

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK**  
**WERNER-HEISENBERG-INSTITUT**

**Untersuchung einer Gas-Mikrostreifenkammer  
für das Auslesen einer hochauflösenden  
Spurendriftkammer (TPC)**

*Xaver Bittl*

**Diplomarbeit**



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK**  
**WERNER-HEISENBERG-INSTITUT**

**Untersuchung einer Gas-Mikrostreifenkammer  
für das Auslesen einer hochauflösenden  
Spurendriftkammer (TPC)**

*Xaver Bittl*

Diplomarbeit der  
Fakultät für Physik  
Technische Universität München

angefertigt am  
Max-Planck-Institut für Physik  
Werner-Heisenberg-Institut  
München

Januar 1997



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2 Funktionsweise hochauflösender Spurendriftkammern</b>	<b>6</b>
2.1 Die Zeitprojektionskammer (TPC) . . . . .	6
2.2 Die Gas-Mikrostreifenkammer (G-MSC) . . . . .	9
2.3 Die Vorwärts-TPC des STAR-Detektors . . . . .	13
<b>3 Die Pad-Response-Funktion</b>	<b>16</b>
<b>4 Theoretische Grundlagen für Elektronendrift</b>	<b>23</b>
4.1 Transportparameter von Gasen in homogenen elektrischen und magnetischen Feldern . . . . .	23
4.1.1 Makroskopisches Bild . . . . .	23
4.1.2 Mikroskopisches Bild . . . . .	25
4.1.3 Diffusion in Gasen . . . . .	27
4.2 Auswirkungen radialer elektrischer Felder auf die Elektronendrift . . . . .	30
4.3 Kalkulationsmodelle . . . . .	33
<b>5 Messung von Transportparametern</b>	<b>34</b>
5.1 Versuchsaufbau . . . . .	35
5.2 Versuchsdurchführung und Auswertung . . . . .	47
5.3 Ergebnisse und Vergleich mit Kalkulationsmodellen . . . . .	56
<b>6 Untersuchung der Drifteigenschaften in einem radialen elektrischen Feld</b>	<b>67</b>
6.1 Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung . . . . .	67
6.2 Diskussion der Ergebnisse . . . . .	70
<b>7 Messungen mit einer Strontium-Quelle</b>	<b>76</b>
7.1 Gasverstärkung . . . . .	78
7.2 Elektronenverlust in Gasen . . . . .	79
7.3 Elektroneneinfang in Sauerstoff . . . . .	80
7.4 Kopplung des Anodensignals auf die Padebene . . . . .	81
7.5 Signal-Rausch-Verhältnis . . . . .	82

Zusammenfassung	84
Abbildungsverzeichnis	86
Tabellenverzeichnis	88
Literaturverzeichnis	89

# Kapitel 1

## Einleitung

Seit 1994 läuft am Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf in der Schweiz ein Schwerionenexperiment mit der Bezeichnung NA49, bei dem das Max-Planck-Institut (MPI) für Physik (Werner-Heisenberg-Institut) in München maßgebend beteiligt ist. In diesem Experiment werden schwere Kerne beschleunigt und auf stationäre Atome geschossen. Mögliche Kombinationen sind Blei auf Blei, Blei auf Protonen oder umgekehrt, aber auch Schwefel auf Blei oder ähnliches. Ziel des Experiments ist die Suche nach einem Phasenübergang hadronischer Materie bei hohen Energiedichten in das sogenannte Quark-Gluon-Plasma (QGP). Es wird vermutet, daß ein solcher Zustand für eine kurze Zeitphase nach dem Urknall auftrat. Da ein QGP nach einer Kern-Kern-Kollision allenfalls als Zwischenzustand auftritt und damit nicht direkt beobachtet werden kann, ist man darauf angewiesen, anhand der Endprodukte der Reaktion, die durch Hadronisierung und Fragmentation entstehen, den Phasenübergang nachzuweisen. Im NA49-Schwerionenexperiment werden für den Nachweis der Endprodukte unter anderem Spurendriftkammern, genauer Zeitprojektionskammern (TPC's), verwendet. Die rekonstruierten Teilchenspuren in den TPC's zeigt Abbildung 1.1 für eine zentrale Blei-Blei-Kollision.

Der STAR - Detektor (Solenoid Tracker at RHIC), ein weiterführendes Experiment auf der Suche nach dem QGP, ist in Brookhaven (USA) am Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) im Aufbau. Ein Kollider ist ein Ringbeschleuniger, in dem hochenergetische Teilchenpakete gegensinnig umlaufen und an bestimmten Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht werden. An einem dieser Kollisionspunkte ist der STAR-Detektor positioniert, der das Strahlrohr am Wechselwirkungspunkt symmetrisch umgibt und aus mehreren Detektoren zusammengesetzt ist. Die wichtigsten davon sind: zentrale TPC, Silicon Vertex Tracker (SVT), Electromagnetic Calorimeter (EMC), Time-of-Flight Detector (TOF), Forward-TPC (FTPC) und Trigger (Abbildung 2.6a).

Hier sei das Augenmerk auf die FTPC gelenkt, da sie in der Gruppe um Herrn Prof. Schmitz am MPI für Physik (Werner-Heisenberg-Institut) entwickelt und gebaut werden soll. Die FTPC ist dafür vorgesehen, Teilchen nahe des Strahlrohres, einige Meter vom Wechselwirkungspunkt entfernt, nachzuweisen. In dieser Region ist die

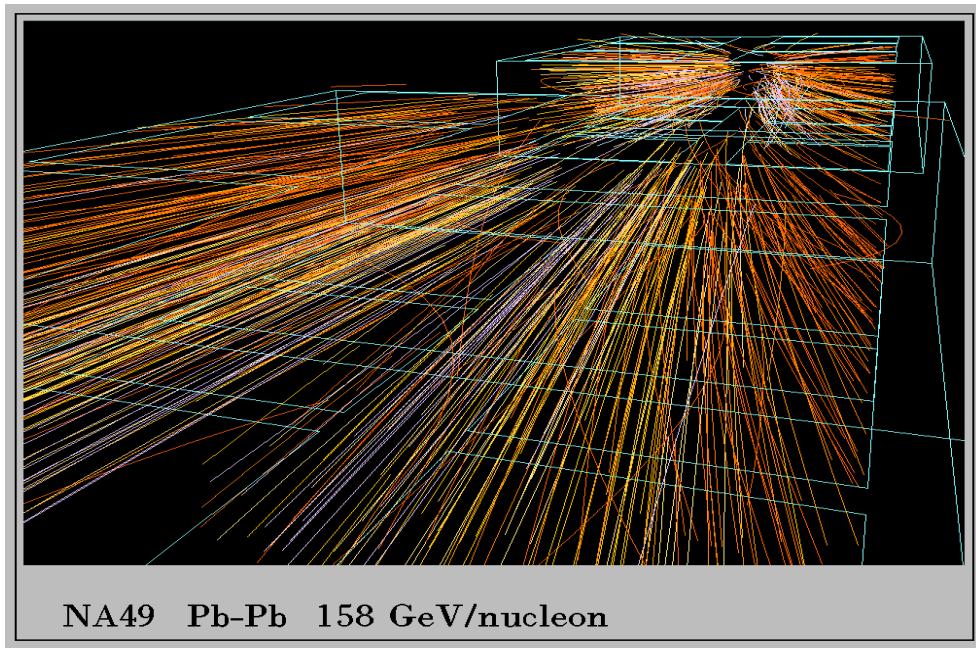


Abbildung 1.1: Rekonstruierte Teilchenspuren in 3 von 4 TPC's des NA49 - Schwerionenexperiments in CERN, nachdem Blei auf Blei mit einer Energie von 158 GeV/Nukleon aufeinandergeschossen wurde.

Dichte der erzeugten Teilchen sehr groß, und es bedarf deshalb eines Detektors mit sehr guter Zweispurauflösung. Faktoren, die die Größe der FTPC limitieren, sind die Komponenten des STAR-Detektors in nächster Umgebung wie TPC und SVT. Aber auch die Notwendigkeit, Impulse messen zu müssen, schränkt die FTPC auf das Gebiet des homogenen Magnetfelds ein. Es wurde ein zylinderförmiger Detektor mit zirka 60 cm Durchmesser und einer Länge von 1 m vorgeschlagen. Vorgesehen ist die Verwendung je eines dieser Detektoren auf den beiden Seiten der Kollisionszone. Damit lassen sich unter anderem langreichweitige Korrelationen und Asymmetrien in einem Ereignis studieren. Für die Gewährleistung, daß ein solcher Detektortyp unter den Voraussetzungen, denen er unterliegt, funktioniert, werden im Rahmen dieser Arbeit mögliche Lösungen und Antworten erarbeitet und dargestellt. Dementsprechend setzt sich die Arbeit folgendermaßen zusammen:

- In Kapitel 2 wird das Arbeitsprinzip einer TPC kurz erläutert und die Weiterentwicklung zur Gas-Mikrostreifenkammer gezeigt. Anschließend wird näher auf die Besonderheiten der FTPC eingegangen.
- Kapitel 3 erklärt das Zustandekommen der Signale bei der Padauslese und vergleicht die dabei gewonnenen Resultate mit Messungen.
- Im 4. Kapitel wird ein Überblick über die Theorie der Elektronenbewegung in Gasen gegeben, die in der weiteren Arbeit Verwendung findet.

- Kapitel 5 diskutiert die Frage des in der FTPC zu verwendenden Gases , indem Transportparameter von ausgesuchten Gasgemischen in homogenen elektrischen und magnetischen Feldern gemessen und mit Kalkulationsmodellen verglichen werden.
- Im 6. Kapitel werden Ergebnisse von Untersuchungen dieser Gase in einem Prototypen einer radialen Driftkammer unter den Bedingungen des STAR - Experiments vorgestellt und die Meßergebnisse mit Rechnungen verglichen.
- Das 7. Kapitel zeigt Ergebnisse für relative Gasverstärkung und Elektronenverlust in verschiedenen Gasgemischen sowie für die Kopplungsgröße des Signals auf die Rückseite von Mikrostreifenplatten, die mit minimal ionisierenden Elektronen aus einer  $^{90}\text{Sr}$  - Quelle erhalten wurden.

# Kapitel 2

## Funktionsweise hochauflösender Spurendriftkammern

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über den Einsatzort und die Arbeitsweise hochauflösender Spurendriftkammern. Dabei werden die Weiterentwicklung der Zeitprojektionskammer zur Gas-Mikrostreifenkammer und die dabei gewonnenen Verbesserungen gezeigt. Als nächster Schritt wird eine Anwendung einer Gas-Mikrostreifenkammer gegeben und dabei kurz auf die Besonderheiten und Vorzüge dieses Detektortyps eingegangen.

### 2.1 Die Zeitprojektionskammer (TPC)

Ein neuartiger Weg, um Teilchen nach der Kollision von Elektronen in einem Speicherring nachzuweisen, wurde von Nygren beschritten [Nyg81]. Er schlug eine Art des Driftkammerprinzips für zentrale Spurendetektoren vor. Das Neuartige daran ist, Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) mit einem Gasvolumen zu kombinieren. Eine solche Zeitprojektionskammer (TPC) zeigt Abbildung 2.1. Im Gasvolumen, dem ein elektrisches Feld überlagert ist, werden von durchfliegenden Teilchen Gasatome längs ihrer Flugbahn (Trajektorie) ionisiert. Die entstandenen Elektronen wandern entlang der Feldlinien in den Auslesebereich der Endkappe, einer Vieldrahtproportionalkammer. Durch Auslesen von Signaldrähten und Segmenten der Elektrodenfläche (Plättchen oder Pads) wird die Position des Teilchendurchgangs in radialer und azimuthaler Richtung bestimmt. Über die Driftzeit der primären Elektronen im elektrischen Feld kann bei bekannter Driftgeschwindigkeit die Ortskoordinate in Richtung dieses Feldes und daraus die Teilchenspur rekonstruiert werden. Befindet sich die TPC in einem magnetischen Feld, wird die Teilchenbahn eines geladenen Teilchens je nach Impuls gekrümmmt. Aus dem Radius dieser Krümmung kann auf den Impuls und zusammen mit der Pulshöhe am Signaldraht auf die Masse des Teilchens geschlossen werden. Bei einer konventionellen TPC sind elektrisches Feld und magnetisches Feld parallel (bzw. antiparallel). Durch diese Anordnung verschwinden die Lorentzkräfte auf die driften-

den Elektronen, da die Driftrichtung parallel zum E- und B-Feld ist. Während des Driftens verbreitert sich das „Bild“ der Trajektorie durch Diffusionsprozesse. In der MWPC wird diese verbreiterte Elektronenwolke aufgrund des hohen Feldes an den Signaldrähten beschleunigt und durch Lawineneffekt entstehen genügend Elektronen, um an den Signaldrähten ein meßbares Signal zu erzeugen. Die in Richtung Gasvolumen zurückdriftenden Ionen und die abfließenden Elektronen induzieren auf den Pads ein Ladungssignal, das ebenfalls ausgelesen wird. Durch Schwerpunktsbestimmung der Ladungsverteilung auf den Pads wird durch Rückprojektion auf die azimuthale Position der Trajektorie geschlossen. Das Auflösungsvermögen in radialer Richtung wird durch den gegenseitigen Abstand der Signaldrähte limitiert.

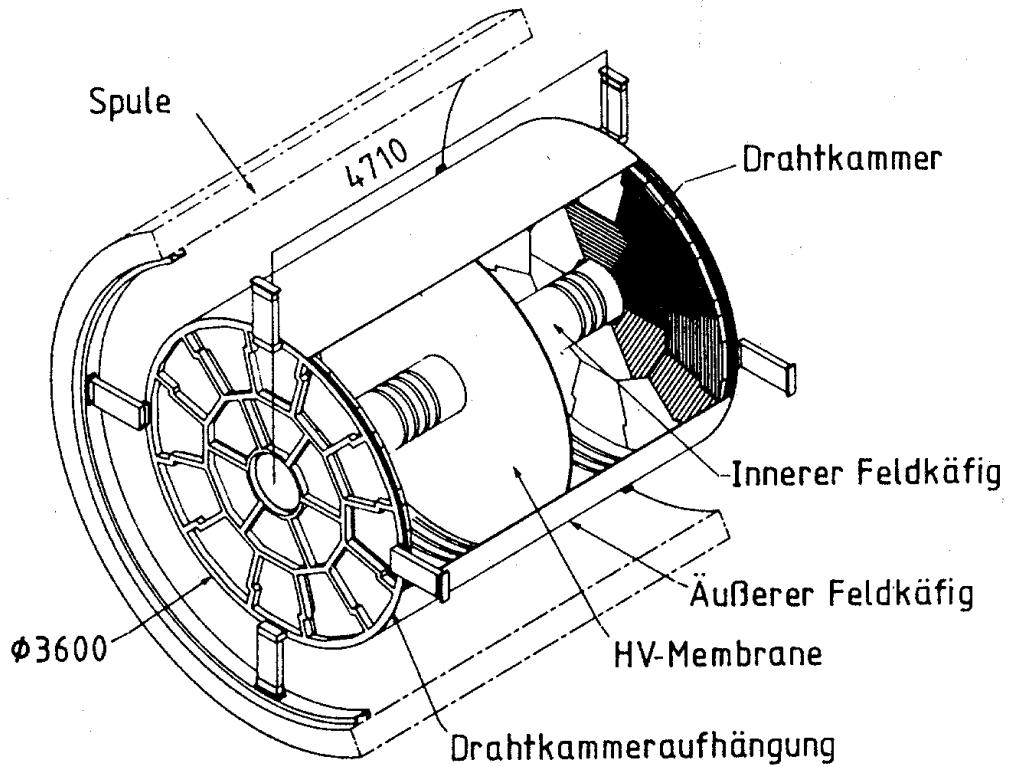


Abbildung 2.1: Zeit-Projektionskammer des ALEPH-Experiments (aus [Ale90])

Elektrostatische Kräfte zwischen den Drähten erlauben nur einen minimalen Abstand von einigen Millimetern. Dieser minimale Abstand kann jedoch noch weiter durch Einfügen von Felddrähten zwischen die Signaldrähte verkleinert werden. Eine sogenannte Gate-Ebene verhindert zum einen, daß nicht interessierende Ereignisse verstärkt werden, zum anderen das Zurückdriften von Ionen ins Gasvolumen, die dort Feldverzerrungen verursachen können. Dieses Schutzgitter wird nur kurzzeitig für driftende Teilchen geöffnet, wenn durch einen externen Auslöseimpuls (Trigger) die Bereitschaft der TPC verlangt wird. Zwischen Gate- und Signalebene beendet eine ge-

erdete Drahtebene, die Nullebene, das Driftvolumen. Dies ist nötig, da die Signalebene zu große Inhomogenitäten im Driftfeld verursacht. Abbildung 2.2 zeigt das Prinzip der Spurauslese durch segmentierte Elektroden in einer TPC.

Das induzierte Signal einer Punktladung, die sich in der Signalebene befindet, besitzt bereits eine meßbare Breite auf der Padebene. Sie wird durch die Geometrie des Auslesebereichs vorgegeben, die dazugehörige Verteilung heißt Pad-Response-Funktion. Induzierte Ladungsverteilungen auf den Pads sind somit eine Überlagerung der Pad-Response-Funktion mit der Wolkenbreite an den Drähten. Damit wird eine Schwerpunktsbestimmung der Elektronenwolke genauer und natürlich auch die Rekonstruktion der Trajektorie.

An das Gasgemisch werden die Anforderungen gestellt, daß es möglichst nicht brennbar, nicht toxisch, weder ätzend noch reaktiv und nicht elektronenanlagernd ist. Weiterhin soll die Driftgeschwindigkeit groß genug sein, um zu lange Driftzeiten zu vermeiden. Nach der Ionisation der Gasatome im Gasvolumen oder an den Signaldrähten bleibt ein Teil der Gasatome in einem angeregten Zustand und regen sich durch Emission von Photonen ab. Diese Photonen müssen durch Zusatz von Gasen („Quencher“) mit hohem Wirkungsquerschnitt für strahlungslose Übergänge eingefangen werden (‘quenching’). Ansonsten kann es zu einer selbständigen Gasentladung im Gasraum kommen, da die Photonen weitere Gasatome mittels Photoeffekt ionisieren. Als Quenchgas finden polyatomare Gase (Methan, Ethan, CO<sub>2</sub>) Verwendung. Für die große Driftgeschwindigkeit sorgen Edelgase (Argon, Neon). Gasgemische aus diesen beiden Gassorten werden häufig in TPC's eingesetzt.

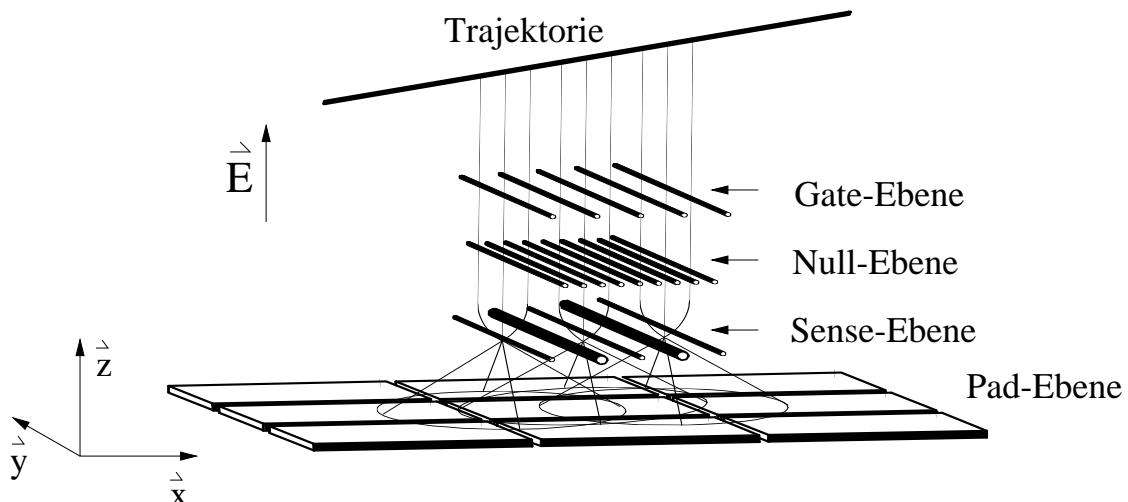


Abbildung 2.2: Prinzip der Spurauslese in einer TPC: Teilchen produzieren auf ihrer Flugstrecke durch Ionisation des Gases Elektronen. Diese driften über Gate- und Nullebene zu den Verstärkungsdrähten und werden dort wegen des Lawineneffekts verstärkt. Das Abfließen dieser Elektronen induziert auf den Pads ein nachweisbares Signal.

Die Vorteile der TPC liegen auf der Hand:

- Große Volumen können mit einer begrenzten Anzahl von elektronischen Kanälen ausgelesen werden
- Es gibt kaum Grenzen in der Größe des Driftraums. Die Driftgeschwindigkeit kann über das Gasgemisch und über das Driftfeld eingestellt werden [Sch93].
- Da zur Teilchendetektion Gas verwendet wird, ist der Detektor sehr massearm. Damit ist die Erzeugung von Sekundärteilchen sehr begrenzt und ein störender Untergrund wird vermieden. Störende Vielfachstreuung wird ebenfalls unterdrückt.
- Gasdetektoren besitzen eine sehr hohe interne Gasverstärkung, wodurch das Verhältnis Signal zu Rauschen optimal ist.

Im Gegenzug dazu existieren auch Einschränkungen, die hauptsächlich den Auslesebereich betreffen. Aus der Geometrie der Signalebene ist eine limitierte Positionsauflösung einer Trajektorie vorgegeben. Die Elektrostatik sowie die Mechanik lassen keine kleineren Abstände der einzelnen Drähte zu. Ein weiterer Punkt liegt in der maximalen Totzeit einer TPC. Sie wird durch die Ausleesezeit, bis die Signale gespeichert sind, dominiert. Während der maximalen Driftzeit der Elektronen ist die Kammer ebenfalls nicht zur Registrierung eines weiteren physikalisch relevanten Ereignisses bereit. Ein Nachteil liegt auch in der Art der Padkontaktierung. Die Padebene besteht aus einer segmentierten Metallplatte, die dem Gasraum zugewandt ist. Die Kontaktierung jedes Pads erfolgt über die Rückseite durch Löcher in der Platte. Um Gasdichtigkeit herzustellen, muß jedes einzelne dieser Löcher abgedichtet sein.

## 2.2 Die Gas-Mikrostreifenkammer (G-MSC)

Eine Verbesserung des Auflösungsvermögens einer TPC könnte erreicht werden, wenn im Auslesebereich der MWPC die Signaldrähte auf einem Substrat fixiert wären und so von mechanischen und elektrostatischen Kräften weitgehend unabhängig würden. Dies wurde von Oed [Oed88] zum ersten Mal 1988 vorgeschlagen und es wurden seither große Fortschritte erzielt.

Die Gas-Mikrostreifenkammer (G-MSC) ist eine herkömmliche TPC, in der die Signalebene durch eine Mikrostreifenplatte (MS-Platte) mit Anoden- und Kathodenstreifen ersetzt ist. Die Anoden entsprechen hierbei den Signaldrähten, die Kathoden dienen anderen Zwecken als die Felddrähte (siehe weiter unten). Diese metallischen Streifen werden in einem lithographischen Prozeß auf ein Substrat aufgebracht. Auf der Rückseite einer solchen MS-Platte können sich zugleich die Pads befinden. Ein möglicher Aufbau einer Mikrostreifenplatte ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

Wie man hieraus erkennen kann, ist es mit einer MS-Platte möglich, wesentlich kleinere Abstände zwischen den sensitiven Anodenstreifen zu erreichen, als es in einer reinen Drahtgeometrie (MWPC) zu erzielen ist. Damit kann die Ortsauflösung einer Trajektorie bei sonst gleichen Bedingungen wesentlich verbessert werden.

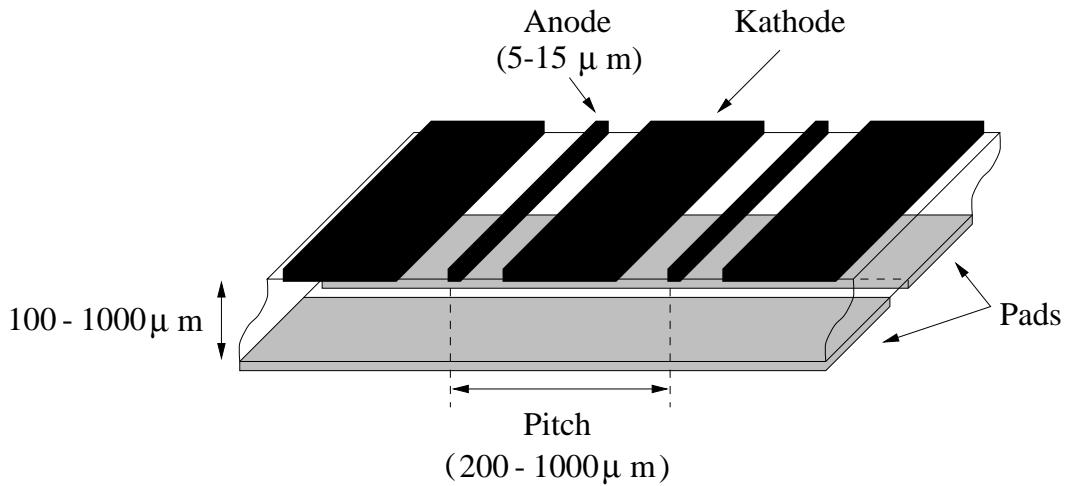


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer Mikrostreifenplatte: Anoden- und Kathodenstreifen sowie Pads sind auf einem Substrat (Glas) aufgebracht und bestehen meist aus Gold, Chrom oder Aluminium. Die Maßangaben sind der Literatur entnommen ([Oed95], [Gon96], [Ang89]).

Das Substrat besteht aus einem Material mit geringer Oberflächenleitfähigkeit (verschiedene Glasarten wie Pestov-Glas, Schott-Glas S8900) oder mit hohem Durchgangswiderstand (Desag-Glas D263 [Gon96]), das Stärken von  $100 \mu\text{m}$  -  $1000 \mu\text{m}$  erreichen kann. Für die Streifenstruktur der Anoden und Kathoden sowie für die Pads werden verschiedene Metalle mit einem geringen Widerstandswert verwendet. Bekannt sind diese Metalle in der Halbleitertechnologie [Ang96]: Aluminium ist leicht zu bearbeiten, ist aber sehr reaktionsfreudig, sehr weich und beschleunigt deshalb den Alterungsprozeß der MS-Platte unter dem Einfluß von Strahlung. Deshalb werden Edelmetalle wie Gold und Chrom bei der Herstellung von MS-Platten bevorzugt. Auf die diversen lithographischen Herstellungsmechanismen sei auf die Literatur verwiesen.

Die Anodenstreifen haben üblicherweise Abmessungen von  $5 \mu\text{m}$  -  $15 \mu\text{m}$ . Beliebig groß können die Kathoden gewählt werden. Von Oed [Oed95] wird ein Abstand zwischen zwei Anodenstreifen (Pitch) von  $1000 \mu\text{m}$  benutzt.

Einen Feldlinienverlauf auf einer idealen MS-Platte ohne Pads zeigt Abbildung 2.4. Da die Kathoden nicht die Felddrähte in einer MWPC ersetzen müssen (Stabilisierung der Anoden ist gegeben), sind sie in erster Linie Endpunkte der Feldlinien, die von den Anoden ausgehen. Würden die Kathoden fehlen, wäre die Substratoberfläche Ziel der Feldlinien. Ionen, die in der Lawinenmultiplikation an den Anodenstreifen entstehen, würden entlang den Feldlinien zur Substratoberfläche wandern und sie aufladen. Eine Abnahme der Gasverstärkung wäre der Fall, da das Potential der Anode relativ zur Substratoberfläche abnähme.

Die größte Gasverstärkung erreicht man, wenn man die freie Glasfläche zwischen Anoden und Kathoden minimalisiert. Mit dieser Geometrie können die höchsten Felder erzeugt werden, es wird aber andererseits nur ein kleines Signal auf die Pads induziert.

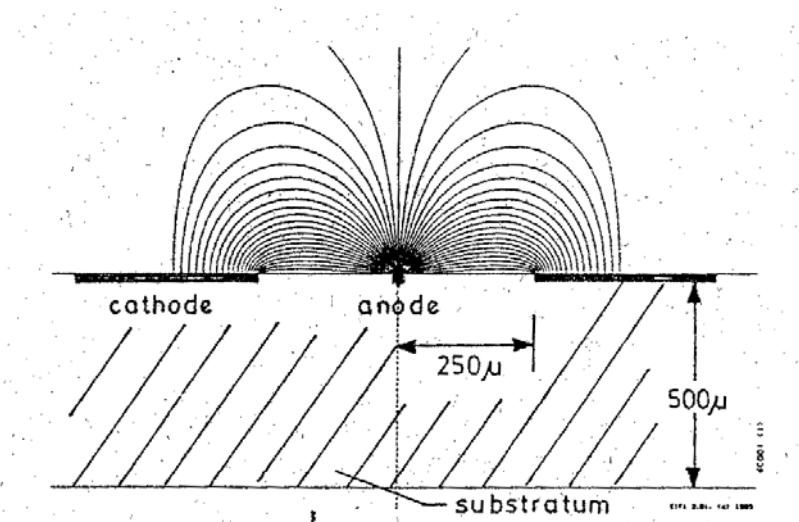


Abbildung 2.4: *Feldlinienverlauf auf einer MS-Platte ohne rückseitige Elektroden: die meisten Feldlinien gehen von der Anode zur Kathode und enden dort. Nur ein gewisser Bruchteil der Feldlinien geht in Richtung Driftraum (oben). Auf dieser MS-Platte ohne Pads auf der Rückseite würden (fast) alle Ionen auf der Kathode gesammelt werden.* (aus [Oed95])

Weitet man den Abstand auf, geht die Gasverstärkung zurück, aber die Kopplung auf die Padebene nimmt zu [Rd32]. Es ist also die Geometrie auszuwählen, mit der man für seine Anforderungen die besten Ergebnisse erzielen kann. Die Kathode dient aber, wie oben schon angedeutet, auch als Auffangbecken für die Ionen. Aufgrund der kleinen Entfernung ist die Sammelzeit der Ionen sehr kurz. In das Gasvolumen zurückdriftende Ionen können in einer G-MSC vernachlässigt werden. Wegen der kleineren Abmessungen sind auch die Feldverzerrungen in der Nähe der Anodenstreifen gering, und es ist zu überlegen, ob eine Nullebene noch nötig ist, die das Driftfeld homogen abschließt, oder ob die geringen Feldverzerrungen durch die MS-Platte tolerierbar sind. Durch die kleinen Dimensionen und die dennoch verhältnismäßig hohen Spannungen (bis 900 V) an der Anode besteht jedoch die Gefahr des Funkenschlags, wodurch die Mikrostrukturen zerstört werden. Eine Reduzierung dieser Gefahr kann durch ein gutes Quenchergas vorgenommen werden.

Trotz Kathoden enden aber Feldlinien auf dem Substrat, vor allem bei rückseitigen Elektroden (siehe Abbildung 2.5). Es kommt also auch mit Kathodenstreifen zu einer Aufladung des Substrats auf der isolierenden Oberfläche zwischen den Metallstreifen durch Ionen, falls das Substrat einen hohen Oberflächenwiderstand besitzt. Außerdem treten Polarisationseffekte des Dielektrikums (Glas) auf, was zu einem zeitabhängigen Einbruch der Gasverstärkung führt. Dadurch wird der Alterungsprozeß der MS-Platte vor allem unter Strahlenbelastung beschleunigt [Bou96a]. Ist jedoch der Oberflächenwiderstand zu gering, fällt die Spannung zwischen Anode und Kathode linear ab. Die

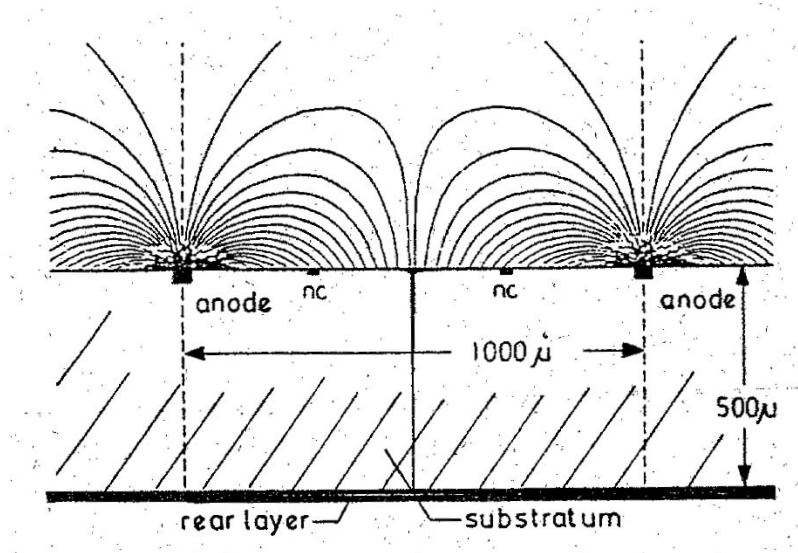


Abbildung 2.5: *Feldlinienverlauf einer beidseitig beschichteten MS-Platte: Feldlinien gehen von der Anode nicht nur zur offenen Kathode (nc), sondern enden auch auf dem Substrat. Dadurch entstehen Polarisations- und Aufladungseffekte auf der MS-Platte, die eine Abnahme der Gasverstärkung bewirken und die Lebensdauer der MS-Platte verkürzen. (aus [Oed95])*

Gasverstärkung geht gegen Null. Optimale Oberflächenwiderstände für das Trägersubstrat liegen im Bereich von  $10^{13} - 10^{16} \Omega/\square$ <sup>1</sup>, für die Durchgangswiderstände werden Werte von  $10^9 - 10^{12} \Omega\text{cm}$  angegeben [Bou95]. Will man Gläser als Trägermaterial für die Mikrostreifen verwenden, die nicht diese Oberflächenwiderstandswerte aufweisen, aber günstig und in größerem Umfang industriell angefertigt werden (z.B. D263), besteht die Möglichkeit, eine dünne Schicht eines Halbleitermaterials auf das Substrat aufzubringen ('coating'). Dabei handelt es sich meist um diamantähnliche Strukturen mit einem hohen Widerstandswert, die auf Kohlenstoff basieren. Dieser Film, entweder unter oder über die Streifenstruktur aufgebracht ('undercoating' bzw. 'overcoating'), weist einen Oberflächenwiderstand von  $\sim 10^{14} \Omega/\square$  auf und wirkt so einem verfrühten Altern der Platte entgegen. Genauere Untersuchungen sind zur Zeit noch im Gange. Dieser Weg verspricht eine Lösung zu geben gerade im Hinblick auf das Problem der verkürzten Lebensdauer von MS-Platten, wenn sie hohen Strahlendosen ausgesetzt sind.

<sup>1</sup>Der gemessene Widerstandswert  $R$  zwischen Anode und Kathode wird auf eine quadratische Lückengeometrie umgerechnet:  $\tilde{R} = \frac{l}{b} R$  mit der Länge  $l$  und der Breite  $b$  der Lücke. Zur Verdeutlichung erhält  $\tilde{R}$  die Einheit  $\Omega/\square$ . Damit ist eine Vergleichsmöglichkeit zu anderen Streifengeometrien geschaffen.

## 2.3 Die Vorwärts-TPC des STAR-Detektors

Ein wichtiger Einsatzort der Gas-Mikrostreifenkammer bietet sich in naher Zukunft bei Kollisionsexperimenten an Beschleunigern und Speicherringen als Teil eines umfangreichen Detektorsystems an. Aufgrund ihrer hohen Ortsauflösung ist sie besonders geeignet, große Spurdichten zu detektieren, wie sie bei Schwerionenexperimenten nahe am Strahlrohr entstehen. Gerade zu diesem Zweck wurde die Vorwärts-TPC (FTPC) entworfen (siehe Abbildung 2.6b). Sie soll Teil des Schwerionenexperiments STAR

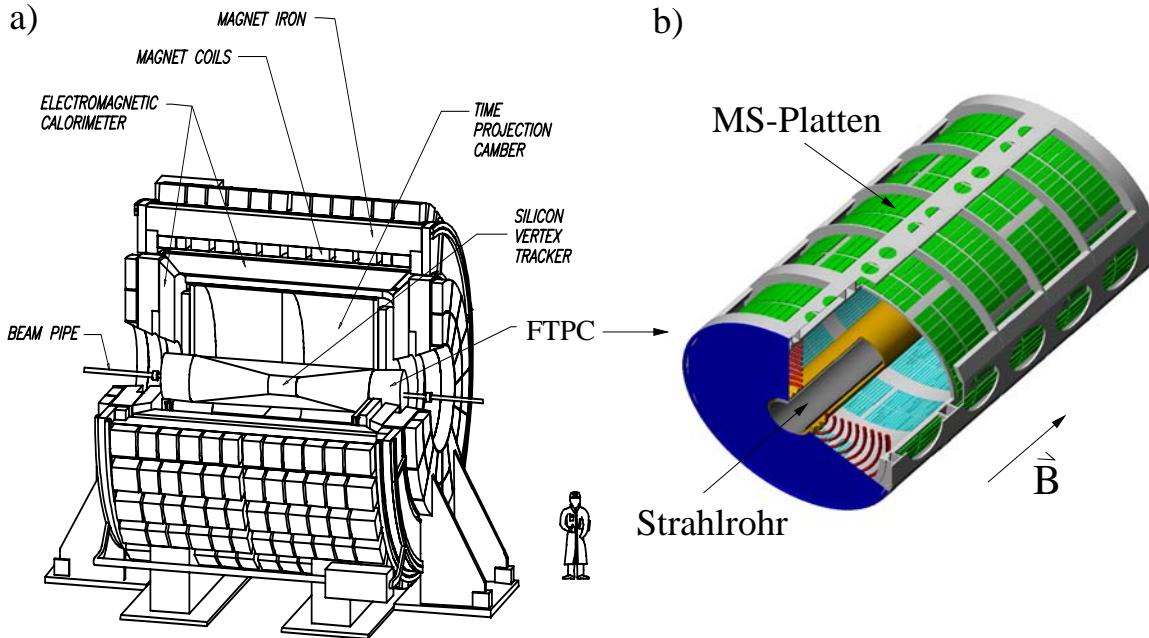


Abbildung 2.6: a) Der STAR-Detektor b) Computerbild der FTPC: von der Mitte (Strahlrohr) fällt das Driftfeld zum Zylindermantel wie  $1/r$  ab. Dort werden Pads auf MS-Platten ausgelesen. Das  $B$ -Feld ist entlang der Zylinderachse orientiert ( $E \times B$ -Feld).

am Speicherring RHIC bei Brookhaven werden, bei dem ab dem Jahr 2000 schwere Kerne wie Gold von Energien bis zu 100 GeV pro Nukleon aufeinander geschossen werden [Con92]. Um einen Kollisionspunkt dieses Speicherrings herum wird der STAR-Detektor aufgebaut. Innerhalb dieses Detektors soll die FTPC das Strahlrohr zylinderförmig auf einer Länge von 1 m bei einem Außenradius von 31 cm umschließen. Es ist vorgesehen, zwei dieser Kammern jeweils 1.60 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt innerhalb des Magnetfelds zu installieren. Die FTPC wird die Aufgabe haben, Teilchen, die unter einem sehr flachen Winkel relativ zum Strahlrohr aus der Kollisionszone austreten, zu detektieren und aufzulösen. Teilchen unter diesen flachen Austrittswinkeln würden fast senkrecht auf die Endkappen einer konventionellen

TPC (Abbildung 2.1) zufliegen und wären deshalb nur mit einer sehr fein gepixelten Ausleseebene nachzuweisen. Dafür würde man viele Auslesekanäle benötigen, was viel Elektronik und damit hohe Kosten bedeutet, außerdem ist dafür eine konventionelle TPC die falsche Wahl. Aus diesem Grund entschied man sich, den Auslesebereich auf dem Zylindermantel des Detektors anzubringen und ihn dort auszulesen. In dieser Anordnung fliegen Teilchen fast parallel zum Auslesebereich, was aufgrund der Wirkungsweise einer TPC der günstigste Fall ist. Es müssen die von den Teilchen produzierten Elektronen vom Entstehungsort in Richtung größerem Radius driften. Das elektrische Feld muß dafür vom äußeren Radius zum Innenradius der Kammer nahe des Strahlrohres gerichtet sein. Es entsteht ein radiales elektrisches Feld mit einem  $1/r$ -Verlauf. Schon frühere Driftkammern (z. B. Asterix am LEAR, SPC/RPC im CERN und FNAL, SPC/XDC bei Obelix am LEAR) arbeiteten mit einem solchen Feldverlauf, da erkannt wurde, daß diese Feldform den großen Vorteil der deutlich verbesserten Zweispurtrennung bietet (siehe Abbildung 2.7 und Kapitel 4.2). Dieser Effekt wird durch eine lange Driftstrecke noch verstärkt. Dadurch kann die Auflösung der hohen Spurdichten am Strahlrohr erheblich gesteigert werden.

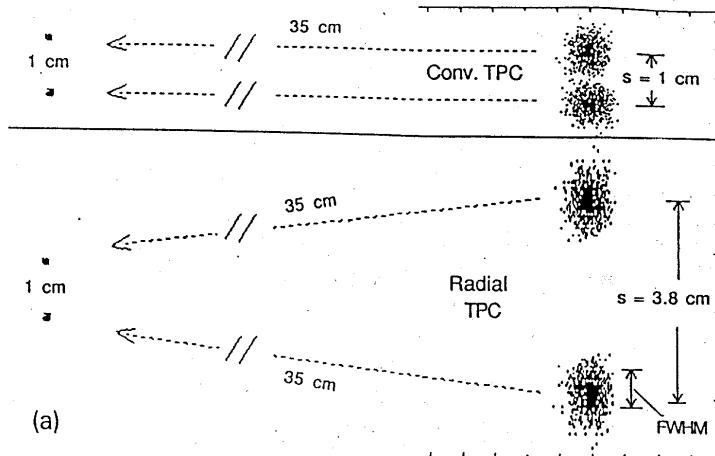


Abbildung 2.7: Zweispurtrennung in einer radialen TPC: nach einer Driftstrecke von 35 cm ist der Abstand zweier Elektronenwolken, die anfangs 1 cm entfernt waren, in einer radialen TPC deutlich größer als in einer konventionellen TPC, wobei die Größe der Wolke nur unwesentlich mehr angewachsen ist. Eine Zweispurtrennung ist dadurch besser möglich (aus [Rom93]).

Eine weitere Besonderheit dieses Detektors liegt in der alleinigen Auslese der Pads. Für Teilchen, die fast parallel zur Strahlachse fliegen, ist es möglich, nur aus der Padauslese die genaue Position der Trajektorie zu bestimmen. Voraussetzung dafür ist allerdings, daß die Padlängssachsen parallel zum Strahlrohr orientiert sind. In diesem Fall müssen die Signaldrähte/Anodenstreifen, die senkrecht zu den Pads stehen, ent-

lang des Zylindermantels herumgebogen werden. Dies ist nur mit Anodenstreifen auf einer MS-Platte möglich, da Glas relativ leicht gekrümmmt werden kann. Somit zwingt die Geometrie und der Einsatzort der Kammer zur Verwendung von MS-Platten, womit zusätzlich zum radialem Feld die Ortsauflösung durch kleine Pads optimiert wird. Um jedoch nicht zu viele Kanäle für die Padauslese zu erhalten, muß ein Kompromiß zwischen Kanalzahl und Auflösungsvermögen der FTPC getroffen werden. Eine starke Reduzierung der Kanalzahl ist aber schon dadurch erreicht, daß keine Anodenauslese stattfindet.

Eine letzte Komplikation erhält die FTPC durch ihren Einsatzort innerhalb des Magneten. Zum einen wurde Wert darauf gelegt, die FTPC im Magnetfeld zu betreiben<sup>2</sup>, um auch mit ihr Aussagen über den Impuls der registrierten Teilchen treffen zu können. Die Folgelast daraus ist gewichtig, aber nicht unüberwindlich, wie in dieser Arbeit gezeigt wird. Damit für die STAR-TPC, die im konventionellen Sinne die Endkappen ausliest, das E-Feld und das B-Feld parallel sind, verlaufen die Magnetfeldlinien auch parallel zum Strahlrohr. Bei der FTPC ist das nun anders. Hier steht wegen des radialen Driftens das magnetische Feld senkrecht auf dem E-Feld. Driftende Elektronen werden auf ihrem Weg zur Mantelfläche durch die auf sie wirkende Lorentzkraft abgelenkt und erreichen die Ausleseebene nicht auf geradem Weg. Je nach Gasgemisch werden sie stärker oder weniger stark auf eine Spiralbahn gezwungen (vgl. Abbildung 4.1). Kann man den Ablenkinkel (siehe Kapitel 4.2) gering halten, so ist eine Rekonstruktion der Spur relativ einfach möglich, und eine Kammer ist auch unter diesen Randbedingungen betreibbar.

---

<sup>2</sup>In den Anfangszeiten der Entwicklungsphase des STAR-Experiments ist die FTPC (damals XTPC) noch außerhalb des Magneten anzufinden.

# Kapitel 3

## Die Pad-Response-Funktion

Verwendet man zur Bestimmung der Position eines Teilchendurchgangs durch den Driftraum einer TPC nicht nur Drähte, sondern auch Elektroden (Pads), stellt sich die Frage, wie Signale auf den Pads entstehen und welchen Einfluß die Geometrie auf die Signale hat, die auf den Pads beobachtbar sind. Zur Beantwortung dieser Fragen ist ein vereinfachtes Modell von Blum und Rolandi [Blu93] aufgestellt worden, das die Situation qualitativ recht gut widerspiegelt (vgl. Abbildung 3.2). Eine Drahtebene, die mit einer Hochspannungsquelle verbunden ist, liegt zwischen zwei geerdeten Leiterplatten. Davon soll die eine die Nullebene simulieren, die andere ist in einzelne Streifen, die Pads, unterteilt.

Für die Berechnung der Ladungsverteilung auf den Pads sei eine positive Linienladung mit der Ladungsdichte  $\lambda$  in  $x$ -Richtung angenommen, die z. B. durch einen Teilchendurchgang mit vernachlässigbarer Breite hervorgerufen werden kann. Diese Ladungsdichte befindet sich zwischen zwei sich unendlich in der  $x - y$ -Richtung erstreckender Elektroden,  $D$  sei der gegenseitige Abstand der beiden Platten. Die Padlängssachsen seien parallel zur Linienladung orientiert (Winkeleffekte werden in Gleichung 3.8 behandelt.). Der Einfluß der Drahtebene bleibe unberücksichtigt. Mit Hilfe der „Spiegelladungsmethode“ (vgl. z. B. [Jac83]) kann die Oberflächenladungsdichte  $\sigma(y)$  auf den Elektroden berechnet werden [Bet96]. Bei dieser Methode ist das Bild der positiven Linienladung abwechselnd negativ und positiv und befindet sich im Abstand  $z_k = \pm(2k + 1)cD$ , ( $k = 1, 2..$ ).  $cD$  wird durch die Distanz zwischen Drahtebene und Padplatte gegeben. In Gleichung 3.1 ist  $y$  der Abstand der Mitte eines Pads mit der Breite  $W$  zu der Position der Linienladung, wenn sie auf die Padplatte projiziert wird.

$$\sigma(y) = -\frac{\lambda}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{(2 \cdot [\frac{k+1}{2}] + (-1)^k \cdot c)D}{y^2 + (2 \cdot [\frac{k+1}{2}] + (-1)^k \cdot c)^2 D^2} \quad (3.1)$$

$[\frac{k+1}{2}]$  ist die größte ganze Zahl von  $\frac{k+1}{2}$ . Diese Gleichung kann im allgemeinen Fall nicht analytisch gelöst werden, sondern nur numerisch. Eine geschlossene Form von Gleichung 3.1 ist im symmetrischen Fall erreichbar, das heißt, wenn die Drahtebene

in der Mitte der beiden Elektroden positioniert ist, also für  $c = 0.5$ . Dann vereinfacht sich Gleichung 3.1 zu

$$\begin{aligned}\sigma_s(y) &= -\frac{\lambda}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\frac{(2k+1)}{2} D}{y^2 + (\frac{2k+1}{2} D)^2} \\ &= -\frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{1}{\cosh(\frac{\pi y}{D})}\end{aligned}\quad (3.2)$$

Zur Überprüfung der Richtigkeit dieses Ergebnisses kann man diese Ladungsdichte über die gesamte Elektrode integrieren. Als Ergebnis erhält man auf einer Platte die Hälfte der Ladung des Drahtes mit entgegengesetztem Vorzeichen. Es handelt sich also um eine induzierte Ladung auf den Pads, die mit einer geeigneten Elektronik ausgelesen werden kann.

Die Pad-Response-Funktion (PRF) wird dadurch definiert, daß die Ladungsdichte  $\sigma(y)$  über die Fläche eines einzelnen Pads integriert wird.

$$P(y) = \int_{y-W/2}^{y+W/2} \sigma(y') dy' \quad (3.3)$$

Die Notwendigkeit der Pad-Response-Funktion sieht man sofort, wenn man sich klar macht, daß nicht die Ladungsdichte  $\sigma(y)$  für jeden Punkt  $y$  direkt ausgelesen werden kann, sondern nur die Ladung, die auf einem Pad induziert wird. Man mißt somit eine andere Verteilung als die ursprüngliche Ladungsverteilung. Diese neue Verteilung nennt man Pad-Response-Funktion.

Auch nur in der symmetrischen Anordnung ( $c = 0.5$ ) ist Gleichung 3.3 mit Gleichung 3.2 analytisch lösbar. Das Ergebnis ist

$$P_s(y) = \frac{\lambda}{\pi} \arctan\left(\frac{\sinh(\frac{W}{D} \cdot \frac{\pi}{2})}{\cosh(\frac{\pi}{D} y)}\right) \quad (3.4)$$

Für die halbe Breite auf halber Höhe der Verteilung (HWHM) ergibt sich damit:

$$y_{1/2} = \frac{D}{\pi} \operatorname{arcosh}(2 \cdot \cosh^2(\frac{\pi}{4} \frac{W}{D})) \quad (3.5)$$

Von Fancher und Schaffer [FAN79] wurde experimentell gefunden, daß die PRF für  $W \leq D$  relativ gut durch eine Gaußverteilung angenähert werden kann.  $P(y)$  kann dann geschrieben werden als:

$$P(y) \approx e^{-y^2/2s_0^2} \quad (3.6)$$

Dabei ist die Umrechnung zwischen der Standardabweichung  $s_0$  einer Gaußverteilung und dem HWHM  $y_{1/2}$ :

$$y_{1/2} = \sqrt{2 \ln 2} s_0 = 1.18 s_0 \quad (3.7)$$

Einen Vergleich einer Gaußkurve und einer PRF zeigt Abbildung 3.1. Die PRF fällt

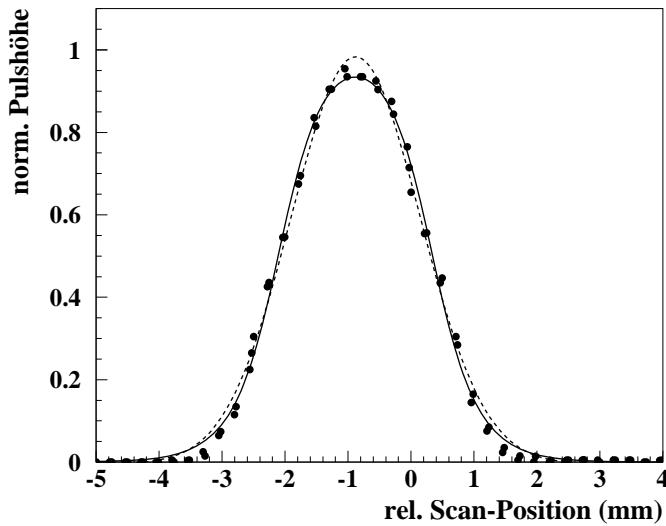


Abbildung 3.1: Beispiel einer gemessenen Pad-Response-Funktion: gezeigt sind normierte Pulshöhen mehrerer Pads als Funktion der Drahtposition, angefittet mit der Funktion aus Gleichung 3.4 (durchgezogene Kurve) und mit einer Gaußfunktion (gestrichelte Kurve).

langsamer gegen Null ab als eine Gaußkurve mit annähernd derselben Halbwertsbreite. Dadurch wird ein induziertes Ladungssignal auf mehr Pads aufgeteilt. Es stehen mehr Pads für einen Fit an die Ladungsverteilung zur Verfügung und das Maximum des Signals lässt sich besser lokalisieren. Für den Fall, daß die Spur eines Teilchens einen kleinen Winkel  $\alpha$  mit der Padlängsachse einnimmt, kann man die resultierende Breite der Ladungsverteilung auf den Pads folgendermaßen beschreiben:

$$s^2 = s_0^2 + \alpha^2 l^2 / 12 \quad (3.8)$$

Hier kommt die Länge  $l$  der Pads ins Spiel, da bei dieser Betrachtung Gleichung 3.3 in ein zweidimensionales Integral überführt werden muß. Gleichung 3.8 stellt eine Näherung der Lösung dieses Integrals für kleine Winkel dar.

Für eine systematische Messung der PRF benutzten wir drei verschiedene Padgrößen. Der größte Pitch war 2.5 mm bei einer Padbreite von 2 mm. Diese Pads waren aus einer Kupferplatte herausgefräst, gegenseitig elektrisch isoliert und auf der Rückseite mit Kabel kontaktiert. Als weiteres stand eine MS-Platte zur Verfügung, auf der Pads der Breite 1.25 mm und 2.0 mm bei einer Lücke zwischen zwei Pads von 0.25 mm aufgebracht waren. Um die PRF dieser MS-Platte zu untersuchen, wurde direkt eine beidseitig beschichtete MS-Platte zum Padauslesen präpariert. Als Ausleseelektronik wurde die in Kapitel 5.1 beschriebene verwendet. Bei den Messungen wurde die Linieneinladung durch einen gepulsten Draht simuliert, der in einem Rähmchen aus Plexiglas

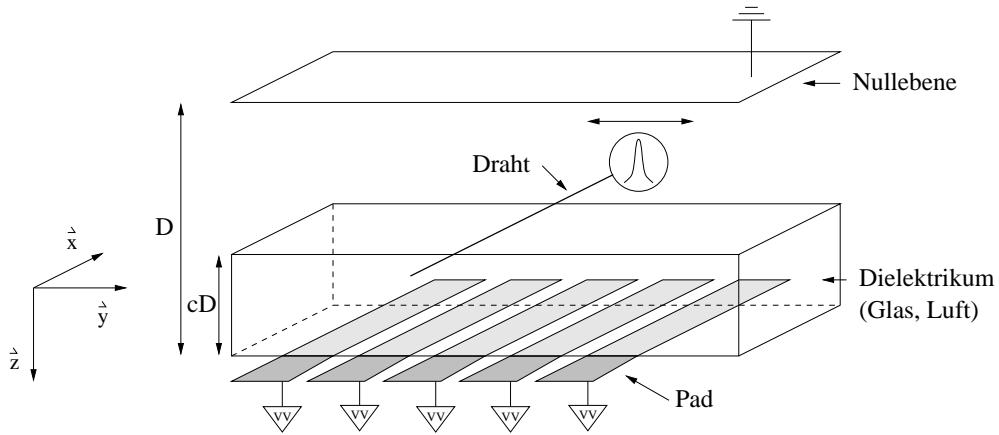


Abbildung 3.2: Schematische Zeichnung zur Messung der PRF: ein gepulster Draht zwischen der Padplatte und einer Nullebene wird schrittweise in y-Richtung verschoben. Über die induzierten Signale auf den Pads ist die PRF bestimmbar.

eingespannt war. Der Draht war bündig mit der Unterkante des Rähmchens ausni-velliert, so daß der Abstand zwischen Draht und Padebene auf einige Mikrometer genau eingestellt werden konnte. Außerdem konnte eine Metallplatte in das Rähmchen eingehängt werden, die die zweite Elektrode repräsentierte. Deren Lage relativ zum Draht konnte ebenfalls mikrometergenau variiert werden. Zur Messung der PRF wurde der Draht parallel zu der Padlängssachse auf die Padplatte gesetzt und mit einer Mikrometerschraube senkrecht dazu verschoben. Abbildung 3.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau dieser Messung. Nach konstanten Scanschritten  $y$  (2.5 mm Padpitch:  $y = 245 \mu\text{m}$ , sonst  $y = 122 \mu\text{m}$ ) wurden die Pads ausgelesen. Die Rohdaten wurden auf die unterschiedlichen Verstärkungen je Kanal der verwendeten Vorverstärker (VV) korrigiert, und der Pedestal abgezogen. Weiterhin ist auf die Schwankungen der Pulshöhen des verwendeten Pulsgenerators korrigiert, indem das gesamte Ladungssignal auf Eins normiert wurde. Die normierten Signalhöhen jedes Pads wurden anschließend jeweils als Funktion der Drahtposition aufgetragen. Dieses Verfahren wird in der weiteren Arbeit als 'Scannen' bezeichnet und in Kapitel 5.2 näher erläutert. Ein Beispiel zeigt Abbildung 3.1. Um eine bessere Statistik beim anschließenden Fitten zu erhalten, wurden die Verteilungen verschiedener Pads übereinandergefaltet. Als Fitfunktion diente Gleichung 3.4. Mit den so erhaltenen Fitparametern wurden die Halbwertsbreiten der Verteilungen nach Gleichung 3.5 bestimmt. Von Interesse bei den Untersuchungen waren folgende Parameter:

- Abstand der Padebene zur Drahtposition
- Symmetrische und asymmetrische Anordnungen (siehe Gleichung 3.1)
- Einfluß von Metallstreifen senkrecht zum gepulsten Draht (Geometrie der Mi-krostreifenplatten)

- Einfluß eines Dielektrikums (Glas, Luft) zwischen Draht und Padplatte

Die Resultate sind in Abbildung 3.3 und 3.4 dokumentiert. Darin sind die Halbwertsbreiten der gemessenen Verteilungen auf den Pads aufgetragen und mit errechneten Breiten nach Gleichung 3.3 verglichen. Für die durchgezogenen Kurven wurde zwischen den Pads eine isolierende Lücke angenommen und damit nur über die wahre

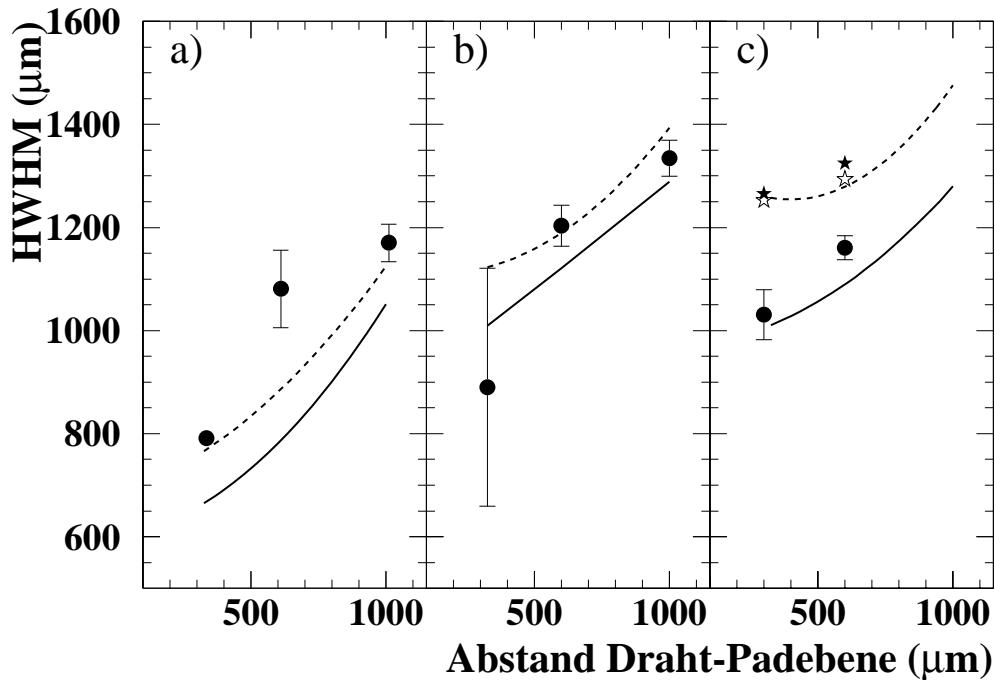


Abbildung 3.3: *Pad-Response-Breiten für verschiedene Padgrößen im symmetrischen Fall: durchgezogene Kurven: Formel 3.3 mit  $W = \text{Padbreite}$ ;  
gestrichelte Kurven: Formel 3.3 mit  $W = \text{Padpitch}$ ;  
●: mit Glas und Streifenstruktur (Anoden, Kathoden) senkrecht zum Draht;  
volle Sterne: mit Glas, ohne Streifenstruktur;  
hohle Sterne: ohne Glas, ohne Streifenstruktur;  
a) 1.25 mm Pad, 0.25 mm Lücke (MS-Platte)  
b) 2.0 mm Pad, 0.25 mm Lücke (MS-Platte)  
c) 2.0 mm Pad, 0.5 mm Lücke (Kupferplatte)*

Padbreite  $W$  in Gleichung 3.3 integriert. Bei den gestrichelten Kurven nimmt man an, daß die Padbreite der Pitch der Pads ist, also wahre Padbreite plus Lücke, und man integriert über den Pitch. Der Grund dieser Vorgehensweise liegt darin: vor allem bei den Mikrostreifenplatten (siehe auch Kapitel 2.2) enden Feldlinien, die auf der Anode starten und in Richtung Padelektrode gehen, nicht alle auf den Pads. Einige können

auch auf dem Glas zwischen zwei Pads enden. Da die Ladung entlang der Feldlinien und damit auch auf der Glaslücke zwischen zwei Pads induziert wird, in Gleichung 3.3 aber keine Lücke vorgesehen ist, wird durch Vergrößerung der Padfläche dem Rechnung getragen.

Wie man sieht, sind alle Punkte im Bereich der erwarteten Breite angesiedelt (abgesehen von einigen Punkten, die wegen meßtechnischer Schwierigkeiten Abweichungen vom Erwartungswert zeigen). Die gemessenen Punkte für die MS-Platte tendieren mehr in Richtung der größeren Padfläche, wohingegen die Pad-Response-Breiten der segmentierten Kupferplatte sehr gut auf den Kurven für die wahre Padgröße liegen.

Der Einfluß der Lücke zwischen zwei Pads ist aus dem Vergleich von b mit c zu erkennen. In erster Ordnung ist kein signifikanter Unterschied in den Breiten erkennbar.

Deutlich zu sehen ist der Einfluß von Metallstreifen, die senkrecht zum Draht orientiert sind (jeweils Abbildung c). Diese verschmälern erheblich die Breite des Signals, da jetzt Feldlinien auch zu diesen benachbarten Flächen abzweigen und dort Ladung induzieren. Daten, aufgenommen ohne Metallstreifen (Sterne), sind deutlich am oberen Ende der erwarteten Breite angesiedelt.

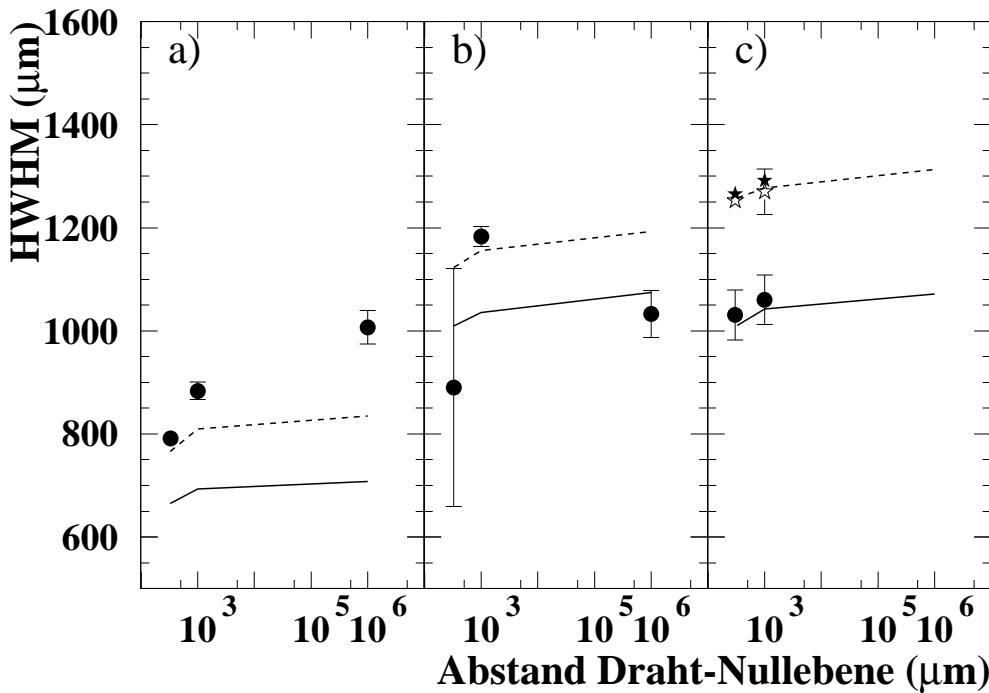


Abbildung 3.4: *Pad-Response-Breiten für verschiedene Padgrößen im unsymmetrischen Fall: Bezeichnungen wie in Abbildung 3.3; Abstand Draht zur PadEbene = 300 μm*

Ein weiteres Interesse bestand darin zu sehen, ob die Art des Dielektrikums die

PRF beeinflußt, oder ob man in späteren Spurrekonstruktionsprogrammen für die FTPC das Dielektrikum zwischen Anodenstreifen und Padebene vernachlässigen darf. Nach den Gesetzen der Elektrodynamik hat das Dielektrikum keinen Einfluß auf die Form des elektrischen Feldes, nur auf seine Stärke [Dra96]. Demnach dürfte man auch keinen Effekt an der Breite der PRF sehen, was im Rahmen der Meßgenauigkeit die Daten auch bestätigen (Sterne in Abbildung 3.3 und 3.4).

In Abbildung 3.4a sowie 3.4b entsprechen die Punkte mit der Unsymmetrie Pad-Draht/Draht-Nullebene  $300\text{ }\mu\text{m}/1000\text{ }\mu\text{m}$  der Situation, wie sie in Kapitel 5 vorliegen wird. Diese Werte wurden auch dort übernommen.

Das Modell von Blum und Rolandi beschreibt die gemessenen Verteilungen sehr gut. Kleine Abweichungen können entweder auf Meßfehler zurückgeführt werden, aber das Modell gibt die Wirklichkeit auch nur sehr vereinfacht wieder. So wird darin angenommen, daß die Elektroden unendliche Dimensionen haben, was nur bedingt zutrifft, obwohl diese Vereinfachung normalerweise der einfacheren Handhabung wegen zu vertreten ist. Die Ladungsverteilung auf den Elektroden wird in den meisten Fällen eine geringe räumliche Ausdehnung im Vergleich zur gesamten Elektrode einnehmen. Demnach macht es keinen Unterschied mehr, wie groß die Elektrode letztendlich wirklich ist. Ein zweiter Punkt besteht darin, daß die unsegmentierte Elektrode eine Metallplatte ist. In der Realität sitzt an ihrer Stelle eine Drahtebene, die Nullebene. Je feiner diese Drahtebene ist, desto weniger Feldverzerrungen treten auf, und umso besser wird die Vereinfachung durch die Platte. Ein weiterer Punkt liegt in der Vernachlässigung der benachbarten Anodenstreifen, sowie aller anderen Drähte und Streifen zwischen den beiden Elektroden. Als letzter Punkt sei aufgeführt, daß die Lücken zwischen den Pads ebenfalls unberücksichtigt bleiben, und somit angenommen wird, daß alle Feldlinien auf Metallstreifen zulaufen und dort enden. Dies muß nicht der Wirklichkeit entsprechen, wie Simulationen an Mikrostreifenstrukturen zeigen (siehe z. B. [Kon94]). Es ist diskutiert worden, ob für Dielektrika die Gleichungen modifiziert werden müssen, um der Verzerrung im Feldlinienbild Rechnung zu tragen. Meiner Meinung nach ist dies nicht nötig, da aufgrund der gemessenen Daten kein signifikanter Einfluß nachgewiesen werden konnte.

Zur Fehlerabschätzung: Da bei jedem Scan über die Padplatte mehr als nur ein einzelnes Pad die volle Ladungsverteilung abtastete, wurde nicht nur die Überlagerung mehrerer Verteilungen verschiedener Pads angefittet, sondern auch jede einzelne Verteilung. Die aus diesen unterschiedlichen Fits gewonnenen Halbwertsbreiten wurden zur Fehlerbestimmung herangezogen. Als Fehler wurde die Standardabweichung der Halbwertsbreiten angegeben.

# Kapitel 4

## Theoretische Grundlagen für Elektronendrift

Um zu verstehen, wie sich Elektronen und Ionen in gasförmigen Medien verhalten, ist es nötig, Theorien und Modelle für die Drift aufzustellen. Mit diesen Modellen werden experimentell gefundene Daten verglichen und versucht, aus Abweichungen von den Meßwerten verbesserte Theorien zu entwickeln. Im folgenden Kapitel sollen nun zuerst Transportparameter von Gasen in homogenen elektrischen und magnetischen Feldern, die für diese Arbeit relevant sind, vorgestellt und erklärt werden. Im zweiten Schritt werden diese Parameter in einer inhomogenen Feldform, dem radialen elektrischen Feld, angewandt und Umrechnungsformeln angegeben. Im dritten Abschnitt werden Kalkulationsmodelle vorgestellt, die unter anderem mit Hilfe der vorher gewonnenen Gleichungen Voraussagen über Eigenschaften spezieller Gase erlauben.

### 4.1 Transportparameter von Gasen in homogenen elektrischen und magnetischen Feldern

Detaillierte Aussagen über die Bewegung von Elektronen in Gasen unter dem Einfluß von elektrischen und magnetischen Feldern lassen sich mit statistischen Methoden oder mit Transporttheorien gewinnen. Je nach Fragestellung hat jedes Modell seine Vorzüge. Im folgenden wird die Langevin-Gleichung unter zwei verschiedenen Blickwinkeln betrachtet, um diverse Aspekte der Elektronendrift auszuarbeiten (nach [Blu93]). Aus der Maxwell-Boltzmannschen-Stoßgleichung sollen hierauf spezielle Phänomene erläutert werden, die im Zusammenhang mit der Diffusion im Gas auftreten (nach [Hux74]).

#### 4.1.1 Makroskopisches Bild

Ein möglicher Ansatz, um die Bewegung von geladenen Teilchen in Gasen bei Anwesenheit von elektrischen und magnetischen Feldern zu beschreiben, bietet sich in der

Aufstellung der Bewegungsgleichung für Teilchen.

$$m \frac{d\vec{u}(t)}{dt} = q\vec{E} - q(\vec{u}(t) \times \vec{B}) - K\vec{u}(t) \quad (4.1)$$

$m$ ,  $q$  und  $\vec{u}$  sind die Masse, die Ladung und die zeitlich variierende Geschwindigkeit des Teilchens.  $\vec{E}$  ist das elektrische Feld,  $\vec{B}$  das magnetische Feld,  $K\vec{u}(t)$  stellt einen Dämpfungsterm aufgrund von Stößen mit Gasmolekülen dar. Dieses inhomogene System linearer Differentialgleichungen heißt *Langevin-Gleichung* und beschreibt die Elektronenbewegung gut im Limes großer Zeiten. Führt man eine charakteristische Zeit  $\tau = \frac{m}{K}$  ein, die Zyklotronfrequenz des Teilchen  $\omega = \frac{q}{m}\vec{B}$  sowie die Variable  $\vec{\epsilon} = \frac{q}{m}\vec{E}$ , erhält man im stationären Fall  $\frac{d\vec{u}}{dt} = 0$  folgende vereinfachte Darstellung als Matrizengleichung:

$$\tilde{M}\vec{u} = \vec{\epsilon} \quad (4.2)$$

Dabei ist  $\tilde{M}$  die Matrix:

$$\tilde{M} = \begin{pmatrix} 1/\tau & \omega_z & -\omega_y \\ -\omega_z & 1/\tau & \omega_x \\ \omega_y & -\omega_x & 1/\tau \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Damit lässt sich die Lösung der Langevingleichung schreiben als:

$$\vec{u} = \tilde{M}^{-1}\vec{\epsilon} \quad (4.4)$$

Eine andere Darstellungsweise der Lösung der Langevin-Gleichung bekommt man mit Hilfe der Gesetze der Vektorrechnung:

$$\vec{u} = \frac{q}{m}\tau|\vec{E}| \frac{1}{1 + \omega^2\tau^2} (\hat{E} + \omega\tau(\hat{E} \times \hat{B}) + \omega^2\tau^2(\hat{E} \cdot \hat{B})\hat{B}) \quad (4.5)$$

$\hat{E} = \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|}$ ,  $\hat{B} = \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|}$  sind Einheitsvektoren. In dieser Schreibweise findet man leicht, welche Werte und Richtungen die Driftgeschwindigkeit des Teilchens aufgrund anliegender Felder annimmt. Die Richtung driftender Ladungen hängt hauptsächlich von dem Faktor  $\omega\tau$  ab. Ist  $\omega\tau = 0$ , bewegt sich das Teilchen entlang den elektrischen Feldlinien.

$$\vec{u} = \frac{q}{m}\tau\vec{E} := \mu\vec{E}, \quad (4.6)$$

mit  $\mu$  der Beweglichkeit eines Teilchens ohne magnetisches Feld.

Wird  $\omega\tau$  sehr groß, wird in Gleichung 4.5 der dritte Term in der Klammer überwiegen. Das Teilchen weicht von der Bahn ohne Magnetfeld ab und folgt den magnetischen Feldlinien.

Der Spezialfall senkrecht aufeinanderstehender Felder, also  $\vec{E} \perp \vec{B}$ , zwingt ein geladenes Teilchen in die Richtung  $(\vec{E} \times \vec{B})$ , da  $\hat{E} \cdot \hat{B} = 0$  ist. Für diesen Fall  $\vec{E} \perp \vec{B}$

wählen wir  $\vec{E} = (0, 0, E_z)$  und  $\vec{B} = (B_x, 0, 0)$ . Dann wird Gleichung 4.5 zu:

$$u_x = 0 \quad (4.7)$$

$$u_y = \frac{\frac{q}{m}\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \cdot \omega\tau \cdot |\vec{E}| \quad (4.8)$$

$$u_z = \frac{\frac{q}{m}\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \cdot |\vec{E}| \quad (4.9)$$

(4.10)

$$\tan \psi \equiv \frac{u_y}{u_x} = \omega\tau \quad (4.11)$$

Der Ablenkwinkel  $\psi$  der Teilchen von ihrer Driftrichtung in einem rein elektrischen Feld durch die Lorentzkraft, Lorentzwinkel genannt, wird in Gleichung 4.11 definiert. Dieser Winkel ist in erster Näherung linear in  $\vec{B}$  und maßgebend von  $\tau$ , das heißt, vom verwendeten Gas abhängig.

### 4.1.2 Mikroskopisches Bild

Im mikroskopischen Bild betrachtet man im ersten Schritt die Bewegungen eines einzelnen Elektrons in einem Medium. Anschließend wendet man statistische Methoden an, indem man mittels Verteilungsfunktionen über alle Teilchen mittelt, und gewinnt damit Aussagen über das globale Verhalten von Elektronen in Medien.

Vernachlässigt man zuerst das magnetische Feld, ist die Richtung der Geschwindigkeit  $\vec{u}$  eines Elektrons zwischen zwei Stößen mit Gasmolekülen parallel zu einem anliegenden elektrischen Feld  $\vec{E}$ . Aufgrund seiner kleinen Masse wird es isotrop an Gasmolekülen gestreut, erhält kurzzeitig eine zufällig orientierte Geschwindigkeit  $\vec{v}$  und vergibt seine vorausgegangene Driftgeschwindigkeit  $\vec{u}$ . Aber kurz darauf wird es wieder entlang  $\vec{E}$  beschleunigt. Führt man eine Durchschnittszeit  $\tau$  zwischen zwei Stößen ein, kann man dieselbe Beziehung für die Driftgeschwindigkeit  $\vec{u}$  ableiten wie in Kapitel 4.1.1:

$$\vec{u} = \left(\frac{q\vec{E}}{m}\right)\tau \quad (4.12)$$

Dies ist die meßbare makroskopische Driftgeschwindigkeit. Die eingeführte Durchschnittszeit zwischen zwei Stößen hängt dabei von der Dichte  $N$  des Gases, dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für einen Stoß und der zufällig orientierten Geschwindigkeit  $\vec{v}$  ab:

$$\tau = \frac{1}{N\sigma|\vec{v}|} \quad (4.13)$$

Damit diese Gleichung Richtigkeit hat, muß sich die Energie, die das Elektron im elektrischen Feld gewinnt, und der Energieverlust beim Stoß im Durchschnitt das Gleichgewicht halten. Es stellt sich eine mittlere Energie  $\epsilon$  für ein Elektron ein. Das Energiegleichgewicht auf einer Driftstrecke  $z$  ist das folgende:

$$\frac{z}{u\tau} \lambda\epsilon = qEz \quad (4.14)$$

$\vec{v}$  ist mit der Durchschnittsenergie verknüpft nach

$$\frac{1}{2}mv^2 = \epsilon, \quad (4.15)$$

falls  $\epsilon \gg 3/2kT$  ( $k$  = Boltzmannkonstante,  $T$  = Gastemperatur). Mit Hilfe von  $\epsilon$  ist es möglich, eine Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld zu erklären: Liegt  $\epsilon$  unterhalb der Anregungsniveaus der Gasmoleküle, wird ein Elektron elastisch mit einem Gasmolekül stoßen. Kommt  $\epsilon$  jedoch in die Nähe der Anregungsenergien der Gasmoleküle, nimmt der relative Energieverlust pro Stoß  $\lambda$  schnell enorm große Werte an, da durch die Kollisionsenergie metastabile Zustände wie Rotationszustände in den Gasmolekülen angeregt werden können. Dieses Verhalten von  $\lambda$  verursacht eine Variation in der Driftgeschwindigkeit. Werte einzelner Anregungsenergien zeigt Tabelle 4.1.

Gase	Anregungsenergien (eV)	Ionisationsenergien
Argon	11.55	15.8
Methan	0.9	12.6
CO <sub>2</sub>	< 0.1	13.8
DME	?	9.98

Tabelle 4.1: *Anregungs- und Ionisationsenergien der in dieser Arbeit verwendeten Gase (aus [Bia89], [Va'V86], [Bul76])*

Andererseits stehen die Driftgeschwindigkeit  $\vec{u}$  bzw. die zufällig orientierte Geschwindigkeit  $\vec{v}$  und der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  mit Hilfe der Formeln 4.12 - 4.15 in folgender Beziehung zueinander:

$$u^2 = \frac{\epsilon E}{mN\sigma} \sqrt{\frac{\lambda}{2}} \quad (4.16)$$

$$v^2 = \frac{\epsilon E}{mN\sigma} \sqrt{\frac{2}{\lambda}} \quad (4.17)$$

Der Stoßwirkungsquerschnitt kann aber gerade im Energiebereich von einigen eV starke Variationen mit der Elektronenenergie zeigen (Ramsauer-Effekt<sup>1</sup>). Aus dem Zusammenspiel der verschiedenen Energieabhängigkeiten von  $\lambda(\epsilon)$  und  $\sigma(\epsilon)$  resultiert eine Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Energie und somit auch vom E-Feld. Im allgemeinen wird die Driftgeschwindigkeit mit ansteigendem Feld anwachsen, da

---

<sup>1</sup>Die Wellenlänge von Elektronen mit kinetischer Energie von einigen eV entspricht dem Durchmesser der Elektronenbahnen in Edelgasen. Aufgrund von quantenmechanischen Interferenzeffekten tritt in diesem Energiebereich eine starke Variation des Stoßquerschnitts mit der Elektronenenergie auf.

ebenfalls die mittlere Energie zwischen zwei Stößen mitansteigt. Bei höheren Feldern kann die Driftgeschwindigkeit stagnieren oder wegen des Wechselspiels zwischen dem Energieverlust pro Stoß und dem Wirkungsquerschnitt für einen Stoß sogar abnehmen.

Bezieht man das magnetische Feld in die Betrachtung der Driftgeschwindigkeit mit ein, muß man wieder Gleichung 4.1 lösen. Im mikroskopischen Bild sind die Driftgeschwindigkeiten, die sich nach der Zeit  $t$  aus der Langevin-Gleichung ergeben, über alle Werte von  $t$  zu mitteln. Als Gewichtsfunktion dient hierbei die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Stoßzeiten. Es ergeben sich dieselben Resultate wie in Kapitel 4.1.1 Gleichungen 4.7 - 4.9. Der Unterschied zum vorangegangenen Kapitel liegt aber darin, daß dort eine mittlere Stoßzeit eingeführt wurde, während jetzt die Stoßzeit der einzelnen Elektronen einer Wahrscheinlichkeitsfunktion  $f(t)$  unterliegt. Diese Sichtweise birgt den Vorteil, daß es Aussagen über  $\vec{v}$  und  $\vec{u}$  möglich macht. Unter Benutzung von Gleichung 4.7 - 4.9, Gleichung 4.5 und der Bedingung, daß ein Energiegleichgewicht auch in Anwesenheit eines magnetischen Feldes vorliegt, läßt sich zeigen, daß für den Fall  $\vec{E} \parallel \vec{B}$  die zufällig orientierte Geschwindigkeit  $\vec{v}$  exakt identisch ist zu dem Fall ohne magnetisches Feld (vgl. Gleichung 4.17).

Für den Fall  $\vec{E} \perp \vec{B}$  gilt:

$$v^2 = \left[ \left( \frac{qE}{mN\sigma} \right)^2 \frac{2}{\lambda} + \left( \frac{\omega^2}{2N^2\sigma^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - \left[ \frac{\omega^2}{2N^2\sigma^2} \right] \quad (4.18)$$

Nach Analyse dieser Gleichung kann man festhalten, daß  $\vec{v}$  kleinere Werte im Fall senkrecht aufeinanderstehender Felder annimmt. Die gleiche Aussage läßt sich für die Driftgeschwindigkeit treffen, weil eine Beziehung folgender Art zwischen beiden Geschwindigkeiten besteht (aus Gleichung 4.16 und 4.17):

$$\frac{u^2}{v^2} = \frac{\lambda}{2} \quad (4.19)$$

Hieraus ist außerdem ersichtlich, daß beide Felder, magnetisches wie elektrisches, keinen Einfluß auf das Verhältnis von  $\vec{u}$  und  $\vec{v}$  ausüben.

Als letztes soll noch der Grenzfall für große B-Felder ( $\perp$  E-Felder) untersucht werden. In erster Näherung in  $\frac{1}{\omega\tau}$  ( $\omega\tau \gg 1$ ) ergibt sich aus Gleichung 4.18 zum einen eine Unabhängigkeit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  vom Wirkungsquerschnitt. Zum anderen, und das ist bemerkenswert, weil dasselbe Ergebnis für Vakuum zutrifft, strebt  $\vec{u}$  gegen den Grenzwert  $\frac{E}{B}$  für jedes beliebige Gas. Voraussetzung ist nur, daß das magnetische Feld stark genug ist, um  $\omega\tau$  sehr groß zu machen. Dies ist auch experimentell bestätigt worden ([Blu93], [Mer89]).

### 4.1.3 Diffusion in Gasen

Stöße zwischen Gasteilchen führen zum Ausgleich einer anfänglichen inhomogenen Dichte. Diesen Vorgang bezeichnet man als Diffusion.

Der Zustand einer Elektronenwolke in einem Gas wird vollständig durch seine Verteilungsfunktion  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  im 6-dimensionalen Phasenraum und durch die Dichte  $n(\vec{r}, t)$  seiner Teilchen beschrieben. Die *Maxwell-Boltzmann Gleichung* 4.20 mit dem fundamentalen Produkt  $nf = n(\vec{r}, t)f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  ist eine Differentialgleichung, mit der man den Diffusionsvorgang von Elektronen in einem Gas beschreiben kann.

$$\frac{\partial}{\partial t}(nf) + \operatorname{div}_r(nf\vec{v}) + \operatorname{div}_v(nf\vec{a}) + S = 0 \quad (4.20)$$

Hierin ist  $\vec{a} = \frac{e}{m}(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = \frac{e\vec{E}}{m} + \vec{\omega} \times \vec{v}$  die Beschleunigung der Elektronen durch elektrische und magnetische Felder. Stöße der Elektronen mit Gasteilchen werden durch den Stoßparameter  $S$  berücksichtigt. Um diese Gleichung zu lösen, werden Elektronen im Geschwindigkeitsintervall  $(v, dv)$  betrachtet. Ihre mittlere Geschwindigkeit in diesem Intervall sei  $\vec{W}_{conv}(v)$ , die Richtung von  $\vec{W}_{conv}(v)$  lege die  $\theta = 0$  - Achse fest. Außerdem sei in diesem Intervall  $f(v, \theta, \vec{r}, t)$  als konvergente Reihe darstellbar:

$$f(v, \theta, \vec{r}, t) = f_0(v, \vec{r}, t) + \sum_{k=1}^{\infty} f_k(v, \vec{r}, t)P_k(\cos \theta), \quad (4.21)$$

wobei  $P_k(\cos \theta)$  das Legendre-Polynom  $k$ -ter Ordnung ist. Unter Vernachlässigung des Stoßparameters  $S$  und aller Terme zweiter und höherer Ordnung in der Entwicklung erhält man

$$\frac{\partial}{\partial t}(n\vec{f}_1) + v \cdot \operatorname{grad}_r(nf_0) + \frac{e\vec{E}}{m} \frac{\partial}{\partial v}(nf_0) - \vec{\omega} \times (n\vec{f}_1) + \frac{1}{\tau}n\vec{f}_1 = 0 \quad (4.22)$$

Um Aussagen über den Diffusionsvorgang aus dieser Vektorgleichung zu erhalten, zerlegt man den Vektor  $\vec{f}_1$  in eine Summe aus 2 Vektoren  $\vec{f}_1 = \vec{f}_E + \vec{f}_G$ .  $\vec{f}_E$  zeigt in Richtung  $e\vec{E}$  und  $\vec{f}_G$  in die Richtung von  $\operatorname{grad}_r(nf_0)$ . Mit dieser Aufspaltung lässt sich  $\vec{W}_{conv}(v) = \frac{v\vec{f}_1}{3f_0}$  ebenfalls in 2 Komponenten  $\vec{W}_E(v) = \frac{v\vec{f}_E}{3f_0}$  und  $\vec{W}_G(v) = \frac{v\vec{f}_G}{3f_0}$  zerlegen. Mit dieser Zerlegung und unter der Annahme, daß für ein homogenes Feld  $\vec{E}$  die zeitliche Ableitung  $\frac{\partial}{\partial t}(n\vec{f}_1)$  vernachlässigbar klein im Vergleich zu den anderen Termen ist, ergibt sich die Beziehung

$$(nf_0)\tilde{M}\vec{W}_G(v) = -\frac{v^2}{3}\vec{\nabla}(nf_0), \quad (4.23)$$

mit  $\tilde{M}$  aus Gleichung 4.3 und  $\vec{\nabla} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix}$ . Betrachtet man die Gruppe von Elektronen

als Einheit und dementsprechend die Verteilungsfunktion  $f_0$  unabhängig von  $\vec{r}$ , kann Gleichung 4.23 geschrieben werden als

$$n\vec{W}_G = -\tilde{D}\vec{\nabla}n \quad (4.24)$$

$$\text{mit dem Diffusionstensor } \tilde{D} = \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty v^2 \tilde{M}^{-1} f_0(v) v^2 dv. \quad (4.25)$$

Im nächsten Kapitel wird der Fall eines inhomogenen elektrischen Feldes diskutiert. Dann wird die Geschwindigkeit sowie die Diffusion nicht mehr vom Aufenthaltsort eines Elektrons unabhängig sein, und Gleichung 4.24 ist in dieser Form nicht mehr korrekt.

### Isotrope Diffusion

Für die Situation ohne Felder ergibt sich aus Gleichung 4.22 die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D \nabla^2 n + \vec{W}_{conv} \text{grad}_r(n) = 0 \quad (4.26)$$

$\vec{W}_{conv} = \vec{v}_D$  ist die Driftgeschwindigkeit und  $D$  ist die Diffusionskonstante des Gases unter idealen Bedingungen, das heißt, ohne Einflüsse durch äußere Felder. Das bedeutet, daß die Diffusion isotrop in alle drei Raumrichtungen erfolgt. Für eine deltaförmige Anfangsverteilung bei  $\vec{r} = 0$  und  $t = 0$  hat die Lösung der Kontinuitätsgleichung die Form einer dreidimensionalen Gaußverteilung

$$n(\vec{r}, t) \sim \exp\left[\frac{(\vec{r} - \vec{v}_D t)^2}{(4Dt)}\right], \quad (4.27)$$

Ein Maß für die Verbreiterung der gaußförmigen Wolke (z.B. in  $x$ -Richtung) ist gegeben durch

$$\sigma_x^2 = 2Dt \quad (4.28)$$

### Elektrische Anisotropie

Im Falle eines rein elektrischen Feldes, das in  $z$ -Richtung definiert sein soll, hat der Diffusionstensor Diagonalform:

$$\tilde{D} = \begin{pmatrix} D_T & 0 & 0 \\ 0 & D_T & 0 \\ 0 & 0 & D_L \end{pmatrix} \quad (4.29)$$

Gleichung 4.24 kann geschrieben werden als

$$\vec{v}_D \cdot \text{grad}_r(n) = -(D_T \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} n + \frac{\partial^2}{\partial y^2} n \right) + D_L \frac{\partial^2}{\partial z^2} n) \quad (4.30)$$

Als semiquantitative Erklärung dieses Phänomens wird von Parker und Lowke [Par69] geschrieben, daß die Beweglichkeit der Elektronen am Rand und im Innern einer Elektronenwolke unterschiedlich ist, falls die Stoßrate der Elektronen von ihrer Energie abhängt. Dadurch differiert die Stoßrate für verschiedene Richtungen in der Elektronenwolke. Dies entspricht einer Veränderung der Diffusion entlang der elektrischen Feldlinien (longitudinale Diffusionskonstante  $D_L$ ). In den beiden anderen Richtungen bleibt die Größe der Diffusion erhalten. Die Größe der Diffusion in diesen transversalen Richtungen spiegelt sich in der transversalen Diffusionskonstanten  $D_T$  wider.

### Magnetische Anisotropie

Legt man anstatt des elektrischen Feldes ein magnetisches Feld in  $x$ -Richtung an das Gas an, erfolgt aufgrund der Zyklotronfrequenz  $\omega$  der Elektronen im B-Feld eine Reduzierung der Diffusion transversal zur Feldrichtung. Es gilt:

$$D_T(\omega) = \frac{D_T(0)}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (4.31)$$

Die Größe der longitudinalen Komponente bleibt erhalten.

### Gekoppelte Anisotropien

In einer konventionellen TPC ( $\vec{E} \parallel \vec{z}, \vec{B} \parallel \vec{z}$ ) überlagern sich die elektrische und magnetische Anisotropie derart, daß der Diffusionstensor dasselbe Aussehen hat wie in Gleichung 4.29. Die longitudinale Diffusionskonstante bleibt erhalten, die transversale ist jetzt allerdings von  $\omega$  abhängig und gehorcht Gleichung 4.31. Diesen Effekt nützt man, um die Verbreiterung der Elektronenwolke auf einer langen Driftstrecke zu verkleinern.

Orientiert man beide Felder willkürlich, vermischen sich die Effekte und der in Gleichung 4.25 definierte Diffusionstensor weist in allen Matrizenpositionen Einträge auf. Nach einer Hauptachsentransformation nimmt der Diffusionstensor wieder Diagonalgestalt an:

$$\tilde{D} = \begin{pmatrix} D_a & 0 & 0 \\ 0 & D_b & 0 \\ 0 & 0 & D_c \end{pmatrix} \quad (4.32)$$

$D_a, D_b, D_c$  werden Hauptachsenkoeffizienten genannt und beschreiben vollständig den Diffusionsvorgang von Elektronen oder Ionen in Gasen bei Anwesenheit homogener elektrischer und magnetischer Felder.

## 4.2 Auswirkungen radialer elektrischer Felder auf die Elektronendrift

In diesem Kapitel werden Formeln für die Berechnung der Gasparameter in einem radialen elektrischen Feld angegeben. Entsprechend den Anforderungen ist ein zylindersymmetrisches Koordinatensystem  $(r, \phi, z)$  gewählt. Das elektrische Feld befindet sich zwischen zwei Zylinderoberflächen. Der Radius des äußeren sei  $R_a$  (Ausleseebene), der Radius des inneren mit  $R_i$  (Driftelektrode) bezeichnet (vgl. Abbildung 4.1). Das elektrische Feld berechnet sich zu

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{U}{\ln \frac{R_a}{R_i}} \cdot \frac{\vec{r}}{r^2} \quad (4.33)$$

Dabei ist  $U$  die angelegte Spannung zwischen innerem und äußerem Zylinder. Das Feld fällt somit mit  $\frac{1}{r}$  ab. Das Magnetfeld sei in  $z$ -Richtung senkrecht zum elektrischen Feld orientiert. Da sich das Driftfeld mit dem Ort ändert, variiert die Driftgeschwindigkeit ebenfalls mit dem Ort. Um die totale Driftzeit  $T_D$  zwischen dem Startpunkt  $r_0$  und dem Ort  $r$  zu erhalten, muß man die Driftzeit über die Driftbahn integrieren.

$$T_D(\vec{r}) = \int_{r_0}^r dt = \int_{r_0}^r \frac{dr}{v(\vec{r})} \quad (4.34)$$

In einem nichtlinearen Driftfeld ist also die Driftzeit nicht mehr linear von der Driftstrecke  $(r - r_0)$  abhängig [Con92].

Der Ablenkwinkel  $\Psi_D$  in einem Magnetfeld in azimuthaler Richtung, das heißt in  $\phi$ -Richtung, ist folgendermaßen definiert:

$$\Psi_D = \int_{r_0}^r \frac{\psi_L(\vec{r})}{r} dr \quad (4.35)$$

$\psi_L$  ist der Lorentzwinkel (siehe Kapitel 4.1.1). In der Praxis wird  $\Psi_D$  von den zwei Strecken aufgespannt, die jeweils den Mittelpunkt der Kreise mit den Positionen der Elektronenwolke beim Radius  $r$  mit ausgeschaltetem und eingeschaltetem Magnetfeld verbinden.

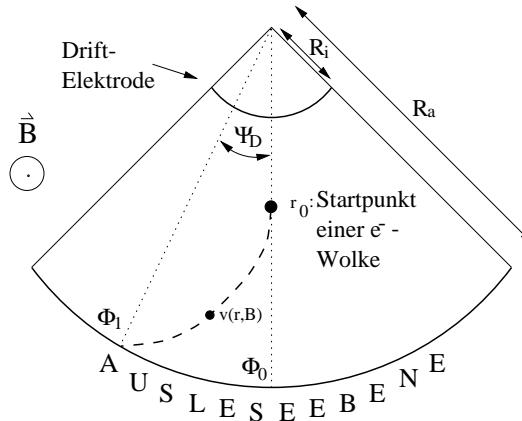


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung eines Sektors einer radialen TPC:  $\Phi_0$  und  $\Phi_1$  geben die Position der Elektronenwolke auf der Ausleseebene an, nachdem sie ohne und mit Magnetfeld die Strecke  $(R_a - r_0)$  gedriftet sind.  $\Psi_D$  ist der Ablenkwinkel, das Magnetfeld zeigt aus der Papierebene heraus.

Für die Berechnung der Diffusion sei die Elektronenwolke bei  $r_0$  durch eine Gaußkurve mit der Standardabweichung  $\sigma_0$  charakterisierbar. Dann ist die Breite der Elektronenwolke nach einer Driftstrecke  $dr$  in radialer Richtung ([Bra92],[Bra93],[Kon95]):

$$\sigma_r^2(r + dr) = D_L^2(r) \cdot dr + \sigma_r^2(r) \cdot \left(1 + \frac{2}{v(r)} \frac{\partial v}{\partial r} dr\right) \quad (4.36)$$

Die ersten beiden Summanden stellen die Diffusion in einem homogenen elektrischen Feld dar. Zusätzlich trägt aber im radialen Feld der Geschwindigkeitsgradient der driftenden Wolke zu ihrer Breite bei. Vernachlässigt man diesen Gradienten, erhält man als Endresultat

$$\sigma_r^2(r) = \sigma_0^2 + \int_{r_0}^r D_L^2(r) dr \quad (4.37)$$

In azimuthaler Richtung lautet der exakte Ausdruck für die Verbreiterung einer Elektronenwolke durch Drift einer Strecke  $dr$  in  $\phi$ -Richtung:

$$\sigma_\phi^2(r + dr) = D_T^2(r) dr + \sigma_\phi^2(r) \cdot (1 + \frac{dr}{r})^2 \quad (4.38)$$

Hier wird die Gleichung für das homogene Feld durch einen radialen Divergenzterm erweitert. Die komplette Lösung dieser Gleichung lautet:

$$\sigma_\phi^2(r) = r^2 \left[ \left( \frac{\sigma_0}{r_0} \right)^2 + \int_{r_0}^r \left( \frac{D_T(r)}{r} \right)^2 dr \right] \quad (4.39)$$

Unter der Annahme, daß die transversale Diffusionskonstante  $D_T$  unabhängig von  $r$ , das heißt, unabhängig vom elektrischen Feld ist, und unter Vernachlässigung der Anfangsbreite  $\sigma_0$ , erhält man eine einfache Beziehung für die Wolkenbreite nach der Driftstrecke ( $r - r_0$ ):

$$\sigma_\phi(r) = D_T \sqrt{\frac{(r - r_0)r}{r_0}} \quad (4.40)$$

Damit sieht man [Dra92], daß sich das Verhältnis von Diffusion in einem radialen Feld zur Diffusion in einem homogenen Feld nach einer Driftstrecke ( $r - r_0$ ) wie  $\sqrt{\frac{r}{r_0}}$  verhält. Das Verhältnis (radiale TPC zu konventioneller TPC) der Wolkenseparation ist aber  $\frac{r}{r_0}$ . Das Auflösungsvermögen einer Radial-TPC kann man folgendermaßen schreiben:

$$\frac{\text{Wolkenseparation}}{\text{Wolkengröße}} = \sqrt{\frac{r}{r_0}} \quad (4.41)$$

Das bedeutet, daß die Wolkenseparation *schneller* als die Wolkengröße zunimmt. Darin besteht der große Vorteil im radialen Driften, vor allem für lange Driftstrecken, wobei es am günstigsten ist, wenn  $r_0$  klein ist. Im ungünstigsten Fall (kurze Driftstrecke bei großem Radius) ist das Auflösungsvermögen genauso gut wie bei einer konventionellen TPC. Einen Vergleich der Auflösung von Teilchenwolken bei verschiedenen TPC-Geometrien zeigt Abbildung 4.2. Zweispurrtrennung in der Nähe des Strahlrohres, also dort, wo eine hohe Spurdichte zu finden ist, wird aufgrund der radialen Geometrie der FTPC optimal. Je länger die Driftstrecke ist, desto besser wird die Auflösung der Kammer.

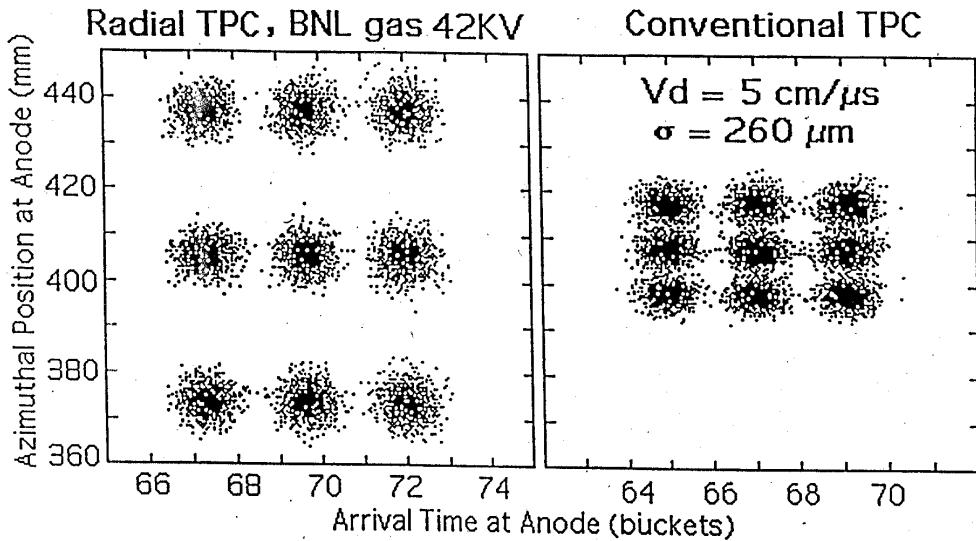


Abbildung 4.2: Simulation von 9 Elektronenwolken nahe des Strahlrohres für radiale (links) und konventionelle (rechts) TPC. Die Anfangsereignisse sind in radialer und azimuthaler Richtung 1 cm entfernt. Gezeigt sind auf der x-Achse die Ankunftszeit und auf der y-Achse die azimuthale Verteilung der Elektronen nach 35 cm Driftstrecke in 80 % Argon, 15 % Isobutan und 5 % Methylal (aus [Rom93]).

### 4.3 Kalkulationsmodelle

Es ist von Interesse, die Transportparameter von Gasen sehr genau vorhersagen zu können. Dazu werden große Anstrengungen von Theoretikern angestellt, die Boltzmanngleichung 4.20 zu lösen. In Kapitel 4.1.3 wurde eine Möglichkeit aufgezeigt, in der man die Verteilungsfunktion  $f$  nach Legendre-Polynomen entwickelt. Eine derartige Entwicklung wird von Biagi in seinem Kalkulationsprogramm MAGBOLTZ verwendet, um Driftgeschwindigkeit, Lorentzwinkel und Diffusionkonstanten für beliebige Gase zu ermitteln [Bia89].

Eine andere Methode ist die Entwicklung der Verteilungsfunktion nach Kugelfunktionen. Dieses Verfahren ist universeller einsetzbar [Nes93] als das vorherige und soll Gasparameter genauer wiedergeben. Unter Benutzung der 'Momenten - Methode' [Dra96] werden die Berechnungen durchgeführt.

In einem dritten Programm wird ebenfalls die Verteilungsfunktion nach Kugelfunktionen entwickelt. Es wird zusätzlich zwischen isotroper und anisotroper elastischer Streuung unterschieden, wodurch das Ergebnis für Gase in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern verbessert wird [Sch91]. Für die Optimierung der Streuwirkungsquerschnitte verschiedener Gase, die in die Berechnungen eingehen, werden in einem iterativen Verfahren errechnete Transportparameter mit gemessenen verglichen [Hil95].

# Kapitel 5

## Messung von Transportparametern

In Kapitel 2.3 wurde gezeigt, unter welchen Einsatzbedingungen die FTPC des STAR-Experiments arbeiten soll. In diesem Abschnitt sollen die Voraussagen über die physikalischen Eigenschaften von Gasen in gekreuzten homogenen magnetischen und elektrischen Feldern verifiziert werden. 5 kGauß ist die Randbedingung für die Größe des Magnetfeldes. Für die Produktion eines solchen Feldes wurde ein Magnet gesucht, der den folgenden Anforderungen genügte: er mußte groß genug sein, um die Meßkammer aufnehmen zu können, er sollte ein homogenes Feld der oben genannten Größe erzeugen und aus arbeitstechnischen Gründen am besten im heimischen Institut installiert werden können. Am MPI für Plasmaphysik in Garching fand sich ein solcher Magnet, der unseren Ansprüchen genügte. Dieser mußte aber dort aufgebaut und angeschlossen werden, da sich herausstellte, daß die Stromversorgung und die Kühlung dieses warmen, in der Helmholtzanordnung konzipierten Magneten einer dafür geeigneten Infrastruktur bedarf, die in unserem Institut nicht vorhanden war.

Driften unter dem Einfluß von elektrischem und senkrecht dazu orientiertem magnetischen Feld ohne zu große Diffusionsverbreiterung und ohne zu große Ablenkung der Elektronenwolke ist eine Voraussetzung, die für ein erfolgreiches Funktionieren der FTPC erfüllt sein muß. So soll in diesem Kapitel ein Gasgemisch gefunden werden, das diese Forderungen erfüllt. Wie in Kapitel 4.1.2 für die Geschwindigkeit gezeigt wurde, ist der Lorentzwinkel wie auch die Diffusion umgekehrt proportional zum Stoßwirkungsquerschnitt [Vil83]. Will man diese beiden Parameter (Lorentzwinkel und Diffusion) klein halten, ist dazu ein Gas nötig, das einen großen Wirkungsquerschnitt und eine große Inelastizität für Elektronen besitzt. Es ist ein Gas gesucht, das sich „viskos“ gegenüber Elektronen verhält. Es zeigt sich, daß bei Gasmolekülen ein großes Dipolmoment direkt mit einem großen Wirkungsquerschnitt gekoppelt ist. Als inelastisch erweisen sich Moleküle mit reichhaltigen Vibrations- und Rotationsspektren. Ein Gas mit diesen Eigenschaften wird als „kühles Gas“ („cool gas“) bezeichnet. Der Name röhrt daher, daß Elektronen „kalt“ bleiben, wenn sie in Gasen driften, die sehr viele Freiheitsgrade der Anregung besitzen, an denen die Elektronen bei einem Stoß ihre Energie abgeben können. Erst bei sehr hohen elektrischen Feldern ( $\text{CO}_2$ : 2 kV/cm) erreichen die Elektronen thermische Energien. Ein solch „kühles Gas“ ist Dimethyl-

lether (DME). Die chemische Summenformel lautet  $\text{CH}_3 - \text{O} - \text{CH}_3$ . In Tabelle 5.1 sind einige physikalische Daten von DME aufgelistet.

Dichte ( $20^\circ\text{C}$ )	$2.4 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$
rel. Dichte (Luft = 1)	1.621
krit. Temperatur	$127^\circ\text{C}$
krit. Druck	53 bar
Dampfdruck bei $20^\circ\text{C}$	5.31 bar
Grenzen der Brennbarkeit in Luft	3.4 - 18 Vol.%

Tabelle 5.1: *Physikalisch relevante Daten für Dimethylether ( $\text{CH}_3)_2\text{O}$*   
(aus [Vil83])

Nicht nur, daß dieses Gas eine kleine Diffusion und einen kleinen Ablenkwinkel auch im B-Feld erwarten läßt (ohne B-Feld ist es von [Vil83] gemessen), es ist auch ein sehr gutes Quenchgas. Eine Absorptionskante bei 195 nm ist Ursache dieses Phänomens [Jib88]. Nachteilig bei DME ist seine Aggressivität gegenüber speziellen Kunststoffen. Es greift einige Arten von Plastik, Gummi und ähnliche Materialen an und zersetzt sie. Außerdem ist es in reinem Zustand giftig und wird deshalb in einem Experiment als Driftgas nur ungern gesehen. Als Alternative dazu ist ein weiteres „kühles Gas“ gefunden worden - Kohlendioxid ( $\text{CO}_2$ ). Ihm werden ähnlich gute Diffusionseigenschaften nachgesagt [Jib89]. Einsatz fand es schon mehrmals als Quenchgas in TPC's. Vorteil an  $\text{CO}_2$  ist seine Ungiftigkeit und Reaktionsträgheit.

Als zweite Komponente des Gasgemisches ist bei dieser Untersuchung Argon verwendet worden. Die Anteile der jeweiligen Komponenten im Gemisch betragen jeweils 50 %, also Argon 50 % mit  $\text{CO}_2$  50 % (geschrieben als Argon/ $\text{CO}_2$  (50/50)) und Argon/DME (50/50).

Argon/Methan (90/10) als zusätzliches Gasgemisch wurde ebenfalls einem Test unterzogen. Es handelt sich hierbei um ein „klassisches“ Gasgemisch, das schon in vielen Driftkammer zum Einsatz kam und sich als Gas konventioneller TPC's bewährt hat.

## 5.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau zur Untersuchung der Eigenschaften langsamer Gase in gekreuzten homogenen elektrischen und magnetischen Feldern ist aus Abbildung 5.2 ersichtlich. Er setzt sich zusammen aus:

- der Meßkammer
- dem Laser
- dem Gassystem
- der Hochspannungsversorgung

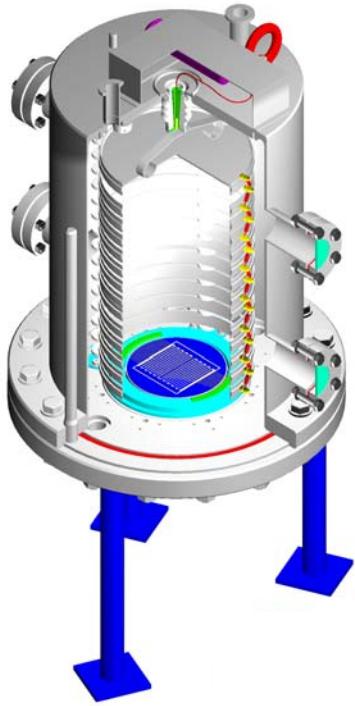


Abbildung 5.1: *Computergraphik der MikroSTAR*

- Trigger
- dem Datennahmesystem
- und dem Magneten

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten näher erläutert.

Die Kammer wurde speziell für den Einsatz in einem Magneten konstruiert. Sie mußte sich also aus nicht magnetischen Materialien zusammensetzen. Als weitere Anforderung wurde gestellt, daß der Einsatz von aggressiven Gasen, insbesondere von DME, möglich sein sollte. Um keine unerwünschten Stoffe durch Ausgasung ins Gas- system zu bekommen, wurden nur getestete Materialien beim Bau eingesetzt und Metalldichtungen benutzt ([Bou96b], [Jib89]). Die fertige Kammer zeigt Abbildung 5.1. Der prinzipielle Aufbau der Kammer ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Die sogenannte MikroSTAR setzt sich aus zwei Teilen zusammen: aus dem Driftraum mit dem Aufnahmeflansch für die Mikrostreifenplatte und Gasleitungsanschlüssen und aus einem gas-

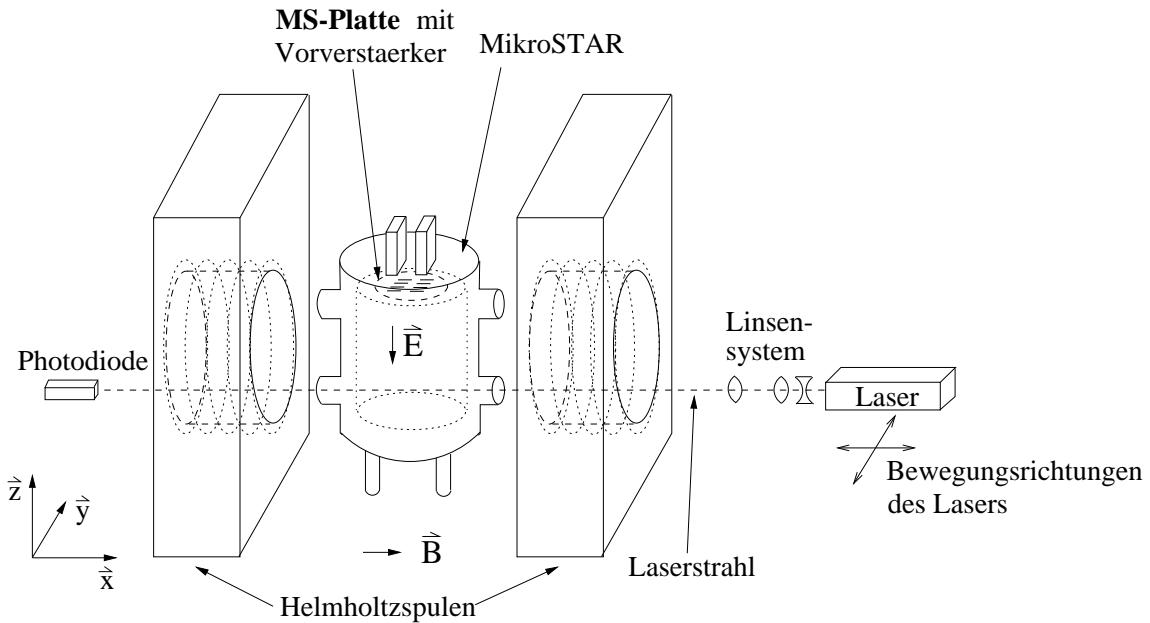


Abbildung 5.2: Mit dieser Anordnung können Gasparameter in homogenen, gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern gemessen werden. Der Laser ist in  $x$ - und  $y$ -Richtung beweglich.

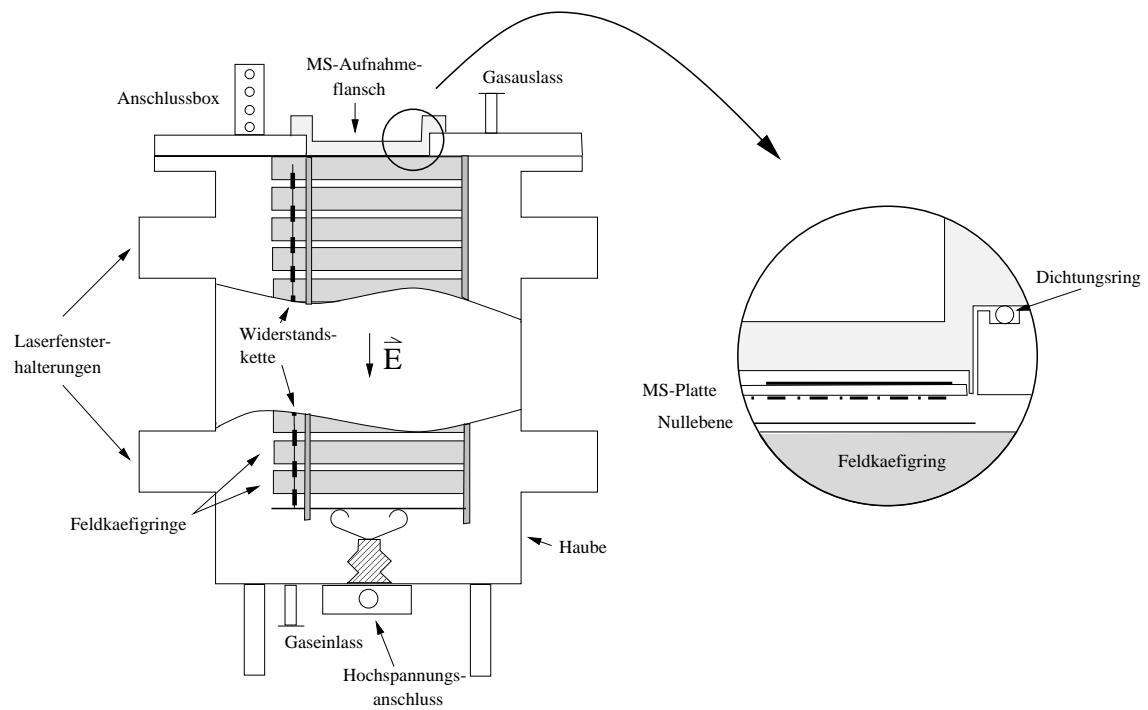


Abbildung 5.3: Prinzipieller Aufbau der Versuchskammer mit Mikrostreifenplatte (MS-Platte)

dichten Topf mit Fenstern, dem Hochspannungsanschluß und weiteren Gaseinlässen. Der Driftraum wird gebildet durch 14 Edelstahlringe mit einem Durchmesser von 15,7 cm und einer Höhe von 1,53 cm, die durch 3,14 mm dicke Keramikscheiben voneinander getrennt sind. Gehalten wird diese Anordnung durch Keramikstangen, die auf dem Deckel aus Edelstahl befestigt sind. Der zylinderförmige Raum wird oben durch die Nullebene, eine Drahtebene, unten durch die Hochspannungselektrode begrenzt. Der Abstand zwischen negativer Hochspannungsseite und geerdeter Nullebene beträgt 25,3 cm. Bei aufgesetztem Deckel wird über eine Kontaktfeder eine elektrische Verbindung zwischen dem Hochspannungsanschluß im Topf und der Elektrode hergestellt. Für ein homogenes Feld in diesem Zylinder sorgt eine Widerstandskette aus 25 MΩ Widerständen zwischen der Elektrode und der Nullebene. Über den metallischen Anschlußkasten im Deckel sind der letzte Feldkäfigring und die Drahtebene mit einem 9,4 MΩ Widerstand verbunden. Liegen die Drähte auf Potential Null, beendet diese Nullebene ein homogenes Feld des Driftraums.

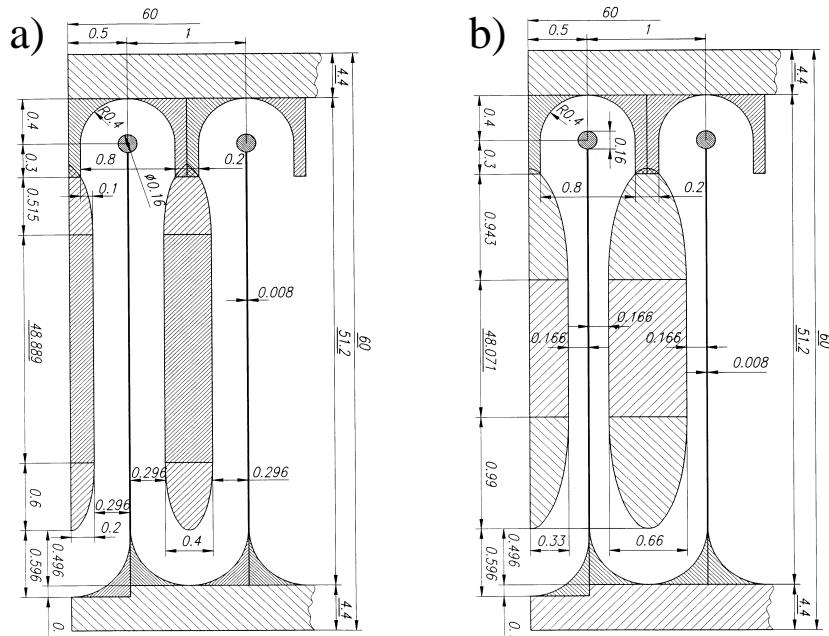


Abbildung 5.4: Geometrien für die Anodenseite der verwendeten MS-Platten: gezeigt ist die Art der Formgebung und die Maße der Mikrostreifenstrukturen für die Anoden-seite (alle Angaben in mm).

- a) Version V1.0
  - b) Version V1.2

Für das Auslesen der Kammer wird eine Mikrostreifenplatte verwendet. Trägersubstanz der MS-Platte ist Desag-Glas D263 in Waferform mit 10 cm Durchmesser und einer Stärke von 0.3 mm. Als Beschichtungsmaterial wurde Aluminium verwendet, da Aluminium im Halbleiterlabor in Pasing verarbeitet werden kann, wo die Herstellung

der Platten erfolgte. Aus dieser Aluminiumschicht sind in einem lithographischen Verfahren die Streifenstrukturen und die Pads herausgeätzt. Abbildung 5.4a zeigt die bei diesem Versuch verwendete Version der Anodenseite. Die andere Version wird in Kapitel 7 zusätzlich Tests unterzogen.. Die wichtigsten Maße sind nochmals aus Tabelle 5.2 zu entnehmen. Anoden- und Kathodenstreifen sind bei jeder Version 6 cm lang und werden jeweils zusammengefaßt nach außen geführt. Die Art der Formgebung der Anoden- und Kathodenstreifen am Rand wurde von Oed vorgeschlagen und weitgehend übernommen (vgl. [Oed95]). Auf der Rückseite der MS-Platte sitzen zwei Reihen mit

Version der Streifenstruktur	V1.0	V1.2
Anodenbreite	8	8
Kathodenbreite	400	660
Breite der Glasfläche pro Pitch	2 x 296	2 x 166
Pitch	1000	1000

Tabelle 5.2: *Verschiedene Versionen von Streifenstrukturen: gezeigt sind die Parameter der verwendeten Mikrostreifen-Geometrien (alle Angaben in  $\mu\text{m}$ ).*

je 16 Pads, wobei die eine Reihe einen Pitch von 1.5 mm, die andere Reihe von 2.25 mm aufweist. Der Abstand zwischen zwei einzelnen Pads beträgt bei beiden Reihen 250  $\mu\text{m}$ . In der Richtung senkrecht dazu besitzen die Pads eine Länge von 3 cm. Diese Längsachse steht im rechten Winkel zu den Anodenstreifen auf der anderen Seite der Glasplatte. Die Anordnung der Pads auf dem Wafer wird in Abbildung 5.5 gegeben. Eine solche MS-Platte befindet sich im Experiment auf einer Haltevorrichtung aus Edelstahl. Sie wird so in die MikroSTAR eingebaut, daß die Padlängsachsen in die x-Richtung parallel zum Magnetfeld und zum Laserstrahl zeigen. Ist dieser Mikrostreifenplattenhalter auf den Deckel aufgeschraubt, sind die Anoden- und Kathodenstreifen 1.0 mm von der Nullebene entfernt. Die elektrischen Kontakte für Anoden- und Kathodenstreifen werden über Drahtfedern realisiert. Da es keine Anodenauslese gibt, ist diese Art der Kontaktierung gut genug. Über Stecker im Anschlußkasten lassen sich die Drahtfedern an Spannungsversorgungsgeräte anschließen. Verwendete Drähte im MikroSTAR sind mit Mylar isoliert. Die Anoden sind auf positiver Hochspannung, die Kathoden auf demselben Potential wie die Nullebene. Ausgelesen werden die auf der Rückseite der Mikrostreifenplatte sitzenden Pads. Zwei 16-kanälige Flachband-Kaptonkabel führen die induzierte Signale über Stecker von innen nach außen an je einen Vorverstärker (VV). Die Flachbandkabel sind auf die Mikrostreifenplatte aufgeklebt und über Bonddrähte, wenige  $\mu$  dicke Kontaktierungsdrähte, mit den Pads in elektrischem Kontakt. Da nur sehr wenig Ladung auf den Pads induziert wird, ist der Weg zwischen Auslese- und Verstärkereinheit der kritische. Deshalb sind diese Abstände sehr kurz und gut abgeschirmt gewählt, um zusätzliches Rauschen durch Störsignale zu unterdrücken. Die Verstärkereinheit sitzt zwar außerhalb der Kammer, doch sind die Kabellängen

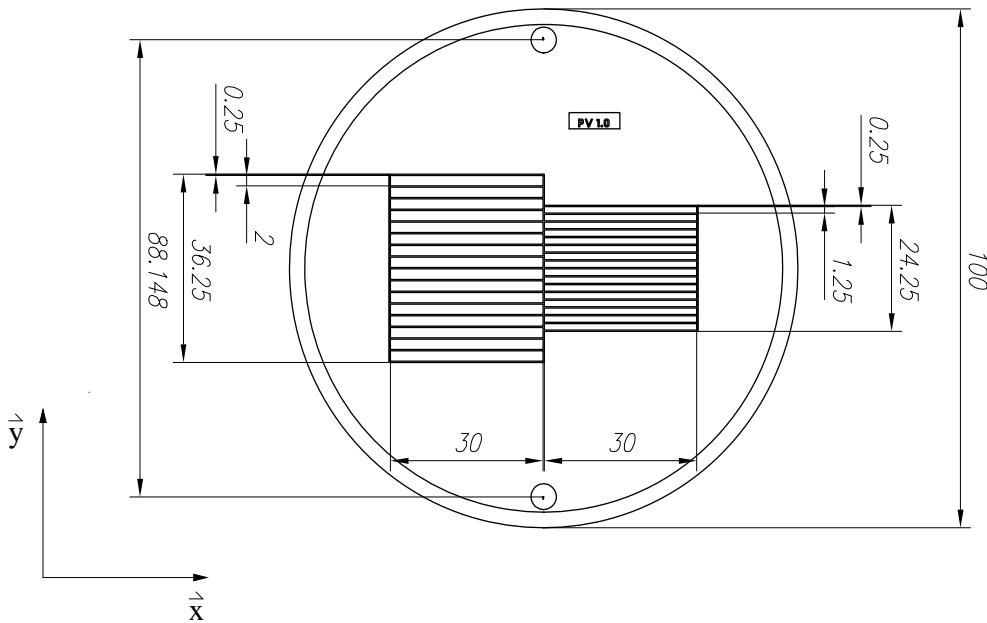


Abbildung 5.5: Geometrie der Padseite einer MS-Platte: die „großen“ Pads haben die Maße  $2 \times 30 \text{ mm}^2$ , die „kleinen“ Pads sind  $1.25 \times 30 \text{ mm}^2$ . Der Spalt zwischen zwei Pads beträgt  $0.25 \text{ mm}$  (alle Angaben in mm).

nur einige cm lang und durch den Edelstahlmantel gut abgeschirmt.

Der Topf, der den Driftraum gasdicht umhüllt, besitzt einen Durchmesser von 25 cm und ist 35 cm hoch. Damit umfaßt die Kammer ein Volumen von rund 20 l. Auf der Unterseite des Topfes ist der Anschluß für den Hochspannungsstecker angebracht sowie Flansche für Gasleitungen. An gegenüberliegenden Seiten der Wände sind Fenster aufgeschraubt. Vier Fenster aus BK7<sup>1</sup> und zwei Fenster aus Quarzglas<sup>2</sup> standen zur Verfügung. BK7-Glas besitzt bis zu einer Wellenlänge von 400 nm mehr als 99,1 % Transmissionsvermögen und wird zu kürzeren Wellenlängen hin undurchsichtig. Für Quarzglas hingegen sinkt im UV-Bereich erst für Wellenlängen kleiner 250 nm die Transmission unter 99,5 %, womit dieses Glas den Einsatz von Lasern ermöglicht, die UV-Licht kürzerer Wellenlänge als 300 nm emittieren [Mel90].

Durch die Lage der Öffnungen im Topf ist es möglich, zwei verschiedene Driftstrecken zu benutzen. Bei dem einen Fenster schiebt man mit einem Laser zwischen Feldkäfigring 13 und 14; damit beträgt die Driftstrecke 23.43 cm. Bei dem anderen Fensterpaar wird der Laserstrahl zwischen Ring 3 und 4 hindurchgeführt. Damit erhält man 5,29 cm von der Mikrostreifenplatte entfernt die Primärionisation. Das hinter dem Austrittsfenster auf einer Photodiode erzeugte Signal dient als Startsignal für die Datennahme.

<sup>1</sup>Glasbezeichnung der Firma Schott

<sup>2</sup>Bei der Firma Melles Griot besitzt dieses Quarzglas die Bezeichnung UVGSFS (UV-Stufe, Synthetisch verschmolzene Silikate)

Zur Erzeugung von Primärelektronen im Gas wurden zwei verschiedene Laser eingesetzt. Wegen einfacher Handhabung, leichter Installation und bewährten Einsätzen in früheren Kammern (siehe [And79]) wurden die ersten Meßreihen mit einem Stickstofflaser vom Typ NN100 UV der Firma ILEE der festen Wellenlänge 337,1 nm durchgeführt. Bei diesem Laser besteht die Option, die Schußfrequenz manuell, intern oder extern zu regeln. Die mittlere Energie eines Pulses liegt bei 150 mJ mit einer Schwankungsbreite von 50 mJ. Der Laserstrahl selbst besitzt am Ausgang des Lasers einen Strahlquerschnitt von 2 mm mal 5 mm mit einer Strahldivergenz von 3 mrad mal 7 mrad. Zur Fokussierung werden 3 Linsen aus BK7 in den Strahlengang gesetzt: zuerst eine  $f = -200$  mm Zerstreuungslinse, sofort anschließend eine Sammellinse mit  $f = +500$  mm und 5 cm entfernt eine weitere Sammellinse mit  $f = +800$  mm Fokuslänge. Der Fokus der gesamten Optik liegt damit bei  $60\text{ cm} \pm 5\text{ cm}$  von der letzten Linse entfernt. Die Messung wurde mit weißem Papier durchgeführt, das das unsichtbare blaue UV-Licht des Lasers in blaues, für das menschliche Auge sichtbares Licht transponiert. Bewegt man das Papier entlang des Laserstrahls, lässt sich annähernd der Brennpunkt der verwendeten Optik ermitteln. Kriterium dabei ist der kleinste sichtbare Querschnitt des Laserstrahls. Quantitativ wurde die Größe des Laserstrahls mit Hilfe einer CCD-Kamera an zwei verschiedenen Punkten gemessen, im Abstand von 40 cm hinter der letzten Linse und am Fokus. Die CCD-Kamera registriert zweidimensionale Intensitätsverteilungen. Mit einer speziellen Software (BEAMCODE 6.20) werden die aufgenommenen Daten am Computerbildschirm visualisiert. Eine Option des Programms besteht darin, Schnitte durch die aufgenommene Intensitätsverteilung in  $y$ - und  $z$ -Richtung vorzunehmen und mit Gaußverteilungen anzupassen. In Abb. 5.6 sind die ermittelten Sigmabreiten der angefitteten Gaußkurven aufgetragen.

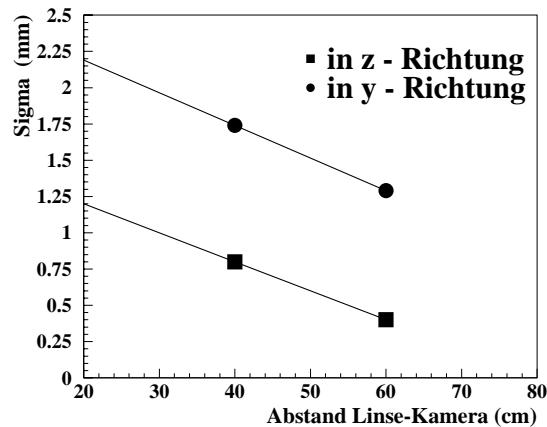


Abbildung 5.6: Mithilfe einer CCD-Kamera wurde die Intensitätsverteilung des fokussierten Strahles des Stickstofflasers an zwei verschiedenen Punkten gemessen. Dargestellt sind die Breiten angepaßter Gaußkurven. Zirka 60 cm hinter der letzten Linse befindet sich der Fokus des Laserstrahls.

Der Laser wird auf einem Kreuztisch befestigt, der in den beiden horizontalen Richtungen auf 100 µm genau einstellbar ist. Dadurch kann er derart positioniert werden, daß sich der Fokus des Laserstrahls unter dem Mittelpunkt der Mikrostreifenplatte befindet. Damit liefert der Laserstrahl zu der gemessenen Wolkenbreite aus Elektronen geringstmöglichen Beitrag<sup>3</sup>. Zum anderen läßt er sich so parallel zu den Padlängsachsen sehr genau verfahren. Die richtige Höhe des Lasers kann durch passend angefertigte, unmagnetische Blöcke erreicht werden, die zwischen Laser und Kreuztisch geschoben werden.

Alternativ steht ein Nd-Yak-Laser der Firma Continuum zur Verfügung. Bei diesem Lasertyp wird infrarotes Licht mit 1064 nm Wellenlänge einer Blitzlampe aus dem Resonator kohärent ausgekoppelt. Hierauf besteht die Option, Frequenzen einmal zu verdoppeln, um grünes Licht der Wellenlänge 532 nm zu erhalten, oder das grüne Licht ein zweites Mal einen Dopplerkristall passieren zu lassen, der am Ausgang UV-Licht mit 266 nm liefert. Dieses UV-Laserlicht hat aber immer noch einen nicht verschwindenden Anteil von grünem Licht, wodurch der Laserstrahl an sich gut sichtbar ist. Den blauen Anteil sieht man trotz Hilfsmittel kaum. Dieser wird jedoch zur Ionisation des Gases benötigt. Je nach Pulsrate (variabel zwischen 10 Hz und 50 Hz) hat der UV-Anteil eine Energie von 15 mJ bis 6 mJ und eine Strahldivergenz zwischen 0,5 mrad und 0,6 mrad. Im Fernfeld ist das Strahlprofil zu 95 % gaußförmig. Bei dem Test ist der Nd-Yak-Laser stationär installiert. Zwei Quarzlinsen, die in einer optischen Bank auf dem oben erwähnten Kreuztisch montiert sind, werden benutzt, um das Laserlicht in der Kammer zu fokussieren. Wegen der geringen Strahldivergenz des Lasers kann der Strahl sehr gut mit einer  $f = -150$  mm Zerstreuungslinse und einer  $f = +150$  mm Sammellinse, die in geringem Abstand zueinander angebracht werden, fokussiert werden. Die Fokuslänge ist hierbei eine Funktion des gegenseitigen Abstandes der Linsen und über einige Meter variabel einstellbar. Durch Spiegel, die an der Oberseite metallisiert und ebenfalls auf der optischen Bank montiert sind, wird der Laserstrahl durch die verschiedenen Fenster der MikroSTAR-Kammer gelenkt.

Die Gasversorgung erfolgt aus Gasflaschen. Verwendete Gase sind Argon ebenso wie CO<sub>2</sub> mit einem Reinheitsgrad 4.8 ( $\geq 99.998$  Vol.%), wobei bei CO<sub>2</sub> zusätzlich per Zertifikat zugesichert wird, daß der Sauerstoffgehalt kleiner als 2 ppm erreicht wird. Diese Gase wurden von der Firma Linde bezogen. Des Weiteren fand DME 3.0 ( $\geq 99.9$  Vol.%) der Firma Gerling Holz & Co Verwendung, wobei der Anteil an Freon  $\leq 10$  ppm betragen soll. Argon/Methan (90/10) ist bei der Firma Linde als fertig vormischtes Gas erhältlich. An den Gasflaschen hängen Druckminderer der Firma DruVa,

---

<sup>3</sup>Der wahre Beitrag des Laserstrahls zu der Wolkenbreite ist allerdings aus der oben beschriebenen Messung nicht abzuleiten. Der effektive Ionisationsquerschnitt ist kleiner als der sichtbare Laserquerschnitt, da es sich bei der Ionisation mit einem Laser um einen 2-Photon-Prozeß handelt. Die Quantenenergie eines Laserlichts im nahen Ultravioletten ist zu gering, um direkt Moleküle zu ionisieren. Sie können nur Elektronen im Molekül auf höhere Energienzustände bringen, die dann ein weiteres Photon absorbieren müssen, um zu ionisieren. Somit hängt die Wahrscheinlichkeit für Ionisation von der Intensität des Lasers (wieviele Photonen pro Zeiteinheit emittiert werden) und den Wirkungsquerschnitten der Zustände im Molekül für Photonabsorption ab [Hub85].

die wiederum über flexible Wellschläuche und starre Leitungsrohre mit einem Durchmesser von 6 mm mit der Kammer verbunden sind. Der Gaseinlaß in die Kammer ist an der Unterseite angebracht, der Gasauslaß im Deckel. Ein Zurückdriften von Fremdgasen, vor allem Sauerstoff und Wasserdampf, in die MikroSTAR verhindert eine zirka 4 m lange starre Gasleitung hinter dem Gasauslaß der Kammer. Diese Gasleitung ist anschließend über einen Plastikschlauch mit der Außenluft verbunden. Im Gasleitungssystem sind alle verwendeten Materialien daraufhin getestet, daß sie nicht ausgasen und so die Kammer nicht mit Fremdstoffen kontaminiieren. Insbesondere ist darauf geachtet, daß alle Ventile und Druckminderer mit metallischen Dichtungen ausgestattet sind. Ebenso sind alle Gasleitungen mit metallischen Dichtungsringen gasdicht verbunden. Obwohl der Druck im Innenraum der Kammer höher ist als der Außendruck, können durch jede undichte Stelle im Gassystem unerwünschte und schädliche Gase in das Gasvolumen eindringen, da der partielle Druck der Fremdgase im System wesentlich geringer ist als der partielle Druck im Äußeren und somit für die Fremdgase ein Druckgefälle nach Innen vorliegt.

Zusammengemischt werden die Gase in drei Massendurchflußmessern der Firma Wagner/Bronkhorst, die in das Gasleitungssystem integriert sind. Die Funktionsweise der Regler ist die folgende: Elektronische Ventile begrenzen den Durchfluß des Gases. Diese Ventile werden über eine Steuereinheit angesprochen, an der man den gewünschten Fluß einstellt. Im Regler selbst wird der Fluß anhand der Temperaturänderung bei Erwärmung des Gases bestimmt nach

$$d\Phi = k \rho C_p dT \quad (5.1)$$

Hierbei ist  $d\Phi$  die Änderung des Gasflusses,  $\rho$  die Dichte und  $C_p$  die spezifische Wärmekapazität des Gases bei konstantem Druck  $p$ .  $dT$  ist die Temperaturänderung des Gases. Der augenblickliche Fluß im Regler wird dadurch ermittelt, daß in einer dünnen Kapillare parallel zum Regelventil dem Gas durch elektrische Heizung eine bestimmte Wärmeleistung zugeführt und die Temperaturveränderung gemessen wird. Weicht der Istfluß vom Sollfluß ab, wird automatisch durch das Regelventil ein neuer Fluß eingestellt. In einem iterativen Verfahren nähert man sich somit dem gewünschten Fluß beliebig nahe. Die maximalen Durchflußraten pro Regler (Kanal) und ihre relativen Fehler bezüglich maximaler Durchflußrate sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt. Die Regelung ist im Werk auf ein bestimmtes Kalibriergas geeicht. Bei Verwendung eines anderen Gases ist eine Konstante  $k \neq 1$  in obige Gleichung einzusetzen, die aus Tabellen zu entnehmen ist.

Für die Spannungsversorgung werden zwei verschiedene Geräte verwendet. Ein Hochspannungsgerät mit der Typenbezeichnung PNC 30000-2 neg der Firma Heinzinger mit Analoganzeige ist mit dem Hochspannungsanschluß des Feldkäfigs der Kammer verbunden. Dieses Gerät erzielt maximal 30 kV Spannung bei einem maximalen Strom von 2 mA. Für die genaue Einstellung des gewünschten Spannungswertes dient ein digitales Voltmeter, das an das Hochspannungsgerät angeschlossen ist. Für die Spannungsversorgung der Anodenstreifen wird ein 40-kanäliges Hochspannungssystem von C.A.E.N (Typ SY 127) verwendet. Bei diesem Gerät kann über Tastatur die

Kanal	Eichgas	max. Durchfluß (l/h)	rel. Genauigkeit (%)
1	Argon	80	0.2
2	Helium	80	0.2
3	DME	40	0.1

Tabelle 5.3: Kalibrierdaten der im Versuch eingesetzten Durchflußregler

gewünschte Spannung und der dabei maximal fließende Strom, Anstiegs- und Abfallszeiten eingegeben werden. Außerdem besitzt es eine Notausschaltung, die dann zum Einsatz kommt, wenn über längere Zeit mehr als der vorgegebene maximale Strom fließt. Zusätzlich dazu ist aber zum Schutz der Mikrostreifenplatte gegenüber Spannungsspitzen die Anode folgendermaßen mit dem Netzgerät verbunden:

Zum einen liegt mit dieser Schaltung immer ein hochohmiger Widerstand am Hoch-

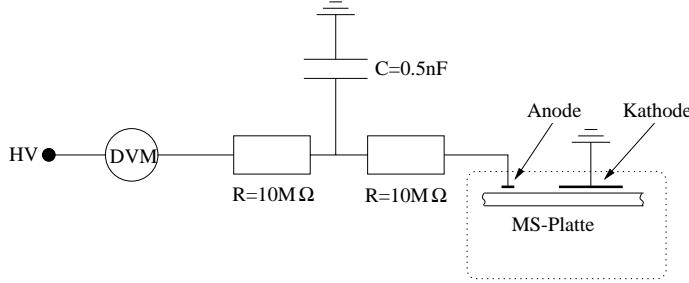


Abbildung 5.7: Schaltbild für den elektrischen Anschluß der Anodenstreifen

spannungsgerät, zum anderen werden Spannungsspitzen über den Kondensator ausgekoppelt und erreichen nicht mehr die Anode, die dadurch zerstört werden kann. Um den Anodenstrom messen zu können, ist ein Digitalvoltmeter (DVM) in die Zuleitung gesetzt. Als Spannungsmesser betrieben kann durch den Spannungsabfall am  $10\text{ M}\Omega$  Innenwiderstand der Anodenstrom bestimmt werden.

Für das Auslesen der Elektroden wird die ALEPH TPC-Elektronik verwendet [Ale89]. Die ladungssensitiven Vorverstärker sind eine 16-kanalige Hybrideinheit, die über Kabel mit Bandpaßfiltern (Shaper) verbunden sind. Diese werden dazu verwendet, um das verstärkt ankommende Signal nahezu gaußförmig zu formen. Aufgrund der verschiedenen Abdriftgeschwindigkeiten von Elektronen und Ionen am Anoden draht wird nämlich die Signalform derart verformt, daß die Anstiegszeit des Signals wesentlich kürzer als die Abfallszeit ist. Es entsteht eine unsymmetrische Signalform, die schwer weiterzuverarbeiten ist. Die volle Breite des Shapers (FWHM) beträgt 180 ns, was einem Sigma der Gaußkurve von 77 ns entspricht. Die Pulshöhe eines Signals wird in den anschließenden getakteten Analog-Digital-Wandlern (Flash-ADC's) einem digitalen Wert zwischen 0 und 255 zugewiesen. Ein Digit entspricht dabei rund 3900 registrierten Elementarladungen. Mit einer von außen vorgegebenen Taktrate von 12.7

MHz arbeiten die ADC's. Somit wird alle 79 ns ein Meßwert digitalisiert und in einen Zwischenspeicher mit 512 Speicherkanälen abgespeichert. Der Startpunkt der Digitalisierung wird vom Trigger geliefert, der durch Signale der Photodiode erzeugt wird. Von da an ist es möglich,  $512 \cdot 79 \text{ ns} \simeq 40 \mu\text{s}$  lang Signale aufzunehmen und zu digitalisieren. Sollen Spuren registriert werden, für welche die Driftzeit länger als  $40 \mu\text{s}$  dauert, muß man zwischen Triggerstartpuls und erwünschtem Datennahmezeitpunkt eine Verzögerung (Delay) legen. Die maximal mögliche Datennahmerate der benutzten Anordnung schwankt zwischen 3 und 4 Triggern pro Sekunde. Shaper, ADC's und Speicher sind auf einem Board zusammengefaßt, dem sogenannten Time-Projection-Digitizer (TPD), der wiederum in einem FASTBUS-Crate mit einer weiteren Einheit verbunden ist, dem Aleph-Event-Builder (AEB). Der AEB ist ein Computer mit eigenem Prozessor (MC 68020), der die Aufgabe hat, die zwischengespeicherten Daten via Ethernet einem Pentium PC zur Verfügung zu stellen. Mit Hilfe des Programms 'daq', das unter dem Betriebssystem LINUX auf dem PC läuft, wird der AEB angeprochen, die gesamte Datennahme kontrolliert und die zwischengespeicherten Daten in Form von ein- und zweidimensionalen Histogrammen auf Festplatte aufgezeichnet. Diese Daten können mit dem Programm PAW [Paw95] aufgerufen und weiterverarbeitet werden.

Als letzte Komponente des Versuchsaufbaus muß noch der Magnet beschrieben werden. Er setzt sich aus zwei Helmholtzspulenpaaren zusammen, die im gegenseitigen Abstand von 59 cm fixiert sind. Jede Spule für sich ist aus 4 kleineren Segmentspulen aufgebaut, von denen jede 4 Windungen eines  $0.9 \times 0.9 \text{ cm}^2$  hohlen Kupferleiters beinhaltet. Die Länge einer Spule ergibt sich damit zu 16.8 cm, der innere Radius jeder Windung (Loch in der Spule) beträgt 15 cm. Die Kupferleiter besitzen einen elektrischen Gleichstromwiderstand (bei  $20^\circ\text{C}$ ) von  $17 \text{ m}\Omega$ , wodurch so viel Wärme in den Spulen bei Betrieb erzeugt wird, daß eine sehr gute Kühlung notwendig ist. Realisiert wird die Abkühlung durch 80 l pro Minute Wasser, das durch Leitungen nahe den Kupferspulen mit 11 bar Druck gepumpt wird. Die Wärme dieses Primärkreislaufes wird mittels eines Wärmetauschers an einen sekundären Wasserkreislauf abgegeben. Bei einem Strom von 2000 A (maximal betriebene Stromstärke) steigt die Temperatur im Wärmetauscher in 1 Minute um fast  $30^\circ\text{C}$  von  $38^\circ\text{C}$  auf  $66^\circ\text{C}$  an. Der Magnet erwärmt sich in derselben Zeit nur um  $10^\circ\text{C}$ . Um eine Überhitzung im Wärmetauscher zu vermeiden, wird der Magnet bei 2000 A gepulst betrieben. Es stellte sich heraus, daß mit einem Zyklus 1:3 für eingeschaltenem Strom im Magneten zu abgestelltem Strom ein vernünftiges Verhältnis gefunden wurde, bei dem außerdem eine zügige Datennahme ohne Beschädigung der Anlage möglich war. Bei geringeren Strömen kann dieses Verhältnis zu Gunsten der Pulslänge des Magnetfeldes verändert werden. Dauerbetrieb ist unter 1000 A möglich. Diese Limitierung (Pulsbetrieb), die natürlich die Länge des Experiments fast verdreifachte, wird allein durch den zu klein dimensionierten Wärmetauscher hervorgerufen. Die Anordnung der Spulenpaare erfüllt nicht exakt die Helmholtzbedingung, nämlich daß der Abstand der Spulen gleich dem Durchmesser der Spulen ist. In dieser Konfiguration ist das Feld in der Mitte der beiden Spulen

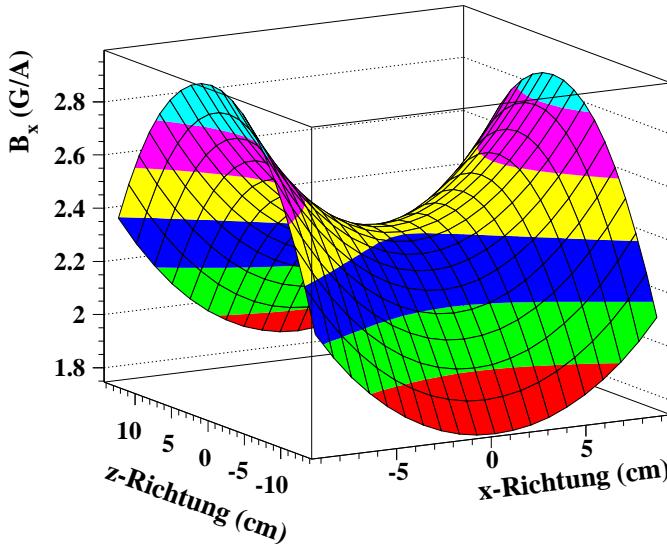


Abbildung 5.8: Berechnete Feldstärkekomponente in  $x$  - Richtung  $B_x$  des Magneten: die Änderung der Magnetfeldstärke innerhalb des Kamervolumens überschreitet in keiner Richtung mehr als 10 %. Wegen des rotationssymmetrischen Feldverlaufes um die  $x$  - Achse ist  $y$ - und  $z$ -Richtung austauschbar.

homogen mit nur einer Richtungskomponenten entlang der gemeinsamen Achse. Bei diesem Magneten ist trotzdem die Homogenität des Feldes in der Mitte relativ gut, wie Rechnungen zeigen. Die Feldkomponenten nehmen nach außen hin stark zu, verändern sich aber im Kamervolumen der MikroSTAR nicht mehr als 10 %. Dies wird für die  $x$  - Komponente des Magnetfelds in Abbildung 5.8 illustriert. Die größte Variation von  $B_x$  erfolgt entlang der  $x$  - Koordinate, für die beiden anderen Koordinaten ist wegen Rotationssymmetrie um die  $x$  - Achse stellvertretend die  $z$  - Achse dargestellt. Der Punkt (0,0,0) entspricht dem Punkt f der Abbildung 5.9. Da die Driftstrecke nur wenige cm des ganzen Driftvolumens nutzt, ist der dadurch entstehende Fehler gering. Bei Zentrierung der Driftstrecken um die Spulenlängsachse lässt sich dieser Fehler sogar noch weiter reduzieren. Dies wurde auch bei der Kammerpositionierung im Magneten beachtet. Auf Abweichungen aufgrund von Inhomogenitäten des Magnetfeldes wird im Rahmen dieser Arbeit nicht korrigiert.

Die Anordnung von Laser, Magnet, Kammer und Photodiode ist aus Abbildung 5.2 ersichtlich. Diese Komponenten befanden sich im Keller der Halle I des MPI für Plasmaphysik, während die Elektronik, das Datennahmesystem, Regelungsacks und der PC ein Stockwerk höher angesiedelt waren. Schutz vor dem Streufeld des Magneten an diesem Arbeitsplatz gewährleistete die Betondecke und der räumliche Abstand vom Magneten.

## 5.2 Versuchsdurchführung und Auswertung

Bevor die Datennahme begann, wurde die magnetische Feldstärke des Magneten bei einem festen Stromwert gemessen. Damit der Magnet betrieben werden kann, müssen die Pumpen für die Kühlwasserzirkulation eingeschaltet sein und es muß von der Kontrollstation für die Energieversorgung des MPI für Plasmaphysik Strom bereitgestellt werden.

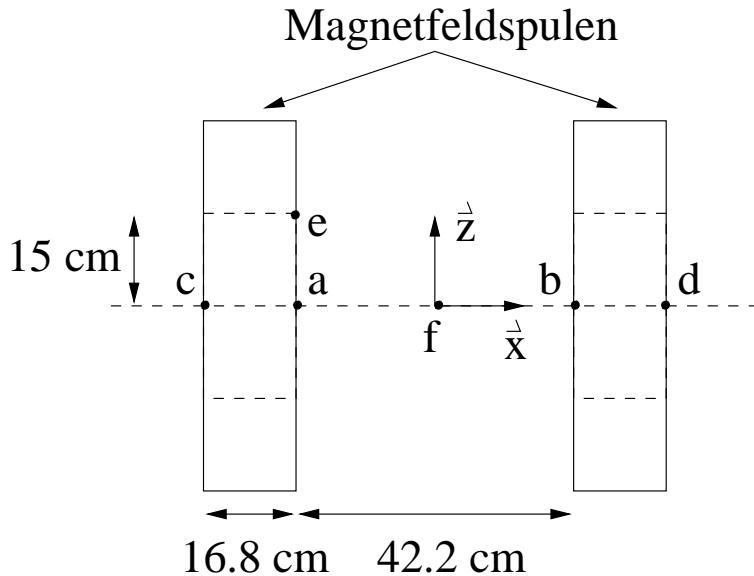


Abbildung 5.9: Schnitt durch den Magneten bei  $y = 0$ : gezeigt sind die Meßpunkte a - f, an denen das Feld des Magneten bei 500 A gemessen wurde. Der Punkt f liegt im Zentrum der Anordnung bei den Koordinaten  $(0,0,0)$ , alle Punkte befinden sich in der x-z-Ebene.

Das Magnetfeld wurde an 6 verschiedenen Punkten gemessen. Die Positionen der Punkte (a - f) sind in Abbildung 5.9 gezeigt. Die Feldstärken an diesen Punkten wurden bei einem Strom von 500 A bestimmt und mit errechneten Werten eines Programmes verglichen, in dem das Biot-Savart-Gesetz auf die Geometrie des Magneten angewandt wird. Für die einzelnen Punkte sind die Ergebnisse in Tabelle 5.4 gegenübergestellt. Der Wert im Zentrum des Magneten wurde im weiteren als Referenzwert verwendet, da sich die Driftstrecken hauptsächlich um diesen Punkt herum bewegen. Damit erhält man als Bezugsgröße für die Berechnung des Magnetfeldes:

$$B/I = 2.34 \text{ G/A} \quad (5.2)$$

Auf der Grundlage dieses Ergebnisses wurden die gewünschten B-Felder über die regelbare Stromversorgung auf einige Ampere genau eingestellt.

Nach Beendigung der Aufbauphase und nach jedem Gasflaschenwechsel wird das Gassystem auf Dichtigkeit überprüft. Dazu dient ein Gasleck-Suchgerät, das über einen

Position	gemessener Wert (kG)	errechneter Wert (kG)
a	2.30	2.70
b	2.30	2.70
c	2.20	2.20
d	2.16	2.20
e	2.46	2.42
f	1.17	1.18

Tabelle 5.4: *Magnetfeldkalibration:* verglichen werden gemessene Magnetfeldstärken und errechnete Erwartungswerte an bestimmten Punkten des Magneten für 500 A Strom. Der Wert im Zentrum des Magneten (Position f) wurde zur Berechnung des aktuellen Feldes gewählt.

Saugrüssel angesaugte Luft auf eine Änderung ihrer Zusammensetzung mittels ihrer spezifischen Wärme untersucht. Als Referenz dient die Umgebungsluft. Damit lassen sich Gaslecks im Gassystem ausfindig machen, da diese die molekulare Komposition der Luft verändern. Mit einer an der Regeleinheit der Massendurchflußmesser eingestellten Gasmischung erfolgt anschließend die Spülung der Kammer. Dabei muß das Gasgemisch in der Kammer vorhandenes Gas herausspülen.

$$V(t) = V_0(1 - e^{-\frac{d}{V_0}t}) \quad (5.3)$$

$V(t)$  ist dabei das Volumen, welches das Spülgas im Kamervolumen  $V_0$  einnimmt, wenn es mit der Spülrate  $d$  (gemessen in Kamervolumina pro Zeiteinheit) die Kammer durchströmt. Gemäß Gleichung 5.3 ist nach 5 - 6 Gasdurchsätzen die Kammer in einem genügend reinen Zustand, um mit der Datennahme zu beginnen. Hierauf wird das Driftfeld und die Verstärkerspannung hochgedreht.

Für jede neue Driftstrecke muß der Laser optimal positioniert werden. Der Laserstrahl soll mit möglichst geringen Reflexen an den Feldkäfigringen durch den Spalt zwischen zwei Ringen die Photodiode erreichen. Dabei muß der fokussierte Strahl unter der MS-Platte die Ionisation des Gases auslösen. Eine weitere Forderung ist die Parallelität des Laserstrahls mit den Padlängsachsen. Dies ist nötig, damit keine Winkeleffekte die Messung der Wolkenbreite verfälschen. Das Kriterium, ob diese Bedingungen erfüllt sind, ist die Größe des Signals auf den Pads. Beim Erreichen der maximalen Pulshöhe ist die Justierung des Lasers beendet.

Sind diese Vorbereitungen getroffen, wird die Verstärkerspannung an den Anodenstreifen nachgeregelt und ein Betriebspunkt für das jeweilige Gasgemisch gesucht. Ausschlaggebend dafür ist eine ausreichende Gasverstärkung, um meßbare Signalgrößen zu erreichen, unter Vermeidung von Überschlägen an der MS-Platte, durch den die Anoden zerstört würden. Anschließend werden die Vorverstärker kalibriert. Hierzu werden die Kathoden gepulst und die Pads ausgelesen. Da die Kathoden senkrecht

auf den Pads stehen, sieht jedes Pad dasselbe gepulste Signal. Eine Abweichung der ausgelesenen Pulshöhen für die verschiedenen Pads ist somit auf die Vorverstärker bzw. auf die Elektronik zurückzuführen. Für jede neue Driftstrecke wurde außerdem ein Pedestalrun der jeweiligen Anordnung durchgeführt, um alle Untergrundsignale zu berücksichtigen, die durch die Elektronik, Magnet und Laser entstehen könnten. Dabei wurde die Anordnung wie in einem richtigen Datennahmerun betrieben, außer daß Ionisation durch den Laserstrahl durch Ausblenden des Strahls unterdrückt war.

Die meisten Messungen wurden im Scan-Verfahren durchgeführt. Mit der Kreuzbank wurden die verschiedenen Scanpositionen eingestellt. Die Scanschritte betrugen  $200 \mu\text{m}$  oder  $300 \mu\text{m}$ . An jedem Scanpunkt wurden abwechselnd mit und ohne magnetischem Feld Daten genommen. Für das Gasgemisch Argon/Methan (90/10) wurde ohne Scannen gearbeitet. Bei allen Runs sind die so gewonnenen Histogramme über 200 Trigger gemittelt, um eine bessere Statistik und damit einen geringeren Fehler zu erhalten.

Diese Rohdaten stellen eine Überlagerung des Lasersignals mit allen unerwünschten Störsignalen dar. In Abbildung 5.10 ist ein solches unkorrigiertes Padsignal als zweidimensionaler Lego-Plot gezeigt. Die Überhöhung (Peak) stellt das Lasersignal in Padrichtung ( $y$ -Richtung, senkrecht zu  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$ ) und in einer Zeitskala (Driftrichtung  $z$ ) dar. Abbildung 5.11a zeigt dasselbe Signal nach der Korrektur. Summiert man alle

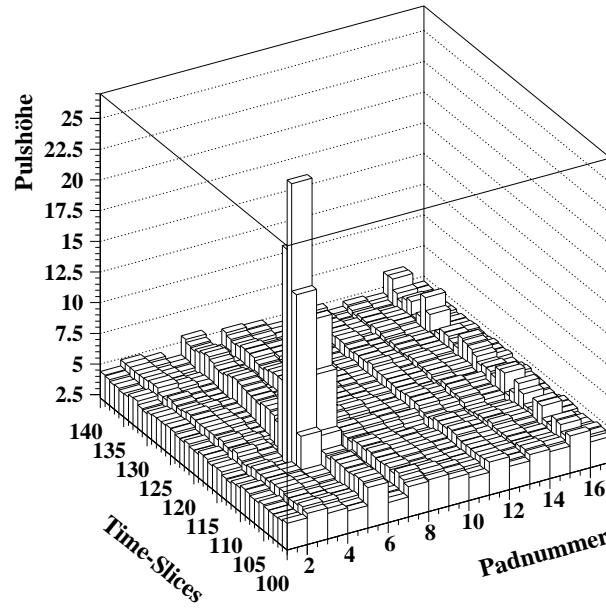


Abbildung 5.10: Darstellungen eines unkorrigierten Lasersignals, ausgelesen wurden die induzierten Signale auf den Pads: die Laserspur ist als Peak zu sehen, der Untergrund ist das gerippte Plateau (gemittelt über 200 Trigger)

Histogrammeinträge entlang der Pad- bzw. Zeitkoordinate auf, erhält man die Zeit-

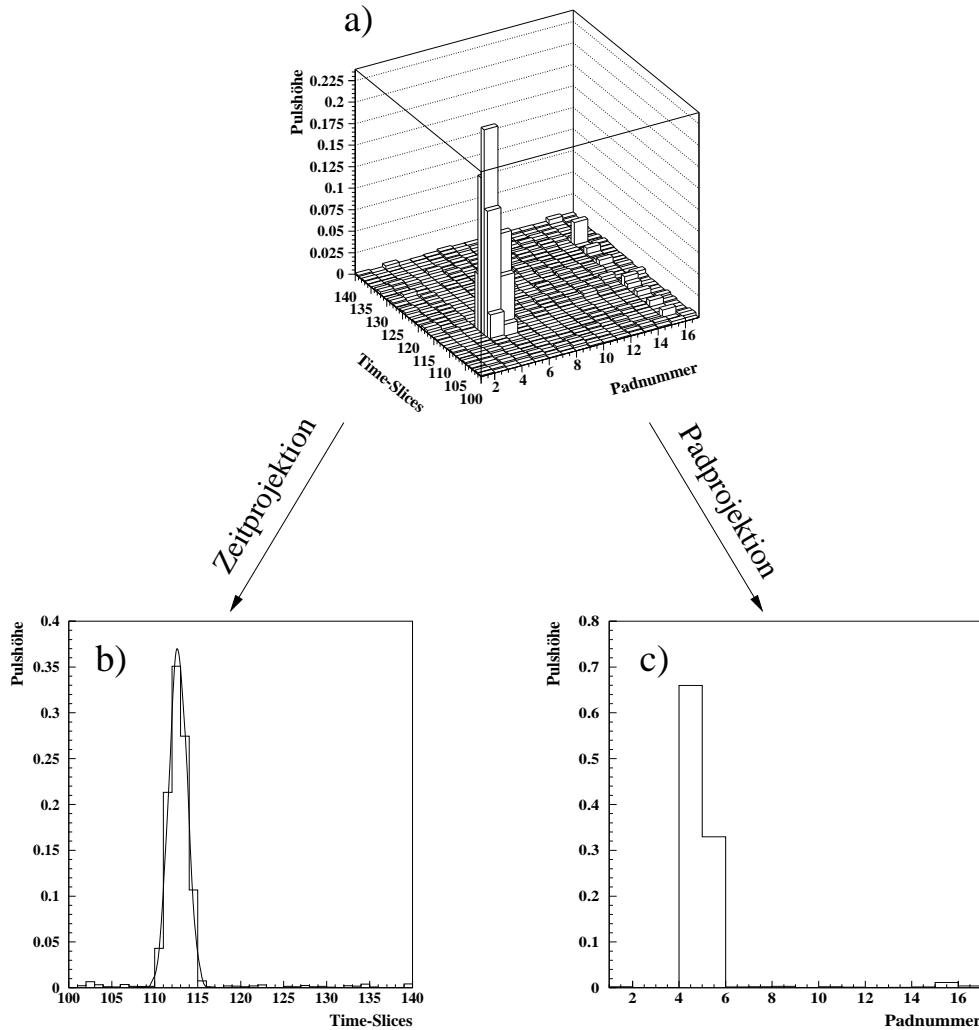


Abbildung 5.11: Darstellungen eines korrigierten Spursignals:

- a) *Lego-Plot*
- b) *Zeitprojektion*: der Signalverteilung ist eine Gaußkurve angepaßt
- c) *Padprojektion*

bzw. die Padprojektion des Histogramms, dargestellt in Abbildung 5.11b und c. Der Signalverteilung in der Zeitprojektion ist eine Gaußkurve angepaßt. Um dieses „reine“ Signal zu erhalten, wurden folgende Korrekturen vorgenommen:

- Pedestal-Subtraktion: der gesamte Untergrund, der im Pedestalrun festgehalten ist, wird vom unkorrigierten Padsignal abgezogen.
- Vorverstärker-Kalibration: anschließend wird mit Hilfe des Vorverstärkerkalibra-

tionsruns die unterschiedlichen Verstärkungen des Vorverstärkers pro Kanal ermittelt und damit das Padsignal korrigiert.

- Normierung: im letzten Schritt wird die integrierte Pulshöhe des Peaks errechnet, indem alle ADC-Einträge innerhalb des Laserpeaks aufsummiert werden. Auf diesen Wert hin werden hierauf die Pulshöhen jedes einzelnen Pads normiert. Damit erhält man relative Pulshöhen unabhängig von der Signalgröße und kann so Meßpunkte innerhalb eines Scans gut vergleichen.

Alle registrierten Ankunftszeiten werden in diesen Histogrammen in Zeiteinheiten (Time-Slices) von 79 ns angegeben. Die Umrechnung dieser Zeiteinheiten  $\tilde{t}$  in  $\mu\text{s}$  erfolgt folgendermaßen:

$$t = \tilde{t} \cdot 0.079 \mu\text{s} \quad (5.4)$$

Die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  ist mit dieser umgerechneten Zeit

$$v_D = \frac{d}{t - t_{off}}, \quad (5.5)$$

wenn man nur für eine Driftstrecke  $d$  die Driftzeit  $t$  gemessen hat.  $t$  ist dabei die Zeit, die der Schwerpunkt der Elektronenwolke von der Laserspur bis zur Padebene benötigt.  $t_{off}$  ist eine Zeitverzögerung, die von der Elektronik herrührt, und ist mit  $t_{off} = 0.45 \mu\text{s}$  gemessen. Diese Zeitverzögerung kann eliminiert werden, das heißt, man wird von ihr unabhängig, wenn man bei zwei verschiedenen Driftstrecken  $d_1$  und  $d_2$  die Ankunftszeiten  $t_1$  und  $t_2$  des Signals mißt. Es ergibt sich

$$v_D = \frac{d_1 - d_2}{t_1 - t_2} \quad (5.6)$$

Jedes elektrische Feld wurde mit und ohne B-Feld gemessen. Damit besitzt man alle nötige Information, um den Lorentzwinkel gemäß

$$\Psi_L = \arctan \frac{y(0) - y(B)}{d} \quad (5.7)$$

berechnen zu können.  $y(0)$  und  $y(B)$  sind die Schwerpunkte der Elektronenwolke auf der Padebene in Padrichtung ohne und mit B-Feld. Die gemessene Position  $\tilde{y}$  ist jedoch in Einheiten des Pitches  $b_P$ , so daß man zuvor wieder nach

$$y = \tilde{y} \cdot b_P \quad (5.8)$$

auf die Längeneinheit mm umrechnen muß.

Als Maß für die Diffusion wird in der Literatur meist die Diffusionskonstante  $D$  der Dimension  $\frac{\text{Länge}^2}{\text{Zeit}}$  benutzt. In dieser Arbeit ist aber die Diffusionskonstante  $C$

verwendet, die die Dimension  $\sqrt{\text{Länge}}$  hat und in der Einheit  $\frac{\mu\text{m}}{\sqrt{\text{cm}}}$  angegeben wird. Die Umrechnung zwischen diesen beiden Schreibweisen ist

$$C = \sqrt{\frac{2D}{v_D}} \quad (5.9)$$

Die Diffusionskonstante  $C$  selber ist mit der hier verwendeten Anordnung nicht meßbar. Anstelle davon wird die Breite des Elektronensignals in der Padebene ermittelt, indem man eine Gaußkurve der auf die Zeitachse (vgl. Abbildung 5.11b) und der auf die Padkoordinate projizierten Signalverteilung anpaßt. Die daraus erhaltenen Signalbreiten  $\tilde{\sigma}$  müssen wiederum wie folgt umgerechnet werden:

$$\sigma_L = \tilde{\sigma}_L \cdot v_D \quad (5.10)$$

$$\sigma_T = \tilde{\sigma}_T \cdot b_P \quad (5.11)$$

Die Indizes  $L$  und  $T$  stehen für longitudinal ( $z$ - oder Zeitrichtung) und transversal ( $x$ - und  $y$ -Richtung). Nach Gleichung 4.32 existiert für jede Raumrichtung eine Diffusionskonstante. Für die Messung der  $x$ -Koordinate des Diffusionstensors (entlang des B-Feldes) ist jedoch die MS-Platte falsch orientiert, da in diese Richtung die Längsachsen der Pads zeigen. Die Signalbreiten setzen sich im Wesentlichen aus 3 Beiträgen zusammen:

- der Breite des Laserstrahls  $\sigma_{Las}$ ; es wird angenommen, daß die Intensitätsverteilung des Laserstrahls ein gaußförmiges Profil besitzt
- der durch Diffusion entstehenden Wolkenbreite  $\sigma_D$ , die sich ergibt aus:

$$\sigma_D = D\sqrt{d} \quad (5.12)$$

- der Pad-Response-Breite  $\sigma_{0,T}$  in transversaler Richtung bzw. in longitudinaler Richtung der Shaperbreite  $\sigma_{0,L}$

Geht man davon aus, daß all diese Beiträge einer gaußschen Verteilung gehorchen, das heißt, durch die Standardabweichung  $\sigma$  einer angepaßten Gaußkurve charakterisierbar sind, folgt die einfache Beziehung für die Signalbreite in der Padebene:

$$\sigma_i^2 = \sigma_{0,i}^2 + \sigma_{Las,i}^2 + \sigma_{D,i}^2, \quad i = L, T \quad (5.13)$$

Hierbei sind Winkeleffekte, ausgelöst durch Nichtparallelität des Laserstrahls zu den Padlängsachsen oder der Ausleseplatte, unberücksichtigt.

Für die longitudinale Signalbreite gilt diese Gleichung uneingeschränkt, da der Shaper ein gaußförmiges Signal der Breite  $\sigma_{0,L}$  erzeugt. Für die transversale Signalbreite hat Gleichung 5.13 nur bedingt Gültigkeit: Wie in Kapitel 3 hergeleitet wurde, ist die Pad-Response-Funktion nur näherungsweise eine Gaußverteilung. Besitzt die Ladungsverteilung am Anodendraht eine sehr schmale Breite (Punktladung), so daß aufgrund

der MS-Plattengeometrie nur auf einem Pad ein detektierbares Signal induziert wird, ergibt die Signalverteilung im Extremfall eine Rechteckfunktion. Für diesen Fall gilt Gleichung 5.13 nicht. Es muß ein Weg gefunden werden, die Diffusionskonstante aus der gemessenen Signalbreite zu extrahieren, falls die Breite am Anodendraht und die Pad-Response-Breite die gleiche Größenordnung aufweisen. Eine kleine Breite nach dem Diffusionsvorgang ergibt sich nach Gleichung 5.12 bei einem „kühlen Gas“ mit kurzer Driftstrecke. Die Pad-Response-Funktion nimmt Rechteckgestalt an, falls der Abstand zwischen Draht und Padebene wesentlich kleiner ist als der Pitch eines Pads. Tabelle 5.5 vergleicht Breiten, wie man sie in der Padebene bei einer Überlagerung einer festen Pad-Response-Breite ( $PRB_1 = 550 \mu\text{m}$ ,  $PRB_2 = 740 \mu\text{m}$ ) und einer vorgegebenen Signalbreite  $\hat{\sigma}_{input}$  am Anodendraht erhält, falls man Gleichung 5.13 heranzieht oder die Überlagerung numerisch mit einem Computer vollzieht.

$\hat{\sigma}_{input}$	$\sigma_{numerisch}$		$\sigma_{Formel}$	
	$PRB_1$	$PRB_2$	$PRB_1$	$PRB_2$
100	566	804	563	747
300	630	843	630	799
500	748	920	746	894
700	899	1034	893	1019
900	1063	1174	1057	1166

Tabelle 5.5: Vergleich von Signalbreiten, wie man sie aus numerischen Berechnungen erhält und wie sie Gleichung 5.13 liefert.  $\hat{\sigma}_{input}$  ist die Breite der Elektronenwolke an der Anodenebene,  $PRB_1 = 550 \mu\text{m}$ ,  $PRB_2 = 740 \mu\text{m}$  sind zwei verschiedene Pad-Response-Breiten (alle Angaben in  $\mu\text{m}$ ).

Die Diskrepanz ist deutlich zu sehen. Je größer die Pad-Response-Breite ist, desto mehr Abweichung tritt zwischen analytischer und numerischer Berechnung der Signalbreiten auf, besonders für kleine Ausgangsbreiten. Dies ist aber gerade bei den hier untersuchten Gasen der Fall. Aus diesem Grund wurde ein Computerprogramm geschrieben, das bei vorgegebener Signalbreite an den Anodendrähten die resultierende Breite in der Padebene berechnete. Die in Kapitel 3 ermittelten Pad-Response-Breiten wurden dabei verwendet. Mit diesem Ergebnis kann von der gemessenen Wolkenbreite auf die Elektronenverteilung am Anodendraht geschlossen werden, die dort die Breite  $\hat{\sigma}$  hat. Dann ist Gleichung 5.13 modifiziert anwendbar:

$$\hat{\sigma}_T^2 = \sigma_{Las,T}^2 + C_T^2 d \quad (5.14)$$

Um unabhängig von der Laserbreite die Diffusionskonstante  $C$  bestimmen zu können, mißt man wieder bei zwei verschiedenen Driftstrecken  $d_1$  und  $d_2$  die Signalbreiten und berechnet daraus die Diffusionskonstanten:

$$C_T^2 = \frac{\hat{\sigma}_{1,T}^2 - \hat{\sigma}_{2,T}^2}{d_1 - d_2} \quad (5.15)$$

$$C_L^2 = \frac{\sigma_{1,L}^2 - \sigma_{2,L}^2}{d_1 - d_2} \quad (5.16)$$

Zur Berechnung der longitudinalen Diffusionskonstante ist die gemessene Signalbreite direkt eingesetzt, und man kann so Laser- und Shaperbreite unmittelbar eliminieren.

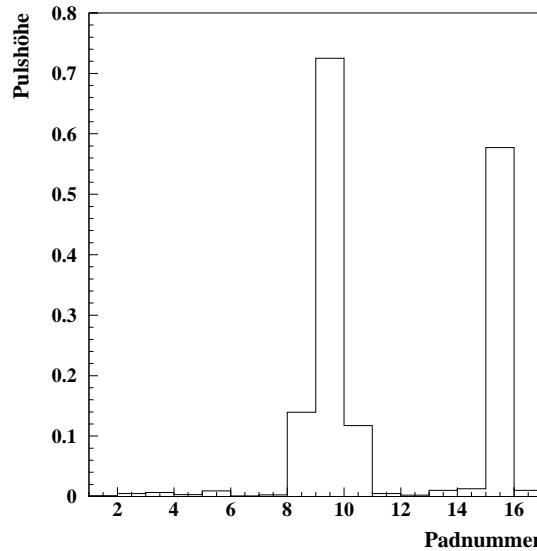


Abbildung 5.12: *Signalverteilung über drei Pads: aus dem Verhältnis Pulshöhe  $\times$  Padbreite des mittleren Pads zu den äußeren Pads ist auf die Signalbreite zu schließen. Eine symmetrische Verteilung begünstigt das Verfahren. Pad 15 hat einen schlechten elektrischen Kontakt und täuscht deshalb in der Padprojektion ein Signal vor.*

Zur Berechnung von  $\sigma_T$  wurden verschiedene Meß- und Auswertungsmethoden je nach Breite der Verteilung benutzt:

- Direkter Gaußfit: ist das Signal in der Ausleseebene breit genug, so daß es sich über mehrere ( $\geq 5$ ) Pads erstreckt, kann die Verteilung mit einer Gaußkurve in PAW angepaßt werden.
- 3-Pad-Methode (Abbildung 5.12): Überdeckt die Elektronenwolke nur 3 Pads, kann über das Verhältnis Pulshöhe  $\times$  Padbreite von mittlerem Pad zu den äußeren Pads auf die Breite der Verteilung geschlossen werden. Dabei sollten die äußeren Pads dieselben Pulshöhen besitzen [Dra96].

- 'Scannen' wird verwendet, wenn weniger als 3 Pads ein Signal der Elektronenwolke sehen:
  - wie in Kapitel 3 wird die Elektronenverteilung mit einem einzelnen Pad abgetastet. Die Pulshöhen eines Pads, gegen die Position aufgetragen, können mit einer Gaußkurve angefittet werden.
  - eine andere Möglichkeit, aus den gescannten Daten die Breite zu ermitteln, besteht in der Bildung des Verhältnisses

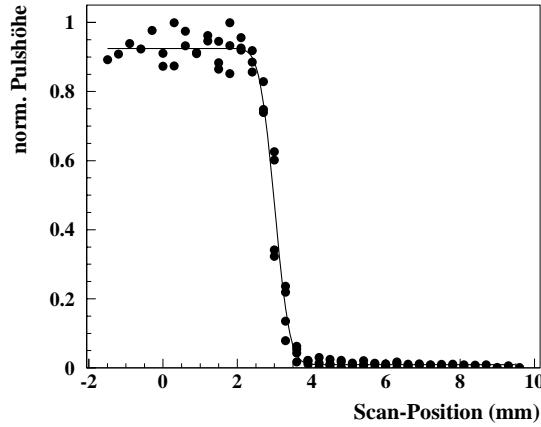


Abbildung 5.13: Dargestellt ist eine Möglichkeit, Daten, die das 'Scannen' liefert, auszuwerten. Das Verhältnis der Pulshöhen zweier benachbarter Pads wird gegen den Ort der Scan-Position aufgetragen. Aus der angepaßten Fehlerfunktion ist auf die Breite der Elektronenwolke zu schließen.

$$R_i(y_j) = \frac{\text{Pulshöhe Pad}(i) \text{ am Scanort } y_j}{\text{Pulshöhe Pad}(i+1) \text{ am Scanort } y_j}. \quad (5.17)$$

Trägt man diese Verhältnisse wieder gegen den Ort  $y_j$  auf, resultiert eine verschmierte Stufenfunktion, wie sie in Abbildung 5.13 gezeigt ist. Aus dieser Verteilung kann mittels Anpassung der Fehlerfunktion  $\text{erf}(y, \sigma)$

$$\text{erf}(y, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-y}^{+y} e^{\frac{y'^2}{2\sigma^2}} dy' \quad (5.18)$$

an die Meßdaten auf die Breite  $\sigma$  geschlossen werden [Odi96].

Es wurden nicht alle B-Felder mit unterschiedlichen Driftstrecken vermessen, da bei einem zu großen Lorentzwinkel die lange Drift eine zu große Ablenkung verursacht, die mit der MS-Platte nicht mehr registriert werden kann. Dies trat hauptsächlich beim Gasgemisch Argon/Methan (90/10) auf. Um trotzdem einen weiten Bereich von

B-Feldern zu erfassen, wurde stellenweise nur mit der kurzen Drift und den breiten Pads gearbeitet, da dort das sensitive Gebiet etwas größer ist. Bei gescannten Daten wurden alle oben beschriebenen Methoden angewandt und die Gasparameter ermittelt. Im nächsten Kapitel werden diese auf verschiedene Arten gewonnenen Resultate zusammengefaßt dargestellt. Die angegebenen Fehlerbalken sind dabei die Standardabweichungen dieser Ergebnisse vom errechneten Mittelwert.

### 5.3 Ergebnisse und Vergleich mit Kalkulationsmodellen

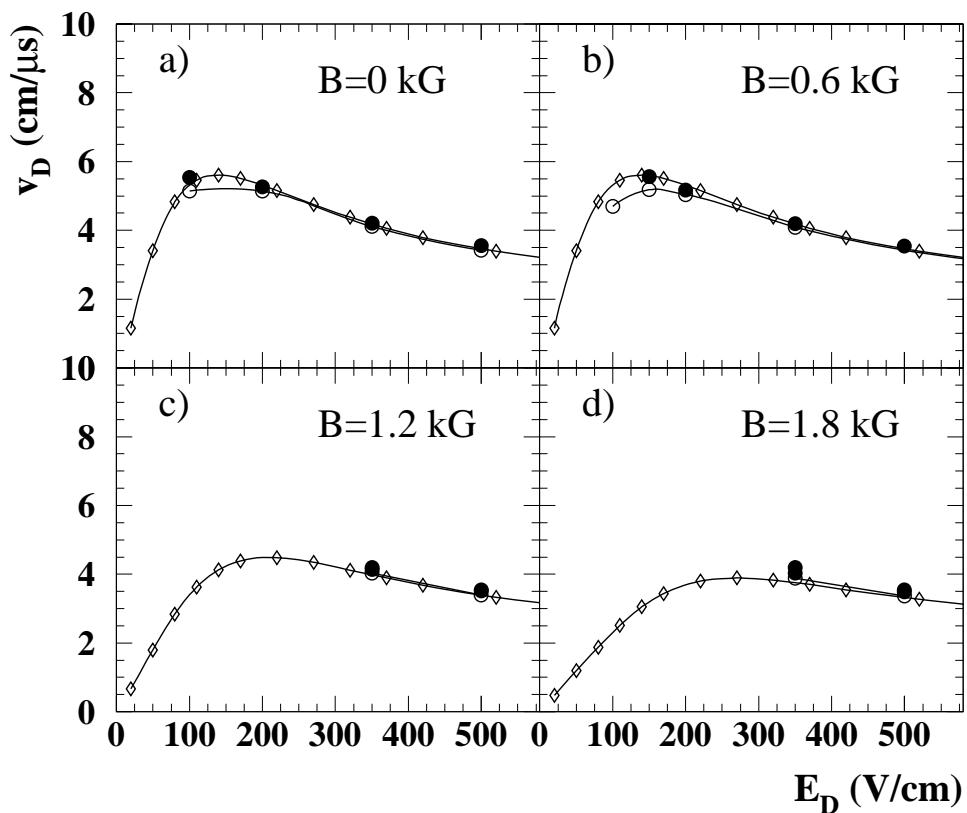


Abbildung 5.14: Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld für Argon/Methan (90/10) für  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ;

- Meßdaten
- ◊ MAGBOLTZ von Biagi
- △ Schmidt
- Ness

In diesem Kapitel werden die gemessenen Ergebnisse aufgelistet. Jeder Meßpunkt ist mit einem Fehlerbalken behaftet, erscheint keiner an den Meßpunkten, ist er kleiner als die Symbolgröße und dementsprechend nicht sichtbar. Berechnete Transportparameter aus verschiedenen Kalkulationsmodellen für die gleichen Bedingungen sind zum Vergleich angegeben. Zur Unterscheidung der verschieden gewonnenen Daten werden Symbole eingeführt, die in Abbildung 5.14 erklärt sind. Das Kalkulationsprogramm MAGBOLTZ von Biagi stand für eigene Berechnungen zur Verfügung. Deshalb sind für alle Gasmischungen Vorhersagen dieses Programms bestimmt worden. Zu allen gemessenen Punkten mit dem Gasgemisch Argon/Methan (90/10) berechnete Prof. Draper aus UC Davis (University of California, Davis) die Transportparameter mit dem Programm von Ness, in Abbildung 5.14 mit 'Ness' betitelt. Zu Argon/CO<sub>2</sub> wurden die Rechnungen von Prof. Schmidt in Heidelberg ausgeführt. Sie sind in Abbildung Abbildung 5.14 mit 'Schmidt' bezeichnet.

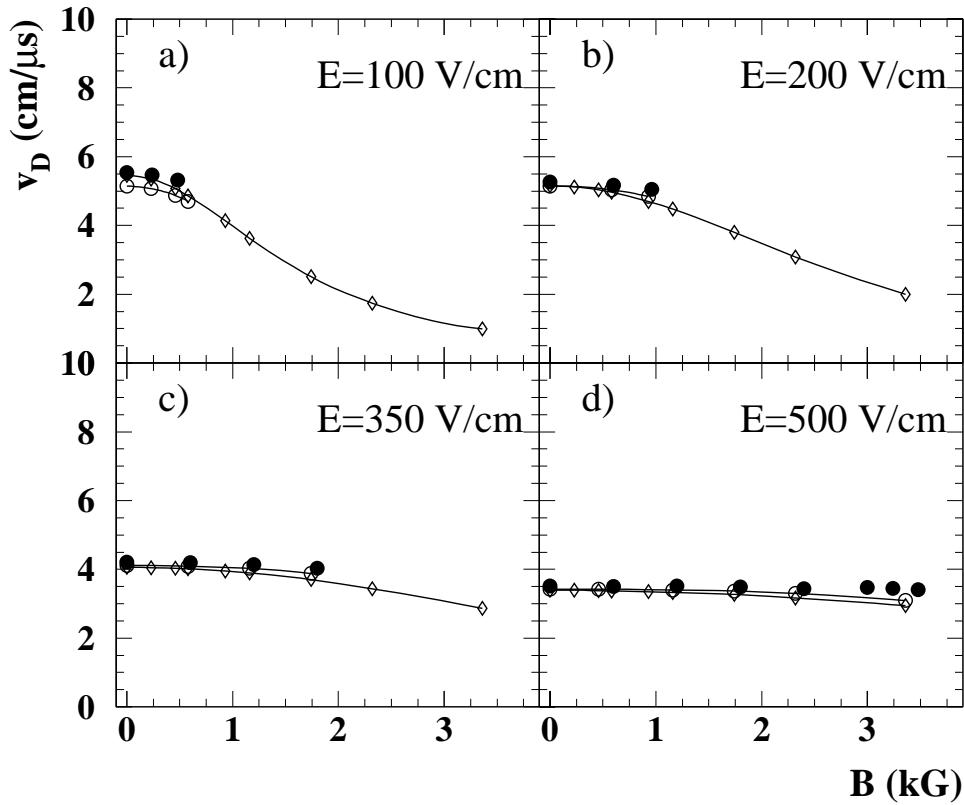


Abbildung 5.15: Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom magnetischen Feld für Argon/Methan (90/10) und  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

Argon/Methan (90/10) zeigt für die Driftgeschwindigkeit (Abbildung 5.14) und den Lorentzwinkel (Abbildung 5.16) eine starke Abhängigkeit vom elektrischen Feld, während im gemessenen Bereich nur ein sehr kleiner Einfluß des Magnetfeldes auf die

Driftgeschwindigkeit zu sehen ist (Abbildung 5.15). Die Geschwindigkeit nimmt mit zunehmendem Magnetfeld leicht ab, wie in Kapitel 4.1.2 vorhergesagt wurde.

Genau entgegengesetzt verhält es sich bei der transversalen Diffusionskonstanten. Dort zeigt sich kaum eine Abhängigkeit vom elektrischen Feld (Abbildung 5.18), jedoch eine starke vom B-Feld (Abbildung 5.19). Das bedeutet, man kann die transversale Diffusion nicht durch höhere elektrische Felder verkleinern, wohingegen größere Magnetfelder die Diffusion stark beeinflussen.

In dieselbe Richtung geht es auch beim Lorentzwinkel (Abbildung 5.17). Durch eine Zunahme der Magnetfeldstärke nimmt die Ablenkung riesige Werte an, wodurch Messungen mit höheren Magnetfeldstärken auch verhindert wurden. Dieses Gasgemisch ist wegen seiner großen Diffusion und seines enormen Lorentzwinkels für den Einsatz in gekreuzten E- und B-Feldern ungeeignet.

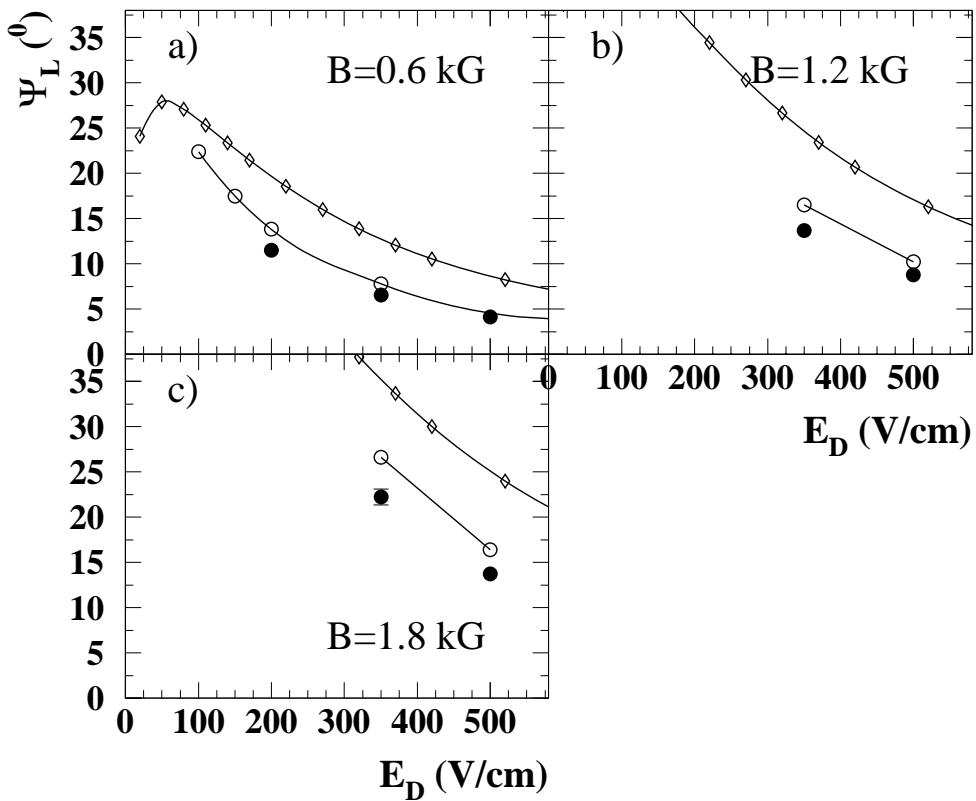


Abbildung 5.16: Abhängigkeit des Lorentzwinkels vom elektrischen Feld für Argon/Methan (90/10) und  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

Für die Driftgeschwindigkeit werden die Meßpunkte gut von den beiden durchgeführten Berechnungen beschrieben. In den anderen Parametern weicht MAGBOLTZ weit von den Daten ab, während Ness fast perfekt die Realität wiedergibt. MAGBOLTZ beschreibt dieses Gas nicht einmal ohne Magnetfeld in allen Parametern richtig

(vgl. Abbildung 5.18a) und liegt mit Magnetfeld (außer Driftgeschwindigkeit) immer mehr als 10 % über dem Meßwert. Ness hingegen scheint sehr gut geeignet zu sein, Argon/Methan (90/10) in gekreuzten Feldern zu beschreiben.

Die Driftgeschwindigkeit bei „kühlen Gasen“ ist fast eine Größenordnung kleiner als bei Argon/Methan (90/10), weshalb sie auch 'langsame Gase' genannt werden. Erreicht man bei Argon/Methan (90/10) mit 300 V/cm etwa 4 cm/ $\mu$ s, liegt man mit Argon/DME (50/50) unter 0.25 cm/ $\mu$ s (Abbildung 5.20). Tauscht man DME gegen CO<sub>2</sub> aus, gewinnt man einen Faktor 2 in der Driftgeschwindigkeit (Abbildung 5.21). Ansonsten zeigen diese zwei langsamten Gase einen fast linearen Anstieg der Driftgeschwindigkeit mit dem E-Feld, ein Vergleich von Abbildung 5.20a mit b bzw. 5.21a mit b ergibt kaum eine Abhängigkeit vom Magnetfeld.

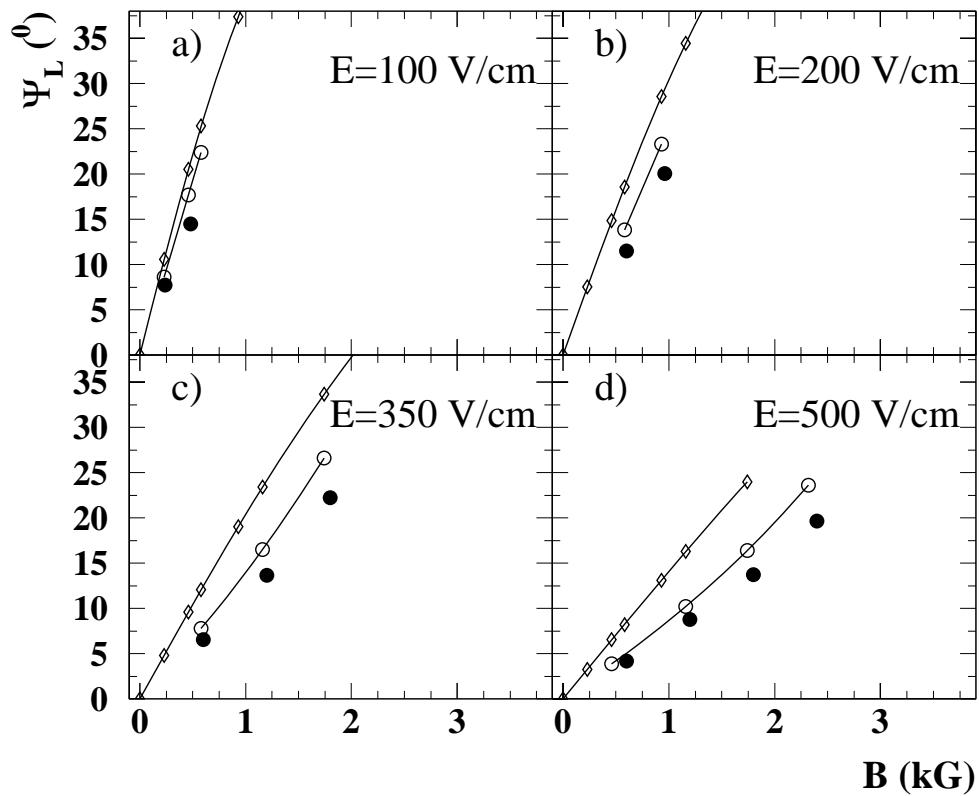


Abbildung 5.17: Abhängigkeit des Lorentzwinkels vom magnetischen Feld für Argon/Methan (90/10) und  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

In der Größe des Lorentzwinkels spiegelt sich dasselbe Verhalten bei Austausch von DME mit CO<sub>2</sub> wider: mit Argon/DME (50/50) und 2.4 kG liegt der Lorentzwinkel bei 1 Grad (Abbildung 5.22a), unter den gleichen Bedingungen hingegen hat er bei Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) 2 Grad, wie aus Abbildung 5.23 zu sehen ist. Ein linearer Anstieg

des Lorentzwinkels bis Magnetfeldstärken von 5 kG ist in Abbildung 5.28 für zwei Driftfelder dokumentiert.

Die Diffusionskonstanten liegen bei beiden Gasgemischen ab einem elektrischen Feld von 300 V/cm in der Größenordnung von  $100 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$  weitgehend unabhängig vom Driftfeld (Abbildung 5.24 - 5.27). Dabei ist kein signifikanter Unterschied zwischen transversaler und longitudinaler Diffusionskonstante aus den Daten zu entnehmen. Erst bei sehr kleinen Driftfeldern steigt die Diffusion an, erreicht aber bei weitem nicht die Ausmaße von Argon/Methan (90/10). Des Weiteren ist eine Abhängigkeit der Diffusion vom magnetischen Feld durch einen Vergleich a mit b der Abbildungen 5.24 - 5.27 nicht ersichtlich. Wenn man von der Diffusion ausgeht, stellen sich beide Gasgemische,

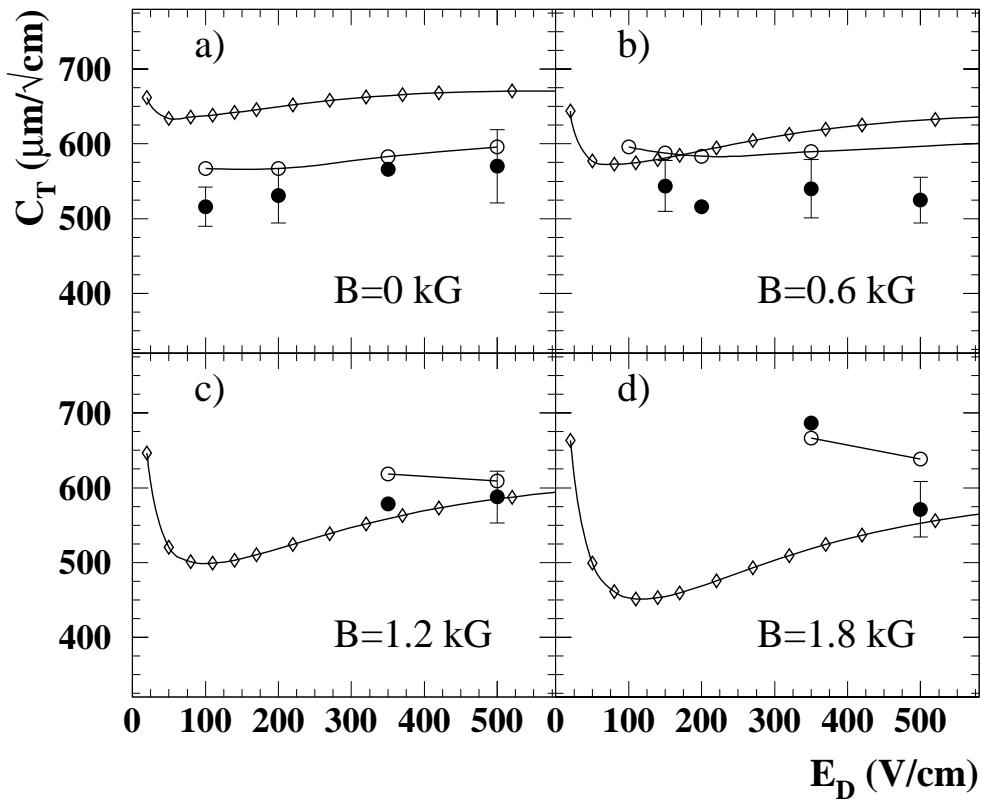


Abbildung 5.18: Abhängigkeit der transversalen Diffusionskonstante vom elektrischen Feld für Argon/Methan (90/10) und  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

Argon/DME (50/50) und Argon/CO<sub>2</sub> (50/50), als gleichwertig heraus. Durch ihre geringen Diffusionseigenschaften ist ein Einsatz in der FTPC gleichermaßen möglich.

Einen geringeren Ablenkinkel zeigt DME, wodurch die Spurrekonstruktion im Experiment vereinfacht wird. CO<sub>2</sub> hingegen besitzt eine größere Driftgeschwindigkeit, womit die Aufenthaltszeit einer Elektronenwolke im sensitiven Gasvolumen verkürzt wird. Über eine höhere Driftspannung kann man aber die geringere Driftgeschwindig-

keit von DME wieder wettmachen. Für die Wahl eines geeigneten Gases in der FTPC stehen zwei gleichwertige Kandidaten als Quenchgase zur Verfügung.

Die Vorhersage der Driftgeschwindigkeit durch Modelle hat sich schon bei Argon/Methan (90/10) als unkritisch erwiesen. So stimmen auch bei den langsamen Gasen Erwartungswert mit der Messung überein. Doch werden hier auch alle anderen Transportparameter wesentlich genauer reproduziert als bei Argon/Methan (90/10). Es zeigen sich zwar kleine Abweichungen zwischen den Programmen Schmidt und MAGBOLTZ untereinander für Argon/CO<sub>2</sub>, doch kann im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht entschieden werden, welches Programm den wahren Sachverhalt besser trifft. So sieht es in Abbildung 5.25a so aus, als ob das Verfahren von Schmidt die Meßpunkte besser wiedergibt, in Abbildung 5.27 ist aber genau das Gegenteil der Fall.

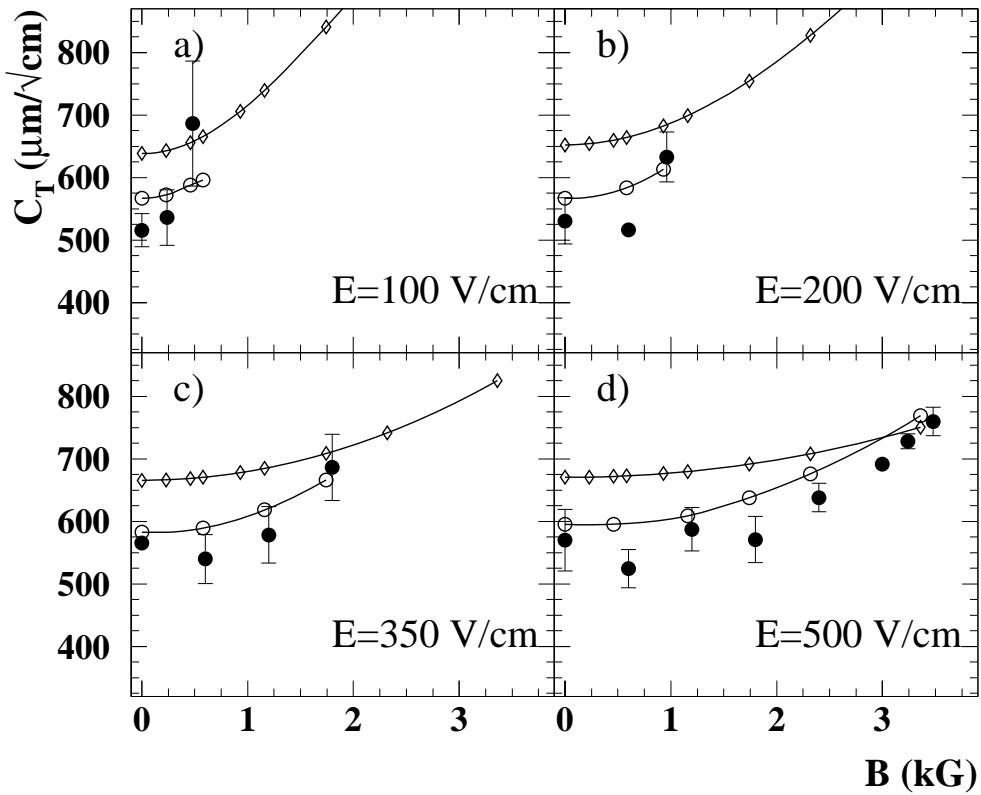


Abbildung 5.19: Abhängigkeit der transversalen Diffusionskonstante vom magnetischen Feld für Argon/Methan (90/10) und  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

Die transversale Diffusionskonstante für Argon/DME (50/50) wird sehr gut von MAGBOLTZ wiedergegeben, während beim Lorenzwinkel Messung und MAGBOLTZ wieder differieren. Bei Argon/DME (50/50) liegt neben Kalkulationen von MAGBOLTZ nur für ein magnetisches Feld von 4.8 kG eine vergleichbare Kalkulation von

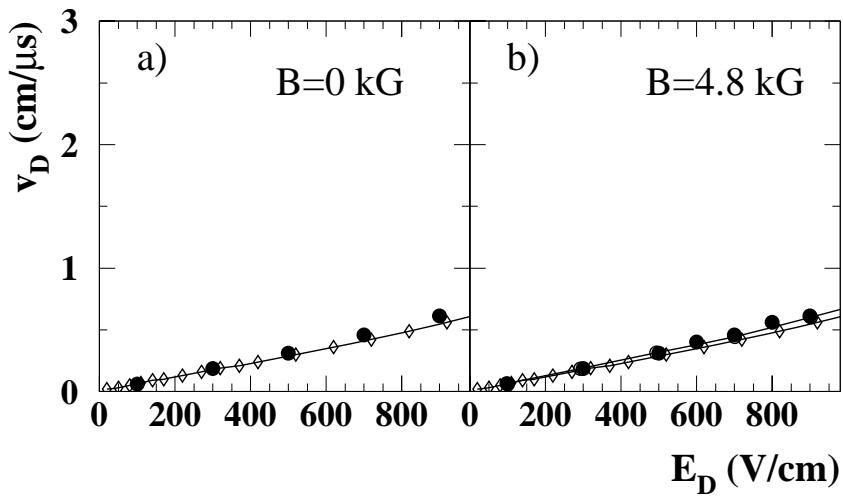


Abbildung 5.20: Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld für Argon/DME (50/50) und  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

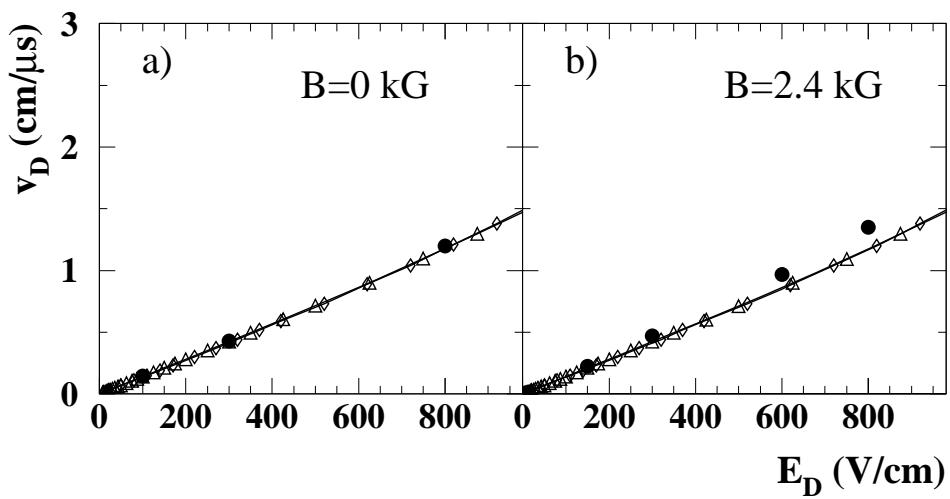


Abbildung 5.21: Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld für Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) und  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

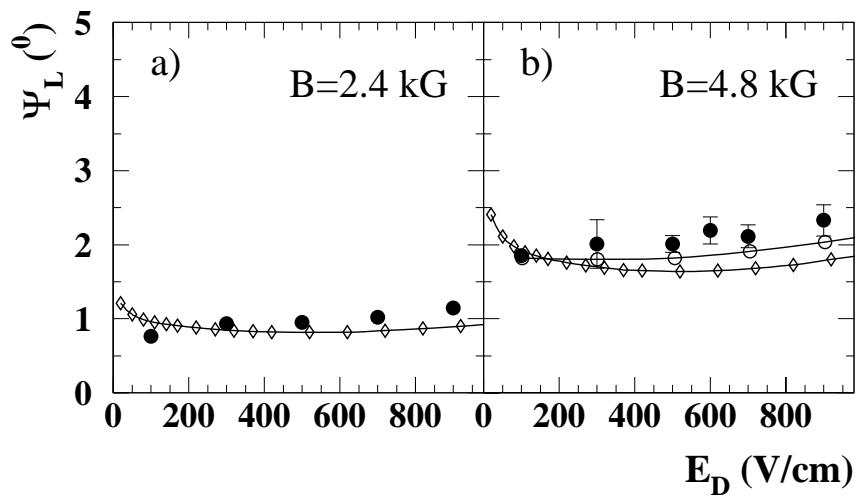


Abbildung 5.22: Abhängigkeit des Lorentzwinkels vom elektrischen Feld für Argon/DME (50/50) und  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

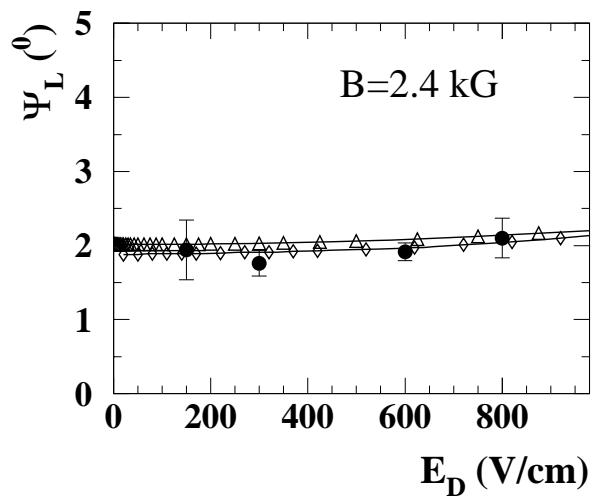


Abbildung 5.23: Abhängigkeit des Lorentzwinkels vom elektrischen Feld für Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) und  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

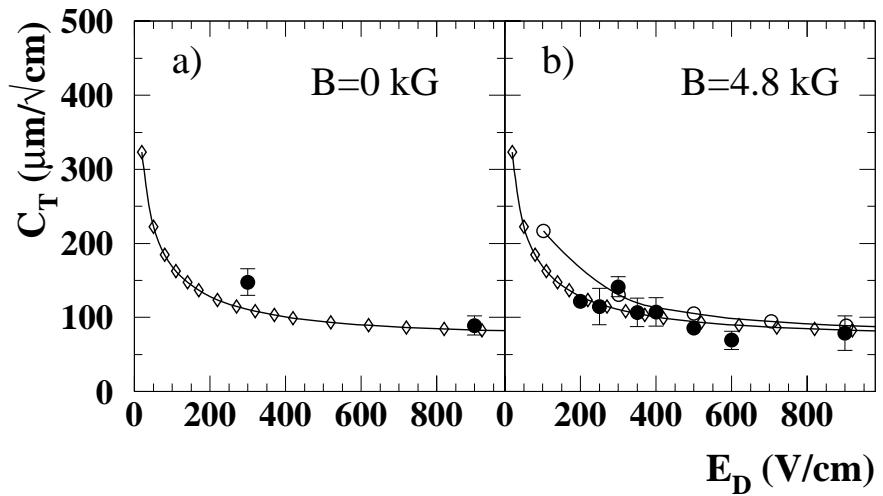


Abbildung 5.24: Abhängigkeit der transversalen Diffusionskonstante vom elektrischen Feld für Argon/DME (50/50) und  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

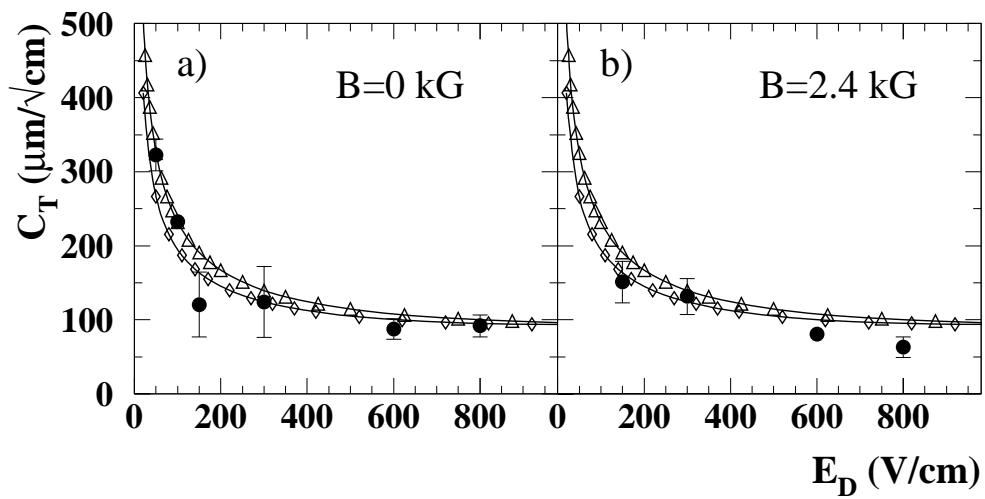


Abbildung 5.25: Abhängigkeit der transversalen Diffusionskonstante vom elektrischen Feld für Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) und  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

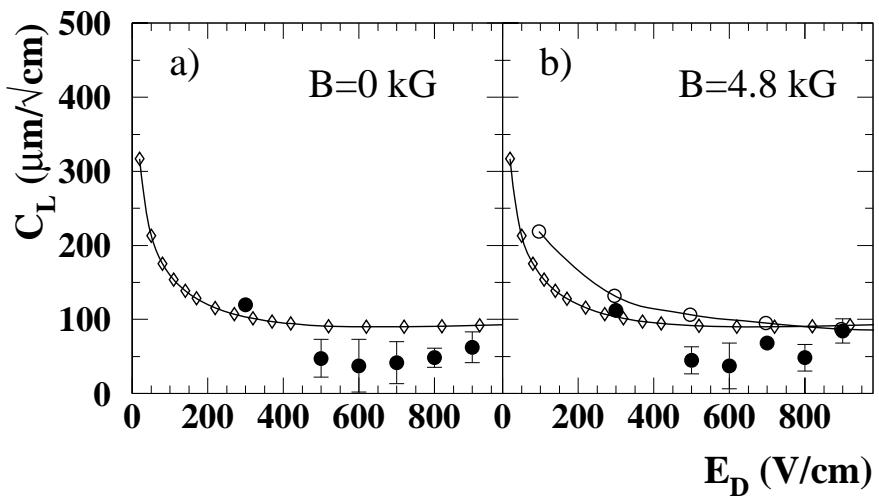


Abbildung 5.26: Abhängigkeit der longitudinalen Diffusionskonstante vom elektrischen Feld für Argon/DME (50/50) und  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

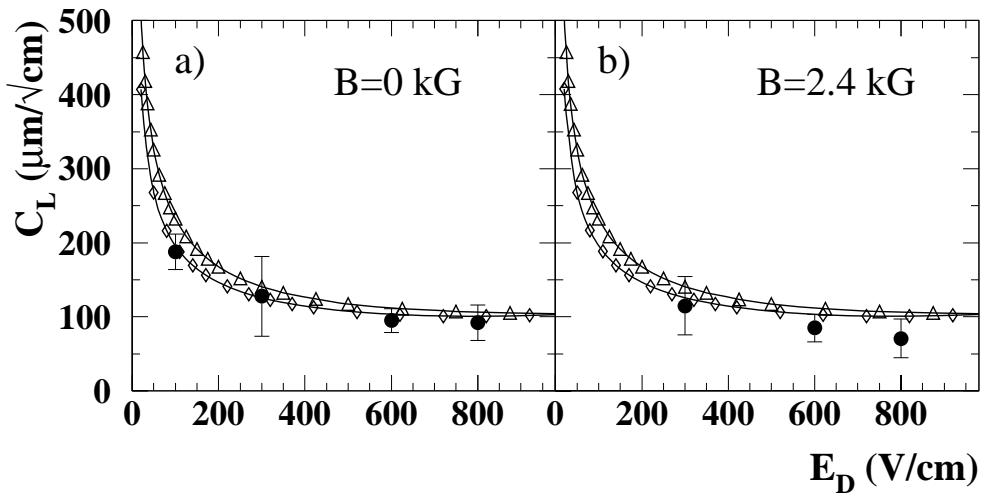


Abbildung 5.27: Abhängigkeit der longitudinalen Diffusionskonstante vom elektrischen Feld für Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) und  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

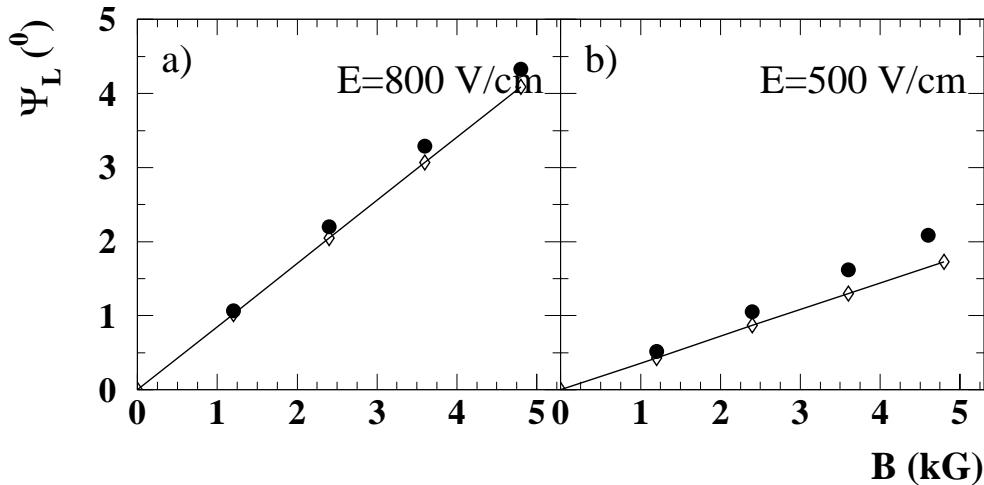


Abbildung 5.28: Abhängigkeit des Lorentzwinkels vom magnetischen Feld für Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) (a) und Argon/DME (50/50) (b),  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ; Symbole siehe Abbildung 5.14

Ness vor. Es lassen sich für beide Kalkulationsprogramme dabei nur kleine Abweichungen von den Meßdaten erkennen. In Abbildung 5.22b trifft jedoch Ness das Gemessene besser. Im Rahmen der Meßgenauigkeit ist für dieses Gasgemisch keine Kalkulation zu bevorzugen, sondern beide sind als gleichwertig einzustufen.

Zum Abschluß lässt sich festhalten:

- Das Programm MAGBOLTZ von Biagi ist zur Berechnung der Transportparameter von Argon/Methan (90/10) in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern nicht geeignet, um genaue Aussagen über dieses Gasgemisch zu erhalten. Für 'langsame Gase', gezeigt an Argon/DME (50/50) und Argon/CO<sub>2</sub> (50/50), ist die Genauigkeit erheblich besser.
- Das Programm von Ness scheint gut geeignet zu sein, Gasparameter von schnellen Gasen im gekreuzten elektrischen und magnetischen Fall korrekt wiederzugeben. Aber auch für langsame Gase ist es gut zu Voraussagen über die Transportparameter verwendbar.
- Die Wirkungsquerschnitte, die in Schmidts Programm verwendet werden, wurden unter senkrecht zueinander stehenden elektrischen und magnetischen Feldern gewonnen. Daher ist zu erwarten, daß damit Transportparameter richtig unter diesen Bedingungen berechnet werden können. Dies wird durch den Vergleich mit den Argon/CO<sub>2</sub> - Daten bestätigt.

# Kapitel 6

## Untersuchung der Drifteigenschaften in einem radialen elektrischen Feld

In der Beweiskette, ob das radiale Driftprinzip für das gesamte Projekt einen Vorteil bringt, muß überprüft werden, ob die Voraussagen über die modifizierten Transportparameter (siehe Kapitel 4.2) zutreffen. Zugleich wird der Einsatz der Kammer unter den Bedingungen der gekreuzten elektrischen und magnetischen Felder getestet. Deswegen wurde der Versuchsaufbau ins Europäische Kernforschungszentrum CERN verlagert, wo ein genügend großer Magnet zur Verfügung stand.

### 6.1 Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

Von den Instituten BNL (Brookhaven National Laboratory), UC Davis und LBL (Lawrence Berkeley Laboratory) wurde in Kollaborationsarbeit ein Prototyp eines radialen TPC - Sektors von  $30^\circ$  (RTPC) entwickelt und gebaut [Rom93]. Diese Kammer lieferte dort jedoch wegen Stabilisationsproblemen der Hochspannung keine brauchbaren Ergebnisse. Erst nach einem Umbau am hiesigen Institut konnte sie in Betrieb genommen werden.

Wie schon erwähnt, ist der Prototyp nur ein Sektor einer radialen TPC mit dem Öffnungswinkel von  $30^\circ$  (Abbildung 6.1). Die Hochspannungselektrode befindet sich beim Radius  $r = 12.7$  cm, die Nullebene beendet bei  $r = 46.2$  cm den Driftraum. Bei  $r = 46.6$  cm befindet sich die Signalebene mit Signal- und Felddrähten, bis nach weiteren 4 mm eine Padplatte den Kammerbereich abschließt. Zwischen dem Ende des Feldkäfigs ( $r = 43.7$  cm) und der Nullebene sind noch Gate-Drähte eingesetzt, die im Test aber keine Verwendung fanden und deshalb auf das Potential an diesem Punkt gelegt wurden. Trageelemente der Kammer sind aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) gefertigt. Der Feldkäfig wird mit Kupferstreifen auf Kaptonfolie gebildet. Über eine Widerstandskette an den Kupferstreifen entsteht im gesamten Driftraum ein  $1/r$  -

Feldverlauf. Auf der Mittellinie jeder Stirnseite sind in den Feldkäfig drei ovale Löcher ausgespart, durch die ein Laserstrahl geschossen werden kann. Die Löcher mit ungefähr  $0.6 \text{ cm}^2$  Fläche sitzen an den Stellen  $r = 19.4 \text{ cm}$ ,  $r = 28.5 \text{ cm}$  und  $r = 38.1 \text{ cm}$ . Die Padplatte besteht aus einer  $40 \times 35 \text{ cm}^2$  großen kupferbeschichteten GFK-Platte, die durch einen GFK-Rahmen auf den richtigen Krümmungsradius gebracht wird. Vier

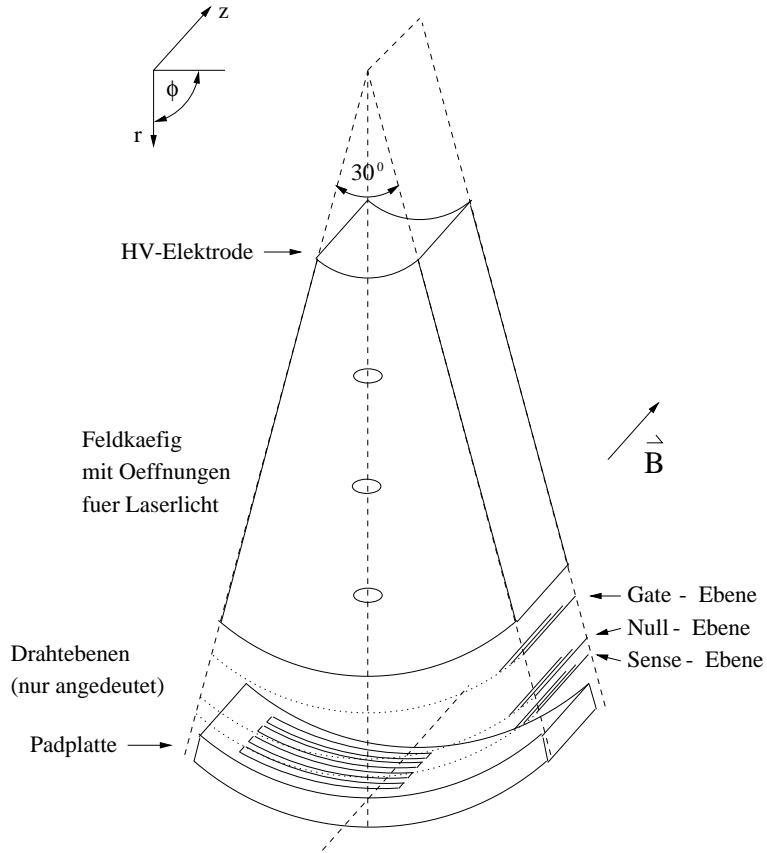


Abbildung 6.1: Skizze des radialen TPC-Sektors von  $30^\circ$ : von der Hochspannungselektrode (HV-Elektrode) fällt das Feld zur Nullebene wie  $1/r$  ab. Elektronen, die durch Ionisation entlang des Laserstrahls entstehen, driften zur Signalebene, werden dort verstärkt und induzieren auf der Padplatte registrierbare Signale. Die Padplatte enthält 4 Padreihen mit je 64 Pads, deren Längsachsen in  $z$ -Richtung und parallel zum  $B$ -Feld orientiert sind.

Padreihen mit je 64 Pads sind aus der Kupferschicht herausgefräst. Die Kontaktierung der so gegeneinander isolierten Pads erfolgt von der Rückseite der Platte. Da dieselbe Elektronik wie in Kapitel 5 verwendet wurde und diese nur  $4 \times 16 = 64$  Vorverstärkerkanäle auslesen kann, mußten je zwei Gruppen von 16 Pads an die gleichen Verstärker angeschlossen werden. Damit konnten zwei Padreihen ( $2 \times 64$  Pads) gleichzeitig ausgelernt werden. Abbildung 6.2 zeigt eine solche Padreihe, wobei vorder- und rückseitige Strukturen der Padplatte kombiniert dargestellt sind. Die Padabmessung ist 2 mm auf

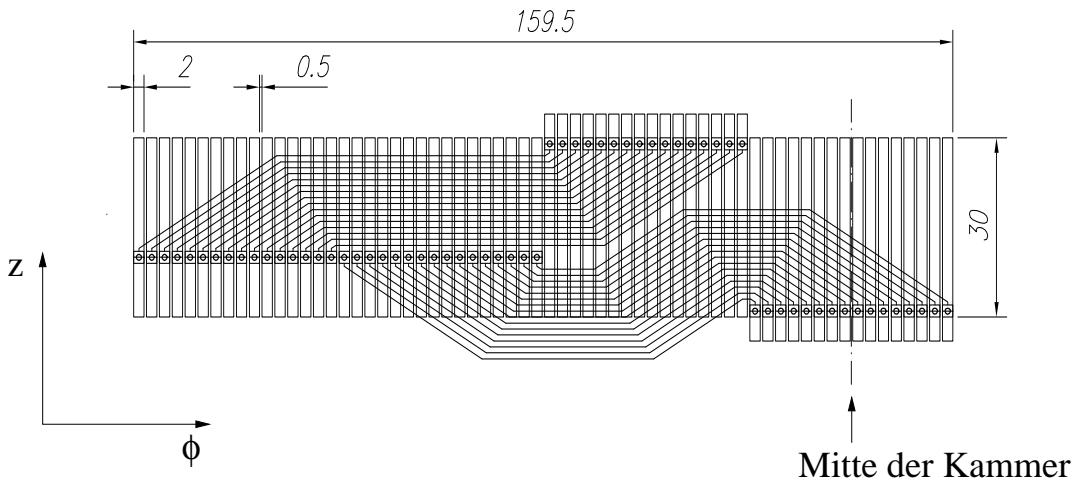


Abbildung 6.2: Struktureller Aufbau einer Padreihe auf der Padplatte der RTPC: die erste und die dritte sowie die zweite und die vierte Gruppe von 16 Pads werden gemeinsam auf der Rückseite ausgelesen. Damit halbiert sich die Zahl der Auslesekanäle. Die gestrichelte Linie zeigt die Mitte der Kammer an (alle Angaben in mm).

30 mm mit einer Lücke von 0.5 mm zum nächsten Pad. Damit ist eine Padreihe 15.95 cm lang. Aufgrund der unsymmetrischen Anordnung der Padreihen auf der Padplatte ist ein großer Ablenkwinkel im Magnetfeld meßbar. Drähte verbinden die Pads mit den Vorverstärkern. In Abbildung 6.1 sind die Orientierung der Drahtebenen, insbesondere der Signaldrähte, angedeutet. Sie sind in  $z$ -Richtung gespannt, parallel zu den Padlängssachsen. Eine Orientierung in  $\phi$ -Richtung ist nicht möglich, da sie dazu gebogen sein müßten. Dies kann (nur) mit MS-Platten verwirklicht werden. Damit ist die Pad-Response-Funktion prinzipiell von der relativen azimuthalen Position der Ladung zu den Signaldrähten abhängig. Wie sich aus einem Vergleich von errechneter Breite zu der gemessenen Signalbreite zeigt, ist dieser Effekt aber vernachlässigbar.

Eine Aluminiumhaube umschließt die Kammer, die auf eine Bodenplatte geschraubt ist. Das Gasvolumen der Kammer beträgt zirka 75 l. Im selben radialen Abstand wie die Öffnungen im Feldkäfig sitzen Fenster auf beiden Seiten der Haube. Drei sind aus BK7-Glas, drei aus Quarzglas (siehe Kapitel 5.1). Ein Gasanschluß befindet sich ebenfalls in der Haube. Der zweite Gasanschluß ist zusammen mit allen elektrischen Steckern und den Vorverstärkern an der Bodenplatte angebracht.

Als Laser wurde der in Abschnitt 5.1 beschriebene Stickstofflaser verwendet. Gas-System, Hochspannungversorgung, Trigger und Datennahmesystem waren ebenfalls dieselben wie für den Test in Kapitel 5. Gasgemische, die untersucht wurden, waren Argon/Methan (90/10) und Argon/CO<sub>2</sub> (50/50). Die Materialien, aus denen die Kammer gebaut ist, lassen ein Gasgemisch mit der Komponente DME nicht zu, da sonst die Kammer Schaden nehmen würde.

Der verwendete Magnet steht in der West Area des CERN und wurde für das ISR R602 Experiment 1971 gebaut. Er setzt sich aus zwei Teilmagneten mit den Bezeich-

nungen MNP 101/a und MNP 101/b (bzw. PAT1 und PAT2) zusammen. Bei einer totalen Länge von 3.72 m bietet er eine Einschuböffnung von 1.22 m in der Breite ( $z$ -Richtung) und 0.8 m in der Höhe. Sie ist gerade groß genug, um die RTPC in diesem Magneten testen zu können. Zwischen den beiden Magnethälften ist ein Spalt von 0.13 m in der Längsrichtung und 1 m in der Höhe. Durch diesen Schlitz wurde mit dem außerhalb des Magneten aufgestellten Laser durch die Kammer geschossen, die so im Magnet orientiert war, daß sich die Fenster hinter dem Schlitz befanden. Das Magnetfeld zeigte in  $z$ -Richtung und konnte durch Umkehrung der Stromrichtung umgepolt werden. Mit dem radialen Driftfeld in der Kammer erfolgt somit die Ablenkung der Elektronen in die azimuthale Richtung. Die Abhängigkeit der magnetischen Feldstärke  $B$  vom Strom  $I$  läßt sich so beschreiben:

$$B/I = 10 \text{ G/A} \quad (6.1)$$

Dabei ist für rund 1000 A ein maximales Feld von 10.75 kG erreichbar. Die Kühlung geschieht mit 280 l/min entmineralisiertes Wasser bei einem Druck von 13 bar. Hochgefahren wird der Magnet manuell oder mittels eines Computers. Da sehr viel Rückflußeisen vorhanden ist, besitzt dieser Magnet kaum ein Streufeld und Arbeiten in nächster Nähe ist problemlos möglich. Die Photodiode zum Triggern der Elektronik war außerhalb des Magneten mit Kammer und Laser auf einer Linie angebracht.

Meßprinzip: Teilchenspuren in der RTPC werden durch den Stickstofflaser simuliert. Ausgelesen werden die Spuren in der Kammer mit den Pads. Aufgrund der Geometrie des Auslesebereichs und durch das radiale Driftprinzip sind die Signalbreiten groß genug, um direkt mit einer Gaußkurve angepaßt zu werden. Deshalb ist der Laser in jeder Fensterposition fest installiert und braucht nicht wie in Kapitel 5 bewegt zu werden. Die Verstärkung der Elektronen durch Lawinenmultiplikation an den Signaldrähten kann so groß gewählt werden, daß man ein günstiges Signal- zu Rauschverhältnis erreicht. Damit vereinfacht sich die Auswerteprozедur im Anschluß an die Messung. Trotzdem wurden für die spätere Kalibration der einzelnen Vorverstärkerkanäle Daten und der Pedestal genommen, die bei der Auswertung miteinflossen.

## 6.2 Diskussion der Ergebnisse

Da sich das Driftfeld mit dem Radius ändert, erfahren driftende Teilchen in einem solchen Feld ständig andere Transportparameter. Im folgenden wird das Gas durch den Zustand der Elektronenwolke an der Padebene beschrieben. Für einen festen Startpunkt der Wolke werden Driftzeit zu den Signaldrähten, Ablenkinkel im Magnetfeld und Verbreiterung des Signals bestimmt. Die Wolkenbreite ist allerdings als Überlagerung von Laser, Diffusion und Pad-Response-Funktion bzw. Shaper gegeben. Um Voraussagen zu gewinnen, wurden aus dem Programm MAGBOLTZ bzw. Ness oder Schmidt errechnete Transportparameter mit den Formeln aus Kapitel 4.2 modifiziert. Zu den azimuthalen Breiten wurde eine theoretisch bestimmte Pad-Response-Breite

von etwa 2.8 mm hinzugefügt [Kon96]. Um in radialer Richtung die Breite in  $\mu\text{s}$  zu erhalten, wurde die errechnete Signalbreite an der Nullebene durch die Geschwindigkeit an diesem Punkt dividiert und anschließend mit der Shaperbreite überlagert. Die daraus resultierenden Breiten sind in die jeweiligen Graphiken eingetragen und können somit mit den Messungen verglichen werden.

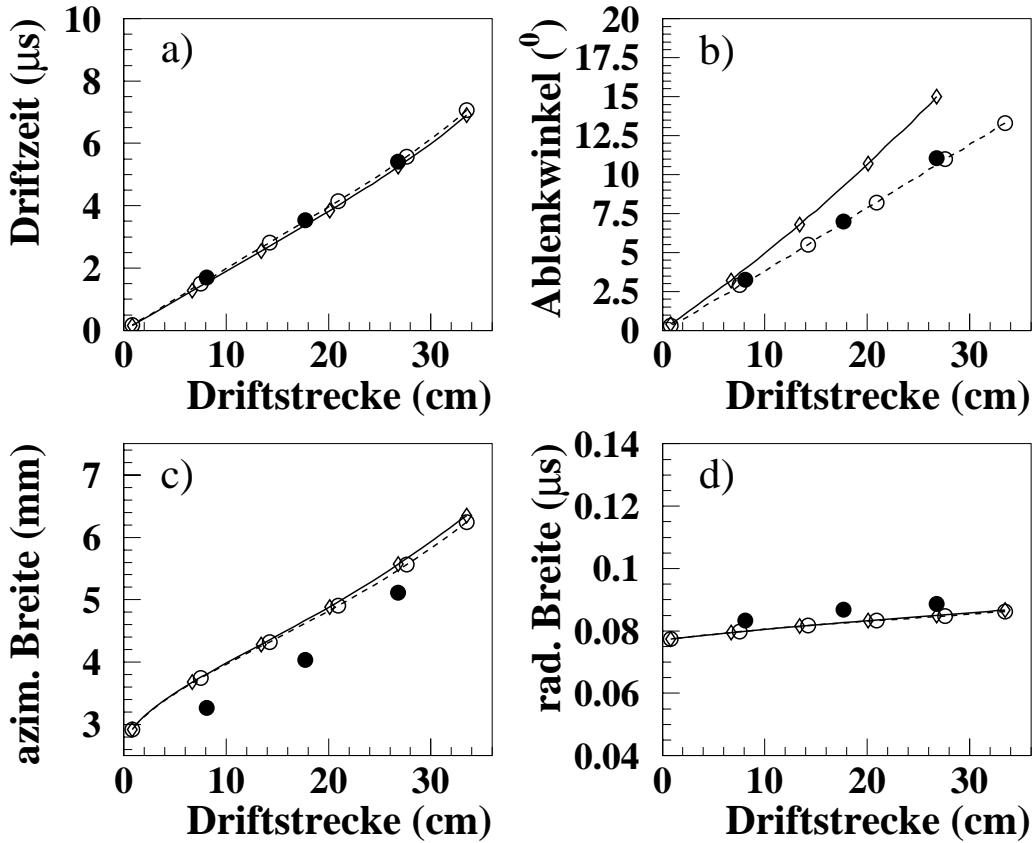


Abbildung 6.3: Gasparameter für Argon/Methan (90/10) im radialen Feld in Abhängigkeit von der Driftstrecke: die Driftspannung beträgt 7.5 kV bei einem B-Feld von 0.5 kG.

- Meßdaten, ◇ MAGBOLTZ, △ Schmidt, ○ Ness
- a) Driftzeit in  $\mu\text{s}$
- b) Ablenkwinkel in Grad
- c) azimuthale Signalbreite in mm
- d) radiale Signalbreite in  $\mu\text{s}$

Die Graphiken, die in diesem Kapitel gezeigt werden, sind in Abbildung 6.3 näher erläutert und die Legende gilt dementsprechend für alle weiteren Abbildungen dieses Abschnitts. Abbildung 6.3 und 6.4 zeigen die Ergebnisse für Argon/Methan (90/10), einmal

gegen die Driftstrecke bei  $B = 0.5$  kG und zum anderen gegen das Magnetfeld für das mittlere Fenster (Radius = 28.5 cm) aufgetragen. Die Driftspannung beträgt jeweils 7.5 kV. Damit variiert die Feldstärke von 450 V/cm an der Hochspannungselektrode bis 125 V/cm an der Nullebene. Dementsprechend ändert sich Driftgeschwindigkeit, Ablenkwinkel und Diffusionsverbreiterung mit der Position der Wolke. Die Driftzeiten bewegen sich für diese Driftspannung und Driftstrecken zwischen 0  $\mu$ s und 7  $\mu$ s (Abbildung 6.3a), die Ablenkinkel zwischen 0° und 13° (Abbildung 6.3b). Die azi-

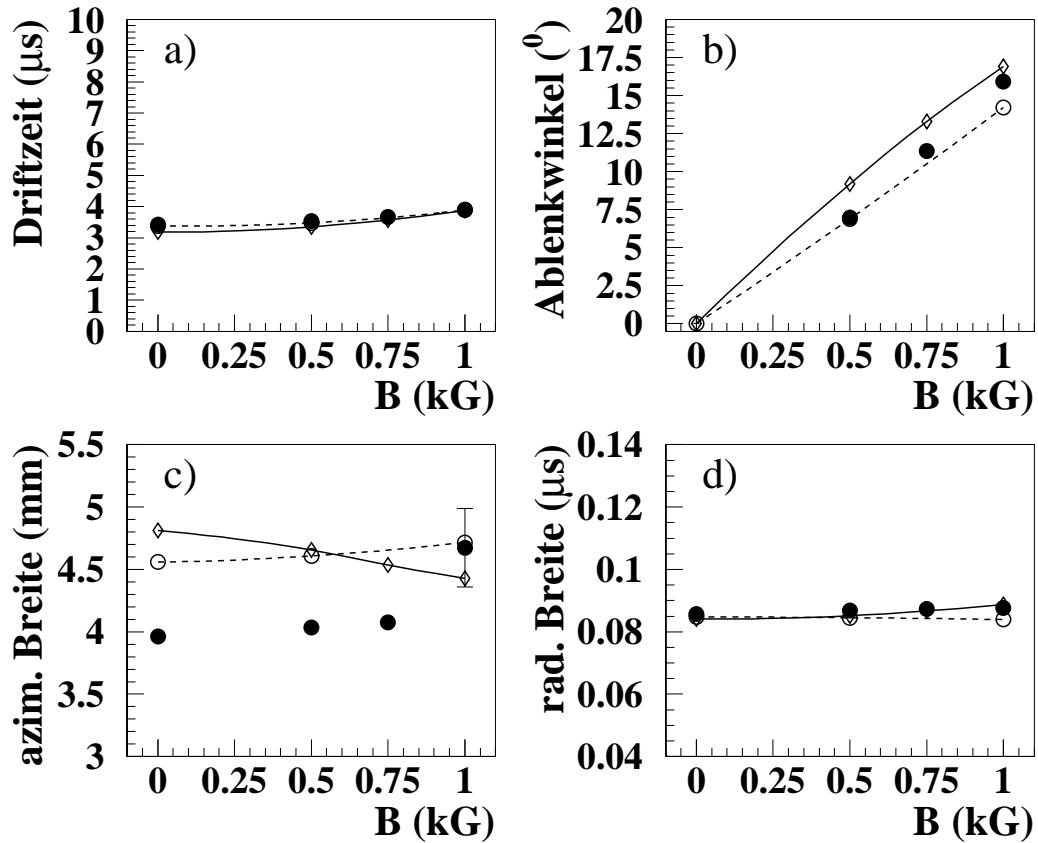


Abbildung 6.4: Abhängigkeit der gemessenen Parameter vom Magnetfeld für Argon/Methan (90/10) im radialen Feld: die Driftspannung beträgt 7.5 kV bei einer Driftstrecke von 17.7 cm (Radius = 28.5 cm). Symbole siehe Abbildung 6.3

muthale Breite wird von der etwa 2.8 mm großen Pad-Response-Funktion dominiert (Abbildung 6.3c). In radialer Richtung überwiegt die Shaperbreite von 77 ns (Abbildung 6.3d). Die Abhängigkeit der radialen Breite von der Driftstrecke ist sehr gering, während in azimuthaler Richtung die Aufweitung der Wolke durch das  $1/r$  - Feld sichtbar ist.

Das Magnetfelds zeigt seinen Einfluß hauptsächlich im Ablenkwinkel der Elektronenwolke, der bei 1 kG fast 17° erreicht (Abbildung 6.4b). In der Driftzeit ist ein

leichter Anstieg für größere Felder zu sehen (Abbildung 6.4a), der zum einen aus der längeren Driftstrecke, zum anderen aus der Abnahme der Driftgeschwindigkeit (vgl. Abbildung 5.15) resultiert. Die Diffusion hat keine Abhängigkeit vom Magnetfeld, da die Diffusionskonstante  $C$  in diesen elektrischen und magnetischen Feldbereichen als Konstante behandelt werden kann (Abbildung 6.4c und d).

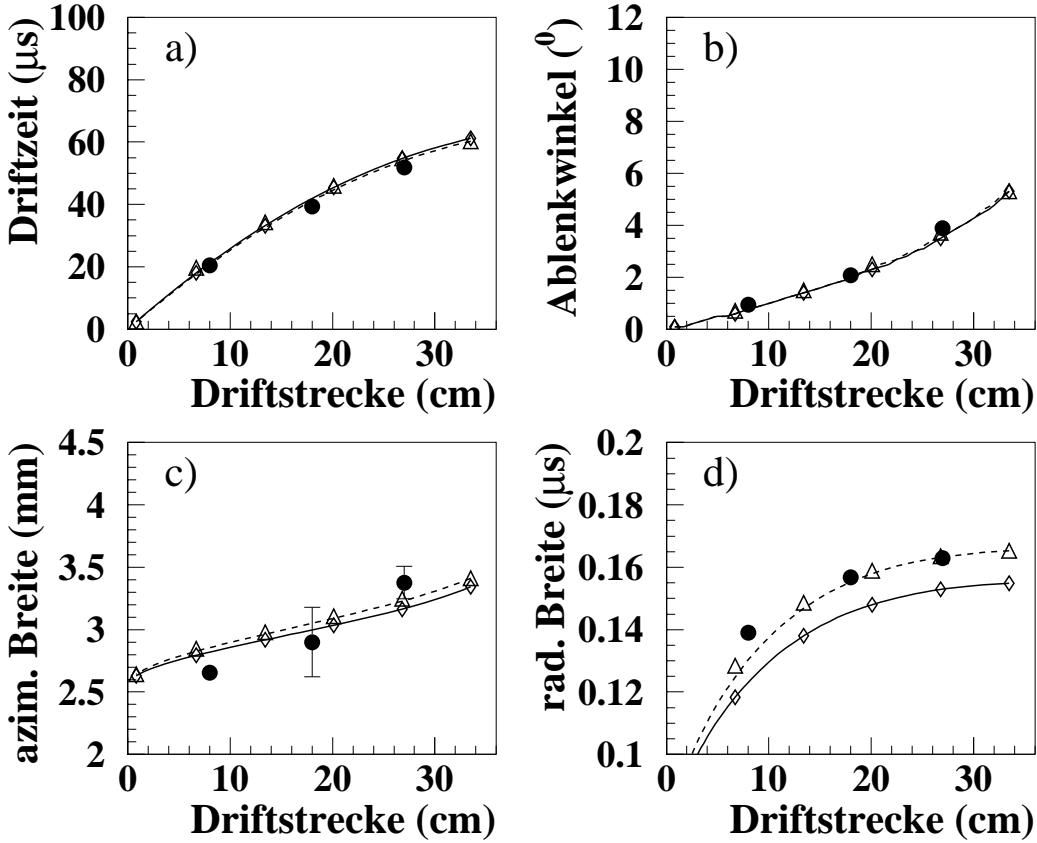


Abbildung 6.5: Gasparameter für Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) im radialen Feld in Abhängigkeit von der Driftstrecke: die Driftspannung beträgt 15 kV bei einem B-Feld von 5 kG. Symbole siehe Abbildung 6.3

Im Vergleich der Meßpunkte mit den Voraussagewerten zeigt sich, daß die Formeln aus Kapitel 4.2 den tendenziellen Verlauf der Messungen recht gut widerspiegeln. Quantitativ weicht MAGBOLTZ sowohl im Ablenkungswinkel als auch in der azimuthalen Breite stark vom Gemessenen ab, was schon in Kapitel 5.3 als Problem erkannt wurde. Ness gibt die Ablenkinkel sehr gut wieder, in der azimuthalen Breite ist aber auch hier eine Diskrepanz zu entdecken. Dies läßt sich ebenfalls mit den homogenen Driftergebnissen erklären: wie in Abbildung 5.18 zu sehen, liegt die berechnete transversale Diffusionskonstante offensichtlich über den gemessenen Werten. Dieses Resultat wird nun in der radialen Driftkammer bestätigt.

Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) wurde bei 15 kV Driftspannung untersucht, womit das Driftfeld zwischen 250 V/cm und 910 V/cm im Driftvolumen liegt. Das Magnetfeld wurde von 0 kG bis 7.5 kG variiert, wobei die FTPC mit 5 kG B-Feld arbeiten wird. Deshalb sind die Ergebnisse bei dieser Magnetfeldstärke besonders interessant und in Abbildung 6.5 dargestellt. Abgesehen von der Driftzeit, die aufgrund des langsamem Kammergases CO<sub>2</sub> um mehr als das 10-fache im Vergleich zu Argon/Methan (90/10) (unterschiedliche Felder) angestiegen ist, sind Ablenkwinkel und azimuthale Breite der Elektronenwolke deutlich geschrumpft. So wird bei 5 kG weniger als 6° Ablenkung für eine maximale Driftlänge von 33.5 cm beobachtet. Die azimuthale Breite erfährt nur knapp 1 mm Vergrößerung durch Diffusionsvorgänge über die totale Driftlänge und

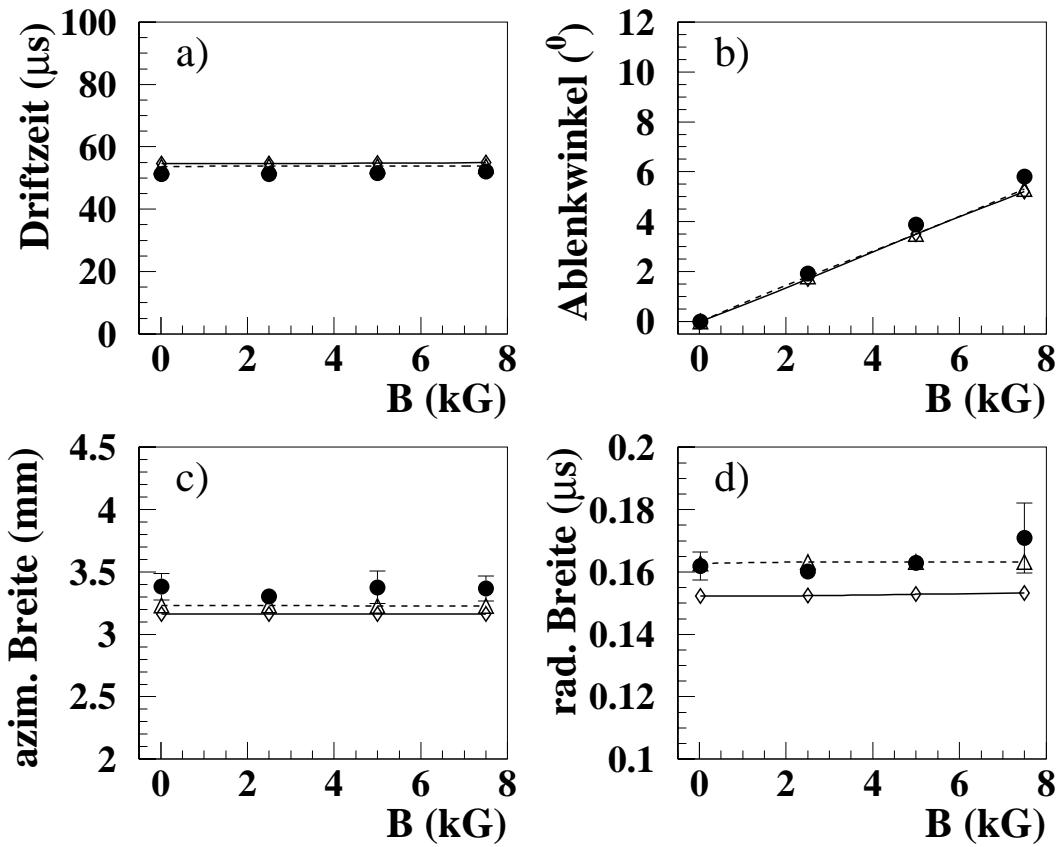


Abbildung 6.6: Abhängigkeit der Gasparameter vom Magnetfeld für Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) im radialen Feld: die Driftspannung beträgt 15 kV bei einer Driftstrecke von 26.8 cm. Symbole siehe Abbildung 6.3

bewegt sich zwischen 2.5 mm und 3.5 mm. In radialer Richtung ist die Breite - in Zeiteinheiten - wesentlich größer, als es bei Argon/Methan (90/10) der Fall ist. Sie wird maximal 0.16  $\mu\text{s}$  breit und damit fast doppelt so groß wie bei Argon/Methan (90/10) (vgl. Abbildung 6.6d mit 6.4d; diese beiden Abbildungen sind relativ gut miteinander

zu vergleichen, da trotz anderer Driftspannungen die Diffusionskonstanten unabhängig vom elektrischen Feld angenommen werden dürfen, und damit ähnliche Bedingungen vorherrschen). Ursache ist die geringe Driftgeschwindigkeit, die die Breite in Zeitrichtung sehr vergrößert. Außerdem hängt die radiale Breite von der jeweiligen Startposition der Elektronenwolke im Driftraum ab und wird bei kürzerer Drift schmäler, bis sie sich der Shaperbreite annähert (Abbildung 6.5d).

Untersucht man Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) bezüglich seiner Abhängigkeit vom magnetischen Feld, zeigt sich rasch, daß Driftzeit wie Wolkenbreite konstant bis zu B-Feldern von 7.5 kG sind und der Ablenkinkel einem linearen Anstieg folgt. In Abbildung 6.6 ist dieser Sachverhalt für eine Driftstrecke von 26.8 cm mit 15 kV Driftspannung dokumentiert. Dies sind die erwarteten guten Eigenschaften eines "kühlten Gases", das die Eigenschaften der Kammer unabhängig von der jeweiligen Größe des Magnetfelds macht.

Im Folgenden wird gezeigt, daß die gemessenen Ergebnisse von MAGBOLTZ und Schmidt gut reproduziert werden. MAGBOLTZ gibt die Meßdaten für Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) in Driftzeit und Ablenkinkel recht gut wieder. Die azimuthale und radiale Breite der Elektronenverteilung wird aber etwas zu klein berechnet. Die Abweichungen der Rechnung in azimuthaler Richtung (Abbildung 6.6c) kann durch eine zu klein angenommene Pad-Response-Funktion für diese breiteren Elektronenwolken hervorgerufen werden. Für Elektronenwolken mit kürzerer Driftstrecke und folglich schmälerer Breite scheint hingegen die PRF zu groß angenommen zu sein, wodurch die Voraussage über den Meßpunkten liegt (Abbildung 6.5c).

Ergebnisse aus Schmidt's Kalkulationsprogramm stimmen sogar in radialer Richtung sehr gut mit den Meßpunkten überein. Vorhersagen der übrigen Gasparameter liegen bei MAGBOLTZ und Schmidt in der selben Größenordnung. Somit können mit Schmidt's Programm alle Gasparameter (hier bei Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) gezeigt) sehr genau bestimmt werden.

# Kapitel 7

## Messungen mit einer Strontium-Quelle

Als weiteres wurden Untersuchungen mit einer radioaktiven  $\beta$ -Quelle vorgenommen. Die relativistischen Elektronen, die von der Quelle emittiert werden, ionisieren das Kammergas entlang ihrer Flugbahn und ersetzen das Laserlicht. Der Vorteil liegt darin, daß jedes Elektron eine Anzahl Gasatome ionisiert, die von der Gasdichte und der Gassorte abhängt. Der Energieverlust der Elektronen und damit die Zahl der durch Ionisation freigesetzten Elektron - Ionenpaare folgt einer Landauverteilung. Dargestellt wird diese Verteilung durch

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda+e^{-\lambda})} \quad (7.1)$$

Die verwendete Quelle bestand aus Strontium 90 ( $^{90}\text{Sr}$ ), die eine Halbwertszeit von 28.5 Jahren besitzt und in Ytterium 90 zerfällt, das Elektronen mit einer kinetischen Energie von 2.3 MeV emittiert. Die Aktivität beträgt 30 MBq. Die Elektronen stellen minimal ionisierende Teilchen (MIP's) dar. Falls solche Teilchen mit einem Detektor nachgewiesen werden können, ist es möglich, nahezu alle anderen geladenen Teilchen mit relativistischer Geschwindigkeit zu detektieren.

In der MikroSTAR-Anordnung befand sich die Quelle in den Fensteraussparungen des Topfes. Anstatt der Glasscheiben waren aluminiumbedampfte Mylarfolien eingesetzt, die gasdicht die Kammer abschlossen. Die Datennahme wurde über einen Szintillator mit Photomultiplier getriggert, der auf der gegenüberliegenden Seite der Kammer durch den Driftraum fliegende  $\beta$ -Teilchen registrierte. Die Versorgungsspannung des Photomultipliers betrug 1000 V. Der Rest des Versuchsaufbaus entsprach dem in Kapitel 5 beschriebenen. Zusätzlich war ein Einkanal-Analysator<sup>1</sup> zur Messung des Sauerstoffanteils am Ende der Gasleitung eingesetzt. Damit konnte der Sauerstoffgehalt des Kammergases kontrolliert werden. Gaseigenschaften wurden hauptsächlich an der MS-Platte der Version V1.0 (vgl. Tabelle 5.2) untersucht, während die Gasverstärkung

---

<sup>1</sup>System MOCA, model 3600 analyzer der Firma ORBISPHERE GmbH

und die Signalkopplung auf die Pads auch für die Version V1.2 gemessen wurde. Ausgelesen wurden sowohl die Pads als auch die Anode, die über einen Koppelkondensator mit einem Vorverstärkerkanal verbunden war. Damit ist es möglich, die in Kapitel 7.4 bestimmten Kopplungskonstanten von MS-Platten zu ermitteln, indem die Größe des gemessenen Anodensignals mit den Signalhöhen auf den Pads verglichen wird.

Bei der Datennahme wurden zwischen 1000 und 10000 Ereignisse aufgezeichnet. Dabei wurde, getrennt für die Pads und die Anode, die integrierte Pulshöhe des registrierten Signals berechnet und in ein Histogramm eingetragen. Die so ermittelten Landauverteilungen zeigt Abbildung 7.1. Da das Signal auf den Anodenstreifen

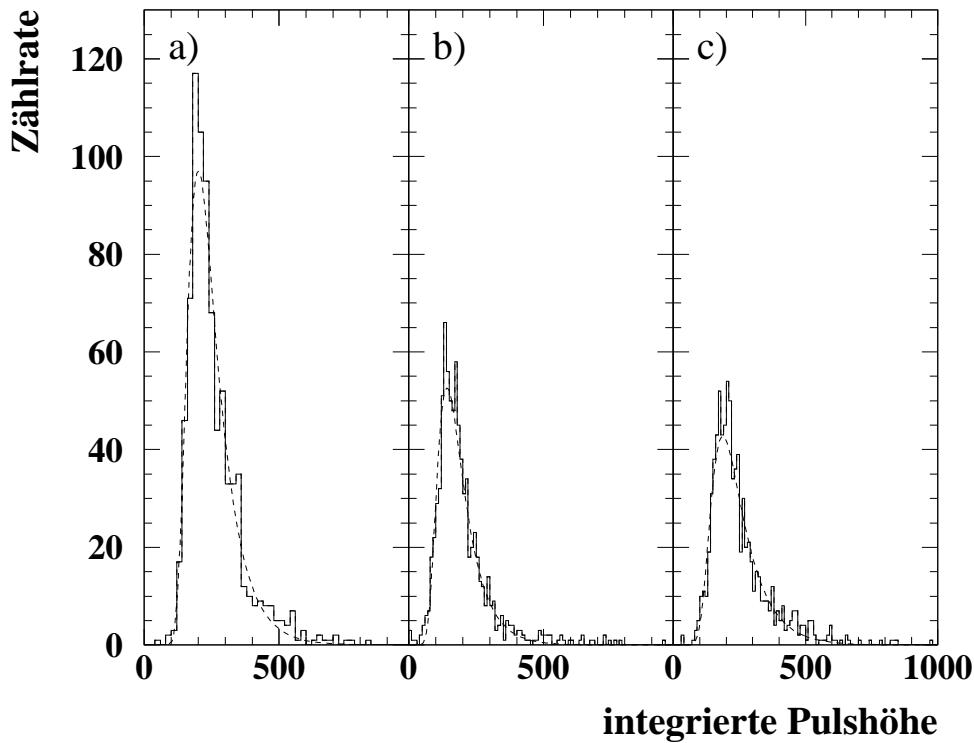


Abbildung 7.1: Landauverteilungen der Elektronen aus der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle, gemessen durch Auslesen der Anode (a), der breiten Pads (b) und der schmalen Pads (c), angefittet mit Gleichung 7.1. Das Maximum der Verteilung wird für die Auswertung verwendet. Die Anodenverstärkung ist um einen Faktor 3.4 reduziert

größer ist als das durch die Kopplung verkleinerte Signal auf der Padseite, wurde die Verstärkung des Anodensignals am Shaper um einen Faktor 3.4 reduziert. Somit konnten das Anoden- und das Padsignal mit derselben Elektronik digitalisiert und in die 255 Kanäle des Speichers abgelegt werden. Die nachfolgenden systematischen Untersuchungen verwenden die integrierte Pulshöhe am Maximum der Landauverteilung

als Meßwerte. Für die Gasgemische Ar/DME (50/50), Ar/DME/CO<sub>2</sub> (50/25/25) und Ar/CO<sub>2</sub> (50/50) wurden bei variierenden Driftfeldern und Verstärkungsspannungen für beide Driftstrecken die folgenden Ergebnisse erhalten.

## 7.1 Gasverstärkung

Bei ansteigender Anodenspannung  $U_A$  steigt die Elektronenverstärkung und damit die Signalhöhe bzw. die integrierte Pulshöhe exponentiell an. Diese ist proportional zur Gasverstärkung des Gasgemisches. Abbildung 7.2 stellt für die gemessenen Gasgemische die integrierte Pulshöhe in Abhängigkeit von der Anodenspannung dar. Die

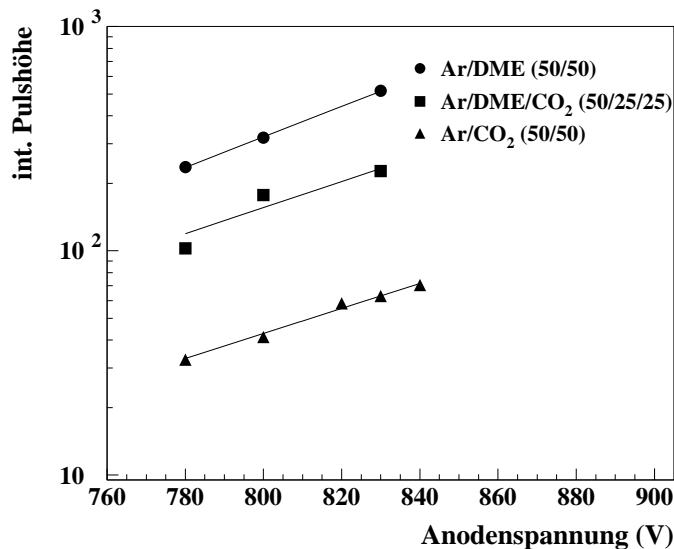


Abbildung 7.2: *Gasverstärkung für die gemessenen Gasgemische: es ist die integrierte Pulshöhe der Signale auf den Pads halblogarithmisch gegen die Anodenspannung aufgetragen;  $E_D = 700 \text{ V/cm}$  bei kurzer Driftstrecke.*

integrierten Pulshöhen steigen bei einer Erhöhung der Verstärkungsspannung von 780 V auf 830 V bei Ar/CO<sub>2</sub> (50/50) um 90 % auf 63 ADC-Einheiten, bei Ar/DME (50/50) um 120 % auf 520 ADC-Einheiten an. Eine ähnliche Zuwachsrate von rund 120 % zeigt Ar/DME/CO<sub>2</sub> (50/25/25).

Interessant ist das Anwachsen der Signalhöhen bei gleicher Anodenspannung durch Zugabe von DME zum Gasgemisch Ar/CO<sub>2</sub>. Gibt man zum reinen Ar/CO<sub>2</sub> (50/50) soviel DME hinzu, daß der Anteil von CO<sub>2</sub> und DME gleich groß ist, erreicht man eine Zuwachsrate von 2.6 in der integrierten Pulshöhe. Bei einem Ersetzen des gesamten CO<sub>2</sub> durch DME kann man die integrierte Pulshöhe um einen Faktor 7 anheben.

Eine Erklärung dazu stammt von A. Odian [Odi96]: Argon hat zwei langlebige metastabile Anregungszustände bei 11.5 eV und 11.7 eV. Diese können direkt von ge-

ladenen Teilchen angeregt werden, besonders werden sie in der Nähe der Anodendrähte produziert.  $\text{CO}_2$  hat sein Ionisationspotential bei 13.8 eV (vgl. Tabelle 4.1) und kann deshalb nicht bei einem Stoß mit einem metastabilen Argon-Atom ionisiert werden. Die angeregten Argon-Atome können sich nur an der Wand oder an Verunreinigungen im Gas unter Abgabe verzögerter freier Elektronen abregen, wodurch zugleich der Rauschpegel angehoben wird. Eine Beimischung eines Gases mit niedrigem Ionisationspotential wie DME kann das metastabile Argon unter gleichzeitiger Freisetzung von Elektronen abregen, womit die Pulshöhe um einen Faktor 2 bis 3 anwachsen kann. Außerdem wird der störende Untergrund durch verzögerte Abregungen reduziert.

Mit einem Anteil von einigen % DME am Gasgemisch kann die Signalausbeute erheblich verbessert werden. Vor allem bei Verwendung von  $\text{CO}_2$  als Quenchgas ist dies eine Möglichkeit, bei geringeren Verstärkungsspannungen dieselben Signalhöhen zu erreichen.

## 7.2 Elektronenverlust in Gasen

Durch den Vergleich der integrierten Pulshöhen für beide Driftstrecken kann auf den Elektronenverlust im Kammergas geschlossen werden. Bei einem gemessenen Sauerstoffgehalt von  $\leq 1$  ppm bei Gasgemischen mit  $\text{CO}_2$  und einem Sauerstoffgehalt von 3.5 ppm bei Ar/DME ergibt sich der in Abbildung 7.3 gezeigte Zusammenhang zwischen dem relativen Elektronenverlust pro cm gedrifteter Strecke und dem Driftfeld. Je

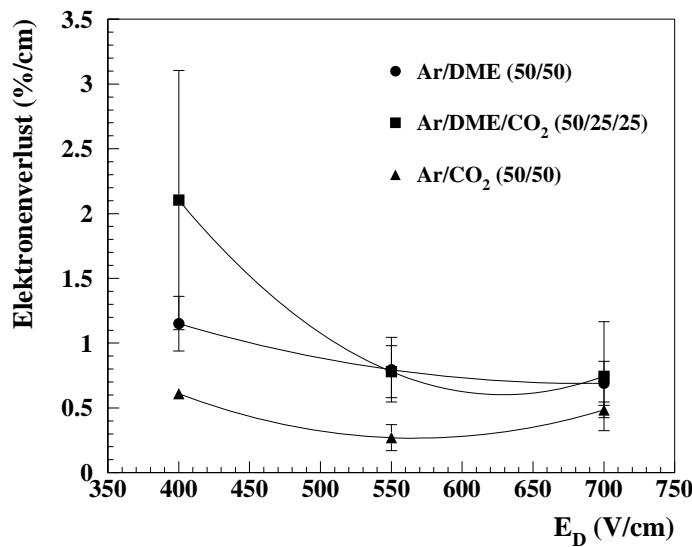


Abbildung 7.3: Prozentualer Elektronenverlust pro cm Driftstrecke von verschiedenen Gasen in Abhängigkeit vom Driftfeld.

größer das Driftfeld ist, desto schneller bewegen sich die Elektronen bzw. desto kürzer

ist die Verweildauer der Elektronen im Kammergas. Es werden weniger Elektronen vom Gas eingefangen und absorbiert. Der Elektroneneinfang ist bei Gasgemischen mit DME ausgeprägter als bei Ar/CO<sub>2</sub>. Dies kann durch Verunreinigungen mit z. B. Freon im DME hervorgerufen sein. Er liegt bei Ar/CO<sub>2</sub> unter 1 % pro cm Driftstrecke und verändert sich nur leicht mit dem Driftfeld.

### 7.3 Elektroneneinfang in Sauerstoff

Um möglichst wenig Elektronen auf der Driftstrecke zu verlieren, muß man Verunreinigungen des Kammergases durch elektronegative Moleküle gering halten. Hauptverunreiniger ist Sauerstoff (O<sub>2</sub>), der im ppm-Bereich in kommerziellen Gasflaschen vorkommt und zusätzlich durch Ausgasen verschiedener Materialien, aus denen die Kammer aufgebaut ist, ins Gasvolumen gelangen kann [Huk88]. Eine Erklärung des Mechanismus für Elektroneneinfang wurde 1935 von Bloch und Bradbury [Blo35] vorgeschlagen und von Herzenberg [Her69] modifiziert. Es handelt sich um einen 2-Stufen-Prozeß: Der Einfang eines Elektrons durch ein Sauerstoffmolekül, das in einen seiner niedrigen Vibrationszustände gehoben wird:



und die Abreaktion dieses Zustandes mit einer Lebensdauer länger als 10<sup>-12</sup> s. Dafür gibt es vier Möglichkeiten:

- Spontaner Zerfall des O<sub>2</sub><sup>-\*</sup>

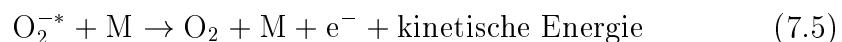


- Bei niedrigem Gasdruck durch Emission eines Photons



- In einem Puffergas durch Zusammenstoß mit einem Molekül M

- unter Freisetzung eines Elektrons



- durch Anregung des Moleküls



Die Wahrscheinlichkeit für die Reaktionen 7.5 und 7.6 hängt stark von der Natur des Puffergases ab. Bei einem komplexen Molekül wie DME mit vielen Anregungsniveaus wird Reaktion 7.6 bevorzugt. Mit Argon als Puffergas ist nur Reaktion 7.5 möglich,

da Argon keine Vibrations- und Rotationszustände besitzt. Ein Elektronenverlust findet bei Reaktion 7.4 und 7.6 statt, da diese Reaktionen die Elektronen nicht sofort zurückliefern.

In der vorliegenden Versuchsanordnung wurde ein Test der Abhängigkeit der integrierten Pulshöhe von der Sauerstoffkonzentration im Kammergas durchgeführt. Über die Spülrate des Gases konnte der Anteil an Sauerstoff eingestellt und mit dem Sauerstoffmeßgerät gemessen werden. Abbildung 7.4 zeigt das Verhältnis der integrierten Pulshöhe zu der bei niedrigstem Sauerstoffgehalt für Ar/DME/CO<sub>2</sub> (50/25/25) und Ar/DME (50/50) in Abhängigkeit vom Verunreinigungsgrad des Kammergases durch Sauerstoff für die kurze Driftstrecke bei 700 V/cm Driftfeld. Die Abnahme der inte-

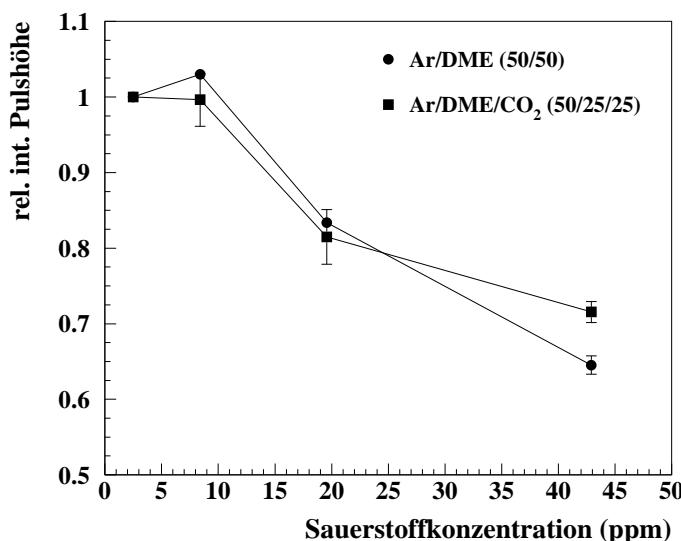


Abbildung 7.4: Abhängigkeit der relativen integrierten Pulshöhen von der Sauerstoffkonzentration im Kammergas für Ar/DME (50/50) und Ar/DME/CO<sub>2</sub> (50/25/25) (Driftstrecke = 5.3 cm bei  $E_D = 700$  V/cm und  $U_A = 780$  V)

grierten Pulshöhe bei Zunahme des Sauerstoffanteils ist deutlich zu sehen.

Bei Verwendung von diesen Gasgemischen ist also besonders darauf zu achten, daß der O<sub>2</sub>-Gehalt im Gas sehr gering gehalten wird.

## 7.4 Kopplung des Anodensignals auf die Padebene

Die Geometrie einer MS-Platte lässt nicht zu, das totale Ladungssignal, das an den Anoden erzeugt wird, auf die Pads zu induzieren. Aufgrund von Abschirmungseffekten durch die Kathoden auf der Anodenseite wird nur ein Bruchteil des Signals auf die Padebene gekoppelt.

In [Kon94] wurden Kopplungskonstanten für verschiedene Versionen der Streifenstruktur gemessen. Da aus den Messungen mit der Quelle eine verbesserte Statistik vorliegt, werden in Tabelle 7.1 neue Messungen der Kopplungskonstanten für MS-Platten aus D263-Glas der Dicke 0.3 mm mit den Versionen V1.0 und V1.2 (vgl. Tabelle 5.2) aufgeführt.

D263		
Version	V1.0	V1.2
Kopplungskonstante	$44.1\% \pm 4.4\%$	$21.1\% \pm 2.3\%$

Tabelle 7.1: *Kopplung in Prozent eines Anodensignals auf die Padseite für MS-Platten aus D263-Glas mit der Dicke von 0.3 mm und den Streifenstrukturen Version V1.0 und V1.2*

Der oben angegebene Fehler ist die Standardabweichung aller gemessenen Kopplungskonstanten vom Mittelwert.

## 7.5 Signal-Rausch-Verhältnis

Aus dem in Kapitel 7.2 und 7.4 ermittelten Werten für den Elektronenverlust im Driftgas und den Kopplungskonstanten soll zum Abschluß eine Abschätzung über das Verhältnis von Signalhöhe zum Untergrundrauschen  $\frac{S}{N}$  pro Pad gegeben werden. Dieses Verhältnis läßt sich mit Hilfe folgender Formel berechnen:

$$\frac{S}{N} = \frac{n \cdot L_P \cdot e^{-\alpha d} \cdot G \cdot \lambda_{Kopp} \cdot f}{N} \quad (7.7)$$

- $G = 1000$ : es wird von einer absoluten Gasverstärkung von 1000 für das Gasgemisch Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) ausgegangen.
- $n = 90 \text{ /cm}$ : eine Größe, die bei dieser Abschätzung miteinfließt, ist die Anzahl der Ionenpaare  $n$ , die durch MIP's erzeugt werden. Nach [Sau77] beträgt diese Zahl in reinem Argon 94 Paare/cm, in reinem CO<sub>2</sub> 91 Paare/cm. Für Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) wird im folgenden  $n \simeq 90 \text{ /cm}$  benutzt.
- $L_P = 3 \text{ cm}$ : Padlänge
- $\lambda_{Kopp} = 44 \%$ : die in Kapitel 7.4 ermittelte Kopplungskonstante für Version V1.0
- $\alpha \leq 2 \text{ %/cm}$ : Elektronenverlustkoeffizient, der in Kapitel 7.2 bestimmt wurde
- $d = 20 \text{ cm}$ : Driftstrecke der Elektronen
- $f \geq 20 \%$ : Signalanteil eines Pads an der integrierten Pulshöhe bei Padauslese
- $N \simeq 800$ : Anzahl der Elektronen, die für das Rauschen pro Padkanal verantwortlich ist

Setzt man diese Werte in Gleichung 7.7 ein, erhält man als untere Grenze für das Signal-Rausch-Verhältnis

$$\frac{S}{N} \geq 19.9 \quad (7.8)$$

Das angestrebte Ziel ist ein Signal-Rausch-Verhältnis besser als 20. Mit der obigen Abschätzung wäre diese Marke bei Reduzierung des Elektronenverlustes während des Driftens und durch Anhebung der Gasverstärkung (Beimischung von DME) leicht zu übertreffen.

# Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Untersuchungen in einer Gas-Mikrostreifenkammer durchgeführt. Damit sollten Eigenschaften der TPC in Vorwärtsrichtung (FTPC), die Teil des STAR - Experiments in Brookhaven ist, erforscht werden.

Pad-Response-Breiten verschiedener Padgeometrien sind experimentell bestimmt und mit Rechnungen verglichen worden. Es ist gezeigt worden, daß Dielektrika keinen Einfluß auf die Pad-Response-Breite ausüben.

Im Hinblick auf die gekreuzten elektrischen und magnetischen Felder in der FTPC sind Transportparameter von langsamen Gasen in homogenen, senkrecht aufeinanderstehenden elektrischen und magnetischen Feldern gemessen worden. Die Quenchgase DME und CO<sub>2</sub> haben in den gemessenen Gasgemischen die Erwartung bezüglich Driftgeschwindigkeit, Diffusion und Lorentzwinkel quantitativ erfüllt. So liegt die Driftgeschwindigkeit unter 1.5 cm/ $\mu$ s bei Driftfeldern bis 1000 V/cm, die Diffusionskonstante beträgt für nicht zu kleine Driftfelder weniger als 100  $\frac{\mu\text{m}}{\sqrt{\text{cm}}}$  und der Lorentzwinkel erreicht nur einige Grad. Somit zeigt in einem Driftgas, das diese Quenchgase mit genügend großem Anteil enthält, der E  $\times$  B - Effekt kaum eine Wirkung auf driften-de Elektronenwolken. Außerdem wurde mit Kalkulationsmodellen errechnete Transportparameter den Meßdaten gegenübergestellt und eine sehr gute Übereinstimmung beobachtet.

Weiterhin ist eine TPC mit einem radialen Driftfeld (RTPC) in einem dazu senkrecht stehenden Magnetfeld der Stärke 5 kG betrieben worden und hat das aus theoretischen Rechnungen erwartete Verhalten gezeigt.

Minimal ionisierende Teilchen aus einer radioaktiven  $\beta$ -Quelle sind durch Auslesen der induzierten Signale auf Pads auf der Rückseite einer Mikrostreifenplatte nachgewiesen worden. Damit wurde gezeigt, daß das für die FTPC vorgesehene Ausleseprinzip genügend Sensitivität für die Vermessung minimal ionisierender Teilchenspuren besitzt. Die relative Gasverstärkung bei langsamen Gasen, die für die FTPC geeignet sind, ist bestimmt worden. Der Elektronenverlust während des Driftens und der Einfluß der Sauerstoffkonzentration im Kammergas ist ermittelt worden. Für die Version V1.0 einer Mikrostreifenplatte ist der Kopplungsgrad des Anodensignals auf die Padebene zu 44 %, für die Version V1.2 zu 21 % gemessen worden. Zusammen mit diesen Resultaten ist das Verhältnis von Signalgröße zum Untergrundrauschen zu 20:1 für das Gasgemisch Argon/CO<sub>2</sub> (50/50) bei Padauslese abgeschätzt worden.

Als Fortsetzung dieser Arbeit sollte die RTPC mit einer Gas-Mikrostreifenkammer

ausgerüstet werden. Damit wäre der Schritt von einer konventionellen TPC zur FTPC mit radialem Driftprinzip und Mikrostreifenauslese vollzogen. Dafür stehen noch Untersuchungen über die Art und die Auswirkungen des Krümmens von Mikrostreifenplatten aus. Für die Verlängerung der Lebensdauer einer Mikrostreifenplatte unter Strahlungsbedingungen muß ein härteres Metall, aus dem die Streifenstrukturen bestehen sollen, gefunden und die Technik der Beschichtung von Mikrostreifenplatten verbessert werden. Um Polarisations- und Aufladungseffekte der Mikrostreifenplatten in den Griff zu bekommen, sind noch Tests mit einer halbleiterähnlichen Schicht über der Streifenstruktur durchzuführen.

Es wäre schön, wenn, aufbauend auf dieser Arbeit, die Forschung an der Mikro-STAR weiterginge und alle Hindernisse aus dem Weg geräumt würden, um die FTPC erfolgreich bauen und im STAR-Experiment einsetzen zu können.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Rekonstruierte Teilchendurchgänge im NA49 - Experiment . . . . .	4
2.1	ALEPH-Detektor . . . . .	7
2.2	Prinzip der Spurauslese in einer TPC . . . . .	8
2.3	Beispiel einer Mikrostreifenplatte . . . . .	10
2.4	Feldlinienverlauf auf einer einseitig beschichteten MS-Platte . . . . .	11
2.5	Feldlinienverlauf einer MS-Platte mit Elektroden auf der Rückseite . .	12
2.6	STAR-Detektor und FTPC . . . . .	13
2.7	Auflösungsvermögen einer radialen TPC . . . . .	14
3.1	Pad-Response-Verteilung . . . . .	18
3.2	Prinzip der PRF-Messung . . . . .	19
3.3	Pad-Response-Breiten symmetrischer Geometrien . . . . .	20
3.4	Pad-Response-Breiten asymmetrischer Geometrien . . . . .	21
4.1	Schemazeichnung eines radialen Feldes . . . . .	31
4.2	Vergleich von Auflösungsvermögen . . . . .	33
5.1	Computergraphik der MikroSTAR . . . . .	36
5.2	Versuchsanordnung für den Test in Garching . . . . .	37
5.3	MikroSTAR (schematisch) . . . . .	37
5.4	Streifengeometrien einer MS-Platte . . . . .	38
5.5	Padgeometrie der MS-Platte . . . . .	40
5.6	Breite der Intensitätsverteilung eines Stickstofflasers . . . . .	41
5.7	Schaltbild für den elektrischen Anschluß der Anodenstreifen . . . . .	44
5.8	Magnetfeldstärke der x-Komponente des Garchinger Magneten . . . .	46
5.9	Skizze für die Magnetfeldkalibration . . . . .	47
5.10	Unkorrigiertes Lasersignal in Histogrammdarstellung . . . . .	49
5.11	Spursignal nach der Korrektur in Histogrammdarstellung . . . . .	50
5.12	Darstellung der 3-Pad-Methode . . . . .	54
5.13	Stufenverteilung nach Auswertung der Methode 'Scannen' . . . . .	55
5.14	Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom E-Feld für Argon/Methan (90/10) . . . . .	56

5.15 Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom B-Feld für Argon/Methan (90/10) . . . . .	57
5.16 Lorentzwinkel in Abhängigkeit vom E-Feld für Argon/Methan (90/10) . . . . .	58
5.17 Lorentzwinkel in Abhängigkeit vom B-Feld für Argon/Methan (90/10) . . . . .	59
5.18 Transversale Diffusionskonstante in Abhängigkeit vom E-Feld für Argon/Methan (90/10) . . . . .	60
5.19 Transversale Diffusionskonstante in Abhängigkeit vom B-Feld für Argon/Methan (90/10) . . . . .	61
5.20 Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom E-Feld für Argon/DME (50/50) . . . . .	62
5.21 Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom E-Feld für Argon/CO <sub>2</sub> (50/50) . . . . .	62
5.22 Lorentzwinkel in Abhängigkeit vom E-Feld für Argon/DME (50/50) . . . . .	63
5.23 Lorentzwinkel in Abhängigkeit vom E-Feld für Argon/CO <sub>2</sub> (50/50) . . . . .	63
5.24 Transversale Diffusionskonstante in Abhängigkeit vom E-Feld für Argon/DME (50/50) . . . . .	64
5.25 Transversale Diffusionskonstante in Abhängigkeit vom E-Feld für Argon/CO <sub>2</sub> (50/50) . . . . .	64
5.26 Longitudinale Diffusionskonstante in Abhängigkeit vom E-Feld für Argon/DME (50/50) . . . . .	65
5.27 Longitudinale Diffusionskonstante in Abhängigkeit vom E-Feld für Argon/CO <sub>2</sub> (50/50) . . . . .	65
5.28 Lorentzwinkel in Abhängigkeit vom B-Feld für Argon/CO <sub>2</sub> (50/50) und Argon/DME (50/50) . . . . .	66
6.1 Skizze des Prototypen eines radialen TPC-Sektors von 30 <sup>0</sup> . . . . .	68
6.2 Aufbau einer Padreihe in der RTPC . . . . .	69
6.3 Gasparameter versus Driftstrecke bei $U_D = 7.5$ kV und $B = 0.5$ kG in radialem Feld für Argon/Methan (90/10) . . . . .	71
6.4 Gasparameter versus B-Feld bei $U_D = 7.5$ kV und 17.7 cm Driftstrecke in radialem Feld für Argon/Methan (90/10) . . . . .	72
6.5 Gasparameter versus Driftstrecke bei $U_D = 15$ kV und $B = 5$ kG in radialem Feld für Argon/CO <sub>2</sub> (50/50) . . . . .	73
6.6 Gasparameter versus B-Feld bei $U_D = 15$ kV und 26.8 cm Driftstrecke in radialem Feld für Argon/CO <sub>2</sub> (50/50) . . . . .	74
7.1 Landauverteilungen . . . . .	77
7.2 Gasverstärkung für drei gemessene Gasgemische . . . . .	78
7.3 Elektronenverlust in verschiedenen Kammergasen . . . . .	79
7.4 Abhängigkeit der Signalhoehen vom Sauerstoffanteil im Gas . . . . .	81

# Tabellenverzeichnis

4.1	Anregungs- und Ionisationsenergien von Gasmolekülen . . . . .	26
5.1	Physikalische Daten von DME . . . . .	35
5.2	Verwendete Versionen von Streifenstrukturen auf der Mikrostreifenplatte	39
5.3	Eichdaten der Durchflußregler . . . . .	44
5.4	Ergebnisse der Magnetfeldkalibration . . . . .	48
5.5	Vergleich analytischer und numerischer Berechnung von Signalbreiten .	53
7.1	Kopplungsgrad für MS-Platten (D263-Glas) . . . . .	82

# Literaturverzeichnis

- [Ale89] *The ALEPH Handbook*, ALEPH 89-77, Note 89-03, (1989)
- [Ale90] ALEPH Collaboration, *Nucl. Instrum. Methods* A294 (1990) 121-178
- [And79] M. Anderhub et al., *Nucl. Instrum. Methods* A166 (1979) 581
- [Ang89] F. Angelini et al., *Nucl. Instrum. Methods* A283 (1989) 755-761
- [Ang96] F. Angelini et al., *Proc. MSGC Workshop*, Lyon, Nov. 1995, INFN PI/AE 96/01
- [Bet96] W. Betts et al., STAR Note # 263, (1996)
- [Bia89] S. F. Biagi, *Nucl. Instrum. Methods* A283 (1989) 716-722
- [Blo35] F. Bloch, N. E. Bradbury, *Phys. Rev.* 48 (1935) 689
- [Blu93] W. Blum und L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer-Verlag (1993)
- [Bou95] R. Bouclier et al., *Proc. IEEE Trans. Nucl. Sci.* (1995), CERN-PPE/95-167
- [Bou96a] R. Bouclier et al., *Nucl. Instrum. Methods* A369 (1996) 328-331
- [Bou96b] R. Bouclier et al., Preprint, CMS TN/96-038
- [Bra92] F. P. Brady, J. L. Romero, STAR Note # 64, (1992)
- [Bra93] F. P. Brady, J. L. Romero, *Nucl. Instrum. Methods* A333 (1993) 312-315
- [Bul76] B. R. Bulos und A. V. Phelps, *Phys. Rev.* A14 (1976) 615
- [Con92] *Conceptual Design Report for the Solenoidal Tracker at RHIC (STAR)*, LBL/PUB-5347, June 15, 1992
- [Dra92] J. E. Draper, STAR Note # 45, (1992)
- [Dra96] J. E. Draper, UC Davis, *Private Mitteilung*

- [Fan79] D. L. Fancher, A. C. Schaffer, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-26 (1979) 150
- [Gon96] W. G. Gong et al., *Nucl. Instrum. Methods* A376 (1996) 144-148
- [Her69] A. Herzenberg, *J. Chem. Phys.* 51 (1969) 4942
- [Hil95] M. Hildebrandt, *Streuquerschnitte niederenergetischer Elektronen an Kohlenwasserstoffen*, Diplomarbeit, Phys. Institut Universität Heidelberg, (1995)
- [Hub85] G. Hubricht, *Nucl. Instrum. Methods* 228 (1985) 327
- [Huk88] M. Huk et al., *Nucl. Instrum. Methods* A267 (1988) 107-119
- [Hux74] L. G. H. Huxley and R. W. Crompton, *The diffusion and drift of electrons in gases*, J. Wiley & Sons, New York (1974)
- [Jac83] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, Walter de Gruyter (1983)
- [Jib88] M. Jibaly et al., *Nucl. Instrum. Methods* A273 (1988) 161-171
- [Jib89] M. Jibaly et al., *Nucl. Instrum. Methods* A283 (1989) 692-701
- [Kon94] M. Konrad, *Bau und Test einer Gas-Mikrostreifenkammer zum Auslesen einer Spurendriftkammer*, Diplomarbeit, MPI München, (1994)
- [Kon95] M. Konrad, STAR Note # 214, (1995)
- [Kon96] M. Konrad, *Private Mitteilung*
- [MEL90] Melles Griot, *Optics Guide 5*, (1990)
- [Mer89] M. Merck, *Messung des Driftgeschwindigkeitsvektors von Elektronen in Gasen im gekreuzten elektrischen und magnetischen Feld*, Diplomarbeit, LMU München, (1989)
- [Nyg81] D. R. Nygren, *Phys. Scr.* 23 (1981) 584
- [Nes93] K. F. Ness, *Phys. Rev.* E47 (1993) 327
- [Odi96] A. Odian, SLAC, *Private Mitteilung*
- [Oed88] A. Oed, *Nucl. Instrum. Methods* A263 (1988) 351-359
- [Oed95] A. Oed, *Nucl. Instrum. Methods* A367 (1995) 34-40
- [Par69] J. H. Parker and J. J. Lowke, *Phys. Rev.* 181 (1969) 290
- [Paw95] PAW - Physics Analysis Workstation, CERN Program Library Entry Q121, Version 2.07/02 (1995)

- [Rd32] *RD-32 Final Report* (1996), CERN LHCC 96-16
- [Rom93] J. Romero et al., STAR Note # 65, (1993)
- [Sau77] F. Sauli, CERN Report 77-09 (1977)
- [Sch91] B. Schmidt, J. Phys. G. **24** (1991) 4809-4820
- [Sch93] S. Schönfelder, *Optimierung der Auflösung einer Spurendriftkammer (TPC)*, Diplomarbeit, MPI München, (1993)
- [Va'V86] J. Va'Vra, *Nucl. Instrum. Methods* A252 (1986) 547-563
- [Vil83] F. Villa, *Nucl. Instrum. Methods* 217 (1983) 273-276

# Zum Ende

dieser Arbeit und eines Jahres sage ich Herrn Prof. N. Schmitz für die Vergabe dieses Themas und das dadurch übertragene Vertrauen meinen Dank.

Bei Herrn Dr. V. Eckardt und Herrn Dr. P. Seyboth bedanke ich mich für die zahlreichen Hilfestellungen, wenn es einmal nicht weiterging, für die konstruktiven Gespräche und die tolle Zusammenarbeit.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. W. Gong. Durch die Unterstützung und sein Wissen im experimentellen und theoretischen Teil sowie durch seine unvergleichlichen Computerprogramme war es überhaupt nur möglich, diese Arbeit erfolgreich durchzuführen.

Dank sagen möchte ich auch den Herrn Dipl. Phys. M. Konrad, A. Mock und S. Schönfelder, die mir immer in aussichtsloser Situation mit Rat und Tat und mit ihrer Erfahrung zur Seite standen. Herrn S. Kühne sei für seinen Einsatz gedankt, mir im letzten Drittel der Arbeit im Labor zur Hand gegangen und so etliche Ergebnisse erzielt zu haben. Beim Aufbau der Versuchsanordnungen, war es im Labor, in Garching oder am CERN, wäre nichts ohne Herrn H. Feßler zustande gekommen. Dafür danke ich ihm recht herzlich. Den restlichen Mitstreitern in der Gruppe danke ich für die nette Aufnahme und die nützlichen Ratschläge während freier Minuten.

Bei den Gästen Herrn Prof. J. Draper von UC Davis und Herrn Prof. A. Odian vom SLAC bedanke ich mich für die vielen interessanten und lehrreichen Diskussionen und die gemeinsame Zeit in Garching.

Für die Unterstützung im Aufbau des Garchinger Magneten muß ich mich bei Herrn Dr. H. Lohnert vom MPI für Plasmaphysik bedanken, bei Herrn Dr. D. Hauff vom Halbleiterlabor in Pasing für die Präparierung unserer Mikrostreifenplatten und bei allen Mitarbeitern des Max-Planck-Instituts, die ich einigemale vor Probleme stellte, mit Arbeit eindeckte und die mir trotzdem jederzeit unbürokratisch halfen.

All denjenigen, die ich jetzt nicht namentlich erwähnte, die aber direkt oder indirekt am Gelingen dieser Arbeit beteiligt waren, sei ein Dankeschön gesagt.

Herrn Dr. V. Eckardt, Herrn Dr. P. Seyboth, Dipl. Phys. M. Konrad und vor allem meiner Schwester sage ich Dank für das intensive und stellenweise schwierige Korrekturlesen der vorangegangenen 90 Seiten.

Zu guter Letzt bedanke ich mich ganz herzlich bei meinen Eltern, die dies alles erst ermöglichten.