Pixeldetektor bestimmter Durchtrittsort als Funktion des Spurabstands. Für jeden über die simulierte Orts-Driftzeit-Beziehung bestimmten Spurabstand wurde der Durchtrittsort auf dem Pixeldetektor  $x$  aufgetragen. Die Koordinaten des Pixeldetektors wurden dabei so umgerechnet, dass sie ebenfalls den Abstand der Spur zum Draht angeben.

Um Effekte durch eine ungleichmäßige Ausleuchtung des Pixeldetektors und unterschiedlich lange Messungen bei den verschiedenen Abständen zu vermeiden, wird das Ergebnis auf die bei dem jeweiligen Abstand vorhandenen Ereignisse normiert. Man erhält Abbildung 6.8.

Vergleicht man die so gewonnene Beziehung mit der aus der Simulation (Kapitel 4.2), so sieht man für den größten Teil der Driftzelle eine gute Übereinstimmung. Bei Driftzeiten von etwa 350 ns sieht man eine leichte Überhöhung. Diese trat in der Simulation ebenfalls auf (Abb. 4.2(a)) und konnte dort als Effekt der nicht exakt symmetrischen Driftzellen identifiziert werden. Für kleine Driftzeiten sieht man eine Abweichung der Simulation von den Messwerten. Die Abweichungen im Ort betragen hier wenige hundert Mikrometer.

Benutzt man die aus der Simulation gewonnene Driftzeitbeziehung zur Rekonstruktion des Durchstoßpunktes in der Driftkammer, lässt sich dieser mit dem des Pixeldetektors vergleichen. Abbildung 6.9 zeigt hier weitgehend den erwarteten linearen Zusammenhang. Bei kleinen Abständen der Teilchenspur zum Draht treten jedoch große Ortsunsicherheiten auf. Bei großen Spurabständen fällt eine Lücke in den mit der Driftkammer bestimmten Orten zwischen 7 mm und 8 mm auf. Diese Einträge sind, vermutlich durch die an dieser Stelle steile ODB, zu größeren Spurabständen verschoben. Vergleicht man die zugehörigen Positionen auf dem Pixeldetektor, so sieht man, dass die entsprechenden Driftzeiten im Bereich zwischen 300 und 350 ns liegen. Es liegt daher nahe zu vermuten, dass dieser Effekt auf Probleme durch die nicht exakte Symmetrie der Driftzellen zurückzuführen ist.

### 6.2.3 Ortsauflösung

Die Messung in Kombination mit dem Pixeldetektor bietet sich auf den ersten Blick an, um die Ortsauflösung besser als in 6.1.3 bestimmen zu können. Dies stellte sich jedoch als falsch heraus. Nimmt man nur den Pixeldetektor als Referenzposition zur Ortsbestimmung, wie bei der Überprüfung der ODB, so ist die Breite der erhaltenen Verteilung durch die Strahldivergenz dominiert. Berücksichtigt man zusätzlich die Position in der hinteren Driftzellenlage, muss diese, aufgrund des Abstandsverhältnisses zwischen dem Pixeldetektor und den beiden Lagen mit ca. 87 % gewichtet werden. Dies macht den Vorteil der unabhängigen Ortsbestimmung durch den Pixeldetektor nur noch minimal. Die Messung hinter dem Tagger des Crystal-Barrel-Experiments bietet zudem den Vorteil besser definierter Ausgangsbedingungen. Dort erhält man Elektronen mit einer festen Energie und einem nahezu konstanten Winkel. Im Photonenstrahl dagegen stammen die nachgewiesenen Teilchen überwiegend aus Paarproduktion. Daher haben die Teilchen hier eine signifikante Winkelstreuung. Wie bereits in Kapitel 5.2 festgestellt wurde führt dies zu einer Verschlechterung der Ortsrekonstruktion. Diese wirkt sich negativ auf die zu bestimmende Ortsauflösung aus.

Daher blieben die Versuche einer Bestimmung der Ortsauflösung mit diesen Daten erfolglos.

# 7 Diskussion der Messergebnisse

In diesem Kapitel werden die verschiedenen gemessenen Eigenschaften der Driftkammer, sowie notwendigen Betriebsparameter zusammengefasst. Die aufgetretenen Probleme sollen im Hinblick auf den Einsatz der Driftkammern im B1-Spektrometer diskutiert werden.

## 7.1 Betriebsparameter

### Gasgemisch

Die Driftkammer wurde mit dem vorgesehenen Gasgemisch aus Argon und CO<sub>2</sub> im Verhältnis 70:30 betrieben. Die Mischung wurde mit zwei Massendurchflussreglern hergestellt (Kapitel 3.3). Es traten keine Probleme auf, welche auf das verwendete Gasgemisch oder dessen Herstellung zurückzuführen waren, daher ist es empfehlenswert dieses Gasgemisch auch weiterhin zu verwenden.

### Diskriminatorschwellen

Die Diskriminatorschwelle der Driftkammerelektronik wird über die Software für die Karten der Frontend-Elektronik einzeln eingestellt. Bei den Tests der Prototyp Driftkammer wurden in der Regel Schwellen zwischen 0x20 und 0x38 verwendet. Bei hinreichend hohen Spannungen ist die Auswirkung der Schwellenwahl auf die Effizienz der Driftkammer in diesem Bereich gering. Daher sollten die Schwellen den Rauschverhältnissen angepasst werden.

### Hochspannung

Die Hochspannung für die Driftkammer ist ein sehr wichtiger Parameter, da sie die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und damit die Orts-Driftzeit-Beziehung beeinflusst. Daher sollte darauf geachtet werden, dass diese konstant bleibt. Um eine gute Effizienz der Driftkammer zu erhalten, sollte die Hochspannung über 2900 V liegen. Bei den meisten Tests der Prototyp Driftkammer wurde mit einer nicht optimalen Spannung von nur 2800 V gearbeitet. Jedoch bereits bei dieser Spannung kam es beim Betrieb der Driftkammer direkt im Photonenstrahl zu einer hohen Belastung. Zudem nimmt hier die Effizienz der Driftkammer bei hohen Photonenraten deutlich ab. Um dies zu vermeiden wurde beschlossen, die finalen Driftkammern für das Spektrometer mit einem 5 cm × 5 cm großen insensitiven Bereich an der Strahlposition auszustatten.

Um einen sicheren Betrieb der Driftkammer zu gewährleisten, sollte der Strom durch die Driftkammer überwacht werden. Bei dem Prototyp wurde diese Überwachung durch das Hochspannungsnetzgerät durchgeführt. Als Abschaltswelle wurde ein Strom von 10 µA gewählt.

## 7.2 Effizienz

Die Effizienz der Driftkammer wurde in Kapitel 6.1 bestimmt. Dort wurde insbesondere die Abhängigkeit von der Hochspannung untersucht. Man erhält für Spannungen über 2,9 kV ein Effizienzplateau. Hier nimmt auch die Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle stark ab. Dabei wird eine Effizienz von ca. 94 % für Ansprecher in beiden Lagen der Driftkammer erreicht.

Im B1-Spektrometer werden zwei Tracker aus je vier Driftkammern eingesetzt. Da jede Kammer zwei Lagen hat, erhält man acht Nachweisebenen pro Tracker. Verlangt man für die Spur-Rekonstruktion, dass in einem Tracker sechs Treffer vorhanden sind, so erhält man hierfür eine Wahrscheinlichkeit von 99,86 %. Dies sollte für den Betrieb des Spektrometers ausreichend sein.

## 7.3 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung der Driftkammer hängt vom Durchtrittsort des Teilchens in der Driftzelle ab. In Kapitel 6.1.3 wurde für den Bereich in der Mitte zwischen zwei Drähten eine Ortsauflösung von weniger als 220  $\mu\text{m}$  bestimmt. Zu den Rändern der Driftzelle hin wurde die Auflösung jedoch deutlich schlechter. Die erhaltene Auflösung ist dabei über den größten Bereich einer Driftzelle besser als die geforderte Auflösung von 300  $\mu\text{m}$ .

Es ist allerdings zu beachten, dass diese Messung nicht mit der für das B1-Spektrometer empfohlenen Hochspannung durchgeführt wurde. Zusätzlich wurde eine nicht optimale Orts-Driftzeit-Beziehung verwendet. Dies führte zu systematischen Abweichungen bei der Ortsrekonstruktion, welche nicht in die Ortsauflösung einbezogen wurden, da hier nur die Breite der Ortsverteilung berücksichtigt werden konnte. Daher ist es erforderlich, die Ortsauflösung für den Betrieb des Spektrometers erneut zu überprüfen.

## 7.4 Probleme mit der Driftkammer

Trotz des weitgehend reibungslosen Betriebs der Prototyp-Driftkammer gab es verschiedene Probleme. Wie bereits bei den ersten Tests der Driftkammer festgestellt wurde, gibt es viele Untergrundereignisse in der Kammer. Trägt man die Driftzeiten benachbarter Drähte gegeneinander auf, so sieht man den Untergrund als Linien mit festen Zeitdifferenzen (Abb. 5.10). Dies lässt darauf schließen, dass der Untergrund durch elektromagnetische Störungen hervorgerufen wird. Diese Hypothese wird von der Tatsache, dass die Time over Threshold der Untergrundereignisse nicht von der Hochspannung abhängt (Abb 6.1), unterstützt. Die Time over Threshold ermöglicht hier eine Erkennung des Untergrunds bei Verwendung des entsprechenden Auslesemodus. Dieser Modus reduziert die mögliche Ereignissrate jedoch signifikant, weshalb er nach Möglichkeit nicht im Produktionsbetrieb verwendet werden sollte. Als mögliche Lösungsansätze bieten sich hier eine Erhöhung der Diskriminatorschwellen oder eine bessere Abschirmung der Kammerelektronik an.

Ein weiteres Problem beim Betrieb der Prototyp-Driftkammer trat bei der Messung in Kombination mit dem Pixeldetektor auf (Kapitel 6.2). Wurde hier ein Treffer im Pixelchip als Trigger verlangt, so traten verschiedene Driftzeiten im Driftzeitspektrum gehäuft auf. Im Gegensatz zu dem vorigen Problem ließ sich die Störung nicht durch die Time over Threshold unterdrücken. Auch eine Abschirmung der Pixelelektronik brachte keine Verbesserung. Das Problem konnte



#### 7.4 Probleme mit der Driftkammer

nur durch Deaktivierung des sogenannten *Hitbus*, welcher bei einem Treffer im Pixelchip aktiviert wird, behoben werden.

Diese Probleme zeigen, dass die Driftkammer empfindlich auf elektromagnetische Einflüsse reagiert. Es sollte daher darauf geachtet werden, dass im Aufbau des Spektrometers auf eine Schirmung der Driftkammerelektronik und eine saubere Erdung der Kammern geachtet wird.

## *7 Diskussion der Messergebnisse*

## 8 Zusammenfassung

Mit dem sich im Aufbau befindlichen B1-Spektrometer sollen geladene Mesonen in Photoproduktionsexperimenten untersucht werden. In dem Magnetspektrometer werden zur Spurbestimmung großflächige Driftkammern eingesetzt. Sie sind damit ein integraler Bestandteil der Impulsbestimmung. Um sicherzustellen, dass das geplante Design der Driftkammer die Anforderung erfüllt, wurde ein Prototyp gebaut. Diese Diplomarbeit hat sich mit den Tests dieses Prototypen beschäftigt.

Zunächst musste eine Software zur Auslese der Prototyp-Driftkammer geschrieben werden. Diese Software ermöglicht es auch die verschiedenen Parameter der Driftkammerelektronik über eine Konfigurationsdatei zu setzen. Zusätzlich wurde die Software zur Auslese weiterer Detektoren über ein CAMAC-Interface ergänzt.

Zur Inbetriebnahme der Driftkammer musste die notwendige Testinfrastruktur mit Gassystem, Triggerlogik und Spannungsversorgung aufgebaut und getestet werden. Die ersten Tests der Driftkammer wurden mit einer radioaktiven Quelle durchgeführt. Aus den dabei gewonnenen Driftzeitspektren konnte eine Orts-Driftzeit-Beziehung extrahiert werden. Diese ermöglichte die Ortsrekonstruktion und die Bestimmung der Ortsauflösung der Driftkammer. Die erreichte Ortsauflösung war im Zentralbereich der Driftzellen deutlich besser als die geforderten  $300\ \mu\text{m}$ .

Die Effizienz der Driftkammer wurde in Abhängigkeit von Hochspannung und Diskriminatorchwelle untersucht. Für Hochspannungen oberhalb von  $2,9\ \text{kV}$  wurde Effizienzplateau erreicht. Die hier bestimmte Effizienz liegt unabhängig von der Diskriminatorchwelle bei ca.  $97\ \%$  in einer Lage der Driftkammer.

Zusätzlich zu den durchgeführten Messungen konnte über eine Simulation das Verständnis der Eigenschaften dieser Driftkammer verbessert werden.

Die gewonnenen Ergebnisse zeigen, dass die Driftkammer die an sie gestellten Anforderungen erfüllt. Insbesondere die wichtigen Eigenschaften Ortsauflösung und Effizienz erreichen die erwarteten Werte. Es ist jedoch zu beachten, dass die hier gewonnen Ergebnisse aufgrund der doch vorhandenen Unterschiede zum finalen Design der Driftkammern nur als vorläufig betrachtet werden können. Eine Überprüfung der Ergebnisse mit dem endgültigen Aufbau ist daher unerlässlich.

## 8 Zusammenfassung

# Literaturverzeichnis

- [Ban] Bettina Bantes. Photo.
- [BGU<sup>+</sup>07] N. Bondar, V. Golotsov, L. Uvarov, S. Uvarov, and V.Yatsyura. *CROS-3 for DC Prototype Reference Guide*. St. Petersburg Nuclear Physics Institute, 2007. Version 071125.
- [Bö] Sabine Böse. Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn.
- [Dep07] Electronics Department. *CROS3-DC Readout System HISP Option*. St. Petersburg Nuclear Physics Institute, 2007.
- [Fer91] Thomas Ferbel, editor. *Experimental Techniques in High-Energy Nuclear and Particle Physics*. World Scientific, second edition, 1991.
- [Gla03] Karl-Heinz Glander. *Messung der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für Photonenergien bis 2.6 GeV mit dem SAPHIR-Detektor an ELSA*. Dissertation, Universität Bonn, 2003.
- [Haa91] Karl Michael Haas. *Die zentrale Driftkammer des SAPHIR-Detektors - Einbau in das Experiment und Untersuchung ihrer Eigenschaften*. Dissertation, Universität Bonn, 1991.
- [Kle05] Konrad Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner, 2005.
- [Leo94] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, second revised edition, 1994.
- [M<sup>+</sup>] Makarenkov et al. *Technische Zeichnungen*. St. Petersburg Nuclear Physics Institute.
- [Mat07] Stefan Materne. *Ein Aerogel-Čerenkov-Detektor für das CBELSA/TAPS-Experiment*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 2007.
- [RE74] Peter Rice-Evans. *Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers*. The Richelieu Press, 1974.
- [Sei08] Katja Seidel. *Test von ortsempfindlichen Halbleiterdetektoren zum Nachweis von  $e^+e^-$ -Paarproduktion*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 2008.
- [W<sup>+</sup>] Dieter Walther et al. *Technische Zeichnungen*.
- [Y<sup>+</sup>06] W.-M. Yao et al. *Review of Particle Physics*. Journal of Physics G 33, 1, 2006.

## *Literaturverzeichnis*

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Der geplante Aufbau des B1-Spektrometers [W <sup>+</sup> ]	9
2.2	Flugzeitwand (a) [Ban] und Aerogel-Čerenkov (b) [Mat07]	11
2.3	MOMO (a) [W <sup>+</sup> ] und SciFi2 (b) [Bö]	12
2.4	Drahtanordnung der Driftkammern [M <sup>+</sup> ]	13
2.5	Technische Zeichnung der X-Driftkammer [M <sup>+</sup> ]	13
3.1	Schematische Darstellung der Signalgewinnung	17
3.2	Anordnung der Drähte in der Prototyp Driftkammer [M <sup>+</sup> ]	19
3.3	Schematischer Aufbau des Gassystems für die Prototyp-Driftkammer	20
3.4	Schematische Darstellung der Elektronik der Prototyp-Driftkammer. [Dep07]	21
3.5	Schematische Darstellung der Elektronik der B1-Driftkammern. [Dep07]	22
3.6	Der Testaufbau für die Prototyp Driftkammer	25
4.1	Simulierte Driftlinien und Isochronen	28
4.2	Driftzeiten und Ursprungsorte	29
4.3	Die simulierte Orts-Driftzeit-Beziehung	30
4.4	Simuliertes Driftzeitspektrum	31
5.1	Strom in der Kammer für verschiedene Hochspannungen.	34
5.2	Pulse der Driftkammer	35
5.3	Anzahl der angesprochenen Drähte bei konstanter Schwelle von 0x20.	35
5.4	Anzahl der angesprochenen Drähte bei konstanter Hochspannung von 2800 V.	36
5.5	Das Driftzeitspektrum in Abhängigkeit von der Hochspannung	37
5.6	Das Driftzeitspektrum in Abhängigkeit von der Schwelle	37
5.7	Die Orts-Driftzeit-Beziehung	38
5.8	Abstandssumme gegen halbe Abstandsdifferenz	39
5.9	Strahlprofil bei verschiedenen Strahlintensitäten	40
5.10	Korrelation der Driftzeiten benachbarter Drähte	42
6.1	Time over Threshold bei einer Schwelle von 0x28	44
6.2	Effizienz der Driftkammer in Abhängigkeit von Hochspannung und Schwelle	46
6.3	Summe der Abstände zu zwei benachbarten Drähten	47
6.4	Drahtanordnung in der Driftkammer mit verschiedenen Teilchenspuren.	48
6.5	Summe der Abstände zu zwei benachbarten Drähten	49
6.6	Breite der Verteilung der Abstandssumme	50
6.7	Testaufbau für die Messung in Kombination mit dem Pixeldetektor	51
6.8	Korrelation zwischen Driftzeit und Spurabstand	52
6.9	Mit dem Pixeldetektor bestimmter Durchtrittsort als Funktion des Spurabstands	53

## *Abbildungsverzeichnis*



# Tabellenverzeichnis

2.1	Größe und Orientierung der verschiedenen Driftkammerlagen . . . . .	14
3.1	Eigenschaften von verschiedenen Gasen [Kle05] . . . . .	16
6.1	Bestimmung des Durchtrittsortes $x$ innerhalb der Driftzelle mit dem Pixeldetektor	51

## *Tabellenverzeichnis*

# Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken die zu dem Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben:

Bei **Prof. Schmieden** bedanke ich mich für die Vergabe des interessanten Themas und die guten Rahmenbedinugnen.

**Prof. Beck** danke ich für die Übernahme des Koreferates.

**Dr. Juergen Hannappel** danke ich für die Betreuung während der Arbeit und die vielen interes-  
santen Nebensächlichkeiten.

**Dr. Vera Kleber** und **Dr. Daniel Elsner** danke ich für das Korrekturlesen der Arbeit.

Ich bedanke mich bei allen die **Kuchen** mitgebracht haben.

Ich bedanke mich bei **Frau German** für die Betreuung des Wasserkochers.

Ich bedanke mich bei **Katja** und **Kathrin** dafür, dass sie es mit mir in einem Büro ausgehalten haben.

Der ganzen **Arbeitsgruppe** danke ich für das sehr angenehme Arbeitsklima.

Zuletzt möchte ich meiner **Familie** danken, die mich das ganze Studium unterstützt hat und immer für mich da war.