

# Test einer Spiraldriftkammer mit Hilfe eines Stickstoff-Lasers

Experimentelle Diplomarbeit von

Matthias Pfeiffer

II. Institut für Experimentalphysik

Universität Hamburg

Hamburg, Januar 1987

# Inhalt

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Funktionsweise einer Driftkammer</b>	<b>3</b>
2.1	Aufbau . . . . .	3
2.2	Ortsmessung . . . . .	3
2.3	Spiralgeometrie . . . . .	5
2.4	Testkammer . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Beschreibung des Lasersystems</b>	<b>12</b>
3.1	Einleitung . . . . .	12
3.2	Funktionsweise des Lasers . . . . .	13
3.3	Ionisationsprozeß . . . . .	16
3.4	Strahlführungssystem . . . . .	22
3.5	Elektrische Abschirmung . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Signalverarbeitung</b>	<b>27</b>
4.1	Datenweg und Überwachung . . . . .	27
4.2	Analog-Digital-Wandler . . . . .	28
4.3	Trigger . . . . .	29
4.4	Datenreduktion . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Messungen ohne Magnetfeld</b>	<b>34</b>
5.1	Durchführung der Messungen . . . . .	34
5.1.1	Fehlende Drähte . . . . .	34
5.1.2	Eichung der Elektronik . . . . .	34
5.1.3	Synchronisation der FADC's . . . . .	36
5.1.4	Betriebsdaten . . . . .	36
5.1.5	Beobachtungen . . . . .	37
5.2	Laserintensität . . . . .	41
5.3	Doppelpulse . . . . .	42
5.4	Bestimmung der Driftzeit . . . . .	44
5.5	Rekonstruktion von Bildpunkten . . . . .	45
5.6	Erwartete Driftzeiten . . . . .	47
5.7	Driftzeiten ohne Magnetfeld . . . . .	48
5.8	Strahllage und Driftgeschwindigkeit . . . . .	52
5.8.1	Divergenz des Laserstrahls . . . . .	52
5.8.2	Spurrekonstruktion . . . . .	52
5.8.3	Ausgleichsrechnung . . . . .	55

5.8.4	Einschränkungen . . . . .	56
5.9	Ergebnisse . . . . .	57
5.10	Korrekturen zum elektrischen Feld . . . . .	62
5.11	Ergebnisse . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Messungen mit Magnetfeld</b>	<b>69</b>
6.1	Einleitung . . . . .	69
6.2	Lorentzwinkel . . . . .	69
6.3	Eichmessung . . . . .	70
6.4	Magnetfeld . . . . .	71
6.5	Auflösungsfunktion . . . . .	72
6.6	Meßgenauigkeit . . . . .	73
6.7	Bestimmung von Strahllage und Lorentzwinkel . . . . .	76
6.8	Bestimmung des Lorentzwinkels bei fester Strahllage . . . . .	77
6.9	Obere Grenze des Lorentzwinkels . . . . .	81
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>83</b>
<b>8</b>	<b>Danksagung</b>	<b>85</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Hochenergiephysik beschäftigt sich mit Untersuchungen zur Struktur und Wechselwirkung elementarer Bausteine der Materie. Eine wichtige physikalische Methode ist dabei das Studium hochenergetischer Reaktionsprodukte aus  $e^+e^-$  und  $e^-p$  Wechselwirkungen.

Am PETRA-Speicherring des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY stehen derzeit 46 GeV Schwerpunktennergien aus  $e^+e^-$  Annihilationen für Experimente zur Verfügung. Der sich im Aufbau befindliche  $e^-p$  Speicherring HERA plant mit einem Umfang von 6.4 km 30 GeV Elektronen und 820 GeV Protonen mit einer nutzbaren Energie von 314 GeV zu erzeugen. Damit wird es möglich, Strukturen bis hinab zu  $10^{-19}$  m aufzulösen.

Zur Beobachtung von Reaktionsprodukten haben sich in heutigen Großdetektoren Viel-Draht-Driftkammern als zuverlässiges Hilfsmittel bei der Impuls- und Energiemessung bewährt. Die Genauigkeit der Impulsmessung ist dabei proportional der magnetischen Feldstärke und dem Quadrat der vermessenen Teilchenspurlänge.

Zur Verbesserung der Impulsauflösung einer für den Speicherring HERA geeigneten Driftkammer entschied man sich in der H1-Kollaboration für die Erhöhung des Magnetfeldes, da einem vergrößerten Kammerdurchmesser hohe Kosten gegenüberstehen und die räumliche Auflösung durch mechanische Toleranzen beschränkt ist.

Um den Anforderungen an eine Driftkammer unter diesen Bedingungen gerecht zu werden, wurde eine Testkammer mit neuartiger, spiralförmiger Geometrie entworfen. In Zusammenarbeit mit zwei weiteren Diplomanden wurde ein Teil dieses Detektors aufgebaut und vermessen. H.Kreiser behandelt in seiner Arbeit die Berechnungen zum Verlauf des elektrischen Feldes innerhalb der Testkammer [KRE86]. Aufbau, Test und Laservermessung haben W. Schnitt und ich durchgeführt. W. Schnitt geht in seiner Arbeit ausführlich auf mechanische Details und Schwierigkeiten beim Betrieb der Kammer ein [SCH86], während sich diese Arbeit mit dem Lasersystem und der Datenauswertung beschäftigt.

# Kapitel 2

## Funktionsweise einer Driftkammer

### 2.1 Aufbau

Um die bei der  $e^+e^-$  Annihilation im PETRA-Speicherring am DESY entstehenden elektrisch geladenen Teilchen nahezu über den gesamten Raumwinkel nachzuweisen, sind zylinderförmig ausgeführte Driftkammern, deren Achse das Strahlrohr bildet, um den Wechselwirkungspunkt herum aufgebaut. Abbildung 2.1 illustriert den Aufbau einer Jet-Kammer am Beispiel zweier Segmente des JADE-Detektors. Die JADE-Jet-Kammer besteht aus 96 einzelnen Driftkammerzellen, die das Strahlrohr in drei Lagen zylindersymmetrisch umschließen. Das Kammervolumen wird durch Folien, die mit Leiterbahnen in Strahlrichtung bedruckt sind, begrenzt. Parallel zum Strahlrohr gespannte Feldformdrähte teilen den Detektor in 24 sektorförmige Segmente. Jedes Segment ist in vier Zellen unterteilt, die durch jeweils 16 parallele Signaldrähte und Potentialdrähte in zwei Teile gegliedert sind.

Die Feldformdrähte liegen gegenüber den Signaldrähten auf negativem Potential, so daß sich ein elektrisches Feld senkrecht zu den Signalebenen ausbildet. Um das elektrische Feld möglichst homogen zu gestalten, wechseln in der Signalebene jeweils ein Signaldraht mit einem auf negativem Potential liegenden Potentialdraht ab.

Die Kammer befindet sich innerhalb eines Magneten, dessen Feld die Kammer in Richtung der Drähte durchsetzt. Damit stehen elektrisches und magnetisches Feld senkrecht aufeinander.

### 2.2 Ortsmessung

Beim Durchqueren der Driftkammer tritt ein geladenes Teilchen auf Grund von Anregung und Ionisation der Gasmoleküle mit dem Kammergas, zum Beispiel Argon, in Wechselwirkung. Der Energieverlust durch Ionisation beträgt für hochenergetische Teilchen in Argon 2.44 keV/cm. Pro Zentimeter gehen etwa 30 durch Primärionisationen erzeugte Elektronen mit einer mittleren Energie von 80 eV hervor. Über 4-5 Sekundärionisationen pro Primärelektron (Ionisationspotential von Argon = 15.7 eV) produziert ein minimal ionisierendes Teilchen im Mittel 30 Cluster, das entspricht 150 Ionenpaaren pro Zentimeter.

Abbildung 2.2 zeigt die elektrischen Feldlinien und Isochronen in der Nähe eines Signaldrahtes. Die durch Ionisation erzeugten Elektronen driften unter dem Einfluß des homogenen elektrischen Feldes  $\vec{E}$  längs der Feldlinien mit einer von  $\vec{E}$  abhängigen Driftgeschwindigkeit  $v_d$  zum Signaldraht und gelangen schließlich in der Nähe des Signaldrahtes in einen Bereich hoher elektrischer Feldstärke (typisch  $10^4 - 10^5$  V/cm). Durch Sekundärionisation werden die driftenden Ladungen um den Gasverstärkungsfaktor A ( $10^4 - 10^6$ ) verstärkt und können

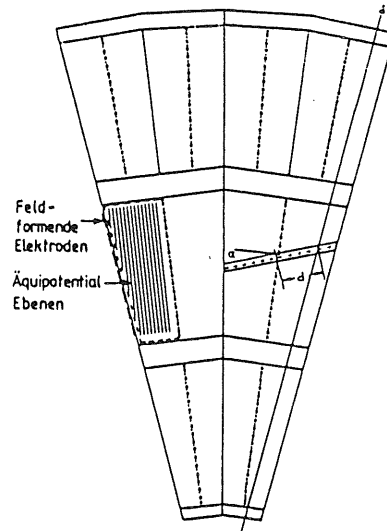


Abbildung 2.1: Schnitt durch zwei radiale Segmente der Jet-Kammer des JADE-Detektors mit einer Teilchenspur. Länge der Driftstrecke  $d$ , Lorentzwinkel  $\alpha$  [KLE84]

am Signaldraht nachgewiesen werden. Aus der gemessenen Zeitdifferenz  $t_d$  zwischen Teilchendurchgang (Triggersignal) und Anstiegsflanke des Pulses am Signaldraht läßt sich bei bekannter Driftgeschwindigkeit die Entfernung  $s$  des Durchgangsortes zum Signaldraht angeben mit

$$s = \int_0^{t_d} v_d(\vec{E}) dt$$

$$s = v_d \cdot t_d \quad \text{für } \vec{E} = \text{const}$$

Besonders um die Signal- und Feldformdrähte ist  $\vec{E}$  aber nicht mehr homogen, so daß eine lineare Orts - Zeitbeziehung nur näherungsweise gelten kann. Aus der Lage der ansprechenden Signaldrähte erhält man eine Projektion der Teilchenspur auf die Ebene senkrecht zum Strahlrohr. Die am Signaldraht eintreffenden Ladungen fließen entsprechend dem Widerstandsverhältnis zu den Drahtenden ab. Aus dem Verhältnis der abfließenden Ladungsmengen lassen sich damit auch die Koordinaten längs des Drahtes bestimmen.

Unter dem Einfluß eines Magnetfeldes ist die Bahn der  $e^-$ -Cluster um den Lorentzwinkel  $\alpha_L$  gegen die Richtung des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  verdreht (Abbildung 2.2). Geometrieabhängige Inhomogenitäten speziell der Spiralkammer und die Berechnung des Lorentzwinkels werden in den Kapiteln 5 und 6 ausführlich behandelt.

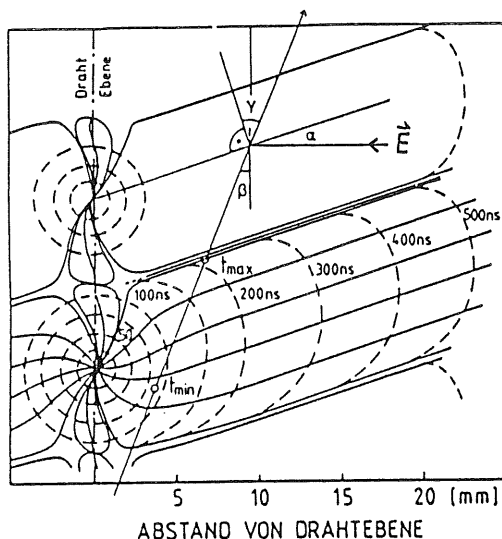


Abbildung 2.2: Driftwege der Elektronen (durchgezogene Linien) und Flächen gleicher Driftzeit (gestrichelt) in der Nähe des Anodendrahtes der Jet-Kammer [KLE84]

### 2.3 Spiralgeometrie

Mit steigenden Teilchenenergien erhöht sich deren Transversalimpuls  $p_t$ . Die Genauigkeit der Impulsmessung ist proportional zu

$$\frac{\sigma p_t}{p_t} \sim \frac{1}{BL^2} p_t$$

B = magnetischer Fluß

L = Länge der vermessenen Spur

Bei gegebener Genauigkeit der Ortsmessung und unveränderten Abmessungen der Driftkammer muß daher B erhöht werden, wenn  $p_t$  anwächst. Hinsichtlich des im Bau befindlichen Speicherrings HERA am DESY in Hamburg werden Teilchenimpulse von mehr als 100 GeV auftreten. Für die Impulsmessung sind dann magnetische Feldstärken von 1.2 - 1.6 Tesla erforderlich.

Abbildung 2.1 zeigt am Beispiel der Jet-Kammer des JADE-Detektors (ebene Geometrie), daß vom Ursprung ausgehende Teilchenspuren (näherungsweise Geraden) nicht mehr senkrecht auf die Driftwege der Elektronen treffen. Nach Abbildung 2.2 erhöht sich dadurch die radiale Dicke der Zone durchquerter Isochronen (Flächen gleicher Driftzeit). Die gemessenen Driftzeiten lassen sich also nicht mehr eindeutig dem Durchgangsort der nachzuweisenden Teilchen zuordnen. Im JADE-Detektor beträgt der Lorentzwinkel bei einer magnetischen Feldstärke von 0.5 T und einem Ar/CH<sub>4</sub> - Gemisch 18 Grad. Für Feldstärken von 1.2 - 1.6 Tesla beträgt  $\alpha_L$  unter diesen Bedingungen etwa 40 Grad. Die beste Ortsauflösung erhält man daher, wenn die Teilchenspur senkrecht auf den Driftwegen steht.

Ordnet man die in z-Richtung gespannten Signaldrähte nicht mehr auf Ebenen an, sondern auf logarithmischen Spiralen, deren Ursprung im Vertex liegt, schneiden alle vom Wechselwirkungspunkt ausgehenden Geraden die Signaldrahtflächen und damit die Driftzellen unter gleichem Winkel (Abbildung 2.3).

In Abbildung 2.4 ist ein vollständiger Detektor mit spiralförmiger Geometrie, bestehend

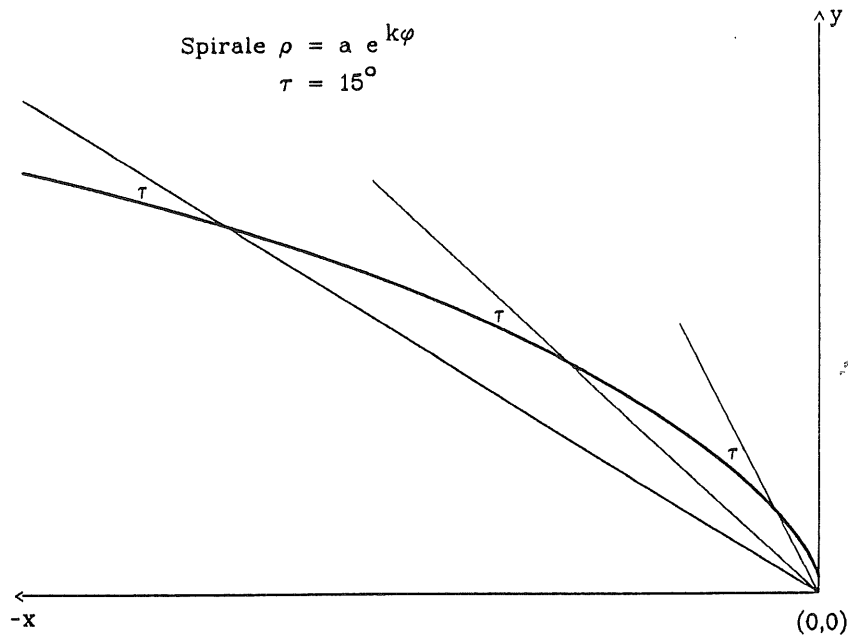


Abbildung 2.3: Logarithmische Spirale. Alle Geraden aus dem Ursprung schneiden die Spirale unter gleichem Winkel  $\tau$ .

aus 31 Segmenten, abgebildet. Den Untersuchungen dieser Arbeit liegt das eingezeichnete kartesische Koordinatensystem zu Grunde: der Ursprung befindet sich in der Mitte des Detektors. Die  $z$ -Achse weist in Richtung des Strahlrohres und steht senkrecht auf der  $x$ - $y$ -Ebene. Aus geometrischen Gründen ist es in einigen Fällen zweckmäßig, auf Zylinderkoordinaten überzugehen.

$$(x, y, z) \rightarrow (\rho, \varphi, Z)$$

$$x = \rho \cos \varphi, \quad y = \rho \sin \varphi, \quad z = Z$$

$$R = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \varphi = \arctan(y/x)$$

In der  $(\rho\varphi)$ -Ebene bilden die Feldform- und Signalflächen logarithmische Spiralen der Form

$$\rho = a e^{k\varphi}$$

Für den Schnittwinkel  $\tau$  zwischen Spirale und Ursprungsgerade gilt

$$\tau = \arctan\left(\frac{1}{k}\right)$$

Die Positionen der Signaldrähte  $S(x_s, y_s)$  sind abhängig von dem jeweils betrachteten Segment und werden so definiert:

- Die Signaldrähte aller Signalflächen liegen auf achsenparallelen Zylindern, deren Schnittkurven in der  $(\rho\varphi)$ -Ebene logarithmische Spiralen der Form  $\rho = a e^{k\varphi}$  bilden.
- Der Schnittwinkel  $\tau$  beträgt  $15^\circ$ .
- Die vertexnächsten Signaldrähte (Nummer 1) aller Flächen liegen auf einem Kreisbogen mit dem Radius  $r_i = 250$  mm.



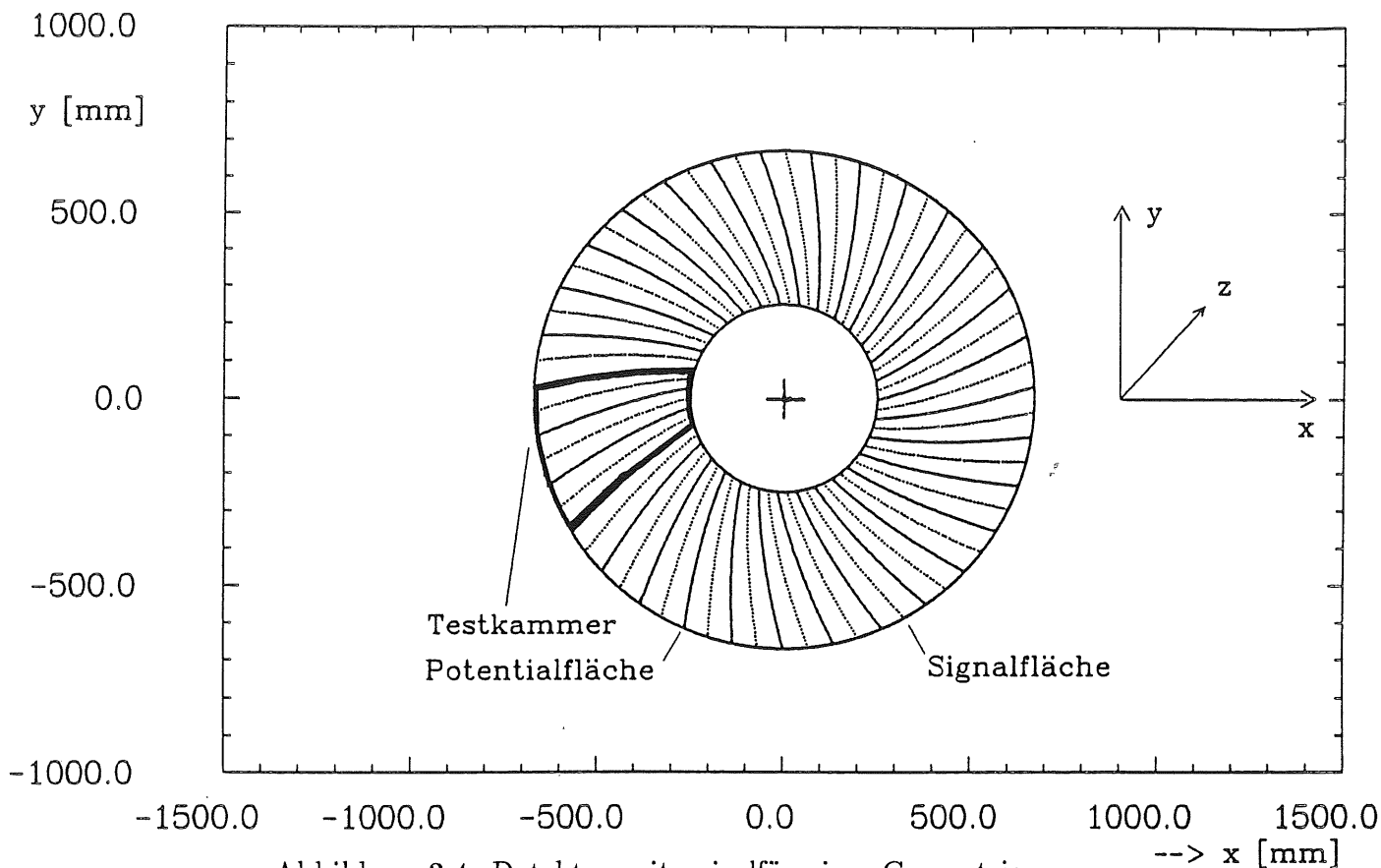


Abbildung 2.4: Detektor mit spiralförmiger Geometrie

- Die Signaldrähte einer Fläche haben untereinander den radialen Abstand  $d_r = 10$  mm
- Es gibt auf jeder Fläche 41 Signaldrähte
- Die Flächen sind zueinander um  $\frac{360}{31}$  Grad gedreht

In starken Magnetfeldern haben Driftkammern mit ebener Geometrie den Nachteil, daß solche Bereiche anwachsen, aus denen keine Elektronen zu einem Signaldraht gelangen können, wie in Abbildung 2.5 dargestellt ist. Im Gegensatz dazu wird in einer Spiralkammer bei richtig gewählter magnetischer Feldstärke das nicht-sensitive Volumen minimal werden.

Die Spiralgeometrie bietet darüber hinaus weitere Vorteile: Da alle Teilchenspuren bei nicht zu starker Krümmung mindestens zwei Detektorsegmente und damit wenigstens eine Signaldrahtfläche kreuzen, erhält man einfach bestimmbare Fixpunkte, die die Zeitkalibration wesentlich vereinfachen.

Aus der Information eines einzelnen Signaldrahtes läßt sich weiterhin nicht ablesen, von welcher Seite der Fläche die driftenden Elektronen nachgewiesen wurden. Daher erhält man zunächst zwei Teilchenspuren (die echte und die Spiegelspur). Im Gegensatz zur ebenen Anordnung wird die Spiegelspur durch die Spiralgeometrie jedoch verzerrt. Insbesondere kommt die Spiegelspur nicht vom Vertex und kann daher bei der Auswertung leicht erkannt werden. Eine Versetzung der Signaldrähte (Staggering) kann deshalb entfallen.

## 2.4 Testkammer

Um die Eigenschaften eines Detektors mit Spiralgeometrie zu untersuchen, wurde eine Testkammer aufgebaut. Den Bau der Testkammer behandelt ausführlich die Arbeit von W.Schnitt

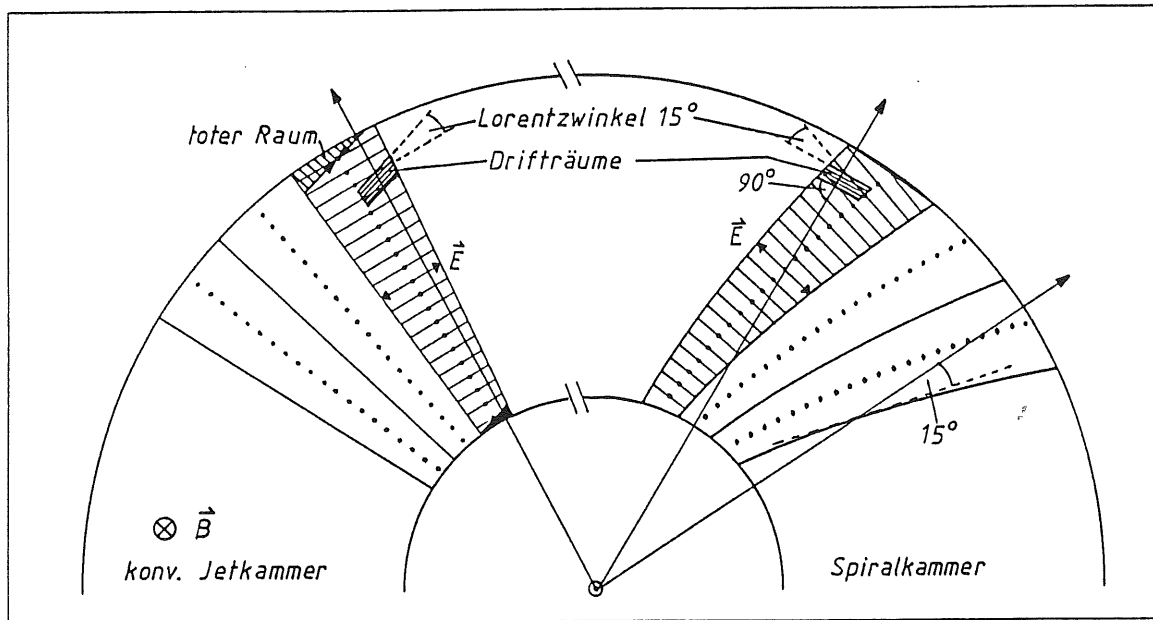


Abbildung 2.5: Vergleich zwischen Driftzellen mit ebener Geometrie und Spiralgeometrie

[SCH86]. In diesem Abschnitt sollen daher in erster Linie die wesentlichen Komponenten und Eigenschaften der Testkammer vorgestellt werden.

Die Testkammer besteht aus 3 von 31 Segmenten des kompletten zylindrischen Detektors nach Abbildung 2.4 und ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

Zur Aufnahme der Drahthalterungen und der Platinen für die Elektronik werden zwei Aluminiumflansche verwendet, die durch vier  $V_2A$ -Stangen (nichtmagnetisch) gegeneinander fixiert sind.

Jedes Segment besteht aus einer Signaldrahtfläche, in der 41 Signal- und 43 Potentialdrähte gespannt sind. Die Abgrenzung der Segmente untereinander bilden die Feldformflächen aus jeweils 84, in radialer Richtung verteilte je 21, nach außen je 55 Drähte. Die Abmessungen sind Tabelle 2.1 zu entnehmen.

Dabei sind die radial abschließenden Feldformdrähte auf 2 Kreisbögen (innen und außen) wie in Abbildung 2.5 angeordnet. Während die Drähte der radialen Abschlußflächen von Seitenplatinen gehalten werden, die auf die Flansche aufgeklebt wurden, sind die übrigen Flächen durch spannungsfeste Hostalen-Hülsen mit Messingeinsatz in den Flanschen verankert. Die Positionierungsgenauigkeit der Drähte ist besser als 0.1 mm.

Alle Drähte wurden vor dem Einlöten entsprechend ihrer Stärke vorgespannt (Tabelle 2.1). Daher sollte der Drahtdurchhang gleichmäßig ausfallen.

Die Feldformflächen werden durch auf die Platine gelötete lineare Spannungsteiler (je  $10 \text{ MOhm} \pm 10 \text{ KOhm}$ ) mit Spannung versorgt. Den sich aus diesem Aufbau ergebenden Verlauf des elektrischen Potentials zwischen den Flächen behandelt H.Kreiser [KRE86]. Der Verlauf ist in Abbildung 2.7 schematisch dargestellt. Die Signalverstärkung übernehmen Vorverstärker vom Typ VV36 (Universität Heidelberg), die sich auf Platinen direkt an den Signaldrähten befinden. Durch entsprechende Verschaltung können die Vorverstärker jeweils einer Fläche gleichzeitig mit Pulsen getestet werden.

Der gesamte Aufbau ist in einen Drucktank eingebaut. Speziell gefertigte Tankflansche ermöglichen die Spannungszuführung, Gasversorgung und den Datentransport.

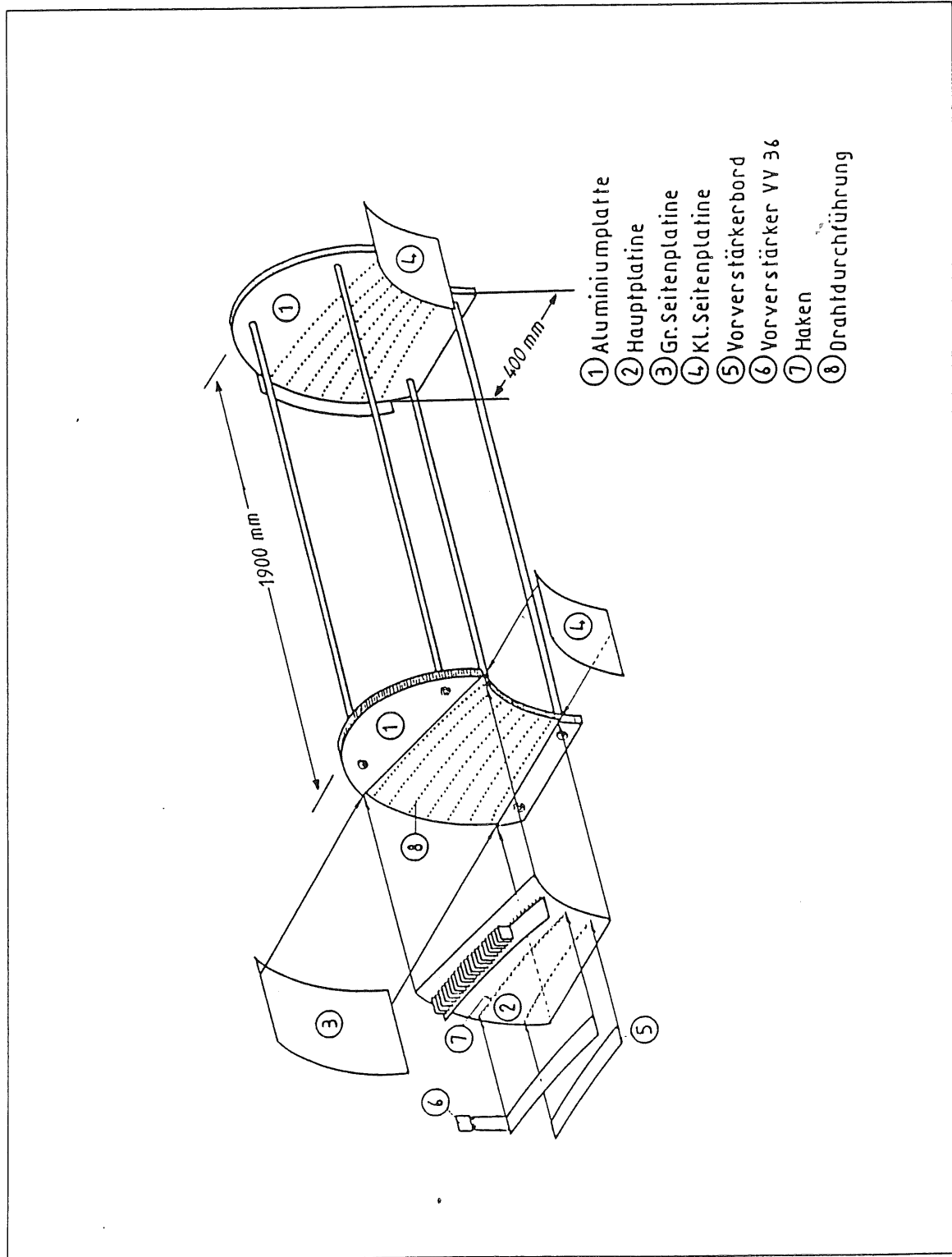


Abbildung 2.6: Testkammer

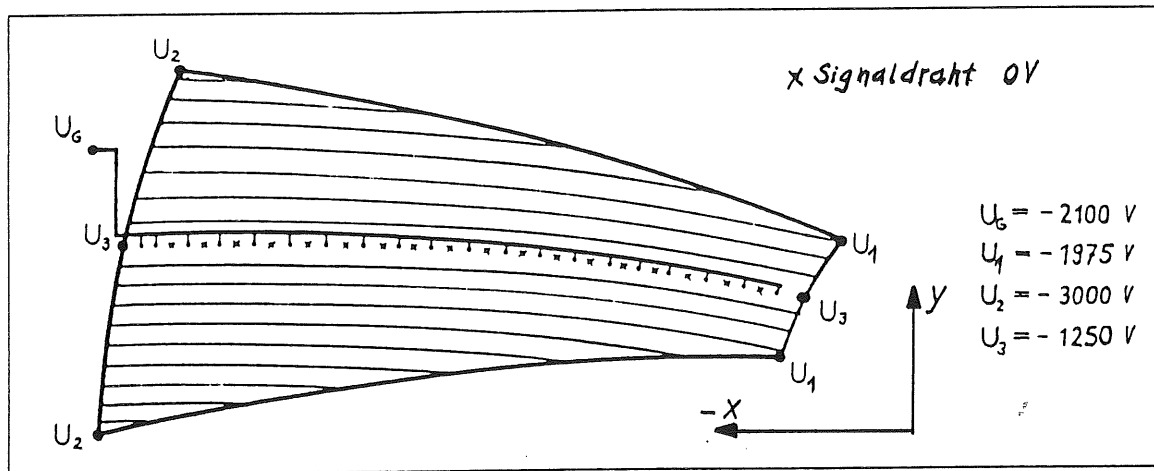


Abbildung 2.7: Äquipotentialflächen eines Segmentes der Testkammer (schematisch).  $U_1, U_2, U_3$  bezeichnen die Driftspannungen.  $U_G$  ist an alle Potentialdrähte geführt.

Die Verwendung eines geschlossenen Drucktanks hat folgende Vorteile:

- Durch eine Vakuumpumpe kann das Tankvolumen (800 Liter) leicht evakuiert und mit neutralen Gasen ( $N_2$ ) gespült werden.
- Der Tank wird einmalig mit dem Arbeitsgas befüllt und verschlossen. Im Gegensatz zu Kammern, die im Gasdurchfluß betrieben werden, verändert sich die Gaszusammensetzung während der Messungen nicht.

Um einen Laserstrahl in die Kammer zu leiten, befinden sich auf halber Länge des Tanks jeweils 2 einander gegenüberliegende Quarzglasfenster.

Daten der Testkammer	
Signaldrähte	: 20 $\mu\text{m}$ Durchmesser, Wolfram, goldplattiert, Vorspannung 50 g
Feldform- und Potentialdrähte	: 100 $\mu\text{m}$ Durchmesser, Kupfer-Beryllium, Vorspannung 500 g
Radius innen	: 250 mm
Radius außen	: 675 mm
Drahtlänge	: 1900 mm
Betriebsdruck	: maximal 1 bar
Vorverstärker	: rauscharme Vorverstärker Typ VV36 (Heidelberg) Polarität des Eingangssignals negativ Eingangswiderstand 17 Ohm Rauschen ca. 2000 el. rms (offener Eingang) Anstiegszeit 6.5 ns Abfallzeit 6.5 ns maximaler linearer Hub 500 mV je Ausgang Ausgang als twisted-pair-line Treiber (bipolar) Ausgangswiderstand 60 Ohm Verstärkung 50-fach je Ausgang an 50 Ohm

Tabelle 2.1: Daten der Testkammer

# Kapitel 3

## Beschreibung des Lasersystems

### 3.1 Einleitung

Im Gegensatz zu elektrisch geladenen Teilchen breitet sich ein Laserstrahl unabhängig vom Magnetfeld geradlinig aus. Laser sind daher zur Untersuchung von Einflüssen des Magnetfeldes und zur Eichung besonders geeignet. Zentraler Bestandteil des Meßaufbaus ist ein UV-Stickstoff-Laser, mit dessen Hilfe das Kammergas längs des Laserstrahls ionisiert werden kann.

Ziel der Untersuchungen an der Testkammer sind die Bestimmung der Parameter

- Driftgeschwindigkeit
- Ortsauflösung
- Lorentzwinkel

Der dafür verwendete Meßaufbau umfaßt die Komponenten

- Testkammer mit Hochspannungs- und Gasversorgung
- Lasersystem
- Einrichtungen zur Signalverarbeitung
- Magnet

In diesem Kapitel sollen die Funktionsweise des Lasers, Strahlführungssystem und Laserionisation beschrieben werden.

### 3.2 Funktionsweise des Lasers

Zur Untersuchung der Driftkammer wurde ein aus Steuerteil und Laserkopf bestehender N<sub>2</sub>-Laser der Firma Ing. Kurt Hirschel verwendet. Abbildung 3.1 zeigt das Termschema des Stickstoffmoleküls. Die Arbeitsweise des N<sub>2</sub>-Lasers beruht auf einem 3-Niveau-System.

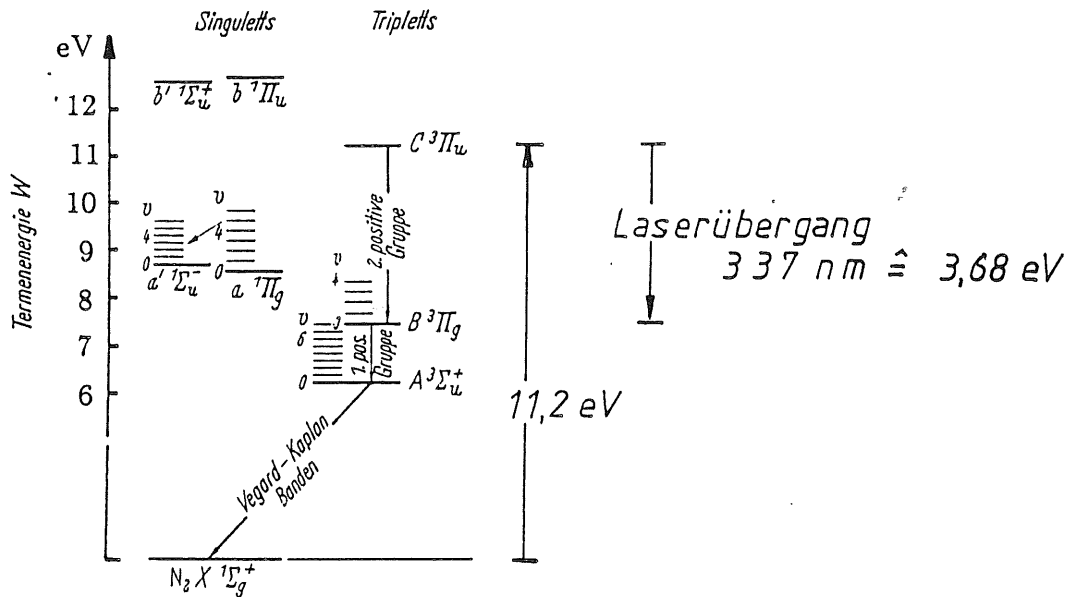


Abbildung 3.1: N<sub>2</sub>-Termschema [LAS69]

Durch inelastische Stöße mit Elektronen wird das obere Niveau C<sup>3</sup>Π<sub>u</sub> aus dem X<sup>1</sup>Σ<sub>g</sub> Niveau angeregt. Die Energiedifferenz beträgt 11.2 eV. Der Laserübergang erfolgt zwischen den Niveaus C<sup>3</sup>Π<sub>u</sub> → B<sup>3</sup>Π<sub>g</sub> (Schwingungsquantenzahl ν = 0 → ν = 0) in der zweiten positiven Gruppe des N<sub>2</sub>-Moleküls mit einer Wellenlänge von 337 nm.

Bei Normaldruck beträgt die Lebensdauer des C<sup>3</sup>Π<sub>u</sub>-Niveaus etwa 2,5 ns und die des B<sup>3</sup>Π<sub>g</sub>-Niveau etwa 50 ns [PSC82]. Um ausreichende Inversion der beiden Niveaus und damit stimulierte Emission zu erhalten, muß die Umkehr der Besetzungsdichte in einer Zeit erfolgen, die klein ist gemessen an der Lebensdauer des C<sup>3</sup>Π<sub>u</sub>-Niveaus.

Man erreicht dies durch die schnelle Entladung einer Funkenstrecke niedriger Induktivität. Das Prinzip der Hochspannungserzeugung soll anhand des Ersatzschaltplanes Abbildung 3.2 erläutert werden [HIR85]: Bei geöffnetem Schalter S wird der induktionsarme keramische

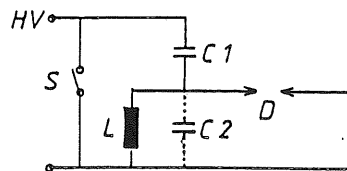


Abbildung 3.2: Hochspannungserzeugung im N<sub>2</sub>-Laser [HIR85]

Kondensator C1 geladen. Schließt man S, so lädt sich der aus zwei flachen Klingen bestehende Kondensator C2 auf. Zwischen diesen Klingen befindet sich das N<sub>2</sub>-Gas (1 bar), dessen

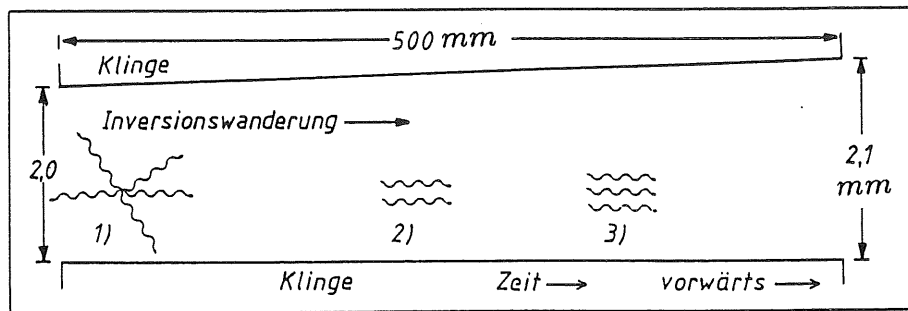


Abbildung 3.3: Laservorgang. Nach spontaner Emission (1) bildet sich durch induzierte Emission (2 und 3) ein kohärenter, monochromatischer Laserstrahl in Richtung der Inversionswanderung aus.

Moleküle durch eine Gasentladung angeregt werden sollen. Die Umladung erfolgt so schnell, daß sich mit Hilfe der Induktivität  $L$  eine hohe Überspannung (14-16 kV) am niederinduktiven Laserkanal  $D$  aufbaut, die sich dann schnell (630 ps) entlädt. Durch die Gasentladung (Elektronenstöße) werden  $N_2$ -Moleküle auf das  $C^3\Pi_u$ -Niveau angeregt. Aufgrund der geringen Lebensdauer des  $C^3\Pi_u$ -Niveaus läßt sich die Inversion nur für einige Nanosekunden aufrechterhalten. Die angeregten  $N_2$ -Moleküle können die aufgenommene Energie durch 3 Prozesse abgeben :

1. spontane Emission. Sie hat statistischen Charakter, die Intensität ist proportional der Besetzungsdichte des oberen Niveaus und unabhängig von der Intensität eines vorhandenen Strahlungsfeldes.
2. induzierte Emission. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein angeregtes Molekül ein Photon bestimmter Flugrichtung und Phasenlage durch induzierte Emission abstrahlt, ist  $(N+1)$ -mal so groß, wenn bereits  $N$  solcher Photonen vorhanden sind.
3. strahlungslose Übergänge. Die Energie wird durch thermische Stöße übertragen und in Wärme umgewandelt.

Während 1) durch die statistisch verteilte Phasenlage der Photonen eine Störerscheinung darstellt, ist die induzierte Emission (2) Grundlage zur Ausbildung eines kohärenten Strahls. Abbildung 3.3 verdeutlicht den Laservorgang.

1. angeregte Moleküle strahlen Photonen der Wellenlänge 337 nm durch spontane Emission ab.
2. Photonen, die sich in Richtung des Laserkanals ausbreiten, veranlassen angeregte  $N_2$ -Moleküle durch induzierte Emission zur Aussendung weiterer Photonen gleicher Wellenlänge, Phasenlage und Flugrichtung.
3. Die Wahrscheinlichkeit für induzierte Emission steigt mit der Anzahl bereits vorhandener Photonen an. Es bildet sich ein kohärenter, monochromatischer Laserstrahl in Richtung des Laserkanals aus.

Der von uns benutzte TEA-Laser (*transversely excited atmospheric*) nutzt das Prinzip der "durchlaufenden Anregung" (*travelling wave excitation*). Die Elektroden werden dazu nicht parallel montiert, sondern laufen über die Länge des Laserkanals (50 cm) von 2,0 auf 2,1 mm



Eigenschaften des SPN 100	
Pulsenergie	80 $\mu\text{J}$
Pulslänge	1 ns
Strahldurchmesser	1 x 2.5 mm <sup>2</sup>
Divergenz beider Strahlen	3 mrad
Divergenz eines Strahls	< 1 mrad
Triggerrate	0..100 Hz
Wellenlänge	337 nm
Gasdurchfluß	600 NL/H bei 100 Hz

Tabelle 3.1: Eigenschaften des Lasers [HIR85]

auseinander. Aus diesem Grund beginnt die Anregung am schmalen Ende (Abbildung 3.3) und läuft mit den Photonen nach rechts. Deshalb befindet sich an den Orten induzierter Emission immer die maximale, noch nicht durch spontane Emission verringerte Anzahl angeregter  $\text{N}_2$ -Moleküle. Charakteristisches Merkmal dieses Konzepts ist, daß die Strahlintensität in Richtung der Inversionswanderung erheblich größer ist als in entgegengesetzter Richtung. Der Laserstrahl durchläuft den Kanal nur einmal. Die Pulsdauer beträgt 1 ns. Während dieser Zeit nimmt die Besetzungsdichte des  $C^3\Pi_u$ -Niveaus bereits merklich ab, so daß auf Grund der Langlebigkeit des  $B^3\Pi_g$ -Niveaus die Inversion nicht mehr aufrecht erhalten werden kann. Ein optischer Resonator ist daher nicht sinnvoll.

Da der Laserstrahl das aktive Medium nur einmal durchläuft, hängt die Divergenz des Strahls nach Abbildung 3.4 im wesentlichen von der Geometrie des Aufbaus ab und ist ungefähr

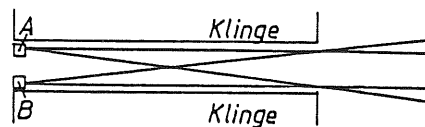


Abbildung 3.4: Divergenz der Laserstrahlen. Die beiden Strahlen haben ihren Ursprung in den Volumina A und B.

durch das Verhältnis von der Ausdehnung der Entladung zur Kanallänge gegeben. Bedingt durch die scharfen Klingen des Laserkanals bilden sich auf Grund der hohen elektrischen Feldstärke zwei Inversionszonen A und B aus, so daß zwei unabhängige Laserstrahlen emittiert werden.

Infolge von Rekombinationsprozessen innerhalb des Gasmediums und an den Wänden des Entladekanals beträgt die Totzeit von  $\text{N}_2$ -Lasern einige Millisekunden. Innerhalb dieser Totzeit ist keine Besetzungsinversion zu erzielen, die maximale Pulsfolgefrequenz liegt daher für Stickstoff-Laser bei einigen hundert Hertz.

In Tabelle 3.1 sind die Eigenschaften des Lasers zusammengestellt.

### 3.3 Ionisationsprozeß

Spursimulationen in Driftkammern werden hauptsächlich mit Hilfe von

- Stickstoff-Lasern mit einer Photonenergie von  $3.68 \text{ eV} \hat{=} 337 \text{ nm}$  Wellenlänge und
- Neodym-YAG-Lasern mit einer Photonenergie von  $4.68 \text{ eV} \hat{=} 266 \text{ nm}$  Wellenlänge

durchgeführt.

Die Frage, durch welchen Mechanismus das Kammergas mit UV-Photonen ionisiert werden kann, soll in diesem Abschnitt untersucht werden.

Als Kammergase werden hauptsächlich Argon-Methan Gemische mit verschiedenen Zusätzen verwendet. Das von uns benutzte Gemisch besteht aus Ar-CO<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> im Verhältnis 89.1-9.9-1 und zwei Prozent H<sub>2</sub>O. Für Argon beträgt die Ionisationsenergie 15.7, für CO<sub>2</sub> 13.7 und für Methan 15.2 eV. Um den Ionisationsprozeß mit diesen Komponenten zu erklären, wären 4-5-stufige Photonprozesse notwendig. Auf Grund der geringen Laserintensitäten und der kleinen Wirkungsquerschnitte für 5-fach Anregungen ist dieser Mechanismus jedoch unwahrscheinlich. Zudem sind Messungen der Ionisationsdichte in Abhängigkeit von der Intensität  $J$  des Laserstrahls mit dem Modell einer 2-Photon-Ionisierung konsistent [HUB84]. Daraus schließt man, daß die Ionisation durch Verunreinigungen des Kammergases verursacht wird, welche in einem 2-Stufen Prozeß ionisiert werden können.

Abbildung 3.5 verdeutlicht die Mehrphotonionisierung im Energieniveau-Schema für Photonen der Energie  $E_p$  [SCH74]. Das gebundene Elektron befindet sich in einem mit  $-E_i$

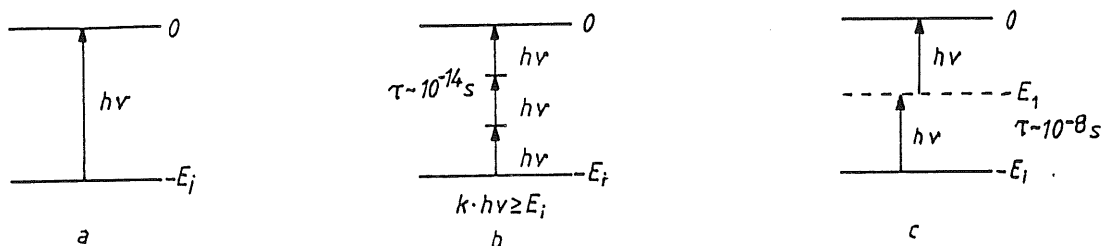


Abbildung 3.5: Photo-Effekt (a), Mehrphotonionisierung über virtuelle Zwischenzustände (b), Mehrphotonionisierung über einen Eigenzustand (c)

bezeichnetem Energiezustand. Beim normalen Photo-Effekt (a) bringt ein Photon diese Bindungsenergie auf und setzt das Elektron frei

$$E_p \geq E_i$$

Ist  $E_p < E_i$ , kann die Ionisation dadurch erfolgen, daß zwei oder mehr Quanten auf das Molekül treffen (b) und gemeinsam die notwendige Energie aufbringen, also

$$n \cdot E_p \geq E_i$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Molekül von einem Photon getroffen wird und einen virtuellen Zustand  $E_v$  bildet, ist proportional  $J$ . Die Wahrscheinlichkeit, daß das Molekül im virtuellen Zustand von einem 2. Photon getroffen wird, ist ebenfalls proportional  $J$ . Die

Gesamtwahrscheinlichkeit für eine 2-Photon-Ionisation ist also proportional  $J^2$ , entsprechend gilt für eine n-Photon-Ionisation und die Zahl  $Z_i$  der dabei erzeugten Ionen

$$Z_i \sim J^n$$

Erfolgt die Mehrquanten-Ionisierung über virtuelle Zwischenzustände, müssen die Photonen innerhalb einer Zeit von etwa  $10^{-14}$  s auf das Molekül einwirken.

Niedrigere Photonenstromdichten reichen aus, wenn die Anregung über Eigenzustände (z. Bsp. Vibrations- und Rotationsniveaus) des Moleküls erfolgt (c), da hier die mittlere Lebensdauer  $\tau$  ( $\sim 10^{-8}$ s) beträchtlich höher ist. Die Wahrscheinlichkeit für eine Anregung vom Grundzustand in den Eigenzustand ist unabhängig von  $\tau$ . Setzt man die Dauer des Laserpulses als groß gegen  $\tau$  voraus, ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron im Eigenzustand von einem Photon getroffen wird, dagegen  $\tau$  proportional. Daher ist die Gesamtwahrscheinlichkeit für eine 2-Photon-Ionisation über einen Eigenzustand der Lebensdauer des Eigenzustands proportional.

Das Ionisationsverhalten einer mit Argon-Methan befüllten Proportionalkammer wurde von G. Hubricht et al. untersucht [HUB84] [WLI85]. Einige wichtige Ergebnisse dieser Untersuchungen sollen in diesem Zusammenhang beschrieben werden.

Für einen 2-Photon-Prozeß erwartet man

$$Z_i \sim J^2$$

In Abbildung 3.6 ist die Ionisationsdichte im Kammergas gegen  $J$  für  $\lambda=266$  und  $\lambda=337$  nm aufgetragen (doppel-logarithmische Darstellung). Die Steigungen der Geraden betragen innerhalb der Meßgenauigkeit 2, was die Annahme eines 2-Photon-Prozesses bestätigt.

Als Komponenten der 2-Photon-Ionisierung wurden organische Verunreinigungen des Kammergases (z.Bsp. Phenol, Toluol) identifiziert. Tabelle 3.2 gibt eine Übersicht mehrerer organischer Moleküle, deren Ionisationspotential unter  $2 \times 3.68 = 7.36$  eV für den  $N_2$ -Laser (mit \*\* gekennzeichnet) bzw. unter  $2 \times 4.68 = 9.36$  eV für den Nd-YAG-Laser liegen (mit \* gekennzeichnet).

Nach Herausfiltern der Verunreinigungen durch entsprechende Filtereinrichtungen sollte die Ionisationsdichte daher deutlich absinken. Unter Verwendung einer Titan-Getter-Pumpe und aktiviertem Kohlenstoff gelang es, die Ionisationsdichte eines Argon-Methan-Gemisches stark zu vermindern (Abbildung 3.6). Die Messungen belegen weiter, daß ein erheblicher Anteil der Verunreinigungen von Ausgasungen der aus rostfreiem Stahl bestehenden Kammerwände herrührt, wie in Abbildung 3.7 dargestellt ist. Die Kammerwand wurde auf  $48^\circ\text{C}$  erhitzt. Deutlich ist der Anstieg der Ionisationsdichte zu beobachten. Innerhalb einiger Stunden werden die ausgegasten Substanzen wieder gebunden, und die Ionisationsdichte erreicht den ursprünglichen Wert.

Mehrere Molekülarten, wie etwa TMA und TMPD, erhöhen die Ionisationsdichte für Wellenlängen von 266 nm bereits in Konzentrationen von einigen ppm um Größenordnungen (Abbildung 3.8). Die Ionisationsdichte ist dabei proportional zu  $J^2$  und zur Konzentration der untersuchten Verunreinigungen.

Da beim Bau unserer Testkammer, die sich in einem Drucktank aus Stahl befindet, viele Kunst- und Klebstoffe verwendet worden sind und gerade Benzolverbindungen sehr häufig vorkommen, nehmen wir organische Verunreinigungen des Kammergases ebenfalls als Ursache für den Ionisationsprozeß an.

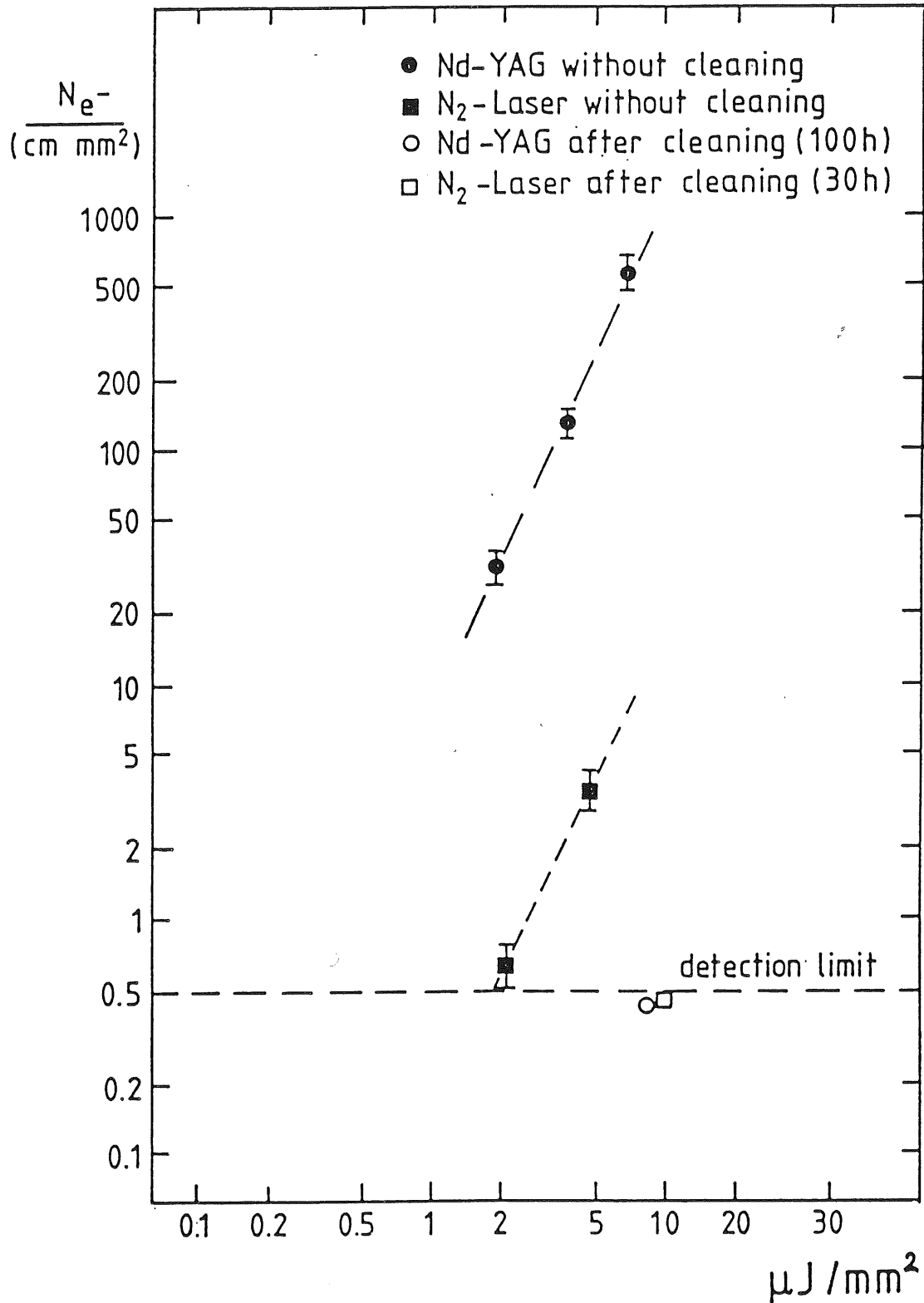


Abbildung 3.6: Ionisationsdichte als Funktion der Laser-Intensität für zwei Wellenlängen ( $\lambda = 266 \text{ nm}$  [Nd-YAG] und  $\lambda = 337 \text{ nm}$  [N<sub>2</sub>-Laser]) in doppel-logarithmischer Darstellung. Die Steigungen der Geraden betragen  $2.1 \pm 0.1$  für den Nd-YAG-Laser und  $2.0 \pm 0.1$  für den N<sub>2</sub>-Laser. Ebenfalls eingezeichnet sind die Grenzen der Ionisationsdichte, die man nach 30 bzw. 100 Stunden Gasreinigung erhält [HUB84].

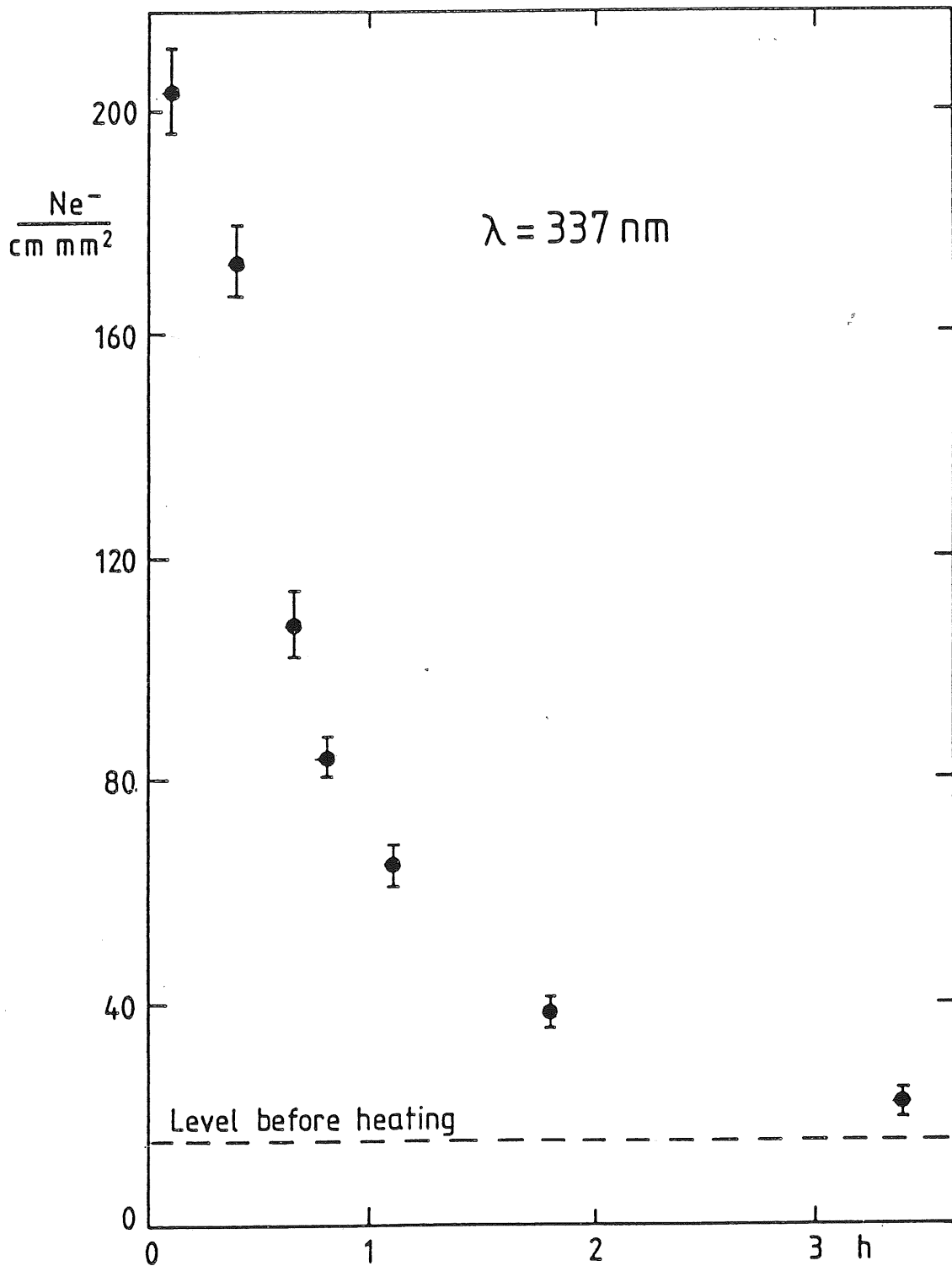


Abbildung 3.7: Abfall der Ionisationsdichte nach Erhitzen der Kammerwände auf 48°C und nachfolgender Abkühlung bei geschlossener Kammer (keine Gasreinigung). Die Messung wurde mit einem N<sub>2</sub>-Laser bei 4 μJ/mm<sup>2</sup> Strahlintensität durchgeführt [HUB84].

Molekül	Ionisierungsenergie [eV]
Neon	21.5
Argon	15.7
Methan	15.2
CO <sub>2</sub>	13.7
Benzol	9.25 *
Methylamin	8.97 *
Cyclohexen	8.95 *
Toluol	8.82 *
Cumene	8.69 *
n-Butylbenzene	8.69 *
m-Xylene	8.56 *
Trimethylamin (TMA)	8.50 *
Mesitylene	8.40 *
Phenole	8.30 *
Naphtalene	8.12 *
Triethylamine (TEA)	7.50 *
Anthracen	7.23 **
N,N-Dimethylanilin (DMA)	7.14 **
Nickelocene Ni(C <sub>5</sub> H <sub>5</sub> ) <sub>2</sub>	6.50 **
(N,N,N',N') Tetramethylphenylenediamine (TMPD)	6.18 **
Tetrakis-Dimethyl-Amine-Ethylene (TMAE)	5.36 **

Tabelle 3.2: Ionisierungsenergien [HUB84] [HES84] [HIL86]

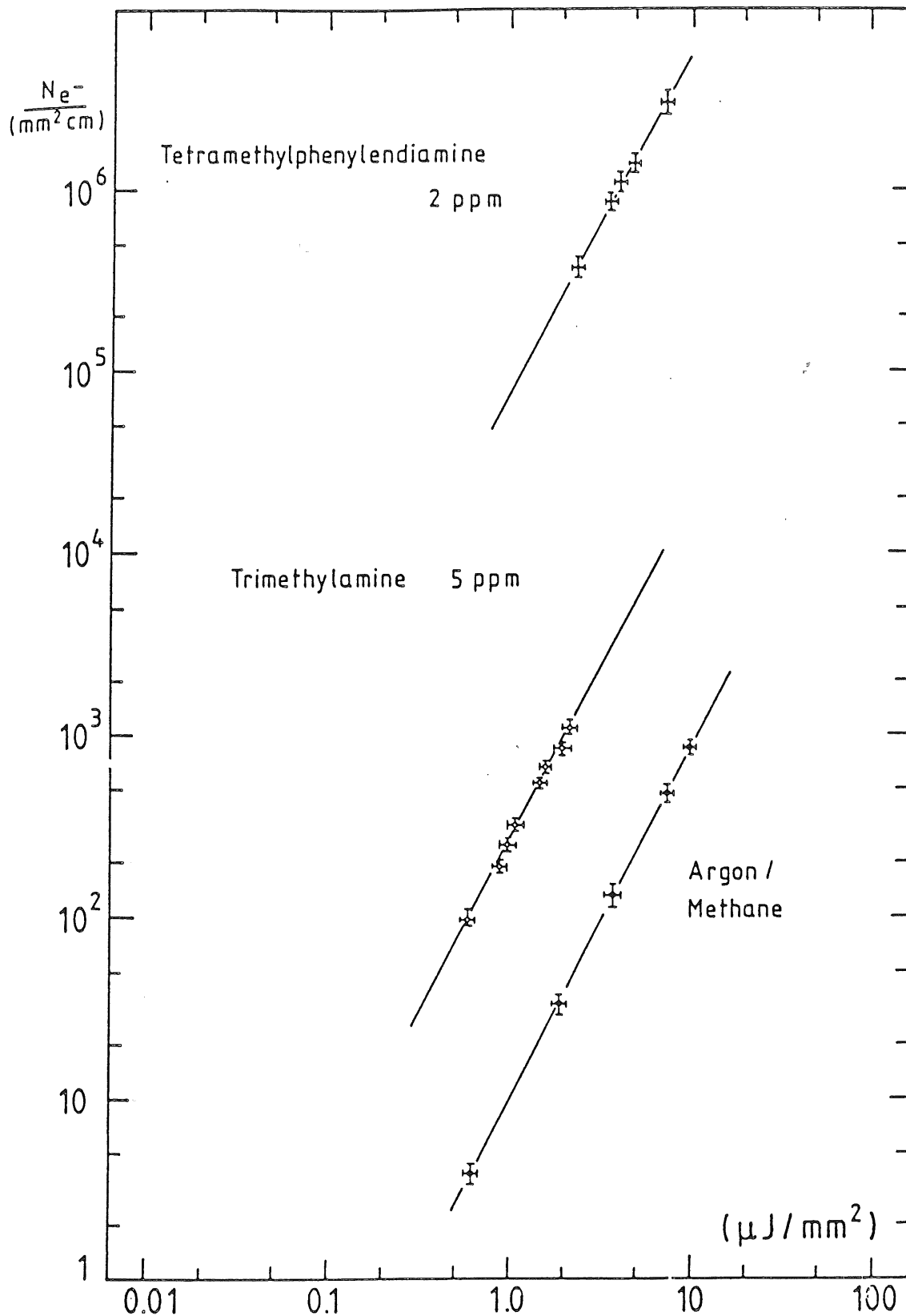


Abbildung 3.8: Ionisationsdichte als Funktion der Energiedichte bei  $\lambda = 266 \text{ nm}$  für ein  $\text{Ar}/\text{CH}_4$ -Gemisch (ungereinigt), das mit 5 ppm Trimethylamin und 2 ppm TMPD versetzt wurde (doppel-logarithmische Darstellung). Die Steigungen der Geraden betragen  $1.99 \pm 0.06$  ( $\text{Ar}/\text{CH}_4$ ),  $1.9 \pm 0.1$  (TMA) und  $1.9 \pm 0.2$  (TMPD) [HUB84]

### 3.4 Strahlführungssystem

Im Testaufbau wurden beide Laserstrahlen des  $N_2$ -Lasers durch die in Abbildung 3.9 gezeigte Optik geführt. Für die Testmessungen zeigte sich die Verwendung eines der beiden Laserstrahlen als ausreichend. Das Prisma trennt die beiden Strahlen B1 und B2. Um im Gasvolumen der Driftkammer eine möglichst hohe Energiedichte zu erhalten, befindet sich der Brennpunkt von Linse L1 nach Abbildung 3.4 zwischen den Volumina A und B am Ende der Laserklingen. L2 fokussiert den Strahl auf die Kammermitte. Ein in Höhe und Neigung verstellbarer, vollreflektierender Spiegel S1 dient zum Einstellen der Strahlage. Um Laserintensitätsschwankungen und den Zeitpunkt des Pulsbeginns feststellen zu können, werden durch den teildurchlässigen Spiegel S2 etwa 10 Prozent der Strahlenergie reflektiert und über UV-Filter einem Photomultiplier zugeführt. Die so erhaltenen Werte sind relative Messungen der Intensität und werden durch einen separaten Analog-Digital-Umsetzer für jeden Laserschuß gespeichert. Da die räumlichen Gegebenheiten eine dichtere Platzierung des Lasers an die Testkammer nicht zulassen, muß der Strahl über etwa 4 Meter geführt werden. Die Elemente des Strahlführungssystems befinden sich auf einer optischen Bank, die ihrerseits auf einem massiven Stahlträger gelagert ist. Dieser Stahlträger verläuft etwa 30 cm unterhalb der Eintrittsebene des Strahls. Daher sind alle Halterungen der optischen Elemente auf etwa 30 cm lange Messingstäbe montiert. Alle optischen Elemente wie Linsen, Spiegel und Prisma bestehen aus UV-durchlässigen Materialien (Suprasil, Herasil). Der Laserkopf befindet sich in einer verstellbaren Halterung.

Vor dem Einbau des Drucktanks in den Magneten wurde die Strahlausdehnung optisch vermessen. Zur Sichtbarmachung des Laserstrahls standen Kunststoffplättchen (*bbq wavelengthshifter*) zur Verfügung. Die Größe des Leuchtflecks ist ein Maß für die Ausdehnung des Strahls. Da das Material unter dem Laserlicht stark leuchtet, stellen die Abmessungen in Tabelle 3.3 nur Anhaltswerte dar.

Abmessungen des Laserstrahls		
Position	horizontal [mm]	vertikal [mm]
Eintritt	3.4	2
Kammermitte	2.5	0.6
Austritt	3	2

Tabelle 3.3: Abmessungen des Laserstrahls

Der Kammerrahmen ist im Tank so justiert, daß sich die in Abbildung 5.1 angedeutete Strahlage ergibt. Segment 3 wird vom Laserstrahl nicht durchquert. Entsprechend der so festgelegten Strahlposition sind die Auslesedrähte mit den zur Verfügung stehenden Vorverstärkern bestückt.



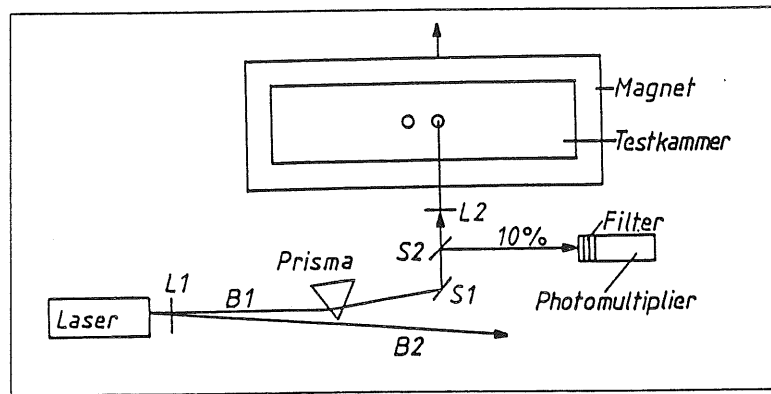


Abbildung 3.9: Strahlführungssystem. Die beiden Laserstrahlen B1 und B2 werden durch das Prisma aufgespalten. S1 ist ein vollreflektierender Spiegel und leitet den Hauptstrahl B1 über die Linse L2 in die Kammer. 10 Prozent der Strahlenergie werden durch den teildurchlässigen Spiegel S2 einem Photomultiplier zugeführt.

### 3.5 Elektrische Abschirmung

Der Betrieb des Lasers zusammen mit der Auslese-Elektronik bereitete Schwierigkeiten. Obwohl bereits Kopf, Steuerteil und Verbindungskabel des Lasers durch massiv ausgeführte Gehäuse bzw. Metallgeflecht und -folie gegen den Austritt elektromagnetischer Strahlung abgeschirmt sind, erreichten die Störimpulse am Eingang der Analog-Digital-Umsetzer Größen von 1,5 Volt. Da die Analog-Digital-Umsetzer maximal 0,063 Volt umsetzen können und die Störungen koinzident mit den Kammerdaten auftraten, waren weitere Maßnahmen zur Abschirmung notwendig.

Als Schirmdämpfung  $a$  bezeichnet man das logarithmische Verhältnis der magnetischen und elektrischen Feldstärken  $H_0$ ,  $E_0$  außerhalb der Abschirmung zu  $H_i$ ,  $E_i$  innerhalb der Abschirmung

$$a_E = \ln \left( \frac{E_0}{E_i} \right) \quad [\text{Neper}]$$

$$a_H = \ln \left( \frac{H_0}{H_i} \right) \quad [\text{Neper}]$$

Für den praktischen Aufbau der Schirmung gibt es verschiedene Möglichkeiten. Insbesondere bei höheren Frequenzen ist es sinnvoll, die magnetische und elektrische Schirmung getrennt zu betrachten [RIN57].

Zur Abschirmung der magnetischen Komponente einer äußeren Quelle kann man den zu schirmenden Raum mit Materialien hoher Permeabilität ( $\mu_r \sim 10^3 \cdot 10^6$ ) umgeben. Die magnetischen Feldlinien verlaufen dann fast ausschließlich innerhalb der Wandung (Abbildung 3.10 a). Als Werkstoffe werden dazu Mu-Metall, Permalloy oder Ultraperm verwendet. Auf Grund der hohen Kosten eignet sich diese Art der Abschirmung jedoch nur für kleinere Räume.

Eine weitere Art der magnetischen Abschirmung zeigt Abbildung 3.10 b. Hier verdrängen die im Inneren eines Maschendrahtgewebes erzeugten Wirbelströme das äußere Wechselfeld  $H_0$ . Die maximale Schirmdämpfung eines langen Käfigs aus Drahtgittern ist für hohe Frequenzen proportional dem Verhältnis  $D/W$ , wobei  $D$  den Abstand der Wände und  $W$  die Maschenweite bezeichnet.

Um die beim Betrieb eines Gerätes abgestrahlten elektrischen Feldkomponenten optimal abzuschirmen, benutzt man am besten ein geschlossenes Gehäuse mit elektrisch gut leitenden

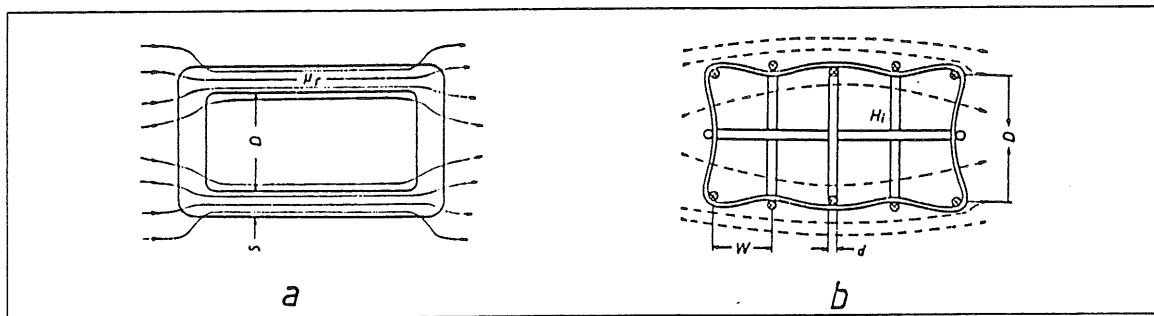


Abbildung 3.10: magnetische Abschirmung durch Materialien hoher Permeabilität (a) und durch Maschendrahtgewebe (b) [RIN57]

Wandungen (Abbildung 3.11 a). Die Schirmwirkung beruht dann auf den durch das elektromagnetische Feld erzeugten Wirbelströmen innerhalb der Wandung. Die Schirmwirkung  $a_W$  einer ebenen Wand ist

$$a_W = e^{-d/\sigma},$$

wobei

$d$  = Wanddicke

$\sigma = \sqrt{\rho/\pi f \mu_0 \mu_r}$  = Eindringtiefe

$\mu_0$  = absolute Permeabilität

$\mu_r$  = relative Permeabilität

$f$  = Frequenz

$\rho$  = spezifischer elektrischer Widerstand

bedeuten.

Das Gehäuse kann nach Abbildung 3.11 b mit etwas reduzierter Schirmwirkung durch Maschendrahtgewebe (Fliegengaze) aufgebaut werden. Die Feldlinien des äußeren Feldes enden zum größten Teil auf den Maschendrahten. Für einen Käfig aus gekreuzten Drähten, die kleine quadratische Flächen bilden, beträgt die elektrische Abschirmung etwa das Doppelte der magnetischen Abschirmung.

Im praktischen Betrieb wird die Schirmung jedoch durch unvermeidliche Fugen und Öffnungen für Strom- und Gasversorgung, Bedienung und Strahlaustritt wesentlich herabgesetzt. Eine Möglichkeit, trotz der Öffnungen in der Abschirmung eine hohe Gesamtdämpfung beizubehalten, besteht darin, diese Öffnungen als Hohlleiter auszubilden. In einem Hohlleiter breitet sich ein Wechselfeld nahezu ungedämpft aus, wenn die Wellenlänge  $\lambda$  des Feldes kleiner ist als die Grenzwellenlänge  $\lambda_k$  des Hohlleiters. Ist dagegen  $\lambda > \lambda_k$ , nehmen alle Feldstärkekomponenten in einem Hohlleiter der Länge  $l$  um  $e^{-\beta l}$  ab. Das Dämpfungsmaß der aperiodischen Abnahme berechnet sich zu

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_k} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_k}{\lambda}\right)^2} \quad \left[ \frac{\text{Neper}}{\text{cm}} \right]$$

Für einen kreiszylindrischen Hohlleiter mit dem Durchmesser  $d$  beträgt die Grenzwellenlänge der  $E_{01}$ -Welle

$$\lambda_k = 1.31 d \quad ,$$

liegt also in der Größenordnung von  $d$ .

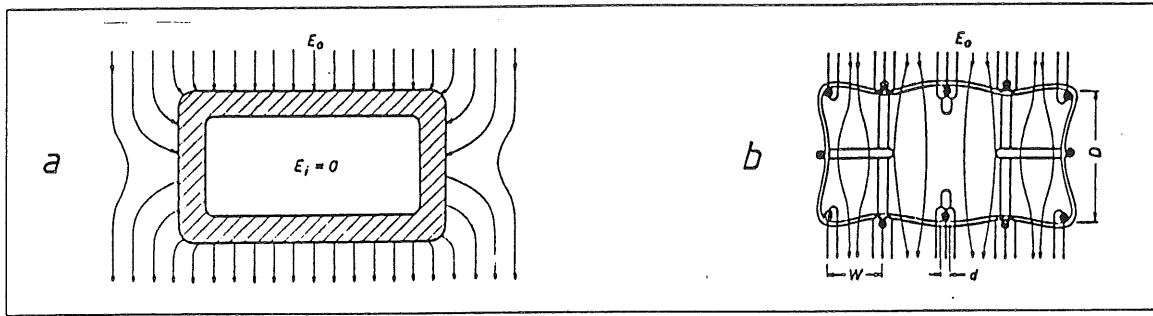


Abbildung 3.11: elektrische Abschirmung durch einen Faradayschen Käfig (a) und durch Maschendraht (b) [RIN57]

Um elektrische und magnetische Feldkomponenten abzuschirmen, und um den Aufwand für den dazu benötigten Aufbau möglichst niedrig zu halten, wählten wir eine Kombination von zwei Gehäusen aus Kupfer-Folie und Maschendraht. Da die Testkammer und die angeschlossene Elektronik jedoch ständigen Zugang zwecks Beobachtung und Bedienung erfordern und einem Käfig aus Maschendraht unter dieser Einschränkung ein hoher Konstruktionsaufwand gegenübersteht, wurde statt dessen der Laser abgeschirmt.

Abbildung 3.12 verdeutlicht den Aufbau der Abschirmung, deren Konstruktion hauptsächlich von der Forderung nach

- hohem Schirmungswert
- einfachem und kostengünstigen Aufbau
- Zugang zum Steuerteil des Lasers
- Einstellmöglichkeit der Kopfhalterung beim Laserbetrieb

geleitet wurde. Die Abschirmung umfaßt die Komponenten

- Breitbandfilter in der Stromversorgungsleitung
- geerdeter Kupfergeflechtmantel um die Stromzuleitungen
- Bau eines Gehäuses aus 0.5 mm Cu-Folie. Dabei ist das Gehäuse durch Kapton-Folie vom Lasergehäuse (Aluminium) elektrisch getrennt, um Ausgleichströme nicht auf den übrigen Aufbau zu übertragen.
- Bau eines Käfigs aus Maschendraht ("Fliegengaze", verzinkter Stahldraht) mit einer lichten Maschenweite von  $1 \text{ mm}^2$  bei etwa 0.2 mm Drahtstärke. Der Käfig hat etwa die Abmessungen  $2 \times 1 \times 0.5 \text{ m}$ , ist vom übrigen Aufbau elektrisch getrennt und durch massives Kupfergeflecht geerdet. Alle benötigten Öffnungen sind als zylindrische Ausstülpungen mit einem maximalen Durchmesser von  $\sim 15 \text{ cm}$  ausgeführt. Die Längen der Ausstülpungen betragen jeweils ein Vielfaches des Durchmessers.

Tabelle 3.4 faßt die Ergebnisse der Maßnahmen zusammen. Zum Vergleich ist die Größe der Störimpulse als Differenz der maximalen und minimalen Amplitude (Volt Spitze Spitze,  $V_{ss}$ ) angegeben. Nach H.Kaden [KAD50] berechnet man die maximale Schirmdämpfung eines aus Drahtgittern bestehenden Meßkäfigs für hohe Frequenzen des Störfeldes nach der Formel

$$a_{H_{max}} = \ln \left( \frac{H_0}{H_i} \right) \sim \ln \frac{\pi D}{W \ln \frac{W}{2\pi d}}$$

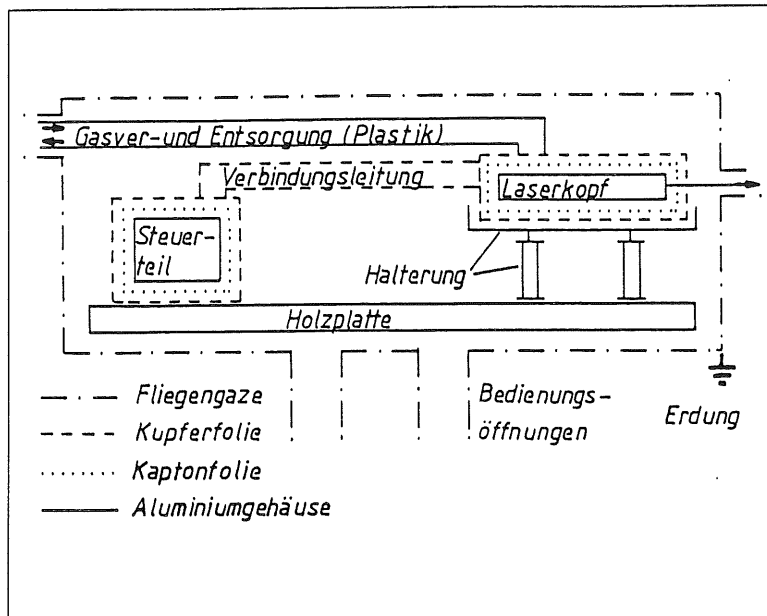


Abbildung 3.12: Abschirmung des Lasers. Steuerteil und Laserkopf befinden sich standardmäßig in Gehäusen aus Aluminium. Zusätzlich wurden diese Komponenten in Kupferfolie eingelötet und mit einem Käfig aus Eisen-Maschendraht umgeben.

Für die elektrische Abschirmung gilt etwa der gleiche Schirmwert, diese ist aber von der Frequenz unabhängig. In beiden Fällen befinden sich die Meßgeräte innerhalb des Käfigs, und die Störquelle außen. Berechnet man die Schirmdämpfung für den hier verwendeten Aufbau ( $D = 500 \text{ mm}$ ,  $W = 1 \text{ mm}$  und  $d = 0.1 \text{ mm}$ ) erhält man

$$a = 8 \text{ [Neper]} .$$

Im Testaufbau, in dem sich der Laser innerhalb des Gehäuses befindet, liegt die praktisch erreichbare Schirmdämpfung bei 5 Neper.

Maßnahmen	koinzidente Störimpulse
ohne weitere Abschirmung	$1.5 V_{ss}$
Gehäuse aus Cu-Folie, Netzfilter, abgeschirmte Leitungen und Erdung	$0.8 V_{ss}$
Gehäuse aus Fliegengaze	$0.005 V_{ss}$ Grundrauschen $0.01 V_{ss}$

Tabelle 3.4: Abschirmungsergebnisse

# Kapitel 4

## Signalverarbeitung

### 4.1 Datenweg und Überwachung

Der Datenweg ist schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt. Aufbau und Steuerung sind ausführlich durch [KRE86] beschrieben.

In diesem Abschnitt soll anhand eines Auslesezyklus' ("Laserschuß") das Zusammenspiel der Komponenten erklärt werden.

Ein Auslesezyklus umfaßt dabei folgende Schritte:

1. Der im Laser eingebaute Pulser (10 Hz) veranlaßt den Laser zur Erzeugung eines Laserstrahls.
2. Der teildurchlässige Spiegel S blendet einen Teil des Strahls aus und erzeugt über den Photomultiplier das Triggersignal. Die Ausleseelektronik beginnt zu lesen und die Ausgangssignale der Vorverstärker in Abschnitten von 10 ns über einen Zeitraum von 2560 ns zu digitalisieren. Infolge der geringen Driftgeschwindigkeit ist es notwendig, einen Teil der Wandler um etwa 1300 ns verzögert zu starten.
3. Der Hauptstrahl tritt in die Testkammer ein und ionisiert längs seiner Bahn das Kammergas.
4. Die entstehenden Ladungen werden an den Signaldrähten abgenommen und durch die Vorverstärker analog über Twisted Pair Leitungen an Analog-Digital-Wandler gegeben (Tabelle 2.1, [SCH86]).
5. Die Analog-Digital-Wandler digitalisieren die Pulse aller angeschlossenen Signaldrähte.
6. Zwei Mikroprozessoren reduzieren die anfallenden Daten.
7. Eine elektronische Datenverarbeitungsanlage (Nord 10) speichert die reduzierten Kammerdaten sowie die relative Intensität des Laserstrahls auf Magnetband und gestattet es gleichzeitig, die Daten zur Überwachung des Testaufbaus graphisch darzustellen [KRE86].

Die Auswertung aller Daten erfolgt im DESY-Rechenzentrum auf Großrechnern vom Typ IBM 3081K. Dazu werden die Daten der Magnetbänder in ein dafür besonders geeignetes Datenbanksystem eingespielt (BOS,[BLO79]). Die Auswertung wird in den folgenden Kapiteln beschrieben.

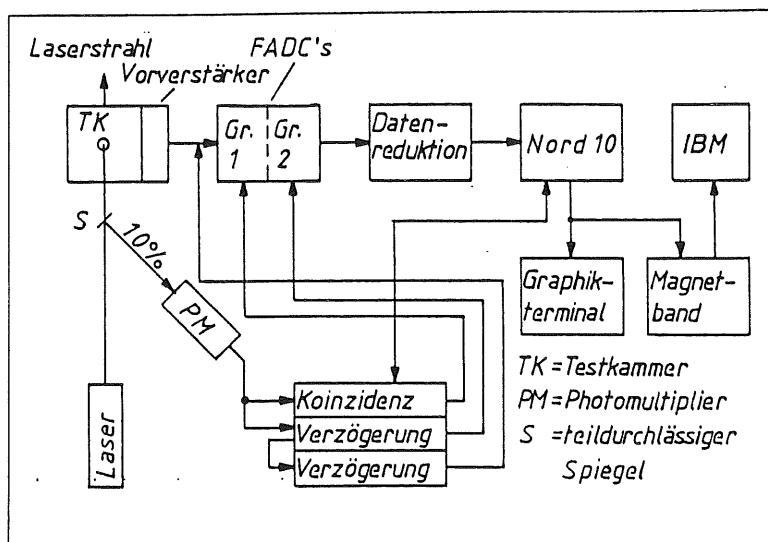


Abbildung 4.1: Signalverarbeitung. Dargestellt ist der Datenweg von der Testkammer bis zum Rechenzentrum, wo die Auswertung auf einem IBM-Rechner erfolgt.

Da der Aufbau der Triggerlogik entscheidend von den Eigenschaften der Analog-Digital-Wandler bestimmt wird, soll zunächst auf die Wandler eingegangen werden.

## 4.2 Analog-Digital-Wandler

Die Aufbereitung der von den Vorverstärkern gelieferten analogen Signale in eine für Rechner lesbare Form (Digitalisierung) übernehmen Analog-Digital-Wandler, im folgenden kurz "FADC" (*Flash Analog Digital Converter*) genannt.

Die zulässige Eingangsspannung beträgt 0 ... 63 mV. Das Triggersignal startet den Wandelzyklus, in welchem das analoge Signal bei einer Wandelrate von 100 MHz (Kanalbreite = 10 ns) mit einer Auflösung von 6 Bit in 256 Kanäle digitalisiert wird. Ein weiteres Bit zeigt an, ob die zulässige Eingangsspannung überschritten wurde, das 8. Bit ist unbelegt. Zur weiteren Verarbeitung werden die digitalen Spannungswerte in den FADC - Einschüben zwischengespeichert.

Eigenschaften der FADC's:

zulässige Eingangsspannung	: 0 ... 63 mV
Anzahl der Kanäle	: 256
Wandelrate	: 100 MHz (Kanalbreite = 10 ns)
Auflösung	: 6 Bit und 1 Überlaufbit

Um störende elektromagnetische Einstrahlungen auf die Übertragungsleitungen zwischen Vorverstärkern und FADC's (Länge ca. 50 m) herauszufiltern, besitzen die Vorverstärker bipolare Treiber. Die Übertragungsleitungen bestehen für jeden Vorverstärker aus 2 verdrehten Leitungen (Twisted Pair), die durch die komplementären Ausgänge der Vorverstärker gespeist werden (symmetrischer Betrieb). Da der Wellenwiderstand infolge der Verdrehung längs der Leitung als Funktion der Frequenz annähernd konstant ist, können Impulse auch auf größere Entfernungen ( $\gg 50$  m) mit hohen Frequenzen ( $> 15$  MHz) übertragen werden [KUE79].

In den Eingängen der FADC's befinden sich Differenzverstärker, auf deren invertierende bzw. nicht-invertierende Eingänge die Twisted Pair Leitungen gegeben werden. Durch äußere Einflüsse aufgenommene Störspannungen und -ströme stimmen auf beiden Leitungen in Betrag und Phase überein (Gleichtaktsignale) und werden daher durch den Differenzverstärker nicht angezeigt. Mit höheren Frequenzen treffen die Störsignale auf Grund unterschiedlicher Kabellängen der verdrehten Leitungen jedoch nicht mehr mit gleicher Phase am Differenzverstärker ein, so daß die in Kapitel 3 beschriebenen weiteren Maßnahmen zur Abschirmung notwendig waren.

Um das Verhältnis zwischen den Amplituden von Kammersignalen und Rauschen zu ermitteln, wurden über einen Funktionsgenerator datenähnliche Pulse auf die Vorverstärker gegeben. Die in diesem Testaufbau verwendeten Übertragungsleitungen haben für solche Signale ein Signal/Rauschverhältnis von 10/1.

### 4.3 Trigger

In Abbildung 4.2 ist die Triggerlogik dargestellt. Das Triggersignal aus dem Photomultiplier liefert nach Aufbereitung durch einen Diskriminator den Startpuls für die Auslese und Digitalisierung der Daten. Um Schwankungen der Laserstrahlenergie zu messen, wird die Amplitude des 10% Laserpulses in einem separaten Analog-Digital-Wandler digitalisiert und gespeichert. Ist der Datennahmerechner (NORD 10) bereit, werden die analogen Signale der Vorverstärker bei einer Kanalbreite von 10 ns in 256 Kanäle digitalisiert. Monostabile Kippstufen (Monoflops) sichern, daß während des Wandelzyklus' keine weiteren Triggersignale eintreffen können.

Hinsichtlich der geringen Driftgeschwindigkeiten und der Geometrie der Testkammer erwies sich jedoch der Zeitraum von 2560 ns, in dem Daten gewandelt werden, als nicht ausreichend. Die Driftzeiten betragen bis zu 3400 ns. Eine Lösung dieses Problems bietet die Verschaltung der FADC's nach Abbildung 4.2.

Da die Tests mit Hilfe eines ortsfesten Laserstrahls durchgeführt werden, erwartet man für jeden Signaldraht eine konstante Driftzeit. Ist die zu erwartende Driftzeit größer als 2560 ns, muß der angeschlossene FADC verzögert gestartet werden. Für dieses Experiment erschien eine Einteilung der FADC's in zwei Gruppen sinnvoll. Während das Triggersignal die erste Gruppe sofort startet (Signal 2, Wandelzyklus Gruppe 1), erhält die zweite Gruppe das Startsignal über ein Verzögerungsglied erst 1300 ns nach dem Triggersignal (Signal 5, Wandelzyklus Gruppe 2). Dadurch digitalisieren die FADC's aus Gruppe 2 im Zeitraum 1300 ... 3860 ns nach dem Triggersignal.

Die Zuordnung der Signaldrähte an die jeweilige Gruppe erfolgt je nach Position des Laserstrahls mit Hilfe des Überwachungsprogramms [KRE86], durch das sich die digitalisierten Daten wie in Abbildung 5.3 auf einem Graphikbildschirm darstellen lassen.

Um die beiden Gruppen zeitlich zueinander in Beziehung zu setzen, digitalisieren je 4 FADC's beider Gruppen eine zusätzliche Zeitmarke. Zur Erzeugung der Zeitmarke wird das Startsignal der zweiten Gruppe nochmals verzögert und, durch einen Funktionsgenerator aufbereitet, auf jeweils 4 Eingänge beider FADC-Gruppen geführt. Aus der zeitlichen Differenz der Zeitmittelwerte beider Gruppen kann die Verzögerung unabhängig von der Konstanz des Verzögerungsgliedes bestimmt werden.

Abbildung 4.3 zeigt die Zeitmarken beider Gruppen. Die Verzögerungszeit  $t_s$  beträgt etwa 1300 ns.

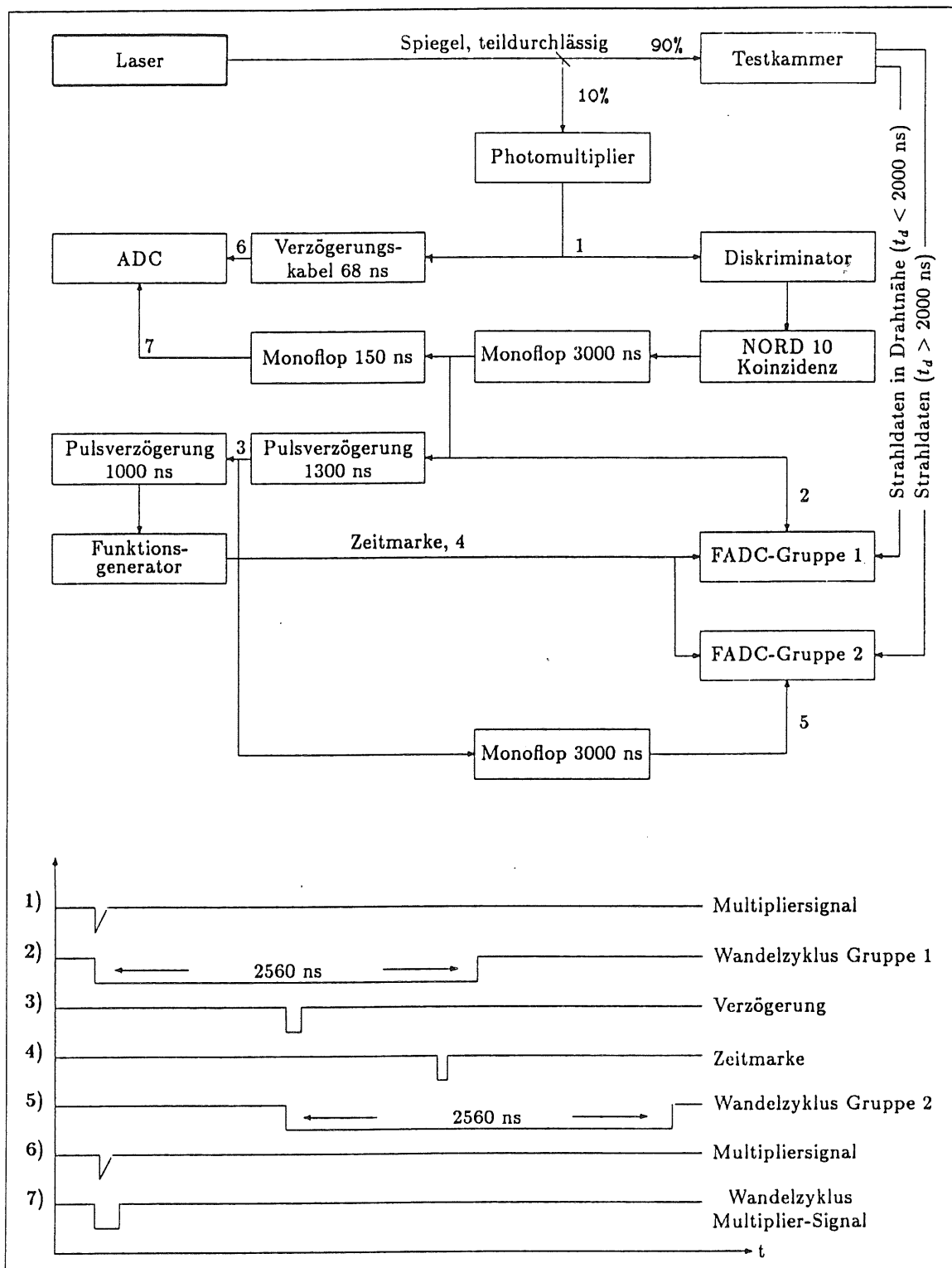


Abbildung 4.2: Triggerlogik. Die FADC's sind in zwei Gruppen eingeteilt, von denen die erste durch den Trigger prompt gestartet wird, die zweite dagegen erst mit einer Verzögerung von 1300 ns.



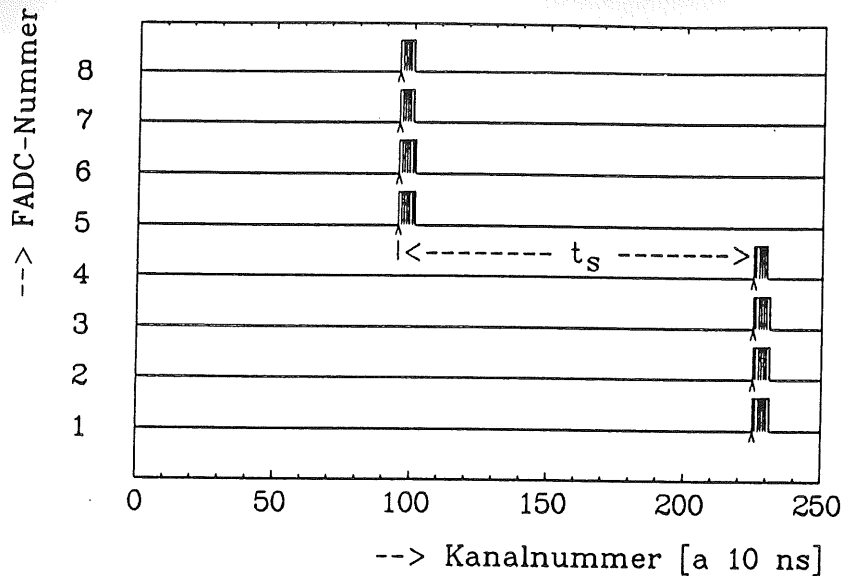


Abbildung 4.3: Zeitmarken der FADC-Gruppe 1 und 2. Die FADC - Nummern 5-8 gehören zur zweiten Gruppe und werden um die Zeit  $t_s$  verzögert gestartet. Daher liegen die gleichzeitig eingespielten Marken für die zweite Gruppe bei kleineren Kanalnummern.

#### 4.4 Datenreduktion

Jeder FADC produziert 256 Datenworte zu 7 Bit, unabhängig davon, ob Pulse vorhanden sind oder nur Rauschen digitalisiert wurde. Bedingt durch die Rechnerstruktur können Datenworte nur in Einheiten von 8 Bit (= 1 Byte) übertragen werden. In diesem Experiment werden 80 FADC's verwendet, das entspricht einer Datenmenge von 20 Kbyte, die eigentlich für jedes Ereignis über das zur Verfügung stehende CAMAC-Interface seriell in den Datennahmerechner (Nord 10) gelesen werden müßten. Dieser Lesezyklus ist zeitaufwendig (100 sec) und stellt hohe Anforderungen bezüglich der verfügbaren Speichergröße. 1000 Ereignissen würden 20 Mbyte entsprechen.

Daher verwendeten wir ein von C.Kleinwort entwickeltes und auf Mikroprozessoren vom Typ TMS 99000 installiertes Datenreduktions-Programm [CKL84]. Dieses Programm reduziert die anfallenden Daten um etwa 90 Prozent. Dabei wird der Inhalt eines FADC-Speichers nur dann weiter verarbeitet, wenn tatsächlich ein Puls erkannt wurde. Auf das Magnetband werden nur die Daten des Pulses weitergereicht. Ein entsprechender Block enthält dann

- Fläche
- Drahtnummer
- Grundrauschen (*Pedestal*)
- Startkanal eines Pulses
- Kanalinhalt des FADC's für den jeweiligen Puls

Der zugrunde liegende Algorithmus soll anhand von Abbildung 4.4 und 5.9 erläutert werden. Im wesentlichen stellen sich dazu folgende Fragen:

1. Wie groß ist das Rauschen
2. Wann beginnt ein Puls

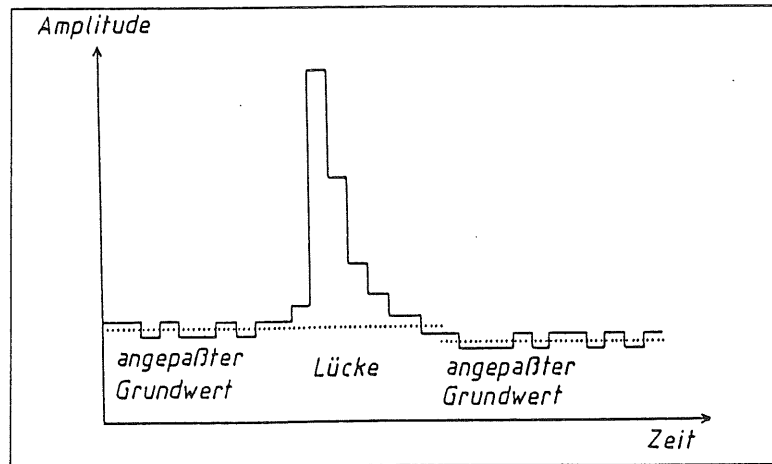


Abbildung 4.4: Grundwertanpassung. Vor und nach einer Lücke wird der Grundwert neu angepaßt. Pulse können nur in einer Lücke erkannt werden.

3. Wann ist der Puls abgeschlossen
4. Gibt es Doppelpulse

Die Erklärungen für die folgenden Kriterien sind detailliert in [CKL84] nachzulesen.

**Rauschen:** Solange kein Puls erkannt ist, werden die Inhalte  $h_i$  der FADC-Kanalnummer  $i$  ( $i = 0..255$ ) entsprechend den zugehörigen Zeiten (Kanalnummer mal 10 ns) durchgegangen. Grundsätzlich gibt es nur Rauschen und sogenannte Lücken im Rauschen (Abbildung 4.4. Ein Puls kann nur in einer Lücke erkannt werden. Der Mittelwert aller Kanalinhalt vor einer Lücke (Pedestal-Kanäle) bildet den Grundwert. Folgen weitere Lücken, wird der Grundwert vor jeder Lücke neu bestimmt. Grundwertfluktuationen wirken sich daher nicht auf die Nachweiswahrscheinlichkeit aus - ein Vorteil, den das Einstellen einer festen Schwelle nicht mit sich bringen würde.

**Pedestal-Kanal:** Unterscheiden sich ein Kanal  $i$  und seine beiden Nachbarkanäle um nicht mehr als zwei Zähleinheiten, ist  $i$  ein Pedestal-Kanal. Die drei Kriterien

$$\begin{aligned} |h_i - h_{i+1}| &\leq 2 \\ |h_i - h_{i-1}| &\leq 2 \\ |h_{i-1} - h_{i+1}| &\leq 2 \end{aligned}$$

müssen erfüllt sein.

**Lücke:** Eine Lücke existiert, wenn vier aufeinander folgende Kanäle über der Schwelle  $S$  liegen. Die Schwelle  $S$  liegt 2 Zähleinheiten höher als der Grundwert. Ein Puls kann nur in einer Lücke erkannt werden.

**Pulsbeginn:** Es wird angenommen, daß ein Puls beginnt, wenn für die Inhalte  $h_i$  der FADC-Kanäle  $i$  das Kriterium

$$h_i > S \quad \text{und} \quad h_{i+1} > S \quad \text{und} \quad h_i + h_{i+1} > 2 \cdot S + 2$$

erfüllt ist.

**Abfallende Flanke:** Die abfallende Flanke eines Pulses wird dann erkannt, wenn die Inhalte von vier aufeinanderfolgenden Kanälen  $h_{i-3}, h_{i-2} \dots h_i$  monoton fallen. Ein Kanal darf aber "ausreißen", um trotz Störungen noch die abfallende Flanke erkennen zu können. Eines der drei Kriterien

$$(h_{i-2} > h_{i-1} > h_i)$$

$$(h_{i-3} > h_{i-2} > h_i)$$

$$(h_{i-3} > h_{i-1} > h_i)$$

muß erfüllt sein, um die abfallende Flanke zu erkennen.

**Puls-Ende:** Das Puls-Ende wird dann erkannt, wenn von den Inhalten dreier aufeinander folgender Kanäle mindestens zwei unterhalb oder auf der Schwelle liegen.

$$(h_i \leq S \quad \text{und} \quad h_{i+1} \leq S) \quad (h_i \leq S \quad \text{und} \quad h_{i+2} \leq S)$$

**Doppelpulsbeginn:** Wenn die abfallende Flanke erkannt worden ist, sucht das Programm entweder das Puls-Ende oder den Beginn eines Doppelpulses. Ein Doppelpuls wird erkannt, wenn die Inhalte der beiden folgenden Kanäle größer als der des untersuchten sind :

$$h_i < h_{i+1} \quad \text{und} \quad h_{i+1} \leq h_{i+2}$$

Die Kriterien für die abfallende Flanke und den Doppelpulsbeginn legen die Doppelpulsauflösung mit 25 ns fest. Bei einer Driftgeschwindigkeit von 15 mm/ $\mu$ sec entspricht dies einer Doppelpulsauflösung von etwa 0.375 mm.

Neben den eigentlichen Pulsdaten werden durch den Datennahme-Rechner für jedes Ereignis weitere Daten wie Uhrzeit, Datum, Experimentnummer, Lage der Kammer im Magneten, Größe der Driftspannungen, Stärke des Magnetfeldes, Druck des Füllgases, relative Laserintensität und Ereignisnummer auf das Magnetband geschrieben.

Die Frage, wie aus den reduzierten Daten der FADC's auf die Koordinaten des Laserstrahls zurückgerechnet werden kann, soll im nächsten Kapitel behandelt werden.

# Kapitel 5

## Messungen ohne Magnetfeld

### 5.1 Durchführung der Messungen

Um Driftgeschwindigkeit und Strahllage zu ermitteln, wurden 1532 "Laserschüsse" ohne angelegtes Magnetfeld aufgezeichnet. Der Lorentzwinkel beträgt also null Grad und die  $e^-$ -Cluster driften parallel  $\vec{E}$  auf die Signaldrahtflächen. Abbildung 5.1 deutet die Strahllage an.

#### 5.1.1 Fehlende Drähte

Infolge gerissener Drähte oder nicht vorhandener bzw. defekter Vorverstärker produzieren die FADC's folgender Kanalnummern (Bezeichnungen siehe Abbildung 2.5) keine Signale:

Fläche 1	7	defekter Vorverstärker
	23	defekter Vorverstärker
	33 .. 40	keine Vorverstärker
Fläche 2	1 .. 8	Zeitbezugsmarken beider Flächen
	14	defekter Vorverstärker
	23	defekter Vorverstärker
	28	gerissener Signaldraht

Diese Drähte werden von der Auswertung ausgenommen.

#### 5.1.2 Eichung der Elektronik

Um die Einflüsse unterschiedlich langer Datenkabel, verschiedener Wandelraten der FADC's und von Laufzeitdifferenzen der Daten und der FADC-Triggersignale zu erfassen, wurden über die Testeingänge der Vorverstärker die Zeitmaßstäbe der FADC's geeicht [KRE86]. Die Eichung faßt alle Laufzeit- und Triggerdifferenzen für jedes FADC-Modul (jeweils 4 FADC's) unter einem konstanten Faktor  $t_0$  zusammen. Weiter erhält jedes Modul einen Zeitfaktor  $c$ , um die unterschiedlichen Abtastfrequenzen (Wandelraten) der Module auf den gemeinsamen Mittelwert zu beziehen. Dazu wurden von einem Funktionsgenerator erzeugte, datenähnliche Pulse gleichzeitig über die Testeingänge an die Vorverstärker gegeben. Die Ergebnisse für die so erhaltenen  $t_0$  und  $c$  enthält Abbildung 5.2 a und b.

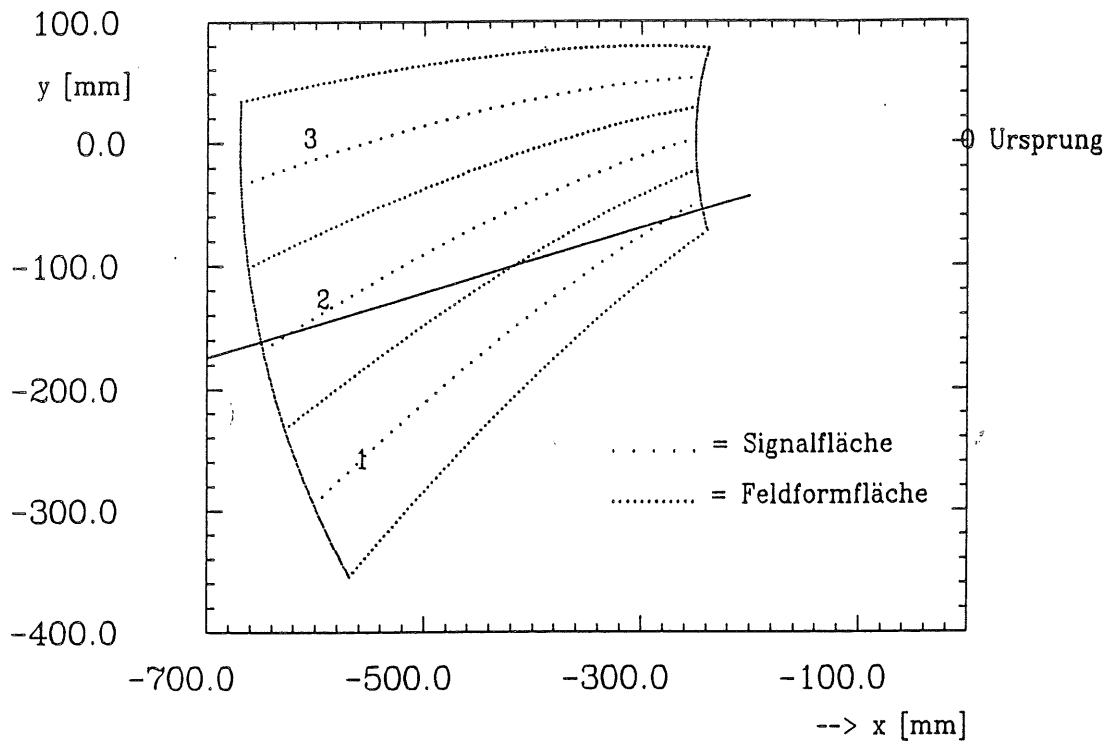


Abbildung 5.1: Strahlzuge

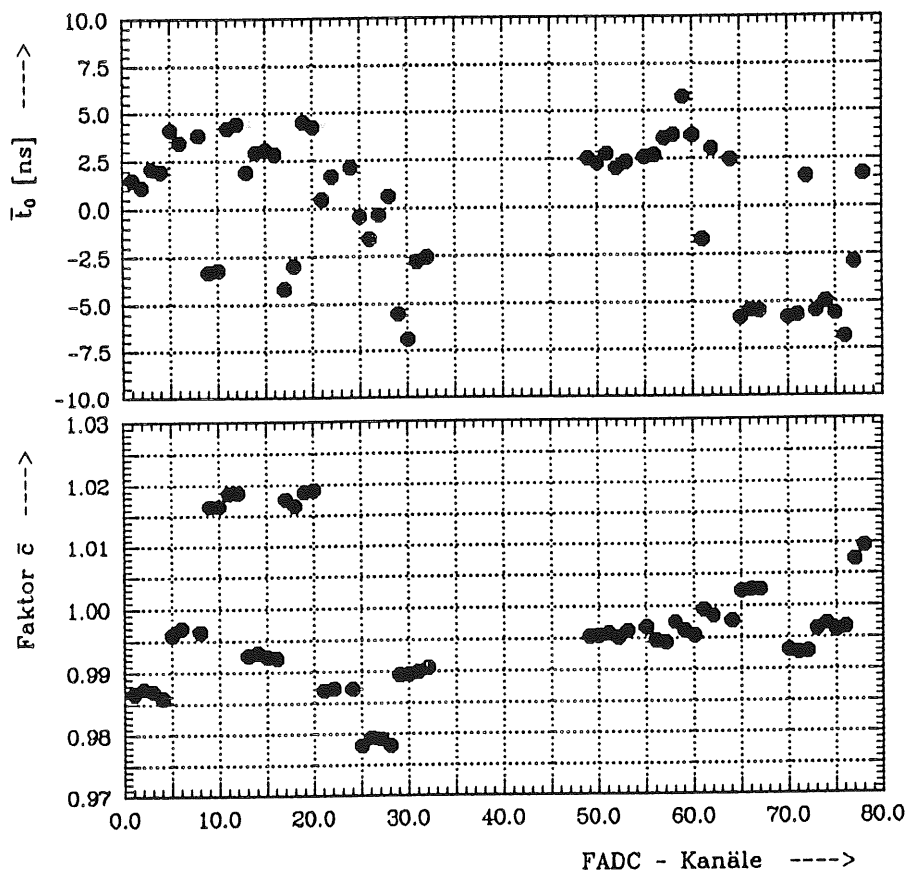


Abbildung 5.2: Eichkonstanten der Elektronik

Einem FADC-Kanal  $i$  wird die Zeit

$$t_d = t_0 + c \cdot i + t_s \quad [ns]$$

zugeordnet, wobei  $t_s$  die Verzögerung der zweiten FADC-Gruppe bedeutet (für die der ersten Gruppe zugeordneten FADC's ist  $t_s = 0$ ). Für die weiteren Messungen werden diese Eichkonstanten zur Driftzeitbestimmung benutzt.

### 5.1.3 Synchronisation der FADC's

Nach der in Abbildung 5.1 beschriebenen Strahlage wurden die FADC's zur Digitalisierung der Informationen aus

- Segment 1, Drahtnummern 13-40 und aus
- Segment 2, Drahtnummern 5-8, 9-32

verzögert gestartet. Die Zeitmarke wurde auf die dem 2. Segment zugeordneten FADC's

- 1-4 für die nicht verzögerte Gruppe und
- 5-8 für die verzögerte Gruppe

eingespielt und digitalisiert. In Abbildung 4.3 ist für jeden dieser FADC's die digitalisierte Zeitmarke dargestellt. Da die FADC's 5-8 gegenüber den FADC's 1-4 verzögert gestartet werden, liegen die Pulse der FADC's 5-8 bei zeitlich kleineren Werten. Die Verzögerungszeit beträgt etwa 1300 ns.

### 5.1.4 Betriebsdaten

Die Betriebsdaten der Kammer für den Test sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Betriebsdaten der Testkammer	
Gas	Ar-CO <sub>2</sub> -CH <sub>4</sub> 89.1-9.9-1 mit 2 Prozent H <sub>2</sub> O
Druck	1100 mbar
Drift-Spannungen	U <sub>1</sub> = 3000 V, U <sub>2</sub> = 1800 V, U <sub>3</sub> = 1350 V
Gasverstärkung	Segment 1 = 2175 V, Segment 2 = 2100 V

Tabelle 5.1: Betriebsdaten der Testkammer

### 5.1.5 Beobachtungen

Die stabile Lage des Strahlführungssystems wurde während der Messung anhand eines BBQ-Streifens am Austrittsfenster des Magneten kontrolliert.

Abbildung 5.3 und 5.4 zeigen die reduzierten Daten eines Ereignisses, wie sie auf dem Überwachungsmonitor zu beobachten waren. Die kleinen Spitzen bezeichnen die Startkanäle der erkannten Pulse bzw. Doppelpulse.

Bemerkenswert erscheint, daß die Amplituden der Pulse von Fläche 2 gegenüber Fläche 1 deutlich größer ausfallen, obwohl die Gasverstärkungsspannung geringer eingestellt wurde. Dieser Effekt konnte bisher nicht befriedigend erklärt werden, da beide Segmente baugleich ausgeführt sind und gemeinsam mit den Driftspannungen versorgt werden [SCH86]. Es bieten sich zwei mögliche Erklärungen an:

1. Segment 2 wird auf beiden Seiten von angrenzenden Segmenten abgeschlossen, Segment 1 ist dagegen auf einer Seite "offen". Es könnten sich unterschiedliche Driftfelder ausbilden, die die Gasverstärkung auf Fläche 1 gegenüber dem erwarteten Wert herabsetzen. Dafür spricht, daß, wie später erläutert wird, die Driftgeschwindigkeit in Segment 1 trotz höher eingestellter Gasverstärkungsspannung (und damit kleinerer elektrischer Feldstärke im Driftraum) einen etwas höheren Wert als die in Segment 2 besitzt. Feldrechnungen durch H.Kreiser [KRE86] lassen dieses Verhalten indessen nicht verstehen.
2. Wie bereits durch W.Schnitt [SCH86] ausführlich diskutiert, könnten die Drähte der Testkammer unterschiedliche Oberflächenstrukturen besitzen. Die Geschichte der Kammer weist diesbezüglich zwei kritische Punkte auf:
  - Während umfangreicher Testmessungen zur Spannungsfestigkeit neigte überwiegend Fläche 1 zu Hochspannungsüberschlägen. Experimente an einer 3-Draht-Kammer zeigen, daß Funkenbildung die Oberfläche der gold-plattierten Signaldrähte verletzt [SCH86]. Fläche 1 könnte also stärker geschädigt sein, als Fläche 2. Indessen müßten alle Signaldrähte der unteren Fläche auf halber Kammerlänge gleiche Beschädigungen aufweisen, da durch den Laser nur diese Bereiche angesprochen werden.
  - Durch ein defektes Sicherheitsventil wurden die Abgase einer Vakuumpumpe in das Innere der Testkammer angesaugt. Dadurch wurden Tank-Innenwand und Drähte mit Pumpenöl niedrigen Dampfdrucks ("Vakuum-Öl") kontaminiert. Unter Verwendung eines Lösungsmittels (60/70 Petrolether) gelang es, die Driftkammer in einen funktionsfähigen Zustand zurückzusetzen und die hier beschriebenen Messungen durchzuführen [SCH86]. Gleichwohl konnten Rückstände des Öles in den Hülsen und auf den Drähten gaschromatographisch nachgewiesen werden (Abbildung 5.5, [RUD84]). Insbesondere wäre es möglich, daß das Öl von den oberen Flächen heruntergewaschen worden ist und sich auf der unteren Fläche vermehrt Rückstände befinden.

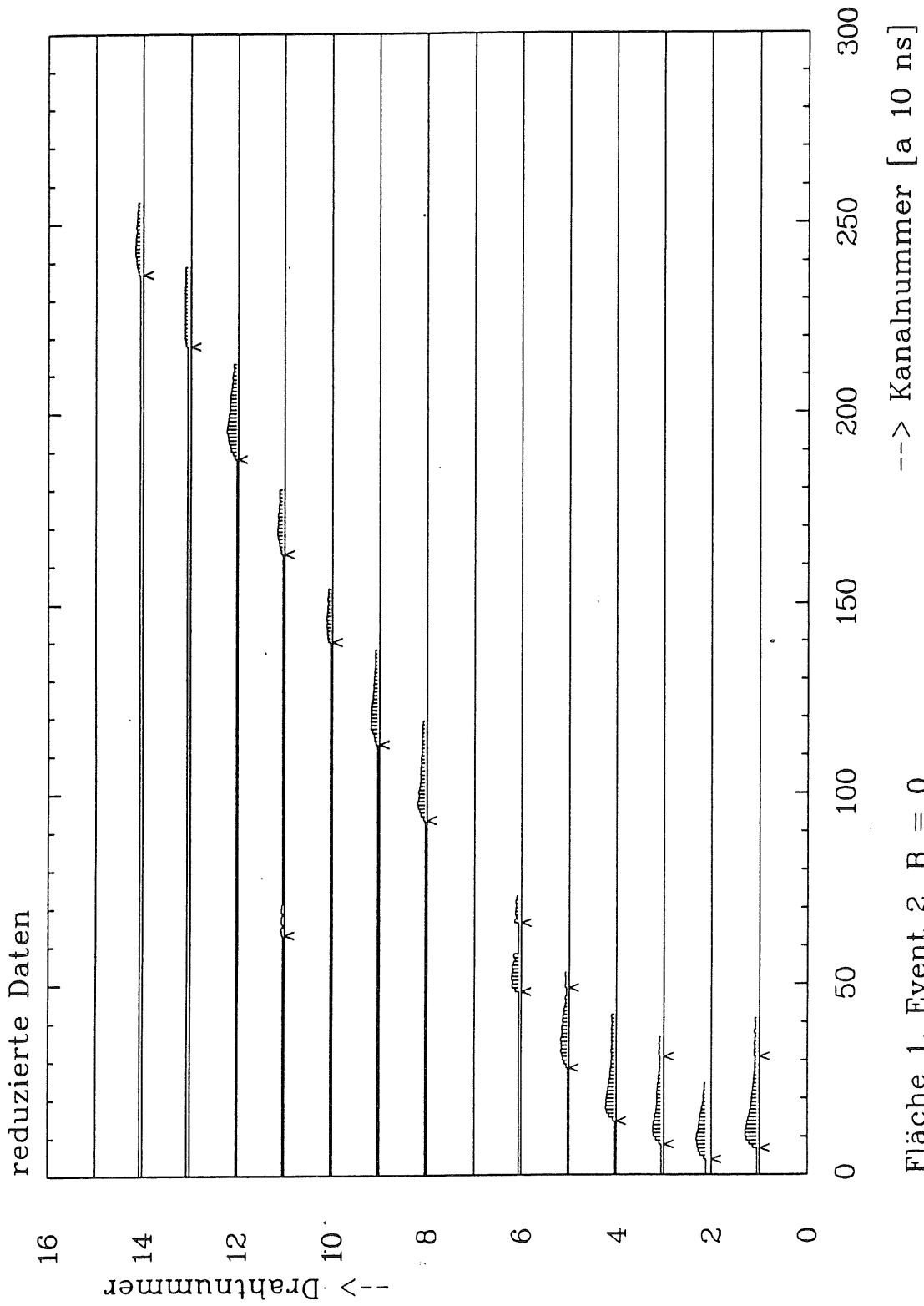


Abbildung 5.3: reduzierte Daten aus Segment 1



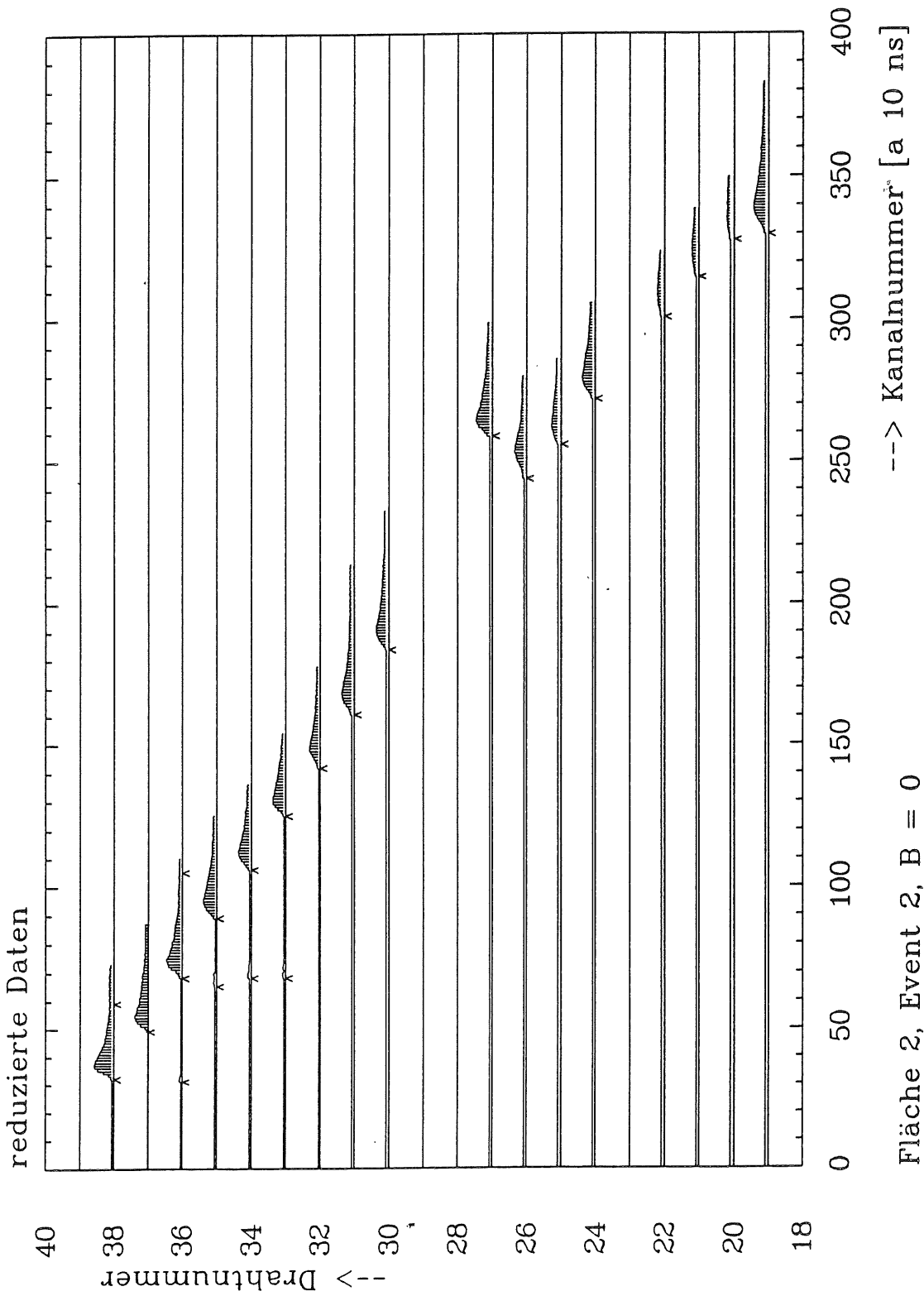


Abbildung 5.4: reduzierte Daten aus Segment 2

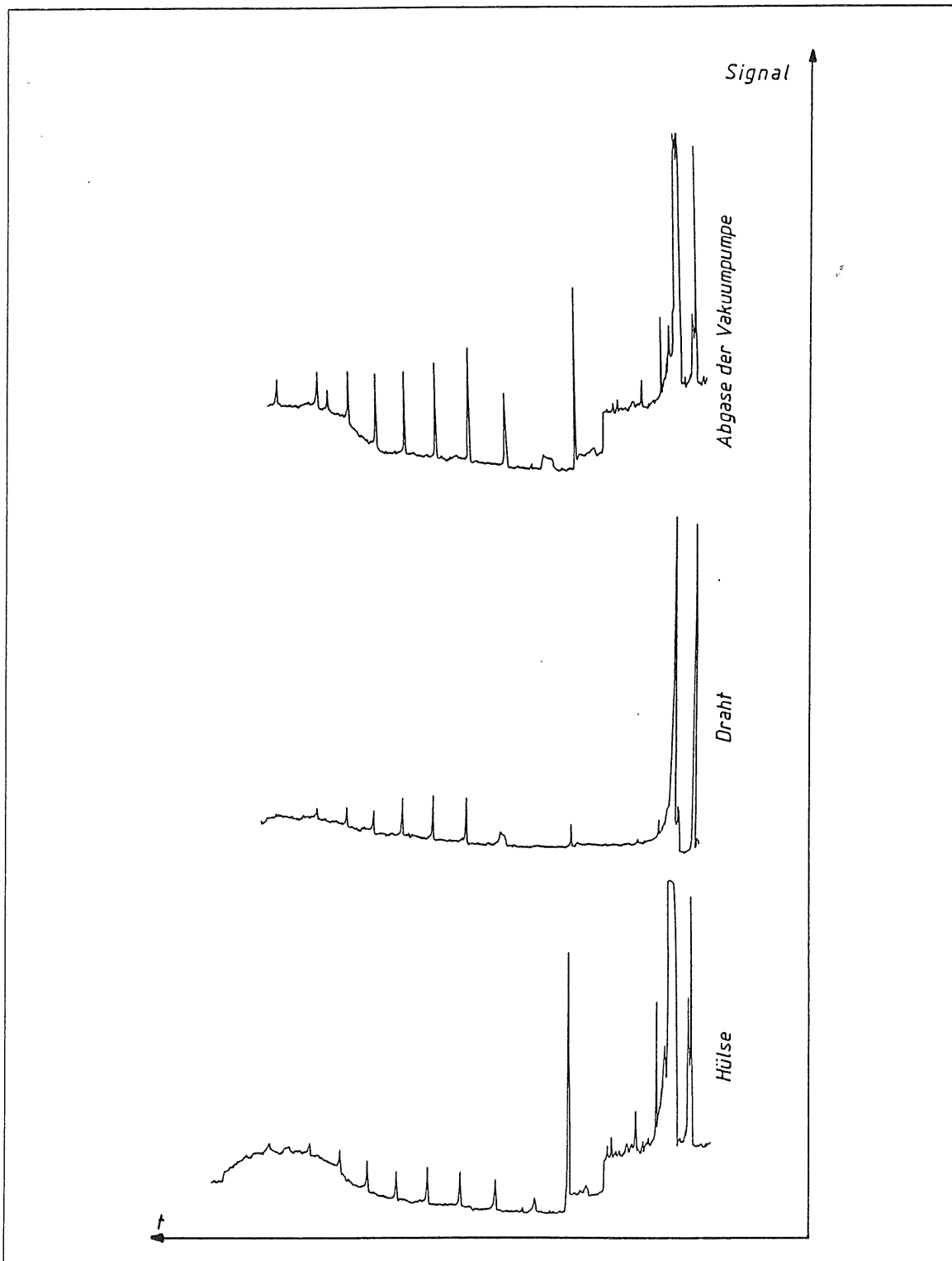


Abbildung 5.5: gaschromatographischer Vergleich zwischen Abgasen der Vakuumpumpe und Rückständen auf einem Signaldraht und dessen Hülse. Spitzen zu gleichen Zeitpunkten weisen darauf hin, daß dieselbe Ionensorte nachgewiesen wurde.

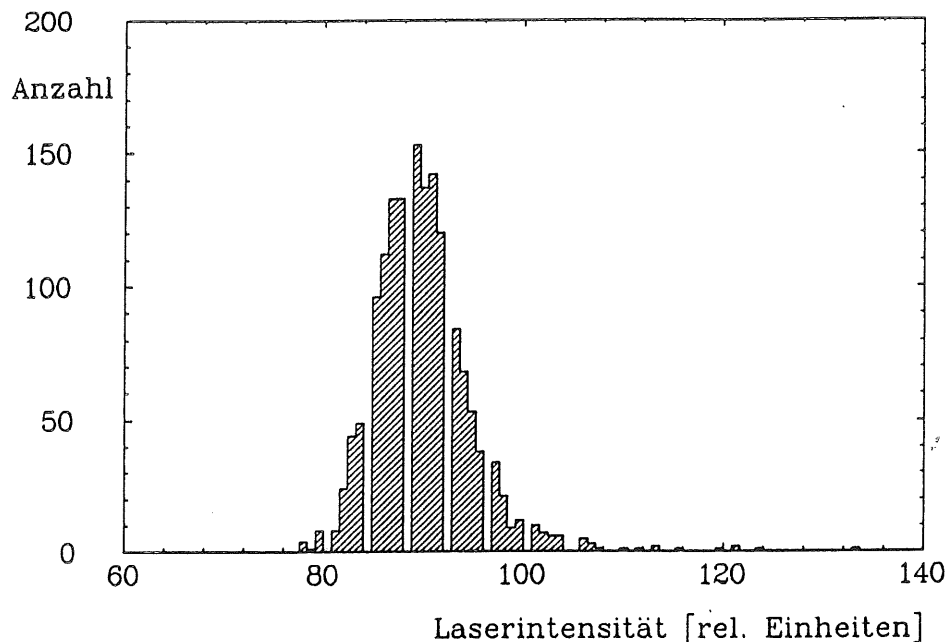


Abbildung 5.6: Schwankungen der Laserintensität

## 5.2 Laserintensität

Auf den Photomultiplier wurden etwa 10 Prozent der Laserleistung geführt und dessen Ausgangssignal durch einen separaten Analog-Digital-Wandler mitgespeichert. Da die Pulslänge des Laserstrahls infolge der früher beschriebenen Bauweise nahezu konstant ist (1 ns), sind die Amplituden der Signale des Photomultipliers proportional zur Strahlintensität. Die Verteilung der auf diese Weise erhaltenen Werte ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Die Laserintensität beträgt  $90 \pm 5$  relative Einheiten.

Intensitätsschwankungen des Laserstrahls können nach den in Kapitel 3 beschriebenen Meßergebnissen Einfluß auf die Ionisationsdichte, somit auf die durch die Signaldrähte nachgewiesene Ladung und damit auf die Pulsflächen haben.

$$\int_{\text{Pulsanfang}}^{\text{Pulsende}} \text{Pulshöhe} \cdot dt = \text{Ladung}$$

Daher wurde für jeden Laserschuß und jeden dabei erkannten Einzelpuls die Pulsfläche bestimmt und gegen die Laserintensität in ein logarithmisch skaliertes Koordinatensystem eingetragen. Falls bei unseren Messungen eine derartige Abhängigkeit besteht, sollte der Zusammenhang linear sein und die Werte sollten eine hohe Korrelation aufweisen. Der Korrelationskoeffizient  $k$  berechnet sich nach der Formel

$$k = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}}$$

Es bedeutet dabei

$$\bar{x} = (\sum_{i=1}^n x_i) / n, \quad \bar{y} = (\sum_{i=1}^n y_i) / n$$

$n$  = Anzahl der Einträge

$x_i$  =  $\ln(\text{Laserintensität})$

$y_i$  =  $\ln(\text{Pulsfläche})$

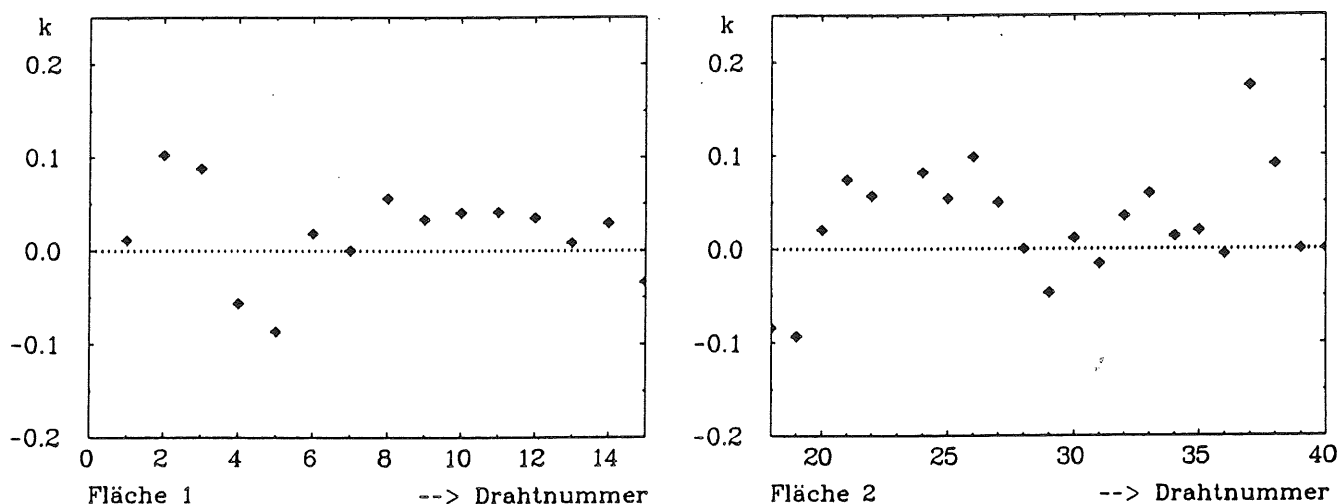


Abbildung 5.7: Korrelationskoeffizient  $k$  zwischen Laserintensität und beobachteter Ladung als Funktion der Drahtnummer

Abbildung 5.7 vergleicht die Korrelationskoeffizienten aller auf den Laser ansprechenden Drahtnummern beider Flächen. Die vom Betrag her kleinen Werte deuten darauf hin, daß sich die Intensitätsschwankungen von etwa 5 Prozent kaum auf die Pulsflächen auswirken.

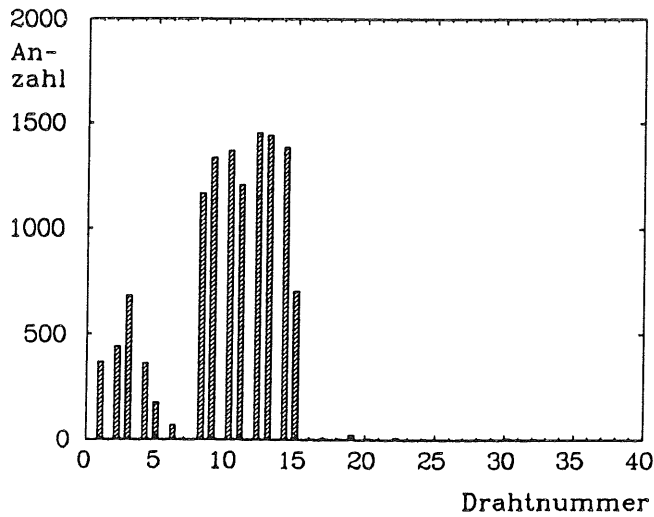
### 5.3 Doppelpulse

Unter Doppel- bzw. Mehrfachpulsen sind die Situationen zu verstehen, in denen auf einem Signaldraht entweder mehrere einzelne Pulse (in Abbildung 5.4 zum Beispiel Drahtnummern 33 - 36) oder während eines Pulses ein Doppelpulsbeginn (in Abbildung 5.3 zum Beispiel Drahtnummern 1..6) durch das Datenreduktionsprogramm erkannt wurden. Dadurch kann einem Puls auf dem Signaldraht keine eindeutige Driftzeit mehr zugeordnet werden. Beide Situationen werden in gleicher Weise behandelt.

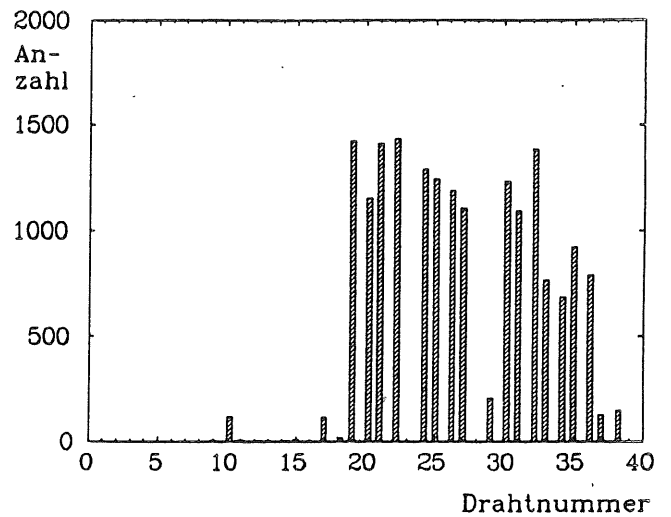
Die Pulslängen erreichen Größen bis etwa 500 ns. Unter den mehrfach auftretenden Pulsen befinden sich hauptsächlich Doppelpulse, die in den abfallenden Flanken erkannt werden und deren Amplituden deutlich kleiner sind, als die der vorausgehenden Pulse. In Abbildung 5.8 a-f ist für 1530 Laserschüsse als Funktion der Drahtnummer die Zahl der Fälle eingetragen, in denen

- lediglich *ein* Puls (a-b)
- Doppelpulse bzw. mehrere Pulse (c-d)
- überhaupt ein Puls (e-f)

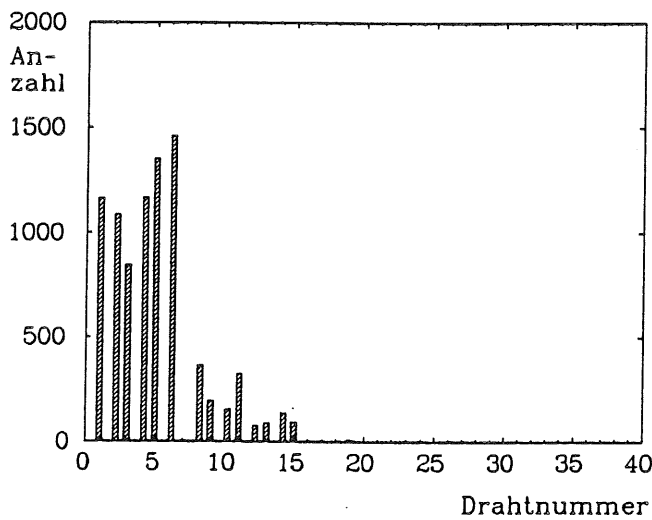
erkannt wurde.



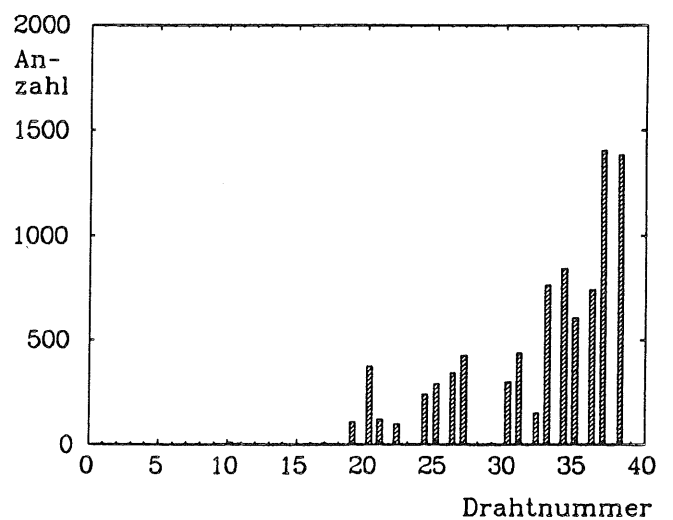
a) Häufigkeit von Einzelpulsen, Fläche 1



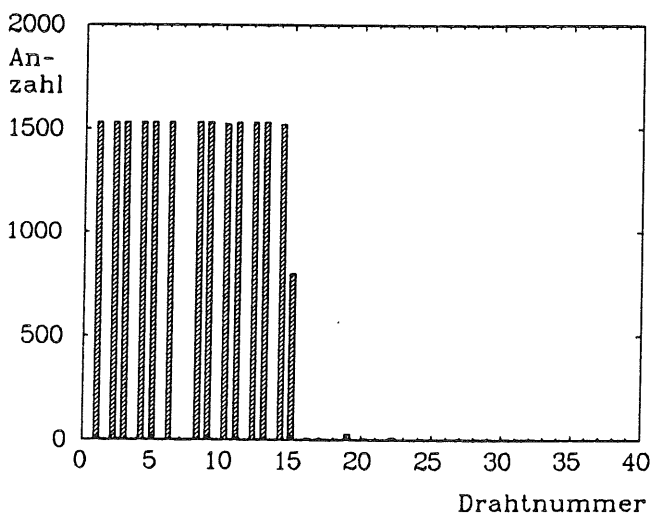
b) Häufigkeit von Einzelpulsen, Fläche 2



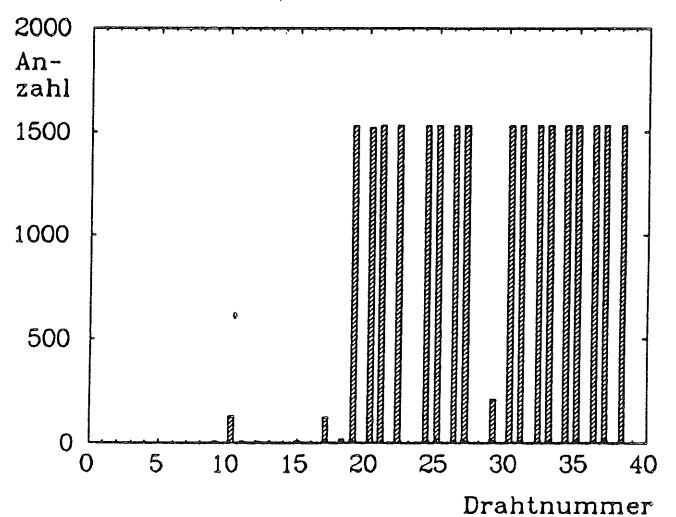
c) Häufigkeit von Doppel- und Mehrfachpulsen, Fläche 1



d) Häufigkeit von Doppel- und Mehrfachpulsen, Fläche 2



e) Häufigkeit aller Pulse, Fläche 1



f) Häufigkeit aller Pulse, Fläche 2

Abbildung 5.8: Ansprechrate beider Flächen als Funktion der Drahtnummer,  $B=0$ .

**Ergebnis:**

## 1. Die Signaldrähte aus

- Segment 1: Nummer 1-6, 8-15 und aus
- Segment 2: Nummer 19-22, 24-27, 30-38

sprechen mit einer Wahrscheinlichkeit von nahezu 100 Prozent auf das Laserlicht an. Diese Beobachtung deckt sich mit den aus Abbildung 5.1 geometrisch erwarteten Drahtnummern.

Besonders niedrige Ansprechraten fallen auf in

- Segment 1: Nummer 15. In dieser Driftzelle kreuzt der Laserstrahl die Feldformfläche zwischen den Segmenten 1 und 2.
- Segment 2: Nummer 29. Dieser Draht liegt neben dem gerissenen Signaldraht Nummer 28.

Nach Abbildung 5.1 nicht im Strahlengang liegende Driftzellen reagieren in einigen Fällen (Segment 2: Nummer 17 und 19) vermutlich durch Übersprechen einzelner Datenleitungen (cross talk).

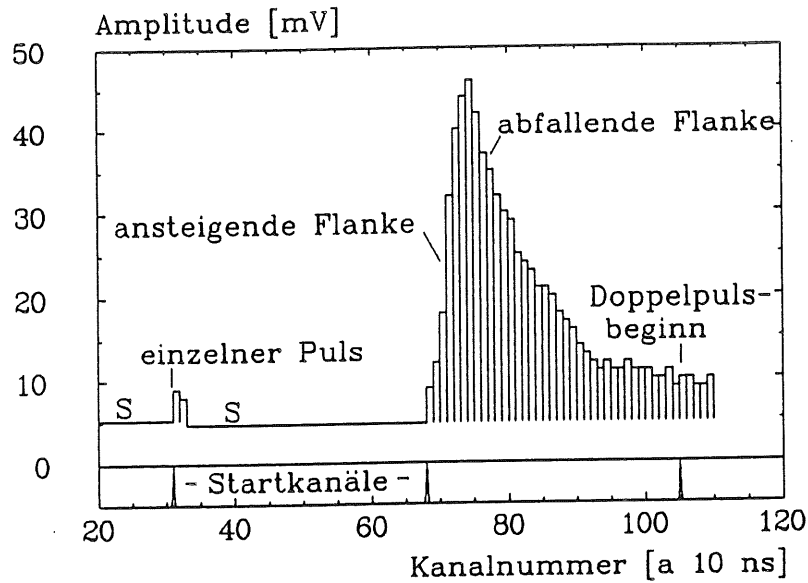
2. Mehrfach- und Doppelpulse finden sich besonders häufig bei kleinen Driftzeiten. Da das elektrische Feld im Bereich um die Signaldrähte stark ansteigt, werden die durch die Ionisation entstandenen Ladungen nicht gleichmäßig beschleunigt und überdecken nach Abbildung 2.2 einen großen Bereich von Isochronen. Dies hat zur Folge, daß die Ladungen zeitlich verteilt am Signaldraht eintreffen und mehrere einzelne Pulse erzeugen können.
3. Die Zahl der vorkommenden Einzelpulse variiert mit der Drahtnummer und liegt häufig unter 50 Prozent.

## 5.4 Bestimmung der Driftzeit

Wie in Abschnitt 4.4 ausgeführt, enthalten die reduzierten Daten der FADC's für jeden Puls Drahtfläche, Drahtnummer, Grundwert, Startkanal und die Inhalte der zum Puls gehörigen FADC-Kanäle. In Abbildung 5.9 sind diese Daten beispielhaft dargestellt.

R.Ramcke zeigte anhand einer Simulationsrechnung, daß sich die beste Ortsauflösung ergibt, wenn nur die ersten beiden Kanäle des Pulses zur Berechnung der Driftzeit herangezogen werden ([RAM84] und Abbildung 5.9). Die Simulation wurde unter Berücksichtigung der

- elektrischen Feldstärke im Driftraum
- Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit  $v_d$  vom elektrischen Feld
- longitudinalen und transversalen Diffusion
- Clusterbildung bei der Primärionisation



Event 2, Fläche 2, Drahtnummer 36

Abbildung 5.9: Driftzeitbestimmung aus reduzierten Daten

speziell für die Vertexkammer des JADE-Detektors für ein Argon/Methan 90:10 Gemisch durchgeführt. Danach ermittelt man die Driftzeit  $t_d$  aus den reduzierten Daten nach

$$t_d = i \cdot 10 + t_s + \frac{h_{i+1} - Ped}{h_i + h_{i+1} - 2 \cdot Ped} \cdot 10 \quad [ns] \quad (5.1)$$

Dabei bedeuten

- $i$  = Startkanal des Pulses aus den reduzierten Daten
- $h_i$  = Amplitude des FADC-Kanals mit Nummer  $i$
- $Ped$  = Grundrauschen
- $t_s$  = Verschiebung der FADC-Gruppen (0 oder 1300 ns)

## 5.5 Rekonstruktion von Bildpunkten

In Kapitel 2 wurde die Drahtanordnung in der Testkammer bereits vorgestellt. Die Lage der Testkammer im Koordinatensystem ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Zunächst soll beschrieben werden, wie die Koordinaten der Signaldrähte in der Testkammer berechnet werden können.

Im folgenden bezeichne  $\varphi_{Fläche}$  den Winkel, unter dem der Ortsvektor  $\rho$  im  $(\rho - \varphi)$ -System auf den 1. (vertexnächsten) Signaldraht einer Signalfäche zeigt. Für die 3 Signalfächen der Testkammer betragen diese Winkel

$$\begin{aligned} \varphi_{Fläche 1} &= \pi + \frac{2\pi}{31} \\ \varphi_{Fläche 2} &= \pi \\ \varphi_{Fläche 3} &= \pi - \frac{2\pi}{31} \end{aligned}$$

Die Positionen der vertexnächsten Signaldrähte aller Signalfächen liegen auf einem Kreisbogen mit dem Radius  $r_0$  (250 mm). Damit lassen sich die Spiralfunktionen  $r_s = a \exp(k\varphi_s)$ ,

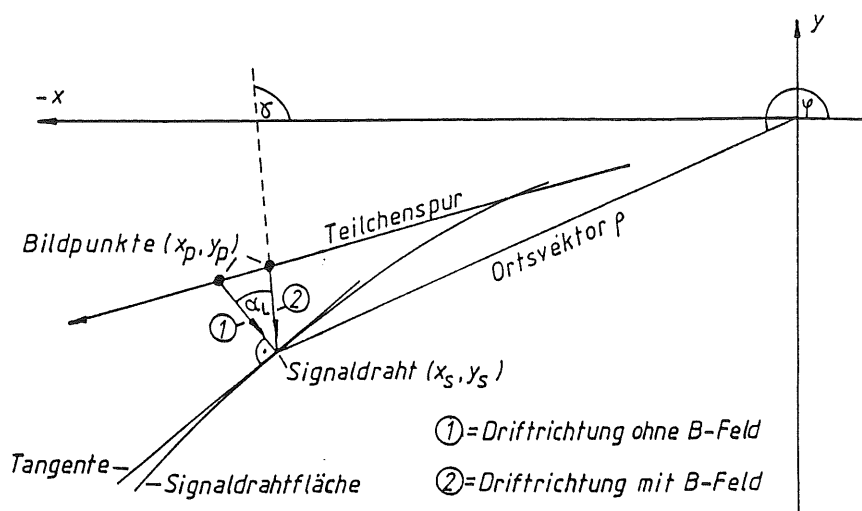


Abbildung 5.10: Rekonstruktion eines Bildpunktes

auf denen die Signaldrähte im radialen Abstand von  $d_r = 10$  mm angeordnet sind, angeben:

$$\begin{aligned}
 a_{\text{Fläche}} &= \frac{r_0}{\exp(\varphi_{\text{Fläche}} \cdot k)} & (5.2) \\
 r_s &= r_0 + (\text{Drahtnummer} - 1) \cdot d_r \\
 \varphi_s &= \frac{\ln(r_s / a_{\text{Fläche}})}{k}
 \end{aligned}$$

und in karthesischen Koordinaten

$$\begin{aligned}
 x_s &= r_s \cos \varphi_s & (5.3) \\
 y_s &= r_s \sin \varphi_s
 \end{aligned}$$

Abbildung 5.10 verdeutlicht die Rekonstruktion eines Bildpunktes. Ohne Magnetfeld  $\vec{B}$  bewegen sich die  $e^-$ -Cluster in Richtung  $\vec{E}$  senkrecht auf die Signalfächen zu. Mit Magnetfeld ist deren Bahn um den Lorentzwinkel  $\alpha_L$  gegen  $\vec{E}$  verdreht.

$\gamma$  ist der Winkel, unter dem sich die  $e^-$ -Cluster gegenüber der x-Achse bewegen und beträgt

$$\gamma = \tau + \varphi + \alpha_L - \frac{\pi}{2} \quad (5.4)$$

In diesem Koordinatensystem erhält der Lorentzwinkel für die gewählte Richtung von B also ein negatives Vorzeichen. Kennt man die Driftgeschwindigkeit  $v_d$  und hat man auf einem Signaldraht die Driftzeit  $t_d$  gemessen, folgt für den rekonstruierten Bildpunkt

$$\begin{aligned}
 x_p &= x_s + v_d t_d \cos \gamma & (5.5) \\
 y_p &= y_s + v_d t_d \sin \gamma
 \end{aligned}$$

Hat  $\alpha_L$  den Wert  $\tau = -15^\circ$ , beträgt der Driftwinkel  $\gamma = \varphi - 90^\circ$  und vom Vertex ausgehende Geraden stehen senkrecht auf den Driftwegen.



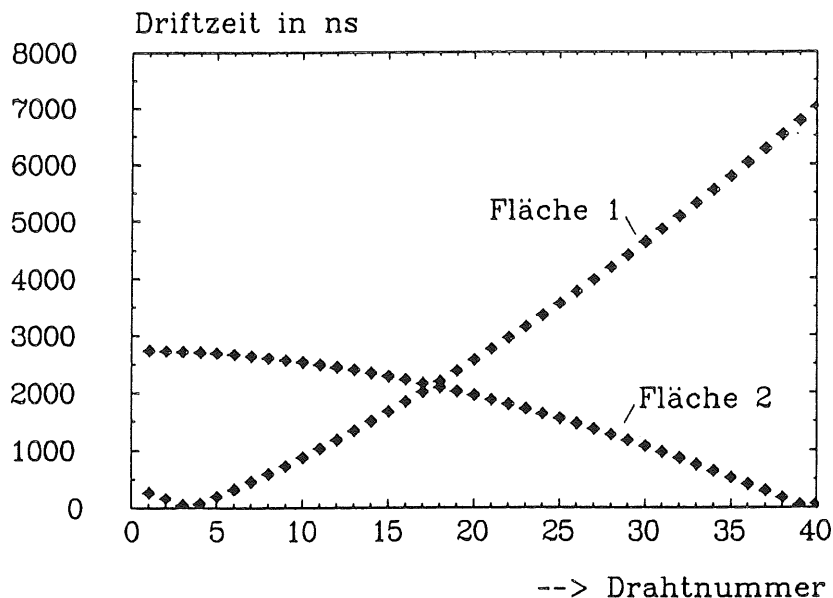


Abbildung 5.11: erwartete Driftzeiten als Funktion der Drahtnummer

## 5.6 Erwartete Driftzeiten

Die zu messenden Driftzeiten sind abhängig von der Strahlage. Der Laser ionisiert das Kammergas entlang der Geraden  $y_p = a \cdot x_p + b$ . Wie im vorangehenden Abschnitt (Rekonstruktion von Bildpunkten) gezeigt wurde, hängen die Driftzeiten  $t_d$  mit der Geraden über

$$x_p = x_s + v_d \cdot t_d \cdot \cos \gamma$$

$$y_p = y_s + v_d \cdot t_d \cdot \sin \gamma$$

zusammen, wobei  $x_s, y_s$  die Lage der Signaldrähte,  $\gamma$  den Driftwinkel gegenüber der x-Achse und  $v_d$  die Driftgeschwindigkeit beschreiben (Abbildung 5.10). Setzt man diese Gleichungen in die Geradengleichung ein, ergibt sich

$$t_d = \frac{1}{v_d} \cdot \frac{y_s - ax_s - b}{a \cos \gamma - \sin \gamma}$$

Unter der Annahme:  $v_d = 21 \mu\text{m/ns}$ ,  $a = 0.262$ ,  $b = 8.8 \text{ mm}$  ergeben sich für beide Segmente als erwartete Driftzeiten die Funktionen in Abbildung 5.11.

## 5.7 Driftzeiten ohne Magnetfeld

Es fiel auf, daß neben deutlichen Spurpulsen viele kleinere Pulse auf den Flanken der Pulse und im Rauschen zu finden sind, die formal vom Datenreduktionsprogramm als eigenständige Pulse erkannt werden. Weist ein Signaldraht Doppel- bzw. mehrere einzelne Pulse nach, ist es schwierig, die vom Laser erzeugten Impulse von den Rauschpulsen zu trennen. Nach den Beobachtungen erschien es sinnvoll, als Trennungskriterium die erreichte Pulshöhe zu wählen.

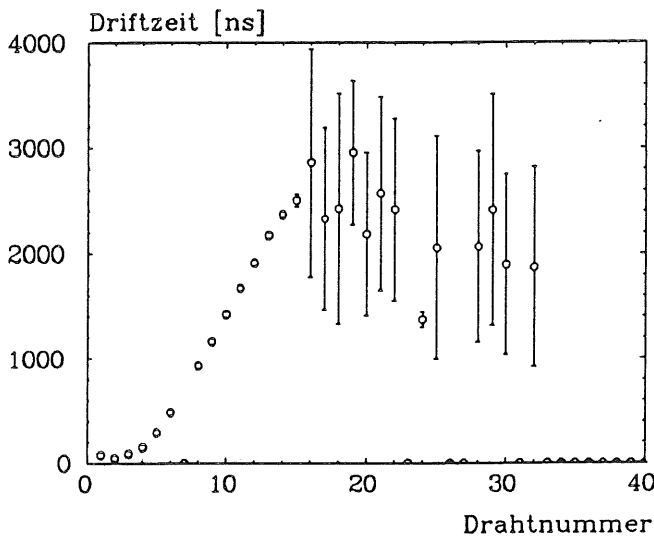
- Werden auf einem Draht mehrere Pulse erkannt, wird derjenige mit der größten Amplitude zur Driftzeitbestimmung gewählt.

In Abbildung 5.12 a-f sind die Mittelwerte und Standardabweichungen der nach Gleichung 5.1 bestimmten Driftzeiten für

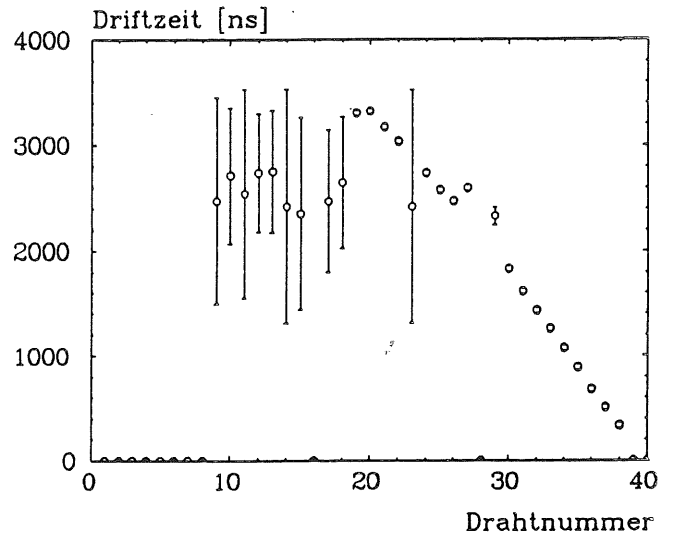
- erkannte Einzelpulse (a-b)
- Doppel- und Mehrfachpulse (c-d)
- Einzelpulse gemeinsam mit Doppel- und Mehrfachpulsen (e-f)

als Funktion der Drahtnummern für beide Flächen aufgetragen. Dabei entsprechen die Fehlerbalken den Standardabweichungen. Es wurden nur die Drähte berücksichtigt, deren Ansprechwahrscheinlichkeit größer als 5 Prozent ist. Für die Mittelwerte und Standardabweichungen gelten die Formeln:

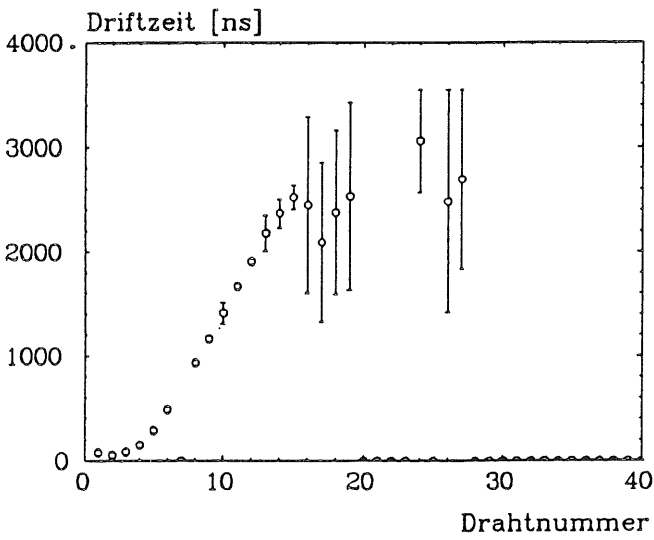
Standardabweichung	$\text{rms}(x)$	$= \sqrt{[\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2]/n}$
wobei		
Mittelwert	$\bar{x}$	$= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$
n		= Anzahl der Meßpunkte
$x_i$		= Meßpunkte
bedeuten.		



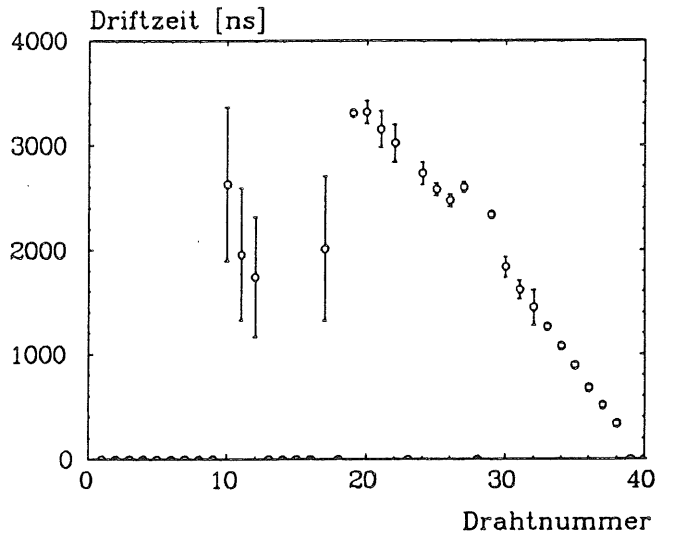
a) Driftzeiten der Einzelpulse, Fläche 1



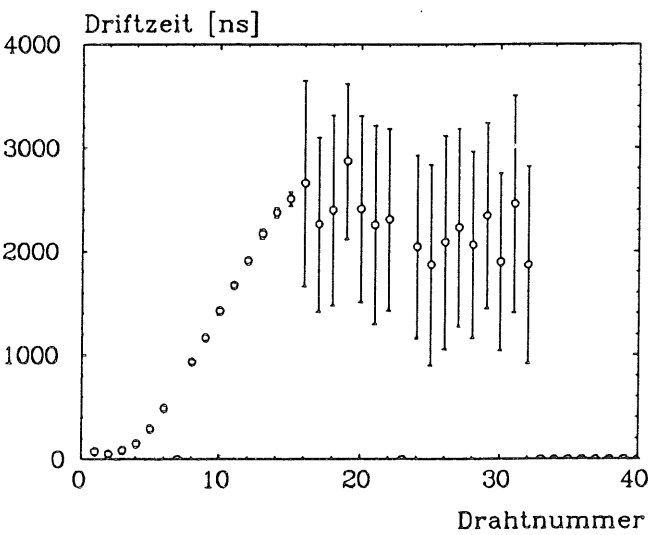
b) Driftzeiten der Einzelpulse, Fläche 2



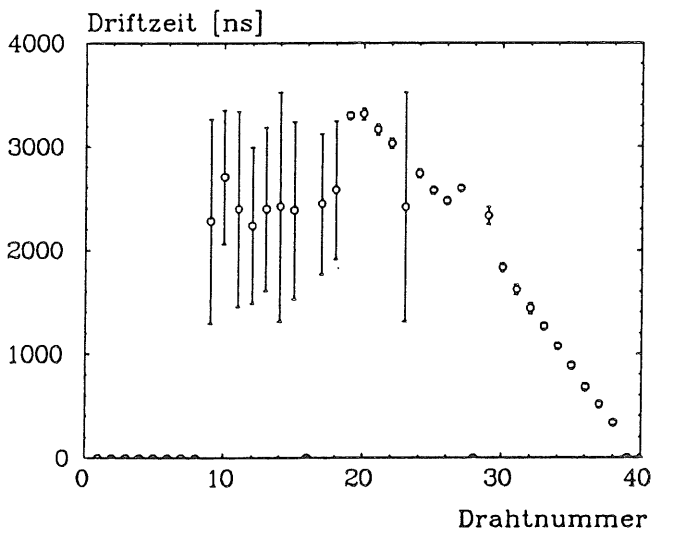
c) Driftzeiten der Doppel- und Mehrfachpulse, Fläche 1



d) Driftzeiten der Doppel- und Mehrfachpulse, Fläche 2



e) Driftzeiten aller Pulse, Fläche 1



f) Driftzeiten aller Pulse, Fläche 2

Abbildung 5.12: Driftzeiten beider Flächen als Funktion der Drahtnummer,  $B=0$

Aus Abbildung 5.12 kann abgeleitet werden:

1. Man erwartet für die eingestellte Strahlage die in Abbildung 5.11 für jeden Signaldraht aufgetragenen Driftzeiten. Offensichtlich gibt es Abweichungen an den Signal- und Feldformflächen. Die Driftfeldberechnungen von H.Kreiser [KRE86] bestätigen diese Beobachtung, da das elektrische Feld in diesem Bereich stark ansteigt.
2. Die Auswahl aus den Mehrfachpulsen nach der größten Amplitude gibt den erwarteten Kurvenverlauf qualitativ gut wieder.
3. Um den gerissenen Signaldraht 28 auf Fläche 2 ist der Kurvenverlauf in allen drei Darstellungen (Abbildungen b,d,f) im Bereich 26-30 verzerrt. Da der als Anode wirkende Signaldraht fehlt, verringert sich das Driftfeld, und die Driftzeiten erhöhen sich.

Die Größe der Fehlerbalken aus Abbildung 5.12 ist in Abbildung 5.13 a-f gesondert aufgetragen. Die Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen der einzelnen Driftzeiten. Der auffällig große Fehlerbalken von Signaldraht Nummer 23 im 2. Segment ist auf einen defekten Vorverstärker zurückzuführen.

1. Die Fehler steigen mit dem Driftweg an. Diese Tatsache läßt sich durch die Diffusion der  $e^-$ -Cluster in Bewegungsrichtung erklären. In Abwesenheit von  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  diffundiert eine ursprünglich punktförmig lokalisierte Ladungsverteilung in Form einer "zerfließenden Gaussverteilung" durch die thermische Bewegung in den umgebenden Raum [KLE84] [SAU77].

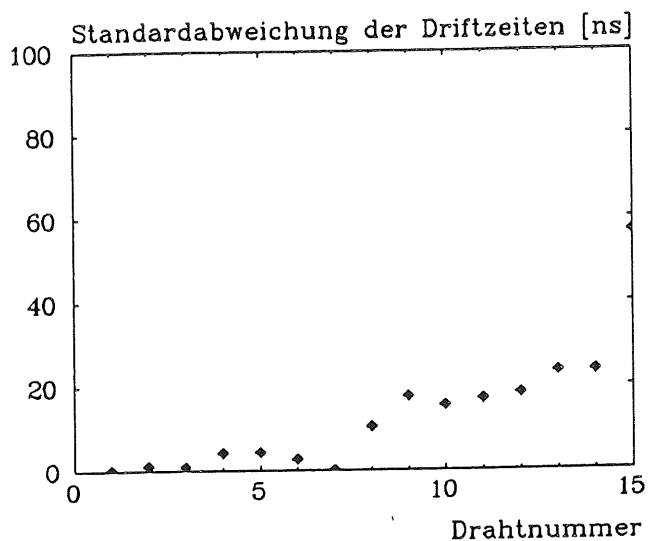
$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right) dx$$

wobei  $\frac{dN}{N}$  die differenzielle Dichteverteilung von Ladungsträgern als Funktion der Ortskoordinate  $r$ ,  $D$  den Diffusionskoeffizienten und  $t$  die Zeit bezeichnet. Die Standardabweichung dieser Verteilung in Richtung  $x$  beträgt nach der Zeit  $T$

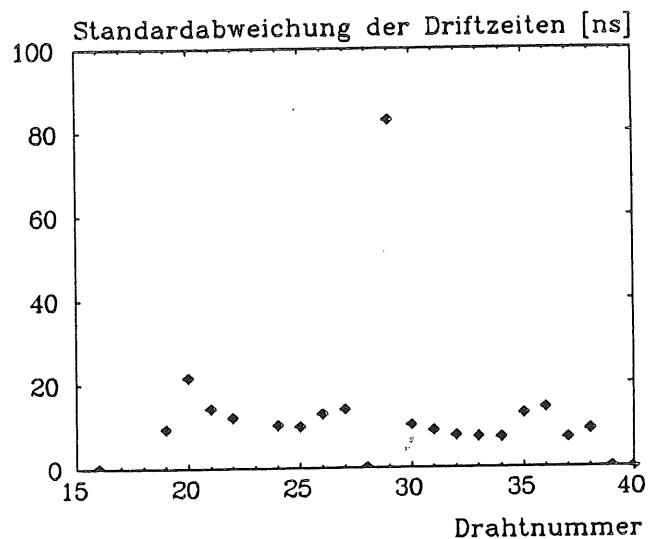
$$\sigma_x = \sqrt{2DT}$$

Im elektrischen Feld ist die Elektronen-Diffusion für Argon nicht in allen Richtungen gleich.  $D$  bleibt nur in der Ebene senkrecht zu  $\vec{E}$  erhalten, während der Diffusionskoeffizient parallel zu  $\vec{E}$  im Verhältnis  $E/p$  ( $p = \text{Druck}$ ) abhängt.

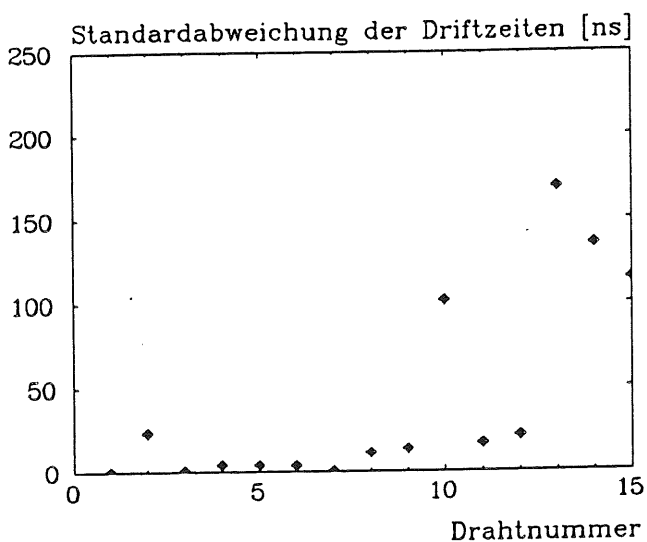
2. Lediglich im Bereich kleinerer Driftzeiten (für Fläche 1 bis etwa 2000 ns und für Fläche 2 bis etwa 1400 ns) liegen die Standardabweichungen der Driftzeiten ausgewählter Pulse in der gleichen Größenordnung wie die der Einzelpulse. Der Fehler steigt mit wachsenden Driftzeiten besonders auf Fläche 2 an (180 ns).
3. Die obere Grenze der Zeitauflösung für Einzelpulse liegt nach Abbildung 5.13 a-b für beide Flächen etwa bei 24 ns. Die mittlere Auflösung für Einzelpulse beträgt für beide Segmente in dem vom Laser angesprochenen Bereich 11 ns, wenn man auf Fläche 2 von Draht 29 absieht, der direkt neben dem gerissenen Signaldraht Nummer 28 liegt.



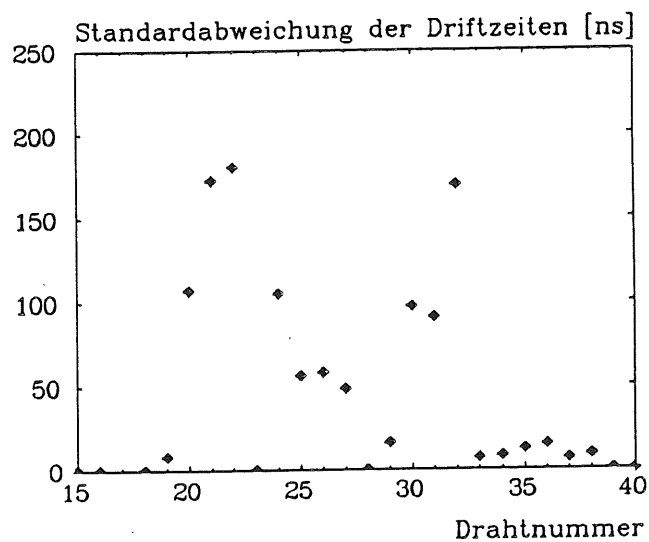
a) Fehler-Verteilung der Einzelpulse, Fläche 1



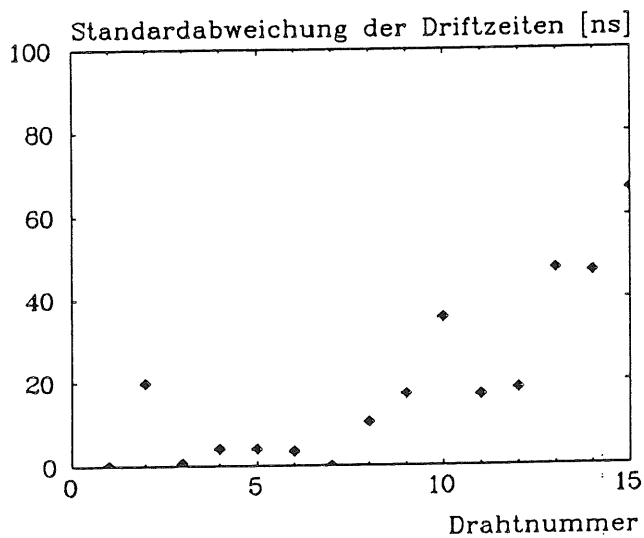
b) Fehler-Verteilung der Einzelpulse, Fläche 2



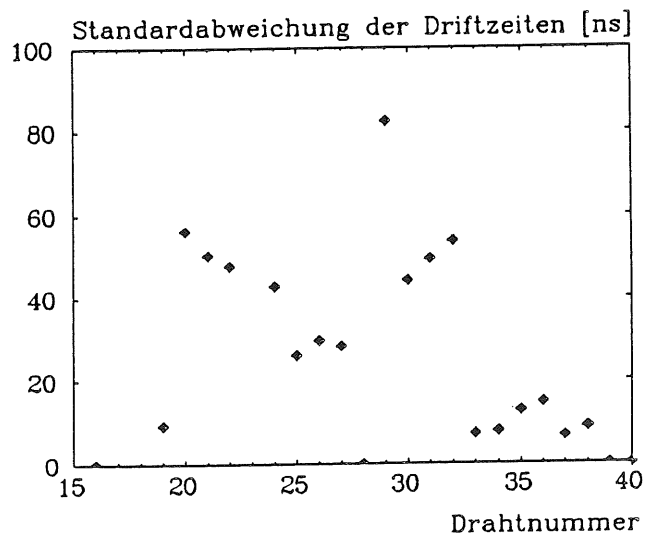
c) Fehler-Verteilung von Doppel- und Mehrfachpulsen, Fläche 1



d) Fehler-Verteilung von Doppel- und Mehrfachpulsen, Fläche 2

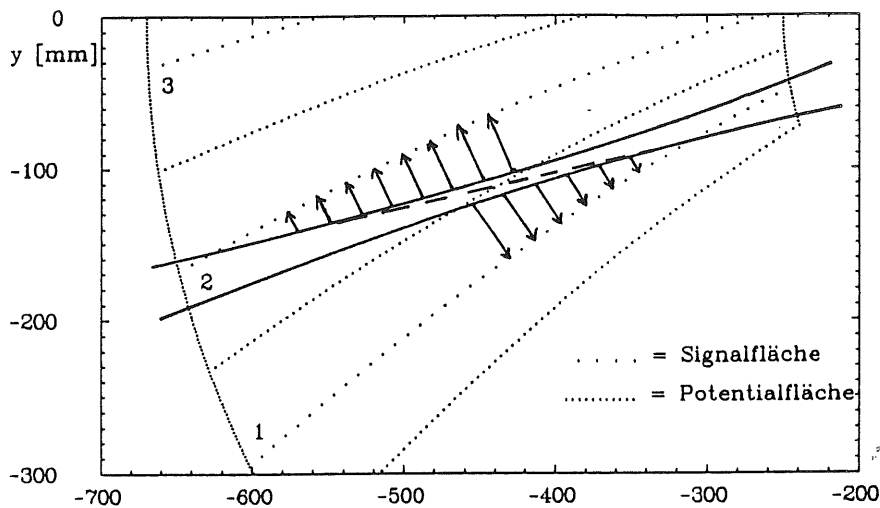


e) Fehler-Verteilung aller Pulse, Fläche 1



f) Fehler-Verteilung aller Pulse, Fläche 2

Abbildung 5.13:  $\sigma$  der Driftzeiten als Funktion der Drahtnummer,  $B=0$



Ausschnitt aus der Testkammer. Zwischen den Segmenten wechselt der den Signalflächen zugewandte Rand des (nicht maßstabgetreuen) Laserstrahls.

Abbildung 5.14: Strahldivergenz

## 5.8 Strahllage und Driftgeschwindigkeit

### 5.8.1 Divergenz des Laserstrahls

Weil keine z-Auslese durchgeführt wird, ist nur die Divergenz des Laserstrahls senkrecht zur Signaldrahtfläche für die Auswertung relevant.

Tabelle 3.3 enthält die Maße des optisch vermessenen Laserstrahls. Auf die tatsächlichen Abmessungen des Strahlbereiches, der das Kammergas zu ionisieren in der Lage ist, kann daraus jedoch nicht geschlossen werden. Diese sollen nur näherungsweise abgeschätzt werden.

Innerhalb der Testkammer liegt der Fokus etwa auf der Feldformfläche, die Segment eins und zwei voneinander trennt. Abzüglich der Strahlverluste durch Spiegel, Linsen, Eintrittsfenster und den Strahlteiler hat der Strahl eine Gesamtenergie von ca.  $30 \mu\text{J}$ . Geht man davon aus, daß die Mindestintensität des Strahls zur Ionisation  $15 \mu\text{J}/\text{mm}^2$  betragen muß, und setzt man ein rechteckiges Strahlprofil voraus, reduziert sich der Ionisationskern beim Eintritt in die Kammer auf etwa  $1.8 \times 1.1 \text{ mm}^2$ .

Zur Driftzeitbestimmung ist der Rand des Ionisationskerns maßgebend, der der Signalfläche zugewandt ist, denn die einem durch den Laser erzeugten Puls zugeordnete Driftzeit ist nach Gleichung 5.1 die Zeit zwischen Triggersignal und Pulsanstieg.

In Abbildung 5.14 ist das Profil des Laserstrahls stark vergrößert in die Testkammer eingezeichnet. Der Strahl tritt von links ein und verlässt die Kammer zum Vertex hin nach rechts. Während in Segment 2 vor der obere Ionisationsrand der Signalfläche zugewandt ist, weist in Segment 1 dagegen der untere Ionisationsrand zur Signalfläche. Man erkennt, daß sich hierdurch die effektive Divergenz noch weiter vermindert.

Für die folgenden Berechnungen zur Spurrekonstruktion wird der Laserstrahl deshalb als Gerade  $y_p = a \cdot x_p + b$  parametrisiert.

### 5.8.2 Spurrekonstruktion

Dieser Abschnitt verdeutlicht eine weitere Eigenheit der Spiralgeometrie: Im Experiment gerade Spuren können nur als *Geraden* rekonstruiert werden, wenn Driftgeschwindigkeit  $v_d$

und Lorentzwinkel  $\alpha_L$  bekannt sind. Dies ist so zu verstehen:

Der Laserstrahl produziert die Bildpunkte  $y_p = a \cdot x_p + b$ . Man mißt mit der Kammer die in Abschnitt 5.6 beschriebenen Driftzeiten. Diese sind abhängig von der Kammergeometrie, der Driftgeschwindigkeit  $v_d$  und von  $\alpha_L$ . In der folgenden Auswertung weiche die benutzte Driftgeschwindigkeit  $v_d^o$  um den Betrag  $v_d'$  von  $v_d$  ab, also

$$v_d^o = v_d + v_d' \quad .$$

Ermittelt man die Bildpunkte gemäß Gleichung 5.5, erhält man als rekonstruierte Funktion den Ausdruck

$$y_p = ax_p + b - \frac{v_d'}{v_d} (y_s - ax_s - b) \quad .$$

In den letzten Term geht die Kammergeometrie ein. Ist  $v_d' = 0$ , ergibt sich die ursprüngliche Gerade. Um für  $v_d' \neq 0$  eine Gerade zu erhalten, müßte der letzte Term für alle Drahtnummern konstant sein. Dies wäre jedoch nur möglich, falls die Positionen der Signaldrähte in der x-y-Ebene auf einer Geraden  $y_s = ax_s + \text{const}$  lägen. Mit einer spiralförmigen Geometrie erhält man als rekonstruierte Funktion nur dann eine Gerade, wenn die Driftgeschwindigkeit bekannt ist. Ebenso wirken sich Ungenauigkeiten des Lorentzwinkels  $\alpha_L^o = \alpha_L + \alpha_L'$  aus:

$$y_p = ax_p - ax_s + y_s + v_d t_d (\sin(\gamma + \alpha_L') - a \cos(\gamma + \alpha_L')) \quad .$$

Auf diesen Punkt wird in Abschnitt 6.8 weiter eingegangen. Die Abbildungen 5.15 und 5.16 verdeutlichen Beispiele bei der Rekonstruktion mit großen Abweichungen der verwendeten Parameter. Man erkennt, daß der Einfluß verschiedener Lorentzwinkel auf die Rekonstruktion einer Geraden bedeutend geringer ist, als der Einfluß unterschiedlicher Driftgeschwindigkeiten. Für die Auswertung der aus der Testkammer gewonnenen Daten bedeutet dies folgendes:

Weder Driftgeschwindigkeit  $v_d$  noch Lorentzwinkel  $\alpha_L$  sind zu Beginn der Auswertung bekannt. Strahlage und Driftgeschwindigkeit müssen daher ohne Magnetfeld ( $\alpha_L = 0^\circ$ ) gleichzeitig bestimmt werden. Dies setzt die Optimierung von 4 Parametern voraus, da sich, wie später gezeigt wird, die einzelnen Segmente unterschiedlich verhalten.

- Geradenparameter a und b der Geraden  $y = ax + b$
- Driftgeschwindigkeiten der Segmente 1 und 2

Um den Lorentzwinkel zu ermitteln, müssen bei bekannter Driftgeschwindigkeit und unbekannter Strahlage die 4 Parameter

- Geradenparameter a und b der Geraden  $y = ax + b$
- Lorentzwinkel der Segmente 1 und 2

gemeinsam optimiert werden, so daß die Summe der Quadrate der Abstände zwischen Geraden und Meßpunkten in Driftrichtung minimal wird.

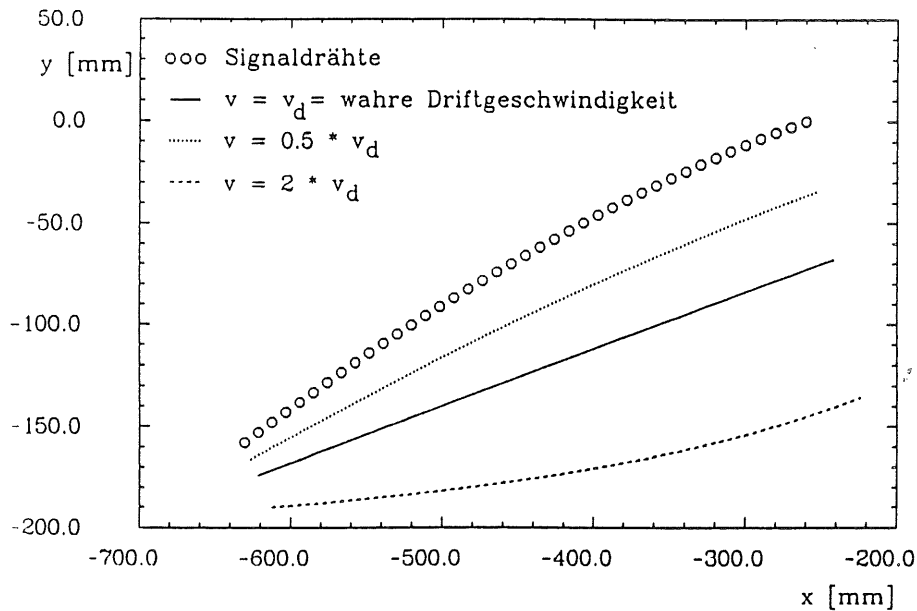


Abbildung 5.15: Rekonstruktion einer im Experiment geraden Spur mit verschiedenen Driftgeschwindigkeiten. Weicht die zur Rekonstruktion benutzte Driftgeschwindigkeit  $v$  von der wahren Driftgeschwindigkeit  $v_d$  ab, erhält man keine Gerade.

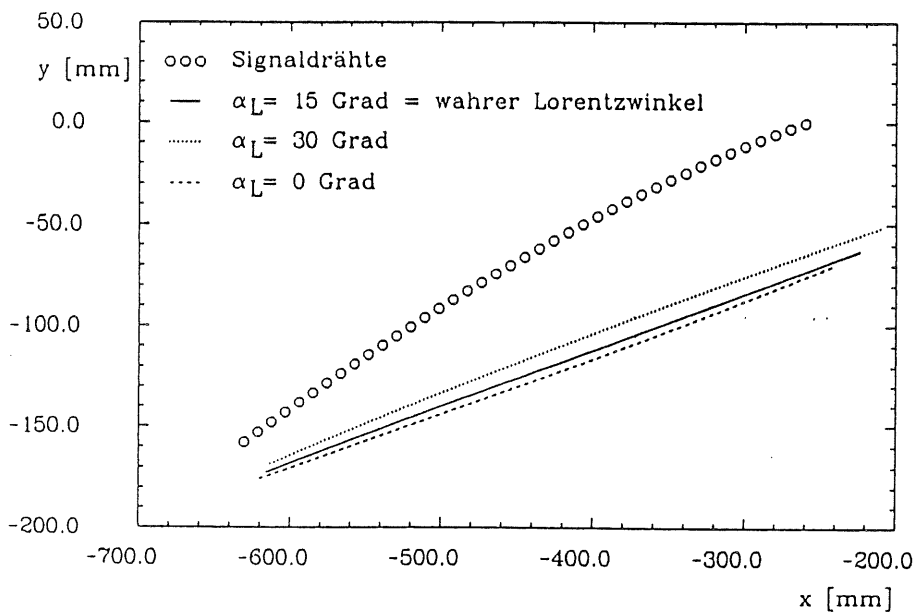


Abbildung 5.16: Rekonstruktion einer im Experiment geraden Spur mit verschiedenen Lorentzwinkeln. Ist der zur Rekonstruktion benutzte Lorentzwinkel  $\alpha_L$  ein anderer als der wahre Lorentzwinkel, erhält man keine Gerade.



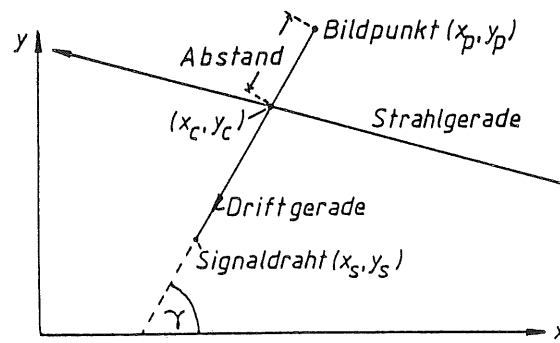


Abbildung 5.17: Abstand eines Datenpunktes von der Lasergeraden

### 5.8.3 Ausgleichsrechnung

Die praktische Rechnung erfolgt numerisch mit Hilfe eines Iterationsverfahrens (MINSQ, [LIN83]). MINSQ minimiert die Summe

$$\phi(x_1, x_2, \dots, x_n) = \sum_{k=1}^m [f_k(x_1, x_2, \dots, x_n)]^2 \quad (m \geq n \geq 2)$$

wobei  $x_i$  für die Parameter und  $f_k$  für die Abstandsfunktionen stehen.

Die Anzahl  $m$  der Abstandsfunktionen entspricht der Zahl der Datenpunkte auf der Geraden. Um die Abstandsfunktionen  $f_k$  zu berechnen, dient folgende Vorgehensweise:

1. Es wird für jede gemessene Driftzeit nach Gleichung 5.3 die zugehörige Position des Signaldrahtes  $(x_S, y_S)$  bestimmt.
2. Aus der Position des jeweiligen Signaldrahtes wird gemäß Gleichung 5.5 der Datenpunkt  $(x_P, y_P)$  abhängig von den Parametern  $v_d$  und  $\alpha_L$  der einzelnen Segmente rekonstruiert.
3. In Abbildung 5.17 ist der rekonstruierte Laserstrahl und die Gerade, auf der die Elektronen zur Signalfläche driften (Driftgerade), dargestellt. Die Driftgerade verläuft durch den Signaldraht  $(x_S, y_S)$  und hat die Gleichung

$$y_d = (x_d - x_S) \tan \gamma + y_S$$

Der Schnittpunkt  $(x_C, y_C)$  der Driftgeraden mit der Strahlgeraden  $y_p = a \cdot x_p + b$  ist

$$x_C = \frac{y_S - x_S \tan \gamma - b}{a - \tan \gamma}$$

$$y_C = a x_C + b$$

4. Die Entfernung des Datenpunktes von der Geraden in Driftrichtung ergibt sich dann mit  $f_k = \sqrt{(x_P - x_C)^2 + (y_P - y_C)^2}$ .

Ohne Magnetfeld ist  $\alpha_L = 0$  und  $f_k$  hat die Form  $f_k = f_k(a, b, v_d^{\text{Segment 1}}, v_d^{\text{Segment 2}})$ . Kennt man die Driftgeschwindigkeiten, dann hat  $f_k$  bei der Messung mit Magnetfeld die Form  $f_k = f_k(a, b, \alpha_L^{\text{Segment 1}}, \alpha_L^{\text{Segment 2}})$ .

### 5.8.4 Einschränkungen

Zur Entscheidung, welche Daten zur Geradenrekonstruktion herangezogen werden sollten, erscheinen folgende Punkte wichtig:

1. Wie in Kapitel 5.6 gezeigt wurde, ist die Verwendung von Doppel- und Mehrfachpulsen zur Geradenrekonstruktion nach dem Kriterium der größten Amplitude nur bei kleineren Driftstrecken sinnvoll. Daher werden zur Auswertung nur die Einzelpulse verwendet.
2. Die Ansprechrate der Signaldrähte auf Einzelpulse ist unterschiedlich und fällt insbesondere bei kleinen Driftzeiten deutlich ab. Simulationsrechnungen des elektrischen Feldes weisen in der Nähe der Signaldrähte, an den Feldformflächen und Segmenträndern auf starke Inhomogenitäten des Driftfeldes hin [KRE86]. Daher erfolgt die Ausgleichsrechnung nur mit solchen Signaldrähten, die mindestens auf die Hälfte der Laserschüsse mit Einzelpulsen reagiert haben.
3. Wegen der Inhomogenitäten an den Abschluß- und Feldformflächen werden auf Fläche 1 die Signaldrähte 1-6,16 und auf Fläche 2 die Drähte 19,37-38 nicht berücksichtigt.
4. In der Umgebung des gerissenen Signaldrahtes Nummer 28 der zweiten Fläche werden auf jeder Seite die beiden Nachbardrähte aufgrund der starken Abweichungen von der Driftzeitfunktion ausgenommen.

Insgesamt stehen mit diesen Einschränkungen 19 Auslesedrähte zur Verfügung. Da 4 Parameter (Driftgeschwindigkeiten in beiden Segmenten und 2 Geradenparameter) ermittelt werden sollen, besitzt die Ausgleichsrechnung je nachdem, wieviele Signaldrähte angesprochen haben, maximal 15 Freiheitsgrade.

## 5.9 Ergebnisse

Eventuelle Instabilitäten des Strahlführungssystems machen sich in den Standardabweichungen der für jeden Draht gemessenen Driftzeiten bemerkbar. Um die Ortsauflösung der Segmente unabhängig von Instabilitäten der Laseroptik bestimmen zu können, wurden, nach erfolgter Rekonstruktion eines Laserstrahls, die Abstände der Datenpunkte von der Lasergeraden in Driftrichtung bestimmt und für jeden Signaldraht in ein Histogramm eingetragen. Man erhält für jeden Draht eine Verteilung nach Abbildung 5.18. Interpretiert man die

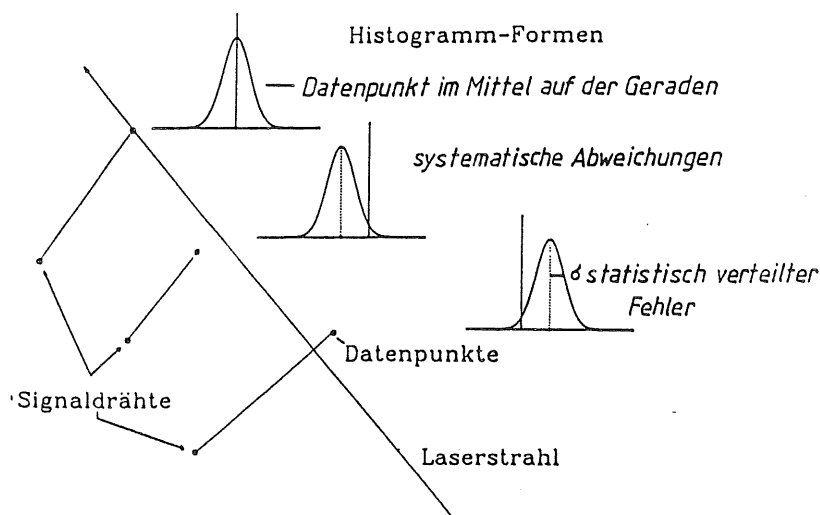


Abbildung 5.18: Abstandsverteilung der Datenpunkte vom rekonstruierten Laserstrahl

Mittelwerte dieser Verteilungen als die systematischen Abweichungen, die durch Feldverzerrungen, Positionierungsfehler der Halterungen für die Signaldrähte und elektronische Fehler der signalverarbeitenden Komponenten verursacht werden, dann geben die Standardabweichungen die Ortsauflösung der Kammer an. In den folgenden Abbildungen werden diese Werte dargestellt.

Die Ergebnisse der Minimierung bezüglich der Parameter Driftgeschwindigkeit und Strahllage sind in Abbildung 5.19 a-d zusammengefaßt. Im Mittel wurden 23 Pulse, davon 15 Einzelpulse nachgewiesen. Man erkennt, daß alle Parameter ungefähr gaussförmig verteilt sind.

Abbildung 5.20 a-b zeigt die mittlere Abweichung der Datenpunkte in Driftrichtung von der Geraden. Die mittlere Abweichung ist der systematische Fehler. Deren Standardabweichungen (Fehlerbalken) sind dagegen statistischen Ursprungs. Neben elektronischen Fehlern geht in erster Linie die Ausdehnung des Ionisationskerns im Laserstrahl ein, aus dem die nachgewiesenen Ladungen stammen (Abschnitt 5.7.2). Diese Fehler sind daher ein Maß für die Ortsauflösung, die man mit diesem Aufbau erreichen kann, sofern keine systematischen Fehler vorliegen.

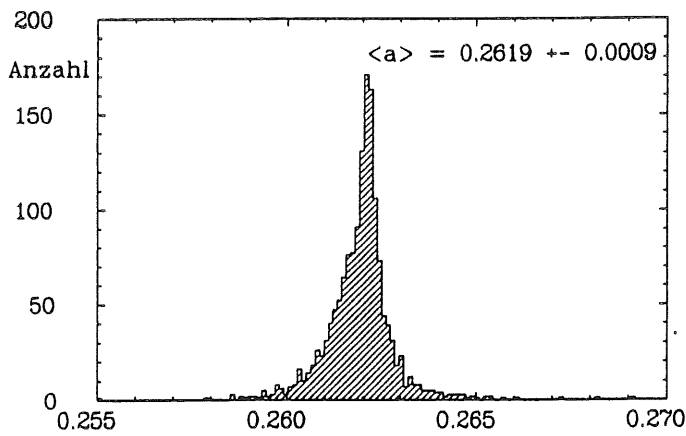
Die statistisch verteilten Fehler sind für beide Flächen in den Abbildungen 5.20 c-d dargestellt.

Über alle Signaldrähte gemittelt beträgt die systematische Abweichung im Mittel für beide Segmente 241 und 165  $\mu\text{m}$ , die statistisch verteilte Abweichung 165 und 122  $\mu\text{m}$ .

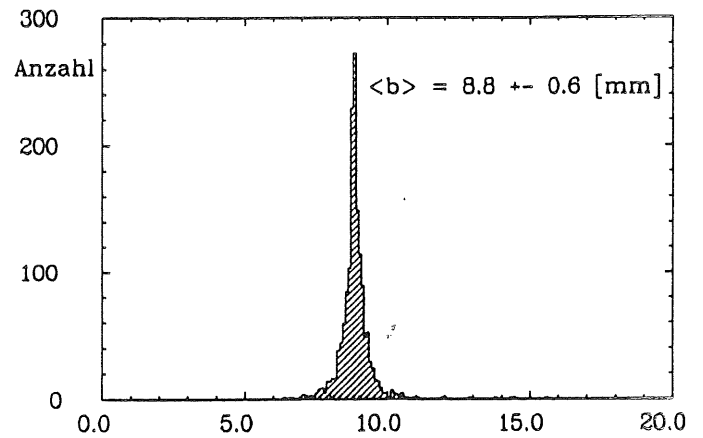
Abbildung 5.21 enthält die Summe der Abstandsquadrate aller Datenpunkte von der (für jeden Laserschuß ermittelten) Geraden, geteilt durch die Anzahl der Freiheitsgrade. Der Mittelwert beträgt  $0.1 \text{ mm}^2$ .

Besonders auffällig ist der niedrige Wert der Driftgeschwindigkeit von etwa  $13 \text{ } \mu\text{m/ns}$ . In der Testkammer existiert ein mittleres elektrisches Feld von  $234 \text{ V/cm}$  [KRE86]. Abbildung 5.22 zur Folge erwartet man für das Ar-CO<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> 89:10:1 Gasgemisch bei dieser Feldstärke eine Driftgeschwindigkeit von etwa  $22 \text{ } \mu\text{m/ns}$ . Es bietet sich dafür folgende Erklärung an:

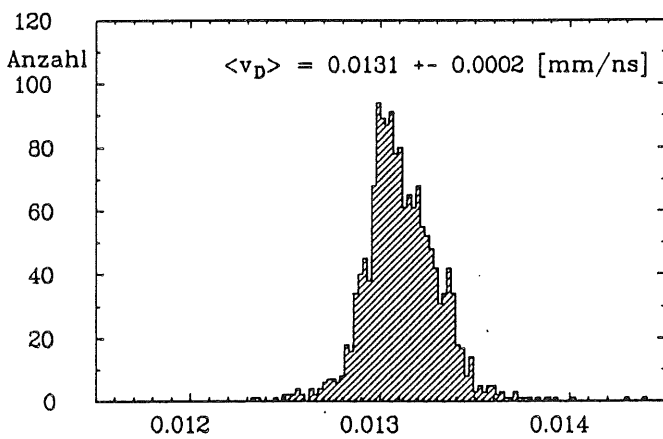
Probleme zur Hochspannungsfestigkeit machten für diesen Test den Zusatz von 2 Prozent H<sub>2</sub>O zum Kammergas notwendig. H<sub>2</sub>O-Moleküle sind elektronegativer und können dadurch driftenden Elektronen anlagern. Für die angelagerten Elektronen besteht aber oft eine nicht vernachlässigbare Wahrscheinlichkeit zur Wieder-Ablösung [CER84]. Der Anlagerung und anschließenden Ablösung des Elektrons kommt als Nettoeffekt eine verlangsamte Driftgeschwindigkeit gleich. Dadurch können selbst geringe Mengen von Wasser die Driftgeschwindigkeit beeinflussen.



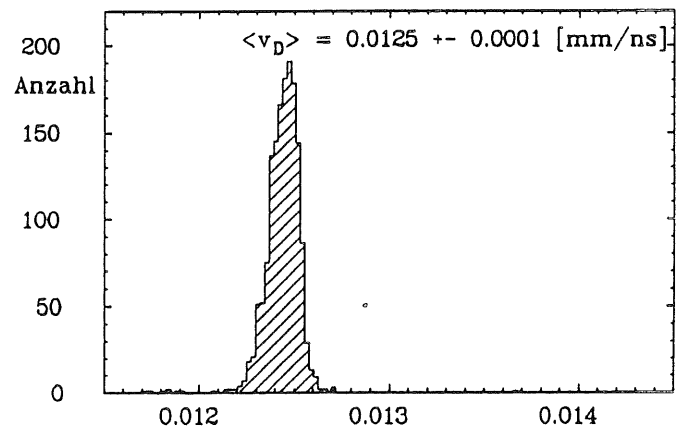
a) Geradenparameter a



b) Geradenparameter b [mm]



c) Driftgeschwindigkeit Fläche 1 [mm/ns]



d) Driftgeschwindigkeit Fläche 2 [mm/ns]

Abbildung 5.19: Verteilung der Strahlage-Parameter und Driftgeschwindigkeiten ohne Feldkorrektur,  $B=0$ )

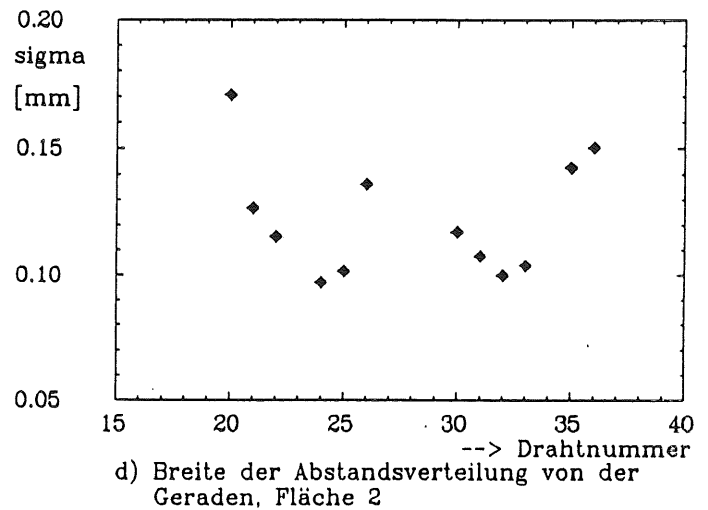
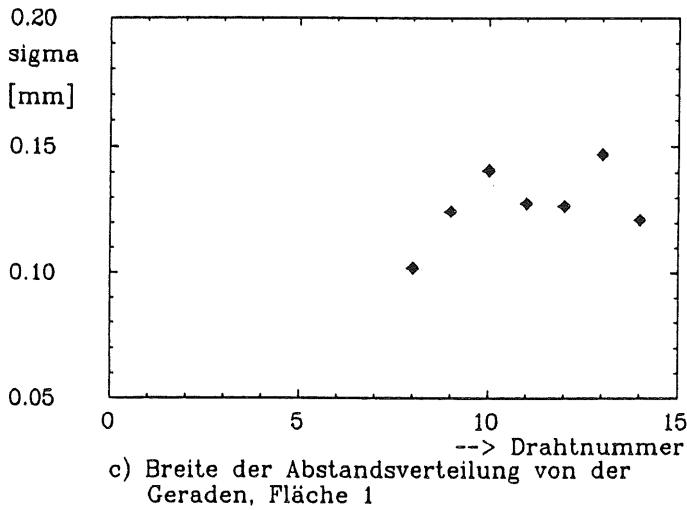
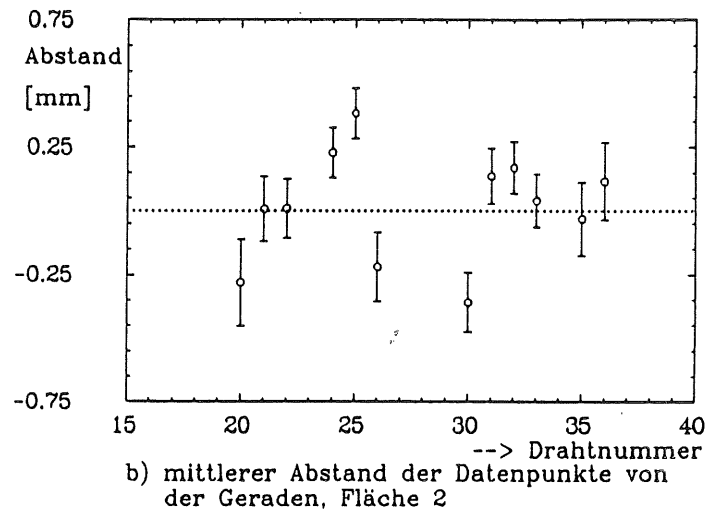
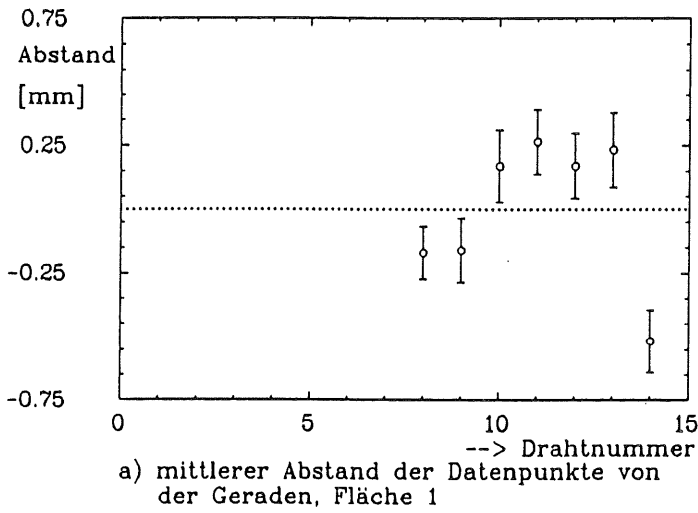


Abbildung 5.20: Abweichungen der Datenpunkte von der Geraden ohne Feldkorrektur als Funktion der Drahtnummer,  $B=0$

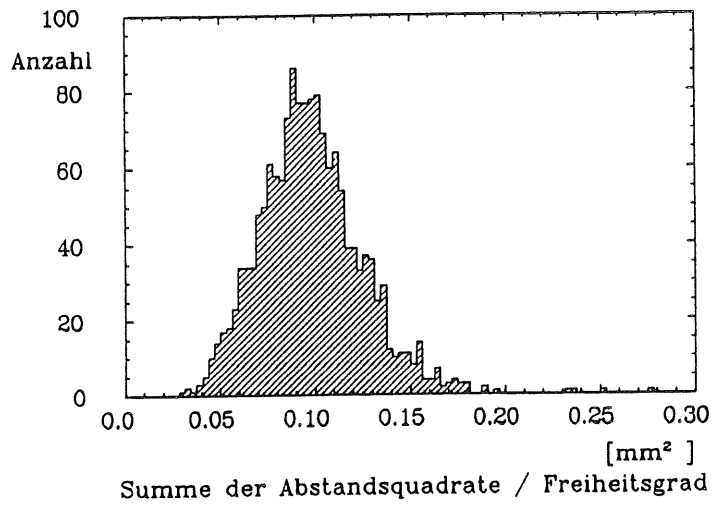


Abbildung 5.21: Verteilung der Summe der Abstandsquadrate/Freiheitsgrad ohne Feldkorrektur,  $B=0$

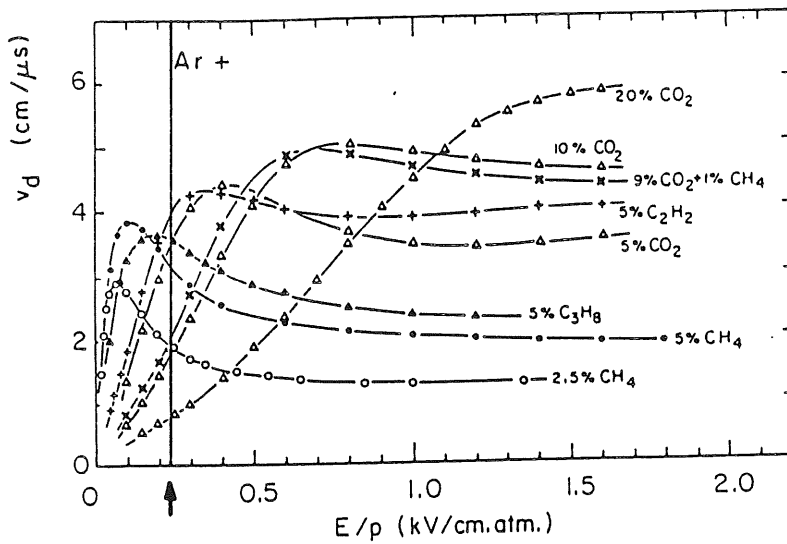


Abbildung 5.22:  $v_D(E)$  für verschiedene Ar-Gemische. Das Arbeitsgas in der Testkammer ist Ar-CO<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> 90 - 9 - 1

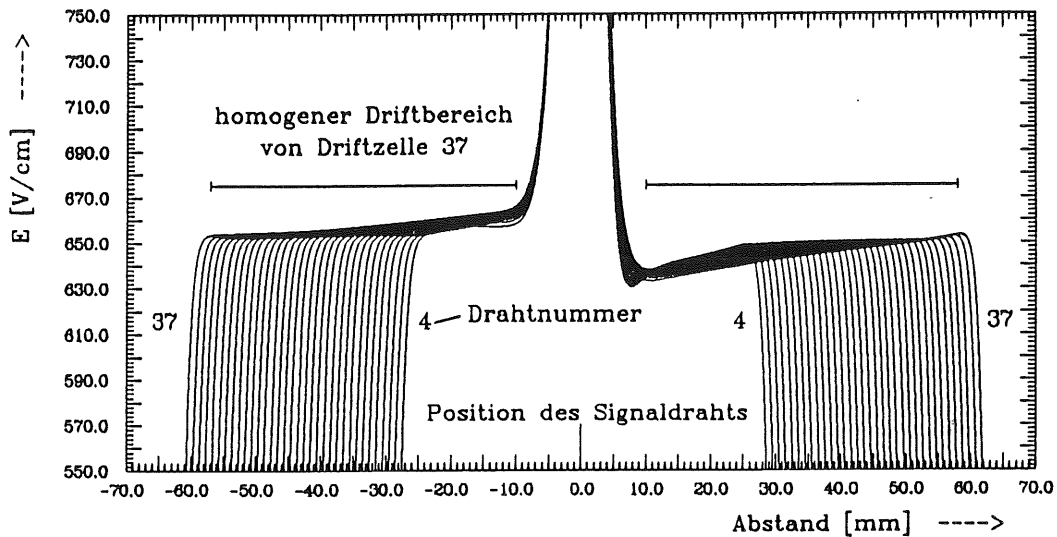


Abbildung 5.23: Driftfeld in Driftrichtung, aufgetragen gegen den Abstand vom Signaldraht [KRE86].

## 5.10 Korrekturen zum elektrischen Feld

Wie Feldrechnungen zeigen, variiert die elektrische Feldstärke über den Driftraum [KRE86] der Spiralkammer. Abbildung 5.23 gibt einen Eindruck vom Verlauf des Driftfeldes in den einzelnen Segmenten. Aufgetragen ist die elektrische Feldstärke in den Driftzellen 4 - 37 gegen den Abstand zum Signaldraht. In diesem Kapitel sollen die Einflüsse dieser Inhomogenitäten abgeschätzt und in die Auswertung einbezogen werden.

Nach Abbildung 5.22 ist die Driftgeschwindigkeit vom Driftfeld abhängig. Im elektrischen Feld  $\vec{E}$  wirkt auf ein elektrisch geladenes Teilchen der Ladung  $e$  und Masse  $m$  die Kraft

$$\vec{F}_E = m \cdot \dot{\vec{v}} = e \cdot \vec{E}.$$

Durch Stöße mit den Molekülen des Kammergases wirkt auf das Teilchen zusätzlich eine zeitabhängige, stochastische Beschleunigung  $mA(t)$ .

$$m\dot{\vec{v}} = e\vec{E} + mA(t)$$

Der letzte Term ist von der Geschwindigkeit unabhängig und beschreibt die unregelmäßigen Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Kammergas. Diese Beschleunigung kann zeitlich gemittelt werden. Da man aus dem Experiment weiß, daß sich eine konstante Driftgeschwindigkeit einstellt, muß die stochastische Beschleunigung im Zeitmittel gerade die Driftbeschleunigung aufheben.

$$\langle A(t) \rangle = -\frac{v_D}{\tau}$$

$\tau$  bezeichne die mittlere Stoßzeit. Dann ist

$$\dot{\vec{v}}_D = \frac{q}{m} \vec{E} - \frac{\vec{v}_D}{\tau}.$$

Da  $\dot{\vec{v}}_D = 0$ , folgt

$$\vec{v}_D = \mu \vec{E} = \text{const} \quad (5.6)$$



wobei  $\mu = q\tau/m$  als die Beweglichkeit definiert ist.

Die Stoßzeit  $\tau$  berechnet man als Quotient der mittleren freien Weglänge  $\bar{f}$  und der thermischen Geschwindigkeit  $\bar{v}$ .

$$\bar{v} = \frac{\bar{f}}{\tau}$$

$\bar{f}$  ist dem Gasdruck umgekehrt proportional. Für kleine Feldstärken  $\vec{E}$  ist  $v_D \sim E$  (Abbildung 5.22), da die zwischen den Stößen aufgenommene Energie durch Stoß an die Gasmoleküle wieder abgegeben wird und sich daher die thermische Geschwindigkeit  $\bar{v}$  nicht ändert. Mit größerer Feldstärke nimmt die Driftgeschwindigkeit dagegen ab, da die Energie nicht mehr vollständig abgegeben werden kann und sich somit  $\bar{v}$  erhöht.

Aufgrund der maximal erreichbaren elektrischen Feldstärke von 235 V/cm [SCH86] liegt der Arbeitspunkt der Testkammer im ansteigenden Teil der Kurve. Inhomogenitäten des Driftfeldes wirken sich daher besonders stark auf  $v_D$  aus.

Um die Korrekturrechnung für jede Driftzelle durchzuführen, ist es zweckmäßig, ein Koordinatensystem mit Ursprung im jeweiligen Signaldraht einzuführen. Nähert man den Feldverlauf entlang des Driftweges  $s$  in einer Driftzelle durch die Gerade

$$|\vec{E}(\vec{s})| = m|\vec{s}| + n ,$$

wobei  $m, n$  reelle Zahlen sind, und die Driftgeschwindigkeit durch

$$|\vec{v}_D| = \mu |\vec{E}(\vec{s})|$$

an, folgt

$$\left| \frac{d\vec{s}}{dt} \right| = \mu(m|\vec{s}| + n)$$

Diese Differentialgleichung liefert als Lösung die gesuchte Weg-Zeit Beziehung

$$|s| = \frac{n}{m} [\exp(\mu m t_d) - 1] \quad (5.7)$$

Ausgehend von Gleichung 5.7 wurden daher die Parameter  $m, n$  und  $\mu$  bestimmt. Berechnungen des Driftfeldes [KRE86] ergeben ein mittleres elektrisches Feld von 234 V/cm, damit folgt  $\mu = 0.52 \text{ m}^2/\text{Vs}$ . Um die Parameter  $m, n$  zu erhalten, wurde auf beiden Seiten der Signalfäche für alle Driftzellen der Verlauf des elektrischen Feldes durch Geraden der Form  $E(s) = m \cdot s + n$  angenähert. Als Grundlage dienten hierzu Feldrechnungen, die für eine mittlere elektrische Feldstärke von 234 V/cm durchgeführt wurden. Die Geraden haben Steigungen zwischen  $m = -1.75 \dots 5 \text{ V/cm}^2$  und einen konstanten Term  $n = 190 \dots 280 \text{ V/cm}$ .

Für die Strahlänge nach Abbildung 5.1 beträgt die Korrektur bis zu 6 Prozent. Das Verhältnis von korrigierten zu unkorrigierten Driftwegen ist in Abbildung 5.24 gegen die Drahtnummer aufgetragen.

Damit die Driftstrecken nach Gleichung 5.7 berechnet werden können, wurden die Parameter  $m, n$  der Näherungsgeraden in das Auswerteprogramm übernommen. Die Ausgleichsrechnung selbst erfolgte wie in der zuvor beschriebenen Weise.

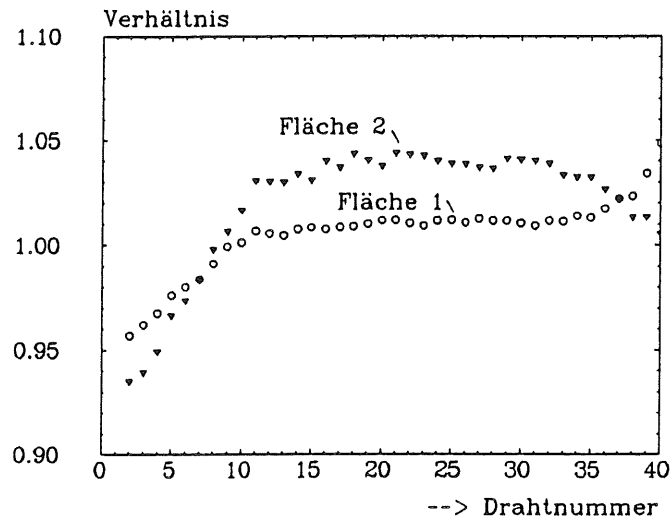


Abbildung 5.24: Einfluß der Feldkorrektur. Aufgetragen ist das Verhältnis von korrigierten zu unkorrigierten Driftwegen als Funktion der Drahtnummer.

## 5.11 Ergebnisse

Die Ortsauflösung der Testkammer kann auf 3 Arten bestimmt werden:

1. in Driftrichtung aus den Abweichungen der Datenpunkte von der Geraden
2. in Driftrichtung aus der Zeitauflösung
3. in y-Richtung aus der Messung der Strahllage

In den Abbildungen 5.25 und 5.26 sind die Werte der optimierten Parameter und die Abweichungen der Datenpunkte von der Geraden zusammengefaßt.

Der Korrelationskoeffizient zwischen den Geradenparametern  $a$  und  $b$  beträgt 0.977.

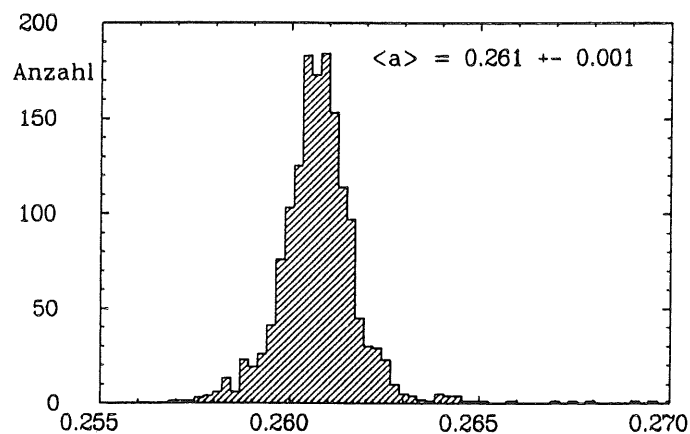
Die Verteilung der Summen der Abstandsquadrate pro Freiheitsgrad zeigt Abbildung 5.27. Im Vergleich mit der Minimierung ohne Feldkorrektur bleiben die systematischen Abweichungen in den beiden Segmenten mit 242 und 160  $\mu\text{m}$  gleich. Der statistisch verteilte Fehler von 132 und 118  $\mu\text{m}$  verändert sich ebenfalls kaum und stimmt mit den Werten, die man aus der Zeitauflösung erhält, gut überein. Eine Korrektur des elektrischen Feldes hat also keinen Einfluß auf die Ortsauflösung der Kammer, erniedrigt hingegen in Segment 2 die Driftgeschwindigkeit von 12.5 auf 12.0  $\mu\text{m}/\text{ns}$ . Die Ergebnisse mit und ohne Feldkorrektur sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

Multipliziert man die Driftgeschwindigkeiten mit den oberen Grenzen der Zeitauflösung von etwa 24 ns, ergeben sich als obere Grenzen der Ortsauflösung für Fläche 1 = 314  $\mu\text{m}$  und für Fläche 2 = 300  $\mu\text{m}$ , im Mittel 144 und 138  $\mu\text{m}$ .

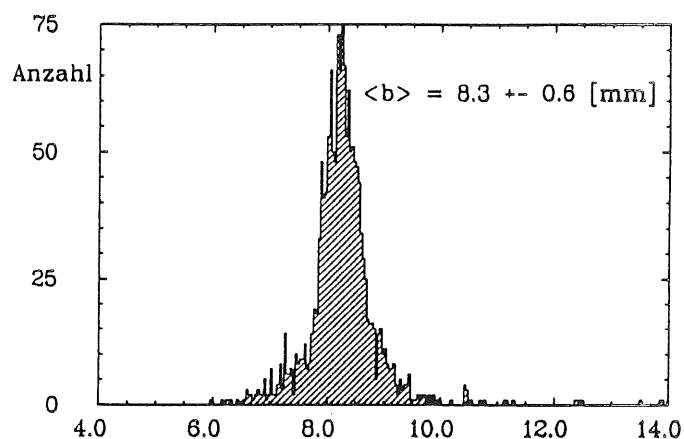
Geht man davon aus, daß systematischer und statistisch verteilter Fehler von einander unabhängig sind, kann man diese quadratisch addieren und erhält als totale Ortsauflösung der Testkammer im Mittel 275 und 200  $\mu\text{m}$ .

Aus den Meßwerten für die Parameter  $a$  und  $b$  kann man die Genauigkeit der Geraden  $y = a \cdot x + b$  in  $y$ -Richtung angeben. Da  $a$  und  $b$  nicht unabhängig von einander zu bestimmen sind, muß deren Kovarianz  $\text{cov}(a, b)$  berücksichtigt werden. Die Kovarianz hängt mit dem Korrelationskoeffizienten  $k$  über

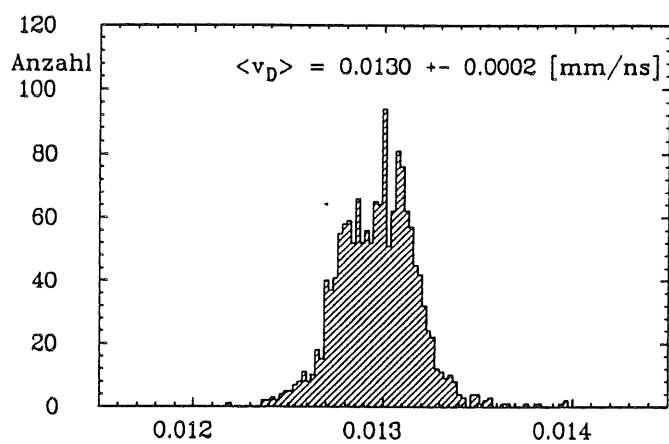
$$k = \frac{\text{cov}(a, b)}{\sigma(a)\sigma(b)}$$



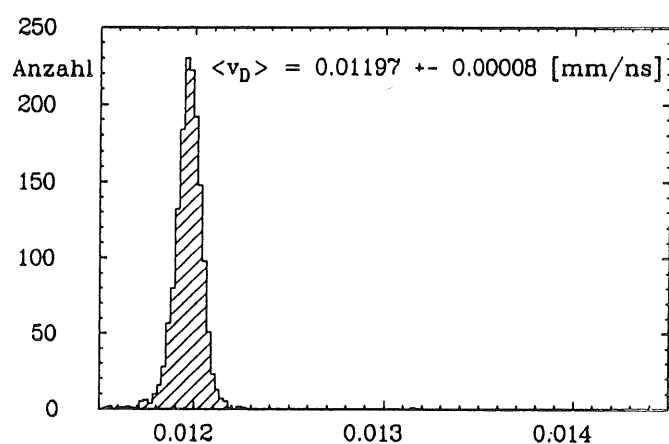
a) Geradenparameter a



b) Geradenparameter b [mm]

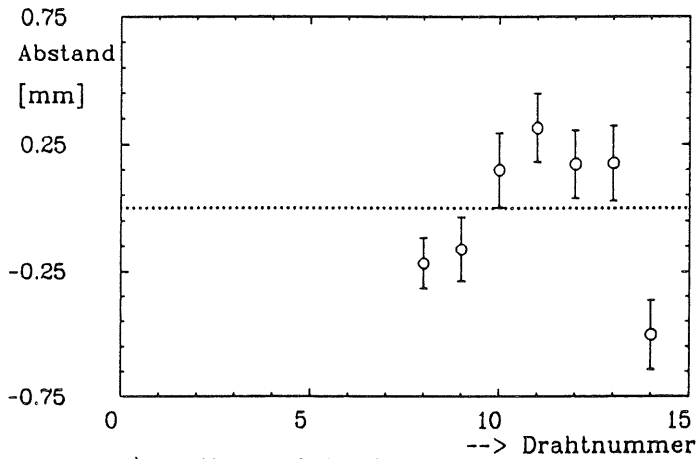


c) Driftgeschwindigkeit Fläche 1 [mm/ns]

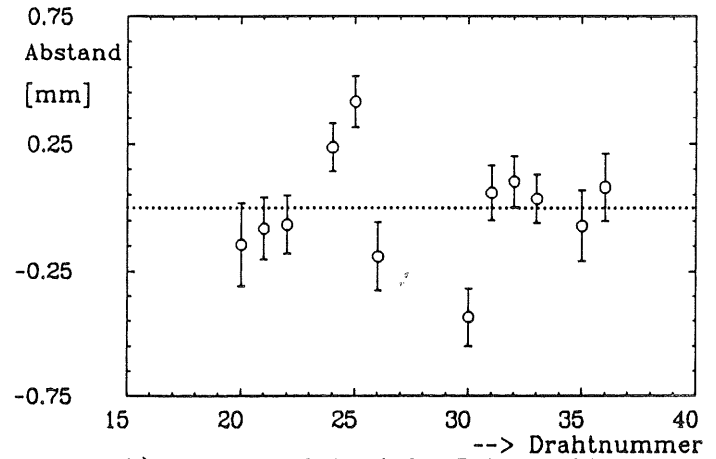


d) Driftgeschwindigkeit Fläche 2 [mm/ns]

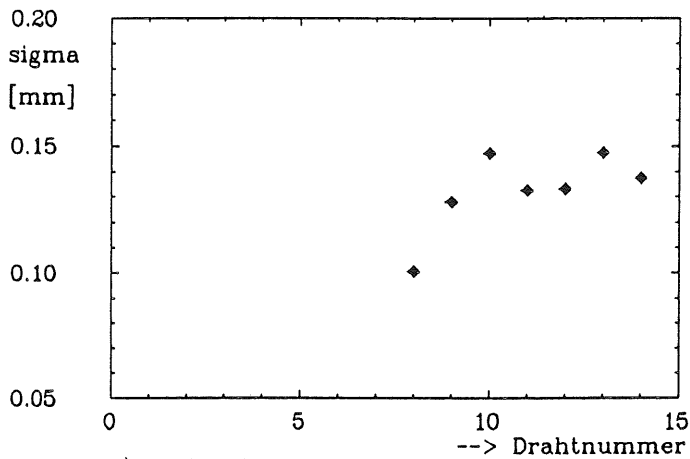
Abbildung 5.25: Verteilung der Strahlage-Parameter und Driftgeschwindigkeiten mit Feldkorrektur,  $B=0$



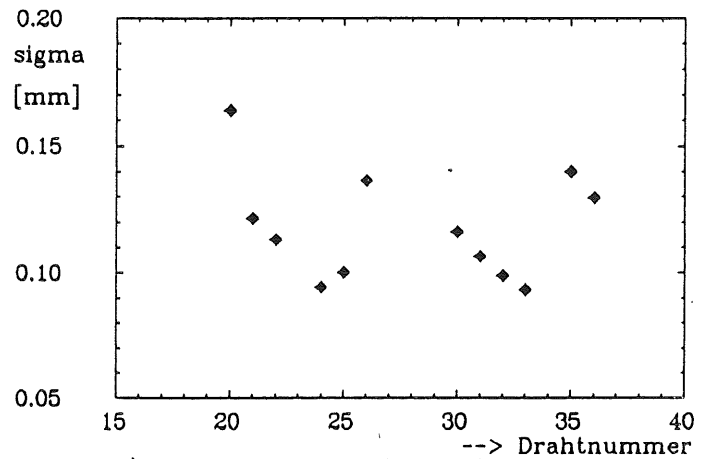
a) mittlerer Abstand der Datenpunkte von der Geraden, Fläche 1



b) mittlerer Abstand der Datenpunkte von der Geraden, Fläche 2



c) Breite der Abstandsverteilung von der Geraden, Fläche 1



d) Breite der Abstandsverteilung von der Geraden, Fläche 2

Abbildung 5.26: Abweichungen der Datenpunkte von der Geraden mit Feldkorrektur als Funktion der Drahtnummer,  $B=0$

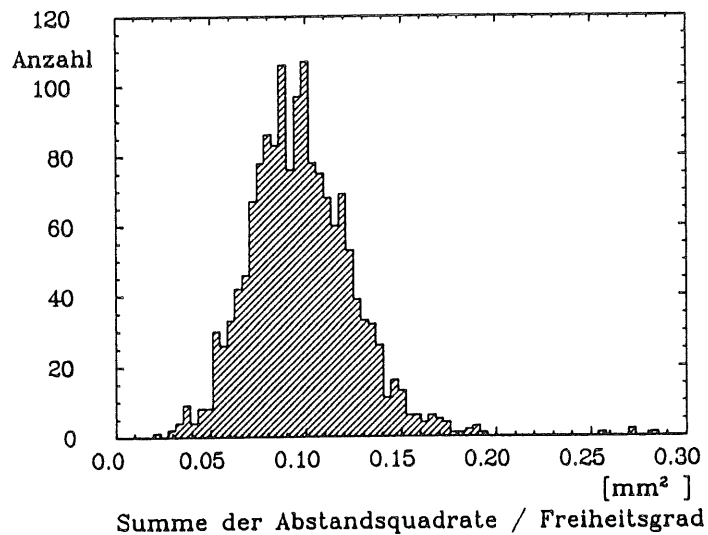


Abbildung 5.27: Verteilung der Summe der Abstandsquadrate/Freiheitsgrad mit Feldkorrektur,  $B=0$

zusammen. Für einen linearen Zusammenhang der Parameter wie in der Geradengleichung berechnet man die Varianz nach der Formel [FRO79]:

$$\sigma^2(y) = x^2 \sigma^2(a) + \sigma^2(b) + 2 x \operatorname{cov}(a, b) \quad .$$

Dieser Ausdruck setzt sich aus den einzelnen Varianzen von  $a$  und  $b$ , gewichtet mit dem Quadrat der  $x$ -Koordinate, zusammen. Der letzte Term enthält die Korrelation bei der gleichzeitigen Messung von  $a$  und  $b$ .

In Abbildung 5.28 ist  $\sigma(y)$  in  $x$ -Richtung aufgetragen. Man erkennt ein Minimum von  $140 \mu\text{m}$  um  $x = -600 \text{ mm}$ , das entspricht etwa dem Eintrittspunkt des Laserstrahls in die Testkammer. Zum Austritt ( $x \sim -250 \text{ mm}$ ) hin wächst  $\sigma(y)$  auf etwa  $350 \mu\text{m}$  an.

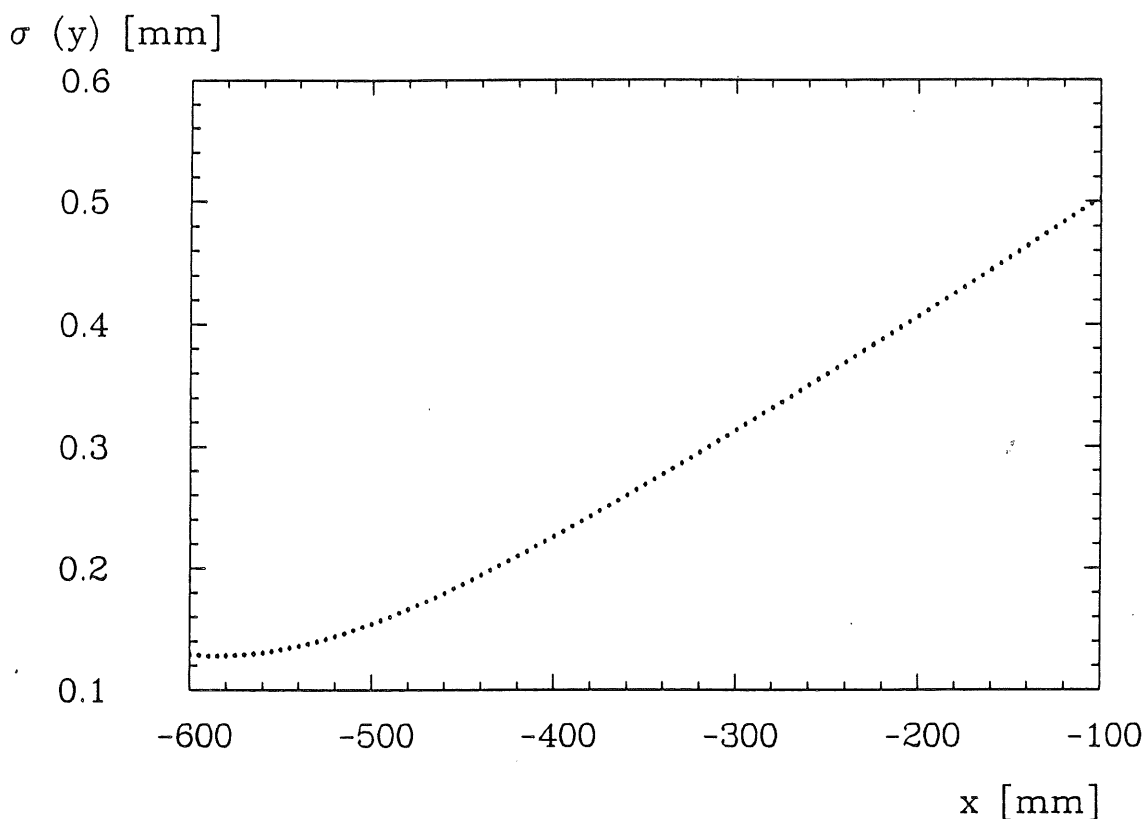


Abbildung 5.28: Ortsauflösung der Testkammer in y-Richtung als Funktion von x, B=0

Ergebnis	ohne Feldkorrektur	mit Feldkorrektur
Driftgeschwindigkeit Fläche 1	$13.1 \pm 0.2 \mu\text{m/ns}$	$13.0 \pm 0.2 \mu\text{m/ns}$
Driftgeschwindigkeit Fläche 2	$12.5 \pm 0.1 \mu\text{m/ns}$	$12.0 \pm 0.1 \mu\text{m/ns}$
Geradenparameter a	$0.262 \pm 0.001$	$0.261 \pm 0.001$
Geradenparameter b	$8.8 \pm 0.8 \text{ mm}$	$8.3 \pm 0.6 \text{ mm}$
mittlere Abweichung Fläche 1	$241 \mu\text{m}$	$242 \mu\text{m}$
mittlere Abweichung Fläche 2	$165 \mu\text{m}$	$160 \mu\text{m}$
mittlerer Fehler Fläche 1	$127 \mu\text{m}$	$132 \mu\text{m}$
mittlerer Fehler Fläche 2	$122 \mu\text{m}$	$118 \mu\text{m}$
Summe der Abstandsquadrate/Freiheitsgrad	$0.10 \pm 0.03 \text{ mm}^2$	$0.10 \pm 0.03 \text{ mm}^2$

Tabelle 5.2: Ergebnisse der Messungen ohne Magnetfeld

# Kapitel 6

## Messungen mit Magnetfeld

### 6.1 Einleitung

Um die Eigenschaften der Testkammer im Magnetfeld zu untersuchen, wurde die Kammer in einen Magneten mit einer maximalen Feldstärke von 0.8 Tesla eingebaut. Ziel der Messungen sind die Bestimmung der Ortsauflösung und des Lorentzwinkels.

Auf Grund eines geänderten Versuchsaufbaus wurde vorher zur Eichung der Driftgeschwindigkeit und Strahllage eine Messung ohne Magnetfeld durchgeführt. Zunächst soll aber die Frage behandelt werden, welchen Einfluß magnetische und elektrische Felder auf die Bewegung eines Elektrons in einer Driftkammer haben.

### 6.2 Lorentzwinkel

Unter dem Einfluß eines Magnetfeldes driften die  $e^-$ -Cluster nicht mehr parallel zu den Feldlinien des elektrischen Driftfeldes, sondern um den Lorentzwinkel  $\alpha_L$  gedreht auf die Signaldrahtfläche. Da die Bewegung der Teilchen im Kammergas stattfindet, muß deren Wechselwirkung mit den Gasmolekülen in die Rechnung einbezogen werden [KLE84].

Die Felder haben die Form  $\vec{E}(0, E_y, 0)$  und  $\vec{B}(0, 0, B_z)$ . Ein elektrisch geladenes Teilchen der Masse  $m$ , Ladung  $q$  und Geschwindigkeit  $\vec{v}$  erfährt in ihnen die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = m \cdot \dot{\vec{v}} \quad .$$

Die Beschleunigung der Teilchen ist

$$\dot{\vec{v}} = \vec{v} \times \frac{q}{m} \vec{B} \quad ,$$

wobei  $\omega = (q/m)B$  die sogenannte Zyklotronfrequenz bezeichnet. Bereits in Abschnitt 3.9 (Korrekturen zum elektrischen Feld) wurde der Einfluß des Arbeitsgases auf die Bewegung eines Elektrons durch eine zeitabhängige stochastische Kraft  $m\vec{A}(t)$  beschrieben. Der gleiche Ansatz führt in mit einander kombinierten elektrischen und magnetischen Feldern auf die Gesamtkraft

$$m\dot{\vec{v}} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + m\vec{A}(t) \quad .$$

Da man weiß, daß sich als Ergebnis eine konstante Driftgeschwindigkeit ergibt, hebt die stochastische Beschleunigung die translatorische im Mittel auf.

$$\langle A(t) \rangle = -\frac{\vec{v}_D}{\tau}$$

$\tau$  = mittlere Stoßzeit

Im homogenen Feld  $\vec{E}$  ist  $\vec{v}_D = 0$ . Daraus folgt

$$\frac{\vec{v}_d}{\tau} + \left(\frac{q}{m}\right) \vec{B} \times \vec{v}_D = \left(\frac{q}{m}\right) \vec{E}$$

mit den Lösungen

$$\begin{aligned} v_x &= \mu E_y \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \\ v_y &= \mu E_y \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \\ v_z &= 0 \end{aligned}$$

wobei  $\mu = q\tau/m$  für die Beweglichkeit steht. Mit  $\tau$  ist auch  $\mu$  vom Arbeitsgas abhängig. Für den Betrag der Driftgeschwindigkeit ergibt sich

$$v_d = \mu E_y \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad (6.8)$$

Gegenüber einer Messung ohne Magnetfeld (Gleichung 5.6) erniedrigt sich also die Driftgeschwindigkeit um den Faktor

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$$

Der Lorentzwinkel  $\alpha_L$  ist der Winkel zwischen  $\vec{v}_D$  und  $\vec{E}$  und beträgt

$$\alpha_L = \arctan(\omega \tau) \quad (6.9)$$

### 6.3 Eichmessung

Vor den Messungen mit Magnetfeld setzten auf Fläche 1 vereinzelt Hochspannungsüberschläge ein, so daß die Gasverstärkungsspannung von 2175 V nicht mehr beibehalten werden konnte. Der Arbeitspunkt der Kammer mußte daher neu eingestellt werden.

Gasverstärkungsspannung Segment 1 von 2175 auf 2100 V

Gasverstärkungsspannung Segment 2 mit 2100 V beibehalten

Mit diesen Werten steigt das mittlere Driftfeld in Segment 1 von 226.7 auf 234.8 V/cm [KRE86]. Die Laseroptik mußte ebenfalls neu justiert werden, da der Strahl aus seiner ursprünglichen Lage herausgewandert war.

Um die Driftgeschwindigkeit und Strahllage zu ermitteln, wurde eine Messung ohne Magnetfeld durchgeführt und, wie im vorigen Kapitel beschrieben, ausgewertet.

In Abbildung 6.1 a ist die Verteilung der Summe der Abstandsquadrate / Freiheitsgrad für jeden Laserschuß eingetragen. Bei  $0.15 \text{ mm}^2$  befindet sich im Histogramm ein schmales Maximum, während sich die übrigen Einträge um etwa  $0.3 \text{ mm}^2$  verteilen. Ein Vergleich der jeweils ansprechenden Drahtnummern zeigt, daß Einträge im Bereich um  $0.15 \text{ mm}^2$  immer dann erfolgen, wenn der Signaldraht Nummer 20, Fläche 2 nicht anspricht. Nimmt man diesen Signaldraht von der Auswertung aus, ergibt sich eine Verteilung nach Abbildung 6.1 b. Der Mittelwert beträgt  $0.16 \text{ mm}^2$ . Tabelle 6.1 enthält die Ergebnisse.



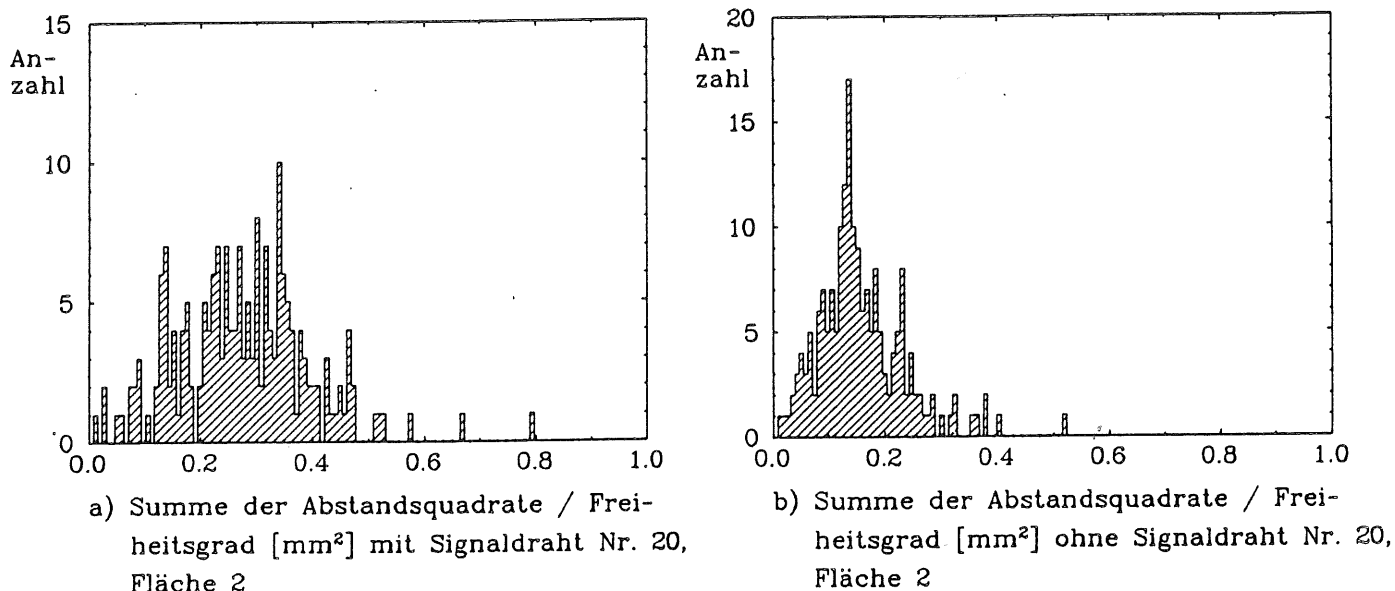


Abbildung 6.1: Verteilung der Summe der Abstandsquadrate/Freiheitsgrad mit (a) und ohne (b) Signaldraht Nummer 20, Fläche 2

## 6.4 Magnetfeld

Zur Untersuchung der Einflüsse eines Magnetfeldes auf die Testkammer steht am DESY-Teststrahl 22 ein Magnet mit einer maximalen Feldstärke von 0.8 Tesla zur Verfügung. Der Magnet umschließt die gesamte Testkammer und besteht aus zwei gleichen Solenoiden, die durch einen Weicheisenring miteinander verbunden sind (Abbildung 6.2). Dieser Weicheisenring besitzt zwei gegenüberliegende Langlöcher, um den Durchgang des Laserstrahls zu ermöglichen. Das Magnetfeld wurde mit Hilfe einer Hallsonde ausgehend von der Kammermitte längs des Laserstrahls aufgenommen (Abbildung 6.3). Es zeigte sich, daß  $\vec{B}$  zwischen 0.62 Tesla in Kammermitte und 0.52 Tesla am Kammerrand variiert.

Da wir ursprünglich von Driftgeschwindigkeiten um 21  $\mu\text{m}/\text{ns}$  ausgingen (Abbildung 5.22), wurde  $\vec{B}$  auf 0.3 Tesla in der Kammermitte eingestellt.

Mit einer mittleren Driftgeschwindigkeit von 13  $\mu\text{m}/\text{ns}$  und einer mittleren elektrischen Feldstärke  $E = 231 \text{ V}/\text{cm}$  folgt für die Beweglichkeit  $\mu$

$$\mu = \frac{v_d}{E} = 0.56 \quad \left[ \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}} \right]$$

Für die mittlere Stoßzeit  $\tau$  erhält man

$$\tau = \left( \frac{q}{m} \right)^{-1} \cdot \mu = 3.18 \cdot 10^{-12} \quad [\text{s}]$$

und für die Zyklotronfrequenz  $\omega$

$$\omega = \frac{q}{m} \cdot |B| = 5.28 \cdot 10^{10} \quad [\text{Hz}]$$

Die Driftgeschwindigkeit verringert sich gegenüber den Messungen ohne Magnetfeld um den Faktor

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} = 0.986 \quad .$$

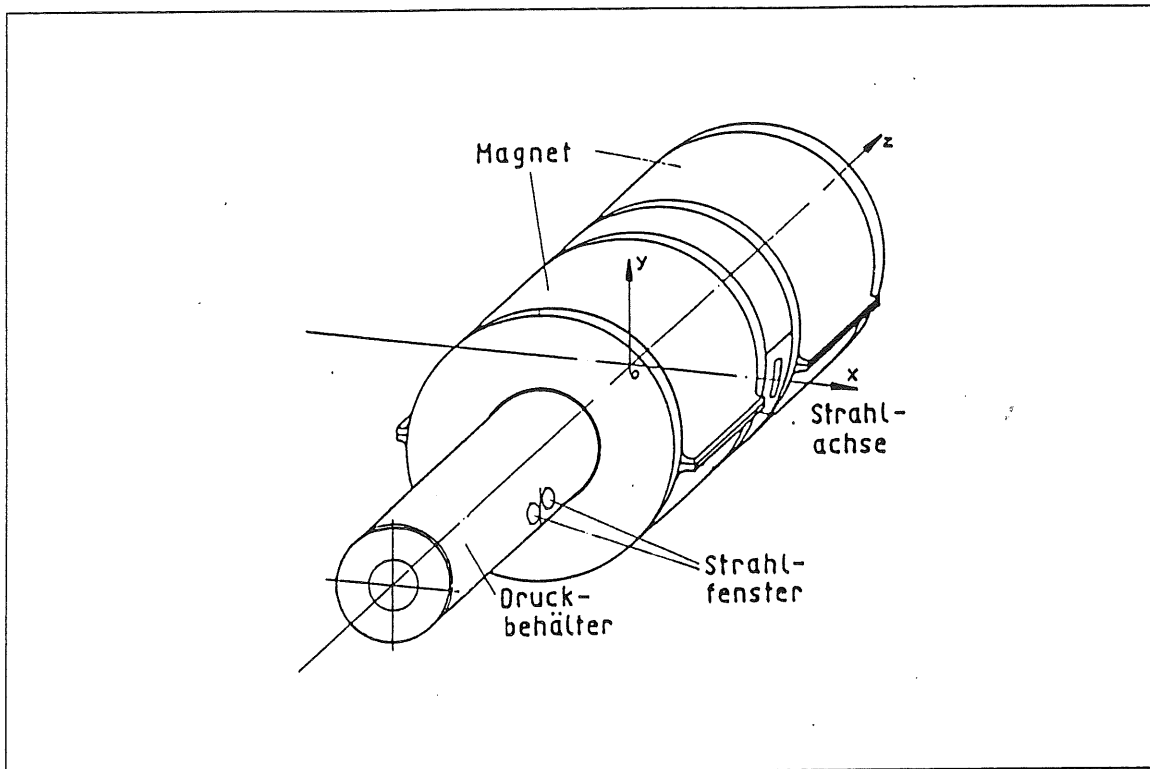


Abbildung 6.2: Testmagnet mit herausgezogener Testkammer

Damit errechnet sich der Lorentzwinkel für Segment 2 in Kammermitte zu

$$\alpha_L = \arctan(\omega\tau) = 9.5^\circ$$

Dieser Winkel ist aufgrund der geringen Driftgeschwindigkeiten deutlich niedriger als der Schnittwinkel der logarithmischen Spirale von  $15^\circ$ .

## 6.5 Auflösungsfunktion

Mit dem eingestellten Magnetfeld von 0.3 Tesla wurden 1266 gültige Ereignisse aufgenommen. Für beide Flächen ist in Abb. 6.4 a-f für jeden Draht die Ansprechrate aufgetragen. Dabei wurde wiederum unterschieden, ob Einzel- oder Mehrfachpulse auftraten.

**Ergebnis:**

- Die Struktur der Ansprechraten ist in Bezug auf die Signaldrähte und Rate der Einzelpulse mit der aus den Messungen ohne Magnetfeld vergleichbar. Daher wurden die Kriterien bezüglich der zur weiteren Auswertung herangezogenen Impulse beibehalten.

Die Abbildungen 6.5 a-f fassen die Standardabweichungen der Driftzeiten mit Magnetfeld zusammen. Man erkennt, daß die Fehler besonders auf Fläche 1 mit der Driftstrecke ansteigen. Die Werte der Ortsauflösung aus den Einzelpulsen sind in Tabelle 6.2 dargestellt. Während sich bei gleichen Betriebsbedingungen die Auflösung von Fläche 2 gegenüber den Messungen ohne Magnetfeld verbessert, verschlechtert sie sich auf Fläche 1 deutlich. Das Erniedrigen

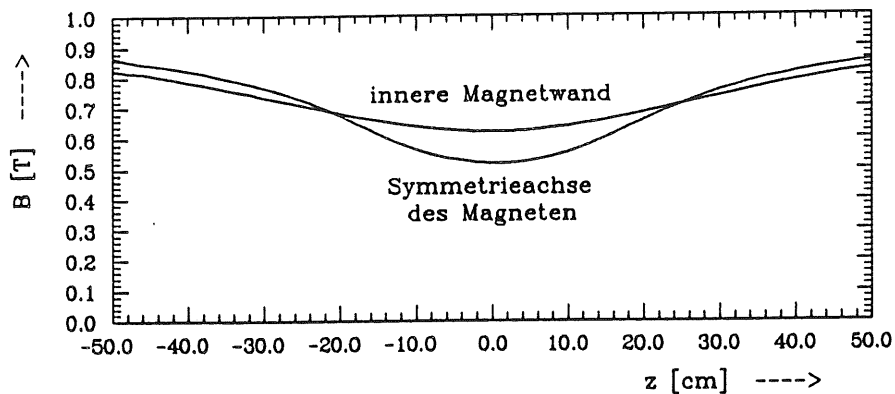
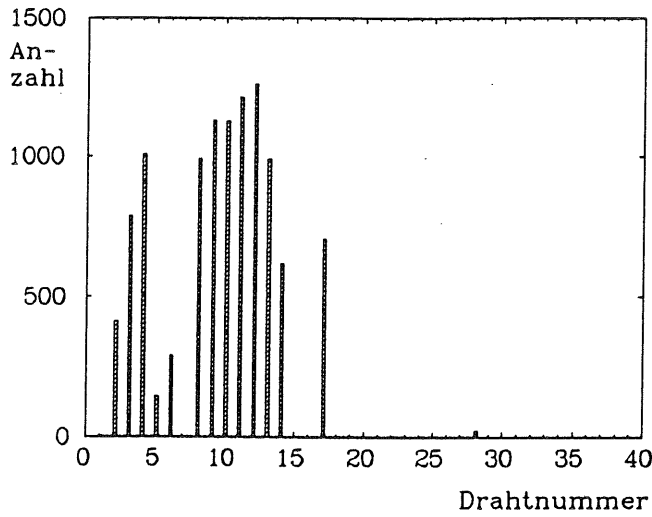


Abbildung 6.3: Magnetische Feldstärke, aufgenommen längs der Kammerachse (Symmetrieachse des Magneten) und an der inneren Wand des Magneten.

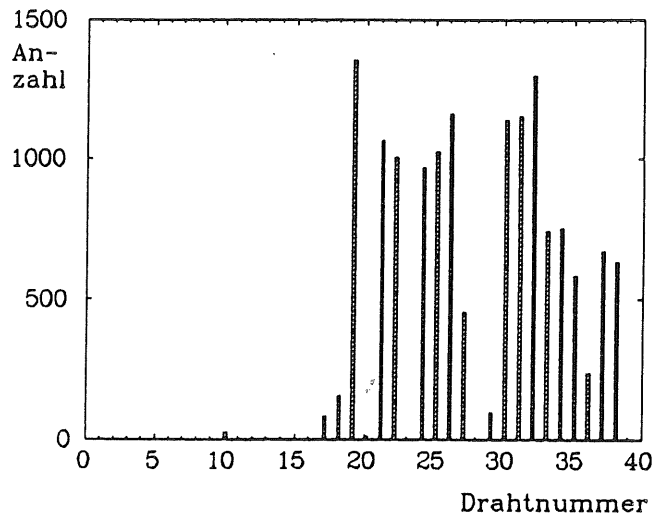
der Gasverstärkungsspannung in Segment 1 bewirkt also eine deutlich schlechtere Auflösung. Im nächsten Schritt soll, ähnlich wie bei der Auswertung ohne Magnetfeld, an die Datenpunkte ebenfalls für jeden Laserschuss eine Gerade angepaßt werden. Probleme bereitet dabei die Meßgenauigkeit, da die Strahllage nicht mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen ist. Diese Schwierigkeiten sollen im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

## 6.6 Meßgenauigkeit

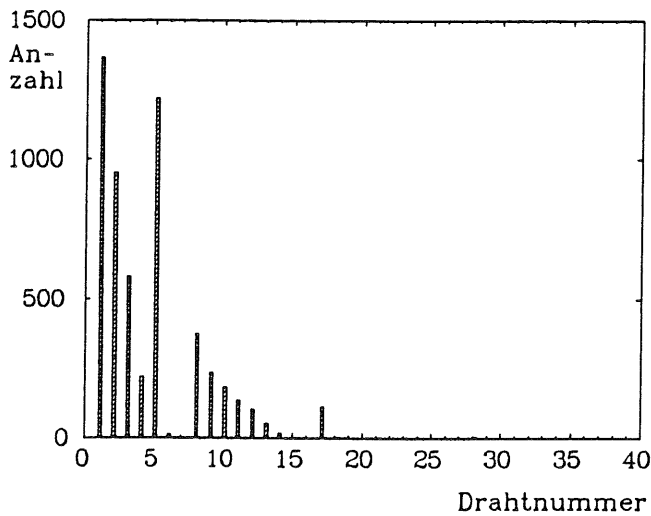
Bereits durch Abbildung 5.16 wird deutlich, daß selbst extreme Änderungen von 100 Prozent des zur Auswertung verwendeten Lorentzwinkels gegenüber dem im Experiment eingestellten Winkel nur geringen Einfluß auf die rekonstruierte Spurform haben. Da die Strahllage gegenüber der Eichmessung gleichbleibt, lassen sich die Driftstrecken mit Lorentzwinkel anhand einfacher geometrischer Überlegungen angeben. Abbildung 6.6 zeigt die absoluten Längenänderungen bei einem Feld von 0.3 Tesla. Es ist zu erkennen, daß die zu erwartenden Driftstreckenänderungen in der gleichen Größenordnung wie die Ortsauflösung der Testkammer liegen. Auch für den ursprünglich angestrebten Lorentzwinkel von 15 Grad sind deutliche Änderungen über der Meßgenauigkeit nicht zu erwarten. Der Lorentzwinkel ist also mit diesem Aufbau schwer zu bestimmen.



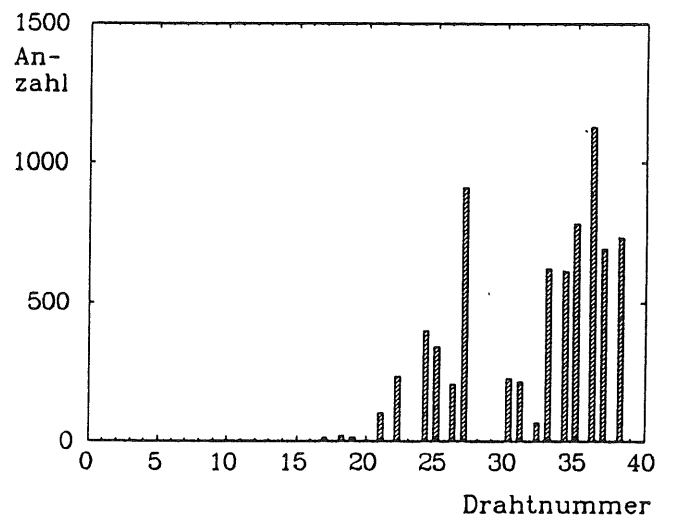
a) Häufigkeit von Einzelpulsen, Fläche 1



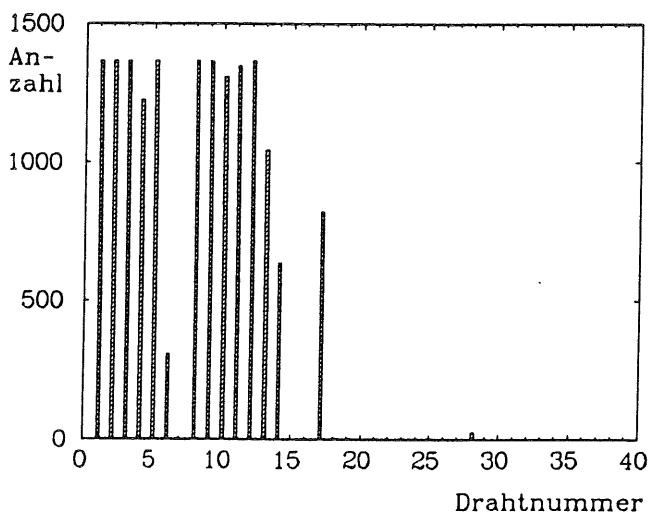
b) Häufigkeit von Einzelpulsen, Fläche 2



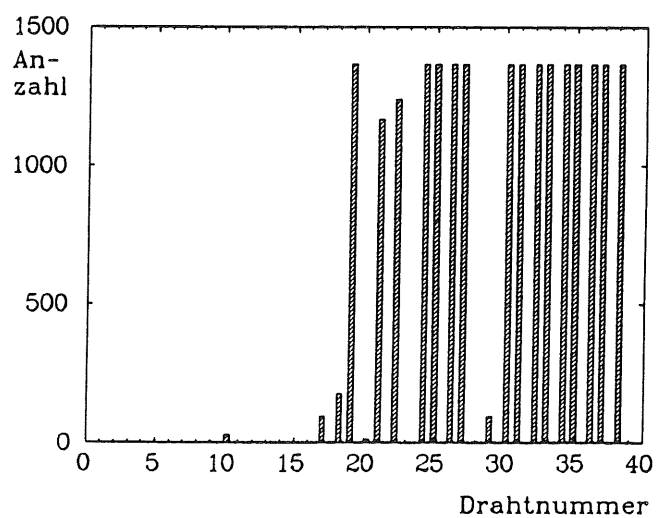
c) Häufigkeit von Doppel- und Mehrfachpulsen, Fläche 1



d) Häufigkeit von Doppel- und Mehrfachpulsen, Fläche 2

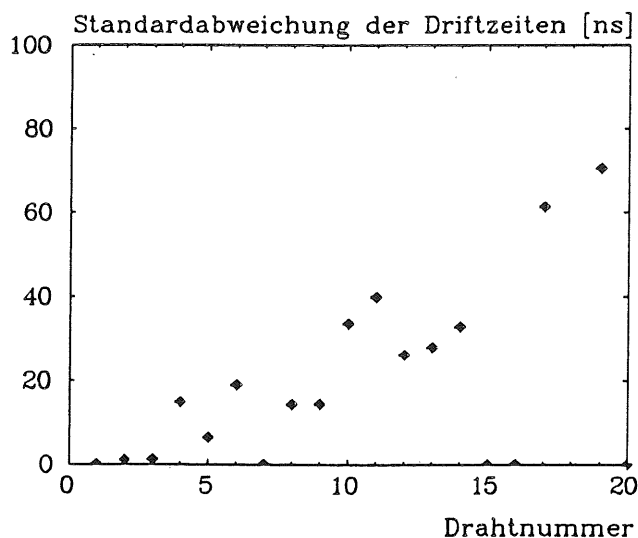


e) Häufigkeit aller Pulse, Fläche 1

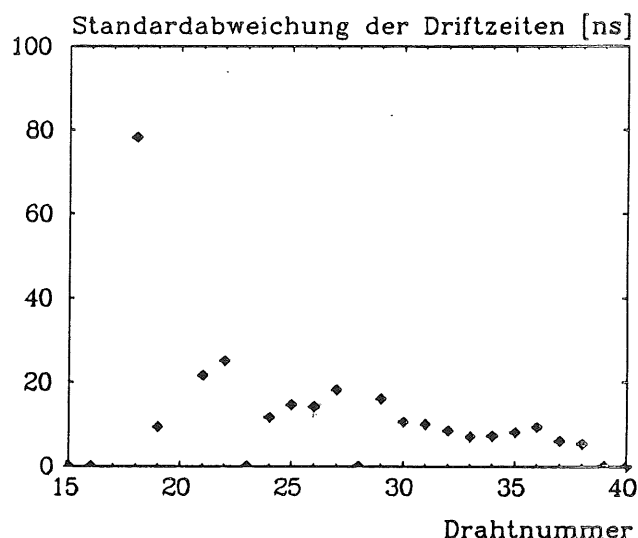


f) Häufigkeit aller Pulse, Fläche 2

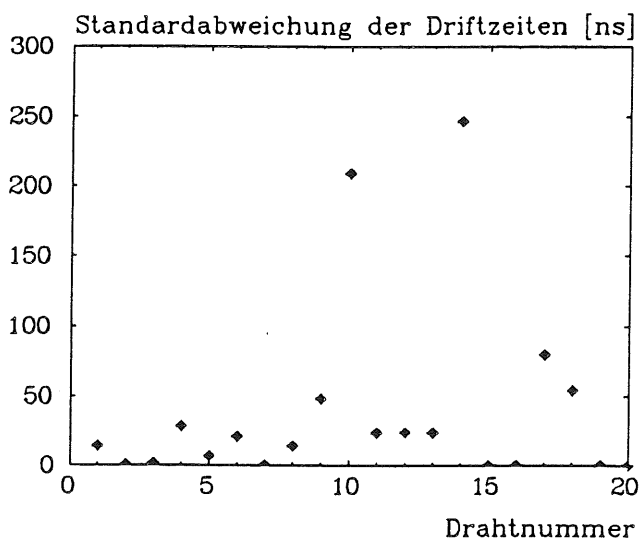
Abbildung 6.4: Ansprechrate als Funktion der Drahtnummer,  $B = 0.3$  Tesla



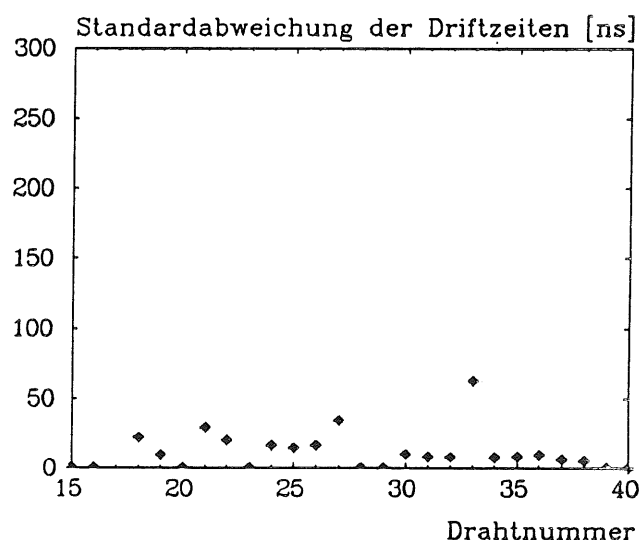
a) Fehler-Verteilung der Einzelpulse, Fläche 1



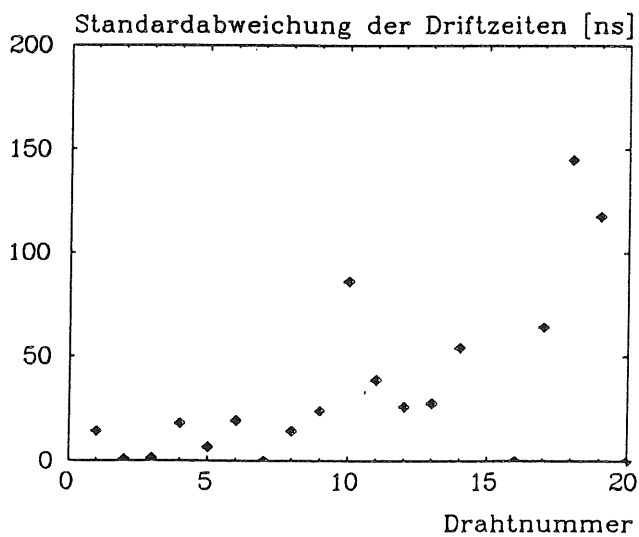
b) Fehler-Verteilung der Einzelpulse, Fläche 2



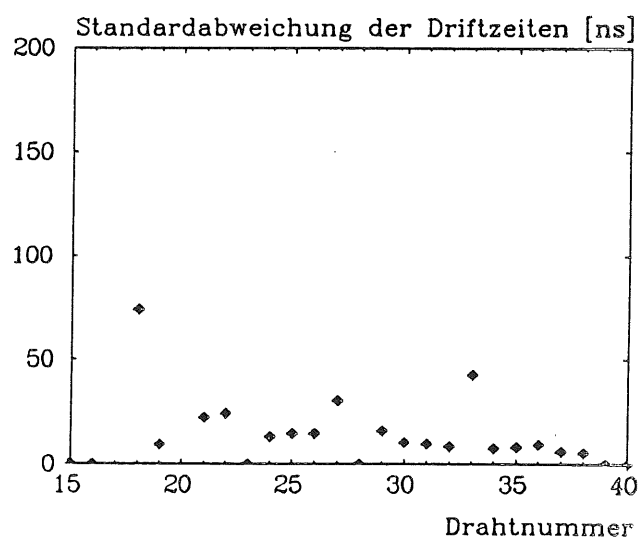
c) Fehler-Verteilung von Doppel- und Mehrfachpulsen, Fläche 1



d) Fehler-Verteilung von Doppel- und Mehrfachpulsen, Fläche 2



e) Fehler-Verteilung aller Pulse, Fläche 1



f) Fehler-Verteilung aller Pulse, Fläche 2

Abbildung 6.5:  $\sigma$  der Driftzeiten als Funktion der Drahtnummer,  $B = 0.3$  Tesla

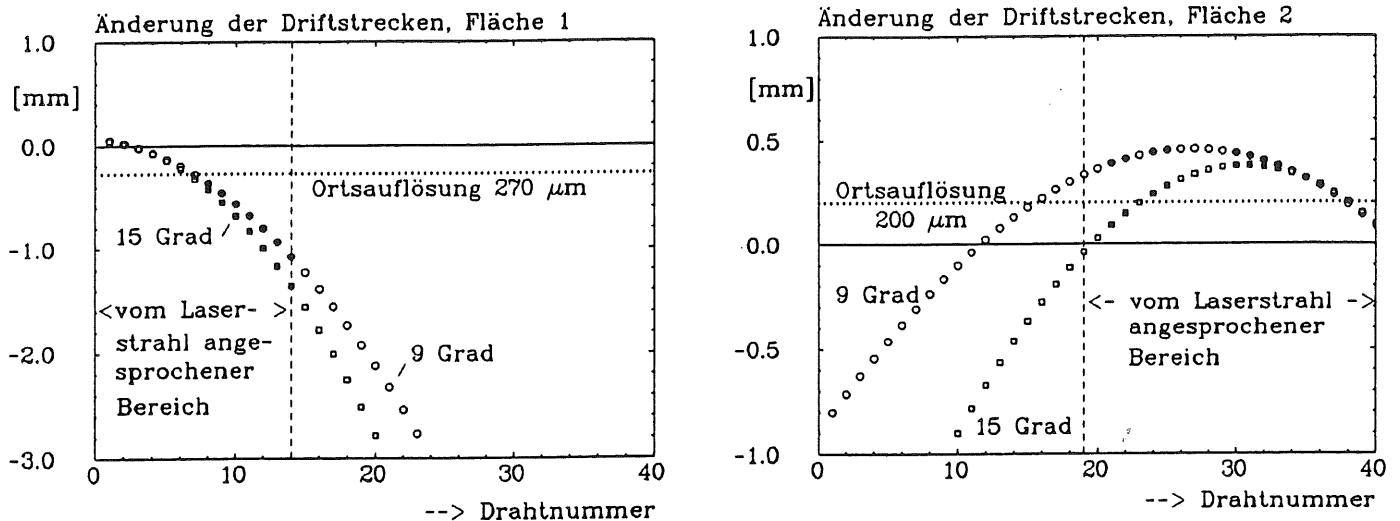


Abbildung 6.6: Differenz zwischen den Driftstrecken einer Messung ohne und mit Magnetfeld als Funktion der Drahtnummer, aufgetragen für zwei verschiedene Lorentzwinkel.

## 6.7 Bestimmung von Strahlage und Lorentzwinkel

Um die Auswirkungen auf die Ausgleichsrechnung zahlenmäßig zu erfassen, wurden die Korrekturwerte des elektrischen Feldes aus den Ergebnissen der Feldrechnung [KRE86] für einen Lorentzwinkel von 15 Grad bestimmt und in das Auswerteprogramm übernommen. Aus der Eichmessung sind die Driftgeschwindigkeiten bekannt und vermindern sich gemäß Gleichung 6.8 (Faktor 0.986). Durch die Ausgleichsrechnung sollen die 4 Parameter

- Geradenparameter  $a$  und  $b$  der Strahlgeraden  $y=ax + b$
- Lorentzwinkel für Fläche 1 und Fläche 2

optimiert werden (Abschnitt 5.7.4). Nach Gleichung 5.4 erwartet man einen Lorentzwinkel mit negativem Vorzeichen.

Abbildung 6.7 enthält die Verteilung der Summe der Abstandsquadrate / Freiheitsgrad, Abbildung 6.8 a-b die Verteilung der Geradenparameter und c-d die ermittelten Lorentzwinkel. Im Mittel beträgt die Summe der Abstandsquadrate/Freiheitsgrad  $0.06 \text{ mm}^2$ , ist also gegenüber dem Wert von  $0.1 \text{ mm}^2$  aus den Messungen ohne Magnetfeld deutlich geringer.

Die Lorentzwinkel betragen für beide Segmente  $-1 \pm 5$  und  $-1 \pm 4$  Grad.

Verglichen mit den Werten aus der Eichmessung bleiben die Geradenparameter mit  $a=0.282 \pm 0.001$  und  $b=16.5 \pm 0.6$  innerhalb der Meßgenauigkeit gleich.

Nach Abbildung 5.16 bewirken geringe Variationen der Strahlage die Veränderung des Lorentzwinkels über einen großen Bereich. Da in der Ausgleichsrechnung neben den Lorentzwinkeln auch die Geradenparameter optimiert werden, könnte die Optimierung der Strahlage auf Kosten des Lorentzwinkels dominieren.

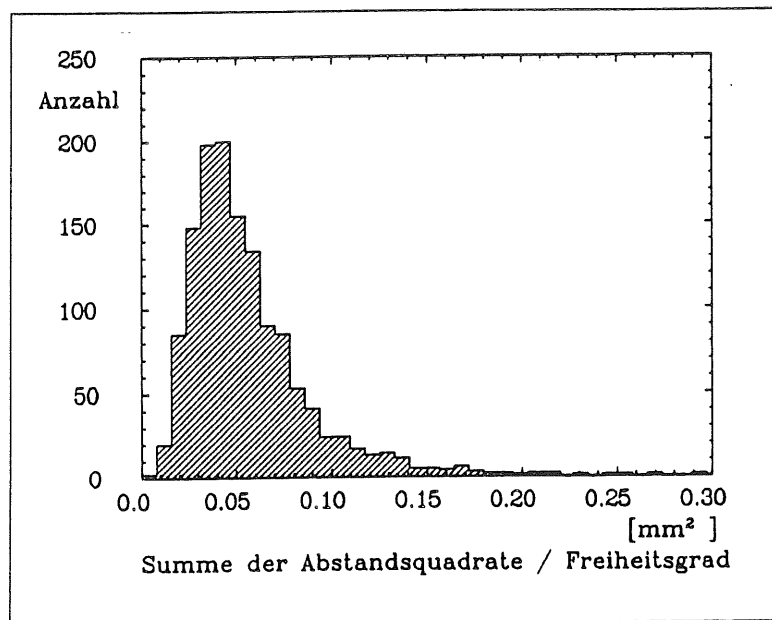
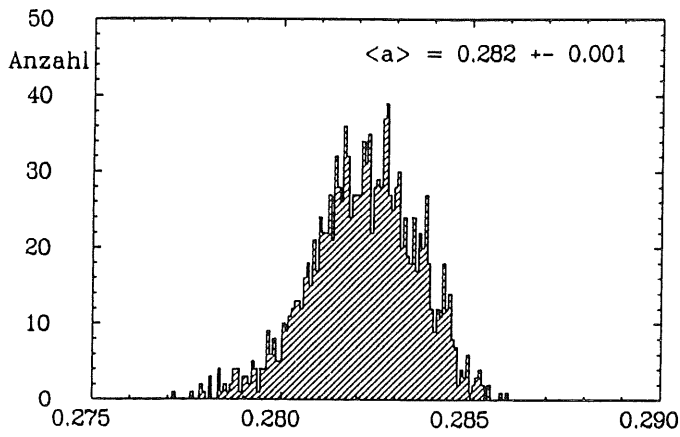


Abbildung 6.7: Verteilung der Summe der Abstandsquadrate,  $B = 0.3$  Tesla

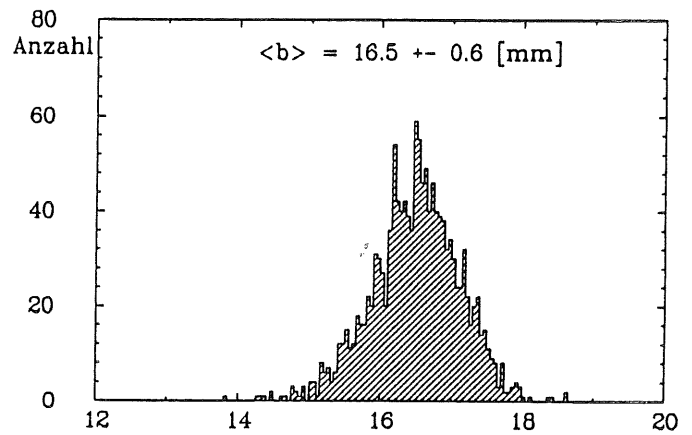
## 6.8 Bestimmung des Lorentzwinkels bei fester Strahl- lage

Neben der Driftgeschwindigkeit ist aus der Eichmessung auch die Strahlage bekannt. Um auszuschließen, daß bei der gleichzeitigen Optimierung von Strahlage und  $\alpha_L$  die Einflüsse des Magnetfeldes durch die Geradenparameter kompensiert werden, wurde die Strahlage aus der Eichmessung ohne Magnetfeld eingesetzt und die Ausgleichsrechnung nur für  $\alpha_L$  durchgeführt.

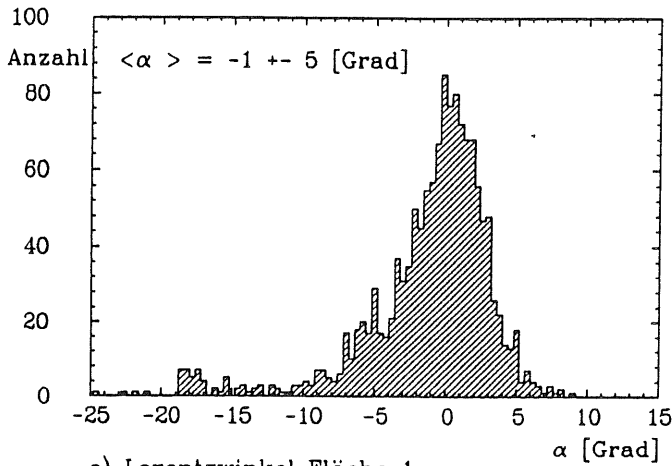
Bei fester Strahlage erhält man in beiden Segmenten jeweils zwei Lösungen für  $\alpha_L$ . Diese Lösungen sind in den Abbildungen 6.9 a-d dargestellt. Lösung 1 ( $0 \pm 3$  und  $-1 \pm 2$  Grad) ist mit dem Ergebnis aus Abschnitt 6.7 (Bestimmung von Strahlage und Driftgeschwindigkeit) identisch. Die zweite Lösung weist in beiden Segmenten unterschiedliche Mittelwerte für  $\alpha_L$  auf ( $-31 \pm 6$  und  $-18 \pm 2$  Grad). Die Existenz zweier Lösungen folgt aus der Kammergeometrie. Um dies zu zeigen, wurden aus der angegebenen Strahlage die Driftwege für  $\alpha_L = -2.5$  Grad berechnet. Wird anschließend  $\alpha_L$  wie in Abbildung 6.10 a in kleinen Schritten variiert, wandern die Datenpunkte in der x-y-Ebene auf Kreisbahnen mit dem Radius des anfangs berechneten Driftweges um den zugehörigen Signaldraht. Summiert man bei jedem Schritt die Quadrate der Abstände zwischen der Geraden und den Datenpunkten in Driftrichtung, erhält man diese Summe als Funktion von  $\alpha_L$  für ideale Datenpunkte (Abbildungen b-d). In Abbildung (b) sind die Quadrate der Abstände über beide Segmente summiert. Diese Funktion setzt sich aus den für jedes Segment getrennt betrachteten Funktionen (c) und (d) zusammen. Sie besitzt ein Minimum. Variiert man dagegen  $\alpha_L$  jeweils nur in einem Segment, erhält man zwei Minima, wie aus den Abbildungen (c) und (d) ersichtlich ist. Die Lage der Minima stimmt mit den experimentell ermittelten Lösungen (Abbildung 6.9 a-d) gut überein. Da für die Berechnung der Driftwege ein Lorentzwinkel von  $-2.5$  Grad zugrunde gelegt ist, stellen die Minima (bei  $-32$  und  $-16$  Grad auf Fläche 1 bzw. Fläche 2) jedoch lediglich eine Nebenlösung dar. Die Nebenlösung zeichnet sich zum einen dadurch aus, daß ihre Werte auf beiden Flächen deutlich von einander abweichen. Zum anderen werden die Datenpunkte nicht



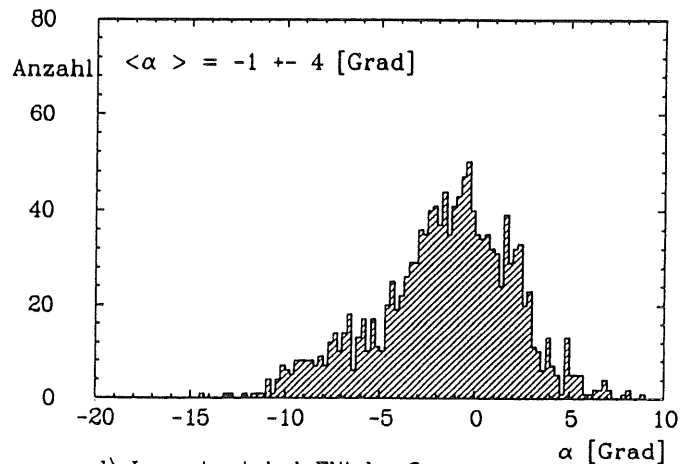
a) Geradenparameter a



b) Geradenparameter b [mm]



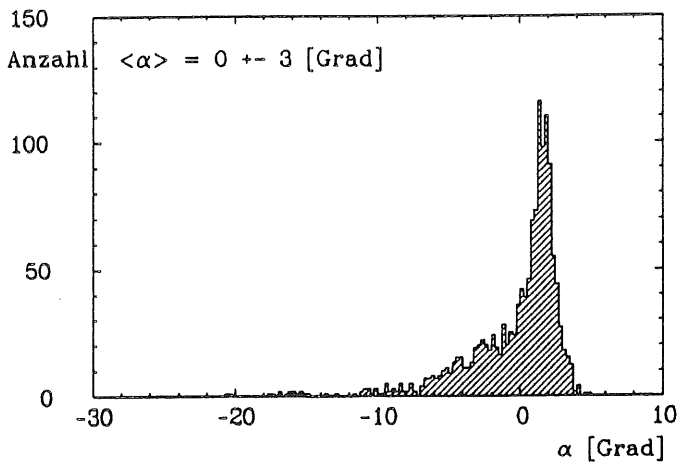
c) Lorentzwinkel Fläche 1



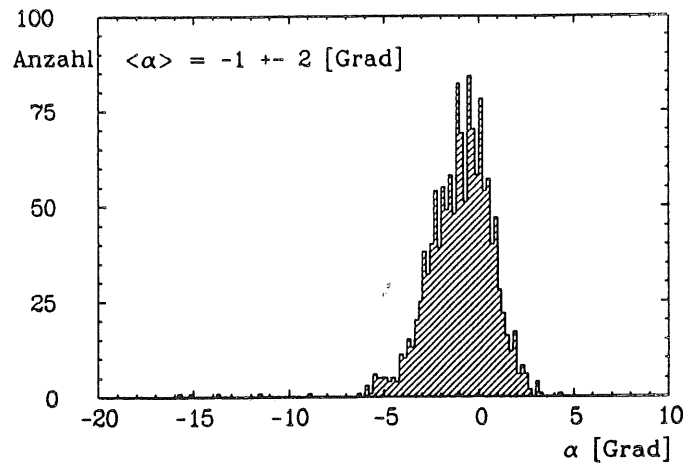
d) Lorentzwinkel Fläche 2

Abbildung 6.8: Verteilung der Strahlage-Parameter und der Lorentzwinkel,  $B = 0.3$  Tesla

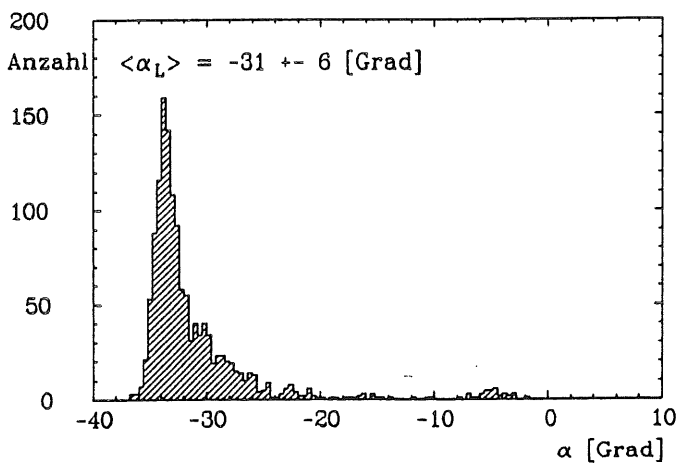




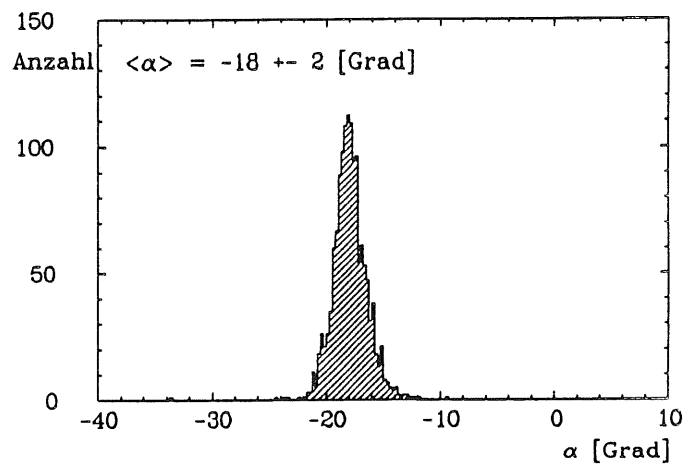
a) Lorentzwinkel Fläche 1, Lösung 1



b) Lorentzwinkel Fläche 2, Lösung 1

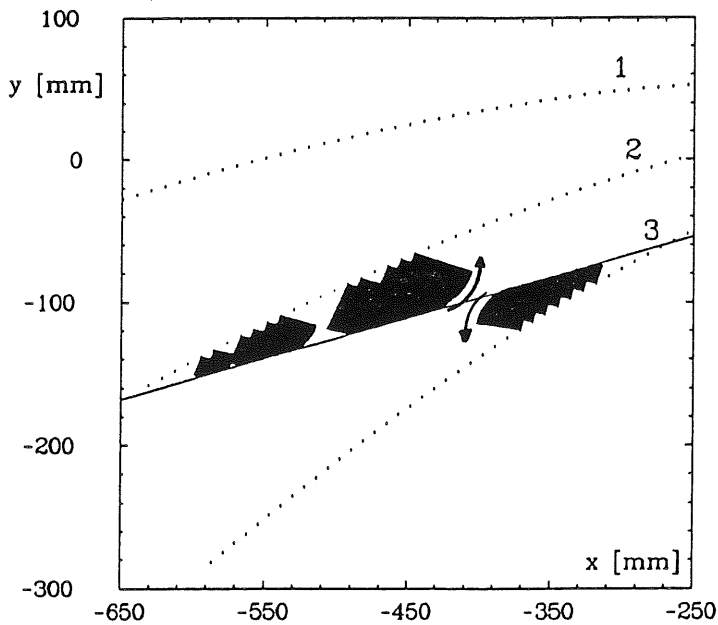


c) Lorentzwinkel Fläche 1, Lösung 2

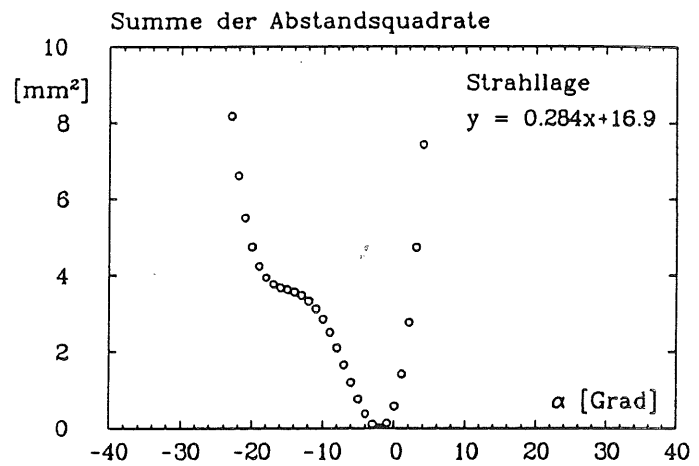


d) Lorentzwinkel Fläche 2, Lösung 2

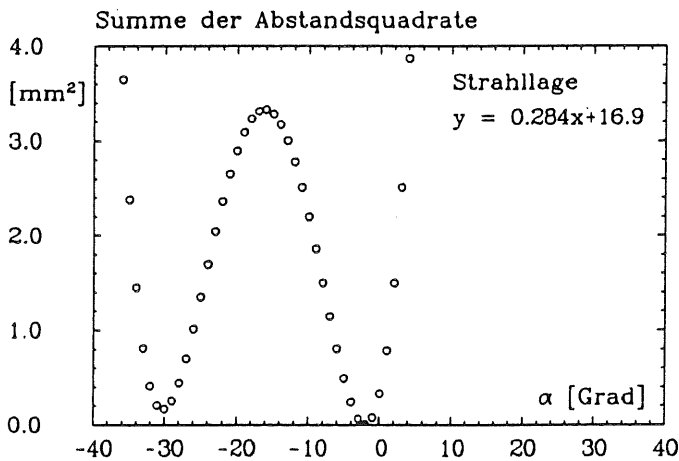
Abbildung 6.9: Verteilung der Lorentzwinkel  $\alpha_L$ ,  $B = 0.3$  Tesla. Bei vorgegebener Strahlage hat jedes Segment zwei Lösungen für  $\alpha_L$ .



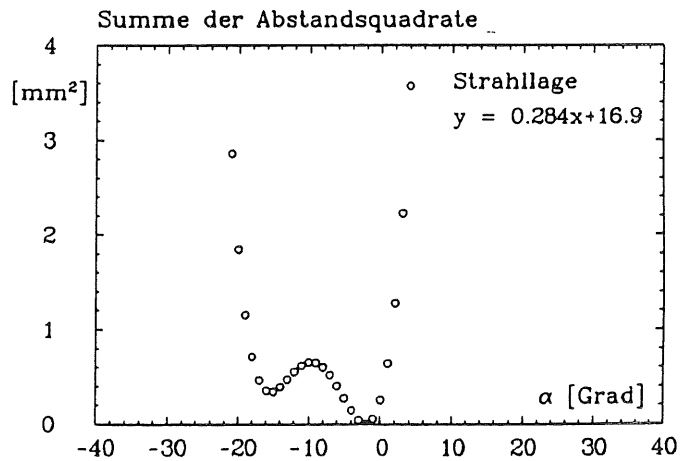
a) Variation des Lorentzwinkels bei fester Strahlage. Von der Testkammer sind nur die Signaldrähte dargestellt.



b) beide Flächen zusammen  
Zu Grunde gelegt ist  $\alpha = -2.5$  Grad



c) Fläche 1  
Zu Grunde gelegt ist  $\alpha = -2.5$  Grad



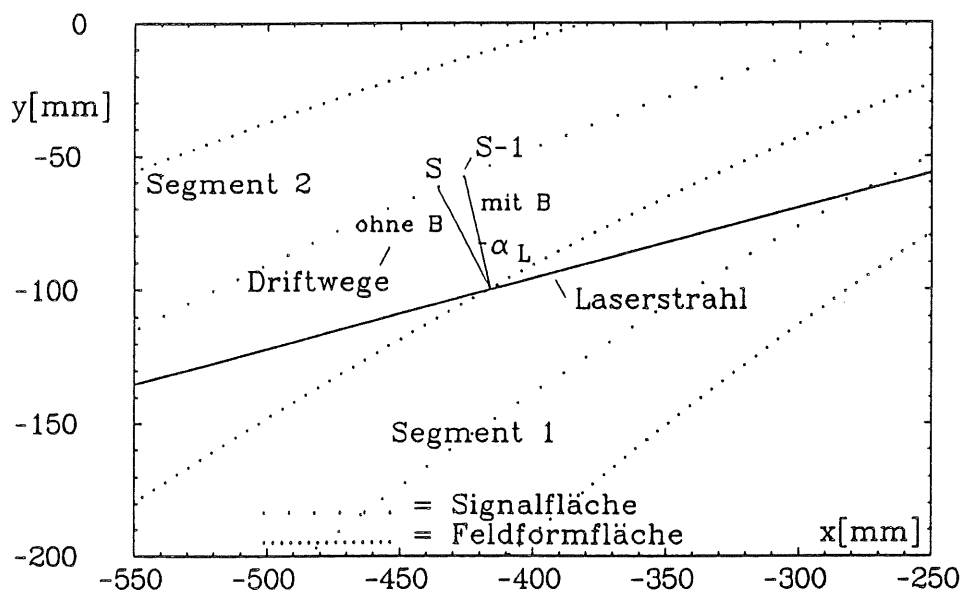
d) Fläche 2  
Zu Grunde gelegt ist  $\alpha = -2.5$  Grad

Abbildung 6.10: Variiert man  $\alpha_L$  bei vorgegebener Strahlage und festen Driftwegen (a), erhält man die Summe der Quadrate der Abstände zwischen der Geraden und den Datenpunkten als Funktion von  $\alpha_L$ . Über beide Segmente summiert, ergibt sich (b). (c) und (d) enthalten die Funktion für jeweils 1 Segment.

optimal auf die Gerade abgebildet, da die Summen der Quadrate der Abstände im Minimum 0.2 bzw. 0.35 mm<sup>2</sup> betragen. Daraus folgt, daß man die experimentell gefundene Lösung 2 (Abbildung 6.9 c-d) physikalisch ausschließen kann.

## 6.9 Obere Grenze des Lorentzwinkels

Für den Lorentzwinkel läßt sich mit Abb 6.11 eine obere Schranke angeben. Da der Laserstrahl zwei Segmente durchläuft, gibt es ohne Magnetfeld an dem Übergang zwischen den beiden Segmenten einen letzten ansprechenden Signaldraht (S). Bei anliegendem Magnetfeld verändert sich die Driftichtung vom Schnittpunkt des Strahls mit der Feldformfläche in Richtung auf den davor liegenden Signaldraht (S-1). Beträgt der Lorentzwinkel annähernd  $-13^\circ$ , müßte die Ansprechrate von Drahtnummer (S-1) ansteigen. Dies ist im Vergleich mit den Abbildungen 5.8 a-b aus den Messungen ohne Magnetfeld nicht der Fall. Der Lorentzwinkel ist daher kleiner als  $-13^\circ$ .



Ausschnitt aus der Testkammer. Ohne Magnetfeld B spricht Draht (S-1) nicht an. Mit Magnetfeld deutliches Ansprechen, falls der Lorentzwinkel mindestens 13 Grad beträgt.

Abbildung 6.11: Einfluß des Lorentzwinkels auf die Ansprechrate

Ergebnis der Eichmessung:	
Driftgeschwindigkeit Segment 1	$13.5 \pm 0.7 \text{ } \mu\text{m/ns}$
Driftgeschwindigkeit Segment 2	$12.3 \pm 0.2 \text{ } \mu\text{m/ns}$
Strahl Lage $y = a \cdot x + b$	
Geradenparameter a	$0.284 \pm 0.002$
Geradenparameter b	$17 \pm 1.5 \text{ mm}$

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Eichmessung

obere Grenze der Ortsauflösung	
Fläche 1	$540 \text{ } \mu\text{m}$ mit $v_D = 13.5 \text{ } \mu\text{m/ns}$
Fläche 2	$307 \text{ } \mu\text{m}$ mit $v_D = 12.3 \text{ } \mu\text{m/ns}$
mittlere Ortsauflösung	
Fläche 1	$260 \text{ } \mu\text{m}$ mit $v_D = 13.5 \text{ } \mu\text{m/ns}$
Fläche 2	$146 \text{ } \mu\text{m}$ mit $v_D = 12.3 \text{ } \mu\text{m/ns}$

Tabelle 6.2: Ortsauflösung als Funktion der Drahtnummer,  $B = 0.3 \text{ Tesla}$

# Zusammenfassung

Die Testmessungen sind mit einem Ar-CO<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> 89.1-9.9-1 Gasgemisch durchgeführt worden. Probleme zur Hochspannungsfestigkeit machten den Zusatz von 2 % Wasser zum Kammergas notwendig. Die Datennahme bestand aus Messungen mit und ohne angelegtem Magnetfeld. Aus den Messungen ohne Magnetfeld folgt:

1. Um einen gerissenen Signaldraht weichen die 4 Nachbardrähte von der Driftzeitfunktion ab.
2. Schwankungen der Laserintensität von 5 % beeinflussen die Größen der Pulsflächen nicht.
3. Ist die Driftgeschwindigkeit nicht bekannt, kann mit der Spiralgeometrie eine gerade Spur nicht als Gerade rekonstruiert werden. Im Gegensatz zu Kammern mit ebener Geometrie sind solche Kammern daher leichter zu eichen, aber auch empfindlicher gegen Änderungen der Driftgeschwindigkeit.
4. In einer Ausgleichsrechnung ( $B=0$ ) wurden die Strahlage  $y=ax+b$  und die Driftgeschwindigkeiten  $v_d$  für die Segmente 1 und 2 bestimmt (Tabelle 5.2). Ergebnis:  
 $a = 0.261 \pm 0.001$ ,  $b = 8.3 \pm 0.6$  mm  
 $v_d = 13.0 \pm 0.2$   $\mu\text{m/ns}$  in Segment 1,  $v_d = 12.0 \pm 0.1$   $\mu\text{m/ns}$  in Segment 2.  
Die Driftgeschwindigkeit liegt unter dem erwarteten Wert von 21  $\mu\text{m/ns}$ . Deren Reduktion ist auf die Anwesenheit des Wassers im Kammergas zurückzuführen.
5. Das elektrische Feld weist geometriebedingte Inhomogenitäten auf [KRE86]. Lineare Korrekturen des Feldverlaufs nach den Ergebnissen einer Feldrechnung bewirken keine Verbesserung der Ortsauflösung. Die Datenpunkte weichen von dem rekonstruierten Laserstrahl in Segment 1 bzw. Segment 2  
- im Mittel um 242  $\mu\text{m}$  bzw. 160  $\mu\text{m}$  ab.  
- Die statistisch verteilten Abweichungen betragen 132  $\mu\text{m}$  bzw. 118  $\mu\text{m}$ .  
- Die totale Auflösung beträgt 275  $\mu\text{m}$  bzw. 200  $\mu\text{m}$ .

Aus den Messungen mit Magnetfeld ( $B = 0.3$  Tesla) ist zu erkennen:

1. Gegenüber einer Messung mit  $B = 0$  bleibt die Ortsauflösung etwa gleich.
2. Der Einfluß von  $B$  auf die Driftstrecken hat die Größenordnung der Meßgenauigkeit.
3. In einer Ausgleichsrechnung ( $B=0.3$  Tesla) wurden die Strahlage  $y=ax+b$  und die Lorentzwinkel  $\alpha_L$  in beiden Segmenten bestimmt. Ergebnis:  
 $a = 0.282 \pm 0.001$ ,  $b = 16.5 \pm 0.5$  mm  
 $\alpha_L = 1 \pm 5$  Grad in Segment 1 und  $\alpha_L = 2 \pm 4$  Grad in Segment 2.  
Die Genauigkeit von  $\alpha_L$  hat nur geringen Einfluß auf die rekonstruierte Gerade.
4. Bei fester Strahlage existieren pro Segment zwei Lösungen für  $\alpha_L$ , von denen nur eine in beiden Segmenten gleiche Werte besitzt. Nur diese ist physikalisch richtig.

# Kapitel 8

## Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. G. Weber, der mir diese Arbeit ermöglichte.

Herrn Dr. W. Bartel und Herrn Dr. R. Meinke gilt mein Dank für die Betreuung.

Herr Prof. Dr. G. Heinzelmann war immer zu Diskussion und hilfreicher Kritik bereit.

Herr Dipl. Ing. H. Matsumura stand uns bei den vielfältigen Problemen der Elektronik stets mit seinem Rat zur Seite.

Besonders bedanke ich mich bei Wolfgang Schnitt und Hellmut Kreiser für die gute Zusammenarbeit.

Meinen Eltern danke ich für ihre Unterstützung.

Hiermit versichere ich, die Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angeführten Referenzen angefertigt zu haben.

Hamburg, im Januar 1987

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Jet-Kammer Segmente des JADE-Detektors . . . . .	4
2.2	Driftfeld . . . . .	5
2.3	Logarithmische Spirale . . . . .	6
2.4	Detektor mit spiralförmiger Geometrie . . . . .	7
2.5	Vergleich zwischen Driftzellen mit ebener Geometrie und Spiralgeometrie . . . . .	8
2.6	Testkammer . . . . .	9
2.7	Äquipotentialflächen eines Segmentes der Testkammer . . . . .	10
3.1	$N_2$ -Termschema . . . . .	13
3.2	Hochspannungserzeugung im $N_2$ -Laser . . . . .	13
3.3	Laservorgang . . . . .	14
3.4	Divergenz der Laserstrahlen . . . . .	15
3.5	Mehrquantenionisierung . . . . .	16
3.6	Ionisationsdichte / Laserintensität . . . . .	18
3.7	Verunreinigungen durch die Kammerwände . . . . .	19
3.8	Ionisationsdichte / Gaszusätze . . . . .	21
3.9	Strahlführungssystem . . . . .	23
3.10	magnetische Abschirmung . . . . .	24
3.11	elektrische Abschirmung . . . . .	25
3.12	Abschirmung des Lasers . . . . .	26
4.1	Signalverarbeitung . . . . .	28
4.2	Triggerlogik . . . . .	30
4.3	Zeitmarken der FADC-Gruppen . . . . .	31
4.4	Grundwertanpassung . . . . .	32
5.1	Strahllage . . . . .	35
5.2	Eichkonstanten der Elektronik . . . . .	35
5.3	reduzierte Daten aus Segment 1 . . . . .	38
5.4	reduzierte Daten aus Segment 2 . . . . .	39
5.5	Rückstände auf Signaldraht . . . . .	40
5.6	Schwankungen der Laserintensität . . . . .	41
5.7	Korrelation Laserintensität / beobachtete Ladung . . . . .	42
5.8	Ansprechrates, $B=0$ . . . . .	43
5.9	Driftzeitbestimmung aus reduzierten Daten . . . . .	45
5.10	Rekonstruktion eines Bildpunktes . . . . .	46
5.11	erwartete Driftzeiten als Funktion der Drahtnummer . . . . .	47
5.12	Driftzeiten, $B=0$ . . . . .	49
5.13	$\sigma$ Driftzeiten, $B=0$ . . . . .	51

5.14	Strahldivergenz . . . . .	52
5.15	Rekonstruktion einer Geraden mit verschiedenen Driftgeschwindigkeiten . . . . .	54
5.16	Rekonstruktion einer Geraden mit verschiedenen Lorentzwinkeln . . . . .	54
5.17	Abstand eines Datenpunktes von der Lasergeraden . . . . .	55
5.18	Abstandsverteilung der Datenpunkte vom rekonstruierten Laserstrahl . . . . .	57
5.19	Strahllage und Driftgeschwindigkeiten ohne Feldkorrektur . . . . .	59
5.20	Abweichungen der Datenpunkte von der Geraden ohne Feldkorrektur, $B=0$ . . . . .	60
5.21	Summe der Abstandsquadrate ohne Feldkorrektur . . . . .	61
5.22	Driftgeschwindigkeit . . . . .	61
5.23	Feldverlauf in der Testkammer . . . . .	62
5.24	Einfluß der Feldkorrektur . . . . .	64
5.25	Strahllage und Driftgeschwindigkeiten mit Feldkorrektur . . . . .	65
5.26	Abweichungen der Datenpunkte von der Geraden mit Feldkorrektur . . . . .	66
5.27	Summe der Abstandsquadrate/Freiheitsgrad mit Feldkorrektur . . . . .	67
5.28	Ortsauflösung der Testkammer in y-Richtung als Funktion von x, $B=0$ . . . . .	68
6.1	Einfluß des Signaldrahtes Nummer 20, Fläche 2 . . . . .	71
6.2	Testmagnet . . . . .	72
6.3	Magnetische Feldstärke . . . . .	73
6.4	Ansprechrage, $B = 0.3$ Tesla . . . . .	74
6.5	$\sigma$ der Driftzeiten, $B = 0.3$ Tesla . . . . .	75
6.6	Driftstreckenänderungen . . . . .	76
6.7	Summe der Abstandsquadrate, $B=0.3$ Tesla . . . . .	77
6.8	Strahllage und Lorentzwinkel, $B = 0.3$ Tesla . . . . .	78
6.9	Doppelösung für den Lorentzwinkel . . . . .	79
6.10	Variation des Lorentzwinkels . . . . .	80
6.11	Einfluß des Lorentzwinkels auf die Ansprechrage . . . . .	81



# Tabellenverzeichnis

2.1	Daten der Testkammer . . . . .	11
3.1	Eigenschaften des Lasers . . . . .	15
3.2	Ionisierungsenergien . . . . .	20
3.3	Abmessungen des Laserstrahls . . . . .	22
3.4	Abschirmungsergebnisse . . . . .	26
5.1	Betriebsdaten der Testkammer . . . . .	36
5.2	Ergebnisse der Messungen ohne Magnetfeld . . . . .	68
6.1	Ergebnisse der Eichmessung . . . . .	82
6.2	Ortsauflösung, $B = 0.3$ Tesla . . . . .	82

# Literatur

- [BLO79] V.Blobel, BOS Bank organisation system, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg und DESY
- [CER84] A.Peisert, F.Sauli, Drift and diffusion of electrons in gases: a compilation, CERN, Genf 1984
- [CKL84] C.Kleinwort, Untersuchungen zur Auslese einer Driftkammer mit ultraschnellen Analog-Digital-Umsetzern (Flash-ADC) und unmittelbar erfolgreicher Datenreduktion, Diplomarbeit Hamburg 1984
- [FRO79] Frodesen, Probability and statistics in particle physics, Universitetsforlaget Bergen-Oslo-Tromso, 1979
- [GEP85] E. Bassler, GEP - Graphical Editor Program for Presenting User Data, Version 4.5, Internal Report DESY R02-81/02, revised Version, June 1985
- [HES84] M. Hesse, H.Meier und B.Zeeh, Spektroskopische Methoden in der organischen Chemie, Georg Thieme Verlag Stuttgart - New York 1984
- [HIL86] H.J.Hilke, Detector calibration with lasers: a review, Script, WCC, Februar 1986
- [HIR85] K.Hirschel, Instruction manual type SPN 100 nitrogen laser, Kornwestheim, 1985
- [HUB84] Hubricht, Kleinknecht, Müller, Pollmann, Teupe  
Ionisation of counting gases and ionizable gaseous additives in proportional chambers by UV-lasers, Institut für Physik, Universität Dortmund, Dortmund, 1984
- [KAD50] H.Kaden, Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik, Berlin, Springer, 1950
- [KLE84] K.Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, B.G. Teubner Stuttgart 1984
- [KRE86] H.Kreiser, Untersuchungen zum Feldverlauf innerhalb einer Driftkammer mit spiralförmiger Drahtgeometrie, Diplomarbeit Hamburg 1986
- [KUE79] Kühn und Schmied, Handbuch Integrierte Schaltkreise, VEB Verlag Technik Berlin, Berlin 1979

- [LAS69] Kleen und Müller, LASER, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1969
- [LIN83] T.Lindelof, CERN PROGRAM LIBRARY, D507,1983
- [PSC82] P.Schütt, Bau und Inbetriebnahme eines zweistufigen Stickstofflasers zur Teilchenspursimulation, Diplomarbeit, Hamburg, 1982
- [RAM84] R.Ramcke, Untersuchungen zum Auflösungsvermögen einer Vertexkammer mit Auslese durch ultraschnelle Analog-Digitalumsetzer, Diplomarbeit Hamburg 1984
- [RIN57] C.Rint, Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechniker, III.Band, Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH, Berlin, 1957
- [RUD84] M.Rudolph, Institut für Biochemie und Lebensmittelchemie, Universität Hamburg, pers. Mitteilung
- [SAU77] F.Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN, Genf 1977
- [SCH74] Bergmann-Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III, Optik, 6. Auflage, Walter de Gruyter. Berlin. New York
- [SCH86] W.Schnitt, Bau und Test einer Spiraldriftkammer, Diplomarbeit Hamburg 1986
- [STR85] Strohwal, priv. Mitteilung (1985)
- [WLI85] 2<sup>nd</sup> Workshop on laser ionisation in gases, Febr. 7-8, 1985, Dortmund