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

Bau und Test einer hochauflösenden, gebogenen Proportionalkammer zum Auslesen einer Spurendriftkammer (TPC) mit radialem Driftfeld

Rainer Marstaller

Diplomarbeit

Dezember 1998

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

Bau und Test einer hochauflösenden, gebogenen Proportionalkammer zum Auslesen einer Spurendriftkammer(TPC) mit radialem Driftfeld

Rainer Marstaller

Diplomarbeit der

Fakultät für Physik

Technische Universität München

angefertigt am

Max-Planck-Institut für Physik

Werner-Heisenberg-Institut

München

Dezember 1998

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Physikalische Motivation

Mit der Frage nach den Grundelementen des Universums und nach den universellen Kräften, welche das Geschehen regeln, beschäftigt man sich schon seit Jahrhunderten. Am Ende des 19. Jahrhunderts war durch Experimente und Theorien ein Gerüst von Antworten geschaffen, dessen Gültigkeit auch heute noch überwiegend unbestritten ist, z.B. die Quantisierung der elektrischen Ladung oder die in Rutherfords Streuversuchen in Erscheinung getretenen Bausteine der Materie wie Atomkern und Elektron.
Seitdem ist die Entwicklung der Physik der Atomkerne und der Elementarteilchen rasch fortgeschritten und gelangte zu folgenden Vorstellungen:

Es gibt zwölf elementare Bausteine (und ihre Anti-Bausteine): drei Paare von Leptonen und drei Paare von Quarks. Die uns bekannte Materie setzt sich aus den frei beobachtbaren Elektronen, Myonen, Tauonen und den entsprechenden Neutrinos sowie aus den zu zwei Quarks (Mesonen) und zu drei Quarks (Baryonen) verbundenen Hadronen zusammen.

Um die Eigenschaften von Leptonen, Quarks und der Wechselwirkungen studieren zu können, wurden viele verschiedene Einzelprozesse untersucht. Da die Quarks aufgrund eines stark attraktiven Potentials innerhalb der Nukleonen oder Mesonen gebunden sind, kann man sie nicht im freien Zustand beobachten.

Bei der Kollision schwerer Kerne erwartet man bei hinreichend großen Energien ein Durchdringen der Kerne und die Bildung einer kurzlebigen Ansammlung angeregter und verdichteter hadronischer Materie. Steigt in dieser energiereichen Wechselwirkungszone die Temperatur und/oder die Baryonendichte in einem ausreichend großen Reaktionsvolumen über einen bestimmten kritischen Wert, so erwartet man, daß Quarks und Gluonen nicht mehr in ihrem attraktiven Potential eingeschlossen bleiben, sondern ein Phasenübergang zu einem *Quark- Gluon-Plasma* (QGP) erfolgt. Dieses Plasma kondensiert anschließend in ein Hadronengas, welches vornehmlich aus Mesonen besteht.
Zunächst postulierten kosmologische Modelle einen derartigen Zustand, der ca. 10^{-5} Sekunden nach dem Urknall geherrscht haben soll. Numerische Modellrechnungen zeigten die Möglichkeit eines solchen Phasenübergangs auch in Kern-Kern-Kollisionen. Als Beschreibungen des Plasmazustands im Rahmen statistischer Modelle erste Anhaltspunkte für beobachtbare Signaturen eines solchen Phasenübergangs lieferten, begann man in Experimenten danach zu suchen.

In Schwerionen-Reaktionen sind Größen wie Druck, Temperatur und Energiedichte nicht direkt bestimmbar. Es können nur die Teilchen registriert werden, welche nach dem Auskondensieren des Hadronengases den Endzustand bilden. Die Bestimmung ihrer kinematischen Eigenschaften und ihre Identifikation erlauben jedoch Rückschlüsse auf den Reaktionsablauf und beinhalten Informationen über das Entstehen und die Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas. Für die Signaturen des QGP in Schwerionen-Reaktionen sei auf weiterführende Literatur verwiesen: [ScS93], [Won94] und [Mcl87].
Der Phasenübergang stark wechselwirkender Materie in den Plasmazustand, in welchem sich die Quarks praktisch frei zwischen den Gluonen bewegen können, hat sich bis heute experimentell noch nicht zweifelsfrei offenbart.

1986 standen am CERN und in Brookhaven in umgerüsteten Beschleunigern zum ersten Mal ultrarelativistische Ionen zur Verfügung. Man erreichte am *Alternating-Gradient-Synchrotron* (AGS) in Brookhaven beim Beschuß von Aluminiumkernen mit Siliziumkernen eine Schwerpunktsenergie von ca. 0,13 TeV[1] und am *Super-Proton-Synchrotron* (SPS) am CERN beim Beschuß von Schwefelkernen mit Schwefelkernen ca. 0,64 TeV[2]. Diese beiden Beschleuniger wurden weiter aufgerüstet, und zu Beginn der 90er Jahre standen nun Gold bzw. Bleikerne als Strahlteilchen zur Verfügung.

Die derzeit höchsten Energiedichten können am SPS erreicht werden, indem man Bleikerne ($^{208}_{82}$Pb) mit Bleikernen in einer feststehenden Folie zur Kollision bringt, wobei im Schwerpunktssytem eine Energie von ca. 3,6 TeV zur Verfügung steht.
Die nächste Stufe in der Schwerpunktsenergie wird ab 1999 am *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) am *Brookhaven National Laboratory* (BNL) erreicht. Dort werden bei der Kollision von Goldkernen ($^{197}_{79}$Au) Reaktionen mit einer Gesamtenergie im Schwerpunktsystem von ca. 40 TeV stattfinden.

1.2 RHIC

Im dritten Quartal 1999 wird in Brookhaven bei New York der RHIC fertiggestellt, der es erlaubt, sowohl schwere Kerne bis zu einer Massenzahl A von 200 auf eine maximale Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 200$ GeV pro Nukleonenpaar als auch Protonen auf bis zu $\sqrt{s} = 500$ GeV zu beschleunigen. Von besonderem Interesse sind dabei die zentralen Kollisionen von $^{197}_{79}\mathrm{Au}^{79+}$ auf $^{197}_{79}\mathrm{Au}^{79+}$ Kerne. Dabei werden in der Reaktion Energiedichten erreicht werden, die mehr als zehnmal der des Grundzustands der Kernmaterie entsprechen. Man erhofft sich dabei, Signaturen für einen Phasenübergang der hadronischen Materie zu einem Quark-Gluon-Plasma zu finden.

1.2.1 Der Beschleuniger

Die Beschleunigung der Gold-Ionen auf ihre Endenergie und die Ionisation erfolgt in mehreren Schritten (siehe Abb. 1.1): zuerst werden die einfach positiv geladenen Gold-Ionen aus einer gepulsten Ionen-Quelle in einem Tandem-Van De Graaff- Beschleuniger auf 1 MeV/Nukleon beschleunigt. Anschließend erhöht das Booster-Synchrotron die Energie

[1] Dies entspricht einer Strahlenergie von 10,8 GeV pro Nukleon.
[2] Die Strahlenergie beträgt dabei 200 GeV pro Nukleon.

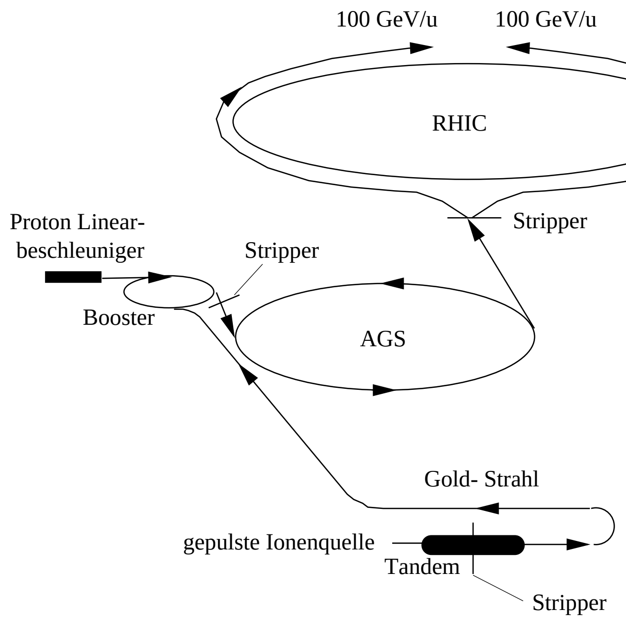

Abbildung 1.1: *Skizze der Beschleuniger des Brookhaven National Laboratory. Protonen werden in einem eigenen Linearbeschleuniger vorbeschleunigt, während dies für schwerere Kerne in einem Tandem- Beschleuniger geschieht (nach [Sam89]).*

auf 72 MeV/Nukleon. Vor dem Übergang vom Booster zum AGS durchqueren die Ionen eine dünne Folie, wobei sie einen Teil ihrer Elektronen abstreifen, so daß sie dann 77-fach positiv geladen auf $\approx$ 10 % ihrer Endenergie beschleunigt werden können. Vor dem Eintritt in den eigentlichen Speicherring werden die Gold-Kerne dann vollständig ionisiert und im RHIC Speicherring auf die Maximaleinergie von 19,7 TeV gebracht.

Der Speicherring RHIC befindet sich in einem 3,8 km langen Ringtunnel. Er besteht aus zwei konzentrischen Ringen, in denen ein Vakuum mit einem Druck von weniger als 10^{-11} bar aufrecht erhalten werden muß. Die Strahlführung gewährleistet ein System aus über 900 supraleitenden Magneten. Detailierte Informationen zum Beschleuniger-System finden sich im RHIC Conceptual Design Report ([Sam89]).

Am RHIC werden zur Zeit zwei kleine (*Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers* (BRAHMS) und PHOBOS), sowie zwei große (*Pioneering High Energy Nuclear Interaction Experiment* (PHENIX) [Nag94] und *Solenoidal Tracker At RHIC* (STAR)) Experimente aufgebaut:

BRAHMS [Vid94] besteht hauptsächlich aus zwei schwenkbaren Spektrometerarmen, mit denen man im Pseudorapiditätsbereich [3] von 0 bis 4 geladene Hadronen messen kann.

Der Schwerpunkt des PHOBOS- Experiments [Wys94]) liegt im Studium seltsamer Teilchen mit hoher Statistik, und wird im wesentlichen mit einem Siliziumstreifen-Detektor durchgeführt.

Bei PHENIX [Nag94] wird vornehmlich nach leptonischen QGP-Signaturen gesucht, was eine Messung von Leptonen-Paaren notwendig macht. Diese verlassen das Reaktionsvolu-

[3] Im relativistischen Grenzfall ist die Pseudorapidität η eines Teilchens definiert als $\eta = -ln\left[tan\left(\frac{\Theta}{2}\right)\right]$, wobei Θ der Winkel zwischen Strahlachse und Impulsvektor des betrachteten Teilchens ist.

men ohne hadronische Wechselwirkung.

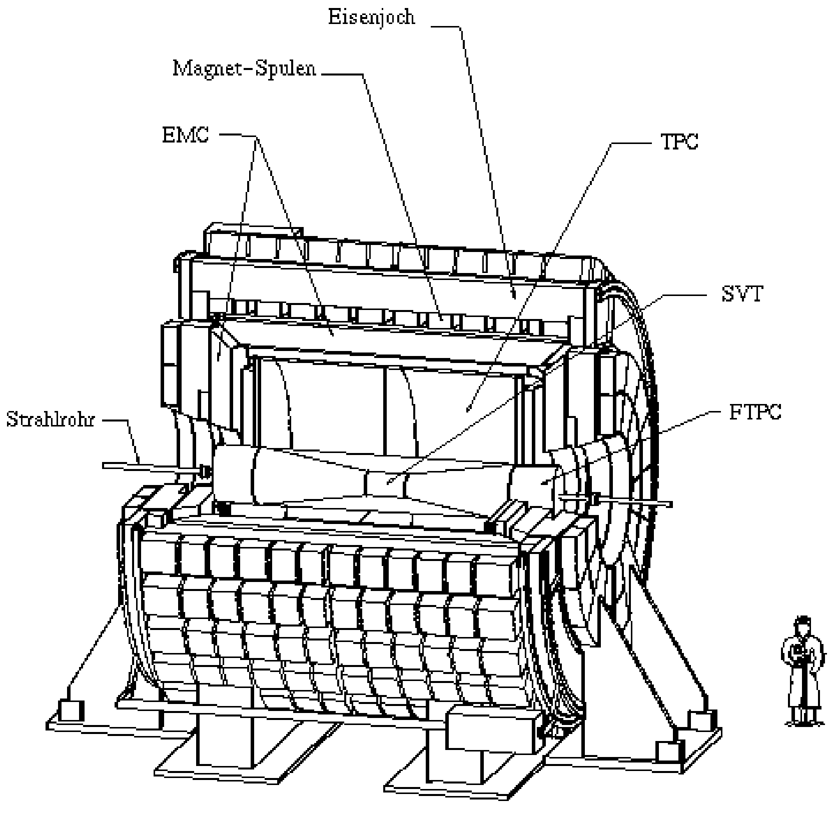

Abbildung 1.2: *Schnittbild und Subdetektoren des STAR- Detektors*

Auf den Aufbau des STAR-Experiments und vor allem auf dessen Subdetektor Vorwärts-Spurendriftkammer oder *Forward Time Projection Chamber* (FTPC), der in der Gruppe um Herrn Prof. Schmitz am MPI für Physik (Werner-Heisenberg-Institut) entwickelt und gebaut wird, soll in den beiden nächsten Kapiteln näher eingegangen werden.

1.2.2 Das STAR-Experiment

Ziel des STAR-Experiments ist es, in jedem Ereignis globale, für das Quark-Gluon-Plasma relevante Reaktionsparameter (statistische Größen wie Druck, Temperatur, Energiedichte, etc.) zu bestimmen. Abb. 1.2 zeigt eine perspektivische Darstellung des STAR- Detektors mit seinen Subdetektorensystemen. Der größte Spurdetektor ist die zentrale *Spurendriftkammer* oder *Time Projection Chamber* (TPC), die eine geometrische Akzeptanz von $-1.5 < \eta < 1.5$ besitzt. In diesem Pseudorapiditätsbereich erwartet man eine geringe Baryonendichte, was für die Untersuchung des Übergangs von hadronischer Materie zu einer Plasmaphase von Quarks und Gluonen (*Quark Gluon Plasma*, QGP) von besonderem

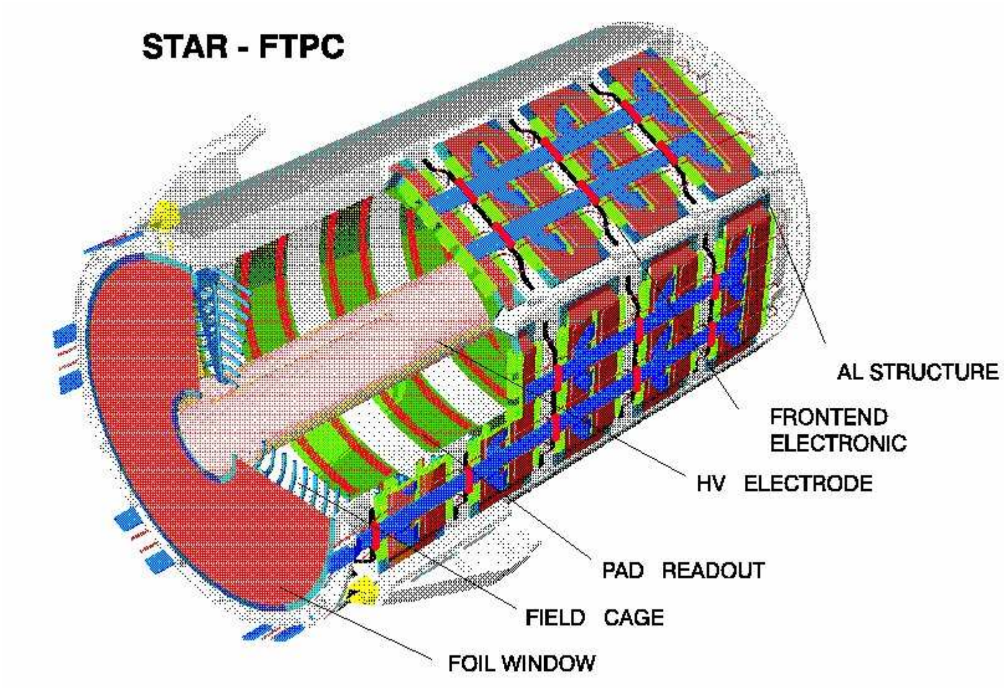

Abbildung 1.3: *Struktur der zylindrischen FTPC*

Interesse ist.

Um in Spurdetektoren Ladung und Impuls von Teilchen zu bestimmen, müssen sich diese im Magnetfeld befinden, das bei diesem Experiment eine Stärke von 0.5 Tesla besitzt. Dies gilt sowohl für die TPC und den *Silicon Vertex Tracker* (SVT), als auch für die beiden FTPCs. Der SVT dient einerseits der Verbesserung der Spurrekonstruktion für $|\eta| < 1,0$, andererseits ermöglicht er mit seiner guten Ortsauflösung die Erfassung kurzlebiger Teilchen, die ihren Zerfallsort nahe am Kollisionspunkt (Primärvertex) haben.

Außerdem enthält der STAR-Detektor noch ein *ElectroMagnetic Calorimeter* (EMC), um Jets, Photonen und die in transversaler Richtung emittierte Energie zu messen.

1.2.3 Vorwärts- Spurendriftkammern (FTPCs)

Um globale Ereignis-Parameter wie z.B. Temperatur, Energiedichte oder Ausdehnung des Reaktionsvolumens zu bestimmen, müssen die Spuren der Reaktionsprodukte möglichst vollständig rekonstruiert werden. Da die TPC nur einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| \leq 1,5$ abdeckt, in den $\approx 50\%$ der geladenen Primärteilchen aus den zentralen Gold-Gold-Ereignissen emittiert werden, werden zwei weitere, sogenannte Vorwärts- Spurendriftkammern (FTPCs) zwischen Strahlrohr und TPC eingebaut. Diese sollen neben einer Spurrekonstruktion auch eine Impulsmessung zulassen. Daher müssen sich die FTPCs vollständig innerhalb des solenoidalen Magnetfelds befinden, wodurch ihre Ausdehnung entlang den vom Kollisionspunkt (Vertex) abgewandten Richtungen limitiert ist. In Richtung des Vertex beschränkt die Haltevorrichtung des SVT den zur Verfügung stehenden Raum. Diese räumlichen Beschränkungen lassen für die zylindrischen Kammern eine Länge von je 120 cm entlang der Strahlachse und einen Radius von 31 cm zu. Damit decken die FTPCs die Pseudorapiditätsbereiche $-4,0 \leq \eta \leq -2,5$ und $2,5 \leq \eta \leq 4,0$ ab, in welchen ≈ 30 % der geladenen Primärteilchen emittiert werden. Diese Rapiditätsbereiche sind durch folgende drei physikalische Gegebenheiten gekennzeichnet:

- die hohe räumliche Dichte geladener Teilchen,
- die Krümmung der Spuren geladener Teilchen wird mit zunehmender Pseudorapidität geringer, was die Messung des Impulses schwieriger macht,
- um einen hohen Untergrund von Spuren durch Sekundärreaktionen zu vermeiden, sollte ein dünnes Strahlrohr verwendet werden und ein geringer Materialeinsatz im inneren Bereich des Detektors erfolgen.

Diese Gründe erzwingen, zusammen mit dem begrenzten Platzangebot, ein neuartiges Detektor-Konzept für die FTPCs. Will man eine volle azimutale Akzeptanz [4], eine hohe räumliche Auflösung sowie eine gute Zweispurauflösung erreichen, so liegt eine in Abb. 1.3 gezeigte, zylinderförmige Bauweise um die Strahlrichtung nahe. Die Elektronen driften dabei in einem radialen elektrischen Driftfeld, und nicht in einem homogenen, wie z.B. in der zentralen TPC. Der Vorteil dieser Driftgeometrie liegt an der verbesserten Clusterseparation, da die Trennung nahe beieinanderliegender Cluster schneller mit der Driftlänge zunimmt als die Verbreiterung der Cluster durch Diffusion (siehe Kapitel 3.3). Desweiteren wird ein sogenanntes kühles Gas, Ar/CO_2 im Mischungsverhältnis 50/50, verwendet, in dem Elektronen wenig diffundieren und eine geringe Driftgeschwindigkeit aufweisen. Dieses Gas verbessert zusätzlich zum radialen Driftprinzip die Orts- und Zweispurauflösung und hält die Ablenkung der Elektronen von der Driftrichtung um den Lorentzwinkel (siehe Kapitel 3.1) gering.

Abb. 1.4 zeigt eine schematische Skizze einer FTPC a) im Schnitt senkrecht zum Strahlrohr und b) im Schnitt entlang des Strahlrohrs. Jede FTPC besitzt 10 Padreihen, wovon jede in azimutaler Richtung in 6 Sektoren unterteilt ist, welche selbst wiederum 160 Pads enthalten. Die Auslesepads sind 2,0 cm lang, 0,17 cm breit, durch einen 0,02 cm breiten Abstand voneinander getrennt und parallel zum Strahl angeordnet. Wegen der kleinen Winkel zwischen den Padlängsachsen und der Teilchenbahn ist eine fast optimale Positionsmeßgenauigkeit möglich. Wie Messungen gezeigt haben (siehe Kapitel 4.1), verursacht eine zu den Padlängsachsen parallele Anordnung der Verstärkungsdrähte eine quantisierte Ladungsverteilung auf den Pads. Daher ist es erforderlich, einen Winkel zwischen beiden einzuführen. Dazu bieten sich die beiden folgenden Möglichkeiten an: Verfügung.

- Wie in Kapitel 4.1 gezeigt wird, müssen mehrere Verstärkungsdrähte über einem Pad verlaufen, um die influenzierte Spiegelladung der positiven Ladungswolke auf der Padfläche positionsgetreu zu erzeugen. Dabei zeigt sich, daß schon kleine Kreuzungswinkel genügen, um die Verstärkungsdrahtstruktur auf den Pads nicht mehr sichtbar werden zu lassen.

[4] Der Azimutwinkel ϕ eines Pads wird aufgespannt einerseits durch die x-Achse und andererseits durch die Projektion der Verbindungslinie zwischen Strahlrohr-Achse und dem entsprechenden Pad auf die x-y-Ebene (siehe Abb. 1.4 a))

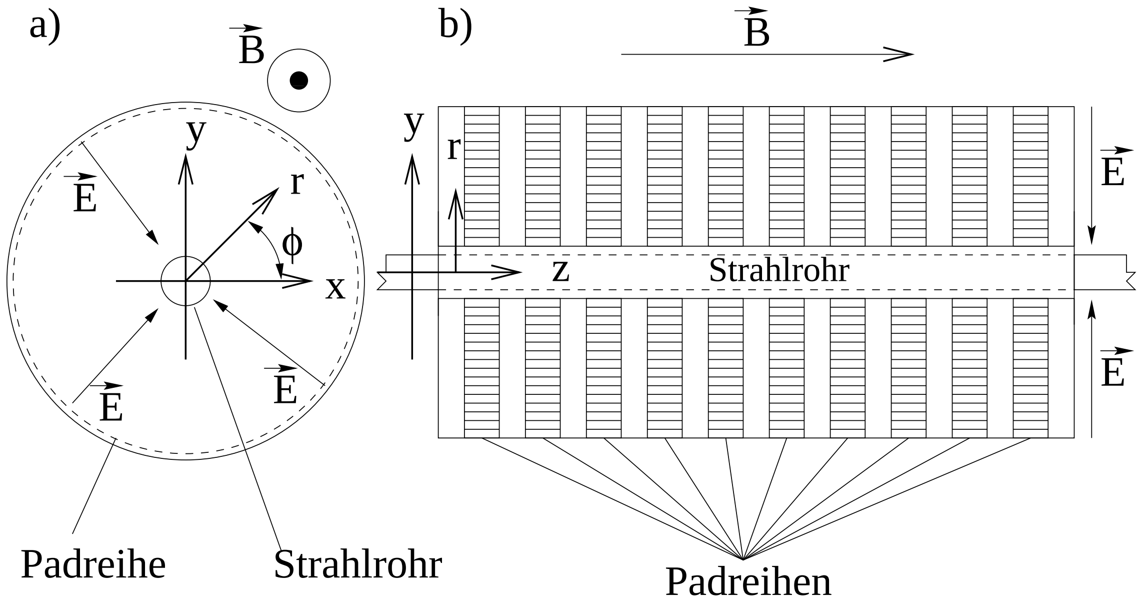

Abbildung 1.4: *Schematische Skizze einer FTPC. Die radiale (r-) Richtung steht auf die Strahlrohr-Achse senkrecht. ϕ ist der Azimutwinkel zwischen x- und r- Richtung. Das Magnetfeld $\vec{B}$ verläuft parallel zur Strahlrohr-Achse.*

- Als Verstärkungsdrähte dienen metallische Anodenstreifen, die auf ein Substratmaterial (häufig Glas) mittels photolithographischen Verfahrens als *Mikrostreifen* oder *MicroStrips* (MS) aufgebracht werden ([Oed88],[Kon94]), und senkrecht zu den Pads verlaufen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die erste Methode entwickelt und die zweite steht als Aufrüstungsoption nach weiterer Entwicklungsarbeit zur Verfügung. Ursprünglich war die Verwendung der *Mikrostreifen* wegen der hohen Auflösung und der Möglichkeit des Biegens der Anodenstreifen senkrecht zur Padrichtung vorgesehen. Untersuchungen mit verschiedenen Streifenstrukturen und Glasbiegeverfahren wurden bereits unternommen. Jedoch zeigte sich eine begrenzte Lebensdauer der Mikrostreifen, wenn stark ionisierende Teilchen die MS- Oberfläche passieren. Dabei zerstören Mikroentladungen die dünnen Anodendstreifen, weshalb es noch weiterer Untersuchungen bedarf, um die Vorteile der *MicroStrip GasChambers* (MSGC's) nutzen zu können [Boi97].

Der komplette Detektor wird mit vier Halterungen positioniert, die an dem inneren Feldkäfigring der zentralen TPC befestigt sind. Das radiale Feld wird durch einen Zylinder um das Strahlrohr, der auf negativer Hochspannung liegt, und den auf Erdpotential liegenden Auslesekammern an der Außenwand des Zylinders gebildet. An den Zylinderenden wird das radiale Feld durch eine Ebene aus 17 konzentrischen Potentialringen mit einer dazwischenliegenden Widerstandskette definiert (siehe Kapitel 4.4.4).

Kapitel 2

Prinzip hochauflösender Teilchendetektoren

2.1 Spurendriftkammer (TPC)

1981 wurde erstmals der Vorschlag gemacht, eine *Vieldrahtproportionalkammer* oder *Multiwire Proportional Chamber* (MWPC) mit einem Gasvolumen zu kombinieren, um Teilchen nachzuweisen, die in einer Kollision von Elektronen in einem Speicherring erzeugt wurden [Nyg81]. Solch eine Zeitprojektionskammer (TPC) funktioniert nach folgendem Prinzip: Wenn ein geladenes Teilchen mit genügend hoher kinetischer Energie ein Gasvolumen durchfliegt, so hinterläßt es eine Spur aus Elektronen und positiven Ionen. Wird in diesem Gasvolumen ein elektrisches Driftfeld zwischen zwei Elektroden angelegt, bewegen sich die entstandenen Elektronen entlang der Feldlinien zur Anode. Ist das angelegte Driftfeld homogen, dann stellt sich aufgrund von Kollisionen der Elektronen mit Gasatomen, in denen die Elektronen Energie verlieren, eine konstante Driftgeschwindigkeit ein. Die Elektronen passieren die Gating- und die Nullebene, bevor sie die auf positiver Hochspannung liegenden Verstärkungsdrähte erreichen. In deren Nähe ist das elektrische Feld nicht mehr homogen, sondern hängt vom Abstand r zum Drahtmittelpunkt ab:

$$E = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0}\frac{1}{r} \tag{2.1}$$

Dabei ist Q die Ladung des Drahtes und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante. Mit Annäherung der Elektronen an den Draht wird das Feld also so groß, daß die Energiezunahme zwischen zwei Stößen mit Gasatomen genügt, um beim Stoß die Gasatome durch Herausschlagen von Elektronen zu ionisieren. Diese Elektronen werden ebenfalls beschleunigt und können ihrerseits ebenfalls ionisieren. Dieser Prozeß verläuft lawinenartig innerhalb einiger Nanosekunden und sorgt für einen Spannungspuls negativen Vorzeichens auf den Verstärkungsdrähten und einer positiv geladenen Wolke aus ionisierten Atomen mit einer um den Faktor ≈ 1000 kleineren Beweglichkeit. Die negative Spiegelladung, die auf der Pad-Ebene influenziert wird, wird von einem ladungsempfindlichen Verstärker registriert, und dann elektronisch weiterverarbeitet. Durch Impulsformung wird der steile Anstieg in ein etwa gaußförmiges Signal für die Digitalisierung umgewandelt. Die Digitalisierung erfolgt je nach Detektor in Zeitintervallen von ≈ 100 ns.

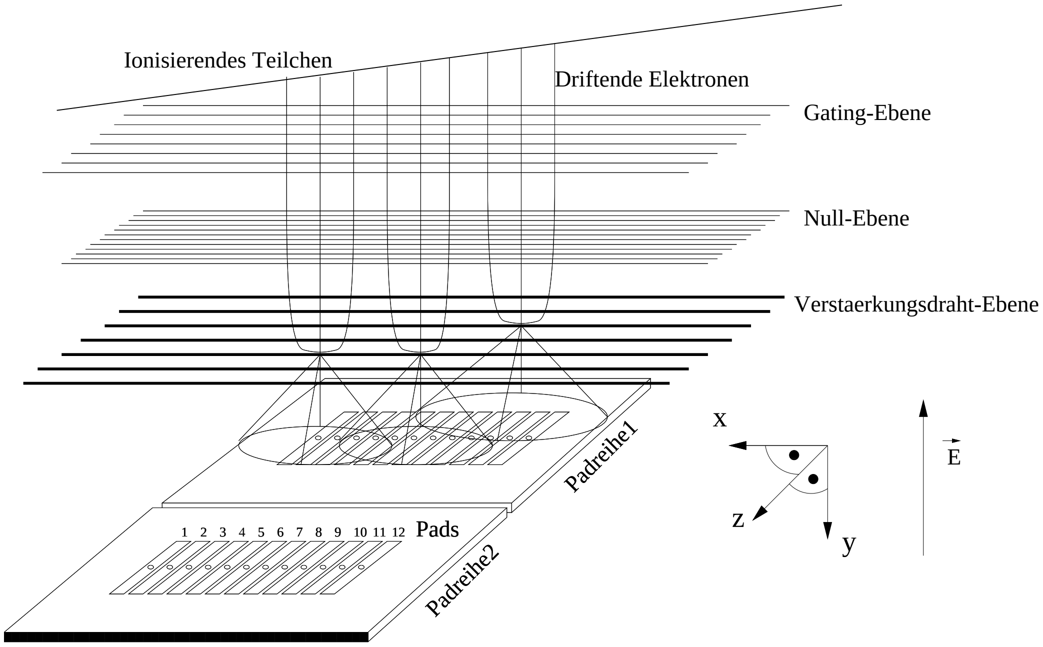

Abbildung 2.1: *Driftprinzip und Entstehung eines Teichensignals in einer Spurendrift-kammer.*

In der x-Richtung, senkrecht zur y- und z- Richtung (siehe Abb. 2.1), erhält man im Falle einer punktförmigen Ladung bei den Verstärkungsdrähten auf der Pad-Ebene ein näherungsweise gaußförmiges Signal. Dies bezeichnet man als Pad-Response-Funktion, deren Breite hauptsächlich durch den Abstand zwischen Verstärkungsdrahtebene und Pad-Ebene bestimmt ist (siehe Kapitel 3.4).

Durch die gedrifteten Elektronen wird der Verlauf einer Teilchenspur auf die Pad-Ebene projiziert. Die drei Koordinaten x (Position an der das Teilchen die Padreihe überquerte), y (Abstand der Primärionisation zur Padreihe) und z eines Spurpunkts werden folgendermaßen bestimmt: Die x-Koordinate erhält man aus der Verteilung des Ladungssignales auf einer Padreihe, die y-Koordinate im Falle eines homogenen Driftfeldes durch die Beziehung $r = v_d \cdot t$, wobei t die gemessene Flugzeit, v_d die konstante Driftgeschwindigkeit und r die gesuchte Driftstrecke darstellt. Die z-Koordinate erhält man aus der Position der betreffenden Padreihe. Trägt man die Ladung eines jeden von der Ladungswolke erfaßten Pads gegen die Zeitintervalle auf, so ergibt ein entsprechendes Spursegment über einer Pad-Reihe ein Gebiet registrierter Signalhöhen, welches als *Cluster* bezeichnet wird (siehe Abb. 2.2 a)). Summiert man alle Histogrammeinträge entlang der Pad(x)- bzw. Zeitkoordinate(y) auf, erhält man die Zeit- bzw. Padprojektion des Histogramms (siehe Abb. 2.2 b) und c)).

Durch Verbindung der einzelnen Punkte einer Spur kann die Trajektorie eines Teilchens durch den Detektor rekonstruiert werden.

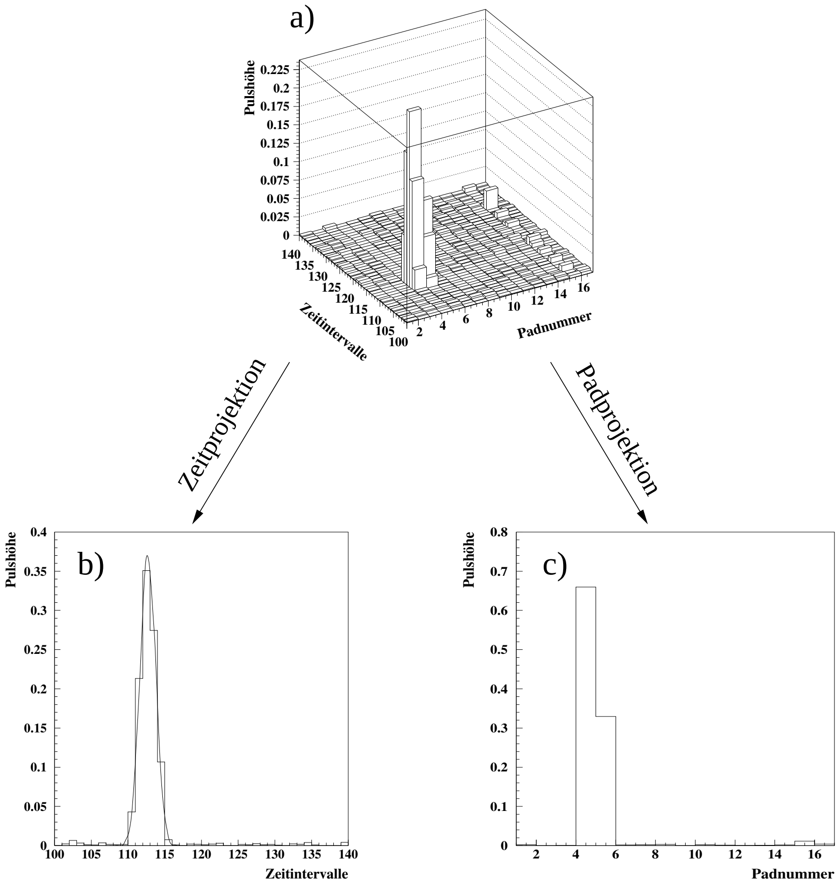

Abbildung 2.2: *Dargestellt ist ein Spursignal (Cluster), dessen Schwerpunkt durch die Koordinaten x_i und y_i (i bezeichnet die betrachtete Padreihe) gegeben ist:*
a) als Lego-Plot,
b) als Zeitprojektion auf die y-z-Ebene, wobei der Signalverteilung eine Gaußkurve angepaßt ist, und
c) als Padprojektion auf die x-z-Ebene.

Beim Driften stoßen die Elektronen auf Gasatome, was zu einer von den Feldlinien abweichenden Elektronenbewegung führt, die als Diffusion bezeichnet wird. Dieser Effekt wird durch das Bild einer auseinanderdriftenden Wolke, deren Schwerpunkt sich mit der Driftgeschwindigkeit entlang der Feldlinien fortbewegt, gut beschrieben. Die (longitudinale) Diffusionskonstante C_l (in Driftrichtung y) und die (transversal) Diffusionskonstante C_t (senkrecht zur Driftrichtung) werden bestimmt durch das verwendete Gas und die Driftgeschwindigkeit, die vom eingestellten Driftfeld abhängt.

Liegt ein Magnetfeld an, so kann der Teilchenimpuls aus der Krümmung der Spur ermittelt werden. Wird der spezifische Energieverlust dE/dx [1] der Teilchen gemessen, so kann eine Teilchenidentifikation bezüglich Ladung und Ruhemasse vorgenommen werden.

[1] x ist in diesem Fall die Koordinate des ionisierenden Teilchens entlang seiner Spur, und nicht mit der x- Richtung in Abb. 2.1 zu verwechseln.

Bei konventionellen Zeitprojektionskammmern sind die Feldvektoren des elektrischen und magnetischen Feldes parallel. Dadurch ist die Lorentzkraft auf die parallel zu beiden Feldern driftenden Elektronen null. Durch Diffusionsprozesse verbreitert sich das Ladungssignal der Spur (Trajektorie). Die beim Teilchendurchgang entstehende Elektronenwolke besitzt anfangs eine Breite von nur einigen Mikrometern, wächst jedoch durch die Diffusion nach einer Driftstrecke von einigen Dezimetern auf einige Millimeter an.

2.2 Wechselwirkung geladener Teilchen in Gasen

Geladene Teilchen, welche das Detektorgas durchqueren, wechselwirken mit den Elektronen der Gasatome, was zur Anregung und Ionisation der Atome führt. Die Abhängigkeit des mittleren spezifischen Energieverlustes von der Geschwindigkeit des Teilchens wurde erstmals von Bethe und Bloch für Teilchen, die schwerer als Elektronen sind, berechnet. Die nach ihnen benannte Formel lautet [Blu93]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N z^2 e^4 Z}{m_e c^2 \beta^2} \frac{Z}{A} \left(\ln \left[\frac{2 m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right] - \beta^2 \right), \tag{2.2}$$

wobei

Z = Kernladungszahl des Mediums
A = Massenzahl des Mediums
I = effektives Ionisationspotential
N = Avogadro-Konstante
m_e = Elektronenmasse
e = Elementarladung
z = Ladungszahl des Teilchens
β = v/c
ist.

Charakteristisch für die Form der Kurve ist das $1/\beta^2$-Verhalten für kleine Impulse und der logarithmische Anstieg für hohe Impulse. Der Anstieg im ultrarelativistischen Bereich hat zwei Gründe: den Anstieg der Transversalkomponente des elektrischen Feldes mit der Geschwindigkeit und den steigenden maximal möglichen Impulsübertrag.

Wie sich später herausstellte, bedarf die Formel einiger Korrekturen: bei niedrigen Energien des Teilchens im Bereich der Bindungsenergie der Elektronen des Mediums muß eine Reduktion der Elektronendichte eingeführt werden. Ursache dafür ist die Abschirmung der inneren Elektronen und deren bei zu kleinen Energien unwahrscheinlich werdender Herauslösung. Beim Erreichen immer höherer Energien ist der Verlauf des Anstiegs des Energieverlustes schwächer als der logarithmisch berechnete. Dafür verantwortlich sind die Elektronen des Mediums, die durch Polarisationseffekte das Feld des durchquerenden Teilchens abschirmen. Daraus ergibt sich eine Korrektur, die im Grenzfall $\beta \to 1$ den Anstieg durch die steigende Transversalkomponente des elektrischen Feldes aufhebt. Hohe Impulsüberträge führen zu Elektronen, deren Reichweite im Detektorgas so groß ist, daß ihre Ionisation nicht mehr der ursprünglichen Spur zugeordnet wird, sondern eine eigene Spur, ein δ-Elektron, bildet. Deswegen wird ein maximaler Impuls- oder Energieübertrag, die sogenannte „Cutoff"-Energie eingeführt. Höhere Energieüberträge bleiben bei der Berechnung des mittleren spezifischen Energieverlustes unberücksichtigt. Damit ergibt sich ein gegenüber Gleichung 2.2 reduzierter mittlerer spezifischer Energieverlust [Blu93]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N z^2 e^4 Z}{m_e c^2 \beta^2} \frac{Z}{A} \left(\ln \sqrt{\frac{2 m_e c^2 \beta^2 T_{max}}{I^2 (1-\beta^2)}} - \frac{\beta^2}{2} - \delta(\beta) \right) \tag{2.3}$$

wobei

T_{max} = maximaler Energieübertrag
$\delta(\beta)$ = Dichtekorrekturfaktor

Im Grenzfall $\beta \to 1$ hebt $\delta(\beta)$ alle wachsenden Terme auf und der Energieverlust strebt gegen einen konstanten Wert. Diese Region bezeichnet man als Fermi-Plateau.

Entlang eines Spurstücks Δx erleidet ein Teilchen mit fester Geschwindigkeit nicht immer den gleichen Energieverlust $|dE/dx| \cdot \Delta x$. Vielmehr unterliegt ΔE einer Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(\lambda)$, der sogenannten Landauverteilung

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})}. \tag{2.4}$$

mit der auf den mittleren Energieverlust $\langle \Delta E \rangle$ normierten Abweichung $\lambda(\Delta E)$ vom wahrscheinlichsten Energieverlust $(\Delta E)_{mp}$:

$$\lambda(\Delta E) = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\langle \Delta E \rangle}. \tag{2.5}$$

Kapitel 3

Drift von Elektronen und Ionen in Gasen

3.1 Die Langevin-Gleichung

Eine Beschreibung der Bewegung von Teilchen in Gasen bei Anwesenheit von elektrischen und magnetischen Feldern erhält man beispielsweise durch die *Langevin- Gleichung* ([Blu93]):

$$m\frac{d\vec{u}(t)}{dt} = q\vec{E} - q(\vec{u}(t) \times \vec{B}) - K\vec{u}(t). \tag{3.1}$$

Dabei ist

m	= Masse des Teilchens
q	= Ladung des Teilchens
$\vec{u}(t)$	= Geschwindigkeit als Funktion der Zeit
$\vec{E}$	= elektrischer Feldvektor
$\vec{B}$	= magnetischer Feldvektor
$K\vec{u}(t)$	= Dämpfungsterm aufgrund von Stößen mit Gasmolekülen.

Diese Gleichung ist ein inhomogenes System linearer Differentialgleichungen für die drei Komponenten der Geschwindigkeit u_x, u_y und u_z. Eine Darstellungsmöglichkeit der Lösung der Langevin-Gleichung erhält man mit den Gesetzen der Vektorrechnung:

$$\vec{u} = \frac{q}{m}\tau|\vec{E}|\frac{1}{1+\omega^2\tau^2}(\hat{E} + \omega\tau(\hat{E} \times \hat{B}) + \omega^2\tau^2(\hat{E} \cdot \hat{B})\hat{B}), \tag{3.2}$$

wobei

$\tau = \frac{m}{K}$ = charakteristische Zeit
$\vec{\omega} = \frac{q}{m}\vec{B}$ = Zyklotronfrequenz des Teilchens
$\hat{E} = \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|}$ = Einheitsvektor des elektrischen Feldes
$\hat{B} = \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|}$ = Einheitsvektor des magnetischen Feldes.

Man erkennt, daß die Richtung driftender Ladungen hauptsächlich von dem Faktor $\omega\tau$ abhängt. Ist das Magnetfeld $\vec{B} = 0$, d.h. $\omega\tau = 0$, so bewegt sich das Teilchen entlang den elektrischen Feldlinien:

$$\vec{u} = \frac{q}{m}\tau\vec{E}. \tag{3.3}$$

Wird der Faktor $\omega\tau$ sehr groß, so wird in Gl. 3.2 der dritte Term in der Klammer überwiegen. Das Teilchen folgt fast nur den magnetischen Feldlinien. Im Fall senkrecht aufeinanderstehender Felder wird das geladene Teilchen in die Richtung $(\vec{E} \times \vec{B})$ abgelenkt, da in diesem Fall $\hat{E} \cdot \hat{B} = 0$ ist [1]. Wählt man für den Fall $\vec{E} \perp \vec{B}$ das elektrische Feld in -y- Richtung, und das magnetische Feld in z-Richtung:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ -E \\ 0 \end{pmatrix}; \qquad \vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{pmatrix}, \tag{3.4}$$

so wird Gl. 3.2 zu:

$$u_x = \frac{\frac{q}{m}\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \cdot \omega\tau \cdot |\vec{E}| \tag{3.5}$$

$$u_y = \frac{\frac{q}{m}\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \cdot |\vec{E}|. \tag{3.6}$$

$$u_z = 0 \tag{3.7}$$

Der Winkel, um den das Teilchen von seiner Driftrichtung ohne Magnetfeld abgelenkt wird, bezeichnet man als Lorentzwinkel θ_L. Er ist definiert als:

$$\theta_L = arctan\frac{u_x}{u_y} = \omega\tau. \tag{3.8}$$

In erster Näherung ist dieser Winkel linear in $\vec{B}$ und hängt maßgebend von τ, also von der gasabhängigen Dämpfungskonstanten K ab.

[1] In diesem Fall tragen nur die ersten beiden Summanden in Gl. 3.2 zur Geschwindigkeit des Teilchens bei

3.2 Homogenes Driftfeld

Für die Wahl eines geeigneten Kammergases spielen neben der Elektronen-Driftgeschwindigkeit dessen Diffusionseigenschaften eine wichtige Rolle. Die entlang einer Ionisationsspur lokalisiert freigesetzten Elektronen diffundieren im Driftbereich durch Wechselwirkungen mit dem Kammergas, was unter anderem zu einer Verschlechterung der Zweispurauflösung führt. Als Maß für die Diffusion wird die Diffusionskonstante D benutzt. Sie muß groß genug sein, damit die Signalbreite eine Schwerpunktsbestimmung des Signals über mehrere Pads bzw. Zeitintervalle ermöglicht. Dies erlaubt es nämlich, durch Anpassen einer Gaußverteilung, eine deutlich bessere Schwerpunktsbestimmung vorzunehmen, als dies für ein nahezu diffusionsfreies Kammergas möglich wäre, bei dem die Auflösung in x-Richtung (siehe Abb. 2.1) im Wesentlichen durch die Padbreite, und in y-Richtung durch die Driftstrecke pro Zeitintervall bestimmt ist.

Im homogenen Driftfeld kann die Diffusion einer Elektronenwolke, die sich in einem $\vec{E}$-Feld mit der Schwerpunktsgeschwindigkeit v_d bewegt, mit einem Diffusionstensor $\mathbf{D}$ beschrieben werden. Ist das homogene $\vec{E}$-Feld entgegen der y-Richtung gerichtet, so diagonalisiert $\mathbf{D}$ mit den beiden unabhängigen Komponenten[2] D_t und D_l. Diese beschreiben die Diffusion senkrecht (<u>t</u>ransversal) zur Driftrichtung und entlang (<u>l</u>ongitudinal) der Driftrichtung $\vec{v}_d = \frac{-\vec{E}}{|\vec{E}|}$:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ -E \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \qquad \vec{v}_d = \begin{pmatrix} 0 \\ v_d \\ 0 \end{pmatrix}; \qquad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} D_t & 0 & 0 \\ 0 & D_l & 0 \\ 0 & 0 & D_t \end{pmatrix} \tag{3.9}$$

Die orts- und zeitabhängige Dichteverteilung der zur Zeit $t = 0$ punktförmigen Elektronenwolke läßt sich dann mit einer dreidimensionalen Gaußverteilung beschreiben:

$$\begin{aligned} n(\vec{r},t) &= n(x,t)\cdot n(y,t)\cdot n(z,t) \\ &= \frac{1}{4\pi D_t t}\frac{1}{\sqrt{4\pi D_l t}}\exp\left(-\frac{x^2+z^2}{4D_t t}-\frac{(y-v_d t)^2}{4D_l t}\right) \end{aligned} \tag{3.10}$$

Definiert man im betrachteten homogenen Driftfeld,

bei welchem der Driftweg durch $L = v_d t$ gegeben ist, die *Diffusionskoeffizienten*[3] durch $C_t = \sqrt{\frac{2D_t}{v_d}}$ und $C_l = \sqrt{\frac{2D_l}{v_d}}$, so ergeben sich die Breiten (Standardabweichungen der Gaußverteilungen) in transversaler bzw. longitudinaler Richtung zu:

$$\sigma_x = \sigma_t(L) = C_t\sqrt{L} \tag{3.11}$$

$$\sigma_y = \sigma_t(L) = C_l\sqrt{L} \tag{3.12}$$

[2]die hier eingeführten Komponenten des Diffusionstensors haben die Dimension Länge^2/Zeit

[3]durch diese Definition besitzen die Diffusionskoeffizienten die Dimension $\sqrt{\text{Länge}}$ und die Einheit $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$.

bzw.

$$\sigma_z = \sigma_l(L) = C_t\sqrt{L}. \tag{3.13}$$

Damit läßt sich Gl. 3.10 schreiben als:

$$\begin{aligned} n(\vec{r}, L) &= n(x, L) \cdot n(y, L) \cdot n(z, L) \\ &= \frac{1}{2\pi\sigma_t^2(L)} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_l^2(L)}} \exp\left(-\frac{x^2 + z^2}{2\sigma_t^2(L)} - \frac{(y - L)^2}{2\sigma_l^2(L)}\right) \end{aligned} \tag{3.14}$$

3.3 Radiales Driftfeld

Für die Berechnung der Diffusion im radialen Driftfeld sei die Elektronenwolke bei r_0 durch eine Gaußkurve mit der Standardabweichung σ_0 charakterisierbar. Man muß für die transversale Signalbreite aus den Gleichungen 3.11 und 3.12 berücksichtigen, daß die Feldvektoren des radialen Driftfeldes für verschiedene Azimutwinkel ϕ im Gegensatz zum homogenen Feld nicht mehr parallel verlaufen. Für eine ausgedehnte Elektronenwolke bedeutet dies, daß sie bei der Drift von r nach $r + dr$ zum einem durch Diffusion, zum anderen durch den divergenten Feldlinienverlauf verbreitert wird. Es ergibt sich folgende Differentialgleichung ([Bra92],[Bra93]):

$$\frac{d(\sigma_\phi^2(r))}{dr} = C_t^2(r) + \frac{2\sigma_\phi^2(r)}{r} \tag{3.15}$$

Die Lösung dieser Gleichung lautet:

$$\sigma_\phi^2(r) = r^2 \left[\left(\frac{\sigma_{0,\phi}}{r_0}\right)^2 + \int_{r_0}^{r} \left(\frac{C_t(r)}{r}\right)^2 dr\right] \tag{3.16}$$

Mit den Näherungen, daß die Ausdehnung der Elektronenwolke an ihrem Entstehungsort $\sigma_{\phi,0}$ Null ist und daß der transversale Diffusionskoeffizient $C_t(r)$ nicht von der Feldstärke und damit nicht vom Radius r abhängig ist, berechnet sich σ_ϕ zu:

$$\sigma_\phi(r) = C_t\sqrt{\frac{r(r - r_0)}{r_0}} \tag{3.17}$$

Diese Gleichung macht den Vorteil der radialen Driftgeometrie gegenüber jener mit homogenem Driftfeld deutlich: Stellt man sich zwei Spuren beim gleichen Radius r_0 vor, die in ϕ-Richtung nur wenig auseinanderliegen, so ist nach der Driftstrecke $r - r_0$ das Verhältnis (radiale TPC zu homogener TPC) der Wolkenseparation r/r_0. Das Verhältnis der Clusterbreiten ist nach Gleichungen 3.11 und 3.17 aber nur $\sqrt{r/r_o}$. Also ist der Vorteil der radialen Driftkammer, den man als das Verhältnis der beiden Kammerkonzepte in der

Clusterseparation zu der Clusterbreite ausdrücken kann, ein Faktor der Größe $\sqrt{r/r_o}$. Die Separation nimmt somit schneller zu als die Breite, vor allem bei kleinen Anfangsradien, wohingegen bei großen Radien, wo sich r dem Wert von r_0 annähert, das radiale Feld dieselbe Auflösung wie das homogene besitzt.

In radialer Richtung erfolgt die Korrektur der Signalbreite nach Gleichung 3.13 ähnlich: Anstatt divergenter Feldlinien wirkt hier jedoch der Geschwindigkeitsgradient $v'_d(r) = \frac{d}{dr}v_d(r)$ zusätzlich zur Diffusion auf $\sigma_r(r, r_0)$.

Folgende Differentialgleichung beschreibt die Radiusabhängigkeit der Signalbreite in radialer Richtung ([Bra92],[Bra93]):

$$\frac{\sigma_r^2(r)}{dr} = C_l^2(r) + 2\sigma_r^2(r)\frac{v'_d(r)}{v_d(r)} \tag{3.18}$$

Vernachlässigt man die Abhängigkeit der Diffusionskonstanten C_l vom Radius, so ergibt sich als Lösung von 3.18:

$$\sigma_r(r)^2 = \sigma_{0,r}^2\frac{v_d^2(r)}{v_d^2(r_0)} + C_l^2 v_d^2(r)\int_{r_0}^{r}\frac{1}{v_d^2(r')}dr'. \tag{3.19}$$

Setzt man darin die Randbedingung für das homogene Driftfeld $v_d(r) = const.$ ein, so entspricht der Ausdruck dem in Gleichung 3.13:

$$\sigma_r(r, r_0) = C_l\sqrt{r - r_0} = C_l\sqrt{L} \tag{3.20}$$

3.4 Pad-Response-Funktion

Zunächst sei eine punktförmige Ladung am Verstärkungsdraht angekommen (siehe Abb. 3.1). Auf der Padebene ergibt sich eine influenzierte Ladungsdichte $\rho(x)$, wobei die x-Richtung entlang der Padebene verläuft (vergl. Abb. 2.1).

Die Punktladung soll sich bei $x = 0$ befinden. Die Pad-Response-Funktion $P_0(x_i)$ wird eingeführt, da man nicht die Ladungsdichte $\rho(x)$ für jeden Ort entlang der x-Achse auslesen kann, sondern nur die Gesamtladung, die auf einem Pad induziert wird.

Diese neue Verteilung, kurz PRF genannt, ist eine andere Verteilung als die ursprüngliche Ladungsverteilung auf der Padebene. Sei x_i die x- Koordinate des i-ten Pads, so erhählt man die PRF, indem man die influenzierte Ladungsdichte $\rho(x)$ in dem Intervall x_i - $\frac{W}{2} \leq x' \leq x_i + \frac{W}{2}$ integriert, und durch die Breite W des Pads teilt:

$$P_0(x_i) = \frac{1}{W}\int_{x_i-\frac{W}{2}}^{x_i+\frac{W}{2}} \rho(x')dx'. \tag{3.21}$$

Man kann sie für eine symmetrische Kammer (d.h. der Abstand $d/2$ zwischen den Verstärkungsdrähten und der Null- bzw. Padebene ist derselbe) berechnen zu:

$$\rho(x) = -\frac{\lambda}{2d}\frac{1}{\cosh(\frac{\pi x}{d})}, \tag{3.22}$$

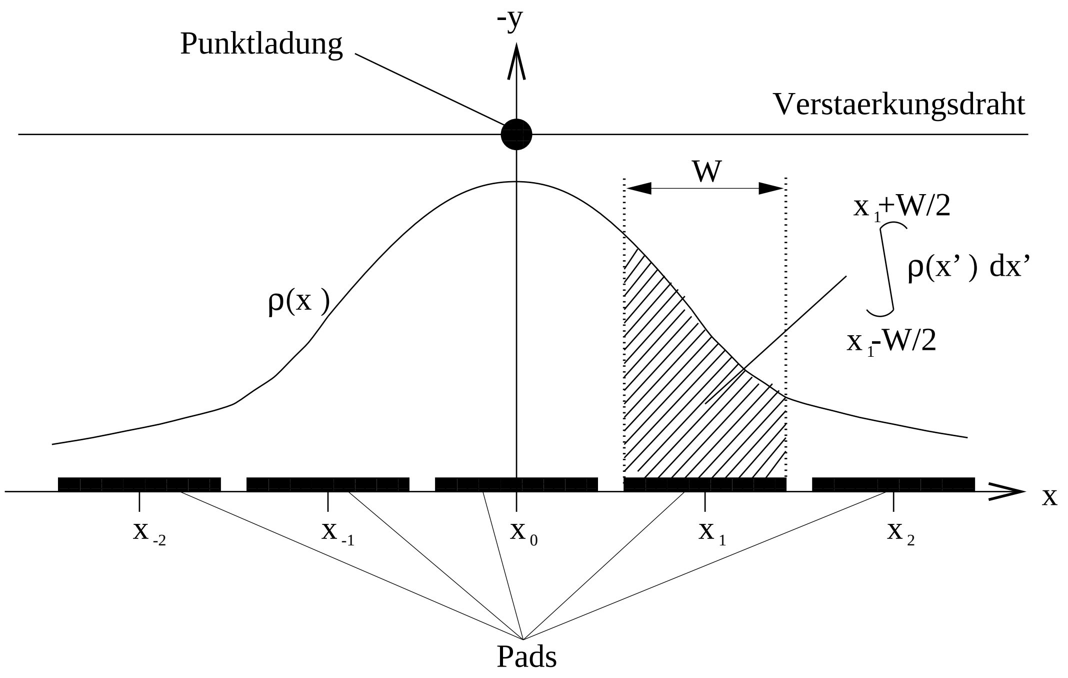

Abbildung 3.1: *Illustration der verwendeten Bezeichnungen bei der Pad-Response-Funktion.*

wobei λ eine Normierungskonstante ist [Blu93].
Damit berechnet sich bei Verwendung von Gl. 3.21 die PRF zu:

$$P_0(x_i) = \frac{\lambda}{\pi} \arctan\left(\frac{\sinh(W\pi/2d)}{\cosh(x_i\pi/d)}\right) \tag{3.23}$$

Für die $\frac{FWHM}{2}$-Breite $x_{\frac{1}{2}}$ ergibt sich damit:

$$x_{\frac{1}{2}} = \frac{d}{\pi}\text{arccosh}\left(2\cdot\cosh^2(\frac{\pi}{4}\frac{W}{d})\right) \tag{3.24}$$

Experimentell wurde festgestellt [Fan79], daß die PRF gut durch eine Gaußverteilung

$$P_0(x_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{prf}} \exp\left(-\frac{1}{2}(\frac{x_i}{\sigma_{prf}})^2\right) \tag{3.25}$$

angenähert werden kann, wobei der Umrechnungsfaktor zwischen der $\frac{FWHM}{2}$-Breite und der gaußschen Standardabweichung σ_{prf} 1,18 beträgt:

$$x_{\frac{1}{2}} = 1,18 \cdot \sigma_{prf}. \tag{3.26}$$

Kapitel 4

Experimentelle Arbeiten

4.1 Geometrie der Verstärkungsdrahtstruktur

Die Entscheidung, anstatt Mikrostreifen Drahtkammern in den FTPCs zu verwenden, führte zu der Notwendigkeit, die Anordnung der Verstärkungsdrähte zu optimieren. Der für die Produktion einfachste Drahtverlauf, entlang der Padlängsachse, führt zu einer durch den Verstärkungsdrahtabstand hervorgerufenen Quantisierung der Elektronenverstärkung. Um diesen Quantisierungseffekt auszuschließen, muß man mehrere Drähte über ein Pad spannen. Da die Drähte nicht entlang der Kammerkrümmung gebogen werden können, mußte ein Kompromiss in der Geometrie gefunden werden, mit dem die gebogenen Padplatten überspannt werden können. Die folgenden Messungen führten zu der Erkenntnis, daß der Winkel der Verstärkungsdrähte gegenüber der Padlängsachse nicht 90° betragen muß. Als Testapparatur diente eine zylindrische TPC mit homogenem Driftfeld parallel zur Zylinderachse und ebener Padplatte, an deren Ausleseseite die Verstärkungsdrähte gegenüber der Längsachse der Auslesepads um α= 0°, 9°, 16° und 90 ° gedreht werden konnte . Der Abstand zwischen Verstärkungsdrähten sowie zwischen Verstärkungsdrähten und Pads betrug 2 mm, der Padabstand (Padbreite +Padzwischenraum) 2,5 mm und die Fläche eines Pads (2,0 · 20,0) mm^2.

Um ein mögliche Verzerrung der Clusterpositionen zu erkennen, wurde ein Stickstofflaser benutzt. Dieser erzeugt Ladungscluster und wurde in Schritten von 250 μm parallel zur Padebene und zur Padlängsachse für die vier Winkelstellungen verschoben. Abb. 4.1 zeigt für diese Winkel die Clustermittelpunkte von je 200 Laserspuren pro Laserposition, die auf einer der vier in der Testkammer ausgelesenen Padreihen ermittelt wurden.

Abbildung 4.1 a) zeigt die Struktur der parallel zu den Pads verlaufenden Verstärkungsdrähte, d.h. die Clusterschwerpunkte liegen verstärkt an deren Position. Ab einem Winkel von 9° (Abb.4.1 b)) läßt sich der Verstärkungsdrahtabstand von 2 mm nicht mehr erkennen. Um die bei größeren Winkeln unterdrückte Struktur des auf den Pads induzierten Signals nicht durch eine neue Struktur, verursacht durch variierende Drahtlängen über den einzelnen Pads, wieder zu verstärken, wurde folgende Geometrie berechnet: Wie man in Abbildung 4.2 a) erkennt, hängt der Winkel α von der Padlänge d und von der Länge a ab. Diese ergibt sich aus der Mindestanzahl der über einem Pad verlaufenden Drähte multipliziert mit dem Drahtabstand.

Nach den Resultaten in Abbildung 4.1 galt für den Winkel α als untere Grenze 9°, als obere, technisch bedingte $\approx 20°$. Bei größeren Winkeln wird es immer schwieriger, die durch den Biegeprozess verkürzte Distanz zwischen den Befestigungspunkten durch eine erhöhte Vorspannung der Drähte zu kompensieren. Wählt man als Mindestanzahl der Drähte pro Pad genau drei, so beträgt der Winkel $\alpha = 17{,}4°$. Diese Geometrie gewährleistet, daß die integrierte Drahtlänge über allen Pads dieselbe ist. Abbildung 4.2 b) veranschaulicht dies anhand des exemplarischen Verschiebens eines Pads um die Strecke s nach rechts. Die zusätzliche Drahtlänge y_1 über dem gestrichelt gezeichneten Pad entspricht der Drahtlänge y_2, um die die integrierte Drahtlänge reduziert wird.

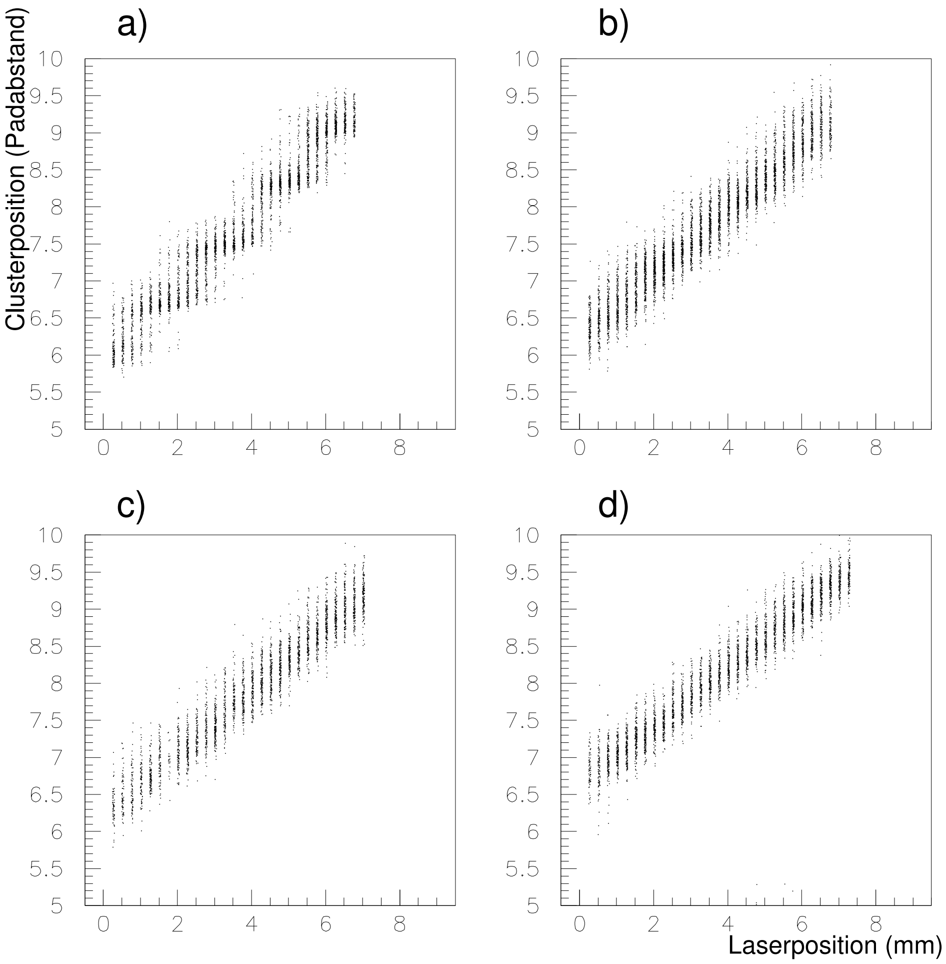

Abbildung 4.1: *Die Abbildung zeigt für die vier Winkel α = a) 0 °, b) 9 °, c) 16 ° und d) 90 ° zwischen Padlängsachse und Verstärkungsdrähten die Abhängigkeit der Clustermittelpunkte von der Laserposition für je 200 Ereignisse.*

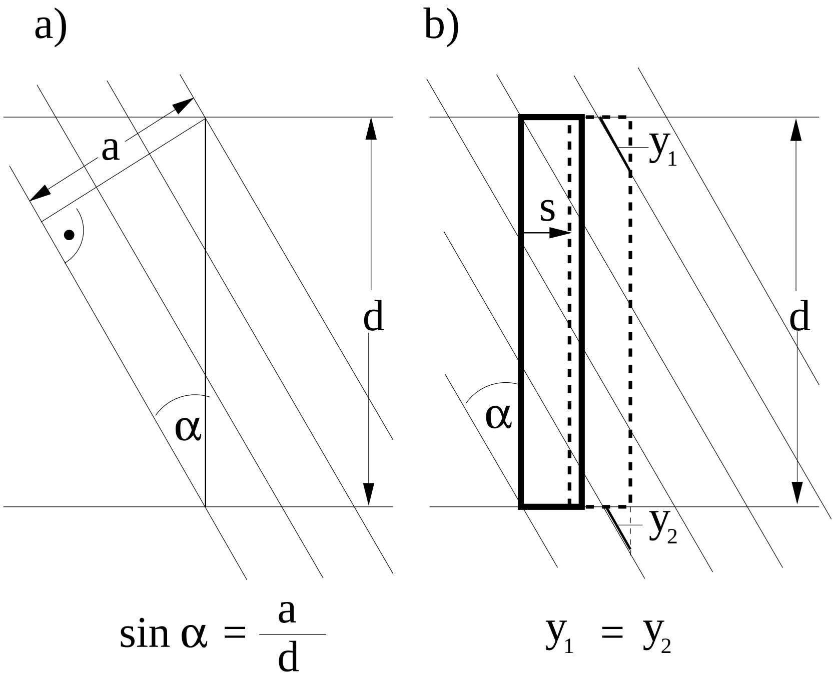

Abbildung 4.2: *Gezeigt ist der Verlauf der Verstärkungsdrähte über einer Padreihe. Bild a) zeigt den Winkel α zwischen Verstärkungsdraht und Padlängsachse im Verhältnis zur Padlänge d und zur Länge a, die sich aus der Mindestanzahl der Drähte pro Pad multipliziert mit dem Verstärkungsdrahtabstand ergibt. Bild b) zeigt, daß die integrierte Drahtlänge über einem Pad im Verlaufe einer Padreihe immer dieselbe ist, da die zusätzliche Drahtlänge y_1 pro Pad gleich der abzüglichen Länge y_2 ist.*

4.2 Verstärkungsdrahtfixierung

4.2.1 Klebung

Die Verstärkungsdrähte werden in einem Rahmen (Kamm) gespannt, der im Abstand von 2 mm 0,46 mm tiefe, V-förmige Aussparungen aufweist. Der Abstand zwischen dessen Oberkante und der Padebene kann so einjustiert werden, daß die Verstärkungsdrähte die erforderlichen 1,5 mm über der Padebene positioniert sind (siehe Abb. 4.3). Um die Verstärkungsdrähte in diesem Abstand zu fixieren, wird ein Rahmen aus $\approx$ 1,3 mm dünnem, kupferbeschichtetem Kunststoff (Bendflex) um die Padreihen gelegt, und anschießend der Draht mit einer Kleberaupe befestigt. Eine entweder vertiefte oder erhöhte Stoppkante kann das ungleichmäßige Verfließen des Klebers verhindern. Dazu muß der Kleber eine geeignete Viskosität, sowie, angesichts der 70 zu klebenden Auslesekammern, eine nicht zu lange Aushärtezeit besitzen. Der Kleber war bei vielen bisherigen Kammerkonstruktionen am MPI für Physik Araldit 106 (dynamische Viskosität $\approx$ 40-45 Pa$\cdot$s), der eine Aushärtezeit von 24 Stunden und eine Topfzeit von etwa 2 Stunden hat. In Rahmen dieser Arbeit wurden Versuche mit dem dünnflüssigeren Araldit 2012 (dynamische Viskosität $\approx$ 100-110 Pa$\cdot$s), mit welchem man die Produktionszeit erheblich verkürzen könnte (Aushärtezeit $\approx$ 10 Minuten, Topfzeit $\approx$ 4 Minuten) vorgenommen. Allerdings erwies sich der Kleber als zu dünnflüssig, um von einer in die Kupferschicht (Schichtdicke $\approx 35\ \mu$ m) geätzten Kante beim Fließen gestoppt zu werden.

Zusammenfassend zeigen sich zwei bedeutende Nachteile der Klebung:

- sie ist die zeitaufwendigste, und mit drei Arbeitsschritten auch die komplizierteste Fixierung. Diese Arbeitsschritte umfassen außer der Klebung auch die mittels Lötung realisierte Kontaktierung zu den Verstärkungsdrähten, sowie die anschließende Reinigung der Drähte.
- da der Kleber eine isolierende Oberfläche darstellt, können sich durch Aufladungen zeitlich variierende, undefinierte Potentiale ergeben, die zu Feldstörungen führen. Dies ist ein bedeutender Nachteil gegenüber den leitenden Löt- bzw. Leitklebernähten. Deren definiertes Potential kann bei der Feldberechnung berücksichtigt werden.

4.2.2 Lötung

Als zweite Methode der Drahtbefestigung wurde das Lötverfahren untersucht. Bei der Drahtbefestigung mit einer Lötpaste kam es zu einem unsauberen Verlaufen des Flußmittels Colophonium. Deshalb muß auch hierbei, wie bei der Klebemethode, das Waschen als weiterer Arbeitsgang durchgeführt werden.
Die Methode der Fixierung mit Lötzinn ist wegen einer unkontrollierbaren Schrumpfung des Zinns ausgeschlossen. Diese macht es nahezu unmöglich, den Draht auf einem Sollwert zu positionieren.

Diesen Effekt verdeutlicht Abb.4.4 a). Sie zeigt die Abstände zwischen Draht und Padebene für 16 gespannte Drähte, wobei die ersten 15 mit Handlötung befestigt wurden. Draht

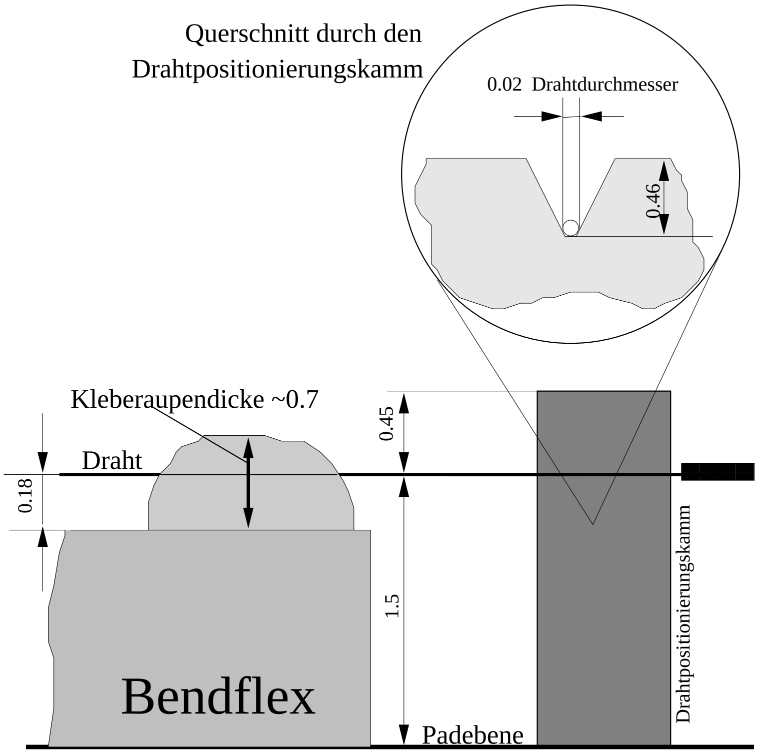

Abbildung 4.3: *Skizze zur Fixierung der Verstärkungsdrähte. Maße in mm.*

Nr.16 ist eine Referenzmessung, bei der wie gewöhnlich mit Araldit 106 geklebt wurde. Man erkennt, daß die Lötstellen durchgehend einem Schrumpfprozeß unterliegen, der den Draht im Mittel auf ein Viertel des ursprünglichen Abstands von 0,23 mm absenkt. Die Meßpunkte in Abb.4.4 a) zeigen die Mittelwerte mit Standardabweichungen der gemessenen Abstände von der Kupferebene. Man erkennt die deutliche Schrumpfung der Lötnaht gegenüber der Klebung. Der genaue Vorgang dieses Schrumpfprozesses wurde in einem zweiten Lötversuch untersucht. Es stellte sich heraus, daß die Drähte sich so lange senken, bis sich ein stabiles Kräftegleichgewicht einstellt. Dieses hängt ab von der Schrumpfung des Lötzinns bei seiner Erstarrung sowie von den Auflagepunkten des Drahtes an den gegenüberliegenden Lötpunkten. Abbildung 4.4 b) (oben) zeigt die Schrumpfung von Lötpunkt 3 nach dessen Erhitzung. Nachdem derselbe Vorgang auch in Lötpunkt 2 stattgefunden hat (mitte), führte eine erneute Erhitzung von Lötpunkt 3 zu dessen weiteren Absenkung (unten).

4.2.3 Leitkleber

Als erfolgversprechendstes Material zur Drahtbefestigung ist der Silberleitkleber auf Epoxiharzbasis zu nennen. Der Vorteil gegenüber der herkömmlichen Klebebefestigung liegt in der in einem Arbeitsgang durchführbaren elektrischen Kontaktierung und Fixierung der Verstärkungsdrähte. Dazu mußten noch Untersuchungen zur Viskosität, zur Leitfähigkeit bei verschiedenen Verdünnungen, zur Festigkeit der Klebung, sowie Berechnungen über den Einfluß der auf Potential liegenden Kleberaupen auf das elektrische Feld durchgeführt

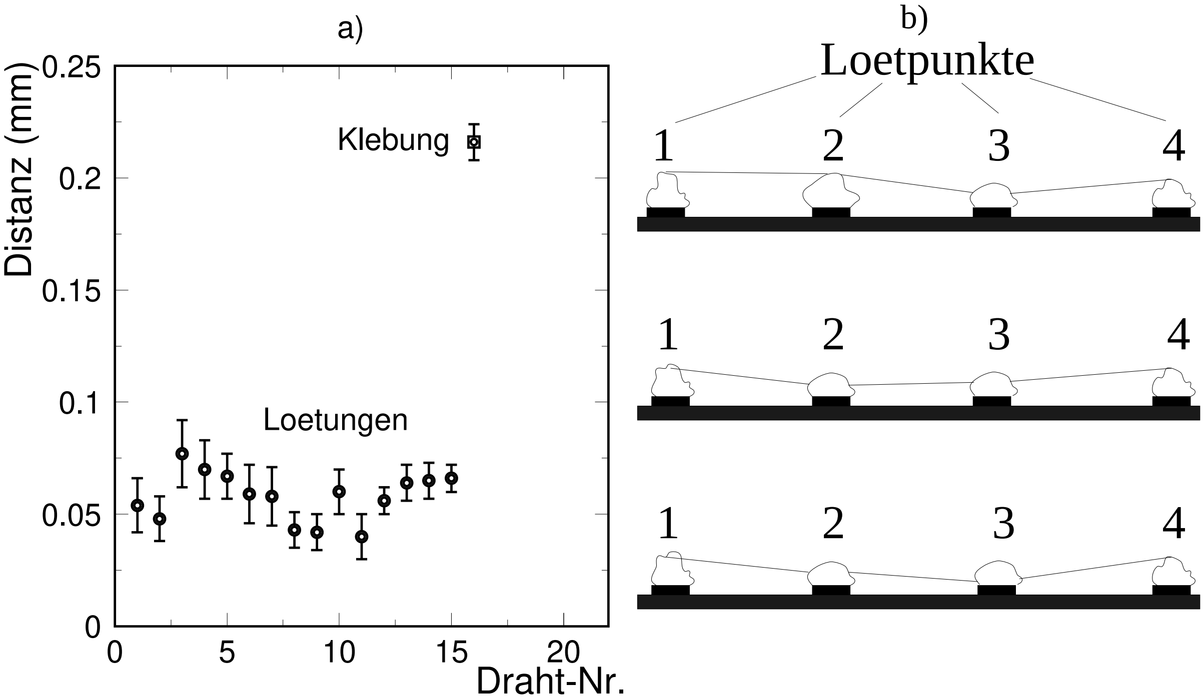

Abbildung 4.4: *Bild a) zeigt die Abstände von 15 Drähten nach der Fixierung per Lötung. Der Draht wurde vor der Lötung 0,23 mm über der Kupferebene einjustiert. Man erkennt die Schrumpfung der Lötungen im Verhältnis zum geklebten Draht (Nr.16). Bild b) zeigt die unkontrollierbare Schrumpfung der einzelnen Lötpunkte.*

werden.

Es wurden Leitkleberverbindungen mit einer Verdünnung von 1,25; 2,5; 4; 5; 7; 10 und 15 Gewichtsprozent Aceton untersucht. Nach einer Aushärtezeit von 1, 2 und 3 Tagen bei 50^o C wurden jeweils die Festigkeiten der Klebenähte gemessen.

Dazu wurden die Drähte schrittweise mit einer um jeweils 0,02 N zunehmenden Gewichtskraft belastet, bis die Drähte aus der Klebenaht herausglitten. Diese maximalen Festigkeiten geben allerdings nur wenig Auskunft über die tatsächliche Haltbarkeit des Klebers über die Lebensdauer der FTPC. Die Drähte sind dort aufgrund ihrer Vorspannung gedehnt. Bei allmählichem Nachlassen dieser Dehnung im Falle des Gleitens der Drähte durch die Klebenaht reduziert sich die Vorspannung. Dieses neue Kräftegleichgewicht hält den Draht weiterhin auf Spannung. Um Schwankungen der Festigkeit durch Variationen der Kleberaupendicke, der Aushärtezeit und der Temperatur sowie durch Einflüsse beim Biegen der Verstärkungsdrahtebene zu berücksichtigen, galt als Minimalfestigkeit eine Drahtspannung von 0,6 N. Diese Kraft entspricht der doppelten Verstärkungsdrahtspannung in der FTPC. Abbildung 4.5 zeigt die Aushärtung der verschiedenen Kleberverdünnungen: Als Referenzwert der Festigkeiten gilt die Reißfesigkeit des 20 μm dünnen Verstärkungsdrahtes von 1,25 N. Alle getesteten Verdünnungen zeigen nach 3 Tagen Festigkeiten über 0,6 N, mit denen man eine Bespannung durchführen könnte. Jedoch halten nur Kleberverdünnungen von unter 5% dieser Belastung über mehrere Wochen stand.

Die Prozedur, die für die vorliegenden Messungen angewendet wurde, ist die folgende: Beide Komponenten des zweikomponentigen Silber-Leitklebers 3025 der Firma Epoxy

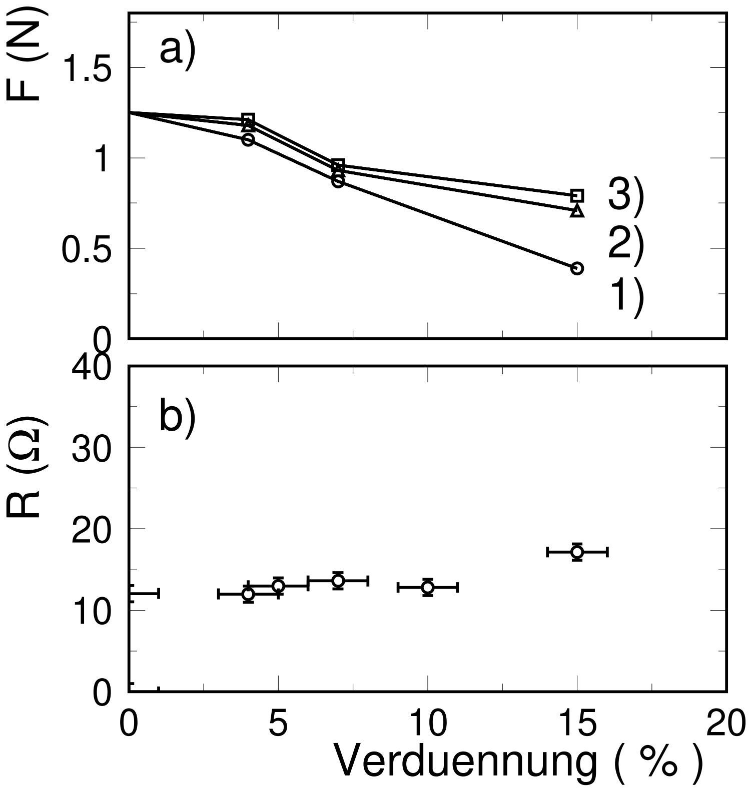

Abbildung 4.5: *Abbildung a) zeigt die maximal anhängbare Gewichtskraft, die in Zeitabständen von einer Minute solange um 2 g erhöht wurde, bis der Draht durchrutschte. Die Belastung erfolgte nach 1) 24, 2) 48 und 3) 72 Stunden. Der mit 5 % Aceton verdünnte Leitkleber konnte nach 24 Stunden schon mit ausreichender Maximal- und Dauerfestigkeit gespannt werden. Alle Aushärtevorgänge fanden bei einer Temperatur von 50- 60 ^{o} C statt. Bild b) zeigt die Widerstände der verschiedenen Leitkleberverdünnungen.*

Produkte werden 0.5-1 Stunde vor dem Rühren auf 55^{o}C erwärmt. Komponente B wird mit einem Handrührgerät 4 min bei 4000 U/min gerührt, bis die Klebemasse dünnflüssig wird und sich leicht erwärmt. Die dünnflüssigere Komponente A wird zugegeben und nochmals 4 min verrührt. Bei dem Rührprozess muß darauf geachtet werden, daß das Gemisch zwar flüssig wird, die Temperatur jedoch möglichst niedrig bleibt, um einem vorzeitigen Aushärteprozess vorzubeugen. Der Klebemasse werden 5±1 Gewichtsprozent Aceton für 2 min beigemischt. Eine Padplatte wurde mit Verstärkungsdrähten mit dem nach dieser Methode vorbereiteten Kleber bespannt und erfolgreich für Testmessungen verwendet.
Der Widerstand der Klebenähte wurde über zwei je 2 cm lange, eingeklebte Verstärkungsdrähte gemessen, deren Enden mit Lötpunkten versehen wurden, um die Kontaktierung sicherzustellen. Der zu berücksichtigende spezifische Widerstand der zuführenden Wolframdrähte beträgt 5,5$\cdot 10^{-6}$ Ωcm. Dies führt bei einer Querschnittsfläche von $\approx 3,14 \cdot 10^{-6}$ cm^2 bei der gemessenen Länge zu einem Widerstand von $\approx 3,5\ \Omega$.
Da die Verstärkungsdrähte zusammen mit dem Leitkleber eine Kapazität C darstellen, die über den Widerstand R geladen wird, berechnet sich die Zeitkonstante zu $\tau = R \cdot C$. Dies ist die Zeit, in der die Stromstärke nach einer Entladung der Verstärkungsdrähte auf den e-ten Teil abfällt. Sie sollte im Verhältnis zur durchschnittlichen Zeit zwischen zwei Entladungen kurz sein. Dies ist gut erfüllt, da der gemessene Widerstand von maximal 17 Ω die Zeitkonstante bei der Annahme einer Kapazität von $\approx 1\ \mu$F auf $\approx 17\ \mu$s beschränkt.
Der zunehmende Widerstand bei hohen Verdünnungsverhältnissen ist auf die Bildung von Luftblasen zurückzuführen, die sich beim Ausgasen des Acetons in der Kleberaupe bilden.

4.3 Aufbau der Testkammer (RTPC)

Wie in Abbildung 4.6 (links) zu sehen, ist der getestete Prototyp ein Sektor einer radialen TPC mit einem Öffnungswinkel von 30°. Die Hochspannungselektrode befindet sich beim Radius $r_i = 127$ mm, die Nullebene beendet bei $R = 462$ mm den Driftraum. Zwischen dem Fußpunkt des Feldkäfigs ($r = 437$ mm) und der Nullebene sind Gate- Drähte ($r = 442$ mm) eingesetzt, die im Test jedoch keine Verwendung fanden und deshalb auf das Potential an diesem Punkt gelegt wurden.

Der Feldkäfig wird mit Kupferstreifen auf Kaptonfolie gebildet. Den $1/r$- Feldverlauf des elektrischen Feldes erhält man durch eine Widerstandskette an den Kupferstreifen. Entlang der Mittellinie jeder Stirnseite des Feldkäfigs sind bei $r_1 = 192$ mm, $r_2 = 284$ mm und $r_3 = 380$ mm drei ovale Löcher ausgespart, durch die der Laserstrahl geschossen werden kann. In dieser zylindersymmetrischen Driftgeometrie werden Zylinderkoordinaten verwendet: der Radius eines Ereignisses r_0, der Azimutwinkel ϕ, und die Position entlang der Zylinderachse z.
Abbildung 4.6 (rechts) zeigt die gewählten Bezeichnungen.

Die z-Achse zeigt dabei in die Papierebene hinein. Der Aufenthaltsort der Ladungwolke sei r, das dort herrschende elektrische Feld $E(r)$ und die lokale Driftgeschwindigkeit $v_d(r)$. Schneidet man die Ionisationsspur mit einer Ebene mit festem z, so ist der Durchstoßpunkt der Startpunkt r_0 für die Elektronendrift. Diese endet bei R, dem Radius der Nullebene. Ohne magnetisches Feld ist die Driftstrecke also $L = R - r_o$.

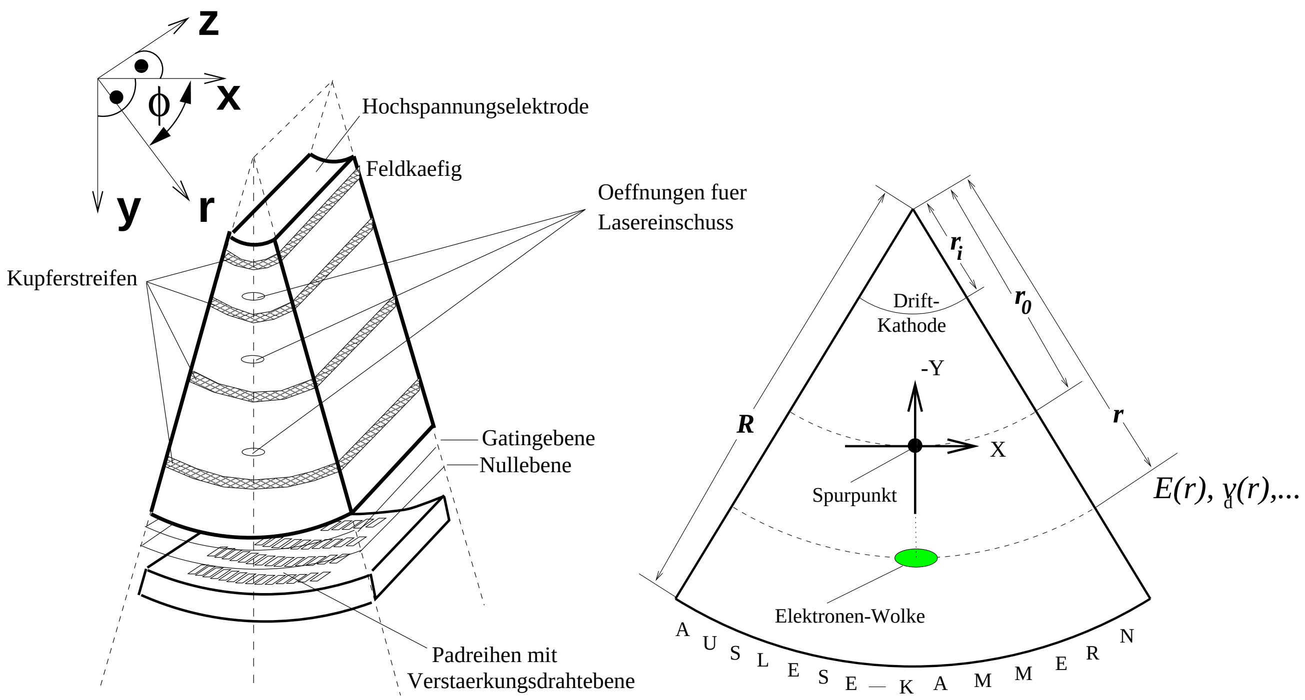

Abbildung 4.6: *Die Abbildung links zeigt eine Skizze der Testkammer (RTPC). Gating- bzw Nullebene sind nur angedeutet, die Verstärkungsdrähte sind der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet. ϕ ist der in Kapitel 1.2.3 eingeführte Azimutwinkel.*
Die Abbildung rechts veranschaulicht die verwendeten Bezeichnungen in der RTPC. r_i und R begrenzen das Driftvolumen, r_o ist die radiale Komponente des Spurpunktes, r der Aufenthaltsort der Elektronenwolke. Der Abstand der Nullebene von den Pads beträgt 4 mm.

Das radiale elektrische Driftfeld ist dem Betrag nach

$$|E(r)| = \frac{V_c}{\ln(R/r_i)} \cdot \frac{1}{r}, \tag{4.1}$$

wobei V_c die zwischen Anode und Kathode des Feldkäfigs anliegende Spannung bezeichnet. Bei negativer Driftspannung $-V_c$ zeigt das Feld also auf die Driftkathode und fällt in Richtung Ausleseebene mit $1/r$ ab. Mit dem eletrischen Feld ändert sich auch die Driftgeschwindigkeit v_d, sowie die Diffusionskonstanten C_l und C_t (siehe Kapitel 3.3).

Die gebogene Padplatte, auf welcher vier Padreihen aufgebracht sind, besteht aus einem beidseitig mit Kupfer beschichteten *Glas**F**aserverstärkten **K**unststoff* (GFK) der Dicke 1 mm (Abb. 4.7) und wird durch einen GFK- Rahmen auf den richtigen Krümmungsradius gebracht. Jedes Pad besitzt eine Fläche von (1,7 · 20,0) mm ^{2} und einen Abstand zum benachbarten Pad derselben Padreihe von 0,2 mm. In jeder Padreihe ist jedes der 16 Pads mit einem rückseitigen Auslesepads per Durchkontaktierung elektrisch leitend verbunden.

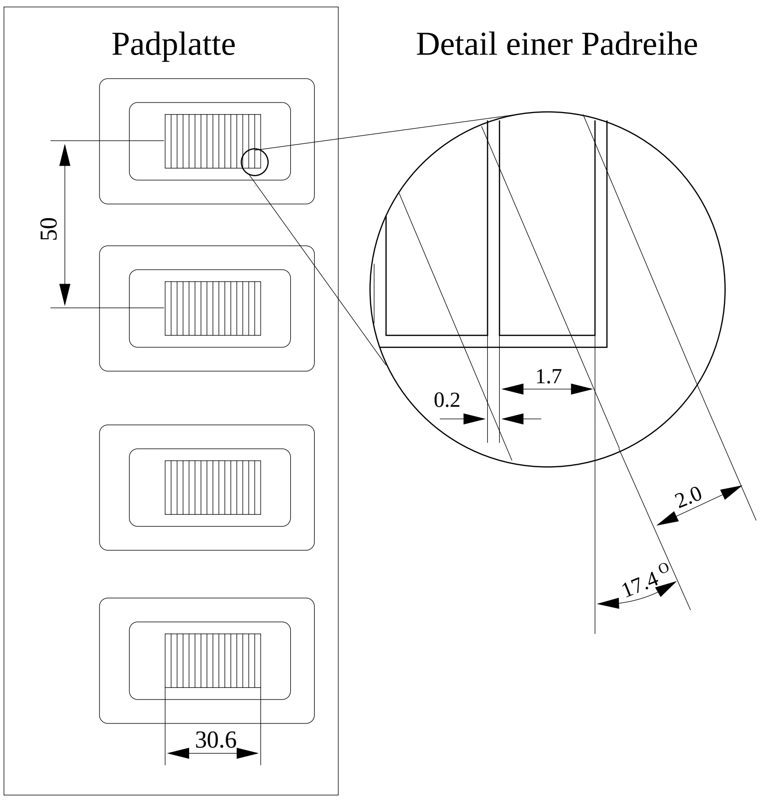

Abbildung 4.7: *Gezeigt ist die Geometrie der Padplatte mit vier Padreihen zu je 16 Pads für die Testkammer RTPC. Die Maße sind in mm angegeben. Der Abstand der im kreisförmigen Ausschnitt angedeuteten Verstärkungsdrähte zu den Pads beträgt 1,35 mm.*

Eine Aluminiumhaube mit zirka 75 l Volumen umschließt die Kammer, die auf eine Bodenplatte geschraubt ist. Im selben radialen Abstand wie die Öffnungen im Feldkäfig befinden sich auf beiden Stirnseiten der Haube Quarzfenster. Die Gasversorgung erfolgt aus Argon bzw. Kohlendioxid- Gasflaschen mit einem Reinheitsgrad von je 4.8 (>99,998 Vol%). Gemischt werden die Gase mit Hilfe zweier Massendurchflußmesser, die in das Gasleitungssystem integriert sind. Die Messung des Gasflusses erfolgt dabei über die Bestimmung der Temperaturänderung bei der Zufuhr einer bestimmten Wärmeleistung. Dazu müssen die Durchflußmesser auf Kalibriergase mit einer bekannten spezifischen Wärmekapazität geeicht sein.

Für das Auslesen der Pads wird die ALEPH TPC-Elektronik verwendet [Ale89]. Pro Padreihe wird ein 16-kanäliger, ladungssensitiver Vorverstärker direkt an die Bodenplatte der RTPC angeschlossen, und mit Bandpaßfiltern (Shaper) verbunden. Dabei wird das verstärkt ankommende Signal in ein nahezu gaußförmiges mit einer vollen Breite (FWHM) von $\approx$ 300 ns geformt. Dies ist notwendig, da die verschiedenen Abdriftgeschwindigkeiten von Elektronen und Ionen am Anodendraht die Signalform derart verformen, daß die Anstiegszeit des Signals von zirka 10 ns wesentlich kürzer als die Abfallszeit ist. Diese unsymmetrische Signalform würde eine sehr hohe Meßfrequenz erfordern, um den Zeitpunkt der Signalentstehung zu bestimmen. Der Pulshöhe eines Signals wird in den anschließenden Analog-Digital-Wandlern (Flash-ADCs) ein digitaler Wert zwischen 0 und 255 zugewiesen. Um den Zeitpunkt der Ionisation zu bestimmen, trifft ein ausgeblendeter Teilstrahl des Lasers eine Photodiode. Sobald diese einen Spannungspuls als Startsignal (Trigger) liefert, wird in Abständen von 100 ns für jedes Pad ein Meßwert der Pulshöhe digitalisiert und in 512 Zwischenspeicherplätze abgespeichert. Shaper, ADCs und Speicher sind auf einem Board zusammengefaßt, dem *Time-Projection-Digitizer* (TPD). Der TPD ist mit dem *Aleph- Event-Builder* (AEB) verbunden, einem Computer, der die zwischengespeicherten Daten einem PC zur Verfügung stellt.

4.4 Hochspannungsbauteile der FTPC

Abbildung 4.8 zeigt einen Teil des Querschnitts durch eine FTPC. Um die Hochspannungsfestigkeit der verwendeten Materialien, der isolierenden Oberflächen sowie der vorgesehenen Abstände zu testen, wurden verschiedene Hochspannungstests durchgeführt. Die Geometrie am Ende der Hochspannungselektrode (Detail a) in Abb. 4.8) wurde mit zwei verschiedenen Materialien (ABS[1] und NORYL[2]) getestet, was in den Kapiteln 4.4.1 und 4.4.2 beschrieben ist.

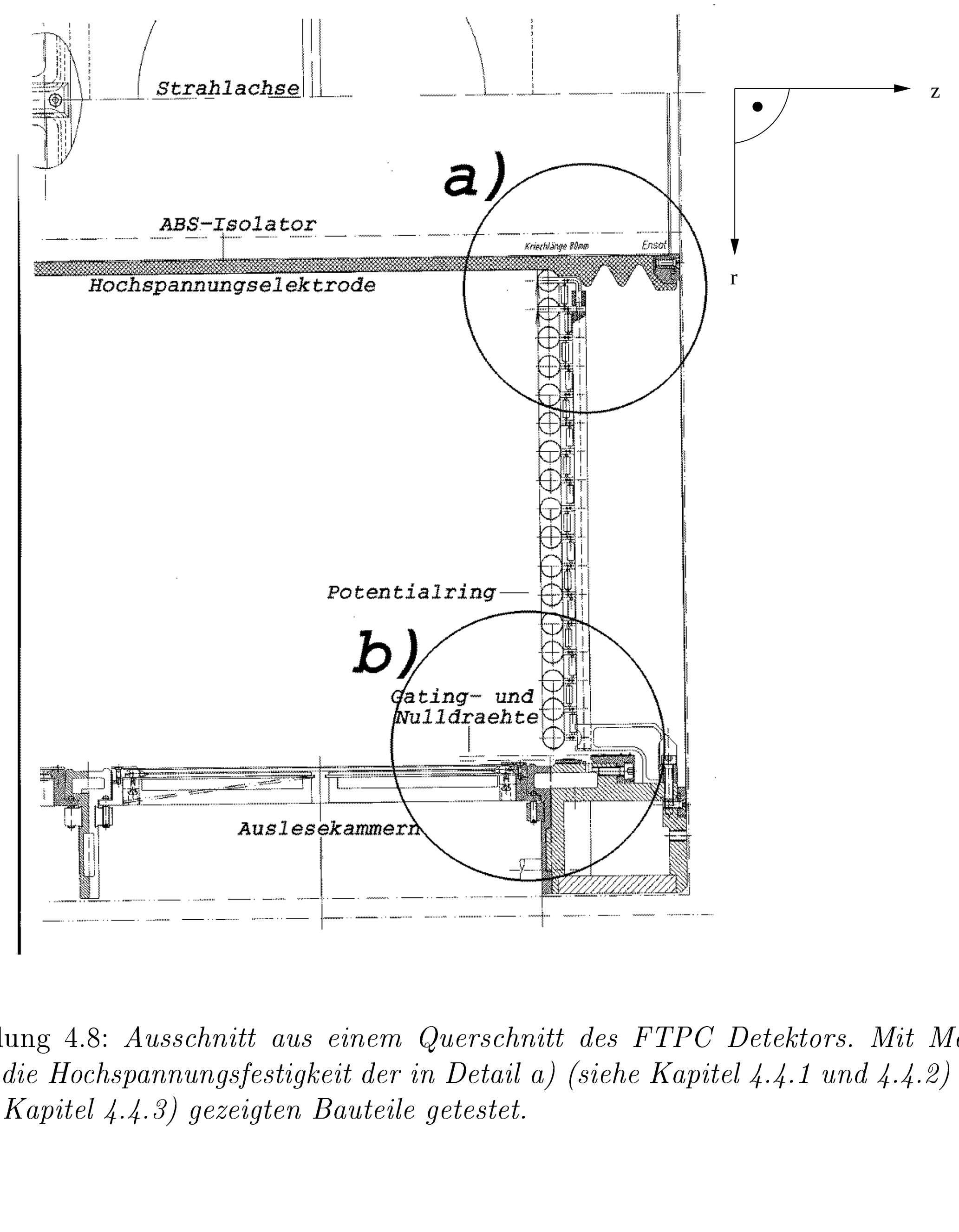

Abbildung 4.8: *Ausschnitt aus einem Querschnitt des FTPC Detektors. Mit Modellen wurde die Hochspannungsfestigkeit der in Detail a) (siehe Kapitel 4.4.1 und 4.4.2) und b) (siehe Kapitel 4.4.3) gezeigten Bauteile getestet.*

[1] ABS ist die Abkürzung für *Acrynitril Butadin Styrol*

[2] Die chemisch korrekte Bezeichnung von NORYL ist *Poly Phenylen Ether* (PPE)

Der dafür verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.9 schematisch dargestellt. Die Versuche wurden in einem mit Stickstoff gefüllten, zirka 90 Liter fassenden Gehäuse durchgeführt, um definierte Versuchsbedingungen zu schaffen, und um die unter Sauerstoffausschluß verringerte Durchschlagfestigkeit in der FTPC zu simulieren. Damit das Hochspannungsnetzgerät keinen Schaden durch die kurzzeitig sehr hohen Ströme beim Funkenüberschlag nimmt, wurden in den Stromkreis zwei 6,8 MΩ-Widerstände mit einer Überschlagsfestigkeit von je 10 kV eingelötet. Zur Registrierung von Funkenüberschlägen wurde eine Pickup-Spule mit 100 Drahtwicklungen um die Hochspannungszuleitungen benutzt. Die Spannung wurde in Schritten von 500 V/30 s erhöht.
Da der Abstand des äußersten Potentialrings gegenüber der Gate-Elektrode nur 1,9 mm beträgt (siehe Detail b) in Abb. 4.8) wurde auch hier in einer der Originalgeometrie ähnlichen Testanordnung die Hochspannungsfesigkeit untersucht (siehe Kapitel 4.4.3).

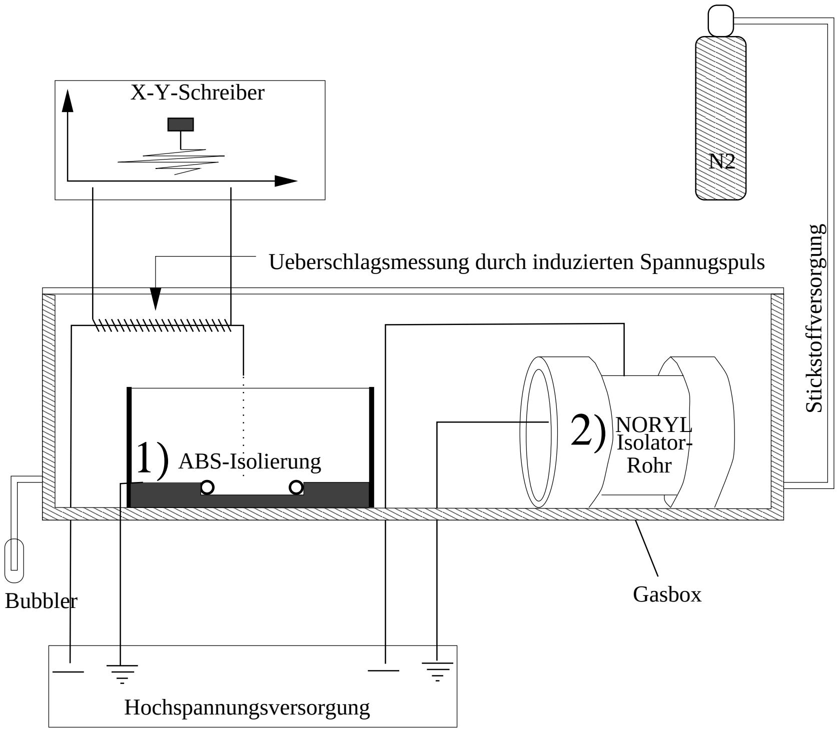

Abbildung 4.9: *Versuchsaufbau des Hochspannungstests. Es wurde die Hochspannugsfestigkeit von 1) ABS und von 2) NORYL unter Stickstoffatmosphäre untersucht. Funkenüberschläge wurden mit einer Pickup-Spule um die Hochspannungszuleitungen registriert.*

4.4.1 Isolation der Potentialringe mit ABS als Isolator

Ein der Originalgeometrie ähnliches Modell des Plastik-Isolators (ABS) zwischen dem innersten Potentialring des Feldabschlusses und dem Kammerende (siehe Detail a) in Abb. 4.8), ist in Abb. 4.10 schematisch dargestellt. Der Abstand zwischen Potentialring und geerdeter Zylinderaußenwand beträgt 52 mm. Dies entspricht der für die FTPC vorgesehenen Isolatorbreite.

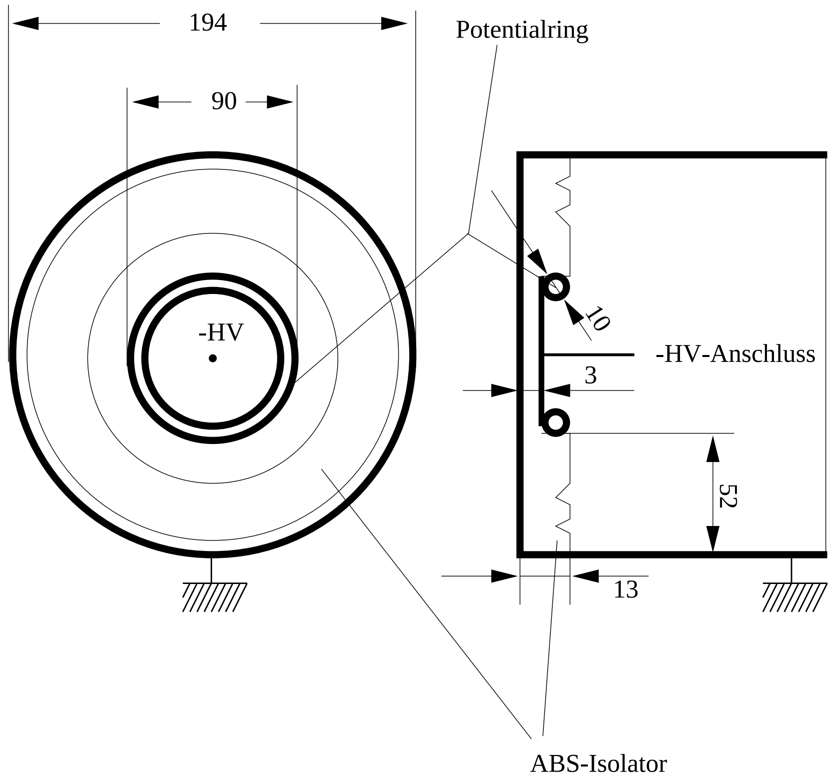

Abbildung 4.10: *Querschnitt durch die ABS-Isolierung der Potentialringe. Die dick eingezeichneten Linien kennzeichnen die leitenden Beschichtungen. Maße in mm.*

Tabelle 4.1 zeigt das Testprogramm:

Zeit [h]	0,25	0,25	0,25	68	9
Spannung [kV]	6	12	18	25	30

Tabelle 4.1: *Spannungsfestigkeit des Potentialringisolators .*

Während der gesamten Testdauer konnten keine Überschläge registriert werden. Damit beträgt die minimale Spannungsfestigkeit mit diesen Versuchsaufbau für 77 h 25 kV und für 9 h 30 kV.

4.4.2 FTPC-Hochspannungselektrode aus NORYL

Das Testmodell der Hochspannungselektrode der FTPC ist in Abb. 4.11 skizziert. Es besteht aus NORYL. Innen- und Außenseite sind leitend beschichtet. Die Außenseite liegt auf negativer Hochspannung, während die Innenseite geerdet ist und als Abschirmung gegen das nahe gelegene Strahlrohr des Beschleunigers dient.

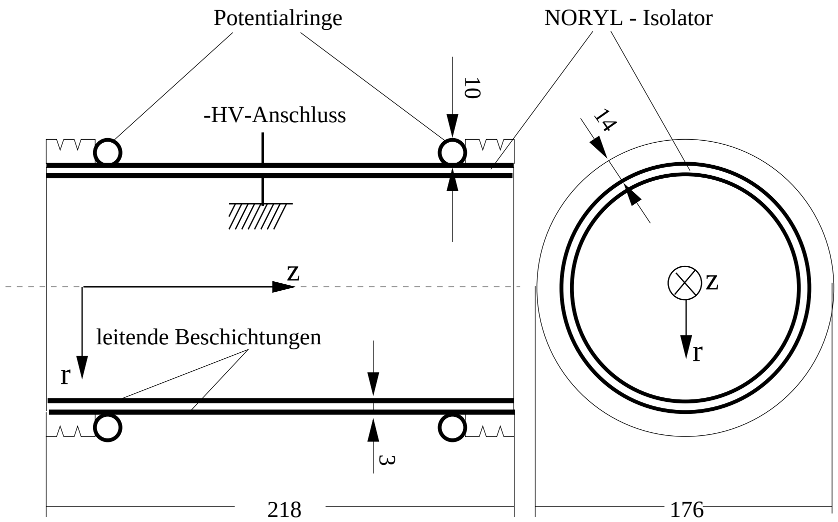

Abbildung 4.11: *Querschnitt durch ein Modell der Hochspannungselektrode. Die dick eingezeichneten Linien kennzeichnen die leitenden Beschichtungen. Maße in mm.*

Tabelle 4.2 zeigt die Spannungsfestigkeit von 30 kV für 24 h:

Zeit [h]	0.25	0.25	0.25	5	24
Spannung [kV]	6	12	18	25	30

Tabelle 4.2: *Spannungsfestigkeit der FTPC-Hochspannungselektrode*

Diese Spannungswerte sollen nur Anhaltswerte sein und aufzeigen, daß die Betriebsspannung, die bei etwa der Hälfte der Testspannung liegt, sicher gehalten werden kann. Die Ergebnisse zeigen, daß die zwei getesteten Materialien und die gewählten Abstände den Anforderungen genügen und mindestens um den Faktor 2 über der geforderten Spannungsfestigkeit von 15 kV liegen. Für die zu bauenden FTPCs wird ABS als Isolationsmaterial für die Hochspannungselektroden gewählt, da es sich galvanisch leitend beschichten läßt.

4.4.3 Test der Gatingelektrode

Die Spannungsfestigkeit der Gatingelektrode gegenüber dem äußersten Aluminiumring wurde untersucht. Wie in Abb. 4.12 gezeigt, wurde die Spannungsversorgung nur an dem äußersten Potentialring angelegt. In der FTPC beträgt der Spannungsabfall von dort zur Gatingelektrode ca. 250 V. Die Durchschlagfestigkeit wurde wie folgt ermittelt: Die Span-

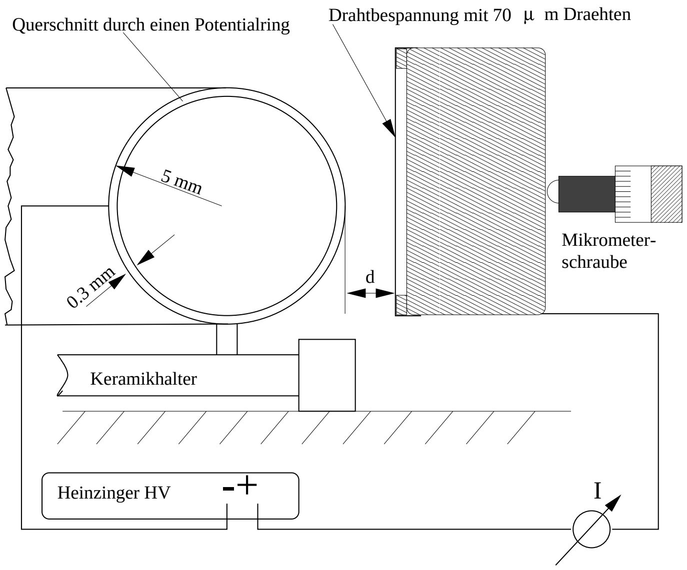

Abbildung 4.12: *Versuchsaufbau des Gatingelektrodentests*

nung wurde für feste Abstände d so lange erhöht, bis es zum Funkenüberschlag kam. Die Gatingebene war auf einem Schlitten montiert, der es mittels einer Mikrometerschraube erlaubte, Abstandsänderungen in Schritten von 10 μm einzustellen. Da keine geeignete Gasbox für den Testaufbau zur Verfügung stand, wurden die Messungen in Luft durchgeführt. Die Durchschlagfestigkeit von Luft gegenüber Ar/CO_2 (50/50) wurde zu 1,18 bestimmt. Mit diesem Korrekturfaktor läßt sich eine Abschätzung für die Durchschlagspannung zwischen dem äußersten Potentialring und der Gatingelektrode in Ar/CO_2 (50/50) vornehmen, wie sie Tabelle 4.3 für 9 Abstände zeigt:

$d_{Ring-Gating}$ [mm]	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	1,00	1,90
U_{trip}(Ar/CO_2) [kV]	0,78	0,95	1,09	1,20	1,31	1,41	1,51	2,50	3,90
U_{trip}(Luft) [kV]	0,92	1,12	1,29	1,42	1,55	1,66	1,78	2,95	4,60

Tabelle 4.3: *Durchschlagspannungen U_{trip} für verschiedene Abstände d zwischen Potentialring und Gatingebene. Aufgelistet sind die gemessenen Durchschlagspannungen in Luft ($U_{Trip}(Luft)$) und diejenigen für Ar/CO_2 (50/50) ($U_{Trip}(Ar/CO_2)$). Letztere erhält man aus der gegenüber Luft um den Faktor 1,18 geringeren Durchschlagfestigkeit in Ar/CO_2 (50/50).*

Die Durchschlagspannung für $d = 1{,}9$ mm beträgt 3,9 kV, und übertrifft somit die geforderte minimale Spannungsfestigkeit um den Faktor 15.

4.4.4 Konstruktion der Endkappen

Wie in Abb. 4.8 im Schnittbild zu erkennen, wird das radiale elektrische Driftfeld an den Stirnseiten einer jeden FTPC mit einer Ringstruktur abgeschlossen. Diese besteht jeweils aus 17 konzentrischen Potentialringen aus Aluminiumrohren mit 0,3 mm Wandstärke und 10 mm Durchmesser. Die Potentialringe stellen Äquipotentialflächen dar, die jeweils mit geeigneten Widerständen auf ein definiertes Potential gebracht werden.

Das elektrische Driftfeld in der Kammer berechnet sich nach Gleichung 4.1. Integriert man das elektrische Feld über den Radius, vom Radius r_k des k- ten Rings bis zum Radius r_i der Hochspannungselektrode, so erhält man die Potentialdifferenz zwischen beiden Radien. Um das ideale Potential $\Phi(r_k)_{id}$ zu erhalten, muß diese Potentialdifferenz zu dem negativen Potential der Hochspannungselektrode addiert werden:

$$\Phi(r_k)_{id} = V_c + \int_{r_k}^{r_i} E(r') \cdot dr' = V_c + \frac{V_c}{\ln(R/r_i)} \cdot \ln(r_i/r_k) \tag{4.2}$$

Dieser ideale, logarithmisch abfallende Potentialverlauf kann mit den 17 Potentialringen nur annähernd erzeugt werden. Führt man für den k- ten Ring das tatsächliche Potential $\Phi(r_k)_{it}$ ein, do ist die Potentialdifferenz zwischen zwei Ringen definiert als

$$\Phi(r_{k+1})_{it} - \Phi(r_k)_{it} = R \cdot I_{max}.$$

Dabei ist I_{max} der über die Widerstandskette fließende Strom, der sich aus der Division von der maximal zulässigen Leistung P_{max} durch die Potentialdifferenz zwischen den beiden innersten Potantialringen berechnet:

$$I_{max} = P_{max}/(\Phi(r_2)_{it} - \Phi(r_1)_{it})$$

$\Phi(r_k)_{it}$ kann wegen den konkreten Widerständen R nur bestimmte Werte annehmen. Die durch die Widerstandskette definierten Potentialdifferenzen wurden in einem Iterationsverfahren den idealen Potentialdifferenzen angepaßt. Dabei wurden im ersten Schritt maximal zwei geeignete Widerstände R gewählt, und im zweiten Schritt die Ringradien r_k um bis zu maximal $\pm$ 1 mm variiert. Das Potential $\Phi(r_k)_{it}$ des k- ten Rings berechnet sich durch folgende Gleichung:

$$\Phi(r_k)_{it} = V_c + \sum_{r=1}^{k} (\Phi(r_{k+1})_{it} - \Phi(r_k)), \tag{4.3}$$

wobei $r_{k+1} > r_k$.

Die Berechnungen wurden für eine Driftspannung von 20 kV durchgeführt und es wurden aus Platzgründen maximal zwei Widerstände parallel geschaltet. Der Gesamtwiderstand der Anordnung beträgt 205 MΩ, wobei die Verhältnisse der Widerstände zueinander unabhängig von der Driftspannung sind. Damit ist das $1/r$-Feld bei jeder beliebigen Driftspannung gewährleistet. Damit ergeben sich die in Tab. 4.4 aufgelisteten Parameter:

k	$\Phi(r_k)_{id}$ [V]	$\Phi(r_k)_{it}$ [V]	r_k [mm]	R [$M\Omega$]
1	-19077	-20000	82,3	27,0
2	-16459	-16139	98,3	10,0
3	-14710	-14709	110,7	12,0
4	-12991	-12993	124,4	10,0
5	-11559	-11563	137,1	18,0+18,0
6	-10274	-10276	149,6	15,0+18,0
7	-9110	-9106	161,9	15,0+18,0
8	-7939	-7936	175,3	12,0+18,0
9	-6909	-6906	188,0	6,8
10	-5931	-5903	200,9	10,0+18,0
11	-5014	-5015	213,8	12,0+12,0
12	-4158	-4157	226,6	5,6
13	-3355	-3356	239,3	5,6
14	-2552	-2555	252,7	10,0+10,0
15	-1841	-1840	265,2	4,7
16	-1168	-1168	277,6	4,7
17	-493	-496	290,6	6,8+6,8

Tabelle 4.4: *Aufgelistet ist das ideale Potential $\Phi(r_k)_{id}$ beim Radius r_k, das im Iterationsverfahren erhaltene Potential $\Phi(r_k)_{it}$ beim Radius r_k, der Radius r_k für die Mitte der Potentialringe, sowie die geeigneten Widerstände R zwischen den Ringen. In den Berechnungen war die Driftspannung V_c = 20 kV.*

Abb. 4.13 a) zeigt graphisch die idealen bzw. die iterierten Potentiale $\Phi(r_k)_{id}$ bzw. $\Phi(r_k)_{it}$ aus Tabelle 4.4 in Abhängigkeit vom Radius r_k. Unberücksichtigt blieben dabei Variationen der Widerstände sowie Radius- und Durchmesserschwankungen der Potentialringe. Das durch die Widerstandskette definierte Potential $\Phi(r_k)_{it}$ paßt sich sehr gut dem idealen Potential $\Phi(r_k)_{id}$ des $1/r$-Driftfeldes an. Abb. 4.13 b) zeigt die relative Abweichung, die definiert ist als

$$relativeAbweichung = \frac{\Phi(r_k)_{id} - \Phi(r_k)_{it}}{\Phi(r_k)_{id}}. \tag{4.4}$$

$\Phi(r_2)_{it}$ weicht lediglich bei den beiden innersten Ringen von $\Phi(r_2)_{id}$ ab. Dies erklärt sich durch den innersten Ring, der das Potential der Driftkathode um 1 cm weiter in das Driftvolumen hineinsetzt. Wie detailierte Feldberechnungen zeigten, läßt sich diese Feldverzerrung ausgleichen, indem das Potential $\Phi(r_2)_{it}$ des zweiten Rings gegenüber dem idealen Potential $\Phi(r_2)_{id}$ um 320 V höher gesetzt wird [Hum97].

Abb. 4.14 zeigt im Detail einen Querschnitt durch die Ringstruktur.

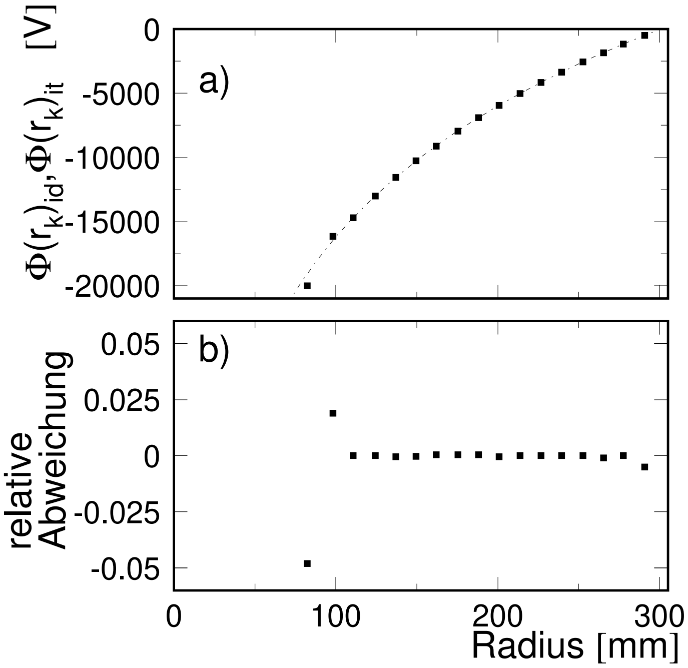

Abbildung 4.13: *In Bild a) zeigt die gestrichelte Linie das Potential $\Phi(r_k)_{id}$ des idealen 1/r-Feldverlaufs. Die Punkte stellen das mit der Widerstandskette definierte Potential $\Phi(r_k)_{it}$ dar. Bild b) zeigt die relativen Abweichungen der 17 Potentialringe.*

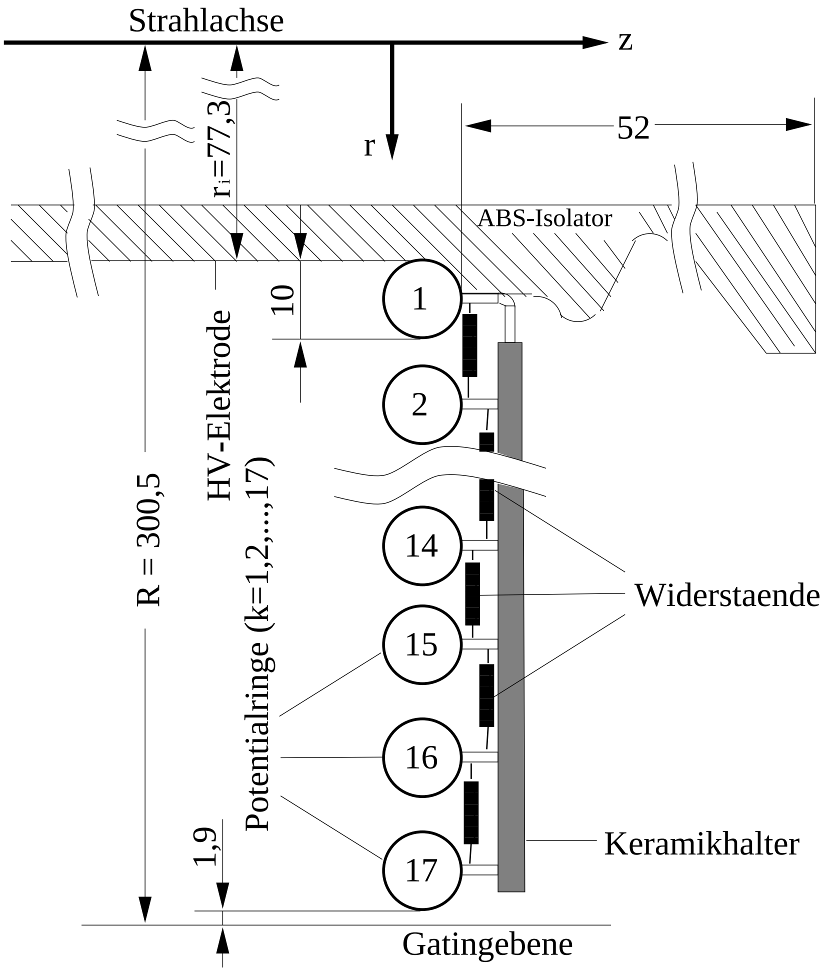

Abbildung 4.14: *Dargestellt ist ein Schnitt durch eine der die FTPCs abschließenden Potentialringstrukturen aus Aluminiumrohren. Die Ringe liegen jeweils auf einem durch die Widerstandskette vorgegebenem Potential und definieren so zylindrische Äquipotentialflächen. Maße in mm.*

Kapitel 5

Spurrekonstruktion von kosmischen Teilchen

Damit man die Signale aus laserinduzierter Ionisation mit denen von Teilchenspuren im Hinblick auf Spurbreite, integrierte Pulshöhe sowie Residuen vergleichen kann, bietet sich als natürliche Teilchenquelle die kosmische Strahlung an. Diese besteht in Meereshöhe zum größten Teil aus Myonen. Diese Myonen stellen minimal ionisierende Teilchen (MIP's) dar. Falls solche Teilchen mit einem Detektor nachgewiesen werden können, ist es möglich, nahezu alle geladenen Teilchen mit relativistischer Geschwindigkeit zu registrieren.

Zwei Szintillationszähler dienten zum Nachweis für einen Teilchendurchgang durch die Testkammer. Als Kammergase wurden Ar/CO_2 in den Mischungsverhältnissen 50/50 und 80/20 verwendet. Die Szintillatoren mit einer Detektorfläche von je $(3{,}5 \cdot 25)$ cm^2 wurden in ihrer Längsachse entlang der drei Lasereinschußfenster (siehe Abb. 4.6 (links)) angeordnet, um gegenüber der Padlängsachse nur einen kleinen Winkel von $\pm\ 3^o$ zuzulassen. Die Driftstrecken für die beim Teilchendurchgang produzierten freien Elektronen variieren somit zwischen 8,0 und 33,0 cm. Als Trigger für das Öffnen des Gatesignals wurde das Koinzidenzsignal der Szintillatorzähler benutzt. Der schematische Versuchsaufbau ist in Abb.5.1 zu sehen.

5.1 Residuenberechnung

Die Meßgenauigkeit eines Detektors kann z.B. durch die Bestimmung des mittleren Abstands eines Clusters von der ihm zugeordneten Spur (Residuum R) gemessen werden. Die Berechnung des Residuums einer Padreihe erfolgt, indem der Abstand der Clusterkoordinaten x_i und y_i (siehe Abb. 2.2) zu den Koordinaten x und y des Spurpunkts über dieser Padreihe ermittelt wird.
Ort und Richtung der Spur können nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt werden [Blu93]:

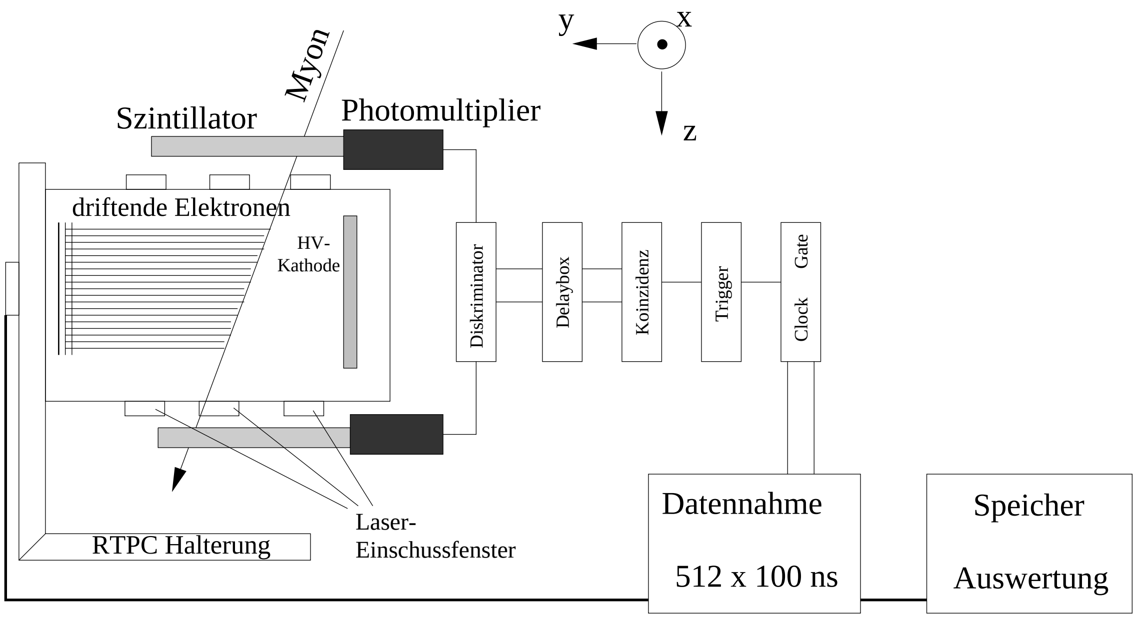

Abbildung 5.1: *Schematischer Versuchsaufbau zur Datenaufnahme mit Teilchenspuren der kosmischen Strahlung. Die Szintillatoren haben eine Fläche von je 3.5 x 25 cm^2*

χ^2 des Geradenfits

$$y = a + bx \tag{5.1}$$

ist definiert als

$$\chi^2 = \sum (y_i - a - b \cdot x_i)^2/\sigma_i^2. \tag{5.2}$$

Dabei sind die σ_i die unkorrelierten Punkt-Meßfehler, deren reziproke Quadrate als Wichtung benutzt werden. Setzt man die partiellen Ableitungen der χ^2 nach den Parametern a bzw. b gleich Null,

$$\partial\chi^2/\partial a = 0 \quad \text{und} \quad \partial\chi^2/\partial b = 0, \tag{5.3}$$

so erhält man die bestmögliche Vorhersage für y bei einem Wert x durch die Parameter

$$a = (S_x S_{xx} - S_x S_{xy})/D \quad \text{und} \quad b = (S_1 S_{xy} - S_x S_y)/D. \tag{5.4}$$

Dabei ist:
$S_1 = \sum 1/\sigma_i^2, \quad S_x = \sum x_i/\sigma_i^2, \quad S_y = \sum y_i/\sigma_i^2,$
$S_{xy} = \sum x_i y_i/\sigma_i^2 \quad \text{und} \quad S_{xx} = \sum x_i x_i/\sigma_i^2.$
In der betrachteten Anordnung mit vier Padreihen stehen die Summensymbole für eine Summation über $n = 1, 2, 3, 4$.
D ist definiert als $D = S_1 S_{xx} - S_x^2$.

Berechnet man die Abstände für jede Padreihe, so erhält man mit den Residuenmittelwerten $\langle R \rangle$ ein Maß für die Verzerrung des elektrischen Feldes sowie von Ungenauigkeiten in der Detektorgeometrie. Die Meßgenauigkeit, mit der eine Spur registriert werden kann, ist dabei durch die Standardabweichungen σ_R von den Mittelwerten $\langle R \rangle$ gegeben. $\sigma(R_x)$ gibt die statistische Schwankung der Clustermittelpunkte in Pad-oder x- Richtung, $\sigma(R_y)$ die statistische Schwankung in Drift-oder y- Richtung an. Beide Standardabweichungen enthalten unter anderem Beiträge aus der statistischen Verteilung der Schwerpunkte durch Ionisations- und Diffusionsfluktuationen in der Kammer sowie durch Schwankungen des Schwerpunkts in der Laserionisationswolke.

Dies Berechnung der Residuen in der x-y- Ebene ist nicht exakt, da bei der Berechnung des tatsächlichen Abstands noch der Winkel der Teilchenspur berücksichtigt werden müßte. Dies ist ein Grund dafür, daß die Standardabweichungen $\sigma(R_{x,y})$ der Residuenverteilungen für die im Einfallswinkel variierenden kosmischen Teilchen gegenüber denen der Laserspuren deutlich vergrößert sind. Weiterhin geht ein systematischer Fehler der Kammer bei dem an einer festen Position eingeschossenen Laserstrahl nur in die Mittelwerte $\langle R_{x,y} \rangle$, und nicht in die Standardabweichungen $\sigma(R_{x,y})$ ein, im Gegensatz zu den räumlich verteilt eintreffenden Myonen. Andere Gründe, wie z. B. Temperatur-, Gasmischungs- oder Gasreinheitsschwankungen können während der relativ langen Datennahme von mehreren Tagen zu einen deutlichen Beitrag zur Vergrößerung der Standardabweichungen $\sigma(R_{x,y})$ führen. Weitere Messungen bei konstanteren Bedingungen sowie eine Auswahl von Spuren, die unter kleinen Winkeln die Kammer passieren, sind geplant.
Tabelle 5.1 listet die Mittelwerte $\langle R_{x,y} \rangle$ und die zugehörigen Standardabweichungen $\sigma(R_{x,y})$ für Ar/CO_2 (50/50) und für Ar/CO_2 (80/20) auf:

Gasmischung	Ar/CO_2 (50/50)			
Residuum	$\langle R_x \rangle \pm \sigma(R_x)$ (μm)		$\langle R_y \rangle \pm \sigma(R_y)$ (μm)	
Ionisation	Myonen	Laser	Myonen	Laser
Padreihe 1	5 ± 163	-22 ± 42	-127 ± 26	-112 ± 5
Padreihe 2	-10 ± 208	13 ± 58	130 ± 27	114 ± 6
Padreihe 3	29 ± 226	42 ± 68	128 ± 29	108 ± 8
Padreihe 4	-23 ± 120	-34 ± 51	-128 ± 22	-110 ± 6
Gasmischung	Ar/CO_2 (80/20)			
Residuum	$\langle R_x \rangle \pm \sigma(R_x)$ (μm)		$\langle R_y \rangle \pm \sigma(R_y)$ (μm)	
Ionisation	Myonen	Laser	Myonen	Laser
Padreihe 1	11 ± 161	-25 ± 39	-121 ± 25	-115 ± 6
Padreihe 2	-46 ± 302	12 ± 61	121 ± 31	113 ± 6
Padreihe 3	84 ± 187	40 ± 70	119 ± 30	114 ± 9
Padreihe 4	-46 ± 157	-27 ± 48	-117 ± 24	-112 ± 8

Tabelle 5.1: *Residuenverteilung in Pad-(x) und Drift(y)-Richtung in der RTPC. Aufgelistet sind die Mittelwerte $\langle R_x \rangle$ und $\langle R_y \rangle$ sowie die Standardabweichungen $\sigma(R_x)$ und $\sigma(R_y)$ der Residuenverteilungen. Die obere Hälfte der Tabelle gibt die Residuenverteilungen aus Abb. 5.2 und 5.3 wieder. Die untere Hälfte wurde aus Messungen mit Ar/CO_2(80/20) ermittelt.*

In den Abb. 5.2 (Laserspuren) und 5.3 (kosmische Teilchen) sind die Residuenverteilungen auf den vier Padreihen jeweils für Ar/CO_2 (50/50) dargestellt .

Es zeigt sich wie erwartet, daß die Residuenverteilungen unabhängig von der gewählten Gasmischung sind.
Die Residuenmittelwerte $\langle R_y \rangle$ von ≈ -0.12 mm an den beiden äußeren und $\approx +0.12$ mm an den beiden inneren Padreihen ließen als mögliche Ursache außer einer geometrischen Unebenheit der Padplatte auch eine vom $1/r$- Feld abweichende Feldverzerrung vermuten. Eine Variation der Feldkonfiguration zeigte jedoch keine Verbesserung dieser Verzerrungen, was nahelegte, daß die Padplatte beim Kleben ungleichmäßig auf ihren Träger gepreßt wurde. Da positive Residuenmittelwerte $\langle R_y \rangle$ eine vergrößerte Driftstrecke bedeuten, müßten die beiden innen liegenden Padreihen in radialer Richtung weiter von der Spur entfernt sein als die beiden äußeren. Nach dem Ausbau zeigte die Vermessung der Platte tatsächlich eine mit diesem Ergebnis konsistente Wölbung der beiden inneren Padreihe in negativer y-Richtung von etwa +0,22 mm gegenüber den äußeren.

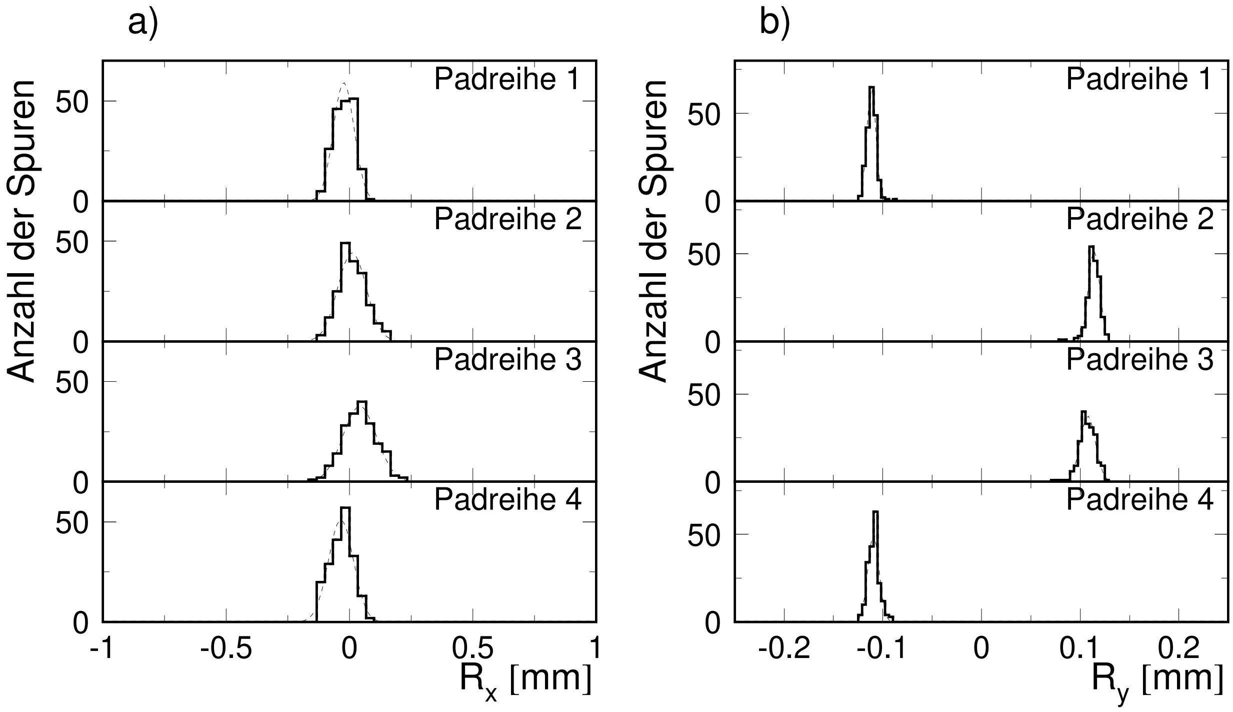

Abbildung 5.2: *Residuenverteilungen auf den vier Padreihen in Pad(x)-Richtung (Bild a)) und Drift(y)-Richtung (Bild b)) von Laserspuren bei 15 kV Driftspannung in Ar/CO_2(50/50).*

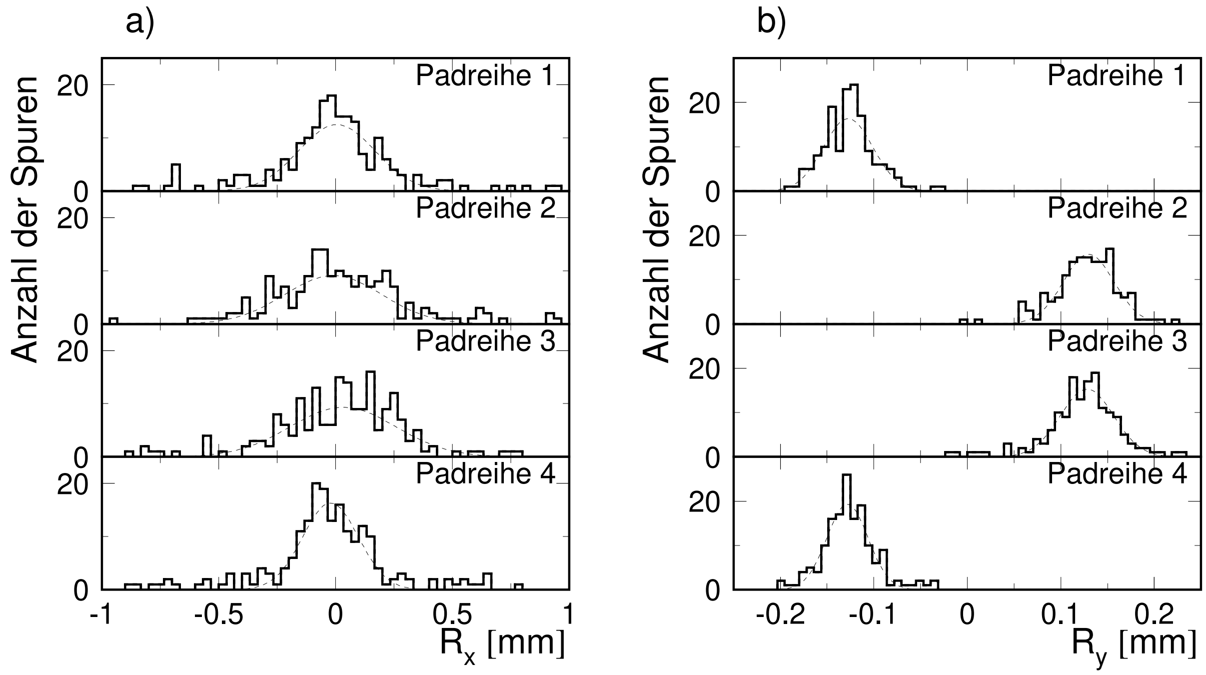

Abbildung 5.3: *Residuenverteilungen auf den vier Padreihen in Pad(x)-Richtung (Bild a)) und Drift(y)-Richtung (Bild b)) von kosmischen Teilchen bei 15 kV Driftspannung in Ar/CO_2(50/50).*

5.2 Driftzeit als Funktion der Driftstrecke

Zur Berechnung der azimutalen Signalbreiten der kosmischen Teilchen in Abhängigkeit von der Driftstrecke Y_D muß ein Zusammenhang zwischen der Driftzeit T_D und der Driftstrecke hergestellt werden. Dazu werden die aus MAGBOLTZ erhaltenen Driftgeschwindigkeiten $v_D(r)$ in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke E_D (Abb. 5.4 a)) in die Driftzeit umgerechnet. Dazu wird die Beziehung

$$T_D(\vec{r}) = \int_{r_0}^{r} dt = \int_{r_0}^{r} \frac{1}{v(\vec{r})} dr \tag{5.5}$$

verwendet. Man erhält (siehe auch Abb. 7.2 a) und 7.3 a)) die in Abb. 5.4 b) gezeigten Funktionen $T_D(Y_D)$. Die ebenfalls eingetragenen Meßpunkte stimmen gut mit den aus MAGBOLTZ berechneten Werten überein. Die Umkehrfunktion $Y_D(T_D)$ dient dem Rekonstruktionsprogramm dazu, aus den gemessenen Ankunftszeiten die Driftstrecken, und damit die azimutalen Signalbreiten zu bestimmen. Die Form dieser Funktion wurde für die beiden untersuchten Gasmischungen Ar/CO_2 (50/50) und Ar/CO_2 (80/20) bei 15 kV Driftspannung an die Meßpunkte angepaßt.

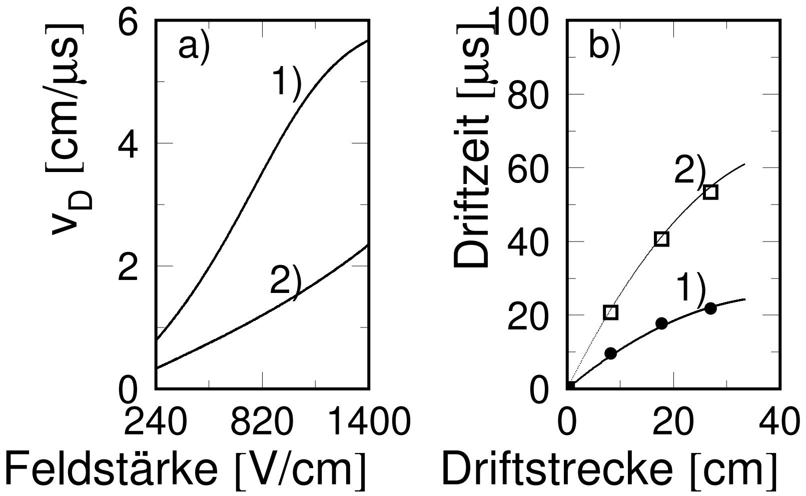

Abbildung 5.4: *a) zeigt die mit MAGBOLTZ bestimmten Driftgeschwindigkeiten*
1) für Ar/CO_2 (80/20) und
2) für Ar/CO_2 (50/50)
in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke. In b) zeigen die durchgezogenen Linien die hieraus bestimmten Driftzeiten bei 15 kV Driftspannung für Ar/CO_2 (50/50) bzw. Ar/CO_2 (80/20) und die zugehörigen Meßwerte (□ bzw •). Die Meßfehler liegen innerhalb der Größe der Datenpunkte.

5.3 Clusterparameter von Myon- und Laserspuren

In einer Vergleichsmessung wurden die Signalbreiten der Laserspuren und die der kosmischen Teilchen bestimmt. Damit soll im Folgenden eine einfache Abschätzung einen Wert für die Pad-Response-Breite der RTPC sowie einen Wert für die Anfangsbreite der Elektronenwolke der Laserionisation in azimutaler bzw. radialer Richtung geben. Da die Ionisation mit Myonen durch ein einzelnes Teilchen geschieht, kann der Beitrag der Anfangsbreite der Elektronenwolke zur gesamten Signalbreite vernachlässigt werden.

Die Gesamtbreite der Cluster setzt sich näherungsweise aus der Breite durch die Diffusion und der Pad-Response-Breite bzw. Breite des Bandpaßfilters (BPF) oder Shapers zusammen. Da es sich um die Überlagerung von zwei Gaußverteilungen handelt, summieren sich die einzelnen Standardabweichungen quadratisch zu der der gesamten Clusterbreite. Für das Quadrat der azimutalen Signalbreite der Myonspuren im homogenen elektrischen Feld gilt:

$$\sigma^2_{\phi,Myon} = \sigma^2_{prf} + \sigma^2_{Diff,\phi} \tag{5.6}$$

und für die azimutale Signalbreite der Laserspuren:

$$\sigma^2_{\phi,Laser} = \sigma^2_{prf} + \sigma^2_{Diff,\phi} + \sigma^2_{0,\phi}. \tag{5.7}$$

Bei den radialen Signalbreiten geht anstatt der Pad-Response-Breite die Breite σ_{BPF} der Gaußfunktion des Bandpaßfilters ein. Daher gilt für Myonen:

$$\sigma^2_{r,Myon} = \sigma^2_{BPF} + \sigma^2_{Diff,r} \tag{5.8}$$

und für Laserspuren:

$$\sigma^2_{r,Laser} = \sigma^2_{BPF} + \sigma^2_{Diff,r} + \sigma^2_{0,r}. \tag{5.9}$$

wobei

$\sigma_{\phi,Myon}$ bzw.
$\sigma_{r,Myon}$ = registrierte azimutale bzw. radiale Clusterbreite der Myonspur
σ_{prf} = auf $Y_D = 0$ mm extrapolierte azimutale Clusterbreite (Pad-Response-Breite)
σ_{BPF} = auf $Y_D = 0$ mm extrapolierte radiale Clusterbreite (Breite des BPF)
$\sigma_{Diff,\phi,r}$= durch Diffusion verursachte Breite der jeweiligen Driftlänge
$\sigma_{\phi,Laser}$ bzw.
$\sigma_{r,Laser}$ = registrierte azimutale bzw. radiale Clusterbreite der Laserspur
$\sigma_{0,\phi}$ bzw.
$\sigma_{0,r}$ = Ionisationbreite entlang der Laserspur in azimutaler bzw. radialer Richtung

Im radialen Driftfeld muß der Diffusions- und der Ionisationsbeitrag zur azimutalen Signalbreite mit einem radialen Divergenzterm erweitert werden (siehe Gleichung 3.16). Unter der Annahme, daß die transversale Diffusionskonstante C_t unabhängig von r, das heißt vom elektrischen Feld ist, erhält man damit für die Signalbreite der Myonspuren:

$$\sigma^2_{\phi,Myon} = \sigma^2_{prf} + C_t^2 \left(\frac{(R-r_0)R}{r_0}\right) \tag{5.10}$$

und für die Laserspuren:

$$\sigma^2_{\phi,Laser} = \sigma^2_{prf} + C_t^2 \left(\frac{(R-r_0)R}{r_0}\right) + r^2 \left(\frac{\sigma_{0,\phi}}{r_0}\right)^2. \tag{5.11}$$

Für die Signalbreiten in radialer Richtung ergeben sich unter der Annahme einer radiusunabhängigen longitudinalen Diffusionskonstanten C_l folgende Gleichungen (siehe Gl. 3.19):

$$\sigma^2_{r,Myon} = \sigma^2_{BPF} + C_l^2 v_d^2(R) \int_{r_0}^{R} \frac{1}{v_d^2(r)} dr \tag{5.12}$$

und für die Laserspuren:

$$\sigma^2_{r,Laser} = \sigma^2_{BPF} + C_l^2 v_d^2(R) \int_{r_0}^{R} \frac{1}{v_d^2(r)} dr + \sigma^2_{0,r} \frac{v_d^2(R)}{v_d^2(r_0)}. \tag{5.13}$$

wobei

C_t = transversale Diffusionskonstante
C_l = longitudinale Diffusionskonstante
r_0 = Startpunkt der Elektronendrift
R = Radius der Ausleseebene.

Abb. 5.5 zeigt die gemessenen azimutalen bzw. radialen Clusterbreiten als Funktion der Driftstrecke. Die Messungen wurden sowohl mit Myonen (Abb. 5.5 a) und c)) als auch mit Laserspuren (Abb. 5.5 b) und d)) durchgeführt. Die Fehlerbalken in den Abb. 5.5 a) und c) stellen jeweils den RMS-Wert der Signalbreitenverteilung in einem Driftstreckenintervall von 10 mm dar. Die Fehlerbalken in den Abb. 5.5 b) und d) stellen die Standardabweichungen der gaußverteilten Clusterbreiten für jeweils drei Driftstrecken dar.
Die Pad-Response-Breite σ_{prf} bzw. die Breite des Bandpaßfilters σ_{BPF} ist nur von der Geometrie der Drahtebenen und der Padbreite bzw. von der Auleseelekronik abhängig. Um diese beiden Konstanten zu erhalten, extrapoliert man die azimutalen bzw. die radialen Clusterbreiten der Myonspuren linear in der Driftstrecke bis zur Driftstrecke $Y_D = 0$ mm. Die Gleichungen 5.10 und 5.12 zeigen, daß bei $r_0 = R$ die zweiten Summanden, also die

Diffusionsbreiten, verschwinden. Wie die mit dem Diffusionskalkulationsprogramm MAGBOLTZ [Bia89] berechneten Signalbreiten in azimutaler bzw. radialer Richtung zeigen, trifft die lineare Abhängigkeit der Clusterbreiten von der Driftstrecke für kurze Driftstrecken gut zu (siehe Abbildungen 7.2 und 7.3).
Die durch die lineare Extrapolation erhaltene Pad-Respone-Breite σ_{prf} bzw. die Breite des Bandpaßfilters σ_{BPF} beträgt in Ar/CO_2 (50/50) 1,37 mm bzw. 0,55 mm. Bei einer Driftgeschwindigkeit v_d an der Ausleseebene von 0,37 cm/μs entspricht dies einer zeitlichen Breite von 149 ns, was recht gut mit der tatsächlichen Breite von 130 ns übereinstimmt.

Um die Signalbreiten der Ionisation mit Myonen mit denen der Laserionisation vergleichen zu können, wurde die Breiten mittels der in Abb. 5.5 a) und c) eingezeichneten Extrapolationsgeraden an den drei Positionen der Lasereinschußfenster bestimmt.
Nun kann für jede Driftstrecke der Beitrag der Diffusion (2.Term in den Gl. 5.10 und 5.12) berechnet werden. In die Gleichungen 5.11 und 5.13 eingesetzt läßt sich dadurch eine Abschätzung der Breite der Elektronenwolke am Ort ihrer Entstehung ($\sigma_{0,\phi}$ und $\sigma_{0,r}$) vornehmen. Ebenfalls abschätzen läßt sich aus den Diffusionsbreiten ein Wert für die transversalen bzw. longitudinalen Diffusionskonstanten C_t bzw. C_l. Sie zeigen allerdings recht große Abweichungen von den mit MAGBOLTZ berechneten. Zusammen mit den Breiten der Signale in ϕ- und r- Richtung sowie den Diffusions- und Ionisationsbreiten sind diese in Tabelle 5.3 aufgelistet.
Die hier benutzte lineare Extrapolation auf die Driftstrecke $Y_D = 0$ ist nur eine erste Näherung, jedoch konnte damit eine plausible Abschätzung für die Pad-Response- bzw. Bandpaßfilterbreite vorgenommen werden. Die mittlere Ionisationsbreite $\sigma_{0,\phi}$ in ϕ-Richtung beträgt 0,29 mm, in r- Richtung beträgt die mittlere Ionisationsbreite $\sigma_{0,r}$ = 0,45 mm. Sie erklären damit im Rahmen der Standardabweichungen die bei der Laserionisation gegenüber der Myonionisation vergrößerten Signalbreiten.

Gasmischung	Ar/CO_2 (50/50)		
Driftstrecke Y_D [mm]	82	178	270
Radius r_0 [mm]	380	284	192
azimutale Parameter			
$(\sigma_{prf})_{Y_D=0mm}$ [mm]	1,37±0,10		
$\sigma_{\phi,Myon}$ [mm]	1,50±0,08	1,66±0,10	1,80±0,12
$\sigma_{\phi,Laser}$ [mm]	1,55±0,10	1,72±0,06	1,92±0,08
$\sigma_{Diff,\phi}$ [mm]	0,61	0,94	1,16
$\sigma_{0,\phi}$ [mm]	0,32	0,27	0,28
C_t [μm/$\sqrt{\text{cm}}$]	193	174	143
MAGBOLTZ: C_t [μm/$\sqrt{\text{cm}}$]	123	111	100
radiale Parameter			
$(\sigma_{BPF})_{Y_D=0mm}$ [mm]	0,55±0,10		
$\sigma_{r,Myon}$ [mm]	0,71±0,13	0,89±0,08	1,07±0,14
$\sigma_{r,Laser}$ [mm]	0,89±0,19	1,17±0,30	1,37±0,28
$\sigma_{Diff,r}$ [mm]	0,44	0,69	0,91
$\sigma_{0,r}$ [mm]	0,48	0,50	0,37
C_l [μm/$\sqrt{\text{cm}}$]	153	163	175
MAGBOLTZ: C_l [μm/$\sqrt{\text{cm}}$]	125	113	103

Tabelle 5.2: *Aufgelistet sind für drei Driftstrecken azimutale und radiale Clusterparameter in Ar/CO_2 bei 15 kV Driftspannung. Die Zeilen MAGBOLTZ: C_t und MAGBOLTZ: C_l listen die mit dem Programm MAGBOLTZ berechneten Diffusionskonstanten zum Vergleich mit den hier errechneten auf.*

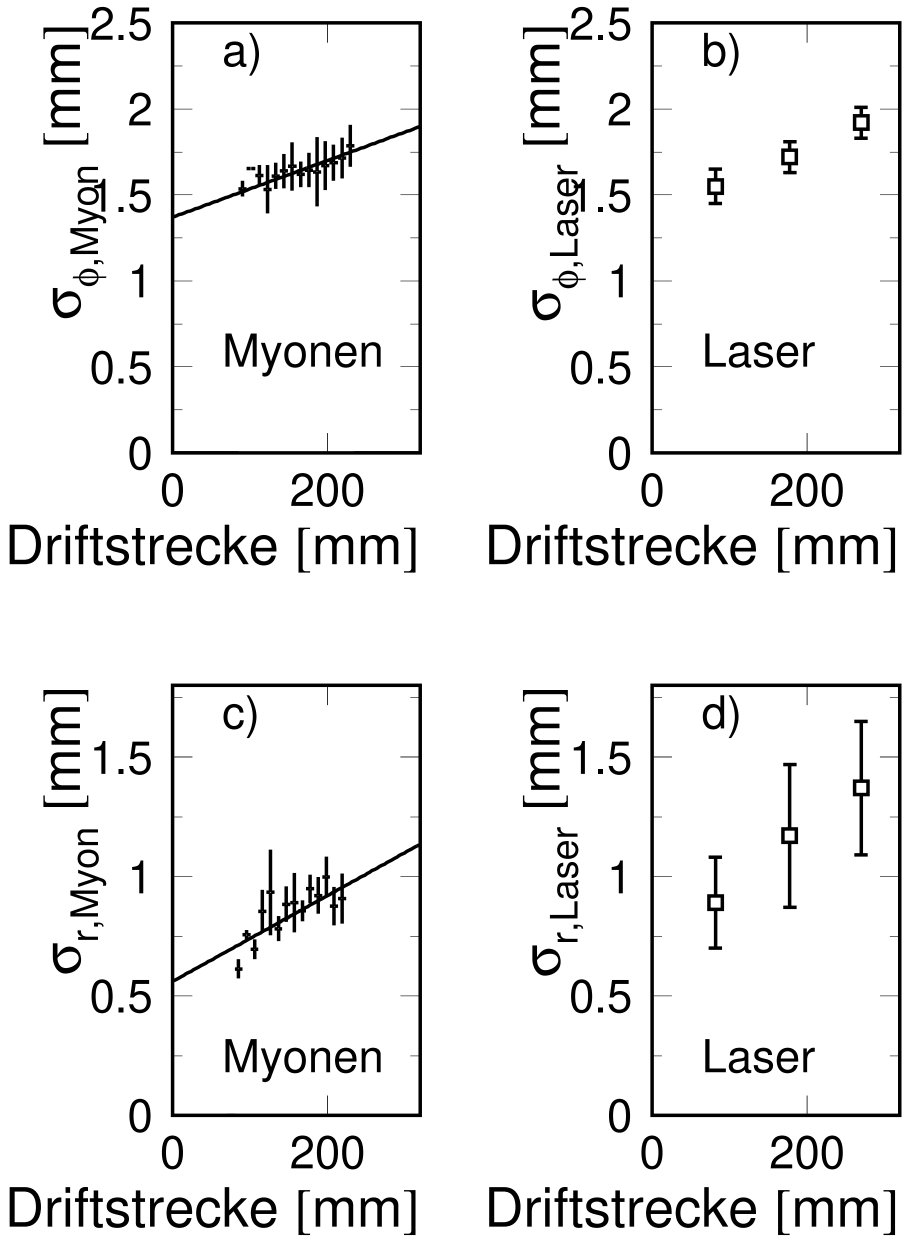

Abbildung 5.5: *Vergleich der azimutalen und radialen Signalbreiten von Myonen und Laserspuren in Ar/CO_2 (50/50).*
a) zeigt die azimutalen Signalbreiten $\sigma_{\phi,Myon}$ von Myonen. Durch lineare Extrapolation auf die Driftstrecke Y_D = 0 mm erhält man die Pad-Response-Breite σ_{prf} = 1,37 mm.
b) zeigt die azimutalen Signalbreiten $\sigma_{\phi,Laser}$ von 200 Laserspuren. Sie wurden bei den drei Driftstrecken Y_D = 82, 178 und 270 mm bestimmt.
c) zeigt die radialen Signalbreiten $\sigma_{r,Myon}$ von Myonen. Durch lineare Extrapolation auf die Driftstrecke Y_D = 0 mm erhält man die Bandpaßfilterbreite σ_{BPF} = 0,55 mm.
d) zeigt die radialen Signalbreiten $\sigma_{r,Laser}$ von 200 Laserspuren bei den drei Driftstrecken aus Bild b).

Kapitel 6

Zweispurauflösung der RTPC und FTPC

Wegen der großen Teilchenzahl in Au-Au-Ereignissen bei RHIC-Energien und der damit verbundenen hohen Spurdichte in der FTPC ist eine gute Zweispurtrennung von besonderer Bedeutung. Der erwartete mittlere Teilchenabstand in der FTPC ist in der Größenordnung von 5 mm, so daß man im inneren Bereich, das heißt bei kleinem Radius, eine Zweispurtrennung von 1-2 mm erreichen muß.

Um einen Wert für die Zweispurauflösung zu erhalten, wurde bisher in einem Simulationsprogramm ein Algorithmus für den Transport der Elekronenwolken implementiert. Ein Eventgenerator (z.B. *Heavy Ion Jet Interaction Generator* HIJING) simuliert Kern-Kern-Kollisionen derart, daß eine Liste der Teilchen mit ihren Impulsen ausgegeben wird. Diese werden im Programm GEANT, welches die Teilchenpropagation durch den Aufbau des Detektors simuliert, weiterverarbeitet. Berücksichtigt werden dabei Wechselwirkungen mit dem gegebenen Material, Einflüsse von Magnetfeldern und Zerfälle instabiler Teilchen.

Experimentell wurde die Zweispurauflösung in der RTPC untersucht. Durch Umrechnung der erhaltenen Werte auf die FTPC-Geometrie wurde eine Abschätzung für die darin zu erwartende Zweispurauflösung vorgenommen.
Wie in Abb. 6.1 gezeigt, wurde ein Laserstrahl[1] mit einem 50%-Strahlteiler in zwei Strahlen aufgeteilt. Diese Laserstrahlen wurden so in die RTPC gelenkt, daß sie sich über Padreihe 1 kreuzten.

Die Messungen wurden für die drei Driftstrecken 82 mm, 178 mm und 270 mm durchgeführt. Die Gasmischung war Ar/CO_2 (50/50) und die Driftspannung betrug 15 kV. Bei der Driftstrecke Y_D = 178 mm wurden die Signale von 167 Laserspurpaaren analysiert. Die dabei erhaltenen Clusterschwerpunkte in azimutaler Richtung wurden für jede der vier Padreihen in ein Diagramm eingetragen (siehe Abb. 6.2). Ein Entfaltungsalgorithmus konnte einen Teil der in Padreihe 1 sehr nahe beieinanderliegenden Laserspuren (siehe Abb. 6.2 a)) nicht mehr trennen. Dieser Fall tritt dann ein, wenn die Schwerpunkte zweier Cluster auf einer Padreihe weniger als etwa 3 Signalbreiten auseinanderliegen. Abbildung 6.2 b) zeigt die Spuren, die der Entfaltungsalgorithmus trennen konnte.

[1] Stickstofflaser NN-100 der Firma ILEE Laser Innovations, λ = 337,1 nm

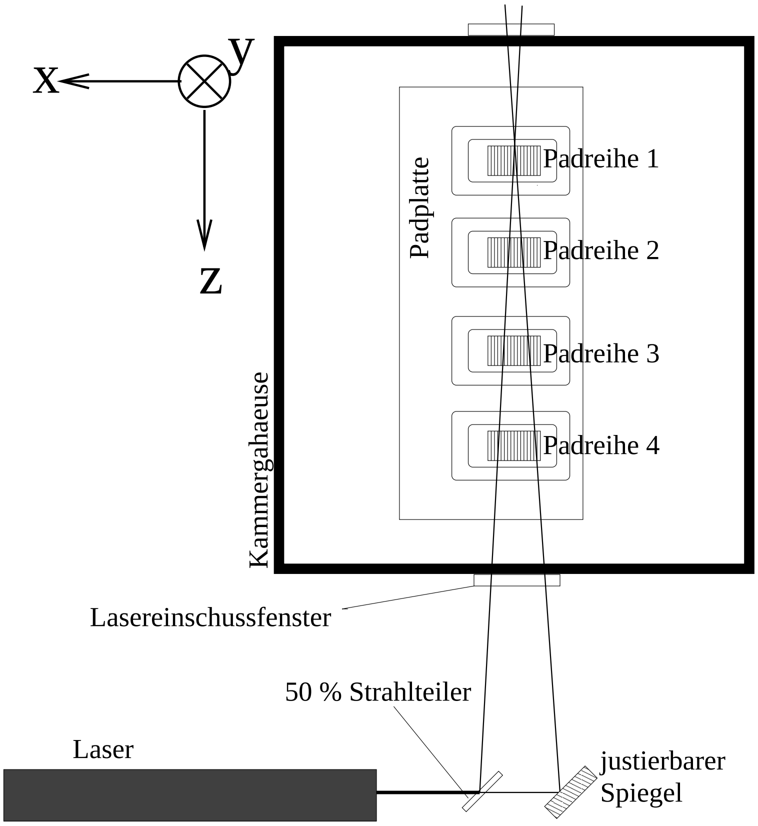

Abbildung 6.1: *Gezeigt ist der Versuchsaufbau zur Messung der Zweispurauflösung. Die beiden in die Kammer eingeschossenen Laserstrahlen kreuzen sich über Padreihe 1. Die Padplatte und der Winkel α sind vergrößert dargestellt. ($\alpha \approx 1{,}4^0$).*

Die Zweispurauflösung wurde bestimmt, indem ein gewichteter Mittelwert errechnet wurde. In diesem Beispiel ergibt er sich nach der Beziehung:

$$\Delta_{ZS} = \frac{\Delta(getrennt) \cdot G + \Delta(ungetrennt) \cdot U}{G + U} \tag{6.1}$$

wobei

Δ_{ZS} = Zweispurauflösung auf der Padebene
$\Delta(getrennt)$ = Abstand der Clusterschwerpunkte auf Padreihe 1 der getrennten Spuren
$\Delta(ungetrennt)$ = Abstand der Clusterschwerpunkte auf Padreihe 2 der ungetrennten Spuren
G = Anzahl der getrennten Spuren
U = Anzahl der ungetrennten Spuren

Es muß noch berücksichtigt werden, daß sich die Elektronenwolken entlang der radialen Feldlinien bewegen. Damit ergibt sich die hier untersuchte azimutale Zweispurauflösung zu

$$\lambda_\phi = \frac{\Delta_{ZS}}{R/R - r_0}, \tag{6.2}$$

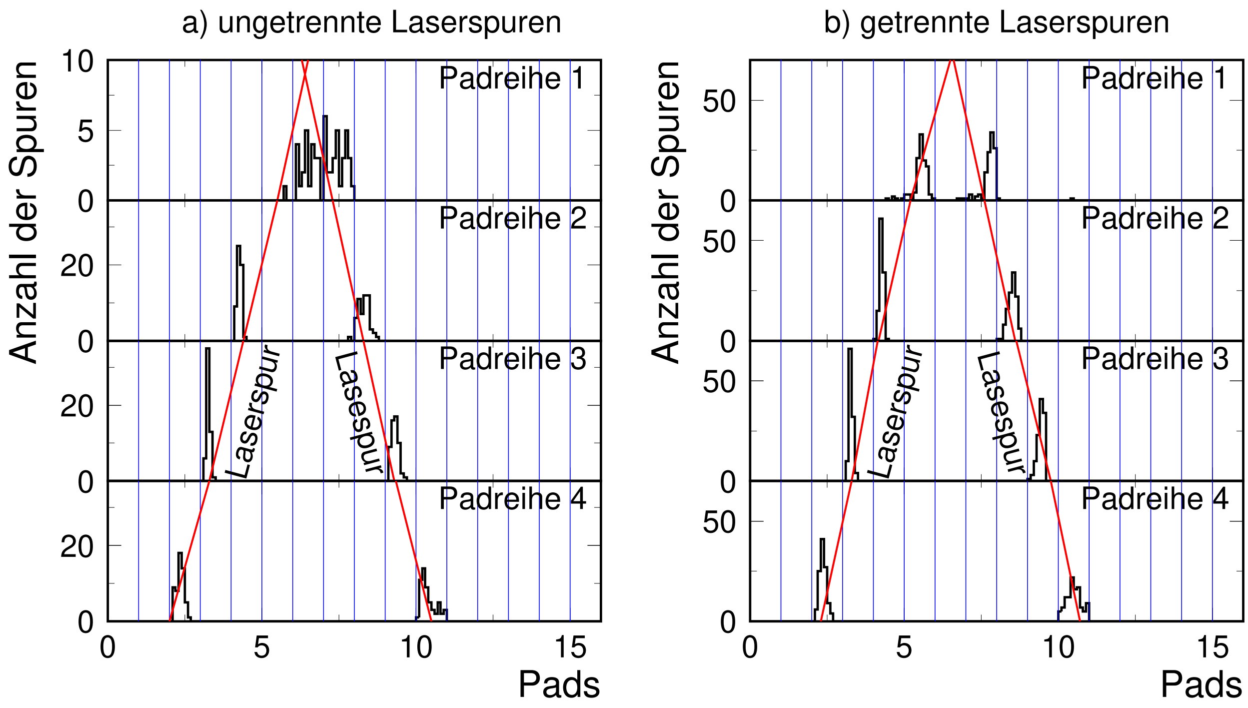

Abbildung 6.2: *Gezeigt sind die Verteilungen der Clusterschwerpunkte in azimutaler Richtung auf den vier Padreihen für Ar/CO_2. Die Driftstrecke betrug 178 mm, die Driftspannung 15 kV.*
a) zeigt die Verteilungen der Clusterschwerpunkte für diejenigen Laserspuren, die der Entfaltungsalgorithmus in Padreihe 1 nicht trennen konnte. Von 167 Spuren konnten 55 nicht getrennt werden.
Bild b) zeigt die Verteilung der in Padreihe 1 trennbaren Spuren. Dies traf für 112 der 167 Spuren zu.

wobei r_0 der Radius des Einschußfensters ist, und R der Radius der Nullebene (siehe Abb. 4.6 (rechts)).

Es folgt ein Vergleich zwischen den simulierten Werten [Kon97] für die Signalbreiten in azimutaler Richtung sowie der daraus abgeschätzten Zweispurauföfsung und den experimentell bestimmten Werten. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde die Darstellungsweise der Signalbreiten in Abhängigkeit vom Kammerradius aus [Kon97] verwendet, entgegen der in dieser Arbeit üblichen Darstellung in Driftstreckenabhängigkeit.

Die in Abb. 6.3 a. und b. dargestellten Signalbreiten und Zweispurtrennungen der FTPCs bei Verwendung von Ar/CO_2 und 10 kV Driftspannung wurden mit einer Pad-Response-Breite von σ_{prf} = 0,6 mm (für die Verwendung von MSGCs) und einer Bandpaßfilter-Breite von σ_{BPF} = 0,2 μs erhalten. Für die Zweispurauflösung fordert man eine Separation zweier Signale in azimutaler Richtung von $3{\cdot}\sigma_\phi$, und erhält im radialen Feld: $\lambda_\phi(r_0, R) = 3{\cdot}\sigma_\phi \frac{r_0}{R}$. In radialer Richtung ergibt sich der minimale, räumlich auflösbare Zweispurabstand aus dem minimal auflösbaren zeitlichen Abstand $3{\cdot}\sigma_r$ an der Padebene zu $\lambda_r(r_0, R) = 3 \cdot \sigma_r v_d(r_0)$.

Abb. 6.3 c. zeigt die azimutalen Signalbreiten (σ_ϕ), d. zeigt die azimutale Zweispurauflösung (λ_ϕ) sowohl für die RTPC (Quadratsymbole), die gemessen wurde, als auch für die FTPC (Punktlinie). λ_ϕ am Kammerinnenradius r_1(FTPC) der FTPC wurden erhalten, indem vom Meßpunkt bei r_1(RTPC) = 19,2 cm die Zweispurauflösung auf den Radius r_1(FTPC) = 8 cm linear rückextrapoliert wurde (mit Gl. 6.2). Der Verlauf der Zweispurauflösung entlang des Kammerradius wurde erhalten, indem den drei Meßpunkten in der RTPC eine Parabel angepaßt wurde. Die Form dieser Funktion wurde benutzt, um den Verlauf des Auflösungsvermögens in der FTPC zu simulieren. (gepunktete Linie in Abb. 6.3 d)).
In Tabelle 6 sind die gemessenen (RTPC) und die berechneten (FTPC) Zweispurauflösungen für 15 kV Driftspannungen und Ar/CO_2 (50/50) zusammengefaßt. Die drei angegebenen Zweispurauflösungen der FTPC sind dabei die λ_ϕ(FTPC)- Werte der gepunkteten Linie aus Abb. 6.3 d. bei den Radien r_{1f}, r_{2f} und r_{3f}(FTPC).

Die ermittelte Zweispurauflösung λ_ϕ im Falle der längsten Driftstrecke, und damit der besten Spurseparation, beträgt zirka 0,97 mm. Sie ist dazu geeignet, die zu erwartende hohe Spurendichte nahe des Strahlrohrs auflösen zu können. Auch die Vergrößerung der Zweispurauflösung entlang des Kammerradius auf zirka 3,00 mm am äußeren Rand des Driftvolumens, ist wegen der stark abnehmende Spurendichte für die Spurauflösung gut genug.

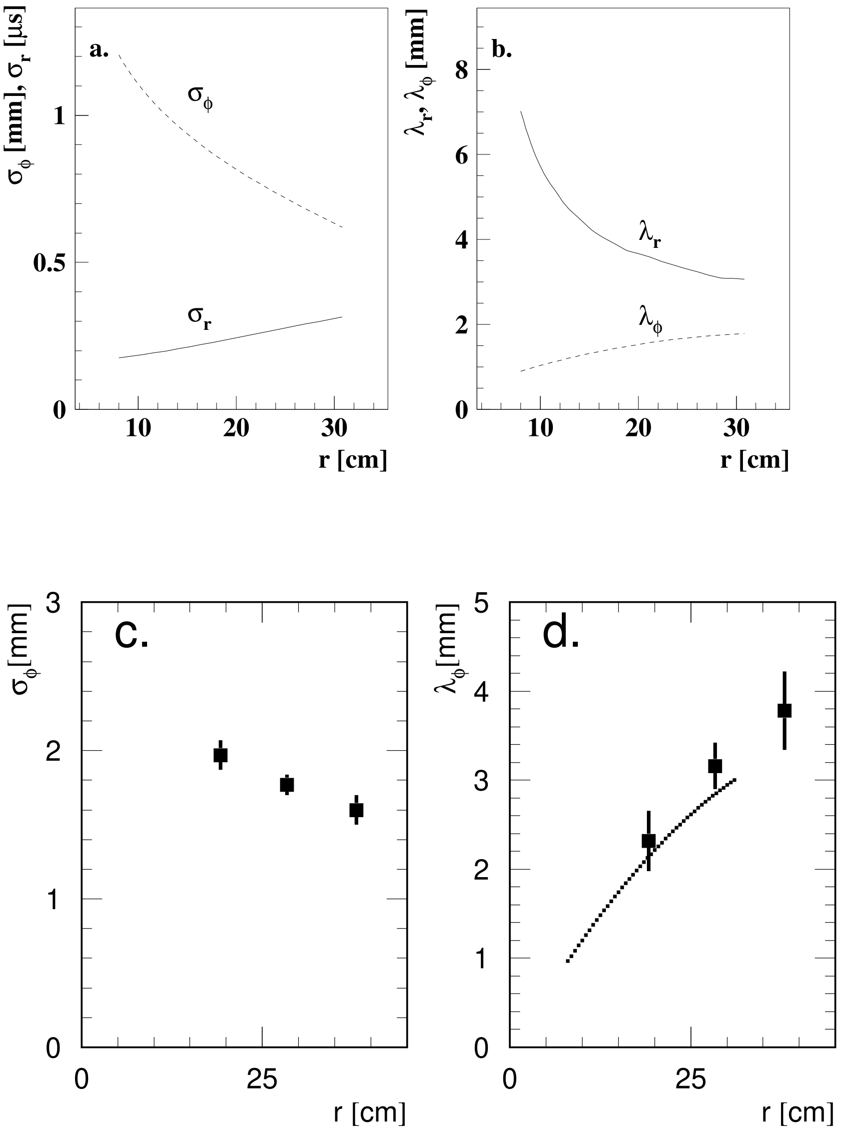

Abbildung 6.3: *Simulierte azimutale (σ_ϕ) und radiale (σ_r) Signalbreiten (a.) und azimutale (λ_ϕ) und radiale (λ_r) Zweispurauflösung (b.) der FTPCs bei Verwendung von Ar/CO_2 (50/50) bei 10 kV Driftspannung (aus [Kon97]).*
c. zeigt die azimutale Signalbreite σ_ϕ in der RTPC.
d. zeigt die daraus mit Gleichung 6.2 ermittelte azimutale Zweispurauflösung λ_ϕ der RTPCs (quadratische Symbole). Die gepunktet gezeichnete Kurve zeigt die daraus berechnete azimutale Zweispurauflösung in der FTPC. Die Werte gelten für Ar/CO_2 (50/50) bei 15 kV Driftspannung.

Gasmischung Ar/CO_2 (X,Y)	50/50		
Driftspannung [kV]	15		
Driftstrecke (RTPC) [cm]	27,0	17,8	8,2
Radius (RTPC) [cm]	$r_1 = 19{,}2$	$r_2 = 28{,}4$	$r_3 = 38{,}0$
Radius (FTPC) [cm]	$r_{1f} = 8{,}0$	$r_{2f} = 19{,}5$	$r_{3f} = 31{,}0$
λ_ϕ(RTPC) [mm]	2,32 ± 0,34	3,16 ± 0,26	3,78 ± 0,44
λ_ϕ(FTPC) [mm]	0,97	2,17	3,00

Tabelle 6.1: *Azimutale Zweispurauflösung in der RTPC (gemessen) und FTPC (berechnet). Aufgelistet sind für die RTPC die Zweispurauflösungen für die drei Radien r_1 = 19,2; r_2 = 28,4 und r_3 = 38,0 cm. Für die FTPC ist die beste (bei r_{1r} = 8,0 cm), eine mittlere (bei r_{2r} = 19,5 cm) und die schlechteste (bei r_{3r} = 31,0 cm) Zweispurauflösung angegeben.*

Kapitel 7

Bestimmung von Gaseigenschaften

7.1 Ablenkwinkel

Da die Elektronen in den FTPCs senkrecht zum Magnetfeld driften, werden sie durch die Lorentzkraft von ihrer Driftrichtung in einem rein elektrischen Feld um den Lorentzwinkel ψ_L abgelenkt. Für die Drift im radialen Feld bedeutet dies, daß die Elektronenwolke sich um den Winkel $\psi_L(r)\frac{dr}{r}$ in azimutaler Richtung bewegt, wenn sie um die Strecke dr in radialer Richtung driftet. Der Ablenkwinkel Ψ_D der Elekronen bei ihrer Drift von r_0 nach r berechnet sich daher nach

$$\Psi_D = \int_{r_o}^{r} \frac{\psi_L(\vec{r})}{r} dr \tag{7.1}$$

aus dem Lorentzwinkel.

Wie Simulationsrechnungen mit MAGBOLTZ zeigten, wirken sich dabei verschiedenen CO_2 -Anteile deutlich auf Lorentz- und Ablenkwinkel aus (siehe Abb. 7.1 a) und b)). Wie in Abb. 7.1 a zu erkennen, beträgt der Lorentzwinkel bei einem Magnetfeld von 5kGauß und CO_2-Anteilen von unter 30% zwischen $3{,}5^0$ und $7{,}0^0$. Die Modellrechnungen zeigten für die FTPC und Ar/CO_2 (50/50) einen maximalen Ablenkwinkel (bei maximaler Driftstrecke) von 7^0 (siehe Abb.7.1 b)).

7.2 Driftzeit und Signalbreiten

Da das Driftfeld mit dem Radius variiert, erfahren driftende Teilchen in einem solchen Feld ständig andere Transportparameter. In den nachfolgenden Darstellungen werden die Gase durch den Zustand der Elektronenwolke an der Padebene charakterisiert. Für einen festen Startpunkt der Wolke werden Driftzeit zu den Signaldrähten und die Verbreiterung des Signals bestimmt. Die Wolkenbreite ist allerdings, wie in Kapitel 5.3 beschrieben, als Überlagerung von Laserstrahlbreite, Diffusion und Pad-Response-Funktion bzw. Shaper gegeben. Um Voraussagen zu erhalten, wurden die aus dem Programm MAGBOLTZ errechneten Transportparameter in die Formeln 5.11 und 5.13 aus Kapitel 5.3 eingesetzt. Zur azimutalen Breite wurde die in Kapitel 5.3 bestimmte Pad-Response-Breite von 1,37

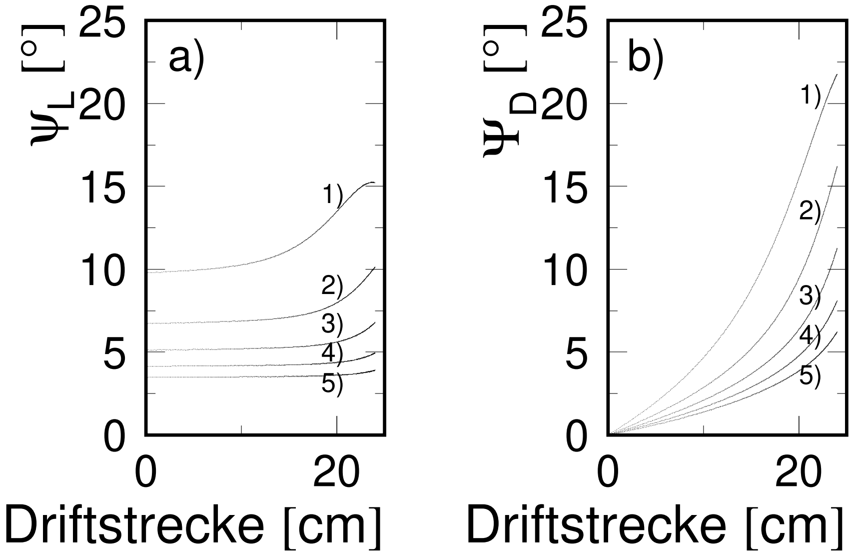

Abbildung 7.1: *Dargestellt ist a) der Lorentzwinkel ψ_L in Abhängigkeit von der Driftstrecke bei einem Magnetfeld ($\vec{B} \perp \vec{E}$) von 5 kGauß, berechnet mit MAGBOLTZ. b) zeigt bei gleichem Magnetfeld und 15 kV Driftspannung die in der FTPC zu erwartenden Ablenkwinkel Ψ_D in Abhängigkeit von der Driftstrecke für die Gase: 1) Ar/CO_2 (80/20); 2) Ar/CO_2 (70/30); 3) Ar/CO_2 (60/40); 4) Ar/CO_2 (50/50) und 5) Ar/CO_2 (40/60)*

mm quadratisch hinzuaddiert. Um die Breite in radialer Richtung in mm zu erhalten, wurden zu der errechneten Signalbreite die Shaperbreite von σ_{shaper} = 130 ns, multipliziert mit der jeweiligen Geschwindigkeit an der Ausleseebene, hinzuaddiert. Für die Anfangsbreite $\sigma_{0,\phi}$ wurde in den Berechnungen der azimutalen Breiten die in Kapitel 5.3 bestimmte durchschnittliche Breite des Ionisationsquerschnitts von 0,26 mm benutzt. In den Berechnungen der radialen Breiten wurde eine durchschnittliche Anfangsbreite $\sigma_{0,r}$ von 0,45 mm berücksichtigt (siehe Tab. 5.3). Diese ergab sich aus einem Vergleich der radialen Signalbreiten an der Ausleseebene zwischen Laserspuren und Spuren von Myonen. Für die Meßpunkte in den folgenden Graphiken wurden die radialen Breiten der Signale in mm umgerechnet, indem die zeitliche Breite mit der Driftgeschwindigkeit an der Ausleseebene multipliziert wurde. Diese betragen für die untersuchten Gase zwischen 0,37 cm/μs und 0,92 cm/μs. Die Driftspannung beträgt 15 kV. Damit variiert die elektrische Feldstärke zwischen 253 V/cm an der Ausleseebene und 914 V/cm an der Driftkathode. Dies entspricht recht gut den elektrischen Feldstärken in der FTPC bei einer Driftspannung von 10 kV. Dementsprechend ändert sich die Driftgeschwindigkeit und die Diffusionsverbreiterung mit der Driftstrecke. Die Driftzeiten betragen für diese Driftspannung und in Abhängigkeit von der verwendeten Gasmischung zwischen 0 und 50 μs (Abbildungen a) in 7.2 und 7.3). Die azimutale Breite wird dominiert von der $\approx$ 1,37 mm breiten Pad-Response-Funktion (Abbildungen b) in 7.2 und 7.3). In radialer Richtung verursacht die Shaperbreite von 130 ns, was wegen den unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten einer radialen Breite von 0,48 bis 1,11 mm entspricht, den größten Beitrag zur Signalbreite. Man erkennt die schwache Abhängigkeit der radialen Breite von der Driftstrecke, wo-

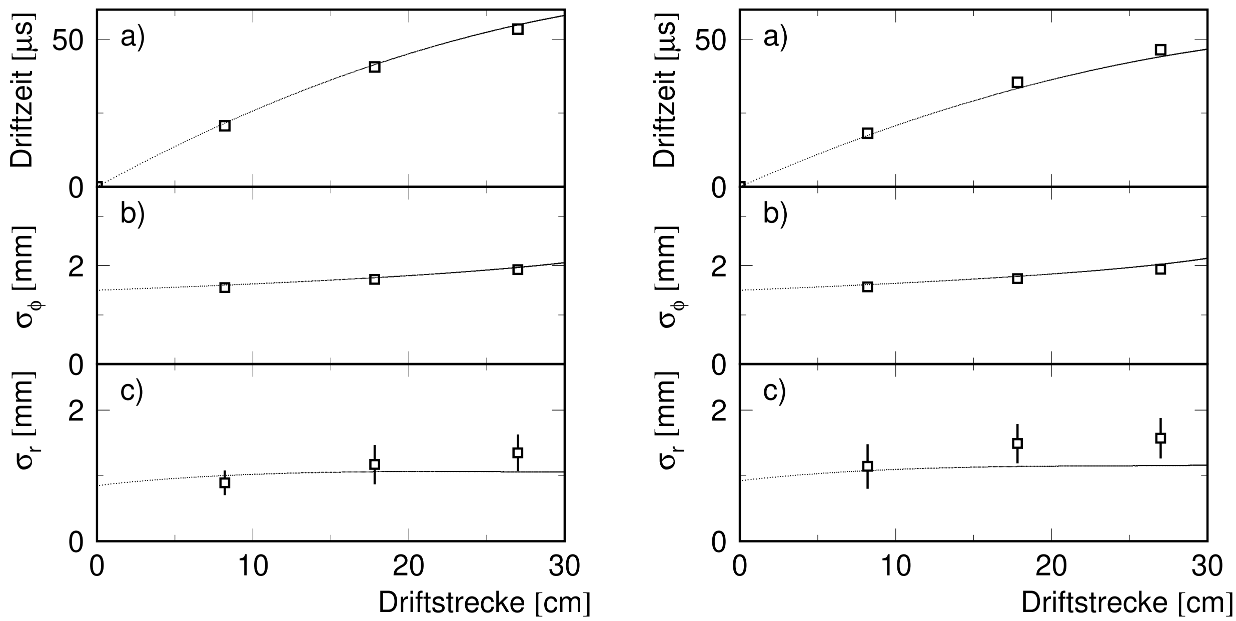

Abbildung 7.2: *Das Bild links zeigt Gasparameter für Ar/CO_2 (50/50) im radialen Feld ohne Magnetfeld in Abhängigkeit von der Driftstrecke. Die Driftspannung beträgt 15 kV. Die durchgezogenen Linien sind mit MAGBOLTZ berechnet, die □- Symbole zeigen die Meßdaten.*
a) Driftzeiten in µs
b) azimutale Signalbreite in mm
c) radiale Signalbreite in mm.
Das Bild rechts zeigt dieselben Gasparameter für Ar/CO_2 (60/40). Die Standardabweichungen von den Driftzeiten und den azimutalen Breiten liegen innerhalb der Datenpunkte.

gegen in azimutaler Richtung die Aufweitung der Wolke durch das $1/r$-Feld für große Driftstrecken sichtbar wird. Vergleicht man die Meßpunkte mit den Voraussagewerten, so zeigt sich, daß die Formeln aus Kapitel 5.3 zusammen mit den Diffusionsbreiten aus MAGBOLTZ die Meßdaten recht gut wiedergeben. Jedoch weichen die radialen Signalbreiten deutlich von den mit MAGBOLTZ berechneten ab. Diese verringerte Breite ist schon in früheren Messungen [Bit97] beobachtet worden.

7.3 Clusterparameter bei variierenden Gasen und Spannungen

Die integrierte Pulshöhe der Cluster in Abhängigkeit von der Verstärkungsspannung und der Gasmischung zeigt, ob die Sensitivität der Kammer auch für hohe Anteile des "kühlen" Gases CO_2 hoch genug ist. Die Verstärkungsspannung wird dabei durch die Durchschlagfestigkeit zwischen Verstärkungsebene und Padebene (≈ 1,3 mm Abstand) auf 2100 V begrenzt. Es wurden die integrierten Pulshöhen für variierende Verstärkungsspannungen

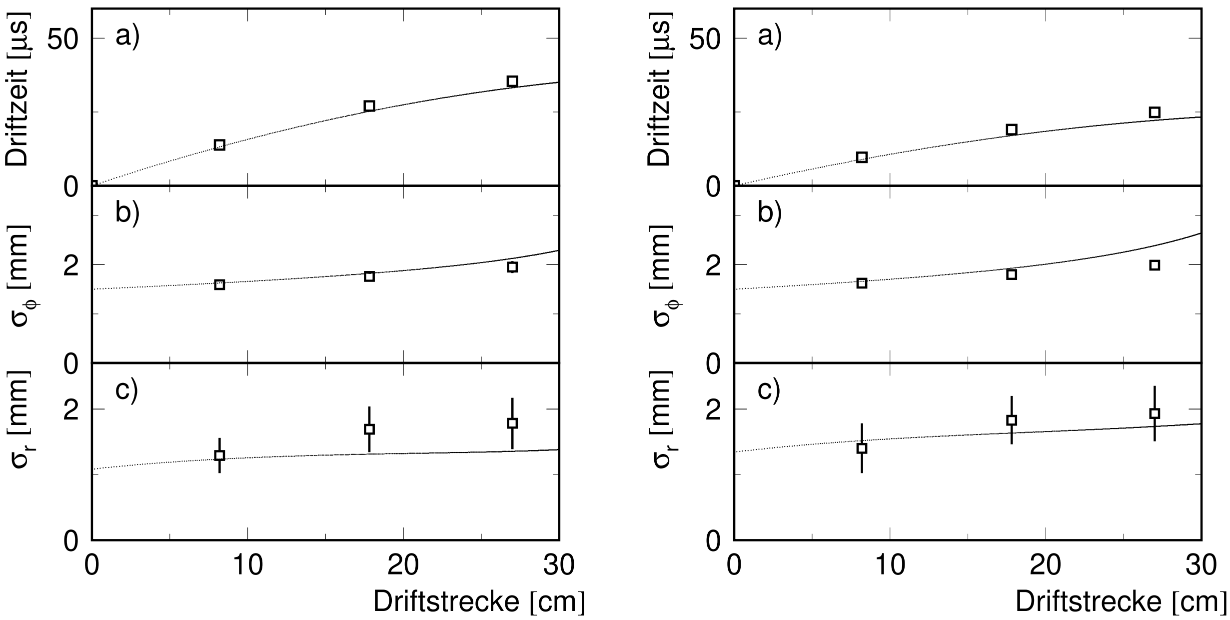

Abbildung 7.3: *Das Bild links zeigt Gasparameter für Ar/CO_2 (70/30) im radialen Feldd ohne Magnetfeld in Abhängigkeit von der Driftstrecke. Das Bild rechts zeigt dieselben Gasparameter für Ar/CO_2 (80/20). Symbole siehe Abbildung 7.2. Die Standardabweichungen von den Driftzeiten und den azimutalen Breiten liegen innerhalb der Datenpunkte.*

Driftstrecke (mm)	82		178		270	
Signalbreite (mm)	σ_ϕ	σ_r	σ_ϕ	σ_r	σ_ϕ	σ_r
Ar/CO_2 (50/50)	1,55±0.10	1,08±0.19	1,72±0.06	1,17±0.30	1,92±0.08	1,35±0.28
Ar/CO_2 (60/40)	1,57±0.08	1,18±0.34	1,74±0.07	1,33±0.30	1,93±0.11	1,39±0.31
Ar/CO_2 (70/30)	1,59±0.10	1,24±0.27	1,76±0.09	1,40±0.35	1,95±0.12	1,46±0.39
Ar/CO_2 (80/20)	1,62±0.08	1,44±0.38	1.80±0.07	1,62±0.37	1,99±0.10	1,69±0.42

Tabelle 7.1: *Zusammenfassung der Signalbreiten aus den Abbildungen 7.2 und 7.3 in der RTPC in Abhängigkeit von der verwendeten Gasmischung. Aufgelistet sind jeweils die Breiten in azimutaler Richtung (σ_ϕ) und in radialer Richtung (σ_r).*

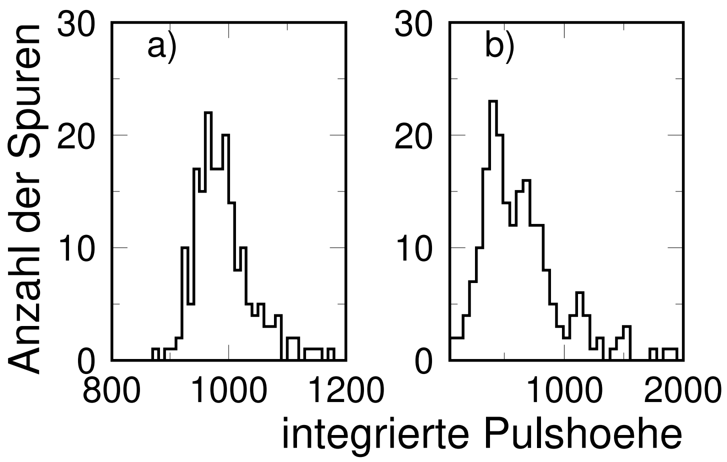

Abbildung 7.4: *Typische integrierte Pulshöhen für a) Laserspuren und b) Myonen. Der Energieverlust der Myonen und damit die Zahl der durch Ionisation freigesetzten Elektron-Ionenpaare folgt einer Landauverteilung.*

und für zwei Driftspannungen mit Laserionisation bestimmt. Die integrierte Pulshöhe ist die gesamte Ladung pro Cluster. Um die Sensitivität der Testkammer für minimal ionisierende Teilchen zu simulieren, wurde der Laser soweit abgeschwächt, daß seine Ionisation mit jener der Myonen vergleichbar war. Die integrierten Pulshöhen, die ein Maß für den mittleren Energieverlust eines Teilchens darstellen, zeigen für die Laserionisation und die Ionisation durch Myonen eine unterschiedliche Verteilung.

Da die Laserionisation einen Mehrphotonenprozeß darstellt, ist die Pulshöhe näherungsweise gaußverteilt (Abb. 7.4 a)), wohingegen die Myonionisation einer festen Energie idealerweise eine Landauverteilung zeigt. Dargestellt wird diese durch

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})}. \tag{7.2}$$

Bei der hier auftretenden Energievariation stellt die beobachtete Pulshöhe eine Faltung der Landauverteilung mit der Verteilung des dE/dx- Maximums für das Myonenergiespektrum dar (Abb. 7.4).

In Abb. 7.5 sind in halblogarithmischer Darstellung die mit der Verstärkungsspannung exponentiell ansteigenden Pulshöhen gezeigt. Die obere Abbildung zeigt bei 15 kV Driftspannung für jede Gasmischung einen Vergleichswert der integrierten Pulshöhe, der mit Myonen erhalten wurde ($\star$- Symbole). Dazu wurde jeweils der Maximalwert der in Abb. 7.4 b) exemplarisch gezeigten Landauverteilung aufgetragen. Mit den Meßreihen der laserinduzierten Ionisation läßt sich die Zunahme der Verstärkung um den Faktor k bei der Erhöhung der Verstärkungsspannung um 100 V angeben. Diese Faktoren sind in Tabelle 7.3 für 15 kV Driftspannung aufgelistet.

Auch im Hinblick auf die Driftgeschwindigkeit an der Ausleseebene scheint das Gasgemisch Ar/CO_2 (50/50) die geeignetste Lösung zu sein; sie beträgt bei 15 kV Driftspannung

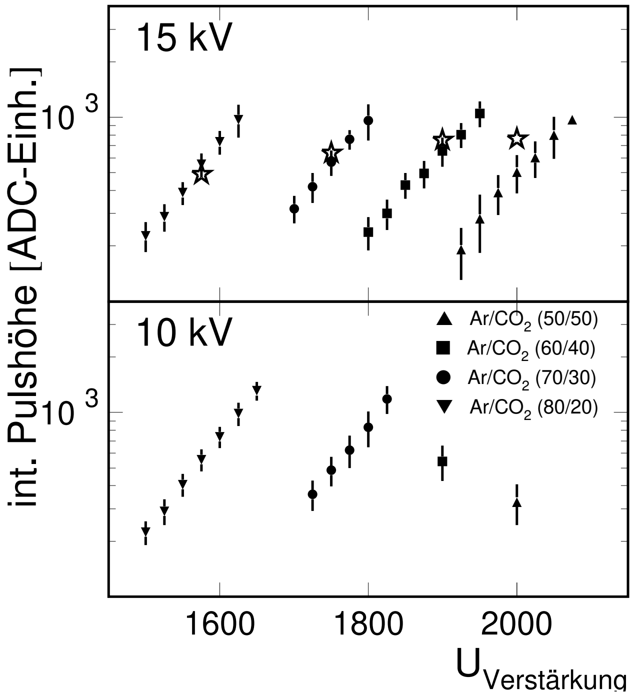

Abbildung 7.5: *Abhängigkeit der integrierten Pulshöhe von der Verstärkungsspannung. Bei den Driftspannungen 15 bzw 10 kV wurden die integrierten Pulshöhen gegen die angelegte Verstärkungsspannug aufgetragen, wobei sich die Fehlerbalken aus der Breite der in Abb. 7.4 a) exemplarisch gezeigten Gaußverteilung ergeben. Bei 15 kV Driftspannung wurde für je eine Driftspannung pro Gasmischung eine Referenzmessung mit Myonen vorgenommen. Diese integrierten Pulshöhen ($\star$) erhält man aus den Maximalwerten der in Abb. 7.4 b) gezeigten Landauverteilung.*

Driftspannung (kV)	15			
ΔU(V)	100			
Gasmischung Ar/CO$_2$ (X,Y)	50/50	60/40	70/30	80/20
Verstärkungsfaktor k	2,88	2,97	2,69	2,88

Tabelle 7.2: *Bei einer Erhöhung der Verstärkungsspannung um 100 V erhöht sich die integrierte Pulshöhe um den Faktor k.*

0,37 cm/μs, was entscheidend für die Clusterbreiten ist, und damit für die Genauigkeit der Schwerpunktsbestimmung. Bei zu kleinen Driftgeschwindigkeiten ist die Gefahr der Bildung mehrerer Maxima pro Cluster gegeben, die es dem Algorithmus zur Clusterschwerpunktsbestimmung nicht mehr ermöglicht, eine Gaußverteilung anzupassen.
Solch eine Aufspaltung zeigt in der RTPC die Drift mit 10 kV und Ar/CO_2 (50/50) (siehe Abb.7.6 links oben), wogegen dieser Effekt bei höheren Driftspannungen und damit kürzeren Driftzeiten nicht mehr auftritt.
Abb.7.7 zeigt die zugehörigen radialen Clusterbreiten. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung der Verteilungen an, die aus jeweils 200 Laserionisationen ermittelt wurden. Dabei wurde diesmal die Breite in Zeiteinheiten angegeben, um den Zusammenhang mit dem CO_2-Anteil des Gas-Mischungsverhältnisses (Bild a)) und der Driftzeit (Bild b)) deutlich zu machen. Die maximal erreichten Breiten von $\approx$ 425 ns sind sowohl für die ALEPH- Ausleseelektronik der RTPC, die in Zeiteinheiten von 100 ns die Kammer ausliest, als auch für die der STAR- FTPC (200 ns Zeiteinheiten) geeignet, um eine Schwerpunktsbestimmung durchzuführen. Jedoch sollte die Driftzeit nicht zu groß werden. Im Falle der kurzen Driftstrecke der RTPC lag dieser kritische Wert bei $\approx$ 27 μs. Das heißt, daß Spuren in der RTPC bei der Gasmischung Ar/CO_2 (50/50) und einer Driftspannung von 10 kV vom Clusterfinder nicht mehr eindeutig nachgewiesen werden konnten. Die dabei erreichte minimale elektrische Feldstärke an der Ausleseebene beträgt $E_D = 168$ V/cm bei einer Driftgeschwindigkeit von 0,23 cm/μs. Diese Werte würden mit der FTPC bei einer Driftspannung von $\approx$ 7,34 kV erreicht werden.

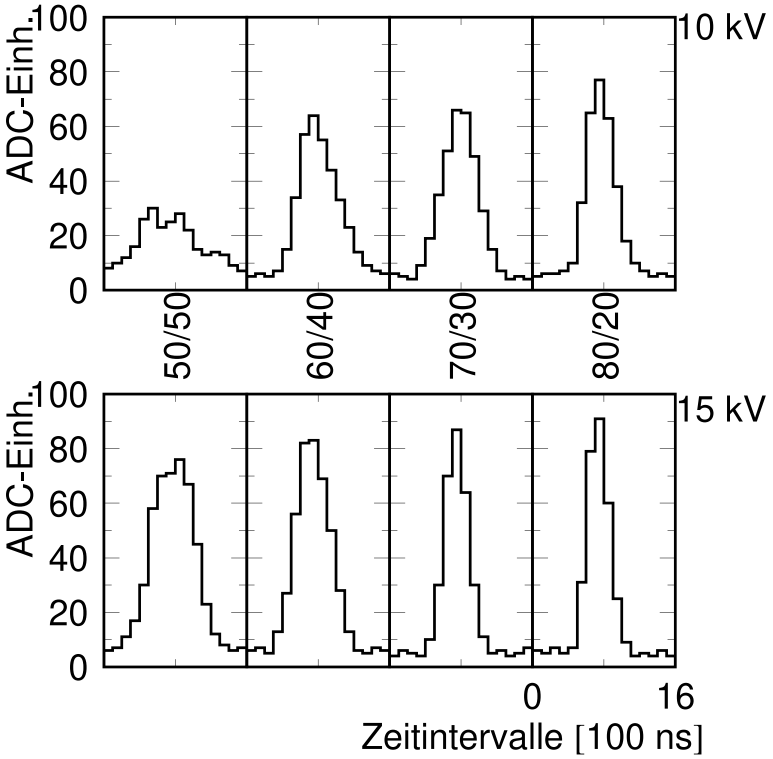

Abbildung 7.6: *Gezeigt ist die Projektion der Signale auf die y-z-Ebene für 10 bzw 15 kV bei Gasmischungen Ar/CO_2 (50/50); (60/40); (70/30) und (80/20).*

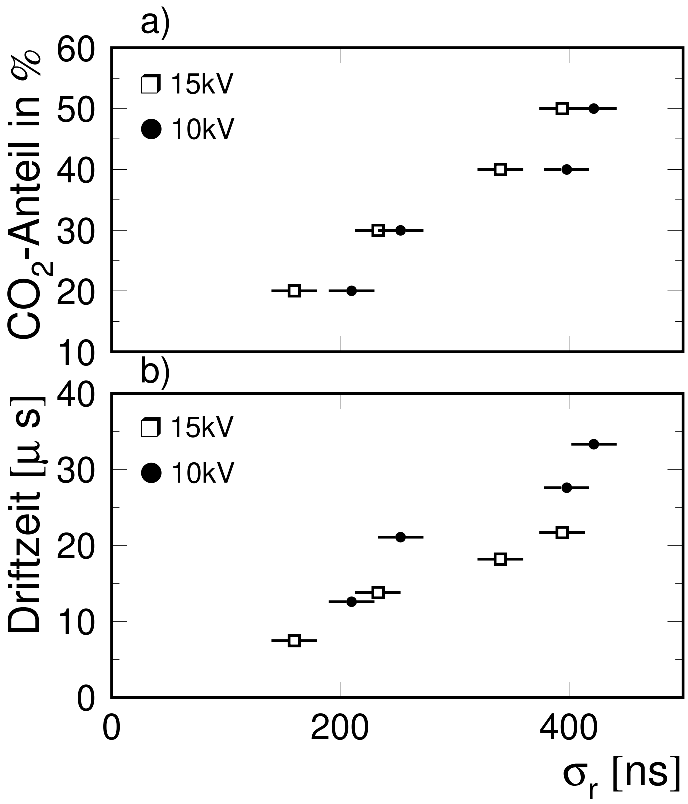

Abbildung 7.7: *Dargestellt sind die radialen Signalbreiten in ns, die man durch die Anpassung einer Gaußkurve aus den Ladungsverteilungen in Abb. 7.6 erhält:*
a) in Abhängigkeit vom CO_2-Anteil in der Gasmischung,
b) in Abhängigkeit von der Driftzeit der Elektronenwolke.
In b) nimmt für beide Driftspannungen der CO_2- Anteil für zunehmende Driftzeiten und damit die radiale Breite zu.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Entwicklung einer gebogenen Auslesegeometrie für eine TPC in Vorwärtsrichtung für das STAR-Experiment am RHIC unterstützt. Dabei wurde eine konventionelle Form des Auslesens, mit Verstärkungsdrähten der Dicke 20 μm und Pads der Fläche $1{,}7 \cdot 20$ mm^2 , einer Mikrostreifenstruktur MSGC (*Micro Strip Gas Chamber*) vorgezogen. Letztere konnte in den bisher getesteten Versionen nicht mit ausreichend hoher Gasverstärkung betrieben werden, ohne daß durch Aufladungseffekte induzierte Funkenüberschläge die 8 μm dünnen Anodenstreifen zerstörten.

Neu an der hier entwickelten Struktur sind die gegen die Padlängsachse um einen Winkel von $17{,}4^0$ gedrehten Verstärkungsdrähte, was einerseits die notwendige Biegung der Padplatten erlaubt und andererseits über jedem Pad eine konstante Verstärkungsdrahtlänge gewährleistet.

Es wurde eine gebogene Auslesekammer entwickelt, ein Befestigungsverfahren der Verstärkungsdrähte mit Silberleitkleber erprobt und die vorgesehenen Materialien getestet. Für verschiedene Driftspannungen und Gasmischungen wurden mit dieser Kammer Parameter wie Clusterbreiten, Pad-Response-Breiten sowie die Zweispurauflösung bestimmt. Durch eine Extrapolation letzterer auf die Geometrie der FTPC konnten Rückschlüsse auf die dort zu erwartende Zweispurauflösung gewonnen werden. Sie beträgt je nach Driftlänge zwischen 1 und 5 mm. Dies entspricht der für die zu erwartende Teilchendichte in der FTPC notwendigen Zweispurauflösung.
Es wurde mit Myonen der kosmischen Strahlung gezeigt, daß das für die FTPC vorgesehene Ausleseprinzip genügend Sensitivität für den Nachweis minimal ionisierender Teilchenspuren besitzt. Die nach der Spurrekonstruktion ermittelten Residuen zeigten in Driftrichtung eine systematische Verzerrung von $\pm$ 0,12 mm, die auch bei laserinduzierten Spuren beobachtet wurde. Diese Verzerrung konnte mit einer Wölbung der Padplatte erklärt werden. Messungen mit den Gasen Ar und CO_2 im Mischungsverhältnis 50/50 zeigten bei 10 kV Driftspannung zu lange Driftzeiten auf. Dies kann zu einer Aufspaltung der Cluster in mehrere Maxima führen, was die Datenanalyse erschwert.
Weitere Tests sind geplant in einem sich im Bau befindlichen Prototyp, der einem Fünftel des FTPC-Kammervolumens entspricht. Dafür dienen die in dieser Arbeit erzielten Resultate und entwickelten Fertigungsverfahren als Grundlage.

Ein weiterer Entwicklungsschritt wäre die Verwendung von Mikrostreifen (MS)-Strukturen, wozu noch Untersuchungen zur Lebensdauer der Mikrostreifenplatten vorgenommen werden müßten. Diese läßt sich durch geeignete Wahl des MS-Materials, eine Passivierung der Kanten mit Polyamid [Bel97] oder durch die Beschichtung mit hochohmigem Material verbessern. Eine andere Methode wäre die Verwendung eines *GasElectronMultipliers* (GEM) [Sau97] als Vorverstärker, um die notwendige Verstärkung mit der MS-Platte drastisch reduzieren zu können [Bou97]. Im GEM findet die Gasverstärkung in 70 μm kleinen Löchern in einer 50 μm dünnen Kaptonfolie statt, die zur Felderzeugung beidseitig mit Kupferelektroden beschichtet ist. Wegen der kleineren Pad-Response-Funktion der MS-Platten könnte damit, in Verbindung mit einem kleineren Padabstand, die Zweispurauflösung und die Meßgenauigkeit in einer späteren Umrüstung der FTPC nochmals verbessert werden.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Ale89] The ALEPH Handbook, ALEPH 89-77, Note 89-03, (1989)

[Bar96] J. Bartke et al., Development of a Time Projection Chamber with high twotrack resolution capability for Collider Experiments, CERN LHCC-96-16 (1996)

[Bel97] R. Bellazzini et al., Nucl. Instr. Meth. A398 (1997) 426

[Bia89] S.F. Biagi, Nucl. Instr. Meth. A283 (1989) 716-722

[Boi97] B. Boimska et al., Update on discharge studies in MSGCs, CMS-Tracking note, TN/97-20

[Bou97] R. Bouclier et al, Nucl. Instr. Meth. A396 (1997) 50

[Bit97] X. Bittl, Diplomarbeit, Technische Universität München (1997)

[Blu93] W. Blum and L.Rolandi, Particle Detectors with Drift Chambers, Springer Verlag (1993)

[Bra92] F. P. Brady and J.L. Romero, STAR Note SN0064

[Bra93] F. P. Brady and J.L. Romero, Nucl. Instr. Meth. A333 (1993) 312

[Fan79] D.L. Fancher, A. C. Schaffer, IEEE Trans. Nucl. Sci, NS-26 (1997) 150

[Hum97] H. Hümmler, Private Mitteilung

[Jac96] P. Jacobs und D. Irmscher, STAR Note #235

[Kon94] M. Konrad, Diplomarbeit Technische Universität München (1994)

[Kon95] M. Konrad, STAR Note #214

[Kon97] M. Konrad, Dissertation Technische Universität München (1997)

[Mcl87] L. McLerran, An Introduction to Quark-Gluon Plasma and High-Energy Heavy Ion Collisions, Proceedings, Hadrons, Quarks and Gluons (1987), Les Arcs

[Nag94] S. Nagamiya et al., Nucl. Phys. A566(1994) 287c

[Nyg81] D.R. Nygren, Phys. Rev. Scr. 23 (1981) 584

[Oed88] A. Oed, Nucl. Instr. Meth. A263 (1988) 351-359

[Pov85] X. Povh, Teilchen und Kerne, Springer (1994)

[Rhi95] RHIC Design Manual, Brookhaven National Laboratory (1995)

[Sau97] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. A386 (1997) 531

[Sam89] N.P. Samios, Conceptual Design of the Relativistic Heavy Ion Collider RHIC, Brookhaven National Laboratory (1989)

[Sch93] S.Schönfelder, Diplomarbeit, Technische Universität München (1993)

[ScS93] H.R. Schmidt und J. Schubkraft, J.Phys. G. 19 (1993) 1705

[Sta98] The STAR FTPC Collaboration, Proposal FTPC for the STAR detector (1998)

[Vid94] F. Videbæk et al., Nucl. Phys. A566 (1994) 299c

[Won94] C. Wong, Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions, World Scientific Publishing (1994)

[Wys94] B. Wyslouch et al., Nucl. Phys. A566(1994) 305c

Zum Ende

Abschließend möchte ich mich bei all jenen bedanken, die für mich die letzten 15 Monate am Max-Planck-Institut zu einer in menschlicher und wissenschaftlicher Hinsicht sehr einprägsamen Zeit haben werden lassen.
Herr Prof. Dr. N. Schmitz weckte bei mir durch seine Vorlesung Neutrinophysik das Interesse an einem vertieften Studium der experimentellen Elementarteilchenphysik und ermöglichte mir die Mitarbeit in der STAR- und NA49- Gruppe.
Herr Dr. V. Eckardt und Herr Dr. P. Seyboth standen mir stets als kompetente und hilfsbereite Ansprechpartner zur Seite und gaben im letzen Teil der Arbeit viele wertvolle Tips bei der Formulierung unmißverständlicher Erklärungen.
Besonders bedanken möchte ich mich bei den Herrn Dr. A. Schüttauf und Dipl. Phys. H. Hümmler. Sie standen mir mit ihrer Erfahrung im experimentellen sowie im Softwarebereich jederzeit zur Verfügung und erklärten oft geduldig physikalische Zusammenhänge. Vor allem die in der Anfangszeit oft unübersehbare Fülle von Möglichkeiten in UNIX oder PAW sowie des "Kabelsalates" im Labor war nur mit ihren Tips und Hilfen zu überwinden. Ein großer Teil der Ergebnisse dieser Arbeit war nur auf der Grundlage ihrer Programme möglich.
Danke auch Herrn H.Fessler, der mir mit seiner Unterstützung bei den Versuchsaufbauten viele Messungen erst ermöglichte, sowie Herrn J. Gebauer, der immer für interessante Gesprächsthemen zwischendurch offen war.
Für das Zustandekommen des informative Seminars zu Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas und zur starken Wechselwirkung danke ich den Herrn Dr. A. Schüttauf und Dr. W. Geist.
Unverzichtbare Tips und Unterstützung gaben mir die Herrn Dr. R. Ganz, Dipl. Phys. T. Sammer, Dipl. Phys. P. Freund und Frau J. Seyboth bei unzähligen Softwareproblemen.
Vielen Dank Herrn Tobias Eggert, der mir in den Sommermonaten viel anstrengende Labormessungen abgenommen hat, und für mich immer ein paar Tips zur LaTeX-Textverarbeitung hatte.
Die experimentellen Arbeiten hätten oft ohne die Hilfe und Erfahrung von den Herrn L. Weiss, G. Tratzl, H. Schenzielorz und W. Kothhuber nicht durchgeführt werden können. Ich danke ihnen an dieser Stellen für die immer hilfsbereite Unterstützung.
Dank auch an M. Bullinger für die LaTeXUnterstützung, meinen Freunden, meinen Bruder H. Marstaller und meinen Eltern für das Verständnis für die in den letzen Monaten knappe Freizeit.
Ich hoffe, mit dieser Arbeit einen nützlichen Beitrag zum gelingen des FTPC-Projekts am STAR-Experiment beigetragen zu haben, und blicke dessen Zukunft mit Spannung entgegen.