Bestimmung der Parameter einer 6–Ebenen Driftkammer für das HERMES–Experiment

Diplomarbeit
vorgelegt der
Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät,
Institut für Physik
der
Humboldt–Universität zu Berlin

angefertigt am
DESY–IfH Zeuthen

von

Delia Hasch

Juli 1995

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Die Experimente der Hochenergiephysik untersuchen Eigenschaften von Teilchen, die als fundamentale Bausteine der Materie angesehen werden. Nach heutigem Kenntnisstand stellen zwei Teilchen–Gruppen die Grundbausteine der Materie dar. Die Zugehörigkeit zu einer der beiden Gruppen richtet sich nach dem Spin der Teilchen, einer fundamentalen Eigenschaft, die ihr Symmetrieverhalten bestimmt. Fermionen (Leptonen und Quarks) tragen halbzahligen und Bosonen ganzzahligen Spin. Von den Fermionen bilden die Quarks, die bisher nicht frei beobachtet wurden, die Bausteine der als Hadronen bezeichneten Teilchen, welche der starken Wechselwirkung unterliegen.
Die Existenz der Quarks, die zunächst als rein mathematische Größe in die Theorie eingeführt wurden, gilt aufgrund der tiefinelastischen Streuexperimente an Protonen und Neutronen heute als gesichert. Diese Experimente ermöglichten die präzise Bestimmung der Quarkverteilungen im Nukleon.
Der Spin der Nukleonen ist in einem sehr einfachen Modell als Summe der Spins seiner Konstituenten vorstellbar. Aufgrund theoretischer Überlegungen bezüglich verschiedener Summenregeln der Nukleonstrukturfunktionen und der ersten Experimente mit polarisierten Protonen wurde deutlich, daß ein solches Modell die Spinstruktur der Nukleonen nicht ausreichend beschreibt. Ergebnissen am SLAC und CERN zufolge, tragen die Valenzquarks lediglich 31 % zum Protonenspin bei.

Nach heutiger Sicht setzt sich der Spin der Nukleonen aus den Quarkspins, den Bahndrehimpulsen und den Spins der Gluonen zusammen. Der relative Anteil der einzelnen Beiträge am Gesamtspin von Proton und Neutron sowie eventuelle Unterschiede zwischen ihnen, sind derzeit noch ungeklärt.

In diesem Zusammenhang wird das Ziel des HERMES–Experimentes, in dessen Verlauf seit April 1995 Messungen am HERA–Speicherring des Deutschen Elektronen–Synchrotron erfolgen, zu einem besseren Verständnis des Spins der Nukleonen beitragen. Auf der Grundlage der Energie– und Winkelverteilungen der an einem internen polarisierten Gastarget gestreuten longitudinal polarisierten Positronen sollen die spinabhängigen Strukturfunktionen der Nukleonen bestimmt werden.

Die genaue Bestimmung der physikalischen Größen erfordert die Kenntnis und Minimierung des Einflusses des Detektors auf die Messung. Die wesentlichen zu optimierenden Kenngrößen eines Detektors sind seine Nachweisgenauigkeit und –wahrscheinlichkeit. Zudem muß der funktionale Zusammenhang zwischen der gesuchten Meßgröße und dem Detektorsignal bekannt sein. Dies erfordert die Eichung des Detektors.

Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Driftkammern, die für die Messung der Teilchenspuren eingesetzt werden, wird die Genauigkeit, mit der der Teilchendurchgang in der Kammer gemessen werden kann, als Ortsauflösung bezeichnet. Die Bestimmung dieses und weiterer charakteristischer Parameter sowie die Kalibration der Kammern auf der Grundlage von Testmessungen sind Bestandteil der vorliegenden Arbeit:

In den folgenden Kapiteln werden nach dem Vorstellen des HERMES–Experimentes Konzep-

tion und Aufbau der im Experiment eingesetzten Driftkammern beschrieben. Die Funktionsweise der Driftkammern wird mit der für die Ableitung der charakteristischen Kammerparameter notwendigen Ausführlichkeit dargestellt.
Kapitel 4 beeinhaltet die Erläuterung des Aufbaus am Teststrahl sowie der 'online' Datenanalyse.
Im 5. Abschnitt werden die Daten analysiert und die daraus folgenden Ergebnisse vorgestellt. Der Vergleich der Meßergebnisse mit den vorausgegangenen Abschätzungen schließt sich an.

2 Das HERMES–Experiment

2.1 Physikalische Grundlagen

Ziel des HERMES–Experimentes ist es, die innere Spinstruktur der Protonen und Neutronen mit Hilfe der tiefinelastischen Lepton–Nukleon Streuung zu untersuchen [HER 93]. Dabei erfolgt die Wechselwirkung des Leptons über ein virtuelles Photon bei hinreichend großen Impulsen mit einem einzelnen Quark im Nukleon.
Die Photon–Nukleon–Wechselwirkung ist für die Spinrichtung des getroffenen Quarks sensitiv, da z.B. ein transversal polarisiertes Photon ($m_\gamma = +1$) nur dann von einem Quark absorbiert werden kann, wenn dessen Spinprojektion auf diese Richtung $m_q = -1/2$ beträgt. Vergleicht man die Wechselwirkungsraten für den Fall, daß der Spin des Photons und des Nukleons parallel (Gesamtspinprojektion 3/2) bzw. antiparallel (Gesamtspinprojektion 1/2) zueinander stehen, erhält man:

$$\sigma_{\frac{3}{2}} \sim \sum_f e_f^2\, q_f^-(x, Q^2) \qquad \text{und} \qquad \sigma_{\frac{1}{2}} \sim \sum_f e_f^2\, q_f^+(x, Q^2) \quad . \tag{2.1}$$

Hierbei gibt q_f^+ (q_f^-) die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark der Ladungszahl e mit einem Spin parallel (antiparallel) zum Nukleon zu finden (die Summation läuft über alle Quark–Flavours). Die BJORKENsche Skalenvariable x wird im Quark–Parton–Modell als Impulsbruchteil des getroffenen Quarks am Gesamtimpuls des Nukleons interpretiert. Q^2 ist das negative Quadrat der invarianten Masse des virtuellen Photons.
Damit erhält man die Photonasymmetrie

$$A_1 = \frac{\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}} \approx \frac{\sum_f e_f^2\, (q_f^+(x, Q^2) - q_f^-(x, Q^2))}{\sum_f e_f^2\, (q_f^+(x, Q^2) + q_f^-(x, Q^2))} = \frac{g_1(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)} \quad , \tag{2.2}$$

wobei die Spinstrukturfunktion im Parton–Modell als

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2\, (q_f^+(x, Q^2) - q_f^-(x, Q^2)) \tag{2.3}$$

definiert wird. Die spinunabhängige Strukturfunktion $F_1(x, Q^2)$ beschreibt die Impulsverteilung der Quarks im Nukleon.
Experimentell ist aber nicht die Photonasymmetrie sondern die Leptonasymmetrie zugänglich:

$$A_{||}(x, Q^2) = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow}} \approx D(x, Q^2) \cdot A_1(x, Q^2) \quad . \tag{2.4}$$

Die Pfeile geben die relative Orientierung des Nukleonspins und des Leptonspins an. Der Polarisationsanteil, der vom Lepton auf das virtuelle Photon übertragen werden kann, wird durch den Depolarisationsfaktor D beschrieben, der nur von den kinematischen Variablen abhängt.

Für die HERMES–Messungen wird ein longitudinal polarisierter Positronenstrahl an einem internen Gastarget gestreut, welches je nach Fragestellung mit Wasserstoff, Deuterium oder Helium–3 gefüllt ist.

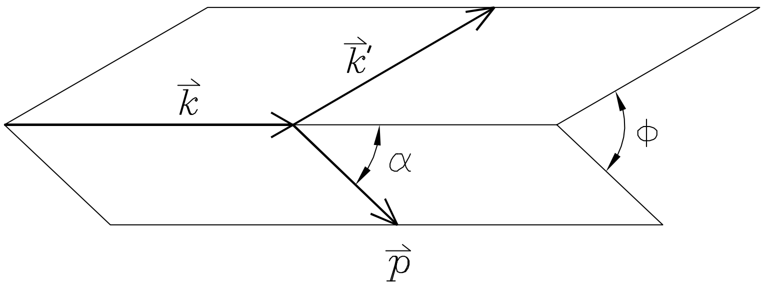


Abb. 2.1: *Erläuterung der Winkel α und Φ.*

Beschreibt α den Winkel zwischen dem Impulsvektor $\vec{k}$ des einfallenden Positrons und dem Polarisationsvektor $\vec{p}$ des Targets sowie Φ den Winkel zwischen der Polarisationsebene $(\vec{k},\vec{p})$ und der Streuebene $(\vec{k},\vec{k}')$ (vgl. Abb.2.1), erhält man den spinabhängigen Anteil des tiefinelastischen Wirkungsquerschittes für zwei entgegengesetzte Targetpolarisationen zu:

$$\frac{d^3(\sigma(\alpha)-\sigma(\alpha+\pi))}{dx\,dy\,d\Phi} = \frac{e^4}{4\pi^2 Q^2}\left[\cos\alpha\left(\left[1-\frac{y}{2}-\frac{y^2}{4}\gamma^2\right] g_1(x,Q^2)-\frac{y}{2}\gamma^2 g_2(x,Q^2)\right)\right] \tag{2.5}$$
$$-\frac{e^4}{4\pi^2 Q^2}\left[\sin\alpha\cos\Phi\sqrt{\gamma^2(1-y-\frac{y^2}{4}\gamma^2)}\left(\frac{y}{2}g_1(x,Q^2)+g_2(x,Q^2)\right)\right]$$

Hierbei sind $\nu = E - E'$ der Energieübertrag des virtuellen Photons, $y = \nu/E$ und $\gamma = \sqrt{Q^2}/\nu$.

Die Strukturfunktion $g_2(x,Q^2)$ hat im Quark–Parton–Modell keine anschauliche Bedeutung. Sie ist mit der transversalen Photonasymmetrie A_2 verknüpft und wurde in Glg.(2.4) aufgrund eines kinematischen Unterdrückungsfaktors vernachlässigt.
Experimentell gewinnt man die Strukturfunktionen über die Messung der Asymmetrien (vgl.Glg.(2.4)) für unterschiedliche Targetpolarisationen.

Die Momente der Strukturfunktionen sind durch Summenregeln verknüpft, die theoretische Vorhersagen über ihre Beiträge erlauben.
Für $g_1(x)$ gibt es zwei Summenregeln:

- Die grundlegende BJORKEN–Summenregel setzt nur die Isospinsymmetrie von Proton und Neutron voraus.

$$I_1^p - I_1^n = \int_0^1 [g_1^p(x) - g_1^n(x)]\,dx = \frac{1}{6}\frac{g_A}{g_V} = \frac{1}{6}(F+D) \tag{2.6}$$

- Die ELLIS–JAFFE–Summenregel beruht auf der Annahme, daß das s–Quark nicht zum Nukleonspin beiträgt und die SU(3)–Symmetrie erfüllt ist:

$$I^p = \int_0^1 g_1^p(x)\,dx = \frac{1}{2}(F-\frac{1}{9}D) \tag{2.7}$$

$$I^n = \int_0^1 g_1^n(x)\,dx = \frac{1}{3}(F-\frac{2}{3}D) \tag{2.8}$$

F und D sind die universellen Konstanten, mit denen das Verhältnis g_A/g_V der Axialvektor– und Vektorkopplungskonstante der schwachen Baryonenzerfälle aus der SU(3)–Symmetrie berechnet wird.
Wird die Q^2–Abhängigkeit von g_1 berücksichtigt, bekommt die rechte Seite der Summenregeln eine QCD–Korrektur in Form eines Polynoms in α_s, der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung.
Die bisherigen Messungen bestätigen die BJORKEN–Summenregel experimentell, wogegen die ELLIS–JAFFE Summenregel verletzt wird. [SMC 94]

Die Messung der Momente der Strukturfunktionen g_2 ist mit viel größeren Schwierigkeiten verknüpft. Die Anwendung des ^{3}He Targets für die ersten HERMES–Messungen ermöglicht die Bestimmung von g_2^n, für die bisher keine experimentellen Daten vorliegen.

Durch die Streuung eines unpolarisierten Positronenstrahls an einem polarisierten Target werden weitere Strukturfunktionen zugänglich, die mit HERMES gemessen werden können [HER 93].

2.2 Aufbau des HERMES–Experimentes

Der Aufbau des HERMES–Experimentes ([HER 93]) erfolgte in der Winterpause 1994/95 in der Osthalle am HERA–Speicherring des Deutschen Elektronen–Synchrotrons DESY.
Im HERA–Speicherring, **H**adron–**E**lektron–**R**ing–**A**nlage, werden z.Z. Positronen und Protonen gegenläufig auf Energien von $E_{max}(e^+) = 27.5$ GeV und $E_{max}(p) = 820$ GeV beschleunigt. Das Umstellen der Beschleunigung von Elektronen auf Positronen ermöglichte die Erhöhung der Lebensdauer des Strahls sowie das Erreichen höherer Strahlströme. Der zeitliche Abstand zweier Positronenpakete, die im HERA–Speicherring kreisen, beträgt 96 ns.
Für die Messungen mit dem HERMES–Spektrometer wird der Protonenstrahl nicht verwendet.

2.2.1 Polarisation des Positronenstrahls

Teilchenstrahlen in einem Speicherring erscheinen infolge des statistischen Verhaltens bei der Ausrichtung ihrer Spins zunächst unpolarisiert. Für leichte Teilchen $m \simeq m_{Elektron}$ kann sich aufgrund der Synchrotronstrahlung eine transversale Polarisation aufbauen. Dieses Verhalten wird durch den SOKOLOV–TERNOV–Effekt beschrieben [Sokv64]:
In den Dipolfeldern der Ablenkmagnete emittieren die Positronen Synchrotronstrahlung, die zu Spinübergängen führt, deren Übergangswahrscheinlichkeiten unterschiedlich groß sind. Übergänge, nach denen der Positronenspin parallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist, werden leicht bevorzugt.
Durch die Optimierung der Maschinenparameter zur Minimierung depolarisierender Effekte (z.B. Resonanzen, Strahl–Strahl–Wechselwirkungen), konnte im HERA Elektron–Ring eine effektive Polarisation bis zu 70% erreicht werden [Dürn94]. Die für die HERMES–Messungen notwendige *longitudinale* Polarisation der Positronen wird durch je einen Spinrotator vor und nach dem Target erreicht (Abb.2.2), wobei letzterer die transversale Polarisation wieder herstellt.

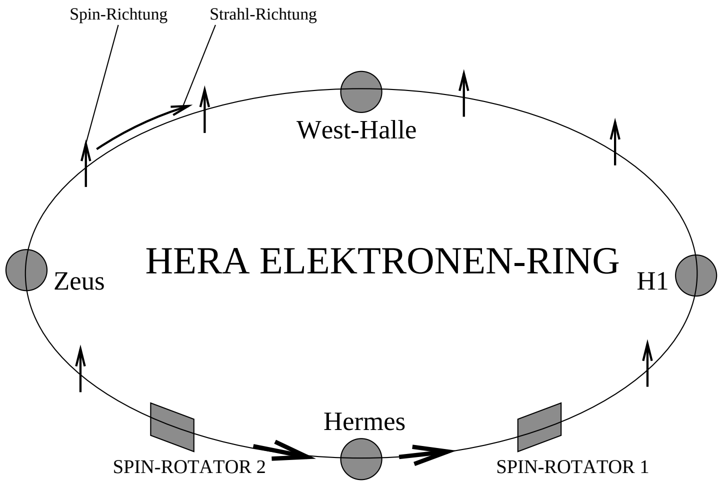


Abb. 2.2: *Schematische Darstellung der longitudinalen Ausrichtung der Spins des polarisierten Positronenstrahls für den Durchgang durch das HERMES Target.*

2.2.2 Target

Das HERMES–Target besteht aus einer dünnwandigen Speicherzelle, die sich direkt im Positronenstrahl befindet. Eine Gaszuführung ermöglicht das Injizieren verschiedener polarisierter atomarer Gase.

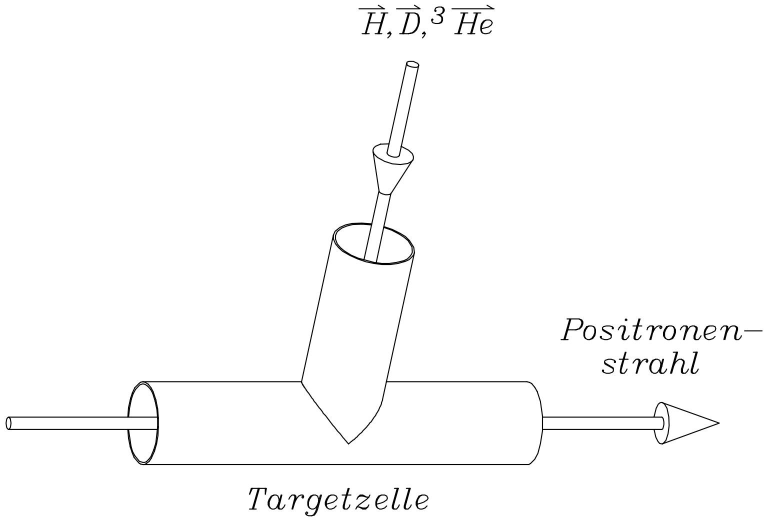


Abb. 2.3:
Schematische Darstellung der Speicherzelle des Gastargets, mit einer Länge von 400 *mm und einer elleptischen Querschnittsfläche von*
29.0 $\times$ 9.8 mm^2.

Mit diesem Aufbau ergeben sich Vorteile gegenüber herkömmlichen Targets:

- Die Verwendung einer Speicherzelle bewirkt eine um zwei Größenordnungen höhere Targetdichte gegenüber einem freien Gas–Strahl–Target.
- Entgegen kryogenisch festen Targets, für die der Verdünnungsfaktor f zur Angabe des polarisierten Targetmaterials typischerweise bei f = 0.11...0.16 (Butanol–Target) [Groß94] liegt, ist für rein atomare Targets mit hoher Polarisation ($\geq$ 90% für H,D) f nahe 1.
- Die Umkehr der Targetpolarisation erfolgt sehr schnell (für die HERMES–Messungen gewöhnlich alle 10 sec), wodurch dieser bei anderen Experimenten wesentliche Anteil am systematischen Fehler der Asymmetrien sehr klein wird.

2.2.3 Spektrometer

Der Aufbau des Spektrometers folgt der für Festtargetexperimente durch die Streuung in Vorwärtsrichtung gegebenen Anordnung (s. Abb.2.4).

Die Strahlröhren teilen das Spektrometer vertikal in identische Hälften und durchqueren das Zentrum des Dipolmagneten, der die Impulsanalyse des gestreuten Positrons und der Sekundärteilchen ermöglicht.
Die maximale integrierte Flußdichte des Magneten beträgt 1.5 Tm. Gegen das Magnetfeld sind die Strahlröhren durch ein Stahl–Septum abgeschirmt. Dieses schränkt den minimalen Akzeptanzwinkel in vertikaler Richtung auf 40 mrad ein.

Die Höhe der Magnetöffnung legt den vollständigen Akzeptanzbereich fest:

- vertikal : $40 \text{ mrad} \leq | \Theta_{vert} | \leq 140 \text{ mrad}$
- horizontal : $| \Theta_{horz} | \leq (170+100) \text{ mrad}$

Die Erweiterung des horizontalen Öffnungswinkels um 100 mrad berücksichtigt die Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld mit Impulsen von wenigstens 3.5 GeV.

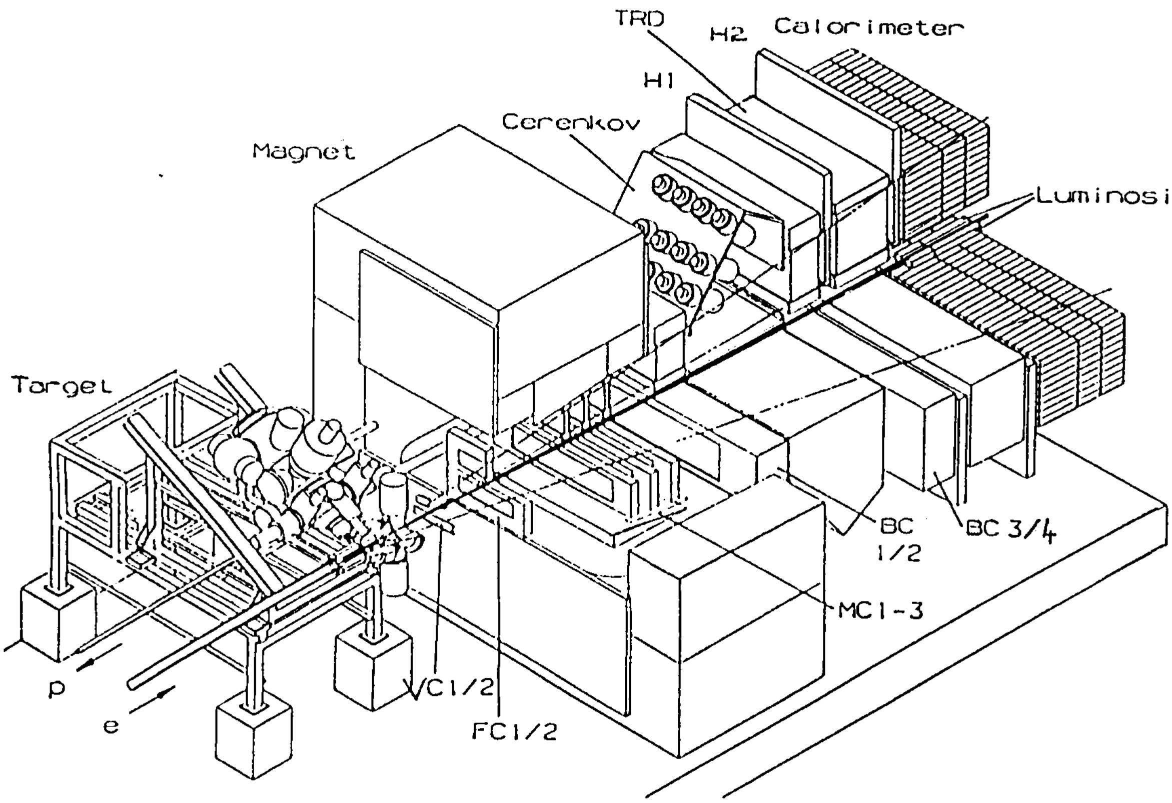


Abb. 2.4: *Darstellung des HERMES–Detektors.*
Angedeutet sind die Akzeptanzbereiche in horizontaler und vertikaler Richtung.

Die Impuls– und Winkelverteilungen des gestreuten Positrons und der hadronischen Reaktionsprodukte werden durch die Messung der Teilchenspuren bestimmt:
Vor dem Magneten ermöglichen Mikrostreifen–Gas–Detektoren **VC1/2** und Driftkammern **FC1/2** die Bestimmung der Vertexposition und des Streuwinkels.
Der Impuls der Teilchen wird aus der Winkeländerung ihrer Spur im Magneten berechnet. Dazu wird die Teilchenspur hinter diesem durch die Driftkammern **BC1/2** und **BC3/4** vermessen. Zur Verlängerung des Hebels für die genaue Positionsbestimmung sind die BC–Kammerpaare in einem Abstand von etwa 2 m zueinander eingebaut. In dem Magneten

installierte Proportionalkammern erleichtern die vollständige Spurrekonstruktion.

Zwischen den hinteren Driftkammern ist als Teil des Teilchenidentifizierungssystems ein Schwellen–ČERENKOV–Zähler installiert. Im Energiebereich von 4.5 bis 16 GeV können damit Pionen von Kaonen und Protonen getrennt werden.
Die Hodoskope **H1/2** ermöglichen einen sehr schnellen Nachweis geladener Teilchen. Mit einem Bleiglas–Kalorimeter, dem das hintere Hodoskop als Preshower dient, wird die Energie der Teilchen gemessen. Eine Energiedeposition $\geq$ 3.5 GeV in einem Kalorimetermodul in Koinzidenz zu einem Hodoskopsignal löst die erste Stufe des Triggers aus.
Zur Separation des Pionuntergrundes wurde zwischen die Hodoskope ein Übergangsstrahlungsdetektor (**TRD**) eingebaut. In Kombination mit dem Kalorimeter ergibt sich ein Pionunterdrückungsfaktor $\pi/e \geq$ 1:30000.

Die Luminosität des Experimentes (L = Strahlstrom $\times$ Targetflächendichte) wird durch den Nachweis der an den Hüllenelektronen des Targets BHABHA–gestreuten Positronen in Koinzidenz mit den getroffenen Hüllenelektronen gemessen. Die Kenntnis der Luminosität ist für die Messung absoluter Zählraten erforderlich.

3 Prinzipien der Ortsmessung mit Driftkammern

Die Vermessung von Teilchenspuren gehört zu den grundlegenden Aufgaben von Detektoren in der experimentellen Teilchenphysik.
Mit der Vorstellung der ersten Vieldrahtproportionalkammer 1968 durch CHARPAK und Mitarbeiter [Char68] wurde ein prinzipiell neuer Detektortyp eingeführt. Wurden bis dahin alle Detektorinformationen (von Emulsionen, Blasen–und Funkenkammern, ...) auf fotografischen Medien aufgezeichnet und zu einem späteren Zeitpunkt analysiert, konnten diese jetzt unmittelbar elektronisch aufbereitet und weiterverarbeitet werden.
Proportionalkammern bestehen aus einer Anordnung vieler Anodendrähte (Signaldrähte) zwischen Kathodenflächen oder –drähten, die als unabhängige Proportionalitätszählrohre wirken.
Die durch Ionisation freigesetzten Elektronen und Ionen driften unter dem Einfluß des elektrischen Feldes entsprechend ihrer Ladung zur Anode bzw. Kathode. In unmittelbarer Nähe der Signaldrähte gelangen die Elektronen in den Bereich sehr hoher Feldstärken, so daß sie zwischen zwei Stößen genügend Energie gewinnen, um ihrerseits Atome zu ionisieren. Dieser zur Signalentstehung führende Verstärkungsprozeß findet unabhängig vom Ort der ersten Ionisation in einer schmalen Region um den Anodendraht statt.

3.1 Allgemeiner Aufbau einer Driftkammer

Während der Entwicklung von Proportionalkammern erkannte man, daß der Ort des Teilchendurchgangs im Zusammenhang mit der Driftzeit der Elektronen aus der Primärionisation steht. Dies führte 1970/71 zur Entwicklung der *Driftkammer.* [Char70],[Walt71]
Zwischen zwei Signaldrähten der Proportionalkammer wird ein weiterer, auf negativem Potential liegender Felddraht eingefügt, um eine möglichst homogene Feldverteilung zu erreichen. Mißt man unter Verwendung eines äußeren Triggersignals die Zeit Δt zwischen dem Durchgang des Teilchens (t_0) und dem Ansprechen des Signaldrahtes (t), ergibt sich bei bekannter Driftgeschwindigkeit v_D der Ort des Teilchendurchgangs

$$x(\Delta t) = \int_{t_0}^{t} v_{drift}(t')\, dt'. \tag{3.1}$$

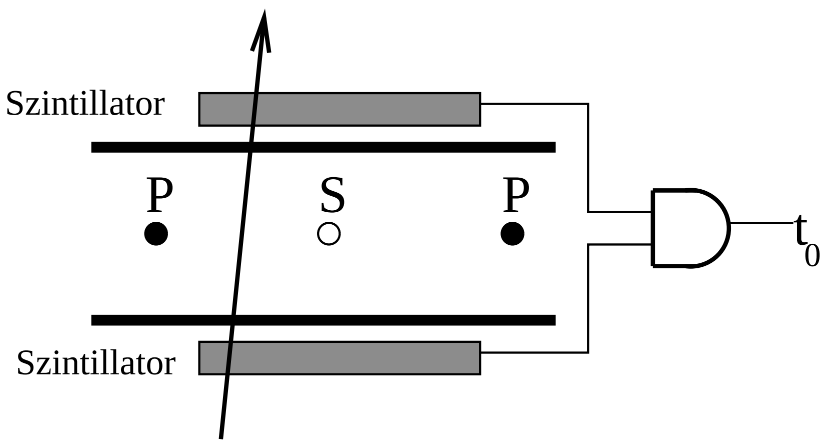


Abb. 3.1:
Schematische Darstellung der Messung mit einer Driftkammer.
P *bezeichnet den Potentialdraht,* S *den Signaldraht.*

3.2 Der Aufbau der Driftkammern BC1-4

3.2.1 Konzeption

Die Vorgaben für den Bau der Kammern folgen aus ihrer Verwendung zur Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung der gestreuten sowie der erzeugten Teilchen:

- **Dimensionierung**
  Es wird ein möglichst großer Abstand L zwischen den Kammermodulen angestrebt, da mit zunehmendem L die Winkelmessung (θ) und damit gleichzeitig die Impulsauflösung ($\sigma(p)$) verbessert wird:

  $$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sigma(\theta)}{\theta} \sim \frac{\sigma_{spur}}{L} \tag{3.2}$$

  σ_{spur} ... Genauigkeit der Spurbestimmung

  Beschränkt wird L im Falle von HERMES durch den verfügbaren Platz für den Einbau des Gesamtdetektors und durch die zunehmende Größe der Kammern mit wachsendem L, wodurch sich (i.a.) die Ortsauflösung verschlechtert.

  Die Sensitivität der Kammern wird über den gesamten Akzeptanzbereich angestrebt (s. Abschnitt 2.2.3). Entsprechend ihrer z–Position in bezug auf die Targetposition ergibt sich damit die Größe der aktiven Flächen für die Driftkammern (s. Tabelle 3.1).

- **Redundanz**
  Eine hohe Effektivität und gute Ortsauflösung der Spurrekonstruktion erfordern eine ausreichende Redundanz, um auch beim Ausfall einzelner Ebenen oder eines Moduls die Rekonstruktion zu gewährleisten.

- **Trennung von Signal und Untergrund**
  Zur Vereinfachung der Spurrekonstruktion sollen sich maximal die Ereignisse zweier Positronenpakete überlappen. Der zeitliche Abstand von zwei Paketen im HERA–Speicherring beträgt 96 ns. Damit ergeben sich maximale Driftzeiten von $t_{max} \leq 180$ ns in einer Driftzelle.

Für die **Betriebsbedingungen** der Kammern gelten die folgenden Anforderungen:

- Um die Zahl der auszulesenden Kanäle und damit die Kosten für die Auslese–Elektronik so gering wie möglich zu halten, wird mit einem schnellen Driftgas gearbeitet.

- Den Sicherheitsbestimmungen am DESY entsprechend, muß das Driftgas unbrennbar sein.

- Als Arbeitsbereich wird der Proportionalmodus gewählt, um einerseits die elektrostatischen Kräfte zwischen den Drähten und Folien zu verringern und andererseits schnellen Alterungserscheinungen vorzubeugen.

3.2.2 Konstruktion der Kammer

Tabelle 3.1 gibt eine Übersicht relevanter Maße und Eigenschaften der Kammern. Eine detaillierte Beschreibung der Konstruktion und des Aufbaus der Driftkammern ist in [Bern95] zu finden.

	BC1/2	BC3/4
Aktive Fläche (mm^2)	1860 $\times$ 520	2880 $\times$ 710
Signaldrähte pro Ebene	128	192
Kanäle pro Modul	768	1152
Zellgröße	15 mm x 16 mm	
Anodendrähte	25 μm Au beschichtetes W	
Potentialdrähte	125 μm Au beschichtetes Cu-Be	
Kathodenfolien	25 μm C beschichtetes Kapton	
Strahlungslänge je Modul	0.26 %	
Dicke des Moduls in z–Richtung	190 mm	

Tab. 3.1: *Zusammenstellung der Eigenschaften der Drifkammern* BC 1–4 .

In das Spektrometer werden je 2 Module der Kammern BC 1/2 und BC 3/4 hintereinander in die obere und die untere Spektrometerhälfte eingebaut (s.Abb.3.2 auf Seite 14).
Jedes Modul besteht aus sechs Drahtebenen und sieben Folienrahmen, welche, bespannt mit einer graphitierten Kaptonfolie, die Kathoden darstellen. Die 14 Draht– und Folienrahmen von je 8 mm Dicke werden von zwei Stahlrahmen zusammengehalten, die die mechanische Stabilität der Kammer gewährleisten. Die Drahtrahmen sind abwechselnd mit Signal– und Potentialdrähten im Abstand von 7.5 mm bespannt. Ihre Position wird mit hoher Präzision durch Paßstifte festgelegt. Wegen der Größe der Kammern muß die Verformung der Rahmen aufgrund der Drahtspannung beachtet werden. Diese Spannung ist notwendig, um die Einhaltung der Lagetoleranzen der Drähte auch unter dem Einfluß auftretender elektrostatischer Kräfte zu gewährleisten. Die resultierenden Kräfte auf die Rahmen wurden mit der Methode der Finiten Elemente berechnet. Dementsprechend erfolgte die Korrektur durch das Positionieren der Paßstifte entlang einer Kurve, so daß nach dem Bespannen die Sollpositionen erreicht wurden. Alle Drahtrahmen wurden mit einem Lasersystem vermessen, um Abweichungen der Drahtposition von den Sollwerten korrigieren zu können. Die mittlere Abweichung von der Norm betrug $\simeq 20\ \mu m$. [Gute94]
Die sechs Drahtrahmen eines Moduls bestehen aus 3 Ebenentypen mit dem Stereowinkel β:

U	UU	X	XX	U	UU
$+\beta$	$+\beta$	0	0	$-\beta$	$-\beta$

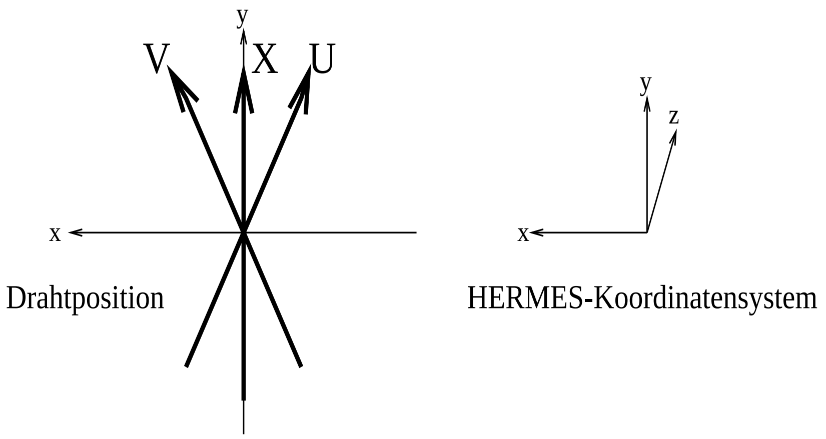
Die Festlegung des Stereowinkels auf $\beta = 30^\circ$ erfolgte nach einer Monte Carlo Studie zur Minimierung der Impuls– und Winkelauflösung. [Int2/92]

Aus den Koordinaten der Meßebenen[1] X, U, V können räumliche Spurkoordinaten bzgl. des HERMES–Koordinatensystems berechnet werden:

- Für senkrecht einfallende Spuren gilt in der Projektion auf das Koordinatensystem der Meßebenen (u,v):

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ \cos\beta & -\sin\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

  Die x–Koordinate entspricht derjenigen im HERMES–System:



- Aus den gemessenen Koordinaten (u,v) erhält man durch Invertieren der Matrix (Glg. 3.3) die Koordinaten bzgl. des HERMES–Koordinatensystems:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{1}{\cos\beta} & \frac{1}{\cos\beta} \\ \frac{1}{\sin\beta} & -\frac{1}{\sin\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

Durch die alleinige Zeitmessung in der Zelle einer Driftkammer kann nicht unterschieden werden, auf welcher Seite des Signaldrahtes der Teilchendurchgang erfolgte (s. Abb.3.3 auf Seite 15). Die jeweils zweite Ebene (UU, XX, VV) einer gegebenen Drahtrichtung ist deshalb um eine halbe Driftzellenbreite bzgl. der ersten versetzt. Diese Anordnung erlaubt, die links/rechts Unsicherheit aufzulösen, welche durch die Zeitmessung entsteht.

Für die Spurrekonstruktion hinter dem Magneten sind somit Meßdaten von insgesamt 24 Drahtebenen für jede Spektrometerhälfte verfügbar. Da eine räumliche Spur eindeutig durch vier Ebenen bestimmt ist, weist das Kammersystem ein hohes Maß an Redundanz auf. Dies sichert eine

- hohe Effektivität:
  Beispielsweise erreicht man mit einem zu 95 % effektiven Kammermodul unter Verwendung von 12 Ebenen (2 Module) eine Effektivität in der

[1] Die Meßebene entspricht den Drahtebenen der Kammer senkrecht zur Strahlrichtung (z) an einer festen z–Position.

Spurrekonstruktion von $\epsilon = 99.85\,\%$.
Die Effektivität der Kammer berechnet sich dabei nach der Binominalverteilung zu :

$$\epsilon = \sum_{k=4}^{12} p^k \, (1-p)^{n-k} \begin{pmatrix} n \\ k \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

- gute Spur–Meßgenauigkeit:
  Die Ortsgenauigkeit der Spurrekonstruktion erhöht sich mit der Anzahl der Meßpunkte und verbessert damit die Impulsauflösung :

$$\sigma_{Spur} \sim \frac{\sigma_0}{\sqrt{N}} \tag{3.6}$$

N ist die Anzahl der unabhängigen Messungen (entspricht der Zahl der getroffenen Ebenen) und σ_0 die Einzeldrahtauflösung der Driftkammer.

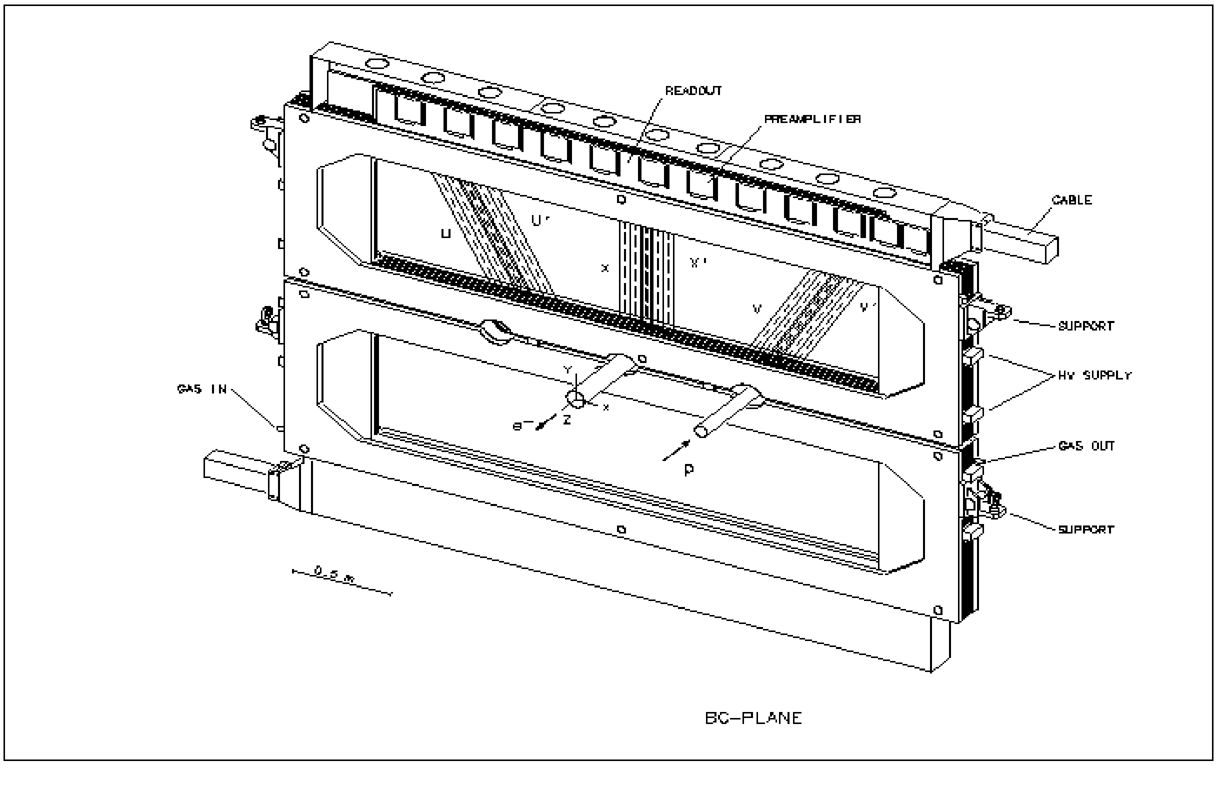


Abb. 3.2: *Dargestellt ist je ein Modul der oberen und unteren Spektrometerhälfte, die durch die Strahlröhren (e^- , p) voneinander getrennt sind. Schematisch sind die Orientierungen der Drahtebenen angedeutet. Eine ausführliche Beschreibung der skizzierten Details (Versorgungsanschlüsse für das Gas und die Spannungen, Vorverstärkerkarten, ...) wird in* [Bern95] *gegeben.*

3.3 Funktionsweise der Driftkammer

Alle Prozesse, die dem Meßprinzip von Driftkammern zugrunde liegen, lassen sich anhand einer Driftzelle dieser Kammer beschreiben. Ebenso können alle relevanten Parameter (z.B. Effektivität, Auflösung, etc.) auf eine Zelle bezogen werden und, bei Gleichheit aller Zellen, die Charakteristik der Kammer wiedergeben. Bestimmt werden diese Parameter durch das Driftgas, die Zellgeometrie und die sich aus dieser mit der angelegten Hochspannung ergebenden Feldverteilung in der Zelle.
Eine Verschlechterung der Kammerparameter tritt durch Signalverarbeitung der elektronischen Auslese auf, durch unerwünschte kapazitive Kopplungen und elektrostatische Kräfte zwischen den Drähten und Ebenen sowie, insbesondere bei großen Driftkammern, durch mechanische Toleranzen.

3.3.1 Zellenaufbau

Die Driftzellen der Kammer sind zwischen den Drahtebenen durch die Kathodenfolien und innerhalb einer Ebene durch die einem Signaldraht benachbarten Potentialdrähte begrenzt (s. Abb.3.3). Die Größe der Driftzellen beträgt $15 \times 16\ mm^2$.

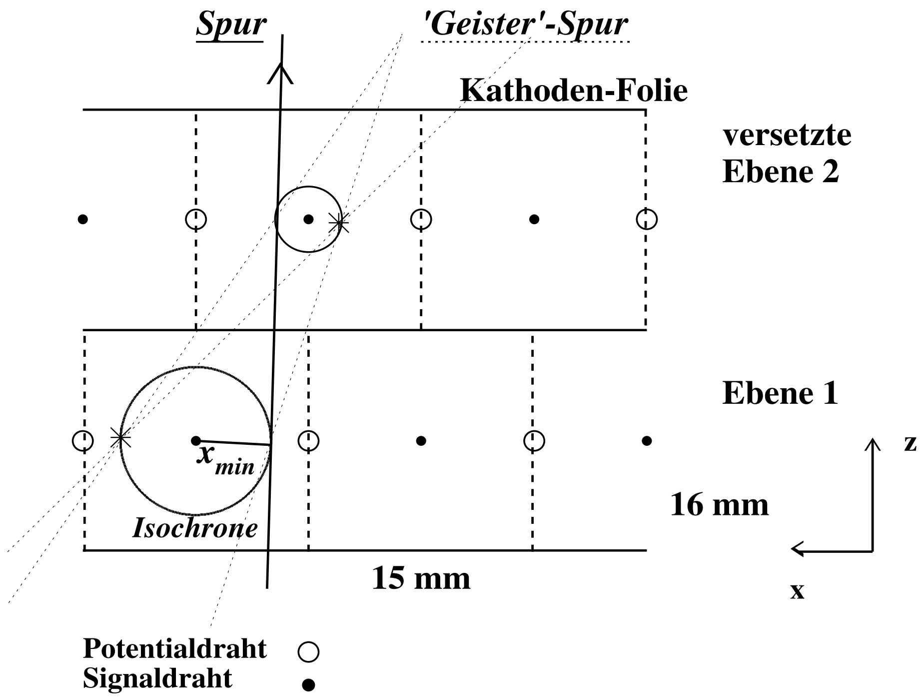


Abb. 3.3: *Der Zellaufbau der Driftkammern.*
Dargestellt ist die Versetzung benachbarter Ebenen gleichen Typs zur Auflösung der Ambiguität (die eingezeichnete Spur illustriert die Unterscheidung von den Geisterspuren, die bei Hinzunahme weiterer Ebenen vollständig voneinander getrennt werden können).

Die Kathodenflächen und Potentialdrähte liegen auf negativem Potential und die Signaldrähte auf Massepotential, wodurch sich in der Driftzelle ein elektrisches Feld für die gerichtete Bewegung der Elektronen und Ionen aufbaut. In Abbildung 3.4 ist die mit

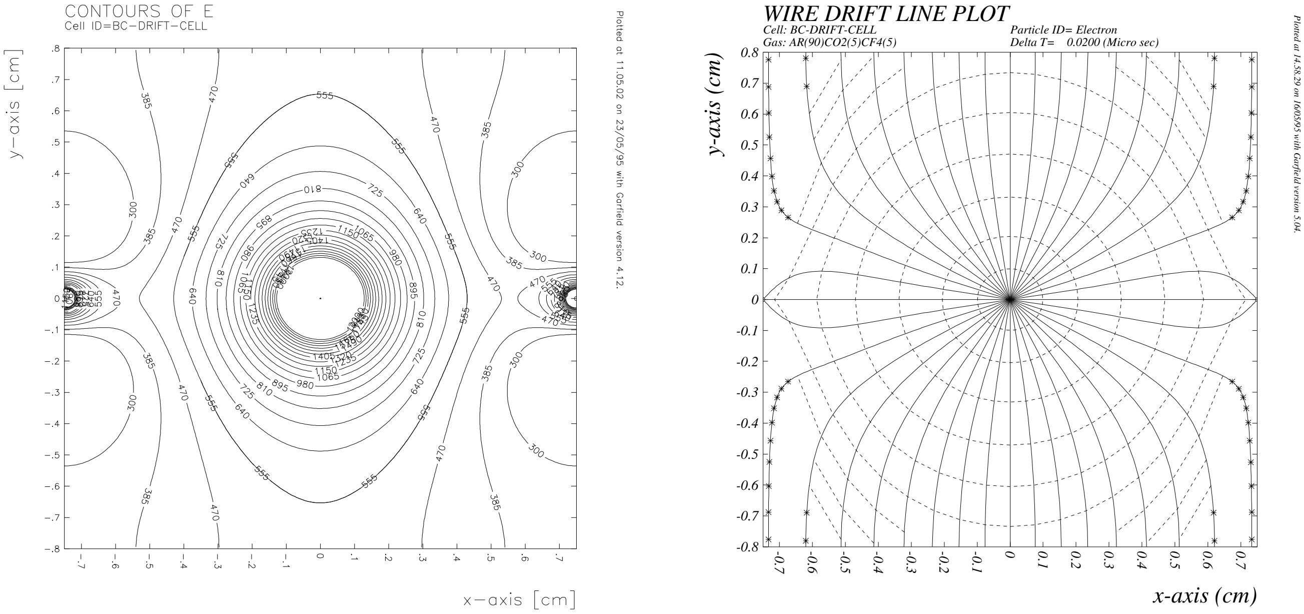


Abb. 3.4: linkes Bild: *Feldverteilung in einer Zelle. Der Signaldraht liegt bei* $x=0$, *die Potentialdrähte bei* $x=\pm 0.75$ *cm, die Kathodenfolien bei* $y=\pm 0.8$ cm.
rechtes Bild: *Driftlinien und Isochronen, die sich aus der nebenstehenden Feldkonfiguration ergeben.*

GARFIELD[2] berechnete Feldkonfiguration in einer Zelle für eine typische Spannung von –1750 V an den Potentialdrähten und den Kathodenfolien dargestellt. Das rechte Bild zeigt die sich aus dem Feld ergebenden Driftlinien und Orte gleicher Driftzeit (Isochronen). Aufgrund der starken Inhomogenität des Feldes gibt es in der Zelle keine Bereiche konstanter Driftgeschwindigkeit, die einen parallelen Verlauf der Driftlinien und Isochronen ergeben würde. Dies führt zu einer nichtlinearen Abhängigkeit zwischen dem Ort des Teilchendurchgangs und der gemessenen Zeit.

3.3.2 Ionisation

In allen Detektoren werden geladene Teilchen über ihre Wechselwirkung mit dem Detektormedium nachgewiesen.
Ein geladenes Teilchen, das eine Driftkammer durchquert, verliert einen Bruchteil seiner Energie im wesentlichen durch inelastische Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen der Atome bzw. Moleküle, die dadurch ionisiert und angeregt werden.

[2] GARFIELD [Garf93] ist ein im CERN entwickeltes Driftkammer–Simulationsprogramm. Die y–Koordinate in diesen und allen weiteren GARFIELD–Darstellungen entspricht der z–Koordinate im HERMES–Koordinatensystem.

Dieser Prozeß wird für schwere Teilchen $m \gg m_{Elektron}$ durch die BETHE–BLOCH–Formel beschrieben [Beth30]:

$$\frac{dE}{dx} = 4\,\pi\, r_e^2\, m_e c^2\, N_0\, \frac{Z}{A}\, \rho\, \frac{1}{\beta^2}\, z^2 \left(ln\, \frac{2\, m_e c^2\, \beta^2\, \gamma^2}{I} - \beta^2 - \delta\,(\beta) \right) \tag{3.7}$$

N_0	...	AVOGADRO–Zahl
ρ	...	Gasdichte
Z,A	...	Ordnungs–und Massenzahl der Gasatome
z	...	Ladung des ionisierenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung e
$m_e c^2$	...	Ruheenergie der Elektronen
r_e	...	klassischer Elektronenradius ($r_e = e^2/m_e c^2$)
I	...	effektives Ionisationspotential
δ	...	Korrekturterm zur Berücksichtigung des Dichteeffekts
β	...	Teilchengeschwindigkeit ($\beta = v/c$)
γ^2	=	$1/(1-\beta^2)$

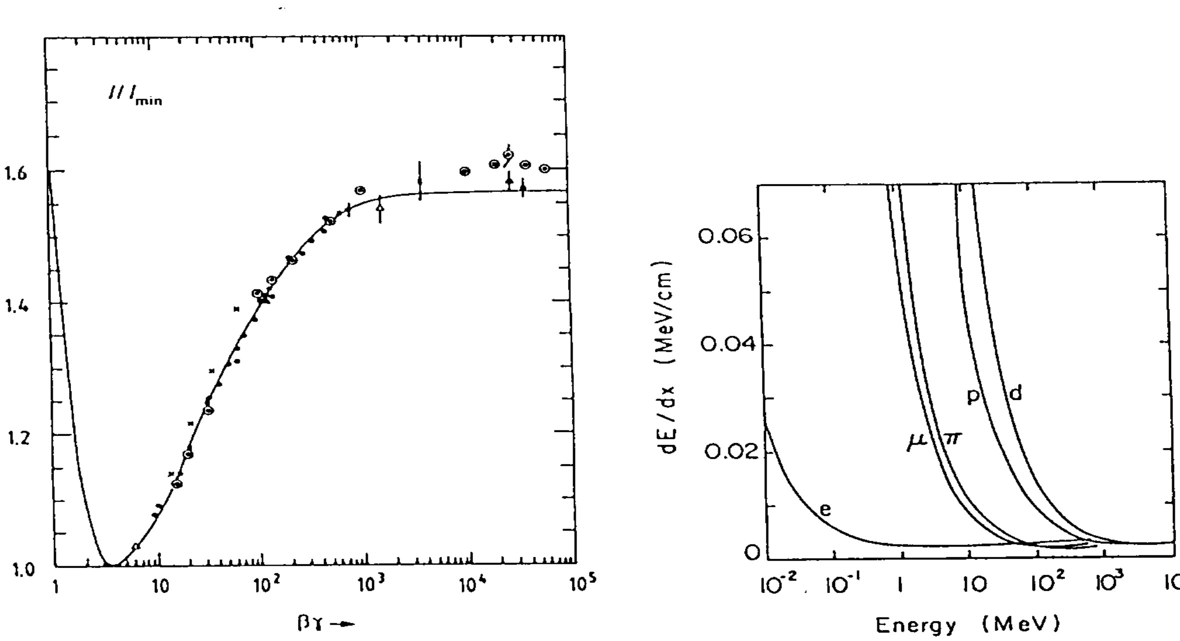


Abb. 3.5: linkes Bild: *Normierter mittlerer Energieverlust nach* BETHE–BLOCH *in Argon.* [Blum93]
rechtes Bild: *Energieverlust für verschiedene Teilchen in Luft.* [Saul77]

Nach Glg.(3.7) hängt der Energieverlust nicht von der Masse des ionisierenden Teilchens sondern nur von dessen Geschwindigkeit ab. Den Verlauf des Energieverlustes als Funktion

der kinetischen Energie des Teilchens zeigt Abbildung 3.5.
Im *nichtrelativistischen Bereich* verhält sich dE/dx proportional zu $1/\beta^2$ bis zum Erreichen des *Minimums* bei $f_{min}(\beta \cdot \gamma = \mathrm{p/mc} \simeq 4)$, welches für Teilchen gleicher Ladung denselben Wert annimmt.[3] Für Teilchen mit *relativistischen Energien* ($\beta \simeq 1$) steigt der Energieverlust entsprechend dem logarithmischen Term in Glg.(3.7). Dieser relativistische Anstieg wird durch den Dichteeffekt $\delta(\beta)$ begrenzt.

Für **Elektronen und Positronen** sind aufgrund ihrer geringen Masse einige Annahmen, die der Herleitung der BETHE–BLOCH–Formel für schwere Teilchen zugrunde liegen, nicht mehr gültig. Insbesondere wird, wegen der gleichen Größe der wechselwirkenden Teilchen, der maximale Energieübertrag : $W_{max} = E_{kin}/2$. Eine einfache Modifizierung von Glg.(3.7) ergibt sich mit $\beta \approx 1$ zu:

$$\frac{dE}{dx}_{|Ion} = 4\pi\, r_e^2\, m_e c^2\, N_0\, \frac{Z}{A}\, \rho \, \left(ln\, \frac{\gamma\, m_e c^2}{2\, I} - 1 \right) . \tag{3.8}$$

Eine genauere Beschreibung, die die Nichtunterscheidbarkeit [4] der Teilchen berücksichtigt, findet man in [Leo 94].
Zusätzlich zur Ionisierung muß für Elektronen und Positronen der Energieverlust durch **Bremsstrahlung** beachtet werden. Die Teilchen werden hierbei im COULOMB–Feld der Kerne abgebremst und verlieren einen Teil ihrer Energie durch das Aussenden von Photonen [Klei87]:

$$\frac{dE}{dx}_{|Brems} = 4\, \alpha\, N_0\, \frac{Z^2}{A}\, z^2 \, \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) \, E \cdot ln\, \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{E}{X_0} \tag{3.9}$$

Z,A	...	Ladungs–und Massenzahl des bremsenden Mediums
z,m,E	...	Ladung, Masse, Energie des einfallenden Teilchens
α	...	Feinstrukturkonstante .

Die durch Glg.(3.9) definierte Strahlungslänge X_0 gibt die Schichtdicke an, nach deren Durchqueren die Energie des Teilchens um den Faktor 1/e geschwächt ist.[5]
In Gasdetektoren kann der Energieverlust durch Bremsstrahlung aufgrund der großen Strahlungslängen als Beitrag zur Ionisierung gegenüber der Ionisierung durch die COULOMB–Wechselwirkung vernachlässigt werden.
Proportional zur Dicke der Materieschicht verschlechtert sich allerdings die Impulsauflösung durch Bremsstrahlungsverluste, und der Fehler der Impulsbestimmung wird nicht mehr durch die Spurauflösung Glg.(3.6) sondern durch den Energieverlust dominiert.

[3] Teilchen mit dieser Energie werden als minimal ionisierende Teilchen (m.i.p.) bezeichnet.
[4] gilt nur für Elektronen
[5] Dies ergibt sich durch Integration von (3.9): E=E_0 exp(-x/X_0).

Ionisationsausbeute
Die BETHE–BLOCH–Formel beschreibt den *mittleren* Energieverlust eines Teilchens durch Ionisation. Die Verteilung dieser Energieänderung folgt für dünne Schichten der asymmetrischen LANDAU–Verteilung mit einem Ausläufer zu hohen Werten. Diese durch 'δ–Elektronen' verursachten großen Energieüberträge führen in Driftkammern zu einer Begrenzung der Auflösung durch den Versatz des Ladungsschwerpunktes. Monte Carlo Berechnungen ergaben für die Kammermodule einen Untergrund durch δ–Elektronen von $\simeq 5\%$ [HMC 94].

Die Gesamtzahl n_{tot} der durch Ionisation freigesetzten Ionen ist proportional dem Energieverlust ΔE im Material:

$$n_{tot} = \frac{\Delta E}{W_i} \qquad W_i \ldots \text{Energieverlust pro freigesetztem Ionenpaar} \ . \tag{3.10}$$

Dabei ist n_{tot} größer als die Zahl n_p der primär erzeugten Elektronen. Diese besitzen also im Mittel genügend Energie, um weitere Atome in einem kleinen Bereich ($\simeq 5\mu m$) um den Entstehungsort des ersten Elektrons zu ionisieren (Sekundärionisation). Entlang der Teilchenspur bilden sich Cluster, die für Gase mit hohem Argon–Anteil aus durchschnittlich 3 Elektronen bestehen ($n_p^{Ar} = 29$ /cm und $n_{tot}^{Ar} = 94$ /cm). [Saul77]

Die **Verteilung** der **Primärionisation** folgt einer POISSON–Verteilung. Die Abstände zwischen den Clustern sind somit unabhängig voneinander und die Wahrscheinlichkeit, im Abstand x von einem Cluster einen weiteren zu finden ist f(x) = exp(− n_px).

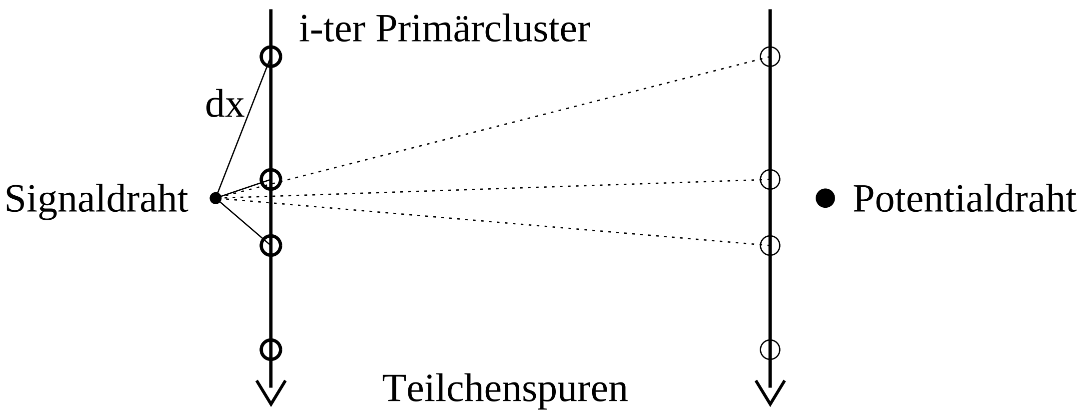


Abb. 3.6: *Einfluß der Primärionisationsverteilung.*
Verschiedene Teilchentrajektorien illustrieren den möglichen Fehler der Positionsbestimmung in der Nähe des Signaldrahtes. Wird das von der Elektronik akzeptierte Signal durch ein Elektron aus dem i–ten Cluster ausgelöst, mißt man statt des senkrechten Abstandes den größeren Abstand dx *für den Teilchendurchgang.*

Diese Verteilung beeinflußt die Auflösung des Detektors, da die Triggerung der Elektronik i.a. die Registrierung mehrerer Elektronen erfordert. Für kurze Abstände vom Signaldraht wird die Auflösung der Kammer durch die Statistik der Primärionisation dominiert (s. Abb.3.6 sowie Abb.3.15 auf Seite 30).

3.3.3 Signalentstehung

Erreichen die driftenden Elektronen die Nähe des Signaldrahtes, gelangen sie in Bereiche sehr hoher Feldstärken, so daß sie zwischen zwei Stößen genug Energie gewinnen, um weitere Atome zu ionisieren. Die hierbei freigesetzten Elektronen können wiederum Elektron–Ion–Paare erzeugen. Es bildet sich eine Lawine von Ladungsträgern aus, die einen Puls ausreichender Größe am Signaldraht erzeugt.
Die Zahl der dabei freigesetzten Elektron–Ion–Paare pro Längeneinheit wird als erster TOWNSEND–Koeffizient α bezeichnet:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda(\epsilon)} = N\,\sigma_I(\epsilon)\ . \tag{3.11}$$

Dabei bezeichnet λ die mittlere freie Weglänge, N die Moleküldichte, und σ_I den Ionisations–Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Elektronenenergie ϵ. Der Koeffizient α ist abhängig vom verwendeten Gas, dem Druck und der Feldstärke.
Die Änderung der Zahl der Elektronen dn = n $\alpha(x)$ dx nach einer Wegstrecke dx ergibt den Verstärkungsfaktor M:

$$M = \frac{n}{n_0} = exp \int_{x_0}^{x} \alpha(x')dx'\,, \tag{3.12}$$

wobei n_0 der Zahl n_{tot} der durch Primärionisation und Clusterbildung erzeugten Elektronen entspricht und n der Zahl der durch die Verstärkung am Ort x vorhandenen Elektronen.
Die Integration erstreckt sich vom Entstehungsort x_0 der Lawine bis zur Signaldrahtoberfläche. Typische Werte für Gasgemische mit hohem Argon–Anteil sind für $x_0 = r_S + k\lambda\ :\ k\lambda \simeq 20...50\,\mu m$ für $r_S \simeq 30\,\mu m$ (r_S ist der Durchmesser des Signaldrahtes). [Grup93]

Mit der Gasverstärkung beginnt die Signalentwicklung auf dem Anodendraht. Die mittlere Driftgeschwindigkeit der Elektronen in Signaldrahtnähe (Abb.3.8 auf Seite 24) beträgt $\simeq 45\ \mu m/ns$. Damit ist die Gesamtdauer des Elektronenpulses von der Größenordnung 1 ns. Um diesen aufzulösen muß die Anstiegszeit des Verstärkers < 1ns sein. Die Driftgeschwindigkeit der Ionen ist um drei Größenordnungen kleiner, so daß das meßbare Signal im wesentlichen durch die Drift der Ionen gegeben ist.
Wird die Driftkammer im Proportionalmodus betrieben, ist das gemessene Signal direkt proportional der Zahl der durch Primärionisation entstandenen Elektronen. Es werden Verstärkungsfaktoren im Bereich von $10^4...10^6$ erreicht.

Bei dem Prozeß der Lawinenbildung entstehen durch die Anregung der Gasatome und –moleküle außerdem energiereiche Photonen. Diese können die Driftzelle auch längs der Anode durchqueren und über den Photoeffekt ständige Entladungen bewirken. Für die Dissipation der Energie der Photonen werden dem Gas Quencher (*engl.:* quench = löschen) beigemischt. Dies sind polyatomare Gase mit einem breiten Spektrum von Rotations– und Schwingungsmoden, um Photonen unterschiedlicher Energie zu absorbieren.

3.3.4 Elektronen–Drift in Gasen

Die von einem Teilchen durch Ionisation freigesetzten Elektronen bestimmen den Ort des Teilchendurchgangs. Die *Drift* der freigesetzten Elektronen von der Ionisationsspur bis zum Signaldraht bestimmt die Orts–Driftzeit–Beziehung (SDTR **S**pace **D**rift **T**ime **R**elation) einer Driftkammer.
Dabei ist der gerichteten Bewegung der Elektronencluster entlang der elektrischen Feldlinien die statistische thermische Bewegung (**Diffusion**) der Elektronen überlagert.
Wird die Ausdehnung der Elektronencluster durch eine GAUSS–Verteilung beschrieben, nimmt die Breite dieser Verteilung proportional zur Driftzeit zu. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes ergeben sich für die zunächst isotrope Diffusion verschiedene Werte in longitudinaler und transversaler Richtung . Im weiteren wird nur die longitudinale Diffusion

$$\sigma_L = \sqrt{2\,D_L\,t} = \sqrt{\frac{2\,D_L\,1cm}{v_{drift}(x)}} = \sqrt{\frac{2\,\epsilon\,x}{e\,E}} \sim \sqrt{x} \tag{3.13}$$

betrachtet, da sie direkt in die Unsicherheit der Ortsbestimmung eingeht und für große Driftwege die erreichbare Meßgenauigkeit limitiert.

Die **Driftgeschwindigkeit** der Elektronen ergibt sich aus der Lösung der BOLTZMANNschen Transportgleichung der kinetischen Gastheorie [Pall75]. Eine vereinfachte Betrachtung führt zu qualitativ vergleichbaren Resultaten [Klei87]. In dieser Näherung ist der Betrag der Driftgeschwindigkeit das Produkt zwischen der Beschleunigung eE/m und der mittleren Zeit zwischen zwei Stößen $\tau(\epsilon)$ der Elektronen mit den Gasatomen:

$$v_{drift} = \frac{e\,E}{m_e}\,\tau = \frac{e\,E}{m_e}\left\langle \frac{\lambda_e(\epsilon)}{w(\epsilon)} \right\rangle \quad . \tag{3.14}$$

Die Mittelung wird über die MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung ausgeführt.

E	...	ist der Betrag der elektrischen Feldstärke
w	...	die absolute Elektronengeschwindigkeit
$\lambda_e(\epsilon)$	...	die mittlere freie Weglänge: $\lambda = 1/N\sigma(\epsilon) \sim$ Temperatur/Druck, mit dem Stoßquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ und der Moleküldichte N
ϵ	...	die Elektronenenergie: $\epsilon = mw^2/2 = \epsilon_E + 3kT/2$, wobei ϵ_E der Energiegewinn des Elektrons im elektrischen Feld ist

Stellt sich ein Gleichgewicht zwischen dem Energiegewinn im elektrischen Feld und dem Verlust durch Stöße ein:

$$e\,E\,x = \epsilon_E\,\Lambda(\epsilon_E)\,\frac{x}{v_{drift}\,\tau}\,, \tag{3.15}$$

erreichen die Elektronen eine konstante mittlere Driftgeschwindigkeit:

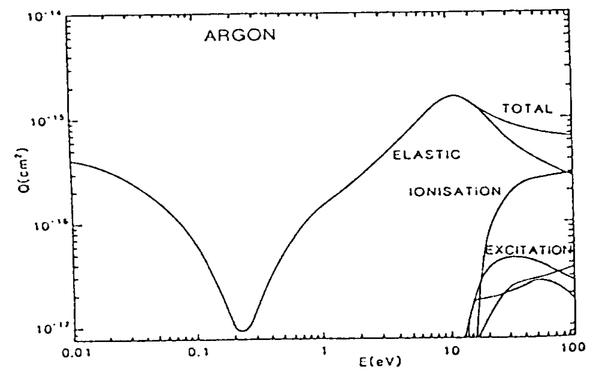
$$v_{drift}^2 = \frac{e\,E}{m\,N\,\sigma}\sqrt{\frac{\Lambda(\epsilon_E)}{2}}\,. \tag{3.16}$$

Der fraktionelle Energieverlust im Mittel pro Stoß wird durch $\Lambda \sim 1/\epsilon_E$ beschrieben. Für Argon ist $\epsilon_E \gg 3kT/2$ und damit $\epsilon \simeq \epsilon_E$; für kalte Gase (z.B. CO_2, CH_4, CF_4) liegt ϵ im

Bereich der thermischen Energie.
Glg.(3.16) zeigt die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von den Betriebsbedingungen und der Gasmischung:

$$v_D \sim \frac{E}{N} \sim \frac{E}{p} \qquad \text{und} \qquad v_D \sim \frac{1}{\sigma(\epsilon)\sqrt{\epsilon}} \quad . \tag{3.17}$$

Die Driftgeschwindigkeit wird häufig in Abhängigkeit von der reduzierten Feldstärke E/p angegeben, da sie mit dieser Größe skaliert.
Für eine gegebene Gasmischung bestimmen die Wirkungsquerschnitte den Wert der Driftgeschwindigkeit, da die Abhängigkeit von den Elektronenenergien nur mit der Wurzel eingeht. Liegt die kinetische Energie der Elektronen im Bereich einiger eV, ist ihre Wellenlänge vergleichbar mit dem Durchmesser der Elektronenbahnen in Gasen. Aufgrund quantenmechanischer Interferenzeffekte variiert der Stoßquerschnitt stark mit der Elektronenenergie ϵ (Abb.3.7).



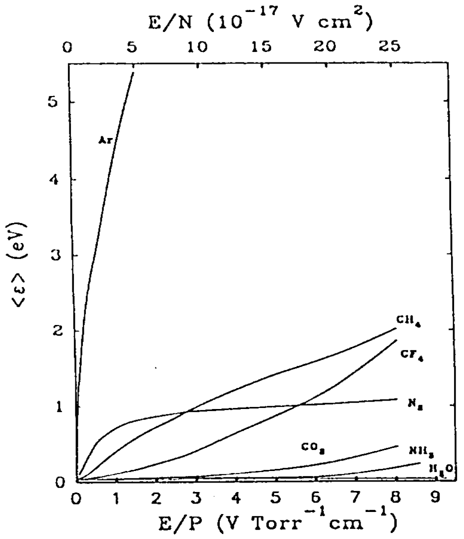


Abb. 3.7:
linkes Bild: *Stoßquerschnitt von Argon im Bereich des* RAMSAUER–*Minimums.* [Chri91]
rechtes Bild: *Mittlere Elektronenenergie für Ar,* CF_4, CO_2 *in Abhängigkeit von der Feldstärke. (Für die BC–Kammern erreichen die Feldstärken im Driftbereich Werte von* $E/p = 0.2...4.0$ *V/cm·Torr)*

Das Auftreten des ausgeprägten Minimums im Wirkungsquerschnitt wird als RAMSAUER–Effekt bezeichnet und führt zu einem Maximum in der Driftgeschwindigkeit der Elektronen bei diesen Energien. Sehr niedrige Werte im RAMSAUER–Minimum weisen vor allem Edelgase (Argon, Krypton, Xenon) auf. Dies ist verbunden mit einer großen mittleren freien Weglänge, wodurch mit diesen Gasen hohe Verstärkungen erreicht werden. Viele Driftkammergase werden deshalb auf der Grundlage eines Edelgases gemischt.

Für den Betrieb der Driftkammern BC1–4 wird als Trägergas Argon benutzt. Den Wirkungsquerschnitt im Bereich des RAMSAUER–Minimums zeigt Abbildung 3.7. In reinem Argon sind die mittleren Elektronenenergien > 2 eV für Feldstärken E/p > 0.2 V/cm·Torr (Abb.3.7). Die erste inelastische Anregung liegt bei etwa 10 eV, darunter stoßen die Elektronen die Argonatome rein elastisch. Die Elektronenenergien liegen also weit außerhalb des RAMSAUER–Minimums und die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in reinem Argon ist sehr niedrig (≤ 3 cm/μs). Um ein schnelles Gas zu erhalten, müssen die Elektronenenergien in Richtung des minimalen Wirkungsquerschnittes gesenkt werden. Dies ist durch Zusätze solcher polyatomarer Gase erreichbar (Abb.3.7), welche Rotations-und Schwingungsmoden mit Anregungsenergien im Bereich des RAMSAUER–Minimums von Argon (0.1 ... 1 eV) besitzen. Die Elektronen können mit großem Energieverlust $\Lambda(\epsilon)$ wechselwirken und nach Glg.(3.16) sind hohe Driftgeschwindigkeiten erreichbar.

Für die HERMES Driftkammern wurde, um ein schnelles Gas zu erhalten, das Gemisch Ar, CO_2, CF_4 verwendet. Charakteristische Werte der Gaskomponenten sind in Tabelle 3.2 festgehalten.

	Z	A	n_p/cm	n_{tot}/cm	$\rho \cdot 10^{-3}$ (g/cm^3)	$\langle\epsilon\rangle$ (eV) für E/p 0.2 ... 3 (V/cm·Torr)
Ar	18	40	29	94	1.78	1 ... > 5
CO_2	22	44	34	91	1.98	$\simeq 0.1$
CF_4	42	88	41		3.9	0.1 ... 0.5

Tab. 3.2: *Eigenschaften der Gaskomponenten* [Chri91], [Demi91], [Fish85]
(*Eine Messung für* $n_{tot}(CF_4)$ *wurde in der einschlägigen Literatur bisher nicht veröffentlicht.)*

CF_4 besitzt gute Eigenschaften als Löschgas und ermöglicht mittlere Elektronenenergien von 0.1 ... 0.5 eV für die in der Zelle relevanten Feldstärken. Dieses Gas ist nicht brennbar und weist ein RAMSAUER–Minimum im Energiebereich ähnlich dem von Argon auf. Beimischungen von CO_2 führen zu einer weiteren Verringerung der Elektronenergien.
Die Driftgeschwindigkeit des Gases für verschiedene Mischungsanteile sowie Temperatur– und Druckabhängigkeiten wurden mit den Programmen MAGBOLTZ[6] und GARFIELD untersucht [Int4/94]. Die besten Arbeitsbedingungen wurden dabei für das Mischungsverhältnis $Ar(90\%)$, $CO_2(5\%)$, $CF_4(5\%)$ gefunden, dessen Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld in Abbildung 3.8 dargestellt ist. Dieses Gas besitzt eine hohe maximale Driftgeschwindigkeit von $\simeq 7cm/\mu s$, weist allerdings kein Plateau konstanter Drift über einen größeren Feldstärkebereich auf.
Die mittlere Driftgeschwindigkeit über die Zelle ergibt sich, gewichtet mit der

[6] MAGBOLTZ berechnet durch nummerisches Lösen der BOLTZMANN–Transportgleichung die Driftgeschwindigkeit, die Diffusion und den LORENTZ–Winkel der Elektronen in Abhängigkeit vom elektrischen Feld, der Temperatur und dem Druck.

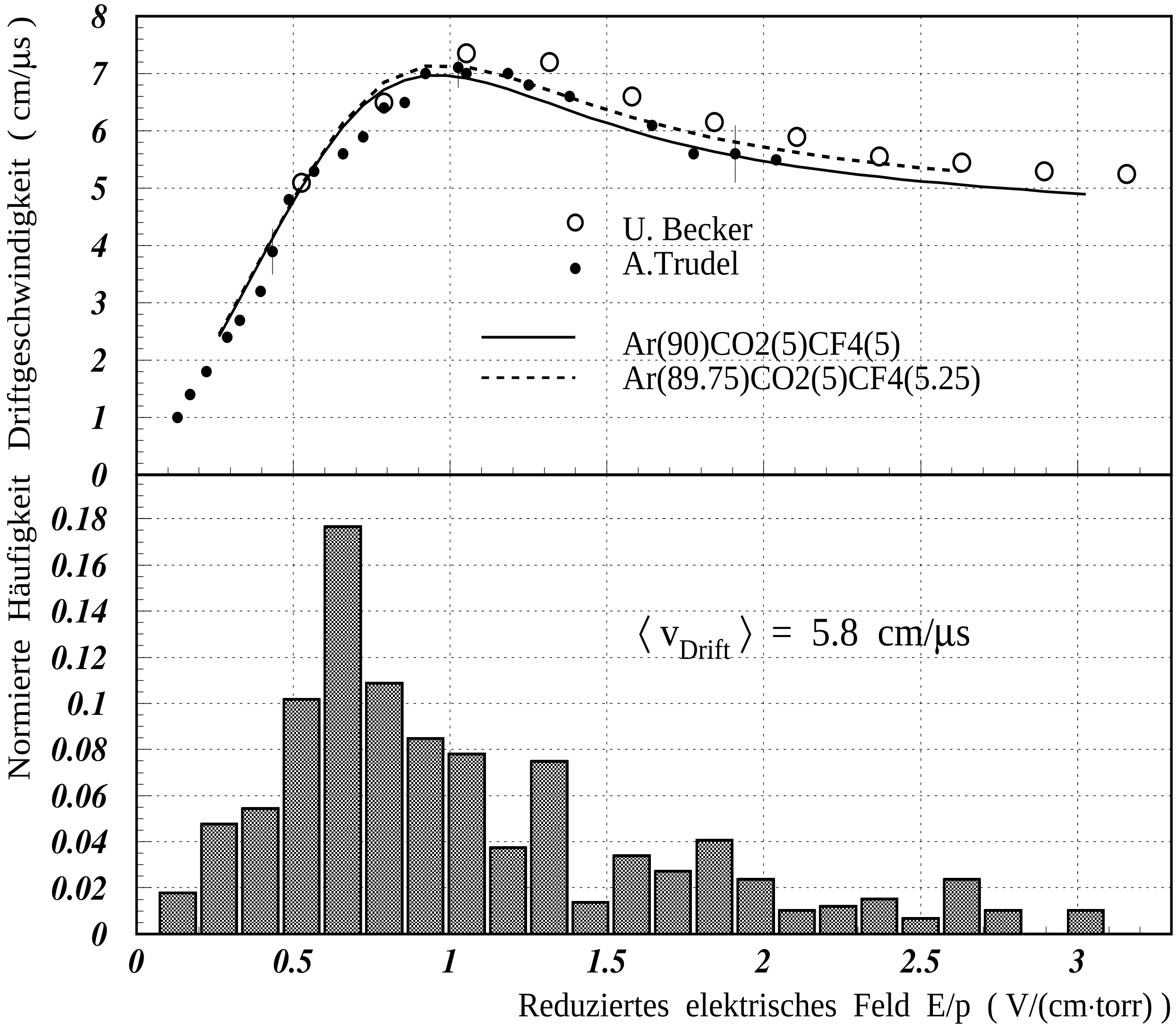


Abb. 3.8: oben:*Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld. Die Punkte stellen zwei unabhängige Messungen für die Gasmischung* Ar(90)CO2(5)CF4(5) *dar* [Beck95], [Trud95]. *Die durchgezogene Linie ist eine* MAGBOLTZ*–Berechnung für die genannte Mischung. Die gestrichelte Linie stellt eine* MAGBOLTZ*–Rechnung für die im Test–Run vorhandene Gasmischung dar.*
unten: *Häufigkeitsverteilung der Feldstärken für die in Abb.*(3.4) *gegebene Feldverteilung.*

Häufigkeitsverteilung der Feldstärkewerte für eine gleichmäßig ausgeleuchtete Zelle, zu $\langle v_D \rangle \simeq 5.8\, cm/\mu s$. Die maximale Driftzeit beträgt $\simeq$ 180 ns.

3.4 Abschätzung der Parameter der Driftkammer

In diesem Abschnitt werden auf der Grundlage von Rechnungen mit GARFIELD und unter der Annahme, daß die Driftkammer im Proportionalmodus arbeitet (Spannungen kleiner -2000 V an den Potentialdrähten und Kathodenfolien), die folgenden Parameter qualitativ diskutiert:

- Effektivität
- Orts–Driftzeit–Beziehung (SDTR – **S**pace **D**rift **T**ime **R**elation)
- Auflösung .

3.4.1 Bestimmung der relevanten Feld– und Driftverhältnisse in der Zelle

Für einen Arbeitspunkt der Kammer im Proportionalbereich kann aus der gemessenen Amplitudenverteilung der Signale am Ausgang der Verstärkerstufe (Abb.3.9) die Zahl der zur Triggerung der Elektronik erforderlichen Elektronen abgeschätzt werden. Dabei ist das

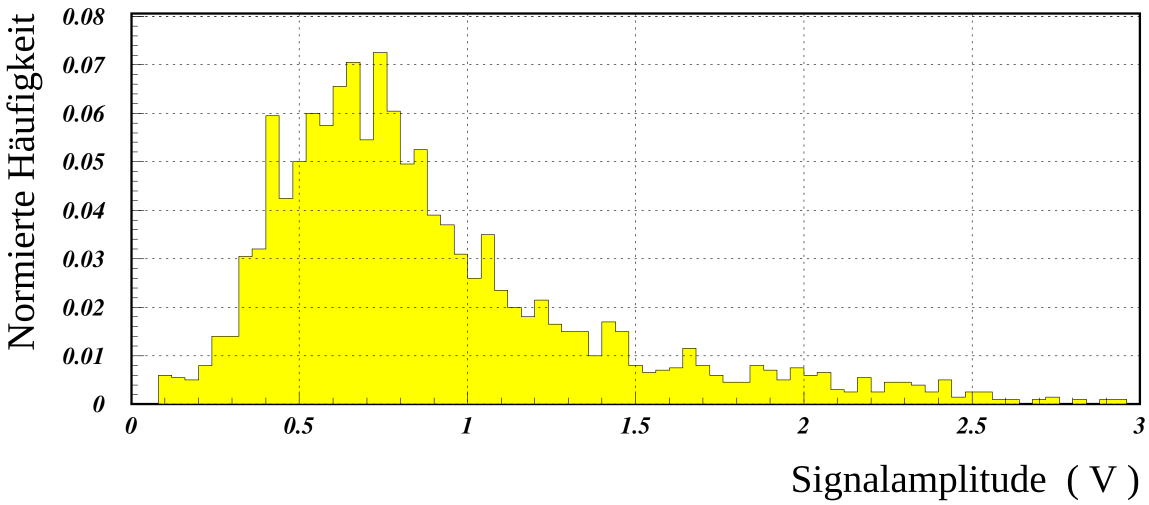


Abb. 3.9: *Amplitudenverteilung der Kammersignale nach der Verstärkung für eine Betriebsspannung der Driftkammer von* -1750 V. [Ruso95]

gemessene Signal der Anzahl n_{tot} der durch Primärionisation und Clusterbildung freigesetzten Elektronen direkt proportional. Für das verwendete Gasgemisch ist $n_{tot} \simeq 150$ für die gegebene Zelltiefe von 16 mm.
Das Anodensignal ist über einen weiten Bereich von etwa 300 ... 2000 mV dynamisch. Für verschiedene Signalamplituden und Diskriminatorschwellen wird die Zahl der Triggerelektronen unter Verwendung einer einfachen Verhältnisabschätzung :

$$\frac{Diskriminatorschwelle}{Signalamplitude} = \frac{n_{Triggerel.}}{n_{tot}}$$

in Tabelle 3.3 angegeben.

Signalamplitude	300 mV	700 mV	1000 mV	1500 mV
Schwelle				
40 mV	20	9	6	4
50 mV	25	10	7	5
60 mV	30	13	9	6
70 mV	35	15	10	7

Tab. 3.3: *Zahl der Triggerelektronen für verschiedene Signalamplituden und Diskriminatorschwellen.*

Die Elektronen mit den kürzesten Driftzeiten stammen für senkrechte [7] Teilchenspuren aus der sogenannten Mittelebene[8], einem Korridor von y = ± 2 mm um die Signaldrahtebene (y=0) (vgl. Abb.3.4 auf Seite 16). In diesem Bereich enstehen im Mittel 38 Elektronen durch Ionisation. Aufgrund der langen Driftwege tragen Elektronen aus den Randbereichen $y > \pm$ 2 mm nicht zur Signalentstehung bei. Für die Mittelebene sind die Feldverteilung und Driftlinien in Abbildung 3.10 dargestellt.

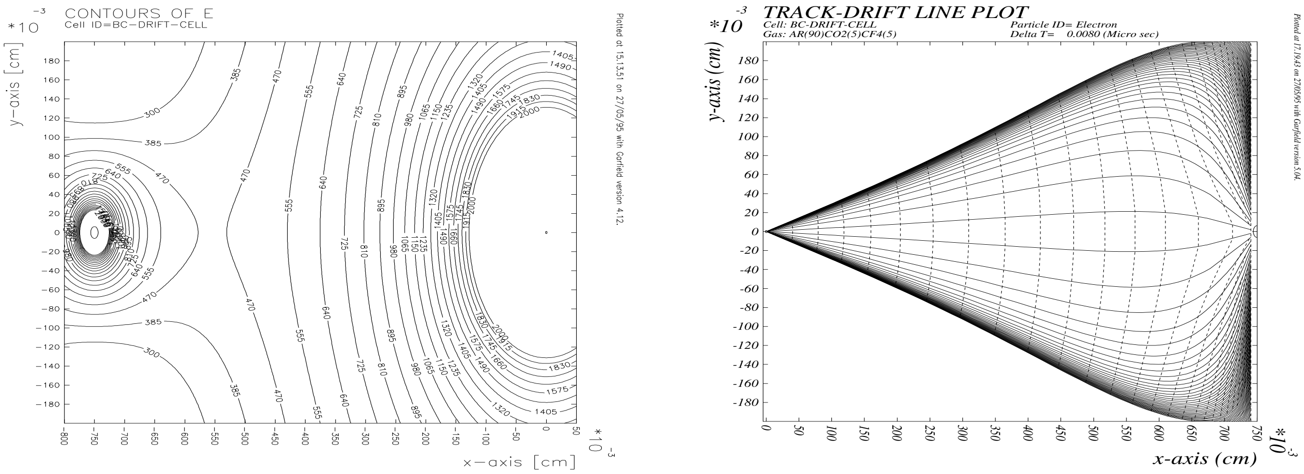


Abb. 3.10: *Feldverteilung und Driftlinien für den Bereich der Mittelebene (s. Text). Die Signaldrahtposition ist bei $x = 0$ und die Potentialdrahtposition bei $x = \pm 7.5$ cm*

3.4.2 Effektivität

In der Nähe der *Potentialdrähte* $x \geq 6.5\,mm$ sind die Driftlinien stark verbogen und der Vektor der Driftgeschwindigkeit zeigt nicht direkt in die Richtung des Anodendrahtes. Die Driftwege werden sehr lang und die Zeitabstände zwischen der Ankunft verschiedener

[7] Eine Monte Carlo Verteilung enthält $\sim$ 90% der gestreuten Positronen in einem Winkelbereich von $0° \ldots \pm 10°$.

[8] Die y–Koordinate bezieht sich auf die GARFIELD–Darstellungen und entspricht der z–Koordinate im HERMES–System.

Cluster groß. Die Anstiegszeit des Signals erhöht sich bei geringerer Signalamplitude, so daß nicht in jedem Fall die Schwelle zur Triggerung der Elektronik erreicht wird. Mit zunehmender Driftlänge erhöht sich außerdem die Wahrscheinlichkeit des Elektroneneinfangs. In Potentialdrahtnähe wird daher die Effektivität der Kammer gering sein.
Im Bereich des *Signaldrahtes* ist die Variation der Driftwege für die verschiedenen Cluster einer Spur ebenfalls groß. Hier gelten die gleichen Aussagen bezüglich der Signalentstehung. Der ineffektive Bereich ist aber wesentlich kleiner, da die Driftlinien direkt auf den Anodendraht führen.

3.4.3 Orts–Driftzeit–Beziehung (SDTR)

Die Ortskoordinate der Triggerelektronen erhält man nach Glg.(3.1) aus der Zeitdifferenz zwischen dem Teilchendurchgang und der Signalentstehung am Anodendraht. Für ein homogenes Driftfeld ergibt sich wegen der Konstanz der Driftgeschwindigkeit die einfache Beziehung:

$$x(\Delta t) = v_{drift}(t - t_0).$$

Da für den gegebenen Zellaufbau die Feldstärke über den Driftbereich variiert und die Driftgeschwindigkeit kein Plateau aufweist, ist diese einfache Proportionalität nicht erfüllt, und man erhält eine nichtlineare Orts–Driftzeit–Beziehung.

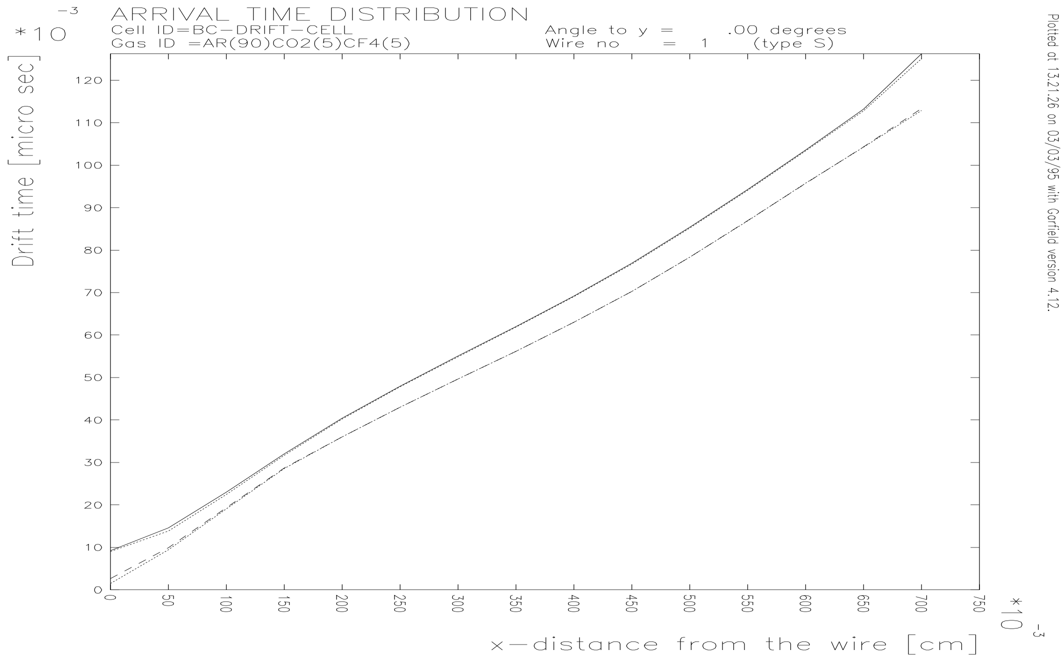


Abb. 3.11: *Berechnung der SDTR mit dem* GARFIELD*–Programm. Die gestrichelte Kurve gibt für das 1. Elektron, die durchgezogene Kurve für alle n Elektronen die Ankunftszeit wieder.*

Für eine gegebene Gasmischung und Zellkonfiguration kann man unter Verwendung von GARFIELD die SDTR auf realistische Weise simulieren: Dabei werden entlang einer Teilchenspur Cluster erzeugt und unter Berücksichtigung der Diffusion wird die Verteilung der

Ankunftszeiten für das 1^{te} bis n^{te} Elektron berechnet (Abb.3.11).
Insbesondere in den Randbereichen der Driftzelle wird die Orts–Driftzeit–Beziehung stark nichtlinear. Eine genaue Kenntnis dieses funktionalen Zusammenhanges ist die Voraussetzung für eine gute Ortsauflösung. Daher wurde die Orts–Zeit–Abhängigkeit in einer Testbestrahlung der Driftkammer am DESY–Hamburg gemessen (Kap.5).
Der Anstieg der Kurve (vgl. Abb.3.11) in einem gegebenen x–Wert entspricht dem Betrag der Driftgeschwindigkeit in diesem Punkt. Ist die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit über den Driftweg bekannt, ergibt sich daraus ebenfalls die Orts–Driftzeit–Beziehung. Für verschiedene Bereiche der Mittelebene zeigt Abbildung 3.12 diese Abhängigkeit.

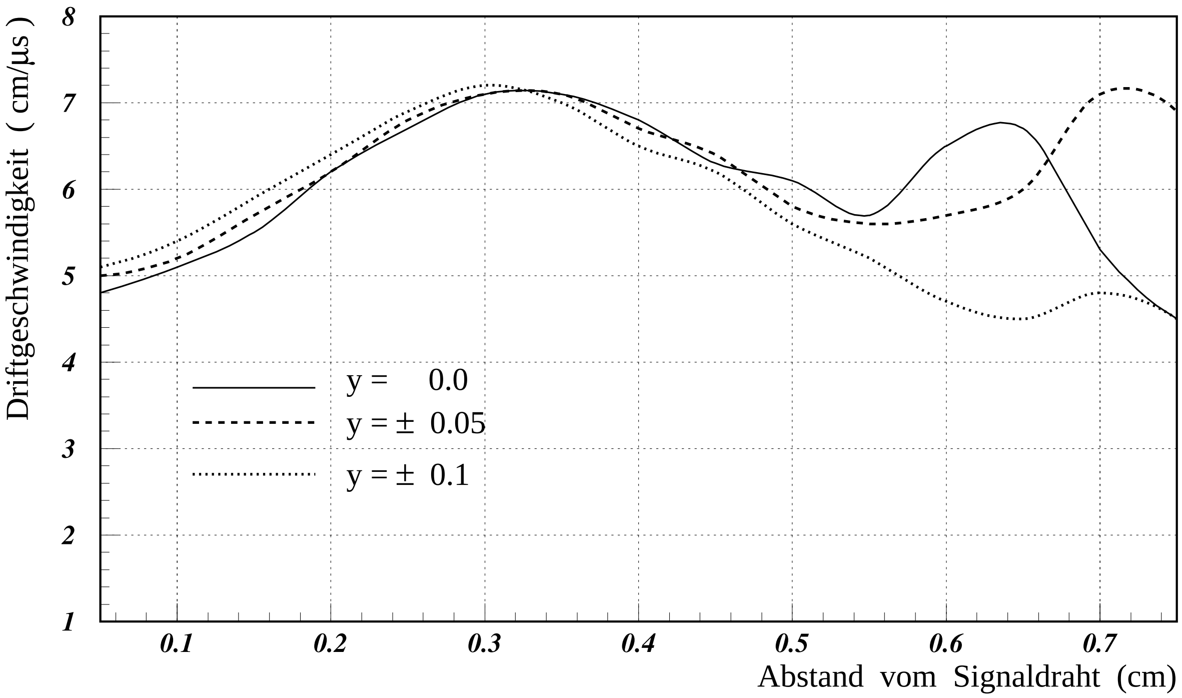


Abb. 3.12: *Variation der Driftgeschwindigkeit über den Driftweg für verschiedene feste Werte der y–Koordinate.*

3.4.4 Ortsauflösung

Zu der aus dem Zellaufbau abschätzbaren Ortsauflösung gibt es drei grundlegende Beiträge:

- σ_{el} (x) $= \delta t_{el} \cdot v_{drift}$, der Fehler der Auslese–Elektronik, welcher mit $v_{drift} = v_{drift}(x)$ über den Driftweg variiert.
- σ_{diff} (x) , der Fehler aufgrund der Diffusion mit einer $\sqrt{x}$ Abhängigkeit (Glg.3.13).
- σ_{ion} (x) , der Fehler infolge der Primärionenstatistik, welcher nur für kurze Driftwege beiträgt.

Elektronik

Der Fehler der Elektronik setzt sich aus verschiedenen unabhängigen Beiträgen zusammen:

- endliche Zeitauflösung des TDC (**T**ime to **D**igital **C**onverter, der die gemessene Zeitdifferenz in eine digitale Zählung umsetzt)
  $\delta t_{TDC} = \Delta t/\sqrt{12}$ $\quad$ $\Delta t = 1$ ns ist die Größe des digitalen Zeit–Bins des TDC
- Anstiegszeit des Vorverstärkers
- 'Jitter' und 'Walk' in Abhängigkeit von der Dynamik des Signals und der Verstärkung

Der 'Jitter' beschreibt die Variation der Anstiegszeit des Signals für eine feste Amplitude und der 'Walk' die Differenz zwischen den Anstiegszeiten für unterschiedliche Signalamplituden (vgl. Abb.3.13).

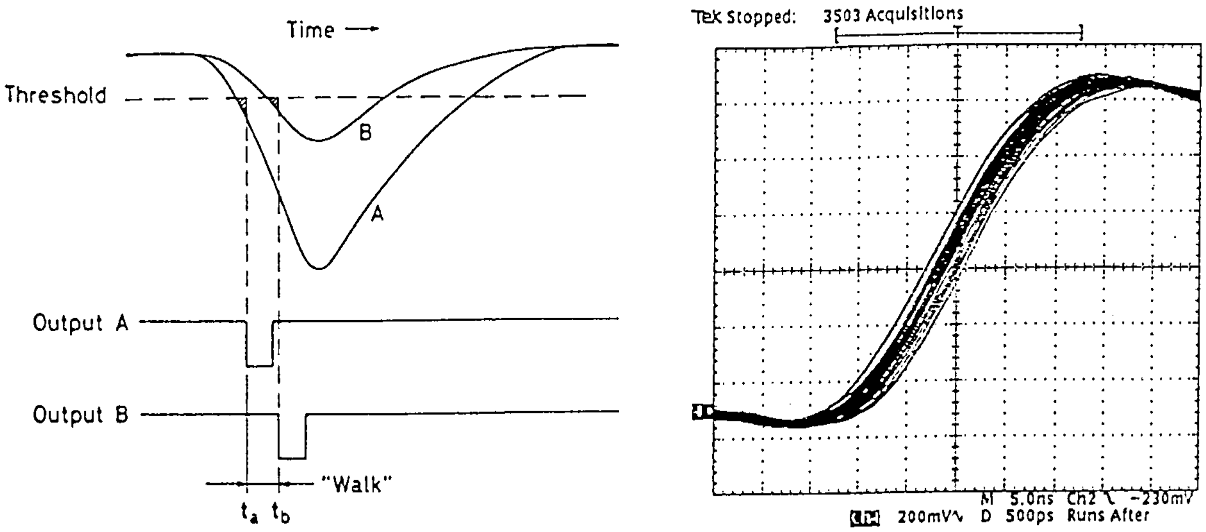


Abb. 3.13:
linkes Bild: *Erläuterung des Zeitfehlers durch den 'Walk'* . [Leo 94]
rechtes Bild: *Gemessener 'Jitter' für Signalamplituden* ≥ 700 mV [Pohl95]. *Aus der Abbildung ergibt sich ein Fehler von* 0.3 ns .

Diese beiden Größen bestimmen den Fehler der Elektronik. Die Ortsabhängigkeit des Fehlers ist durch die Abhängigkeit $v_{drift}(x)$ gegeben und durch die Größe der Signalamplitude in Abhängigkeit vom Ort des Teilchendurchganges.

Diffusion

Sie stellt (wie auch die Statistik der Primärionisation) eine prinzipielle Beschränkung der Ortsauflösung der Driftkammer dar.
Für die Abschätzung des Fehlers ist nicht die Diffusion eines einzelnen Elektrons $\sigma_L = \sqrt{2D_L t}$ maßgebend sondern die 'effektive' Diffusion σ_{diff}, die von der *Gesamtzahl*

der in die Messung eingehenden primär erzeugten Elektronen (Triggerelektronen) abhängt [Saul77]:

$$\sigma^2_{diff} = \frac{\sigma_L^2}{2\, ln\, n_{tot}} \sum_{i=k}^{n} \frac{1}{i^2} \qquad \text{k ... ist das } k^{te} \text{ Triggerelektron} \tag{3.18}$$

Abbildung 3.14 zeigt die Abhängigkeit der effektiven Diffusion von der Zahl der Triggerelektronen (Tab.3.3) und von der Diffusion σ_L eines einzelnen Elektrons. Die Werte für σ_L wurden für das verwendete Gasgemisch mit MAGBOLTZ bei Normaltemperatur und –druck berechnet. Diese variieren für den Feldstärkebereich E/p = 0.2 ... 3.0 V/cm·Torr zwischen $\sigma_L = 130 \ldots 200\ \mu m$/cm Driftweg.

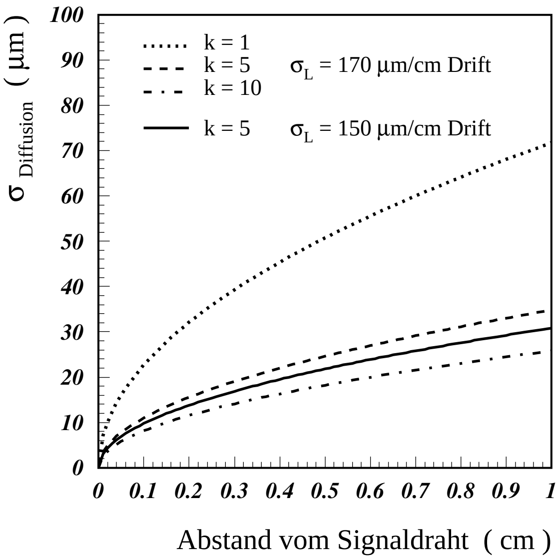


Abb. 3.14: *Einfluß der Diffusion auf die Ortsauflösung.*

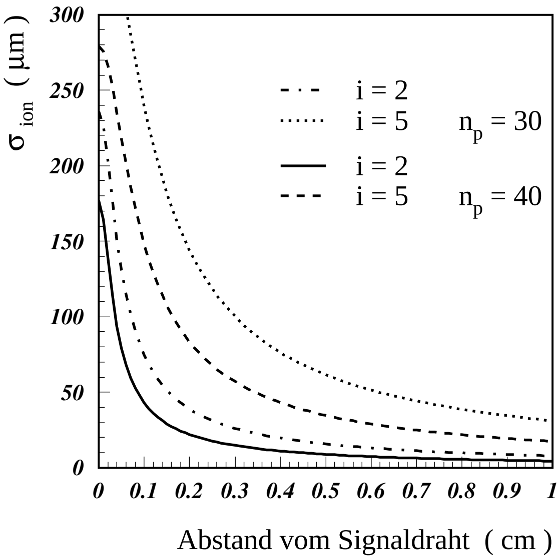


Abb. 3.15: *Einfluß der Primärionenstatistik.*

Primärionenstatistik

Die Abhängigkeit der Auflösung von der Primärionenstatistik [Biag88]:

$$\sigma^2_{ion} = \frac{1}{4n_p^2} \cdot \frac{i^3}{4n_p^2 x^2 + i^2} \tag{3.19}$$

zeigt Abbildung 3.15. Die Werte n_p (bei Normaldruck) für die Gaskomponenten enthält Tabelle 3.2. Der Wert für die Cluster–Zahl i ergibt sich aus der Anzahl der Triggerelektronen und der Verteilung der Clustergröße. Aus der vereinfachten Abschätzung des Verhältnisses der Gesamtzahl n_{tot} der primär und durch Clusterbildung erzeugten Elektronen zur Anzahl der Primärelektronen n_p, erhält man eine Clustergröße von 2 bis 3 Elektronen. Damit entspricht einem Elektron aus dem dritten Cluster i etwa ein k=8 .

Der Fehler läßt sich (bei konstantem Druck) durch das Triggern auf ein Elektron aus dem ersten ankommenden Cluster minimieren. Dies entspricht einem kleinen k und somit einem

größeren Fehler aus der Diffusion.
Der Kompromiß zwischen beiden Größen ist für die vorgestellten Driftkammern in erster Linie durch die Wahl der Elektronikschwelle bestimmt, die ein schwingungsfreies Arbeiten gewährleistet. Der minimale Wert für diese Schwelle liegt bei 40...50 mV und entspricht (Tab.3.3) Werten von k > 5 und i > 2.

Abschätzung der Einzeldraht–Auflösung
Unter Berücksichtigung der diskutierten Beiträge zur Ortsauflösung ergibt sich die Einzeldraht–Auflösung zu:

$$\sigma_0 = \sqrt{\sigma_{el}^2 + \sigma_{diff}^2 + \sigma_{ion}^2}\,. \tag{3.20}$$

Für eine mittlere Signalamplitude von 700 mV und eine Elektronikschwelle von 40 mV (entsprechend den Werten k=7, i=2...3); mit n_p=35 und einem (konstanten) Zeitfehler der Elektronik von $\delta t_{el} \approx 0.93$ ns , zeigt Abbildung 3.16 die Anteile zur Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Driftweg.

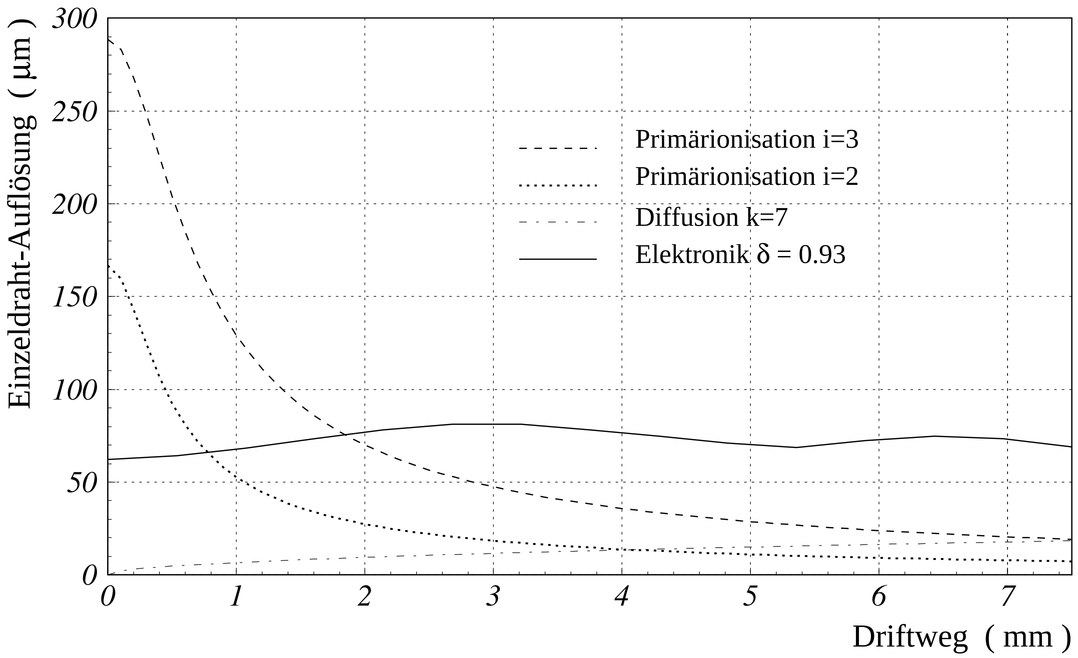


Abb. 3.16: *Abschätzung der Beiträge zur Ortsauflösung (s. Text).*

4 Aufbau und Messungen am Teststrahl

Die Nutzung der Driftkammern als spurbestimmende Detektoren erfordert die Kenntnis der die Spurrekonstruktion beeinflussenden charakteristischen Größen.
Für die experimentelle Bestimmung dieser Parameter wurde das erste Modul der in Zeuthen gebauten Driftkammern BC 3/4 des HERMES–Spektrometers in einem Testareal am DESY Hamburg vermessen.

Diese Messungen wurden am Teststrahl 22 des Elektronensynchrotrons DESY II, an dem Elektronen auf eine Energie von $E_{max}(e^-) = 7.5$ GeV beschleunigt werden, durchgeführt. Der Teilstrahl wird durch ein Kohlefadentarget im Elektronenstrahl erzeugt. An diesem entstehen Bremsstrahlungsphotonen, die durch ein separates Strahlrohr auf ein Konversionstarget treffen. Ein Ablenkmagnet fokussiert die erhaltenen Elektronen auf die Kollimatoröffnung. Durch die Wahl des Magnetstromes können Elektronen im Energiebereich von (1...6) GeV selektiert werden. Für die Testmessungen wurden Elektronen der Energie 3 GeV gewählt, um bei einer hinreichenden Ereignisrate den Einfluß der Vielfachstreuung auf die Messungen durch möglichst hohe Energien gering zu halten. Die Ereignisrate wird durch die Rate des Pulsbetriebes am Synchrotron mit einem Maximum von 18 Hz bestimmt. Die typischen Raten für die eingestellte Elektronenenergie lagen bei (3...10) Hz .

4.1 Meßprogramm

Die Testmessungen umfaßten die experimentelle Bestimmung der folgenden Größen:

- **Auflösung des Referenzsystems**
  Eine Referenzspur wurde durch zwei Silizium–Mikrostreifen–Detektoren (MSD) definiert. Die Genauigkeit dieser Spurbestimmung ist in der gemessenen Auflösung der Kammer enthalten und muß herauskorrigiert werden.

- **Arbeitspunkt der Driftkammer**
  Der Arbeitspunkt wird in erster Linie durch den Hochspannungswert an der Kammer bestimmt, bei dem ein stabiles Arbeiten möglich ist. Die Variation der Spannung ist in einem Bereich von etwa (150...300) V oberhalb einer Mindestspannung bis zum Übergang in den Streamer–Modus möglich. Dieser Plateau–Bereich liegt für die vermessenen Driftkammern bei Werten von (1650...1900) V.

- **Auflösung und Effektivität** im Arbeitspunkt
  Für eine gegebene Hochspannung ist die Auflösung der Kammer und ihre Effektivität von der Diskriminator–Schwelle der Vorverstärker abhängig.

- **Übersprechverhalten** der Kammer in Abhängigkeit von Hochspannung und Schwelle
  Übersprechen (cross talk) bedeutet das korrelierte Auftreten eines Signals in benachbarten Kanälen. Zwischen benachbarten Ebenen kann ebenfalls ein Übersprechen auftreten.

Die *Wahl des Arbeitspunktes* wird somit durch solche Werte der Hochspannung *und* der Diskriminatorschwelle bestimmt, für die ein Optimum der Auflösung und der Effektivität bei einem möglichst geringen Übersprechen erreicht wird.

- **Orts–Driftzeit–Beziehung** in einem gegebenen Arbeitspunkt
  Die Variation der Feldstärke über den Driftweg ergibt aufgrund der Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der sich lokal ändernden Feldstärke ein nichtlineares Verhalten für die Orts–Driftzeit–Beziehung. Die Messung dieser Abhängigkeit ermöglicht eine erste Kalibration der Driftkammern für den Einsatz im Experiment.

Weitere Messungen wurden zur Bestimmung von Laufzeitunterschieden und dem Schwingverhalten der Elektronik durchgeführt.

4.2 Versuchsaufbau

Den Aufbau für die im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten Messungen zeigt Abbildung 4.1.

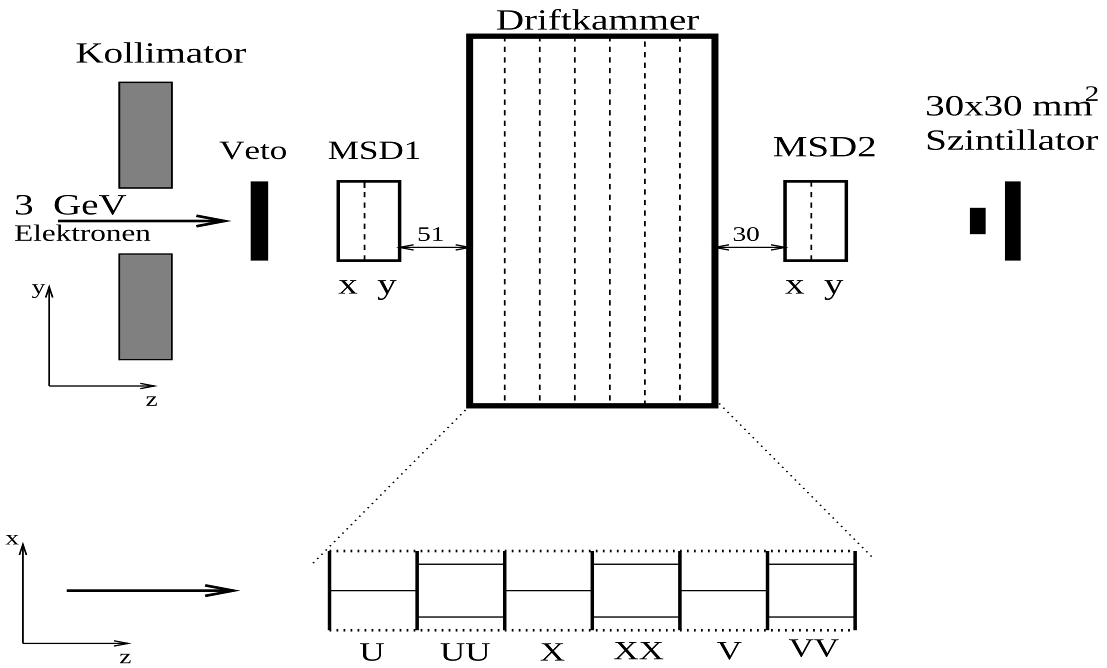


Abb. 4.1: *Schematische Darstellung des Meßaufbaus am Teststrahl. Zur Festlegung der Referenzspur dienen zwei Mikrostreifen–Detektoren* (MSD 1,2) *vor und hinter der Driftkammer. Je ein* 30 mm *breiter Szintillator in der x und y Richtung bilden den Trigger.*
Die untere Draufsicht skizziert die mit diesem Aufbau ausgeleuchteten 9 *Zellen der Driftkammer.*

Gasversorgung
Die Gasversorgung der Kammer wurde mit einem am DESY vorgemischten Gas im offenen System realisiert. Die Bestimmung des Mischungsverhältnisses mit einem Massenspektrometer ergab eine Zusammensetzung von $Ar(89.75\%)CO_2(5\%)CF_4(5.25\%)$. Der Anschluß an die Gasflaschen führte über einen Durchflußregler, der den Gasfluß auf 600 ml/min beschränkte; der Gasauslaß führte über einen 'Bubbler'.
Die Driftkammer wurde somit unter atmosphärischem Druck (760±20) Torr betrieben.

Spannungsversorgung
Der Spannungsversorgung der Driftkammer diente ein Mehrkanal–Hochspannungsgerät (Firma C.A.E.N.), das eine unabhängige Einstellung der Spannungen an den Drähten und Folien, sowie die Überwachung der Spannungs– und Stromwerte und eine Strombegrenzung ermöglichte.
Die Spannungsversorgung der Szintillatoren lief ebenfalls über C.A.E.N.–Geräte, die der MSDs sowie der Vorverstärker über Labornetzteile.

Das Triggersystem
In der Experimentierzone standen verschiedene Szintillatoren für einen Triggeraufbau zur Verfügung, die über Photomultiplier und einen Impulshöhendiskriminator ausgelesen und in einer Koinzidenzeinheit (NIM–Logik) zusammengefaßt wurden.
Am Ausgang des Kollimators befand sich ein auf die Strahlposition justierter Veto–Szintillator mit einem Lochdurchmesser von 15 mm. Strahlabwärts hinter dem Versuchsaufbau standen zwei 15 mm breite Finger–Zähler und zwei 30 mm breite Szintillatoren zur Verfügung, deren gekreuzte Anordnung den Strahl in der xz,yz–Ebene definierte.

Für das präzise Ausrichten der MSDs unter Verwendung der rekonstruierten Spuren wurde durch die Antikoinzidenz des Veto–Zählers mit den gekreuzten Fingerzählern ein schmales Strahlprofil definiert.
Die Vermessung der Driftkammer wurde mit einer Koinzidenzschaltung der gekreuzten 30 mm Szintillatoren durchgeführt, um ein gleichmäßiges Ausleuchten einer gesamten Zelle zu erreichen.

Der Aufbau
Die Mikrostreifen–Detektoren (MSD) wurden auf speziell gefertigten Montageplatten befestigt und diese im Testareal auf Fahrtischen montiert. Führungsschienen ermöglichten eine horizontale, Fahrtische eine vertikale Positionsänderung. Mit Hilfe eines Lasers wurden die MSDs senkrecht zur Strahlrichtung (z–Koordinate) auf die Strahlposition eingemessen und waagerecht ausgerichtet. Die Feinjustierung der Detektoren in der xz,yz–Ebene auf den Mittelpunkt des gemessenen Strahlprofils erfolgte über Mikrometerschrauben.
Die Driftkammer wurde mit einem Lastenkran zwischen die MSDs gehoben und mittels Spezialkonstruktion auf den Fahrtischen befestigt.

Um Gasverunreinigungen durch die Luft zu beseitigen, wurde die Kammer vor dem Beginn der Messungen 2 Tage gespült. Stickstoffanteile im Gas bewirken eine Veränderung der Driftgeschwindigkeit und geringe Verunreinigungen durch elektronegative Gase (z.B. Sauerstoff,Wasser) eine deutliche Verringerung der Pulshöhe eines Teilchensignals durch Elektroneneinfang.
Das erstmalige Hochfahren der Spannung (1700 V bis 1900 V) erforderte ebenfalls etwa 2 Tage. Die schrittweise Erhöhung der Spannung unterlag einer Strombegrenzung auf 5 μA, um einen Funkenüberschlag in der Kammer zu vermeiden. Durch ein alternierendes Setzen der Spannungspolarität wurde das Auftreffen schwerer Ionen auf die Drahtoberfläche verursacht. Dieser Vorgang bewirkt die Reinigung der Signaldrahtoberfläche von Ablagerungen

und führt so zu einem schnelleren Absinken des Dunkelstromes. Auf diese Weise traten bei einem Hochspannungswert von –1800 V an den Potentialdrähten und Kathodenfolien Dunkelströme von $\leq 0.1\ \mu$A pro Modul auf.

4.3 Datennahmesystem

Das System der Datennahme ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

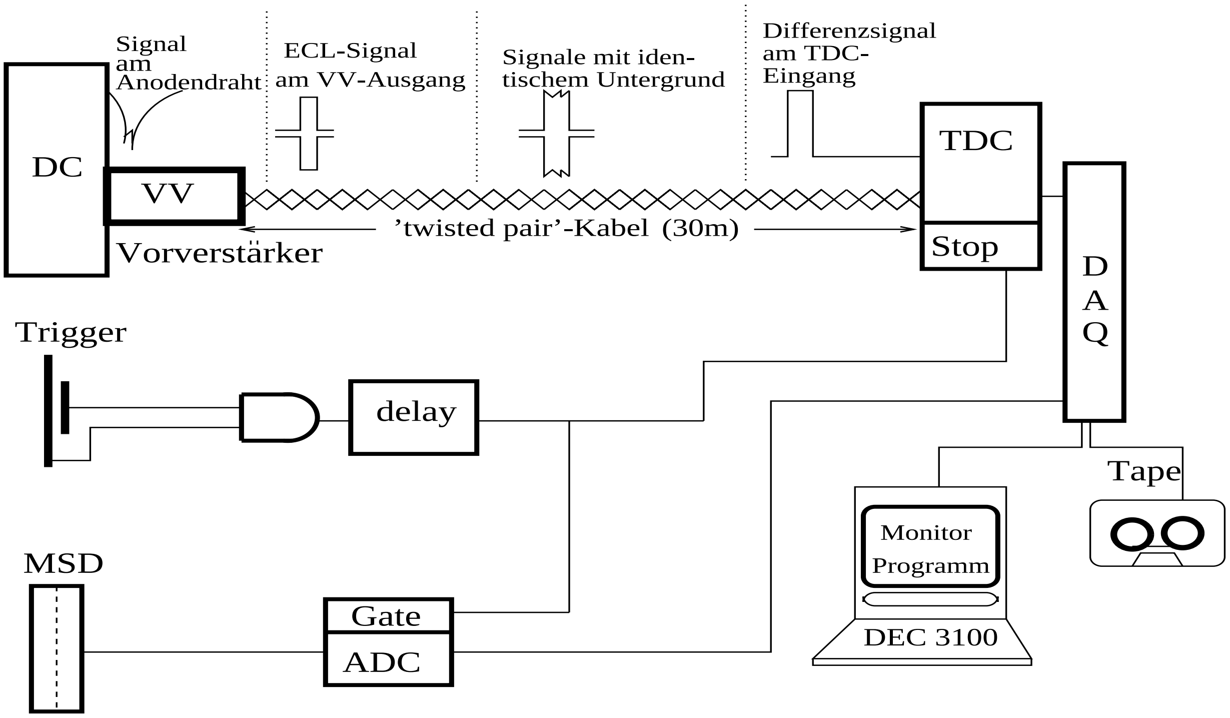


Abb. 4.2: *Schematische Darstellung des Datennahmesystems (Erläuterungen s. Text). (DC bezeichnet die Driftkammer.)*

Auslesesystem der MSDs
Die parallele Auslese der Analogsignale wird durch dicht an den Siliziumlagen angebrachte CAMEX 64A–Chips realisiert. Diese bewirken eine Verstärkung der Signale und über ein Multiplex–System die serielle Ausgabe an die CAMAC Flash ADCs (Firma LeCroy) zur Digitalisierung der Analogsignale. Die Chips und der Multiplexer werden durch ein in Zeuthen im CAMAC Standard entwickeltes CAMEL–Modul getaktet.

Auslesesystem der Driftkammer
Die Signalladung eines in der Kammer verstärkten und an der Anode registrierten Primärclusters beträgt (20...50) fC. Um diese Signale auszuwerten, ist eine Verstärkung und Digitalisierung notwendig.
Für die Signalauslese der Kammer sind direkt an die 'Fan out'–Platinen Vorverstärkerkarten (Abb.4.3) montiert, welche nach einer Entwicklung am MPI für Kernphysik in Heidelberg für die Driftkammern modifiziert und in Zeuthen produziert wurden.

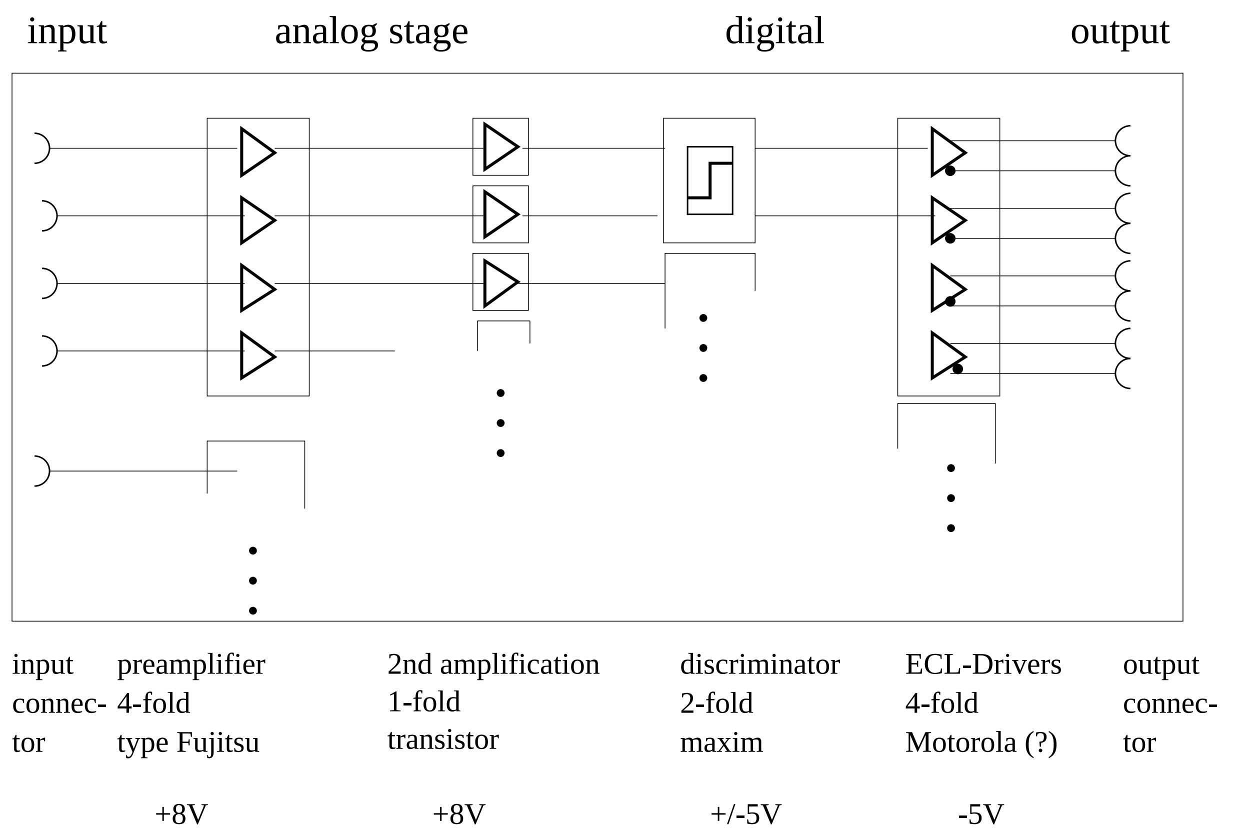


Abb. 4.3: *Schematische Darstellung der Verstärkerkarte* [Lach95]

Die Signaldrähte werden über einen 100 Ω Widerstand in die erste Verstärkerstufe, Fujitsu MB43468, eingekoppelt. Eine nachgeschaltete Transistorstufe ermöglicht eine weitere Verstärkung um den Faktor 3. An den Diskriminatoren wird das Analog– in ein Digitalsignal konvertiert, über einen ECL–Treiber in verdrillte (twisted pair) Flachband–Kabel gespeist und auf den Differenzeingang des TDCs gegeben. Die Diskriminatorschwelle kann extern über eine zusätzliche Gleichspannung zu der internen, festen Schwelle eingestellt werden.

Anstiegszeit	5 ns
Eingangsimpedanz	300 Ω
Transimpedanz	60 mV/μA
Spannungsverstärkung	200

Tab. 4.1: *Eigenschaften der Vorverstärkerkarten für die Driftkammer–Auslese.*

Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht über die Eigenschaften der Vorverstärkerkarten.
Die Zeitdifferenz zwischen dem Kammersignal und dem verzögerten Triggersignal als 'common stop' wird durch einen FASTBUS TDC LeCroy 1876 [Croy94] gemessen, dessen Eigen-

schaften in Tabelle 4.2 zusammengefaßt sind. In diesem Modus entspricht der größten gemessenen Zeit die kürzeste Driftzeit in der Kammer, also die Position des Anodendrahtes.

Anzahl der Kanäle	96
Maximale Anzahl der Hits pro Kanal	16
Minimaler Zeitabstand zur Separation zweier Signale	20 ns
Zeiteinheit eines Bins	1 ns
Datennahme–Fenster	16 ... 65536 ns
Betriebsmodi	common start / common stop
Signalmodi	steigende / fallende / beide Flanken
Eingang	ECL , 110 Ω

Tab. 4.2: *Technische Daten des für die Zeitmessung verwendeten TDC LeCroy* 1876.

Datennahmesystem

Die Datennahme basierte auf einem FASTBUS–System (Firma STRUCK) und einer DEC Station 3100 als Hostrechner. Über ein SCSI (**S**mall **C**omputer **S**ystem **I**nterface) waren Festplatten und zwei Exabyte Laufwerke angeschlossen, sowie die DEC Station mit dem Master, einem CHI–Prozessor(**C**ern **H**ost **I**nterface), verbunden. Die gesamte Datenauslese und Steuerung des CHI beruhte auf einer Programm–Entwicklung durch W. Brückner [Brüc94].
Dieses System ermöglichte, parallel zur Speicherung auf Exabyte–Bändern, den Zugriff auf die Daten durch ein Monitorprogramm. Die Daten wurden im Standard CERN EPIO–Format gespeichert. [EPIO93]

Die Anbindung der Triggerlogik an den TDC–Stop und das ADC–Gate führte über NIM/ECL Konverter, der Zugriff des CHI auf die ADC–Daten über CAMAC–Branch–Driver.

4.4 Online–Datenanalyse

Der gleichzeitige Zugriff des Monitorprogramms auf einen Teil der zu speichernden Daten ermöglichte die unmittelbare Kontrolle der Detektoren und eine erste Auswertung der Daten während der Datennahme.

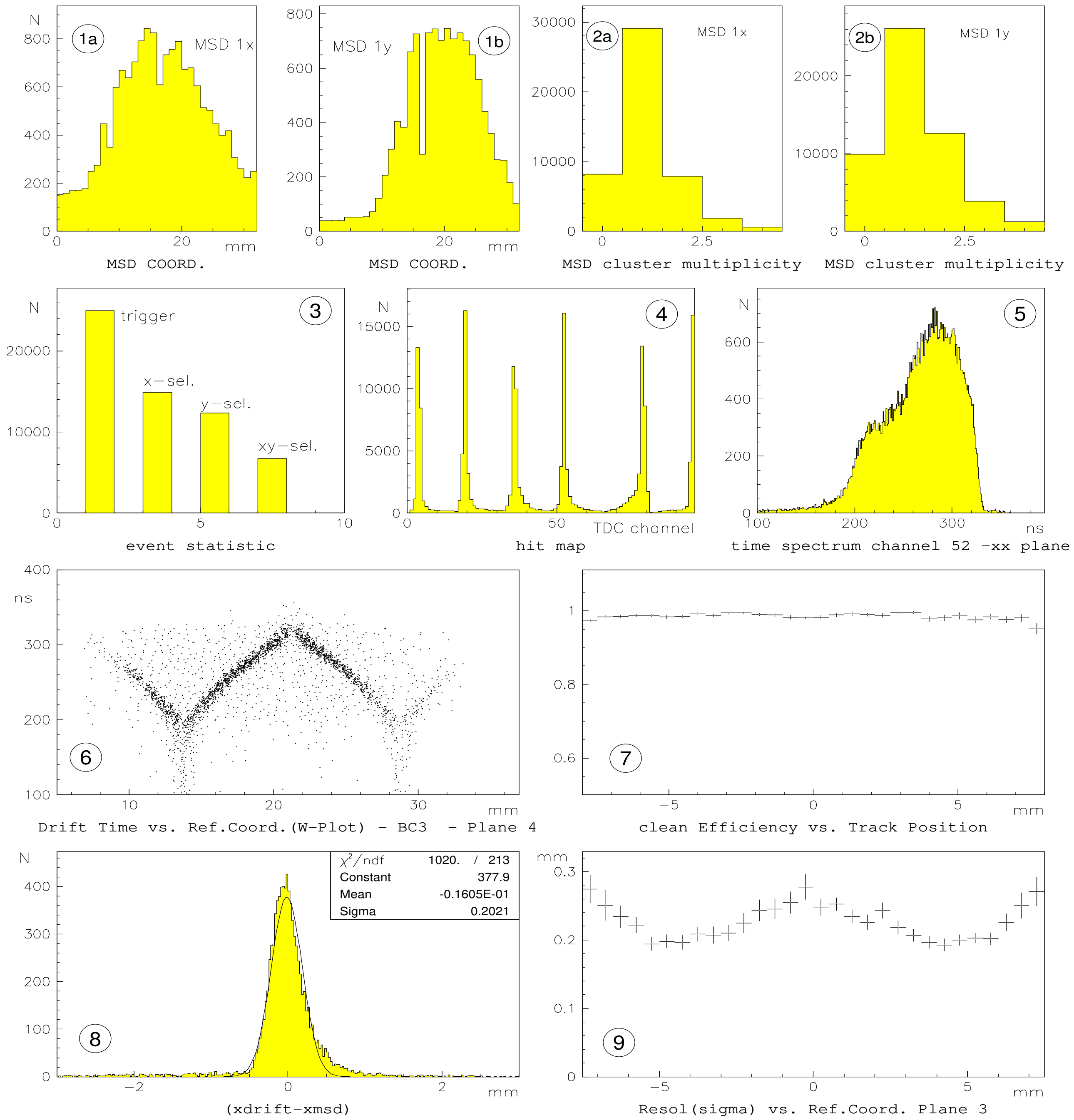


Abb. 4.4: *Ausgabe des online–Monitorprogramms zur Kontrolle der Arbeitsweise der MSDs und der Drift–Kammer, sowie einer ersten Auswertung der Testmessungen.*

Abbildung 4.4 zeigt eine Auswahl online erzeugter Histogramme:

1- Strahlprofil in der x,z und y,z Ebene, gemessen mit dem 1. Referenzdetektor MSD 1

2- Zahl der rekonstruierten 'Hits' für ein getriggertes Ereignis im MSD 1x,y

3- Statistik der Spurrekonstruktion aus den MSD Daten:

> **trigger** Anzahl der getriggerten Ereignisse
>
> **x-sel** Zahl der rekonstruierten Spuren in der x,z Ebene als Referenz der X–Ebenen
>
> **x,y-sel** Zahl der der rekonstruierten Spuren im Raum als Referenz der U,V–Ebenen

4- 'Hit' Spektrum der Kammer: aufgetragen sind die Einträge pro TDC–Kanal (1–96). Dabei entspricht einer 16er Gruppe des TDCs eine Kammer–Ebene und jedem TDC–Kanal eine Zelle, d.h. das Spektrum spiegelt jeweils 16 Kanäle der 6 Ebenen eines Kammermoduls wider.
Mit einem Strahlprofil von $\simeq$ 20 mm (Histogramm 1a,b) wird etwa eine Zelle ausgeleuchtet. Ein Schwingen der Driftkammer ist daher sofort in diesem Histogramm zu sehen.

5- Zeitspektrum eines TDC–Kanals (einer Zelle).
Die Breite des Spektrums gibt die maximale Driftzeit $\simeq$ 150 ns wieder. Der steilen Flanke bei großen Zeitwerten entspricht der Ort des Anodendrahtes (common stop mode des TDC), der den Triggernullpunkt t_0 festlegt.

6- Die gemessene Zeit zu einem durch die Referenzspur vorgegeben Ort gibt die Orts–Driftzeit–Beziehung (SDTR) wieder.
Im Koordinatensystem der MSDs ist die Position des Signaldrahtes bei $\simeq$ 21 mm, die Positionen der Potentialdrähte bei $\simeq$ 13.5 mm und $\simeq$ 28.5 mm.
Aus dem Anstieg der Flanken erhält man einen mittleren Wert der Driftgeschwindigkeit für eine lineare Approximation der SDTR.

7- Die Effektivität ist gegeben durch das Verhältnis der Zeiteinträge in einer Zelle zur Anzahl gegebener Referenzspuren für diese Zelle.

8,9- Unter Verwendung einer linearen Approximation der SDTR $x_{Drift} = v_{Drift} \cdot (t_0 - t)$ kann die Auflösung der Kammer berechnet werden.

Diese detaillierte online Datenanalyse ist für die Bestimmung des Arbeitspunktes der Driftkammer in Abhängigkeit von der Effektivität und der Auflösung in einem durch die Hochspannung und die Diskriminatorschwelle festgelegten Betriebspunkt notwendig.
Um für den Einsatz im Experiment eine größere Flexibilität zu wahren, wurden für verschiedene Hochspannungswerte des Plateaubereiches (1700 V, 1750 V, 1800 V, 1850 V) die optimalen Schwellenwerte und somit der Arbeitspunkt der Kammer bestimmt. In jedem Punkt wurden Eichdatensätze für eine Kalibration der Orts–Driftzeit–Beziehung aufgezeichnet. Legt man die Breite des Spektrums von 150 ns zugrunde, ergibt sich durch die Forderung von 150...200 Einträgen pro Zeitintervall des TDC (1 ns) für eine statistisch sichere Bestimmung des Ortes in diesem Zeitintervall ein Gesamtdatensatz von 30000

Ereignissen bei einem gleichmäßigen Ausleuchten der Zelle. Aufgrund der Effektivität der Spurbestimmung durch die MSDs (60 % in der x,z Koordinatenbene für Referenzspuren der X–Ebenen der Kammer und 25 % in den Raumkoordinaten für Referenzspuren der U,V–Ebenen (s. Abschnitt 5.1) erhöht sich der geforderte Umfang der Eichdatensätze auf 50000 bzw. 120000 Ereignisse. Bei typischen Raten von 5 Hz ergab sich eine Datennahmezeit von etwa 6 h für einen Datensatz.

5 Datenauswertung und Meßergebnisse

Für die Auswertung der aufgezeichneten Datensätze wurden pro Datensatz die vom TDC gemessenen Zeiten, die für jede Ebene extrapolierten Referenzkoordinaten und Steuerinformationen in ein 'N–tuple file' geschrieben. Diese Form ermöglicht ein schnelles Einlesen der Daten in die Analyse–Programme (im vorliegenden Fall FORTRAN–Programme mit Anbindungen an HBOOK[9]–Routinen) bzw. in PAW[10] für die weitere Auswertung.

5.1 Eigenschaften des Referenzsystems

Der Spurdefinition dienten die vor und hinter der Driftkammer installierten Mikrostreifen–Detektoren (MSD) [Bähr93].
Ein MSD besteht aus 4 Silizium–Lagen ($32 \times 64\ mm^2$), je 2 zur Messung der x– und y–Koordinaten in der Ebene senkrecht zum Elektronenstrahl (z–Richtung). Die Dicke einer Lage beträgt 280 μm, der Streifenabstand 25 μm . Die Methode der kapazitiven Ladungsteilung [Kötz85] ausnutzend, wird jeder vierte Streifen ausgelesen.
Die Kombination der verfügbaren Lagen ergibt 4 Meßbereiche mit einer aktiven Fläche von $32 \times 32\ mm^2$. Die Auswahl des Meßbereiches erfolgte nach der Bestimmung der Effektivität jeder Lage auf der Grundlage der Pedestal–Werte der Kanäle und der Zahl nicht aktiver Streifen, sowie des Rauschverhaltens.

5.1.1 Spurrekonstruktion

Pro Lage wurden 320 Kanäle ausgelesen. Die Signalamplitude A_k^i im Kanal k eines Ereignisses i besteht aus 3 Anteilen:

1. Eine **Rauschfunktion** (common mode – Funktion)

$$C^i = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^{m} \left(A_k^i \right) \quad , \tag{5.1}$$

welche kohärente Schwankungen aller an einem ADC digitalisierten Kanäle beschreibt. Die Zahl m der aktiven Kanäle wird durch Korrekturtabellen festgelegt, die mechanisch oder elektrisch nicht verbundene Auslesekanäle erfassen und aus der Berechnung ausschließen.

2. Das **Pedestal** pro Kanal

$$P_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \left(A_k^i - C^i \right) \quad , \tag{5.2}$$

welches, über die Anzahl der Ereignisse n summiert, den mittleren Wert des individuellen Rauschverhaltens eines Kanals angibt.
Um zeitliche Schwankungen des Pedestals zu erfassen, wurden die Werte für P_k während der Test–Messungen nach einer Anzahl $n \simeq 50$ neu berechnet.

[9]Statistical Analysis and Histogramming, CERN Program Library (1993)
[10]Physical Analysis Workstation, CERN Program Library, Version 2.04 (1994)

Diesen Berechnungen liegt die Annahme zugrunde, daß der Wert des Pedestals aufgrund der geringen Ereignisraten ($R_{max} = 18\,Hz$, $R_{typ.} = 1...5\,Hz$) durch ein Teilchensignal nicht verfälscht wird.

3. Das **Teilchen–Signal**

$$S_k^i = A_k^i - C^i - P_k\,, \tag{5.3}$$

welches beim Überschreiten eines Schwellenwertes die Grundlage der Berechnung des Teilchendurchgangsortes darstellt.

Die von einem senkrecht einfallenden Teilchen im Detektor freigesetzten Ladungsträger werden hauptsächlich von den der Teilchenspur benachbarten Auslesestreifen erfaßt. Ein schwaches Signal kann ebenfalls auf einem übernächsten Auslesestreifen induziert werden [Kötz85]. Gesucht wurde daher nach Clustern, die sich aus maximal 3 benachbarten Streifen zusammensetzen, in denen ein Teilchen–Signal $S_k^i \geq 0,5$ registriert wurde. Für die Gesamtladung eines Clusters wurde ein Schwellenwert $\sum_{k=k_1}^{k_n} (S_k^i) \geq 4,0$ gefordert ($k_1 ... k_n = 1.$ ... n-ter Streifen des Clusters, $n \leq 3$).
Die Koordinate für einen durch den Cluster definierten 'Hit' wird durch die Berechnung des Cluster–Schwerpunktes bestimmt.
Die gemessenen Koordinaten der Referenzdetektoren MSD 1,2 legen die Spur in der x,z bzw. y,z–Ebene fest. Für Hit–Multiplizitäten ≥ 2 wurde durch die Kombination aller Koordinaten und durch eindeutige Selektion von Spurwinkeln $\tan\alpha \leq 3\sigma_\alpha$ die Teilchenspur bestimmt, wobei σ_α die Breite der gemessenen Winkelverteilung (Abb.5.5 auf Seite 45): $\tan\alpha \approx \alpha \sim \mathcal{O}(10^{-4})$ beschreibt.
Die Extrapolation auf die Spurkoordinate in der i–ten Ebene der Driftkammer erhält man

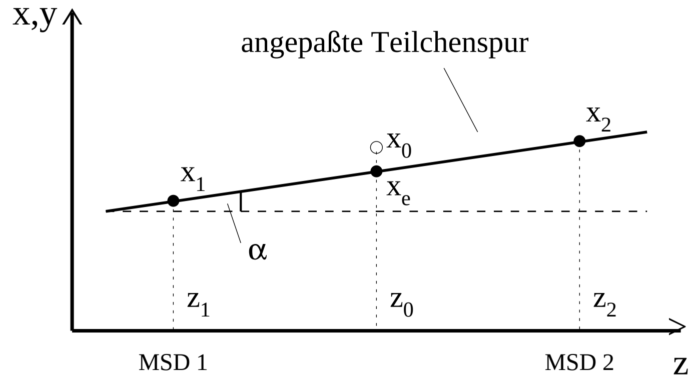


Abb. 5.1: *Erläuterung der in der Extrapolationsrechnung verwendeten Variablen. Die Koordinate z_0 entspricht der jeweiligen z–Position der 6 Drahtebenen der Kammer; x_e ist die extrapolierte und x_0 die gemessene Koordinate einer Ebene.*

über den Wert des Anstieges der Spur im gesuchten Punkt z_0^i:

$$\begin{aligned} \tan\alpha &= \left(\frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1}\right) = \left(\frac{x_e - x_1}{z_0^i - z_1}\right) \\ \Rightarrow \quad x_e^i &= x_1 + (x_2 - x_1) \cdot \underbrace{\left(\frac{z_0^i - z_1}{z_2 - z_1}\right)}_{\mathcal{Z}} \qquad \mathrm{i} = 1 \ldots 6 \end{aligned} \tag{5.4}$$

5.1.2 Effektivität der Spurbestimmung

Die gemessenen Effektivitäten der MSD–Ebenen (das Auffinden eines oder mehrerer Hits pro Ereignis) zeigt Tabelle 5.1. Diese werden durch nichtaktive Auslesestreifen (elektrisch oder mechanisch defekt) und durch hohe Pedestalwerte einiger Kanäle eingeschränkt.

	MSD 1	MSD 2	Spurbestimmung	
x,z–Ebene	80 %	80 %	60 %	} 25 %
y,z–Ebene	80 %	70 %	45 %	

Tab. 5.1: *Effektivitäten der verwendeten MSD–Lagen und der Spurbestimmung aus den gemessenen MSD–Koordinaten.*

Die Bestimmung einer Referenzspur erfordert das Auffinden eines oder mehrerer Hits in beiden Referenzdetektoren. Der berechnete Spurwinkel unterlag außerdem dem Schnitt auf die gemessene Winkelverteilung $\tan\alpha \leq 3\sigma_\alpha$.
Bezogen auf die Anzahl der Ereignisse wurden die Referenzspuren in der Projektion auf die x,z– bzw. y,z–Ebene und im Raum mit den in Tabelle 5.1 angegebenen Effektivitäten gefunden. Die geringe Effektivität für Spuren in der y,z–Ebene ist auf eine hohe Hit–Multiplizität der y–Lage des MSD 1 (Histogramm 2b in Abb.4.4 auf Seite 38) zurückzuführen.

Einer Referenzkoordinate der X–Ebenen der Driftkammer entspricht die Spur in der x,z–Ebene der MSD Koordinaten.
Die Referenzkoordinaten der U,V–Ebenen berechnen sich aus den räumlichen Spurpunkten der MSD Koordinaten zu:

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ \cos\beta & -\sin\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \qquad ,(\beta = 30^0) \tag{5.5}$$

Diese können mit einer Effektivität von $(60 \times 45)\% \simeq 25\ \%$ bestimmt werden (Tab.5.1).

5.1.3 Auflösung des Referenz–Systems

Die Bestimmung der Meßgenauigkeit der MSDs wurde in einem speziellen Aufbau (Abb.5.2) vorgenommen. Die Detektoren wurden auf einer optischen Schiene befestigt und mit Hilfe

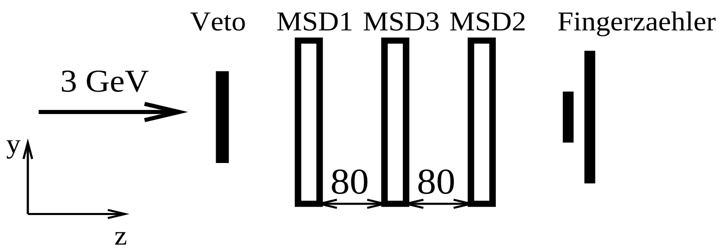


Abb. 5.2: *Meßaufbau für die Bestimmung der Eigenschaften des Referenzsystems.*

eines Lasers senkrecht zur Strahlrichtung auf die Strahlposition eingemessen.

Die x– und y–Koordinaten der 3 MSDs wurden auf einen Referenzpunkt in einem gemeinsamen Koordinatensystem korrigiert. Ein Triggersignal aus der Antikoinzidenz des Szintillator–Vetos mit den gekreuzten Finger–Szintillatoren (Breite 15mm), definierte ein scharfes Strahlprofil in der x– und y–Richtung (Abb.5.3).

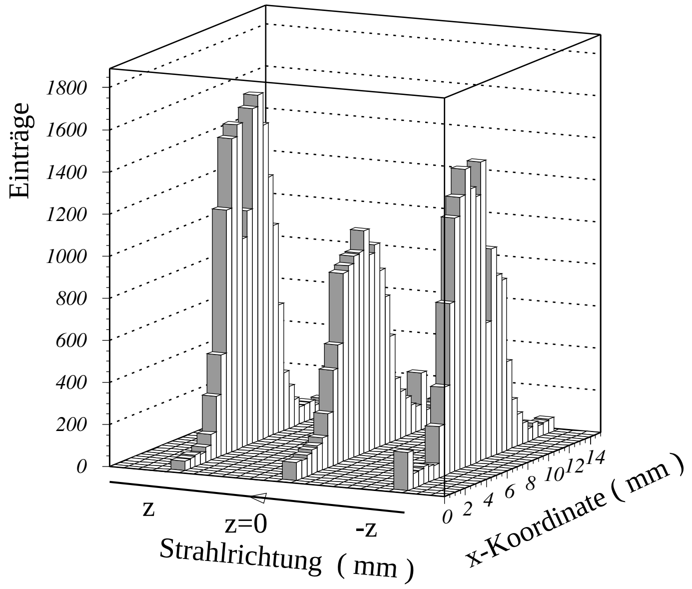


Abb. 5.3: *Gemessenes Strahlprofil in der x,z–Ebene. Der Untergrund wurde durch einen* 3–Sigma–Schnitt *auf die Breite des Profils unterdrückt.*

Ein Maß für die Meßgenauigkeit der Referenzdetektoren stellt die Residuen–Verteilung der extrapolierten Spurkoordinate x_e (Glg.5.4) zur gemessenen Koordinate x_0 im MSD 3 dar:

$$R \;=\; (\; x_0 - x_e \;) \;=\; x_0 - x_1 + (x_1 - x_2) \cdot \mathcal{Z} \tag{5.6}$$

Abbildung 5.6 auf Seite 46 gibt diese Verteilung für die x bzw. y–Koordinate wieder. Die Streuung σ_{res} des gemessenen Wertes um den extrapolierten Wert ergibt die Auflösung des Detektors.
In den extrapolierten Wert geht sowohl die Ungenauigkeit der angepaßten Spur infolge der endlichen Auflösung der Referenzdetektoren als auch der Versatz der Spur durch Vielfachstreuung im MSD 3 ein. Die interne Auflösung der MSDs ergibt sich daher aus der Standardabweichung der Residuenverteilung nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$(\,\sigma^2_{res} \;-\; \sigma^2_{vs}\,) \;=\; \sum_i \left(\frac{\partial R}{\partial x_i}\right)^2 \sigma_i^2 \;=\; \left(\frac{\partial R}{\partial x_0}\sigma_0\right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_1}\sigma_1\right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_2}\sigma_2\right)^2 \tag{5.7}$$

σ_{res}	...	Standardabweichung des mittleren Residuums (Abb.5.6)
σ_{vs}	...	Fehler durch die Vielfachstreuung
σ_0, σ_1, σ_2	...	Meßgenauigkeit der MSDs .

Da alle eingesetzten MSDs vom gleichen Typ sind, gilt: $\boxed{\sigma_0 = \sigma_1 = \sigma_2}$, so daß man für die Auflösung der Detektoren erhält:

$$\sigma_0^2 \;=\; \frac{1}{2(1+\mathcal{Z}^2-\mathcal{Z})} \cdot (\, \sigma_{res}^2 \;-\; \sigma_{vs}^2\,)\,. \tag{5.8}$$

Entsprechend der z–Positionen der Detektoren nimmt $\mathcal{Z}$ den folgenden Wert an:

$$\mathcal{Z} \;=\; \left(\frac{z_0-z_1}{z_2-z_1}\right) = \frac{1}{2} \qquad \text{für} \qquad z_0 = 0, \quad z_1 = -z_2 \tag{5.9}$$

und die *Auflösung der MSDs* berechnet sich zu:

$$\boxed{\sigma_0 \;=\; \sqrt{\frac{2}{3}\,(\,\sigma_{res}^2 \;-\; \sigma_{vs}^2\,)}}\,. \tag{5.10}$$

Abschätzung des Beitrages der Vielfachstreuung zur Auflösung des Referenzsystems

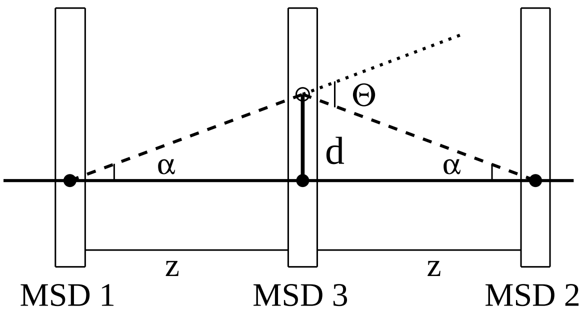


Abb. 5.4: *Erläuterung der Variablen zur Berechnung des Fehlers der Vielfachstreuung.*

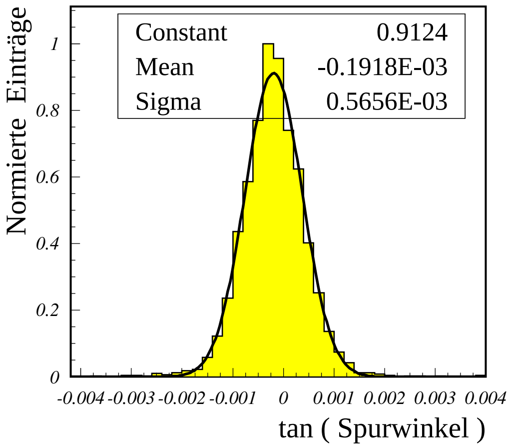


Abb. 5.5: *Winkelverteilung in der x,z Ebene.*

Die Parametrisierung der Vielfachstreuung [Pdb 94] ergibt in einer Ebene eine Winkelablenkung von:

$$\Theta_0 \;=\; \frac{0.0136}{\beta\, p\,[GeV]}\; z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left[\, 1 \;+\; 0.038\; \ln\frac{x}{X_0}\,\right] \quad \simeq\; 0.22\; mrad \tag{5.11}$$

β	...	Teilchengeschwindigkeit	$\beta \;\simeq 1$
p	...	Teilchenimpuls	p $= 3$ GeV
z	...	Ladung des Teilchens	z $= 1$
X_0	...	Strahlungslänge	$X_0^{Si} = 9.36$ cm
x	...	Schichtdicke	x $= 560\ \mu m$

Die gemessene Winkelverteilung (Abb.5.5) ergibt in guter Näherung gerade Spuren ($\tan\alpha \sim \mathcal{O}(10^{-4})$), und entsprechend Abbildung 5.4 erhält man für die Abweichung d infolge der Vielfachstreuung

$$\tan\alpha = \frac{d}{z} \quad\Rightarrow\quad d = z\cdot\tan\frac{\Theta}{2} \approx z\cdot\frac{\Theta}{2} \qquad\qquad \text{mit}\quad \alpha = \frac{\Theta}{2}, \tag{5.12}$$

und für den Fehler der Vielfachstreuung :

$$\begin{aligned}\sigma_{vs} &= \left(\frac{\partial d}{\partial\Theta}\cdot\sigma(\Theta)\right) = \frac{z}{2}\cdot\sigma(\Theta) = \frac{80\,mm}{2}\cdot 0.22\,mrad \\ &= \underline{8.8\,\mu m}\end{aligned} \tag{5.13}$$

Mit den Werten für σ_{res} aus Abbildung 5.6 und dem in Glg.(5.13) abgeschätzten Fehler für die Vielfachstreuung ergibt sich die **gemessene interne Auflösung der MSDs** zu (Glg.5.10) $\boxed{\sigma_0 = 25\,\mu m}$.

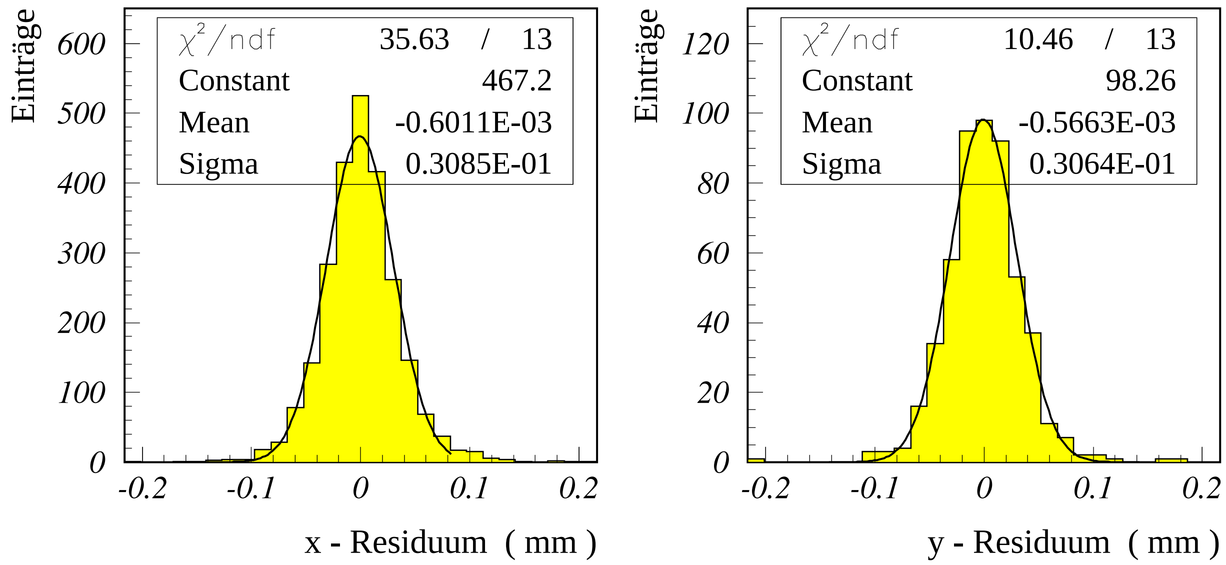


Abb. 5.6: *Residuen–Verteilung für MSD 3 in der x,z Ebene und der y,z–Ebene*

5.2 Datensatz für die Analyse

Der Datensatz der Testmessungen für die Driftkammer umfaßt die Driftzeiten und die in die Ebenen der Kammer extrapolierten Referenzkoordinaten. In einem ersten Schritt der Analyse werden die Daten auf ein Koordinatensystem der Zelle bezogen, in dem sich der Signaldraht im Koordinatenursprung befindet. Dies erfordert eine Korrektur der Daten:

1. Bestimmung des Trigger–Nullpunktes t_0 .
2. Bestimmung der Position des Signaldrahtes im Koordinatensystem der MSDs.

5.2.1 Bestimmung des Trigger–Nullpunktes

Auswertung der Zeitspektren
Die gemessenen Driftzeiten liegen zunächst in der Zeitzählung des TDC in Bezug auf das 'common stop' Signal in den Einheiten eines TDC–Intervalls (1 ns) vor. Im 'common stop' Modus des TDC entspricht dem größten Zeiteintrag die kürzeste Driftzeit in der Kammer. Daher erhält man aus dem Zeitspektrum eines TDC–Kanals (einer Zelle) eine Korrektur des Trigger 'offset's durch die Bestimmung der größten Driftzeit an der Flanke des Spektrums (Abb.5.7). Der Schnittpunkt einer an die Flanke angepaßten Geraden mit der Zeit–Achse

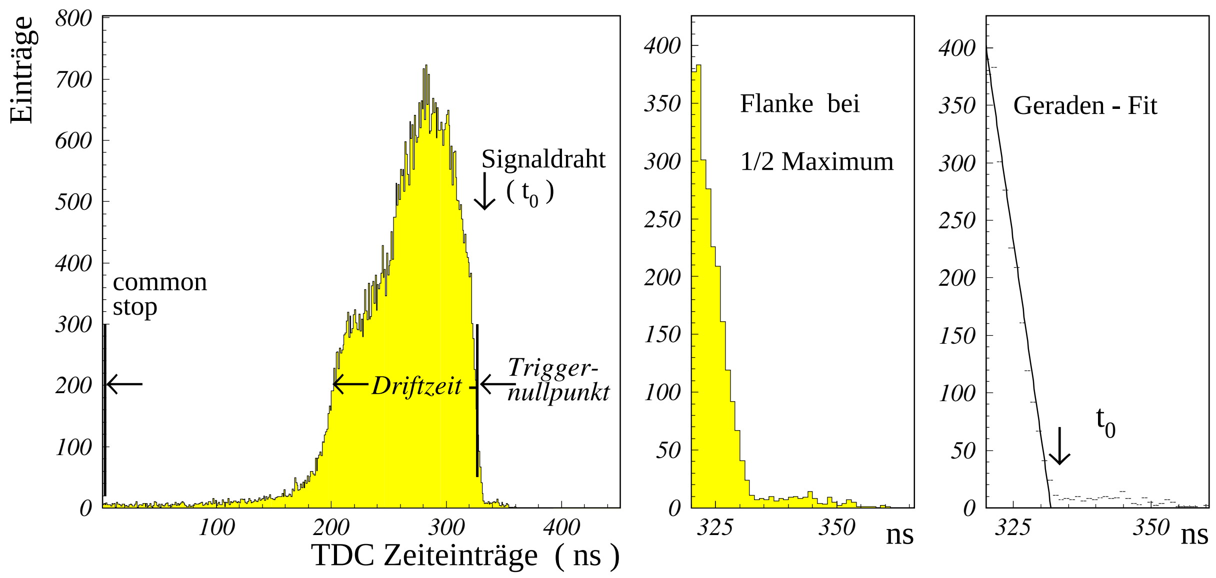


Abb. 5.7: *Typisches Zeitspektrum eines TDC–Kanals (einer Driftzelle) und Festlegung des Trigger–Nullpunktes durch eine Geraden–Anpassung an die Flanke des Spektrums.*

ergibt den Wert des Trigger–Nullpunktes t_0. Diesem entspricht der Ort des Signaldrahtes in der Zelle. Für die gemessenen Zeitspektren erhält man eine stabile Anpassung auf den Fußpunkt der Flanke durch einen Schnitt auf die halbe Höhe des Spektrums.
Die korrigierten Driftzeiten ergeben sich aus den gemessenen TDC–Zeiten zu:

$$t_{drift} = t_0 - t_{TDC} \tag{5.14}$$

Das auf diese Weise für jede Ebene erhaltene t_0 beschreibt neben der Triggerverzögerung auch Laufzeitunterschiede aufgrund unterschiedlicher Kabellängen und Nichtlinearitäten des TDC. Diese Fehler sind somit aus den berechneten Zeiten t_{drift} herauskorrigiert.

Messung der Laufzeiten
Eine zweite Methode der Bestimmung des Trigger–Nullpunktes t_0 beruht auf der Messung der Laufzeit des Signals vom Ausgang der Driftkammer bis zum Ausgang des TDC. Für diese Messungen existiert auf den 'Fan-out' Platinen der Kammer ein Leiterzug ('common wire'), der das gleichzeitige Einspeisen eines Testpulses in alle Verstärkereingänge ermöglicht. Beachtet man die Laufzeit des Signals auf dem 'common wire', erhält man für jede Zelle einen absoluten Wert t_0.
Während der Testmessungen wurden mit dieser Methode nur Laufzeit*unterschiede* zwischen den Ebenen gemessen. Tabelle 5.2 enthält diese Messungen im Vergleich zu den aus den Spektren bestimmten Zeitdifferenzen. Die Zeitwerte für die Messung mit dem Testpuls wurden durch Mittelung über $\simeq$ 15000 Messungen pro Ebene bestimmt. Die t_0–Werte aus den Zeitspektren wurden auf einen ganzzahligen Wert entsprechend einem TDC–Zeitintervall von 1ns gerundet.

Ebene:	U	UU	X	XX	V	VV
Testpuls	0.0	10.1	18.0	3.6	11.5	1.7
Zeit–Spektrum	0	10	18	3	12	2

Tab. 5.2: *Vergleich der Methoden der t_0–Bestimmung. Die Tabelle enthält die Differenzen in Bezug auf den Wert für t_0 in der U–Ebene.*

5.2.2 Bestimmung der Signaldrahtposition

Für einen Bezug der Referenzkoordinaten auf das Koordinatensystem der Driftzelle muß die Position des Signaldrahtes bezüglich der MSD–Koordinaten bekannt sein. Abbildung 5.8 zeigt die berechneten Driftzeiten t_{drift} einer Zelle im MSD–Koordinatensystem.
Die Spitze des 'V', das durch die Driftzeiten der beiden Zellhälften gebildet wird, entspricht der Position des Signaldrahtes. Eine Unterscheidung der Zeiten links bzw. rechts des Signaldrahtes ist durch die MSD–Ortskoordinaten möglich.
Aus dem Anstieg einer an das 'V' approximierten Geraden ergibt sich eine mittlere Driftgeschwindigkeit in der Zelle von $v_{drift} \simeq 55\,\mu m/ns$.

Unter Verwendung eines 3–Parameter–Fits, der die gespiegelten Geraden in einem horizontal verschiebbaren Punkt verbindet, kann die Position des Signaldrahtes mit einer statistischen Genauigkeit von 5 μm bestimmt werden (Abb.5.9). Die systematische Sicherheit dieser Anpassung verlangt eine annähernd gleiche Zahl von Einträgen auf beiden Seiten des Spiegelpunktes. In diesem Fall ist die Genauigkeit der Positionsbestimmung durch den statistischen Fehler der Anpassung gegeben.

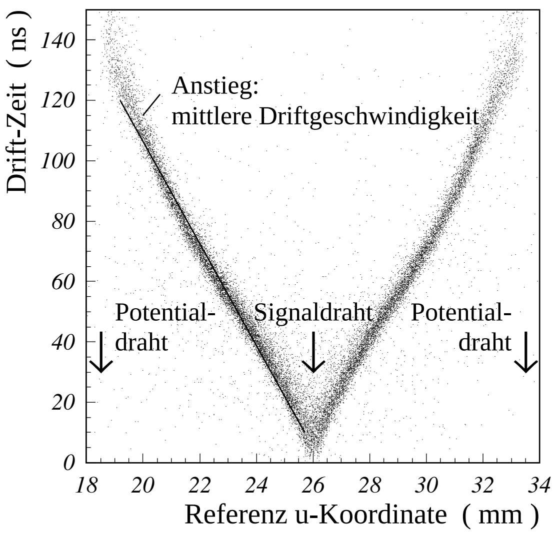


Abb. 5.8: *Darstellung der Driftzeiten gegen die Ortskoordinate im Referenzsystem der MSDs.*

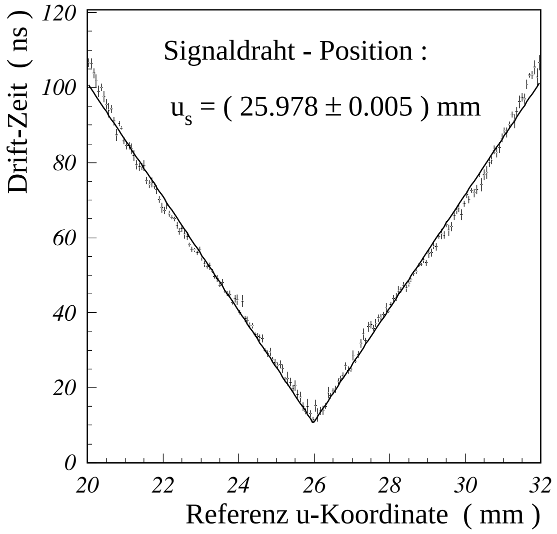


Abb. 5.9: *Bestimmung der Position des Signaldrahtes für die U–Ebene.*

Somit erhält man den Datensatz für die Beschreibung der Driftkammer durch:

- die Korrektur der TDC–Zeiten auf den Trigger–Nullpunkt für *jede Ebene*,
- die Transformation der Referenzkoordinaten auf das Koordinatensystem für *jede Zelle*.

Insgesamt stehen die Daten von 9 Driftzellen für eine unabhängige Bestimmung der Kammer–Parameter zur Verfügung. (s. Abb.4.1 auf Seite 33)
Alle im weiteren dargelegten Berechnungen und Auswertungen verwenden die auf eine Zelle transformierten Meßdaten.

5.3 Arbeitspunkt der Driftkammer

Die Bestimmung der Arbeitspunkte der Driftkammer in Abhängigkeit von der Betriebs–Hochspannung und der Diskriminator–Schwelle mußte bereits während der Testmessungen mit Hilfe der 'online'–Analyse erfolgen, da für diese Punkte Eichdatensätze für eine Kalibration der Orts–Driftzeit–Beziehung genommen werden sollten.
Die bestimmenden Größen für die Festlegung des Arbeitspunktes bei einer vorgegebenen Hochspannung sind die Werte für die Auflösung und die Effektivität, sowie das Übersprechverhalten der Kammer in Abhängigkeit von der Diskriminator–Schwelle.
Zur Messung dieser Abhängigkeiten wurden für 4 Werte der Hochspannung (1700, 1750, 1800, 1850 V) Datensätze im Umfang von $\simeq$ 20 000 Ereignissen zu verschiedenen Einstellungen der Schwelle (40mV ... 100 mV) aufgezeichnet.
Die Auswertung der Datensätze bezog sich aufgrund der geringen Statistik und der begrenzten Effektivität der Spurbestimmung durch das Referenzsystem auf die X bzw. XX Ebenen der Driftkammer.

Insbesondere das Übersprechverhalten konnte während der Testmessungen nicht detailliert untersucht werden. Die nachfolgend gezeigten Ergebnisse der Arbeitpunkt–Bestimmung entstammen deshalb der 'offline'–Analyse der Daten.

5.3.1 Auflösung

Die Auflösung wurde mit einer linearen Approximation der Orts–Driftzeit–Beziehung berechnet:

$$x_{drift}^{lin.} = v_{drift} \cdot t_{drift} \tag{5.15}$$

Hier entspricht dem Wert für v_{drift} die Approximation in Abbildung 5.8: $v_{drift} \simeq 55\,\mu m/ns$.

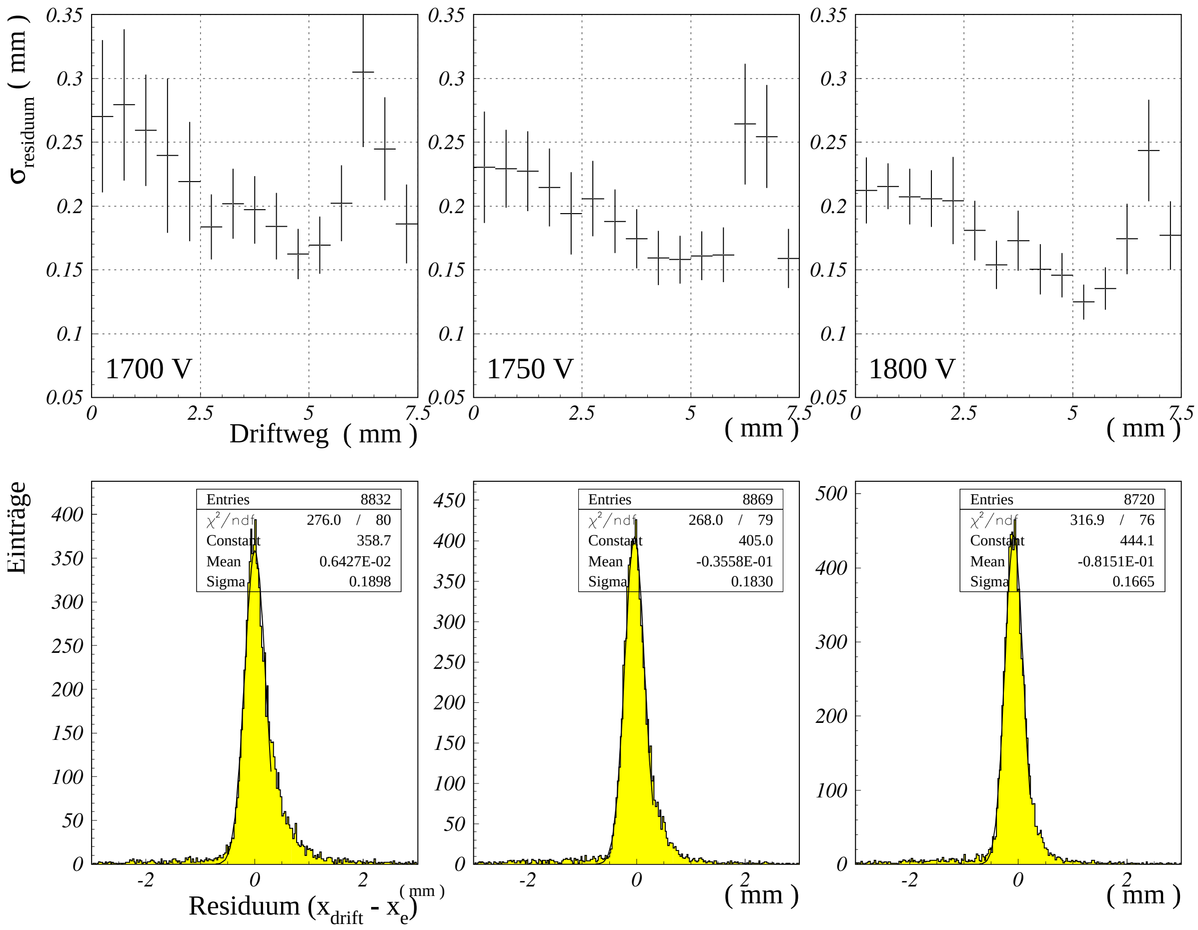


Abb. 5.10: *Auflösung der Driftkammer in Abhängigkeit vom Driftweg bzw. bei Mittelung über die gesamte Zelle für verschiedene Hochspannungen und einen Schwellenwert von 50 mV.*

Die Verteilung der Residuen $(x_{drift} - x_e)$ der aus der gemessenen Zeit berechneten Ortskoordinate zur extrapolierten Koordinate gibt einen Wert für die Auflösung der Kammer. Abbildung 5.10 zeigt die Residuen–Verteilungen für eine Mittelung über die gesamte Driftzelle

sowie deren Abhängigkeit vom Driftweg in der Zelle. Zur Erhöhung der Statistik wurden die Referenzspuren auf eine Zellhälfte projiziert.
Die Berechnung der Abhängigkeit der Kammerauflösung von den in Tabelle 5.3 gezeigten Einstellungen ermöglicht die Auswahl der optimalen Betriebswerte (Abb.5.15).

5.3.2 Effektivität

Die Berechnung der Effektivität in der durch die Referenzspur vorgegebenen Zelle ist definiert durch:

$$\epsilon_i = \frac{(\Sigma\,\text{Zeiteinträge})}{(\Sigma\,\text{Referenzspuren})_i} \qquad , \delta_{\epsilon_i} = \sqrt{\frac{\epsilon_i\,(1 - \epsilon_i)}{(\Sigma\,\text{Referenzspuren})_i}} \tag{5.16}$$

i ... i–tes Intervall über den Driftweg, δ_{ϵ_i} ... statistischer Fehler

Die Abhängigkeit der Effektivität vom Driftweg ist für diese Abschätzung ausschließlich durch die Referenzspur vorgegeben. Eine Korrelation des gemessenen Zeitsignals zu der extrapolierten Ortskoordinate wurde in dieser Berechnung nicht gefordert.

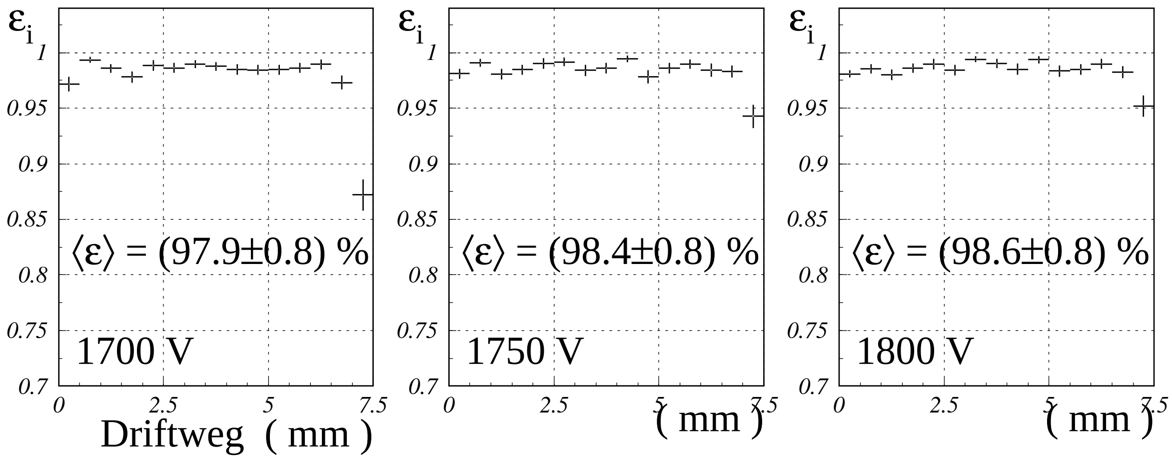


Abb. 5.11: *Effektivität der Driftkammer in Abhängigkeit vom Driftweg bzw. für eine Mittelung über die Zelle, gegeben durch den Zahlenwert, für verschiedene Hochspannungen und einen Schwellenwert von 60 mV.*

Der Wert für die Effektivität in Abbildung 5.11 ist als mittlere Effektivität über die gesamte Zelle (i=1) berechnet. Innerhalb der Fehler ist die Effektivität über den vermessenen Bereich nahezu konstant (Abb.5.15).

5.3.3 Übersprechen

Als Übersprechen wird das Induzieren von Signalen in Nachbarkanälen bezeichnet. Es tritt sowohl zwischen benachbarten Zellen als auch zwischen benachbarten Ebenen auf. Eine

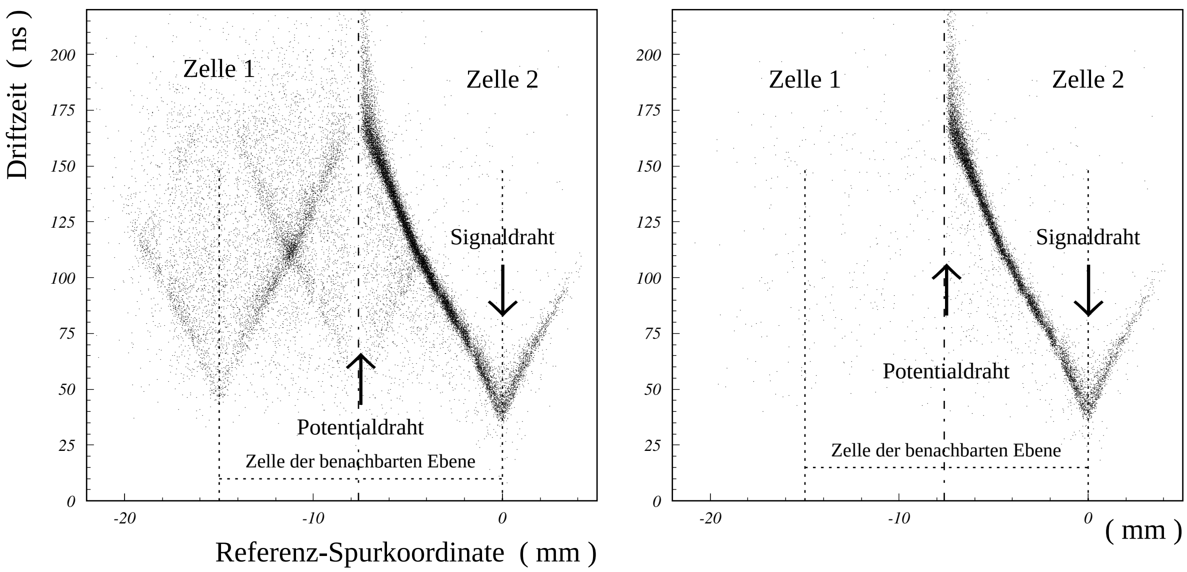


Abb. 5.12: *Übersprechen zwischen benachbarten Zellen und Ebenen. Im* rechten Bild *wurden korrelierte Zeiteinträge in benachbarten TDC–Kanälen explizit ausgeschlossen. (Spannung* 1800 V*, Schwelle* 40 mV*)*

Illustration des Übersprechens gibt Abbildung 5.12. Im linken Bild sind alle Zeiten eingetragen, die am Signaldraht der Zelle 2 ausgelesen wurden. Man erkennt deutlich den Schatten der benachbarten Zelle und den Schatten der versetzten Ebene. Das heißt, daß im Auslesekanal der Zelle 2 ein Zeiteintrag für eine in der Zelle 1 rekonstruierte Teilchenspur gemessen wird. Im rechten Bild wurden Zeiteinträge in den Nachbarkanälen ausgeschlossen. Infolge der geringeren Statistik ist auch der Schatten der Nachbarebene nicht mehr sichtbar, obwohl diese Einträge nicht explizit unterdrückt wurden.

Eine Quantifizierung des Übersprechens erhält man durch die Abschätzung der prozentualen Anteile der induzierten Zeiteinträge an der Gesamtzahl der in einer Zelle ausgelesenen Zeiten. Berücksichtigt werden dabei nur korrelierte Zeiteinträge. Abbildung 5.13 zeigt diese Korrelation zwischen benachbarten Kanälen der X Ebene. Für alle Ebenen wurde ein Anteil simultaner Signale und ein Anteil gegeneinander um $\simeq$ 12 ns verzögerter Signale gefunden.
Die Untersuchung der Ortsabhängigkeit ergab eine Zuordnung der gleichzeitigen Signale zum Übersprechen zwischen den *Ebenen* und der verzögerten Signale zum Übersprechen zwischen benachbarten *Zellen*.
Der prozentuale Anteil induzierter Signale zwischen benachbarten Zellen lag bei den geneigten Ebenen (U, V) um $\approx$ 1...3 % über dem Anteil in den X Ebenen. Dies entspricht etwa dem Verhältnis der Längen der Drähte für die X bzw. U,V Ebenen.

Labormessungen [Ruso95] ermöglichten eine Separation verschiedener Anteile zum Übersprechen:

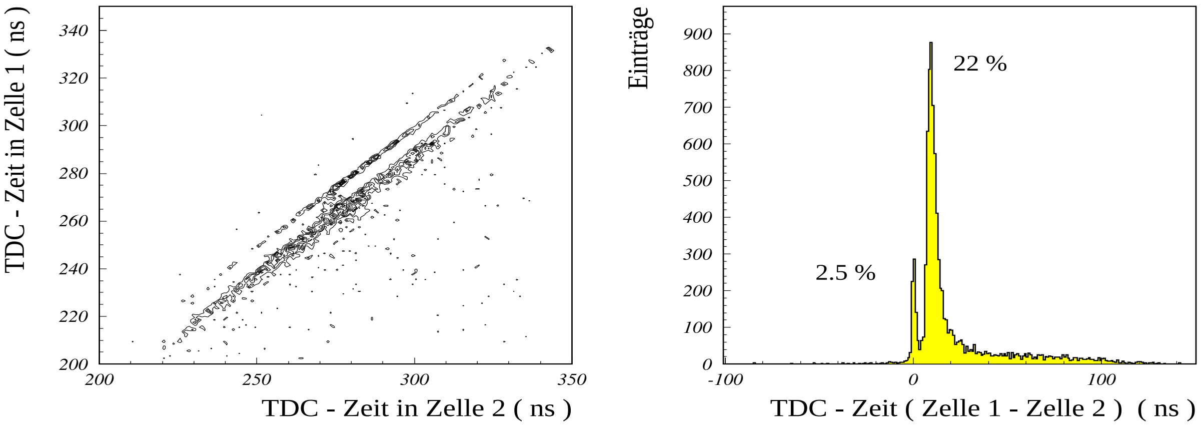


Abb. 5.13: *Das* linke Bild *zeigt die Zeiteinträge* ($\neq$ 0) *zwischen benachbarten Zellen für alle Teilchendurchgangsorte innerhalb der Zelle* 2. *Das* rechte Bild *zeigt die Differenz dieser zwei Zeiten und den prozentualen Anteil an sämtlichen registrierten Signalen.*

- simultan zwischen den Ebenen
- simultan zwischen den Zellen
- verzögert um $\simeq$ 12 ns zwischen den Kanälen der Verstärkerchips (Fujitsu) und von einem Verstärkerchip zum nächsten auf derselben Karte
  (Auf jeder Vorverstärkerkarte gibt es 4 Fujitsu–Chips mit je 4 Kanälen für eine Auslese von insgesamt 16 Kanälen pro Verstärkerkarte.)
- simultan über die 8 V –Leitung der Spannungsversorgung der Vorverstärkerkarte

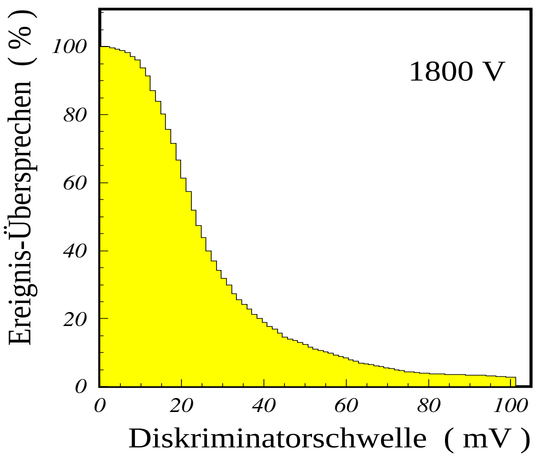


Abb. 5.14: *Ereignis–Übersprechen, das sich aus dem gemessenen Amplitudenübersprechen von $\simeq$ 3% und einer gemessenen Amplitudenverteilung der Kammersignale für eine Hochspannung von 1800 V in Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle ergibt.* [Ruso95]

Die prozentuale Größe dieser Anteile wurde bzgl. der Amplitude des Testpulses gemessen. Um einen Vergleich zu dem aus den Testmessungen erhaltenen Ereignis–Übersprechen zu

ermöglichen, mußte die Amplitudenverteilung der Kammersignale bekannt sein (Abb.3.9 auf Seite 25). Aus dieser Verteilung kann das aus den Amplitudenmessungen erwartete Ereignis–Übersprechen in Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle angegeben werden (Abb. 5.14).
Die Ergebnisse der Abschätzung des Übersprechens (CT) aus den Daten der Testmessungen sind für die verschieden Spannungen und Schwellen in Abbildung 5.15 zusammengefaßt.

5.3.4 Festlegung der Arbeitspunkte

Bestimmend für die Auswahl des Arbeitspunktes ist der Kompromiß zwischen einer bestmöglichen Auflösung und einem tolerierbaren Übersprechen. Die Effektivität der Driftkammer zeigt nur eine leichte Veränderung bei der Variation der Einstellungen.
Ein starkes Übersprechen führt zu Uneindeutigkeiten in der Spurrekonstruktion. Monte Carlo Berechnungen ergaben [HMC 94], daß ein Anteil von ≤ 15 % aufgrund der zeitlichen Verzögerung von $\simeq 12$ ns und der hohen Redundanz der spurdefinierenden Driftkammern für die Rekonstruktion unkritisch ist.
Die Ergebnisse der vorgestellten Untersuchungen sind in den folgenden Abbildungen 5.15 zusammengefaßt:

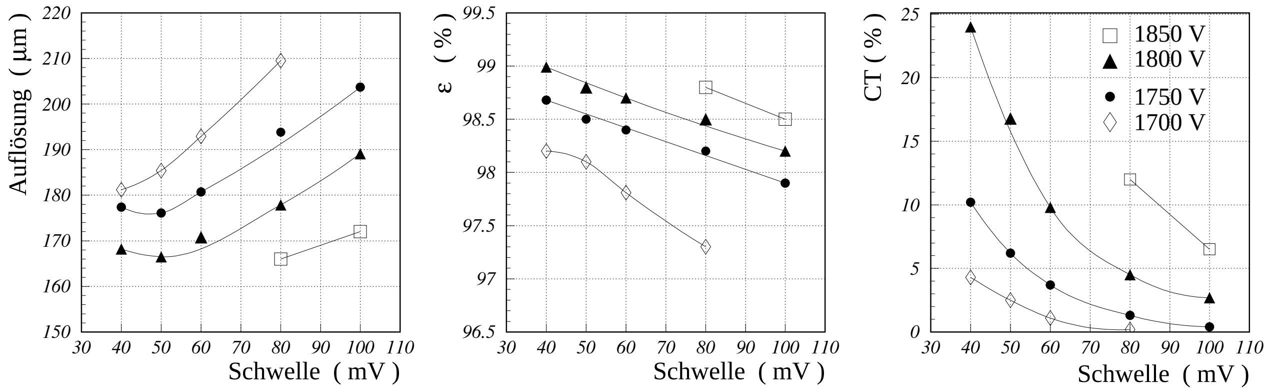


Abb. 5.15: *Auflösung, Effektivität und Übersprechen für die untersuchten Spannungswerte und verschiedene Einstellungen der Diskriminatorschwelle.*

Aufgrund der gezeigten Abhängigkeiten werden die folgenden Arbeitspunkte als optimal betrachtet:

Hochspannung :	1700 V	1750 V	1800 V	1850 V
Schwelle :	40 mV	50 mV	60 mV	80 mV

Tab. 5.3: *Festlegung der Arbeitspunkte der Driftkammer für verschiedene Hochspannungen durch die Auswahl der Diskriminatorschwelle.*

5.4 Kalibration der Driftkammer

Für den Betrieb der Driftkammern im HERMES–Experiment werden die folgenden Kalibrationsdatensätze benötigt:

- Orts–Driftzeit–Beziehung (SDTR): $x_{drift} = f(t_{drift})$ für die Zuordnung des Teilchendurchgangsortes zur gemessenen TDC–Zeit als Eingabe für das HERMES Spurrekonstruktionsprogramm [HRC 94].

- Driftzeit–Orts–Beziehung: $t_{drift} = f(x_{drift})$ als Eingabe für Monte Carlo Berechnungen [HMC 94], in denen die Teilchenspur vorgegeben ist und die TDC–Signale simuliert werden.

- Auflösung und Effektivität in Abhängigkeit vom Driftweg für die Simulation der Driftkammer–Charakteristik in Monte Carlo Berechnungen.

Unter Verwendung der aus den Testmessungen abgeleiteten nichtlinearen SDTR können die Auflösung und die Effektivität der Kammer im Arbeitspunkt exakt bestimmt werden.

Die benötigten Datensätze wurden als 'look–up table' erstellt und in die Kalibrations–Datenbasis des Experimentes übernommen.

5.4.1 Bestimmung der nichtlinearen Orts–Driftzeit–Beziehung

Grundsätzlich gibt es zwei Möglichkeiten, die SDTR aus den gemessenen Daten zu bestimmen:

1. Integration des Zeitspektrums für eine Driftzelle

2. Zuordnung der Referenzkoordinaten zu den gemessenen Zeiten

Die Integration des Zeitspektrums setzt ein gleichmäßiges Ausleuchten der Zelle bzw. die Kenntnis des Strahlprofils für eine Korrektur voraus. Durch das Triggern mit den $30 \times 30\ mm^2$ Szintillatoren ergab sich ein gaußförmiges Strahlprofil der Gesamtbreite von $\simeq 15$ mm auf halber Profilhöhe. Ein gleichförmiges Ausleuchten der Zelle war damit nicht gegeben.

Die Koordinatenbestimmung durch das Referenzsystem gibt die Teilchenspuren mit einer im Vergleich zu der erwarteten Kammer–Auflösung hohen Genauigkeit wieder. Dies ermöglichte eine direkte Messung der Orts–Driftzeit–Beziehung (Abb. 5.16a). Sie wurde durch die Berechnung des wahrscheinlichsten Wertes für die Ortskoordinate in jedem Zeitintervall des TDC (1 ns) aus einer großen Anzahl ($n \geq 100$) von Meßwerten bestimmt.

Unter der Annahme einer symmetrisch aufgebauten Zelle sollte die SDTR für beide Zellhälften gleich sein. Zudem kann allein durch die Zeitmessung nicht auf den Teilchendurchgang links bzw. rechts vom Signaldraht geschlossen werden. Zur Erhöhung der verfügbaren Statistik werden daher die Referenzspuren auf eine Zellhälfte projiziert.

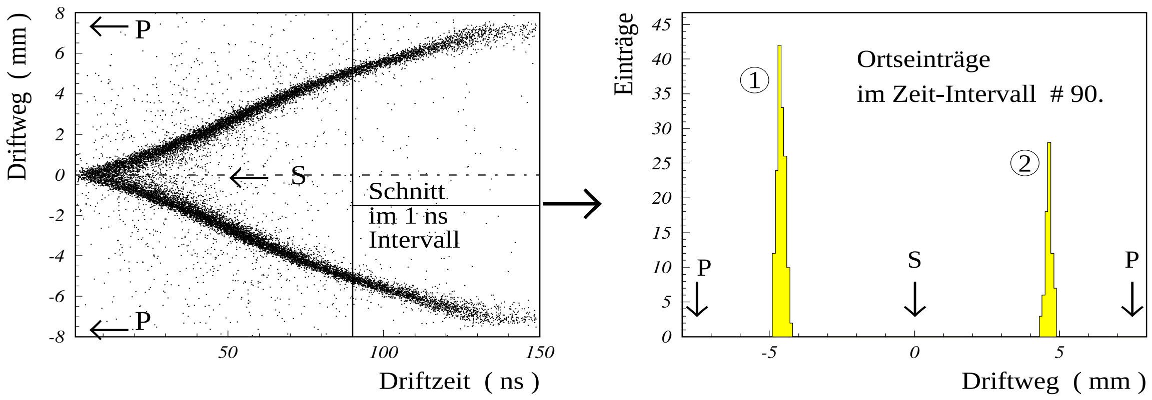


Abb. 5.16: linkes Bild(a): *Orts–Driftzeit–Beziehung links bzw. rechts des Signaldrahtes. (P bezeichnet den Potentialdraht und S den Signaldraht.)*
Die Ortseinträge zu einem Zeitbin der Breite 1 ns sind im rechten Bild(b) *dargestellt.*

Projektion der Daten auf eine Zellhälfte
Die Signaldrahtposition als Bezugspunkt der Projektion kann mit der in Abschnitt 4.2.2 vorgestellten Methode mit einer Genauigkeit von $\simeq 5\,\mu m$ bestimmt werden. Die Ausführung der Projektion setzt die *Symmetrie der Zelle* voraus. Um diese zu überprüfen wurden aus der in Abbildung 5.16a gezeigten Verteilung für jedes Zeitintervall, einem Schnitt parallel zur Ordinatenachsen entsprechend, die Ortskoordinaten in einem Histogramm aufgetragen.

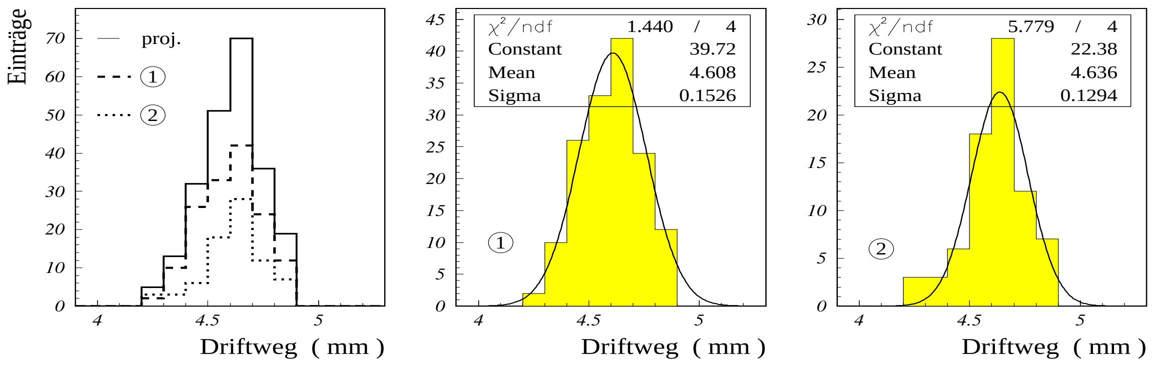


Abb. 5.17: Bild(a): *Vergleich der Orts–Einträge in der linken* (1) *und rechten* (2) *Zellhälfte für ein gegebenes Zeitintervall. Bei der Projektion wird die Übereinstimmung des Intervalls mit dem maximalen Eintrag gefordert. Die Intervallbreite beträgt 100 μm.* Bild(b),(c) *zeigen die durch Anpassung einer* GAUSS*–Funktion bestimmten Mittelwerte der Ortseinträge in den Zellhälften.*

Die in Abbildung 5.16 gezeigten Verteilungen 1,2 sind als typisch anzusehen. Sie zeigen die Verteilung der in einem festen Zeitintervall (t=90...91 ns) in der linken und rechten Zellhälfte gemessenen Koordinaten.
Die Symmetrie der Zelle ist gegeben, wenn die aus beiden Verteilungen bestimmten Ortskoordinaten, abgesehen vom Vorzeichen, übereinstimmen.
Für jede Zelle wurde deshalb gefordert, daß

1. die Orts–Intervalle mit dem maximalen Eintrag bei der Projektion übereinstimmen (Abb.5.17a) und

2. die Mittelwerte x_{li}, x_{re} der Koordinatenverteilungen in der linken und rechten Zellhälfte (Abb.5.17b,c) innerhalb der Ortsauflösung der MSDs ($\sigma_{msd} = 25\,\mu m$) übereinstimmen: $\Delta(\mid x_{li} - x_{re} \mid) \leq 3\,\sigma_{msd}$.

Die untersuchten Zellen der X, U und V Ebenen ergaben keine Abweichungen von der Symmetrie der Driftzelle innerhalb eines zugrundegelegten Signifikanzbereiches von 5 % . Für die weitere Datenauswertung konnten deshalb die Meßwerte auf eine Zellhälfte projiziert werden.

Bestimmung der Orts–Driftzeit–Beziehung für eine Driftzelle
Die Orts–Driftzeit–Beziehung ergibt sich aus der Bestimmung des wahrscheinlichsten Wertes der für jedes Zeitintervall gemessenen Verteilung der Referenzkoordinaten. Der Untergrund der Verteilung wird durch einen Schnitt von $\pm$ 1.0 mm um das Ortsintervall mit dem höchsten Eintrag aus der Berechnung ausgeschlossen.
Um Bereiche nahe am Signal– und Potentialdraht adäquat zu behandeln, sowie der unterschiedlichen Statistik Rechnung zu tragen, werden die über einen Zeitabschnitt von (1...300) ns verfügbaren Daten dreifach gegliedert (Abb.5.18):

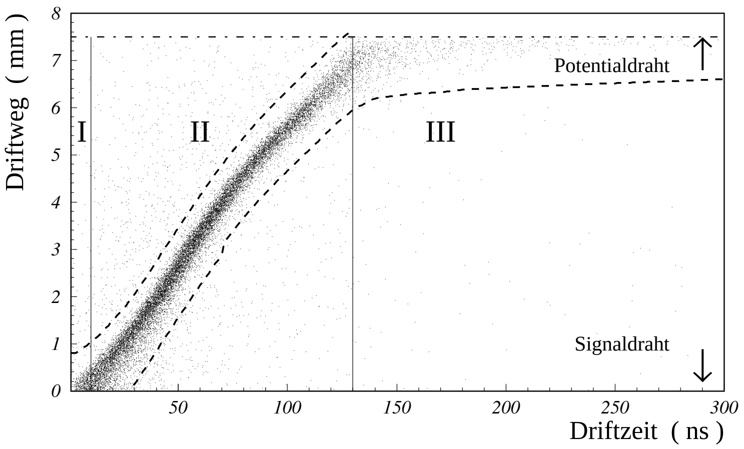


Abb. 5.18: *Eingetragen sind die auf eine Zellhälfte projizierten Referenzkoordinaten zu den gemessenen Zeiten, sowie die Lage des den Untergrund ausschließenden Korridors.*

I. **Signaldraht–Bereich** (t$\leq$ 10 ns)
Die gaußförmigen Verteilungen der Ortseinträge pro Zeitintervall im Bereich mittlerer Driftzeiten (Abschnitt II) gehen für Zeitintervalle im Signaldraht–Bereich (I) in poissonförmige Verteilungen über. Der Erwartungswert für die Ortskoordinate kann durch die Anpassung einer LANDAU–Funktion bestimmt werden. Die Breite der Verteilung

wird aufgrund des ausgeschlossenen Untergrundes durch den Wert der mittleren quadratischen Abweichung beschrieben.

II. **Mittlerer Driftzellen–Bereich** (t$\simeq$ 10...130 ns)
Die Bestimmung des Erwartungswertes erfolgt durch Anpassung von GAUSS–Funktionen in jedem Zeitintervall. Die Breite der Verteilungen wird durch die Standardabweichung σ wiedergegeben.

III. **Potentialdraht–Bereich** (t> 130 ns)
Aufgrund der sehr niedrigen Statistik werden die Ortseinträge benachbarter Zeitintervalle zusammengefaßt. Zur Erstellung der 'look–up table' wird zwischen den Werten linear interpoliert:

i. (t=130...170 ns): Zusammenfassung der Einträge von 2...5 Zeitintervallen (2...5 ns) und Anpassung einer GAUSS–Funktion zur Bestimmung der Ortskoordinate sowie der Breite der Verteilung.

ii. (t> 170 ns): Zusammenfassung der Einträge von 10...50 Zeitintervallen und Bestimmung des wahrscheinlichsten Wertes durch die Wahl des Ortsintervalls mit dem maximalen Eintrag. Die Breite wird durch die mittlere quadratische Abweichung charakterisiert.

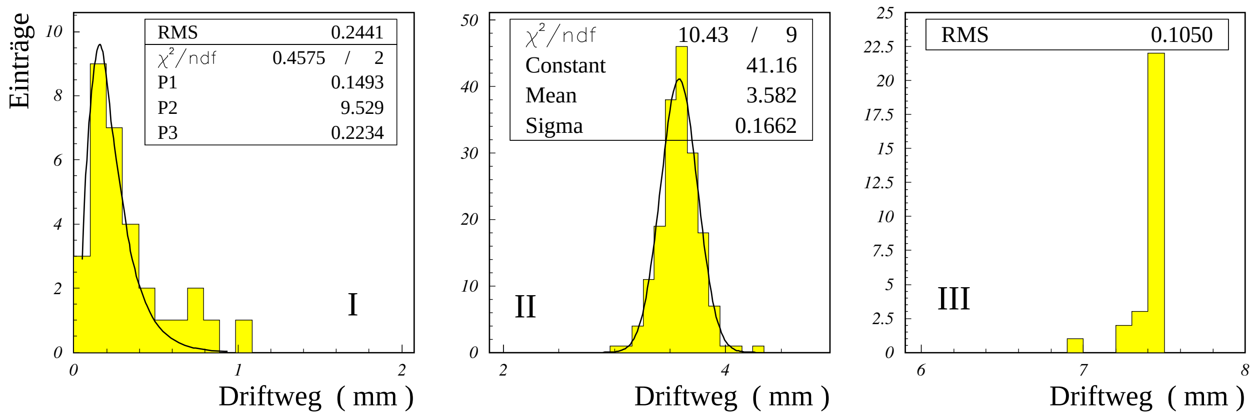


Abb. 5.19: Bild I *zeigt die Verteilung der Ortseinträge im* 7. *Zeitintervall* (t=7...8*ns*) *und die Anpassung einer* LANDAU–*Verteilung,* Bild II *die Einträge des* 60. *Zeitintervalls und die Anpassung einer* GAUSS–*Verteilung und* Bild III *die zusammengefaßten Ortseinträge der Zeitintervalle* 250...300 ns. *Die Breite der Verteilungen in* I, III *wird durch den Wert der Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung (rms) beschrieben.*

In Abbildung 5.19 sind charakteristische Verteilungen der Bereiche I, II, III gezeigt.
Die auf diese Weise über den gesamten Driftbereich erhaltene Orts–Driftzeit–Beziehung wird in Abbildung 5.20 mit den zugrundeliegenden Meßdaten verglichen.
Die Streuung der Ortskoordinate in einem entsprechenden Zeitintervall liefert zugleich ein

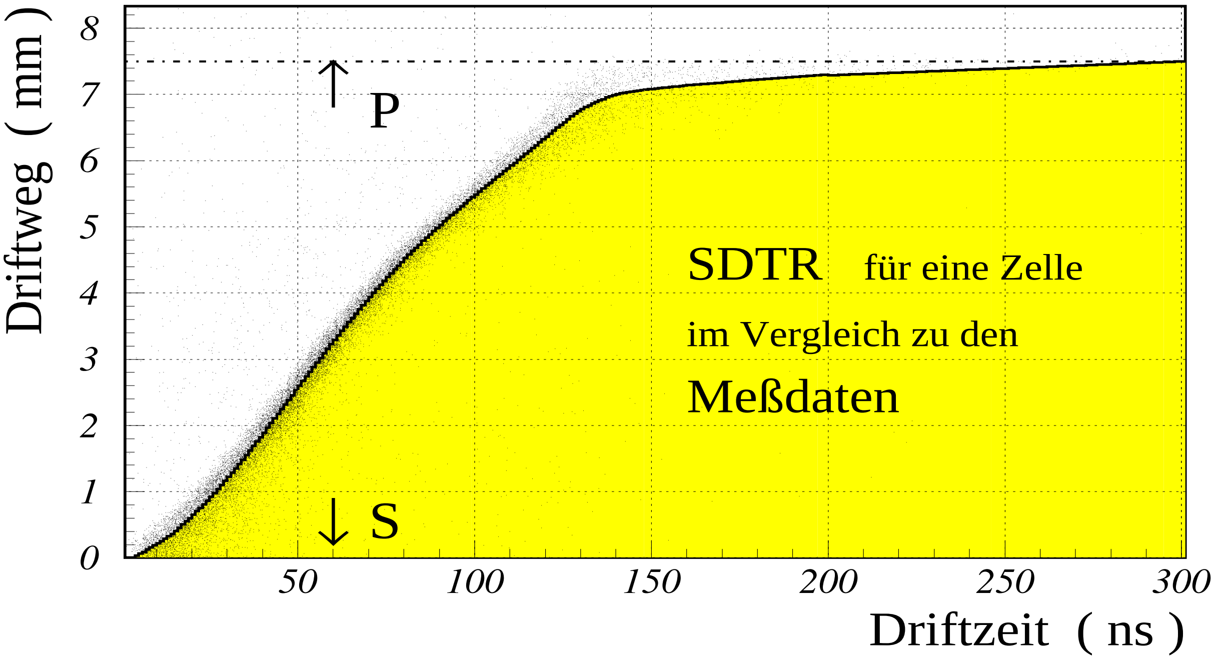


Abb. 5.20: *Vergleich der Orts–Driftzeit–Beziehung (durchgezogene Linie) mit den Daten einer Zelle für den Driftbereich von* (1...150) ns.

Maß für die Ortsauflösung der Driftkammer in Abhängigkeit vom Driftweg.

Bestimmung der Orts–Driftzeit–Beziehung für die Driftkammer

Um für die gesamte Driftkammer *eine* Beschreibung der Orts–Driftzeit–Beziehung zu erhalten, werden die für jede Ebene aus den Meßdaten abgeleiteten Kurven gemittelt.

In einem Vergleich der SDTR–Kurven für die Zellen der verschiedenen Kammer–Ebenen wird die Übereinstimmung der Werte für die Ortskoordinate pro Zeitintervall auf einem Signifikanzniveau von 5 % geprüft.
Ein Kriterium für den Vergleich gibt die Anwendung des STUDENTs–t–Tests, der eine Aussage über die *Un*gleichheit zweier Mittelwerte erlaubt:

$$| \, t \, | = \frac{| \, \overline{x_1} - \overline{x_2} \, |}{\sqrt{\overline{\sigma^2_{x1}} + \overline{\sigma^2_{x2}}}} \geq t_{1-\frac{\alpha}{2}} \tag{5.17}$$

$\overline{x_i}$ ... zu vergleichende Ortskoordinaten pro Zeitintervall (Erwartungswert)
$\overline{\sigma_{xi}}$ ... $= \sigma_i / \sqrt{N_i}$, Fehler des Mittelwertes $\overline{x_i}$, N_i Zahl der Meßwerte
α ... Signifikanzniveau

In Abhängigkeit von der Zahl der Freiheitsgrade f = $(N_1 + N_2 - 2) \simeq 150...200$ beträgt, gemittelt aus (t (f=100) = 1.984, t (f=200) = 1.972) [Brdt92], der Wert von $t_{1-\frac{\alpha}{2}}$ auf einem Signifikanzniveau von 5 % : $\boxed{t_{1-\frac{\alpha}{2}}(f) \simeq 1.98}$.

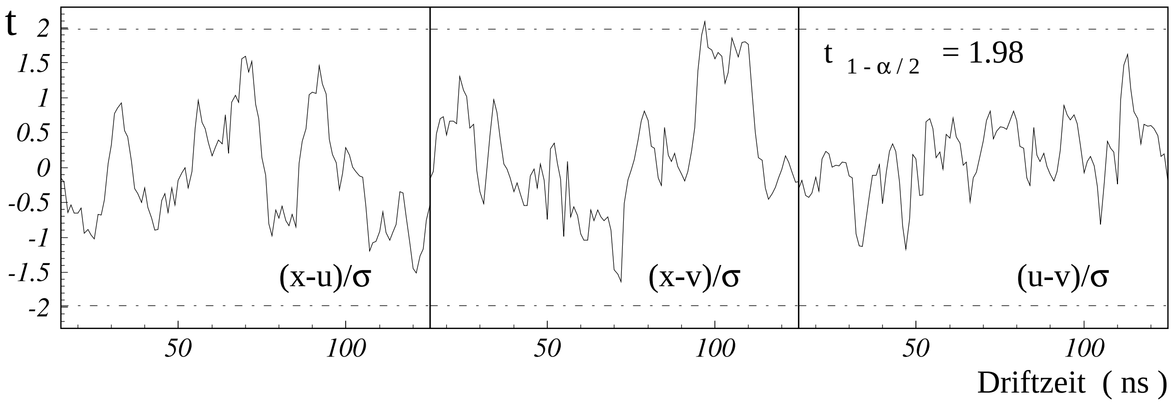


Abb. 5.21: *Vergleich der Ortskoordinaten für Zellen der verschiedenen Ebenen* X, U, V *durch Berechnung der t–Werte des* STUDENT*s Test.*

Innerhalb dieser Grenzen ist die Annahme übereinstimmender Kurven gerechtfertigt (vgl. Abb.5.21). Damit können die Orts–Driftzeit–Beziehungen der verschiedenen Ebenen gemittelt werden.
Um statistische Fluktuationen auszugleichen, wird an die erhaltene *mittlere* SDTR ein Polynom 4. Grades angepaßt. Die Anpassung des Polynoms erfolgt in jedem der 3 Abschnitte. Für den Bereich II: 10...130 ns zeigt Abbildung 5.22 die erhaltene Funktion.

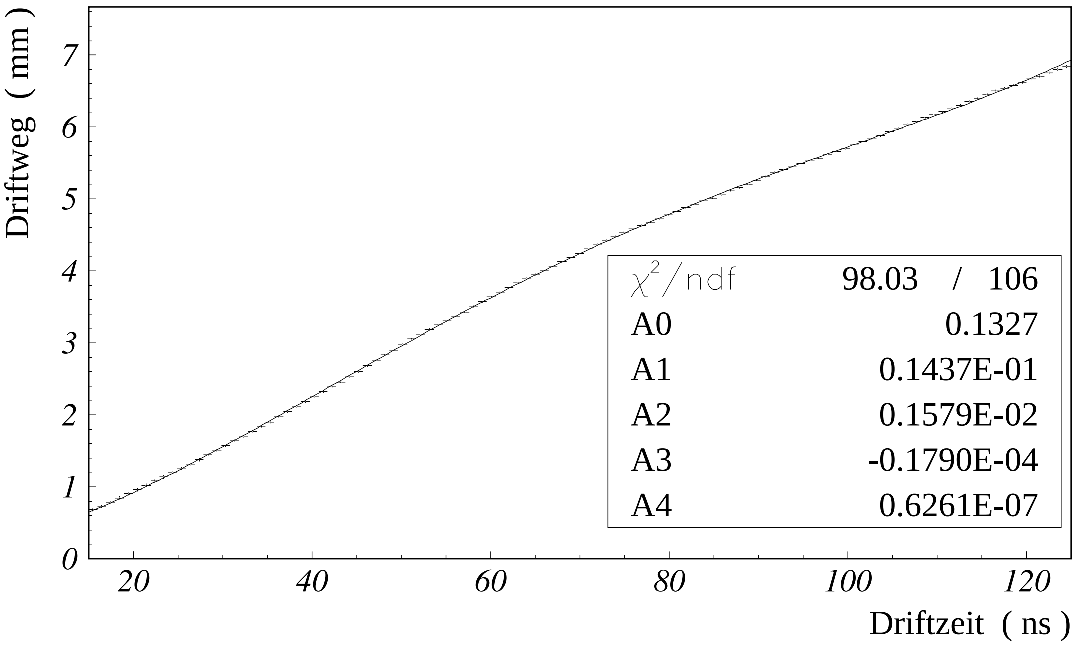


Abb. 5.22: *Anpassung eines Polynoms an die mittlere SDTR im Driftzeitbereich* II (10...130 ns).

Die berechneten Werte für $x_{drift} = f(t_{drift})$ wurden als 'look–up table' für den Driftzeitbereich von 1...300 ns gespeichert.

Vergleich der Orts–Driftzeit–Beziehungen für verschiedene Arbeitspunkte
In Abbildung 5.23 sind die aus den Meßdaten berechneten Orts–Driftzeit–Beziehungen für die in Tabelle 5.3 (Seite 54) festgelegten Arbeitspunkte dargestellt.
Die charakteristischen Abweichungen der Kurven für Driftbereiche oberhalb 4 mm entsprechen der Änderung der Feldverteilung in der Driftzelle mit der gewählten Hochspannung, die mit dem Simulationsprogramm GARFIELD berechnet werden kann. Es ergeben sich Variationen der Feldstärke um $\Delta\, E/p_{(1700V...1850V)} \simeq 0.1$ V/cm · Torr für Werte von E/p = (0.6...0.7) V/cm·Torr im Driftbereich oberhalb 4 mm. Diese Feldstärkeänderung entspricht einer Erhöhung der Driftgeschwindigkeit um bis zu 0.8 $\mu m/ns$.
Für die Driftwege kleiner 4 mm zeigen die GARFIELD–Rechnungen keine signifikante Änderung der Feldstärke, dem der praktisch identische Verlauf der SDTR–Kurven entspricht.

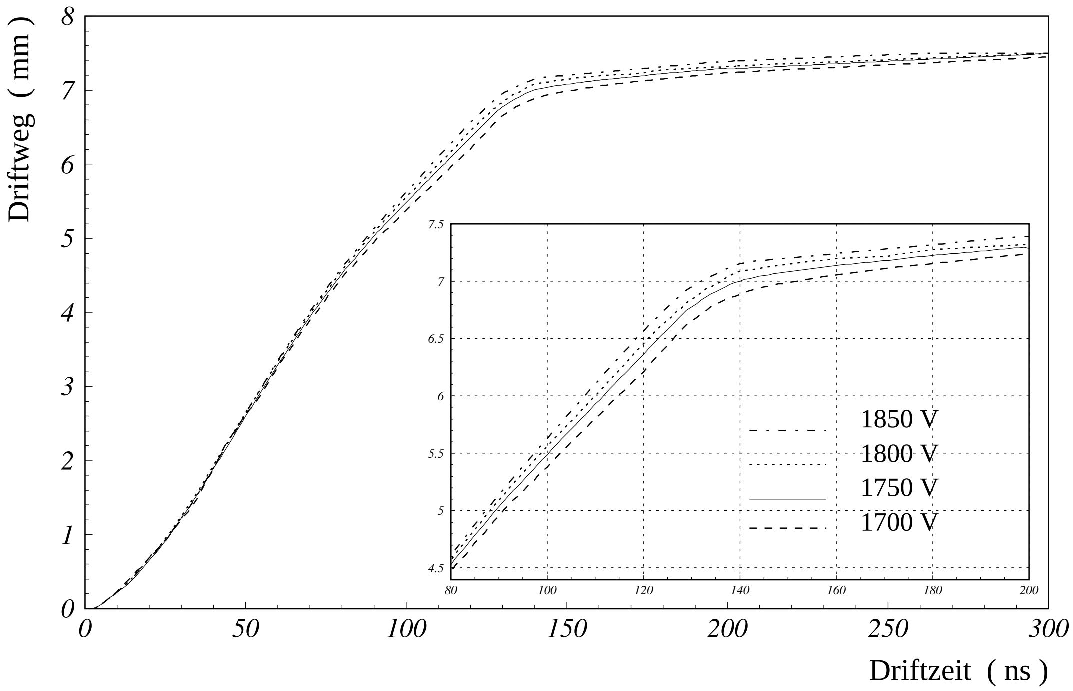


Abb. 5.23: *Darstellung der Orts–Driftzeit–Beziehung für die in* Tabelle 5.3 (Seite 54) *angegebenen Arbeitspunkte der Driftkammer.*

Vergleich der Orts–Driftzeit–Beziehung mit Simulations–Rechnungen
Auf der Grundlage der mit dem MAGBOLTZ–Programm berechneten Gasdaten wurde für senkrechte Spuren die SDTR (arrival time distribution) mit dem Driftkammer–Simulationsprogramm GARFIELD berechnet. Abbildung 5.24 gibt den Vergleich mit der aus den Meßdaten erhaltenen SDTR wieder, der für Driftwege unterhalb 4 mm eine gute

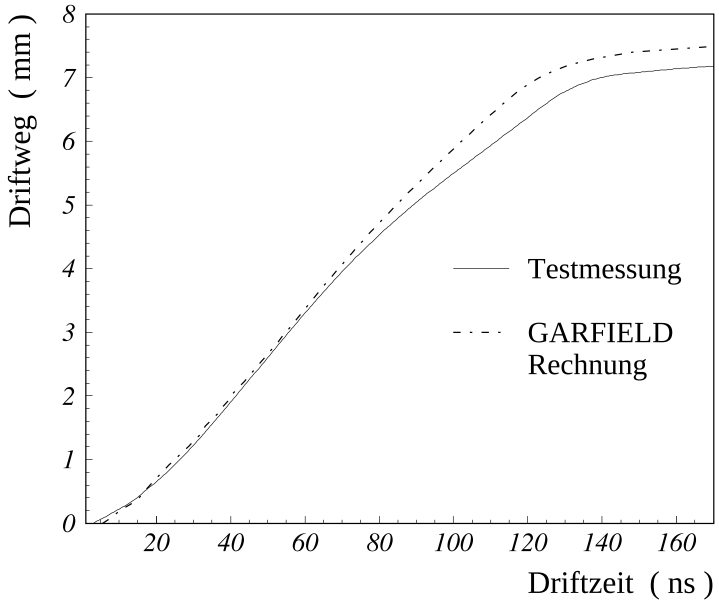


Abb. 5.24: *Vergleich der mit dem Simulations–Programm* GARFIELD *berechneten SDTR mit der gemessenen Orts–Driftzeit–Beziehung.*

Übereinstimmung der Kurven zeigt. Die Abweichungen von den gemessenen Driftverhältnissen für längere Driftwege können auf verschiedene Ursachen zurückgeführt werden, deren systematische Untersuchung nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit war:

- Für die aus den MAGBOLTZ–Rechnungen erhaltenen Gasdaten (Driftgeschwindigkeit und Diffusion in Abhängigkeit von der Feldstärke) gibt es bisher keine zuverlässigen Vergleiche mit experimentellen Daten, da Gasgemische mit CF_4–Anteilen erst seit wenigen Jahren als Driftgas Anwendung finden. Die in Abbildung 3.8 gezeigten Messungen der Driftgeschwindigkeit für das verwendete Gas sind nur mit einer Genauigkeit von $\simeq (5-10)\,\%$ angegeben.
  Diese Unsicherheiten haben für Driftwege oberhalb 4 mm den größten Einfluß, da die Driftgeschwindigkeit dort die stärkste Abhängigkeit von den vorliegenden Feldstärken aufweist.

- Das GARFIELD–Programm bietet keine Möglichkeit, den Einfluß der Auslese–Elektronik zu simulieren. Die durch den Wert der Diskriminatorschwelle vorgegebene Anzahl der Triggerelektronen kann aber mit der Auswahl des n–ten Elektrons, für das die Ankunftszeit berechnet wird, simuliert werden. Hierbei ergeben sich nur für die ersten 3 Elektronen unterschiedliche Ankunftszeiten. Für alle weiteren $n \geq 3$ Elektronen stimmen die Ankunftszeiten überein. Offensichtlich werden damit die im Zellbereich oberhalb 4 mm vorliegenden Driftverhältnisse nicht realistisch simuliert, da sich hier durch die verbogenen Driftlinien stark verzögerte Ankunftszeiten der einzelnen Elektronen ergeben. Das Programm berechnet damit zu kurze Driftzeiten für diesen Bereich.

Kalibrationsdatensatz der Orts–Driftzeit–Beziehung

Die im HERMES–Experiment eingesetzten TDC messen in Zeitintervallen 1/2 ns. Die aus den Testmessungen verfügbaren 'look– up tables' werden durch Mittelung benachbarter Werte ergänzt.

In erster Näherung ist die aus den Testmessungen erhaltene Orts–Driftzeit–Beziehung nur für senkrechte Spuren gültig (die gemessene Breite der Winkelverteilung des Teststrahls betrug $\sigma_\alpha(\tan\alpha \approx \alpha) \sim \mathcal{O}(10^{-4})$, (s. Abschnitt 5.1). Rechnungen mit dem HERMES Monte Carlo Programm [HMC 94] ergaben, daß $\simeq 80$ % der gestreuten Positronen und $\simeq 60$ % der erzeugten Hadronen im Polarwinkelbereich $0°...5°$ liegen.
Die bisher untersuchte Winkelabhängigkeit der SDTR aus den experimentellen Daten [Gärb95] ergab für Spurwinkel im Bereich 0°...5° eine charakteristische Abweichung im Driftbereich oberhalb 6.5 mm von der SDTR für 0° (Abb.5.25). Sie wird verursacht durch den Verlauf der Driftlinien im Potentialdraht–Bereich. Für schräge Spuren folgen die Elektronen zum größten Teil den verbogenen Driftlinien, so daß sich eine längere Driftzeit für Koordinaten aus diesem Bereich ergibt.

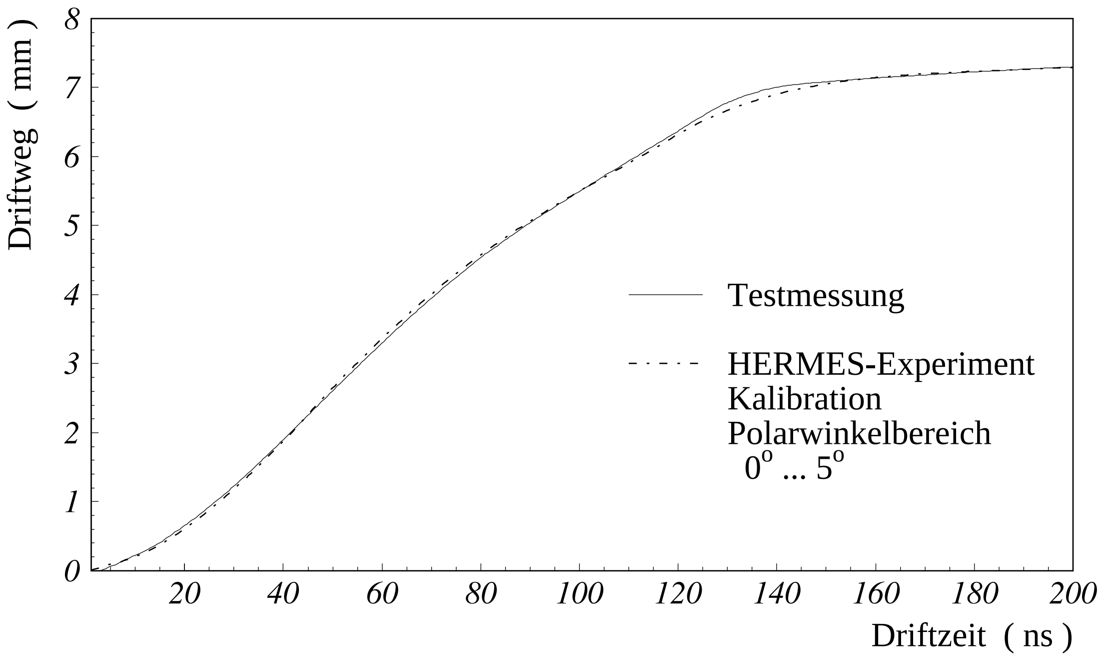


Abb. 5.25: *Vergleich der aus den Testmessungen erhaltenen Orts–Driftzeit–Beziehung mit der Kalibration aus den experimentellen Daten.*

Die gute Übereinstimmung der Kurven rechtfertigt im Nachhinein die Anwendung der aus den Testmessungen abgeleiteten SDTR für die Ortsbestimmung im HERMES Rekonstruktionsprogramm.

Driftzeit–Orts–Beziehung $\quad t_{drift} = f(x_{drift})$

Diese wurde in entsprechender Weise aus den Zeiteinträgen pro Ortsintervall der Breite 50 μm berechnet. Ein Vergleich mit der um 90° gedrehten SDTR ergab eine vollständige Übereinstimmung der Kurven.
Für die Eingabe in das HERMES Monte Carlo Programm wurden wiederum look–up tables erstellt.

5.4.2 Ortsauflösung im Arbeitspunkt

Die Ortsauflösung der Driftkammer ergibt sich aus der Verteilung der Abweichungen der gemessenen Koordinate von der Referenz–Spurkoordinate: R = ($x_{drift} - x_e$).
Ein direktes Maß für die Auflösung ist durch die Streuung der in einem Zeitintervall gemessenen Ortskoordinaten gegeben. Sie wird durch die mittlere quadratische Abweichung der Verteilung bzw. den Wert der Standardabweichung einer angepaßten GAUSS–Funktion beschrieben (vgl. Abb.5.19).
Die Datenpunkte in Abbildung 5.26 zeigen die Streuung der Werte der pro Zeitintervall bestimmten wahrscheinlichsten Ortskoordinaten aus der Berechnung der SDTR für 1750 V in Abhängigkeit vom Driftweg. Die angegebenen Fehler entsprechen dem Fehler des Mittelwertes ($\sigma/\sqrt{N}$).

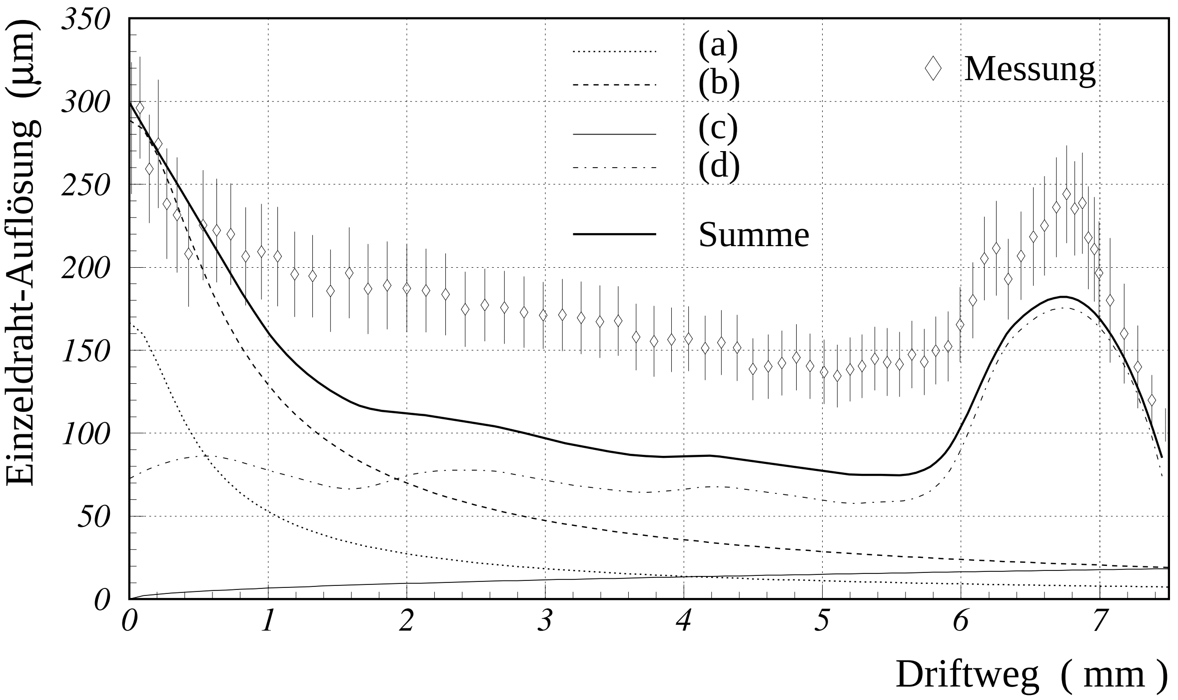


Abb. 5.26: *Gemessene Auflösung in Abhängigkeit vom Driftweg. Die Kurven (a)–(d) zeigen die Berechnungen für verschiedene Beiträge zur Ortsauflösung (s. Text). Die durchgezogene Kurve ergibt sich aus der quadratischen Summation der in (b), (c) und (d) abgeschätzten Beiträge.*

Verschiedene Beiträge zur Ortsauflösung wurden bereits im Abschnitt 3.4 diskutiert. Im folgenden werden die Werte zur Berechnung der einzelnen Beiträge angegeben und weitere Fehlerquellen benannt.
Für die Abschätzung des Einflusses der Diffusion und der Primärionenstatistik muß die Zahl der Elektronen bekannt sein, die ein von der Elektronik akzeptiertes Signal auslösen. Aus der in Abbildung 3.9 auf Seite 25 gezeigten Amplitudenverteilung der Signale für eine Hochspannung von 1750 V ergibt sich aus dem Verhältnis der Amplitude zur Diskrimina-

torschwelle die Anzahl der Triggerelektronen mit k = 7...10 (Tab.3.3 auf Seite 26).

- **Statistik der Primärionisation**
  Die Abschätzung nach Glg.(3.19) (Seite 30) erfordert eine Annahme für die

  - Zahl der Cluster i , zu denen die k = 7...10 Triggerelektronen gruppiert sind sowie
  - der Zahl der primär erzeugten Elektronen: n_p = 30/cm (Tab.3.2, Seite 23).

  Aufgrund der Verteilung der Cluster–Größe werden die Rechnungen für verschiedene Werte i = 2...4 ausgeführt.

  In Abbildung 5.26 zeigt
  Kurve **(a)** die Berechnung für **i=2** und
  Kurve **(b)** die Berechnung für **i=3**.

- **Diffusion**
  Diese berechnet sich nach Glg.(3.18) (Seite 30) aus der

  - Anzahl der Triggerelektronen k = 7...10 und
  - dem in Abbildung 5.27 angegebenen Diffusionskoeffizienten σ_L (x). Dieser wurde mit dem MAGBOLTZ–Programm in Abhängigkeit von der Feldstärke berechnet, wobei sich die x–Abhängigkeit aus der Variation der Feldstärke über den Driftweg ergibt.

  Abbildung 5.26 enthält die Berechnung für **k = 7** (Kurve **(c)**).

- **Auslese–Elektronik**
  Die Beiträge der Elektronik setzen sich aus der Zeitauflösung des TDC, dem 'Walk' und 'Jitter' zusammen. Der Gesamtfehler zur Ortsauflösung ergibt sich aus der Multiplikation mit der ortsabhängigen Driftgeschwindigkeit (Abb.3.12, Seite 28):

  - $\delta_{TDC} \simeq 0.3$ ns ... Fehler der Zeitauflösung des TDC
  - $\delta_{jitter} \simeq 0.3$ ns ... gemessener 'Jitter' für Signalamplituden ≥ 700 mV (Abb.3.13, Seite 29)
  - $\delta_{walk}(x) \simeq 1...3$ ns ... gemessener 'Walk' in der Variation über den Driftweg (Abb.5.28)[11] [Ruso95]

Damit ergibt sich der in Abbildung 5.26 durch die Kurve (d) wiedergegebene Gesamtfehler der Elektronik zu:

$$\sigma_{el}(x) = v_{drift}(x) \cdot \sqrt{\delta^2_{TDC} + \delta^2_{jitter} + \delta^2_{walk}(x)}.$$

- **Auflösung der Referenzdetektoren**
  Die gemessene interne Auflösung der MSDs beträgt $\sigma_{msd} \simeq 25\mu m$ (Abschnitt 4.1)

[11] Die gezeigten Werte entstammen Messungen für die Driftkammern BC 1/2.

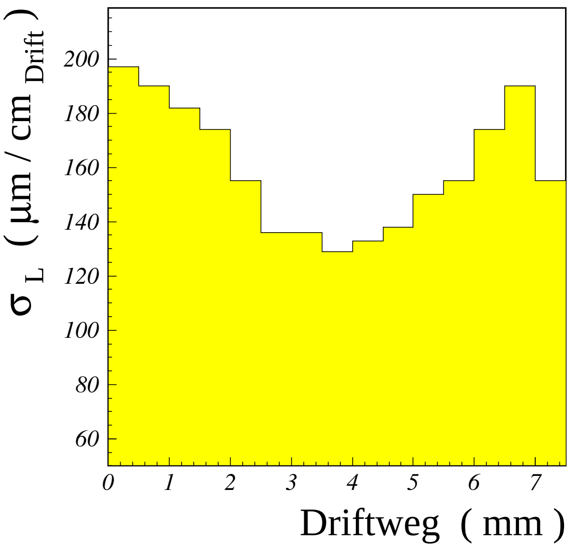


Abb. 5.27: *Mit dem* MAGBOLTZ*–Programm berechneter Diffusionskoeffizient* σ_L *in* μm *pro cm Drift.*

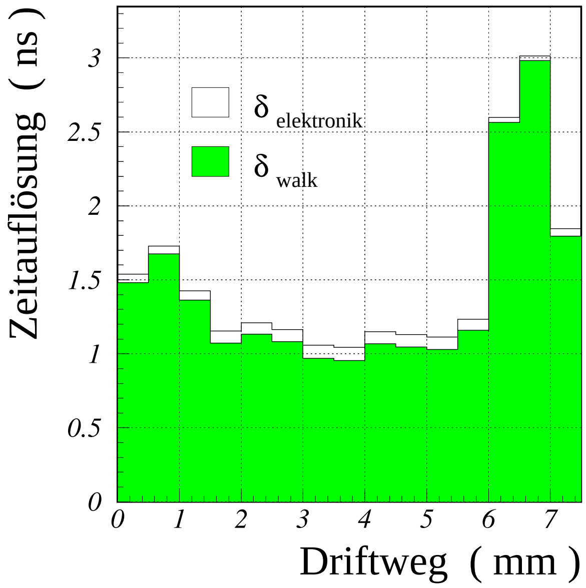


Abb. 5.28: *Gemessener 'Walk'* δ_{walk} *in Abhängigkeit vom Driftweg und Gesamtzeitfehler der Elektronik* $\delta_{elektronik}$ *(s. Text).*

Die quadratische Summation aller Beiträge:

$$\sigma_0(x) = \sqrt{\sigma_{el}^2(x) + \sigma_{diff}^2(x) + \sigma_{ion}^2(x) + \sigma_{msd}^2} \tag{5.18}$$

zeigt die durchgezogene Kurve.

Die im weiteren diskutierten Beiträge zur Ortsauflösung der Driftkammern wurden nicht in die in Abbildung 5.26 gezeigte Abschätzung einbezogen, da sie zum größten Teil unter den definierten Bedingungen während der Testmessungen ausgeschlossen werden konnten. Für den Betrieb der Driftkammern im HERMES–Experiment müssen diese Einflüsse jedoch kontrolliert und ggf. berücksichtigt werden.

- **Betriebsbedingungen**
  Eine Variation der Betriebsbedingungen beeinflußt die Ortsauflösung der Driftkammer, wenn durch diese die Driftverhältnisse verändert werden.

  – Der Einfluß von *Druck– und Temperaturschwankungen* wurde mit den Programmen MAGBOLTZ und GARFIELD untersucht [Int4/94]:

    * $\sigma_p \leq 35\,\mu m$ für $\Delta p \leq 20$ Torr ; ($\sigma_p \simeq 10\mu m$ für $\Delta p \simeq 5$ Torr)
    * $\sigma_T \leq 10\,\mu m$ für $\Delta T \leq 5$ K

    Für Datennahmezeiten von maximal 6 Stunden waren die Druckschwankungen wesentlich kleiner als 20 Torr und die gemessenen Temperaturschwankungen kleiner 2 K .

  – *Schwankungen der Gaszusammensetzung*
    Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Feldstärke ändert sich signifikant mit dem Anteil an CF_4 [Int4/94]. Dies bewirkt eine Variation der

Orts–Driftzeit–Beziehung und beeinflußt somit die Ortsauflösung.

Für die Daten der Testmessungen kann dieser Fehler ebenfalls ausgeschlossen werden, da das Gas in den Versorgungsflaschen bereits vorgemischt war.
Während der Datennahme im HERMES–Experiment unterliegt die Gaszusammensetzung einer regelmäßigen Messung.

- **Dimension der Driftkammern**
  Die Ortsauflösung von Driftkammern wird letztlich durch ihre Größe limitiert:

  – *mechanische Toleranzen*
  Ein Versatz der Drähte beeinflußt die Symmetrie der Driftverhältnisse in der Zelle. Für sämtliche Drahtrahmen der Kammern BC 1–4 wurden daher vor dem Zusammenbau mittels eines Laser–Vermessungssystems die Drahtpositionen absolut im Raum mit einer Genauigkeit von 30 μm bestimmt [Gute94]. Die relativen als auch die absoluten Abweichungen der Positionen liegen im Bereich von 20 μm.
  Ein Versatz der Ebenen beeinflußt die Zuordnung der Koordinaten zu einer Teilchenspur. Unter Verwendung der Daten aller Detektorkomponenten wurde aus den experimentellen Messungen ein Versatz der Ebenen einer Kammer von 200...400 μm gefunden und als Korrektur in der Kalibrations–Datenbasis gespeichert. [Fers95]

  Für die vorliegende Abschätzung kann der Einfluß mechanischer Toleranzen ausgeschlossen werden, da sich die Berechnungen jeweils auf *eine* Zelle bezogen und die Symmetrie der Zelle überprüft wurde.

  – *Schwingverhalten der Kammer*
  Die Hochfrequenzabschirmung der Driftkammer erforderte aufwendige Maßnahmen, da die Drähte wie Antennen wirken und die direkt an die Kammern montierten Verstärkerkarten sich gegenseitig beeinflussen können (Einzelheiten sind in [Bern95] zu finden).

  Für die Datennahme mit den Kammern bedeutet das, daß die Festlegung der Diskriminatorschwelle durch *den* Wert bestimmt wird, der ein schwingungsfreies Arbeiten ermöglicht. Damit hat das Hochfrequenzverhalten einen direkten Einfluß auf die Ortsauflösung und verursacht den dominierenden Fehler. Insbesondere ist der große Fehler der Zeitauflösung durch den 'Walk' von bis zu 3 ns auf das Arbeiten bei den relativ hohen Schwellen ($>$ 50 mV) zurückzuführen.

Die in Abbildung 5.26 gezeigte Ortsauflösung der Driftkammer weist einen hohen Anstieg im Potentialdrahtbereich auf. Dieser ist hauptsächlich auf die stark verbogenen Driftlinien im Bereich oberhalb 6 mm zurückzuführen (s. Abb. 3.10 auf Seite 26). Dadurch treten große Schwankungen der Ankunftszeiten der Elektronencluster auf, welche niedrige Pulshöhen und lange Anstiegszeiten der Signale bewirken. In Abhängigkeit von der Variation der Signalhöhe verschlechtert sich damit die Zeitauflösung der Elektronik in diesem Bereich.
Die langen Driftwege führen außerdem zu einem höheren als dem in Abbildung 5.26

angegebenen, durch Diffusion verursachten Fehler. Der Beitrag der Diffusion ist in dieser Abschätzung für Zellbereiche größer 6.5 mm daher realistischer durch einen Wert von $\sigma_{diff} \simeq 53\,\mu m$ für effektive Driftlängen bis zu 15 mm anzunehmen.
Der Vergleich der Abschätzung mit den Meßwerten ergibt eine Differenz von etwa 50 μm. Diese kann, neben der Unsicherheit in der Festlegung der Clusterzahl und der Zahl der Triggerelektronen für die Berechnung der Fehler durch die Primärionenstatistik und Diffusion, auf die Messung des 'Walk', der den dominierenden Beitrag des Zeitfehlers darstellt, zurückgeführt werden. Die angegebene Messung wurde für die Driftkammern BC 1/2 durchgeführt. Die Meßwerte für die größeren Kammern BC 3/4 konnten aufgrund geringerer Statistik nicht zuverlässig ausgewertet werden, deuten aber auf einen höheren Beitrag des 'Walk' hin. Eine Diskussion dieser Messungen enthält [Ruso95].

Die über den *Driftweg gemittelte Auflösung* wurde aus der Differenz der aus der Zeitmessung mit der nichtlinearen SDTR bestimmten Ortskoordinate zur Referenzkoordinate berechnet. Die Breite dieser Verteilung ist durch die Anpassung einer GAUSS–Funktion gegeben. Innerhalb des Fehlers der Standardabweichung stimmen die für die verschiedenen Ebenen der Driftkammer erhaltenen Werte für die Auflösung überein. Tabelle 5.4 enthält den Mittelwert der Auflösung über alle Ebenen für die gewählten Arbeitspunkte. Diese Werte stellen die Einzeldrahtauflösung der Kammer dar.

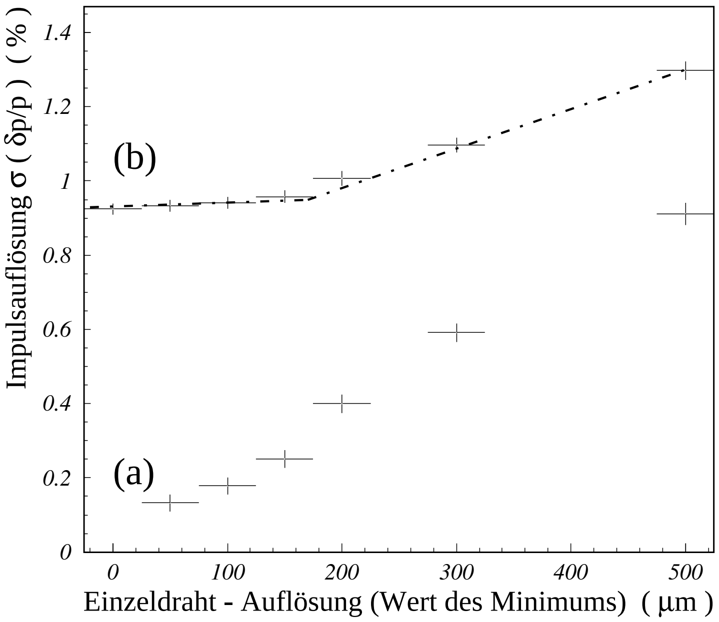


Abb. 5.29: *Einfluß der Ortsauflösung der Driftkammer auf die Impulsauflösung* [Int3/95]. *Die Meßpunkte (a) geben den Anteil der Kammerauflösung an der Impulsauflösung an und (b) die Abhängigkeit der Gesamt–Impulsauflösung von der Ortsauflösung der Driftkammern* BC1–4 *wieder.*

Im HERMES–Experiment wird der Impuls der Teilchen aus der rekonstruierten Trajektorie errechnet. Die Impulsauflösung bestimmt neben der Energieauflösung des Kalorimeters die Genauigkeit der Berechnung der kinematischen Variablen des Streuprozesses. Die Abhängigkeit der Impulsauflösung von der Einzeldrahtauflösung der Driftkammern wurde durch Monte Carlo Berechnungen [Int3/95] ermittelt. In Abbildung 5.29 ist der Beitrag der Ortsauflösung der Driftkammern BC 1–4 zur Impulsauflösung (a) sowie der Anteil an der Gesamtauflösung der Impulsbestimmung (b) wiedergegeben. Letzterer wurde durch die Variation der Kammerauflösung bei konstanten Beiträgen der anderen Detektorkomponenten berechnet. Für Werte $\langle\sigma_0\rangle \leq 180\,\mu m$ wird die Impulsauflösung des Spektrometers nicht durch die Kammerauflösung sondern durch Bremsstrahlungsverluste und Vielfachstreuung bestimmt. Eine Verbesserung der Ortsauflösung der Driftkammern auf Werte $\langle\sigma_0\rangle < 150\,\mu m$ würde demnach keine Erhöhung der Genauigkeit der Impulsbestimmung bewirken.

5.4.3 Effektivität im Arbeitspunkt

Die in Abschnitt 5.3.2 für die Bestimmung der Arbeitspunkte berechnete Effektivität gibt eine Abschätzung für die Sensitivität der Driftkammer auf ein Teilchensignal. Da jeder Zeiteintrag zu einer Referenzspur gezählt wurde, erhält man einen Maximalwert der Effektivität.
Zu einer Aussage über die *Effektivität der Spurbestimmung* gelangt man, wenn zu einer gegebenen Referenzkoordinate eine aus der Zeitmessung erhaltene, in einem vorgegebenen Intervall übereinstimmende Ortskoordinate gefordert wird. Hierbei werden 99.99 % der Koordinaten erfaßt, wenn für diesen Korridor ein 4σ Intervall gewählt wird:

$$| \; x^i_{drift} - x_{ref} \; | \leq \; 4\,\sigma^i \tag{5.19}$$

x_{ref} ... durch die MSD–Spur vorgegebene Referenzkoordinate in der untersuchten Zelle
x^i_{drift} ... der gemessenen Zeit i entsprechende Ortskoordinate (Eintrag im i–ten Zeitintervall des look–up table der SDTR)
σ^i ... Ortsauflösung der Kammer zur Koordinate des i–ten Zeitintervalls

Bei dieser Methode der Effektivitätsbestimmung wird die Zählung von Zeiteinträgen, die von Untergrundsignalen stammen, ausgeschlossen. Verringert wird die Effektivität ebenfalls durch δ–Elektronen, die einen Versatz in Richtung des Signaldrahtes größer als den 4σ Bereich bewirken können. Die auf diese Weise berechnete Spur–Effektivität liefert somit eine Abschätzung des Minimalwertes. Die nach Mittelung über den Driftweg erhaltenen

Hochspannung in (V)	Schwelle in (mV)	Ortsauflösung in (μm)	Effektivität in (%)
1700	40	180 ± 1	95.8 ± 0.1
1750	50	176 ± 1	96.3 ± 0.1
1800	60	168 ± 1	97.1 ± 0.1
1850	80	166 ± 1	97.0 ± 0.1

Tab. 5.4: *Einzeldraht–Auflösung und Effektivität der Driftkammer für die verschiedenen Arbeitspunkte. Angegeben sind die über den Driftweg gemittelten Werte.*

Werte für die Effektivität im Arbeitspunkt sind in Tabelle 5.4 wiedergegeben.
Die Abhängigkeit der Spur–Effektivität vom Driftweg zeigt Abbildung 5.30. Für den Signal–

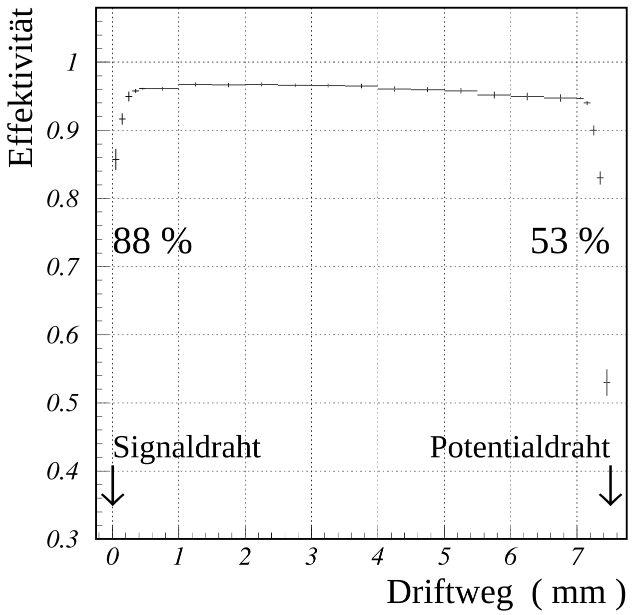


Abb. 5.30: *Effektivität der Driftkammer in Abhängigkeit vom Driftweg im Arbeitspunkt bei einer Hochspannung von* 1750 V. *Am Potentialdraht beträgt die Effektivität* 53 % *und am Signaldraht* 88 %. *Der über das Plateau gemittelte Wert für die Effektivität beträgt* 96.3 %.

bzw. Potentialdrahtbereich wurden für die Rechnungen ein Ortsintervall entsprechend dem jeweiligen halben Drahtdurchmesser gewählt, um einen genauen Wert zu erhalten. Diesem entspricht der Eintrag des ersten bzw. letzten Intervalls, der die Unterteilung in den halben Drahtdurchmesser für die gezeigte Intervallbreite zusammenfaßt. Die Verringerung der Effektivität bei längeren Driftwegen ist hauptsächlich auf die niedrige Pulshöhe der Signale aus diesem Bereich zurückzuführen. Diese wird durch Effekte im Gas (z.B. Elektroneneinfang) hervorgerufen, sowie durch die geometriebedingten stark verbogenen Driftlinien am Potentialdraht.

Signale aus dem Anodendraht–Bereich weisen ebenfalls geringe Pulshöhen und lange Anstiegszeiten auf, da die Elektronencluster im wesentlichen nacheinander und nicht parallel zum Signaldraht driften, wodurch die gemessenen Ineffektivitäten verursacht werden.

6 Zusammenfassung

Ziel des HERMES–Experimentes ist die Messung der spinabhängigen Strukturfunktionen des Protons und Neutrons durch tiefinelastische Streuung polarisierter Positronen an polarisierten Nukleonen. Die Messung der Impuls– und Winkelverteilungen der Reaktionsprodukte des Streuprozesses erfolgt mit Hilfe eines Magnetspektrometer.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden die Parameter der hinter dem Magneten angeordneten Driftkammern des HERMES–Spektrometers aus den Daten der Messungen am Teststrahl 22 des Elektronen–Synchrotrons DESY II bestimmt.
Die Vermessung erfolgte mittels Silizium–Mikrostreifen–Detektoren, die eine Referenzspur definierten.

Die Arbeit umfaßte vorbereitende Messungen zur Bestimmung der Eigenschaften der Referenzdetektoren, die Teilnahme an den Testmessungen sowie die Auswertung der aufgezeichneten Daten.
Ziel der Datenanalyse war die Bereitstellung von Eichdatensätzen für den Betrieb der Driftkammern BC 1–4 im HERMES–Experiment. Um einen flexiblen Einsatz während des Experimentes zu gewährleisten, wurden diese für verschiedene Einstellungen der Betriebsparameter (Hochspannung, Diskriminatorschwelle) der Kammern erstellt:

- Zur Festlegung der Arbeitspunkte wurde das Optimum zwischen der bestmöglichen Ortsauflösung und einem höchstzulässigen Übersprechen gewählt:

Hochspannung :	1700 V	1750 V	1800 V	1850 V
Schwelle :	40 mV	50 mV	60 mV	80 mV

- Für die vier verschiedenen Arbeitspunkte wurde die nichtlineare Orts–Driftzeit–Beziehung (SDTR) der Driftkammer berechnet.

- Die über den Driftweg *gemittelte Ortsauflösung* der Kammer beträgt für die gewählten Arbeitspunkte

$$\langle \sigma \rangle_{(1850\,V)} = 166\,\mu m \quad \text{bis} \quad \langle \sigma \rangle_{(1700\,V)} = 180\,\mu m \; .$$

- In Abhängigkeit vom Driftweg variiert die Ortsauflösung zwischen Werten von

$$\sigma_{min} = 140\,\mu m \quad \text{und} \quad \sigma_{max} = 280\,\mu m \; .$$

  für einen Arbeitspunkt bei 1750 V.

- Die bei der Konzeption des Spektrometers angestrebte Ortsauflösung wurde damit erreicht. Entsprechend den Ergebnissen einer Monte Carlo Studie würde eine Verbesserung der gemessenen Kammerauflösung keine Erhöhung der Genauigkeit der Impulsmessung mit dem HERMES–Spektrometer ergeben.

- Die Effektivität der Spurbestimmung der Driftkammern liegt für die gewählten Arbeitspunkte zwischen 96 % und 97 %.

Die erhaltenen Datensätze wurden als 'look–up table' erstellt und in die Kalibrations–Datenbasis des Experimentes übernommen.
Der Vergleich der berechneten Orts–Driftzeit–Beziehungen mit einer ersten Kalibration aus den experimentellen Daten ergab eine gute Übereinstimmung der Kurven und bestätigt die Anwendbarkeit der aus den Testmessungen erhaltenen SDTR für die Ortsbestimmung im HERMES–Rekonstruktionsprogramm.

Die hinteren Driftkammern des Magnetspektrometers arbeiten seit dem Beginn der HERMES–Messungen im April 1995 zuverlässig und ermöglichen unter Verwendung der im Rahmen dieser Diplomarbeit erstellten Kalibrationsdaten die Rekonstruktion der Teilchenspuren. Sie haben deshalb gegenwärtig große Bedeutung als Referenzdetektoren für das Einfahren weiterer Detektorkomponenten sowie zur Erprobung des Rekonstruktionsprogramms.

Literaturverzeichnis

[Bähr93] J. Bähr et al., NIM **A324** (1993) 101.

[Beck95] U. Becker, Persönliche Mitteilung (1995).

[Bern95] S. Bernreuther, Diplomarbeit, Universität Erlangen–Nürnberg (1995).

[Beth30] H.A. Bethe, Ann.d.Phys. **5** (1930) 325.

[Biag88] R. Biagi, NIM **A273** (1988) 530.

[Blum93] W. Blum, L.Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer Verlag (1993).

[Brdt92] S. Brandt, *Datenanalyse*, BI–Wissenschaftsverlag (1992).

[Brüc94] W.Brückner, Persönliche Mitteilung (1994).

[Char68] G. Charpak et al., NIM **62** (1968) 262.

[Char70] G. Charpak et al., NIM **80** (1970) 13.

[Chri91] L.G. Christophorou et al., NIM **A309** (1991) 160.

[Croy94] Operator's Manual TDC Model 1876, LeCroy (1994).

[Demi91] D.S. Demisov, NIM **A306** (1991) 200.

[Dürn94] M. Düren, K. Zapfe, *Experimental Techniques and Physics in a Polarized Storage Ring*, DESY **94–238** (1994).

[EPIO93] EPIO User Guide, **I101** CERN Program Library (1993).

[Fers95] M. Ferstl, Persönliche Mitteilung (1995).

[Fish85] H. Fisher, NIM **A238** (1985) 249.

[Gärb95] Y. Gärber, Persönliche Mitteilung (1995).

[Garf93] R. Veenhof, Garfield User's Guide, **W5050** CERN Program Library (1993).

[Groß94] M. Große–Perdekamp, Vortrag , Zeuthen–Seminar (1994)

[Grup93] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI–Wissenschaftsverlag, (1993).

[Gute94] A. Gute, Diplomarbeit, Universität Erlangen–Nürnberg (1994).

[HER 93] The HERMES Collaboration, *Technical Design Report*, DESY–PRC **93–06** , MPIH—**V20**–1993 (1993).

[HMC 94] M. Düren, HERMES Monte Carlo Manual, HERMES software (1994). *(Die Berechnungen wurden ausgefürt von A. Borrisov.)*

[HRC 94] W. Wander, HERMES Reconstruction Manual, HERMES software (1994).

[Int2/92] DESY-IfH Zeuthen HERMES Group *HERMES Rear Drift Chamber Configuration*, Zeuthen Internal Note **2/92** (1992).

[Int4/94] T. Nunneman, *Influence of the Variation of Temperature, Pressure and Gas Mixture on the Drift Behaviour of the HERMES Rear Drift Chamber*, Zeuthen Internal Note **4/94** (1994).

[Int3/95] A. Borrisov, W.D. Nowak, *HERMES Momentum Resolution vs. Back Chamber Resolution*, Zeuthen Internal Note **3/95** (1995).

[Klei87] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung* , Teubner (1987).

[Kötz85] U. Kötz et al., NIM **A235** (1985) 481.

[Lach95] W.A. Lachnit, Persönliche Mitteilung (1995).

[Leo 94] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag (1994).

[Pall75] V. Palladino, B. Sadoulet, NIM **128** (1975) 323.

[Pdb 94] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **D 50** (1994).

[Pohl95] M. Pohl, Persönliche Mitteilung (1995).

[Ruso95] H. Russo, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Erlangen–Nürnberg (1995).

[Saul77] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN–Report **77–09** (1977).

[SMC 94] SMC, B. Adeva et al., Phys. Lett. **B320** (1994) 400.

[Sokv64] A.A. Sokolov I.M. Ternov, Sov. Phys. Doklady 8 (1964) 1 203

[Trud95] A. Trudel, Persönliche Mitteilung (1995).

[Walt71] A.H. Walenta et al., NIM **92** (1971) 373.