Monitor der Driftkammern im HERMES–Experiment

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

angefertigt am
DESY–IfH Zeuthen

vorgelegt von

Falk Meißner

September 1995

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Das HERMES–Experiment wurde im Winter 1994/95 am HERA–Beschleuniger des Deutschen–Elektronen–Synchrotrons DESY installiert. Dieser besteht aus zwei Speicherringen, in denen Protonen und Elektronen gegenläufig auf eine Maximalenergie von $E^p_{max} = 820$ GeV und $E^e_{max} = 30$ GeV beschleunigt werden. Zur Verbesserung der Strahlbedingungen wurde 1994 der Betrieb von Elektronen auf Positronen mit einer Energie von 27.5 GeV umgestellt.

Ziel des HERMES–Experiments ist die präzise Messung der spinabhängigen Strukturfunktionen des Protons und des Neutrons. Dazu wird in den longitudinal polarisierten Positronstrahl ein polarisiertes Target–Gas eingebracht und die tiefinelastische Streuung des Positrons an den Nukleonen des Targetmaterials mit einem Magnetspektrometer untersucht.

Als Beitrag des DESY–IfH Zeuthen zum Aufbau des Experiments wurden vier große planare Mehrebenen–Driftkammern gebaut. Zur Ermittlung ihrer optimalen Arbeitsbedingungen und zur Erstellung einer ersten Kalibration dieser Driftkammern wurden am DESY Hamburg Testmessungen durchgeführt. Als Referenzsystem wurden hierbei Silizium–Streifendetektoren verwendet.

In Vorbereitung der Testmessungen wurde ebenfalls nach einer von der externen Referenz unabhängigen Kalibrationsmethode gesucht. Es wurde ein analytisches Verfahren zur Bestimmung von Kalibrationsparametern angewendet, welches auf der Anpassung einer Teilchenspur an die Meßwerte in der Kammer beruht.

Wird in einer Driftkammer nach Spuren gesucht, ist dies gleichzeitig ein wirksamer Test auf deren volle Funktionsfähigkeit. Ausgehend davon entstand in einem frühen Stadium dieser Diplomarbeit die Idee, im HERMES–Experiment die lokale Spurbestimmung in den einzelnen Driftkammern zur Statuskontrolle sowie zur Überwachung von Kalibrationsdaten während der Datennahme einzusetzen. Im Rahmen der vorgelegten Arbeit wurde dazu ein geeignetes Verfahren entwickelt und für den Einsatz im HERMES–Experiment ein entsprechender Modul als Bestandteil der Online–Software geschaffen. Dieser Modul wird inzwischen für alle Driftkammern des HERMES Spektrometers angewendet.

2 Das HERMES–Experiment

2.1 Physikalischer Hintergrund

Nach heutigem Wissensstand bestehen Nukleonen aus drei Valenzquarks, Gluonen sowie virtuellen Quark–Antiquark–Paaren, den Seequarks. Offen dagegen ist die Frage, in welchem Maße die Spins der einzelnen Konstituenten zum Gesamtspin des Protons bzw. Neutrons beitragen.

Ein großer Teil der Information zur internen Spinstruktur der Nukleonen ist in den beiden spinabhängigen Strukturfunktionen $g_1(x, Q^2)$ und $g_2(x, Q^2)$ enthalten, von denen nur g_1 im Rahmen des Quark–Parton–Modells eine anschauliche Interpretation besitzt:

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \, (q_f^+(x, Q^2) - q_f^-(x, Q^2)) . \tag{2.1}$$

Dabei geben die polarisierten Quarkverteilungen $q_f^\pm(x, Q^2)$ die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Quark mit einem Spin parallel (+) bzw. antiparallel (−) zum Nukleonspin im Nukleon zu finden ist. Die Bjorken–Skalenvariable x kann im Quark–Parton–Modell als Anteil eines Quarks am Gesamtimpuls des Nukleons interpretiert werden, während Q^2 das negative Quadrat der invarianten Masse des bei der tiefinelastischen Lepton–Nukleonstreuung ausgetauschten virtuellen Photons ist.

Der Gesamtanteil eines Quarks des Flavours f am Nukleonspin ergibt sich durch Integration der polarisierten Quarkverteilungen

$$\delta q_f(x, Q^2) = q_f^+(x, Q^2) - q_f^-(x, Q^2) \tag{2.2}$$

über die Skalenvariable x

$$\Delta q_f(Q^2) = \int_0^1 (q_f^+(x, Q^2) - q_f^-(x, Q^2)) dx . \tag{2.3}$$

In einer Analyse der gegenwärtig verfügbaren Daten wurden die Anteile von u–, d– und s–Quark, sowie der Gesamtanteil der Quarks am Nukleonspin Δq bei Q^2=10 GeV bestimmt [Ell 94]:

$$\Delta u = 0.83 \pm .03, \quad \Delta d = -0.43 \pm .03, \quad \Delta s = -0.10 \pm .03, \quad \Delta q = 0.31 \pm .07. \tag{2.4}$$

Das s-Quark besitzt unerwartet einen signifikanten negativen Spinanteil. Der Gesamtanteil der Quarks am Nukleonspin beträgt ein Drittel, daher muß ein weiterer Teil von Beiträgen der Gluonen und von Bahndrehimpulsen herrühren. Für den Gesamtspin der Nukleonen $s_z^N = \frac{1}{2}$ gilt die Summation

$$s_z^N = \frac{1}{2} = \frac{1}{2} (\Delta u + \Delta d + \Delta s) + \Delta G + L_z . \tag{2.5}$$

Der experimentelle Zugang zu den Spinstrukturfunktionen erfolgt in der tiefinelastischen Lepton–Nukleon–Streuung über Asymmetrien für verschiedene Polarisationszustände des Targetmaterials, welche sich aus dem spinabhängigen Teil des Wirkungsquerschnitts [Jaff90] ergeben:

$$A_{||}(x, Q^2) = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow}} \quad \text{und} \quad A_\perp(x, Q^2) = \frac{\sigma_{\uparrow\rightarrow} - \sigma_{\uparrow\leftarrow}}{\sigma_{\uparrow\rightarrow} + \sigma_{\uparrow\leftarrow}} . \tag{2.6}$$

Unter Verwendung der kinematischen Faktoren D, d, η, ξ können aus diesen experimentellen Größen die Photon–Asymmetrien A_1 und A_2

$$A_{||} = D(A_1 + \eta A_2) \qquad \text{und} \qquad A_\perp = d(A_2 - \xi A1)\,, \tag{2.7}$$

bestimmt werden, welche nur noch von x und Q^2 abhängen und in direkter Beziehung zu den Wirkungsquerschnitten der Photonabsorption am Quark stehen:

$$A_1 \;=\; \frac{\sigma_{\frac{1}{2}} \;-\; \sigma_{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\frac{1}{2}} \;+\; \sigma_{\frac{3}{2}}} \;=\; \frac{g_1 + \gamma g_2}{F_1}; \qquad A_2 = \frac{2\sigma_{TL}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}} \;=\; \frac{\gamma(g_1 + g_2)}{F_1}\,. \tag{2.8}$$

Dabei bezeichnen $\sigma_{3/2}$ bzw. $\sigma_{1/2}$ die Absorptionsquerschnitte für den Fall paralleler bzw. antiparalleler Ausrichtung (Gesamtspinprojektion 3/2 bzw. 1/2) des Photonspins zum Nukleonspin. Die spinunabhängige Strukturfunktion $F_1(x, Q^2)$ beschreibt die Impulsverteilung der einzelnen Quarks im Nukleon, der Term σ_{TL} beschreibt die Interferenz longitudinaler und transversaler Wechselwirkungsamplituden.

Die experimentell zu bestimmenden Strukturfunktionen ermöglichen eine Überprüfung theoretisch vorhergesagter Summenregeln und damit eine Unterscheidung zwischen verschiedenen Modellen der inneren Struktur des Nukleons.

Für $g_1(x)$ gibt es zwei Summenregeln. Die Bjorken–Summenregel setzt nur die Isospinsymmetrie von Proton und Neutron voraus und verknüpft die Differenz der Strukturfunktion $g_1^p(x)$ des Protons und $g_1^n(x)$ des Neutrons mit den Kopplungskonstanten g_A und g_V der schwachen Wechselwirkung:

$$\int_0^1 [g_1^p(x) \;-\; g_1^n(x)]\, dx \;=\; \frac{1}{6}\frac{g_A}{g_V} + QCD_{corr}\,. \tag{2.9}$$

Experimentell wurde die Bjorken–Summenregel bisher innerhalb des einfachen Fehlers bestätigt. Eine Verletzung der Bjorken–Summenregel würde das Quarkmodell bzw. die QCD in Frage stellen. Die Abhängigkeit von Korrekturtermen der QCD ermöglichte die Bestimmung der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung α_s sowie die Überprüfung ihrer Q^2–Abhängigkeit [Ell 94].

Unter der Annahme, daß s–Quarks nicht zum Nukleonspin beitragen, gilt des weiteren die Ellis–Jaffe–Summenregel, welche eine theoretische Vorhersage der ersten Momente der Strukturfunktion $g_1(x)$ liefert:

$$\int_0^1 g_1^p(x)\, dx \;=\; (0.189)_{theor.} \tag{2.10}$$

Der gegenwärtige Meßwert beträgt $0.126 \pm 0.010 \pm 0.015$ [EMC 89], die Verletzung der Ellis–Jaffe–Summenregel wird damit erklärt, daß s–Quarks einen Beitrag zum Nukleonspin liefern.

Die ersten Momente der Strukturfunktion $g_2(x)$ genügen der Burkhardt–Cottingham–Summenregel:

$$\int_0^1 g_2(x) dx = 0\,. \tag{2.11}$$

Die Überprüfung der Burkhardt–Cottingham–Summenregel gestaltet sich wesentlich schwieriger, weil für die Messung von $g_2(x)$ noch keine zuverlässigen Daten existieren.

Das HERMES–Experiment wird die Messungen von $g_1^p(x)$ des Protons und $g_1^n(x)$ des Neutrons mit größerer statistischer Genauigkeit als die bisher beste Messung (E143) und vergleichbarem systematischen Fehler durchführen können [Now 94]. Mit dem ^{3}He–Target sollen 1995 ebenfalls Daten zur Strukturfunktion g_2 genommen werden. Durch die Beobachtung hadronischer Reaktionsprodukte der Wechselwirkung können die Spinanteile der einzelnen Quark–Flavour separat bestimmt werden. Diese semi–inklusiven Messungen werden mit dem HERMES Spektrometer erstmals mit guter statistischer Genauigkeit durchgeführt. Darüber hinaus können durch Streuung eines unpolarisierten Positronstrahls an einem polarisierten Target weitere Strukturfunktionen untersucht werden.

2.2 Spektrometer

Polarisation des Positronenringes

Der Positronenstrahl wird zunächst unpolarisiert injiziert. Durch den Sokolov–Ternov Effekt [Soko64], der auf einer geringen Asymmetrie bei Spinübergängen während der Abstrahlung von Synchrotronstrahlung in den Ablenkmagneten beruht, baut sich eine natürliche transversale, dem Magnetfeld der Ablenkdipole entgegengesetzte Polarisation auf. Durch einen Spinrotator vor dem Experiment wird die Ausrichtung des Spins der Positronen um 90° gedreht, um die für das HERMES–Experiment notwendige longitudinale Polarisation zu erzeugen. Ein weiterer Rotator nach dem Experiment muß die transversale Polarisation exakt wieder herstellen, da sonst die Polarisation im Ring zerstört würde. HERA ist der erste Ringbeschleuniger der Welt, bei dem es gelang, bis zu 70 % longitudinale Polarisation stabil und reproduzierbar zu erreichen.

Target, Trigger und Teilchenidentifizierung

Als Targetmaterial findet polarisiertes H, D oder ^{3}He Gas Verwendung. Polarisierte Gastargets haben neben einem hohen Polarisationsgrad ($>$ 90% für H, D; 50–60% für ^{3}He) den Vorteil, die Targetpolarisation innerhalb weniger Sekunden umkehren zu können. Hierdurch verringert sich deren Anteil am systematischen Fehler der gemessenen Asymmetrien. Das polarisierte Targetgas wird in eine zum ersten Mal in einem Hochenergie–Experiment verwendete Speicherzelle eingeblasen. Dabei handelt es sich um ein dünnwandiges Aluminiumrohr im Strahlgang des an dieser Stelle stark fokussierten Positronenstrahls. Durch die Impedanz des Rohres, hervorgerufen durch Wandstöße der Gasatome, kann eine im Vergleich zum freien Gasstrom um den Faktor 100 höhere Targetdichte erreicht werden.

Um die tiefinelastische Streuung eines Positrons im Target nachzuweisen, ist es notwendig, das gestreute Positron im Spektrometer zu erkennen und dessen Parameter sowie die der Reaktionsprodukte der Wechselwirkung zu bestimmen. Dazu wird im HERMES–Experiment ein symmetrisch zur Mittelebene horizontal geteiltes Magnetspektrometer verwendet (Abb. 2.1). Diese Teilung ergab sich aus den durch das Experiment geführten und im Bereich des Magneten mit einer Septumplatte abgeschirmten Strahlröhren des HERA–Ringes. Dabei wird der Protonenstrahl zur Messung nicht benutzt.

Gleichzeitige Signale in den beiden Hodoskopwänden H1 und H2 sind die Signatur für den Durchgang eines geladenen Teilchens, dessen Energie im Kalorimeter gemessen wird. Vor der Hodoskopwand H2 befindet sich eine dünne Bleischicht, wodurch H2 als Preshowerdetektor

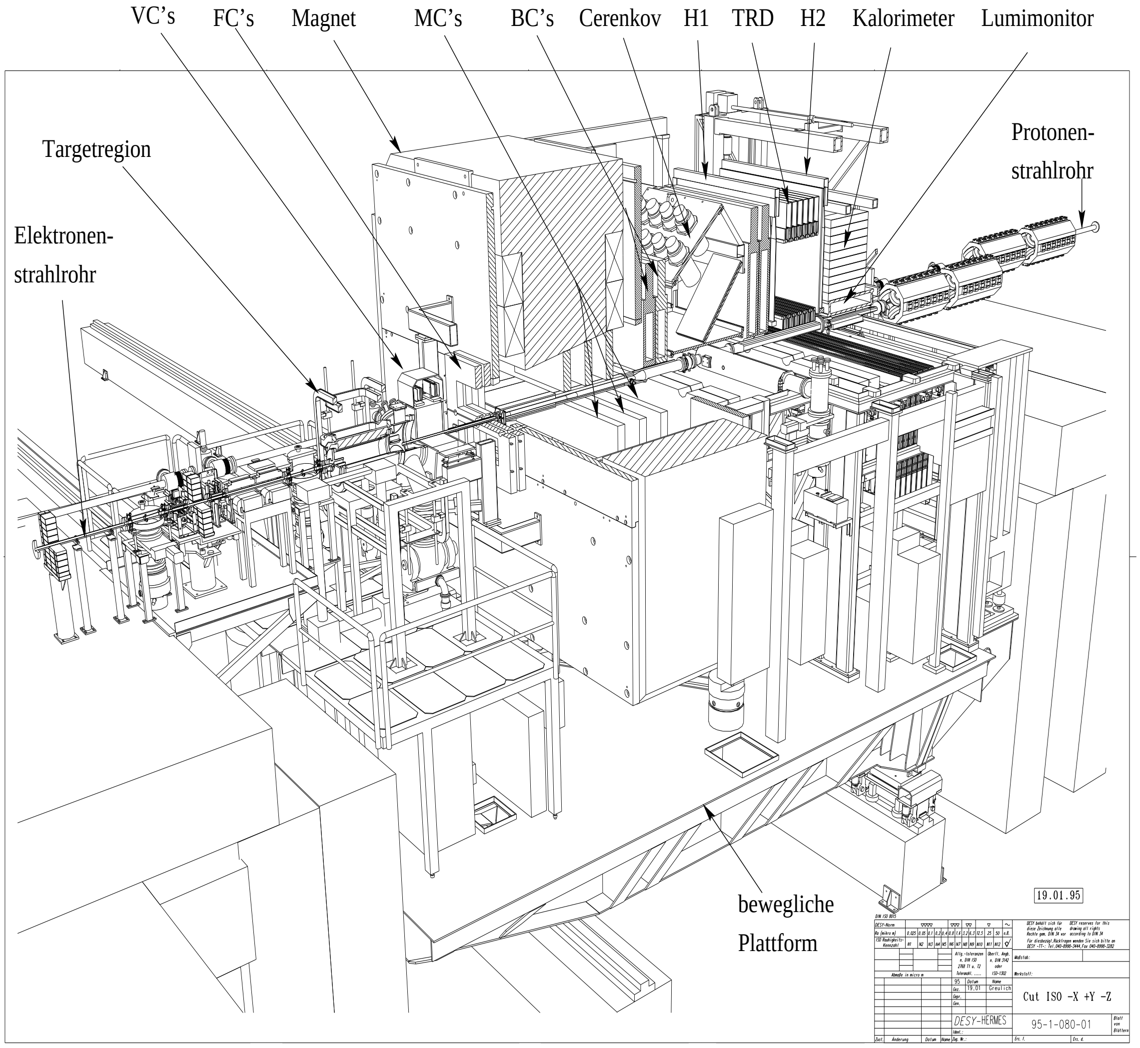


Abb. 2.1: Schematische Ansicht des HERMES Spektrometers.

für das Kalorimeter wirkt. Dessen Energieschwelle von 3.5 GeV unterdrückt einen großen Teil des niederenergetischen hadronischen Untergrundes und entspricht der geforderten Mindestenergie des gestreuten Positrons. Zur endgültigen Trennung des Positronsignals vom Pionenuntergrund bis zu einem Pion–Unterdrückungsfaktor von 30000 befindet sich ein Übergangstrahlungsdetektor (TRD) zwischen den Hodoskopwänden. Hochenergetischer Photonenuntergrund deponiert zwar viel Energie im Kalorimeter, wird aber vom Szintillatormaterial der Hodoskopwände nicht registriert und somit unterdrückt.

Das aus 9×9 cm^2 großen Bleiglasblöcken bestehende Kalorimeter liefert in Verbindung mit den aus 9 cm breiten Szintillatorstreifen bestehenden Hodoskopen darüberhinaus eine grobe Ortsinformation, welche in der zweiten Triggerstufe Verwendung findet.

Durch einen Schwellen–$\check{C}$erenkovzähler werden in einem Energiebereich von 4–16 GeV Pionen von schwereren Teilchen (Kaonen, Protonen) getrennt. Dies erlaubt die Beobachtung semi–inklusiver tiefinelastischer Streuprozesse mit dem HERMES Spektrometer.

3 Driftkammern im HERMES–Experiment

3.1 Spurkammersystem des Spektrometers

Aufbau des Spurkammersystems

Das Spurkammersystem im vorderen Teil des Detektors besteht aus den Vertexkammern VC1–2 und den Driftkammern FC1–2. Mit ihnen werden der Streuwinkel des gestreuten Positrons bestimmt sowie die Spuren aller geladenen Teilchen vor dem Eintritt in den Magneten definiert. Die Vertexkammern VC1–2 sind als Microstrip–Gas–Counter ausgeführt und ermöglichen mit einer Auflösung von 45 μm eine genaue Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes.

Der Magnet des Experiments besitzt eine integrierte Feldstärke von 1.3 Tm. Aus der horizontalen Winkeländerung der Spuren im Magneten wird der Impuls und die Ladung der Teilchen bestimmt. Im hinteren Teil des Spektrometers werden die Teilchenspuren mit den Driftkammern BC1–4 vermessen. Die im Magneten befindlichen Vieldraht–Proportionalkammern MC1–3 erleichtern das Zusammenfügen der vorderen und hinteren Teilspuren.

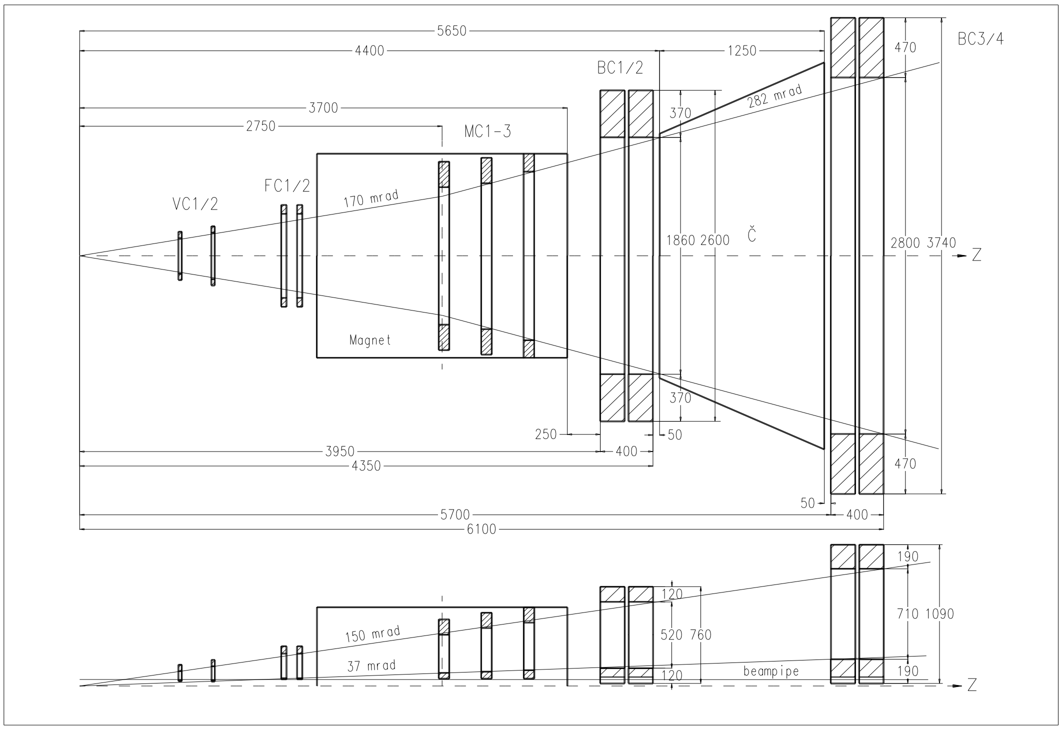


Abb. 3.1: Akzeptanz des HERMES Spektrometers und schematischer Aufbau des Spurkammersystems.

Akzeptanz des HERMES Spektrometers

Der Akzeptanzwinkel des Spektrometers definiert die kinematische Region der tiefinelastischen Streuung, welche durch das HERMES–Experiment abgedeckt werden kann. Die vertikale Akzeptanz wird im Maximum durch das Austrittsfenster des Targets und im Minimum durch die Ausdehnung der Septumplatte zu $\pm(40\dots140)$ mrad begrenzt. In der

Horizontalen beträgt der Akzeptanzwinkel ± 170 mrad. Zur Vermessung der im Magnetfeld abgelenkten Teilchenspuren ist er im hinteren Teil des Spektrometers auf ± 280 mrad vergrößert. Die in Tabelle 3.1 auf Seite 8 angegebenen aktiven Flächen der Driftkammern ergeben sich aus ihrer Position entlang der $z-$Achse.

Impulsauflösung

Die Genauigkeit der Impulsmessung ist von der Anzahl der Meßebenen N, deren Ortsauflösung $\sigma(x)$ und dem Abstand zwischen den Kammern L abhängig:

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sigma(\theta)}{\theta} \sim \frac{\sigma(x)}{L}\frac{1}{\sqrt{N}}. \tag{3.1}$$

Weitere Einflüsse sind die Vielfachstreuung und der Energieverlust durch Streuung am Material der Spektrometerkomponenten, welche von der Art des Teilchens abhängen. Ein Modul der Hermes Driftkammern FC1–2 bzw. BC1–4 besitzt 6 Meßebenen, die VC1–2 verfügen über drei Meßebenen je Kammer. Insgesamt stehen zur Spurbestimmung in jeder Spektrometerhälfte 18 Meßebenen vor und 24 Meßebenen hinter dem Magneten zur Verfügung. Es sind immer zwei Kammern paarweise angeordnet, so daß deren Ortsinformation selbst bei Totalausfall einer Kammer nicht verloren geht. Der Abstand der Kammerpaare wurde möglichst groß gewählt, ist aber durch den zur Verfügung stehenden Platz begrenzt.

Die erreichbare Impulsauflösung des Spurkammersystems beträgt $\sigma_{\Delta p/p} = 0.7 - 0.9\%$ [Borr95]. Für Teilchen mit geringem Impuls wird sie durch die Verfälschung der Teilchenbahnen auf Grund von Vielfachstreuung und den Energieverlust durch Wechselwirkung mit dem Material der Spektrometerkomponenten dominiert. Zur Impulsauflösung für Teilchen mit höheren Impulsen tragen Energieverlust und Spektrometerauflösung etwa gleich bei. Wie Monte–Carlo Rechnungen in Abbildung 3.2 zeigen, beeinflußt eine mittlere Ortsauflösung der hinteren Driftkammern von 180μm die Impulsauflösung des Spektrometers nur geringfügig. Erst für wesentlich größere Werte der Ortsauflösung dominieren die BC1–4 die Impulsauflösung.

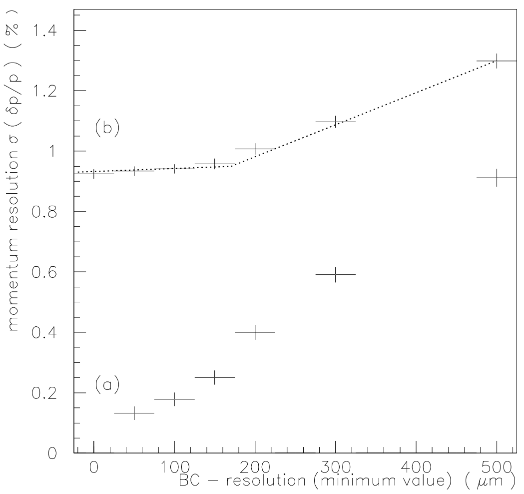


Abb. 3.2: Abhängigkeit der Impulsauflösung des HERMES Spektrometers von der Meßgenauigkeit der hinteren Driftkammern. Der Anteil der Kammerauflösung an der Impulsauflösung wird durch die Punkte a.) gegeben. Die Kurve b.) zeigt die Abhängigkeit der Gesamt–Impulsauflösung von der Ortsauflösung der Driftkammern BC1–4 [Borr95].

3.2 Aufbau der Driftkammern

Die ursprüngliche Aufgabenstellung der Diplomarbeit umfaßte die hinteren Driftkammern BC1–4. Die BC3–4 wurden in Zeuthen, die BC1–2 an der Universität Erlangen gebaut. Die an der Universität Colorado gebauten FC1–2 wurden später in die Aufgabenstellung eingeschlossen.

Hauptsächliche Konstruktionsmerkmale

Die Driftkammern des HERMES–Experiments bestehen aus sechs Meßebenen in der Anordnung U U' X X' V V'. Die Driftzellen einer Meßebene sind aus zwei Kathodenflächen und dazwischen alternierend gespannten Signal– bzw. Potentialdrähten aufgebaut. Die Drähte der X Ebenen verlaufen senkrecht, während die Drähte der U/V Ebenen um den Stereowinkel $\pm 30^\circ$ geneigt sind. Die Driftzellen der gestrichenen Ebenen sind um eine halbe Zellenbreite versetzt (gestaggert), was die Auflösung der Links–Rechts–Mehrdeutigkeit ermöglicht (siehe Abb. 3.3, 3.4).

Die vorderen Driftkammern FC1–2 und die hinteren Driftkammern BC1–4 sind in Konstruktion und Aufbau im wesentlichen identisch. Die wichtigsten Merkmale sind in Tabelle 3.1 angegeben. Der Hauptunterschied besteht, neben den verschieden großen aktiven Flächen, in der Abmessung der Driftzellen.

Tab. 3.1: Wichtige Konstruktionsparameter der FC1–2 und BC1–4.

	FC1/2	BC1/2	BC3/4
Aktive Fläche (mm^2)	660 x 180	1860 x 520	2880 x 710
Signaldrähte pro Ebene	96	128	192
Kanäle pro Kammer	576	768	1152
Anodendrähte Material	Au beschichtetes W		
Anodendrähte Durchmesser	20 μm	25 μm	
Potentialdrähte Material	Au beschichtetes Cu–Be		
Potentialdrähte Durchmesser	50 μm	125 μm	
Kathodenfolien	25 μm C beschichtetes Kapton		
Strahlungslänge je Kammer	0.20 %	0.26 %	
Zellgröße	7mm x 8mm	15 mm x 16 mm	

Mechanischer Aufbau

Der mechanische Aufbau sei hier am Beispiel einer BC 3–4 skizziert. Die sechs Meßebenen einer Kammer werden durch abwechselnde Anordnung von Draht– und Folienrahmen gebildet. Die Folienrahmen sind mit beidseitig graphitierter Kaptonfolie bespannt, welche als Kathodenfläche dient.

Die Drahtpositionierung mit einer Genauigkeit von $\leq 30\mu$m wird durch Führung der Drähte an in den Drahtrahmen eingebrachten Paßstiften erreicht. Die durch die Drähte auf den Rahmen wirkenden Zugkräfte wurden bei der Konstruktion berücksichtigt, so daß die Rahmen erst nach dem Bespannen ihre endgültige Form einnehmen.

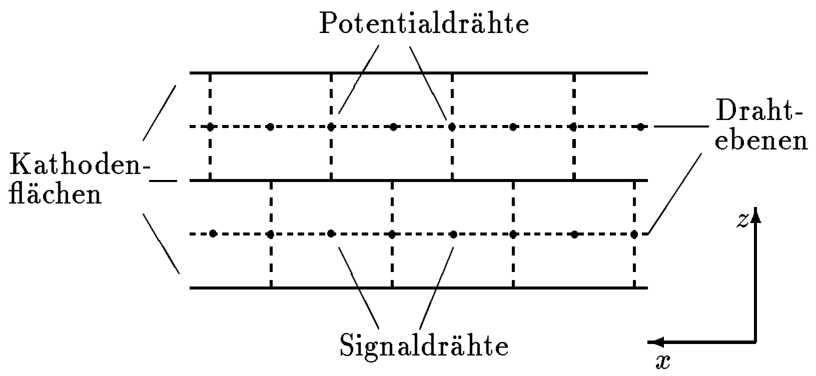


Abb. 3.3: Aufbau der Driftzellen einer Driftkammer, die Driftzellen der zweiten Ebene sind um eine halbe Zellbreite versetzt.

Alle Rahmen sind aus glasfaserverstärktem Polyester gefertigt und entsprechen in ihrer Materialstärke der halben Zelltiefe. Mechanische Stabilität erhalten die Kammern durch zwei äußere Tragrahmen aus nichtmagnetischem Edelstahl.

Alle Kammern sind so konstruiert, daß sie sowohl im oberen als auch im unteren Teil des Spektrometers eingesetzt werden können.

Abbildung 3.4 zeigt die Ansicht einer BC3–4. Die Lage der Signaldrähte in den jeweiligen Ebenen sowie die Gasversorgung und die Ausleseelektronik sind angedeutet. Eine genaue Beschreibung des mechanischen Aufbaus findet sich in [Bern95].

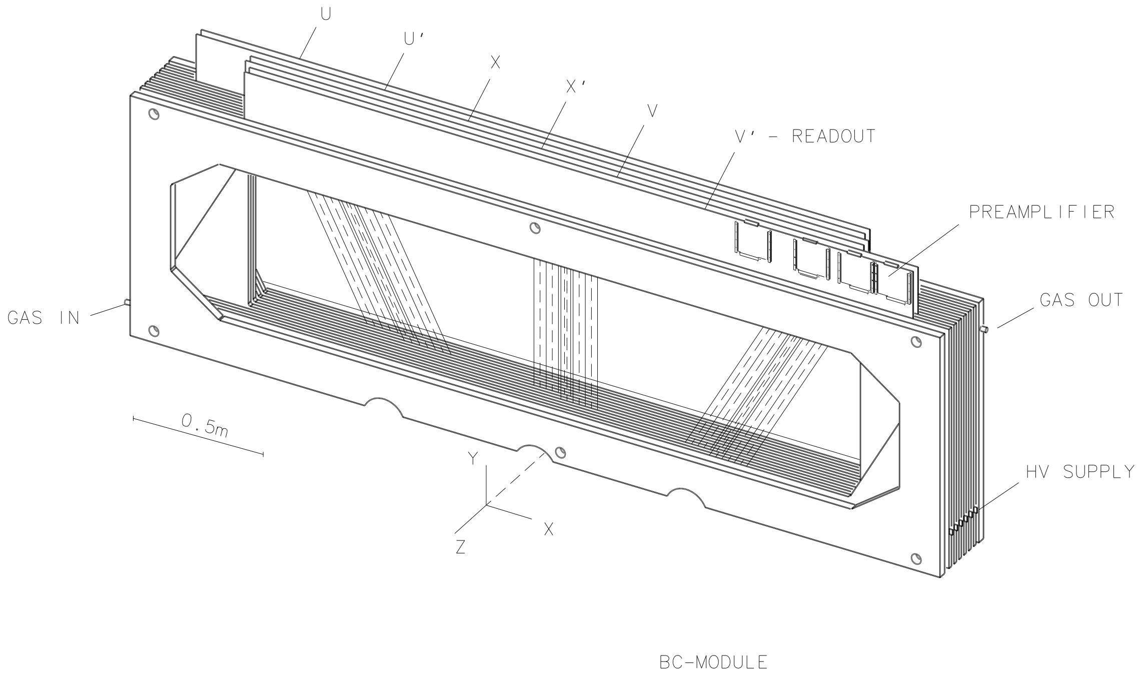


Abb. 3.4: Ansicht einer BC3–4.

3.3 Funktionsweise von Driftkammern

Elementare Teilchen bzw. Strahlung entziehen sich der direkten Beobachtung. Informationen sind nur über deren vielseitige Wechselwirkungen mit der Materie eines Detektors zugänglich.

Zur Ortsbestimmung geladener Teilchen wird oft deren Ionisationsvermögen in Gasen benutzt. Da die elektromagnetische Wechselwirkung der nachzuweisenden Teilchen mit den Hüllenelektronen der Gasatome sehr hohe Wirkungsquerschnitte besitzt, können die Gasvolumina schmal gehalten werden, so daß die Teilchenbahn nicht oder nur wenig von der Vielfachstreuung an den Kernen des Gases verfälscht wird.

Das Prinzip der Ionisation von Gasen wurde erstmals 1908 von Geiger [Geig33] bei der Entwicklung von Proportionalzählrohren angewandt. 1968 stellte Charpak et al. [Char68] die erste Vieldrahtproportionalkammer vor. Diese besteht aus vielen parallelen, zwischen zwei Kathodenflächen gespannten Anodendrähten. Aus der Position des angesprochenen Drahtes kann der Ort des Teilchendurchgangs abgeleitet werden. Es wurde somit erstmals möglich, vollständig elektronisch auslesbare Experimente aufzubauen. Eine Verbesserung der Ortsauflösung konnte 1970 durch die Entwicklung von Driftkammern [Char70] [Walt71] erreicht werden. Bei diesen wird aus der Zeit, welche zwischen dem Durchgang des Teilchens und der Ankunft des Signals am Anodendraht vergeht, der Ort des Teilchendurchganges ermittelt.

Dimensionierung der Driftzellen

Der zeitliche Abstand zweier Positronenpakete des HERA–Speicheringes beträgt 96 ns. Um die gestreuten Positronen und die Reaktionsprodukte der Wechselwirkung besser vom Untergrund unterscheiden zu können, sollen sich höchstens die Ereignisse zweier aufeinander folgender 'Bunch crossings' überlappen. Dies begrenzt die maximal zulässige Driftzeit auf 180 ns. Unter Verwendung des schnellen Driftgases Ar (90%) $C0_2$ (5%) CF_4 (5%) mit einer maximalen Driftgeschwindigkeit von $v_{max} \sim 7\mu m/ns$ wurde ein Driftweg von 7.5 mm für die hinteren Driftkammern BC1–4 gewählt. Um eine ausreichend feine Granularität der Spurfindung im Frontbereich zu gewährleisten, beträgt die maximale Driftlänge in den vorderen Driftkammern FC1–2 nur 3.5 mm.

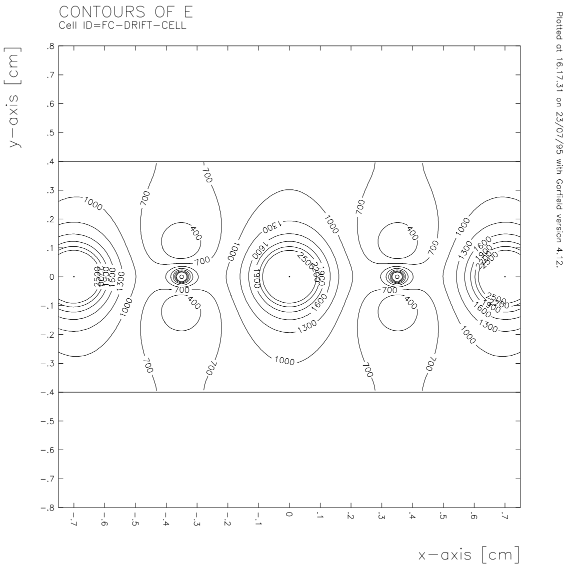
Feldverhältnisse und Driftlinien

Jede Driftzelle wird begrenzt durch die Kathodenflächen und zwei Potentialdrähte, die auf eine negative Hochspannung gelegt sind. Der in der Mitte der Zelle gespannte Signaldraht liegt auf Masse. Die Potentialdrähte dienen zur Feldformung und verhindern Bereiche niedriger Feldstärke an den Zellgrenzen. Abbildung 3.5 zeigt die resultierende Feldkonfiguration [1] in den verwendeten Driftzellentypen.

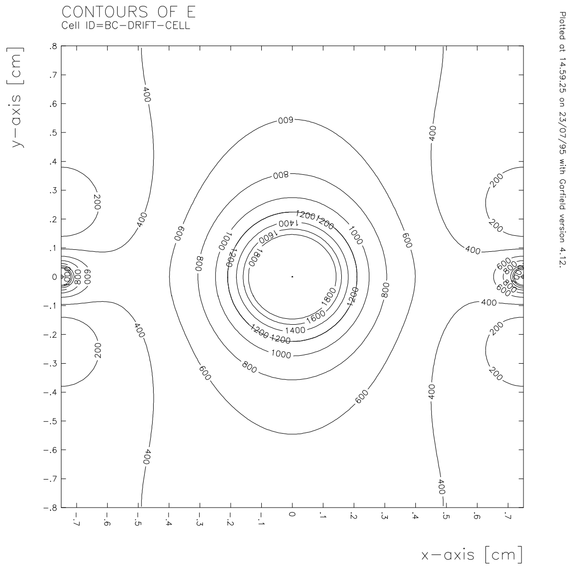
Die durch die Ionisation entlang der Teilchenspur gebildeten freien Ladungsträger driften entsprechend ihrer Ladung entlang der Feldgradienten zu den Kathoden bzw. zum Signaldraht. Abbildung 3.6 zeigt die Driftlinien und deren Isochronen, welche annähernd konzentrische Kreise mit gleichmäßigem Abstand um den Signaldraht bilden. Durch die Feldverhältnisse an den Zellgrenzen sind die Driftlinien dort stark gekrümmt und die Isochronen

[1] Die Abbildungen wurden mit dem Simulationsprogramm GARFIELD [GARF] erstellt.

weichen von ihrer Kreisform ab. Für die hinteren Driftkammern ist dieser Effekt wesentlich stärker ausgeprägt, da sie mit einem geringeren elektrischen Feld betrieben werden.

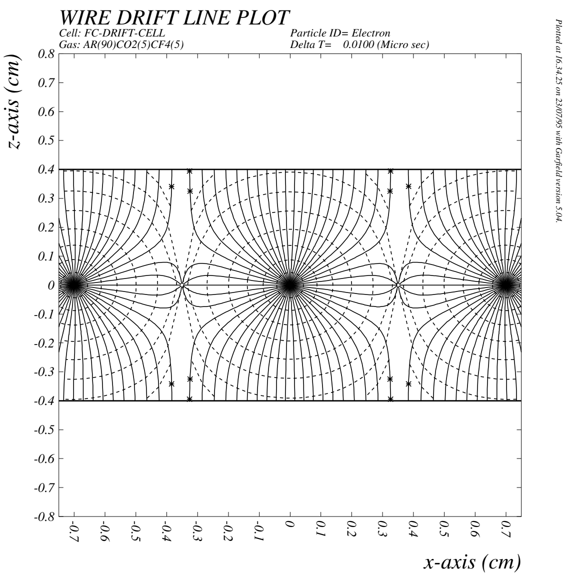


Driftzelle der FC1–2
S : x = -0.7, 0.0, 0.7; P: x = -.35, .35;
K: y = -0.4, 0.4; HV: 1350 V



Driftzelle der BC1–4
S: x = -0.0; P: x = -.75, .75;
K: y = -0.8, 0.8; HV: 1750 V

Abb. 3.5: Feldkonfiguration der beiden Driftzellentypen für typische Hochspannungen S–Signaldraht, P–Potentialdraht, K–Kathodenfolie, alle Maße in cm, die $y - -$Koordinate entspricht der $z - -$Koordinate im HERMES Koordinatensystem , HV (High Voltage)–angelegte Hochspannung in Volt.



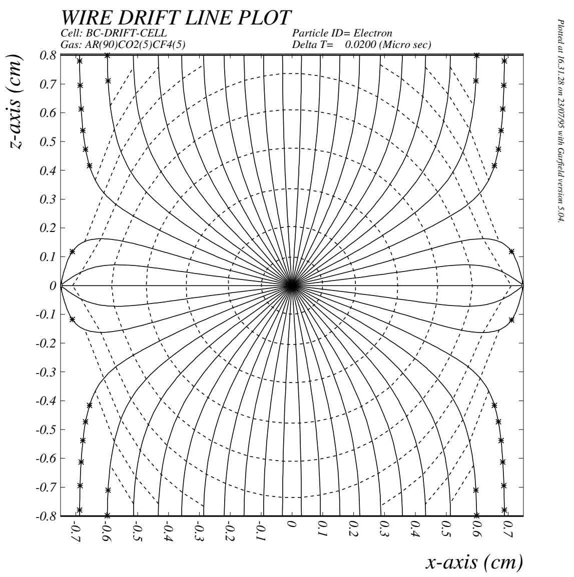


Abb. 3.6: Driftlinien der verwendeten Zellen. Gezeigt sind ebenfalls die Isochronen für verschiedene Orte der Primärionisation. Der zeitliche Abstand der Isochronen beträgt 10ns für FC (links) und 20ns für BC (rechts).

Energieverlust von Teilchen in Materie

Durchquert ein Teilchen das Kammergas, verliert es durch elektromagnetische Wechselwirkung einen Teil seiner kinetischen Energie. Der mittlere Energieverlust eines geladenen Teilchens entlang seines Weges durch Materie wird durch die Bethe–Bloch Formel beschrieben [Grup93]

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{E_s}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right]. \tag{3.2}$$

Dabei sind:

E_s	–	Term, der aus dem Energieübertrag beim Stoßprozeß abgeleitet wird. Für schwere Teilchen ist er durch die maximal auf das Hüllenelektron übertragbare kinetische Energie mit $E_{kin}^{max} = 2m_e c_2 \beta^2\gamma^2$ gegeben. Für einfallende Elektronen und somit gleichschwere Stoßpartner modifiziert sich dieser Term zu $E_s = \frac{1}{2}E_{kin}^{max} = \frac{\gamma m_e c^2}{2}$
γ	–	Lorentzfaktor $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$
$m_0, \beta c$	–	Ruhemasse und Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens
z	–	Ladungszahl des einfallenden Teilchens
Z, A	–	Kernladungszahl, Massenzahl des Absorbermaterials
m_e, r_e	–	Elektronenmasse, Klassischer Elektronenradius
N_A	–	Avogadrozahl
I	–	Materialabhängige Ionisationskonstante
δ	–	Dichteterm der die Abschirmung des elektrischen Feldes des einfallenden Teilchens durch die Ladungsdichte der Atomelektronen beschreibt.

Abbildung 3.7 zeigt den Verlauf des mittleren Energieverlustes in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit des Teilchens. Dieser fällt zunächst im nichtrelativistischen Bereich mit $\frac{1}{\beta^2}$ ab bis zu einem Minimum bei $\gamma\beta = 4$. In diesem Minimum ist der Energieverlust nur von der Ladung und nicht von der Masse des einfallenden Teilchens abhängig. Im relativistischen Bereich wächst der Energieverlust mit dem logarithmischen Term, bis er durch den Dichteterm begrenzt wird.

Durch die Stoßprozesse des einfallenden Teilchens mit den Hüllenelektronen der Gasatome können letztere ionisiert werden. Die Energie der dabei herausgeschlagenen Elektronen folgt einer Landauverteilung mit Ausläufern zu hohen Energien (δ–Elektronen). Die in der Primärionisation freigesetzten Elektronen verfügen über genügend kinetische Energie, um weitere Gasatome zu ionisieren (Sekundärionisation). Es kommt zur Ausbildung von Ionisationsclustern entlang der Teilchenspur. Die Gesamtanzahl der Ionisationsprozesse je Wegstrecke berechnet sich aus dem mittleren Energieverlust ΔE und der Ionisationsenergie

$$n_{tot} = \frac{\Delta E}{W_i}, \quad \text{dabei ist} \quad W_i \quad \text{der Energieverlust pro Ionisationsprozeß.} \tag{3.3}$$

In Argon finden unter Normalbedingungen 29 Primärionisationen je cm Wegstrecke statt, die Gesamtionisation n_{tot} beträgt 94 Ionisationspaare je cm [Saul77]. Der Energieverlust leichter Teilchen durch Bremsstrahlung kann in Gasvolumina vernachlässigt werden.

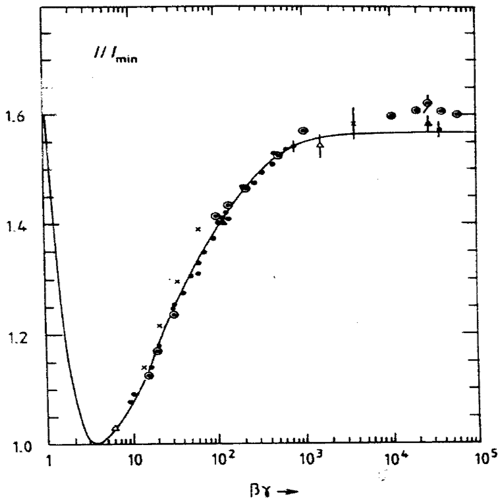


Abb. 3.7: Normierter mittlerer Energieverlust in in Argon [Blum94].

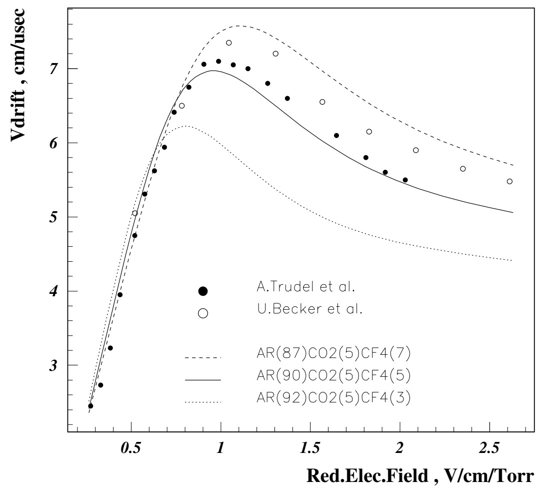


Abb. 3.8: Messung der Driftgeschwindigeit in Ar (90%) $C0_2$ (5%) CF_4 (5%), zum Vergleich sind MAGBOLTZ [MAGB] Rechnungen für verschiedene Mischungsverhältnisse eingetragen.

Driftvorgang in der Zelle

Die bei der Ionisation entstandenen positiv geladenen Ionen driften langsam zu den flächigen Kathoden und werden von diesen abgesaugt. Anders als bei Driftkammern mit strukturierten Kathoden werden die Ionen nicht zur Ortsmessung verwendet. Die um drei Größenordnungen schnelleren Elektronencluster werden vom elektrischen Feld entlang der Driftlinien zum Signaldraht beschleunigt. Eine konstante Driftgeschwindigkeit stellt sich ein, wenn der Energieverlust bei Stößen mit den Gasatomen mit der durch die Beschleunigung im elektrischen Feld gewonnenen Energie im Gleichgewicht steht. Die Driftgeschwindigkeit im Gleichgewicht kann angegeben werden durch [Town47] [Pall75]

$$v_{drift} = \frac{e}{m_e} E\tau(\epsilon) = \frac{e}{m_e} E \left\langle \frac{\lambda_e(\epsilon)}{\nu(\epsilon)} \right\rangle, \qquad \text{wobei} \qquad \lambda_e(\epsilon) \sim \frac{T}{p}\frac{1}{\sigma(\epsilon)}, \tag{3.4}$$

m_e	–	Elektronenmasse
E	–	Betrag des elektrischen Feldes
ϵ	–	Elektronenenergie $\epsilon = \frac{3}{2}kT + \epsilon_E$
$\tau(\epsilon)$	–	Zeit zwischen zwei Stößen
$\lambda_e(\epsilon)$	–	Mittlere freie Weglänge für Zusammenstöße der Elektronen mit den Gasmolekülen
$\nu(\epsilon)$	–	statistische Geschwindigkeit der Elektronen
$\sigma(\epsilon)$	–	Gesamtwirkungsquerschnitt des Impulsübertrags
T, P	–	Temperatur, Druck.

Die Mittelung erfolgt über eine Maxwellverteilung der Elektronenenergie [Saul77]. Gleichung (3.4) zeigt, daß die erreichte Driftgeschwindigkeit im Kammergas neben der Elektronenenergie ϵ und dem Stoßquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ von den Parametern Druck und Temperatur abhängt.

Die Wellenlänge von Elektronen mit kinetischer Energie in der Größenordnung von einigen eV ist vergleichbar mit den Moleküldimensionen des Gases. Die auftretenden quantenmechanischen Interferenzeffekte bewirken eine starke Variation des Stoßquerschnittes $\sigma(\epsilon)$, welcher für bestimmte ϵ ein deutliches Minimum durchläuft. Für Elektronen mit Energien ϵ im Bereich dieses Ramsauer–Minimums wird nach (3.4) die Driftgeschwindigkeit maximal.

Verwendete Gasmischung

Die Anteile der einzelnen Komponenten des verwendeten Kammergases wurden mittels Simulationen und Messungen zu **Ar** (90%) $\mathbf{C0_2}$ (5%) $\mathbf{CF_4}$ (5%) optimiert [Int2/92][Nunn94]. Diese Gasmischung ist nicht brennbar, was für den Betrieb im Tunnel des HERA–Ringes vorgeschrieben ist.

In reinem Argon besitzen die Elektronen schon bei kleinen Feldstärken Energien ϵ, welche weit oberhalb des Ramsauer–Minimums liegen. Die mittlere Driftgeschwindikeit beträgt nur $\sim 3cm/\mu s$. Eine Erhöhung der Driftgeschwindigkeit auf maximal $\sim 7cm/\mu s$ wird durch die Beimischung der molekularen Gase CO_2 und CF_4 mit vielen Schwingungsmodi erreicht. An diesen können die Elektronen unter großem Energieverlust wechselwirken, so daß ihre Energie ϵ in den Bereich des Ramsauer–Minimums von Argon gesenkt wird.

Die elektronegativen Gase CO_2 und CF_4 wirken weiterhin als Löschgase, welche durch die hohe Wahrscheinlichkeit der Anlagerung von Elektronen Dauerentladungen in der Kammer unterdrücken.

Verunreinigungen des Kammergases durch in der Atmosphäre vorhandenen O_2 und H_2O werden durch das Gassystem beseitigt, da sie neben einer Veränderung der Driftgeschwindigkeit durch übermäßige Elektronenanlagerung zu einer Verminderung der Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor führen [Klei87]. Auf Grund seiner chemischen Eigenschaften kann N_2 nicht entfernt werden, der Anteil beträgt etwa 1%. In Abbildung 3.8 ist eine Messung der Driftgeschwindigkeit des verwendeten Kammergases dargestellt. Zum Vergleich sind Simulationen für verschiedene Mischungsverhältnisse eingezeichnet.

Signalentstehung am Signaldraht

In der Nähe der dünnen Signaldrähte steigt das E–Feld auf Grund seiner $\frac{1}{r}$ Abhängigkeit stark an. Die zwischen zwei Stößen gewonnene kinetische Energie des Elektrons übersteigt die Ionisationsenergie des Gases, und es kommt zu weiteren Sekundärionisationen. Die Zahl der Ladungsträger wächst lawinenartig um vier bis sechs Größenordnungen. Um die Eingangsschwelle des Vorverstärkers zu überwinden, bedarf es der Ansammlung von Elektronenlawinen mehrerer Driftelektronen. Durch ein RC–Glied wird die schnell ($10^{-8}-10^{-9}$s) ansteigende Signalflanke am Anodendraht ausgelesen. Das ungefähr 10 mal größere aber im Bereich von Millisekunden langsamere Signal der Ionen bleibt unbeachtet.

3.4 Bestimmung der Parameter der BC1–4 in der Testmessung

Zum Betrieb einer Driftkammer im Experiment ist es notwendig, ihre Funktionsparameter genauestens zu kennen. Dazu zählen neben der Orts–Driftzeit–Beziehung die Auflösung und die Effektivität der Ortsmessung. Beeinflusst werden diese vor allem von der angelegten Hochspannung und der Diskriminatorschwelle des Vorverstärkers. Zur Bestimmung des optimalen Arbeitspunktes, der durch größtmögliche Effektivität und Auflösung bei geringem Übersprechen zwischen den einzelnen Zellen gekennzeichnet ist, wurde im September 1994 mit jeweils einem Modul BC1 und BC3 ein Test am Strahl 22 des DESY Hamburg durchgeführt. Aus diesen Daten wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Hash95] ein erster Kalibrationsdatensatz der BC1–4 für den Einsatz im HERMES–Experiment erstellt.

Aufbau der Testmessung

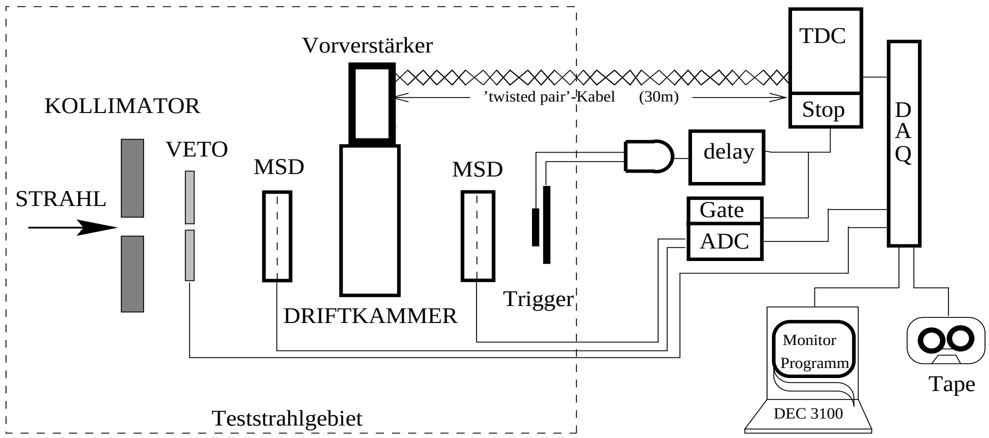


Abb. 3.9: Schematischer Versuchsaufbau für die Driftkammer BC3 in der Testmessung.

Der Elektronenstrahl zur Testmessung hatte eine Energie von 3 GeV und ein gaußförmiges Profil der Breite $\sigma \sim 10$ mm, so daß eineinhalb Driftzellen je Ebene ausgeleuchtet wurden. Die Divergenz des Strahls betrug weniger als 1 mrad. Die Kammer wurde senkrecht zum Strahl ausgerichtet.

Der Trigger wurde durch zwei 3 cm breite Szintillationszähler gebildet. Die Spuren der die Driftkammern durchquerenden Elektronen wurden mit einem Referenzsystem aus jeweils zwei Mikrostreifendetektoren (MSD) [Bähr93] vermessen. Diese besitzen eine Auflösung von 25μm, so daß der Fehler der Referenzkoordinate in der Driftkammer $\sigma(x)_{Ref} = \frac{25\mu m}{\sqrt{2}} < 20\mu m$ im folgenden vernachlässigt werden kann. Die Zeitmessung erfolgte mit FASTBUS TDC LeCroy 1876, die Analogsignale der MSD wurden über CAMAC Flash ADC ausgelesen. Die Daten wurden über CHI (Cern Host Interface) gesammelt und auf Exabyte Magnetbänder geschrieben. Eine DEC–Station diente als Hostrechner.

Rohdatensatz einer Driftzelle

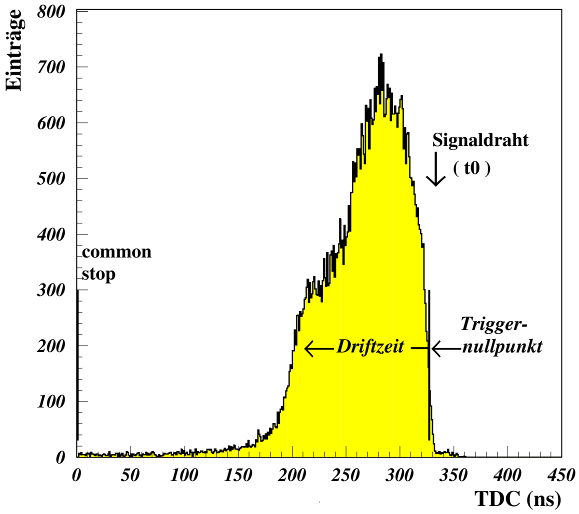


Abb. 3.10: TDC–Spektrum einer Driftzelle. Eingezeichnet sind das t_0 und der Common Stop. Die Driftzeiten zählen vom t_0 beginnend nach links.

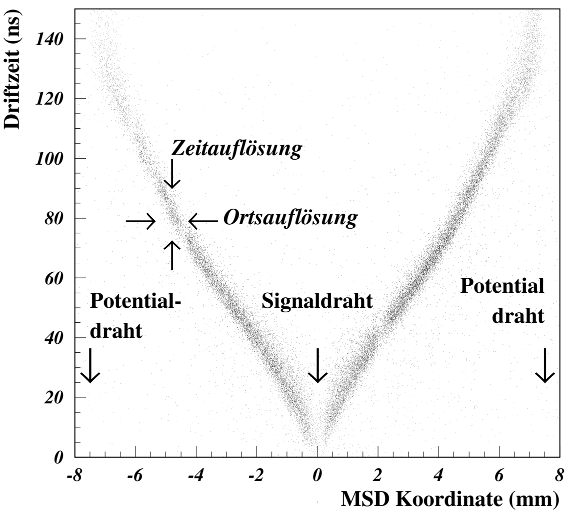


Abb. 3.11: TDC–Einträge vs. Referenzkoordinate. Die Form der Verteilung spiegelt die Orts–Driftzeit–Beziehung wider.

Abbildung 3.10 und 3.11 zeigen die für eine Driftzelle erhaltenen Rohdaten. Die Zeitmessung des TDC (Time–Digital–Converter) arbeitet im 'Common Stop Mode'. Registrieren die Szintillationszähler einen Teilchendurchgang zum Zeitpunkt t_0, wird deren Triggersignal verzögert an den TDC geleitet. Das von einer getroffenen Driftzelle stammende Signal erhält einen Eintrag in der internen Zeitmessung des TDC, welche sich auf den Common Stop bezieht. Abbildung 3.10 zeigt das Driftzeitspektrum einer Zelle. Die steile Flanke bei hohen Zeiteinträgen wird von den kurzen Driftzeiten, d.h. Teilchendurchgängen nahe des Signaldrahts gebildet. Der Ausläufer zu niedrigen Zeiteinträgen spiegelt die langen Driftzeiten von Spuren an den Zellrändern wieder. Die Lage des t_0 in der Zeitzählung des TDC wird üblicherweise durch die Anpassung einer Gerade an die Flanke des Zeitspektrums bestimmt. Die Driftzeit in der Zelle ergibt sich dann zu

$$t_{drift} = t_0 - t_{TDC}. \tag{3.5}$$

In jeder Ebene der Driftkammer wurden 16 Signaldräte mit jeweils einer Vorverstärkerkarte ausgelesen. Die durch unterschiedliche Längen der Signalkabel zwischen den einzelnen Ebenen hervorgerufenen Laufzeitdifferenzen wurden mittels eines Testpulses gemessen und die TDC–Einträge auf ein einheitliches t_0 für alle Ebenen korrigiert.

Die $x-$Achse der Abbildung 3.11 gibt die Koordinaten der Teilchendurchgänge wieder, wie sie durch die MSD vermessen wurden. Die Position des Signaldrahtes wurde auf Null korrigiert. Die Driftzelle wird bei $x = -7.5$ mm und $x = 7.5$ mm durch die Potentialdrähte begrenzt. Eingetragen sind die zu den Ortskoordinaten gehörenden Zeiten im TDC. Die Form der so entstandenen Verteilung spiegelt direkt die Orts–Driftzeit–Beziehung wieder.

Orts–Driftzeit–Beziehung

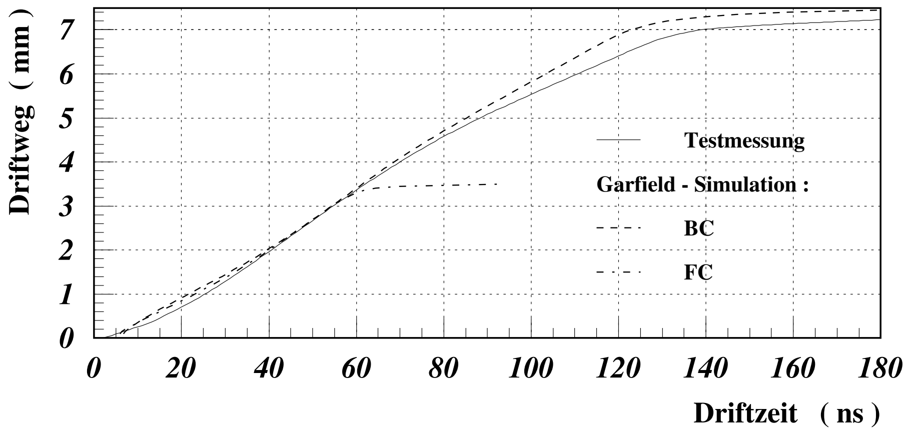


Abb. 3.12: Orts–Driftzeit–Beziehung der BC1–4. Zum Vergleich sind GARFIELD Simulation für die Driftzellen der BC und der FC eingetragen.

Die eigentliche Meßgröße einer Driftkammer ist die Zeitdifferenz zwischen dem Durchgang des Teilchens (t_0) und der Ankunft der Elektronenlawine am Anodendrahtdraht (t). In der verwendeten Zellgeometrie bedeutet dies, daß die Teilchenbahn die entsprechende Isochrone der Driftzelle tangiert hat (vgl.Abb. 3.6).

Beim Bau von Driftkammern wird angestrebt, durch Drifträume gleichmäßiger Feldstärke eine konstante Driftgeschwindigkeit in der gesamten Zelle zu erreichen. Der Driftweg berechnet sich dann zu

$$x(t) = v_{drift}(t - t_0). \tag{3.6}$$

Bei nicht konstanter Driftgeschwindigkeit $v(t)$, wie es in der vorliegenden Zellgeometrie durch die Feldverhältnisse bedingt ist, muß über die Driftzeit integriert werden

$$x(t) = \int_{t_0}^{t} v_{drift}(t^{'})dt^{'}. \tag{3.7}$$

Gleichung (3.6) kann mit einer mittleren Driftgeschwindigkeit v als erste Approximation der Orts–Driftzeit–Beziehung $x(t)$ verwendet werden:

$$v = \langle v_{drift}(t)\rangle\,. \tag{3.8}$$

An den Zellrändern sind die Driftlinien stark verformt. Dies führt dazu, daß die Isochronen nicht mehr kreisförmig sind. Bewegen sich die Elektronencluster auf stark gekrümmten Driftlinien, entspricht die Driftgeschwindigkeit v_{drift} in Gleichung (3.7) nicht mehr der wahren Driftgeschwindigkeit im Kammergas, sondern deren Projektion auf den radialen Abstand zwischen Signaldraht und Tangentenberührungspunkt. In der Analyse der Daten der Testmessung wurde die Orts–Driftzeit–Beziehung $x(t)$ für die BC1–4 parametrisiert. Sie ist in Abbildung 3.12 als durchgehende Linie eingetragen. Ebenfalls eingezeichnet sind die Ergebnisse von GARFIELD Simulationen für beide Driftzellentypen. Eine Orts–Driftzeit–beziehung für die FC1–2 ist bisher noch nicht verfügbar.

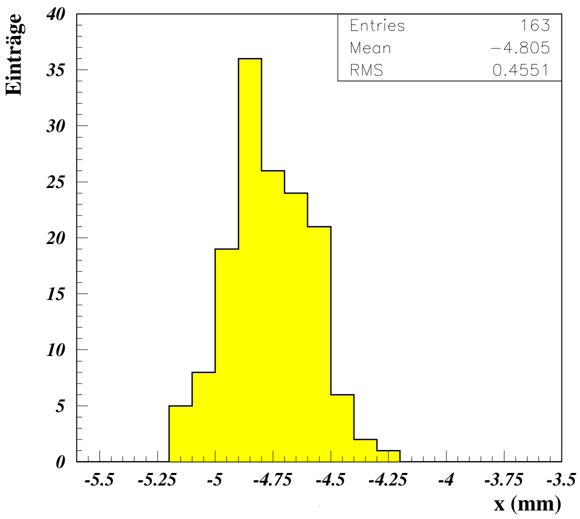


Abb. 3.13: Verteilung der Referenzkoordinaten zu einer festen Driftzeit. Die Breite der Verteilung entspricht der Ortsauflösung für diese Driftzeit. Die Abbildung entspricht dem waagerechten Schnitt in Abbildung 3.11.

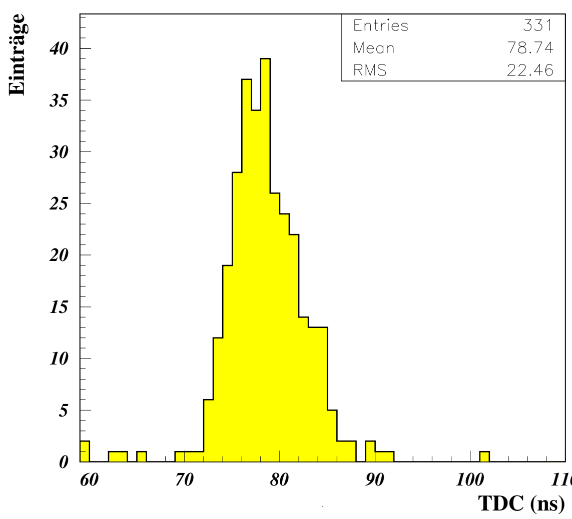


Abb. 3.14: Verteilung der TDC–Einträge für eine feste Referenzkoordinate. Diese Abbildung entspricht dem senkrechten Schnitt in Abbildung 3.11.

Auflösung

Als Ortsauflösung einer Driftkammer wird die Standardabweichung der Verteilung der Differenzen der aus der Driftzeit t bestimmten Ortskoordinaten $x(t)$ vom wahren Ort des jeweiligen Teilchendurchgangs x_{ref} definiert:

$$\sigma(x) = \sqrt{\langle (x - x_{ref})^2 \rangle}. \tag{3.9}$$

Sie ist in Abbildung 3.11 durch einen waagrechten Schnitt zu einem festen Zeitpunkt t angedeutet. Abbildung 3.13 entspricht diesem Schnitt und zeigt die Verteilung der Referenzkoordinaten. Die Breite dieser Verteilung spiegelt den Fehler bei der Bestimmung der Ortskoordinate für die Driftzeit t wieder.

Die Ortsauflösung setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen:

- **Elektronik:** Die gegebene Einheit[2] Δt der Zeitmessung des TDC bedingt einen Fehler der Zeitmessung, welcher sich nach der Standardabweichung einer Gleichverteilung berechnet:

$$\sigma_{TDC}(t) = \frac{\Delta t}{\sqrt{12}}. \tag{3.10}$$

  Zwei weitere Beiträge der Elektronik zur Zeitauflösung sind *jitter* und *walk*. Als *jitter* werden die statistischen Schwankungen bei der Verstärkung von Signalflanken

[2] Im Test wurde eine TDC LeCroy 1876 mit $\Delta t = 1$ ns verwendet. Im HERMES–Experiment kommen TDC LeCroy 1877 mit einem $\Delta t = 0.5$ ns zum Einsatz.

bezeichnet, welche durch Fluktationen in den Bauteilen der Elektronik bedingt sind. In Abhängigkeit vom zurückgelegten Driftweg schwanken die am Anodendraht auftretenden Signale der Elektronenlawinen in Amplitude und Flankensteilheit. Hieraus ergibt sich eine Verschiebung des Zeitpunktes, zu dem die Diskriminatorschwelle überschritten wird. Der so hervorgerufene Fehler wird als *walk* bezeichnet.

Diese Fehler können quadratisch zu einem Gesamtfehler der Elektronik addiert werden:

$$\sigma_{El}(t) = \sqrt{\sigma^2_{TDC} + \sigma^2_{jitter} + \sigma^2_{walk}(x)}. \tag{3.11}$$

Die Zeitauflösung des TDC σ^2_{TDC} sowie der jitter sind konstant über den gesamten Driftweg, während der Fehler σ^2_{walk} vom Driftweg abhängt [Russ95]. Die Auflösung in der Zeitmessung transformiert sich mittels der Driftgeschwindigkeit in einen Beitrag zum Fehler der Ortsmessung:

$$\sigma_{El}(x) = v_{drift}(t)\sigma_{El}(t). \tag{3.12}$$

- **Diffusion:** Die bei der Ionisation entlang der Teilchenspur entstandenen freien Elektronen unterliegen während der Drift Vielfachstößen mit den Atomen des Kammergases. Dies führt zu statistischen Fluktationen in ihrer Bewegungsrichtung, die Ionisationscluster diffundieren entsprechend einer Gaußverteilung. Der Diffusionskoeffizient kann mit

$$D(\epsilon) = \frac{kT}{eE} v_{drift} \tag{3.13}$$

angegeben werden. Der entstehende Fehler in der Lokalisation der Ionisationscluster zeigt eine $\sqrt{x}-$ Abängigkeit von der Driftstrecke und berechnet sich zu [Saul77]:

$$\sigma^2_{Diff}(x) = \sqrt{2D(\epsilon)t} = \sqrt{\frac{2kT}{eE}x}. \tag{3.14}$$

Für Driftkammern mit sehr großen Driftstrecken begrenzt die Diffusion die maximal erreichbare Auflösung. In der verwendeten Geometrie der HERMES Driftkammern spielt die Diffusion nur eine untergeordnete Rolle.

- **Primärstatistik:** Die Wahrscheinlichkeit der Primärionisation entlang der Teilchenspur folgt einer Poissonverteilung. Die statistischen Schwankungen in der Verteilung der Ionisationscluster wirken sich für Spuren in der Nähe des Anodendrahtes sehr stark auf den Driftweg aus. Verlaufen die Spuren hingegen weit entfernt vom Signaldraht, werden nur kleine Driftwegschwankungen hervorgerufen.

Alle genannten Faktoren wirken voneinander unabhängig. Die Ortsauflösung $\sigma(x)$ berechnet sich daher als quadratische Summe ihrer Anteile:

$$\sigma(x) = \sqrt{\sigma^2_{el}(x) + \sigma^2_{Ion}(x) + \sigma^2_{Diff}(x)}. \tag{3.15}$$

Für die Kammern BC1–4 wurden die Beiträge zur Ortsauflösung in [Hash95] abgeschätzt sowie aus den Daten der Testmessung bestimmt. Die über die gesamte Driftzellenbreite

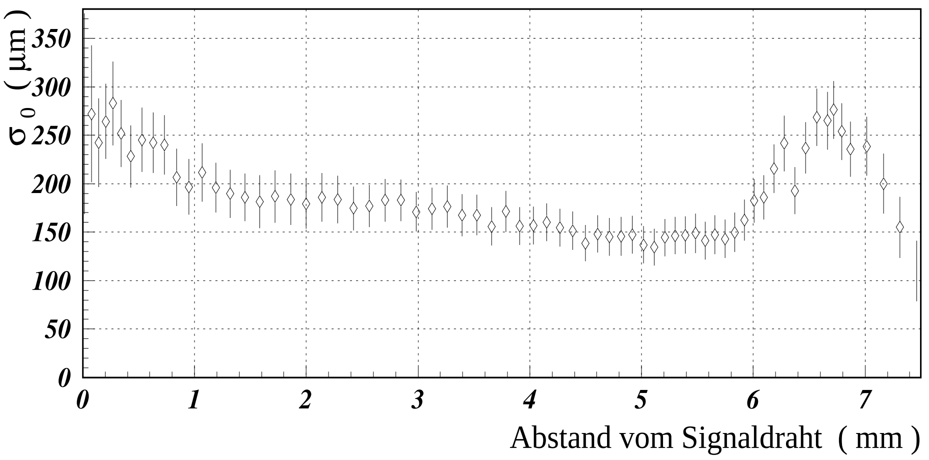


Abb. 3.15: Ortsauflösung der BC1–4 in Abhängigkeit vom Driftweg [Hash95].

gemittelte Ortsauflösung wird je nach Arbeitspunkt mit 166 μm – 180 μm angegeben. In Abbildung 3.15 ist die Abhängigkeit der Auflösung vom Driftweg dargestellt. In der Driftzeitmessung des TDC wirkt sich die endliche Ortsauflösung als Schwankung der gemessenen Driftzeit bei fester Referenzkoordinate aus, dies entspricht dem senkrechten Schnitt in Abbildung 3.11 bzw. der in Abbildung 3.14 dargestellten Verteilung . Die Ortsauflösung läßt sich einfach mit

$$\sigma(t) = \frac{1}{v_{drift}(x)}\sigma(x) \tag{3.16}$$

in eine Zeitauflösung umrechnen.

Effektivität

Die Effektivität der BC1–4 liegt je nach Arbeitspunkt zwischen 95.8% und 97% [Hash95]. Hierbei ist als Effektivität einer Driftzelle die über den gesamten Driftraum gemittelte Wahrscheinlichkeit definiert, mit der ein durchlaufendes Teilchen innerhalb eines Korridors von der vierfachen Breite der Ortsauflösung σ um die Referenzkoordinate nachgewiesen wird.

3.5 Grundlagen der Spurbestimmung

Teilchenspur im HERMES Koordinatensystem

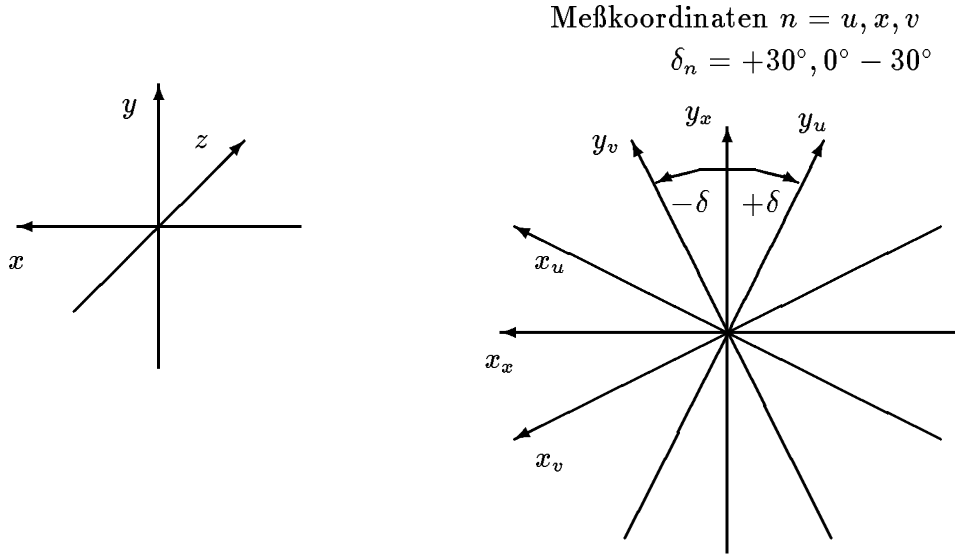


Abb. 3.16: HERMES Koordinatensystem (links) und die drei Meßkoordinaten x_n, x_x, x_v (rechts).

Im HERMES–Experiment wird zur absoluten Positionsbestimmung ein rechtshändiges Koordinatensystem mit seinem Ursprung in der Mitte des Targets[3] verwendet. Die positive $z-$Achse liegt in der Mitte des Positronenrohrs und zeigt in Strahlrichtung, die $x-$Achse verläuft horizontal von rechts nach links.

Eine gerade Spur im Raum wird durch vier Parameter beschrieben:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x \\ a_y \end{pmatrix} + z \begin{pmatrix} b_x \\ b_y \end{pmatrix} \tag{3.17}$$

b_x, b_y	–	Anstiege der Gerade im Raum
a_x, a_y	–	Koordinaten in $(x, y)-$ Ebene an der Stelle $z = 0$.

Die Vermessung einer Teilchenspur erfolgt in den 3 Meßkoordinaten x_u, x_x, x_v. Das u bzw. das v Koordinatensystem ist um den Stereowinkel $\delta_u = +30°$ bzw. $\delta_v = -30°$ gegen die x Koordinate gedreht. Der Stereowinkel von $\pm 30°$ wurde nach Monte–Carlo–Studien zur Impulsauflösung festgelegt. Jedes Modul des Spurkammersystems verfügt über Meßebenen[4] aller drei Meßkoordinaten. Die Signaldrähte in einer Messebene verlaufen parallel zur y_n Koordinate, die Meßkoordinate x_n steht somit senkrecht zum Draht(vgl.Abb. 3.16).

[3] Für die Spurrekonstruktion des Experiments gilt $z = 0$ im Magnetmittelpunkt.
[4] Mit Meßebene wird die Ebene der Signaldrähte bezeichnet.

In der verwendeten Zellgeometrie der HERMES Driftkammern sind die Isochronen der Drift annähernd kreisförmig. Wird in einer Driftzelle eine Driftzeit gemessen, ist keine Information über die y_n–Position einer Spur ableitbar. Die entsprechende Isochrone bildet um den Signaldraht einen Zylinder, welcher von der Spur tangiert wurde. Es ist ebenso nicht möglich zu entscheiden, auf welcher Seite des Drahtes die Spur vorbeiführt.

Da eine Teilchenspur in einer Meßkoordinate x_n von mehreren Meßebenen an verschiedenen Positionen z nachgewiesen wird, spannt sich eine Tangentenfläche an die Zylinder der Isochronen auf. Der räumliche Verlauf der Spur ist durch die Schnittlinie mindestens zweier Tangentenflächen gegeben.

Die Schnittlinie der Tangentenfläche mit der (x_n, z)–Ebene des betrachteten Koordinatensystems entspricht der Projektion der räumlichen Teilchenspur in die Meßkoordinate x_n und wird durch die Gerade

$$x_n = a_n + b_n z \tag{3.18}$$

bzw. für alle drei Meßkoordinaten zusammengefaßt durch

$$\vec{x} = \vec{a} + \vec{b}z \tag{3.19}$$

beschrieben. Die Projektion der Raumkoordinaten x, y in die Messkoordinaten $x_n = x_u, x_x, x_v$ erfolgt mittels der Stereowinkel:

$$x_n = x \cos\delta_n + y \sin\delta_n \qquad \text{bzw.} \qquad \vec{x} = x\vec{\cos}\delta + y\vec{\sin}\delta. \tag{3.20}$$

Die Spurparameter $a_{x,y}, b_{x,y}$ können auf gleiche Weise in die Parameter der Projektionsgeraden (3.18) transformiert werden

$$\vec{a} = a_x\vec{\cos}\delta + a_y\vec{\sin}\delta \qquad \text{bzw.} \qquad \vec{b} = b_x\vec{\cos}\delta + b_y\vec{\sin}\delta.$$

Dabei werden die Vektoren

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} x_u \\ x_x \\ x_v \end{pmatrix} \quad \text{und analog} \quad \vec{a} = \begin{pmatrix} a_u \\ a_x \\ a_v \end{pmatrix}, \vec{b} = \begin{pmatrix} b_u \\ b_x \\ b_v \end{pmatrix} \tag{3.21}$$

sowie $\vec{\cos}\delta$ und $\vec{\sin}\delta$, welche die Stereowinkel enthalten, verwendet:

$$\vec{\cos}\delta = \begin{pmatrix} \cos\delta_u \\ \cos\delta_x \\ \cos\delta_v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\delta \\ 1 \\ \cos\delta \end{pmatrix}, \qquad \vec{\sin}\delta = \begin{pmatrix} \sin\delta \\ 0 \\ -\sin\delta \end{pmatrix}. \tag{3.22}$$

Zellgeometrie und Residuum

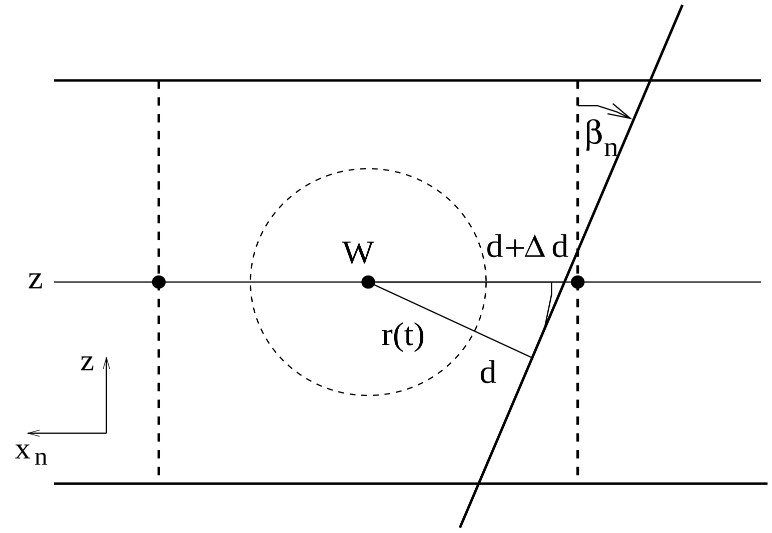


Abb. 3.17: Geometrische Verältnisse in einer Driftzelle mit geneigter Spur.

Die endliche Auflösung der Driftzelle bedingt, daß die Isochrone der gemessenen Driftzeit die Teilchenspur nicht exakt berührt. Diese Abweichung, das Residuum, ergibt sich bei kreisförmiger Isochrone und radialen Driftlinien zu

$$d = \frac{1}{\sqrt{1+b_n^2}}\,(a_n + b_n z - W) \pm r(t), \tag{3.23}$$

dabei ist:

$\frac{1}{\sqrt{1+b_n^2}}$	–	Cosinus des Spurwinkels β_n in der (x_n, z)–Ebene, $\tan\beta_n = b_n$
W	–	Drahtposition des Signaldrahtes bezüglich x_n
$\pm r(t)$	–	Radius der Isochrone, welcher sich aus der Driftzeit und der Orts–Driftzeit–Beziehung ergibt. Das Vorzeichen $\pm$ kennzeichnet die Links–Rechts–Mehrdeutigkeit.

Für Spuren mit kleinem Einfallwinkel und somit $1 + b_n^2 \simeq 1$ kann dieser Ausdruck in b_n linearisiert werden:

$$d = a_n + b_n z - W \pm r(t). \tag{3.24}$$

Dies entspricht dem Übergang vom radialen Abstand zum horizontalen Abstand in der Drahtebene. Der dabei gemachte Fehler verhält sich wie

$$\Delta d \sim r\,(1 - \cos\beta_n) \qquad \text{wobei} \qquad r \sim a_n + b_n z - W. \tag{3.25}$$

Abbildung 3.18 zeigt die Winkelverteilung der Spuren vor und hinter dem Magneten für Daten des HERMES Spektrometers. Der Bereich vor dem Magneten entspricht der Akzep-

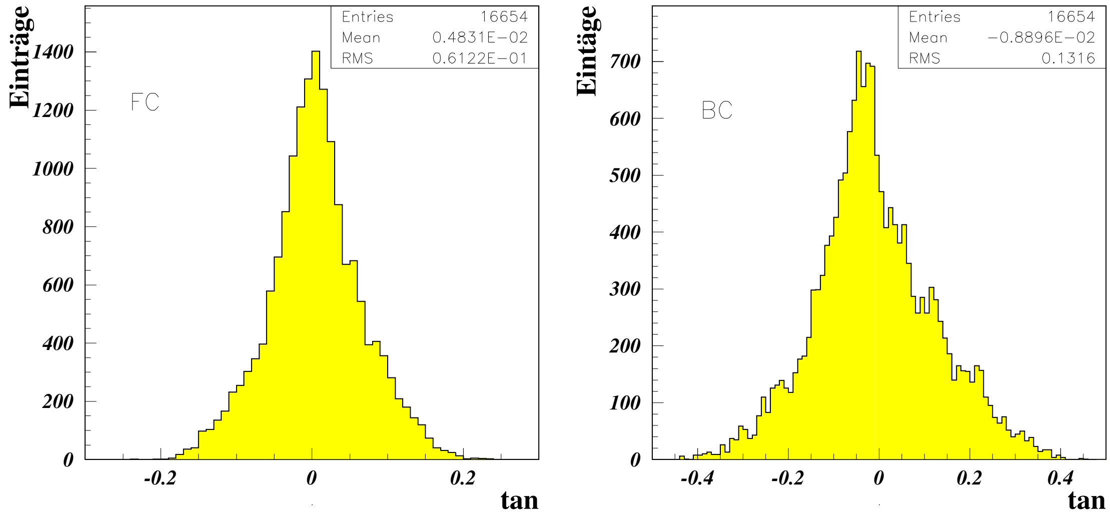


Abb. 3.18: Winkelverteilung der rekonstruierten Spuren vor und hinter dem Magneten, durch das Magnetfeld ist diese in den BC aufgeweitet und verschoben.

tanz des Spektrometers und umfaßt ±178 mrad. Im hinteren Teil des Spektrometers ist die Winkelverteilung durch das Magnetfeld aufgeweitet und verschoben. Der Fehler durch die Linearisierung beträgt im vorderen Teil maximal 1.6% des Driftweges bzw. maximal 6.9% im hinteren Teil. Für Spuren unter kleinen Winkeln kann dieser Fehler vernachlässigt werden. Ansonsten wird er durch Verwendung einer spurwinkelabhängigen Orts–Driftzeit–Beziehung, welche sich auf die Drahtebene bezieht, und eine iterative Spuranpassung mit Winkelkorrektur eleminiert.

Ablauf der Spurrekonstruktion

Das Rekonstruktionsprogramm des Hermes–Experiments [HRC] untersucht ein Ereignis zunächst separat in allen drei Koordinaten x_u, x_x, x_v. Durch die Links–Rechts–Mehrdeutigkeit sind zwei mögliche Ortsdurchgänge je getroffener Driftzelle gegeben. Der Suchalgorithmus beruht auf einem iterativen Mustervergleich der Spurpunkte im Spektrometer mit einer Muster–Datenbank. Die Spurpunkte werden möglichen Teilspuren im vorderen und hinteren Bereich zugeordnet. Mit Hilfe der versetzten Driftzellen wird dabei die Links–Rechts–Mehrdeutigkeit aufgelöst. Eine Anpassung der Schnittlinien der so gefundenen Datenflächen in den drei Meßkoordinaten ergibt den räumlichen Verlauf der Teilspuren.

Aus der somit bekannten Position der Teilchendurchgänge durch die Meßebenen können Korrekturen zu den Driftzeiten ermittelt werden. Dazu zählen u.a. die Flugzeit des Teilchens zwischen den einzelnen Kammern, die Laufzeit der Signale auf den Drähten sowie der Einfluß des magnetischen Streufeldes und der Winkelabhängigkeit der Orts–Driftzeit–Beziehung. Eine erneute Anpassung erhöht die Genauigkeit der Spurbestimmung.

Die Teilspuren im vorderen und hinteren Bereich werden zusammengefügt und der Impuls des Teilchens aus einer 'Look–up–Table' ermittelt. Die im Magneten befindlichen Kammern werden zur Spurbestimmung gegenwärtig nicht benutzt [Dür 95]. In den folgenden Schritten zur weiteren Analyse des Ereignisses werden den so ermittelten Spuren die Informationen der anderen Detektoren des Spektrometers zugeordnet.

Prinzip der Spurbestimmung

Um eine Spur aus den N Ortsmeßpunkten i eines Teilchendurchganges durch das Spektrometer zu ermitteln, wird die Methode der Kleinsten Quadrate benutzt. Dabei wird die Summe der Abstandsquadrate d_i^2, welche mit ihrem jeweiligen Meßfehler σ_i gewichtet sind, minimiert. Diese Summe folgt einer χ^2–Verteilung mit $N-l$ Freiheitsgraden, wobei l die Anzahl der Spurparameter ist. Für eine gerade Spur ergibt sich

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(a_n + b_n z_i - W_i \pm r(t_i))^2}{\sigma_i^2} \Longrightarrow \text{Min.}. \tag{3.26}$$

Die Meßwerte f_i in der Meßkoordinate n der jeweiligen Ebene ergeben sich aus der Koordinate des Signaldrahtes und dem Driftweg

$$f_i = W_i \mp r_i, \tag{3.27}$$

wobei die Vorzeichen $\pm$ bereits aufgelöst seien. Werden nur die Ortsmessungen der Driftkammern mit gleicher Auflösung σ betrachtet, kann mit Hilfe von (3.18) und (3.20) geschrieben werden

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma^2} \sum_i \left(f_i - \cos\delta_i(a_x + b_x z_i) - \sin\delta_i(a_y + b_y z_i)\right)^2. \tag{3.28}$$

Dabei bezeichnet δ_i den Stereowinkel der Ebene i. Mittels der Abkürzungen

$$\begin{array}{lllllllll}
g_1(z_i) & = & \cos\delta_i, & g_2(z_i) & = & \sin\delta_i, & & & \\
g_3(z_i) & = & z_i\cos\delta_i, & g_4(z_i) & = & z_i\sin\delta_i, & G_{i\mu} & = & g_\mu(z_i), \\
G & = & (G_{i\mu}) & & & (N\times 4)\text{–Geometriematrix}, & & & \\
\vec{p} & = & (a_x, a_y, b_x, b_y) & = & (p_\mu) & \text{4–Vektor der Spurparameter}, & & & \\
\vec{f} & = & (f_i) & & & \text{N–Vektor der Meßwerte}, & & &
\end{array}$$

und der Einsteinschen Summenkonvention läßt sich formulieren [Lohs94]

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma^2} \sum_i (f_i - g_\mu(z_i) p_\mu)^2 \Longrightarrow \text{Min.}. \tag{3.29}$$

Durch Ableiten nach p_μ und Nullsetzen

$$\begin{aligned}\frac{\partial\chi^2}{\partial p_\mu} &= 0 \\ &= \sum_i g_\mu(z_i)(f_i - g_\nu(z_i)p_\nu)\end{aligned}$$

ergeben sich die Spurparameter $\vec{p}$ gemäß

$$\begin{aligned}\sum_i g_\mu(z_i)f_i &= \sum_i g_\mu(z_i)g_\nu(z_i)p_\nu \\ \Rightarrow G^T\vec{f} &= G^T G\vec{p}\end{aligned}$$

zu

$$\boxed{\vec{p} = CG^T\vec{f}} \qquad \text{mit} \qquad \boxed{C^{-1} = G^T G.} \tag{3.30}$$

Die Lösungsmatrix CG^T ist nur von der Geometrie und Anordnung der verwendeten Driftkammern abhängig. Es kann mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus

$$cov(\vec{p})_{\mu\nu} = \sum_i \frac{\partial p_\mu}{\partial f_i}\frac{\partial p_\nu}{\partial f_i}\sigma^2$$

gezeigt werden, daß die Matrix C die Kovarianzmatrix der Spurparameter (p_μ) ist:

$$\boxed{cov(\vec{p}) = C\sigma^2.} \tag{3.31}$$

Die Beziehung zwischen der Verteilung des Residuums am Meßpunkt i und der Auflösung der Einzelmessung kann nach

$$\sigma^2(d_i) = \sum_j \left(\frac{\partial d_i}{\partial f_j}\right)^2 \sigma^2$$

zu

$$\sigma(d_i) = \sigma\sqrt{1 - (GCG^T)_{ii}} \tag{3.32}$$

abgeleitet werden. Der Faktor GCG^T ist dabei wiederum nur von der Geometrie abhängig. Die Mittelung über die Residuen aller Meßpunkte führt zu der Beziehung

$$\boxed{\langle\sigma(d)\rangle = \sqrt{\frac{\mathrm{ndf}}{N}}\sigma.} \tag{3.33}$$

wobei $\mathrm{ndf} = N - l$ die Anzahl der Freiheitsgrade der Spuranpassung ist.

4 Betrieb der Driftkammern

4.1 Alignement

Zur exakten Spurrekonstruktion ist es notwendig, die Position der Detektoren zur Ortsmessung möglichst genau zu kennen. Die angestrebte Genauigkeit liegt bei $< 30\mu$m. Misalignement in Größenordnung der Ortsauflösung wirkt sich merklich als systematischer Fehler in der Impulsbestimmung der geladenen Teilchen aus. Vier grundsätzliche Arten der Positionsbestimmung finden für die Driftkammern im HERMES Spektrometer Verwendung:

- An allen Detektormodulen sowie an festen Punkten im HERA–Tunnel befinden sich Meßmarken zur **optischen Vermessung** . Mittels Triangulation wurde die Position aller Komponenten des Spektrometers bis zu einer Genauigkeit von 300 μm bestimmt. Diese Art der Vermessung ist sehr aufwendig und kann nur bei abgeschalteter HERA–Anlage durchgeführt werden.

- Zur Feinvermessung der einzelnen Detektormodule ist in der Strahlrohrebene ein **Laservermessungssystem** installiert. In den Strahlengang zweier Laserstrahlen, welche rechts und links des Positronenrohrs durch das Spektrometer führen, können separat für jeden Modul Fresnel–Zonenplatten gefahren werden. Aus deren Abbildung, welche von einer CCD–Kamera aufgenommen wird, kann die relative Position der Detektormodule untereinander, sowie mittels Meßmarken außerhalb des Spektrometers die Position im HERMES Koordinatensystem ermittelt werden. Die Laser–Methode besitzt neben ihrer hohen Genauigkeit von bis zu 1 μm [Kroh94] den Vorteil, daß sie parallel zu Datennahme erfolgen kann.

- Zur Bestimmung der absoluten **Position eines einzelnen Drahtes** im HERMES Koordinatensystem ist es notwendig, dessen relative Position zu den am Kammermodul angebrachten äußeren Meßmarken zu kennen. Die Vermessung erfolgte vor dem Zusammenbau der jeweiligen Kammer. Ein Laserstrahl wurde schräg an den Drähten eines Rahmens vorbeigeführt und dessen Reflektion mit einer Photodiode aufgezeichnet. Aus dem Vergleich mit einem Metallbandmaßstab konnten die Drahtpositionen mit einer Auflösung von 30 μm bestimmt werden. [Gute94]

- Wird das Spektrometer mit abgeschaltetem Magneten betrieben, verlaufen die **Spuren der geladenen Teilchen** gerade durch den Detektor. Aus diesen geraden Spuren kann die relative Position aller Messebenen bestimmt werden. Dieses Verfahren wird im folgenden Kapitel im Zusammenhang mit der Kalibration der Driftkammern erläutert.

4.2 Kalibration

Während des Betriebs einer Driftkammer können sich deren Funktionsparameter ändern. Das Verhalten der Driftkammern hängt stark von ihren Betriebsbedingungen ab. Dazu zählen nicht nur leicht kontrollier– und beeinflußbare Größen wie z.B. die Hochspannung, sondern auch die Schwankungen von Druck und Temperatur. Wird eine Driftkammer über einen längeren Zeitraum betrieben, können permanente Veränderungen des Kammerverhaltens durch Alterungserscheinungen auftreten. Damit diese Veränderungen sich nicht auf die

Präzision der Impulsmessung und damit auf das Meßergebnis des Experiments auswirken, muß die Kalibration der Driftkammern ständig überprüft und ggf. korrigiert werden.

Die Spurrekonstruktion wird für eine große Anzahl von Ereignissen durchgeführt. Die dabei auftretenden Residuen der Spuranpassung werden für jede Driftzelle bzw. für alle Driftzellen einer Meßebene oder Kammer statistisch ausgewertet. Ist der Mittelwert einer Residuenverteilung von Null verschieden, weicht entweder der betrachtete Signaldraht von seiner Sollposition ab oder die Meßwerte der Driftzelle sind, z.B. durch ein falsches t_0, systematisch verschoben. Abbildung 4.1 zeigt vorläufige Positionskorrekturen in der x–Koordinate, wie sie bisher im HERMES–Experiment für die Meßebenen der Driftkammern BC1–4 mittels gerader Spuren bestimmt wurden. Die Meßebenen sind dabei von 1–48 durchnumeriert.

Werden die Residuen in Driftzeitintervallen abgetragen, lassen sich aus der Verschiebung der Mittelwerte Korrekturen zur Orts–Driftzeit–Beziehung im entsprechenden Zeitintervall ableiten. Die Standardabweichung der Residuenverteilung ist nach (3.33) ein Maß für die mit der verwendeten Kalibration erreichte Ortsauflösung. Abbildung 4.2 zeigt die aus HERMES Daten gewonnene Orts–Driftzeit–Beziehung der BC1–4. Zum Vergleich ist das Ergebnis der Testmessung eingtragen. Abbildung 4.3 zeigt die Ortsauflösung, wie sie bisher für die BC1–4 ermittelt werden konnte.

Die Effektivität der Driftzelle wird bestimmt als der Quotient aus der Anzahl der Spuren, welche in der Zelle nachgewiesen wurden, zur Gesamtanzahl der durch die Zelle verlaufenden rekonstruierten Spuren. Die Effektivität der BC1–4 wird mit durchschnittlich 96% angegeben, die der FC1–2 beträgt bisher 85 % [Dür 95].

Die ermittelten Korrekturen werden in den Kalibrationsdatensatz eingebracht und die Spurrekonstruktion wird für alle Ereignisse wiederholt. Die Iteration wird solange fortgeführt, bis die Ortsauflösung der Driftkammern ein Minimum erreicht. In diesem Verfahren hängen die Kalibrationsparameter Orts–Driftzeit–Beziehung, t_0 und Alignement voneinander ab. Es ist möglich, daß die Iteration nicht konvergiert. Dann ist es notwendig, unabhängige Methoden zur Bestimmung mindestens eines dieser Parameter heranzuziehen. Die Kalibration erfordert eine hohe statistische Sicherheit. Dazu muß eine große Anzahl von Ereignissen mehrfach rekonstruiert werden, was eines erheblichen Aufwands an Rechenzeit bedarf.

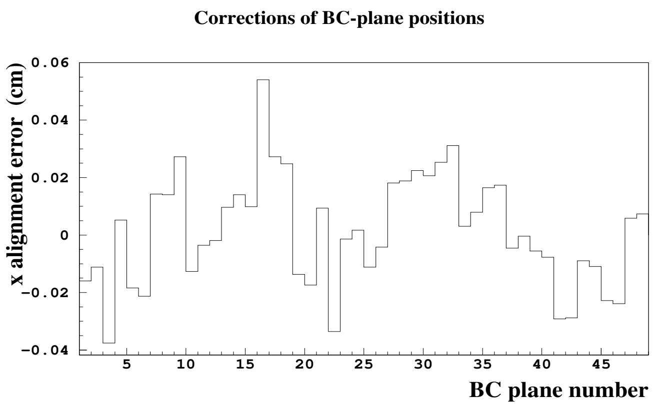


Abb. 4.1: Vorläufige Positionskorrekturen für die Driftkammern BC1–4 [Fers95].

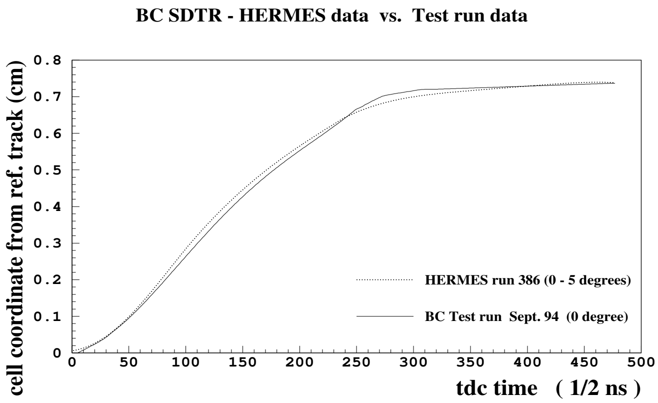


Abb. 4.2: Kalibration der Orts–Driftzeit–Beziehung der BC1–4 [Gaer95].

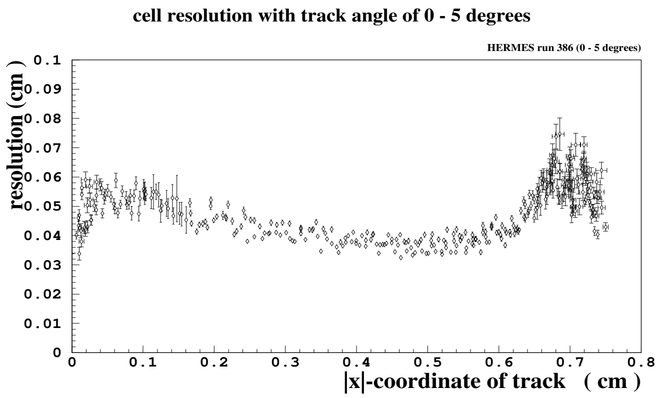


Abb. 4.3: Aus den Daten des HERMES–Experiments ermittelte vorläufige Ortsauflösung in den BC 1–4 [Gaer95].

4.3 Monitoring

Mit 'Monitoring' wird die Funktionskontrolle aller Komponenten des Experiments unmittelbar während der Datennahme bezeichnet.

Die exakte Funktion der Driftkammern kann letztendlich nur an Hand der mit ihnen gemessenen Driftzeiten überprüft werden. Zu diesem Zweck werden dem Datenstrom Ereignisse entnommen und ausgewertet. In Abbildung 4.4 sind einige der hierbei gewonnenen Verteilungen gezeigt, die Struktur der Online–Datenanalyse ist in Abschnitt 8.1 auf Seite 56 dargestellt:

1a, 1b Hitmap: Die Trefferhäufigkeit der Drähte einer Kammer entspricht der Verteilung der Teilchenstrahlung im Detektor. In den FC (1a) tritt ein deutliches Maximum um das Positronenrohr auf, in den BC (1b) überwiegen bei den vorliegenden Strahlbedingungen die Signale vom Protonenuntergrund, welcher für die FC vom Magneten abgeschirmt wird. Defekte Drähte bzw. Auslesekanäle wären als Lücken im Strahlprofil sichtbar. Treten in einzelnen Auslesekanälen Oszillationen auf ('Hot Wires'), würden diese deutlich aus dem Profil herausragen.

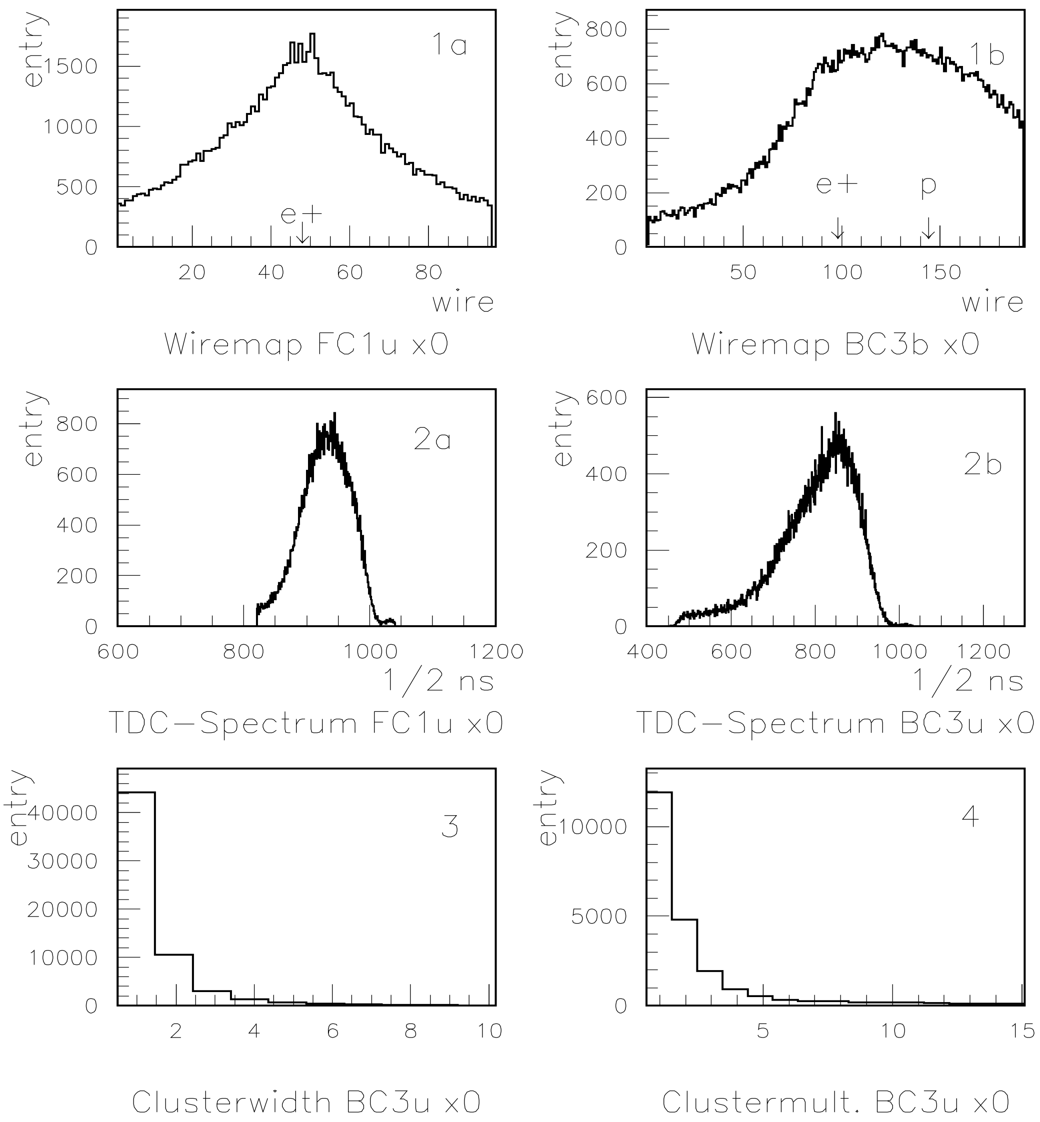


Abb. 4.4: Monitoring der HERMES Driftkammern. In den beiden oberen Darstellungen sind die Position des Positronen(e+)– und des Protonenrohrs(p) gekennzeichnet.

2a, 2b Driftzeitspektrum: Die Breite des Spektrums wird durch die in der Driftzelle möglichen maximalen Driftzeiten gegeben. Diese betragen für die FC etwa 75 ns (2a) und für die BC etwa 150 ns (2b). Die Spektren besitzen einen Ausläufer zu sehr großen Driftzeiten, welche von Spuren an den Zellgrenzen herrühren. In einem Datensatz mit ca. 10000 bis 15000 Ereignissen weist eine einzelne Zelle nur einige hundert Einträge auf. Deshalb wurden die Driftzeiten aller Zellen einer Meßebene zusammengefaßt. Wird ein Anteil von Teilchenspuren gemessen, welcher nicht zur Auslese korelliert ist, weist das Spektrum Einträge außerhalb der erwarteten Driftzeiten aus.

3 Clusterbreite: Ein 'Cluster' wird gebildet von zusammenhängenden Driftzellen, welche während des Zeitfensters eines Ereignisses einen Driftzeiteintrag aufweisen. Ein Teilchen unter kleinen Winkeln wird zumeist nur eine Driftzelle pro Ebene durchqueren. Der geringe Anteil von Clustern der Breite 2 wird von Spuren hervorgerufen, welche in einer Meßebene die Grenze zweier Driftzellen durchqueren. Die Induzierung von Signalen in den Nachbarkanälen einer getroffenen Driftzelle wird als Übersprechen bezeichnet. Dies ist ein unerwünschter Effekt und äußert sich in einer Verschiebung der Clusterbreiten zu höheren Werten.

4 Clustermultiplizität: Werden die Cluster mit jeweils einer Teilchenspur identifiziert, gibt die Clustermultiplizität die Anzahl von Spuren in der Kammer wieder.

In diesen Verteilungen wurden nur die direkt vom TDC gelieferten Zeiteinträge verwendet. Alle diese Verteilungen sind auf einzelne Zellen bzw. deren Zusammenfassung bezogen. Die übersichtliche Darstellung der Aussage dieser Histogramme für alle Driftkammern ist nur bedingt möglich. Eine Überprüfung der Korrelation der Treffer in den Ebenen, d.h. ein Test auf das Vorhandensein von Spuren, steht mit diesen Verteilungen noch nicht zur Verfügung.

Integration des Driftzeitspektrums

Durch Integration des Driftzeitspektrums kann eine Approximation der Orts–Driftzeit–Beziehung gewonnen werden. Diese Methode setzt eine Gleichverteilung der einfallenden Teilchen über den gesamten Driftwegbereich voraus. Auf Grund des in der Testmessung benutzten sehr schmalen Strahls konnte sie dort nicht angewendet werden.

Da im Experiment die Anzahl der Einträge in einzelnen Zellen keine ausreichende Statistik gewährleistet, wird im folgenden das aus allen Zellen einer Ebene zusammengefaßte Driftzeitspektrum verwendet. Die Anzahl der Spuren in der Kammer mit Driftzeiten zwischen t_0 und t berechnet sich durch Integration der Spurdichte n der nachgewiesenen Spuren über die Driftzeit

$$
\begin{aligned}
N(t) &= \int_{t_0}^{t} \frac{dn}{dt'} dt' && (4.1)\\
&= \frac{dn}{dx}\,\epsilon(x) \int_{t_0}^{t} \frac{dx}{dt'}\, dt' \\
&= \frac{dn}{dx}\,\epsilon(x)\, x(t), && (4.2)
\end{aligned}
$$

$\frac{dn}{dx}$ – Räumliche Verteilung der einfallenden Teilchenspuren
$\epsilon(x)$ – Effektivität der Kammer in Abhängigkeit vom Driftweg
$x(t)$ – Orts–Driftzeit–Beziehung.

Die Effektivität $\epsilon(x)$ ist annähernd 100% über den gesamten Driftbereich. Wenn die einfallenden Spuren für die einzelne Zelle als gleichverteilt über den gesamten Driftraum angesehen werden können($\frac{dn}{dx} = const.$), läßt sich die Orts–Driftzeit–Beziehung $x(t)$ durch das Integral der Spurdichte n über die Driftzeit ausdrücken:

$$x(t) = \frac{x_{max}}{N_{ges}} \int_{t_0}^{t} \frac{dn(t')}{dt'} dt' \tag{4.3}$$

bzw. mit diskreten Driftzeitwerten t_i

$$x(t) = \frac{x_{max}}{N_{ges}} \sum_{t_i}^{t} n(t_i). \tag{4.4}$$

In Abbildung 4.6 sind die auf diese Weise aus einem Datensatz des HERMES–Experiments gewonnene Orts–Driftzeit–Beziehung einer FC und einer BC abgebildet. Zum Vergleich ist die in der Testmessung bestimmte Kalibrationskurve der BC für senkrechte Spuren eingetragen. Die Abweichung im letzten Drittel der Orts–Driftzeit–Beziehung ist durch die Winkelverteilung der Spuren im Experiment begründet.

Ein Problem stellt die Bestimmung des t_0 dar. Wird die in Abbildung 4.5 eingezeichnete Anpassung einer Geraden verwendet, ist die ermittelte Orts–Drift–Zeitbeziehung der BC gegen die Kalibration aus der Testmessung verschoben. Die beiden Kurven in Abbildung 4.6 wurden durch eine Verringerung des t_0 um 10 ns übereinandergelegt. Auf gleiche Weise wurde das t_0 der FC korrigiert. Durch die Anpassung einer Geraden im mittleren Bereich der jeweiligen Orts–Driftzeit–Beziehung läßt sich eine mittlere Driftgeschwindigkeit von 54 μm/ns für beide Kammern ermitteln.

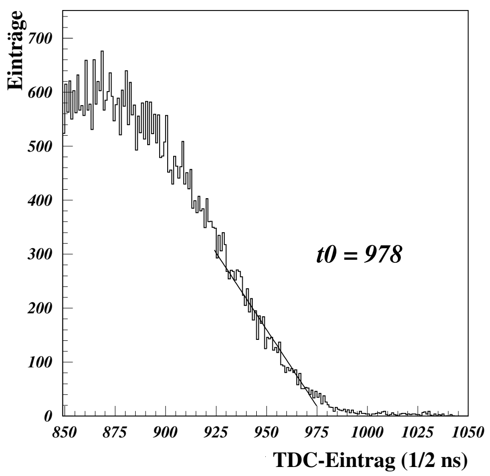


Abb. 4.5: Bestimmung des t_0 durch Anpassung einer Geraden an die Flanke des Driftzeitspektrums.

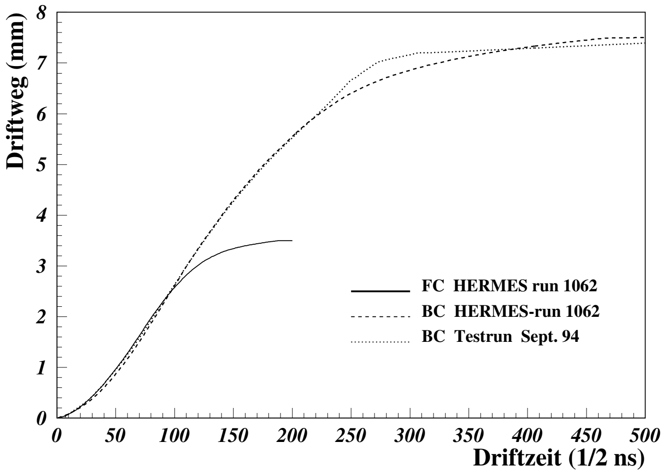


Abb. 4.6: Bestimmung der Orts–Driftzeit–Beziehung aus der Integration des Driftzeitspektrums. Zum Vergleich ist die Kalibrationskurve aus der Testmessung eingetragen.

4.4 Slow Control

Unter dem Begriff 'Slow Control' wird die Steuerung und Überwachung der Betriebsbedingungen des HERMES Spektrometers zusammengefaßt. Für die Driftkammern zählt dazu:

- **Hochspannung**: Neben der exakten Einhaltung der geforderten Spannung erfolgt eine Überwachung des durch die Kammern fließenden Stromes. Übersteigt dieser einen kritischen Wert, wird zum Schutz der Drähte und Kathodenfolien die Hochspannung automatisch abgeschaltet.

- **Diskriminatorschwellen**: Diese werden für jede Ebene einzeln gesetzt.

- **Spannungsversorgung der Vorverstärkerkarten:** Es müssen mehrere Spannungen gesetzt und überprüft werden.

- **Gassystem**: Die Steuerung und Überwachung des Gassystems umfaßt mehrere Aufgaben:

  - Die **Gasmischung** und der **Gasfluß** werden durch digital steuerbare Ventile und Durchflußregler eingestellt. Das Mischungsverhältnis wird mit einem Massenspektrometer kontrolliert.
  - Zur Bestimmung der **Driftgeschwindigkeit** in der verwendeten Gasmischung ist eine spezielle Driftkammer im Gassystem integriert. Diese verfügt über ein homogenes elektrisches Feld, und wird an nur einem Anodendraht ausgelesen. An der Kammer ist eine Abschirmplatte angebracht, an der sich zwei Strahlungsquellen über genau definierten Kollimatoröffnungen befinden. Aus dem Driftzeitunterschied der Signale beider Quellen und dem Abstand der Kollimatoröffnungen läßt sich die Driftgeschwindigkeit für das in der Monitorkammer eingestellte elektrische Feld ermitteln [Buch95].
  - Die **Gastemperatur** wird am Kammerein– und auslaß durch in den Gasstrom eingebrachte Temperatursensoren gemessen.
  - Der **Luftdruck** wird mit einer Präzisionsdruckdose registriert.

- **Temperatur**: Um Ausfälle durch Überhitzen der Vorverstärkerkarten und ein Aufheizen des Kammerinneren zu verhindern, sind im Bereich der Ausleseelektronik jeder Kammer mehrere Lüfter sowie Temperatursensoren installiert.[Bern95]

- **Alignement**: Dessen Überwachung erfolgt parallel zur Datennahme mit dem in Abschnitt 4.1 erläuterten Lasersystem.

- **Testpuls**: Über einen 'Common Wire', welcher quer durch jede Drahtebene verläuft, kann ein Testpuls auf alle Signaldrähte einer Ebene eingespeist werden. Mit diesem ist eine Funktionsprüfung aller Auslesekanäle sowie die Ermittelung von relativen Laufzeitunterschieden möglich.

Die verwendeten Geräte werden über CAMAC, VME oder RS232 Module ausgelesen bzw. gesteuert. Der Status der Slow Control wird dem Datenstrom des Experiments hinzugefügt, um in der späteren Analyse den Zustand des Detektors zum Zeitpunkt der Datennahme genau zu kennen.

5 Lokale Spurbestimmung und Kalibration

5.1 Motivation

Eine Teilchenspur läßt sich bereits mit den sechs Meßebenen einer einzelnen Driftkammer bestimmen. Zur Funktionskontrolle wird geprüft, ob in jeder Kammer Spuren vorhanden sind. Dazu wird separat in jeder Driftkammer eine Spursuche und gegebenenfalls die Spurbestimmung durchgeführt. Um quantitative Aussagen treffen zu können wird die Rate der in den einzelnen Kammern gefundenen Spuren miteinander verglichen.

Die Position der Signaldrähte innerhalb einer Driftkammer ist sehr genau bekannt. Vier Parameter beschreiben den Verlauf einer Teilchenspur im Raum. Deren Anpassung an die Meßpunkte in einer Kammer besitzt zwei Freiheitsgrade, sofern alle sechs Ebenen den Durchgang des Teilchens nachgewiesen haben. Die freien Parameter ermöglichen die Ermittlung von Kalibrationsdaten der Driftkammer. Dies wird derart durchgeführt, daß die gesuchten Kalibrationsparameter nur aus den absoluten Zeiteinträgen des TDC bzw. deren Differenzen bestimmt werden. Somit steht eine selbstkonsistente und unabhängige Methode der Ermittlung von Kalibrationsdaten zur Verfügung. Es wird der Triggernullpunkt t_0, eine mittlere Driftgeschwindikeit v und die Auflösung σ der Driftzellen ermittelt. Das Verfahren wurde auf die Bestimmung einer beliebigen Orts–Driftzeit–Beziehung erweitert. Es wurde zunächst in der Testmessung angewendet. Beim Einsatz im HERMES–Experiment ist es durch ausschließliche Benutzung der TDC–Zeiten eines einzelnen Moduls unabhängig von Alignement und Funktion aller anderen Detektoren des Spurkammersystems. Deshalb wurden die vom Rekonstruktionsprogramm gelieferten Spuren nicht benutzt, sondern die unabhängige Spursuche durchgeführt.

Durch die Verwendung einer analytischen Lösung ist das Verfahren schnell genug, um die Kalibration der Driftkammern während der Datennahme zu überwachen. Auf Grund der geringen Tiefe der Kammern ist die Genauigkeit der Methode allerdings begrenzt. Es ist nicht erforderlich, alle Spuren in einer Kammer nachzuweisen, da der Funktionstest und die unabhängige Ermittlung von Kammerparametern im Vordergrund stehen.

5.2 Spur durch eine Kammer

Die Teilchenspur innerhalb einer Driftkammer kann als gerade und zeitgleich in allen Meßebenen angenommen werden. Die Breite Θ der Winkelverteilung der Vielfachstreuung berechnet sich sich nach [Pdb 94]

$$\Theta = \frac{13.6MeV}{\beta cp} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln(\frac{x}{X_0})\right] . \tag{5.1}$$

Für Positronen läßt sich Θ mit

βc	$=$	1	Geschwindigkeit,	p	$\simeq$	3.5 GeV	minimaler Impuls,
z	$=$	1	Ladungszahl,	$\frac{x}{X_0}$	$=$	0.0026	Streulänge einer Kammer,

zu $\Theta = 0.15$ mrad abschätzen und wird ebenso vernachlässigt wie die Flugzeit in der Kammer von ~ 0.3 ns. Bei einer Effektivität der Einzelmessung von 96% beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen von allen sechs Meßebenen einer Kammer nachgewiesen wird, $0.96^6 = 0.78$.

Abbildung 5.1 zeigt die Anordnung der Meßebenen einer Kammer und verdeutlicht unter anderem die verschiedenen Möglichkeiten einer Teilchenspur, die Driftzellen zu durchqueren:

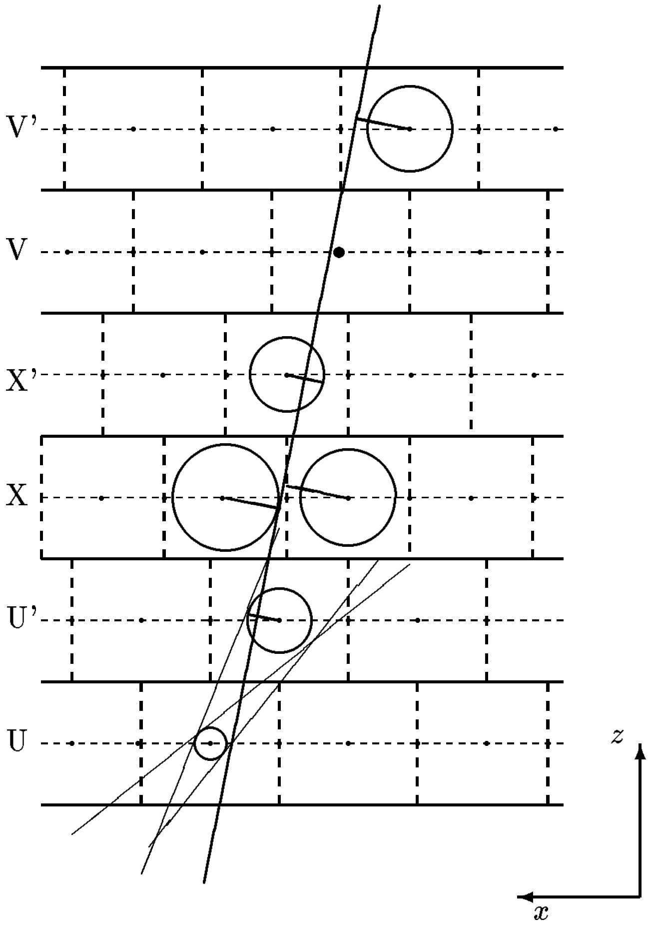


Abb. 5.1: Schnitt durch eine Driftkammer

- Die Spur schneidet eine Zelle pro Ebene. Das entstehende Signal gibt keine Auskunft, ob die Spur links oder rechts vom Signaldraht verläuft (V', X', U, U').
- Auf Grund ihres Neigungswinkels durchquert die Spur zwei benachbarte Driftzellen einer Ebene (X).
- Die Teilchenspur verläuft unmittelbar am Signaldraht. Es findet kein Driftprozeß statt, das Zeitsignal entspricht dem Triggernullpunkt t_0 (V).
- Durch die Links–Rechts–Mehrdeutigkeit werden insgesamt vier Spurkandidaten je Doppelebene[5] gebildet. Diese sind für die Ebenen (U, U') eingezeichnet.
- Die Isochronen berühren nicht exakt die Teilchenspur. Dies wird durch die endliche Ortsaufösung der Driftzellen bedingt. Die Abweichungen sind die Residuen der Spuranpassung.

5.3 Spursuche

Die Daten eines Ereignisses werden separat in jeder Kammer betrachtet. Zur Funktionskontrolle ist es ausreichend, nach nur einer Spur je Ereignis zu suchen. Haben mehrere Spuren die Kammer durchquert, wird diejenige mit dem geringsten Fehler der Spuranpassung verwendet. Aus allen angesprochenen Signaldrähten muß pro Ebene der Draht gefunden werden, dessen Driftzelle von dieser Teilchenspur getroffen wurde. Für diese Kombination von sechs Signaldrähten wird die zugehörige Vorzeichenkombination ermittelt, welche kennzeichnet, ob die Spur links oder rechts am jeweiligen Draht vorbeiführt (vgl. (3.24)).

Der Suchalgorithmus besteht im wesentlichen darin, alle möglichen Draht– und Vorzeichenkombinationen der angesprochenen Signaldrähte eines Ereignisses zu bilden, deren Anzahl so früh wie möglich einzuschränken und diejenige, welche den geringsten Fehler der Spuranpassung besitzt, zu akzeptieren.

[5]Als Doppelebene wird die Zusammenfassung der beiden Meßebenen einer Koordinate x_n bezeichnet (z.B. U, U').

Zunächst wird kontrolliert, ob in allen sechs Ebenen Driftzeiteinträge vorhanden sind. Ist dies nicht der Fall, wird das Ereignis für diese Kammer verworfen. Die Multiplizität je Ebene soll einen bestimmten Wert nicht überschreiten, da sonst die Anzahl der möglichen Kombinationen und somit die benötigte Rechenzeit stark ansteigt.

In zwei Schritten werden die Drahtkombinationen gebildet. Zuerst werden in den Doppelebenen Drahtpaare, d.h. jeweils ein Draht pro Meßebene, zusammengefaßt. Dazu werden nur solche Signaldrähte in Betracht gezogen, welche zu direkt aneinandergrenzenden Driftzellen gehören. Die Driftzellen eines Clusters werden einzeln und voneinander unabhängig betrachtet. Hat die Spur zwei Driftzellen einer Meßebene durchquert, bilden diese unabhängige Drahtkombinationen, von denen letztendlich nur eine benutzt wird. Von den Drahtpaaren aller drei Doppelebenen werden nur diejenigen miteinander kombiniert, bei denen sich alle sechs Drähte in der x, y–Ebene kreuzen.

Für sechs Drähte existieren insgesamt $2^6 = 64$ Vorzeichenkombinationen. In einer Doppelebene ergeben sich für zwei Drähte vier mögliche Spurverläufe (vgl.Abb. 5.1 U, U'). Am wahrscheinlichsten ist der Verlauf der Spur zwischen den beiden Drähten der Doppelebene. Wird jedoch nur die eine Vorzeichenkombination getestet, bei der in allen drei Doppelebenen die Spur zwischen den beiden Signaldrähten hindurchläuft, gehen im Vergleich zur Verwendung aller 64 Kombinationen ca. 10% der Spuren verloren, und die Ergebnisse der Parameterbestimmung werden verfälscht. Deshalb wird zusätzlich von den drei anderen Spurkandidaten je Doppelelebene derjenige betrachtet, welcher den geringsten Spurwinkel aufweist. Hierdurch ergibt sich die Anzahl der zu testenden Vorzeichenkombinationen mit $2^3 = 8$, wobei im Vergleich zur Verwendung aller 64 möglichen Vorzeichenkombinationen keine Spuren verloren werden.

Mit einer mittleren Multiplizität von etwa 2 Driftzeiteinträgen pro Ebene (vgl.Abb. 4.4) ergeben sich $2^6 \times 2^6 \sim 4000$ Draht– und Vorzeichenkombinationen. Mit diesem Algorithmus wird die Anzahl der durch eine Spuranpassung zu prüfenden Kombinationen auf einige 10 gesenkt. Für diese wird die Bestimmung der Kalibrations– und Spurparameter durchgeführt. An Hand der so ermittelten Größen werden weitere Kombinationen verworfen, z.B. Spuren unter großen Winkeln oder mit Driftwegen größer als die Zellabmessung. Von den verbleibenden Spurkandidaten wird derjenige mit dem geringsten χ^2 akzeptiert.

5.4 Spuranpassung

Die Berechnung des Driftweges mit Hilfe einer mittleren Driftgeschwindigkeit v erfolgt mit[6]

$$r = v\,(t - t_0)\,. \tag{5.2}$$

Mit dieser Beziehung modifiziert sich der Ansatz (3.24) von Seite 23 für das Residuum und gestattet eine Bestimmung der Driftgeschwindigkeit v und des t_0 als Parameter der Spuranpassung:

$$d = a_n + b_n z - W \pm v(t - t_0). \tag{5.3}$$

Wird die allgemeine Lösung einer Spurbestimmung durch N Meßpunkte aus Abschnitt 3.5 auf die sechs Ebenen einer Kammer unter Verwendung dieses Residuums angewendet, erweitert sich der Parametervektor $\vec{p}$ auf $(p_\mu) = (a_x, a_y, b_x, b_y, v, vt_0)$ und die Geometriematrix

[6] Die TDC im HERMES–Experiment werden im 'Common Stop Mode' betrieben, somit ergibt sich die Driftzeit dort mit $t_{drift} = t_0 - t$.

G um die vorzeichenbehafteten Matrixelemente $g_5(z_i) = \pm t_i$, welche die Zeiteinträge des TDC beinhalten, und $g_6(z_i) = \pm 1$. Der Vektor der Meßwerte $\vec{f}$ enthält nur noch die Drahtpositionen W_i. Es wäre erforderlich, die (6×6)–Lösungsmatrix C in (3.30) für jede Draht– und Vorzeichenkombination neu zu invertieren. Für eine Online–Anwendung würde eine Matrixinversion, welche mit iterativen Verfahren realisiert wird, zuviel Rechenzeit erfordern. Deshalb wurde diese Methode nicht verwendet.

Die besondere Geometrie der Driftkammern mit sechs Meßebenen, welche in drei Doppelebenen angeordnet sind, ermöglicht jedoch eine analytische Lösung. Dazu werden mittels zweier Nebenbedingungen und Lagrange–Multiplikatoren die in die Meßkoordinaten x_u, x_x, x_v projizierten Spurparameter (a_n) und (b_n) entkoppelt. Die Driftgeschwindigkeit v und das t_0 sind dann zusätzlich voneinander unabhängig sowie unabhängig von den Spurparametern bestimmbar.

Nebenbedingungen

Werden die drei Meßkoordinaten x_u, x_x, x_v als unabhängige Koordinaten aufgefaßt, spannen die beiden Vektoren $\vec{\sin\delta}$ und $\vec{\cos\delta}$ (3.22) in diesen eine Fläche aller Meßwerte x_n auf (3.20):

$$\vec{x} = x\vec{\cos\delta} + y\vec{\sin\delta}.$$

Es läßt sich ein Vektor $\vec{e}$ finden, der senkrecht auf dieser Fläche steht

$$\vec{e} \cdot \vec{x} = 0,$$

wodurch sich für die Spurparameter mit (3.19) zwei Nebenbedingungen ableiten lassen:

$$\vec{e} \cdot \vec{a} = \sum_n e_n a_n = 0, \qquad \vec{e} \cdot \vec{b} = \sum_n e_n b_n = 0. \tag{5.4}$$

Für den Vektor $\vec{e}$ folgt, daß dieser senkrecht auf $\vec{\cos\delta}$ und $\vec{\sin\delta}$ steht:

$$\vec{e} \cdot \vec{\cos\delta} = \vec{e} \cdot \vec{\sin\delta} = 0.$$

Aus der Geometrie der Kammern mit den Stereowinkeln $\delta_n = \delta, 0, -\delta$ ergibt sich $\vec{e}$ zu

$$\vec{e} = \frac{1}{\sqrt{N}} \begin{pmatrix} 1 \\ -2\cos\delta \\ 1 \end{pmatrix}, \tag{5.5}$$

wobei mit

$$\|\vec{e}\| = 1 \quad \text{folgt} \quad N = 2 + 4\cos^2\delta. \tag{5.6}$$

Werden die beiden Nebenbedingungen (5.4) mittels Lagrange–Multiplikatoren der Summe der Abstandsquadrate (3.26) hinzugefügt, können die a_n, b_n als unabhängig betrachtet werden [Bieb94].

Lösung

Zunächst wird die Spuranpassung vorgestellt, diese läßt sich dann leicht auf die Bestimmung von Kammerparametern erweitern. Es wird vorausgesetzt, daß alle sechs Meßebenen den Teilchendurchgang nachgewiesen haben.

Die Meßebenen der Kammer sind in jeder Meßkoordinate x_n als Doppelebene x_n, x'_n angeordnet. Der Index $k = 0, 1$ bezeichnet die Zählung in der Doppelebene: x_{n0}, x_{n1}. Das Residuum der Spuranpassung in einer Driftzelle ist gegeben durch (3.24):

$$\begin{aligned} d_{nk} &= a_n + b_n z_{nk} - W_{nk} \pm r(t_{nk}) \\ &= a_n + b_n z_{nk} - f_{nk}. \end{aligned} \tag{5.7}$$

Die Meßdaten treten nur in der Kombination Drahtkoordinate $\pm$ Driftweg auf und werden in der Datenfunktion f_{nk} zusammengefaßt. Die χ^2–Funktion der Spuranpassung wird um die Nebenbedingungen (5.4) mittels der Lagrange–Multiplikatoren μ und λ erweitert:

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma^2} \sum_{nk} d_{nk}^2 + \frac{4}{\sigma^2} \left(\mu \sum_n e_n a_n + \lambda \sum_n e_n b_n \right). \tag{5.8}$$

Es wird zuerst die Summation k über die Doppelebenen ausgeführt

$$\chi^2 = \frac{2}{\sigma^2} \sum_n \frac{d_{n1}^2 + d_{n0}^2}{2} + \frac{4}{\sigma^2} \left(\mu \sum_n e_n a_n + \lambda \sum_n e_n b_n \right). \tag{5.9}$$

Hierzu wird die Umformung

$$\frac{d_{n1}^2 + d_{n0}^2}{2} = \left(\frac{d_{n1} + d_{n0}}{2} \right)^2 + \left(\frac{d_{n1} - d_{n0}}{2} \right)^2 \tag{5.10}$$

verwendet. Die Summe bzw. Differenz der d_{nk} läßt sich mit den Datenfunktionen f_{nk} aus (5.7) darstellen:

$$\begin{aligned} \frac{d_{n1} + d_{n0}}{2} &= a_n + b_n \frac{z_{n1} + z_{n0}}{2} - \frac{f_{n1} + f_{n0}}{2} \\ &= a_n + b_n < z_n > - < f_n >, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d_{n1} - d_{n0}}{2} &= b_n \frac{z_{n1} - z_{n0}}{2} - \frac{f_{n1} - f_{n0}}{2} \\ &= \frac{h}{2} \left(b_n - f'_n \right). \end{aligned}$$

Mit diesen Ausdrücken lautet die χ^2–Funktion

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \frac{2}{\sigma^2} \sum_n \left[(a_n + b_n < z_n > - < f_n >)^2 + \frac{1}{A} \left(b_n - f'_n \right)^2 \right] \\ &\quad + \frac{4}{\sigma^2} \left(\mu \sum_n e_n a_n + \lambda \sum e_n b_n \right). \end{aligned} \tag{5.11}$$

Durch die beiden Meßwerte einer Doppelebene wird eine Datengerade in der (x_n, z)–Ebene definiert, die der Projektion der zu bestimmenden Spur entspricht. Die Gerade hat an der

Stelle $< z_n >$, der Mitte der Doppelebene, den Wert $< f_n >$, den Mittelwert der Messung in der Doppelebene. Der Anstieg der Datengerade in der (x_n, z)–Ebene ist gegeben durch $\acute{f}_n$. Die verwendeten Datenfunktionen sind noch einmal zusammengefaßt und in Abbildung 5.2 verdeutlicht.

f_{nk}	$=$	$W_{nk} + \epsilon_{nk} r(t_{nk})$	Meßwert der Ebene nk an der Stelle z_{nk}, entspricht der Drahtkoordinate $\pm$ Driftweg. Das Vorzeichen ϵ kennzeichnet die Links–Rechts–Mehrdeutigkeit und hat die beiden möglichen Werte ± 1.
$< f_n >$	$=$	$\dfrac{f_{n1} + f_{n0}}{2}$	Mittelwert der f_{nk} in der Mitte der Doppelebene $< z_n >$.
$\acute{f}_n$	$=$	$\dfrac{f_{n1} - f_{n0}}{h}$	Anstieg der Datengerade $f_n = < f_n > + z\acute{f}_n$.

Im Verlauf der Rechnung ergibt sich noch eine weitere Funktion der Daten:

f_n°	$=$	$< f_n > - < z_n > \acute{f}_n$	Projektion der Meßwerte auf die Ebene $z = 0$, die Mittelebene der Kammer.

(5.12)

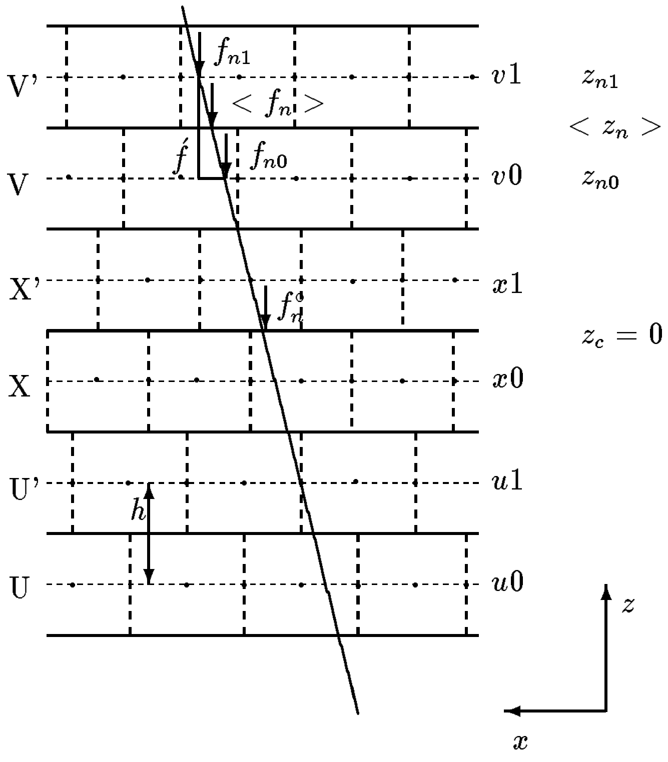


Abb. 5.2: Datenfunktionen des Lösungsansatzes.

Es treten weiterhin folgende Bezeichnungen auf:

der Ebenenabstand

$$h = z_{n1} - z_{n0},$$

die Mitte der Doppelebenen

$$< z_n > = \frac{z_{n1} + z_{n0}}{2}$$

und ein Faktor, der sich aus der Geometrie der Kammer ergibt

$$A = \frac{4}{h^2}.$$

Für die Spurbestimmung in einer einzelnen Kammer wird deren Mitte als Nullpunkt der z–Achse gewählt:

$$z_c = 0.$$

Es werden jetzt die partiellen Ableitungen nach den Spurparametern und den Lagrange–Multiplikatoren gebildet und zu Null gesetzt:

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial a_n} = \frac{\partial\chi^2}{\partial b_n} = \frac{\partial\chi^2}{\partial \mu} = \frac{\partial\chi^2}{\partial \lambda} = 0.$$

Es folgt aus

$$\begin{aligned} \frac{\partial\chi^2}{\partial a_n} & \rightarrow & \\ -\mu e_n &= a_n + b_n < z_n > - < f_n > \text{ bzw.} & (5.13)\\ a_n &= < f_n > - b_n < z_n > - \mu e_n . & (5.14) \end{aligned}$$

Ableiten nach b_n ergibt mittels der Beziehung (5.13)

$$\begin{aligned} \frac{\partial\chi^2}{\partial b_n} & \rightarrow & \\ 0 &= -\mu e_n < z_n > + \frac{1}{A}\left(b_n - \acute{f}_n\right) + \lambda e_n & \\ b_n &= \acute{f}_n + A e_n \left(\mu < z_n > - \lambda\right). & (5.15) \end{aligned}$$

Die Ableitung nach λ entspricht der Nebenbedingung

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial\lambda} = \sum_n e_n b_n = 0.$$

Unter Verwendung des Ausdrucks (5.15) für b_n folgt

$$A\lambda \sum_n e_n^2 = \sum_n e_n \acute{f}_n + A\mu \underbrace{\sum_n e_n^2 < z_n >}_{\equiv 0} . \qquad (5.16)$$

Der Ausdruck $z_c = \sum_n e_n^2 < z_n >$ ist ein gewichtetes Mittel der Meßpunkte z_{nk}. An diesem Punkt ist die angepaßte Gerade am genauesten bestimmt, an jedem anderen Punkt $z \neq z_c$ geht die Unsicherheit des Anstieges ein. In der verwendeten Geometrie entspricht er der Mitte der Kammer. Dieser Punkt wird zum Nullpunkt der z–Achse gewählt. Der Ausdruck für λ lautet somit

$$\boxed{A\lambda = \acute{f}} \quad \text{mit dem gewichteten Mittel der Anstiege } \acute{f}_n \quad \sum_n e_n \acute{f}_n = \acute{f}. \qquad (5.17)$$

Die Ableitung nach μ schreibt sich mit (5.14)

$$\begin{aligned} \frac{\partial\chi^2}{\partial\mu} &= \sum_n e_n a_n = 0 \\ &= \sum_n e_n \left(< f_n > - b_n < z_n > - e_n \mu\right). \end{aligned}$$

Wird (5.15) für b_n verwendet und über n summiert, verschwindet der Koeffizient vor λ in b_n wegen $z_c = 0$. Für μ ergibt sich:

$$\mu \left(1 + A \sum_n e_n^2 < z_n >^2\right) \quad = \quad \sum_n e_n \left(< f_n > - < z_n > \acute{f}_n\right).$$

An dieser Stelle erscheint ein weiterer geometrischer Faktor B sowie die Funktion der Daten f_n°, welche den Wert der Datengeraden $f_n =< f_n > + z\acute{f}_n$ an der Stelle $z_c = 0$ wiedergibt:

$$B = 1 + A \sum_n e_n^2 < z_n >^2, \qquad f_n^\circ = \left(< f_n > - < z_n > \acute{f}_n\right). \tag{5.18}$$

Für μ kann man zusammenfassen

$$\boxed{B\mu = f^\circ} \qquad \text{mit dem gewichteten Mittel der } f_n^\circ \qquad \sum_n e_n f_n^\circ \quad = \quad f^\circ. \tag{5.19}$$

In (5.15) folgt sofort für b_n

$$\boxed{b_n = \acute{f}_n - e_n \acute{f} + \frac{A}{B} e_n < z_n > f^\circ.} \tag{5.20}$$

Aus (5.14), (5.19) und (5.20) findet sich der Ausdruck für die a_n:

$$\boxed{a_n = f_n^\circ - e_n \left(1 + A < z_n >^2\right) \frac{f^\circ}{B} + e_n < z_n > \acute{f}.} \tag{5.21}$$

Im Vergleich zur Lösung (3.30) aus Abschnitt 3.5 verbleibt anstelle der allgemeinen 4×4 Matrixinversion nur die Division durch A und B. Die nach z_c interpolierten Werte f_n° der Datengeraden bzw. deren Anstieg $\acute{f}_n$ erscheinen als Hauptterme in den Gleichungen für die a_n und b_n. Der zweite Term sorgt für die Erfüllung der Nebenbedingungen. Der dritte Term, der wegen $\sum e_n^2 < z_n >= 0$ immer die Nebenbedingung erfüllt, ist ein Ausdruck dafür, daß auf Grund der endlichen Ortsauflösung die angepaßte Gerade $x_n = a_n + z\, b_n$ nicht genau mit der Datengeraden übereinstimmt. Aus den x_n bzw. a_n, b_n kann die Teilchenspur im Raum ermittelt werden:

$$x = x_x \quad \text{sowie} \quad y = x_u - x_v \quad \text{und analog für} \quad a_x, a_y, b_x, b_y.$$

Der Ausdruck (5.11) für die χ^2–Funktion läßt sich zusammenfassen. Ersetzen von a_n und b_n mit (5.14) bzw. (5.20) und Verwendung der Beziehungen (5.17), (5.19) für $\acute{f}$ bzw. f° sowie der Definition von B (5.18) führt zu

$$\boxed{\chi^2 = \frac{2}{\sigma^2}\left(A\lambda^2 + B\mu^2\right) = \frac{2}{\sigma^2}\left(\frac{\acute{f}^2}{A} + \frac{f^{\circ 2}}{B}\right).} \tag{5.22}$$

Das χ^2 wird nur noch durch die Lagrange–Multiplikatoren bestimmt. Die Summen $\acute{f}, f^\circ$ sind lineare Funktionen der Daten. Die beiden Koeffizienten A, B werden allein durch die Geometrie der Kammer bestimmt.

5.5 Bestimmung von Kammerparametern

Triggernullpunkt t_0 und mittlere Driftgeschwindigkeit v

Die vorgestellte Lösung kann leicht auf die Bestimmung der Kammerparameter v und t_0 erweitert werden. Mit dem Ansatz für den in einer Driftzelle zurückgelegten Driftweg

$$r_{nk} = v\ (t_{nk} - t_0) \tag{5.23}$$

bzw. für das Residuum der Spuranpassung

$$d_{nk} = a_n + b_n z - W_{nk} \pm v\,(t_{nk} - t_0),$$

modifizieren sich die in (5.12) definierten Datenfunktionen:

$$\begin{aligned}
f_{nk} &= W_{nk} + v\,\epsilon_{nk}\,(t_{nk} - t_0)\,, \\
< f_n > &= < W_n > + v\,(< t_n > - < \epsilon_n > t_0)\,, \\
f'_n &= W'_n + v\left(t'_n - \epsilon'_n t_0\right)\,, \\
f^\circ_n &= W^\circ_n + v\,(t^\circ_n - \epsilon^\circ_n t_0)\ .
\end{aligned} \tag{5.24}$$

Analog den Funktionen der Daten $< f_n >$, f'_n und f°_n in (5.12) sind die Funktionen der Zeiteinträge des TDC $< t_n >, \ldots$, der Vorzeichen $< \epsilon_n >, \ldots$ und der Drahtpositionen $< W_n >, \ldots$ definiert:

$$\begin{aligned}
< t_n > &= \frac{\epsilon_{n1} t_{n1} + \epsilon_{n0} t_{n0}}{2}, & t'_n &= \frac{\epsilon_{n1} t_{n1} - \epsilon_{n0} t_{n0}}{h}, & t^\circ_n &= < t_n > - < z_n > t'_n, \\
< \epsilon_n > &= \frac{\epsilon_{n1} + \epsilon_{n0}}{2}, & \epsilon'_n &= \frac{\epsilon_{n1} - \epsilon_{n0}}{h}, & \epsilon^\circ_n &= < \epsilon_n > - < z_n > \epsilon'_n, \\
< W_n > &= \frac{W_{n1} + W_{n0}}{2}, & W'_n &= \frac{W_{n1} - W_{n0}}{h}, & W^\circ_n &= < W_n > - < z_n > W'_n.
\end{aligned}$$

Sie besitzen jedoch keine unmittelbare anschauliche Bedeutung mehr: $< \epsilon_n >$ mittleres Vorzeichen, ϵ'_n Anstieg der Vorzeichenfunktion, ϵ°_n Vorzeichenprojektion nach $z_c = 0$. Die Zeiteinträge t_{nk} sind immer mit dem Vorzeichen ϵ_{nk} verknüpft.

Aus (5.17) und (5.19) leiten sich die Ausdrücke für die Lagrange–Multiplikatoren λ und μ ab:

$$\begin{aligned}
A\lambda = f' &= \sum_n e_n \left(W'_n + v\ \left(t'_n - \epsilon'_n t_0\right)\right), \\
B\mu = f^\circ &= \sum_n e_n\,(W^\circ_n + v\ (t^\circ_n - \epsilon^\circ_n t_0)).
\end{aligned} \tag{5.25}$$

Es werden die mit den e_n gewichteten Summen für die Funktionen der Zeiteinträge, Vorzeichen und Drahtpositionen gebildet:

$$< t > = \sum_n e_n < t_n >, \quad t' = \sum e_n t'_n, \quad t^\circ = \sum_n e_n t^\circ_n, \quad < \epsilon > = \sum_e e_n < \epsilon_n >, \ldots\ .$$

Mit diesen Summen ergibt sich aus (5.22) das χ^2 als Funktion der Parameter v und t_0

$$\boxed{\chi^2 = \frac{2}{\sigma^2}\left[\frac{1}{A}\left(\acute{W} + v\,\left(\acute{t} - \acute{\epsilon} t_0\right)\right)^2 + \frac{1}{B}\left(W^\circ + v\,\left(t^\circ - \epsilon^\circ t_0\right)\right)^2\right].} \tag{5.26}$$

Durch Bildung der partiellen Ableitungen $\dfrac{\partial\chi^2}{\partial v} = \dfrac{\partial\chi^2}{\partial t_0} = 0$ werden Ausdrücke für die gesuchten Parameter gefunden:

$$\boxed{t_0 = \frac{\acute{W} t^\circ - W^\circ \acute{t}}{\epsilon^\circ \acute{W} - \acute{\epsilon} W^\circ}, \qquad v = \frac{\acute{W}\epsilon^\circ - W^\circ\acute{\epsilon}}{t^\circ\acute{\epsilon} - \acute{t}\epsilon^\circ}.} \tag{5.27}$$

Das t_0 und die mittlere Driftgeschwindigkeit v werden nur mit den absoluten Zeiteinträgen t_{nk} der TDC bzw. deren Differenzen bestimmt. Es ist demnach keine Vorgabe von Kalibrationsparametern nötig.

Auf diese Weise werden für alle in Frage kommenden Draht– und Vorzeichenkombinationen (W_{nk}, ϵ_{nk}) das t_0 und die Geschwindigkeit v berechnet. Liegen diese Parameter außerhalb des möglichen Bereiches (z.B. negative Driftgeschwindigkeit v) kann die entsprechende Kombination verworfen werden, ohne daß die Spurparameter explizit bestimmt werden müssen.

Die Spurparameter werden mit (5.20) und (5.21) berechnet, und es erfolgt der Test auf Driftwege größer als die Zellabmessung. Aus den verbleibenden Kombinationen wird wiederum diejenige mit dem minimalen χ^2 ausgewählt.

Bestimmung eines einzelnen Parameters

Das Verfahren kann auf die Bestimmung nur eines der beiden Parameter angewendet werden. Dazu ist die Vorgabe der zweiten Größe notwendig. Ist zum Beispiel das t_0 bekannt, wird in (5.24)

$$f_{nk} = W_{nk} + v\epsilon_{nk}\left(t_{nk} - t_0\right)$$

die Driftzeit $t_{nk} - t_0$ und deren Vorzeichen zusammengefaßt:

$$\tau_{nk} = \epsilon_{nk}\left(t_{nk} - t_0\right).$$

Aus den zu (5.23) bis (5.26) analogen Schritten folgt ein Ausdruck für die mittlere Driftgeschwindigkeit v:

$$\boxed{v = -\frac{A\tau^\circ W^\circ + B\acute{\tau}\acute{W}}{B\acute{\tau}^2 + A\tau^{\circ 2}}.} \tag{5.28}$$

Die so durchgeführte Anpassung verfügt über einen freien Parameter. Der statistische Fehler der ermittelten Driftgeschwindigkeit v verringert sich, da die Schwankungen der Zeiteinträge, welche durch die endliche Auflösung der Driftzellen bedingt sind, sich im Vergleich zu (5.27) nicht so stark auswirken. Andererseits ist die ermittelte Driftgeschwindigkeit v von der Vorgabe des t_0 abhängig.

Auflösung

Die Breite der Residuenverteilung der Spuranpassung ist durch die Auflösung der Einzelmessung und die verwendete Geometrie der Kammer bestimmt. Sind das t_0 sowie die Driftgeschwindigkeit v bekannt, kann mit diesen Vorgaben die Spuranpassung wiederholt werden. In diesem Fall ist Gleichung (3.33) auf Seite 26 für die Abhängigkeit der Residuenverteilung von der Ortsauflösung gültig. Mit den sechs Meßpunkten in einer Kammer und den 2 Freiheitsgraden dieser Spurbestimmung ergibt sich für die Auflösung der Einzelmessung:

$$\sigma = \langle \sigma(d) \rangle \sqrt{3} \tag{5.29}$$

Hierbei wird $\langle \sigma(d) \rangle$ durch die Residuen aller sechs Ebenen gebildet.

5.6 Fehlerdiskussion

Eine analytische Bestimmung der Fehlerabhängigkeit der gefundenen Kammerparameter von der Ortsauflösung der Einzelmessung bzw. von dem damit zusammenhängenden Fehler der gemessenen Driftzeiten erwies sich als schwierig. Die Gleichungen (5.27) und (5.28) enthalten Terme, welche mit den Vorzeichenkombinationen der einzelnen Spuren gebildet sind. Wird mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung nach einem Ausdruck für die Fehlerabhängigkeit gesucht, können nur einige dieser Terme exakt bestimmt werden. Alle anderen sind für eine große Anzahl von Spuren abzuschätzen.

Mehrere Fehlerquellen bleiben auf diese Weise unberücksichtigt. Dazu zählen die Fehler, welche durch die lineare Approximation der Orts–Driftzeit–Beziehung sowie die Vernachlässigung der Winkelabhängigkeit des Residuums (3.24) gemacht werden ebenso, wie der Einfluß falsch erkannter Draht– und Vorzeichenkombinationen.

Aussagen über die statistischen Fehler sowie die systematischen Abweichungen konnten deshalb nur für die Anwendung des Algorithmus auf die Daten der Testmessung und aus dem Vergleich mit den Ergebnissen der durch die externe Referenz gewonnenen Kalibration erhalten werden. Diese Ergebnisse wurden mit einem einfachen Monte–Carlo–Programm für die Bedingungen der Testmessung nachvollzogen.

5.7 Ablauf des Selbsteich–Programms

Der Vorgestellte Algorithmus wurde in einem Fortran–Programm umgesetzt, dessen prinzipielle Struktur in Abbildung 5.3 dargestellt ist. Es besteht die Möglichkeit, wahlweise die Daten des HERMES–Experiments, der Testmessung sowie Monte–Carlo–Ereignisse auszuwerten. In jedem Ereignis werden die Kammern einzeln und unabhängig voneinander betrachtet. Zunächst werden die TDC–Einträge den Signaldrähten einer Kammer zugeordnet. Auf die in Abschnitt 5.3 beschriebene Weise werden alle gültigen Draht– und Vorzeichenkombinationen gebildet. Für diese Spurkandidaten werden jetzt die gesuchten Kammerparameter bestimmt. Dabei wird in drei Schritten vorgegangen:

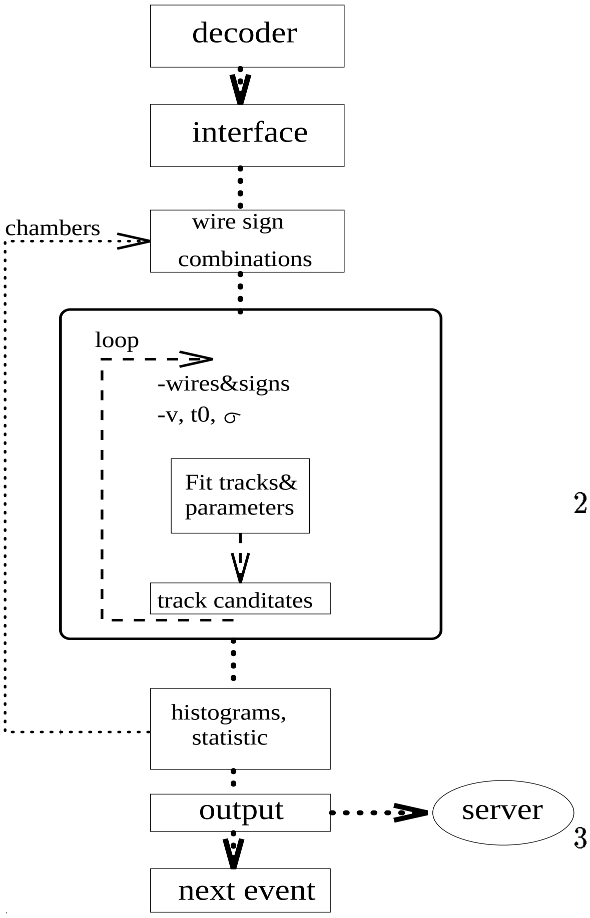


Abb. 5.3: Programmstruktur.

1. Zuerst wird nach Gleichung (5.27) das t_0 berechnet. Die gleichzeitig gefundene Driftgeschwindigkeit wies große statistische Schwankungen auf. Daraus läßt sich eine im Vergleich zum t_0 wesentlich stärkere Abhängigkeit der ermittelten Driftgeschwindigkeit von der Ortsauflösung der Driftzellen ableiten. Der auf diese Weise ermittelte Wert für die Driftgeschwindigkeit konnte deshalb im weiteren nicht verwendet werden.

   Für die Online–Anwendung wird das t_0 jeweils für eine gewisse Anzahl von Ereignissen ermittelt und aus der Verteilung dieser Werte ein aktuelles t_0 bestimmt. Anschließend wird mit der Ansammlung von t_0–Werten neu begonnen.

2. Ist nach einer Anzahl von Ereignissen das t_0 bekannt, wird für die dann folgenden Ereignisse die Driftgeschwindigkeit v nach Gleichung (5.28) bestimmt. Dabei wird der jeweils aktuelle t_0–Wert verwendet. Es ist wichtig, daß das t_0 mit geringem statistischen Fehler versehen ist, da dieser sich hier auf die berechnete Driftgeschwindigkeit v auswirkt.

3. Sind t_0 und v bekannt, wird die Spuranpassung ohne die Bestimmung von Kammerparametern wiederholt. Dabei wird für den Driftweg die lineare Näherung (3.8) verwendet. Die mittlere Auflösung der Einzelmessung in den Driftzellen wird aus der Breite der Residuenverteilung der Spuranpassung mittels Gleichung (5.29) errechnet.

Die Bestimmung aller drei Größen t_0, v und σ für ein Ereignisses erfolgt in voneinander unabhängigen Durchläufen des Selbsteich–Algorithmus. Dabei werden jeweils alle gültigen Draht– und Vorzeichenkombinationen berücksichtigt und diejenige mit dem jeweils kleinsten χ^2 ausgewählt. Es wird zuerst t_0 bestimmt; ist dessen Mittelwert aus vorherigen Ereignissen bekannt, erfolgt die Ermittlung von v, und, sofern t_0 und v bekannt sind, die Bestimmung von σ.

Die Effektivität der Spurfindung ist der Anteil von Ereignissen, in denen ein Wert ermittelt werden kann, bezogen auf die Anzahl der Ereignisse in welchen alle sechs Ebenen getroffen wurden. Die drei Größen werden voneinander unabhängig bestimmt und die jeweilige Spuranpassung verfügt über unterschiedliche Freiheitsgrade. Daher ist die Effektivität der Bestimmung der einzelnen Parameter verschieden, was sich sich auf die Zahl der benötigten Ereignisse je Aktualisierung des jeweiligen Wertes auswirkt.

6 Anwendung in der Testmessung

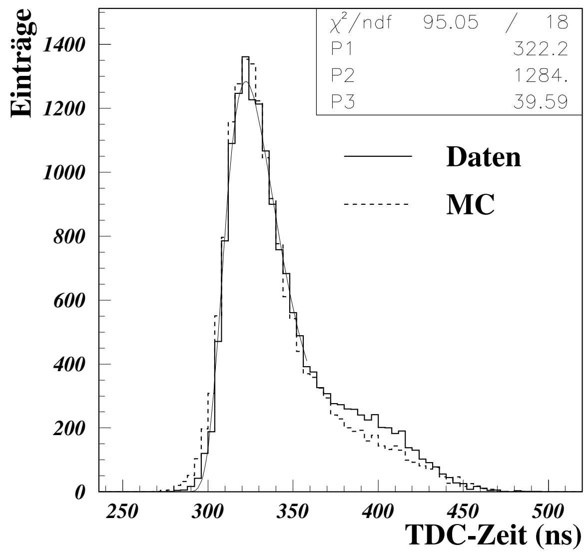


Abb. 6.1: Verteilung der für einen Datensatz der Testmessung ermittelten t_0.

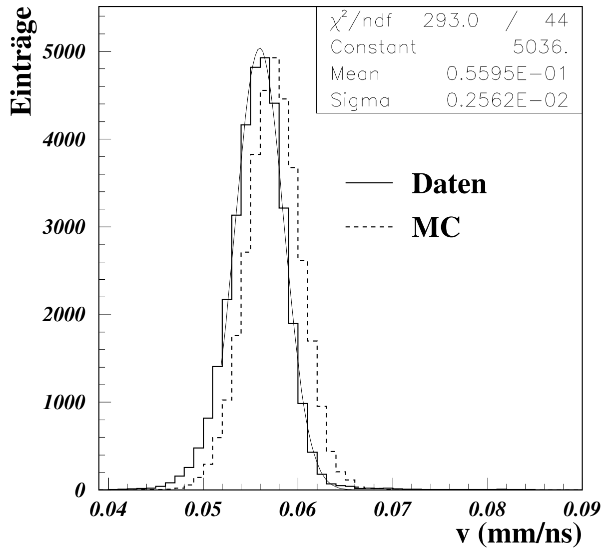


Abb. 6.2: Verteilung der mittleren Driftgeschwindigkeit v.

In den nebenstehenden Abbildungen sind die für alle Ereignisse eines Datensatzes der Testmessung durch das Selbsteich–Programm bestimmten Kammerparameter gezeigt. Es ist weiterhin das Ergebnis der in Abschnitt 6.2 beschriebenen Monte–-Carlo–Rechnung für eine vergleichbare Anzahl von Ereignissen eingezeichnet.

Die gefundenen t_0 in Abbildung 6.1 folgen einer Landauverteilung. Diese wird durch die Form der Orts–Driftzeit–Beziehung für Spuren an den Rändern der Driftzelle bedingt. In Abhängigkeit von der Wahl einer maximal zulässigen Driftzeit (dies entspricht einem Schnitt an der Orts–Driftzeit–Beziehung für große Driftwege) geht die Verteilung der gefundenen t_0 in eine Gaußverteilung über. Als Maß für die Breite wurde die Gesamtbreite auf halber Höhe (FWHM), dividiert durch 2.36, benutzt. Dies entspricht dem σ für eine Gaußfunktion und kann als gute Näherung für die Landauverteilung angesehen werden.

Als Vergleichswert für die mittlere Driftgeschwindigkeit (Abb. 6.2) wird die lineare Approximation der mit der externen Referenz gewonnenen Orts–Driftzeit–Beziehung herangezogen (vgl.Abb. 6.6). Der so ermittelte Wert beträgt $v = 56\ \mu$m/ns. Die durch den Selbsteich–Algoritmus bestimmte Driftgeschwindigkeit stimmt innerhalb des einfachen statistischen Fehlers mit diesem Wert überein.

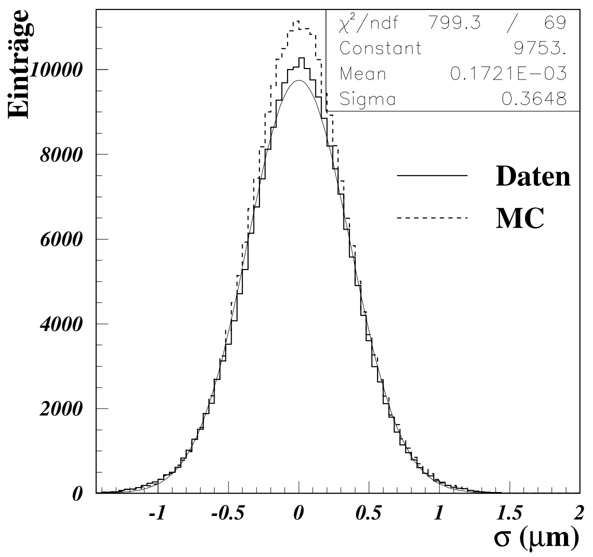


Abb. 6.3: Verteilung der Residuen der Spuranpassung. Der Umrechnungsfaktor zur Bestimmung der Auflösung ist bereits berücksichtigt.

Die über den Driftweg gemittelte Auflösung wurde mittels der externen Referenz für diesen Datensatz zu 165 μm bestimmt. Beim Eintrag in das Histogramm wurden die Residuen der Spuranpassung bereits mit dem Umrechnungsfaktor aus Gleichung (5.29) versehen. Die Breite der Verteilung spiegelt somit die ermittelte Auflösung wieder. Deren Wert differiert bei Verwendung quadratischer Subtraktion um 325 μm zur tatsächlichen Einzeldrahtauflösung. Diese Abweichung wird ebenfalls vom Monte–Carlo–Programm reproduziert. Sie ist demnach ein Methodenfehler der Selbsteichung. Als Ursache wird die verwendete lineare Approximation der Orts–Driftzeit–Beziehung angesehen.

6.1 Diskussion des t_0

Der durch die Selbsteichung bestimmte Triggernullpunkt t_0 weicht um -5.2 ns von dem durch die Anpassung einer Gerade an die Flanke des TDC–Spektrums gefundenen Wert ab.

Das Driftzeitspektrum einer idealen Driftkammer mit unendlicher Ortsauflösung, linearer Orts–Driftzeit–Beziehung und 100 % Effektivität entspricht einer Gleichverteilung, sofern eine konstante Dichte der einfallenden Teilchen über den gesamten Driftbereich vorausgesetzt wird.

Durch die begrenzte Ortsauflösung sind jedoch die zu einem festen Driftweg gehörenden Driftzeiten mit einem Gaußschen Fehler überlagert (vgl.Abb. 3.14). Somit ergibt sich das Driftzeitspektrum aus der Faltung einer Gleichverteilung mit einer Normalverteilung. In Abbildung (6.4) ist die Faltung für eine Gleichverteilung im Intervall $[a = 0, b = 6]$ mit einer Normalverteilung der Breite $\sigma = 1$ gezeigt. Die ansteigende Flanke der Gleichverteilung wird durch die Verteilungsfunktion der Normalverteilung mit Standardabweichung σ ersetzt, die abfallende Flanke durch deren 'Spiegelbild' [Bran92]:

$$f(u) = \frac{1}{b-a}\left\{\psi_0\left(\frac{b-u}{\sigma}\right) - \psi_0\left(\frac{a-u}{\sigma}\right)\right\}.$$

Die Funktion ψ_0 ist hierbei die Verteilungsfunktion der standardisierten Normalverteilung, welche auch als Gaußsches Fehlerintegral bezeichnet wird:

$$\psi_0(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{x} e^{-t^2/2}dt. \tag{6.1}$$

Die Verteilungsfunktion ψ_0 ist nicht geschlossen integrierbar. Sie besitzt jedoch an der Stelle 0 den Wert $\frac{1}{2}$. Damit ist die Position der senkrechten Flanke der Gleichverteilung

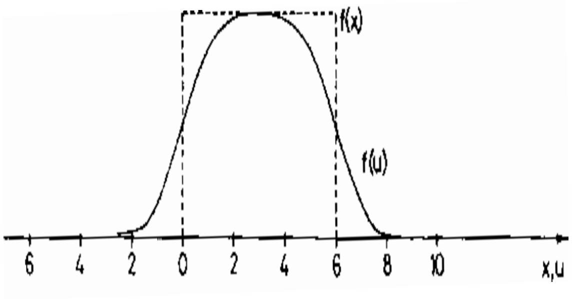


Abb. 6.4: Faltung der Gleichverteilung mit einer Gaußverteilung.

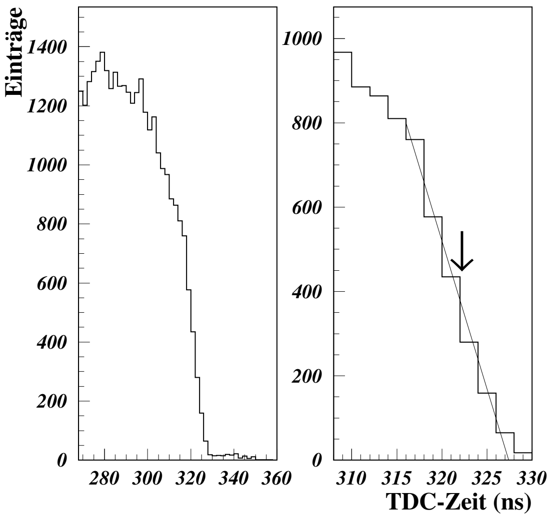


Abb. 6.5: Bestimmung des t_0 durch Anpassung einer Geraden an die Flanke des Driftzeitspektrums; der Pfeil kennzeichnet das t_0 der Selbsteichung.

durch die halbe Höhe der Flanke der durch die Faltung entstandenen Verteilung gekennzeichnet. Da es keine negativen Driftwege geben kann, werden die Komponenten der Ortsauflösung, welche durch Prozesse während der Drift der Elektronen bedingt sind, durch den Signaldraht eindeutig begrenzt. Die Zeitauflösung der Elektronik kann jedoch gaußverteilte Driftzeitschwankungen mit Ausläufern in den Bereich unterhalb des t_0 hervorrufen.

Der durch die Selbsteichung ermittelte Wert des t_0 liegt etwa an an der Stelle der halben Höhe der Flanke des Driftzeitspektrums (vgl.Abb. 6.5). Er entspricht damit dem nicht durch die Ortsauflösung verfälschten Triggernullpunkt.

Die Anpassung einer Geraden an die Flanke legt dagegen einen relativen Bezugspunkt zum Driftzeitspektrum fest. Der absolute Wert der Bestimmung des t_0 ist für die Kalibration der Driftkammern jedoch nicht von Bedeutung, sofern sich diese stets auf ein mit hoher Genauigkeit reproduzierbares t_0 bezieht.

6.2 Monte–Carlo–Ergebnisse

Mit einem einfachen Monte–Carlo–Programm, welches den Spurdurchgang durch eine Driftkammer simuliert, wurden die Ergebnisse der Testmessung überprüft.

Für eine große Anzahl von Spuren werden die Spurparameter zufällig erzeugt. Mit ihnen werden die Durchstoßpunkte der Spur in den sechs Drahtebenen berechnet. Aus dem Abstand der Signaldrähte zur Spur werden diejenigen Drähte ermittelt, deren Driftzelle von der Spur getroffen wurde.

Der Driftweg in diesen Zellen wird mit einem der Ortsauflösung entsprechenden normalverteilten Fehler versehen. Die in Abbildung 6.6 dargestellte Funktion parametrisiert die Abhängigkeit der verwendeten Ortsauflösung vom Driftweg (vgl.Abb. 3.15). Diese beträgt in der Mitte der Driftstrecke 150 μm und steigt zu den Signal– bzw. Potentialdrähten um 50 μm an. In gleicher Form wird diese Parametrisierung im HERMES Monte–Carlo–Programm [HMC] verwendet. Die Driftzeit wird aus der Umkehrung der in der Testmessung gewonnenen Orts–Driftzeit–Beziehung bestimmt und zuzüglich des t_0 dem Signaldraht als TDC–Eintrag zugeordnet. Das Übersprechen wird durch einen Anteil von TDC–Einträgen in den Nachbarkanälen einer getroffenen Driftzelle simuliert. Es wird weiterhin ein geringer Anteil von Ereignissen mit mehreren Spuren erzeugt.

Die Ergebnisse des Selbsteich–Algorithmus auf der Grundlage von Monte–Carlo–Daten befinden sich in guter Übereinstimmung zu den Resultaten der Testmessung. Die Mittelwerte sowie die Form der Verteilungen wurden reproduziert. Die Verschiebung der Verteilung für die Driftgeschwindigkeit beträgt 2.5% des Mittelwertes. Diese Übereinstimmung zeigt, daß die in das Monte–Carlo–Programm eingegangenen Komponenten der Kammerkalibration deren Verhalten unter den Bedingungen der Testmessung gut beschreiben.

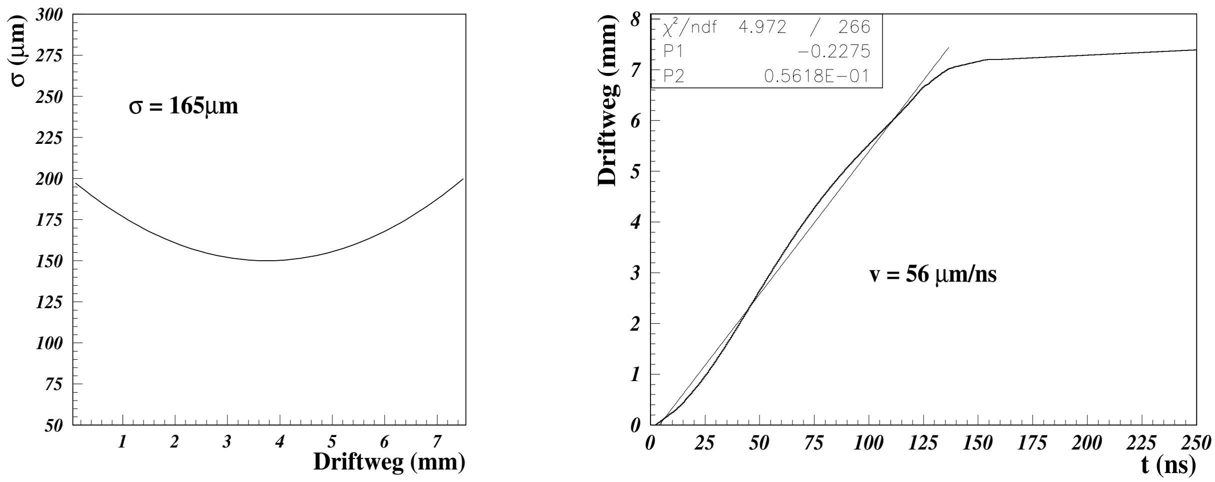


Abb. 6.6: Abhängigkeit der Ortsauflösung vom Driftweg (links) und Orts–Driftzeit–Beziehung (rechts), wie sie im Monte–Carlo–Programm verwendet wurden.

Verwendeter Bereich der Driftzelle

Die Orts–Driftzeit–Beziehung (vgl.Abb. 6.6) besitzt im Bereich von 150 ns eine starke Nichtlinearität, deren Einfluß auf das Verhalten der Selbsteichung untersucht wurde.

In Abbildung 6.7 ist die Abhängigkeit der gefundenen Werte t_0, v, σ von einer maximal zulässigen Driftzeit dargestellt. Eine maximal zulässige Driftzeit entspricht einer Einschränkung des betrachteten Bereiches der Driftzelle.

Als Bezugspunkt wird der Wert aus der Kalibration mit externer Referenz benutzt. Zum Vergleich ist das Ergebnis der entsprechenden Monte–Carlo–Simulation eingetragen. Die Werte der Auflösung wurden quadratisch subtrahiert. Es wurden alle Ereignise des Datensatzes bzw. der Simulation zusammengefaßt, so daß die statistischen Fehler vernachlässigt werden können. Die Abbildungen in 6.7 zeigen, daß die Selbsteichung bei

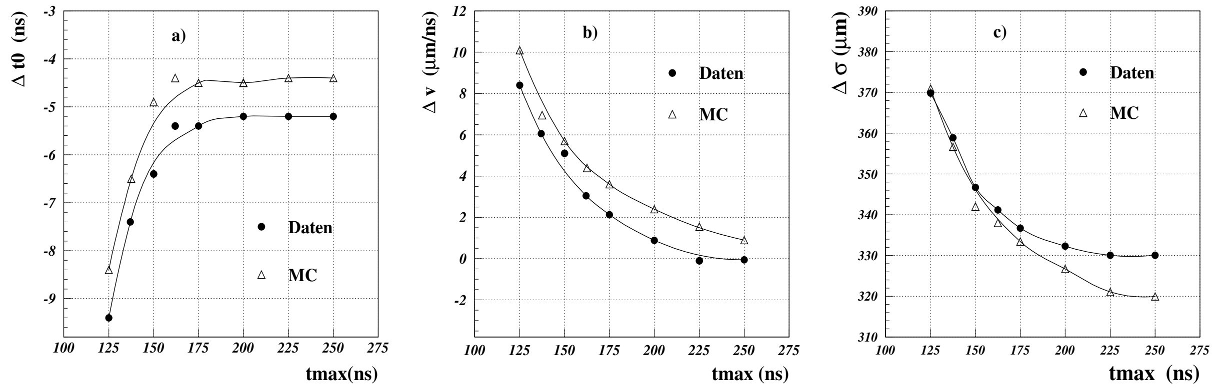


Abb. 6.7: Abweichung des durch das Selbsteich–Programm bestimmten t_0 (a), v (b) und σ (c) vom mittels externer Referenz gewonnenen Wert in Abhängigkeit von der maximal verwendeten Driftzeit.

Verwendung des gesamten Driftzeitbereiches am stabilsten arbeitet. Wird hingegen die maximal zulässige Driftzeit begrenzt, steigen die Abweichungen an. Der Anstieg der ermittelten Driftgeschwindigkeit ist auf die stärkere Wichtung des mittleren Bereiches der Orts–Driftzeit–Beziehung zurückzuführen, welcher die höheren Driftgeschwindigkeiten (d.h. den steileren Anstieg) besitzt. Für das t_0 wird der lange Ausläufer seiner Verteilung zu höheren t_0 beschnitten.

Weiterhin wurde der Einfluß eines ausgeschlossenen Bereiches um den Signaldraht untersucht. Die Forderung nach einem minimalen Abstand der akzeptierten Spur zum Signaldraht erhöht zwar die Sicherheit der Vorzeichenerkennung, jedoch ist der Fehler gering, den falsche Vorzeichen für Spuren dicht am Signaldraht hervorrufen. Weiterhin werden hierdurch die zur Bestimmung des t_0 wichtigen Spuren verworfen, welche dicht an den Signaldrähten verlaufen. In der Anwendung des Selbsteich–Programms wird deshalb keine Begrenzung des betrachteten Bereiches der Driftzellen vorgenommen.

6.3 Resultate

Die Kalibration der Driftkammern in der Testmessung erfolgte mit den Datensätzen einzelner Driftzellen und konnte in Abhängigkeit vom Driftweg in der Zelle untersucht werden. Die hier vorgestellte Methode der Selbsteichung bezieht sich jedoch auf alle Driftzellen der sechs Ebenen einer Kammer sowie den gesamten Driftweg. Die erhaltenen Parameter stellen demnach Mittelwerte für die gesamte Kammer dar.

Die mittlere Driftgeschwindigkeit stimmt innerhalb des statistischen Fehlers mit dem aus der Kalibration mittels externer Referenz gewonnenen Wert überein. Das t_0 ist zum Wert, welcher aus der Anpassung einer Geraden an das Driftzeitspektrum gewonnen wird, um die halbe Breite der abfallenden Flanke des TDC–Spektrums versetzt. Beide können mit hoher statistischer Genauigkeit bestimmt werden. Der Wert der Auflösung wird auf Grund der großen Abweichung zwischen dem Wert der Selbsteichung und dem Wert, welcher mittels der externen Referenz bestimmt wurde, im weiteren nicht verwendet. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 6.1 noch einmal für die einzelnen Parameter zusammengefaßt.

Tab. 6.1: Resultate der Selbsteichung in der Testmessung.

	Selbsteichung vs. ext.Referenz		Monte–Carlo vs. Daten	
t_0 (ns)	-5.4$\pm$ 0.4	($<$ 1%)	0.5 $\pm$ 0.6	($<$ 1%)
v (μm/ns)	0.2$\pm$ 0.2	($<$ 1%)	1.4 $\pm$ 0.2	($<$ 1%)
σ (μm)	324.5 $\pm$ 1.4	($<$ 2%)	60.1 $\pm$ 1.8	(3%)

In der linken Spalte sind die Unterschiede zwischen Selbsteichung und Kammerkalibration mittels externer Referenz aufgeführt. Die rechte Spalte beinhaltet die Differenz zwischen den Ergebnissen der Selbsteichung am Datensatz und dem der Monte–Carlo–Simulation. Die Größen der Auflösung wurden quadratisch subtrahiert. Es dominieren die systematischen Abweichungen. Die statistischen Fehler (in Klammern) sind klein, da für die gezeigten Verteilungen große Anzahlen von Ereignissen verwendet wurden.

Die Effektivität der Spurfindung bezieht sich auf den Anteil von Ereignissen mit Driftzeiteinträgen in allen sechs Ebenen der Kammer, für welchen der entsprechende Parameter bestimmt werden konnte. Für den Einsatz im Experiment wirkt sich diese Effektivität auf die Zeit aus, welche zur Aktualisierung eines der Parameter benötigt wird

Tab. 6.2: Effektivität der Spurfindung.

	Effektivität der Spurfindung (%)
t_0	28
v	57
σ	62

Aus der Übereinstimmung der Ergebnisse der Monte–Carlo–Simulation mit den Ergebnissen der Selbsteichung am Datensatz folgt, daß für die Bedingungen der Testmessung alle wesentlichen, das Verhalten einer Driftkammer beschreibenden Komponenten in das Monte–Carlo–Programm eingegangen sind. In gleicher Weise sind die BC1–4 im HERMES Monte–Carlo dargestellt. Eine Überprüfung der Ergebnisse für den Fall schräger Spuren konnte bisher mangels geeigneter Vergleichsdaten nicht durchgeführt werden.

7 Nichtlineare Orts–Driftzeit–Beziehung

Bisher standen der Ermittlung von Kammerparametern $6 - 4 = 2$ Freiheitsgrade zur Verfügung. Eine nichtlineare Beschreibung der Orts–Driftzeit–Beziehung erfordert jedoch mehr freie Parameter. Eine gemeinsame Anpassung von M Spuren besitzt 2M Freiheitsgrade. Mit ihnen kann eine entsprechende Beschreibung der Orts–Driftzeit–Beziehung bestimmt werden.

Zunächst wird, wie bisher, in jeder Kammer nach einer Spur pro Ereignis gesucht. Sind M Spuren in einer Kammer gefunden, werden diese unter Verwendung der bereits ermittelten Draht– und Vorzeichenkombination jeder Spur zusammengefaßt. Der Parameter t_0 muß vorgegeben werden, da er sonst in höherer Potenz auftritt und eine analytische Lösung verhindert.

Eine nichtlineare Orts–Driftzeit–Beziehung wird allgemein dargestellt mit:

$$r(t) = \sum_{\nu} c_\nu P_\nu(t). \tag{7.1}$$

Zur Beschreibung der Orts–Driftzeit–Beziehung der BC1–4 wird ein Polynom vierter Ordnung benutzt. In diesem Fall entsprechen die P_ν den Potenzen von t der Ordnung ν und die c_ν den Koeffizienten des Polynoms. Es kann aber auch jeder andere funktionale Zusammenhang von t in den P_ν gewählt werden. Mit diesem Ansatz werden die Residuen der m–ten Spur dargestellt als (Summenkonvention für die Polynome P_ν)

$$d_{mnk} = a_{mn} + b_{mn} z_{nk} - W_{mnk} \pm c_\nu P_\nu(t_{mnk})$$

mit den Indizes

m - Spuren	$=$	$1 \ldots M$
n - Koordinaten	$=$	u, x, v
k - Ebenen	$=$	$0, 1$
ν - Ordnung der P_ν	$=$	$0 \ldots .$

Es wird nun die quadratische Summe der Residuen aller M Spuren minimiert. Die χ^2–Funktion erweitert sich um die Summation über den Spurindex m:

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \frac{1}{\sigma^2} \sum_m \sum_{nk} d^2_{mnk} \\ &= \frac{1}{\sigma^2} \sum_{mnk} \left(a_{mn} + b_{mn} z_{nk} - W_{mnk} \pm c_\nu P_\nu(t_{mnk})\right)^2 . \end{aligned} \tag{7.2}$$

Es existieren 2M Nebenbedingungen

$$\sum_n e_n a_{nm} = 0 \qquad \text{bzw.} \qquad \sum_n e_n b_{nm} = 0, \tag{7.3}$$

welche mit 2M Lagrange–Multiplikatoren μ_m und λ_m an die χ^2–Funktion angefügt werden.

Die Funktionen der Daten (5.12) modifizieren sich entsprechend der Orts–Driftzeit–Beziehung und tragen den Spurindex m:

$$\begin{aligned} f_{mnk} &= W_{mnk} + \epsilon_{mnk}\left(c_\nu P_\nu(t_{mnk})\right), \\ < f_{mn} > &= < W_{mn} > + c_\nu < P_{\nu mn} >, \\ f'_{mn} &= W'_{mn} + c_\nu P'_{\nu mn}, \\ f^\circ_{mn} &= W^\circ_{mn} + c_\nu P^\circ_{\nu mn}. \end{aligned} \tag{7.4}$$

Die Summation bzw. Subtraktion über den Index k in der Doppelebene wird für die Polynomausdrücke analog zum bisherigen durchgeführt:

$$\begin{aligned} < P_{\nu mn} > &= \frac{1}{2}\left(\epsilon_{mn1} P_\nu(t_{mn1}) + \epsilon_{mn0} P_\nu(t_{mn0})\right), \\ P'_{\nu mn} &= \frac{1}{h}\left(\epsilon_{mn1} P_\nu(t_{mn1}) - \epsilon_{mn0} P_\nu(t_{mn0})\right), \\ P^\circ_{\nu mn} &= < P_{mn} > - < z_n > P'_{mn}. \end{aligned}$$

Nach Durchlaufen des gleichen Algorithmus wie bei der Betrachtung einer einzelnen Spur werden die mit e_n gewichteten Summen (5.17) und (5.19) der f'_{mn} und f°_{mn} mit den Lagrange–Multiplikatoren identifiziert :

$$\begin{aligned} A\lambda_m &= f'_m & B\mu_m &= f^\circ_m \\ &= \sum_n e_n f'_{mn} & &= \textstyle\sum_n e_n f^\circ_{mn} \\ &= W'_m + c_\nu P'_{\nu m}, & &= W^\circ_m + c_\nu P^\circ_{\nu m}. \end{aligned} \tag{7.5}$$

Für die Spurparameter a_{mn} und b_{nm} ergeben sich zu (5.20) und (5.21) analoge Ausdrücke, welche aber im weiteren nicht benutzt werden. Die χ^2–Funktion aus (5.22) hängt jetzt von den 2M Lagrange–Multiplikatoren ab:

$$\boxed{\chi^2 = \frac{2}{\sigma^2}\sum_m \left(A\lambda_m^2 + B\mu_m^2\right) = \frac{2}{\sigma^2}\sum_m \left(\frac{f'^2_m}{A} + \frac{f^{\circ 2}_m}{B}\right).} \tag{7.6}$$

Mittels der Ausdrücke 7.5 ergibt sich:

$$\chi^2 = \frac{2}{\sigma^2}\sum_m \left[\frac{1}{A}\left(W'_m + c_\nu P'_{\nu m}\right)^2 + \frac{1}{B}\left(W^\circ_m + c_\nu P^\circ_{\nu m}\right)^2\right]. \tag{7.7}$$

Mit dieser Beziehung werden die Koeffizienten des Polynoms bestimmt.

In der Ableitung nach c_μ

$$\begin{aligned}\frac{\partial\chi^2}{\partial c_\mu} &= 0 \\ &= \frac{2}{\sigma^2}\sum_m\left[\frac{P'_{\mu m}}{A}\left(\acute{W}_m + c_\nu P'_{\nu m}\right) + \frac{P^\circ_{\mu m}}{B}\left(W^\circ_m + c_\nu P^\circ_{\nu m}\right)\right]\end{aligned}$$

werden die Summationen über die Spuren m in zwei Termen zusammengefaßt

$$W_\mu = \frac{P'_{\mu m}\acute{W}_m}{A} + \frac{P^\circ_{\mu m}W^\circ_m}{B} \quad \text{und} \quad P_{\mu\nu} = \frac{P'_{\nu m}P'_{\mu m}}{A} + \frac{P^\circ_{\nu m}P^\circ_{\mu m}}{B}.$$

Die Gleichung für die Koeffizienten c_ν lautet damit

$$W_\mu = -P_{\mu\nu}c_\nu.$$

Werden die Ableitungen für alle c_ν gebildet, ergibt sich die Lösung für die Koeffizienten der Orts–Driftzeit–Beziehung:

$$\boxed{\vec{C} = -P^{-1}\vec{W}} \qquad \begin{aligned}\vec{W} &= (W_\mu) \\ \vec{C} &= (c_\nu) \\ P &= (P_{\nu\mu}).\end{aligned} \tag{7.8}$$

Der Vektor $\vec{W}$ enthält dabei Elemente, die aus Summen über alle Spuren m der Produkte von Drahtpositionen und Polynomausdrücken gebildet sind. P enthält nur Polynomausdrücke der Driftzeiten. $\vec{C}$ enthält die Koeffizienten der Orts–Driftzeit–Beziehung.

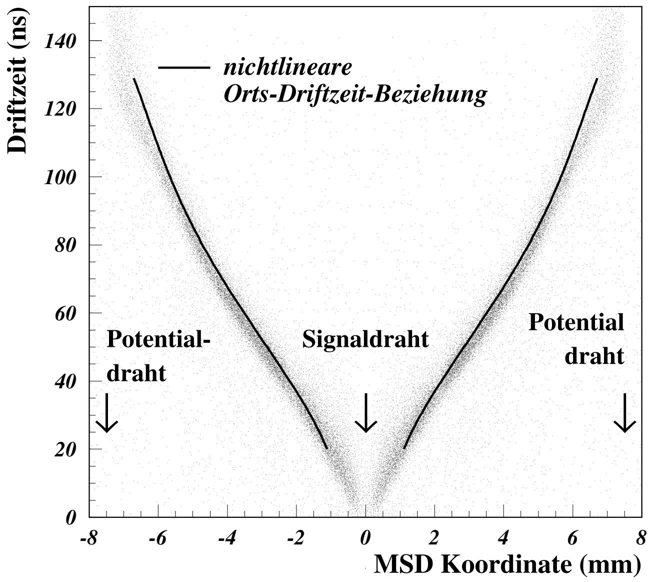


Abb. 7.1: Nichtlineare Beschreibung der Orts–Driftzeit–Beziehung mittels Selbsteich–-Algorithmus.

Abbildung 7.1 zeigt die nichtlineare Orts–Driftzeit–Beziehung, wie sie mit der vorgestellten Methode für einen Datensatz der Testmessung ermittelt wurde. Die Orts–Driftzeit–Beziehung wird dabei als Polynom vierter Ordnung in t beschrieben. Abbildung 7.2 zeigt die Verteilungen der fünf Koeffizienten dieser Parametrisierung.

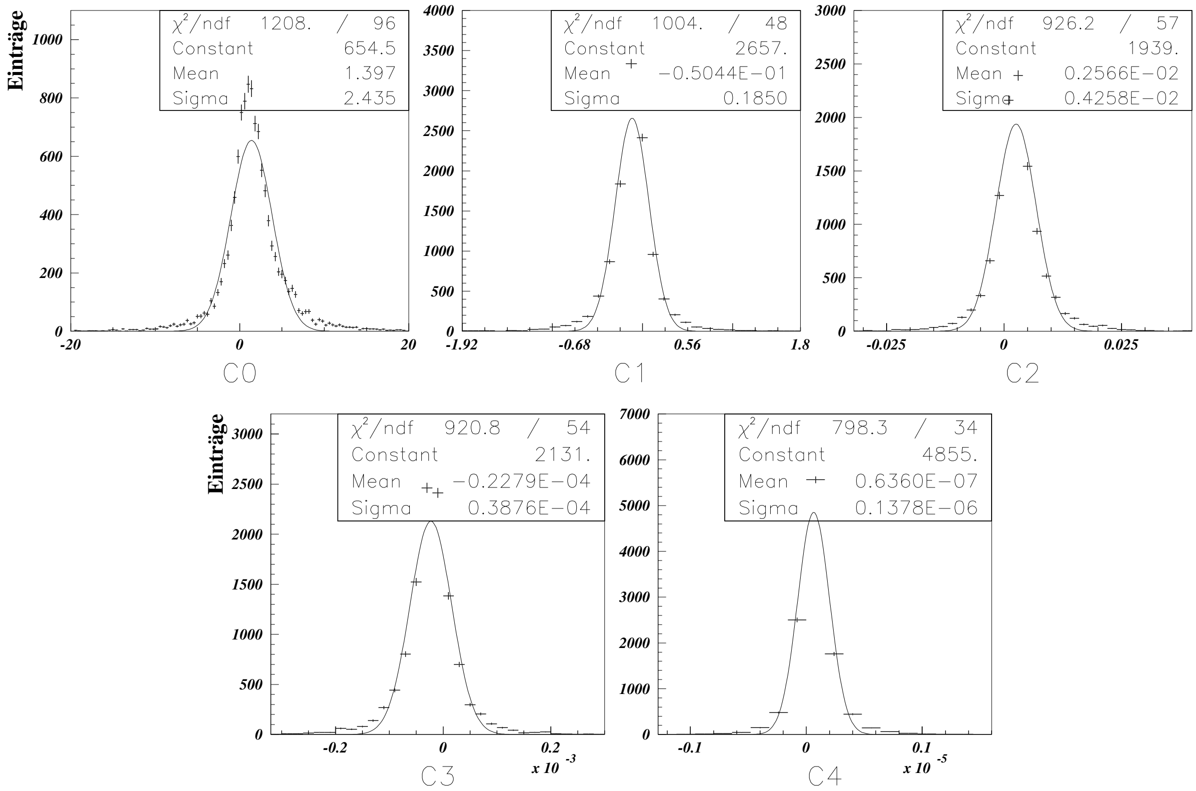


Abb. 7.2: Koeffizienten der nichtlinearen Orts–Driftzeit–Beziehung.

Das Verfahren erfordert eine große Anzahl von Ereignissen, deshalb ist es für eine Online–Anwendung nicht geeignet. Für eine Offline–Kalibration ist die Genauigkeit, auf Grund der geringen Tiefe der Driftkammern nicht ausreichend. Aus diesen Gründen wurde eine Anwendung nicht in Betracht gezogen.

8 Monitor der HERMES Driftkammern

Ziel dieser Diplomarbeit war es, eine unmittelbare Funktionskontrolle der Driftkammern während der Datennahme im HERMES–Experiment zu ermöglichen. Dazu mußte das Selbsteich–Programm zur Anwendung auf alle zwölf Driftkammern des Spektrometers erweitert und in die Software–Umgebung des HERMES–Experiments eingebunden werden. Im Laufe der Zeit ergab sich für das Programm der Name ACBC (Auto Calibration of Back Chambers).

Zwei graphische Oberflächen mit unterschiedlichen Aufgaben wurden erstellt. Die eine dient der Statusanzeige des Betriebszustandes der Driftkammern. In der zweiten werden die ermittelten Kalibrationsparameter dargestellt.

8.1 Software im HERMES–Experiment

In der Software des HERMES–Experiments wird die Philosophie der datenorientierten Programmierung verfolgt. Das bedeutet, daß ein Programm nur einen Algorithmus zur Verfügung stellt, während alle spezifischen Daten in der Datenbank des Experiments gespeichert sind. Ergeben sich Veränderungen, so zum Beispiel in der Geometrie einzelner Module des Spektrometers, wird nur die Datenbank aktualisiert, ohne das Programm ändern zu müssen.

Alle Daten werden einheitlich in ADAMO–Tabellen [ADAM] gespeichert. Hierdurch ist der uneingeschränkte Informationsaustausch zwischen allen Komponenten der Software–Umgebung möglich. Weiterhin besitzt jede Information einen eindeutigen Namen, was den allgemeinen Zugriff erleichtert sowie Fehler im Datenaustausch ausschließt, da immer auf diesen Namen Bezug genommen wird. Veränderliche Größen, wie z.B. Kalibrationsdaten, erhalten außerdem eine Zeitmarke der Gültigkeit.

Die Verwaltung und Verteilung der ADAMO–Tabellen erfolgt mit DAD (distributed ADAMO database) [DAD], welches den unkomplizierten Zugriff auf die Datenbank sowie den Austausch von ADAMO–Tabellen lokal und durch das weltweite Datennetz gestattet.

Das Analyse–Programm HEP [HEP], welches den interaktiven Zugriff auf die Tabellen ermöglicht, basiert auf der im Experiment umfangreich verwendeten CERN–Software. Zur Realisierung graphischer Benutzeroberflächen wird PinK [PinK], eine um DAD– und ADAMO–Funktionen erweiterte TCL/TK–Bibliothek benutzt.

In Abbildung 8.1 ist die Struktur der HERMES Software–Umgebung dargestellt. Die Daten des Spektrometers werden zunächst auf lokale Speicherplatten geschrieben und dann automatisch auf Bandstationen übertragen.

Die Analyse–Kette zur Offline–Analyse wird ebenfalls zur Online–Analyse verwendet. Hierzu werden dem Datenstrom ein Teil von Ereignissen entnommen. Ein Dekoder wandelt das Rohdatenformat in Meßwerte der Detektormodule um. Anschließend werden die Ereignisse rekonstruiert und mit dem Event–Display dargestellt bzw. mit HEP ausgewertet. Mit HEP kann man ebenfalls auf die Meßwerte der einzelnen Kanäle des Spektrometers zugreifen. Hier werden zum Beispiel die in Abbildung 4.4 gezeigten Histogramme gefüllt. Weitere Programme dienen der Kalibration des Detektors sowie der Steuerung des Experiments. Mit der Analyse–Kette können außerdem Monte–Carlo–Ereignisse des HMC ausgewertet werden. Alle Informationen sind in der Datenbank abgelegt und werden dort von mehreren DAD–Servern verwaltet.

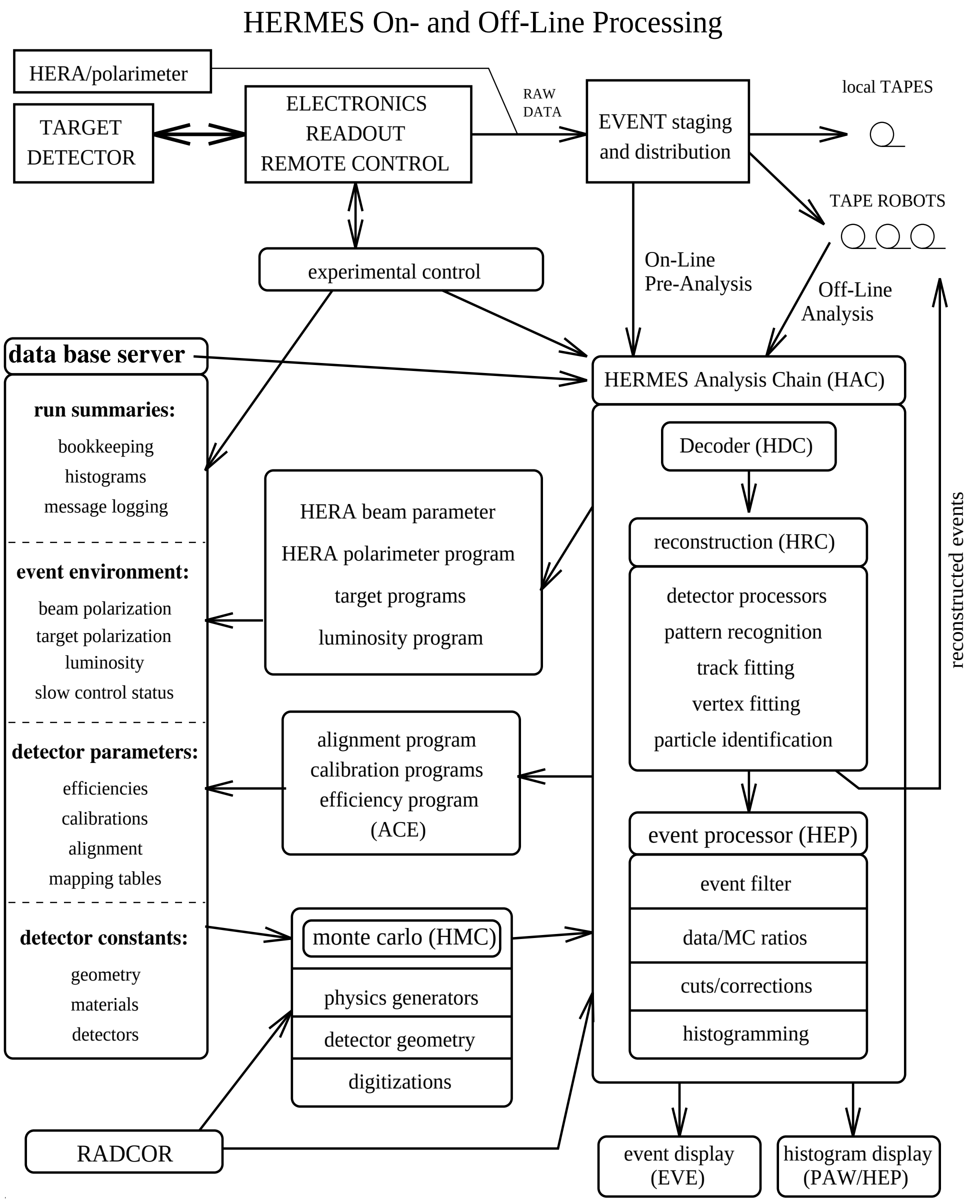


Abb. 8.1: Struktur der Software des HERMES–Experiments [Dür 95].

8.2 Einbindung in die Software–Umgebung

Abbildung 8.2 zeigt die Struktur der Einbindung des Monitors in die HERMES–Software. Die Ereignisse werden dem Datenstrom entnommen und dekodiert an das Programm übergeben. Die vom Programm benötigten Geometriedaten der Driftkammern werden aus der Datenbank des Experiments ausgelesen.

Liegt eine Statusinformation für alle Kammern vor, wird sie an den Online–Server übergeben und von diesem an ein PinK–Script zur Darstellung weitergereicht. Auf gleiche Weise wird mit den für die einzelnen Kammern gefundenen aktuellen Parametern t_0

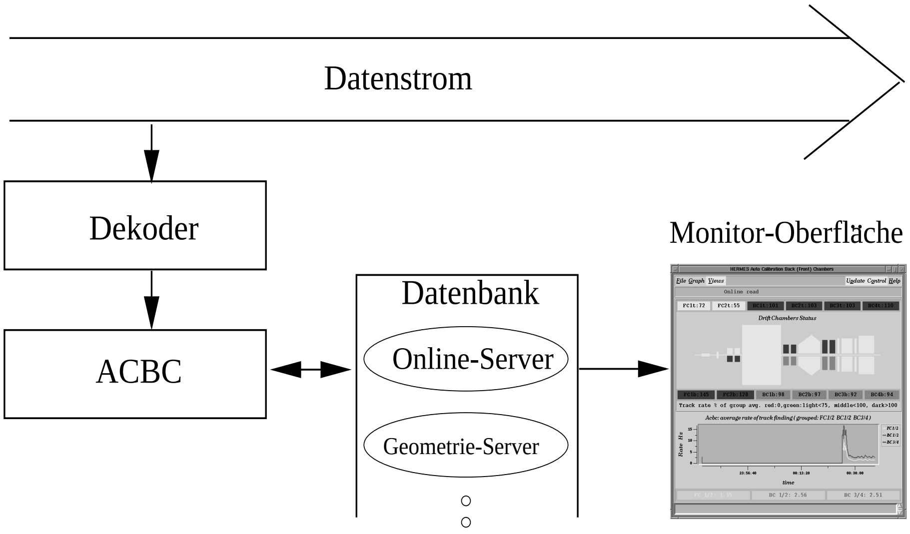


Abb. 8.2: Einbindung des Driftkammer–Monitors in die HERMES–Software.

und v verfahren. Die an den Online–Server übergebenen Informationen werden in Files gespeichert und sind somit auch zu einem späteren Zeitpunkt zugreifbar.

Viel Sorgfalt wurde auf die Optimierung des Programms verwendet. Um die Ermittlung der Kammerparameter mit ausreichender Statistik in Zeitintervallen im Minutenbereich durchführen zu können, muß eine größtmögliche Anzahl von Ereignissen ausgewertet werden. Außerdem darf ein Monitorprogramm, welches ständig läuft, nicht zu viel Rechenzeit und damit CPU–Resourcen verbrauchen.

Je Ereignis werden zur Auswertung der Daten aller 12 Driftkammern auf den derzeit verwendeten Prozessoren SGI MIPS 4400 im Mittel 10 ms benötigt. Die Hälfte dieser Zeit wird dabei zur Extraktion der Daten aus den ADAMO–Tabellen des Datenstroms vom Dekoder verbraucht. Somit liegt die maximale Rate der Auswertung von Ereignissen bei etwa 100 Hz.

8.3 Statusmonitor

Schon einige Spuren, welche innerhalb weniger Sekunden gefunden werden, sind ausreichend, um eine Aussage über die Funktion einer Driftkammer zu treffen. Abbildung 8.3 zeigt den Statusmonitor. Zur Bedienung befinden sich am oberen Rand einige Menu–'Buttons'. Zu den realisierten Funktionen gehört z.B. die Kontrolle und der eventuelle Neustart des eigentlichen Selbsteich–Programms und die Auslese von t_0–und v–Werten eines bestimmten Zeitraumes aus dem Online–Server.

In der schematischen Abbildung des Spektrometers sind die Driftkammern durch farbige Flächen hervorgehoben. Werden in einer Kammer Spuren gefunden, wird sie grün dargestellt, anderenfalls geht deren Farbe zu rot über. Hierdurch ist mit einem Blick der Betriebszustand aller Driftkammern des HERMES–Experiments erkennbar.

Um auch eine quantitative Aussage treffen zu können, werden die Raten der Spurfindung analysiert. Es wird eine gemittelte Rate für jeweils eine Gruppe von vier Driftkammern gleicher Geometrie gebildet (F1–2, BC1–2, BC3–4). Die Rate der einzelnen Kammer wird

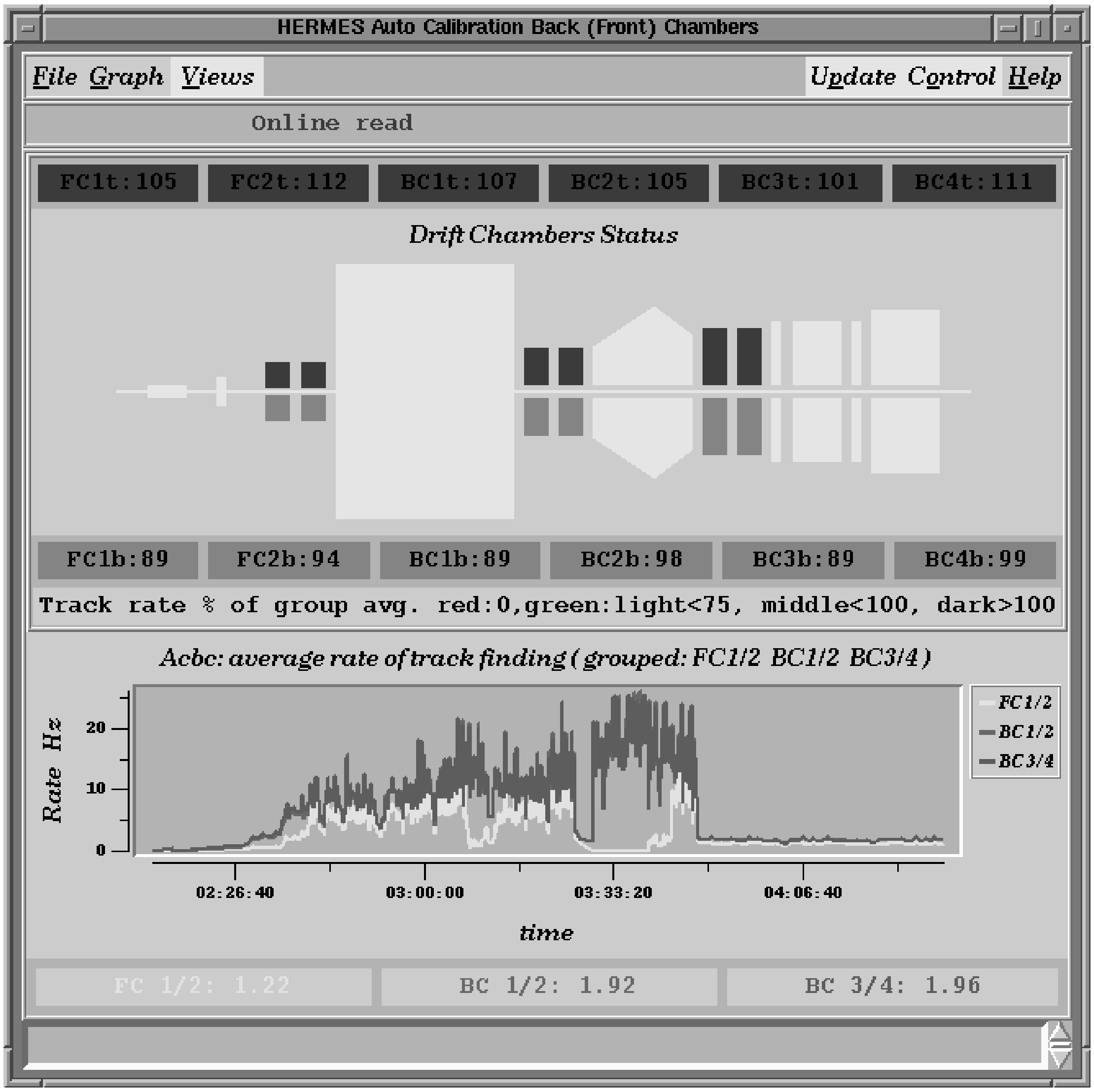


Abb. 8.3: Status–Anzeige und Raten–Monitor der HERMES Driftkammern.

als Anteil der Gruppenrate angegeben. Hierdurch werden relative Unterschiede zwischen den Kammern einer Gruppe deutlich. Sinkt der Anteil an der Gruppenrate unter einen bestimmten Wert, z.B. durch Ausfall eines HV–Kanals in einer Ebene, verändert sich die Farbe der entsprechenden Fläche sowie das zugehörige Label, welches den Ratenanteil der jeweiligen Kammer enthält. In der Darstellung liegen die Ratenanteile der oberen Driftkammern durchgängig etwas über 100%, die der unteren darunter. Hieraus kann auf eine 'Up–Down'–Asymmetrie der Spurverteilung, z.B. durch einen unsymmetrisch zur Strahlachse positionierten Strahl, geschlossen werden.

Im unteren Teil der Darstellung ist der zeitliche Verlauf der Raten abgebildet. Die ansteigende Flanke der Ratenkurve korrespondiert mit dem Beginn einer Datennahme im HERMES–Experiment. Die Unterbrechung in der Mitte kennzeichnet den Zeitpunkt einer Strahlschwankung. Die HV–Versorgung der FC1–2 schaltete sich zu diesem Zeitpunkt automatisch ab, die Datennahme wurde kurz unterbrochen und die FC zeitweilig mit niedrigerer Hochspannung betrieben.

Der angegebene Wert der Rate kann nur zu relativen Vergleichen benutzt werden, da der absolute Wert von mehreren Faktoren abhängt, so z.B. von der Anzahl der Ereignisse, welche der Dekoder aus dem Online–Datenstrom erhält, sowie der Effektivität der Spurfindung. Die Berechnung der Raten findet schon bei relativ geringer Statistik statt. Dies führt zwar zu Schwankungen, ermöglicht aber die Aktualisierung des Status innerhalb weniger Sekunden.

8.4 Monitor der Kalibrationsparameter

Die Einsatzbedingungen der Driftkammern im HERMES–Experiment unterscheiden sich wesentlich von denen der Testmessung. Die Spuren verlaufen unter horizontalen und vertikalen Winkeln und der Anteil von Ereignissen mit zwei oder mehr Spuren ist größer.

Um eine hohe Rate der Spurfindung zu erreichen, genügt es nicht, nur die Spuren mit sehr kleinen Winkeln zu betrachten, sondern es müssen ebenso schräge Spuren zugelassen werden. Hierdurch erschwert sich die Unterscheidung von zwei Spurkandidaten mit geringem Winkelunterschied, und der Anteil falsch erkannter Spuren steigt an. Der Fehler, welcher durch die Linearisierung des Residuums gemacht wird, gewinnt mit wachsenden Spurwinkeln an Einfluß. Die Abhängigkeit der Orts–Driftzeit–Beziehung vom Einfallwinkel der Teilchenspur wird im Zusammenhang mit der Kalibration des Detektors gegenwärtig untersucht.

Abbildung 8.4 zeigt die Verteilung der gefundenen Kammerparameter t_0 und v für eine BC1–4. In Abbildung 8.5 sind diese für eine FC1–2 dargestellt. Die hier gezeigten Verteilungen wurden mit sehr großem, maximal zulässigen Winkel der gefundenen Spuren von 18° erzeugt. Dieser Winkelschnitt wurde bisher gewählt, um während der Einfahrphase des HERMES–Experiments eine möglichst hohe Rate der Spurfindung und damit eine schnelle Funktionskontrolle zu ermöglichen.

Die gefundenen t_0 folgen wiederum einer Landauverteilung. Die Verteilung der Driftgeschwindigkeiten v verliert mit steigendem, maximal zugelassenem Spurwinkel ihre Gaußform. Für die BC1–4 ist dies im Vergleich zu den FC1–2 wesentlich stärker ausgeprägt, da sie von den im Magneten abgelenkten Spuren unter gößeren Winkeln durchquert werden. Die gezeigten Histogramme enthalten ungefähr die Anzahl von Einträgen, welche während der Datennahme zur Bestimmung der jeweils aktuellen Kammerparameter verwendet wird.

Die Anpassung einer Verteilungsfunktion muß im Programm automatisiert erfolgen. Es kann demnach keine konkrete Einschränkung zur besseren Anpassung auf einen Ausschnitt aus den Verteilungen gemacht werden. Das t_0 wird derzeit nach 3000 Einträgen durch die Anpassung einer Landaufunktion bestimmt. Die dabei erreichte statistische Sicherheit ist besser als 1ns. Die Landaufunktion beschreibt die Verteilung des t_0 sehr gut, so daß diese Anpassung stabil durchgeführt wird.

Die mittlere Driftgeschwindigkeit wird durch Anpassung einer Gaußfunktion gewonnen. Im Falle der BC1–4 beschreibt die Gaußfunktion die Verteilung der Driftgeschwindigkeiten nur schlecht. Die statistischen Schwankungen dieser Anpassung sind jedoch gering. An einer Verbesserung des Verfahrens wird gegenwärtig gearbeitet. Die Driftgeschwindigkeiten werden aus diesen Histogrammen nach 1000 Einträgen bestimmt, die statistische Unsicherheit beträgt dabei etwa 1 μm/ns.

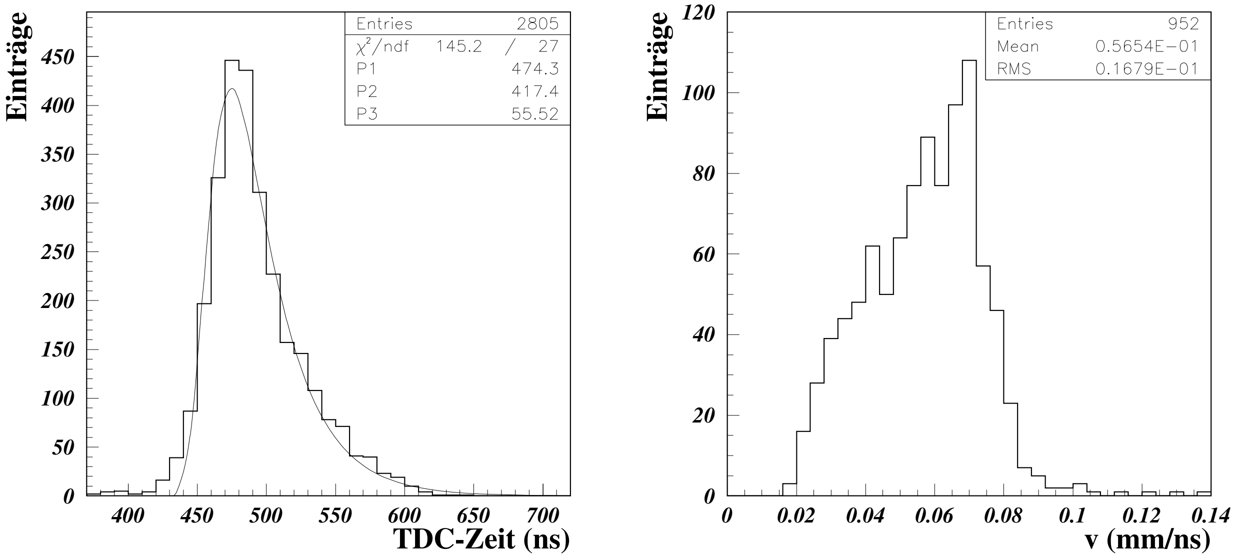


Abb. 8.4: Verteilung des Triggernullpunktes t_0 und der mittleren Driftgeschwindigkeit v für eine BC1–4 im HERMES–Experiment.

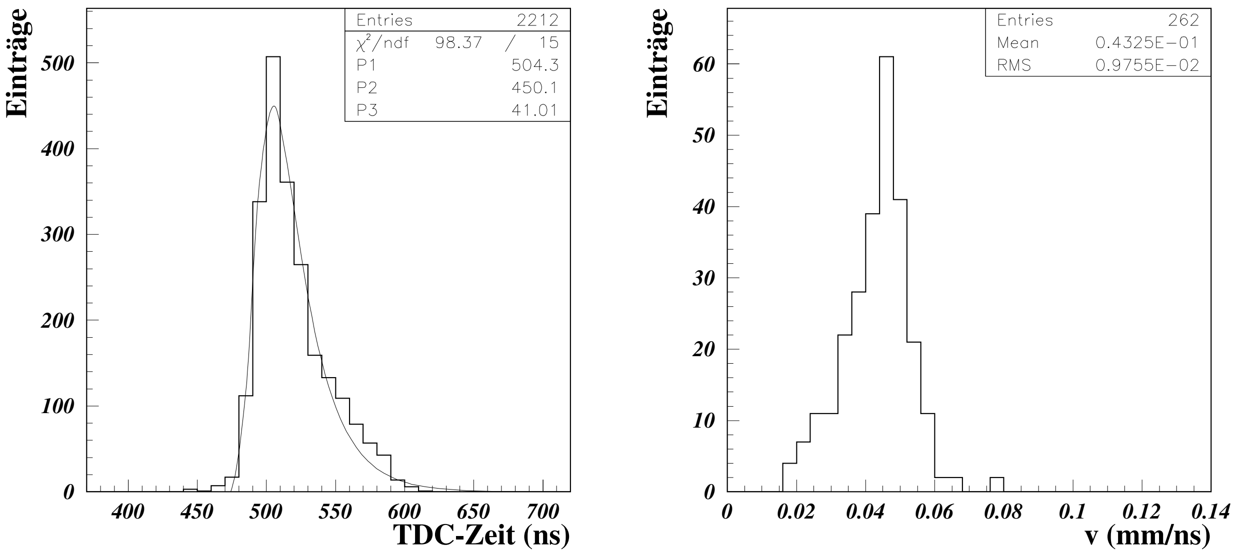


Abb. 8.5: Verteilung des Triggernullpunktes t_0 und der mittleren Driftgeschwindigkeit v für eine FC1–2 im HERMES–Experiment.

Die systematische Abweichung des durch die Selbsteichung bestimmten t_0 von einem t_0, welches durch die Anpassung einer Geraden an die Flanke des Driftzeitspektrums ermittelt wird, beträgt -12 ns. Dies entspricht der in Abschnitt 6.1 diskutierten Abweichung. Die Abweichung der mittleren Driftgeschwindigkeit von einer linearen Approximation der Orts–Driftzeit–Beziehung, wie sie in der Detektor–Kalibration bisher bestimmt wurde, beträgt etwa 10%.

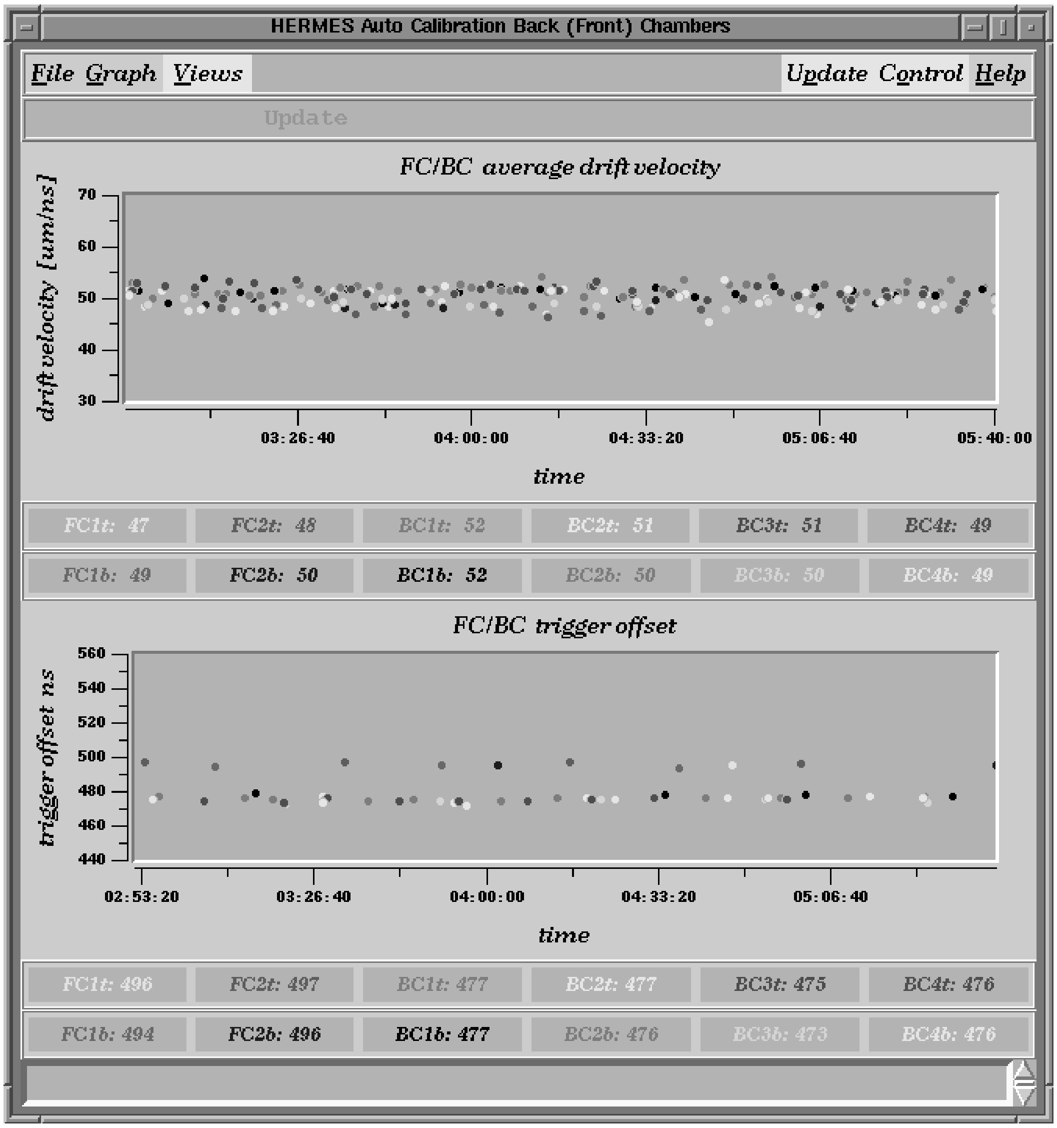


Abb. 8.6: Driftgeschwindigkeits– und t_0–Monitor.

Abbildung 8.6 zeigt den Driftgeschwindigkeits– und t_0–Monitor. Im oberen Teil werden die t_0, im unteren Teil die Driftgeschwindigkeiten v für alle Driftkammern angezeigt. Zur besseren Unterscheidung der Kammern sind diese verschiedenfarbig gekennzeichnet. Das zugehörige Label unter den zeitabhängigen Darstellungen zeigt den jeweils aktuellen Wert einer Kammer.

Das mittlere Zeitintervall zwischen zwei Aktualisierungen eines Kammerparameters beträgt derzeit 4 bis 5 Minuten für die Driftgeschwindigkeit v und 14 bis 20 Minuten für das t_0. Auf Grund der gegenwärtig geringeren Effektivität ergeben sich für die FC1-2 die größeren Zeitabstände.

Im weiteren Betrieb des HERMES–Experiments muß ein optimales Verhältnis zwischen notwendiger statistischer Genauigkeit, dem anzuwendenden Winkelschnitt und dem Zeitintervall zwischen zwei Aktualisierungen der zu bestimmenden Parameter gefunden werden.

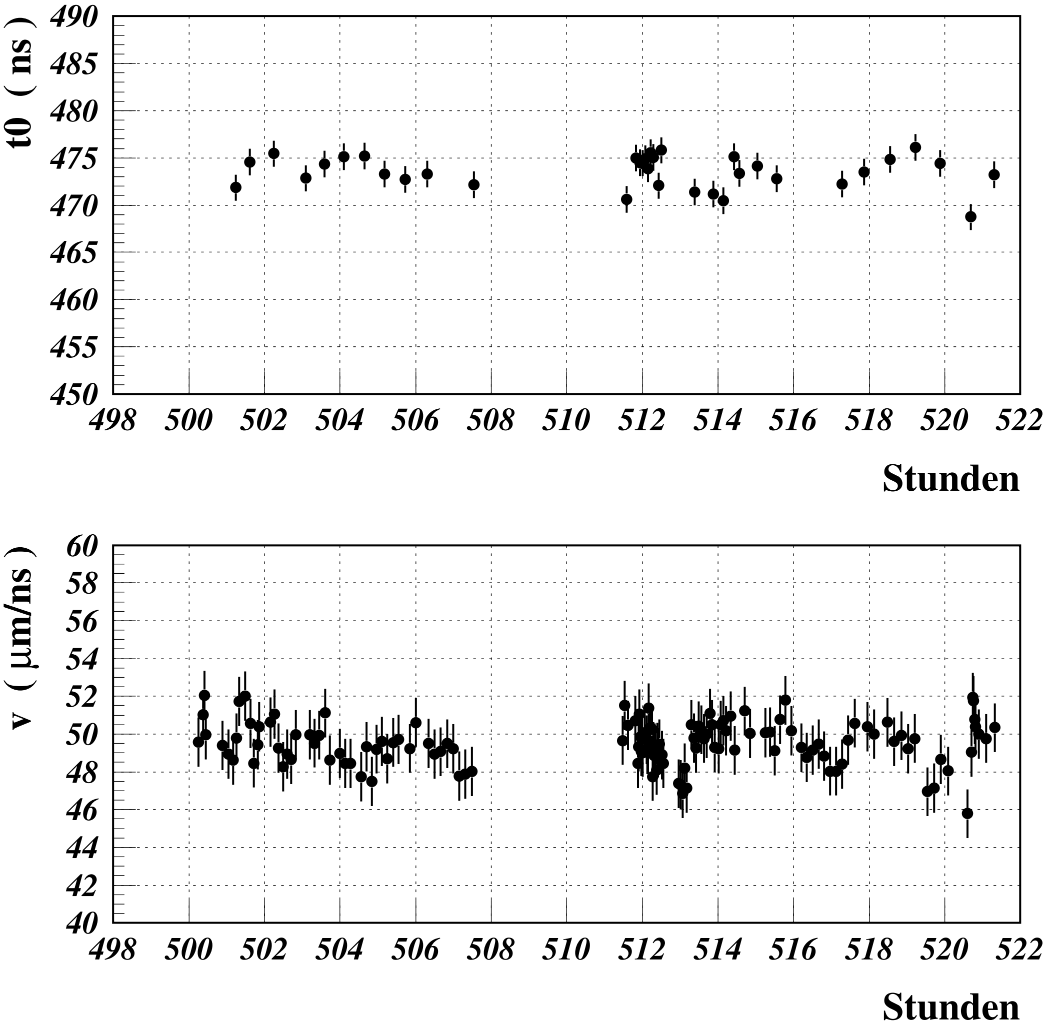


Abb. 8.7: Stabilität einer BC1-4 über den Zeitraum von 24 Stunden.

In Abbildung 8.7 ist für eine BC1-4 der Verlauf der beiden Größen t_0 und v über den Zeitraum von 24 Stunden eingetragen. Ebenfalls eingezeichnet sind die jeweiligen statistischen Fehler. Die Abszisse bezieht sich hierbei auf die Stundenzählung eines Monats, ihr Beginn entspricht einer Tageszeit von 22 Uhr.

Die im Online–Server gespeicherten t_0– und v–Werte sind mit einer Zeitmarke der Gültigkeit versehen und können für den entsprechenden Zeitraum ausgelesen werden. Diese Darstellung kann ebenso in Offline–Anwendung des Selbsteich–Programms reproduziert werden. Somit ist eine tiefergehende Studie des Kammerverhaltens über einen längeren Zeitraum möglich.

9 Zusammenfassung

Das HERMES–Experiment hat zum Ziel, die spinabhängigen Strukturfunktionen der Nukleonen durch tiefinelastische Streuung polarisierter Positronen an polarisierten Protonen und Neutronen zu untersuchen. Im Frühjahr 1995 wurde mit der Datennahme begonnen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die folgenden Ergebnisse erhalten:

- Im September 1994 wurde an einer Testmessung zur Erstellung eines Kalibrationsdatensatzes der Driftkammern BC1–4 mitgearbeitet.
- Es wurde eine Methode der Kalibration, welche keine externe Referenz benötigt, entwickelt und erfolgreich auf die Daten der Testmessung angewendet. Diese Methode gestattet die Bestimmung des Triggernullpunktes t_0, einer mittleren Driftgeschwindigkeit v sowie die Bestimmung einer nichtlinearen Orts–Driftzeit–Beziehung.
- Mit einem Monte–Carlo–Programm konnte das Verhalten der Driftkammern unter den Bedingungen der Testmessung reproduziert werden. Durch Vergleich der Ergebnisse des Selbsteich–Programms bei Anwendung auf die Daten der Testmessung und der Monte–Carlo–Simulation wurde nachgewiesen, daß alle wesentlichen Komponenten der Kalibration der Driftkammern richtig bestimmt wurden.
- Im HERMES–Experiment wird die lokale Spurbestimmung zur Funktionskontrolle der Driftkammern während der Datenahme eingesetzt. Funktionsveränderungen in den Kammern werden dabei innerhalb weniger Sekunden erfaßt, Funktionsstörungen unmittelbar erkannt und angezeigt.
- Die Anwendung des Verfahrens zur Bestimmung von Kalibrationsparametern ohne externe Referenz wurde auf die Kontrolle von Kalibrationsparametern während der Datennahme im HERMES–Experiment erweitert. Es gestattet die selbstkonsistente und unabhängige Bestimmung von Kalibrationsgrößen. Die dabei erreichte statistische Genauigkeit der mittleren Driftgeschwindigkeit beträgt etwa 1 μm/ns, die des Triggernullpunktes t_0 weniger als 1 ns.
- Es wurde die notwendige Software geschaffen und in die Umgebung des HERMES–Experiments eingebunden. Dazu gehören neben dem eigentlichen Programm zwei graphische Oberflächen.

Der Driftkammer–Monitor ist Bestandteil der HERMES Online–Software und arbeitet seit Beginn der Datennahme stabil.

Literaturverzeichnis

[ADAM] ADAMO-*Entity-Relationship Programming System*, Version 3.3, Programming Techniques Group, ECP DIVISON, CERN Geneva 1994

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

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

[Bieb94] C.J. Biebl, Persönliche Mitteilung (1994)

[Blum94] W. Blum, L.Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer Verlag (1994)

[Borr95] A. Borrisov, W.D. Nowak, *MC Studies of HERMES Momentum Resolution and its Dependence on BC Resolution*, Zeuthen Internal Note **3/95** (1995)

[Bran92] S. Brandt, *Datenanalyse*, BI–Wissenschaftsverlag (1992)

[Buch95] A. Buchsteiner, Diplomarbeit in Vorbereitung, Humboldt–Universität zu Berlin (1995)

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

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

[DAD] W.Wander, *DAD–Distributed Adamo Database system at HERMES*, Proc. of CHEP95, Rio de Janeiro, 18.–22.Sep.95, to be published

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

[Dür 95] M. Düren, *The HERMES Experiment: From Design to the First Results*, DESY **HERMES–95–02** (1995)

[Ell 94] J.Ellis, M.Karliner, CERN Preprint **CERN–TH–7324/94** (1994)

[EMC 89] EMC, J.Ashman et al., Phys. Lett. **206B** (1988), Nucl. Phys. **B328** (1989) 1

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

[Gaer95] Y. Gaerber, Diplomarbeit in Vorbereitung, Humboldt–Universität zu Berlin (1995)

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

[Geig33] H. Geiger, *Handbuch der Physik*, Bd. XXII/2 Springer (1933)

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

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

[Hash95] D. Hasch, Diplomarbeit, Humboldt–Universität zu Berlin (1995)

[HEP] M. Ferstl, HERMES *Event Processor Manual*, Version 2.1, HERMES Collaboration (1995)

[HER 90] The HERMES Collaboration, *A Proposal to Measure the Spin–Dependent Structure Functions of the Neutron and the Proton at Hera*, DESY–PRC **90–01**, (1990)

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

[HMC] M. Düren, *HERMES Monte Carlo Manual*, HERMES software (1994)

[HRC] 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)

[Jaff90] R.L.Jaffe, Colloque de Physique **C6** (1990) 149

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

[Kroh94] H.Kroha, ATLAS Internal Note **MUON–NO–058** (1994)

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

[Lohs94] T.Lohse, Persönliche Mitteilung (1994)

[MAGB] R. Biagi, Univ. Liverpool, MAGBOLTZ–Version 2.2

[Now 94] W.D. Nowak, Talk at HERMES General Meeting, (29.09.1994)

[Nunn94] 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)

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

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

[PinK] K. Ackerstaff, M.–A. Funk, *PinK (Pink is not KUIP)–an interface between Tcl/Tk, Adamo and DAD* , Proc. of CHEP95, Rio de Janeiro, 18.–22.Sep.95, to be published

[Russ95] 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)

[Soko64] A.A. Sokolov I.M. Ternov, Sov. Phys. Doklady 8 (1964) 1203

[Town47] J. Townsend, *Electrons in Gases* , Hutchinson, London (1947)

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

Danksagung

Für die Unterstützung, welche ich bei der Anfertigung meiner Diplomarbeit von vielen Seiten erhalten habe, möchte ich mich ganz herzlich bedanken.

Herrn Prof. Dr. T. Lohse gilt mein Dank für die freundliche Übernahme der offiziellen Betreuung und seine kompetente Hilfe.

Ganz herzlich danke ich meinen Betreuern Dr. W.–D. Nowak und Dr. H. Böttcher. Die produktive Zusammenarbeit hat wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Dr. C. J. Biebl danke ich für die Hilfe bei den Rechnungen, ohne die mir diese Arbeit um vieles schwerer gefallen wäre.

Ich danke insbesondere Delia für die langjährige erfolgreiche Zusammenarbeit.

In der freundlichen Atmosphäre der Zeuthner HERMES–Gruppe und bei den Doktoranden und Diplomanden der Erlanger Gruppe und der Hamburger Software–Gruppe habe ich oftmals Hilfe erhalten und mich immer sehr wohlgefühlt.

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt, und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Ich bin damit einverstanden, daß dieses Exemplar in der Bibliothek öffentlich zugänglich gemacht wird.

Berlin, den 1.9.1995

Falk Meißner