

Internal Report
DESY F15-84/01
November 1984

OPTIMIERUNG DER ORTSAUFLÖSUNG
DER ZYLINDRISCHEN DRIFTKAMMER DES DETEKTORS ARGUS

von

Gernot Harder

Eigentum der	DESY
Property of	
Zugang:	18. JAN. 1985
Accessions:	
Leihfrist:	7 Tage
Loan period:	7 days

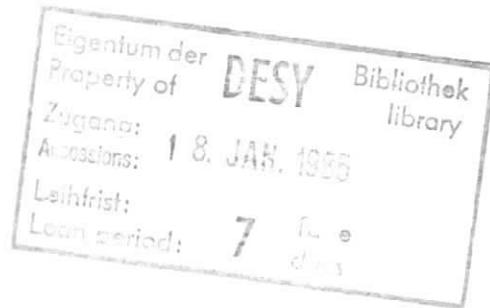
DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“ Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser “

Optimization of the spatial resolution
obtained with the cylindrical drift chamber
of the ARGUS detector

OPTIMIERUNG DER ORTSAUFLÖSUNG
DER ZYLINDRISCHEN DRIFTKAMMER
DES DETEKTORS ARGUS



Experimentelle Diplomarbeit
dem
Fachbereich Physik der Universität Hamburg
vorgelegt von

Gernot Harder

Juli 1984

This report describes the layout and operation of the cylindrical drift chamber in the center of the ARGUS detector.

Quantitative results on the distribution of electrical field strength in the drift cells have been obtained by numerical calculations. The drift process of electrons in the employed propane-methylal gas mixture was simulated on the computer.

Two methods have been applied to obtain an optimal space time relation using e^+e^- data. Several corrections for systematic effects have been added and their effect on the spatial resolution been investigated.

The dependence of the experimental spatial resolution on the track distance from the sense wires is reported and compared with theory. The average resolution over the whole drift cell was found to be better than $190 \mu\text{m}$ for Bhabha events and better than $220 \mu\text{m}$ for multi hadron events.

abstract

ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung des Ortsauflösungsvermögens der zylindrischen Driftkammer des magnetischen Detektors ARGUS am Elektron-Positron-Speicherring DORIS II beim Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg.

Es wird eine Beschreibung der Driftkammer gegeben sowie eine Darstellung der physikalischen Prozesse, die das Ortsauflösungsvermögen beeinflussen.

Mit Hilfe von Simulationsrechnungen wurden der Verlauf der elektrischen Feldstärke in den Driftzellen und das Driftverhalten der Elektronen in der verwendeten Propan-Methylal-Gasmischung ermittelt.

Es wird die Anwendung zweier Verfahren zur Parametrisierung der Driftzeit-Ortsbeziehung beschrieben. Beim zweiten - iterativen - Verfahren wurden zusätzliche Korrekturen für systematische Effekte berücksichtigt. Der Einfluß dieser Korrekturen auf die Ortsauflösung wird dargestellt.

Mit Spuren aus Bhabha-Streuprozessen wurde eine mittlere Ortsauflösung von $189 \mu\text{m}$ erzielt, bei Multi-Hadron-Ereignissen ergab sich ohne einen Schnitt bei den Impulsen ein Wert von $217 \mu\text{m}$.

Es konnte aus dem Verlauf der Ortsauflösung abgeleitet werden, daß 9 bis 10 Driftelektronen zum Ansprechen eines Drahtes erforderlich sind.

Aus dem Fehler der Ortsmessung und dem Beitrag der Vielfachstreuung wurde der erwartete Verlauf der Impulsauflösung bestimmt und mit gemessenen Werten verglichen.

INHALT

1.0	EINLEITUNG	1
2.0	DER ARGUS-DETEKTOR	2
3.0	DIE DRIFTKAMMER DES ARGUS-DETEKTORS	4
3.1	Beschreibung der Konstruktion	4
3.2	Die Datennahme mit der Driftkammer	5
3.3	Das Koordinatensystem	7
3.4	Die Analyse der Driftkammerdaten	8
4.0	THEORIE DER VORGÄNGE IN EINER DRIFTKAMMER	12
4.1	Die Primäronisation	12
4.2	Der Energieverlust	17
4.3	Drift von Elektronen und Ionen	22
4.3.1	Phänomenologie	22
4.3.2	Klassische Theorie des Verhaltens von Elektronen in Gasen	24
4.4	Die Diffusion	31
4.5	Der Einfluß eines Magnetfeldes	35
4.6	Die Erzeugung des elektrischen Signals	37
4.7	Das theoretische Ortsauflösungsvermögen einer Driftkammer	41
5.0	SIMULATIONSRECHNUNGEN	43
5.1	Das Potentialfeld in einer Driftzelle	43
5.2	Das elektrische Feld	45
5.3	Die Parametrisierung der Driftgeschwindigkeit	49
5.4	Die Simulation der Elektronendrift	51
6.0	VERFAHREN ZUR AUFSTELLUNG DER DRIFTZEIT-ORTSBEZIEHUNG	57
6.1	Die Fitmethode	57
6.1.1	Die Driftzeit-Ortsbeziehung	57
6.1.2	Die Ortsauflösung	61
6.2	Die Residuenmethode	65
6.2.1	Beschreibung der Methode	65
6.2.2	Die Flugzeitkorrektur	69
6.2.3	Die Korrektur der Verteilung der Triggerzeitpunkte	70
6.2.4	Die Driftzeit-Ortsbeziehung bei Barrel-Bhabhas	71
6.2.5	Die Korrektur der Laufzeit des elektrischen Signals	72
6.2.6	Die Ortsauflösung bei Bhabha-Ereignissen	74
6.2.7	Die Driftzeit-Ortsbeziehung bei Multi-Hadron-Ereignissen	78
6.2.8	Die winkelabhängige Korrektur	79
6.2.9	Die Orts- und Impulsauflösung bei Multi-Hadron-Ereignissen	84
A.0	DIE FORM DES ELEKTRISCHEN SIGNALS AUF DEM SIGNALDRAHT	89

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN	92
QUELLENVERZEICHNIS	94
DANKSAGUNG	97

1.0 EINLEITUNG

Das Experiment ARGUS befindet sich an einem der beiden Wechselwirkungspunkte des Elektron-Positron-Speicherringes DORIS II beim Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg. Es werden hier bei Schwerpunktsenergien um 10 GeV die verschiedenen Energiezustände und Zerfälle des Υ -Mesons untersucht.

Das Υ wird als gebundener Zustand eines b-Quarks und seines Antiteilchens interpretiert. Seine verschiedenen S-Zustände können bei der Annihilation eines Elektrons und eines Positrons erzeugt werden, wenn deren Schwerpunktsenergie der Masse des Υ -Zustandes entspricht. Das Υ zerfällt in eine Vielzahl von Teilchen (leichte Mesonen, Leptonen und Photonen).

Die Identifikation möglichst aller erzeugten Teilchen sowie die Messung von deren Energie und Impuls ist die Aufgabe des ARGUS-Detektors. Zur Bestimmung der Bahnen von elektrisch geladenen Teilchen, deren Krümmung in einem Magnetfeld Auskunft über den Teilchenimpuls gibt, besitzt ARGUS eine zylindrische Driftkammer. Sie liefert Informationen über Teilchenspuren durch Messung der Driftzeiten, die freie Elektronen für die Strecke von der Teilchenspur zu einem der vielen Signaldrähte der Kammer benötigen. Es ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, die Relation zwischen dem Driftweg und der gemessenen Driftzeit möglichst genau zu ermitteln und die mit der Driftkammer erreichte Ortsauflösung zu bestimmen.

2.0 DER ARGUS-DETEKTOR

Der ARGUS-Detektor ist ein universell verwendbarer magnetischer Detektor. Er wird in der Abbildung 1 dargestellt.

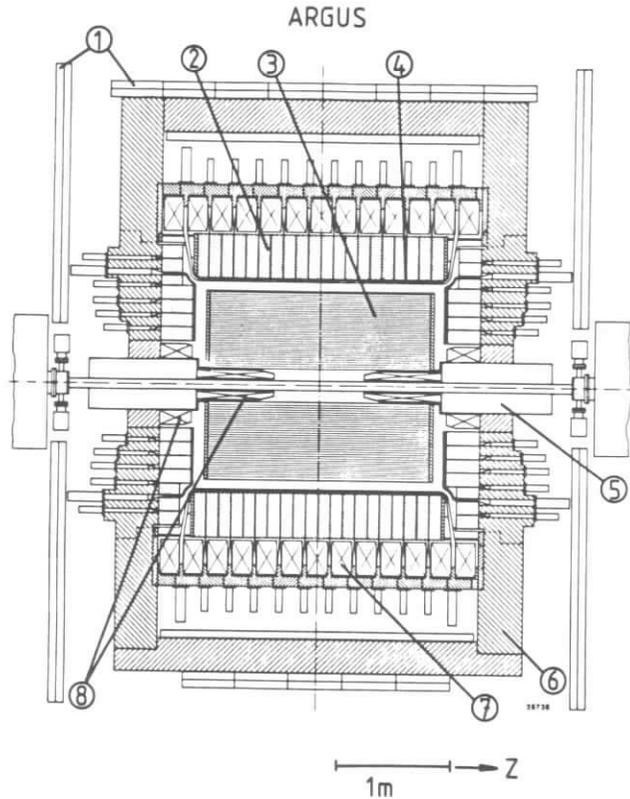


Abbildung 1. Der Detektor ARGUS

Die Wechselwirkungszone im Zentrum des Detektors wird umgeben von der zylindrischen Driftkammer (3). Sie wird im Kapitel 3 ausführlich beschrieben werden. An die Driftkammer schließt sich das Flugzeitmeßsystem (4) an, welches aus 160 Szintillationszählern besteht. Von diesen befinden sich 64 im Bereich des Zylindermantels und je 48 im Bereich der Driftkammer-Endplatten. Mit Hilfe der Flugzeitähler kann die Geschwin-

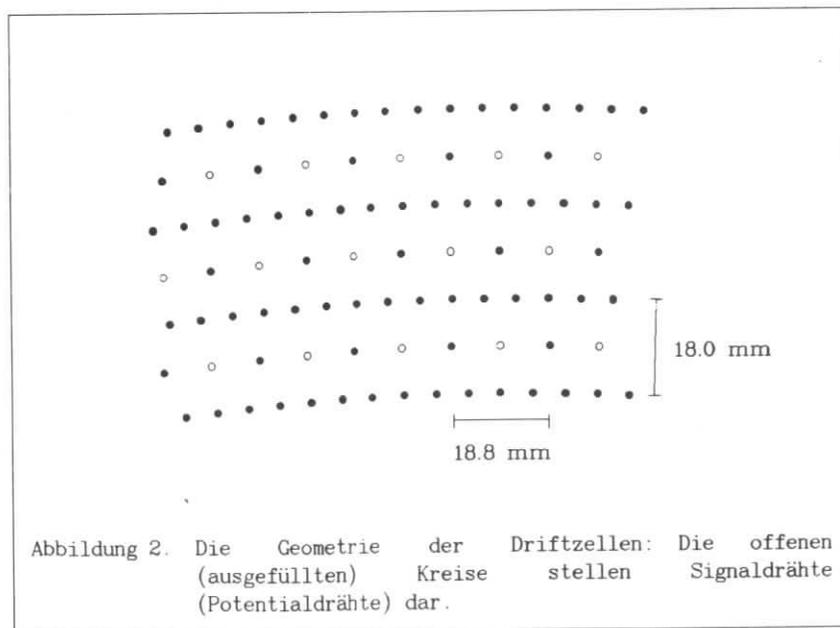
digkeit von Teilchen gemessen werden. Sie wird zur Identifikation der Teilchen herangezogen. Außerdem können mit den Flugzeitählern Teilchen aus der e^+e^- -Wechselwirkung von Teilchen aus der kosmischen Strahlung unterschieden werden. An die Flugzeitähler schließt sich ein Kalorimeter an, welches aus 1760 Blei-Szintillator-Schauerzählern in Sandwich-Bauweise besteht (2). Von diesen befinden sich 1280 im Zylindermantelbereich und je 240 im Bereich der Endplatten. Mit den Zählern werden Energie und Durchstoßpunkt von geladenen Teilchen und Photonen gemessen. Sie sind sehr effektiv, da sie sich noch innerhalb der Magnetspule befinden. Die normalleitende Spule erzeugt ein homogenes Magnetfeld der Stärke 0.755 T parallel zur Strahlachse. Die zum Kalorimeter gehörenden Photomultiplier sind außerhalb der Spule angebracht und über Lichtleiter mit den Schauerzählermodulen verbunden. Das Eisenjoch (6) des Magneten dient zugleich als Hadronabsorber. Die einzigen geladenen Teilchen, die es durchdringen können, sind Myonen. Sie werden in den Myonkammern (1) nachgewiesen, die aus 2000 Proportionalkammern bestehen. Zwei Mini-Beta-Quadrupollinsen (5) innerhalb des Detektors erhöhen die Luminosität am Wechselwirkungspunkt und damit die Ereignisrate. Sie werden durch Kompensationsspulen (8) gegen das Feld des Hauptmagneten abgeschirmt. Außerdem sind in der Abbildung noch weitere Kompensationsspulen (8) zu sehen, die das Strahlrohr umgeben. Ihre Aufgabe ist es, den störenden Einfluß des Hauptmagneten auf die Elektronen und Positronen im Speicherring zu kompensieren.

3.0 DIE DRIFTKAMMER DES ARGUS-DETEKTORS

3.1 BESCHREIBUNG DER KONSTRUKTION

Die zylinderförmige Driftkammer hat eine Länge von 2 m, einen inneren Durchmesser von 30 cm und einen äußeren Durchmesser von 172 cm. Der innere Zylinder wird aus Epoxy-Kohlefaser der Stärke 3.3 mm gebildet, welche die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen leicht durchdringen können. Der äußere Zylinder und die beiden Endplatten bestehen aus Aluminium der Stärke 6 mm bzw. 30 mm.

Zwischen den beiden Endplatten sind 5940 Signaldrähte aus goldbeschichtetem Wolfram und 24588 Potentialdrähte aus einer Kupfer-Beryllium-Legierung gespannt. Die Durchmesser sind $30\ \mu\text{m}$ bei den Signaldrähten und $76\ \mu\text{m}$ bei den Potentialdrähten. Durch die in Abbildung 2 gezeigte Anordnung der Drähte werden Driftzellen mit einem annähernd quadratischen Querschnitt von $18.8 \times 18\ \text{mm}$ gebildet. Sie sind auf 36 konzentrische Lagen verteilt.



Die Drähte jeder zweiten Lage sind unter einem Winkel α bezüglich der Zylinderachse gespannt und werden als Stereodrähte bezeichnet, weil sie eine dreidimensionale Spurrekonstruktion ermöglichen. Der Betrag von α nimmt von innen nach außen zu bei einem Minimum von 2.26° und einem Maximum von 4.59° . Das Vorzeichen von α wechselt dabei von einer Stereolage zur nächsten. Als Folge des Stereowinkels liegen die Drähte einer Stereolage auf der (gedachten) Oberfläche eines Hyperboloids. Ihr Abstand von der Zylinderachse verändert sich somit entlang der Achse. Die Differenz zwischen maximalem und minimalem Abstand beträgt höchstens 4 mm. Jeweils zwischen zwei Lagen von Signaldrähten befindet sich eine Lage von Potentialdrähten, die den halben Stereowinkel der benachbarten Stereodrähte besitzen. Dadurch verschiebt sich entlang der Zylinderachse die relative Position der Signaldrähte in den Driftzellen in radialer Richtung nur um maximal 1 mm bezüglich der zentralen Position. Außerdem ist zwischen je zwei Signaldrähten einer Lage ein Potentialdraht gespannt, um die beiden Driftzellen voneinander zu trennen und das elektrische Feld in der Signaldrahtebene zu erhöhen.

Die Hochspannung beträgt bei den Signaldrähten 2870 V. Nur bei den Drähten der innersten Lagen mußte dieser Wert wegen des vom Speicherring verursachten Strahlungsuntergrundes etwas verringert werden. Die Potentialdrähte liegen auf Erdpotential.

In der Driftkammer befindet sich ein Gasgemisch aus 96 % Propan (C_3H_8), 3 % Methylal ($\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$) und 1 % Wasserstoff (H_2). Das Methylal wird beigegeben, um die Neigung des Propan zur Polymerisation zu verringern. Die Anlagerung von Polymeren auf den Potentialdrähten würde das elektrische Feld in den Driftzellen unkontrollierbar verändern und die Auswertung der Driftkammersignale unmöglich machen. Der Wasserstoffanteil im Gasgemisch dient der Bindung und Absonderung von Sauerstoff. Der Gasdruck in der Kammer liegt immer geringfügig über dem Atmosphärendruck. Die Gaszirkulation ($12\text{m}^3/\text{h}$) sorgt für eine homogene Gasverteilung und mindert die Bildung von Temperaturgradienten in der Kammer.

3.2 DIE DATENNAHME MIT DER DRIFTKAMMER

Wenn am Wechselwirkungspunkt im Zentrum des Detektors eine Reaktion zwischen einem Elektron und einem Positron stattgefunden hat, durchqueren die aus der Reaktion hervorgegangenen Teilchen die Driftkammer. Ein elektrisch geladenes Teilchen ionisiert dabei entlang seiner Spur eine gewisse Zahl von Molekülen des Driftkammergases. Die entstandenen Elektron-Ion-Paare beginnen unter dem Einfluß des elektrischen Feldes durch das Gasvolumen zu driften, wobei sich die Elektronen zum

nächstgelegenen Signaldraht bewegen, die Ionen zum nächstgelegenen Potentialdraht. Die Elektronen sind dabei ungefähr 1000 mal schneller als die Ionen. In unmittelbarer Nähe des Signaldrahtes steigt die elektrische Feldstärke sehr stark an. Die driftenden Elektronen nehmen soviel Energie aus dem Feld auf, daß sie selbst weitere Gasmoleküle ionisieren können. Es bildet sich eine Elektronenlawine aus; die Zahl der freien Elektronen vergrößert sich im Mittel um etwa einen Faktor 10^4 . Durch die große Zahl der sich im elektrischen Feld bewegenden Ladungsträger wird ein meßbares Signal auf dem Draht hervorgerufen.

Für jeden Signaldraht ist auf einer der beiden Driftkammer-Endplatten ein Vorverstärker vorhanden, welcher das Stromsignal etwa um einen Faktor 20 verstärkt. Es wird dann dem Hauptverstärker zugeführt, der das Signal noch einmal um einen Faktor 20 verstärkt. Wenn das Signal die Schwelle eines in den Verstärker integrierten Diskriminators überschreitet, wird es weitergeleitet und startet dann den zum Signaldraht gehörenden Zeit-Digital-Wandler (TDC : time-to-digital-converter).

Die TDC's der ARGUS-Driftkammer werden im COMMON-STOP-mode betrieben; d.h. zu einem bestimmten Zeitpunkt nach der e^+e^- -Wechselwirkung werden alle TDC's angehalten. Die von einem TDC gemessene und in einem 9-bit-Wort digital gespeicherte Zeit hängt von der Driftzeit der Elektronen von der Teilchenspur zum Signaldraht ab. Je kleiner der angezeigte TDC-Wert ist, desto größer war die Driftzeit.

Bei ARGUS wird das Driftkammer-TDC-System 4290 von LeCroy verwendet. Für jeden Signaldraht ist ein TDC-Kanal vorhanden, der die Werte 0 bis 512 annehmen kann. Die Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden TDC-Werten kann von 1 ns bis 4 ns eingestellt werden, benutzt wird hier die Einstellung 1 ns. Mit Hilfe des sogenannten AUTOTRIM-Verfahrens werden regelmäßig die Nullpunkte und Steigungen aller TDC-Kanäle aufeinander abgeglichen. Hierbei wird jedem Vorverstärker eine Reihe von definierten Testpulsen zugeführt. Durch diese Kalibration können geräteabhängige Unterschiede, langsame Temperatur- und Spannungsschwankungen sowie Signallaufzeitdifferenzen durch unterschiedliche externe Kabellängen ausgeglichen werden.

Des weiteren ist für jeden Signaldraht ein ADC (analog-to-digital-converter) vorhanden. Die ADC's messen und digitalisieren die von einem ionisierenden Teilchen in einer Driftzelle deponierte Energie anhand der freigesetzten Ionisationsladung. Mit Hilfe der relativ großen Zahl von Meßwerten auf einer Spur lassen sich die Energieverlustverteilung und der mittlere Energieverlust eines geladenen Teilchens messen. Diese Werte hängen ab von der Ladung und der

Geschwindigkeit des Teilchens, so daß die Energieverlust- (dE/dx) -Messung zu seiner Identifikation verwendet werden kann.

Vom Ereignistrigger wird entschieden, ob die von den Detektorkomponenten registrierten Meßwerte auf ein "gutes" Ereignis hindeuten und deshalb zur späteren Auswertung gespeichert werden sollen. Es handelt sich beim Trigger um eine notwendigerweise sehr schnelle logische Schaltung. Eine positive Entscheidung des Triggers kann auf verschiedene Weise herbeigeführt werden, z. B. durch

- eine Mindestenergie in den Schauerzählern in jeder z-Hemisphäre des Detektors,
- eine Mindestzahl von Spurkandidaten in der Driftkammer,
- zwei hinreichend kollineare geladene Spuren.

In diesem Fall werden die Werte aller gesetzten TDC's und ADC's zusammen mit den Meßwerten aller anderen Detektorkomponenten von den beiden online-Rechnern PDP 11 und VAX 11/780 in ein spezielles Format gebracht und dann zu einer IBM-Großrechenanlage transferiert, wo sie zuerst auf einem Plattenspeicher abgelegt und später auf Magnetband geschrieben werden.

3.3 DAS KOORDINATENSYSTEM

Wir verwenden ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem (Abbildung 3 auf Seite 8). Die Richtung der positiven z-Achse wird definiert durch die Bewegungsrichtung des Positronenstrahls, ihr Nullpunkt stimmt mit dem Zentrum der Driftkammer überein. Die y-Achse zeigt vertikal nach oben. Bei Benutzung von Kugelkoordinaten wird der Azimutwinkel φ bezüglich der positiven x-Achse gerechnet. Im Folgenden wird eine Projektion auf die x-y-Ebene bei $z = 0$ als R- φ -Projektion bezeichnet.

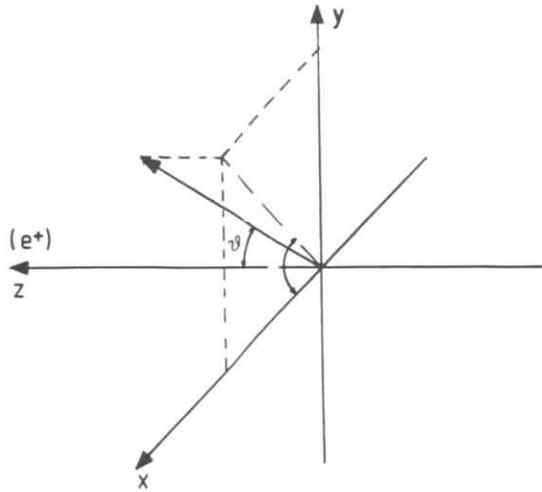


Abbildung 3. Das ARGUS-Koordinatensystem

3.4 DIE ANALYSE DER DRIFTKAMMERDATEN

Die geladenen Teilchen werden beim Durchqueren der Driftkammer durch das Magnetfeld des Detektors auf eine schraubenförmige Bahn gelenkt, deren Projektion auf die $R-\varphi$ -Ebene eine Kreisbahn ergibt. Der Krümmungsradius ρ hängt dabei über die Gleichung

$$(3.4.1) \quad p_t = 0.000299793 \cdot Q \cdot B \cdot \rho$$

$$(p_t \text{ in GeV}/c, B \text{ in kG}, \rho \text{ in cm})$$

mit dem Transversalimpuls p_t , dem Magnetfeld B und der elektrischen Ladung Q in Einheiten der Elementarladung ab. Der Gesamtimpuls p ergibt sich aus

$$(3.4.2) \quad p = \frac{p_t}{\sin \vartheta}$$

wobei ϑ der Polarwinkel der Spur ist. Eine genaue dreidimensionale Rekonstruktion der Teilchenbahn in der Driftkammer ist somit die Voraussetzung für die Bestimmung des Teilchenimpulses. Eine Spur kann dabei

durch die folgenden 5 Parameter vollständig beschrieben werden (Abbildung 4):

1. Krümmungsradius ρ
2. minimaler Abstand D der Spur (im Punkt (x_0, y_0)) vom Koordinatenursprung
3. Azimuth φ_0 im Punkt (x_0, y_0)
4. z -Koordinate z_0 der Spur bei (x_0, y_0)
5. Neigungswinkel ϑ bezüglich der z -Achse

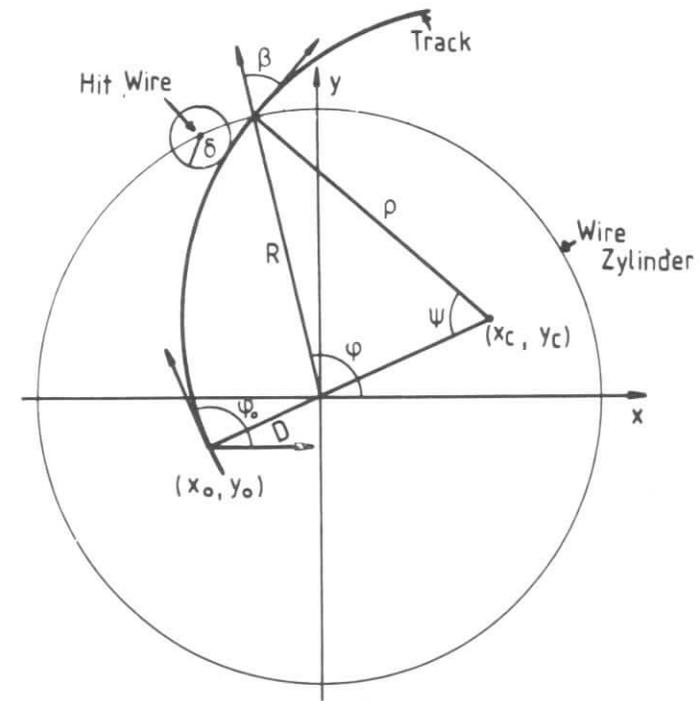


Abbildung 4. Die Spurparameter

Die Spurrekonstruktion erfolgt bei der Auswertung der Rohdaten-Bänder mit Hilfe des ARGUS-Analyseprogramms. Durch ein Spurerkennungsprogramm werden dabei zuerst die gesetzten Drähte möglichen Spuren zugeordnet. Aus den jeweiligen TDC-Werten lassen sich bei Kenntnis der richtigen Driftzeit-Ortsbeziehung die Abstände der Spuren von den Signaldrähten berechnen. Aufgrund der Symmetrie der einzelnen Driftzellen kann angenommen werden, daß bei einem bestimmten Abstand einer Spur ein und derselbe TDC-Wert gemessen wird, unabhängig davon, ob die Spur links oder rechts am Signaldraht vorbeiführt.

Man kann nun in der $R-\varphi$ -Projektion um die Position jedes gesetzten Drahtes einen Kreis mit dem Radius ziehen, der sich über die Driftzeit-Ortsbeziehung aus dem TDC-Wert ergibt. Wenn jeder TDC-Wert eindeutig durch den Spurabstand bestimmt wäre und eine fehlerfreie Driftzeit-Ortsbeziehung zur Verfügung stünde, würde die Spur des ionisierenden Teilchens gerade die Tangente an alle zu dieser Spur gehörenden Kreise um die Signaldrähte bilden. Die gemessenen TDC-Werte weisen aber bei jedem Spurabstand wegen verschiedener Effekte, die im Kapitel 4 ausführlich dargestellt werden, eine mehr oder weniger breite statistische Verteilung auf. Daher weichen die berechneten Abstände von den wahren Abständen ab.

Die Differenz zwischen dem aus dem TDC-Wert ermittelten Abstand und dem wahren Abstand wird als Residuum bezeichnet. Hierbei wird die folgende Vorzeichenkonvention benutzt : Wenn man aus der Richtung der positiven z -Achse blickt, erhält der Abstand einer Spur, die links an einem Signaldraht vorbeiführt, ein positives Vorzeichen. Das Spuranpassungsprogramm legt nun die Spurparameter in einem iterativen Fit durch die Forderung fest, daß die Summe aller Residuenquadrate einen minimalen Wert annimmt. Die Abbildung 5 auf Seite 11 zeigt die berechneten Abstände und die durch das Rekonstruktionsprogramm bestimmten Spuren bei einem typischen multi-hadronischen Ereignis in der $R-\varphi$ -Projektion. Die gesetzten Stereodrähte wurden hierbei nicht mit eingezeichnet.

```
EXP 2
RUN 4211
EVT 1723
TRIG39832
PROJ RZ
SCAL 0.068
```

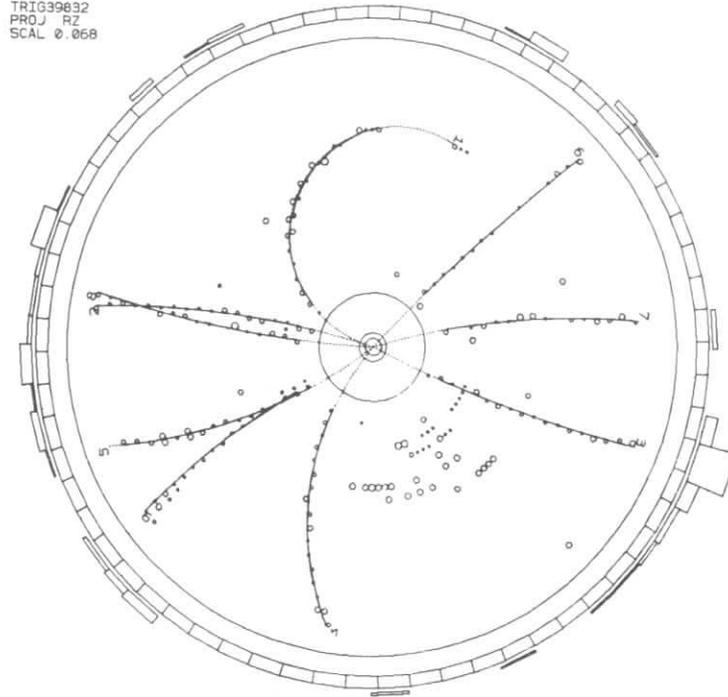


Abbildung 5. Spuren in der Driftkammer bei einem Multi-Hadron-Ereignis: Um die Positionen der gesetzten Signaldrähte wurden Kreise gezogen, deren Radien sich über die Driftzeit-Ortsbeziehung aus den gemessenen TDC-Werten ergeben.

4.0 THEORIE DER VORGÄNGE IN EINER DRIFTKAMMER

In diesem Kapitel werden die Vorgänge beschrieben, die in einer Driftkammer ablaufen, und zwar von dem Zeitpunkt an, in dem ein geladenes Teilchen die Driftkammer durchquert, bis zur Erzeugung der elektrischen Impulse auf den Signaldrähten in der Nähe der Teilchenspur. Zugleich soll der Einfluß der verschiedenen Effekte auf die Ortsauflösung der Kammer dargestellt werden.

4.1 DIE PRIMÄRIONISATION

Wenn ein geladenes Teilchen die Driftkammer durchquert, ionisiert es entlang seiner Flugbahn eine gewisse Anzahl von Gasmolekülen. Die einzelnen Ionisationsprozesse sind dabei voneinander unabhängig. Die Zahl der pro Längeneinheit erzeugten Elektron-Ion-Paare folgt dann einer Poisson-Verteilung [TAR83]

$$(4.1.1) \quad P_{\kappa}^k(x) = \frac{(\kappa \cdot x)^k}{k!} \cdot e^{-\kappa x}$$

$P_{\kappa}^k(x)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß auf einer Länge x gerade k Ionisationen stattfinden, wenn im Mittel κ Elektron-Ion-Paare pro Einheitslänge gebildet werden. Bei einigen dieser Ionisationsprozesse wird auf das Elektron soviel Energie übertragen, daß es selbst weitere Gasmoleküle ionisieren kann. Die mittlere Zahl λ aller pro Längeneinheit freigesetzten Elektronen ist also größer als die Zahl κ der primär erzeugten. Man findet experimentell, daß κ und λ in etwa linear mit der mittleren Kernladungszahl \bar{Z} des verwendeten Gases ansteigen [FEH82]:

$$\begin{aligned} \kappa &= 1.45 \bar{Z} \quad (\text{cm}^{-1}) \\ \lambda &= 4.55 \bar{Z} \quad (\text{cm}^{-1}) \end{aligned}$$

Diese Werte gelten bei Normalbedingungen. Für die Gasmischung der ARGUS-Driftkammer ($\bar{Z} = 26.24$) erhält man damit

$$\begin{aligned} \kappa &= 38 \text{ cm}^{-1} \\ \lambda &= 119 \text{ cm}^{-1} \end{aligned}$$

Die statistische Verteilung des Ortes der j -ten Ionisation wird beschrieben durch

$$(4.1.2) \quad A_j^{\kappa}(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} \cdot \kappa^j \cdot e^{-\kappa x} \quad , 0 \leq x \leq 1 \quad [\text{SAU77}]$$

Die Abbildung 6 zeigt $A_j^{\kappa}(x)$ für verschiedene Werte von j und $\kappa = 10$.

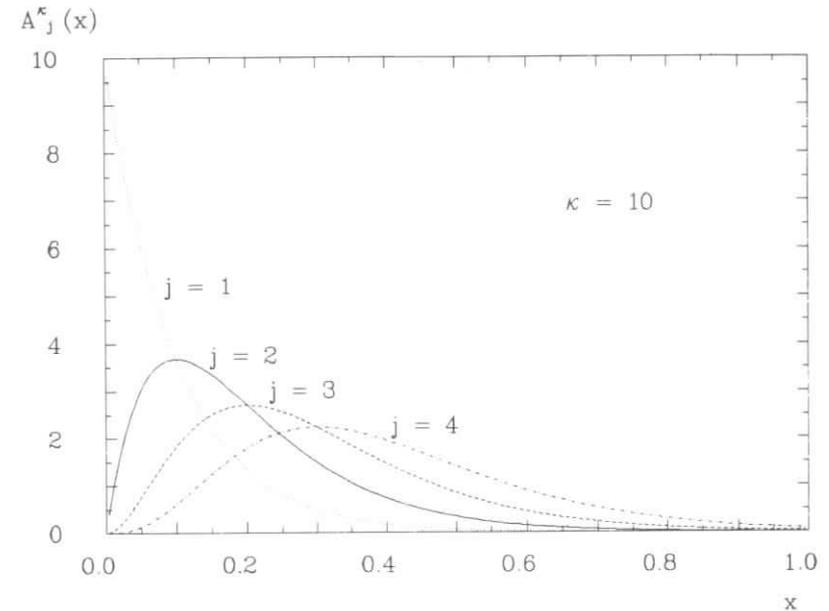
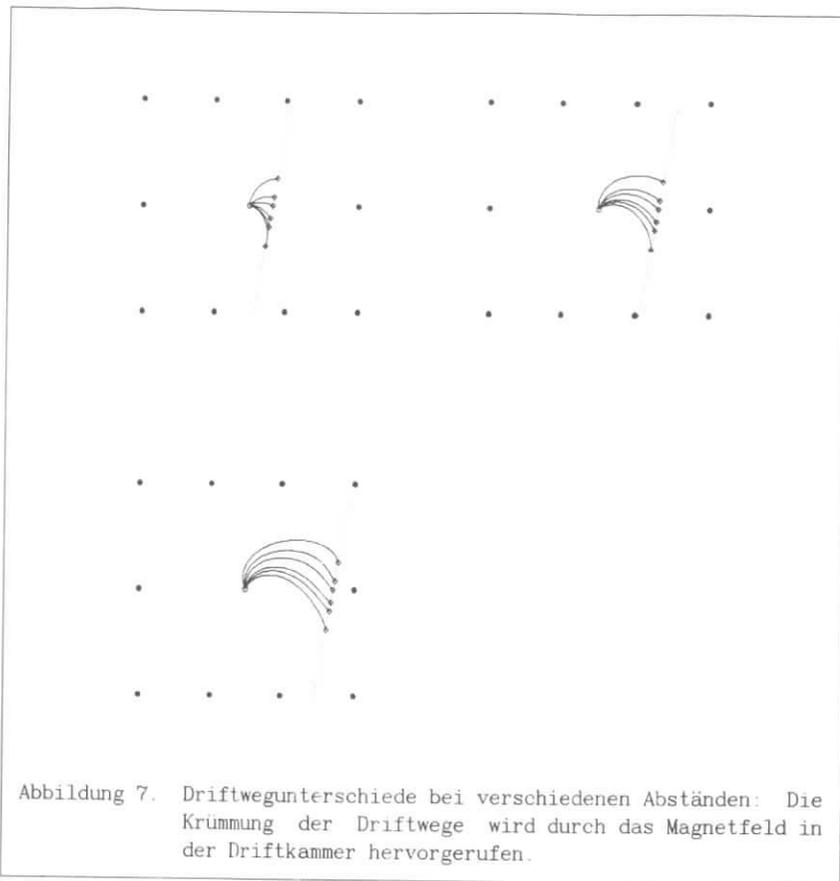


Abbildung 6. Verteilung der Ionisationsorte auf einer Spur

Die statistische Verteilung der Ionisationsorte wirkt sich bei Spuren, die nahe am Signaldraht vorbeiführen, stark auf die theoretisch mögliche Ortsauflösung aus, da bei solchen Spuren die Driftweglänge und somit die registrierte Driftzeit vom Erzeugungsort des Elektrons auf der Spur abhängen, während sich bei Spuren mit größerem Abstand vom Signaldraht die Driftweglängen von unterschiedlichen Punkten auf der Spur weniger unterscheiden (Abbildung 7 auf Seite 14).

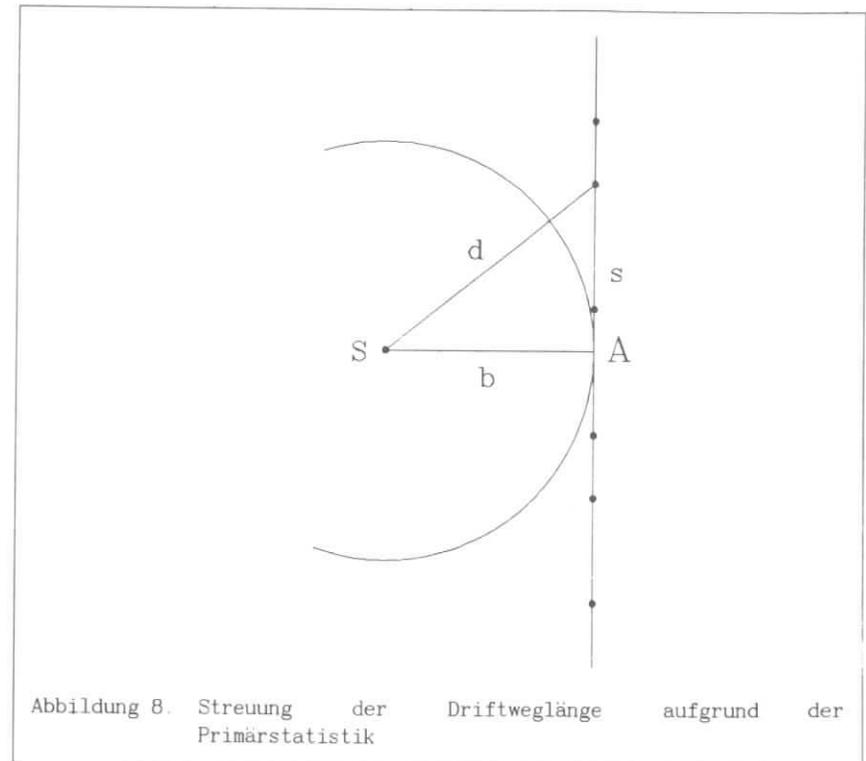


Wenn der Abstand vom Signaldraht so groß wird, daß die Spur in die Nähe eines Potentialdrahtes kommt, der zwei Driftzellen derselben Lage voneinander trennt, so verschlechtert die Primärstatistik auch hier die Ortsauflösung: Driftwege, die von verschiedenen Punkten in der Nähe des Potentialdrahtes ausgehen, haben ebenfalls sehr unterschiedliche Längen.

Der Einfluß der Primärstatistik hängt ab von der Anzahl der Primärelektronen, die benötigt werden, um ein elektrisches Signal zu erzeugen, welches die Diskriminatorschwelle vor dem dazugehörigen TDC überschreitet. Driftkammern werden im allgemeinen in der

„leading-edge-mode“ betrieben, d.h. schon die Ankunft der ersten Driftelektronen reicht aus, um den TDC zu starten.

Es soll nun in Anlehnung an [BIN83] die Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Zahl der zum Auslösen der Zeitmessung benötigten Elektronen abgeschätzt werden. Es wird angenommen, daß eine Teilchenspur im Abstand b am Signaldraht S vorbeiführt (Abbildung 8). Die Driftgeschwindigkeit sei konstant, der Driftweg geradlinig.



Da nur die Verteilung des Abstandes s_j des j -ten Elektrons vom Punkt A von Interesse ist, unabhängig davon, auf welcher Seite von A man das Elektron findet, muß in Gleichung (4.1.2) κ durch 2κ ersetzt werden:

$$(4.1.3) \quad A^{2\kappa}_j(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} \cdot (2\kappa)^j \cdot e^{-2\kappa x}$$

Der mittlere Abstand und der mittlere quadratische Abstand sind dann

$$\langle s_j \rangle = \int_0^{\infty} A^{2\kappa_j}(x) \cdot x \, dx = \frac{j}{2\kappa}$$

(4.1.4)

$$\langle s_j^2 \rangle = \int_0^{\infty} A^{2\kappa_j}(x) \cdot x^2 \, dx = \frac{j \cdot (j+1)}{4\kappa^2}$$

Damit ergibt sich als Varianz von s_j :

$$(4.1.5) \quad \sigma^2(s_j) = \langle s_j^2 \rangle - \langle s_j \rangle^2 = \frac{j}{4\kappa^2}$$

Die gesuchte Varianz des Driftweges $d_j = \sqrt{s_j^2 + b^2}$ ist schließlich

$$(4.1.6.) \quad \sigma^2(d_j) = \sigma^2(s_j) \cdot \left(\frac{\partial d_j}{\partial s_j} \right)_{s_j=\langle s_j \rangle}^2 = \frac{j^3}{4 \cdot \kappa^2 \cdot (j^2 + 4 \cdot \kappa^2 \cdot b^2)}$$

Die Abbildung 9 auf Seite 17 zeigt $\sigma(b)$ für verschiedene Werte j . Wie man sieht, verschlechtert sich die Ortsauflösung mit steigender Zahl der zum Starten der TDC benötigten Elektronen.

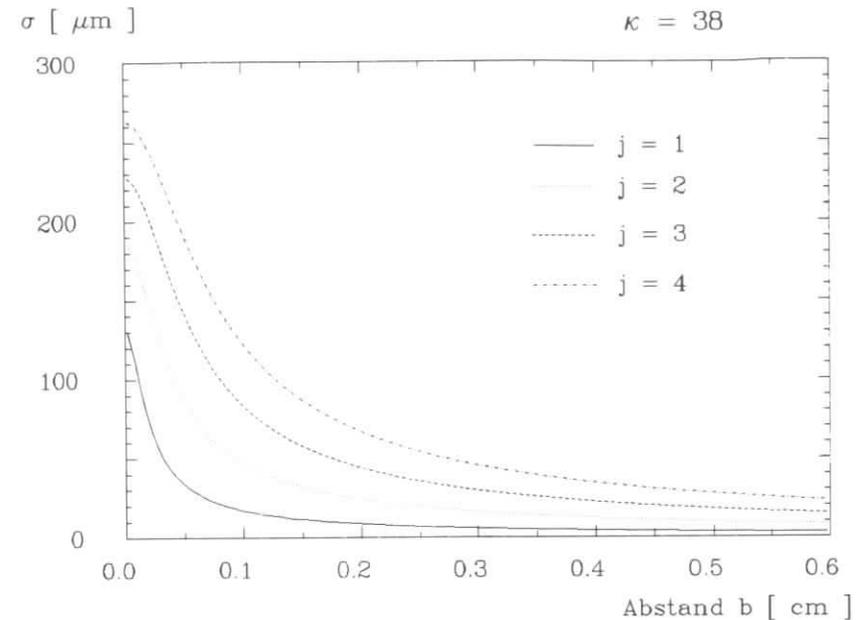


Abbildung 9. Der Einfluß der Primärstatistik auf die Ortsauflösung

4.2 DER ENERGIEVERLUST

Beim Durchqueren der Driftkammer verliert ein geladenes Teilchen einen Teil seiner kinetischen Energie durch Anregung und Ionisation von Gasmolekülen. Hierbei dominiert die elektromagnetische Wechselwirkung. Der mittlere Energieverlust pro Längeneinheit ist proportional zur Anzahl der Ionisationsprozesse [WAL83] :

$$(4.2.1) \quad \Delta E = W_1 \cdot \kappa$$

W_1 bezeichnet die im Mittel zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares aufgewendete Energie und hat für viele molekulare Gase Werte um 25 eV. ΔE ist die Summe der in den Einzelprozessen abgegebenen Energien. Wenn man mit $\Phi(E',E)dE'dx$ die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, daß ein Teilchen mit der Energie E auf dem Wegelement dx bei einer Kollision einen

Energieverlust zwischen E' und $E'+dE'$ erfährt, dann ist der mittlere spezifische Energieverlust pro Längeneinheit gegeben durch:

$$(4.2.2) \quad \langle dE/dx \rangle = \int_{E_{\min}'}^{E_{\max}'} E' \cdot \Phi(E', E) \cdot dE'$$

E_{\min}' und E_{\max}' werden durch quantenmechanische Überlegungen festgelegt. Die Abbildung 10 zeigt die Funktion $\Phi(E')$ für Argon. Die Wahrscheinlichkeit für einen Energieverlust E' ist ungefähr proportional zu $1/E'^2$. Deutlich zu erkennen sind die Ionisationsschwellen der K-, L- und M-Schale.

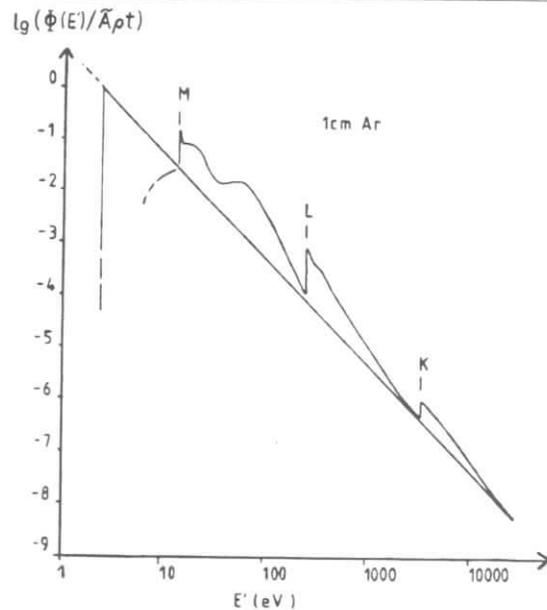


Abbildung 10. Wahrscheinlichkeitsdichte für einen Energieübertrag E' : $\tilde{A} = 0.1536 \cdot Z/A$ [$\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$], t = Absorberdicke, ρ = Absorberdichte (aus [WAL83])

Wenn der Energieverlust bei einem Ionisationsprozeß nur wenig größer ist als die Ionisationsschwelle, kann das Primärelektron keine weiteren Sekundärelektronen durch Ionisation von Gasmolekülen freisetzen. Es gibt seine überschüssige Energie in weniger als 1 ns an das Gas ab (Thermalisierung) und entfernt sich dabei um weniger als $5 \mu\text{m}$ vom Ionisationsort. Es gibt aber auch eine von Null verschiedene Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron mit einem Energieüberschuß von mehreren keV aus einer Ionisation hervorgeht. Solche Elektronen bezeichnet man als δ -Elektronen. Sie geben ihre überschüssige Energie in vielen elastischen und inelastischen Streuprozessen an das Gas ab und führen dabei eine Zufallsbewegung aus. Ihre effektive Reichweite R ist der Abstand zwischen dem Ionisationsort und dem Ort der Thermalisierung. Bei [SAU77] findet man für R den Ausdruck

$$(4.2.3) \quad R = \frac{0.71}{\rho} \cdot E^{1.72} \quad (E \text{ in MeV, } R \text{ in cm, } \rho \text{ in } \text{gcm}^{-3})$$

Die δ -Elektronen setzen eine untere Grenze für das Ortsauflösungsvermögen, da sie eine effektive Verbreiterung der Teilchenspur verursachen. Ihr Beitrag zur Ortsauflösung ist unabhängig vom Abstand der Spur vom Signaldraht. Die Anzahl der Elektronen pro Längeneinheit, die eine Energie größer als E_0 erhalten, ist

$$(4.2.4) \quad \langle dn/dx \rangle = \int_{E_0}^{E_{\max}'} E' \cdot \Phi(E', E) \cdot dE' \quad [\text{WAL83}]$$

Wenn man annimmt, daß $\Phi(E') = \text{const.} \cdot 1/E'^2$, ergibt die Integration

$$(4.2.5) \quad \langle dn/dx \rangle = \text{const.} \cdot \left(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_{\max}'} \right) \approx \text{const.} \cdot \frac{1}{E_0}, \text{ falls } E_0 \ll E_{\max}'$$

Nach [JAR80] haben nur ca. 0.2 % aller freigesetzten Elektronen eine Reichweite über $1 \mu\text{m}$. Mit (4.2.3) und (4.2.5) und $\rho(\text{C}_3\text{H}_8) = 1.87 \text{ g/cm}^3$ [WAL83] erhält man den Anteil der Elektronen mit einer Reichweite größer als $R(E)$ (Tabelle 1).

E [keV]	R [μm]	$\frac{n(R > R(E))}{n(R > 1\mu\text{m})}$ [%]	$\frac{n(R > R(E))}{n_0}$ [%]
0.15	1	100.0	0.2
0.38	5	39.5	0.079
0.57	10	26.3	0.053
1.45	50	10.3	0.021
2.18	100	6.9	0.014
3.26	200	4.6	0.009

Tab.1 Anteil und Reichweite von δ -Elektronen

Messungen von [FAR78] haben ergeben, daß der durch δ -Elektronen verursachte Fehler bei Propan kleiner als $25 \mu\text{m}$ ist.

Wenn man die Integration in Gleichung (4.2.2) ausführt, erhält man die Bethe-Bloch-Formel für den mittleren Energieverlust pro Längeneinheit der Absorberdicke [WAL83]:

$$(4.2.6) \quad \langle dE/dx \rangle = \frac{\tilde{A} \rho}{\beta^2} \left(2 \ln \frac{2m_e c^2}{\bar{I}} + 2 \ln \beta \gamma - 2\beta^2 - 2\delta \right)$$

$\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\tilde{A} = 0.1536 \cdot Z/A$ [MeV cm^2/g]
 A = Atomgewicht, ρ = Dichte,
 δ berücksichtigt Polarisierungseffekte
 $\bar{I} = \sum f_i \cdot E_i$, wobei f_i die Oszillatorenstärke des i -ten Energieniveaus mit der Energie E_i ist

Bei Gasmischungen sind $(\tilde{A} \rho)$ und \bar{I} durch die mit den Konzentrationen der einzelnen Gaskomponenten gewichteten Mittelwerte zu ersetzen. Die Abbildung 11 auf Seite 21 zeigt den mittleren Energieverlust als Funktion des normierten Impulses p/mc des ionisierenden Teilchens.

Er hängt, nach (4.2.6) nur von der Geschwindigkeit v des ionisierenden Teilchens ab. Diese Tatsache ermöglicht die Identifikation des Teilchens, wenn zusätzlich zum Energieverlust noch sein Impuls etwa mittels der Krümmung seiner Bahn in einem Magnetfeld gemessen wird.

Der Energieverlust ΔE eines ionisierenden Teilchens in einem Absorber der Dicke x ist die Summe der in n Wechselwirkungen übertragenen Energien E_i :

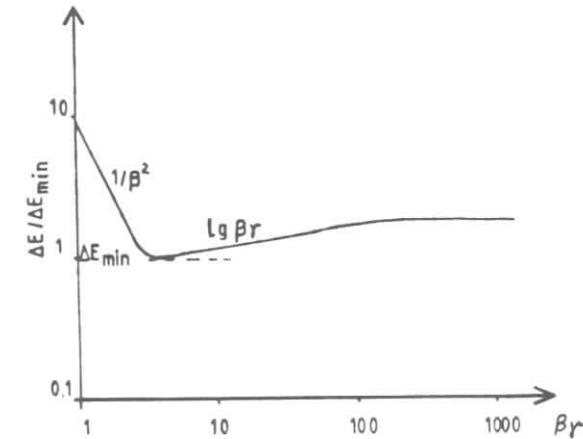


Abbildung 11. Der mittlere Energieverlust als Funktion von $\beta \cdot \gamma$: aus [WAL83]

$$(4.2.7) \quad \Delta E = \sum_{i=1}^n E_i$$

Hierbei ist n eine Zufallsgröße, und E_i folgt der Verteilung $\Phi(E_i, E)$. Folglich ist auch ΔE statistisch verteilt; die Verteilung ist die Landau-Verteilung (Abbildung 12 auf Seite 22, aus [SAU77]), die einen langen Schwanz bei großen Energieverlusten aufweist.

D.h. Die relativ seltenen großen Energieüberträge erhöhen den Mittelwert merklich. Deshalb verwendet man häufig den wahrscheinlichsten Energieverlust

$$(4.2.8) \quad \Delta E_{mp} = \frac{\tilde{A} \rho \cdot x}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{m_e c^2 \tilde{A} \rho x}{\bar{I}} + 0.891 + 2 \ln \beta \gamma - \ln \beta^2 - \beta^2 - \delta \right\}$$

Die Landau-Verteilung hat dann die Form [SAU77]:

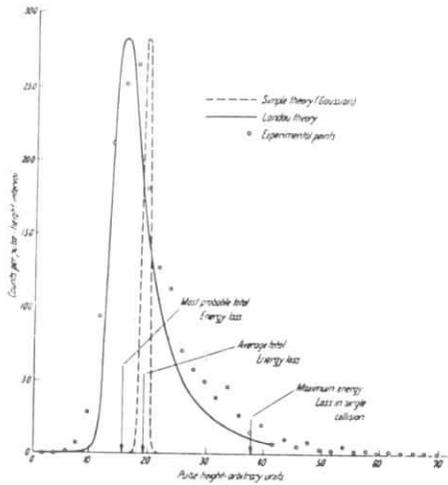


Abbildung 12 Die Landau-Verteilung des Energieverlustes [SAU77]

$$(4.2.9) \quad f(\lambda) = (1/\sqrt{2\pi}) \cdot \exp\{-0.5 \cdot (\lambda + \exp(-\lambda))\}$$

$$\text{mit } \lambda = \frac{m_e c^2}{2\pi N e^4} \cdot \frac{\beta^2}{z^2} \cdot \frac{A}{Z \cdot \rho} \cdot \frac{1}{x} \cdot (\Delta E - \Delta E_{mp})$$

N = Teilchendichte des Absorbers

z = Ladungszahl des ionisierenden Teilchens

4.3 DRIFT VON ELEKTRONEN UND IONEN

4.3.1 Phänomenologie

Nachdem ein ionisierendes Teilchen entlang seiner Spur Elektron-Ion-Paare erzeugt hat, beginnen diese unter dem Einfluß des elektrischen Feldes durch die Zelle zu driften. Die Elektronen bewegen sich in Richtung auf den Signaldraht, die Ionen in Richtung auf einen der Potentialdrähte. Diese Driftbewegung kommt zustande, weil Ionen und Elektronen bei ihrer thermischen Bewegung im Gas jeweils zwischen zwei

Kollisionen mit Gasmolekülen in Richtung des elektrischen Feldes bzw. entgegengesetzt hierzu beschleunigt werden. Die Driftgeschwindigkeit der Ionen ist proportional zum reduzierten elektrischen Feld E/N (N = Teilchendichte):

$$(4.3.1) \quad w^+ = \mu^+(N) \cdot E \quad [\text{SAU77}]$$

Die Mobilität μ^+ der Ionen ist nicht feldstärkeabhängig, ihre mittlere Energie ändert sich durch das elektrische Feld nicht wesentlich. In der Tabelle 2 sind Werte von μ^+ für verschiedene Ionensorten aufgeführt.

Gas	Ions	Mobility ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{sec}^{-1}$)
Ar	$(\text{OCH}_3)_2\text{CH}_2^+$	1.51
IsoC ₄ H ₁₀	$(\text{OCH}_3)_2\text{CH}_2^+$	0.55
$(\text{OCH}_3)_2\text{CH}_2$	$(\text{OCH}_3)_2\text{CH}_2^+$	0.26
Ar	IsoC ₄ H ₁₀ ⁺	1.56
IsoC ₄ H ₁₀	IsoC ₄ H ₁₀ ⁺	0.61
Ar	CH ₄ ⁺	1.87
CH ₄	CH ₄ ⁺	2.26
Ar	CO ₂ ⁺	1.72
CO ₂	CO ₂ ⁺	1.09

Tab.2 Mobilitäten einiger Ionensorten im jeweils angegebenen Gas: aus [SAU77]

Mit einem Wert $1 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ für μ^+ erhält man bei einer Feldstärke $E = 1000 \text{ Vcm}^{-1}$ eine Driftgeschwindigkeit $w^+ = 1 \cdot 10^3 \text{ cm s}^{-1}$. Die mittlere thermische Geschwindigkeit $v = \sqrt{3kT/M}$ hat bei 20°C bei Propan-Molekülen den Wert $4.1 \cdot 10^4 \text{ cm s}^{-1}$.

Im Gegensatz zu den Ionen ist die Mobilität der Elektronen stark von der Feldstärke abhängig und die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Kollisionen größer. Bei elastischen Kollisionen mit Gasmolekülen verlieren Elektronen wegen ihrer geringen Masse nur wenig Energie. Daher kann ihre mittlere Energie wesentlich größer sein als die mittlere thermische Energie. Ihre Energieverteilung $f(\epsilon)$ hängt von der Feldstärke ab und unterscheidet sich von der Maxwell-Verteilung bei rein thermischer Bewegung. Im folgenden Kapitel wird das Verfahren zur theoretischen

Herleitung der Verteilungsfunktion $f(\epsilon)$ kurz skizziert. Die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Propan hat für $E = 1000 \text{ V cm}^{-1}$ ungefähr den Wert $4 \cdot 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ und ist somit um mehr als einen Faktor 1000 größer als die entsprechende Geschwindigkeit von Ionen.

4.3.2 Klassische Theorie des Verhaltens von Elektronen in Gasen

Es ist möglich, das Verhalten von Elektronen in Gasen unter dem Einfluß von elektrischen und magnetischen Feldern durch eine klassische Theorie zu beschreiben. Ziel dieser Theorie ist es, die Verteilungsfunktion $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ der Elektronengeschwindigkeiten zu ermitteln, mit deren Hilfe die das Verhalten der Elektronen bestimmenden Transportkoeffizienten wie z. B. Driftgeschwindigkeit und Diffusionskoeffizient berechnet werden können. In diesem Kapitel sollen in Anlehnung an [CRO74] einige Merkmale dieser Theorie aufgezeigt werden.

Die Ausgangsgleichung ist die Maxwell-Boltzmann-Gleichung.

$$(4.3.2) \quad \frac{\partial}{\partial t} (n \cdot f) + \text{div}_r (n \cdot f \cdot \vec{v}) + \text{div}_v (n \cdot f \cdot \frac{e}{m_e} \vec{E}) + \frac{\partial}{\partial t} (n \cdot f) \Big|_{\text{coll}} = 0$$

e = Elektronenladung, m_e = Elektronenmasse,
 \vec{E} = elektrische Feldstärke
 $n(\vec{r}, t)$ ist die Teilchendichte der Elektronen

Es handelt sich hierbei um die Kontinuitätsgleichung der Elektronen-Population, deren Phasenraumdichte durch $n(\vec{r}, t) \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ gegeben ist. Jedem Elektron wird also ein Vektor \vec{r} im Ortsraum sowie ein Vektor \vec{v} im Geschwindigkeitsraum zugeordnet. Geeignete Teilvolumina im Geschwindigkeitsraum sind konzentrische Kugelschalen um den Koordinatenursprung, so daß $f(\vec{r}, \vec{v}, t) \cdot d\vec{v}$ den Bruchteil der Elektronen im Volumenelement $d\vec{r}$ am Ort \vec{r} bezeichnet, die zur Zeit t Geschwindigkeiten im Bereich $[v, v+dv]$ bzw. entsprechende Energien besitzen.

Der 2. Term der Maxwell-Boltzmann-Gleichung ist als Divergenz der Stromdichte im Ortsraum aufzufassen, die durch die Bewegung der Elektronen mit Geschwindigkeiten v zustande kommt. Entsprechend interpretiert man den 3. Term als Divergenz einer Stromdichte im Geschwindigkeitsraum, die das Ergebnis der Beschleunigung der Elektronen durch ein elektrisches Feld ist. Der 4. Term schließlich beschreibt die Änderung der Phasenraumdichte durch Kollisionen der Elektronen mit den Gasmolekülen.

Die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf eine Kugelschale des Geschwindigkeitsraumes, und zwar auf die Population dieser Schale, die den Elektronen im Volumenelement $d\vec{r}$ am Ort \vec{r} zugeordnet ist. Man definiert als konvektive Geschwindigkeit $\vec{w}_{\text{konv}}(v)$ die Schwerpunktschwindigkeit dieser Population. Sie setzt sich zusammen aus der Diffusionsbewegung aufgrund eines eventuell vorhandenen Dichtegradienten und der kollektiven Driftbewegung aufgrund eines elektrischen Feldes.

Wenn man nun die Verteilungsfunktion $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ nach Legendre-Polynomen entwickelt,

$$(4.3.3) \quad f(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_0(\vec{r}, v, t) + \sum_k f_k(\vec{r}, v, t) \cdot P_k(\cos \Theta) \\ = f_0 + f_1 \cdot \cos \Theta + \dots$$

und Θ bezüglich der Richtung der konvektiven Geschwindigkeit zählt, erhält man für diese den Ausdruck

$$(4.3.4) \quad \vec{w}_{\text{konv}}(v) = \frac{v}{3f_0} \cdot \vec{f}_1$$

Zur Bestimmung von f_0 und \vec{f}_1 werden zwei Gleichungen aufgestellt: die Teilchenzahl-(bzw. Energie-) Bilanz und die Impulsbilanz der betrachteten Kugelschale.

$$(4.3.5) \quad \frac{\partial}{\partial t} (n \cdot f_0) + \frac{v}{3} \cdot \text{div}_r (n \cdot \vec{f}_1) + \frac{e \cdot \vec{E}}{3m_e v^2} \cdot \frac{\partial}{\partial v} (v^2 \cdot n \cdot \vec{f}_1) \\ - \frac{1}{4\pi v^2} \cdot \frac{\partial}{\partial v} s_{\text{coll}}(v) = 0$$

$$(4.3.6) \quad \frac{\partial}{\partial t} (n \cdot \vec{f}_1) + v \cdot \text{grad}_r (n \cdot f_0) + \frac{e \cdot \vec{E}}{m_e} \cdot \frac{\partial}{\partial v} (n \cdot f_0) + \nu(v) \cdot n \cdot \vec{f}_1 = \vec{0}$$

Hierbei werden alle Terme mit $f_k(\vec{r}, v, t)$, $k > 1$ vernachlässigt, da $f_k < f_1 \ll f_0$, falls die kollektive Geschwindigkeit viel kleiner ist als die mittlere thermische Geschwindigkeit.

$\partial/\partial v (s_{coll}(v)) dv$ ist die Änderungsrate der Kugelschalenpopulation durch Kollisionen der Elektronen mit Gasmolekülen und kann prinzipiell über die entsprechenden Streuwirkungsquerschnitte berechnet werden.

$\nu(v)$ ist die Kollisionsfrequenz, die über $\nu = N \cdot v \cdot \sigma_p(v)$ mit dem Wirkungsquerschnitt für den Impulsübertrag Δp zusammenhängt (N ist die Teilchendichte der Gasmoleküle):

$$\Delta p = dt \cdot d\vec{r} \cdot n \cdot N \cdot v^2 \cdot \sigma_p(v) \cdot m_e M / (m_e + M).$$

Im allgemeinen nimmt man einen stationären Zustand an und kann dann \vec{f}_1 mittels Gleichung (4.3.6) durch f_0 ausdrücken. Bei [SCH78] findet man als allgemeine Lösung für f_0 als Funktion der Elektronenenergie $\varepsilon = m_e v^2 / 2$ den Ausdruck

$$(4.3.7) \quad f_0(\varepsilon) = C \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot \exp \left\{ - \int_0^{\varepsilon} \frac{3 \Lambda(\varepsilon') \cdot \varepsilon'}{[e \cdot E \cdot l_e(\varepsilon')]^2 + 3 \Lambda(\varepsilon') \cdot \varepsilon' \cdot kT} d\varepsilon' \right\}.$$

C = Normierungskonstante

$\Lambda(\varepsilon) = \Delta\varepsilon/\varepsilon$ bezeichnet den relativen Energieverlust eines Elektrons der Energie ε bei der Kollision mit einem Gasmolekül.

Bei molekularen Gasen ist im Vergleich zu atomaren Gasen die Wahrscheinlichkeit für inelastische Kollisionen größer, da die von den Elektronen zwischen zwei Kollisionen aus dem elektrischen Feld aufgenommene Energie auch bei mittleren Feldstärken ausreicht, um Vibrations- und Rotationsniveaus der Moleküle anregen zu können. $\Lambda(\varepsilon)$ hat dann die Form

$$(4.3.8) \quad \Lambda(\varepsilon) = \frac{2m_e}{M} + \sum_h \frac{\varepsilon_h}{\varepsilon} \cdot \frac{l_e(\varepsilon)}{l_h(\varepsilon)}.$$

M = Molekülmasse

l_e = mittlere freie Weglänge für elastische Kollisionen

l_h = mittlere freie Weglänge für Kollisionen mit Anregung des h -ten Energieniveaus mit der Energie ε_h

Es ist noch anzumerken, daß in den Fällen, wo $[eE l_e(\varepsilon)]^2 \ll 3 \Lambda(\varepsilon) \cdot \varepsilon \cdot kT$ ist, f_0 aus Gleichung (4.3.7) in die Maxwell-Verteilung

$$(4.3.9) \quad f_0(\varepsilon) = C \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot \exp(-\varepsilon/kT)$$

übergeht. Die Abbildung 13 zeigt das von [SCH78] berechnete Energiespektrum von Elektronen in Argon für zwei Werte der elektrischen Feldstärke.

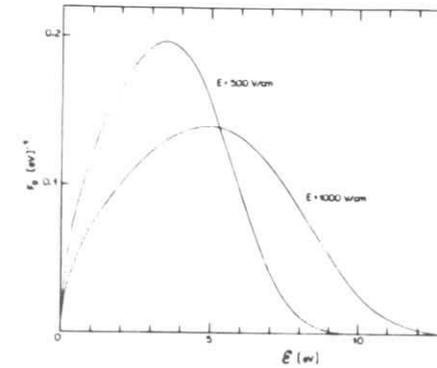


Abbildung 13. Verteilungsfunktion $f_0(\varepsilon, E)$ von Elektronen in Argon; aus [SCH78]

Bei Abwesenheit eines Dichtegradienten in der Elektronenverteilung entspricht die konvektive Geschwindigkeit aus Gleichung (4.3.4) der Driftgeschwindigkeit $\vec{w}_D(v)$ der zugehörigen Elektronen. Die kollektive Geschwindigkeit \vec{w}_D aller Elektronen ist der Mittelwert von \vec{w}_D über alle Geschwindigkeiten \vec{v} :

$$(4.3.10) \quad \vec{w}_D = \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\vec{v} \cdot \vec{f}_1}{3f_0} \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t) \cdot v^2 dv \sin\theta d\theta d\varphi$$

$$= \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty v^3 \cdot \vec{f}_1 dv$$

Im Falle eines zeitlich konstanten elektrischen Feldes erhält man den Ausdruck

$$(4.3.11) \quad \bar{w}_D = - \frac{e\bar{E}}{3N} \cdot \sqrt{2/m_e} \cdot \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{\sigma_p(\varepsilon)} \cdot \frac{d}{d\varepsilon} f_0(\vec{r}, \varepsilon) d\varepsilon$$

w_D ist also eine Funktion des sogenannten reduzierten Feldes E/N . Die Abbildung 14 zeigt berechnete und gemessene Driftgeschwindigkeiten in Ar-CO₂ und Ar-C₄H₁₀.

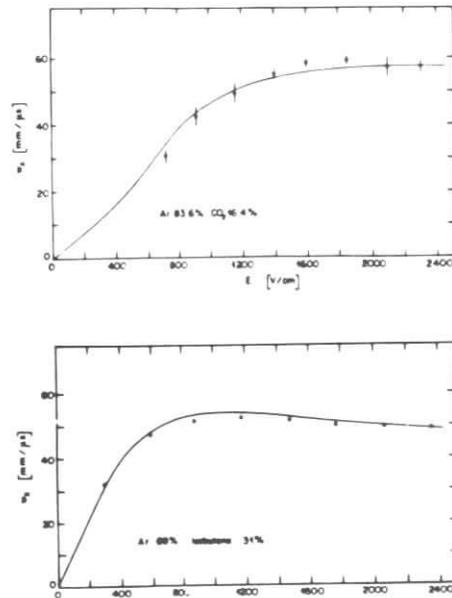


Abbildung 14. Vergleich von gemessenen und berechneten Driftgeschwindigkeiten: oben : Ar-CO₂ (83.6%,16.4%), unten : Ar-C₄H₁₀ (69%,31%), aus [SCH78]

Auffällig und charakteristisch ist bei vielen Gasen die Sättigung der Driftgeschwindigkeit bei großen elektrischen Feldstärken. Sie kommt durch die starke Energieabhängigkeit des Streuwirkungsquerschnittes für Elektronen zustande, die als Ramsauereffekt bezeichnet wird. Die Abbildung 15 auf Seite 29 zeigt den elastischen Wirkungsquerschnitt für Elek-

tronen in Argon. Der starke Anstieg bei Energien über 0.3 eV hat eine entsprechende Abnahme der mittleren freien Weglänge zwischen zwei Kollisionen zur Folge.

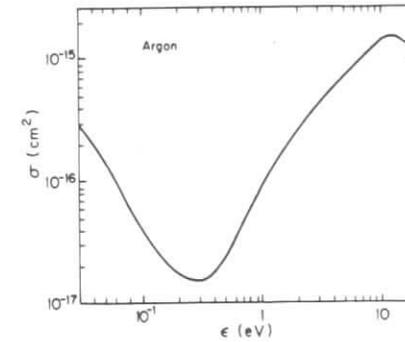


Abbildung 15. Elastischer Wirkungsquerschnitt für Elektronen in Argon: aus [SAU77]

Neben der Driftgeschwindigkeit ist als weiterer Transportkoeffizient die Diffusionskonstante D von besonderem Interesse. Von der Gleichung (4.3.5) gelangt man durch Multiplikation mit $4\pi v^2$ und Integration über alle Geschwindigkeiten zu der Form

$$(4.3.12) \quad \frac{\partial}{\partial t} n(\vec{r}, t) = \text{div}_r \text{grad}_r (D \cdot n(\vec{r}, t)) + \text{div}_r (n(\vec{r}, t) \cdot \bar{w}_D) = 0$$

mit

$$(4.3.13) \quad D = \frac{4\pi}{3} \int_0^{\infty} \frac{v^2}{\nu(v)} \cdot f_0(\vec{r}, v, t) \cdot v^2 dv$$

Bei Abwesenheit eines elektrischen Feldes, d.h. $w_D = 0$, ergibt sich, wenn f_0 nicht von \vec{r} abhängt, die bekannte Form der Diffusionsgleichung :

$$(4.3.14) \quad \frac{\partial n}{\partial t} - D \cdot \text{div}_r \text{ grad}_r n = 0$$

D ist ein Maß für das zeitliche Auseinanderlaufen einer Gruppe von Elektronen, wenn anfangs ein Dichtegradient vorhanden war. Betrachtet man z.B. eine Gruppe von n_0 Elektronen, die sich zum Zeitpunkt $t = 0$ am Ort $\vec{r} = \vec{0}$ befinden, so erfahren diese Elektronen im Laufe der Zeit viele Kollisionen mit Gasmolekülen und bewegen sich ungeordnet (thermisch) durch das Gasvolumen. Als zeitliche Änderung des mittleren quadratischen Abstandes erhält man

$$(4.3.15) \quad \frac{\partial}{\partial t} \overline{r^2} = \frac{1}{n_0} \sum_{i=1}^3 \int x_i^2 \cdot \frac{\partial n}{\partial t} d\vec{r} = \frac{1}{n_0} \sum_{i=1}^3 2D = 6D$$

Wirkt auf die Elektronen ein elektrisches Feld, so wird die Isotropie der Diffusion zerstört. Der longitudinale Diffusionskoeffizient (in Richtung des Feldes) ist im allgemeinen kleiner als der transversale. Wegen ihres Einflusses auf die Ortsauflösung einer Driftkammer wird im folgenden Kapitel näher auf die Diffusion eingegangen werden.

Bei [PAL74] findet man die folgende Abschätzung für die Abhängigkeit der Transportkoeffizienten von relativem Energieverlust Λ und mittlerer freier Weglänge l unter der Annahme, daß erstens l nicht von der thermischen Geschwindigkeit v abhängt und zweitens die Energieverteilung der Elektronen schmal ist:

$$(4.3.16) \quad w_D \approx \sqrt{2/3} \sqrt{\Lambda eEl/3m_e}$$

$$\bar{v} \approx \sqrt{\sqrt{1/3\Lambda} \cdot 2eEl/m_e}$$

$$D \approx \sqrt{\sqrt{1/3\Lambda} \cdot 2eEl^3/9m_e}$$

\bar{v} = mittlere thermische Geschwindigkeit

Man sieht, daß Driftgeschwindigkeit, thermische Geschwindigkeit und Diffusionskoeffizient mit kleiner Weglänge l , d.h. großem Wirkungsquerschnitt, abnehmen. Andererseits läßt bei Molekülen der große mittlere Energieverlust aufgrund inelastischer Prozesse die Driftgeschwindigkeit ansteigen.

4.4 DIE DIFFUSION

Elektronen in einem Gas erfahren häufig Kollisionen mit den sich thermisch bewegenden Gasmolekülen und bewegen sich so durch das Gasvolumen. Man bezeichnet diesen Vorgang allgemein als Diffusion. Er wird beschrieben durch die im Kapitel 4.3.2 angegebene Diffusionsgleichung (4.3.14)

$$(4.4.1) \quad \frac{\partial n(\vec{r},t)}{\partial t} - D \cdot \nabla^2 n(\vec{r},t) = 0$$

Ein zu einem Zeitpunkt vorhandener Gradient in der Elektronendichte n wird durch die Diffusion allmählich abgebaut. Der Diffusionskoeffizient D ist das Maß für die Schnelligkeit, mit der der Ausgleich stattfindet. Er wird mittels Gleichung (4.3.13) aus dem Energiespektrum $f_0(\vec{r},\epsilon,t)$ der Elektronen berechnet. Da f_0 bei Vorhandensein eines elektrischen Feldes von der Feldstärke abhängt, ist auch D feldstärkeabhängig.

Wenn man sich für die x -Koordinate eines Elektrons interessiert, welches sich zum Zeitpunkt $t = 0$ am Ort (x,y,z) befand, findet man die Normalverteilung [SAU77]

$$(4.4.2) \quad dP(x',t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \cdot \frac{(x'-x)^2}{2Dt} \right\}$$

Ihre Varianz $\sigma_t^2 = 2Dt$ wächst mit der Zeit an. Im folgenden wird zusätzlich eine Driftbewegung des Elektrons in x -Richtung mit einer konstanten Geschwindigkeit w_D angenommen: $t = x/w_D$, $x_0 = 0$. σ_t geht dann über in

$$(4.4.3) \quad \sigma_x = \sqrt{2D \cdot x / w_D}$$

Die Abbildung 16 auf Seite 32 zeigt σ_x für verschiedene Gase.

Die Diffusion verschlechtert die Ortsauflösung einer Driftkammer, weil die Ankunftszeiten von Elektronen auf dem Signaldraht nach einem bestimmten Driftweg statistisch verteilt sind. In einer Driftzelle driften viele Elektronen (bei ARGUS mehr als 200) von der Spur des ionisierenden Teilchens zum Signaldraht. Ein gewisser Bruchteil dieser Elektronen kann den Signaldraht in annähernd gleicher Zeit erreichen. Von diesen m Elektronen werden jedoch nur die ersten j benötigt, um ein hinreichend großes Signal zum Auslösen der Zeitmessung zu erzeugen ("leading-edge-mode"). Daher ist für die Ortsauflösung der Kammer gerade die Verteilung der

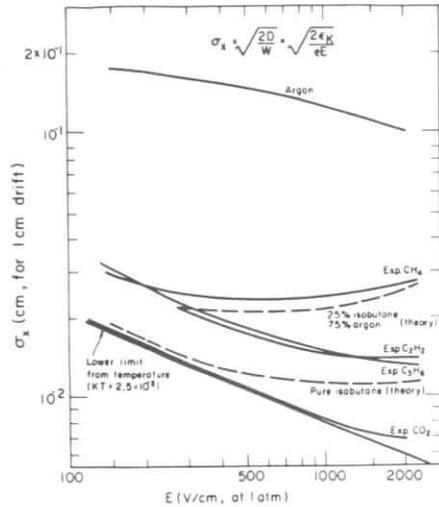


Abbildung 16. Diffusion in Abhängigkeit vom elektrischen Feld: $\sigma_x(1 \text{ cm})$ ist das Maß für die Streuung der Driftwege nach einer mittleren Drift von 1 cm. (aus [SAU77])

Ankunftszeit des j -ten Elektrons ausschlaggebend. Seine Driftwegverteilung hat als Funktion des mittleren Driftweges x die Varianz

$$(4.4.4) \quad \sigma_j^2(x) = \frac{\sigma_x^2}{2\ln(m)} \cdot \sum_{k=j}^m \frac{1}{k^2}$$

Für das erste Elektron ergibt sich, wenn m groß ist,

$$(4.4.5) \quad \sigma_1^2(x) = \frac{\pi^2}{12\ln(m)} \cdot \sigma_x^2(x)$$

Die Abbildung 17 auf Seite 33 zeigt $\sigma_x(x)$ und $\sigma_j(x)$ für verschiedene Werte von j unter der Annahme $m = 30$ und $\sigma_x(1 \text{ cm}) = 250 \mu\text{m}$.

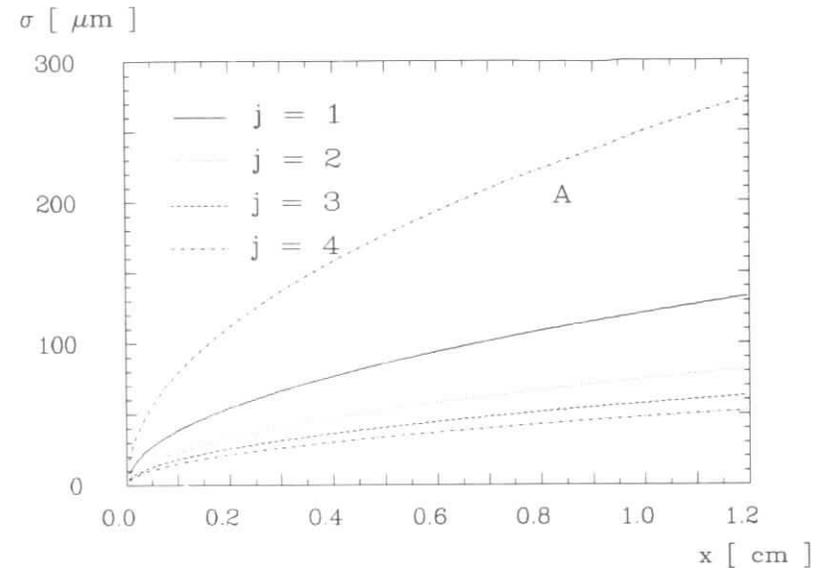


Abbildung 17. Breite der Driftwegverteilung des j -ten Elektrons :

Die Kurve A ist die Breite $\sigma_x(x)$ der Driftwegverteilung eines beliebigen Elektrons aus der driftenden Gruppe ($\sigma_x(x) = \sigma_x(1 \text{ cm}) \cdot \sqrt{x}$).

Wie bereits im vorigen Kapitel erwähnt wurde, unterscheiden sich die Diffusionskoeffizienten in Richtung der Driftbewegung (D_L) und senkrecht dazu (D_T) voneinander (Abbildung 18 auf Seite 34)

[WAL83] gibt für dieses Verhalten die folgende Plausibilitätserklärung : Wenn man eine driftende und diffundierende Gruppe von Elektronen betrachtet, so haben die Elektronen im vorderen Bereich der Gruppe eine größere mittlere Energie als diejenigen im hinteren Bereich. Die Energieverteilungen unterscheiden sich. Die Driftgeschwindigkeit einer solchen Untergruppe hängt über die Energieverteilung von der mittleren Energie ϵ ab. Ist nun $(dw_D/d\epsilon) > 0$, so kommt es zu einer Dilatation der gesamten Gruppe ($D_L > D_T$), im anderen Fall zu einer Kompression. Im allgemeinen gilt $D_L < D_T$.

Bei [JEA79] findet man für die longitudinale Diffusion in Propan nach 1 cm Driftlänge einen etwa konstanten Wert $\sigma(1 \text{ cm}) = 100 \mu\text{m}$ bei elektrischen

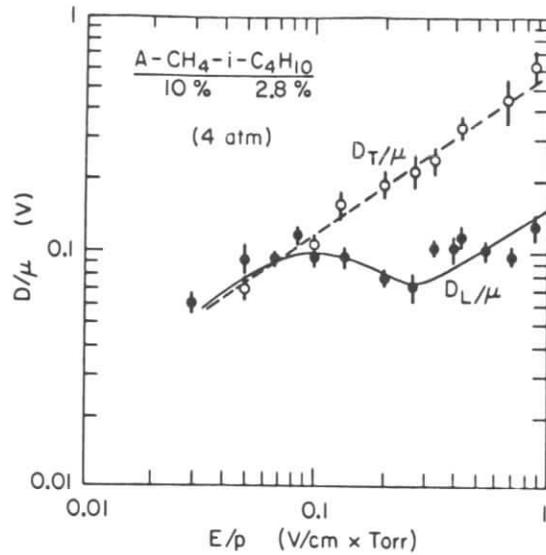


Abbildung 18. Longitudinaler und transversaler Diffusionskoeffizient: aus [JAR80]

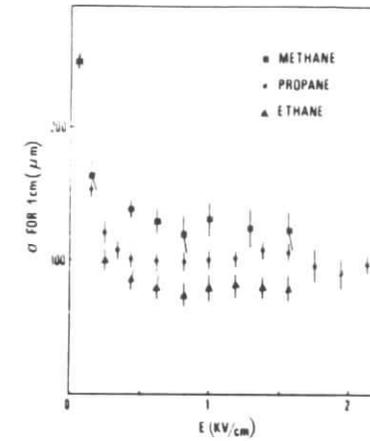


Abbildung 19. Longitudinale Diffusion in Methan, Propan und Ethan: aus [JEA79]

Feldstärken bis zu 2.2 kVcm^{-1} , Normaldruck und 20° C (Abbildung 19 auf Seite 35).

Die effektive Spurlänge betrug bei diesem Experiment ca. 15 mm. Somit wurden im Mittel

$$m = \lambda \cdot 1.5 = 179$$

Elektron-Ion-Paare erzeugt. Unter der Annahme, daß die Ankunftszeit des führenden Elektrons registriert wurde, kann man aus Gleichung (4.4.5) einen Wert für die Breite $\sigma_x(1 \text{ cm})$ der Driftwegverteilung eines beliebigen Elektrons aus der Gruppe ableiten. Man erhält so den Wert

$$\sigma_x(1 \text{ cm}) = 250 \mu\text{m}.$$

Dieser Wert stellt eine untere Grenze für σ_x dar, weil man für den Fall, daß bei dem Experiment die Ankunftszeit eines späteren als des ersten Elektrons gemessen wurde, nach Gleichung (4.4.4) einen größeren Wert für σ_x erhalten würde.

4.5 DER EINFLUSS EINES MAGNETFELDES

Driftkammern werden häufig in Magnetfeldern mit Feldstärken von einigen kG betrieben, um aus der Krümmung der Spuren von geladenen Teilchen deren Transversalimpuls bestimmen zu können. Ein Magnetfeld beeinflusst aber auch die driftenden Elektronen. Ihre Flugbahn zwischen zwei Kollisionen mit Gasmolekülen wird durch die Wirkung der Lorentzkraft

$$(4.5.1) \quad \vec{F}_D = - \frac{e}{c} \cdot \vec{v} \times \vec{B}$$

gekrümmt. Dies wirkt sich auf die Driftbewegung aus. Im Falle eines konstanten elektrischen Feldes und eines darauf senkrecht stehenden konstanten Magnetfeldes beobachtet man, daß die Elektronen nicht mehr in Richtung des elektrischen Feldes driften, sondern sich geradlinig mit einem Winkel α_H bezüglich der Feldlinien bewegen [SAU77] (Abbildung 20 auf Seite 36).

Darüber hinaus ist ihre Driftgeschwindigkeit w_H kleiner als im Fall ohne Magnetfeld. Der Einfluß des Magnetfeldes wird also vollständig beschrieben durch $\alpha_H(E,H)$ und $w_H(E,H)$. Man kann nach [SAU77] für die Driftgeschwindigkeit den Ansatz

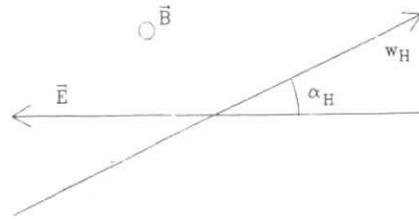


Abbildung 20. Driftbewegung im konstanten elektrischen und magnetischen Feld

$$(4.5.2) \quad w_D = \frac{e}{2m_e} \cdot E \cdot \tau(E)$$

machen. τ ist hierbei die mittlere Zeit zwischen zwei Kollisionen. Für den Fall des senkrecht auf dem elektrischen Feld stehenden Magnetfeldes findet man die Ausdrücke

$$(4.5.3) \quad w_H = \frac{w_D}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} = \frac{w_D}{\sqrt{1 + 4w_D^2 H^2 / E^2}}$$

$$\tan(\alpha_H) = \omega \cdot \tau = 2 \cdot w_D \cdot H / E$$

wobei $\omega = eH/m_e$ die Zyklotronfrequenz ist. Die Reduzierung der Driftgeschwindigkeit durch das Magnetfeld verschwindet also bei großen elektrischen Feldstärken. Man definiert die sogenannte magnetische Driftgeschwindigkeit durch

$$(4.5.4) \quad w_M = \frac{E}{B} \cdot \frac{w_{\perp}}{w_{\parallel}}$$

w_{\perp} und w_{\parallel} sind die Komponenten von w_H senkrecht bzw. parallel zu den elektrischen Feldlinien. Dann gilt

$$(4.5.5) \quad \tan(\alpha_H) = w_M \cdot \frac{B}{E}$$

Die Abbildung 21 auf Seite 38 zeigt gemessene Werte von α_H und w_H in einem Argon-Isobutan-Methylal-Gemisch.

4.6 DIE ERZEUGUNG DES ELEKTRISCHEN SIGNALS

Der Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch eine Driftzelle wird über die Spannungsänderung ΔV an dem dazugehörigen Signaldraht registriert. Die erzeugten Elektron-Ion-Paare driften unter dem Einfluß des elektrischen Feldes und entziehen diesem die Energie

$$(4.6.1) \quad \Delta \varepsilon = q \cdot \int \vec{E} \cdot d\vec{r} = \int_{V_0}^{V_0 - \Delta V} \frac{d\varepsilon}{dV} dV = \int_{V_0}^{V_0 - \Delta V} C \cdot V dV$$

$$= 0.5 \cdot C \cdot (-2V_0 \Delta V + \Delta V^2) \approx -C \cdot V_0 \cdot \Delta V \quad [\text{JUN81}]$$

Daraus folgt :

$$(4.6.2) \quad \Delta V \approx -\frac{q}{C \cdot V_0} \cdot \int \vec{E} \cdot d\vec{r}$$

Bei einer Zelle der ARGUS-Driftkammer mit $C = 15.116 \text{ pF}$ [BEI83] und $V_0 = 2870 \text{ V}$ würde ein Elektron, das die gesamte Potentialdifferenz durchläuft, ein Signal der Stärke $\Delta V = e/C = 0.01 \mu\text{V}$ hervorrufen. Auch die Summe der Beiträge von etwa 200 Driftelktronen in der Zelle liegt noch weit unter der Nachweisgrenze. Man erreicht aber eine drastische Erhöhung von ΔV durch den Mechanismus der Gasverstärkung: In der Nähe des Signaldrahtes ist das elektrische Feld proportional zu r^{-1} . Ab einer bestimmten Feldstärke übersteigt die zwischen zwei Kollisionen auf ein Elektron übertragene Energie die Ionisationsenergie des Gases. Das Elektron kann bei der nächsten Kollision ein Gasmolekül ionisieren. Dasselbe gilt für das dabei freigesetzte Elektron. Es bildet sich eine Elektronenlawine aus. Jeweils nach einer mittleren freien Weglänge für Ionisation, d.h. nach weniger als $10 \mu\text{m}$ [JAR80], hat sich die Zahl der Ladungsträger verdoppelt. Die Zahl der nach einer bestimmten Driftlänge vorhandenen Ladungsträger erhält man durch Multiplikation der anfangs vorhandenen Ladungsträger mit dem Verstärkungsfaktor M , der gegeben ist durch

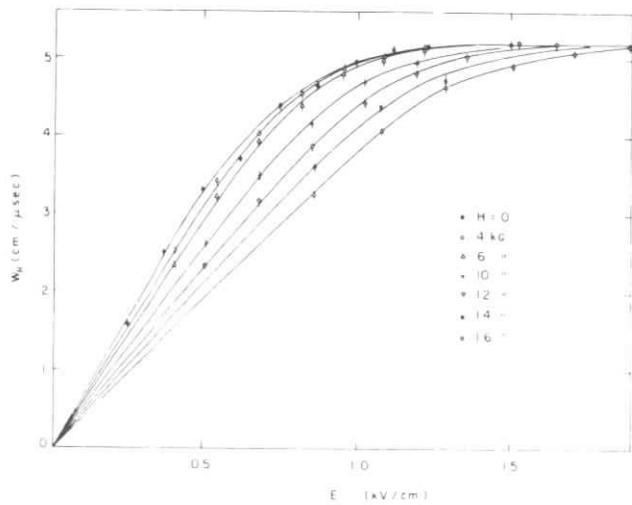
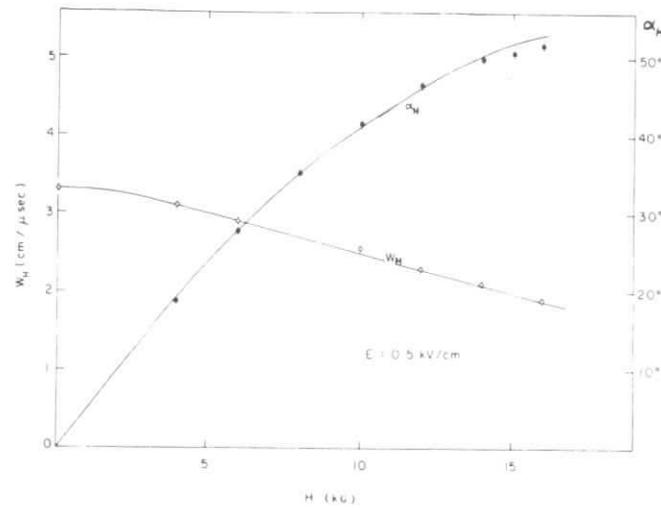


Abbildung 21. Driftgeschwindigkeit und Ablenkwinkel in Abhängigkeit von E und H:

Die Meßwerte beziehen sich auf eine Gasmischung $Ar-C_4H_{10}-(OCH_3)_2CH_2$. (67.2%, 30.3%, 2.5%) (aus [SAU77]).

$$(4.6.3) \quad M = \exp \left\{ \int_0^d \alpha(\vec{r}) \cdot d\vec{r} \right\} \quad [SAU77].$$

Hierbei wird der sogenannte erste Townsend-Koeffizient α über den Driftweg integriert. Die Abbildung 22 zeigt α für verschiedene Edelgase.

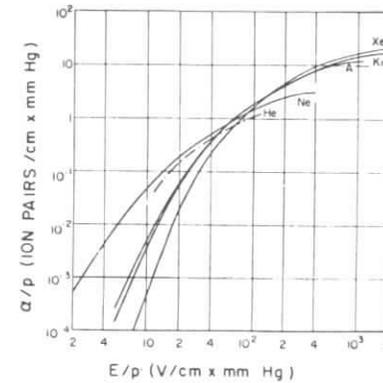


Abbildung 22. Erster Townsend-Koeffizient bei verschiedenen Edelgasen: aus [SAU77]

Driftkammern werden im Proportionalbereich mit Verstärkungen der Größe 10^5 bis 10^6 betrieben (Abbildung 23 auf Seite 40), wobei die Gesamtladung proportional zur Ausgangsladung und somit zum charakteristischen Ionisationsvermögen des Teilchens ist.

Aus dem oben gesagten geht hervor, daß die Hälfte aller insgesamt verfügbaren Ladungsträger erst unmittelbar am Signaldraht freigesetzt werden. Die Elektronen laufen nur wenige μm bei hohem elektrischen Feld zum Draht, während die Ionen durch die gesamte Zelle zu einem der Potentialdrähte driften und somit den Hauptanteil zum Integral in Gleichung (4.6.2) beitragen. Bei einer Zelle der ARGUS-Driftkammer beträgt das Verhältnis der Beiträge von Elektronen und Ionen $\Delta V_e/\Delta V_i$ ungefähr 9 %. Die zeitliche Entwicklung des Signals wird qualitativ durch

$$(4.6.4) \quad \Delta V(t) = - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l} \cdot \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right)$$

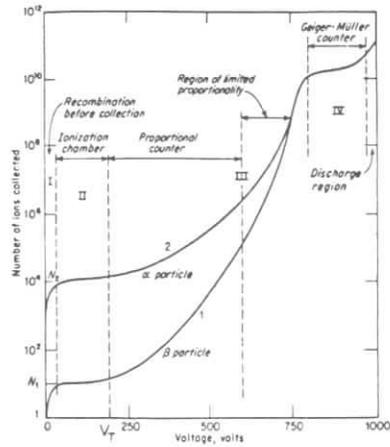


Abbildung 23. Die Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Zellenspannung: aus [SAU77]

beschrieben mit $t_0 \approx 3$ ns (siehe Anhang). Das Signal steigt also am Anfang steil an und erreicht dann langsam seinen Maximalwert (Kurve $\tau = \infty$ in Abbildung 24 auf Seite 41). Diesem Verhalten wird Rechnung getragen, indem man das Signal über einen Hochpaß ausliest, welcher ein differenzierendes Übertragungsverhalten hat. Die Form des Ausgangssignals wird dann beschrieben durch

$$(4.6.5) \quad \Delta V_a = \Delta V_e \cdot \exp \{ -t/\tau \} \quad [\text{ROH78}] .$$

Der Wert der Zeitkonstante τ des Hochpasses beträgt bei ARGUS etwa $1 \mu\text{s}$. Kleine Zeitkonstanten sorgen für kurze Totzeiten des Detektors und ermöglichen hohe Zählraten. Da die Zahl der anfangs vorhandenen Ladungsträger statistisch verteilt ist (Kapitel 4.1 und 4.2) und der Prozeß der Gasverstärkung ebenfalls statistischer Natur ist, weisen auch die Signalspannungen bei ansonsten identischen Spuren eine breite Verteilung auf [JARBO]. Signale mit unterschiedlichen Amplituden überschreiten jedoch zu verschiedenen Zeitpunkten die Diskriminatorschwelle. Es kommt so zu einer Verteilung der Startzeiten der TDC's, was sich schließlich als Fehler σ_q in der Ortsauflösung niederschlägt. Da die Gasverstärkung erst unmittelbar am Signaldraht einsetzt, ist der Beitrag σ_q zum Fehler der Ortsmessung unabhängig vom Driftweg.

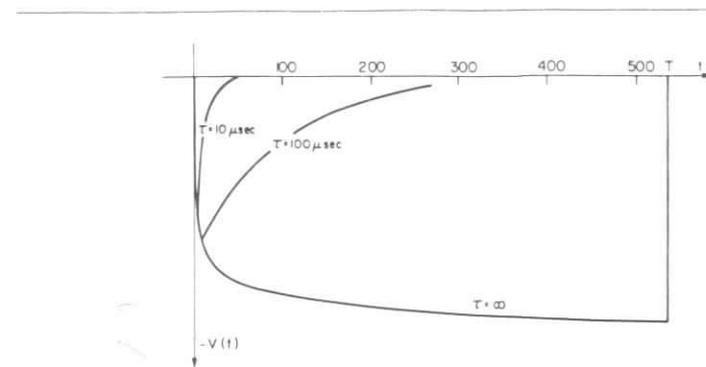


Abbildung 24. Der Signalverlauf bei verschiedenen Zeitkonstanten: aus [SAU77]

4.7 DAS THEORETISCHE ORTSAUFLÖSUNGSVERMÖGEN EINER DRIFTKAMMER

In den vorangegangenen Kapiteln wurde der Einfluß der Primärstatistik (σ_p), der Diffusion (σ_D), der δ -Elektronen (σ_δ) und der Signalform auf die Genauigkeit der Ortsmessung beschrieben. Außer diesen Effekten tragen aber noch einige andere zum Gesamtfehler bei.

Durch die Digitalisierung der Zeitmessung in Einheiten einer Nanosekunde entsteht bei einer Spur mit 36 Meßpunkten ein mittlerer Fehler von $1/\sqrt{36}$ ns = 0.17 ns. Dies führt bei einer Driftgeschwindigkeit von $40 \mu\text{m}/\text{ns}$ auf einen Ortsfehler von rund $7 \mu\text{m}$. Bei den TDC's können zudem geringe Abweichungen in der Linearität auftreten. Der hierbei entstehende Fehler dürfte von der gleichen Größenordnung sein. Alle Beiträge der Elektronik werden im allgemeinen als driftwegunabhängig angenommen und sollen hier zum Fehler σ_E zusammengefaßt werden.

Ein weiterer ebenfalls driftwegunabhängiger Beitrag zum Gesamtfehler ist gegeben durch die Unsicherheit in der Kenntnis der Drahtpositionen (σ_G). Er wird mit $30 \mu\text{m}$ abgeschätzt. Alle genannten Beiträge sind statistisch voneinander unabhängig und können deshalb quadratisch zum Gesamtfehler σ addiert werden.

$$(4.7.1) \quad \sigma^2 = \sigma_p^2 + \sigma_D^2 + \sigma_\delta^2 + \sigma_E^2 + \sigma_G^2$$

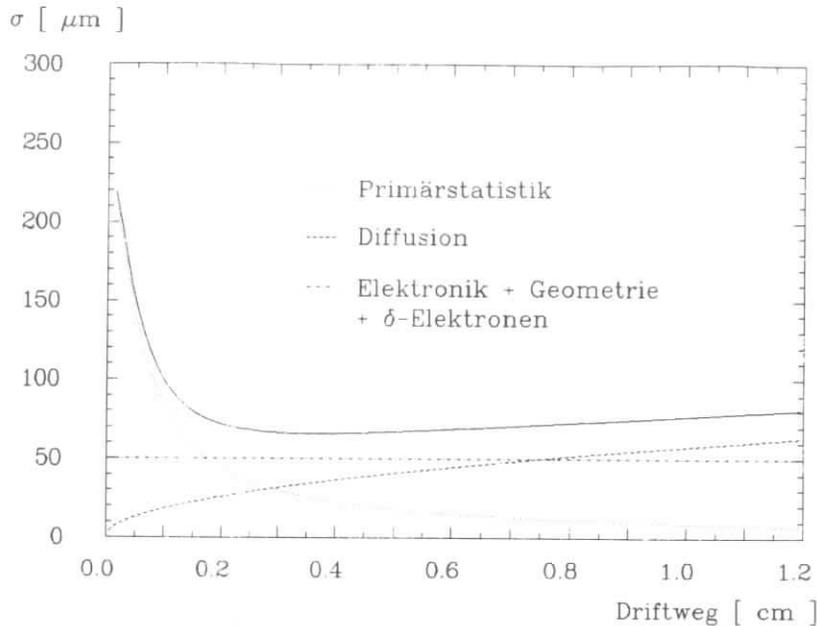


Abbildung 25. Der qualitative Verlauf der Ortsauflösung

Der qualitative Verlauf von σ in Abhängigkeit vom Driftweg wird in Abbildung 25 gezeigt. Hierbei wurden die driftwegunabhängigen Beiträge zusammengefaßt. Außerdem wurde angenommen, daß die zum Signaldraht driftende Gruppe aus 30 Elektronen besteht und die Zeitmessung bei Ankunft des 3. Elektrons gestartet wird. Nicht berücksichtigt wurde der Einfluß der Primärstatistik bei großen Driftweglängen. Diese treten meistens bei Spuren auf, die in der Nähe eines Potentialdrahtes zwischen zwei Signaldrähten einer Driftkammerlage verlaufen. Dort streuen die Driftzeiten stark in Abhängigkeit vom Ionisationsort auf der Spur. Daher ist bei großen Abständen ein stärkeres Ansteigen von σ als in Abbildung 25 zu erwarten.

5.0 SIMULATIONSRECHNUNGEN

Die im Kapitel 4 gemachten Ausführungen haben den großen Einfluß der elektrostatischen Verhältnisse in den Driftzellen, des Magnetfeldes und des verwendeten Gases auf die Funktionsweise der Driftkammer deutlich gemacht. Die Leistungsfähigkeit moderner Rechenanlagen macht es möglich, durch numerische Rechnungen qualitative und zum Teil auch quantitative Aussagen über die Feldverteilung und die Driftbewegung der Elektronen in den Zellen zu gewinnen. Solche Berechnungen wurden durchgeführt und sollen in diesem Kapitel beschrieben werden.

5.1 DAS POTENTIALFELD IN EINER DRIFTZELLE

Das Potentialfeld $\varphi(\vec{r})$ im ladungsfreien Raum zwischen dem Signaldraht und den Potentialdrähten genügt der Laplace-Gleichung

$$(5.1.1) \quad \Delta V(\vec{r}) = 0$$

Es wird hier vereinfachend angenommen, daß aufgrund der Symmetrie der Driftkammer eine z-Abhängigkeit des Potentials nicht vorhanden ist. Gleichung (5.1.1) reduziert sich dann auf

$$(5.1.2) \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \equiv V_{xx} + V_{yy} = 0$$

Zur Lösung von (5.1.2) sind Randbedingungen erforderlich. Sie sind gegeben durch die räumliche Anordnung von Potential- und Signaldrähten und deren Potentialbelegung.

Im allgemeinen ist es nicht möglich, eine analytische Lösung von (5.1.2) für eine Geometrie wie bei den Zellen der ARGUS-Driftkammer anzugeben. Man kann jedoch durch numerische Rechnungen eine im Prinzip beliebig genaue Annäherung an die Lösung erhalten [GRE68], [NIE64]. Hierzu wird über das betrachtete Gebiet ein Punktgitter gelegt und dann für jeden Punkt das Potential berechnet. Mit der Zahl der Gitterpunkte erhöht sich die Genauigkeit der Methode, zugleich wächst der Aufwand an Rechenzeit, so daß hier ein Kompromiß gefunden werden muß.

Die numerische Methode geht von der Annahme aus, daß zwischen dem Potential $V_0(x,y)$ eines Gitterpunktes und den Potentialwerten seiner vier benachbarten Gitterpunkte eine Beziehung der Form

$$(5.1.3) \quad V_{0,xx} + V_{0,yy} = \sum_{i=1}^4 \alpha_i \cdot V_i = 0$$

$$V_1 = V(x+h_1, y) \quad , \quad V_2 = V(x, y+h_2)$$

$$V_3 = V(x-h_3, y) \quad , \quad V_4 = V(x, y-h_4)$$

besteht. Wenn man die V_i in Taylor-Reihen um (x,y) entwickelt, wobei man Terme bis zur zweiten Ordnung berücksichtigt, und diese in (5.1.3) einsetzt, ergeben sich durch Koeffizientenvergleich 5 Gleichungen zur Bestimmung der α_i . Der rechte Teil von (5.1.3) lautet dann

$$(5.1.4) \quad -\frac{h_1 h_3 + h_2 h_4}{h_1 h_2 h_3 h_4} \cdot V_0 + \frac{V_1}{h_1(h_1+h_3)} + \frac{V_2}{h_2(h_2+h_4)} + \frac{V_3}{h_3(h_1+h_3)} + \frac{V_4}{h_4(h_2+h_4)} = 0 \quad ,$$

woraus sich V_0 bestimmen läßt. Besonders einfach und günstig in bezug auf den erforderlichen Rechenaufwand wird (5.1.4), wenn $h_1=h_2=h_3=h_4=h$:

$$(5.1.5) \quad V_0 = -\frac{1}{4} \cdot (V_1 + V_2 + V_3 - V_4)$$

Die Bestimmung der Potentialwerte des Gitters geschieht iterativ. Bei jeder Iteration wird nach Gleichung (5.1.5) das Potential an jedem Gitterpunkt aus den Potentialen der benachbarten Punkte berechnet, die Potentialwerte an den Orten von Signal- und Potentialdrähten werden dabei festgehalten. Es müssen so viele Iterationen durchgeführt werden, bis sich die Potentialwerte an den Gitterpunkten nicht mehr wesentlich verändern.

Die ARGUS-Driftzelle wurde durch eine rechteckige Zelle angenähert. Das verwendete Punktgitter hatte die Gitterkonstante $h = 0.0225$ cm. Wegen der Stereowinkel der Potentialdrähte ändern sich in Abhängigkeit von z die relativen Positionen von einem Signaldraht und den Potentialdrähten, die die Abgrenzung zu den Driftzellen der nächst inneren und äußeren Lage bilden. Es wurden Potentialfelder für zwei Potentialdrahtgeometrien berechnet (Abbildung 26 auf Seite 45), um den Einfluß der verschiedenen Geometrien auf die Driftbewegung der Elektronen abschätzen zu können.



Abbildung 26. Zwei verschiedene Potentialdrahtanordnungen

Der Gitterpunkt an Ort des Signaldrahtes wurde dabei mit 2870 V besetzt, die Positionen der Potentialdrähte mit 0 V. Für jede Geometrie wurden 8000 Iterationen durchgerechnet.

5.2 DAS ELEKTRISCHE FELD

Um den Driftprozeß der Elektronen in der Zelle simulieren zu können, ist es erforderlich, das elektrische Feld an jedem Ort der Zelle zu kennen. Es hängt über

$$(5.2.1) \quad \vec{E} = - \text{grad } V$$

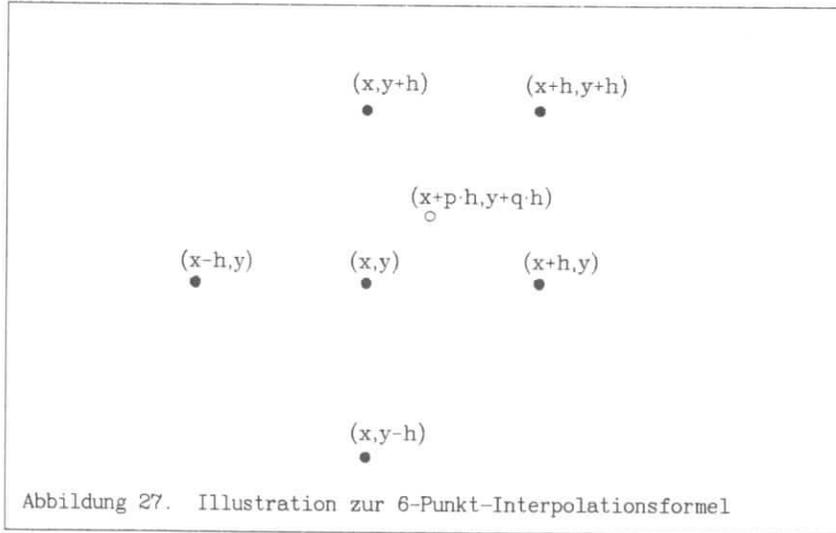
mit dem Potentialfeld zusammen. Da angenommen wird, daß das Potential nicht z -abhängig ist, verschwindet die z -Komponente des elektrischen Feldes. Man kann für genügend kleine Werte Δ die Gleichung (5.2.1) durch die Differenzenquotienten

$$(5.2.2) \quad E_x(x,y) = -\frac{V(x+\Delta,y) - V(x-\Delta,y)}{2\Delta}$$

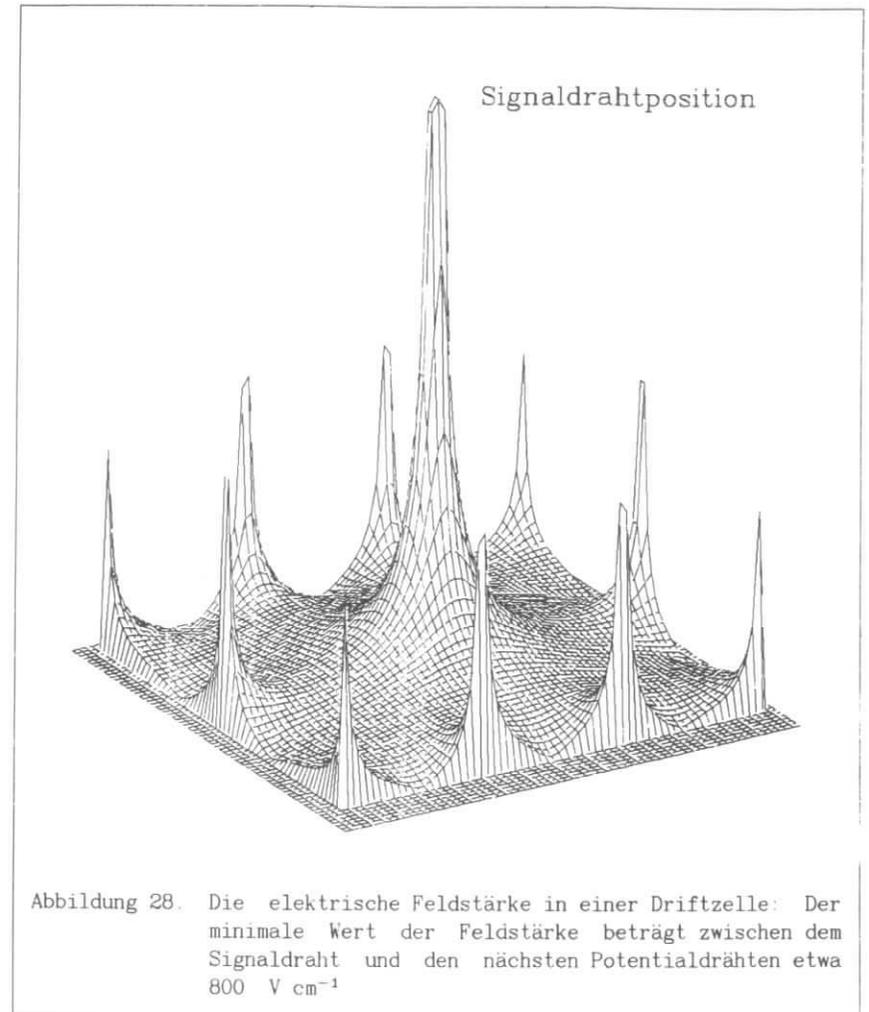
$$E_y(x,y) = -\frac{V(x,y+\Delta) - V(x,y-\Delta)}{2\Delta}$$

ersetzen. Die benötigten vier Potentialwerte können durch Interpolation der diskreten Werte des Potentialgitters ermittelt werden. Hierbei wurde eine 6-Punkt-Interpolationsformel aus [ABR66] verwendet (siehe Abbildung 27).

$$\begin{aligned}
 (5.2.3) \quad V(x', y') &= V(x+p \cdot h, y+q \cdot h) \quad , \quad 0 \leq p, q \leq 1 \\
 &= \frac{q \cdot (q-1)}{2} \cdot V(x, y-h) + \frac{p \cdot (p-1)}{2} \cdot V(x-h, y) \\
 &\quad + (1+p \cdot q - p^2 - q^2) \cdot V(x, y) + \frac{p \cdot (p-2q+1)}{2} \cdot V(x+h, y) \\
 &\quad + \frac{q \cdot (q-2p+1)}{2} \cdot V(x, y+h) + p \cdot q \cdot V(x+h, y+h) + O(h^3)
 \end{aligned}$$



In der Abbildung 28 auf Seite 47 wird die auf diese Weise berechnete Verteilung der elektrischen Feldstärke in einer Driftzelle gezeigt.



In der Nähe des Signaldrahtes folgt die elektrische Feldstärke der Gleichung (5.2.4).

$$(5.2.4) \quad E(r) = \frac{A}{r}$$

Dieses Verhalten wird durch das numerisch berechnete Potential reproduziert. Durch einen Fit wurde für A der Wert 459.2 V ermittelt (Abbildung 29).

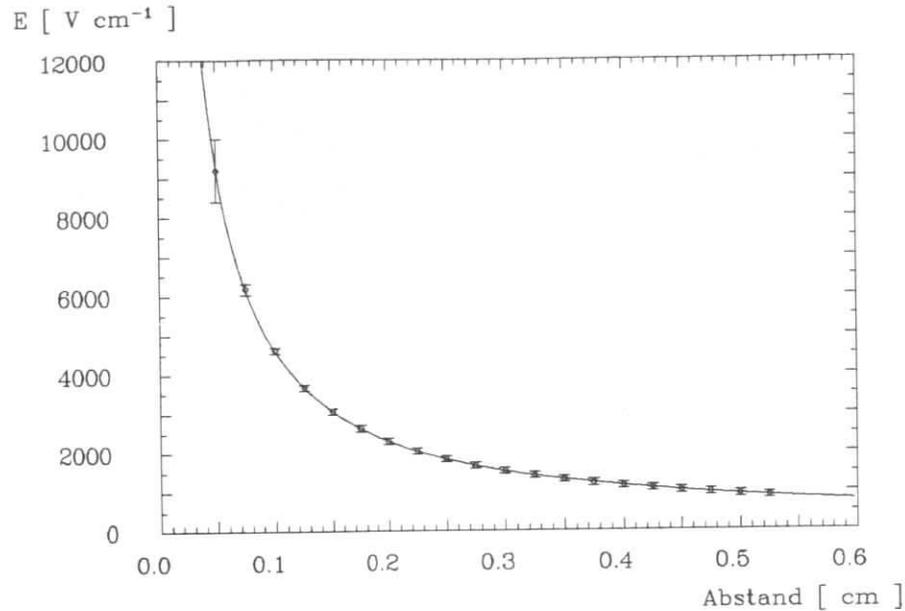


Abbildung 29. Das elektrische Feld in der Nähe des Signaldrahtes

Von besonderer Bedeutung ist der Verlauf der elektrischen Feldstärke auf einem Signaldrahtzylinder, d.h. zwischen den sich abwechselnden Signal- und Potentialdrähten einer Driftkammerlage. Viele Teilchenspuren bilden mit der radialen Richtung Winkel kleiner als 20°. Bei diesen Spuren haben Driftelektronen aus dem Bereich zwischen Signal- und Potentialdraht minimale Driftzeiten. Es ist anzustreben, daß die Feldstärke möglichst nicht oder nur wenig unter die für das verwendete Gas charakteristische Grenze für eine gesättigte, d.h. nicht mehr von der Feldstärke abhängige Driftgeschwindigkeit sinkt. In der Abbildung 30 auf Seite 49 ist der Feldverlauf in diesem Bereich zu sehen. Die minimale Feldstärke beträgt 800 V cm⁻¹.

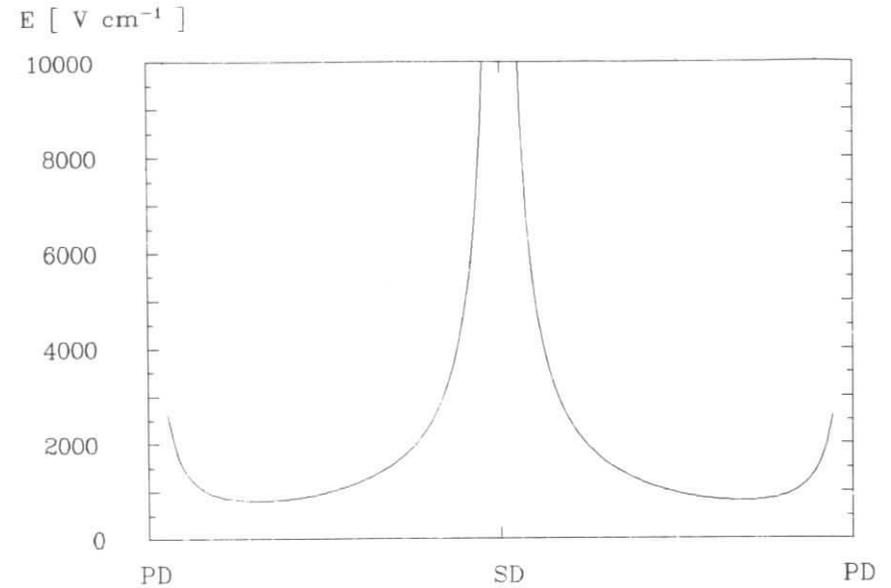


Abbildung 30. Das elektrische Feld in der Signaldrahtebene: PD und SD bezeichnen die Potential- bzw. Signaldrahtpositionen

5.3 DIE PARAMETRISIERUNG DER DRIFTGESCHWINDIGKEIT

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen hängt vom elektrischen und magnetischen Feld ab (siehe Kapitel 4.3 und 4.5). Bei [JEA79] findet man Ergebnisse von Messungen der Driftgeschwindigkeit in reinem Propan ohne Magnetfeld. Die Ergebnisse wurden für die Simulation des Driftprozesses wie folgt parametrisiert :

$$\begin{aligned}
 E < 25 & : w_0 = 0 \\
 25 < E \leq 800 & : w_0 = 46.5911 \cdot (1 - \exp\{-E / 397.204\}) - 2.6803 \\
 800 < E \leq 1500 & : w_0 = 34.8754 (1 - \exp\{-E / 708.959\}) + 14.0876
 \end{aligned}$$

$$1500 < E \leq 4000 : w_0 = 39.2952 \cdot (1 - \exp\{-E / 720.741\}) + 10.3270$$

$$E > 4000 : w_0 = 49.5$$

$$(E \text{ in } V \text{ cm}^{-1}, w_0 \text{ in } \mu\text{m ns}^{-1})$$

Die Abbildung 31 zeigt die so parametrisierte Driftgeschwindigkeit.

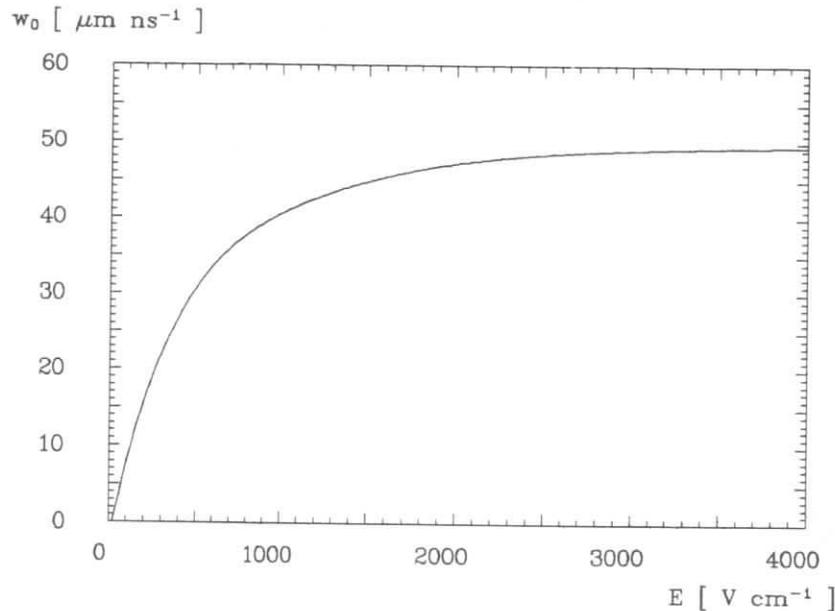


Abbildung 31. Die Elektronendriftgeschwindigkeit in Propan

Die Sättigung der Driftgeschwindigkeit setzt erst bei Feldstärken größer als 2000 V cm^{-1} ein, bei kleineren Werten liegt eine mäßige bis starke Feldabhängigkeit vor. Bei der gegebenen Verteilung der elektrischen Feldstärke in den Driftzellen gibt es große Bereiche, in denen die Driftgeschwindigkeit variiert. Daher ist ein nichtlinearer Verlauf der Driftzeit-Ortsbeziehung zu erwarten.

Der Einfluß des Magnetfeldes wird entsprechend [DEB80] phänomenologisch durch zwei gasabhängige Konstanten k und l parametrisiert : Es wird angenommen, daß die zum elektrischen Feld parallele Komponente $w_{||}$ gegeben ist durch

$$(5.3.1) \quad w_{||} = \frac{w_0}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

$\omega = e \cdot B / m_e$ ist die Zyklotronfrequenz

w_0 ist die Driftgeschwindigkeit ohne Magnetfeld

Die mittlere Zeit τ zwischen Kollisionen mit Gasmolekülen soll proportional zum Quotienten aus Driftgeschwindigkeit und Beschleunigung sein :

$$(5.3.2) \quad \tau = \sqrt{k} \cdot \frac{m_e \cdot w_0}{e \cdot E}$$

Der Ablenkwinkel α_H bezüglich der Richtung des elektrischen Feldes wird folgendermaßen parametrisiert :

$$(5.3.3) \quad \alpha_H = \arctan \left(1 + \frac{B}{E} \cdot \frac{w_0}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \right)$$

Unter Benutzung der angegebenen Gleichungen können nun Driftwege von Elektronen durch die Zelle berechnet werden. Im folgenden Kapitel wird der Versuch beschrieben, die Konstanten k und l durch Anpassung an Meßdaten zu bestimmen.

5.4 DIE SIMULATION DER ELEKTRONENDRIFT

Zur Bestimmung der beiden gasabhängigen Konstanten k und l der Driftgeschwindigkeit im Magnetfeld (Kapitel 5.3) wurde versucht, eine in einem iterativen Verfahren mit Hilfe von gemessenen Teilchenspuren aufgestellte Driftzeit-Ortsbeziehung zu reproduzieren. Dieses iterative Verfahren wird im Kapitel 6.2.1 eingehend beschrieben. Bei den obengenannten Spuren handelte es sich um Spuren von Elektronen und Positronen aus elastischen Streuprozessen (sogenannten Bhabha-Streuprozessen). Bei der Selektion der Daten wurde zusätzlich verlangt, daß die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Elektronen und Positronen den äußeren Zylindermantel der Driftkammer durchqueren. Diese Ereignisse werden im folgenden kurz als Barrel-Bhabhas bezeichnet. Da Elektron und Positron je die Hälfte der

Schwerpunktenergie besitzen, also ungefähr 5 GeV, verlaufen die Projektionen ihrer Spuren auf die R - φ -Ebene annähernd radial; die Abweichung von der radialen Richtung ist kleiner als 3° .

In der Simulation wurde eine Schar von senkrecht durch die Driftzelle laufenden Spuren mit zunehmenden Abständen vom Signaldraht erzeugt. Für jede Spur wurden Driftwege von der Spur zum Signaldraht berechnet und die dazugehörige Driftzeit ermittelt. Es wurde dabei der Punkt auf der Spur bestimmt, von dem aus ein Elektron in minimaler Zeit zum Signaldraht driftet. Die Zuordnung von Abstand der Spur und minimaler Driftzeit ergibt die Stützpunkte für eine Spline-Interpolation, deren Ergebnis dann die Driftzeit-Ortsbeziehung ist. Bei korrekter Wahl der Konstanten k und l sollte die so gefundene Driftzeit-Ortsbeziehung mit der experimentell gefundenen insoweit übereinstimmen, wie man von Effekten der Primärstatistik und der Elektronik absehen kann.

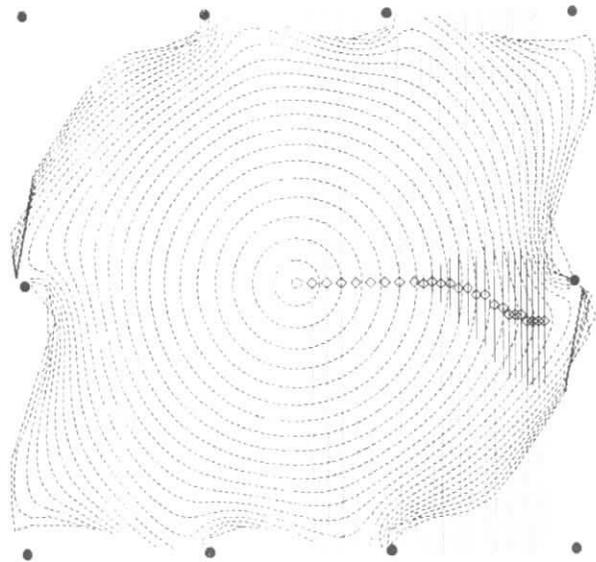


Abbildung 32. Spuren und Orte minimaler Driftzeit

Bei der Durchführung der Methode zeigte sich, daß bei mittleren bis großen Abständen, d.h. bei Annäherung der Spur an einen Potentialdraht, die berechnete Driftzeit-Ortsbeziehung immer zu kleine Driftzeiten aufwies. In diesem Abstandsbereich geht die Radialsymmetrie des elektrischen Feldes verloren. Besonders in der Nähe eines Potentialdrahtes unterscheiden sich die Driftzeiten von Punkten auf der Spur, die wenig voneinander entfernt sind, erheblich. Vom Simulationsprogramm wurde der Punkt minimaler Driftzeit bestimmt, in der Realität findet eine Primärisation nur mit einer relativ geringen Wahrscheinlichkeit in unmittelbarer Umgebung dieses Punktes statt.

Um dies zu berücksichtigen, wurde das Simulationsprogramm folgendermaßen abgeändert: In dem betrachteten Abstandsbereich wurde nicht mehr die minimale Driftzeit verwendet, sondern die mittlere Driftzeit von Punkten auf der Spur, welche in einer bestimmten Umgebung um den Punkt minimaler Driftzeit liegen. In der Abbildung 32 auf Seite 52 werden diese Umgebungen als durchgehende Linien und die Punkte minimaler Driftzeit als Vierecke dargestellt. Zusätzlich wurden Linien konstanter Driftzeit mit Abständen von 15 ns eingezeichnet.

Nach diesen Modifikationen konnte die mit Barrel-Bhabhas gewonnene Driftzeit-Ortsbeziehung in einem großen Bereich von TDC-Werten reproduziert werden (Abbildung 33 auf Seite 54).

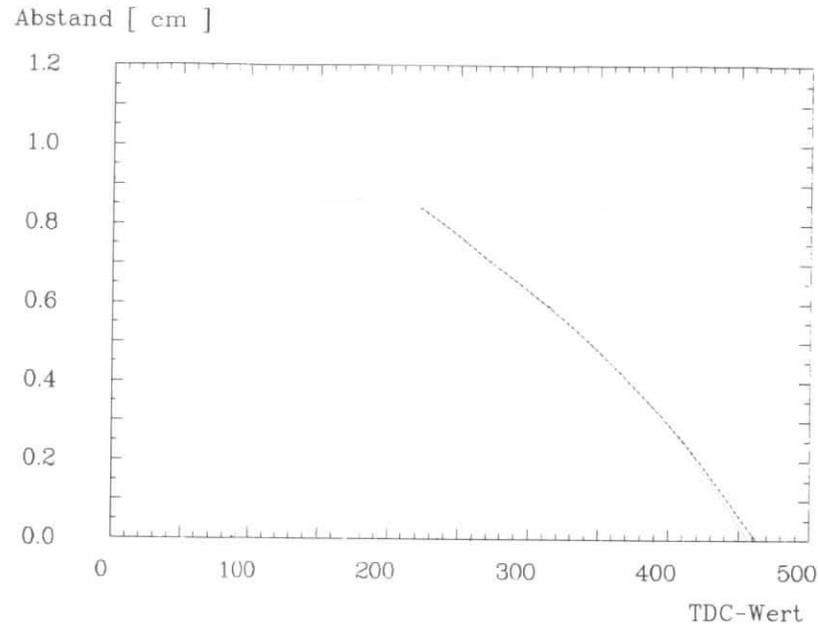


Abbildung 33. Die Driftzeit-Ortsbeziehung aus Simulationsrechnungen:

punktiert: experimentelle Relation, gestrichelt: Simulation

Für die Parameter k und l der Driftgeschwindigkeit wurden auf diese Weise die Werte 1.6 und 3.0 ermittelt. Diese Werte sind jedoch mit einer großen Unsicherheit behaftet, die begründet ist durch die Willkür der in das Programm gesteckten Annahmen und die relativ geringe Abhängigkeit der Form der Driftzeit-Ortsbeziehung von den beiden Parametern. Außerdem wird sich auch die Driftgeschwindigkeit im verwendeten Gas von derjenigen in reinem Propan unterscheiden. Dies zeigt sich bei TDC-Werten größer als 400, also in der Nähe des Signaldrahtes, wo die Driftgeschwindigkeit ihren Sättigungswert erreicht. Die Geschwindigkeit, die sich aus der experimentellen Driftzeit-Ortsbeziehung für Bhabhas ergibt, ist deutlich größer als die Sättigungsdriftgeschwindigkeit in reinem Propan (siehe Abbildung 33).

In der Abbildung 34 sind Elektronendriftwege zu sehen, die unter Benutzung der oben angegebenen Werte für k und l berechnet wurden.

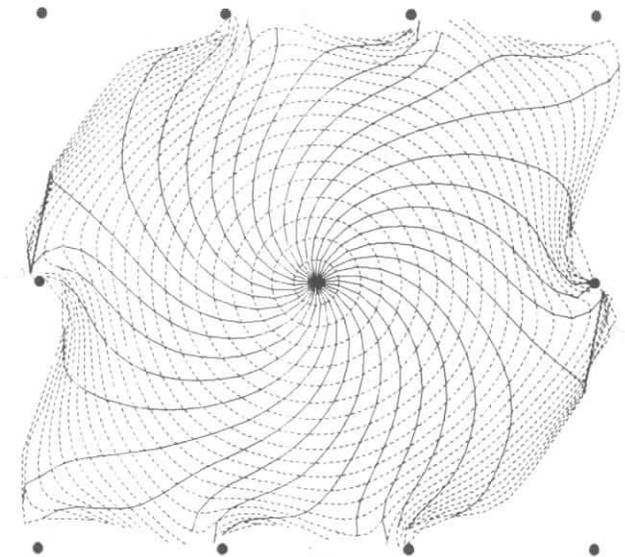


Abbildung 34. Driftwege und Linien gleicher Driftzeit: Die Driftzeitdifferenz zwischen den gestrichelt dargestellten Linien konstanter Driftzeit beträgt 15 ns.

Um einen Eindruck vom Einfluß der sich räumlich ändernden Anordnung der oberen und unteren Potentialdrähte bezüglich der Signaldrähte auf die Driftbewegung der Elektronen zu bekommen, wurden für zwei stark voneinander verschiedene Anordnungen Linien konstanter Driftzeit berechnet (Abbildung 35 auf Seite 56). Es zeigt sich, daß Unterschiede erst in der Nähe der Potentialdrahtebenen auftreten. Hiervon sind im wesentlichen

Spuren mit kleinem Transversalimpuls betroffen, die große Winkel bezüglich der radialen Richtung aufweisen können.

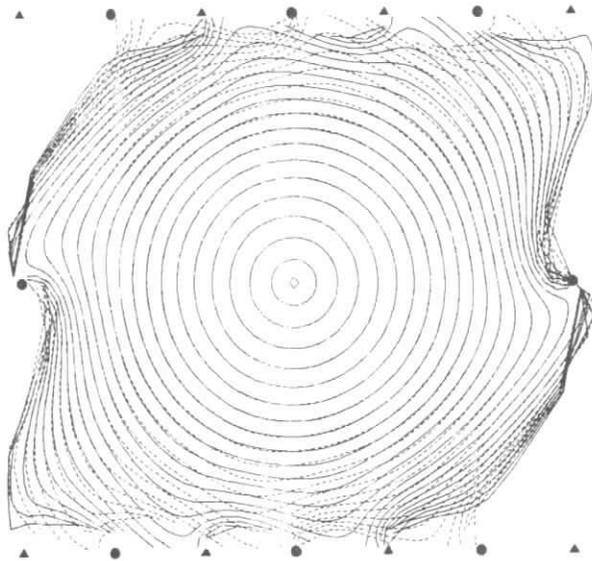


Abbildung 35. Vergleich zweier Potentialdrahtanordnungen: Die durchgezogenen Linien konstanter Driftzeit beziehen sich auf die durch Dreiecke gekennzeichnete Anordnung der Potentialdrähte.

6.0 VERFAHREN ZUR AUFSTELLUNG DER DRIFTZEIT-ORTSBEZIEHUNG

In diesem Kapitel werden zwei grundsätzlich verschiedene Methoden zur praktischen Ableitung der Driftzeit-Ortsbeziehung und die jeweils erreichte Ortsauflösung beschrieben. Außerdem wird die Berücksichtigung systematischer Effekte wie die endliche Flugzeit eines Teilchens vom Wechselwirkungspunkt zur jeweiligen Driftzelle, die endliche Geschwindigkeit des elektrischen Signals auf dem Draht und die Abhängigkeit der Driftzeit vom Winkel der Spur bezüglich der Driftzelle dargestellt.

6.1 DIE FITMETHODE

6.1.1 Die Driftzeit-Ortsbeziehung

Die Information, die eine Driftkammer über die Spur eines ionisierenden Teilchens liefert, besteht nur aus den TDC-Werten der Signaldrähte entlang der Spur. Man kann unter bestimmten Annahmen eine Driftzeit-Ortsbeziehung aus der Verteilung dieser TDC-Werte ableiten. Die Häufigkeit, mit der ein bestimmter TDC-Wert auftritt, hängt ab von der Geometrie der Driftzellen, dem Betriebszustand der Driftkammer (Betriebsspannung, Gas, Magnetfeld, Elektronik usw.) und der Art der ionisierenden Spuren, bei denen die TDC-Werte registriert wurden. Trägt man diese Häufigkeit N gegen den TDC-Wert auf, so erhält man das sogenannte TDC-Spektrum (Abbildung 36 auf Seite 58).

Da die einzelnen TDC's durch die Ankunft der Elektronenwolke am Signaldraht gestartet und durch ein gemeinsames STOP-Signal angehalten werden, entsprechen großen TDC-Werten kleine Driftzeiten und somit kleine Abstände vom Signaldraht. Man kann das TDC-Spektrum normieren und in differentieller Form darstellen durch

$$(6.1.1) \quad \frac{1}{N_0} \frac{dN}{dt} = \frac{1}{N_0} \frac{dN}{d\delta} \cdot \frac{d\delta}{dt}$$

δ = Abstand vom Signaldraht

t = Driftzeit

N_0 = Anzahl aller TDC-Werte

Hierbei beschreibt $dN/d\delta$ die Belegung der Driftzellen mit Spuren und $d\delta/dt$ die mittlere effektive Driftgeschwindigkeit bei den verwendeten Spuren.

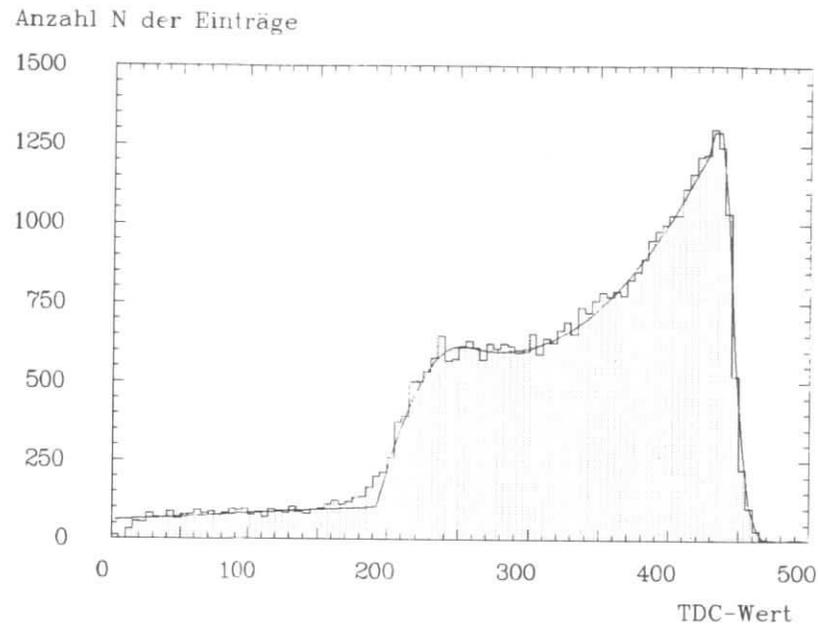


Abbildung 36. Das TDC-Spektrum bei Barrel-Bhabha-Ereignissen

Wenn man annimmt, daß die Driftzellen homogen von Spuren durchsetzt werden, gilt

$$(6.1.2) \quad \frac{1}{N_0} \frac{dN}{d\delta} = \text{const} = C$$

Man kann in diesem Fall die Driftzeit-Ortsbeziehung $\delta(t)$ einfach durch Integration von (6.1.1) aus dem TDC-Spektrum gewinnen :

$$(6.1.3) \quad \frac{1}{N_0} \int_0^t \frac{dN}{dt'} = C \cdot \delta(t)$$

Die Forderung nach konstanter Zellenbelegung wird annähernd von den Spuren aus Barrel-Bhabha-Ereignissen erfüllt, da diese in etwa radial verlaufen (siehe Kapitel 5.4). Die Abbildung 37 zeigt die Verteilung der Abstände berechneter Spuren von den Signaldrähten.

Die Driftzeit-Ortsbeziehung $\delta(t)$ sollte zur Spurrekonstruktion in einer analytischen Form vorliegen. Diese Form sollte so einfach wie möglich sein, um die Rechenzeit für die Umwandlung von TDC-Werten in Abstände klein zu halten. Aus der Gleichung (6.1.3) ergibt sich der folgende Weg zur Aufstellung von $\delta(t)$:

1. Zuerst wird abschnittsweise durch Anpassung von Funktionen in einem Fit die Form des TDC-Spektrums analytisch dargestellt.
2. Die Fitfunktionen werden integriert, die Integrationskonstanten durch Vergleich mit dem numerisch integrierten TDC-Spektrum festgelegt.

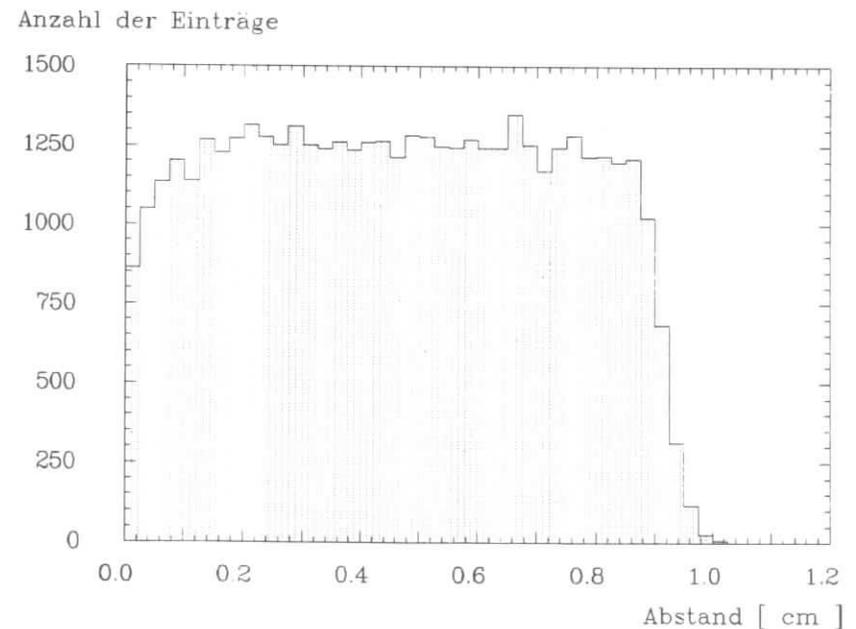


Abbildung 37. Die Verteilung der Abstände bei Barrel-Bhabha-Ereignissen

3. Es wird durch wiederholte Berechnung von Teilchenspuren der Wert für die Konstante C in (6.1.3) ermittelt, bei dem die Residuenverteilungen in verschiedenen Abstandsbereichen minimale Breiten aufweisen.

Bei der Durchführung des Verfahrens wurde das TDC-Spektrum in fünf Bereiche aufgeteilt. Im äußerst linken Bereich wurde eine Gerade, in den übrigen Bereichen Parabeln als Fitfunktionen gewählt. In der Abbildung 36 auf Seite 58 wurden die angepaßten Funktionen dem Spektrum überlagert. Die Güte der Anpassung läßt sich aus der Abbildung 38 ersehen.

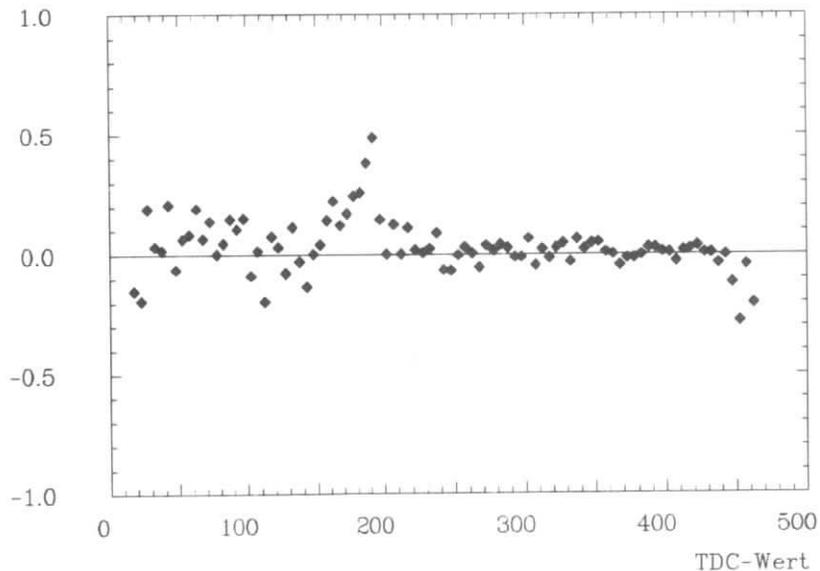


Abbildung 38. Die relative Differenz zwischen TDC-Spektrum und Fit

Anschließend wurde das TDC-Spektrum numerisch integriert, d.h. die Inhalte der einzelnen Histogrammkanäle wurden aufsummiert, und zwar wegen der Zuordnung von Driftzeit und TDC-Wert von rechts nach links. Danach wurden die bei der Integration der Fitfunktionen frei wählbaren Konstanten durch Anpassung an das integrierte TDC-Spektrum festgelegt. Das Ergebnis wird in Abbildung 39 auf Seite 61 gezeigt.

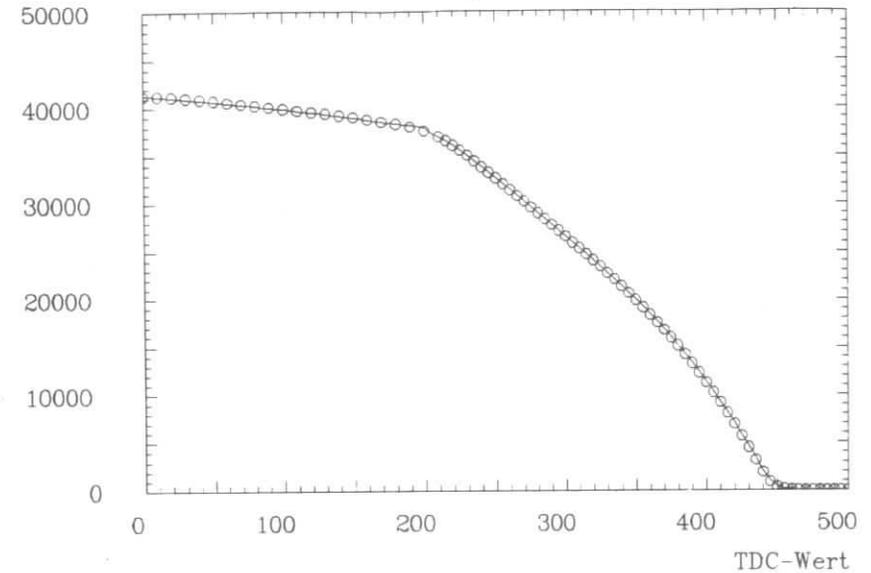


Abbildung 39. Integriertes TDC-Spektrum und Fit

Der letzte Schritt bestand in der Festlegung des Skalenfaktors C in Gleichung (6.1.3). Hierzu wurden mit der sich bei Wahl eines Wertes für C ergebenden Driftzeit-Ortsbeziehung unter Benutzung des Spurenanpassungsprogrammes der ARGUS-Datenanalyse Spuren von Elektronen und Positronen aus Bhabha-Streuprozessen berechnet und die Verteilung der Residuen in verschiedenen Abstandsbereichen vom Signaldraht ermittelt. Der Wert von C wurde dann iterativ solange verändert, bis ein Zustand minimaler Breite der Residuenverteilungen erreicht war. Die endgültige Driftzeit-Ortsbeziehung mit optimiertem Skalenfaktor ist in Abbildung 40 auf Seite 62 zu sehen.

Die mit diesem Verfahren erzielte Ortsauflösung wird im folgenden Kapitel dargestellt.

6.1.2 Die Ortsauflösung

Das Ortsauflösungsvermögen der Driftkammer hängt ab von kammer-spezifischen Größen (siehe Kapitel 4.7) und von der Güte der beim Spurenf

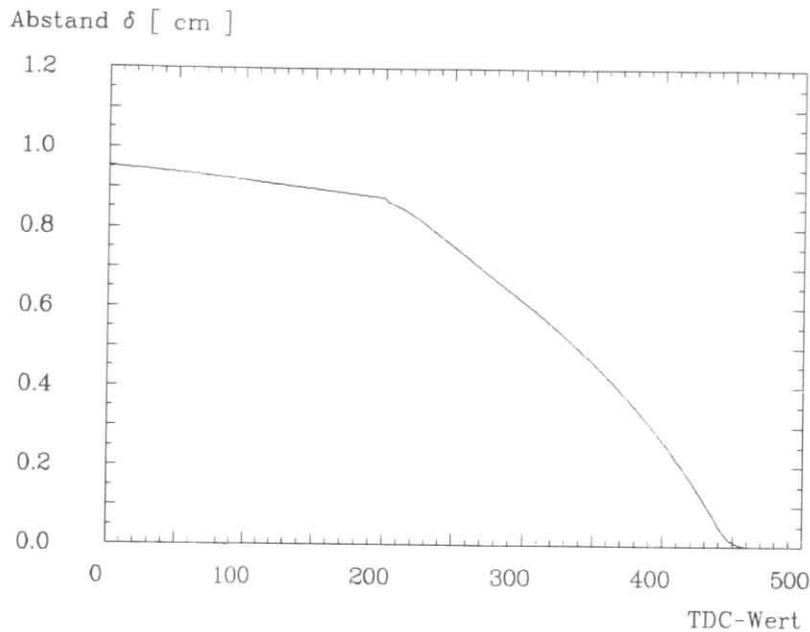


Abbildung 40. Die Driftzeit-Ortsbeziehung aus der Fitmethode

verwendeten Driftzeit-Ortsbeziehung. Es kommt in der Breite der Residuenverteilungen zum Ausdruck. Diese sind bei Verwendung einer optimalen Driftzeit-Ortsbeziehung annähernd gaußverteilt, allerdings treten große Residuenwerte etwas häufiger auf als bei einer reinen Gauß-Verteilung. Die Breite der Verteilung hängt vom jeweiligen Abstandsbereich in der Driftzelle ab. Die Abbildung 41 auf Seite 63 zeigt solche Residuenverteilungen für zwei verschiedene TDC-Wert-Intervalle, die nach Abbildung 40 kleinen bzw. mittleren Abständen vom Signaldraht entsprechen.

Zusätzlich sind die angepaßten Gauß-Funktionen

$$(6.1.4) \quad F = A \cdot \exp \left\{ - \frac{(R - \bar{R})^2}{2\sigma^2} \right\}$$

und die dazugehörigen Werte von σ eingezeichnet worden.

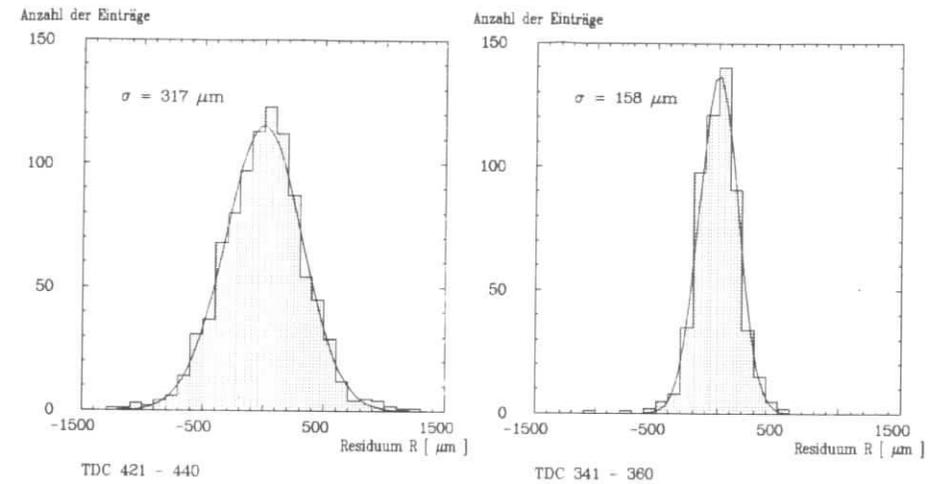


Abbildung 41. Die Verteilung der Residuen bei kleinen bzw. mittleren Abständen

Um von der Breite der Residuenverteilungen auf die Ortsauflösung schließen zu können, muß berücksichtigt werden, daß sich die Residuen ergeben aus der Differenz der aus den TDC-Werten berechneten Abstände und den entsprechenden Abständen der angepaßten Teilchenspur, die im allgemeinen mit einem Fehler behaftet ist und nicht exakt mit der (unbekannten) wahren Teilchenspur übereinstimmt. Für die gefittete Spur wird gefordert, daß die Summe der gewichteten Residuenquadrate entlang der Spur minimal wird. Daher sind die auf diese Weise ermittelten Residuenverteilungen systematisch etwas zu schmal. Der Fehler nimmt jedoch ab mit wachsender Zahl der beim Spurenfitt verwendbaren Meßpunkte auf der Spur, da die Abweichung der berechneten Spur von der wahren immer geringer wird. Man kann diesen Effekt nach [BOE81] berücksichtigen, indem man die Breite der Residuenverteilungen mit einem statistischen Faktor

$$(6.1.5) \quad K = \sqrt{\frac{N}{N_F}}$$

multipliziert, wobei N die Zahl der Meßpunkte auf der Spur angibt und N_F ($= N-5$) die Zahl der Freiheitsgrade des Spurenfits. Dieses Verfahren ist zulässig im Falle gleicher Abstände der Meßpunkte. Im Mittel standen zur Bestimmung einer Bhabha-Spur 35 Meßwerte zur Verfügung, so daß K

nahe bei 1 liegt. In dieser Arbeit wird als Ortsauflösung die mit K korrigierte Standardabweichung der an die Residuenverteilungen angepaßten Gaußkurven bezeichnet.

Die Abbildung 42 zeigt die mit der in Abbildung 40 auf Seite 62 dargestellten Driftzeit-Ortsbeziehung erzielte Ortsauflösung bei Barrel-Bhabha-Ereignissen.

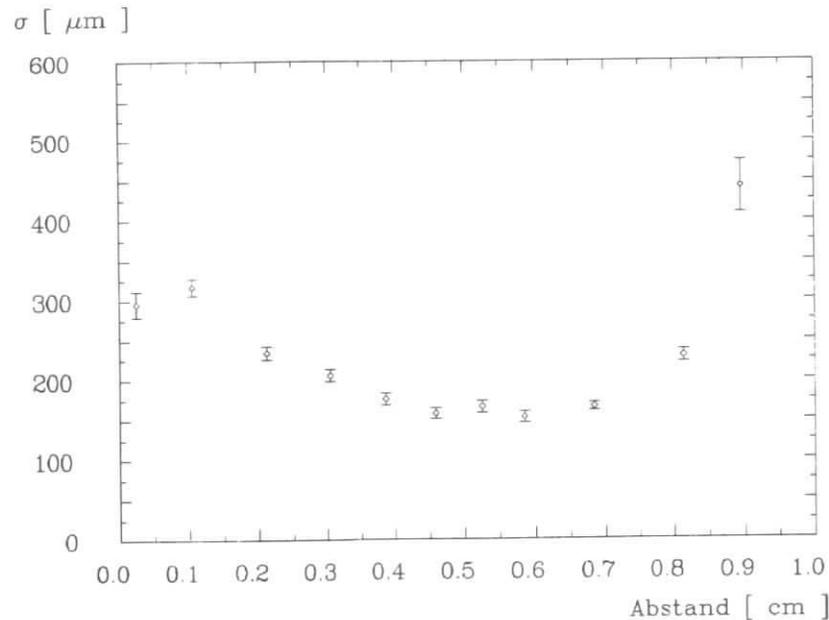


Abbildung 42. Die Ortsauflösung bei Barrel-Bhabhas (Fitmethode)

Die über die gesamte Zelle gemittelte Auflösung beträgt $237 \mu\text{m}$. Der Verlauf in Abbildung 42 entspricht dem nach Kapitel 4.7 qualitativ erwarteten. Deutlich erkennbar ist der Einfluß der Primärstatistik bei kleinen Abständen in Signaldrahtnähe und bei großen Abständen in der Nähe des Potentialdrahtes. Die in Abbildung 42 dargestellte Ortsauflösung ist deutlich schlechter als die mit einer Testkammer am Teststrahl des Deutschen Elektronen-Synchrotrons ermittelte Auflösung, die im Mittel über die gesamte Zelle besser als $200 \mu\text{m}$ war [BEI83]. Man muß aber

berücksichtigen, daß die Testkammer dabei nicht in einem externen Magnetfeld betrieben wurde, welches die Driftbewegung der Elektronen beeinflußt und das Ortsauflösungsvermögen etwas verschlechtert.

Die Erklärung für die schlechtere mit der ARGUS-Driftkammer erzielte Ortsauflösung umfaßt noch weitere Punkte: Bei der oben beschriebenen Analyse wurden die Abstände einer Spur von den Signaldrähten allein aus den gemessenen TDC-Werten berechnet, der Einfluß der Flugzeit des ionisierenden Teilchens vom Wechselwirkungspunkt zur Driftzelle sowie die Laufzeit des Signals auf dem Draht wurden nicht berücksichtigt.

Außerdem weist das Verfahren zur Aufstellung der Driftzeit-Ortsbeziehung einige Schwachstellen auf: Die Einteilung des TDC-Spektrums in Fitbereiche ist sehr willkürlich, die Anpassung von einfachen Polynomen teilweise unbefriedigend (Abbildung 38 auf Seite 60). Nicht zuletzt ist die Annahme, daß alle Abstände gleich häufig auftreten, besonders bei großen Abständen sicher nicht erfüllt (Abbildung 37 auf Seite 59), so daß die Gleichung (6.1.3) eine kompliziertere Form erhalten würde. Aus den genannten Gründen wurde dieses Verfahren nicht weiter verfolgt und stattdessen eine andere Methode gewählt, die in den folgenden Kapiteln beschrieben wird.

6.2 DIE RESIDUENMETHODE

6.2.1 Beschreibung der Methode

Im Gegensatz zu der im Abschnitt 6.1.1 beschriebenen Fitmethode gehen bei der Aufstellung der Driftzeit-Ortsbeziehung mit der Residuenmethode keine Annahmen über die Häufigkeit des Auftretens bestimmter Abstände ein. Außerdem wird nicht versucht, die Driftzeit-Ortsbeziehung in einer analytischen Form darzustellen, so daß auch diese Quelle systematischer Fehler ausgeschlossen ist. Stattdessen soll die Driftzeit-Ortsbeziehung nun in Tabellenform vorliegen; d.h. zu jedem der 512 möglichen TDC-Werte gehört ein konstanter Abstandswert. Dies erfordert zwar im Analyseprogramm einen zusätzlichen Speicheraufwand, dafür wird aber die Zeit für die Berechnung von Abstandswerten aus einem analytischen Ausdruck eingespart. Die Festlegung der 512 Konstanten erfolgt iterativ, das Verfahren soll im folgenden dargestellt werden.

Für die Durchführung der ersten Iteration ist das Vorhandensein einer annähernd richtigen Driftzeit-Ortsbeziehung erforderlich, mit deren Hilfe das Spurenfitprogramm Spuren berechnen kann. Diese Ausgangsrelation kann man sich mit dem oben beschriebenen Verfahren aus dem

TDC-Spektrum beschaffen. Es werden dann ausgewählte e^+e^- -Ereignisse (z.B. Bhabha-Streuprozesse) rekonstruiert. Für jeden der 512 möglichen TDC-Werte erhält man auf diese Weise eine Residuenverteilung. Das Vorzeichen der Residuen wird hier so gewählt, daß der Wert des Residuums der Differenz aus der zum TDC-Wert gehörenden Konstante und dem Betrag des Abstandes der angepaßten Spur entspricht (vergleiche die Definition der Residuen im Kapitel "Die Analyse der Driftkammerdaten"). Dann ist der Mittelwert der zu einem TDC-Wert gehörenden Residuenverteilung ein Maß für den systematischen Fehler der verwendeten Konstante.

Jede der 512 Konstanten wird sodann durch Addition des Mittelwertes der zugehörigen Residuenverteilung korrigiert. Um statistische Schwankungen auszugleichen, wird die so gewonnene Kurve $\delta(\text{TDC})$ durch Spline-Funktionen geglättet. Die zu den TDC-Werten gehörenden Werte auf der geglätteten Kurve bilden die neue Driftzeit-Ortsbeziehung. Diese wird bei der nächsten Iteration zur Berechnung der Spuren verwendet und danach entsprechend korrigiert. Es sind so viele Iterationen

Anzahl der Einträge

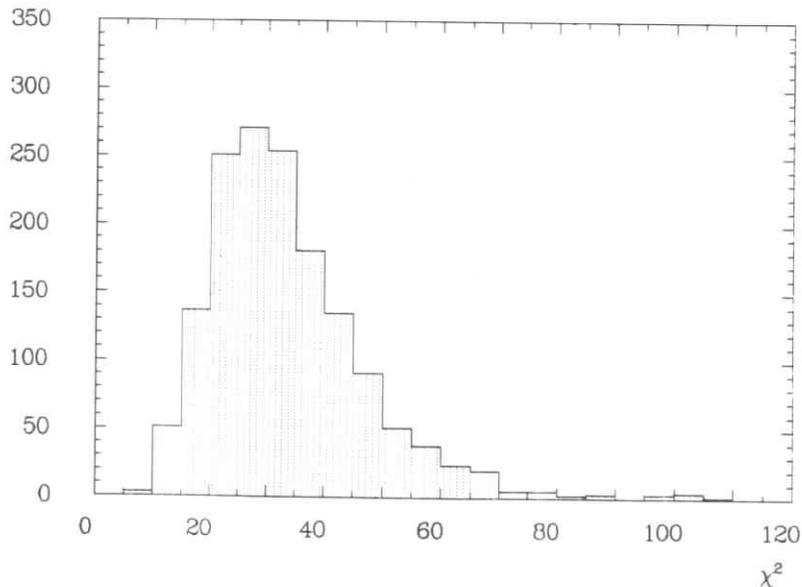


Abbildung 43. Die χ^2 -Verteilung

durchzuführen, bis sich die Konstanten abgesehen von statistischen Schwankungen nicht mehr verändern.

Zusätzlich wird bei jeder Iteration die Streuung σ der Residuen bei jeweils 8 zusammengefaßten TDC-Werten ermittelt. Diese 64 σ -Werte werden bei der nächsten Iteration vom Spurenfitprogramm als geschätzte Ortsauflösung der Kammer verwendet. Beim Spurenfit, der iterativ die bestmögliche Anpassung einer Spur an die Meßwerte liefert, wird bei jeder Iteration die Größe

$$(6.2.1) \quad \chi_m^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(\delta_m - \delta_f)^2}{\sigma_i^2}$$

berechnet. Hierbei bezeichnen δ_m bzw. δ_f den gemessenen und den gefitteten Abstand und σ_i die erwähnte geschätzte Auflösung. Die Summe läuft über alle N Meßwerte, die der Spur zugeordnet werden. Eine Spur wird akzeptiert, wenn ein minimaler χ_m^2 -Wert erreicht wurde.

Wenn die σ_i richtig gewählt wurden und die Residuen gaußverteilt sind, entspricht die Verteilung der χ_m^2 -Werte einer Menge von Spuren einer χ^2 -Verteilung mit der entsprechenden Zahl von Freiheitsgraden ($N-5$) [BOE81]. Die Wahrscheinlichkeitsdichte dieser Verteilung wird nach [BRA68] beschrieben durch

$$(6.2.2) \quad f(\chi^2) = \frac{1}{2^{n/2} \cdot \Gamma(n/2)} \cdot (\chi^2)^{(n-2)/2} \cdot \exp \left\{ -\chi^2 / 2 \right\}$$

mit der Gammafunktion

$$\Gamma(a) = \int_0^{\infty} e^{-t} \cdot t^{a-1} dt$$

n = Zahl der Freiheitsgrade

Die Abbildung 43 auf Seite 66 zeigt eine gemessene χ^2 -Verteilung.

Es ist schwierig, die Form der Verteilung mit der theoretisch erwarteten Form zu vergleichen, weil die Anzahl der Treffer pro Spur und somit die Zahl der Freiheitsgrade selbst eine Verteilung aufweist. Die gemessene χ^2 -Verteilung entspricht dann einer gewichteten Überlagerung von Verteilungen der Form (6.2.2) mit unterschiedlicher Zahl von Freiheitsgraden.

Anzahl der Einträge

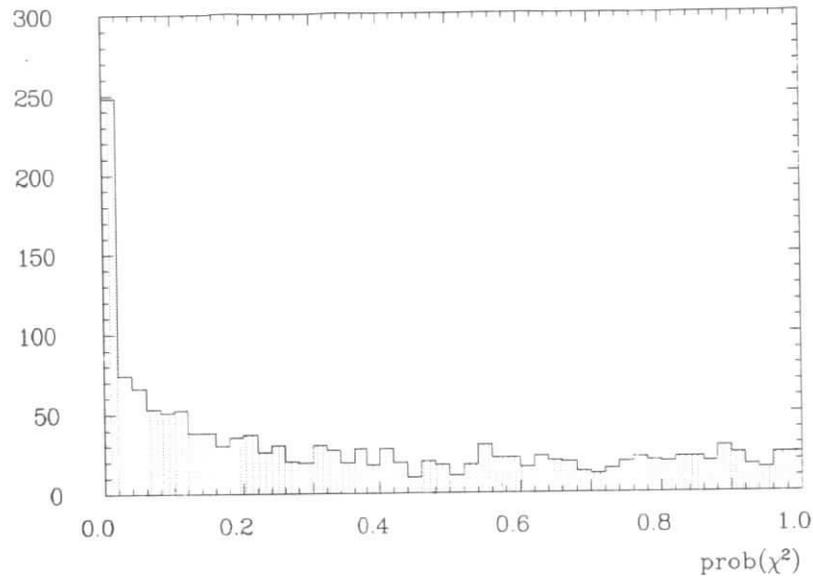


Abbildung 44. Die χ^2 -Wahrscheinlichkeit

Man kann Abweichungen von der erwarteten Form leichter feststellen, wenn man die χ^2 -Verteilung durch

$$(6.2.3) \quad \text{prob}(\chi_m^2) = \int_{\chi_m^2}^{\infty} f(\chi^2) d\chi^2$$

auf eine Gleichverteilung transformiert. Die Größe $\text{prob}(\chi_m^2)$ wird als χ^2 -Wahrscheinlichkeit bezeichnet. Ihre Verteilung reagiert empfindlich auf die zugrundegelegten σ -Werte in (6.2.1). Bei richtiger Wahl der σ -Werte und gaußverteilten Residuen sollten alle $\text{prob}(\chi_m^2)$ -Werte gleich häufig auftreten. In Abbildung 44 wird eine gemessene Verteilung von $\text{prob}(\chi_m^2)$ -Werten gezeigt.

Man erkennt eine annähernde Gleichverteilung bei Werten größer als 0.2 und eine starke Anhäufung bei sehr kleinen Werten, die großen χ_m^2 -Werten entsprechen. Große χ_m^2 -Werte können folgende Ursachen haben :

Bei niederenergetischen Spuren gewinnt die Vielfachstreuung an Gasmolekülen und an den Signal- und Potentialdrähten an Bedeutung. Die Spuren weichen in der R- φ -Projektion von der Kreisbahn ab, die Residuen werden größer und fallen aus dem Bereich der Gaußverteilung heraus. Des weiteren können Fehler in den TDC's, δ -Elektronen und die Fehlzuordnung von Treffern zu Spuren zu anomal großen Residuenwerten führen. Bei der in den folgenden Abschnitten beschriebenen Anwendung der Residuenmethode wurden nur Spuren mit einer χ^2 -Wahrscheinlichkeit größer als 0.2 % verwendet.

6.2.2 Die Flugzeitkorrektur

Die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen durchfliegen die Driftkammer mit einer Geschwindigkeit, die kleiner ist als die Lichtgeschwindigkeit. Ein Teilchen, welches sich mit Lichtgeschwindigkeit geradlinig und senkrecht zur Strahlachse bewegen würde, benötigte ungefähr 2 ns für die etwa 60 cm lange Flugstrecke von der innersten zur äußersten Lage. Bei gleichem Abstand würde ein TDC in der äußeren Lage entsprechend später gestartet werden. Bei einer Driftgeschwindigkeit von $40 \mu\text{m ns}^{-1}$ würde man einen um $80 \mu\text{m}$ größeren Abstand als bei der inneren Lage berechnen. Die Differenz wird größer bei kleineren Teilchengeschwindigkeiten und Spuren, die mehr diagonal durch die Driftkammer laufen. Es kommt jedoch durch den folgenden Effekt zu einer teilweisen oder vollständigen Kompensation des Flugzeiteffektes :

Die Größe und die Anstiegszeit des elektrischen Signals hängt vom Winkel zwischen Teilchenspur und Signaldraht ab. Verläuft die Spur annähernd senkrecht zum Draht, so trifft die gesamte Ionisationsladung auf einem kleinen Stück des Drahtes auf. Durch die Elektronenlawinen der ersten Elektronen kommt es zu einer Raumladung, die das elektrische Feld teilweise abschirmt. Die nachfolgenden Elektronen kommen verzögert am Draht an, mit der Folge, daß sich das elektrische Signal langsam aufbaut und die Diskriminatorschwelle relativ spät überschritten wird. Anders liegt der Fall bei kleinen Winkeln zwischen Spur und Draht : Die Ionisationsladung verteilt sich auf ein längeres Stück des Drahtes; es gibt keine Raumladungseffekte. Das elektrische Signal überschreitet schnell die Diskriminatorschwelle; der Effekt der langen Flugzeit wird bei solchen Spuren kompensiert.

Es ist schwierig, beide Effekte getrennt zu korrigieren. Die Größe des elektrischen Signals ist außerdem wegen der statistischen Natur der Ionisationsvorgänge großen Schwankungen unterworfen. Daher wurde die folgende pragmatische Methode gewählt: Bei der Rekonstruktion von Spuren wird für jede der 36 Driftkammerlagen die Residuenverteilung in einem Bereich von TDC-Werten betrachtet, wo die Ortsauflösung am besten ist (TDC 280 bis 360). Der Mittelwert der Residuen wird durch den Wert der im gewählten TDC-Bereich gültigen effektiven Driftgeschwindigkeit dividiert. Man erhält so für jede Driftkammerlage eine Korrekturkonstante, die bei späteren Ereignisrekonstruktionen auf die TDC-Werte der jeweiligen Lage aufaddiert wird. Diese Konstanten bieten natürlich auch die Möglichkeit, Effekte zu berücksichtigen, die alle Driftkammerlagen gleichermaßen betreffen. Es kann vorkommen, daß sich durch Änderungen an der Elektronik (z.B. am Trigger) die TDC-Spektren verschieben. Durch geeignete Anpassung der 36 Konstanten läßt sich dies ausgleichen, ohne daß eine neue Driftzeit-Ortsbeziehung aufgestellt werden muß.

6.2.3 Die Korrektur der Verteilung der Triggerzeitpunkte

Wie schon im Kapitel "Die Datennahme mit der Driftkammer" erwähnt wurde, handelt es sich beim Trigger um eine komplizierte logische Schaltung, die darüber entscheidet, ob ein registriertes Ereignis als gutes Ereignis akzeptiert wird und die Meßwerte von den online-Rechnern weiterverarbeitet und schließlich gespeichert werden. Die Triggerlogik erhält Signale von verschiedenen Detektorkomponenten. Die Zeitspanne vom Aufeinandertreffen der Elektron- und Positronpakete bis zum Freigabesignal des Triggers hängt ab von der Kombination der Meßwerte, die im Einzelfall die Triggerbedingung erfüllen. Das STOP-Signal für das gesamte TDC-System wird über eine konstante Zeitverzögerung aus dem Freigabesignal des Triggers abgeleitet und weist daher die gleiche Verteilung bezüglich des Zeitpunktes der e^+e^- -Wechselwirkung auf. Über einen längeren Zeitraum wird ein Mittelwert der Triggerzeitpunkte bestimmt. Bei jedem akzeptierten Ereignis wird die Zeitdifferenz zwischen dem jeweiligen Triggerzeitpunkt und diesem Mittelwert berechnet. Sie ist bei den meisten Ereignissen kleiner als 1 ns, nur bei ca. 2 % findet man eine größere Abweichung, die aber kleiner als 3 ns bleibt. Es wird dann bei der Rekonstruktion eines Ereignisses bei jedem einer Spur zugeordneten TDC-Wert die effektive Driftgeschwindigkeit durch Bildung eines Differenzenquotienten ermittelt. Durch Multiplikation mit der Verschiebung des Triggerzeitpunktes bei diesem Ereignis erhält man eine Korrektur für den zum jeweiligen TDC-Wert gehörenden Abstand.

6.2.4 Die Driftzeit-Ortsbeziehung bei Barrel-Bhabhas

Mit Hilfe der Residuenmethode wurde eine Driftzeit-Ortsbeziehung für Barrel-Bhabha-Ereignisse aufgestellt. Die Merkmale dieser Ereignisse sind bereits im Kapitel "Die Simulation der Elektronendrift" beschrieben worden. Hierbei wurden zusätzlich die in den beiden vorangegangenen Kapiteln dargestellten Korrekturen vorgenommen. Die resultierende Driftzeit-Ortsbeziehung wird in Abbildung 45 gezeigt.

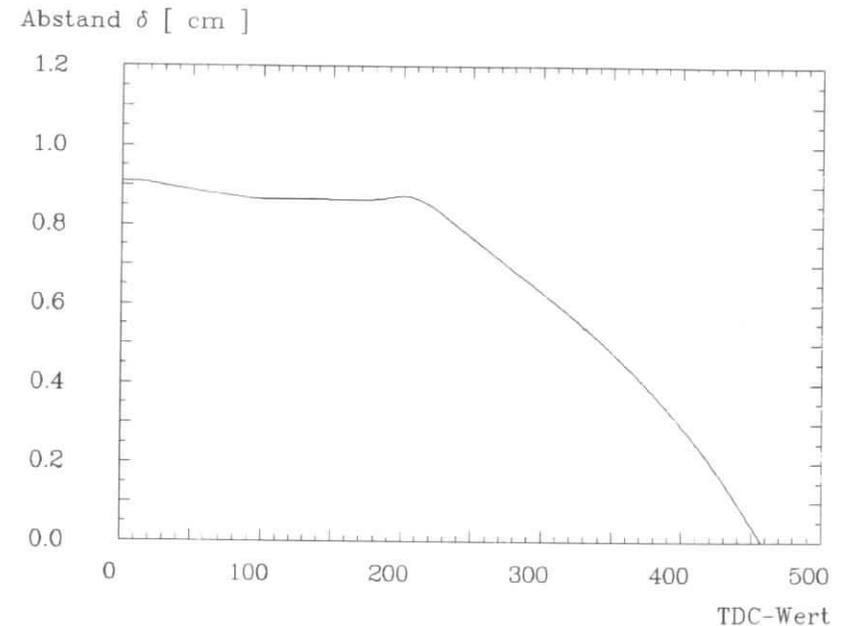


Abbildung 45. Die Driftzeit-Ortsbeziehung bei Barrel-Bhabhas (Residuenmethode)

Sie ist zu vergleichen mit der Driftzeit-Ortsbeziehung, die mit der Fitmethode gewonnen wurde (Abbildung 40 auf Seite 62). Ein deutlicher Unterschied ist im Verlauf bei TDC-Werten kleiner als 200 zu erkennen. Es scheint auf den ersten Blick widersinnig zu sein, daß es einen Bereich von TDC-Werten gibt, bei denen der zugehörige Abstand kleiner ist als bei größeren Werten, zu denen ja kürzere Driftzeiten gehören. Dieser Effekt

tritt bei großen Abständen der Spuren vom Signaldraht auf, d.h. in der Nähe eines Potentialdrahtes. Der Einfluß der Primärstatistik in diesem Bereich wurde schon im Kapitel "Die Simulation der Elektronendrift" auf Seite 51 beschrieben. Es ist zu vermuten, daß die TDC-Werte unter 200, die nach Abbildung 36 auf Seite 58 nur relativ selten vorkommen, gerade dann auftreten, wenn bei einer Spur in der Nähe des Potentialdrahtes zufällig wenige Ionisationen im Bereich hoher elektrischer Feldstärke stattfinden oder aufgrund von Raumladungseffekten (vergleiche Kapitel "Die Flugzeitkorrektur") der TDC mit zeitlicher Verzögerung gestartet wird.

6.2.5 Die Korrektur der Laufzeit des elektrischen Signals

Im Kapitel "Die Datennahme mit der Driftkammer" wurde das AUTOTRIM-Verfahren des TDC-Systems beschrieben, durch das die individuelle Streuung in der Signalkette Vorverstärker -> TDC ausgeglichen wird. Es bleibt jedoch noch zu berücksichtigen, daß ein elektrisches Signal, welches durch die Bewegung der Ionisationsladungen an einer bestimmten Koordinate z auf einem Signaldraht erzeugt wird, sich nur mit endlicher Geschwindigkeit entlang dem Draht ausbreiten kann. Dies hat zur Folge, daß ein TDC in Abhängigkeit vom z -Wert des Treffers früher oder später gestartet wird und der berechnete Abstand zu klein bzw. zu groß ist. Man erkennt diesen Effekt an einer z -abhängigen Verschiebung der Residuenverteilungen. In der Abbildung 46 auf Seite 73 wird die relative Häufigkeit von Residuenwerten in Abhängigkeit von der z -Koordinate für den Bereich der TDC-Werte mit den schmalsten Residuenverteilungen dargestellt.

Da sich die Vorverstärker bei den 0° -Drähten auf der Driftkammer-Endplatte bei $z = +1$ m befinden, diejenigen bei den Stereodrähten jedoch bei $z = -1$ m, wurde für die Darstellung das Vorzeichen von z bei den Stereodrahttreffern umgedreht. Man sieht, daß nur in der Gegend von $z = 0$ die Residuen symmetrisch um den Wert 0 verteilt sind. Die z -abhängige Korrektur für den zum gemessenen TDC-Wert gehörenden Abstand erhält man durch Multiplikation der Signallaufzeitdifferenz zwischen $z = 0$ und dem tatsächlichen z -Wert mit der effektiven Driftgeschwindigkeit. Das beste Ergebnis wurde dabei erzielt, wenn für die Signalgeschwindigkeit der Wert $v = 24 \text{ cm ns}^{-1}$ angenommen wurde (Abbildung 47 auf Seite 73). Im Mittel ergab sich eine Verbesserung der Ortsauflösung um mehr als 5%. Die erreichte Ortsauflösung wird im folgenden Kapitel beschrieben.

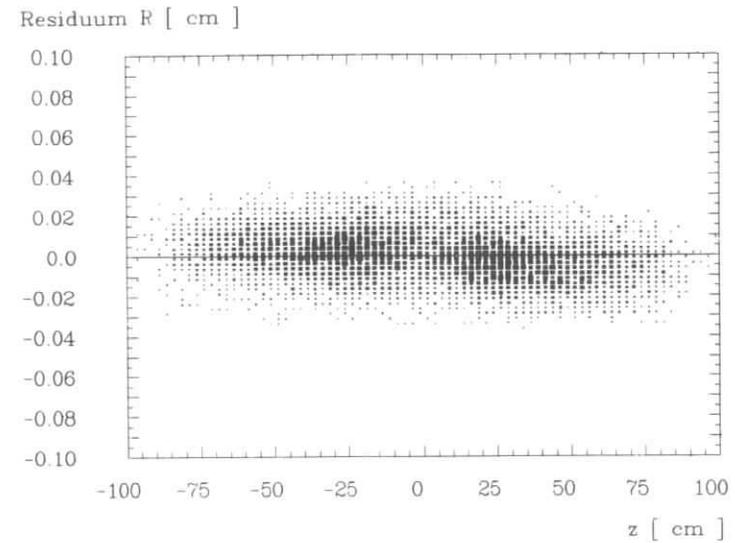


Abbildung 46. Residuenverteilung in Abhängigkeit von z , keine Signallaufzeitkorrektur

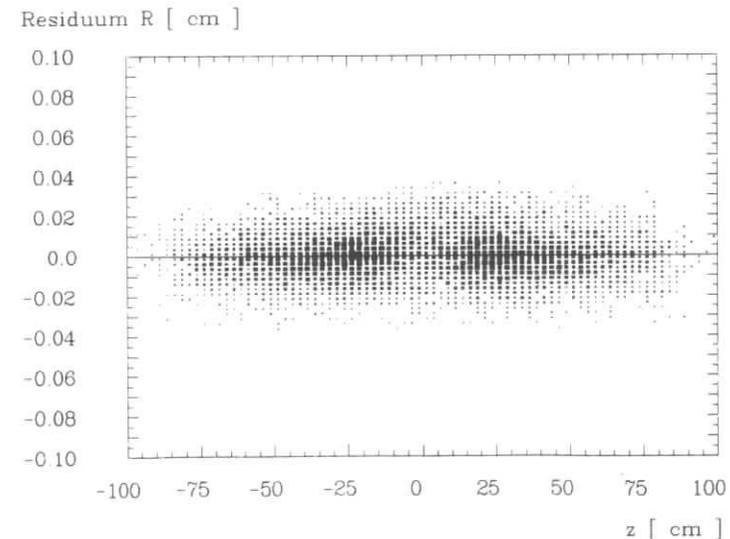


Abbildung 47. Residuenverteilung in Abhängigkeit von z , incl. Signallaufzeitkorrektur

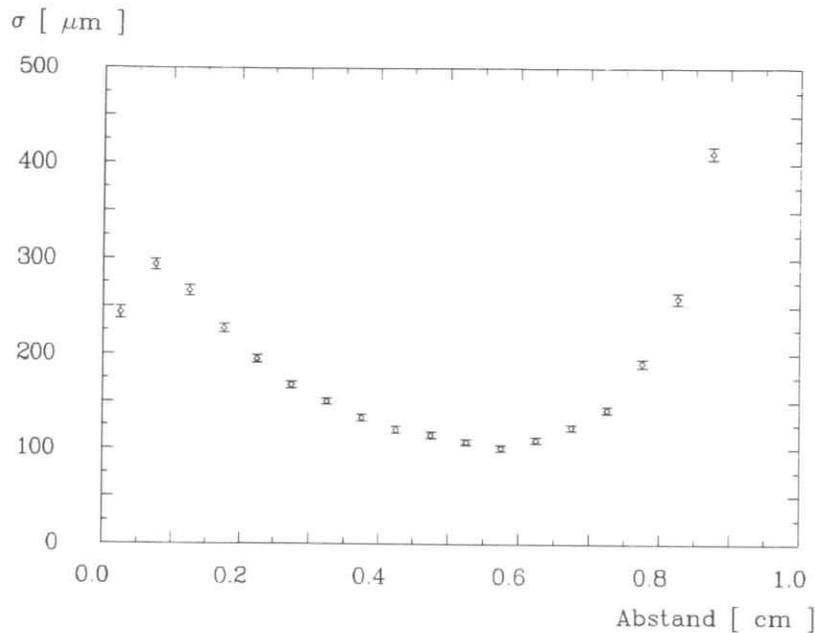


Abbildung 48. Die Ortsauflösung bei Bhabha-Ereignissen (Residuenmethode)

6.2.6 Die Ortsauflösung bei Bhabha-Ereignissen

Bestimmung der zum Auslösen der Driftzeitmessung erforderlichen Zahl von Driftelektronen aus dem Verlauf der Ortsauflösung

Mit der Driftzeit-Ortsbeziehung aus Abbildung 45, einer richtig gewählten Konstante für jede Driftkammerlage und mit der beschriebenen Korrektur für die Signallaufzeit auf dem Draht wurde bei Barrel-Bhabhas die in Abbildung 48 dargestellte Ortsauflösung erreicht. Im Mittel über die gesamte Zelle ergab sich ein Wert vom $189 \mu\text{m}$. Dies stellt gegenüber der mit der Fitmethode erreichten Ortsauflösung eine Verbesserung um 20 % dar. Die Ursache für den relativ kleinen Wert der Auflösung beim Abstand $0,025 \text{ cm}$ liegt in der Tatsache, daß bei sehr kleinen Abständen vom Signaldraht, die von der gleichen Größenordnung sind wie die Streuung der Residuen bei diesen Abständen, das Spurefitprogramm dem aus dem TDC-Wert berechneten Abstand δ_m dasselbe Vorzeichen gibt wie es der

Abstand δ_r der angepaßten Spur hat. Daher gilt für das Residuum R in diesem Bereich

$$\begin{aligned} R &> \delta_m, \text{ falls } \delta_m < 0, \\ R &< \delta_m, \text{ falls } \delta_m > 0. \end{aligned}$$

Ein Teil der möglichen Residuenwerte wird also unterdrückt; die Form der Residuenverteilungen weicht von der Gaußverteilung ab und hat eine in bezug auf die Streuung der Meßwerte zu geringe Breite.

Wie bereits im Kapitel "Theorie der Vorgänge in einer Driftkammer" gezeigt wurde, hängt der Verlauf der Ortsauflösung bei kleinen Abständen vom Signaldraht stark von der Zahl der Driftelektronen ab, die zum Auslösen der Driftzeitmessung benötigt werden (Abbildung 9 auf Seite 17). Durch einen Vergleich mit dem gemessenen Verlauf der Ortsauflösung sollte diese Zahl für den gewählten Betriebszustand der Driftkammer bestimmt werden. Hierzu wurde entsprechend dem Kapitel "Das theoretische Ortsauflösungsvermögen einer Driftkammer" die Funktion

$$(6.2.4) \quad \sigma(x) = (\sigma_p^2(x) + \sigma_D^2(x) + \sigma_{\text{const}}^2)^{1/2}$$

gewählt, wobei σ_p^2 entsprechend der Gleichung (4.1.6) berechnet wird und σ_{const}^2 zusammenfassend für alle driftwegunabhängigen Beiträge zur Streuung der Driftzeiten steht.

Zusätzlich wurde berücksichtigt, daß die für den Einfluß der Diffusion entscheidende Driftweglänge wegen der Krümmung der Driftwege im Magnetfeld größer ist als der Abstand einer Spur vom Signaldraht. Der Zusammenhang zwischen Abstand und Driftweglänge wurde mit Hilfe des im Kapitel "Simulationsrechnungen" beschriebenen Verfahrens ermittelt und wird in Abbildung 49 auf Seite 76 dargestellt.

Der Kurvenverlauf ließ sich durch ein Polynom 4. Grades zufriedenstellend annähern (in Abbildung 49 als durchgezogene Linie gezeichnet). Diese Abhängigkeit wurde in dem Ausdruck für $\sigma_D(x)$, der eine Kombination der Gleichungen (4.4.3) und (4.4.4) darstellt, berücksichtigt. Des Weiteren wurde bei der Berechnung von $\sigma_D(x)$ angenommen, daß die Zahl der konkurrierenden Driftelektronen, die den Signaldraht in annähernd gleicher Zeit erreichen, linear mit dem Abstand der Spur vom Signaldraht zunimmt. Diese Annahme erscheint plausibel, wenn man sich den Verlauf der Linien konstanter Driftzeit in Abbildung 34 auf Seite 55 ansieht.

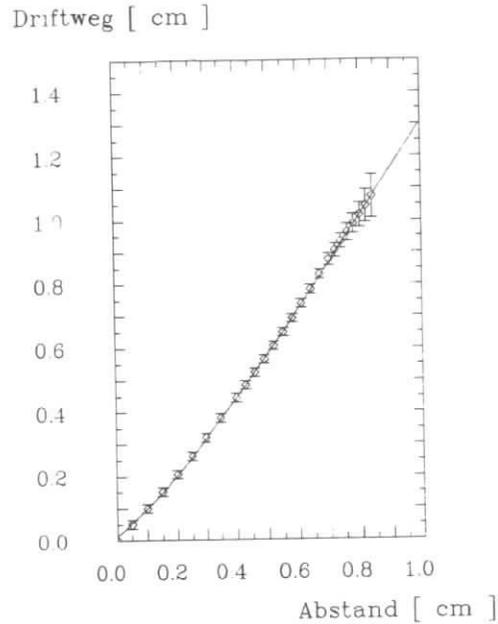


Abbildung 49. Die Driftweglänge in Abhängigkeit vom Abstand

Bei der Anpassung von $\sigma(x)$ aus Gleichung (6.2.4) an den Verlauf der Ortsauflösung in Abbildung 48 wurden σ_{const} und die Zahl j der zum Starten der Zeitmessung benötigten Elektronen als freie Parameter behandelt. Alle gasabhängigen Konstanten wurden entsprechend dem Abschnitt 4 gewählt. Der Fit im Bereich der Abstände 0.1 bis 0.6 cm lieferte für j den Wert 9.5 und für σ_{const} den Wert $63 \mu\text{m}$. Der Verlauf von $\sigma(x)$ mit diesen Werten wird in Abbildung 50 auf Seite 77 gezeigt; die Anpassung an die Meßwerte ist zufriedenstellend.

Die Zahl von 9 bis 10 Elektronen, die zum Starten eines TDC benötigt werden, ist recht groß. Vom theoretischen Standpunkt aus würde man im Hinblick auf eine noch bessere Ortsauflösung anstreben, die Zahl der benötigten Elektronen zu verringern, indem man den Wert der Hochspannung und somit die Gasverstärkung vergrößert. Man muß jedoch beachten, daß mit der Driftkammer auch der Energieverlust eines ionisierenden Teilchens gemessen und zu dessen Identifikation verwendet wird. Hierbei treten aufgrund der statistischen Fluktuationen auch sehr große Energieüberträge auf (siehe Kapitel "Der Energieverlust" auf Seite 17), bei

denen die Proportionalität zwischen deponierter Energie und gemessener Ladung in einer Driftzelle aber immer noch gewahrt bleiben muß. Dies schränkt den maximalen Hochspannungswert ein. Außerdem wird die Driftkammer durchsetzt von einem starken von den Elektronen und Positronen im Speicherring verursachten Untergrund von Synchrotronstrahlung. Durch diese Strahlung werden ebenfalls Elektronen im Driftkammergas freigesetzt. Bei einer hohen Gasverstärkung kommt es dann zu einer großen Zahl von gesetzten Drähten, die nicht zu Spuren von ionisierenden Teilchen gehören. Diese Störsignale erschweren oder verhindern gar die Rekonstruktion von Ereignissen. Bei der Wahl der Hochspannung und der Einstellung der Diskriminatorschwellen ist daher immer ein möglichst optimaler Kompromiß anzustreben.

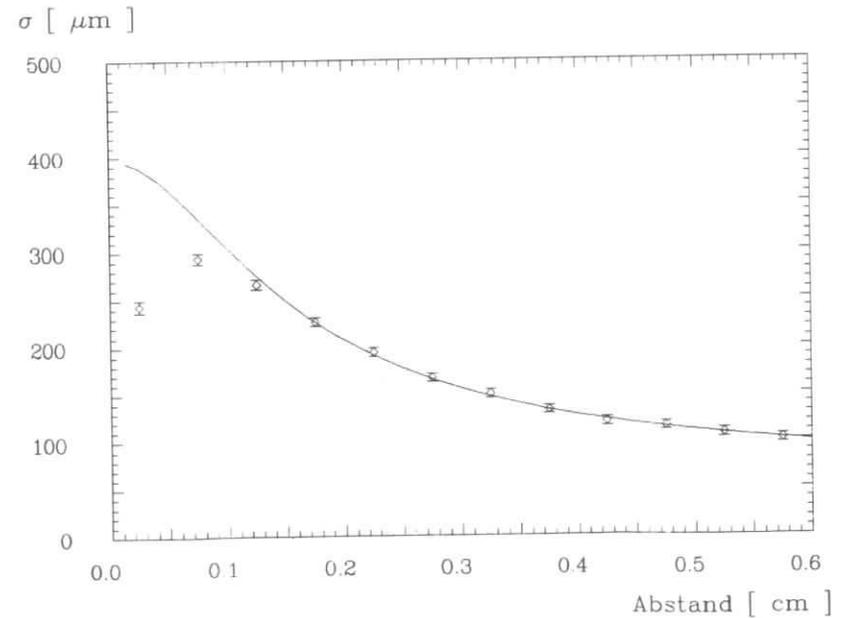


Abbildung 50. Die Ortsauflösung in Signaldrahtnähe

6.2.7 Die Driftzeit-Ortsbeziehung bei Multi-Hadron-Ereignissen

Das Hauptinteresse beim Experiment ARGUS liegt nicht bei den bisher verwendeten elastischen e^+e^- -Streuprozessen, sondern bei den inelastischen Prozessen. Hier kommt es nach der Annihilation eines Elektrons mit einem Positron zur Bildung einer Vielzahl von Teilchen. Diese Ereignisse werden hier als Multi-Hadron-Ereignisse bezeichnet, da bei ihnen in der Regel auch einige Hadronen erzeugt werden.

Multi-Hadron-Ereignisse bestehen im allgemeinen aus einer größeren Zahl von Hadronen, Leptonen und Photonen unterschiedlicher Energien und Impulse. Die geladenen Teilchen in diesen Ereignissen, deren Spuren in der Driftkammer rekonstruiert werden sollen, haben also viel kleinere Impulse als die Elektronen und Positronen aus Bhabha-Streuprozessen. Ihre Spuren werden daher im Magnetfeld stärker gekrümmt. Dies hat zur Folge, daß in der R - φ -Projektion alle Spurwinkel bezüglich der radialen Richtung vorkommen. Es ist deshalb zu erwarten, daß in den Bereichen der Driftzellen, wo die Radialsymmetrie des elektrischen Feldes aufhört - also bei Abständen größer als etwa 0.5 cm -, die mit Bhabha-Spuren aufgestellte Driftzeit-Ortsbeziehung nicht mehr ausreicht. Daher wurde der folgende Weg gewählt :

Es sollte unter Benutzung von Multi-Hadron-Ereignissen eine Driftzeit-Ortsbeziehung aufgestellt werden, die eine Mittelung über alle vorkommenden Impulse darstellt. Diese Relation soll es dem Spurenerkennungsprogramm, welches dem eigentlichen Spurenfitt vorangeht, ermöglichen, Spuren durch die Zuordnung von registrierten Treffern zu bestimmen. Da in diesem Programmteil eine Vielzahl von möglichen Kombinationen von Treffern geprüft werden muß, wird die Driftzeit-Ortsbeziehung in der einfachen Tabellenform ohne die Rechenaufwand erfordernden Signallaufzeit- und Winkelkorrekturen verwendet. Diese Korrekturen werden erst im Spurenfittprogramm angebracht.

Die Driftzeit-Ortsbeziehung wurde mit der früher beschriebenen Residuenmethode aufgestellt. Bei den benutzten Multi-Hadron-Ereignissen wurde verlangt, daß mindestens vier Spuren von geladenen Teilchen aus der Umgebung des Wechselwirkungspunktes kommen. Jede verwendete Spur mußte mindestens je 12 Treffer bei den 0° - und Stereodrähten aufweisen. Es wurde kein Schnitt auf die Impulse der Teilchen angebracht. Die resultierende Driftzeit-Ortsbeziehung wird in Abbildung 51 auf Seite 79 gezeigt. Sie weicht wie erwartet bei großen Abständen von der Beziehung für Bhabhas ab (Abbildung 45 auf Seite 71).

Mit dieser Driftzeit-Ortsbeziehung wurde eine über die gesamte Driftzelle gemittelte Ortsauflösung von $224 \mu\text{m}$ erreicht, im Bereich größter Genau-

Abstand δ [cm]

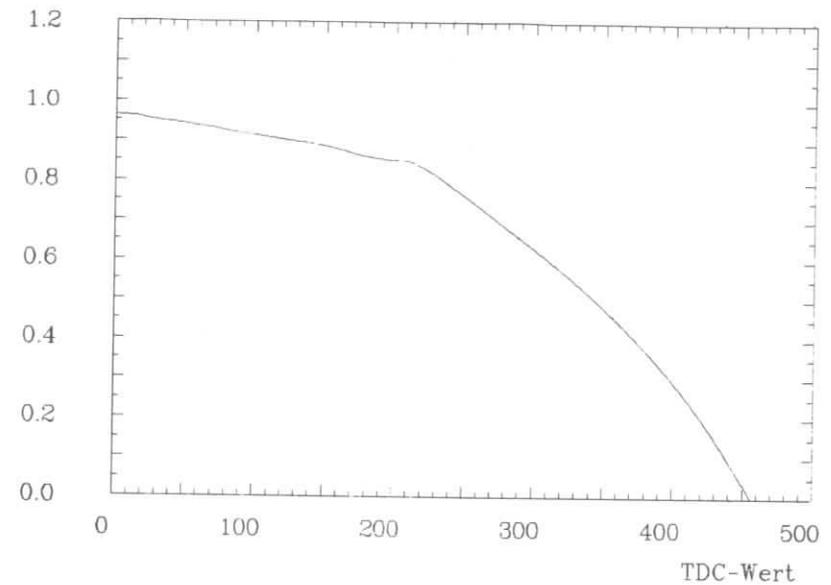


Abbildung 51. Die Driftzeit-Ortsbeziehung bei Multi-Hadron-Ereignissen

igkeit bei etwa 0.5 cm Abstand wurden $136 \mu\text{m}$ erzielt. Der genaue Verlauf der Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Abstand vom Signaldraht wird im Kapitel "Die Orts- und Impulsauflösung bei Multi-Hadron-Ereignissen" dargestellt.

6.2.8 Die winkelabhängige Korrektur

Die Driftzeit-Ortsbeziehung aus Abbildung 51 beinhaltet eine Mittelung über alle vorkommenden Winkel von Spuren relativ zu den Driftzellen. Im Einzelfall wird daher ein berechneter Abstand zu groß oder zu klein sein. Diese systematischen Abweichungen vom Mittelwert sollten durch eine Korrektur ausgeglichen werden.

Die Größe der systematischen Abweichungen wurde ermittelt, indem für verschiedene Abstandsbereiche in der Driftzelle die Residuenverteilungen in 5° -Intervallen des Spurwinkels bezüglich der Zellen untersucht wurden.

Die Mittelwerte \bar{R} dieser Verteilungen sind das Maß für den systematischen Fehler der Driftzeit-Ortsbeziehung im jeweiligen Abstands- und Winkelbereich. In den Abbildungen 52 bis 55 werden die Werte in vier verschiedenen Abstandsbereichen gezeigt, der Spurwinkel α in der Driftzelle wird hier bezüglich der radialen Richtung angegeben. Es fallen verschiedene Merkmale auf:

1. Die Größe der systematischen Abweichung nimmt mit wachsender Entfernung vom Signaldraht zu. Dies war zu erwarten aufgrund der zunehmenden Asymmetrie des elektrischen Feldes.
2. Die Abweichungen betragen in einigen Winkelbereichen mehrere hundert μm . Daher ist nach einer entsprechenden Korrektur eine deutliche Verbesserung der Ortsauflösung bei großen Abständen zu erwarten.
3. Es ist keine Symmetrie bezüglich der radialen Richtung ($\alpha = 0^\circ$) vorhanden. Hierin zeigt sich der Einfluß des Magnetfeldes auf die Driftbewegung der Elektronen.
4. Der Verlauf der Meßwerte sieht in den Abbildungen 52 bis 54 sehr ähnlich aus. Es sollte deshalb versucht werden, die Winkelabhängigkeit durch eine geeignete Fitfunktion und eine zusätzliche abstandsabhängige Skalierung zu parametrisieren, um eine kontinuierliche Korrektur für alle Abstände und Winkel zu erreichen.

Als Fitfunktion wurde der folgende Ausdruck gewählt:

$$(6.2.5) \quad f(\xi) = (A\xi + B) \cdot \sin(C\xi + D) + E \cdot (\xi + F)^2 + G$$

Dabei entspricht das Intervall $[90^\circ; -90^\circ]$ für α in den Abbildungen 52 bis 55 dem Intervall $[0, \pi]$ für ξ . Der Fit wurde für den Abstandsbereich der Abbildung 53 durchgeführt und ist als durchgezogene Linie eingezeichnet worden.

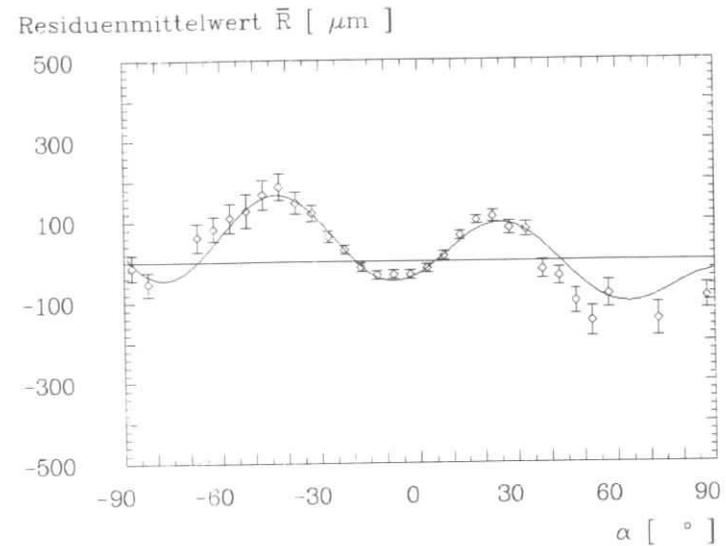


Abbildung 52. Winkelabhängigkeit ($0.7 \text{ cm} < \delta < 0.75 \text{ cm}$) und skalierter Fit

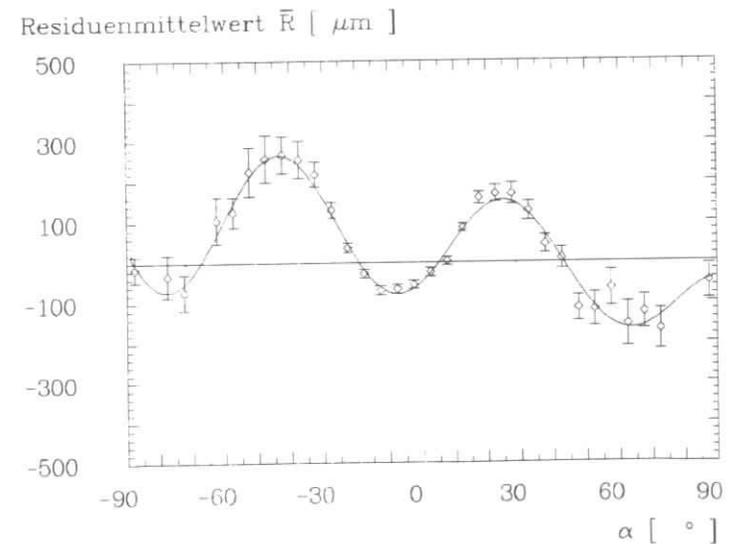


Abbildung 53. Winkelabhängigkeit ($0.75 \text{ cm} < \delta < 0.8 \text{ cm}$) und Fit

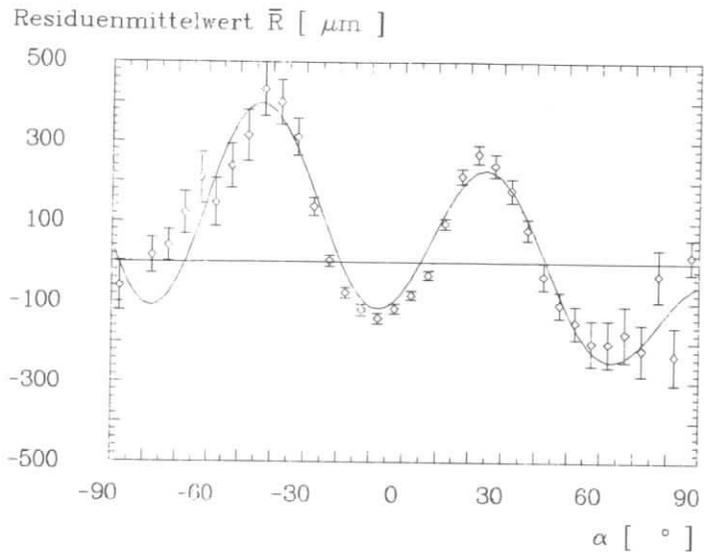


Abbildung 54. Winkelabhängigkeit ($0.8 \text{ cm} < \delta < 0.85 \text{ cm}$) und skaliertes Fit

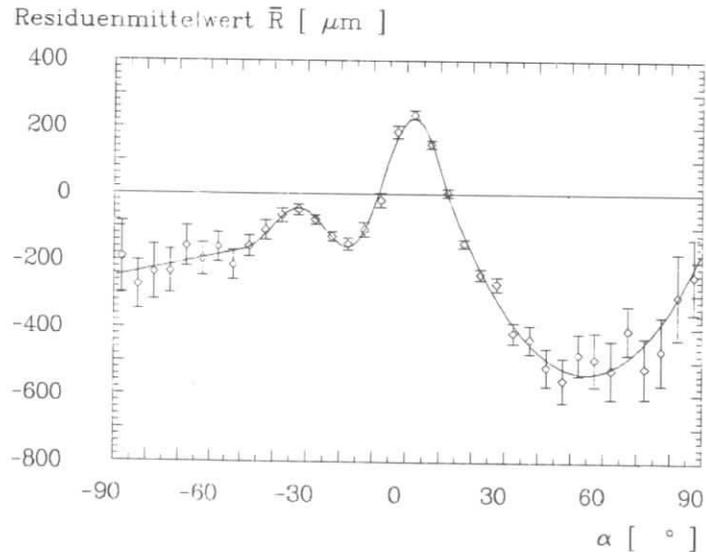


Abbildung 55. Winkelabhängigkeit ($0.85 \text{ cm} < \delta < 0.95 \text{ cm}$) und Fit

Um das Skalierungsgesetz zu erhalten, wurden Residuenverteilungen für Abstandsbereiche der Länge 0.025 cm in einem 10° -Winkelintervall benutzt. Die Abbildung 56 zeigt die Mittelwerte der Residuenverteilungen in Abhängigkeit vom Abstand. An die Meßpunkte konnte ein Polynom 2. Grades angepaßt werden. Mit dieser Skalierung wurde dann die Winkelabhängigkeit für die Abstände $\delta = 0.725 \text{ cm}$ und $\delta = 0.825 \text{ cm}$ berechnet und in die Abbildungen 52 und 54 eingezeichnet. Man sieht, daß der Verlauf der Meßwerte einigermaßen gut wiedergegeben wird.

Es stellte sich heraus, daß bei Abständen unter 0.7 cm die Form der Winkelabhängigkeit nicht mehr zufriedenstellend durch diesen Fit und die Skalierung parametrisiert werden konnte. Daher wurde der Bereich der Abstände 0.5 bis 0.7 cm wiederum in zwei Bereiche aufgeteilt und jeweils entsprechend dem hier beschriebenen Bereich durch eine Fitfunktion und

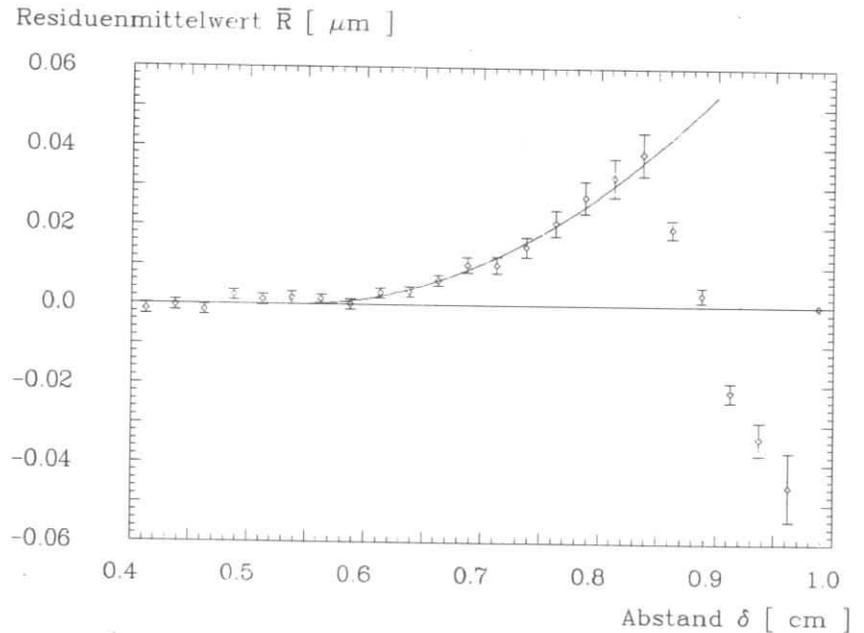


Abbildung 56. Skalierung der Winkelabhängigkeit: Die Meßpunkte stellen Mittelwerte von Residuenverteilungen dar. Es wurden nur Residuen von Treffern verwendet, bei denen der Spürwinkel α in der Zelle im Intervall $[-40^\circ, -30^\circ]$ lag.

eine abstandsabhängige Skalierung abgedeckt. Des weiteren sieht man in Abbildung 55 auf Seite 92, daß sich bei sehr großen Abständen die Form der Winkelabhängigkeit äußerst stark ändert. Hier wurden in drei Winkelbereichen unterschiedliche Funktionen angepaßt. Es wird angenommen, daß die so parametrisierte Winkelabhängigkeit für alle Abstände größer als 0,85 cm gültig ist. Diese Annahme ist natürlich willkürlich. Wollte man jedoch der abstandsabhängigen Veränderung der Form der Winkelabhängigkeit in diesem Abstandsbereich Rechnung tragen, so wäre dies in Anbetracht der geringen Statistik bei sehr großen Abständen mit einem erheblichen Aufwand an Rechenzeit verbunden. Im folgenden Kapitel soll nun die Verbesserung der Ortsauflösung durch die hier beschriebene Winkelkorrektur dargestellt werden.

6.2.9 Die Orts- und Impulsauflösung bei Multi-Hadron-Ereignissen

Mit der in Abbildung 51 auf Seite 79 gezeigten Driftzeit-Ortsbeziehung wurden Multi-Hadron-Ereignisse rekonstruiert. Dabei wurde wie oben beschrieben für jede Driftkammerlage eine Konstante zur Korrektur der TDC-Werte verwendet, um Einflüsse der Flugzeit der Teilchen und der Stärke des elektrischen Signals zu berücksichtigen. Außerdem wurden Korrekturen für den jeweiligen Triggerzeitpunkt und die Laufzeit der Signale auf den Signaldrähten angebracht. Die sich dann ergebende Ortsauflösung wird in der Abbildung 57 auf Seite 85 durch Kreise dargestellt.

Durch eine zusätzliche Korrektur für den jeweiligen Winkel der Spur in der Driftzelle verbesserte sich die Auflösung bei großen Abständen vom Signaldraht deutlich (Dreiecke in Abbildung 57). Die über alle Abstände gemittelte Ortsauflösung betrug nun $217 \mu\text{m}$. Dieser Wert ist um etwa 15 % schlechter als die bei Barrel-Bhabhas erreichte Ortsauflösung. Verursacht wird diese Verschlechterung vor allem durch den bei kleineren Teilchenimpulsen zunehmenden Einfluß der Vielfachstreuung im Gas und im Material der Drähle.

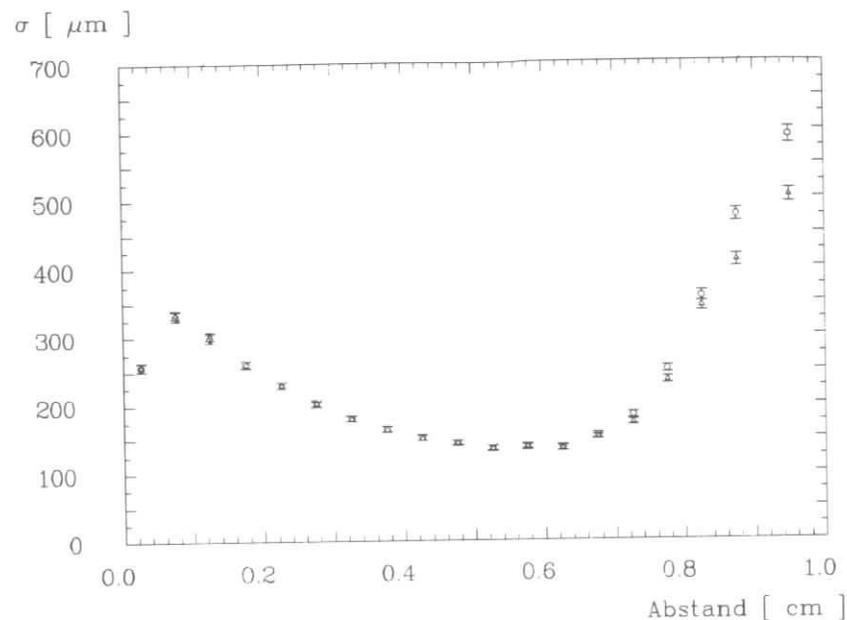


Abbildung 57. Die Ortsauflösung bei Multi-Hadron-Ereignissen: Die Kreise (Dreiecke) geben die Ortsauflösung ohne (mit) Benutzung der winkelabhängigen Korrektur an.

In der Abbildung 58 auf Seite 86 wird die relative Häufigkeit der Residuenwerte bei Multi-Hadron-Ereignissen gezeigt, wobei die Residuen getrennt für Abstände links bzw. rechts vom Signaldraht dargestellt werden.

Die Symmetrie in der Abbildung rechtfertigt nachträglich die anfangs gemachte Annahme, daß wegen des symmetrischen Aufbaus der Driftzellen die Bereiche links und rechts vom Signaldraht durch ein- und dieselbe Driftzeit-Ortsbeziehung beschrieben werden können. In der Abbildung ist des weiteren der im Kapitel 6.2.6 beschriebene Effekt zu sehen, daß bei kleinen Abständen wegen der Annahmen des Spurenfitprogrammes bestimmte Residuenwerte nicht auftreten. Die ansonsten symmetrische Verteilung der Residuen um den Wert 0 deutet darauf hin, daß die mit der Residuenmethode aufgestellte Driftzeit-Ortsbeziehung weitgehend frei von systematischen Fehlern ist.

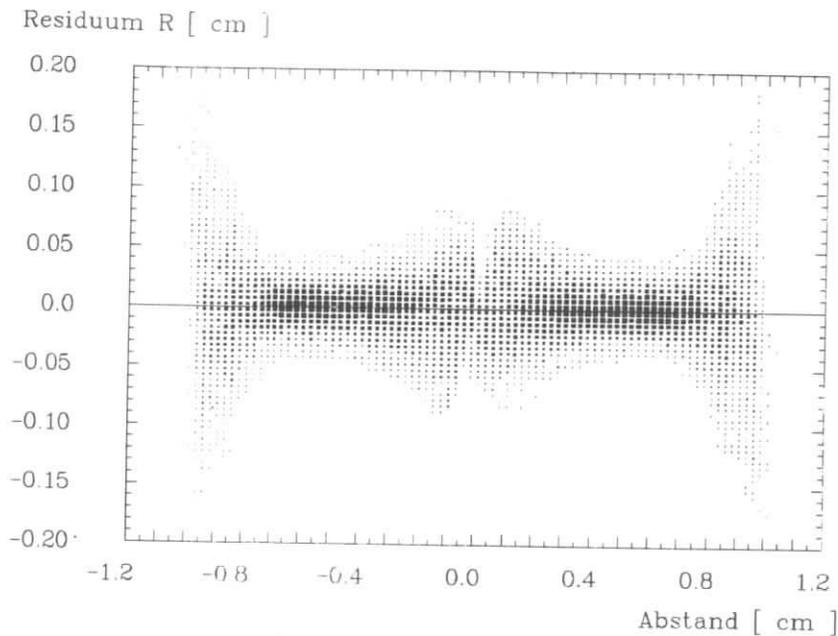


Abbildung 58. Die Residuenverteilung in Abhängigkeit vom Abstand bei Multi-Hadron-Ereignissen

Es wurde bereits im Kapitel "Die Analyse der Driftkammerdaten" auf Seite 8 darauf hingewiesen, daß die Impulsauflösung der Driftkammer eng mit der Ortsauflösung verknüpft ist. Der Fehler des Impulses setzt sich zusammen aus den Fehlern des Transversalimpulses p_t und des Longitudinalimpulses $p_l = p_t / \tan(\vartheta)$. Nach [BOE81] kann jedoch der zweite Anteil gegenüber dem ersten vernachlässigt werden. Bei Impulsen über 1.5 GeV/c wird der Impulsfehler dominierend hervorgerufen durch den Fehler der Ortsmessung. Der relative Fehler ist nach [GLU63] gegeben durch

$$(6.2.6) \quad \left(\frac{\sigma(p_t)}{p_t} \right)_M = \frac{p_t}{0.000299793 \cdot Q \cdot B} \cdot \frac{\sigma}{L^2} \cdot \left(\frac{720 \cdot N^3}{(N-1) \cdot (N+1) \cdot (N+2) \cdot (N+3)} \right)^{1/2}$$

Hierbei wird der Impuls in GeV/c gemessen, die Ladung Q in Einheiten der Elementarladung, das Magnetfeld B in kG und die projizierte Spurlänge L in cm. Die Gleichung (6.2.6) gilt im Fall von $N+1$ äquidistanten Meßpunkten.

Bei einem Transversalimpuls von 1.5 GeV/c erhält man mit der gemessenen Ortsauflösung $\sigma = 0.0217$ cm eine relative Impulsauflösung von 1.67 %.

Betrachtet man den Fall kleinerer Impulse, so wird die Auflösung hier begrenzt durch die Coulomb-Kleinwinkelstreuung oder Vielfachstreuung. Der dadurch verursachte Impulsfehler kann nach [WAG81] berechnet werden durch

$$(6.2.7) \quad \left(\frac{\sigma(p_t)}{p_t} \right)_{VS} = \frac{50}{LB} \cdot \left(1.43 \cdot \frac{L}{X} \right)^{1/2}$$

wobei X die mittlere Strahlungslänge in der Driftkammer bezeichnet, die sich aus den Beiträgen des Gases und der Drähte zusammensetzt. Man erhält damit den Wert 0.82 %. Aus der Kombination von (6.2.6) und (6.2.7) resultiert der erwartete Verlauf der Impulsauflösung. Er ist in Abbildung 59 als durchgezogene Linie dargestellt.

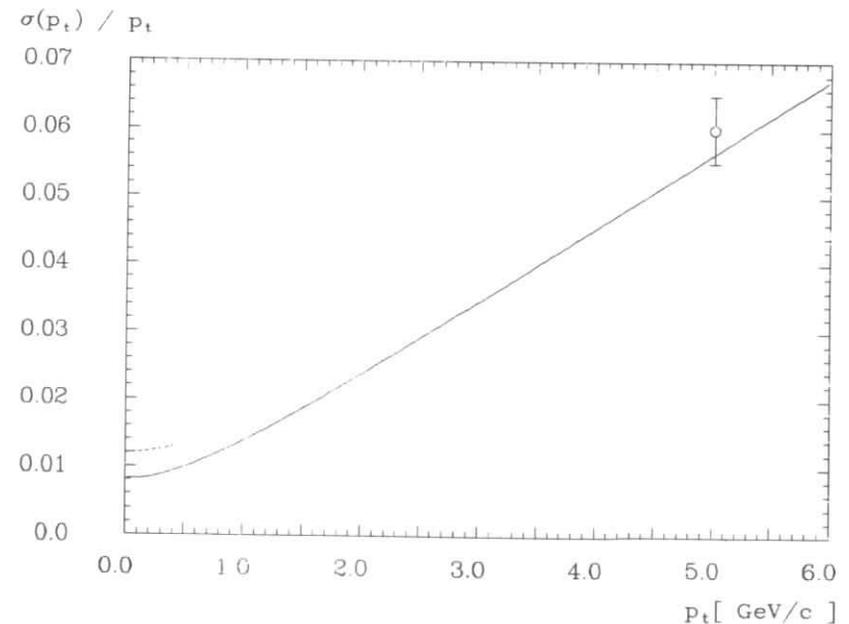


Abbildung 59 Die Impulsauflösung. Erläuterung im Text

Der angegebene Beitrag der Vielfachstreuung ist als untere Grenze aufzufassen, da bei seiner Berechnung eine mittlere Strahlungslänge für Gas und Drähte verwendet wurde, d.h. es wurde angenommen, daß die Materie der Drähte gleichmäßig über das Driftkammervolumen verteilt ist. Dies trifft natürlich nicht zu. Im Einzelfall wird ein Teilchen, das einen oder mehrere Drähte trifft, in dem dichten Drahtmaterial eine stärkere Vielfachstreuung erfahren.

Tatsächlich wurde auch von [KRS84] bei Impulsen unter 400 MeV/c für den Verlauf der Impulsauflösung die Form

$$(6.2.8) \quad \frac{\sigma(p_t)}{p_t} = 0.012 \cdot \sqrt{1 + p_t^2}, \quad p_t \text{ in GeV/c}$$

gefunden. Der Verlauf ist in Abbildung 59 auf Seite 87 als unterbrochene Linie zu sehen. Zur Bestimmung der Konstanten in (6.2.8) wurde die Reaktion $\Upsilon \rightarrow \Upsilon \pi^+ \pi^-$ untersucht, bei welcher der angeregte Υ -Zustand unter Emission von zwei Pionen in den Grundzustand übergeht. Die Pionen können dabei maximal die Energie 562 MeV erhalten, die der Massendifferenz $M(\Upsilon') - M(\Upsilon)$ entspricht [ARG84]. In einer Monte-Carlo Simulation konnte durch die "verschmierung" der Pionenimpulse entsprechend (6.2.8) die experimentell beobachtete Breite des Υ -Zustandes reproduziert werden.

Des weiteren wurde von [GRA84] mit Myonen aus der Reaktion $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ die Impulsauflösung bei großen Impulsen (5 GeV/c) bestimmt. Der in Abbildung 59 eingetragene Meßwert stimmt innerhalb der Fehler mit der erwarteten Auflösung überein.

In Verbindung mit der Energieverlustmessung stellt die Impulsmessung mit der ARGUS-Driftkammer mit ihrer guten Auflösung ein wirksames Mittel zur Teilchenidentifikation dar. Es kann abschließend festgestellt werden, daß mit Hilfe der in dieser Arbeit beschriebenen Kalibration die von der Konstruktion der Driftkammer und der dazugehörigen Signalverarbeitung vorgegebenen guten Eigenschaften sehr effektiv ausgeschöpft werden können.

A.0 DIE FORM DES ELEKTRISCHEN SIGNALS AUF DEM SIGNALDRAHT

In der Nähe des Signaldrahtes findet man ein radialsymmetrisches elektrisches Feld vor, das bei einer Anodenspannung von 2870 V nach numerischer Feldberechnung (Kapitel "Das elektrische Feld" auf Seite 45) durch

$$(A.1) \quad E(r) = \frac{459.2}{r} \quad [\text{V cm}^{-1}]$$

gegeben ist. Bei größeren Abständen wird die Radialsymmetrie durch die reale Anordnung der Potentialdrähte zerstört. Man kann eine Driftzelle durch einen Zylinderkondensator annähern, dessen innerer Radius a dem Signaldrahtradius (15 μm) entspricht und welcher denselben Feldverlauf (A.1) aufweist.

Das Potential eines Zylinderkondensators hat die Form

$$(A.2) \quad \varphi(r) = \frac{C' \cdot V}{2\pi\epsilon_0} \cdot \ln\left(\frac{r}{a}\right) + \text{const.}$$

V = angelegte Spannung

C' = Kapazität pro Längeneinheit

Für das elektrische Feld erhält man den Ausdruck

$$(A.3) \quad E(r) = \frac{C' \cdot V}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}$$

Wenn b den äußeren Zylinderradius bezeichnet, ist

$$(A.4) \quad \varphi(a) - \varphi(b) = V = \frac{C' \cdot V}{2\pi\epsilon_0} \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right)$$

Damit wird aus (A.3) :

$$(A.5) \quad E(r) = \frac{V}{\ln(b/a)} \cdot \frac{1}{r}$$

Durch Vergleich mit (A.1) erhält man für b den Wert 0,777 cm. Man kann nun die Beiträge von Elektronen und Ionen zum elektrischen Signal abschätzen, wenn man annimmt, daß alle N Elektron-Ion-Paare erst im Abstand d von der Signaldrahtoberfläche erzeugt werden [SAU77]. Der Beitrag der Elektronen ist dann (siehe Gleichung(4.6.2)):

$$(A.6) \quad \Delta V_e = \frac{N \cdot e}{2\pi \cdot l \cdot \epsilon_0} \cdot \int_{a+d}^a \frac{1}{r} dr = \frac{N \cdot e}{2\pi \cdot l \cdot \epsilon_0} \cdot (\ln(a) - \ln(a+d))$$

l ist die Länge des Kondensators (es gilt $C = C' \cdot l$)

Entsprechend ergibt sich bei den Ionen:

$$(A.7) \quad \Delta V_i = - \frac{N \cdot e}{2\pi \cdot l \cdot \epsilon_0} \cdot \int_{a+d}^b \frac{1}{r} dr = \frac{N \cdot e}{2\pi \cdot l \cdot \epsilon_0} \cdot (\ln(a+d) - \ln(b))$$

Schließlich erhält man

$$(A.8) \quad \frac{\Delta V_e}{\Delta V_i} = \frac{\ln(a) - \ln(a+d)}{\ln(a+d) - \ln(b)}$$

Mit einem typischen Wert $d = 10 \mu\text{m}$ ergibt sich $\Delta V_e/\Delta V_i = 8.9 \%$. Die Ionen liefern also den Hauptbeitrag zum Signal.

Ferner kann man nach [SAU77] den zeitlichen Verlauf des Signals qualitativ beschreiben, indem man die Elektronen vernachlässigt und nur N Ionen mit konstanter Mobilität μ^+ vom Signaldraht zur konzentrischen Kathodenfläche b wandern läßt. Die Definitionsgleichung (4.1.1) der Mobilität im Kapitel "Drift von Elektronen und Ionen" auf Seite 22 erhält die Form

$$(A.9) \quad \frac{dr}{dt} = \mu^+ \cdot E = \frac{\mu^+ \cdot C' \cdot V}{2\pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}$$

Integration liefert ($r(t_0) = a$):

$$(A.10) \quad r(t) = \sqrt{a^2 + \frac{\mu^+ \cdot C' \cdot V}{\pi \cdot \epsilon_0} \cdot t} = a \cdot \sqrt{1 + \frac{t}{t_0}}$$

Mit $\mu^+ = 1 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ und $C' = 7.558 \text{ pFm}^{-1}$ ergibt sich $t_0 = 2.89 \text{ ns}$. Die Gleichung A(7) lautet hier allgemein

$$(A.11) \quad \Delta V_i(r(t)) = - \frac{N \cdot e}{2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot l} \cdot \ln\left(\frac{r(t)}{a}\right)$$

Einsetzen von (A.9) liefert schließlich den Ausdruck

$$(A.12) \quad \Delta V_i(r(t)) = - \frac{N \cdot e}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot l} \cdot \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right)$$

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abbildung 1.	Der Detektor ARGUS	2
Abbildung 2.	Die Geometrie der Driftzellen	4
Abbildung 3.	Das ARGUS-Koordinatensystem	8
Abbildung 4.	Die Spurparameter	9
Abbildung 5.	Spuren in der Driftkammer bei einem Multi-Hadron-Ereignis	11
Abbildung 6.	Verteilung der Ionisationsorte auf einer Spur	13
Abbildung 7.	Driftwegunterschiede bei verschiedenen Abständen	14
Abbildung 8.	Streuung der Driftweglänge aufgrund der Primärstatistik	15
Abbildung 9.	Der Einfluß der Primärstatistik auf die Ortsauflösung	17
Abbildung 10.	Wahrscheinlichkeitsdichte für einen Energieübertrag E'	18
Abbildung 11.	Der mittlere Energieverlust als Funktion von $\beta \cdot \gamma$	21
Abbildung 12.	Die Landau-Verteilung des Energieverlustes	22
Abbildung 13.	Verteilungsfunktion $f_0(\epsilon, E)$ von Elektronen in Argon	27
Abbildung 14.	Vergleich von gemessenen und berechneten Driftgeschwindigkeiten	28
Abbildung 15.	Elastischer Wirkungsquerschnitt für Elektronen in Argon	29
Abbildung 16.	Diffusion in Abhängigkeit vom elektrischen Feld	32
Abbildung 17.	Breite der Driftwegverteilung des j-ten Elektrons	33
Abbildung 18.	Longitudinaler und transversaler Diffusionskoeffizient	34
Abbildung 19.	Longitudinale Diffusion in Methan, Propan und Ethan	35
Abbildung 20.	Driftbewegung im konstanten elektrischen und magnetischen Feld	36
Abbildung 21.	Driftgeschwindigkeit und Ablenkwinkel in Abhängigkeit von E und H	38
Abbildung 22.	Erster Townsend-Koeffizient bei verschiedenen Edelgasen	39
Abbildung 23.	Die Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Zellenspannung	40
Abbildung 24.	Der Signalverlauf bei verschiedenen Zeitkonstanten	41
Abbildung 25.	Der qualitative Verlauf der Ortsauflösung	42
Abbildung 26.	Zwei verschiedene Potentialdrahtanordnungen	45
Abbildung 27.	Illustration zur 6-Punkt-Interpolationsformel	46
Abbildung 28.	Die elektrische Feldstärke in einer Driftzelle	47
Abbildung 29.	Das elektrische Feld in der Nähe des Signaldrahtes	48
Abbildung 30.	Das elektrische Feld in der Signaldrahtebene	49
Abbildung 31.	Die Elektronendriftgeschwindigkeit in Propan	50
Abbildung 32.	Spuren und Orte minimaler Driftzeit	52
Abbildung 33.	Die Driftzeit-Ortsbeziehung aus Simulationsrechnungen	54
Abbildung 34.	Driftwege und Linien gleicher Driftzeit	55
Abbildung 35.	Vergleich zweier Potentialdrahtanordnungen	56
Abbildung 36.	Das TDC-Spektrum bei Barrel-Bhabha-Ereignissen	58

Abbildung 37.	Die Verteilung der Abstände bei Barrel-Bhabha-Ereignissen	59
Abbildung 38.	Die relative Differenz zwischen TDC-Spektrum und Fit	60
Abbildung 39.	Integriertes TDC-Spektrum und Fit	61
Abbildung 40.	Die Driftzeit-Ortsbeziehung aus der Fitmethode	62
Abbildung 41.	Die Verteilung der Residuen bei kleinen bzw. mittleren Abständen	63
Abbildung 42.	Die Ortsauflösung bei Barrel-Bhabhas (Fitmethode)	64
Abbildung 43.	Die χ^2 -Verteilung	66
Abbildung 44.	Die χ^2 -Wahrscheinlichkeit	68
Abbildung 45.	Die Driftzeit-Ortsbeziehung bei Barrel-Bhabhas (Residuenmethode)	71
Abbildung 46.	Residuenverteilung in Abhängigkeit von z , keine Signallaufzeitkorrektur	73
Abbildung 47.	Residuenverteilung in Abhängigkeit von z , incl. Signallaufzeitkorrektur	73
Abbildung 48.	Die Ortsauflösung bei Bhabha-Ereignissen (Residuenmethode)	74
Abbildung 49.	Die Driftweglänge in Abhängigkeit vom Abstand	76
Abbildung 50.	Die Ortsauflösung in Signaldrahtnähe	77
Abbildung 51.	Die Driftzeit-Ortsbeziehung bei Multi-Hadron-Ereignissen	79
Abbildung 52.	Winkelabhängigkeit ($0.7 \text{ cm} < \delta < 0.75 \text{ cm}$) und skalierter Fit	81
Abbildung 53.	Winkelabhängigkeit ($0.75 \text{ cm} < \delta < 0.8 \text{ cm}$) und Fit	81
Abbildung 54.	Winkelabhängigkeit ($0.8 \text{ cm} < \delta < 0.85 \text{ cm}$) und skalierter Fit	82
Abbildung 55.	Winkelabhängigkeit ($0.85 \text{ cm} < \delta < 0.95 \text{ cm}$) und Fit	82
Abbildung 56.	Skalierung der Winkelabhängigkeit	83
Abbildung 57.	Die Ortsauflösung bei Multi-Hadron-Ereignissen	85
Abbildung 58.	Die Residuenverteilung in Abhängigkeit vom Abstand bei Multi-Hadron-Ereignissen	86
Abbildung 59.	Die Impulsauflösung	87

QUELLENVERZEICHNIS

- [ABR66] M. Abramowitz - Handbook of Mathematical Functions
National Bureau of Standards, Washington, 1966
- [ARG84] ARGUS-Kollaboration - Branching Ratio and Mass Spectrum of the
Decay $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi^+ \pi^-$
Physics Letters 134B (1984) 137
- [BEI83] W. Beil - Bestimmung der dE/dx- und Ortsauflösung der
ARGUS-Driftkammer durch Messung an einer Testkammer
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1983
- [BIN83] U. Binder - Die Eigenschaften der zylindrischen Driftkammer
des Detektors CELLO
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1983
- [BOE81] H. Boerner - Die zylindrische Driftkammer des
TASSO-Experiments am e^+e^- -Speicherring PETRA
Dissertation, Universität Bonn. BONN-IR-81-27, 1981
- [BRA68] S. Brandt - Statistische Methoden der Datenanalyse
BI Hochschulschriften 816 / 816 a
Bibliographisches Institut Mannheim/Wien/Zürich, 1968
- [CRO74] R. W. Crompton, L. G. H. Huxley - The Diffusion and Drift of
Electrons in Gases
J. Wiley, New York, 1974
- [DEB80] W. de Boer et al. - Behaviour of Large Cylindrical Drift
Chambers in a Superconducting Solenoid
Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München, 1980
- [FEH82] J. Fehlmann et al., ETH - Zürich, 1982
- [GLU63] R. L. Gluckstern - Uncertainties in Track Momentum and
Direction, Due to Multiple Scattering and Measurement Errors
Nucl. Instr. and Meth. 24 (1963) 381
- [GRA84] B. Gräwe - persönliche Mitteilung
- [GRE68] Greenspan - Lectures on the Numerical Solution of Linear
Singular and Nonlinear Differential Equations
Prentice Hall, 1968
- [JAR80] J. A. Jaros - Drift and Proportional Tracking Chambers
Proceedings of Summer Institute on Particle Physics, 1980
SLAC report no. 239, Jan. 1981
- [JEA79] B. Jean-Marie et al. - Systematic Measurement of Electron Drift
Velocity and Study of some Properties of Four Gas Mixtures :
A-CH₄, A-C₂H₄, A-C₂H₆, A-C₃H₈
Nucl. Inst and Meth. 24 (1963) 213
- [JUN81] H. H. Junge - Entwicklung von großräumigen Driftkammern
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1981
- [KRS84] K. R. Schubert - persönliche Mitteilung
- [NIE64] K. L. Nielsen - Methods in Numerical Analysis
The Macmillan Company, New York, 1964
- [PAL74] V. Palladino, B. Sadoulet - Application of the Classical Theory
of Electrons in Gases to Multiwire Proportional and Drift
Chambers
Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-3013, 1974
- [ROH78] K.-H. Rohe - Elektronik für Physiker
B. G. Teubner, Stuttgart, 1978.
- [SAU77] F. Sauli - Principles of Operation of Multiwire Proportional
and Drift Chambers
CERN 77-09, 1977
- [SCH78] G. Schultz, J. Gresser - A Study of Transport Coefficients of
Electrons in Some Gases Used in Proportional and Drift Chambers
Nucl. Instr. and Meth. 151 (1978) 413
- [TAR83] G. J. Tarnopolski - Ionization Statistics and Diffusion :
Analytical Estimate of their Contribution to Spatial Resolu-
tion of Drift Chambers
SLAC-PUB-3048, Jan. 1983
- [WAG81] A. Wagner - Central Detectors
Physica Scripta 23 (1981) 446
- [WAL83] A. H. Walenta - Review of the Physics and Technology of Charged
Particle Detectors
Preprint Si-83-23, Universität-GHS-Siegen, 1983

DANKSAGUNG

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des ARGUS-Experiments bei der Gruppe F 15 des Deutschen Elektronen-Synchrotrons in Hamburg.

Ich möchte an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. G. Weber danken, der mir die Arbeit innerhalb der ARGUS-Kollaboration ermöglichte.

Für die interessante Aufgabenstellung und die Betreuung der Arbeit möchte ich Herrn Dr. W. Schmidt-Parzefall danken.

Des weiteren gilt mein Dank Herrn Dr. H. Schröder und Herrn Dr. H. Albrecht für die vielen Anregungen und die große Hilfsbereitschaft.

Ich fühle mich allen Mitgliedern der ARGUS-Kollaboration zu Dank verpflichtet für die sehr freundliche Aufnahme in die Gruppe und die kooperative Zusammenarbeit.

Ich versichere, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und alle verwendeten Quellen und Hilfsmittel angegeben habe.

(Gernot Harder)

