Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Marco Werner
aus Bad Godesberg

Juli 1994

Test eines Prototypen der Rückwärts–Driftkammer (BDC) des H1–Detektors mit einem Elektronenstrahl

Bestimmung von Betriebsparametern
mit der Gasmischung Argon/Isobutan/Ammoniak

Die Diplomarbeit wurde von Marco Werner ausgeführt am
I. Physikalischen Institut
unter der Betreuung von Prof. F. Eisele

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 16. Dezember 1994

Für Alexandra

Danksagung

Viele haben mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt. Ihnen allen gilt mein Dank.

Besonders danken möchte ich

Herrn Prof. Eisele für die Betreuung dieser Diplomarbeit und für die Schaffung ausgezeichneter Arbeitsmöglichkeiten in der H1–Gruppe,

Herrn Dr. Lennert und Herrn Dr. Rieseberg für die Einweihung in Geheimnisse der Driftkammerphysik und für die Hilfestellung bei vielen praktischen Schwierigkeiten,

B. Schwab für eine angenehme und lehrreiche Zusammenarbeit und für das geduldige Aufspüren mancher Programmierfehler, die ich nicht finden konnte,

allen wissenschaftlichen Mitarbeitern, Doktorandinnen, Doktoranden und Diplomanden der H1–Gruppe für ihre Hilfs– und Diskussionsbereitschaft sowie für die gute gemeinschaftliche Atmosphäre,

Herrn Hennenberger für seine eleganten Lösungen in Dingen der Konstruktion,

den mechanischen und elektronischen Werkstätten des Physikalischen Instituts für die prompte und sorgfältige Herstellung vieler Bauteile,

und meinen Eltern für die Ermöglichung eines Studiums meiner Neigung.

Zusammenfassung

Um mit dem H1–Detektor am Speicherring HERA die tiefinelastische e–p–Streuung bei sehr kleinen x untersuchen zu können, ist eine exakte Rekonstruktion des in den Rückwärtsbereich gestreuten Elektrons erforderlich. Daher ist für 1995 neben anderen Verbesserungsmaßnahmen der Einbau einer neuen *Backward Drift Chamber* (BDC) geplant.

An einem Elektronenstrahl des DESY wurden Testmessungen mit einem Prototypen der BDC durchgeführt und Betriebsparameter der Driftkammer bestimmt. Es wurde die Driftgeschwindigkeit der verwendeten Gasmischung Argon/Isobutan/Ammoniak 92.5%/5%/2.5% bei verschiedenen Driftfeldstärken gemessen und der Lorentzwinkel in einem Magnetfeld von $B = 0.8$ T abgeschätzt. Die Einzeldrahtauflösung beträgt 250 μm bei einer Driftfeldstärke von 1325 V/cm. Im Randbereich der Driftkammer wurde eine breite ineffiziente Zone beobachtet, welche auf eine starke Inhomogenität des Driftfelds zurückgeführt werden kann. Wie numerische Feldberechnungen zeigen, kann die Ineffizienz durch das Anbringen von Feldformungselektroden am Rand weitgehend beseitigt werden.

Es wurde untersucht, mit welcher Genauigkeit räumliche Spursegmente rekonstruiert werden. Die Auflösung des Polarwinkels θ beträgt 1.3°. Wird eine Spurgerade mit bekanntem Polarwinkel angepaßt, so kann der Durchstoßpunkt mit einer Genauigkeit von 0.4 mm bestimmt werden.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Das H1-Experiment

Am Speicherring HERA[1] werden Elektronen und Protonen mit Energien von 30 GeV bzw. 820 GeV zur Kollision gebracht, entsprechend einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 314$ GeV. An einer der Wechselwirkungszonen befindet sich der *H1–Detektor*, der für die Erforschung der tiefinelastischen e–p–Streuung optimiert ist.

Im Rahmen des Quark–Partonmodells wird die tiefinelastische e–p–Streuung als *elastische Streuung* des Elektrons an einem *Konstituenten* des Protons beschrieben:

Abbildung 1.1: Tiefinelastische e–p–Streuung im Partonmodell mit γ– oder Z^0–Austausch (neutraler Strom)

Die Kinematik des Prozesses ist vollständig durch drei Größen bestimmt: Das Quadrat der Schwerpunktenergie s; das Quadrat des Impulsübertrags $Q^2 = -q^2$; und die Bjorken–Skalenvariable x, welche als Impulsbruchteil des gestreuten Partons interpretiert werden kann.

Mit HERA ist es möglich, die Proton–Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ in einem kinematischen Bereich zu messen, der mit bisherigen Fixed–Target–Experimenten nicht zugänglich war (siehe Abbildung 1.2). Von besonderem Interesse ist dabei das Verhalten von F_2 bei sehr

[1] **H**adron–**E**lektron–**R**ing–**A**nlage, Deutsches Elektronen–Synchrotron DESY in Hamburg

kleinen $10^{-4} < x < 10^{-2}$. Hier entspricht F_2 der Verteilung der Seequarks ($q_{\text{See}} + \bar{q}_{\text{See}}$), und es ist zu erwarten, daß diese im wesentlichen durch die Entwicklung der Gluondichte dominiert ist, welche der störungstheoretischen QCD zufolge mit $x \to 0$ schnell ansteigen sollte. Es werden neuartige QCD–Effekte wie Abschirmung und Sättigung erwartet, welche nicht mehr perturbativ beschreibbar sind. Erste vorliegende Messungen [H1c93a] zeigen einen starken Anstieg von F_2 mit abnehmendem x und favorisieren F_2–Parametrisierungen, welche etwa wie $1/\sqrt{x}$ ansteigen (z. B. die Parametrisierungen von *Glück, Reya* und *Vogt* [glu93] und von *Martin, Roberts* und *Stirling* [mar93]).

Abbildung 1.2: Verteilung der tiefinelastischen Ereignisse der Meßperiode 1992 in x und Q^2

Als weitere wichtige Forschungsschwerpunkte des H1-Experiments seien genannt:

- Die tiefinelastische Streuung mit geladenem Strom (W–Boson–Austausch). Auf der Basis von bisher 14 identifizierten *Charged Current*–Ereignissen wurde der totale Wirkungsquerschnit bestimmt. Erstmals konnte der Einfluß des Propagatorterms $1/(1 + Q^2/M_{\text{W}}^2)^2$ auf den Wirkungsquerschnitt beobachtet werden [H1c94].
- Die Untersuchung der hadronischen Struktur des Photons bei Photoproduktionsereignissen [erd93].
- Die Suche nach sogenannten exotischen Teilchen jenseits des Standardmodells der starken und elektroschwachen Wechselwirkung [erd93]. Kandidaten sind Leptoquarks, Leptogluonen, angeregte Leptonen sowie Squarks, welche von verschiedenen Erweiterungen des Standardmodells und von alternativen Theorien vorhergesagt werden.

Eine ausführliche Darstellung des physikalischen Potentials von HERA findet sich in [HER91].

1.2 Aufbau des H1–Detektors

Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die wichtigsten Komponenten des H1–Detektors gegeben; eine detaillierte Beschreibung ist in [H1c93b] zu finden.

Aufgrund der sehr verschiedenen Energien der beiden kollidierenden Strahlen ist das e–p–Schwerpunktsystem mit einem Lorentzfaktor $\gamma = 2.9$ in Protonrichtung geboostet (bei HERA als *Vorwärtsrichtung* bezeichnet). Tiefinelastische Ereignisse bei nicht zu kleinen x sind daher durch einen großen hadronischen Energiefluß und hohe Teilchenmultiplizitäten im Vorwärtsbereich charakterisiert (in Abbildung 1.3 die linke Seite). Das bedingt die asymmetrische Konstruktion des H1–Detektors mit stärkerer Instrumentierung in Vorwärtsrichtung.

Der Wechselwirkungsbereich, welcher entlang des Strahls, also in z–Richtung, eine Ausdehnung von $\sigma_z \approx \pm 12$ cm hat, wird von den zentralen Spurenkammern *(1)* symmetrisch umschlossen (siehe Detailabbildung 1.4). Die beiden zylinderringförmigen Jetkammern *CJC1* und *CJC2* mit in z–Richtung gespannten Zähldrähten erlauben die Rekonstruktion geladener Spuren mit einer Auflösung von $\sigma_{r\phi} = 170\ \mu$m; die z–Koordinate wird über Ladungsteilung mit einer Genauigkeit $\sigma_z = 2.2$ cm bestimmt. Eine genauere z–Information liefern zusätzlich zwei weitere dünne Driftkammern (zentrale innere und äußere z–Kammer, *CIZ* bzw. *COZ*), welche sich, ebenso wie die Vieldrahtproportionalkammern *CIP* und *COP*, zwischen der *CJC1* und dem Strahlrohr bzw. zwischen den beiden Jetkammern befinden. In den CIZ– und COZ–Kammern, mit Zähldrähten senkrecht zur Strahlachse, beträgt die Auflösung $\sigma_z = 300\ \mu$m.

Abbildung 1.3: Schematische Darstellung des H1–Detektors

In der Vorwärtsrichtung schließt sich ein modular aufgebauter Spurdetektor an *(2)*, welcher aus planaren Driftkammern, Vieldrahtproportionalkammern, Übergangsstrahlern und radialen Driftkammern besteht. Der Spurrekonstruktion in Rückwärtsrichtung dient eine weitere Vieldrahtproportionalkammer, die *Backward MWPC* oder *BPC*. Die vorderen und zentralen Proportionalkammern werden zur schnellen Vertex–Erkennung für den *First Level Trigger* benutzt.

Abbildung 1.4: Die inneren Spurkammern des H1–Detektors

Die inneren Spurkammern sind hermetisch vom kalorimetrischen System umgeben. Der Polarwinkelbereich zwischen $\theta = 4^\circ$ und $\theta = 153^\circ$ wird von einem Flüssig–Argon–Kalorimeter feiner Granularität abgedeckt, innen mit einem elektromagnetischen Teil aus Bleiabsorbern *(3)* mit einer Dicke von 20–30 Strahlungslängen, außen mit einem hadronischen Teil aus Stahlabsorbern *(4)*. Die Gesamtdicke der elektromagnetischen und der hadronischen Komponente beträgt mindestens 4.5 hadronische Wechselwirkungslängen. Außerhalb des Kryostaten befinden sich in Protonrichtung das die Strahlröhre eng umschließende *PLUG*–Kalorimeter *(15)*, sowie im Rückwärtsbereich ein elektromagnetisches Blei–Szintillator–Sandwichkalorimeter *(10)* mit 22.5 Strahlungslängen Dicke, das *BEMC*.

Spurkammern und Kalorimeter liegen innerhalb einer supraleitenden Magnetspule *(6)*, welche ein Feld von 1.2 T erzeugt und Impulsmessung über die Krümmung geladener Spuren ermöglicht. Das laminar aufgebauten Eisenjoch *(7)* ist mit *Streamer Tubes* bestückt, die als Tailcatcher–Kalorimeter und als Myon–Spurkammern dienen. Innen und außen am Eisenjoch befinden sich weitere Myonkammern *(8)* und, in Vorwärtsrichtung, ein Myonspektrometer *(14)*.

1.3 Messung von x und Q^2

Die kinematischen Variablen x und Q^2 bei tiefinelastischer Streuung mit neutralem Strom (siehe Abbildung 1.1) werden aus dem gestreuten Elektron, dem hadronischen Endzustand, oder aus beidem bestimmt.

Sind die Energien des einlaufenden und des gestreuten Elektrons, E_e und E'_e, sowie der

Streuwinkel θ_e bekannt[2], so folgt:

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2(\theta_e/2) \tag{1.1}$$

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2(\theta_e/2)\ . \tag{1.2}$$

Die Lorentzinvariante y wird aus den Viererverktoren des Protonimpulses p_μ, des Elektronimpulses k_μ und des Impulsübertrags $q_\mu = k'_\mu - k_\mu$ gebildet: $y = (p_\mu q^\mu)/(p_\nu k^\nu)$. x errechnet sich dann aus der Identität $Q^2 = sxy$.

Die Auflösungen betragen

$$\frac{\delta Q^2}{Q^2} = \frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \tan(\theta_e/2)\delta\theta_e \tag{1.3}$$

$$\frac{\delta y_e}{y_e} = \frac{(y_e - 1)}{y_e}\frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \frac{(1-y_e)}{y_e}\cot(\theta_e/2)\delta\theta_e\ . \tag{1.4}$$

Das Symbol $\oplus$ bedeutet hier die quadratische Fehleraddition.

Aus dem Hadronenfluß läßt sich y nach der *Jacquet–Blondel–Methode* [blo79] bestimmen:

$$y_h = \frac{\sum_h (E_h - p_{zh})}{2E_e}\ . \tag{1.5}$$

E_h und p_{zh} bezeichnen die Energie und den longitudinalen Impuls in Protonrichtung des Hadrons h.

Die Auflösung beträgt hier

$$\frac{\delta y_h}{y_h} = \frac{\delta E_J}{E_J} \oplus \cot(\theta_J/2)\delta\theta_J\ , \tag{1.6}$$

wo E_J und θ_J die Energie und den Winkel des Current–Jets bedeuten; sie ist für kleine y besser als bei Benutzung des Elektrons (Gleichung 1.4). Bei kleinen Werten von y (ungefähr $y < 0.1$) wird die beste Genauigkeit mit der kombinierten Bestimmung von Q^2 nach Gleichung 1.1 und von y nach Gleichung 1.5 erreicht.

Bei sehr kleinen x ist das Schwerpunktsystem des harten Streuprozesses in $(-z)$–Richtung geboostet; sowohl das Elektron als auch der Current–Jet werden bevorzugt unter großen Winkeln θ in den Rückwärtsbereich gestreut. Die Ungenauigkeit von Q^2 wird durch den Faktor $\tan(\theta_e/2)$ dominiert, welcher bei den größten Winkeln die Auflösung $\delta\theta_e$ mit einem Faktor 40 gewichtet. Das stellt hohe Anforderungen an die Spurrekonstruktion im Rückwärtsbereich: Die Winkelauflösung sollte besser als 1 mrad sein.

1.4 Das Detektor–Upgrade–Programm

Die Untersuchung von Ereignissen mit sehr kleinem x wird beim gegenwärtigen Zustand des H1–Detektors vor allem durch die Ausdehnung der Strahlröhre begrenzt (Durchmesser 19 cm). Das BEMC überdeckt den Polarwinkelbereich $\theta = 155^\circ \ldots 176^\circ$ und erlaubt die Rekonstruktion gestreuter Elektronen bis hin zu $\theta = 173^\circ$.

Auch die Spurmessung weist im Rückwärtsbereich Mängel auf: Die BPC liefert lediglich den Durchstoßpunkt geladener Spuren mit einer Auflösung $\sigma_{xy} = 1.4$ mm; Richtung und Krümmung können nur für $\theta < 165^\circ$ mit den zentralen Jetkammern bestimmt werden.

Das Upgrade–Programm [H1c93c] soll die Detektorakzeptanz zu größeren Winkeln θ erweitern. Folgende Maßnahmen werden durchgeführt:

[2]Der Polarwinkel θ wird in HERA–Konvention auf die Richtung des Protonstrahls $(+z)$ bezogen.

- Verringerung des Außendurchmessers der Strahlröhre auf 12 cm.
- Einbau eines die Strahlröhre umfassenden Siliziumstreifen–Detektors nahe am Vertex (*Backward Silicon Tracker, BST*), um auch bei großen θ Spursegmente nahe am Vertex messen zu können.
- Ersetzung des BEMC durch ein Blei–Szintillatorfiber–Kalorimeter (*SPACAL*) mit elektromagnetischer (27 Strahlungslängen) und hadronischer (1 Wechselwirkungslänge) Sektion. Die Winkelakzeptanz soll sich bis $\theta = 178^\circ$ erstrecken.
- Ersetzung der BPC durch eine Driftkammer, die *Backward Drift Chamber (BDC)*, welche direkt vor das SPACAL positioniert wird und dessen Akzeptanzbereich überdeckt. Mit der BDC wird die Rekonstruktion räumlicher Spursegmente ermöglicht.

Das Ziel ist die Elektron–Rekonstruktion bis zu $\theta = 177^\circ$, wodurch bei kleinen x der kinematisch zugängliche Bereich in Q^2, und damit auch die Ereigniswahrscheinlichkeit, um ein Vielfaches erweitert wird: beispielsweise für $x = 10^{-4}$ von vorher $Q^2 > 6$ GeV$^2/c^2$ nach $Q^2 > 2$ GeV$^2/c^2$.

Die H1–Gruppe des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg beteiligt sich mit dem Bau der BDC am Upgrade. Die Kammer soll im Januar 1995 bei H1 installiert werden. Um Fertigungs– und Betriebserfahrung zu sammeln und um das Aufbaukonzept verbessern zu können, wurde im Herbst 1993 ein Prototyp hergestellt und bei DESY getestet.

Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurde einerseits mit Hilfe von Simulationsrechnungen die Geometrie des elektrostatischen Driftfelds der BDC optimiert. Andererseits wurden die Testmessungen durchgeführt und die Meßdaten analysiert. Das Hauptgewicht dieser Arbeit liegt auf der Bestimmung von Betriebsparametern des Prototypen, zum Teil mit verschiedenen Methoden. Es wird versucht, anhand dieser Ergebnisse zu beurteilen, ob die BDC das leisten kann, was von ihr verlangt wird. Die im Detail an sie gestellten Anforderungen werden in Kapitel 3 diskutiert.

Kapitel 2

Driftkammerphysik

2.1 Vorbemerkung

Driftkammern werden seit 1971 als Detektoren in der Elementarteilchenphysik verwendet [wal71]. In einer Driftkammer ist das Nachweisprinzip des *Proportionalzählrohres* verwirklicht, sie ist also sensitiv auf ionisierende Teilchen. Außerdem werden die *Elektronentransporteigenschaften* des Füllgases ausgenutzt, wodurch eine Rekonstruktion des Ionisationsortes möglich wird. Driftkammern eignen sich daher gut zur präzisen Bestimmung von Flugbahnen geladener Teilchen.

In diesem Kapitel soll nur auf einige physikalische Aspekte der Funktionsweise von Driftkammern eingegangen werden, die im Zusammenhang mit dieser Arbeit besonders wichtig sind. Eine grundlegende Einführung geben [kle87], [leo87] und [sau87].

2.2 Ionisation, Drift und Diffusion

Durchquert ein geladenes Teilchen das Gasvolumen der Driftkammer, so ionisiert es Gasatome (oder auch Moleküle) entlang seiner Flugbahn. Die Ionisation ist ein diskreter und statistischer Prozeß; die Anzahl der primären Elektron–Ion–Paare und die Orte ihrer Entstehung sind wahrscheinlichkeitsverteilt. Der mittlere Energieverlust geladener Teilchen pro Weglänge wird durch die Formel von *Bethe* und *Bloch* beschrieben (nach [per87]):

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X} = \frac{4\pi N_\mathrm{A} z^2 e^4}{mv^2}\frac{Z}{A}\left(\ln\left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right) \tag{2.1}$$

Es bedeuten: $X = \rho x$: mit der Materialdichte gewichtete Weglänge; N_A: Avogadro–Konstante; z: Ladungszahl des ionisierenden Teilchens; e: Elementarladung; Z, A: Ladungs– bzw. Massenzahl des ionisierten Materials; m: Elektronenmasse; v: Geschwindigkeit; $I \approx 10Z$ eV: effektives Ionisationspotential; $\beta = v/c$.

Mit steigender Teilchenenergie durchläuft der Energieverlust ein Minimum und steigt dann logarithmisch an (siehe Abbildung 2.1). Bei Energien $E \approx 3Mc^2$ (M: Teilchenmasse) spricht man daher von *minimalionisierenden Teilchen*. Im hochrelativistischen Energiebereich sagt Gleichung (2.1) einen unbeschränkten Anstieg vorher, was nicht beobachtet wird. Die zusätzliche Berücksichtigung des *Dichteeffekts*[1] als Korrektur zum Modell von *Bethe* und *Bloch* liefert bessere Ergebnisse [ste71]: Der relativistische Anstieg geht über in ein

[1] Als Dichteeffekt wird die Abschirmung des transversalen elektromagnetischen Feldes durch die Polarisierung des Mediums bezeichnet.

Abbildung 2.1: Links: Energieverlust als Funktion der Energie für verschiedene Teilchen; rechts: Landauverteilung (beide aus [leo87])

Gas	Z	A	W_i in eV	$\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ in keV/cm	n_ges in Paare/cm
Ar	18	39.9	26	2.44	94
C_4H_{10}	34	58	23	4.50	195

Tabelle 2.1: Eigenschaften einiger Gase (aus [sau87]). Energieverlust und Zahl der Ionenpaare sind für minimalionisierende Teilchen bei Atmosphärendruck angegeben.

Plateau konstanten Energieverlusts. Eine exaktere Beschreibung liefert auch das *Photon–Absorptions–Ionisationsmodell* [all80].

Der Gesamtenergieverlust bei Durchquerung einer Materialschicht gehorcht der *Landauverteilung* (siehe Abbildung 2.1), welche einen langen Ausläufer hin zu großen Energieverlusten hat. Diese werden durch *δ–Elektronen* verursacht, die bei Ionisationsstößen mit hohem Energieübertrag entstehen und bevorzugt senkrecht zur Teilchenbahn emittiert werden. δ–Elektronen haben typisch eine absolute Reichweite von einigen Hundert μm und ionisieren weitere Gasatome, wodurch die Ionisationsspur entlang der Teilchenbahn verschmiert und die Ortsauflösung der Driftkammer grundsätzlich beschränkt wird. Die Gesamtzahl produzierter Elektron–Ion–Paare ergibt sich aus $n_\mathrm{ges} = \Delta E/W_\mathrm{i}$, wo ΔE: totaler Energieverlust, und W_i: effektive mittlere Energie zur Produktion eines Paares. In Tabelle 2.1 sind einige Eigenschaften der in der BDC verwendeten Gase Argon und Isobutan zusammengestellt.

Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes im Driftraum bewegen sich die Elektronen zum Zähldraht und die Ionen zur Kathode. Für die mittlere Driftgeschwindigkeit der Elektronen im elektrischen Feld E gilt (nach einem einfachen Modell von *Townsend*)

$$v_\mathrm{d} = \frac{e}{2m} E\tau \ . \tag{2.2}$$

Die mittlere Zeit τ zwischen zwei Kollisionen mit dem Gas ist eine Funktion von E. Der entlang der Feldlinien gerichteten *Drift* ist die ungerichtete thermische *Diffusion* überlagert, welche ebenfalls die Auflösung limitiert. Eine ursprünglich eng lokalisierte Elektronenwolke ist nach einer Zeit t gaussisch verteilt mit einer linearen Standardabweichung $\sigma = \sqrt{2Dt}$, wobei D den Diffusionskoeffizienten bezeichnet. In einer Mischung aus 75% Argon und 25% Isobutan z. B. beträgt die Diffusion auf 1 cm Driftweg etwa $\sigma = 200$ μm für einen weiten Bereich von E [sau87].

Ist zusätzlich ein magnetisches Feld $\vec{H}$ vorhanden, werden die Elektronen zwischen zwei Kollisionen durch die Lorentz–Kraft von der elektrischen Feldrichtung abgelenkt, und die Driftgeschwindigkeit wird reduziert. In konstanten und senkrecht zueinander stehenden elektrischen und magnetischen Feldern bewegt sich ein Elektronenschwarm mit einer Driftgeschwindigkeit v_H unter dem *Lorentzwinkel* α_L zum elektrischen Feld:

$$v_H = \frac{v_\mathrm{d}}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}} \quad \text{mit} \quad \omega = \frac{eH}{m} \ , \tag{2.3}$$

$$\tan\alpha_\mathrm{L} = \omega\tau \ . \tag{2.4}$$

Kombination der Gleichungen (2.2), (2.3) und (2.4) miteinander ergibt die Proportionalität

$$\tan\alpha_\mathrm{L} \sim v_\mathrm{d}\frac{H}{E} \ , \tag{2.5}$$

welche näherungsweise für nicht zu große E gültig ist.

Der Abstand s der Ionisationsspur eines Teilchens vom Zähldraht kann aus der Differenz zwischen dem Zeitpunkt t_0 der Ionisation und dem Zeitpunkt t' der Ankunft der driftenden Elektronen am Draht bestimmt werden. Es gilt

$$s = \int_{t_0}^{t'} v_\mathrm{eff}(t)\,\mathrm{d}t \ . \tag{2.6}$$

Als effektive Driftgeschwindigkeit $v_\mathrm{eff} = v_H\cos\alpha_\mathrm{L}$ wird die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Zähldraht bezeichnet. Bei den in Driftkammern verwendeten Gasmischungen ist eine möglichst geringe Variation von v_eff in einem großen Arbeitsbereich der elektrischen Feldstärke erwünscht, da sich dann die Orts–Zeit–Relation vereinfacht:

$$s = v_\mathrm{eff}(t'-t_0) \quad \text{für} \quad v_\mathrm{eff} = \text{const.} \tag{2.7}$$

Elektronegative Verunreinigungen des Gases (z. B. O_2, H_2O oder CO_2) lagern driftende Elektronen an, verringern die Anzahl der den Zähldraht erreichenden Ladungen, und können so die Effizienz der Driftkammer stark vermindern.

2.3 Signalentstehung

Nahe am Zähldraht steigt die elektrische Feldstärke wie $1/r$ an. Oberhalb einiger kV/cm können Elektronen zwischen zwei Kollisionen derart beschleunigt werden, daß Anregung und Ionisation des Gases erfolgt. Durch die Entstehung neuer Elektron–Ion–Paare tritt eine lawinenartige Multiplikation der Ladungen ein; dieser Prozeß findet in einem Abstand vom Draht von typisch einigen Drahtradien statt. Die laterale Diffusion der entstehenden Elektronen führt dazu, daß sich eine tropfenförmige Ladungswolke um den Draht herum ausbildet (siehe Abbildung 2.2). Der Prozeß der Lawinenbildung und das Einsammeln der Elektronen

Abbildung 2.2: Zeitliche Entwicklung der Lawine am Zähldraht (aus [sau87])

am Zähldraht dauert etwa nur 1 ns, die Drift der positiven Ionenwolke zur Kathode jedoch erheblich länger: Ionen sind grob um einen Faktor 1000 langsamer als Elektronen. Da Driftkammern gewöhnlich im Proportionalbereich betrieben werden, ist eine Bestimmung der Primärionisation und letztlich des Energieverlusts des ionisierenden Teilchens möglich.

In der Lawine angeregte Edelgasatome emittieren energiereiche Photonen, die das Gas oder die Kathode ionisieren und so weitere Lawinen verursachen können. Dieser Effekt, der die erreichbare Gasverstärkung[2] im Proportionalbetrieb limitiert, kann durch die Zugabe meist organischer Molekülgase[3](*Quencher* genannt) vermindert werden. Quencher absorbieren die Photonen und setzen deren Energie durch Dissoziation oder in elastischen Stößen um. Die mit solchen Mischungen erzielbare Gasverstärkung beträgt ca. 10^6.

Das elektrische Signal am Zähldraht wird durch die Bewegung der Elektronen und Ionen induktiv verursacht. Eine genaue Rechnung [leo87] zeigt, daß für die induzierte Spannung die Entfernung maßgeblich ist, welche die Ladungen im elektrischen Potential zurücklegen. Da die Lawine direkt am Draht entsteht, liefert die zur Kathode driftende Ionenwolke den Hauptbeitrag und die Elektronen sind vernachlässigbar. In einer zylindersymmetrischen Geometrie wie bei einem Zählrohr beträgt die gesamte induzierte Spannung

$$V = -\frac{Q}{lC} , \tag{2.8}$$

wo Q: Gesamtladung; l,C: Länge bzw. Kapazität des Zählrohrs. Die zeitliche Entwicklung ist (angenähert) gegeben durch

$$V(t) = -\frac{Q}{4\pi\epsilon l} \ln\left(1 + \frac{\mu C V_0}{\pi\epsilon\, a^2} t\right) . \tag{2.9}$$

Es bedeuten: ϵ: Dielektrizitätskonstante des Gases; μ: Ionenbeweglichkeit; V_0: angelegte Spannung; a: Drahtradius. Üblicherweise wird dieses lang ansteigende Spannungssignal durch ein RC–Glied differenziert und nur die Information der steilen Anfangsflanke genutzt. Abbildung 2.3 zeigt die mit verschiedenen Zeitkonstanten τ erhaltenen Pulsformen.

[2] Die Gasverstärkung ist der Quotient aus der Gesamtladung der Lawine und der primären Ionisation.
[3] Üblich sind z. B. Methan, Isobutan oder Alkohole.

Abbildung 2.3: Pulsformen nach RC–Differentiation des Spannungssignals mit verschiedenen Zeitkonstanten τ. Zeiten sind in ns angegeben. Aus [leo87]

Kapitel 3

Die neue Rückwärts–Driftkammer für den H1–Detektor

3.1 Anforderungen an die BDC

Wie in Kapitel 1 dargelegt wurde, soll mit dem Einbau der BDC die Rekonstruktion von Spuren im Rückwärtsbereich verbessert werden. Im Einzelnen werden an die BDC folgende Ansprüche gestellt [H1c93c]:

- *Bestimmung eindeutiger räumlicher Spursegmente im Akzeptanzbereich des SPACAL.* Die BDC–Spursegmente sollen als Ausgangsstücke einer Rekonstruktion mit der Einbeziehung anderer Detektorkomponenten dienen können.
- *Messung des Auftreffpunktes auf dem SPACAL mit einer Genauigkeit von 1 mm.* Die Identifikation von Elektronen läßt sich durch *Track–Cluster–Matching* verbessern.
- *Gewährleistung einer Auflösung in radialer Richtung* $\sigma_r < 400\ \mu$m. Damit wird die Bestimmung von θ_e mit einer Genauigkeit von 0.5 mrad sichergestellt.
- *Erkennung und Rekonstruktion von Spuren mit hohem Impuls in elektromagnetischen Schauern.* Diese Spuren sind mit Kalorimeter–Clustern gut korreliert.
- *Abschätzung des Energieverlusts von Elektronen, welche bereits im „toten" Material vor der BDC aufschauern.* Diese *Presample*–Funktion soll Energiekorrekturen zum SPACAL liefern. (Eine eingehende Diskussion des Effekts des toten Materials im Rückwärtsbereich ist in [mec94] zu finden.)
- *Bereitstellung schneller Informationen für den Level 1 Trigger.* Die Messung des polaren Spurneigungswinkels θ mit der BDC soll helfen, e–p–Ereignisse von Untergrund zu unterscheiden.

Insbesondere bei kleinen Abständen zur Strahlröhre ist die BDC einem Untergrund hoher Rate ausgesetzt, welcher von *Beam–Gas*–Ereignissen und vom Proton–Halo herrührt. Monte–Carlo–Rechnungen und Datenanalysen [H1c93c] sagen vorher, daß mit einer Wahrscheinlichkeit von 1.3% pro *Bunch Crossing*[1] mindestens eine durch Untergrund verursachte Spur in der BDC zu finden ist. Bei kleinen Radien r ist die lokale Wahrscheinlichkeit ein

[1]Als *Bunch Crossing* wird die alle 96 ns stattfindende Kollision zweier Teilchenpakete im H1–Detektor bezeichnet.

Vielfaches höher. Die Überlagerung der Informationen vieler Bunch Crossings kann so zu Pileup führen; daher sollte die maximale Driftzeit entsprechend kurz sein.

3.2 Aufbaukonzept

In Abbildung 3.1 ist das geometrische Prinzip der BDC verdeutlicht: Die Zähldrähte sind als Kanten eines Achtecks spinnwebenartig um die Strahlröhre angeordnet. Die Driftwege verlaufen in radialer Richtung, so daß eine gute Auflösung des Polarwinkels θ erreicht werden kann. Jede der dargestellten achteckigen Scheiben besteht aus zwei Draht–Einzellagen, die um die maximale Driftlänge in r versetzt sind, wodurch die lokale Auflösung der Links–Rechts–Ambiguität ermöglicht wird.

Abbildung 3.1: Anordnung der Draht–Doppellagen in der BDC. Geplant sind **vier** Doppellagen, nicht fünf wie abgebildet.

Um die Azimutalkoordinate ϕ einer Spur rekonstruieren zu können, sind aufeinanderfolgende Doppellagen jeweils um einen Winkel $\Delta\phi$ gegeneinander rotiert. Abweichend vom *Technical Proposal* [H1c93c] sind vier Doppellagen mit $\Delta\phi = 11.25^\circ$ geplant[2].

Die Driftzellengröße ist an die erwartete Teilchenrate angepaßt: Der maximale Driftweg beträgt bei kleinen Radien 5.08 mm und bei großen Radien 15.24 mm. Die maximale Driftzeit in kleinen Zellen liegt damit unter 170 ns, so daß sich die Spuren von höchstens zwei Bunch Crossings überlagern. Zwischen kleinen und großen Zellen liegt eine asymmetrische Übergangszelle, die auf der einen Seite des Drahts einen kleinen, und auf der anderen Seite einen großen Driftraum hat.

[2]Ursprünglich waren fünf Doppellagen mit $\Delta\phi = 18^\circ$ vorgesehen.

Damit die BDC aus dem H1–Detektor entfernt werden kann, ohne die Vakuum–Strahlröhre dafür demontieren zu müssen, ist die Kammer aus zwei Übermodulen aufgebaut, welche sich von der Strahlröhre wegziehen lassen (siehe Abbildung 3.2). Jedes Übermodul besteht aus vier halbkreisscheibenförmigen *Container–Modulen*, in welche je vier *Wire–Module* eingeschoben sind. Auf den Wire–Modulen (siehe Detailabbildung 3.3) sind beidseitig je 32 Zähldrähte gespannt und die Drifträume durch aufgesetzte Kathodenflächen voneinander getrennt. An die Kathoden wird negative Hochspannung angelegt; die Zähldrähte liegen auf Potential Masse. Abbildung 3.4 zeigt einen r–z–Schnitt durch eine Doppellage und verdeutlicht die Abmessungen.

Abbildung 3.2: Darstellung des modularen Aufbaus der BDC.

Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des Wire–Moduls.

Die Wände des Container–Moduls und die Mittelplatte des Wire–Moduls sind als viellagige Leiterplatinen ausgeführt, auf denen längs zur Driftzelle orientierte Elektrodenstreifen zur Feldformung verlaufen. In der Mittelplatte liegen auch die Hochspannungszuführungen sowie die Signalleitungen, welche aus Platzmangel nicht im Material am Sektorrand des Wire–Moduls entlanggeführt werden können; HV–Widerstandsteiler und Vorverstärker sind oben am äußeren Rand des Wire–Moduls angebracht. Auf die Anordnung der Feldelektroden wird im folgenden Kapitel detailliert eingegangen, und genauere Erläuterungen zum Aufbau der Viellagen–Leiterplatine sind im Abschnitt über den BDC–Prototypen zu finden.

In jeder Doppellage sind an den radial verlaufenden Grenzen benachbarter Wire–Modul–Oktanten ineffiziente Zonen zu erwarten. Das hat drei Ursachen:

1. Die Gesamtdicke des Materials an der Grenze beträgt in azimutaler Richtung etwa 2 mm. Diese geometrische Ineffizienz ist nicht behebbar.

2. Aufgrund des Lorentzwinkels im Magnetfeld des H1–Detektors gibt es Zonen, in denen Elektronen nicht auf den Draht, sondern auf den Sektorrand driften. Die sich daraus ergebende Notwendigkeit, den Lorentzwinkel so klein wie möglich zu halten, führte — neben anderen Erwägungen — zur Betrachtung von neuartigen Argon/Isobutan/Ammoniak–Mischungen als mögliche Driftgase für die BDC. Beim BDC–Prototypen wurde eine solche Mischung eingesetzt.

3. Die gestörte Geometrie des elektrischen Feldes am Sektorrand trägt ebenfalls zur Ineffizienz bei. Die Untersuchung dieses Effekts ist auch Gegenstand dieser Arbeit (siehe Kapitel 6.5).

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über charakteristische Daten der BDC, und Abbildung 3.5 verdeutlicht den Aufbau der gesamten Kammer in einem Schnitt längs der Strahlachse. Hierbei ist jeweils nur ein Oktanten–Modul jeder Doppellage dargestellt.

Backward Drift Chamber	
Innenradius des sensitiven Bereichs	62.70 mm
Außenradius des sensitiven Bereichs	710.40 mm
Driftraum in kleinen Zellen ($r <$ ca. 220 mm)	5.08 mm
Driftraum in großen Zellen ($r >$ ca. 220 mm)	15.24 mm
Dicke einer Driftzelle in z–Richtung	6.5 mm
Zähldraht–Material	Wolfram, goldbeschichtet
Dicke der Zähldrähte	20 μm
Dicke einer Kathode in r–Richtung	0.2 mm
Dicke der Mittelplatte eines Wire–Moduls	3.0 mm
Wanddicke eines Container–Moduls	1.3 mm
Stereowinkel aufeinanderfolgender Draht–Doppellagen	11.25°
Anz. von Zähldrähten in der Einzellage eines Oktanten	32
Gesamtzahl von Draht–Einzellagen	8
Gesamtzahl von Zähldrähten	2048

Tabelle 3.1: Einige charakteristische Daten der BDC.

Abbildung 3.4: Schematischer r–z–Schnitt durch eine Doppellage der BDC.

Abbildung 3.5: Rißzeichnung der BDC. Im Schnitt längs der Strahlachse sind die verschieden großen Driftzellen in den vier Doppellagen erkennbar.

Kapitel 4

Berechnungen zur Feldgeometrie mit MAFIA

4.1 Vorbemerkung

Die Geometrie der einzelnen großen oder kleinen Driftzelle der BDC ist durch zwei Besonderheiten geprägt:

- Die Ausdehnung des Driftraumes in der Durchquerungsrichtung geladener Teilchen (z–Richtung) ist mit nur 6 mm relativ klein. In einer Argon/Isobutan/Ammoniak–Mischung erzeugt ein kreuzendes minimalionisierendes Teilchen pro Zelle im Mittel etwa 50 bis 60 primäre Elektron–Ion–Paare. Randverzerrungen des elektrischen Feldes, die insbesondere durch die diskrete Anordnung der Feldformungselektroden verursacht werden, können die Ausdehnung des Bereichs, in dem Primärelektronen zum Draht driften, weiter verkleinern. Das führt zu großen statistischen Fluktuationen der am Draht nachweisbaren Primärionisation, und dementsprechend wird die $\mathrm{d}E/\mathrm{d}z$–Auflösung verschlechtert.

- Die inhomogene Nahfeldzone um den Zähldraht herum hat eine Ausdehnung, die, grob abgeschätzt, durch den Abstand Draht–Mittelelektrode = 3 mm gegeben ist. Sie greift weit in den Driftraum hinein, und es ist unklar, wie groß bei gegebenen Spannungen die Driftfeldstärke ist und wie stark sie im Driftraum variiert.

Wünschenswert ist also ein Feldverlauf mit höchstmöglicher Homogenität im Driftraum, und zwar auch am Rand der Zelle, und mit möglichst kleiner und scharf lokalisierter Draht–Nahzone. Um die BDC daraufhin zu optimieren, wurde die Feldgeometrie mit dem Programmpaket *MAFIA* berechnet. Eine Beschreibung des Programms ist im Anhang zu finden.

4.2 Einfluß der Feldformungselektroden

Der erste Entwurf der BDC sah eine einfache Lage von kupfernen Elektrodenstreifen einer Dicke von 17 μm und einer Rasterung (Breite, Abstand) von 0.635 mm vor. Abbildung 4.1 zeigt den mit dieser Anordnung berechneten Potentialverlauf in einer kleinen Driftzelle, welche im Querschnitt dargestellt ist. Die Zelle ist unten von der GFK–Platine des Wire–Moduls, oben von derjenigen des Container–Moduls begrenzt; links und rechts sind die auf

Abbildung 4.1: Potential in der kleinen BDC–Zelle mit einlagiger Elektrodenanordnung.

dem Wire–Modul angebrachten Kathoden zu erkennen. Die äußeren Randflächen in $\pm y$–Richtung[1] werden von geerdeten Kupferlagen gebildet.

[1] Es ist zu beachten, daß die angegebenen Koordinatenachsen der MAFIA–Modellierung nicht mit den sonst hier benutzten übereinstimmen.

Abbildung 4.2: Feldvektoren in der kleinen BDC–Zelle mit einlagiger Elektrodenanordnung.

Abbildung 4.3: Potential in der kleinen BDC–Zelle mit doppellagiger Elektrodenanordnung.

Abbildung 4.4: Feldvektoren in der kleinen BDC–Zelle mit doppellagiger Elektrodenanordnung.

Das MAFIA–Modell hat in der z–Dimension nur die Ausdehnung von zwei Gitterebenen im Abstand 0.1 mm. An den $\pm z$–Grenzflächen werden die *Neumann*–Randbedingung und Spiegelsymmetrie gefordert: Damit ist das quasi zweidimensionale Modell äquivalent zu einer in Drahtrichtung unendlich ausgedehnten Driftzelle. Die gleichen Bedingungen sind auch für die $\pm x$–Berandungen gesetzt, um so die Anwesenheit von identischen Nachbarzellen in der gleichen Drahtlage zu simulieren.

In der BDC können, jeweils für kleine und große Zellen getrennt, zwei negative Hochspannungen eingestellt werden: Die der Mittelelektrode, welche dem Draht am nächsten ist *(Zählspannung $-U_{\mathrm{Z}}$)*, und die der Kathode *(Driftspannung $-U_{\mathrm{D}}$)*. Die restlichen Feldelektroden werden durch einen linearen Hochspannungsteiler auf die entsprechenden Zwischenwerte gelegt (siehe dazu Kapitel 5.1). Die im Modell simulierte Einstellung ist $U_{\mathrm{Z}} = 900$ V und $U_{\mathrm{D}} = 1233$ V.

In der GFK–Platine ist ein starker Potentialgradient zu erkennen, und zwischen den Elektrodenstreifen dringen Äquipotentiallinien aus der Platine in das Gasvolumen der Zelle ein. In Abbildung 4.2 ist das elektrische Feld im linken oberen Quadranten des Querschnitts in vektorieller Form dargestellt. Man sieht deutlich die Zunahme der Feldstärke in Drahtnähe (rechts unten). In der Nähe der Elektroden treten starke Verzerrungen auf: Über große Strecken entlang des Randes ist die Elektronendrift zur Wand hin gerichtet, und die Feldstärke erreicht etwa um einen Faktor 10 größere Werte als im homogenen Mittelbereich. Der Felddurchgriff verursacht eine Störung, die maximal ungefähr 1 mm in das Gasvolumen hineinreicht, damit ist die effektive Breite des Driftraumes auf 70% reduziert.

Dieser Verlust an effektiver Ionisationsstrecke ist nicht akzeptabel. Daneben kann auch die Anwesenheit starker elektrischer Feldkomponenten parallel zur Oberfläche des Detektormaterials Überschläge begünstigen und so die Hochspannungsfestigkeit der Kammer vermindern.

Daher wurde der Effekt einer doppellagigen und versetzten Anordnung der Feldelektroden untersucht (siehe die Abbildungen 4.3 und 4.4). Der Felddurchgriff in den Driftraum ist hier weitgehend ausgeschaltet, und es treten keine wesentlich größeren Feldstärken am Rande mehr auf. Die Maximalausdehnung der Störungen beträgt noch 0.35 mm, einer effektiven Breite des Driftraumes von nunmehr 88% entsprechend.

Ungeachtet des höheren konstruktiven Aufwands wurden die hier vorgestellten Ergebnisse berücksichtigt: Der Prototyp wurde mit doppellagigen Feldelektroden ausgestattet, was für die BDC ebenfalls geplant ist.

4.3 Verlauf und Stärke des Driftfelds

Sowohl für kleine als auch für große Zellen wurde für verschiedene Werte der Zähl– und der Driftspannung das elektrische Feld mit MAFIA berechnet. Dabei standen zwei Fragen im Vordergrund:

- Gibt es Einstellungen von U_{Z} und U_{D}, bei denen der homogene Bereich des Feldes möglichst groß und die Draht–Nahzone klein ist?
- Wie ist die Abhängigkeit der Driftfeldstärke E_{d} von U_{Z} und U_{D}?

Die Abbildungen 4.5 bis 4.10 zeigen beispielhaft den Potentialverlauf, beziehungsweise die Stärke des elektrischen Feldes entlang der Mittellinie vom Draht bis zur Kathode[2] bei drei verschiedenen Spannungseinstellungen, welche ungefähr gleiche Gasverstärkungen bewirken.

[2]Einer Einheit (großer Strich) auf der Ordinate entsprechen 2 mm.

Es ist jeweils ein Halbraum einer großen Zelle dargestellt. Mit **wachsender Differenz zwischen Drift– und Zählspannung** sind folgende Effekte erkennbar:

- Das zylindersymmetrische Draht–Nahfeld wird stärker zusammengedrängt und die Äquipotentiallinien fern des Drahts werden schwächer gekrümmt.
- Der Plateaubereich, in dem die Feldstärke nur relativ wenig variiert, reicht näher an den Draht heran. Die Driftfeldstärke auf dem Plateau nimmt zu.
- Nahe der Kathode wird die Feldstärke größer als in der Mitte zwischen Kathode und Draht: Es bildet sich eine flache „Mulde“ der Feldstärke aus.

Ein größere Differenz $U_\mathrm{D} - U_\mathrm{Z}$ gewährleistet also einen besseren Feldverlauf in der Driftzelle. Dabei ist der letzte der oben aufgeführten Effekte kontraproduktiv, aber klein: bei der dritten Einstellung $U_\mathrm{Z} = 850$ V, $U_\mathrm{D} = 2500$ V führt er, bezogen auf das Minimum, zu einem Anstieg der Feldstärke von 16% an der Kathode. Der Homogenitätsgrad des Driftfeldes ist in Tabelle 4.1 quantifiziert. Hier wird die Variation der Feldstärke im Bereich *2 mm Abstand vom Draht ↔ Kathode* betrachtet: Sind E_max und E_min der maximale bzw. der minimale Wert in diesem Bereich, so ist die prozentuale Variation V_E hier definiert als

$$V_E := \frac{E_\mathrm{max} - E_\mathrm{min}}{\frac{1}{2}\left(E_\mathrm{max} + E_\mathrm{min}\right)} \ . \tag{4.1}$$

Spannungseinstellung		Variation V_E
U_Z in V	U_D in V	von E
950	1500	86%
900	1900	53%
850	2500	30%

Tabelle 4.1: Prozentuale Variation der Feldstärke E außerhalb der Draht–Nahzone in Abhängigkeit von U_Z und U_D.

Um die mittlere Feldstärke im Plateaubereich abzuschätzen, und um gemessene mit theoretischen Driftgeschwindigkeiten *bei konstanter Feldstärke* vergleichen zu können, ist eine sinnvolle Definition der Größe „Driftfeldstärke“ notwendig. Dazu sei das gleiche räumliche Intervall D^* auf der x–Achse wie oben zugrundegelegt: $D^* = [2\text{ mm}, \text{Kathode}]$. Als *Driftfeldstärke* E_d soll im Weiteren der Mittelwert der elektrischen Feldstärke in diesem Intervall verstanden werden:

$$E_\mathrm{d} := \frac{1}{|D^*|}\int_{D^*}\left|\vec{E}(x)\right|\,\mathrm{d}x = \frac{|\phi(\text{Kathode}) - \phi(2\text{ mm})|}{|D^*|} \ . \tag{4.2}$$

Die gemäß dieser Definition berechneten Driftfeldstärken sind für verschiedene, bei Messungen mit dem BDC–Prototypen eingestellte Werte[3] von U_Z und U_D in Tabelle 4.2 zusammengefaßt. E_d ist hier in der Einheit Townsend (Td) der *reduzierten Feldstärke* E/N (N: Teilchendichte des Gases) angegeben. Unter Normalbedingungen gilt 1 Td = 250 V/cm.

[3] Beim Prototypen kann U_D für kleine Zellen nicht unabhängig vorgegeben werden (siehe Kapitel 5.1). U_D der kleinen Zellen ist durch den gemeinsamen Wert von U_Z, und durch U_D der großen Zellen festgelegt.

Abbildung 4.5: Potential in der großen BDC–Zelle bei $U_{\mathrm{Z}} = 950$ V und $U_{\mathrm{D}} = 1500$ V.

Abbildung 4.6: Verlauf der Feldstärke zwischen Draht und Kathode in der großen BDC–Zelle bei $U_{\mathrm{Z}} = 950$ V und $U_{\mathrm{D}} = 1500$ V.

Abbildung 4.7: Potential in der großen BDC–Zelle bei $U_{\mathrm{Z}} = 900$ V und $U_{\mathrm{D}} = 1900$ V.

Abbildung 4.8: Verlauf der Feldstärke zwischen Draht und Kathode in der großen BDC–Zelle bei $U_{\mathrm{Z}} = 900$ V und $U_{\mathrm{D}} = 1900$ V.

Abbildung 4.9: Potential in der großen BDC–Zelle bei $U_{\mathrm{Z}} = 850$ V und $U_{\mathrm{D}} = 2500$ V.

Abbildung 4.10: Verlauf der Feldstärke zwischen Draht und Kathode in der großen BDC–Zelle bei $U_{\mathrm{Z}} = 850$ V und $U_{\mathrm{D}} = 2500$ V.

	Große Zelle		Kleine Zelle	
U_Z in V	U_D in V	E_d in Td	U_D in V	E_d in Td
950	1500	1.9	1133	2.6
900	1500	2.0	1100	2.8
900	1700	2.5	1167	3.5
900	1900	3.0	1233	3.9
900	2100	3.5	1300	4.2
850	2100	3.6	1267	4.3
850	2300	4.1	1333	4.9
850	2500	4.6	1400	5.2
800	2700	5.3	1433	6.0
750	2900	5.9	1467	6.3
750	3100	6.4	1533	6.8
700	3300	7.0	1567	7.4

Tabelle 4.2: Driftfeldstärke E_d in Abhängigkeit von den eingestellten Spannungen.

4.4 Zusammenfassung

Eine doppellagige Anordnung der Elektroden verhindert weitgehend den Felddurchgriff in den Driftraum und verkleinert die Randzone mit gestörtem, inhomogenem Feldverlauf nah an den Elektroden. Gegenüber einer einlagigen Ausführung wird die aufgrund der Feldstörung ineffiziente Länge der Zelle in z–Richtung um einen Faktor 3 reduziert.

Je größer die Driftfeldstärke eingestellt wird, d. h. je größer die Differenz $U_\mathrm{D} - U_\mathrm{Z}$ ist, desto kleiner wird die stark inhomogene Draht–Nahfeldzone. Im Hinblick auf eine möglichst konstante Feldstärke über einen weiten Bereich des Driftraums ist es also notwendig, die BDC mit hoher Driftfeldstärke zu betreiben.

Kapitel 5

Die Testmessungen mit dem BDC–Prototypen

5.1 Aufbau des BDC–Prototypen

Der BDC–Prototyp besteht aus drei Wire–Modulen, welche in separate Container eingeschoben sind[1]. Die Abmessungen des Prototypen sind dadurch limitiert, daß er im Magnetfeld innerhalb eines Solenoiden betrieben werden soll. Daher ist die Anzahl der Driftzellen pro Einzellage gegenüber der BDC verringert: Auf der einen Seite des Wire–Moduls befinden sich acht kleine und vier große, und auf der anderen Seite sieben kleine und fünf große Zellen. Zwischen den kleinen und den großen liegt jeweils eine asymmetrische Übergangszelle, so daß eine Einzellage insgesamt aus 13 Zellen besteht. Der sensitive Bereich jedes Oktanten hat einen Innenradius von 61.5 mm und einen Außenradius von 302.8 mm.

Die Mittelplatte des Wire–Moduls ist eine neunlagige, symmetrisch zur fünften Lage aufgebaute Leiterplatine. Auf den ersten beiden Lagen verlaufen die gegeneinander versetzten Feldelektroden, welche über einen Hochspannungsbus in der dritten Lage mit dem Spannungsteiler am äußeren Oktantenradius verbunden sind. Die vierte Lage schirmt mit einer geerdeten Kupferlage den Signalbus ab: Die Zähldrähte sind einseitig am Sektorrand mit Striplines kontaktiert, welche in der fünften Lage radial nach außen laufen und in vielpoligen Steckern enden.

Ähnlich sind auch die mit Feldelektroden ausgestatteten Stirnwände der Container aufgebaut, welche außen geerdet sind. Hier entfällt der Signalbus, so daß eine Wand aus vier Platinenlagen besteht.

Abbildung 5.1 zeigt den HV–Teiler des Prototypen, welcher die Feldelektroden mit linear abgestuften Spannungen zwischen den außen angelegten Werten $-U'_\mathrm{D}$ und $-U_\mathrm{Z}$ versorgt. Im Gegensatz zur BDC können hier die Spannungen für große und kleine Driftzellen nicht unabhängig eingestellt werden. Die Zählspannung U_Z ist für beide gleich; die Driftspannung großer Zellen beträgt $U_\mathrm{D}^\mathrm{groß} = U'_\mathrm{D}$. Da die Feldelektroden beider Zellentypen an die gleiche Widerstandskette angeschlossen sind, gilt für die Driftspannung kleiner Zellen $U_\mathrm{D}^\mathrm{klein} = U_\mathrm{Z} + \frac{1}{3}(U'_\mathrm{D} - U_\mathrm{Z})$. Der 9.68 M$\Omega$–Widerstand stellt sicher, daß bei einem Ausfall der Zählspannung nicht eine zu hohe Spannung an den Elektroden in Drahtnähe anliegt.

In der Oktantenspitze sowie an den oberen beiden Ecken wurden zwischen die Containerwände GFK–Vollstücke eingesetzt und mit Paßbohrungen versehen. Die drei Module

[1] Diese drei voneinander unabhängigen Kammern mit jeweils zwei Draht–Einzellagen werden im Weiteren meist als „Oktanten“ oder „Module“ bezeichnet.

Abbildung 5.1: Hochspannungsteiler der BDC–Prototyp–Module zur Versorgung der Feldelektroden.

können so auf Paßstifte gesetzt und relativ zueinander positioniert werden. Für die Testmessungen wurden sie, gemäß der ursprünglich geplanten Anordnung der BDC, um einen Stereowinkel $\Delta\phi = 18^\circ$ gegeneinander verdreht. Dadurch entsteht ein Sektor mit Öffnungswinkel 9°, in dem sich alle drei Oktanten überlappen. In dieser Überlappungszone können Spuren in allen sechs Drahtlagen Treffer verursachen; dabei wird das vordere und das hintere Modul am Rand und das mittlere Modul in der Mitte getroffen. Die Geometrie des Prototypen wird in Abbildung 5.4 verdeutlicht.

Die Zu– und Abführung des Gases erfolgt durch eingesetzte Messingröhrchen in die GFK–Vollstücke an der Spitze und in einer der Ecken.

Im Folgenden wird der BDC–Prototyp auch einfach als BDC bezeichnet, sofern im Kontext eine Verwechslung ausgeschlossen ist.

5.2 Aufbau des Experiments

5.2.1 Der Strahl 22 bei DESY

Der BDC–Prototyp wurde im November 1993 am Elektronenstrahl 22 bei DESY getestet. Ausschlaggebend für die Wahl des DESY–Strahls war erstens die hohe Energie von 1 bis 6 GeV und zweitens die Möglichkeit, die Kammern in einem starken Magnetfeld zu betreiben.

Das Experimentiergebiet 22, in Abbildung 5.2 (nach [gen91]) schematisch dargestellt, befindet sich am Elektronensynchrotron DESY II, mit dem eine Maximalenergie von 7.5 GeV erreicht wird. In der Vakuumröhre des Synchrotrons befindet sich als *Primärtarget* ein Kohlefaden, an dem Bremsstrahlungsquanten erzeugt werden. Die Bremsstrahlung wird tangential aus dem Ring durch ein Vakuumrohr herausgeführt und trifft auf ein *Sekundärtarget* außerhalb des Vakuums, an welchem die Photonen in Elektron–Positron–Paare konvertieren können. Für die Messungen wurde ein Kupfertarget von 3 mm Dicke gewählt.

Photonen, Elektronen und Positronen treten dann durch eine Kaptonfolie in ein weiteres Vakuumsystem ein. Die Separation und die Impulsselektion der Elektronen geschieht durch einen Ablenkmagneten und einen nachfolgenden Vakuumkollimator unter einem Ablenkwin-

Abbildung 5.2: Der Strahl 22 bei DESY

kel von 1.5°. Die Energieeinstellung des Teststrahls erfolgt durch Regelung des Magnetstroms; die Energieauflösung kann durch Verfahren der Vakuumkollimator–Backen beeinflusst werden, welche auf eine Öffnung von 6×6 mm^2 eingestellt wurden. Es zeigte sich, daß die Rate mit steigender Strahlenergie stark abnimmt; daher wurde nicht bei Maximalenergie, sondern bei etwa 3 GeV gemessen. Schließlich erreichen die Elektronen durch ein Vakuumrohr das Experimentiergebiet. Hinter dem Austrittsfenster befindet sich ein Luftkollimator mit einer Öffnung von 1×1 mm^2. Im Abstand von etwa 6 m vom Luftkollimator steht ein zum Strahl zentrierter Solenoid–Elektromagnet mit einem Innendurchmesser von 70 cm und einer Länge von 145 cm. Das Magnetfeld wird über Einstellung des Stroms geregelt und erreicht eine Maximalstärke von 0.9 T.

Die Elektronenrate schwankte stark je nach DESY II–Bedingungen. In den günstigsten Fällen wurden mit Szintillationszählern über einen Run gemittelt 100 – 200 Hz gemessen.

5.2.2 Gesamtanordnung

Die Geometrie des Gesamtaufbaus ist in Abbildung 5.3 schematisch dargestellt. Der Strahl trat nach dem Luftkollimator durch einen Veto–Lochzähler und einen Triggerzähler. Es folgten sechs Referenzdriftkammern mit je einem Zähldraht, drei in horizontaler und drei in vertikaler Richtung orientiert. Diese Anordnung wurde auf einem Scannertisch aufgebaut und konnte zur Justierung relativ zum Strahl senkrecht und waagrecht verfahren werden.

In einem Abstand von 4.5 m, den die Elektronen in einem mit Helium gefüllten Polyethylen–Schlauch zurücklegten, stand auf einem Scannertisch eine analoge Anordnung aus Szintillatorzählern und vier Referenzdriftkammern, hier jeweils zwei horizontal bzw. vertikal orientiert. Die Referenzdriftkammern sollten eine unabhängige Rekonstruktion von Spuren und ihre Extrapolation in den Prototypen ermöglichen. Das Heliumvolumen diente zur Verminderung der Strahlaufweitung durch Vielfachstreuung.

Abbildung 5.3: Gesamtaufbau des Testexperiments

Der in den Solenoiden eingebrachte BDC–Prototyp wurde von einer aus nichtmagnetischen Aluminiumlegierungen hergestellten Auslegerkonstruktion gehalten (siehe Abbildung 5.4). Drei Oktanten–Kammermodule, je um einen Winkel $\Delta\phi = 18^\circ$ gegeneinander rotiert, sind an ihren drei Ecken mit Stiften an einem Rahmen befestigt. Der Rahmen hängt, ungefähr auf Höhe des Schwerpunkts um eine horizontale Achse drehbar, an einer schrägen Haltegabel, welche an einen Vierkant–Hohlbalken angeschraubt ist. Der auf einer Länge von ca. 1.5 m freischwebende Balken ist am anderen Ende mit einem Fahrtisch verschraubt, der auf zwei auf einem I–Träger angebrachten Rundschienen läuft und leichtes Hinein– und Herausfahren des Prototypen erlaubt. Der Träger schließlich ist auf der Platte eines in Strahlrichtung hinter dem Magneten stehenden Scannertisches befestigt.

Abbildung 5.4: Gesamtansicht des BDC–Prototypen mit Halterungskonstruktion. In der Gabel hängen die drei um 18° gegeneinander rotierten Oktantenmodule.

Durch horizontales und vertikales Verfahren des Scannertisches konnte die Position des Strahlflecks relativ zur Driftkammer variiert werden. Die ausleuchtbare Fläche war durch die innere Weite des Solenoiden begrenzt, sie überdeckte den größten Teil der Überlappung von mindestens zwei BDC–Oktanten.

Um auch die Antwort der BDC auf elektromagnetische Schauer untersuchen zu können, befand sich vor der Kammer eine Halterung zur Befestigung von Aluminium–, Kupfer– und GFK–Klötzen verschiedener Dicken.

Die bei H1 auftretende Neigung im Polarwinkel θ von aus der Vertexregion kommenden Spuren wurde durch Verkippen der BDC simuliert. Dazu diente ein auf dem Fahrtisch montierter Schrittmotor, der über eine Gewindespindel einen Schlitten bewegte, welcher mittels

Abbildung 5.5: Schnitt durch eine Referenzdriftkammer senkrecht zum Draht

einer Schubstange am drehbaren Halterahmen angriff.

Die relativen Positionen des Prototypen (bei einer bestimmten Ausgangsstellung des Scannertisches) und der beiden Referenzkammer–Blöcke wurden mit einem Nivellier vermessen, um extern rekonstruierte Spuren in einem gemeinsamen Koordinatensystem parametrisieren zu können.

5.2.3 Referenzdriftkammern

Zum Zweck der unabhängigen Spurrekonstruktion wurden eigens zehn Referenzdriftkammern gebaut. Jede Kammer enthält eine einzelne Driftzelle, welche von je drei Kathodendrähten an den beiden Seitenflächen begrenzt wird. Die Stirnflächen bestehen aus 100 μm Kaptonfolie mit beidseitig aufgalvanisierten kupfernen Feldformungs–Elektrodenstreifen von 35 μm Dicke. Die Streifenlagen mit linear unterteilter Hochspannung sind um eine Streifenbreite gegeneinander versetzt, um Felddurchgriff zu vermeiden. Der auf Masse liegende Zähldraht besteht aus vergoldetem Wolfram und hat einen Durchmesser von 20 μm. Der tragende Rahmen jeder Kammer ist ein ausgefrästes GFK–Vollstück mit in Durchbohrungen eingelassenen Crimphülsen, durch welche die Drähte durchgeführt und fixiert sind. Im Rahmen sind ebenfalls präzise Bohrungen angebracht, mittels derer die Kammern befestigt werden können. Die Abstände der Zähldrähte von den Positionierungsbohrungen wurden auf einem Projektionstisch vermessen; die Abweichungen vom Sollwert betragen weniger als 100 μm.

Abbildung 5.5 zeigt die Driftzellengeometrie; jenseits der Kathodenebenen sind zwei auf Masse liegende „Dummy–Zähldrähte" zu erkennen, die nur zur Symmetrisierung des Driftfeldes an den Kathoden dienen und nicht ausgelesen werden. Die Größe der Driftzelle in Richtung des Zähldrahtes beträgt 18 cm.

Um die Links–Rechts–Ambiguität aufzulösen, wurden jeweils zwei bzw. drei um einen Driftraum versetzte Referenzkammern mit Gewindestangen zu Modulen verschraubt, wie dies in Abbildung 5.6 gezeigt ist.

Je zwei solcher Module wurden um 90° gekreuzt in einen aus *DEXION*–Profilen gefertigten Rahmen montiert, so daß schließlich zwei Anordnungen aus vier bzw. sechs Kammern zur Verfügung standen, mittels derer die transversalen Koordinaten einer kreuzenden Spur

Abbildung 5.6: Anordnung von Referenzkammern zur Auflösung der Links–Rechts–Ambiguität

eindeutig vermessen werden konnten.

5.2.4 Signalauslese

Die einzelnen Stufen der Signalverarbeitung beim BDC–Prototypen sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Das am Zähldraht induzierte Signal wird zunächst mit einem *Emitterfolger* differenziert, der die Drahtimpedanz an das weiterführende 50 Ω–Koaxialkabel anpaßt. Die Platinen mit je 14 Emitterfolgern für alle Drähte einer Einzellage sind direkt an der Oberseite der Kammermodule aufgesteckt.

Etwa 1 m lange Koaxialkabel führen die Pulse aus dem Solenoidmagneten heraus zu Elektronikboxen hin, wo sie mit einem Vorverstärker verstärkt werden. Die 30 m langen, ehemals beim *CELLO*–Experiment verwendeten Kabel leiten die Pulse aus dem Experimentiergebiet weiter zur Meßhütte zu den auf *FADC*–Karten[2] aufgesteckten *Booster Amplifiers*, die am Ausgang bipolare, auf den dynamischen Bereich des FADC von ± 2 V angepaßte Signale liefern. Detailliertere Informationen zur elektronischen Verarbeitung der analogen Signale finden sich in [wil94].

Zur Digitalisierung wurde der beim H1–Experiment übliche *FADC F1001*[3] mit 16 parallelen Kanälen eingesetzt. Das F1001–System wandelt die anliegende bipolare Spannung zu einem 8–Bit Digitalwert zwischen 0 und 255 um. Die Beziehung zwischen der Spannung und dem Digitalwert ist nicht–linear; damit ist eine ungefähr gleiche relative Auflösung der Signale über den gesamten dynamischen Bereich garantiert. Die Kennlinie läßt sich wie folgt parametrisieren:

$$A(U) = \frac{a \cdot 256 \cdot U}{2560 + b \cdot U} \tag{5.1}$$

A bezeichnet den FADC–Wert bei Eingangsspannungsdifferen U in mV. Die Konstanten a und b wurden durch Pulsermessungen bestimmt [wil94]: $a = 3.75$ und $b = 2.72$.

Die Speichertiefe des FADC F1001 beträgt 256 Worte. Bei der benutzten Digitalisierungsfrequenz von 104 MHz [4] entspricht ein Speicher–Wort (auch als *Bin* bezeichnet) einer Zeitspanne von 9.615 ns; die gesamte Zeittiefe beträgt 2.461 μs.

[2] **F**lash **A**nalog **D**igital **C**onverter
[3] Hersteller: *Struck*, Hamburg
[4] 104 MHz ist genau das zehnfache der *Bunch Crossing*–Frequenz bei HERA.

Die Signale der Referenzdriftkammern wurden in analoger Weise verarbeitet. Bis auf eigene Emitterfolger sind alle sonstigen Verstärker baugleich zu den für den BDC–Prototypen verwendeten.

Da mit dem FADC noch Pulshöhen von 12 gleichzeitigen minimalionisierenden Teilchen aufgezeichnet werden sollen, wurde die Verstärkung des Vorverstärkers so eingestellt, daß bei einer Gasverstärkung von 5×10^4 einem einzelnen minimalionisierenden Teilchen eine mittlere Amplitude von 50 FADC–Einheiten entspricht.

Mit dem FADC F1001 lassen sich zu Kalibrationszwecken Testpulse erzeugen. Für jede FADC–Karte ist eine Testleitung rückwärts durch die Verstärkerkette gezogen, welche die Pulse auf die Emitterfolger verteilt einspeist.

Abbildung 5.7: Verstärkerkette vom Zähldraht bis zum FADC

5.2.5 Datenverarbeitung

Insgesamt wurden sieben FADC–Karten zur Datennahme verwendet: Je eine Karte für die 13 Drähte einer Einzellage (3 Oktantenmodule $\times$ 2 Einzellagen), und eine weitere für die zehn Referenzkammern sowie für die Pulse eines der Szintillationszähler.

Abbildung 5.8: Aufbau des Datenverarbeitungssystems.

Ein *Mini–Controller* liefert die Taktfrequenz und steuert die Aktionen der FADC; die Kommunikation läuft über einen *ECL–Bus*. Die Datennahme erfolgt im *Common Stop*–Modus: Die FADC digitalisieren kontinuierlich; findet ein Ereignis statt, gibt die Triggerlogik nach einer Zeitverzögerung, welche das Registrieren der um die Driftzeit verspäteten Driftkammersignale garantiert, dem Mini–Controller ein Triggersignal. Dieser stoppt darauf das *Sampling* und setzt seinen Veto–Ausgang auf logisch *FALSE*. Der Mini–Controller wird mit einem Datennahmeprogramm auf einem *Apple Macintosh* überwacht und gesteuert. Im Falle eines Triggers greift das Programm auf die Speicher der FADC über einen *VME–Bus* zu und liest sie aus. Da der Mini–Controller nicht als VME–Modul ausgeführt ist, geschieht die Steuerung durch das Programm mit Vermittlung einer *VME–Input/Output–Karte*. Nach dem Datentransfer startet das Datennahmeprogramm über den Mini–Controller wieder das Sampling, der Veto–Ausgang schaltet auf logisch *TRUE* und zeigt der Triggerlogik die erneute Bereitschaft des Systems an.

Die Anbindung des Apple Macintosh an den VME–Bus erfolgt mit einem *Micron/MacVee–Interface*, welches die Adressen aller VME–Module in den Adreßraum des Macintosh abbildet. Die Struktur des Datennahmeprogramms, welches in *LabView*[5] geschrieben wurde, ist in

[5]Hersteller: *National Instruments*, Austin TX, USA

[wil94] ausführlich dargestellt. Die Datenqualität kann mit Online–Histogrammen überwacht werden, zur Offline–Analyse werden die Daten über eine *Ethernet*–Leitung auf einen *Silicon Graphics*–Rechner transferiert.

Abbildung 5.8 verdeutlicht den Aufbau des Systems. Es sind noch zwei weitere VME–Module zu sehen, auf deren Funktion später eingegangen wird: Der *CAEN SY127 Controller* für die Steuerung der Hochspannungsversorgung und ein *TTL–Input/Output–Register* als Schnittstelle zur Schrittmotorsteuerung.

5.2.6 Trigger und Timing

Als Triggerelemente wurden vier Plastikszintillatoren von 4 mm Dicke verwendet. Je ein Paar aus einem Paddelzähler und einem Lochzähler mit einem Loch von 22 mm Durchmesser wurde an den Halterungsgestellen der Referenzdriftkammern derart angebracht, daß der Akzeptanzbereich des Lochzählers den des Paddels außen überdeckt. So wurde sichergestellt, daß Elektronen, die kein Veto, aber ein Signal im Paddel auslösen, das Loch durchquert haben müssen. Die Vetozähler dienten zur Verwerfung von elektromagnetischen Schauern.

Abbildung 5.9: Aufbau des Triggersystems

Die von den Photomultipliern[6] erzeugten Pulse wurden mit 20 m langen Koaxialkabeln in die Meßhütte zu *Constant–Fraction–Diskriminatoren*[7] geleitet, ihre Anstiegszeit betrug dort ca. 5 ns. Das Diskriminator–Ausgangssignal von Zähler 4 wurde kürzer als die anderen drei eingestellt und mittels eines LEMO–Kabels verzögert, so daß seine führende Flanke den Zeitpunkt der Koinzidenz bestimmt (siehe Abbildung 5.9).

Die NIM–Signale wurden weiter mit einem Vielfunktions–Logikmodul[8] verarbeitet: Das logische *AND* der Zähler 2 und 4, der invertierten Vetozähler 1 und 3 sowie des Veto–Signals des Mini–Controller triggert ein *Gate* von 2 μs Dauer. Der nachfolgende Diskriminator liefert

[6] *THORN–EMI* Modell 9954B mit 12 Dynodenstufen.
[7] *EG&G ORTEC* CF4000
[8] *EG&G ORTEC* CO4020

ein Signal von 40 ns Dauer am Ende des Gate, welches schließlich invertiert wird, da der Mini–Controller ein logisches *FALSE* als Trigger verlangt.

Der exakte Zeitpunkt des FADC–Stops ist durch den 104 MHz–Takt der Digitalisierung diskretisiert. Dadurch wird die Gesamtheit der Zeitspannen zwischen einem Signal von Zähler 4 und dem Ende des Sampling um ein FADC–Bin, also um 9.615 ns verschmiert. Um den individuellen Ereignis–Zeitnullpunkt bestimmen zu können, wurde der Photomultiplier–Puls des Zählers 4 auch digitalisiert und mit den Ereignisdaten gespeichert.

Da die Anstiegsflanke von nur 5 ns mit dem FADC nicht genau genug aufgelöst werden kann, wurde das Signal aufgespalten, eine der beiden Komponenten mit einem Kabel um 5 ns verzögert, und beide aufgezeichnet; die Einkopplung erfolgte in den Vorverstärker. In der Offline–Rekonstruktion werden beide Komponenten wieder miteinander verzahnt, so daß der Puls mit einer effektiven Rate von 208 MHz digitalisiert erscheint.

5.2.7 Gasversorgung

Für den BDC–Prototypen wurde eine neuartige Gasmischung aus 92.5% Argon, 5% Isobutan und 2.5% Ammoniak benutzt. Erste Meßergebnisse mit dieser Mischung finden sich in [wil94]. Das Gas zeichnet sich durch eine große Gasverstärkung schon bei relativ kleinen Hochspannungen und insgesamt gute Zähleigenschaften aus; theoretische Simulationsrechnungen [sch93] lassen zudem ein Plateau der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke, sowie einen kleinen Lorentzwinkel beim im H1–Detektor herrschenden Magnetfeld erwarten.

Beim Experiment wurde vorgemischtes Gas in Druckflaschen verwendet. Die Zuführungsleitungen und Kupplungsstücke bestanden aus Kunststoff. Der Durchfluß durch die parallel versorgten Kammermodule betrug 200 ml/min bei leichtem Überdruck.

Die Referenzdriftkammern wurden mit dem Standardgas 50% Argon + 50% Ethan betrieben.

5.2.8 Hochspannungs– und Verkippungssteuerung

Hochspannung

Ein *CAEN SY127*–System[9] mit 20 Kanälen lieferte die Hochspannung für die BDC und die Referenzkammern. Das Gerät kann über eine angebrachte numerische Tastatur oder auch, wie im Experiment verwirklicht, über das *SY 127 Controller*–VME–Modul programmiert werden. Das Steuerungsprogramm wurde als LabView–Untermodul in das Datennahmeprogramm integriert, wo es vor oder während eines Run aufgerufen werden kann. Die elementaren Funktionen (wie etwa: HV ein/aus, oder: Spannungswert setzen) standen in einer LabView Modulbibliothek zu Verfügung.

Die in der HV–Steuerung für jeden Kanal variierbaren Parameter sind Sollspannung und Maximalstrom; für alle Kanäle einheitlich wird die Zeitdauer einer linearen An– und Abschaltrampe eingestellt. Das Monitoring umfaßt die graphische Anzeige der Ist– und der Sollspannungen, sowie der Ist– und der Maximalströme. Außerdem können für jeden Kanal die Status–Bits des aktuellen Zustands angezeigt werden.

Das SY127–Gerät wurde so programmiert, daß es einen Kanal sofort abschaltet, falls der Strom über die eingestellte Schwelle ansteigt. Der Iststrom wird intern ständig überwacht und mit dem Maximalwert verglichen, so daß eine Notabschaltung nach Herstellerangaben

[9] Hersteller: *Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari*, Viareggio, Italien

innerhalb weniger μs erfolgt. Die Schwelle wurde etwa 50% höher gesetzt als der ständig durch den Hochspannungsteiler der BDC fließende Kettenstrom.

Schrittmotorsteuerung

Der für die θ–Verstellung verwendete Schrittmotor hat einen Schrittwinkel von 1.8° und wird von einer bipolaren Leistungselektronik getrieben[10]. Die Steuerung benötigt als Eingangssignale *TTL*–Pegel, mit denen u. a. die Drehrichtung und die Schrittfrequenz vorgegeben werden können.

Auch das Steuerprogramm wurde in die LabView–Oberfläche integriert. Das LabView–Modul berechnet aus der aktuellen und der gewünschten Winkelposition die Richtung sowie die Anzahl der benötigten Schritte, wobei geometrische Parameter der Mechanik eingehen, und übergibt diese an eine in C programmierte Unterroutine (*Code Interface Node*). Das C–Programm gibt über den VME–Bus und das TTL–Output–Register der Motorsteuerung den Takt vor. Dabei wird am Anfang und am Ende der Bewegung eine lineare Rampe gefahren.

Sowohl das Winkel– als auch das Hochspannungs–Steuermodul stellen dem Datennahmeprogramm ihre Parameter zu Verfügung. Spannungswerte und Motorposition wurden in einer *Slow Control*–Bank am Beginn jedes Run mit abgespeichert.

5.3 Messprogramm

Zu Beginn des Experiments wurden mittels Ratenmeßreihen die Triggerzähler relativ zum Strahl zentriert. Es folgte die Festlegung des Hochspannungs–Arbeitspunktes der Referenzkammern und Signallaufzeit–Messungen mit einem externen Pulser.

Mit dem BDC–Prototypen wurden folgende Messungen **ohne Magnetfeld** und in **senkrechter Stellung** ($\theta = 0°$) durchgeführt:

- Kalibrations–Runs mit FADC–Testpulsen
- Variation von Drift– und Zählspannung getrennt für kleine und große Driftzellen
- Vertikaler Scan mit Strahl in der Überlappung aller drei Kammermodule
- Horizontaler Scan im Bereich großer Driftzellen
- Horizontaler Scan, kleine Driftzellen

Messungen mit Variation des **Polarwinkels**:

- Einstellungen $\theta = 6°, 20°$ und $39°$ mit Strahl durch große Driftzellen
- Einstellungen $\theta = 2°, 5°$ und $13°$, kleine Driftzellen

Daten **mit Magnetfeld**: Variation der Driftfeldstärke

- bei $B = 0.5$ T, und
- bei $B = 0.8$ T

Außerdem wurden Messungen mit vor der Kammer angebrachten Materialklötzen von 0.25 bis 1.5 Strahlungslänge Dicke durchgeführt. Eine Analyse dieser Daten ist in [mec94] zu finden.

[10] Hersteller: *isert–electronic*, Eiterfeld

Kapitel 6

Auswertung der Messungen

6.1 Das Analyseprogramm

6.1.1 Datenfluß und Bankstrukturen

Mit dem Datennahmeprogramm können die FADC–Inhalte jedes Ereignisses in Rohform vollständig abgespeichert werden; üblicherweise werden die Daten jedoch mit Null–Unterdrückung registriert, um die Datenmenge zu reduzieren: Mit Ausnahme eines Rohdaten–Runs wurden nur die FADC–Inhalte abgespeichert, die auf einer Länge von mindestens zwei Bins über einer Schwelle von 15 FADC–Einheiten liegen. Die Daten werden bei der Offline–Verarbeitung auf der Silicon Graphics zunächst mit Hilfe von *FPACK*–Routinen[1] [blo92] in das beim H1–Experiment standardisierte BOS–Bank–Format[2] [blo87] verwandelt. Jede BOS–Bank ist durch einen vierbuchstabigen Namen gekennzeichnet.

Die Struktur der so erzeugten primären *HDBD*–Bank ist in Tabelle 6.1 verdeutlicht. Im Kopfteil (*Header*) sind in vier 32–Bit–Worten Informationen über die Bank eingetragen. Die digitalisierten Kammerpulse und ihre Positionen im FADC–Speicher (*Data Start Time*) sind in Datenblöcken mit Einträgen aus 8–Bit– und 16–Bit–Worten abgelegt; am Ende sind gegebenenfalls *Padding*–Bytes angefügt, um ein 32–Bit–Wort aufzufüllen.

Das Herzstück des Analyseprogramms ist die *QT–Routine*, die Signal von Untergrund trennen soll und Driftzeit sowie integrierte Ladung berechnet. Sie verlangt die HDBD–Bank als Eingabe und erzeugt die *HDBE*–Bank, deren Struktur in Tabelle 6.2 dargestellt ist. Um den QT–Algorithmus überprüfen zu können, werden neben Zeit und Ladung auch Amplitude und Breite der Pulse als 16–Bit–Worte mitgeführt.

Die weiteren, in FORTRAN77 und in C geschriebenen Auswertungsprogramme verwenden den Inhalt der HDBE–Bank; lediglich bei der Darstellung von Rohpulsen werden die Einträge der HDBD–Bank histogrammiert.

[1] **F**–**Pack**age, FORTRAN77– und C–Programmsystem für die Rechnerunspezifische Ein– und Ausgabe von Datenblöcken

[2] **B**ank **O**perating **S**ystem, FORTRAN77–Programmsystem für die dynamische Verwaltung und Verarbeitung von Datenfeldern

31	0
Bank Name (HDBD)	
Bank Number	
Index to Next Bank	
Length of Bank	
Data Block 1	...
...	...
...	...
Data Block 2	...
...	...
...	...
...	...
Data Block N	...
...	...
...	...

Datenblock:

15	0
Number of Words	
Flags	Data Type
Wire Number	
Reserved	Data Start Time
FADC Value	FADC Value
FADC Value	...
...	...
FADC Value	Padding

Tabelle 6.1: Struktur der HDBD–Bank

31	0
Bank Name (HDBE)	
Bank Number	
Index to next Bank	
Length of Bank	
Number of Cols.	Number of Rows
Wire Number	Drift Time
Charge	Amplitude
Width	0
Wire Number	Drift Time
Charge	Amplitude
Width	0
...	...

Tabelle 6.2: Struktur der HDBE–Bank

6.1.2 Der QT–Algorithmus

Der in C geschriebene QT–Algorithmus geht auf eine Entwicklung von B. Schwab zurück [sch94]. Die Zeit wird nach der *Difference of Sample*–Methode ermittelt: Zunächst werden die FADC–Einträge mit der Umkehrfunktion nach Gleichung 5.1 linearisiert[3]:

$$a_{\text{lin}} = \frac{18211648\, a_{\text{nonlin}}}{256000 - 722\, a_{\text{nonlin}}} \,. \tag{6.1}$$

Es wird eine ansteigende Flanke gesucht, welche als zusammenhängender Bereich streng monoton wachsender Einträge definiert ist: $a_{i+1} > a_i$. Schließlich wird der Schwerpunkt der Differenzenverteilung gebildet und um ein halbes Zeitbin korrigiert, da die Differenzen den Zeiten an der Grenze zweier Bins zugeordnet sind:

$$t_{\text{bin}} = \frac{\sum\limits_{i,>} i \times (a_{i+1} - a_i)}{\sum\limits_{i,>} (a_{i+1} - a_i)} + 0.5 \tag{6.2}$$

Abbildung 6.1 verdeutlicht an einem typischen Puls die Zeitbestimmung.

Abbildung 6.1: Zeitbestimmung nach der Difference of Sample–Methode

[3] Der linearisierte Wert a_{lin} ist hier auf eine äquivalente maximale Spannungsdifferenz von 8 V normiert.

Die Ladung wird durch einfaches Summieren aller Einträge vom Beginn der ansteigenden Flanke bis zum letzten aufgezeichneten Bin berechnet. Da sich diese Arbeit nicht mit der Betrachtung des Energieverlusts von Elektronen befaßt, kann der Einfluß des unberücksichtigten *Pedestals* vernachlässigt werden.

Die Pulsbreite ist analog als die Anzahl der bei der Ladungsberechnung aufsummierten Bins definiert, und als Amplitude wird der Wert des größten FADC–Eintrags bezeichnet.

Um Signalpulse von Rauschen und Pickup trennen zu können, werden im QT–Algorithmus in zwei Phasen Schnitte durchgeführt:

- Nach dem Durchlaufen der ansteigenden Flanke wird eine (vorläufige) Mindestbreite und –amplitude gefordert (*minwidth, minamp*)[4], und es wird die Lage im physikalisch möglichen Zeitfenster verlangt: $mintime < t < maxtime$. Erfüllt ein Puls diese Kriterien, so wird die monoton fallende Flanke durchlaufen, und Ladung sowie Breite werden bis zu ihrem Ende bestimmt.

- Pulse, die bei der ersten Selektion akzeptiert wurden, müssen **entweder** eine Ladungsschwelle überschreiten (*chargecut*), **oder** sie müssen eine Mindestbreite **und** –amplitude haben (*widthcut, ampcut*). Diese Schnitte sollen Rauschen und Pickup unterdrücken.

Ist ein Puls schließlich akzeptiert, so werden Gesamtladung und –breite bis zum Ende des HDBD–Datenblocks berechnet und die Werte in die HDBE–Bank geschrieben.

6.1.3 Optimierung der Pulserkennung

Pedestal

Abbildung 6.2 stellt den vollen FADC–Inhalt einer getroffenen Zelle des BDC–Prototypen dar (Rohdaten–Run).

Um die Fluktuationen des Pedestals zu untersuchen, wurden die Einträge aller FADC–Bins histogrammiert, in denen zeitlich keine Treffer–Pulse zu erwarten sind: Bins $1 \ldots 29$ und $156 \ldots 256$. Die Abbildungen 6.3 und 6.4 zeigen die nach Kanaltypen differenzierten Pedestal–Höhenverteilungen; die Höhe (Ordinate) ist in FADC–Einheiten angegeben. Der primäre Amplitudenschnitt *minamp* wurde für alle Kanaltypen auf 200 Linear–Einheiten = 21 FADC–Einheiten festgelegt.

Abtrennung vom Untergrund

Die weiteren Schnittwerte *chargecut, widthcut* und *ampcut* wurden anhand von Korrelationsdiagrammen ermittelt, in denen für jeden Puls einer Mindestbreite von 2 Bins zwei Parameter gegeneinander aufgetragen sind; ein Schnitt in der Amplitude wurde nicht gemacht. Die Abbildungen 6.5 und 6.6 zeigen als Beispiel Verteilungen der kleinen BDC–Zellen. Reiner Untergrund wurde in denjenigen Runs angenommen, in denen der Strahl geometrisch die betrachteten Zellen nicht treffen konnte. Man sieht eine recht deutlich begrenzte kompakte Verteilung des Untergrunds; auch die anderen Kanaltypen (große Zellen, Referenzkammern und Szintillator) zeigen qualitativ das gleiche Verhalten.

In Tabelle 6.3 sind die Werte der Schnittparameter zusammengestellt, mit denen in der weiteren Analyse gearbeitet wurde.

[4] Der Amplitudenschnitt soll Pulse vom (fluktuierenden) Pedestal trennen. Der Breitenschnitt verwirft zu kurze Flanken, deren Zeit nur mit schlechter Auflösung bestimmt werden kann.

Parameter	Einheit	Große Zellen	Kleine Zellen	Referenzk.	Szintillator
minwidth	FADC Bins	2	2	2	2
minamp	lin. FADC	200	200	200	200
mintime	FADC Bins	30	30	30	30
maxtime	FADC Bins	100	70	120	–
chargecut	$\int$ lin. FADC	500	750	600	500
widthcut	FADC Bins	4	5	3	3
ampcut	lin. FADC	220	350	250	300

Tabelle 6.3: Übersicht über die Werte der Schnittparameter.

Abbildung 6.2: FADC–Inhalt einer getroffenen Zelle des Prototypen.

Abbildung 6.3: Pedestalhöhen des BDC–Prototypen. Links: kleine Zellen, rechts: große Zellen.

Abbildung 6.4: Pedestalhöhen der Referenzkammern.

Abbildung 6.5: Ladung gegen Amplitude bei kleinen Zellen. Links: Reiner Untergrund, rechts: Signal+Untergrund.

Abbildung 6.6: Ladung gegen Breite bei kleinen Zellen: Links: Reiner Untergrund, rechts: Signal+Untergrund.

6.2 Orts–Driftzeit–Relation mit externer Spurreferenz

6.2.1 Kalibration der Referenzdriftkammern

Methode

Driftgeschwindigkeit und intrinsische Auflösung der Referenzdriftkammern wurden mit Hilfe von *Zeitsummenverteilungen* bestimmt. Unter der Annahme einer exakt linearen Orts–Driftzeitrelation beträgt der Driftweg s_i am Draht i

$$s_i = v_\mathrm{d}(t_i + t_{\mathrm{korr},i}) \ , \tag{6.3}$$

wo $t_i = t_{\mathrm{QT},i} - t_{\mathrm{QT,Sz}}$ die Zeitdifferenz zwischen dem Signal des Drahtes und dem Signal des Timing–Szintillatorzählers ist. Der Korrektursummand $t_{\mathrm{korr},i}$ setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen:

- aus der Differenz der Signallaufzeiten vom Draht i und vom Zähler zum FADC, τ_i bzw. τ_Sz,
- aus der Flugzeit eines Elektrons vom Draht i zum Zähler, $t_{\mathrm{Flug},i}$.

Es gilt:

$$t_{\mathrm{korr},i} = t_{\mathrm{Flug},i} - (\tau_i - \tau_\mathrm{Sz}) \tag{6.4}$$

Aus den Driftstrecken dreier hintereinanderliegender Referenzkammern gleicher Orientierung erhält man eine geometrische Invariante, den zum Driftweg senkrechten Abstand D der Drähte (siehe Abbildung 6.7):

$$\frac{1}{2}(s_1 + s_3) + s_2 = D \tag{6.5}$$

Abbildung 6.7: Geometrische Bedeutung der Dreidrahtsumme.

Mit der Gleichung weiter oben folgt

$$\sum_{(3)} t_i := \frac{1}{2}(t_1 + t_3) + t_2 = \frac{D}{v_\mathrm{d}} - 2\, t_\mathrm{korr} \ , \tag{6.6}$$

wobei die Gleichheit der Zeitkorrekturen für die drei Drähte angenommen wurde. Bei nur zwei Drähten gilt eine analoge Beziehung für die Zeitsumme $\sum_{(2)} t_i := t_1 + t_2$, falls die Spur senkrecht zu den Driftwegen verläuft, wie es beim Experiment in guter Näherung der Fall war.

Mit bekanntem t_{korr} läßt sich die Driftgeschwindigkeit berechnen:

$$v_{\mathrm{d}} = \frac{D}{2\,t_{\mathrm{korr}} + \sum_{(.)} t_i} \tag{6.7}$$

$$\frac{\Delta v_{\mathrm{d}}}{v_{\mathrm{d}}} = \frac{1}{D}\sqrt{(\Delta D)^2 + (2 v_{\mathrm{d}} \Delta t_{\mathrm{korr}})^2 + (v_{\mathrm{d}} \Delta \sum_{(.)} t_i)^2}\ . \tag{6.8}$$

Unter der Annahme gleicher und unabhängiger Zeitauflösungen σ_t aller Drähte können diese quadratisch addiert werden, und für die Standardabweichungen der Dreidraht– und der Zweidrahtsumme gilt

$$\sigma(\sum_{(3)} t_i) = \sqrt{\frac{3}{2}}\,\sigma_t \quad \text{bzw.} \quad \sigma(\sum_{(2)} t_i) = \sqrt{2}\,\sigma_t\ . \tag{6.9}$$

Die Einzeldraht–Ortsauflösung beträgt $\sigma_s = v_{\mathrm{d}} \sigma_t$.

Zeitnullpunkt

Jeweils eine der Referenzkammern in den beiden Blöcken war am Emitterfolger mit einer Einkopplungsbuchse für Testpulse versehen. Zur Bestimmung der Laufzeitdifferenz $\tau_i - \tau_{\mathrm{Sz}}$ wurden gleichzeitig in diese beiden Kammern sowie in das Signalkabel des Timing–Szintillatorzählers extern Testpulse eingekoppelt und digitalisiert. Die Verteilungen der gemessenen Zeiten $t_i = t_{\mathrm{QT},i} - t_{\mathrm{QT,Sz}}$ sind in Abbildung 6.8 dargestellt.

Abbildung 6.8: Zeitverteilungen eingekoppelter Testpulse. Oben: Kammerblock 1, unten: Kammerblock 2.

Da die Puls–Zuleitungskabel verschiedene Länge hatten, sind die Signallaufzeiten $T_{\mathrm{Puls},i}$ und $T_{\mathrm{Puls,Sz}}$ vom Pulser zur Kammer i bzw. zum Szintillator zu berücksichtigen. Es gilt:

$$t_i = t_{\mathrm{QT},i} - t_{\mathrm{QT,Sz}} = (T_{\mathrm{Puls},i} + \tau_i) - (T_{\mathrm{Puls,Sz}} + \tau_{\mathrm{Sz}})\ . \tag{6.10}$$

Daraus folgt:

$$\tau_i - \tau_{\mathrm{Sz}} = t_i - (T_{\mathrm{Puls},i} - T_{\mathrm{Puls,Sz}}) \ . \tag{6.11}$$

Die Kabeldifferenzen $T_{\mathrm{Puls},i} - T_{\mathrm{Puls,Sz}}$ wurden mit dem Oszilloskop gemessen.

Da alle Referenzkammern eines Blocks die gleiche Kabellänge zum Vorverstärker hatten, kann davon ausgegangen werden, daß die Korrektur $\tau_i - \tau_{\mathrm{Sz}}$ in guter Näherung für den ganzen Block gilt. Die Flugzeitkorrektur $t_{\mathrm{Flug},i}$ wurde jeweils gemeinsam für die Kammern gleicher Orientierung in den vier Untermodulen abgeschätzt. Die Gesamtkorrekturen $t_{\mathrm{korr},i} = t_{\mathrm{Flug},i} - (\tau_i - \tau_{\mathrm{Sz}})$ sind in Tabelle 6.4 angegeben. Die Kammern sind hier in Richtung des Strahls laufend durchnumeriert.

Ref.–Kammern	t_{korr} in ns
1, 2, 3	4.0 ± 1.0
4, 5, 6	3.6 ± 1.0
7, 8	1.2 ± 0.8
9, 10	1.0 ± 0.8

Tabelle 6.4: Zeitkorrekturen der Referenzkammern.

Driftgeschwindigkeit und Auflösung

Zur Ermittlung der Driftgeschwindigkeit nach Gleichung 5.7 wurden die Zeitsummen der Referenzkammern histogrammiert (siehe Abbildungen 6.9 und 6.10). Es zeigt sich, daß der Mittelwert der Verteilung der Kammern 1, 2, 3 von den anderen, miteinander verträglichen Mittelwerten erheblich abweicht. Auch die beiden Zeitsummen $t_1 + t_2$ und $t_2 + t_3$ haben den gleichen abweichenden Mittelwert, was die Annahme eines systematischen Effekts bei der zweiten (mittleren) Kammer nahelegt.

Abbildung 6.11 zeigt, für die beiden Draht–Tripletts, die Korrelation zwischen der Zeitsumme und der Zeit des mittleren der drei Drähte. Die Verteilung der Kammern 4, 5, 6 ist, wie erwartet, flach; beim ersten Triplett ist eine leichte Steigung erkennbar.

Dieser lineare Zusammenhang läßt sich erklären, wenn man eine abweichende Driftgeschwindigkeit $\tilde{v}_{\mathrm{d}} = v_{\mathrm{d}} + \delta v$ in Kammer 2 annimmt[5]. Mit der Beziehung

$$s_2 = (v_{\mathrm{d}} + \delta v)(t_2 + t_{\mathrm{korr}}) \tag{6.12}$$

und Gleichung 5.3 für die Kammern 1 und 3 erhält man gemäß Gleichung 5.5 folgende Zeitsummenrelation:

$$\frac{1}{2}(t_1 + t_3) + t_2 = \frac{D}{v_{\mathrm{d}}} - 2\,t_{\mathrm{korr}} - \frac{\delta v}{v_{\mathrm{d}}}\,t_{\mathrm{korr}} - \frac{\delta v}{v_{\mathrm{d}}}\,t_2 \ . \tag{6.13}$$

Die Steigung im Korrelationsdiagramm ist gleich der relativen Abweichung der Driftgeschwindigkeit in Kammer 2. Zur Bestimmung der Steigung wurde der Mittelwert der Zeitsumme in zwei schmalen t_2–Bereichen berechnet ($t_2 = 405\ldots415$ ns und $315\ldots325$ ns). Man erhält so $\delta v / v_{\mathrm{d}} = -3.2\%$. Die Driftgeschwindigkeit v_{d} der Kammern 1 und 3 läßt sich aus der um den linearen Zeitterm korrigierten Zeitsumme

$$\frac{1}{2}(t_1 + t_3) + t_2 + \frac{\delta v}{v_{\mathrm{d}}}\,t_2 = \frac{D}{v_{\mathrm{d}}} - 2\,t_{\mathrm{korr}} - \frac{\delta v}{v_{\mathrm{d}}}\,t_{\mathrm{korr}} \tag{6.14}$$

[5] Eine Untersuchung von Kammer 2 nach dem Experiment zeigte, daß ein Gasstutzen undicht war. Die Abweichung könnte also in einer Verunreinigung des Gases begründet sein.

durch Auflösen nach v_d berechnen; hierbei wurde der kleine Beitrag des letzten Terms der rechten Seite vernachlässigt. Abbildung 6.12 zeigt die korrigierte Zeitsummenverteilung.

Abbildung 6.9: Dreidraht–Zeitsummenverteilungen. Links: Kammern 1, 2, 3. Rechts: Kammern 4, 5, 6.

Abbildung 6.10: Zweidraht–Zeitsummenverteilungen. Links: Kammern 7, 8. Rechts: Kammern 9, 10.

Abbildung 6.11: Korrelation zwischen Dreidrahtsumme und Zeit des mittleren Drahtes. Links: Kammern 1, 2, 3. Rechts: Kammern 4, 5, 6.

Abbildung 6.12: Korrigierte Zeitsummenverteilung der Kammern 1, 2, 3.

Ref.–Kammern	v_d in μm/ns	σ_s in μm
1, 3	57.9 ± 0.4	209
2	56.0 ± 0.4	209
4, 5, 6	58.6 ± 0.4	192
7, 8	60.0 ± 0.4	192
9, 10	59.6 ± 0.4	183

Tabelle 6.5: Driftgeschwindigkeit und Auflösung der Referenzkammern.

In Tabelle 6.5 sind die Driftgeschwindigkeiten und die Ortsauflösungen der Referenzkammern zusammengefaßt, welche aus den Mittelwerten bzw. aus den Standardabweichungen der an die Zeitsummenverteilungen gefitteten Gauß–Funktionen berechnet wurden. Bei der Berechnung von Δv_d wurde eine Positionstoleranz von $\Delta D = 200$ μm angenommen.

Spurrekonstruktion und Vielfachstreuung

Der Scannertisch, mit dem der BDC–Prototyp verfahren wurde, hatte aufgrund eines mechanischen Defekts eine Toleranz von einigen Millimetern in der horizontalen Richtung. Deshalb wurde bei der externen Rekonstruktion von Spuren nur die vertikale Koordinate des Auftreffpunktes im Prototypen berechnet. Da die Drähte im mittleren Modul waagrecht verlaufen, ließ sich dort der Abstand der Spur vom Draht ermitteln.

Aus den gemessenen Driftwegen der horizontalen Referenzkammern in den zwei Blöcken wurden zwei mittlere Höhenkoordinaten berechnet und eine Gerade in den Prototypen extrapoliert. Die endliche Auflösung der Referenzkammern liefert einen Beitrag von $\Delta\xi_\mathrm{Aufl} = 1.34\sigma_s \approx 0.27$ mm zur Ungenauigkeit der Spurextrapolation; der Faktor 1.34 ergibt sich aus der geometrischen Anordnung.

Weiterhin bewirkt die Vielfachstreuung der Elektronen eine Differenz zwischen dem extrapolierten und dem tatsächlichen Durchstoßpunkt. Die Standardabweichung des ebenen Streuwinkels nach einer Wegstrecke x beträgt

$$\theta_\mathrm{RMS} = \frac{0.0136 \text{ GeV}}{\beta pc}\sqrt{\frac{x}{X_0}}\left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0}\right) \tag{6.15}$$

wo X_0 die Strahlungslänge des Materials ist (aus [par92]). Nur der Lateralversatz des Elektrons auf der Strecke zwischen der zweiten Referenzkammer und der BDC (140 cm) ist für die Unschärfe maßgeblich. Vernachlässigt man näherungsweise die Vielfachstreuung in Luft auf dieser Strecke, so gilt $\Delta\xi_\mathrm{Streu} = \theta_\mathrm{RMS} \times 140$ cm, wo θ_RMS der Streuwinkel nach Passieren der Referenzkammern, der Szintillatoren und des Heliumvolumens ist. Zur Berechnung sind Schichten gleichen Materials aller Kammern eines Blocks zusammengefaßt. Die einzelnen Winkel–Beiträge sind quadratisch addiert. Man erhält so $\theta_\mathrm{RMS} = 1.06$ mrad und $\Delta\xi_\mathrm{Streu} = 1.50$ mm.

Insgesamt ergibt sich eine Ungenauigkeit von $\Delta\xi_\mathrm{ges} = \sqrt{\Delta\xi^2_\mathrm{Aufl} + \Delta\xi^2_\mathrm{Streu}} = 1.52$ mm, wobei zu berücksichtigen ist, daß bei Vielfachstreuung große nicht–gaussische Ausläufer auftreten.

6.2.2 Orts–Driftzeit–Relation des BDC–Prototypen

Die Abbildung 6.13 zeigt, für große Zellen, die Relation zwischen dem extern ermittelten Spurabstand vom Draht und der gemessenen Zeit. Die Daten wurden ohne Magnetfeld bei einer Driftfeldstärke $E_\mathrm{d} = 3.0$ Td in den großen und 3.9 Td in den kleinen Zellen[6] genommen. Die Informationen mehrerer getroffener Zellen sind überlagert. Das Koordinatensystem ist so einjustiert, daß der Knick der Verteilung mit den Drahtpositionen (Koordinate 0) übereinstimmt. Die Verteilung hat in der Ortsprojektion eine Standardabweichung von 1.80 mm, was dem abgeschätzten Wert nahekommt.

Abbildung 6.13: Relation zwischen Spurkoordinate relativ zum Draht und gemessener Zeit bei großen Zellen.

Die Orts–Driftzeitrelation wurde ausgehend von den Absolutabständen vom Draht bestimmt (siehe Abbildung 6.14). Dazu wurden die Verteilungen in diskreten Zeitintervallen auf die Ortskoordinate projiziert und jeweils eine Gauß–Funktion angepaßt. Die Abbildungen 6.15 und 6.16 zeigen die berechneten Mittelwerte der Projektionen als Datenpunkte. Anpassung einer Geraden liefert schließlich Driftgeschwindigkeiten und Zeitkorrekturen, welche in Tabelle 6.6 angegeben sind.

[6] Die entsprechenden Hochspannungen betragen $U_\mathrm{Z} = 900$ V und $U'_\mathrm{D} = 1900$ V.

Abbildung 6.14: Relation zwischen Absolutabstand vom Draht und gemessener Zeit. Links: große Zellen, rechts: kleine Zellen.

Abbildung 6.15: Orts–Driftzeitrelation großer Zellen mit angepaßter Gerade.

Abbildung 6.16: Orts–Driftzeitrelation kleiner Zellen mit angepaßter Gerade.

Zellentyp	E_{d} in Td	v_{d} in μm/ns	t_{korr} in ns
groß	3.0	41.9 ± 0.6	22.7 ± 2.1
klein	3.9	37.9 ± 5.4	22.5 ± 7.9

Tabelle 6.6: Aus der Orts–Driftzeitrelation ermittelte Driftgeschwindigkeit und Zeitkorrektur des BDC–Prototypen.

Die lineare Parametrisierung beschreibt die Daten bei größeren Abständen zufriedenstellend. Im Draht–Nahbereich unterhalb von 2 mm sind die Ortsprojektionen mit so großen Fehlern behaftet, daß keine schlüssige Folgerung über den Verlauf der Orts–Driftzeitrelation gemacht werden kann. Aufgrund der Feldinhomogenitäten ist dort ein nicht–lineares Verhalten zu erwarten.

6.2.3 Vergleich mit Zeitverteilungen

Aus dem Anfang t_A und der Gesamtbreite Δt der Zeitverteilungen voll ausgeleuchteter Zellen lassen sich ebenfalls Zeitkorrektur und Driftgeschwindigkeit abschätzen (siehe Abbildung 6.17). Es gilt

$$t'_\mathrm{korr} = t_\mathrm{A} \quad \text{und} \quad v'_\mathrm{d} = \frac{\Delta t}{D} \ , \tag{6.16}$$

wo D die Länge des Driftraumes ist. Die obere Kante der Verteilung ist aufgrund der endlichen Auflösung verschmiert; hier wird die Zeit der halben Plateauhöhe als Ende angenommen. In Tabelle 6.7 sind die so ermittelten Werte zusammengestellt.

Abbildung 6.17: Zeitverteilungen. Links: große Zellen, rechts: kleine Zellen.

Zellentyp	E_d in Td	v'_d in μm/ns	t'_korr in ns
groß	3.0	39.1 ± 0.7	50.0 ± 5.0
klein	3.9	34.4 ± 0.8	47.5 ± 2.5

Tabelle 6.7: Aus Zeitverteilungen ermittelte Driftgeschwindigkeit und Zeitkorrektur der BDC.

Die Driftgeschwindigkeiten sind hier kleiner als die im vorigen Abschnitt erhaltenen. Für große Zellen sind beide Werte innerhalb der Fehlergrenzen nicht miteinander vereinbar. Die

Zeitspektren liefern eine sehr verschiedene Korrekturzeit. Diese Diskrepanzen bedeuten jedoch nicht zwangsläufig einen Widerspruch: v_{d} und t_{korr} sind als Größen der linearen Parametrisierung der Orts–Driftzeitrelation *ohne Berücksichtigung des Draht–Nahbereichs* zu verstehen. Somit hat $-t_{\mathrm{korr}} =: t_0$ auch *nicht* die Bedeutung einer frühesten meßbaren Zeitkoordinate beim Teilchendurchgang am Zähldraht. Mit v'_{d} und t'_{korr} hingegen wird der *gesamte* Driftbereich linear parametrisiert; die Abweichungen deuten also auf eine Variation der Driftgeschwindigkeit in Drahtnähe hin.

Da die Informationen mehrerer kleiner bzw. großer Zellen genutzt wurden, sind die berechneten Zeitkorrekturen als globale gemittelte Kalibrationskonstanten zu betrachten. Die Abweichungen der individuellen $t_{\mathrm{korr},i}$ einzelner Drähte aufgrund von Signallaufzeitdifferenzen in der Elektronik liegen im Bereich von etwa 2 ns.

6.3 Kalibration mit Zeitsummenverteilungen

6.3.1 Methode und Ereignisselektion

Driftgeschwindigkeit und Auflösung in Abhängigkeit von der Driftfeldstärke wurden, analog zur Kalibration der Referenzkammern, mittels Zweidraht–Zeitsummenverteilungen berechnet. Es wurden Daten von Runs mit nicht geneigter Kammer ($\theta = 0^\circ$) und mit den Magnetfeldeinstellungen $B = 0$ T und 0.8 T verwendet. Ein einfacher Doppelhit–Algorithmus sucht in den beiden Lagen eines Prototyp–Moduls nach getroffenen und sich überlappenden Zellen. Wird genau ein solcher Doppelhit mit genau je einem Puls in den beiden Zellen gefunden, so werden die Zeiten addiert. Um den Draht–Nahbereich mit schlechter Auflösung zu vermeiden, werden Spuren aus einem Fenster des Driftzeitspektrums von $t_i = 50 \ldots 250$ ns bei großen und $t_i = 20 \ldots 80$ ns bei kleinen Zellen selektiert.

Abbildung 6.18: Zweidraht–Zeitsumme großer Driftzellen mit angepaßter Gauß–Funktion.

Abbildung 6.18 zeigt als Beispiel die Verteilung der Zeitsumme von großen Zellen bei einem Wert der Driftfeldstärke. Bei der Berechnung der Driftgeschwindigkeit nach Gleichung 5.7 ist der genauere Wert der aus der Orts–Driftzeitrelation berechneten Zeitkorrekturen zugrundegelegt: $t_{\mathrm{korr}} = (22.7 \pm 2.1)$ ns.

6.3.2 Driftgeschwindigkeit

Die Ergebnisse der Messungen ohne Magnetfeld sind in Abbildung 6.19 dargestellt. Sie stimmen mit ersten Messungen an Testzellen überein, welche bis $E_{\mathrm{d}} = 4.6$ Td hinaufreichen [wil94]. Bei größeren Driftfeldstärken hingegen liegen die Resultate unter den von B. Schmidt [sch93] theoretisch berechneten Werten, für die ein Fehler von etwa 10% angegeben wird.

Diese Abweichung könnte auf zwei Ursachen beruhen, welche hier nicht quantitativ berücksichtigt werden können:

- Die benutzte Methode setzt eine lineare Orts–Driftzeitrelation voraus. Variiert die Driftgeschwindigkeit bei großen Feldstärken nah am Draht jedoch stark, tritt ein systematischer Fehler auf, welcher die der kleineren Driftfeldstärke zugeordneten Ergebnisse verfälscht.
- Inelastische Stöße der driftenden Elektronen mit Verunreinigungen des Gases setzen die Driftgeschwindigkeit herab.

Abbildung 6.19: Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Driftfeldstärke. Durchgezogene Linie: Theoretische Berechnungen von B. Schmidt.

In Abbildung 6.20 ist die Abnahme der effektiven Driftgeschwindigkeit im Magnetfeld aufgrund des Lorentzwinkels zu sehen.

6.3.3 Lorentzwinkel

Aus der gemessenen effektiven Driftgeschwindigkeit läßt sich der Lorentzwinkel berechnen, falls die absolute Driftgeschwindigkeit im Magnetfeld bekannt ist: $\alpha_\mathrm{L} = \arccos(v_\mathrm{eff}/v_H)$. Den theoretischen Berechnungen zufolge sollte bei Feldstärken oberhalb von etwa 2.5 Td und einem Magnetfeld von 1.2 T v_H nahezu gleich der Driftgeschwindigkeit ohne Magnetfeld sein. Bei den folgenden Rechnungen wird vereinfachend $v_H(B = 0.8\ \mathrm{T}) \approx v_\mathrm{d}$ angenommen, und es werden die experimentell ermittelten Werte für v_d verwendet.

Mittels der Gleichung 2.5 kann der für $B = 0.8$ T berechnete Lorentzwinkel zu $B = 1.2$ T extrapoliert werden:

$$\tan \alpha_\mathrm{L}(1.2\ \mathrm{T}) = \frac{1.2\ \mathrm{T}}{0.8\ \mathrm{T}} \tan \alpha_\mathrm{L}(0.8\ \mathrm{T})\ . \tag{6.17}$$

E_d in Td	$\alpha_L^{exp}(0.8\ \mathrm{T})$ in $^\circ$	$\alpha_L^{exp}(1.2\ \mathrm{T})$ in $^\circ$	$\alpha_L^{theo}(1.2\ \mathrm{T})$ in $^\circ$
2.5	38.1 ± 1.1	49.6 ± 1.1	48
3.0	31.4 ± 1.5	42.5 ± 1.7	46
3.6	25.3 ± 1.9	35.3 ± 2.3	40
4.1	20.9 ± 2.3	29.8 ± 3.0	36

Tabelle 6.8: Aus effektiven Driftgeschwindigkeiten berechnete Lorentzwinkel. Die auf 1.2 T extrapolierten Winkel sind mit theoretischen Werten von B. Schmidt verglichen.

Die so erhaltenen experimentellen Werte von α_L sind, zusammen mit den theoretischen, in Tabelle 6.8 angegeben.

Die extrapolierten experimentellen Werte liegen bei den drei größten betrachteten Driftfeldstärken deutlich unter den theoretischen Winkeln. Nimmt man für letztere wieder eine Ungenauigkeit von 10% an, so ist jedoch keine der Abweichungen signifikant.

6.3.4 Auflösung

Die Abbildungen 6.21 und 6.22 zeigen die aus der Breite von Zeitsummenverteilungen bestimmten Auflösungen in Abhängigkeit von der Driftfeldstärke.

Die Verbesserung der Auflösung mit steigender Driftfeldstärke wurde auch bei früheren Messungen beobachtet [wil94]. Sie läßt sich dadurch erklären, daß sich bei größeren E_d der Bereich des inhomogenen elektrischen Feldes in der Drahtumgebung verkleinert: Die Äquipotentiallinien bekommen zunehmend einen ellipsoiden Charakter, was auch die Krümmung der Isochronen im homogenen Bereich vermindert. Somit verkleinern sich die Driftzeitdifferenzen von Primärelektronen, welche statistisch entlang einer Spur verteilt sind. Der Drahtnahbereich in den kleinen Zellen ist, bezogen auf die Driftraumlänge, größer. Die Auflösung ist dadurch signifikant schlechter als in großen Zellen.

Die erneute Verschlechterung der Auflösung bei großen Driftfeldstärken könnte in der Verringerung der Driftgeschwindigkeit begründet sein: Die Diffusion liefert einen Beitrag proportional zu $\sqrt{t}$.

Abbildung 6.20: Effektive Driftgeschwindigkeit von großen Zellen mit und ohne Magnetfeld.

Abbildung 6.21: Auflösung der großen und kleinen Zellen in Abhängigkeit von der Driftfeldstärke.

6.3.5 Zusammenfassung

Die gemessene Driftgeschwindigkeit nimmt ab einer Driftfeldstärke von 3 Td ab: Sie fällt von ihrem Maximalwert 42 μm/ns annähernd linear auf 34 μm/ns bei $E_{\rm d} = 7$ Td. Das theoretisch erwartete Plateau bei einem Wert von etwa 42 μm/ns wird nicht beobachtet. Auch bei einer angenommenen Unsicherheit der theoretischen Werte von 10% sind diese bei größeren Driftfeldstärken nicht mit den gemessenen Werten innerhalb der Fehlergrenzen vereinbar.

Die experimentell bestimmten Lorentzwinkel liegen bei höheren Driftfeldstärken unter den erwarteten Werten, sind mit ihnen aber noch verträglich.

Die günstigste Auflösung wird bei $E_{\rm d} \approx 5.5$ Td erreicht. Im einfachsten, linearen Modell der Orts–Driftzeitbeziehung beträgt sie für große Zellen 200 μm und für kleine Zellen 250 μm. Werden nicht–lineare Effekte berücksichtigt und korrigiert, so ist eine Verbesserung der Auflösung zu erwarten.

Die Auflösung in radialer Richtung von $\sigma_r = 250$ μm erfüllt jedoch jetzt schon die an die BDC gestellte Anforderung von $\sigma_r < 400$ μm. Solange die Ungenauigkeit bei der Rekonstruktion von Spurneigungswinkeln unberücksichtigt bleiben kann, ist damit auch die Rekonstruktion des Auftreffpunktes des Elektrons auf dem SPACAL mit 1 mm Genauigkeit sichergestellt, wie eine einfache geometrische Überlegung zeigt: Bei einer Einzeldrahtauflösung von $\sigma_r = 250$ μm wird die radiale Position eines Doppeltreffers mit einer Auflösung von $\sigma_r^{\rm doppel} = \sigma_r/\sqrt{2} = 177$ μm gemessen. Der Schnittpunkt zweier Doppeltreffer in der ersten und in der vierten, um 33.75° verdrehten Doppellage ist dann in azimutaler Richtung mit einem Fehler von $\sigma_\phi = \sigma_r^{\rm doppel}/[\sqrt{2}\,\sin(\frac{1}{2} \times 33.75^\circ)] = 431$ μm festgelegt.

Der Betrieb der BDC im H1–Detektor am für die Auflösung optimalen Punkt $E_{\rm d} = 5.5$ Td ist auch aus weiteren Gründen vorteilhaft:

- Der homogene Bereich des Driftfeldes ist größer als bei niedrigeren Driftfeldstärken. Die Driftgeschwindigkeit ist damit über einen längeren Teil des Driftweges nahezu konstant. Variationen der Driftgeschwindigkeit, wie sie hier beobachtet wurden, bleiben auf eine relativ kleine Draht–Nahzone beschränkt.

- Es ist ein kleiner Lorentzwinkel zu erwarten: Der theoretische Wert beträgt $\alpha_{\rm L} = 30^\circ$. Die Größe von ineffizienten Flächen im Sektor–Randbereich aufgrund des Lorentzwinkels skaliert näherungsweise mit $\tan\alpha_{\rm L}$ und ist entsprechend reduziert.

Abbildung 6.22: Auflösung der großen Zellen in Abhängigkeit von der Driftfeldstärke, mit und ohne Magnetfeld.

6.4 Effizienz

6.4.1 Abhängigkeit von Driftfeldstärke und Zählspannung

Für die Bestimmung der Effizienzen in diesem und im nächsten Abschnitt wurden Daten aus Runs verwendet, bei denen der Strahl durch die Mittelsenkrechte des Prototypen ging. Um Effekte am Sektorrand auszuschließen, werden hier die Zellen in den mittleren Draht–Einzellagen 3 und 4 betrachtet, welche in ihrem Mittelbereich getroffen wurden. Für Zellen in Lage 4 wird die Effizienz wie folgt definiert:

- Zunächst wird in Lage 3 nach genau einer gefeuerten Zelle mit genau einem Puls einer Mindestladung $Q > 400$ Einheiten gesucht. Der Ladungsschnitt soll Rest–Untergrund mit kleiner Ladung reduzieren.

- Ist in einer der beiden Nachbarzellen in Lage 4 ein Treffer, so wird die Zeitsumme mit der Zelle in Lage 3 gebildet. Wenn die Zeitsumme um nicht mehr als 5σ vom Mittelwert der an die Zeitsummenverteilung angepaßten Gauß–Funktion abweicht, dann gilt die Zelle als effizient.

Tabelle 6.9 zeigt die Effizienz kleiner Zellen mit und ohne Magnetfeld für verschiedene Werte der Zählspannung U_Z und der Driftfeldstärke E_d. Die durch die Kathoden von 0.2 mm Dicke verursachte geometrische Ineffizienz ist implizit in den Ergebnissen enthalten; sie liefert Abzüge von 2% bei kleinen und 0.7% bei großen Zellen.

U_Z in V	E_d in Td	Effizienz in %	
		$B = 0$	$B = 0.8$ T
750	6.3	94.1	—
750	6.8	89.7	—
800	6.0	93.0	—
850	4.9	94.4	90.8
850	5.3	95.2	91.9
900	3.5	90.6	86.4
900	3.9	95.9	89.2
900	4.6	94.8	90.5
950	2.6	92.0	—

Tabelle 6.9: Effizienz kleiner Zellen für verschiedene Zählspannungen und Driftfeldstärken.

Bei konstanter Zählspannung verbessert sich die Effizienz tendenziell mit steigender Driftfeldstärke. Das kann durch eine höhere Gasverstärkung bei wachsender Driftspannung erklärt werden: Abbildung 6.23 verdeutlicht die starke Abhängigkeit der mittleren Pulsamplitude von der Driftspannung.

6.4.2 Abhängigkeit vom Abstand zum Draht

Das Driftzeitspektrum der kleinen und der großen Referenzzellen in Lage 3 wurde in drei bzw. neun Zeitintervalle geteilt, und die Effizienz in Lage 4 wurde nach Intervallzugehörigkeit des Referenzpulses differenziert. Einem solchen Bin entsprechen etwa 1.7 mm.

Abbildung 6.23: Mittlere Pulsamplitude als Funktion der Driftspannung bei konstanter Zählspannung. Die Amplitude ist in linearisierten Einheiten angegeben.

Wie Abbildung 6.24 zeigt, ist die Effizienz in unmittelbarer Drahtnähe am höchsten und sinkt zunächst mit dem Abstand. Bei Testzellenmessungen [wil94] wurde ein entgegengesetztes Verhalten beobachtet. Eine elektronegative Verunreinigung des Gases, welche zu Elektronenanlagerung führt, könnte den Abfall der Effizienz erklären.

Zur niedrigeren Effizienz im jeweils letzten Abstandsbin trägt die Kathode bei; Feldinhomogenitäten aufgrund von Fertigungsungenauigkeiten sind dort nicht auszuschließen.

6.4.3 Zusammenfassung

Die größte Effizienz im Magnetfeld wird bei einer Driftfeldstärke von 5.3 Td und einer Zählspannung von 850 V erreicht. Für kleine Zellen beträgt sie 91.9%. Die BDC im H1–Detektor mit insgesamt acht Draht–Einzellagen würde folglich nur mit einer Wahrscheinlichkeit von höchstens 51% acht Treffer entlang einer Spur registrieren, was nicht akzeptabel ist.

Bei Messungen an Testzellen war die Effizienz mit 97% deutlich größer. Dieser Wert wird hier nur in der unmittelbaren Drahtnähe erreicht. Das könnte zwei Ursachen haben:

- Wie bereits erwähnt, würde eine elektronegative Verunreinigung des Gases die Abnahme der Effizienz mit dem Abstand verursachen.

- Die Pulsformen sind je nach Abstand vom Draht verschieden: Nah am Draht schneidet eine Spur viele Isochronen, was zu einer größeren zeitlichen Verschmierung der Ankunft von Primärelektronen am Draht führt. Die Pulse sind dort entsprechend breiter. Eine verminderte Effizienz des QT–Algorithmus bei der Erkennung sehr schmaler Pulse würde ebenfalls das beobachtete Verhalten produzieren. Diese Möglichkeit wurde nicht untersucht.

Abbildung 6.24: Effizienz in Abhängigkeit vom Abstand zum Draht. Durchgezogen: kleine Zellen, gestrichelt: große Zellen.

6.5 Untersuchung des Sektor–Randbereichs

6.5.1 Effizienz im Randbereich

Da die Oktantenmodule des BDC–Prototyps an der Sektorrandfläche keine Feldformungselektroden haben, ist dort aufgrund der Feldinhomogenität eine ineffiziente Zone zu erwarten.

Um die Effizienz in diesem Bereich zu messen, wird mit den Modulen 1 und 2 eine Spur rekonstruiert und in das Modul 3 extrapoliert. Bei senkrechter Stellung der Kammer ($\theta = 0^\circ$) reduziert sich die Rekonstruktion auf zwei Dimensionen. In den Modulen 1 und 2 wird je ein Doppeltreffer verlangt. Die Links–Rechts–Ambiguität ist damit behoben, es können in den beiden Modulen je zwei kollineare Treffergeraden konstruiert werden, welche zu je einer gemittelt werden. Der Schnittpunkt dieser zwei um 18° gekreuzten Geraden legt den Spurpunkt, und damit die beiden getroffenen Zellen, in Modul 3 fest. Wird in einer dieser Zellen ein Treffer gefunden, so gilt sie an der rekonstruierten Koordinate als effizient.

Die Abbildungen 6.25, 6.26 und 6.27 zeigen die Effizienz in Abhängigkeit vom Spurdurchstoßpunkt. Die Daten mehrerer Zellen des gleichen Typs sind überlagert, um die Statistik zu verbessern. Die durchgezogenen Linien deuten die Begrenzungen der Zellen an; der Zähldraht fängt im Punkt (0,0) an und erstreckt sich entlang der x–Achse nach rechts. Alle rekonstruierten Spurdurchstoßpunkte sind als Punkte eingetragen; die Größe des Kästchens in einem (x, y)–Bin entspricht dem Quotient

$$\text{Kästchengröße} = \frac{\text{Anzahl der gefundenen Treffer in Modul 3}}{\text{Anzahl der Spuren im Bin}} \tag{6.18}$$

und ist ein direktes Maß der lokalen Effizienz.

An einzelnen Punkten werden Zellen als effizient gewertet, obwohl die Spur jenseits des Sektorrands erscheint. Das kann daran liegen, daß ein Elektron tatsächlich Treffer in allen drei Modulen verursacht, aber die Spurkoordinaten falsch rekonstruiert werden. Zusätzliche Rauschpulse etwa könnten die gemittelte Treffergerade in einem Modul um den Betrag Δr parallelverschieben; der Schnittpunkt mit der Geraden des anderen Moduls wäre dann um $\Delta r/\sin 18^\circ = 3.2\,\Delta r$ versetzt.

Die ineffiziente Randzone erreicht ihre größte Breite jeweils an den Kathoden der Zellen. Ohne Magnetfeld beträgt sie bei großen Zellen an der oberen Kathode 13 mm, und an der

Abbildung 6.25: Effizienz im Randbereich großer Zellen ohne Magnetfeld.

unteren Kathode 7 mm; die entsprechenden Werte bei kleinen Zellen sind 9 mm und 4 mm. Im Magnetfeld ist die Zone in großen Zellen oben um etwa 4 mm vergrößert und unten um etwa 3 mm verkleinert. Hier wird andeutungsweise der Lorentzwinkel sichtbar: Im oberen Halbraum haben Elektronen eine Driftkomponente zum Rand hin, im unteren Halbraum dagegen vom Rand weg.

Eine ineffiziente Randzone der gemessenen Breite bedeutet einen schwerwiegenden Verlust an Information bei der Rekonstruktion von Spursegmenten. In der BDC im H1–Detektor würde das bewirken, daß gerade im physikalisch interessanten Bereich nah an der Strahlröhre die Wahrscheinlichkeit, alle acht möglichen Treffer entlang einer Spur zu messen, viel zu klein ist. Bei einem Radius $r = 70$ mm (10 mm Abstand von der Strahlröhre) etwa beträgt die Überlappung der ersten mit der vierten, um 33.75° verdrehten Doppellage in azimutaler Richtung 13 mm. Die toten Zonen der kleinen Zellen dieser beiden Doppellagen berühren sich hier, so daß die BDC bestenfalls nur vier Treffer in den mittleren beiden Doppellagen messen würde. Das kann auf keinen Fall akzeptiert werden.

Um die Frage zu klären, ob die Geometrie der beobachteten Ineffizienzen tatsächlich durch die Feldinhomogenität verursacht wird, und um Verbesserungsmöglichkeiten zu untersuchen, wurden Berechnungen mit dem Programm MAFIA durchgeführt, welche im nächsten Abschnitt vorgestellt werden.

Abbildung 6.26: Effizienz im Randbereich kleiner Zellen ohne Magnetfeld.

Abbildung 6.27: Effizienz im Randbereich großer Zellen mit einem Magnetfeld von 0.8 T.

6.5.2 Exkurs: Feldberechnungen mit MAFIA

Modellierung des BDC–Prototypen

Zur Untersuchung der Feldverzerrung wurde die Elektrostatik des Randbereichs einer großen Prototypzelle mit MAFIA berechnet. Das dreidimensionale MAFIA–Gittervolumen hat in x und y die Ausdehnung der Driftzelle, welche naturgetreu mit einer doppelten Lage von Feldelektroden in den y–Abschlußplatten modelliert ist; in x ist die Zelle von dünnen Kathodenplatten abgeschlossen. Der Zähldraht verläuft mittig in z–Richtung. Die z–Tiefe der Zelle beträgt, entlang des Zähldrahts gemessen, 25 mm.

An der Querschnittfläche der Zelle ($+z$–Begrenzung) wird Spiegelsymmetrie des Feldes gefordert; die MAFIA–Lösung beschreibt damit faktisch eine stark verkürzte vollständige Zelle. Die beiden von MAFIA angebotenen Randbedingungen *Dirichlet* und *Neumann* (siehe Anhang) können die Situation im Außenraum der Zelle nicht korrekt beschreiben, da dort das Potential erst in großem Abstand auf 0 abfällt. Als beste Näherung erscheint es zu fordern, daß das Potential auf der $-z$–Fläche verschwindet, und daß die orthogonalen Komponenten des elektrischen Feldes auf den x– und y–Grenzflächen verschwinden.

Abbildung 6.28: Feldverlauf in der großen Prototyp–Zelle. Der Randstreifen ist als Isolator angenommen.

In Abbildung 6.28 ist der elektrische Feldverlauf in einem Längsschnitt durch die Drahtebene dargestellt. Die Potentiale der Kathoden und der Elektrodenstreifen entsprechen eingestellten Spannungen von $U_Z = 900$ V und $U_D = 1900$ V. Der Randbegrenzungsstreifen aus GFK, im Bild schräg und gerastert zu sehen, wurde als dielektrischer Isolator angenommen. Die durchgezogenen Linien deuten Feldlinien an, die links den Bereich abgrenzen, in dem Elektronen nicht mehr auf den Draht driften können. Die so definierte ineffiziente Zone hat am oberen Rand eine Breite von 10 mm, unten 6 mm. Sie ist damit kleiner als experimentell beobachtet.

Die Beschreibung des GFK–Streifens als Isolator ist nicht korrekt, da die Oberflächenleitfähigkeit von GFK nicht verschwindet. Sie ist größer als die Leitfähigkeit des Gases; relativ betrachtet ist der Randstreifen ein „Leiter“ [len94].

Abbildung 6.29 zeigt das Ergebnis einer Feldberechnung, bei der der Randstreifen als elektrisch leitend auf Potential 0 gesetzt ist. Die ineffiziente Zone hat hier eine Ausdehnung von 12 mm oben und 7 mm unten, was mit den experimentellen Werten im Rahmen der Genauigkeit übereinstimmt.

Die Effekte am Sektorrand sind somit erklärt: Die Feldverzerrung, und damit die Ineffizienz, wird durch eine ungünstige Randbedingung auf der seitlichen Abschlußfläche verursacht. Als Lösung des Problems bietet sich die Bestückung dieser Fläche mit Feldformungselektroden an.

Abbildung 6.29: Feldverlauf in der großen Prototyp–Zelle. Der Randstreifen ist als Leiter angenommen.

Modellierung mit zusätzlichen Randelektroden

Im Randbereich läßt sich der Feldverlauf durch das Anbringen von Feldformungselektroden günstig beeinflussen, wie Abbildung 6.30 demonstriert. Der Randstreifen ist mit einer einfachen Lage von Elektrodenstreifen (schwarz angedeutet) im gleichen Raster wie in den GFK–Deckplatten bestückt. Die Potentiale entsprechen denen der Elektroden gleicher x–Position in den Deckplatten.

Die Geometrie des elektrischen Feldes hat sich entscheidend verbessert: Inhomogenitäten an der Randfläche haben nur noch eine Ausdehnung von ungefähr der Elektrodenstreifen-breite. Mit Ausnahme eines keilförmigen Gebietes zwischen dem Randstreifen und der oberen Kathode, welches oben eine maximale Breite von 6 mm hat, enden Feldlinien überall auf dem Zähldraht.

6.5.3 Zusammenfassung

Die mit MAFIA durchgeführten Berechnungen zeigen eine starke Feldverzerrung am Sektorrand der Prototyp–Module, welche aus drei Gründen problematisch ist:

- Wie die experimentellen Ergebnisse zeigen, führt die Inhomogenität zu einer breiten ineffizienten Zone. Bei einer aus vier Doppellagen bestehenden BDC im H1–Detektor würde das insbesondere bei kleinen Radien die Wahrscheinlichkeit, mehr als vier Treffer entlang einer Spur zu finden, in einem nicht akzeptablen Maße vermindern.
- Im effizienten Bereich nahe des Sektorrands sind die Driftwege deformiert. Eine für den zentralen Sektorbereich ermittelte Orts–Driftzeitbeziehung wäre hier nicht gültig, und es müßten aufwendige, vom Azimutwinkel ϕ der Spur abhängige Korrekturen angebracht werden.
- Die unkontrollierten Randbedingungen führen zu großen Feldstärken und zu großen Feldkomponenten parallel zu den Oberflächen des Detektormaterials, was Überschläge begünstigt. Die Hochspannungsfestigkeit der Kammer ist herabgesetzt.

Eine Feldformung durch Elektroden am Randstreifen kann die Feldgeometrie erheblich verbessern: Ineffiziente Zonen sollten, beim Betrieb im Magnetfeld, im wesentlichen nur noch durch den Lorentzwinkel verursacht sein.

Bei der Konstruktion der BDC für den H1–Detektor werden die vorgestellten Ergebnisse berücksichtigt: Die Sektorrandfläche wird, ähnlich wie die Stirnflächen, mit einer doppelten Lage von Feldformungselektroden ausgestattet sein. Die zweilagige versetzte Anordnung soll auch hier den Felddurchgriff zwischen den Elektrodenstreifen vermeiden. In der Nähe der Drahtdurchführung werden die Streifen um den Draht gekrümmt, um sie an den ellipsoiden Verlauf des Nahfeldes anzupassen.

Abbildung 6.30: Feldverlauf in einer großen BDC–Zelle mit Feldformung am Sektorrand.

6.6 Kalibration mit Spuren

6.6.1 Aufbau des Programms

Der Rekonstruktionsalgorithmus

Der für diese Arbeit verwendete Rekonstruktionsalgorithmus wurde von B. Schwab in C entwickelt [sch94]. Die Suche nach Spuren beginnt mit der Berechnung von Treffergeraden aus den gemessenen Zeiten, wobei die Kalibrationskonstanten $v_{\rm d}$ und $t_{\rm korr}$ schon relativ genau bekannt sein sollten. Jeder Treffer produziert dabei aufgrund der Links–Rechts–Ambiguität zwei zum Zähldraht parallele Geraden im Abstand $s_i = v_{\rm d}(t_i + t_{\rm korr})$. Dann werden die Geraden benachbarter Drahtlagen in einem BDC–Oktanten zu Doppeltreffern kombiniert, wobei die Kombinationen, welche zu physikalisch unsinnigen Spursteigungen führen, verworfen werden. Die Ambiguität ist nun aufgelöst.

Die zwei Geraden eines Doppeltreffers legen eine Ebene im Raum fest, in der die angenommene Teilchenspur verläuft. Durch den Schnitt der Ebenen zweier Doppeltreffer aus zwei verschiedenen Modulen erhält man eine hypothetische Spurgerade. Werden auf diese Weise zwei Doppeltreffer miteinander kombiniert, die nicht zu einer tatsächlichen Spur gehören, so verläuft die Schnittgerade nicht durch die zugehörigen getroffenen Driftzellen, und die Kombination wird verworfen. Eine erkannte Spur im BDC–Prototypen besteht schließlich aus entweder zwei oder drei miteinander kombinierten Doppeltreffern.

Im Rekonstruktionsprogramm wird die Spurgerade in einem zylindrischen Koordinatensystem beschrieben: Die Zähldrähte der i–ten Einzellage verlaufen alle in der (r, ϕ)–Ebene bei konstantem z_i, und die z–Achse entspricht der nominellen Strahlachse im H1–Detektor.

Die Spur wird durch vier Parameter charakterisiert:

- r_0, und
- ϕ sind die Koordinaten des Spurdurchstoßpunktes durch eine Ebene bei festem z_0.

In diesem Punkt denke man sich ein lokales Koordinatensystem, welches von den drei Einheitsvektoren $\{\vec{e}_r, \vec{e}_\phi, \vec{e}_z\}$ aufgespannt wird. Wird die Spur in die zwei zu $\vec{e}_z$ parallelen Koordinatenebenen projiziert, so haben die Projektionsgeraden folgende Winkel zu $\vec{e}_z$:

- $\theta_\parallel$ in der $(\vec{e}_r, \vec{e}_z)$–Ebene, und
- $\theta_\perp$ in der $(\vec{e}_\phi, \vec{e}_z)$–Ebene.

Auf ein vom Vertex durch die BDC fliegendes Elektron übertragen, haben die beiden Winkel folgende Bedeutung: $\theta_\parallel$ entspricht dem Polarwinkel $(180^\circ - \theta_{\rm e})$, und $\theta_\perp$ beschreibt die Steigung der Spur in azimutaler Richtung aufgrund des Magnetfelds.

Für die geometrische Anordnung des Prototyp–Tests wird $z_0 := 0$ in der Mitte des Prototypen (d. h. an der Mitte der Platine des mittleren Wire–Moduls) gesetzt, und als $\phi = 0$ wird die Senkrechte zum Zenith definiert.

Eine Spurgerade aus zwei Doppeltreffern ist geometrisch vollständig festgelegt. Bei drei Doppeltreffern wird eine χ^2–minimierende Geradenanpassung mit zwei Freiheitsgraden durchgeführt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{6} \left(\frac{d(\text{Treffergerade } i, \text{ Modellgerade})}{\sigma} \right)^2 \tag{6.19}$$

Das *Residuum* d(Treffergerade i, Modellgerade) bezeichnet den senkrechten Abstand von der Treffergeraden der i–ten Einzellage zur Spurmodellgeraden. Als Einzeldrahtauflösung wird $\sigma = 200\ \mu$m angenommen.

Der Kalibrationsalgorithmus

Für die Kalibration mit Spuren wird vom Rekonstruktionsprogramm zunächst eine Menge von N Spuren mit sechs Treffern in einem Array von Datenstrukturen bereitgestellt, welche mit Startwerten für v_d und t_korr rekonstruiert wurden. Bei der Kalibration wird mit variierten Werten an die sechs Treffer jeder Spur eine Gerade angepaßt, und es wird das mittlere χ^2 pro Spur errechnet:

$$\overline{\chi^2}(v_\mathrm{d}, t_\mathrm{korr}) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} \chi_k^2 \; . \tag{6.20}$$

Es wird das Minimum von $\overline{\chi^2}$ bestimmt, und als optimale Kalibrationskonstanten werden die zugehörigen Werte von v_d und t_korr betrachtet.

Der Lorentzwinkel α_L kann aufgrund der speziellen Geometrie der BDC nicht unabhängig bestimmt werden. Er geht implizit in die effektive Driftgeschwindigkeit ein. Falls nicht anders angegeben, ist hier und im Folgenden mit v_d die effektive Driftgeschwindigkeit gemeint.

6.6.2 Genauigkeit der Spurrekonstruktion

In diesem Abschnitt wird untersucht, mit welcher Genauigkeit die Spurparameter bestimmt sind, wenn mit genau bekannten Werten von v_d und t_korr eine Gerade an sechs Treffer im BDC–Prototypen angepaßt wird. Die konstante Position der Kammer im Run legt den Wertebereich, den die Spurparameter annehmen können, fest. Er ist durch die Geometrie des Versuchsaufbaus und die Akzeptanz des Triggers gegeben. Es wurden Daten eines Runs ohne Magnetfeld bei einer Driftfeldstärke von 4.1 Td ausgewertet.

Abbildung 6.31 zeigt die Verteilungen der Spurparameter und ihrer Fehler[7], wenn eine Gerade mit den vier freien Parametern r_0, ϕ, $\tan\theta_\parallel$ und $\tan\theta_\perp$ angepaßt wird[8] Es wurden nur Spuren mit $\chi^2 < 10$ berücksichtigt, einem *Confidence Level* von 1% entsprechend. Die mittleren Fehler sind in Tabelle 6.10 zusammengefaßt. Mit $\Delta x_\phi = r_0\,\Delta\phi$ wird hier die Ungenauigkeit der Position des Spurdurchstoßpunktes in azimutaler Richtung bezeichnet.

Spurparameter		mittl. Fehler
Durchstoßpunkt	Δr_0	0.17 mm
	$\Delta x_\phi = r_0\,\Delta\phi$	1.44 mm
Winkel	$\Delta\theta_\parallel$	1.3 °
	$\Delta\theta_\perp$	1.8 °

Tabelle 6.10: Mittlere Fehler der Parameter rekonstruierter Spuren bei Spuranpassung mit vier freien Parametern.

Die Breite der Verteilungen von r_0 und ϕ ist durch die Ausdehnung des Strahlflecks auf der BDC bestimmt. Projiziert man das Loch des zweiten Veto–Szintillatorzählers von der Öffnung des Strahlkollimators aus auf die Kammer, und berücksichtigt man die zusätzliche kleine Aufweitung durch Vielfachstreuung, so ergibt sich ein theoretischer Durchmesser des Strahlflecks von 30 mm. Die Breite[9] der r_0–Verteilung beträgt 30 mm, und diejenige der

[7] Die angegebenen Fehler sind die Quadratwurzeln der Diagonalelemente der beim Spurfit berechneten Kovarianzmatrix.

[8] Bei den hier auftretenden kleinen Spurneigungswinkeln gilt in sehr guter Näherung $\theta = \tan\theta$.

[9] Als Breite sei hier die Breite der Verteilungen auf 10% ihrer Maximalhöhe definiert.

Abbildung 6.31: Verteilung rekonstruierter Spurparameter und ihrer Fehler bei Spuranpassung mit vier freien Parametern. Links von oben nach unten: $r_0, \phi, \tan\theta_\parallel, \tan\theta_\perp$; rechts jeweils der Fehler.

ϕ–Verteilung 0.11 rad, was bei einem mittleren $r_0 = 24.2$ cm des Strahlflecks einem Durchmesser von 27 mm entspricht. Werden die mittleren Fehler berücksichtigt, so liegen die rekonstruierten Parameter r_0 und ϕ im physikalisch zulässigen Bereich.

Ähnlich verhält es sich bei den Winkeln: Hier ist theoretisch eine Standardabweichung von 6.7 mrad bei einem Mittel von 0 zu erwarten; die Verteilungen haben Standardabweichungen von 41 mrad in $\theta_\parallel$ und 93 mrad in $\theta_\perp$. Die Verschiebung des Mittelwertes der $\theta_\perp$–Verteilung ist darauf zurückzuführen, daß der Halterungsträger des Prototypen nicht mit großer Genauigkeit kollinear zum Strahl justiert werden konnte. Es ist zu beachten, daß bei beiden Winkeln die Abweichungen vom Mittelwert der Verteilung nicht signifikant sind, da sie aufgrund der relativ großen mittleren Fehler im $\pm 3\sigma$–Bereich liegen. Die Verteilungen sind also mit der theoretischen Breite verträglich.

Die sehr gute Genauigkeit der radialen Spurkoordinate von 170 μm entspricht den Erwartungen: Aufgrund des azimutalen Drahtverlaufs im BDC–Prototypen wird r entlang einer Spur sechs Mal mit einer Einzelauflösung von ca. 200 μm gemessen. Der Fehler in azimutaler Richtung von 1.44 mm ist jedoch weitaus größer, als man mit der gegebenen Einzeldrahtauflösung erwarten würde. Eine ähnliche Abschätzung wie die in Abschnitt 6.3.5 durchgeführte ergibt einen theoretischen Fehler von nur 0.32 mm.

Auch die Spurneigungswinkel werden nur relativ ungenau bestimmt. Von besonderem Interesse ist der Polarwinkel $\theta_\parallel$, mit dem Spuren, die von einer e–p–Wechselwirkung in der Vertexregion des H1–Detektors kommen, von Untergrundspuren unterschieden werden sollen, welche aus der Protonrichtung mit entgegengesetzter Steigung die BDC kreuzen. Der kleinste Polarwinkel von Spuren aus dem 140 cm entfernten Vertex tritt beim Durchgang durch den kleinsten Radius der BDC auf (etwa 6.5 cm): $\theta_{\mathrm{min}}^{\mathrm{Vertex}} = 0.046$ rad $= 2.7^\circ$. Mit der gegebenen Auflösung $\Delta\theta_\parallel = 1.3^\circ$ können diese mit einem Konfidenzkoeffizienten von etwa 5% ($2\,\sigma$

entsprechend) von waagrechten Untergrundspuren unterschieden werden.

Die spezielle Geometrie der BDC bedingt vermutlich Korrelationen zwischen den Winkelkoordinaten ϕ, $\theta_{\parallel}$ und $\theta_{\perp}$, welche zu einer ungenauen χ^2–Minimierung bei der Spuranpassung und auf diese Weise zu großen Fehlern führen könnten. Daher wurde das Verhalten der Spuranpassung bei Festhalten eines oder zweier Parameter untersucht. Da aufgrund der hier gegebenen Anordnung bei senkrechter Stellung des Prototypen die beiden Spurneigungswinkel in guter Näherung verschwinden, wurde die Rekonstruktion zunächst mit festgehaltenem $\theta_{\perp} = 0$ und dann mit zusätzlich festgehaltenem $\theta_{\parallel} = 0$ durchgeführt (siehe dazu die Abbildungen 6.32 und 6.33).

Abbildung 6.32: Verteilung rekonstruierter Spurparameter und ihrer Fehler bei Spuranpassung mit festgehaltenem $\theta_{\perp}$. Links von oben nach unten: $r_0, \phi, \tan\theta_{\parallel}, \tan\theta_{\perp}$; rechts jeweils der Fehler.

Es wird deutlich, daß das alleinige Fixieren von $\theta_{\perp} = 0$ die Genauigkeit von r_0, aber nicht die von ϕ verbessert. Erst das zusätzliche Festlegen des Polarwinkels $\theta_{\parallel}$ verbessert den ϕ–Fehler erheblich: Die azimutale Auflösung beträgt nun $\Delta x_{\phi} = 384\ \mu$m, was dem oben abgeschätzten Wert nahekommt. Offensichtlich sind die Parameter ϕ und $\theta_{\parallel}$ stark miteinander korreliert. Das Ergebnis ist in Tabelle 6.11 zusammengefaßt.

Spurparameter		mittl. Fehler
Durchstoßpunkt	Δr_0	0.10 mm
	$\Delta x_\phi = r_0 \, \Delta\phi$	0.38 mm
Winkel festgehalten		

Tabelle 6.11: Mittlere Fehler der Parameter rekonstruierter Spuren bei Spuranpassung mit festgehaltenen Neigungswinkeln $\theta_\parallel$ und $\theta_\perp$.

Abbildung 6.33: Verteilung rekonstruierter Spurparameter und ihrer Fehler bei Spuranpassung mit festgehaltenem $\theta_\perp$ und $\theta_\parallel$. Links von oben nach unten: $r_0, \phi, \tan\theta_\parallel, \tan\theta_\perp$; rechts jeweils der Fehler.

Abbildung 6.34: $\overline{\chi^2}$ in Abhängigkeit von den Kalibrationskonstanten.

6.6.3 Güte der Kalibration

Genauigkeit der Kalibrationskonstanten

Werden v_d und t_korr gleichzeitig durch Minimierung von $\overline{\chi^2}(v_\mathrm{d}, t_\mathrm{korr})$ kalibriert, so sind die Konfidenzintervalle dieser Parameter durch Projektionen von Konturen mit konstantem $\overline{\chi^2} = \overline{\chi^2}_\mathrm{min} + \Delta\overline{\chi^2}$ auf die Koordinatenachsen gegeben (siehe z. B. [pre86]). Abbildung 6.34 zeigt die Gestalt von $\overline{\chi^2}$ als Funktion von $t_0 = -t_\mathrm{korr}$ und v_d in der Umgebung des Minimums; hier wurden Daten eines Runs mit dem Strahl durch große Zellen bei der Einstellung $U_\mathrm{Z} = 850$ V, $U_\mathrm{D} = 2300$ V ausgewertet.

Es ist eine starke Korrelation zwischen den Parametern erkennbar. Längs der flachen „Talsohle" gilt die Beziehung

$$\frac{\delta t_\mathrm{korr}}{\delta v_\mathrm{d}} \approx -5.4\ \frac{\mathrm{ns}^2}{\mu\mathrm{m}}\ . \qquad (6.21)$$

Als Konfidenzintervalle mit 68% Wahrscheinlichkeit (bei zwei Freiheitsgraden $\Delta\overline{\chi^2} = 2.3$ entsprechend) erhält man $v_\mathrm{d} = (38.3 \pm 2.8)\ \mu\mathrm{m/ns}$ und $t_\mathrm{korr} = (-29 \pm 15)$ ns.

Die Fehler sind aufgrund der Korrelation der Parameter sehr groß. Insbesondere die Korrekturzeit kann nur mit einer völlig unbefriedigenden Genauigkeit bestimmt werden. Es wäre jedoch denkbar, daß trotz der großen Fehler einzelne Spuren korrekt rekonstruiert werden, solange v_d und t_korr **korreliert** von ihren wahren Werten abweichen. Dann wäre die Ungenauigkeit des einzelnen Parameters unerheblich für die Güte der Kalibration. Das soll im nächsten Abschnitt untersucht werden.

Die Korrelation zwischen v_d und t_korr wird plausibel, wenn man die Verknüpfung beider

Spurparameter		max. Verschiebung
Durchstoßpunkt	δr_0	1.5 mm
	$\delta x_\phi = r_0\,\delta\phi$	4.8 mm
Winkel	$\delta\theta_\parallel$	2.3 $^\circ$
	$\delta\theta_\perp$	7.2 $^\circ$

Tabelle 6.12: Maximale Veränderungen der Parameter rekonstruierter Spuren bei korrelierter Variation von v_d und t_korr um $1\,\sigma$.

Größen in der Zweidraht–Zeitsumme betrachtet. Aus der Beziehung

$$\sum_{i=1}^{2} t_i = \frac{D}{v_\mathrm{d}} - 2\,t_\mathrm{korr} \quad\Rightarrow\quad t_\mathrm{korr} = \frac{1}{2}\left(\frac{D}{v_\mathrm{d}} - \sum_{i=1}^{2} t_i\right) \tag{6.22}$$

folgt

$$\frac{\delta t_\mathrm{korr}}{\delta v_\mathrm{d}} = -\frac{D}{2\,v_\mathrm{d}} = -5.2\,\frac{\mathrm{ns}^2}{\mu\mathrm{m}}\ , \tag{6.23}$$

wobei $D = 15.24$ mm (große Zellen) und $v_\mathrm{d} = 38.3\ \mu$m/ns gesetzt wurde. Die Korrelation wird also quantitativ richtig durch die Zwangsbedingung der konstanten Zeitsumme in einer Doppellage erklärt. Das bedeutet, daß die gleichzeitige Kalibration von v_d und t_korr durch Minimierung von $\overline{\chi^2}$ im Wesentlichen nur sensitiv auf die Verletzung der Zeitsumme ist.

Einfluß einer Fehlkalibration auf die Spurparameter

Der Einfluß einer korrelierten Variation der Kalibrationsparameter wurde für jede einzelne Spur folgendermaßen untersucht:

1. Mit den Kalibrationskonstanten $(v_\mathrm{d}, t_\mathrm{korr})$ am Minimum $\overline{\chi^2}_\mathrm{min}$ werden durch Geradenanpassung an sechs Treffer die Spurparameter $r_0, \phi, \theta_\parallel$ und $\theta_\perp$ bestimmt.

2. Mit den Kalibrationskonstanten $(v_\mathrm{d} + \delta v_\mathrm{d},\ t_\mathrm{korr} + \delta t_\mathrm{korr})$ auf der $1\,\sigma$–Kontur $(\overline{\chi^2}_\mathrm{min} + 2.3)$ werden die neuen Spurparameter r_0', usw. bestimmt. δv_d und δt_korr sind gemäß der oben angegebenen Korrelation gewählt.

3. Es werden die Differenzen $\delta r_0 := r_0' - r_0$, usw. gebildet.

In Abbildung 6.35 sind die Differenzen zwischen alten und neuen Spurparametern gegen r_0 histogrammiert. Man erkennt deutliche Diskretisierungen der Differenzen, welche von r_0 abhängen. Es wurden auch ähnliche Abhängigkeiten von ϕ beobachtet. Aus den Verteilungen lassen sich die maximalen Veränderungen der Parameter einzelner Spuren entnehmen, welche in Tabelle 6.12 zusammengestellt sind. Die Winkelverschiebung in ϕ wurde dabei wieder in eine Differenz der azimutalen Position δx_ϕ umgerechnet.

Es ist zu sehen, daß sich die Spurparameter erheblich ändern, wenn die Kalibrationskonstanten korreliert variieren. Die Verschiebung des Durchstoßpunktes einzelner Spuren übersteigt die angestrebte Genauigkeit von 1 mm um ein Vielfaches und kann auf keinen Fall toleriert werden.

Zusammenfassung

Wie gezeigt wurde, ist es nicht möglich, durch eine $\overline{\chi^2}$–Minimierung die beiden freien Kalibrationskonstanten Driftgeschwindigkeit und Korrekturzeit **zugleich** mit einer auch nur annähernd ausreichenden Genauigkeit zu bestimmen. Nur dann, wenn eine der beiden Größen hinreichend genau bekannt ist, kann die zweite mit einem sehr viel kleineren Fehler durch die $\overline{\chi^2}$–Minimierung mit einem festgehaltenen und nur einem freien Parameter ermittelt werden. Die mit dieser Methode erhaltenen Ergebnisse werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

Eine weitere Möglichkeit der Entflechtung der Korrelation zwischen t_{korr} und v_{d} wäre die Minimierung eines kombinierten $\overline{\chi^2}$ aus zwei Datensätzen mit unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten und einer (angenommenen) gleichen globalen Zeitkorrektur:

$$\overline{\chi^2}(v_{\mathrm{d}1}, v_{\mathrm{d}2}, t_{\mathrm{korr}}) := \overline{\chi^2_1}(v_{\mathrm{d}1}, t_{\mathrm{korr}}) + \overline{\chi^2_2}(v_{\mathrm{d}2}, t_{\mathrm{korr}}) \; . \tag{6.24}$$

Die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit der BDC im H1–Detektor wird stark vereinfacht, wenn für jedes Ereignis der Zeitnullpunkt $t_0 = -t_{\mathrm{korr}}$ der BDC extern festgelegt werden kann — etwa durch den mit 2 ns Auflösung intrinsisch bestimmten Zeitnullpunkt der Jetkammer CJC, und durch einen rekonstruierten Vertex zur Berechnung der Flugzeitkorrektur.

6.6.4 Driftgeschwindigkeit

Wird eine aus anderer Quelle gut bekannte Zeitkorrektur t_{korr} vorausgesetzt, so liefert die Kalibration mit Spuren genaue Werte für die Driftgeschwindigkeit v_{d}. Auf diese Weise wurden die gleichen Daten analysiert, die für die Kalibration mit Zeitsummen verwendet wurden. Als Wert des festgehaltenen Parameters t_{korr} wird auch hier die aus der Orts–Driftzeitrelation erhaltene Zeitkorrektur $t_{\mathrm{korr}} = 22.7$ ns zugrundegelegt.

Die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Driftfeldstärke wird, bei Kalibration mit Spuren durch große Driftzellen, mit einem Fehler von 0.6 μm/ns (etwa 1.7%) bestimmt (siehe Abbildung 6.36). Die Werte stimmen bei beiden Magnetfeldeinstellungen ($B = 0$ T und $B = 0.8$ T) vollkommen mit den aus den Zweidraht–Zeitsummen berechneten überein (vergleiche hierzu Abbildung 6.20).

6.6.5 Residuenverteilung

Die Verteilung von Spurresiduen in Abhängigkeit von der Driftzeit ist ein indirekter Indikator für die Güte der Kalibration der beiden Parameter v_{d} und t_{korr}. Ausgehend von der linearen Beziehung $s = v_{\mathrm{d}}(t + t_{\mathrm{korr}})$ zwischen Position und Zeit eines Treffers ergibt sich eine Verschiebung

$$\delta s = (\delta v_{\mathrm{d}})\, t + (\delta v_{\mathrm{d}})\, t_{\mathrm{korr}} + v_{\mathrm{d}}\, (\delta t_{\mathrm{korr}}) \; , \tag{6.25}$$

falls die zur Rekonstruktion benutzten Werte von Driftgeschwindigkeit und Zeitkorrektur um δv_{d} bzw. δt_{korr} von den wahren Werten abweichen. Nimmt man an, daß mit der redundanten Information vieler Treffer die rekonstruierte Spur **trotzdem** mit der wahren Spur gut übereinstimmt, so gilt für die Residuen ρ der Treffer entlang der Spur $\rho \approx \delta s$.

Bei Auftragung der Residuen gegen die Zeit t äußert sich die Fehlkalibration von v_{d} als Steigung und als Parallelverschiebung der Verteilung, und diejenige von t_{korr} als zusätzliche Parallelverschiebung.

Abbildung 6.35: Differenzen der Parameter einzelner Spuren in Abhängigkeit von r_0 bei korrelierter Variation von v_{d} und t_{korr} um $1\,\sigma$. Von links oben nach rechts unten: $\delta r_0, \delta\phi, \delta\theta_{\parallel}$ und $\delta\theta_{\perp}$.

Abbildung 6.36: Aus Kalibration mit Spuren bei festgehaltenem t_{korr} ermittelte effektive Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Driftfeldstärke.

Abbildung 6.37: Residuenverteilung großer Zellen. Oben: Histogramm mit angepaßter Gauß–Funktion, unten: Residuen in Abhängigkeit von der gemessenen Zeit t.

Am optimalen Punkt der Auflösung $E_\mathrm{d} = 5.3$ Td wurden die Residuen für Spuren durch große Zellen bestimmt (siehe Abbildung 6.37). Hierbei wurde, wie oben, $t_\mathrm{korr} = 22.7$ ns gesetzt und v_d aus der Spurkalibration ermittelt. Ein eventueller geometrischer Drahtversatz macht sich als von Null verschiedener Mittelwert der Residuenverteilung des Drahtes bemerkbar. Da die Residuen vieler verschiedener Drähte in den Histogrammen überlagert sind, würde der Drahtversatz im wesentlichen eine Verbreiterung bewirken. Erste Abschätzungen zeigen, daß er im Bereich von maximal 50 μm liegt. Dennoch ist die Standardabweichung der angepaßten Gauß–Funktion, welche auch ein gutes Maß der Einzeldrahtauflösung ist, relativ klein: $\sigma =$ 171 μm.

Die Residuen in Abhängigkeit von der Zeit verhalten sich so, wie man es bei einer sehr guten Kalibration erwarten würde: Die Verteilung liegt horizontal um 0 mm zentriert. Lediglich bei den kleinsten Zeiten, also im Draht–Nahbereich, ist eine systematische Abweichung hin zu negativen Residuen erkennbar.

6.6.6 Zusammenfassung

Bei einer Spurgeradenanpassung ohne Einschränkung der vier freien Spurparameter wird der Durchstoßpunkt im BDC–Prototypen nur in der radialen Richtung mit ausreichender Genauigkeit bestimmt; die azimutale Auflösung von 1.44 mm erfüllt nicht die an die BDC gestellte Anforderung von maximal 1 mm. Die Anpassung mit festgehaltenen Spurneigungswinkeln und nur zwei freien Parametern des Durchstoßpunktes ergibt eine bessere azimutale Auflösung von 0.38 mm.

Durch die Minimierung des mittleren χ^2 aller Spuren eines Run kann die Driftgeschwindigkeit auf 0.6 μm/ns genau bestimmt werden. Dazu ist es allerdings notwendig, die Zeitkorrektur t_korr exakt zu kennen, um diesen Parameter bei der Minimierung fixieren zu können. Die auf diese Weise kalibrierten Driftgeschwindigkeiten bei verschiedenen Driftfeldstärken und Magnetfeldern stimmen mit den in Kapitel 6.3 ermittelten Werten ausgezeichnet überein.

Die anhand von Spurresiduen ermittelte Einzeldrahtauflösung großer Zellen bei einer Driftfeldstärke von 5.3 Td liegt mit 171 μm noch deutlich unter dem mit Zeitsummenverteilungen gefundenen Wert. In Abhängigkeit von der gemessenen Zeit betrachtet, zeigen auch die Residuen, daß die Driftgeschwindigkeit im Draht–Nahbereich deutlich von ihrem Plateauwert fern des Drahtes abweicht.

Kapitel 7

Diskussion und Ausblick

Bei den Testmessungen stellte sich heraus, daß der BDC–Prototyp eine robuste, unkompliziert zu handhabende Driftkammer ist, welche bei Inbetriebnahme auf Anhieb funktioniert. Das wird auch durch die seit Dezember 1993 in Heidelberg laufenden Meßreihen mit kosmischer Höhenstrahlung bestätigt. Es traten keine Hochspannungsprobleme auf. Von den 78 Driftzellen des Prototypen zeigt nur eine keine Signale, und eine weitere arbeitet mit sehr niedriger Effizienz. Die verwendete Argon/Isobutan/Ammoniak–Gasmischung, welche vermutlich außer in unserer Gruppe noch nicht in Driftkammern eingesetzt wurde, hat sehr gute Zähleigenschaften. Eine durch das sehr reaktive Ammoniak eventuell verursachte Alterung des Kammermaterials wurde bisher nicht beobachtet. Zur Zeit wird ein Meßstand aufgebaut, mit dem an Zählrohren die Alterung untersucht werden soll [sel94].

Wie numerische Berechnungen des elektrostatischen Feldes in einzelnen Driftzellen ergaben, werden starke Inhomogenitäten in der Nähe einer Einzellage von Feldformungselektroden durch eine doppellagige Anordnung der Elektroden weitgehend beseitigt. Es darf angenommen werden, daß die $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$–Auflösung dadurch verbessert wird. Die BDC wird mit einer solchen Elektroden–Doppellage ausgestattet sein. Weiterhin wurde gezeigt, daß der Raumbereich nahezu homogenen Driftfeldes mit steigender Driftfeldstärke größer wird.

Die aus Zeitsummen bestimmte Einzeldrahtauflösung σ_r, welche für kleine Zellen aus geometrischen Gründen generell schlechter ist als für große, erreicht ihren günstigsten Wert bei der relativ großen Driftfeldstärke $E_\mathrm{d} \approx 5.5$ Td. Er beträgt bei kleinen Zellen $\sigma_r = 250\ \mu$m, was bei einer elementargeometrischen Abschätzung (siehe Abschnitt 6.3.5) zu einer resultierenden azimutalen Auflösung des Spurdurchstoßpunktes von $\sigma_\phi = 431\ \mu$m führt. Dieser Wert ist deutlich besser als die verlangte Auflösung von 1 mm, welche für das Track–Cluster–Matching mit dem Kalorimeter erforderlich ist.

Wird eine Spur aus sechs Treffern in großen Zellen rekonstruiert und eine Gerade mit der vollen Anzahl von vier freien Parametern angepaßt, so ist die azimutale Koordinate des Spurdurchstoßpunktes mit einem Fehler von 1.44 mm jedoch viel zu ungenau bestimmt. Die Ursache hierfür ist wahrscheinlich eine starke Korrelation zwischen dem Azimuthwinkel ϕ und dem Polarwinkel $\theta_\|$ der Spur, was noch durch direkte Betrachtung des χ^2–Verlaufs oder durch Auswertung der Nebendiagonalelemente der Kovarianzmatrix verifiziert werden muß. Wird der Polarwinkel als Anpassungsparameter festgehalten, so verbessert sich die azimutale Auflösung auf 0.38 mm.

Um mit der BDC im H1–Detektor den Spurdurchstoßpunkt mit größter Genauigkeit zu bestimmen, bietet sich somit die folgende Vorgehensweise an: Zunächst kann ohne externe

Information die r–Koordinate der Spur durch 4–parametrige Anpassung mit der sehr guten Genauigkeit von 0.17 mm ermittelt werden. Ist das Ereignis voll rekonstruiert und mittels anderer Detektorkomponenten der Vertex festgelegt, ergibt sich der Polarwinkel trivial aus dem Vertex und r. Er kann nun bei einer weiteren Geradenanpassung festgehalten werden, wodurch ϕ exakt bestimmt wird.

Wie gezeigt wurde, ist die Unterscheidung zwischen Untergrund aus Protonrichtung und e–p–Ereignissen anhand des Polarwinkels von Spuren in der BDC gewährleistet. Die Auflösung bei 4–parametriger Anpassung beträgt $\Delta\theta_{\|} = 1.3^\circ$, womit im ungünstigsten Fall bei kleinen Radien eine Trennung mit 95% Wahrscheinlichkeit möglich ist. Es ist zu erwarten, daß die Auflösung $\Delta\theta_{\|}$ der BDC mit vier Draht–Doppellagen noch besser als beim Prototypen ist. Die BDC wird also als Bestandteil des Level 1 Triggers geeignet sein.

Die Driftgeschwindigkeit der Gasmischung Argon/Isobutan/Ammoniak 92.5%/5%/2.5% wurde mittels Zeitsummen für Driftfeldstärken zwischen 2 Td und 7 Td und in Abwesenheit eines Magnetfelds bestimmt. Bei höheren Feldstärken sind die experimentellen Werte mit den theoretischen, von B. Schmidt berechneten nicht innerhalb der Fehlergrenzen vereinbar; erstere weichen nach unten ab und zeigen kein Plateau. Aus gemessenen effektiven Driftgeschwindigkeiten bei einem Magnetfeld von 0.8 T konnten Werte des Lorentzwinkels beim im H1–Detektor herrschenden Feld von 1.2 T abgeschätzt werden. Oberhalb einer Driftfeldstärke von 3.6 Td ist $\alpha_{\mathrm{L}}^{\mathrm{exp}} < 40^\circ$. Dieser relativ kleine Lorentzwinkel enspricht den Erwartungen und ist sehr günstig im Hinblick auf die Minimierung ineffizienter Zonen der BDC.

Als weitere Möglichkeit der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit wurde die Kalibration mit Spuren (χ^2–Minimierung) untersucht. Es stellte sich heraus, daß die Kalibrationsparameter Driftgeschwindigkeit v_{d} und Zeitkorrektur t_{korr} stark korreliert sind und deshalb gemeinsam nur mit ungenügender Genauigkeit bestimmt werden können. Mit festgehaltenem, aus der Orts–Driftzeitrelation bekanntem t_{korr} allerdings wird v_{d} sehr viel genauer kalibriert (Fehler 0.6 μm/ns); die so erhaltenen Werte stimmen mit denen aus der Zeitsummenkalibration vollkommen überein.

Zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit der BDC wird es folglich nötig sein, den individuellen Zeitnullpunkt (Teilchendurchgang durch die BDC) jedes Ereignisses aus externen Informationen zu berechnen — etwa aus dem in der Jetkammer CJC intrinsisch bestimmten Zeitnullpunkt und der Vertexposition.

Am Sektorrand der Prototyp–Oktanten wurde eine breite ineffiziente Zone mit einer Ausdehnung zwischen 4 mm und 13 mm festgestellt. Numerische Feldberechnungen können diesen Effekt zufriedenstellend erklären: Er beruht auf einer starken Feldinhomogenität am elektrodenfreien Sektorrand. Rechnungen mit simulierten Elektroden auf dem Rand lassen ein fast vollständiges Verschwinden der Inhomogenität erwarten. Ungeachtet des größeren Arbeitsaufwands beim Kammerbau wird die BDC mit doppellagigen Feldelektroden an der Sektorrandfläche ausgerüstet werden. Die Hochspannungsfestigkeit der BDC wird dadurch erhöht, und tote Zonen werden nur noch vom Lorentzwinkel dominiert sein.

Die gemessene Effizienz im Mittelbereich der Prototyp–Module beträgt im günstigsten Falle bei kleinen Zellen 91.9% und ist damit nicht ausreichend. Nah am Draht beträgt sie etwa 97% und mit dem Abstand fällt sie stark ab. Es muß untersucht werden, ob dieses Verhalten durch zu restriktive Schnitte bei der Pulserkennung in der QT–Analyse verursacht wird.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Analysen gingen von einer linearen Orts–Driftzeit–

Parametrisierung aus. Viele experimentelle Befunde deuten auf eine Verletzung der Linearität in Drahtnähe hin: so etwa die gemessenen Driftgeschwindigkeiten oder die Verteilung der Residuen in Abhängigkeit von der Driftzeit. Es bleibt zu klären, wie die Parametrisierung durch Nahdraht–Korrekturen verbessert werden kann, um so eine günstigere Ortsauflösung insbesondere in kleinen Zellen zu erreichen.

Weiterhin ist unbekannt, wie groß der Einfluß des Isochronenverlaufs ist, welcher bei Spuren mit großen Neigungswinkeln zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung und zu systematischen Abweichungen der rekonstruierten Spurparameter führen kann. Darüber können die bei den verschiedenen Kippungswinkeln des Prototypen genommenen Daten Aufschluß geben, welche hier nicht ausgewertet wurden.

Anhang A

Das Programm MAFIA

A.1 Vorbemerkung

Das Kürzel *MAFIA* steht für: Lösung der **MA**xwell–Gleichungen mit dem **F**initen **I**ntegrations–**A**lgorithmus. MAFIA ist ein von einer internationalen Kollaboration hergestelltes dreidimensionales elektromagnetisches CAD–System[1]. Es wurde zunächst entwickelt, um die beim Bau von Beschleunigerkomponenten (wie etwa Strahlführungsmagnete oder Hochfrequenzresonatoren) auftretenden Probleme zu lösen. Das Programm ist jedoch so flexibel und die zugrundeliegende Implementierung der Maxwell–Gleichungen so fundamental, daß es einen weiten Anwendungsbereich auch in anderen Gebieten hat.

Der nächste Abschnitt gibt eine kurze Beschreibung der Diskretisierung der Maxwell–Gleichungen im Finiten Integrations–Algorithmus, welche an den einführenden Artikel [wei86] angelehnt ist. Anschließend werden die Grundlagen des Programmaufbaus dargestellt, und es wird die Bearbeitung einer elektrostatischen Aufgabenstellung skizziert.

A.2 Mathematische Grundlagen

Alle klassischen elektromagnetischen Phänomene werden durch die Maxwell–Gleichungen beschrieben, welche in Integralform wie folgt lauten:

$$\oint_{\partial F} \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{s} = -\iint_F \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\,\mathrm{d}\vec{F} \tag{A.1}$$

$$\oint_{\partial F} \vec{H}\,\mathrm{d}\vec{s} = \iint_F \left\{\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}\right\}\mathrm{d}\vec{F} \tag{A.2}$$

$$\iint_{\partial V} \vec{B}\,\mathrm{d}\vec{F} = 0 \tag{A.3}$$

$$\iint_{\partial V} \vec{D}\,\mathrm{d}\vec{F} = \iiint_V \rho\,\mathrm{d}V \tag{A.4}$$

Um die Maxwellgleichungen für ein gegebenes Problem mit dem Finiten Integrationsalgorithmus zu lösen, wird das Lösungsgebiet im Raum durch ein Gitternetz diskretisiert. Das Gitter darf eine beliebige Geometrie und eine variierende Schrittweite haben; hier sei der Anschaulichkeit halber ein äquidistantes kubisches Gitter G der Schrittweite Δ betrachtet.

[1]Kontaktadresse: Prof. Dr.–Ing. T. Weiland, Ohlystr. 69, Darmstadt

In den Raum eingebettete Materialien müssen so diskretisiert werden, daß sie Elementarzellen ganz ausfüllen — Strukturen können also nur bis zu einer Größe Δ aufgelöst werden. Das elektrische Feld $\vec{E}$ wird nun durch die Komponenten repräsentiert, welche tangential an den Kanten einer Elementarzelle liegen, während die diskretisierte magnetische Flußdichte $\vec{B}$ durch die Komponenten senkrecht zu den Oberflächen einer Elementarzelle gegeben ist (siehe Abbildung A.1). Diese Definitionen haben die bemerkenswerte Eigenschaft, daß die diskreten Feldkomponenten auch an der Grenze zweier verschiedener Materialien eindeutig sind[2]. Ein *duales Gitternetz* $\tilde{\mathrm{G}}$ wird dadurch definiert, daß in ihm die $\vec{B}$–Komponenten genau so angeordnet sind wie die $\vec{E}$–Komponenten in G.

Abbildung A.1: Zwei Elementarzellen des Gitternetzes G mit den diskretisierten Komponenten der Felder $\vec{E}$ und $\vec{B}$. Jeder Elementarzelle sind die Materialeigenschaften Permittivität ϵ, Permeabilität μ und Leitfähigkeit κ zugeordnet. Aus [wei86]

Jetzt ist es möglich, die Maxwell–Integrale für jede einzelne Elementarzelle zu approximieren: Ein Linienintegral beispielsweise wird zu

$$\oint \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{s} = \Delta(E_1 + E_2 - E_3 - E_4) + O(\Delta^2)\ , \tag{A.5}$$

und ein Oberflächenintegral läßt sich als

$$\iint \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\,\mathrm{d}\vec{F} = \dot{B}_0\Delta^2 + O(\Delta^2) \tag{A.6}$$

schreiben, wie anhand von Abbildung A.2 deutlich wird. Die erste Maxwellgleichung nimmt somit an der Oberfläche jeder Elementarzelle die folgende genäherte Form an:

$$\Delta(E_1 + E_2 - E_3 - E_4) = -\dot{B}_0\Delta^2\ . \tag{A.7}$$

Für das gesamte Gitternetz aus N Knoten läßt sich die erste Maxwellgleichung als eine kompakte Matrixgleichung formulieren. Werden mit $\mathbf{e}$ und $\mathbf{b}$ die aus allen $3N$ unbekannten Komponenten des elektrischen Feldes bzw. der magnetischen Flußdichte gebildeten Spaltenvektoren bezeichnet, so gilt

$$\mathbf{C}\mathbf{D}_s\mathbf{e} = -\mathbf{D}_A\dot{\mathbf{b}}\ . \tag{A.8}$$

$\mathbf{C}$, $\mathbf{D}_s$ und $\mathbf{D}_A$ sind Matrizen der Dimension $3N$. $\mathbf{C}$ ist das diskrete Analogon zum Rotationsoperator und enthält nur die Werte -1, 0 und $+1$; $\mathbf{D}_s$ ist eine Diagonalmatrix, welche die Längen der Elementarstrecken (Kantenlängen) enthält (hier konstant Δ); $\mathbf{D}_A$ ist eine Diagonalmatrix, in der die Flächeninhalte der Elementarflächen eingetragen sind (hier konstant Δ^2).

[2] An Grenzflächen sind nämlich die Komponenten $E_{\|}$ und $B_{\perp}$ grundsätzlich stetig.

Abbildung A.2: Oberfläche einer Elementarzelle, an der die erste Maxwellgleichung approximiert wird. Aus [wei86]

In ähnlicher Weise kann man auch die anderen drei Maxwell–Gleichungen zu Matrixgleichungen umformen, welche die $3N$–Spaltenvektoren des magnetischen Feldes **h**, der elektrischen Flußdichte **d** und der Stromdichte **j** enthalten. Alle vier Gleichungen lauten

$$\mathbf{C}\mathbf{D}_s\mathbf{e} = -\mathbf{D}_A\dot{\mathbf{b}} \tag{A.9}$$

$$\tilde{\mathbf{C}}\tilde{\mathbf{D}}_s\mathbf{h} = \tilde{\mathbf{D}}_A(\dot{\mathbf{d}} + \mathbf{j}) \tag{A.10}$$

$$\mathbf{S}\mathbf{D}_A\mathbf{b} = 0 \tag{A.11}$$

$$\tilde{\mathbf{S}}\tilde{\mathbf{D}}_A(\dot{\mathbf{d}} + \mathbf{j}) = 0\ . \tag{A.12}$$

S ist eine Matrix, welche den diskreten Divergenzoperator repräsentiert und die wie **C** nur Elemente mit Werten -1, 0 und $+1$ enthält. Eine Tilde deutet an, daß die Matrix auf dem dualen Gitter $\tilde{\mathrm{G}}$ operiert. Die Materialeigenschaften äußern sich als Matrizen in drei weiteren Gleichungen, welche zusammen mit ihren Entsprechungen in der Maxwellschen Elektrodynamik im folgenden angegeben seien:

$$\vec{B} = \mu\vec{H} \qquad \leftrightarrow \qquad \mathbf{b} = \mathbf{D}_\mu\mathbf{h} \tag{A.13}$$

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E} \qquad \leftrightarrow \qquad \mathbf{d} = \mathbf{D}_\epsilon\mathbf{e} \tag{A.14}$$

$$\vec{j} = \kappa\vec{E} + \rho\vec{v} \qquad \leftrightarrow \qquad \mathbf{j} = \mathbf{D}_\kappa\mathbf{e} + \mathbf{D}_{\rho v}\ . \tag{A.15}$$

Hierbei enthalten die Diagonalmatrizen $\mathbf{D}_\mu$ und $\mathbf{D}_\epsilon$ die Permeabilitäten und Permittivitäten der Elementarzellen, und $\mathbf{D}_{\rho v}$ enthält die durch bewegte Ladungen hervorgerufenen Stromdichten.

Zur Berechnung von zeitabhängigen Problemen wird neben dem Raum auch die Zeit in Intervallen diskretisiert. Mit der hier grob skizzierten Methode werden elektrodynamische Aufgabenstellungen also in lineare Gleichungssysteme überführt, welche sich leicht umformen lassen und aus denen die Felder relativ einfach numerisch berechnet werden können. Eine genauere mathematische Herleitung ist in [wei85] zu finden.

A.3 Programmaufbau

Das Programm besteht aus voneinander unabhängigen Modulen, die von der Benutzerebene des Rechners aufgerufen werden können. Um ein Problem zu lösen, müssen in der Regel nacheinander verschiedene Module benutzt werden. Der Datentransfer zwischen den Modulen geschieht durch das Schreiben und Einlesen eines *MAFIA Direct Access*–Files (welches unter einem Namen der Form `irgendeinname.drc` gespeichert wird), etwa in der folgenden Weise: Modul A $\rightarrow$ [`xyz.drc`] $\rightarrow$ Modul B $\rightarrow$ [`xyz.drc`] $\rightarrow$ Modul C.

Die einzelnen Module der Programmversion 3.10 seien hier kurz vorgestellt:

- Der **Mesh Generator M** dient zur Erzeugung der Geometrie eines Problems. Hier wird die Materialverteilung modelliert.
- Mit dem Modul **S (Static Fields)** werden alle elektro– und magnetostatischen Probleme gelöst.
- Die beiden Module **R (Matrix Generator)** und **E (Eigenmode Solver)** dienen der Berechnung von Eigenmoden eines Modells. In **R** werden Symmetrien und spezielle Randbedingungen spezifiziert, und es werden die Maxwellgleichungen für das Problem in einer Matrix dargestellt. **E** berechnet anhand der Matrix die Resonanzfrequenzen und die Feldverteilungen.
- Mit den beiden Modulen **T2** und **T3** (**$2\frac{1}{2}$D Time Domain** bzw. **3D Time Domain**) können zeitabhängige und nichtperiodische Probleme gelöst werden, wie sie etwa beim Durchflug eines Pakets geladener Teilchen durch eine Struktur auftreten.
- Die beiden Module **TS2** und **TS3** (**$2\frac{1}{2}$D** bzw. **3D Particle–in–Cell Code**) simulieren die Bewegung freier Ladungen in Strukturen mit vorgegebener Feldverteilung.
- Das Modul **W (3D Eddy Currents)** löst die Maxwell–Gleichungen im Frequenzraum mit vorgegebenen Strömen.
- Mit dem **Postprocessor P** schließlich können die von allen anderen Modulen berechneten Ergebnisse bearbeitet werden. Als Wichtigstes wäre hier die graphische Darstellung von Potentialen und Feldern zu nennen; möglich ist auch die Berechnung von abgeleiteten Größen, wie etwa von Linienintegralen, oder die schnelle Fouriertransformation.

Für die in dieser Arbeit betrachteten elektrostatischen Probleme wurden nur der **Mesh Generator M**, der **Static Solver S** und der **Postprocessor P** herangezogen.

Jedes Modul ist in zwei Ebenen gegliedert: In den *Entrylevel*, auf welchem sich der Benutzer nach dem Aufruf des Moduls findet, und in eine Vielzahl gleichrangiger *Sections*, welche auf dem Entrylevel als Liste angezeigt werden. Einige Sections dienen allgemeinen und elementaren Operationen, z. B. dem Ein– und Auslesen von Files (Section `#file`) oder dem Erzeugen von Makros (Section `#macro`). Sie sind in allen Modulen vorhanden. Daneben gibt es eine Vielzahl von modulspezifischen Sections, so etwa `#brick` in **M**, womit ein Materialquader im Modell erzeugt werden kann.

Entsprechend dieser Untergliederung sind auch die MAFIA–Befehle in verschiedene Klassen eingeteilt:

- **Branch Commands** sind sowohl auf dem Entrylevel als auch in jeder Section gültig und dienen der „Fortbewegung" des Benutzers: Der Befehl `#file` etwa bringt ihn in die gleichnamige Section.
- **Global Commands**, wie z. B. die Hilfefunktion `help`, sind ebenfalls überall gültig.
- **Section Commands** sind nur in ihrer Section sinnvoll und gelten deshalb auch nur dort.

- **Macro Commands**, also vom Benutzer definierte Sammlungen von Befehlen, dürfen aus Befehlen der drei vorher genannten Klassen oder aus anderen Makros bestehen. Sie müssen selbstverständlich die Gültigkeitsbereiche respektieren. So darf in einem Makro ein Section Command der Section `#file` erst nach einem Sprung dorthin (mit dem Branch Command `#file`) erscheinen.

Neben dem `.drc`–File gibt es in MAFIA noch drei weitere Typen, welche als Textfiles formatiert sind und mit einem beliebigen Editor bearbeitet werden können:

- `.log` dokumentiert die vom Benutzer gemachten Eingaben.
- `.prn` enthält alle Ausgaben des Programms, die üblicherweise auf dem Bildschirm angezeigt werden.
- `.com` kann vom Benutzer als Makrofile geschrieben werden und wird vom Programm beim Einlesen als Befehlsfolge interpretiert. In vielen Fällen, etwa bei der Modellierung komplizierter Strukturen, ist die Eingabe über ein `.com`–File dem interaktiven Arbeiten vorzuziehen.

A.4 Praktische Lösung eines elektrostatischen Problems

A.4.1 Geometrie und Modellierung: M

Zunächst muß die Geometrie des Problems in der Section `#general` definiert werden. Hier wurde mit der Standardeinstellung kartesischer Koordinaten (x, y, z) gearbeitet, möglich sind aber auch (x, y) für 2D–Aufgabenstellungen und (r, z) für azimutalsymmetrische Probleme.

Es folgt die Diskretisierung des Raumes in Gitterzellen in `#mesh`. Hierfür können auf jeder Koordinatenachse beliebig Gitterlinien vorgegeben werden; die äußersten Linien definieren das Raumvolumen, in dem die Berechnungen durchgeführt werden. Durch die Feinheit des Gitters ist auch die Feinheit der Materialverteilung im Modell vorgegeben: Materialstrukturen, die kleiner sind als der lokale Gitterlinienabstand, können nicht mehr aufgelöst werden. Daher muß in Gebieten mit feinen Strukturen das Gitter entsprechend eng erzeugt werden. Hierbei ist zu beachten, daß numerische Konvergenzschwierigkeiten auftreten können, falls das globale Verhältnis von größtem zu kleinstem Gitterlinienabstand größer als 10 wird. Lokal sollte der Quotient der Abstände nicht über 3 liegen, die Gitterfeinheit muß also „stetig" variiert werden.

Anschließend wird die Materialverteilung durch Einbettung verschiedener, in Sections bereitgestellter geometrischer Objekte modelliert. Als Beispiele seien Quader (`#brick`), Zylinder (`#cylinder`) und Kugel (`#sphere`) genannt. Die Materialeigenschaften werden durch Zuweisung von Kennzahlen an die Objekte unterschieden.

Um die Richtigkeit der Modellierung zu überprüfen, kann die Struktur in verschiedener Weise graphisch anschaulich gemacht werden. Die Section `#volumeplot` etwa ermöglicht die Darstellung als quasi dreidimensionale Oberflächengraphik in verschiedenen Perspektiven.

A.4.2 Randbedingungen und Lösung: S

Das vom Modul **M** erzeugte geometrische Modell wird in einem `.drc`–File abgelegt, welches als Eingabe für **S** dient. In der Section `#boundary` kann für jede Randfläche des Raumbereichs eine von drei Randbedingungen vorgegeben werden:

- **„Dirichlet“**: Feldlinien enden senkrecht auf der Fläche. Wird diese Randbedingung gewählt, so muß ein Potential für die ganze Fläche festgesetzt werden.
- **„Neumann“**: Feldlinien verlaufen parallel zur Fläche.
- **„Open“**: Hinter der Fläche wird ein unendliches Vakuum angenommen. Mit dieser Randbedingung werden nur korrekte Ergebnisse erzielt, wenn die Materialverteilung einen gewissen Mindestabstand zur Fläche hat. Diese Voraussetzung war bei den hier modellierten Strukturen nicht gegeben.

Daneben kann an jeder Fläche die Spiegelsymmetrie des Feldes gefordert werden. Durch eine dem Problem angepaßte Wahl der Randbedingungen und Symmetrien ist es oft möglich, die Größe des Modells zu reduzieren und damit die Rechenzeit zu verkürzen.

Die Eigenschaften der verschiedenen Materialien werden in `#material` unter Angabe ihrer Kennzahl spezifiziert. Es wird zwischen Isolatoren mit einstellbarer Dielektrizitätskonstante ϵ und Leitern mit einstellbarem Potential unterschieden.

Um das Problem schließlich zu lösen, muß in der Section `#solver` zunächst die korrespondierende Matrix der Maxwellgleichungen erzeugt werden. Für die numerische Berechnung der Matrixgleichungen werden zwei Algorithmen angeboten: *Multigrid* und *SOR*. Multigrid ist ein robuster Algorithmus, dessen Zeitbedarf nur linear mit der Anzahl der Gitterpunkte ansteigt. Die Berechnungen dieser Arbeit wurden mit Multigrid durchgeführt; bei der größten Anzahl von 4.8×10^5 Gitterpunkten (Modellierung des Sektorrandbereichs) benötigte das Programm auf einer *SUN SPARC Station IPC*[3] 3 h 10 min CPU–Zeit. Die MAFIA–Kollaboration empfiehlt die Benutzung des SOR–Algorithmus, dessen Rechenzeit quadratisch mit der Gitterpunktzahl wächst, nur in den Fällen, in denen Multigrid nicht konvergiert.

A.4.3 Nachbereitung und Veranschaulichung: P

Die vom Modul **S** berechneten Größen sind das Potential ϕ, das elektrische Feld $\vec{E}$, die elektrische Flußdichte $\vec{D}$ und die Ladungsverteilung ρ, welche als Datenfelder im `.drc`–File abgelegt werden. Mit dem **Postprocessor P** wurden die in dieser Arbeit gezeigten MAFIA–Graphiken erzeugt. Im Einzelnen wurden die Sections `#contourplot`, `#arrowplot` und `#lineplot` zur Darstellung des Potentials, des Feldes bzw. der elektrischen Feldstärke längs einer Achse benutzt.

Falls die berechneten Ergebnisse anderweitig verwendet werden sollen, können die Datenfelder angezeigt und in ein `.prn`–Textfile ausgegeben werden. Es ist zu beachten, daß sich die Felder räumlich auf das in der Regel nicht äquidistante Gitter beziehen.

[3] 25 MHz Prozessortakt, 24 MByte RAM; Rechenleistung: 11.8 SPECmarks

Literaturverzeichnis

[all80] W. W. M. Allison, J. H. Cobb: *Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss*, Annual Review of Nuclear and Particle Science, Vol. 30 (1980)

[blo79] A. Blondel, F. Jacquet: DESY 79–48 (1979)

[blo87] V. Blobel: *The BOS System*, H1–Intern (1987)

[blo92] V. Blobel: *F–PACK Manual*, H1–Intern (1992)

[erd93] M. Erdmann, H. Küster, S. Levonian, Y. Sirois, C. Vallee: *New Results from the H1 Experiment at HERA on Photoproduction, Deep Inelastic Scattering and Searches for New Particles*, DESY 93–077 (1993)

[gen91] M. Gennis: *Eigenschaften von Modulen des Backward Electromagnetic Calorimeter des H1–Detektors*, Dissertation, Universität Hamburg (1991)

[glu93] M. Glück, E. Reya, A. Vogt: Phys. Lett. **306B**, 391 (1993)

[HER91] *Physics at HERA*, Proceedings of the HERA Workshop 1991, Ed. W. Buchmüller, G. Ingelman (DESY, 1992)

[H1c93a] H1 Collaboration: *Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the Lox x Region at HERA*, DESY 93–117 (1993)

[H1c93b] H1 Collaboration: *The H1 Detector at HERA*, DESY 93–103 (1993)

[H1c93c] H1 Collaboration: *Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector*, DESY PRC 93/02 (1993)

[H1c94] H1 Collaboration: *First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA*, DESY 94–012 (1994)

[kle87] K. Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*, 2. Aufl. (Teubner, Stuttgart 1987)

[len94] P. Lennert: persönliche Mitteilung

[leo87] W. R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (Springer–Verlag, Berlin 1987)

[mar93] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts: Phys. Lett. **306B**, 145 (1993)

[mec94] M. Mechenbier: *Der Einfluß nicht–sensitiven Detektormaterials auf die Elektronrekonstruktion im Rückwärtsbereich von H1*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg (1994)

[par92] Particle Data Group: *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D **45** (1992)

[per87] D. H. Perkins: *Introduction to High Energy Physics* (Addison–Wesley Publishing Co., Menlo Park CA. 1987)

[pre86] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling: *Numerical Recipes* (Cambridge University Press, Cambridge 1986)

[sau87] F. Sauli: *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers,* in: *Experimental Techniques in High Energy Physics*, Ed. T. Ferbel (Addison–Wesley Publishing Co., Menlo Park CA. 1987)

[sch93] B. Schmidt: persönliche Mitteilung

[sch94] B. Schwab: Dissertation in Vorbereitung

[sel94] J. Selke: Staatsexamensarbeit in Vorbereitung

[ste71] R. M. Sternheimer, R. F. Peierls: Phys. Rev. **B 3**, 3681 (1971)

[wal71] A. H. Walenta, J. Heintze, B. Schürlein: Nucl. Instr. and Meth. **92**, 373 (1971)

[wei85] T. Weiland: Particle Accelerators **15** (1984) und **17** (1985)

[wei86] T. Weiland: Phys. Bl. **42** (1986) Nr. 7

[wil94] R. Wilhelm: *Aufbau eines Teststands zur Auslese von Testkammern für die Rückwärtsdriftkammer des H1–Experiments und Bestimmung von Betriebsparametern mit verschiedenen Driftgasen*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg (1994)