Kalibration der hinteren Driftkammern im HERMES–Experiment aus Daten des Jahres 1995

Diplomarbeit
angefertigt an der
Humboldt–Universität zu Berlin
Institut für Physik

In Zusammenarbeit mit
DESY–IfH Zeuthen

vorgelegt von

Yvo Gärber

Mai 1996

Abstract

Das HERMES–Experiment am HERA–Speicherring in Hamburg untersucht die Spinstruktur der Nukleonen durch tiefinelastische Streuung longitudinal polarisierter Positronen an polarisierten Protonen bzw. Neutronen. Ein Positronstrahl wird dafür durch ein internes Gastarget geführt und die Eigenschaften der gestreuten Teilchen werden in einem Magnetspektrometer analysiert.
Zur Rekonstruktion der Teilspuren hinter dem Magneten werden acht große Mehrebenendriftkammern verwendet. Ihre genaue Kalibration ist eine Voraussetzung für eine hohe Ortsauflösung des Spurdetektorsystems.
In der vorliegenden Arbeit werden einige Eigenschaften des hinteren Kammersystems unter experimentellen Bedingungen und deren Auswirkungen auf die Spuranpassung und Residuenverteilungen beschrieben. Des weiteren werden Verfahren zur Selbsteichung des hinteren Kammersystems entwickelt, die unter Zuhilfenahme von Simulationen überprüft wurden, sowie einige Ergebnisse ihrer Anwendung auf einen HERMES–Datensatz von 1995 vorgestellt.

Abstract

The HERMES–Experiment at the HERA storage ring investigates the spin structure of the nucleon by deep inelasting scattering of longitudinal polarized positrons off polarized protons and neutrons, respectively. The positron beam circulates through an internal gas target and the properties of the scattered particles are analyzed in a magnetic spectrometer.
Eight large area planar drift chambers are used for reconstructing the backward partial tracks. A necessary prerequisite for a high accuracy of the downstream tracking system is its precise calibration.
In this paper some properties of the back chamber system under experimental conditions and their influence on track fitting and residual distributions are described. Furthermore, a Monte Carlo tested procedure for self calibration of the back chamber system was devoloped. Finally, results of the calibration of a 1995 HERMES data set are given.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Seit dem Frühjahr 1995 laufen am Beschleunigersystem HERA des Deutschen Elektronen–Synchrotrons DESY Messungen im Rahmen des HERMES–Experimentes. In der Hadron–Elektron–Ring–Anlage (HERA) werden Protonen auf 820 GeV und Positronen auf 27.5 GeV beschleunigt.

Im HERMES–Experiment wird ein longitudinal polarisierter Positronenstrahl durch ein polarisiertes Festtarget geführt, um durch präzise Vermessung der tiefinelastisch gestreuten Positronen einen genauen Zugang zu den spinabhängigen Strukturfunktionen der Nukleonen zu erhalten. Das gesamte HERMES–Spektrometer hat eine für Vorwärtsstreuung typische Struktur. Es besteht aus zwei Teilen, die durch einen Magneten getrennt sind.

Der Beitrag des DESY–IfH Zeuthen zum HERMES–Experiment bestand aus vier großen Mehrebenen–Driftkammern. Diese bilden zusammen mit vier weiteren Modulen, die in der Universität Erlangen gebaut wurden, das Spurdetektorsystem hinter dem Magneten.

Die hinteren Driftkammern mit ihrer Ausleselektronik und Gasversorgung bilden ein komplexes System, das vielfältigen Einflüssen unterworfen ist. Eine genaue Kenntnis der Driftkammerparameter, wie zum Beispiel Ortsauflösung, Orts–Driftzeit–Beziehung, Alignment der Kammern im Spektrometer und deren Zusammenhänge sind unbedingte Voraussetzung für die im Experiment angestrebte gute Spur– und Impulsauflösung. Einige Aspekte des Verhaltens der BC's (BC: Back Chamber) sowie der mit ihrer Hilfe rekonstruierten Spuren und anderer Meßgrößen wurden bereits im Rahmen anderer Diplomarbeiten untersucht. In dieser Diplomarbeit werden Einflüsse von Alignmentfehlern der Kammern, von Unsicherheiten der Trigger–Nullpunkte (t_0) und von Orts–Driftzeit–Beziehungen auf die Eigenschaften der rekonstruierten Spuren und den sich ergebenden Residuenverteilungen betrachtet und daraus Kalibrationsverfahren entwickelt. Teilweise wird dabei auf Ergebnisse vorangegangener Diplomarbeiten aufgebaut.

Zur Lösung der Problemstellung erwiesen sich Monte–Carlo–Untersuchungen als notwendig, weil sich mit ihrer Hilfe gut überprüfen läßt, ob Datenanalyseprinzipien richtig funktionieren, da die Eingangsgrößen bekannt sind und Veränderungen isoliert betrachtet werden können. Es wurde deshalb eine Monte–Carlo–Simulation der hinteren Driftkammern erstellt, mit deren Hilfe viele Untersuchungen durchgeführt und aus Meßdaten gewonnene Korrekturverfahren getestet wurden. Die Ergebnisse, die den Hauptteil der Diplomarbeit bilden, wurden mit realen Daten des HERMES–Experimentes verglichen.

2 Die Driftkammern im HERMES–Experiment

Es wird in dieser Arbeit nicht näher auf die physikalischen Grundlagen und den Aufbau des HERMES–Detektors eingegangen. Die prinzipielle Funktionsweise von Driftkammern wird ebenso vorausgesetzt. Zu diesem Themenkreis existieren bereits zahlreiche Arbeiten. Für einen Überblick sei daher zum Beispiel auf [HERM93] und [Hash95] verwiesen. Für die vorliegende Arbeit war vor allem die geometrische Struktur des Spurkammersystems für das Verständnis der untersuchten Größen wichtig.

2.1 Geometrie des Spursystems im HERMES–Experiment

Das Spurkammersystem untergliedert sich in zwei unabhängige Teile oberhalb und unterhalb des Strahlrohres, die in Aufbau und Funktion identisch sind. Deshalb genügt es, nur ein Teilsystem zu betrachten (s. Abb. 2.1). Es beginnt mit zwei Microstrip–Gas–Zählern VC1–2 mit jeweils drei Meßebenen, gefolgt von zwei Driftkammermodulen FC1–2 bestehend aus jeweils sechs Driftebenen zur Rekonstruktion von Teilspuren vor dem Magneten. Die Vertexregion selbst besteht aus einer Speicherzelle für ein Gastarget mit einer Länge entlang des Strahls von 40 cm und einem elliptischen Querschnitt von 29×9.8 mm^2.

Zur Vermessung der Teilchenspuren nach dem Magneten dienen vier Driftkammermodule BC1–4 auch mit jeweils sechs Ebenen. Im Magneten mit einer integrierten Feldstärke von 1.3 Tm befinden sich zur Unterstützung der Teilspurzusammenführung drei Vieldraht–Proportionalkammern MC1–3.

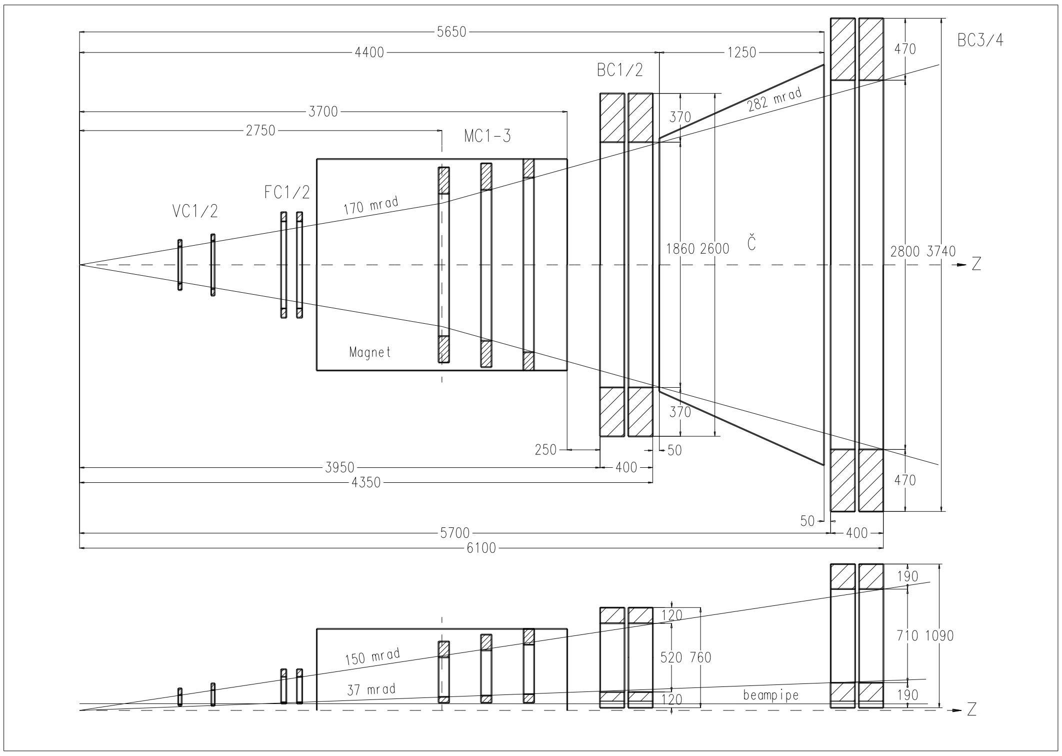

Abb. 2.1: Schematische Darstellung des Spurkammersystems

Wie aus Abb. 2.1 hervorgeht, liegt die vertikale Akzeptanz im Intervall $\pm(40 \cdots 150)$ mrad, während die horizontale bis ± 170 mrad reicht. Wegen der horizontalen Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld (zur Impulsbestimmung) steht im hinteren Teilsystem eine Akzeptanz bis ± 280 mrad zur Verfügung. Die paarweise Anordnung der Kammern erhöht die Redundanz des Systems. Der Abstand L zwischen den Modulpaaren wurde für eine gute Impulsauflösung möglichst groß gewählt, denn bei Vernachlässigung von Vielfachstreuung und Energieverlust der Teilchen beim Materiedurchgang ist

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sigma(\Theta_x)}{\Theta_x} \approx \frac{\sigma(x)}{L}\frac{1}{\sqrt{N}}. \tag{2.1}$$

Hierbei bezeichnet $\sigma(x)$ die Ortsauflösung und N die Anzahl der Meßebenen der Kammern (18 vor und 24 hinter dem Magneten). Die in HERMES mögliche Impulsauflösung beträgt $\sigma(p)/p \approx 0.9 \cdots 1.0\,\%$ [Borr95]. Hier wurden die oben vernachlässigten Einflüsse mit berücksichtigt.

Die hinteren Driftkammern wurden für eine mittlere Ortsauflösung von $\sigma_0 = 180\ \mu$m konzipiert. Nach Abb. 2.2 beeinflußt eine Verbesserung der Kammerauflösung der hinteren Driftkammern unterhalb 180 μm die Gesamtimpulsauflösung des Detektors nur wenig. Jenseits dieser Marke steigt ihr Beitrag aber stark an. Eine gute Kalibration des hinteren Teilsystems ist nötig, um die Auflösung möglichst nahe an den konzipierten Wert heranzubringen.

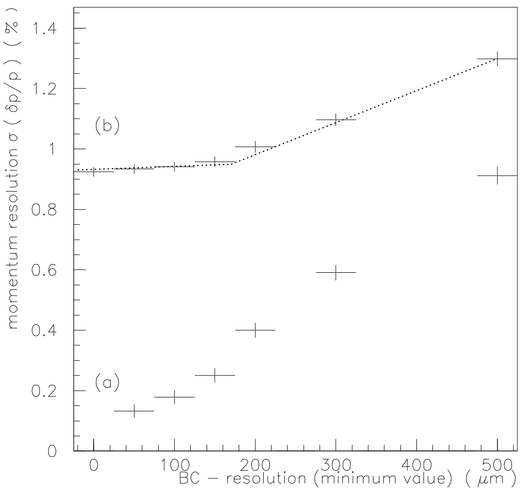

Abb. 2.2: Monte–Carlo–Studie zum Einfluß der Kammerauflösung der hinteren Driftkammern auf die Gesamtimpulsauflösung des HERMES–Spektrometers. Die Punktmenge (a) stellt den Anteil der Driftkammern an der Impulsauflösung, die Punktmenge (b) die Gesamtimpulsauflösung in Abhängigkeit von verschiedenen Kammerauflösungen dar [Borr95] (3.5 GeV $< p_e <$ 24.5 GeV).

2.2 Aufbau der hinteren Driftkammern

Die sechs Driftebenen der hinteren HERMES–Driftkammern lassen sich zu drei Paaren zusammenfassen, die sich in der Neigung der Drähte (Stereowinkel β) unterscheiden. Sie werden mit u, u', x, x' und v, v' bezeichnet:

$$\beta_{u,u'} = 30^\circ, \qquad \beta_{x,x'} = 0^\circ, \qquad \beta_{v,v'} = -30^\circ\ .$$

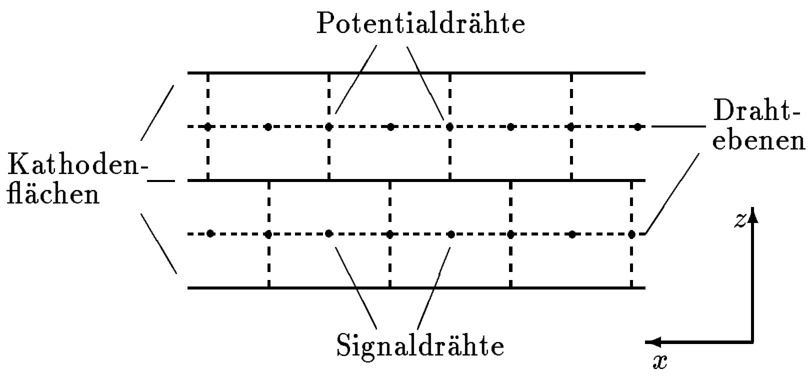

Abb. 2.3: Schematischer Aufbau zweier hintereinanderliegender Ebenen gleichen Typs. Die Ebenen sind um eine halbe Zellbreite gegeneinander versetzt.

Die gestrichenen Ebenen sind dabei um eine halbe Driftzellenbreite gegenüber den ungestrichenen versetzt, was die Auflösung der Doppeldeutigkeiten ermöglicht (s. Abb. 2.3).

Die Module BC1–2 und BC3–4 unterscheiden sich nur in ihren äußeren Abmessungen und Driftzellenanzahl voneinander, haben aber prinzipiell den gleichen Aufbau, der sich Tab. 2.1 und Abb. 2.4 entnehmen läßt.

Die sechs Driftebenen eines Moduls werden durch abwechselnde Draht– und Kathodenfolienrahmen gebildet. Die Drahtebenen bestehen aus einer alternierenden Bespannung mit Signal– und Potentialdrähten, deren Positionen durch Paßstifte sehr genau festgelegt sind. Mit einem Lasersystem konnten die Soll–Positionen bis auf 20 μm Genauigkeit bestätigt werden [Gute94].

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

Tab. 2.1: Wesentliche Konstruktionsmerkmale der BC1–4

Der Abstand zwischen Signal– und Potentialdraht beträgt 7.5 mm, zwischen Drahtebene und Kathodenfläche 8 mm. Daraus ergibt sich die Driftzellengröße von 15×16 mm^2. Genauere Ausführungen zum Modulaufbau befinden sich in [Bern95].

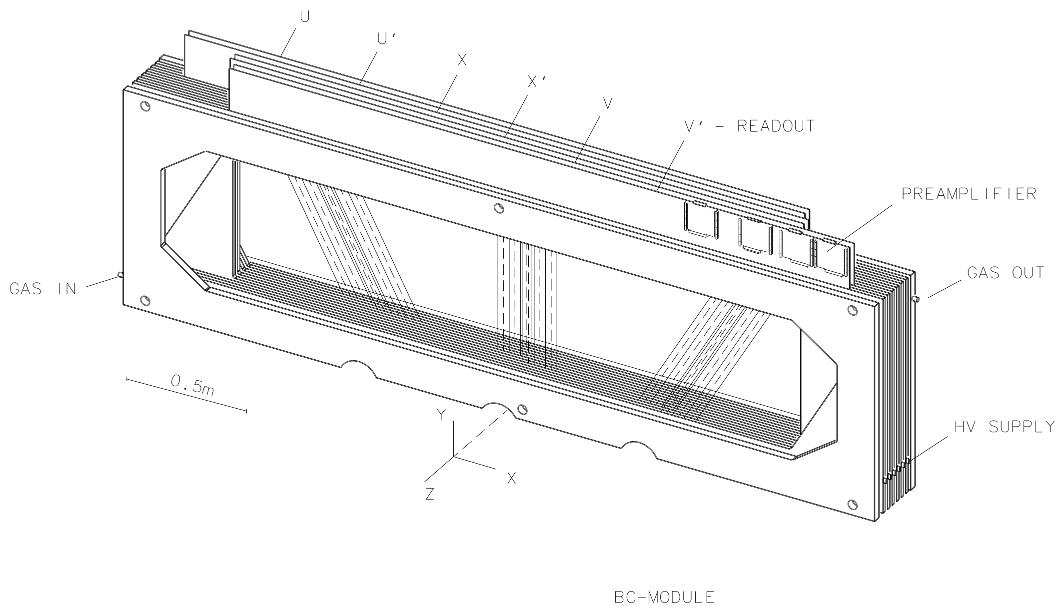

Abb. 2.4: Schematische Ansicht eines Moduls der BC3–4

An die Potentialdrähte und Kathodenflächen wird ein negative Hochspannung gelegt (z.Z. HV= -1750 V). Daraus ergibt sich mit dem Driftkammergas (Ar(90%)$C0_2$(5%)CF_4(5%)) eine Feldverteilung, die zu nahezu kreisförmigen Isochronen (Orte gleicher Driftzeit) und radialen Driftlinien (s. Abb. 2.5) führt. Die mittlere Driftgeschwindigkeit beträgt $\langle v_d \rangle =$ 57 μm/ns. Die gemessene Driftzeit wird hauptsächlich von den Elektronenclustern entlang der Teilchenspur mit dem kürzesten Abstand zum Signaldraht bestimmt, was eine einfache Handhabung der Orts–Driftzeit–Beziehung[1] ermöglicht.

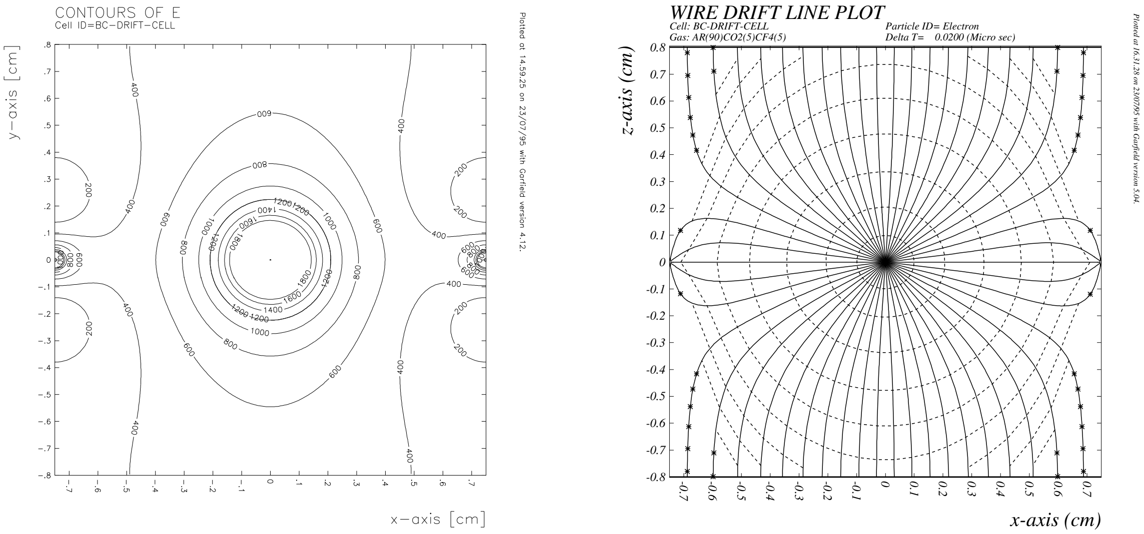

Abb. 2.5: Konturdarstellung des Feldes einer Driftzelle der BC1–4 bei HV=-1750 V (links). Isochronen und Driftlinien derselben Zelle (rechts). Der Abstand zwischen zwei Isochronen entspricht 20 ns (Ergebnisse nach Driftkammer–Simulations–Programm "Garfield" [GARF93]).

[1]engl: **S**pace **D**rift **T**ime **R**elation, kurz SDTR

3 Grundlagen für die offline Kalibration

In diesem Kapitel wird dargelegt, welche Eigenschaften rekonstruierte Spuren und Residuenverteilungen (s. unten) haben müssen, falls die Kammern optimal arbeiten; das heißt, daß keine SDTR–, t_0– oder Alignmentfehler auftreten. Anhand dessen wird dann gezeigt, daß die Monte–Carlo–Simulation, die im Unterkapitel 3.2 beschrieben wird, richtig arbeitet. In den danach folgenden Kapiteln wird die Simulation zur Untersuchung oben erwähnter Fehler verwendet, um die entwickelten Kalibrationsverfahren zu überprüfen.

3.1 Theoretisches Verhalten der Kammern im idealen Fall

Unter einem idealen Fall, auf dem diese Rechnungen basieren, wird folgendes verstanden:

- Es wird angenommen, daß die Driftebenen mit der Effizienz $\epsilon = 1$ arbeiten. Das gilt sowohl für die folgenden Rechnungen als auch für die Monte–Carlo–Simulation. Die im Experiment gemessene Effizienz der Driftebenen ist $\epsilon > 0.95$.
- Der Energieverlust im Spursystem wird vernachlässigt (Die Strahlungslänge eines Moduls beträgt 0.26 %). Die Vielfachstreuung wird nicht berücksichtigt, da sie für Positronenimpulse größer 3.5 GeV, wie sie bei HERMES analysiert werden, klein wird.
- Es existieren keine SDTR–, t_0– und Alignmentfehler.
- Die Kammerauflösung wird in den Rechnungen als konstant angenommen mit $\sigma(\delta m) = 200\ \mu$m. In der Simulation selbst wird sie mit einer Ortsabhängigkeit versehen, deren Mittelwert 200 μm ist.

Wegen der Symmetrie und Unabhängigkeit der oberen und unteren Teile des hinteren Spurkammersystems wird hier ohne Einschränkung der Allgemeinheit nur eine Region betrachtet.

Es seien nun zunächst die grundlegenden und häufig auftretenden Größen erklärt:

- Driftebenennummer i, k mit lateinischen Buchstaben $(1 < i < 24)$
- Ortsmeßwerte:
$$\vec{M} = \{m_i\} \tag{3.1}$$
$\vec{M}$ stellen die über Orts–Driftzeit–Beziehung und Drahtposition gemessenen Orte im Ebenensystem nach Auflösung der Ambiguitäten dar.
- Kammerauflösung:
$$\sigma(\delta m) = \sigma_0 = \text{const.} \tag{3.2}$$
Als Verteilungsfunktion Ortsfehler $\delta\vec{M}$ der Ortsmeßwerte $\{m_i\}$ wurde in den Rechnungen eine Gaußverteilung mit der Varianz σ_0 angenommen. Da die einzelnen Ebenen voneinander unabhängige Ortsmessungen liefern, gilt:
$$f\left(\delta\vec{M}\right) = f_1(\delta m_1) f_2(\delta m_2) \cdots f_N(\delta m_N) \tag{3.3}$$
$$= \prod_{i=1}^{N} f(\delta m). \tag{3.4}$$

- Die Spur sei bezüglich des HERMES–Koordinatensystems (S. Abb. 3.1) in folgender Art beschrieben:

$$\vec{t}(z) = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_{sl} \\ y_{sl} \end{pmatrix} z, \qquad \vec{P} = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ x_{sl} \\ y_{sl} \end{pmatrix}. \tag{3.5}$$

  x_0, y_0 bilden den Aufpunkt der Spur im Magnetzentrum z_{mag} und x_{sl}, y_{sl} deren Anstieg in der x,z– bzw. y,z–Ebene. Die unabhängige Größe ist die z–Koordinate.

- Geometrie:

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \cos\beta_1 & \sin\beta_1 & z_1\cos\beta_1 & z_1\sin\beta_1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \cos\beta_i & \sin\beta_i & z_i\cos\beta_i & z_i\sin\beta_i \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \cos\beta_N & \sin\beta_N & z_N\cos\beta_N & z_N\sin\beta_N \end{pmatrix} = \{g_{i\mu}\} \tag{3.6}$$

$$\mathbf{C} = \left(\mathbf{G}^T\mathbf{G}\right)^{-1} \tag{3.7}$$

  Die Matrix **G** beschreibt die Geometrie der Driftebenen. Die z_i sind die z–Positionen der Driftebenen und β_i deren Stereowinkel. Die mit σ_0^2 multiplizierte Matrix **C** ist die Kovarianzmatrix der Spurparameter p_μ.

- Spurpunkt:

$$f_i = g_{i\mu}p_\mu \tag{3.8}$$

  f_i ist die Projektion der angepaßten Spur in das Ebenensystem der Ebene i. Er wird mit Hilfe der Geometriematrix $\{g_{i\mu}\}$ berechnet.

- Residuum:

$$R_i \stackrel{\text{def}}{=} m_i - g_{i\mu}p_\mu \tag{3.9}$$

  Das Residuum der Ebene i ist als Meßwert minus Mittelwert definiert, wobei hier dem Mittelwert in der Ebene i die durch *alle* 24 Ebenen angepaßte Spur zugeordnet wird.

- Erwartungswert der Residuenverteilung:

$$E_{R_i} = \langle R_i \rangle_{f(\delta\vec{M})} \tag{3.10}$$

  Der Erwartungswert der Residuenverteilung wird gebildet durch Mittelung über die Ortsfehlerverteilung $f(\delta\vec{M})$. Im idealen Fall ist er null, weicht aber bei Alignmentfehlern davon ab.

- Residual

$$\sigma_R^2 = \langle \sigma_{R_i}^2 \rangle_i = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \sigma_{R_i}^2 \qquad (N = 24) \tag{3.11}$$

Mit Residual wird die Breite der Residuenverteilung der Ebene (mit Index) oder der Ebenenmittelwerte bezeichnet, je nach Zusammenhang. Ein spezielles Residual, das häufig als Qualitätsmerkmal des hinteren Spurkammersystems im Laufe der vorliegenden Arbeit verwendet wird, ist das Systemresidual. Es wird definiert als die Breite der Residuenverteilung vom gesamten hinteren Spurkammersystem.

- Spurunsicherheit:

$$\sigma(p_\mu), \quad \sigma_f^2 = \langle \sigma^2(f_i) \rangle_i \tag{3.12}$$

Die Spurunsicherheit ist unter experimentellen Bedingungen aus den Residuals berechenbar. In der Monte–Carlo–Simulation ist sie direkt durch die Verteilung der Differenzen der angepaßten mit der generierten Spur zugänglich (Spurunsicherheitsverteilung). Je nach Zusammenhang werden unter diesem Begriff die Varianzen der Spurparameter p_μ oder die Ebenenprojektionen f_i verstanden.

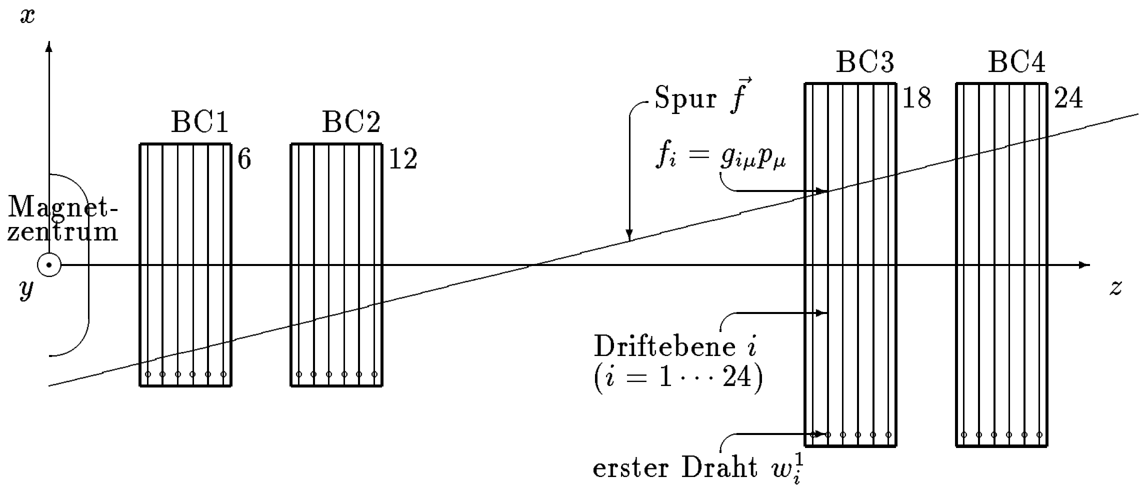

Abb. 3.1: : Schema der hinteren Driftkammern in Draufsicht zur Erläuterung einiger Größen.

Im HERMES–Experiment wird die Spur nach Auffindung der zugeordneten Meßwerte $\{m_i\}$ nach der χ^2–Methode angepaßt [HRC]. Deshalb wird sich in diesem Rahmen nur auf Effekte bezogen, die durch diese Form der Anpassung entstehen können, um mit den Ergebnissen nahe der realen HERMES–Situation zu bleiben. Es wird die Einsteinsche Summenkonvention bezüglich der griechischen Indices benutzt:

$$\chi^2 = \frac{1}{(N-4)\sigma_0} \sum_{i=1}^{N} (m_i - g_{i\mu} p_\mu)^2. \tag{3.13}$$

Die Spurparameter ergeben sich durch die Minimisierung der χ^2–Funktion aus den 4 Gleichungen:

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial p_\mu} = 0 \qquad \mu = 1 \cdots 4. \tag{3.14}$$

Nach Rechnung folgt:

$$p_\mu = \sum_{i=1}^{N} c_{\mu\nu} g_{i\nu} m_i, \qquad \vec{P} = \mathbf{C}\mathbf{G}^T\vec{M} \quad \text{als Matrixform.} \tag{3.15}$$

Die Residuals und Spurunsicherheiten für die Meßebene i errechnen sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz zu:

$$\sigma^2(R_i) = \sum_{k=1}^{N}\left(\frac{\partial R_i}{\partial m_k}\right)^2 \sigma_0^2, \tag{3.16}$$

$$\sigma^2(p_\mu) = \sum_{k=1}^{N}\left(\frac{\partial p_\mu}{\partial m_k}\right)^2 \sigma_0^2, \qquad \sigma^2(f_i) = \sum_{k=1}^{N}\left(\frac{\partial f_i}{\partial m_k}\right)^2 \sigma_0^2. \tag{3.17}$$

Man führt dazu die Produktmatrix $\mathbf{A}$ ein:

$$a_{ik} = g_{i\mu} c_{\mu\nu} g_{k\nu}, \qquad \mathbf{A} = \mathbf{G}\mathbf{C}\mathbf{G}^T. \tag{3.18}$$

Nach weiteren Rechnungen ergibt sich für die zu bestimmenden Varianzen:

$$\sigma^2(p_\mu) = \sum_{i=1}^{N} c_{\mu\nu} g_{i\nu} \sigma_0^2, \quad \sigma^2(f_i) = a_{ii}\sigma_0^2, \tag{3.19}$$

$$\sigma^2(R_i) = (1 - a_{ii})\,\sigma_0^2. \tag{3.20}$$

Für die Mittelwerte über die Ebenen vereinfachen sich die Resultate:

$$\sigma_R^2 = \left\langle \sigma^2(R_i) \right\rangle_i = \left(1 - \frac{\dim\vec{P}}{N}\right)\sigma_0^2, \tag{3.21}$$

$$\sigma_f^2 = \left\langle \sigma^2(f_i) \right\rangle_i = \left(\frac{\dim\vec{P}}{N}\right)\sigma_0^2, \tag{3.22}$$

$$\begin{aligned} \sigma_0^2 &= \sigma^2(R_i) + \sigma^2(f_i), \\ &= \sigma_R^2 + \sigma_f^2. \end{aligned} \tag{3.23}$$

Man sieht, daß im Fall *interner* Spurrekonstruktion aufgrund der Korrelation zwischen Spur und Meßwert die Residuals $\sigma(R_i)$ im idealen Fall *kleiner* sind als die Kammerauflösung σ_0. Die aus den Residuals über die Geometriefaktoren a_{ii} zugängliche Spurunsicherheit muß addiert werden, um die Auflösung der Ebene zu erhalten. Der Einfluß der für HERMES gültigen Geometriefaktoren a_{ii} ist in Abb. 3.2 dargestellt.

Besonders deutlich in Abb. 3.2 sind die Unterschiede der Residuals zwischen den geneigten u, v–Ebenen und den senkrechten x–Ebenen. Die Spur wird aufgrund der zusätzlichen Information der u,v-Ebenen in x-Richtung besser festgelegt als in y–Richtung. Die Residuals nähern sich daher in den x–Ebenen der Auflösung von unten besser an als in den u,v–Ebenen. Der größere Hebelarm der an den Enden liegenden Driftkammern bewirkt die Verkleinerung der Residuals zum Rand hin. Dieser Effekt tritt in den u,v–Ebenen aufgrund der schwächer festgelegten Spurparameter der y-Richtung stärker zu Tage als in den x–Ebenen.

In den Abbildungen dieser Arbeit weisen die Abkürzungen **MC** (**M**onte–**C**arlo–data) auf Ergebnisse einer Simulation und **RC** (**R**e**C**onstructed data) auf HERMES–Daten hin.

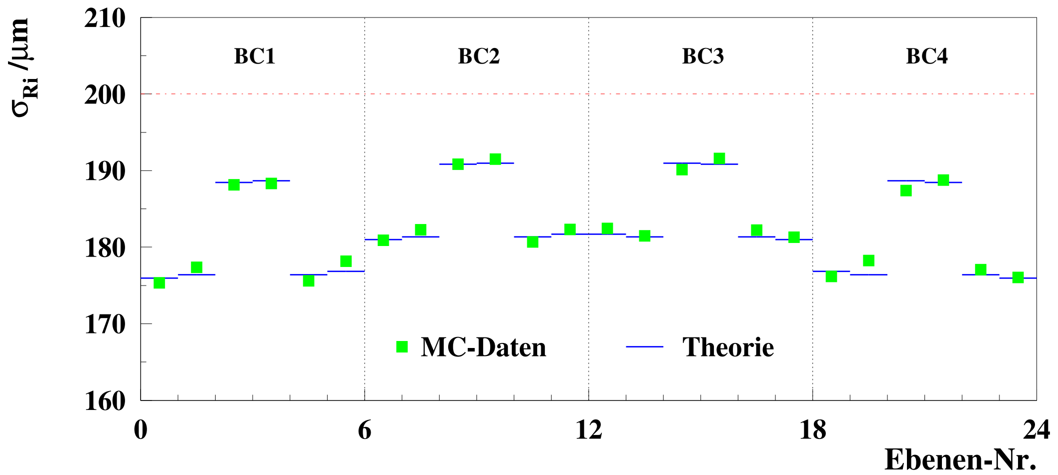

Abb. 3.2: **MC:** Einfluß der Geometrie der hinteren Driftkammern auf die Residuals der Ebenen. Die gestrichelte Linie stellt die Kammerauflösung der einzelnen Eben dar. Sie wurde hier mit 200 μm angenommen. Die Geometriefaktoren (s. Gl. (3.20)) liegen im HERMES Experiment im Bereich von $0.09 < a_{ii} < 0.225$. Zum Vergleich wurden die gemessen Ebenenresiduals einer idealen Simulation eingetragen.

3.2 Die Monte–Carlo–Simulation der hinteren Driftkammen

Ein wesentlicher Bestandteil der vorliegenden Arbeit war die Erstellung einer Monte–Carlo–Simulation der hinteren Driftkammern (MCBC). Sie erwies sich als unumgänglich für Entwicklung und Test der in den nachfolgenden Kapiteln vorgestellten Kalibrationsverfahren. Die Simulation wurde dabei auf das behandelte Aufgabenfeld zugeschnitten. Mit Hilfe von MCBC können sowohl simulierte als auch HERMES–Daten analysiert werden. In Abb. 3.3 wurde die Struktur der Simulation schematisch dargestellt.

Für Spur– und Meßwertgenerator werden nur die Daten der Internen HERMES–Datenbank (IHDB) verwendet. Ihre wesentlichen Bestandteile sind die intrinsische Orts–Driftzeit–Beziehung (s. Kap. 4), Trigger–Nullpunkte t_0 (s. Kap. 5), Driftebenengeometrie, sowie

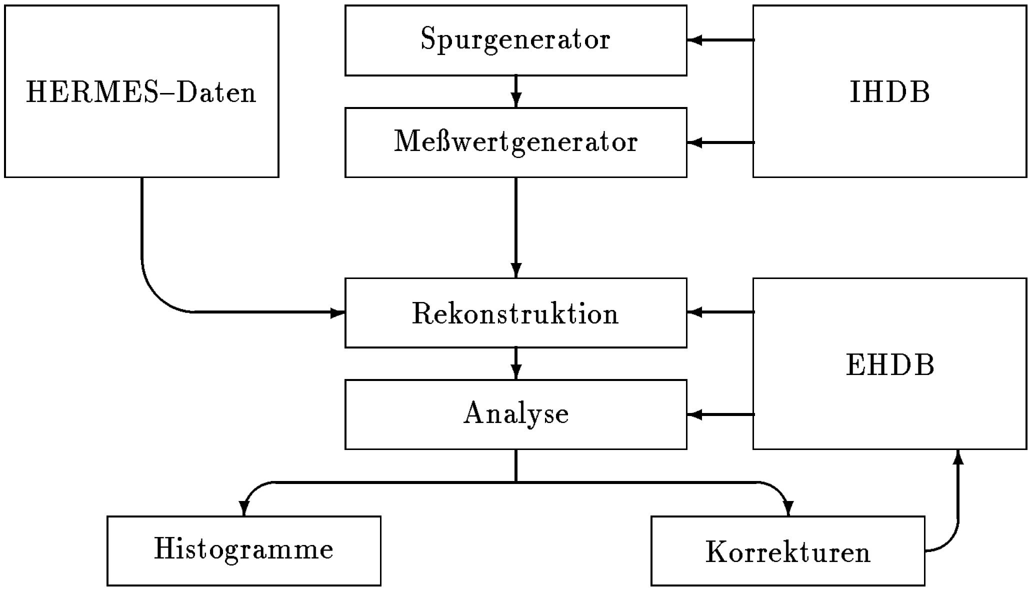

Abb. 3.3: Schematische Darstellung der Monte–Carlo–Simulation der hinteren Driftkammern

Alignmentfehler (s. Kap 6). Die Rekonstruktion und Analyse erfolgt mit Hilfe der Externen HERMES–Datenbank (EHDB), die analog Soll–Werte und gegebenenfalls Korrekturen enthält.

Der Spurgenerator

Zur Zeit wird in der Simulation das Magnetfeld nicht berücksichtigt und dementsprechend wurden auch keine Impulse und Ladungen generiert. Der Einfachheit halber wurde die reale Ausdehnung der Vertexregion vernachlässigt und von einer gaußförmigen Streuung im einem Vertexpunkt

$$\vec{r}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ z_V \end{pmatrix}$$

ausgegangen. Es war daher nur nötig, Anstiege in x–und y–Richtung zu erzeugen. Die Breiten der Gaußverteilungen wurden den realen Daten angepaßt, was in y–Richtung sehr gut gelang.

$$\sigma(x_{sl}) = 0.1, \qquad \sigma(y_{sl}) = 0.06$$

Falls Spuren auftraten, die außerhalb der Driftkammerbereiche lagen, wurden sie verworfen. Die Annahme von Gaußverteilungen entspricht zwar nicht den physikalischen Gegebenheiten, reicht aber für die hier untersuchten Zusammenhänge völlig aus (s. Abb. 3.4).

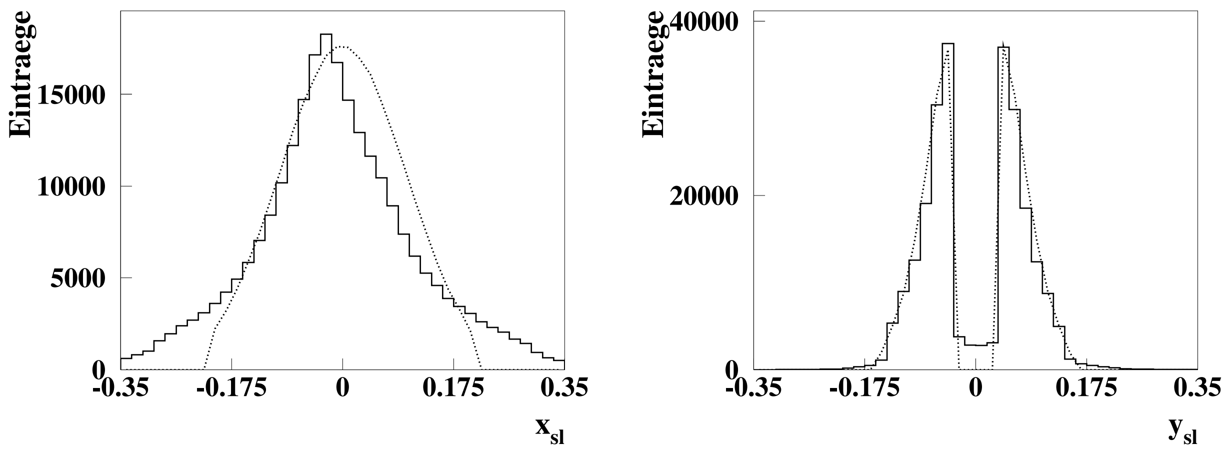

Abb. 3.4: **RC/MC:** Anstiegsverteilung in $x-$ und y–Richtung im HERMES–Experiment nach dem Magneten (Balken) und die im Monte–Carlo verwendeten Gaußverteilungen (gepunktete Linie). Das zu -0.02 verschobenene Maximum der x_{sl} beruht auf der Ablenkung der zur tiefinelastischen Streuung genutzten Positronen im Magnetfeld.

Meßwertgenerator

Die einzigen Größen, die zur Rekonstruktion zur Verfügung stehen, sind die Driftzeiten und die Positionen der entsprechenden Signaldrähte. Es wurden zunächst die Spurdurchstoßpunkte durch die Drahtebenen und die nächstliegenden Signaldrähte bestimmt. Dabei können nach Bedarf verschiedene oder mehrere Alignmentfehler (Verschiebungen oder Verdrehungen der Driftebenen) eingebracht werden, die in der IHDB gespeichert oder aber zu Beginn erzeugt werden können. Hier wurde ein festes Alignmentfehler–Ensemble verwendet. Auf dieses umfassende Thema wird ausführlich in den Kapiteln 6 und 7 eingegangen, die den Hauptteil der vorliegenden Arbeit ausmachen.

Mit Hilfe der Position des ersten und der Nummer des getroffenen Signaldrahtes wird in den Driftzellen der Driftabstand r_d aus dem Durchstoßpunkt der Drahtebene x_D berechnet. Für die Bestimmung des Driftabstandes wird von kreisförmigen Isochronen augegangen (s. Abb. 3.5):

$$r_d = x_D \cos(\psi) + \Delta r(\sigma_r). \tag{3.24}$$

Es sind ψ der in das Ebenensystem projizierte Spurwinkel und $\Delta r(\sigma_r)$ eine gaußförmig verteilte Abweichung, die auf der ortsabhängigen Kammerauflösung $\sigma_r = \sigma(r_d)$ basiert. Für sie wurde eine Parabel mit Mittelwert $\sigma_0 = 200\ \mu$m angenommen (s. Abb. 3.6).

Die Driftzeit wird über eine inverse SDTR berechnet. Die Wahl der intrinsischen SDTR ist beliebig. Hier wird die aus den HERMES–Daten für HV=-1800 Volt kalibrierte Orts–Driftzeit–Beziehung verwendet. Da im HERMES–Experiment im "common stop mode" gemessen wird, müssen statt der Driftzeiten die TDC–Zeiten[2] verwendet werden. In sie gehen

[2] TDC: engl. **T**ime **D**igital **C**onverter

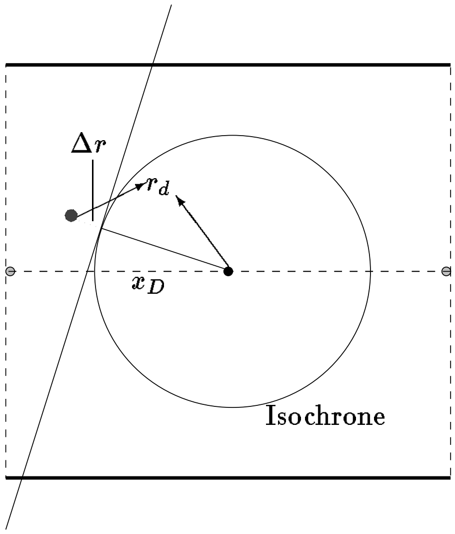

Abb. 3.5: Schematische Darstellung der Erzeugung des Driftabstandes durch Annahme von kreisförmigen Isochronen und gaußförmiger Kammerauflösung

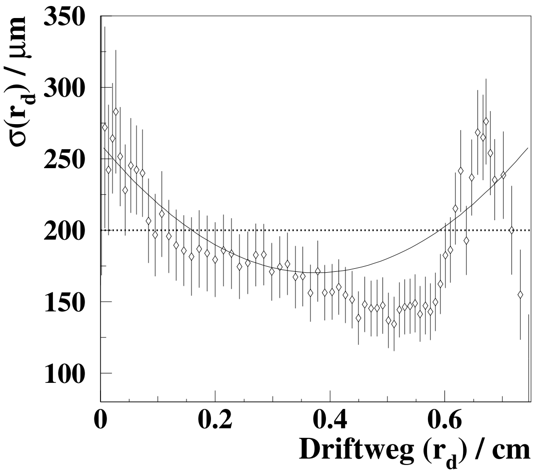

Abb. 3.6: Parabelförmige Approximation der ortsabhängigen Kammerauflösung für MCBC im Vergleich mit der im Testrun ermittelten [Hash95].

die Trigger–Nullpunkte t_0, die in Kap. 5 behandelt werden, ein:

$$t_{TDC} = t_0 - t_d. \tag{3.25}$$

An dieser Stelle können t_0–Fehler simuliert werden, die entweder zu Beginn erzeugt oder als fester Datensatz eingelesen werden können.

Es werden vereinfachend immer 1–Spur–Ereignisse generiert und beim Ebenendurchgang nur ein Signal erzeugt (keine Multiplizitäten und kein Übersprechen). Außerdem werden die Ambiguitäten als bereits gelöst angenommen. Das heißt, die TDC–Zeiten werden zusätzlich mit einer Marke versehen, die die Driftzellenseite charakterisiert, bei der der Durchgang erfolgte. Bei Verwendung von HERMES–Daten wurden die Ambiguitäten ebenfalls aufgelöst [HRC].

Rekonstruktion

Aus den TDC–Zeiten werden über die Trigger–Nullpunkte der EHDB, gegebenenfalls unter Einbeziehung von t_0–Korrekturen, die Driftzeiten berechnet. Die Ermittlung der Spurparameter erfolgt in zwei Schritten. Über eine SDTR werden entsprechend der Marken vorzeichenbehaftete Driftabstände r_d bestimmt, aus denen mit Hilfe der Geometrie und eventueller Alignmentkorrekturen vorläufige Ortsmeßwerte der Driftebenen m_i berechnet werden. Daraus werden nach Gleichung (3.15) genäherte Spurparameter p_μ abgeleitet. Im zweiten Schritt werden aus den Parametern die Spurwinkel im Ebenensystem ψ bestimmt und die SDTR in der Form

$$x_d = \frac{r(t_d)}{\cos(\psi)} \tag{3.26}$$

verwendet. Mit den daraus gebildeten neuen Ortsmeßwerten werden die endgültigen Spurparameter berechnet.

Analyse

In der Analyse werden zum einen verschiedene Histogramme zur Kontrolle der Monte–Carlo–Simulation und der HERMES–Daten gefüllt. Zum anderen kommen hier die Kalibrationsverfahren der SDTR–Bestimmung, t_0– und Alignmentkorrekturen zum Einsatz. Ihre Ergebnisse können zur Aktualisierung der EHDB genutzt werden.

Als Überprüfung der Funktionsfähigkeit des Monte–Carlo und der Kalibrationsverfahren vergleicht man einige Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen oder Eingangsdaten. Bei idealer Simulation eignen sich die Spurunsicherheits– und Residuenverteilungen zur Kontrolle. Aus Abb. 3.2 und 3.7 entnimmt man die Übereinstimmung der Resultate der Simulation mit den theoretischen Werten. Aus Abb. 3.7 entnimmt man, daß die Spur in x–Richtung schärfer ist als in y–Richtung, da die Varianzen der Unsicherheitsverteilungen der x–abhängigen Spurparameter kleiner sind als die der y–abhängigen.

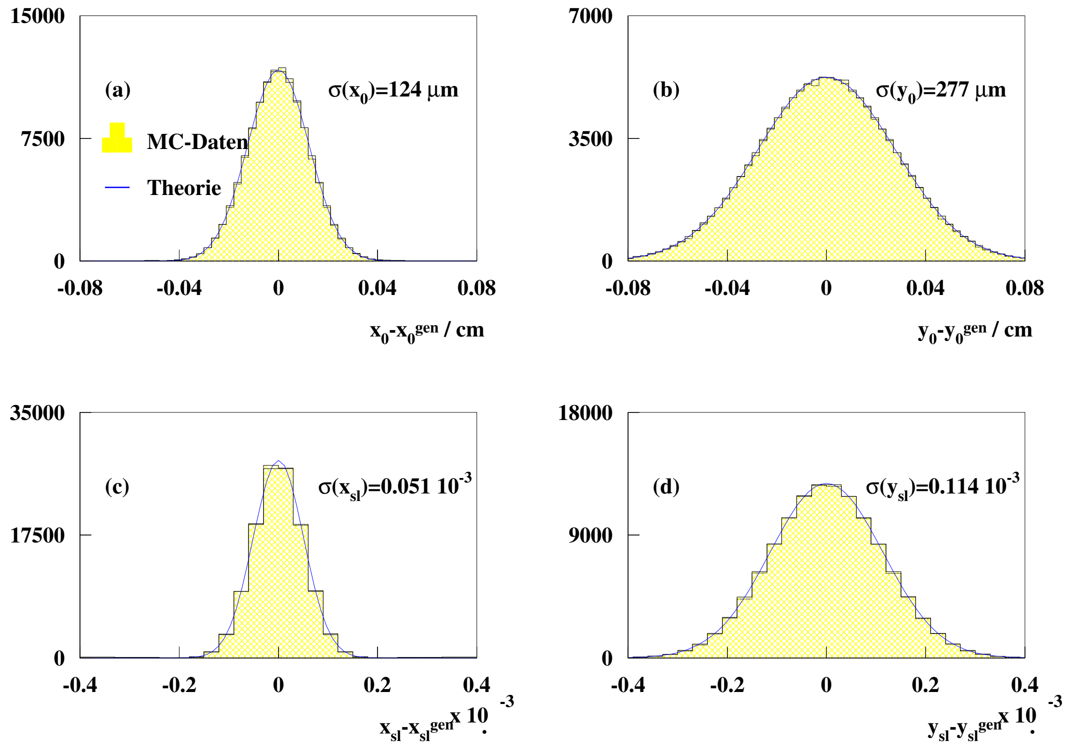

Abb. 3.7: **MC**: Vergleich der Spurunsicherheitsverteilungen der vier Spurparameter einer idealen Simulation (Histogramm) mit den theoretischen Werten (durchgezogene Gaußkurven).

4 Bestimmung der Orts–Driftzeit–Beziehung

In diesem Kapitel wird die automatische Bestimmung der Orts–Driftzeit–Beziehung erläutert und einige Ergebnisse ihrer Anwendung gezeigt. Sie stellt den Beginn einer vollständigen Kalibration dar, deren weitere Bestandteile die in den nachfolgenden Kapiteln beschriebenen Trigger–Nullpunkts– und Alignmentkorrekturen sind.

4.1 Das Verfahren der Ermittlung der SDTR

Vorbemerkungen

Für die Bestimmung der nichtlinearen Orts–Driftzeit–Beziehung, aber auch für die t_0– und Alignmentkorrekturen wurden mit Hilfe der offiziellen HERMES–Software Kalibrationsdatensätze hergestellt. Sie beinhalten die von HRC ermittelten Spurparameter, die Nummern der getroffenen Drähte sowie ihre TDC–Werte.

Im HERMES–Experiment wird die SDTR in Form einer "look–up table" gespeichert. Den Driftzeiten t_d wird dabei in 0.5 ns Schritten, die den TDC–Einheiten entsprechen, ein Driftweg r_d zugeordnet. Zur Rekonstruktion werden Driftzeiten bis 320 ns/2 genutzt.

Das Verfahren beruht auf der Analyse der Verteilung der Spurdurchgangsorte in der Drahtebene der Driftzellen und den entsprechenden Driftzeiten ("V-Plot" – s. Abb. 4.1). Es wurde für die Kalibration der Driftkammern in den Testexperimenten in den Grundzügen in [Hash95] entwickelt. Die Automatisierung aufgrund der Fülle der HERMES–Daten erforderte aber eine Reihe technischer Verfeinerungen.

Es ist unter den Bedingungen des HERMES–Experimentes statistisch nicht möglich, wie in den Testexperimenten eine SDTR aus dem V–Plot einer Driftzelle zu extrahieren. Das erzwingt, eine Vielzahl von Zellen auf eine zu projizieren, was aufgrund ihres gleichen Aufbaus möglich ist. Da sie zudem spiegelsymmetrisch zum Signaldraht sind, läßt sich die Statistik weiter erhöhen, in dem weiter auf eine Driftzellenhälfte projiziert wird. Spurdurchgang x_D und Driftzeit t_d in der getroffenen Zelle einer Ebene ergeben sich über die Beziehungen

$$x_D = g_{i\mu}p_\mu - (w_i^1 + (k^i - 1)\Delta w), \quad t_d = t_0 - t_{TDC}, \tag{4.1}$$

wobei k^i die Nummer des getroffenen Drahtes (s. Abb. 6.2), t_0 und t_{TDC} der Trigger–Nullpunkt sowie die TDC–Zeit des entsprechenden Signaldrahtes und Δw der konstante Signaldrahtabstand sind. Die Spurparameter p_μ werden nach (3.15) bestimmt. In die Ortsmeßwerte geht dabei bereits eine SDTR ein. Das Problem ist daher nur iterativ lösbar. Als erste SDTR wird die Testexperiment–SDTR für den zugehörigen Arbeitspunkt gewählt.

Aus Gleichung 4.1 geht des weiteren ein Einfluß von t_0– und Alignmentfehlern auf direkte und indirekte Weise über die p_μ hervor. Auf diese Größen wird in den entsprechenden Kapiteln eingegangen. Die allgemeine Breite des V–Plots bei Überlagerung der Driftzellen ergibt sich aus der Kammerauflösung sowie der t_0– und Alignmentfehler.

Ihr Einfluß sei an dieser Stelle nur grob abgeschätzt. Die Wirkung der in HERMES gemessenen t_0– und Alignmentfehler auf den "V–Plot", der durch Projektion einer großen Driftzellenanzahl entsteht, wird als zufällig angenommen. Die Ermittlung der SDTR beruht auf der Bestimmung des wahrscheinlichsten Wertes der x_D–Verteilung in einem festen kleinen Driftzeitintervall. Dieser Wert sollte aber durch eine zufällige Verbreiterung nur wenig beeinflußt sein. Es ist zudem möglich, eine Iteration über eine *vollständige Kalibration*, die aus SDTR–Bestimmung, t_0– und Alignmentkorrektur besteht, durchzuführen und somit die Fehlereinflüsse zu minimieren. Bei der Demonstration des Verfahrens werden deshalb diese Auswirkungen nicht weiter betrachtet, sondern erst bei der Monte–Carlo–Untersuchung erneut berücksichtigt.

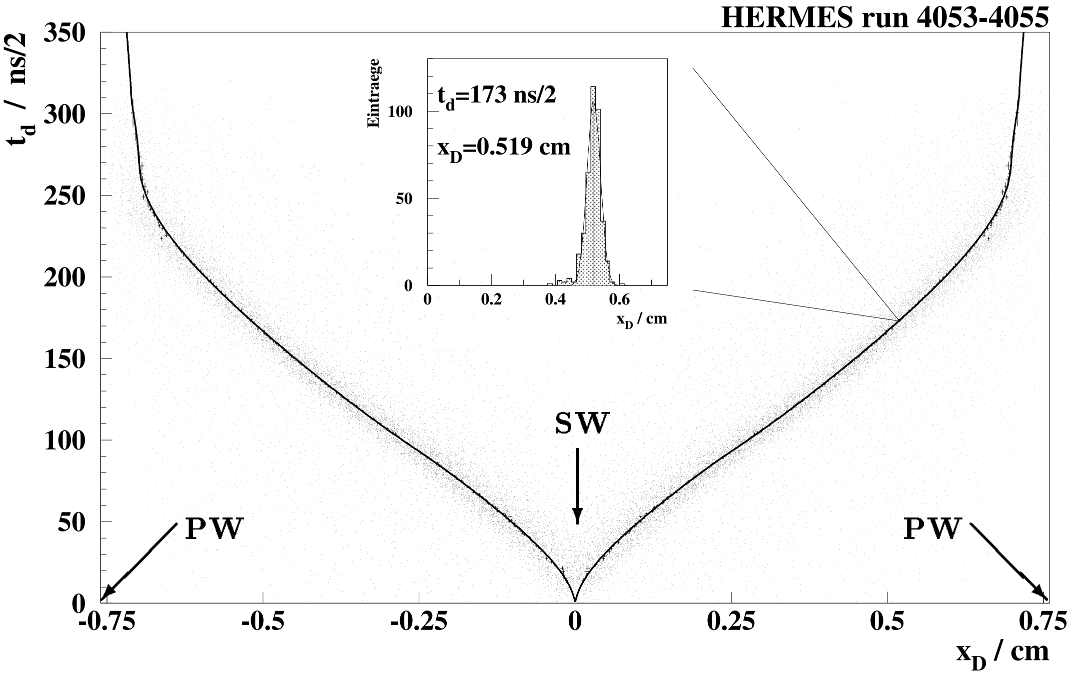

Abb. 4.1: $\{x_D, t_d\}$–Verteilung ("V–Plot") des hinteren Spurkammersystems (BC1–4) nach vollständiger Kalibration und daraus ermittelte SDTR (durchgezogene Linie). Das eingebundene Histogramm ist die x_D–Verteilung bei t_d=173 ns/2.

Das Verfahren der SDTR–Bestimmung

Für die Orts–Driftzeit–Beziehung werden nur Spuren mit ins Ebenensystem projizierten Winkeln im Intevall von $\{0° < |\psi| < 1°\}$ verwendet. Die Anzahl der Einträge der $\{x_D, t_d\}$–Verteilung hängt von dem verwendeten Datensatz und von möglichen Auswahlregionen, wie etwa Spurregion und Detektorniveau (Ebenen, Kammern) ab.

Zunächst werden für gegebene Driftzeitintervalle $\{t_d - \Delta t_d, t_d + \Delta t_d\}$ die $x_D(t_d)$–Verteilungen aufgenommen. Wegen variabler Statistiken ist eine feste Vorgabe der Intervallgröße wie im Testrun nicht möglich. Es wurde daher ein variables t_d–Binning–System gewählt, das die Intervallbreiten der Statistik anpaßt. Die Intervalle sind niemals kleiner als 0.5 ns (TDC–Einheit), während ihre zugelassene Maximallänge von dem t_d–Intervallmittelwert selbst abhängt. In Potentialdrahtnähe kann sie bis zu 30 ns/2 betragen, während in den Hauptbereichen der Zelle keine t_d–Intervalle größer als 8 ns/2 zugelassen werden.

Im allgemeinen werden sie so groß gewählt, daß eine Mindesteintragszahl von $N_{t_d} = 400$ gewährleistet ist. Diese Zahl wurde empirisch ermittelt und stellt die statistische Untergrenze für Anpassungen von Funktionen zur Bestimmung des wahrscheinlichsten x_D–Wertes im gegebenen t_d–Intervall dar.

Bei der häufigsten Verwendung, der Projektion aller Zellen auf eine, reicht über große Bereiche der Zelle (0.5 mm $< x_D <$ 7.1 mm) oftmals schon das Intervall einer TDC–Einheit für die Erfüllung der statistischen Bedingung aus.

Das typische Aussehen der $x_D(t_d)$–Verteilungen läßt sich, ähnlich wie im Testexperiment, ebenfalls in drei Gruppen aufteilen:

- Signaldrahtregion (landauartige Verteilung) mit einer steilen Flanke zum Signaldraht hin ($0 < t_d < 30$ ns/2).
- Mittlerer Bereich (gaußartig Verteilung), aber mit länger auslaufender Flanke zu größeren Driftdistanzen ($30 \leq t_d < 260$ ns/2).
- Potentialdrahtregion (landauartige Verteilung) mit der steilen Flanke zum Potentialdraht hin ($260 \leq t_d$ ns/2).

Im mittleren Bereich erfolgt die Anpassung im normalen Modus durch Gaußverteilungen, zu den Enden der Zelle werden sie fließend durch landauartige Verteilungen ersetzt. Eine exakte Grenze, bei der die eine Anpassung funktioniert und die andere nicht, gibt es nicht. Daher werden in den Übergangsgebieten die Ergebnisse beider Möglichkeiten miteinander verglichen. Es hat sich herausgestellt, daß das χ^2 der Anpassung in den Übergangsregionen als Auswahlkriterium nicht immer geeignet ist, sondern der wahrscheinlichste Wert der verschiedenen Verteilungen hinzugezogen werden muß. In anderen Modi können Gauß– oder Landauverteilungen unterdrückt oder auch einfach nur der Mittelwert der $x_D(t_d)$–Verteilung verwendet werden. Der Normalmodus hat sich aber als leistungsfähiger herausgestellt.

Für die Anpassungen wird der Untergrund ebenfalls wie im Testrun unterdrückt, aber mit einer anderen den veränderlichen Verhältnissen des Experimentes angepaßten Methode. So werden für die Anpassungen nur die x_D–Bins der $x_D(t_d)$–Verteilung eines t_d–Intervalls mit den 18 höchsten Einträgen zugelassen. Dabei wird berücksichtigt, daß x_D–Bins, die zuwenig Einträge aufweisen, aber von Bins eingeschlossen werden, die zu der Menge mit obiger Bedingung gehören, ebenfalls verwendet werden, um Lücken zu vermeiden. Diese Methode hat den Vorteil, daß sie (a) nicht von einer angenommenen SDTR abhängig ist, um die man sonst einen "Schlauch" legen würde, (b) unabhängig von der absoluten Eintragszahl und (c) unempfindlich gegenüber der Breite der Verteilung ist. Die Zahl 18 wurde empirisch bestimmt. Man kann in Anwendungen auch andere wählen.

Im letzten Teil des Verfahrens wird den so entstandenen zahlreichen Wertepaaren $(\bar{x}_D, \bar{t}_d)$ eine Kurve angepaßt. Um die Nichtlinearität zu berücksichtigen, werden drei Polynome vierten Grades in verschiedenen Driftzeitregionen überlappend mit stetigen Anschlußbedingungen in den Überlappungsintervallmittelpunkten und der Bedingung $x_D(t_d = 0) = 0$ für die Kurvenanpassung verwendet. Die Polynome vierten Grades sind flexibel genug, um die typischen Nichtlinearitäten der SDTR widerzuspiegeln, aber gleichzeitig auch stabil genug, um nicht Fluktuationen bei weniger Wertepaaren zu folgen.

Die Wahl der drei Gebiete hängt mit den oben betrachteten Driftzellengebieten zusammen, ist mit diesen aber nicht identisch. Die Überlappungsintervalle von 20 ns/2 in den verschiedenen Anpassungsregionen vermeiden offensichtliche "Knicke" der Kurve, auch wenn keine Stetigkeit in den ersten Ableitungen gefordert ist. Die Werte der Kurve $x_D(t_d)$ werden in 0.5 ns Schritten als "look–up table" gespeichert. Das Verfahren wurde in Abb. 4.2 veranschaulicht.

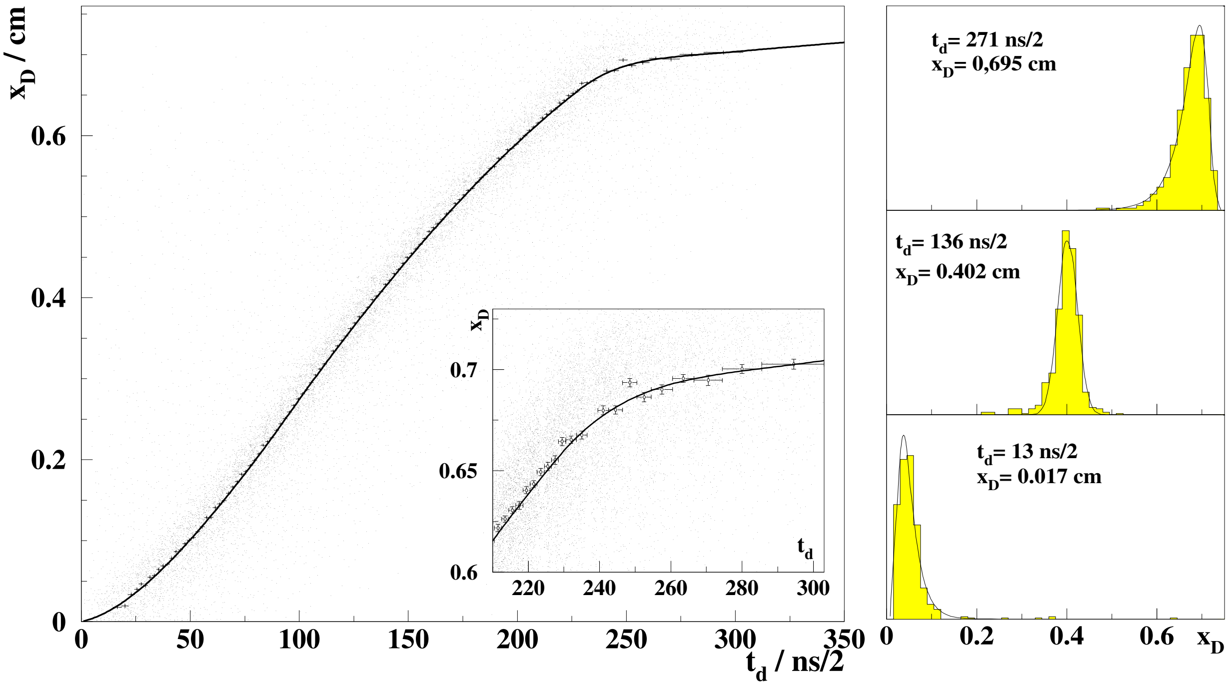

Abb. 4.2: **RC**: Es werden die $\bar{x}_D$– Werte aus den $x_D(t_d)$–Verteilungen in den entsprechenden $(\bar{t}_d - \Delta t_d, \bar{t}_d + \Delta t_d)$–Intervallen mit variabler Bingröße ermittelt. In den 3 verschiedenen Zellregionen (Signaldraht, Mitte, Potentialdraht) haben die Verteilungen unterschiedliches Aussehen und werden durch landau– bzw. gaußartige Verteilungen angepaßt. Durch die so gewonnenen $\bar{x}_D, \bar{t}_d$–Wertepaare wird eine stetige Kurve, bestehend aus 3 Polynomen vierten Grades gelegt, die als "look–up table" gespeichert wird (HERMES–Datensätze 4053–4055 mit ca. 30000 Spuren).

4.2 Monte–Carlo–Überprüfung des Verfahrens

Für die Überprüfung der Konvergenz des Verfahrens wurde ein vollständiges t_0– und Alignmentfehlersystem simuliert, wie in den nachfolgenden Kapiteln beschrieben. Als interne SDTR wurde eine aus den HERMES–Daten kalibrierte SDTR verwendet und zur Rekonstruktion zunächst eine Testexperiment–SDTR gewählt. Falls das Verfahren konvergiert, sollte eine Übereinstimmung mit der internen SDTR vorliegen. Gefordert ist eine Übereinstimmung mit der Varianz von ca. 40 μm, was umgerechnet einer bis zwei TDC–Einheiten entspricht. Wie aus Abb. 4.3 hervorgeht, werden bereits in der ersten Anwendung die gewünschten Bedingungen erreicht. Da die hier simulierten Fehler größere Werte aufweisen als tatsächlich in HERMES gefunden wurden (s. Kap. 5 und 6), ist die Konvergenz auch für HERMES gültig. In der zweiten Anwendung wurde bereits eine t_0– und Alignmentkorrektur zusätzlich verwendet, was bei der Bestimmung der SDTR aber kaum eine Rolle spielt.

Bei den realen Daten konnten keine Unterschiede innerhalb einer Varianz von 30 μm zwischen der SDTR–Bestimmung mit und ohne t_0–und Alignmentkorrektur gefunden werden. Diese Unempfindlichkeit legt nahe, die Bestimmung der SDTR als ersten Schritt in einer vollständigen Kalibration zu durchzuführen.

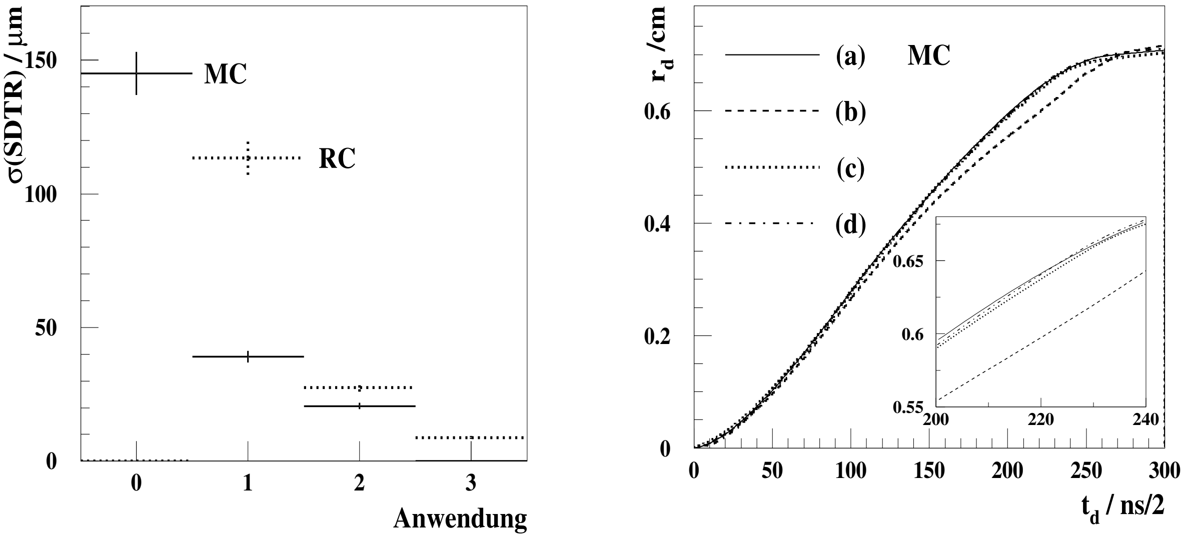

Abb. 4.3: **linkes Bild, MC:** Varianzen der Differenzen zwischen der *internen* SDTR und kalibrierten SDTR in mehreren Anwendungen. Es wurde dazu ein vollständiges t_0– und Alignmentfehlersystem simuliert und eine von der internen SDTR verschiedene externe Ausgangs–SDTR gewählt. Die t_0– und Alignmentkorrekturen wurden für Simulation und reale Daten ab der zweiten Anwendung verwendet.
linkes Bild RC: Varianzen der Differenzen der SDTR's zwischen *aufeinanderfolgenden* Anwendungen der HERMES–Daten, wobei als Startwert die Testexperiment–SDTR gewählt wurde.
rechtes Bild MC: Explizite Darstellung der internen (a), Start–SDTR (b) und der kalibrierten SDTR in der ersten (c) und zweiten (d) Anwendung des Verfahrens.

4.3 Ergebnisse für die hinteren HERMES–Driftkammern

SDTR für Spuren von $(0-1)^\circ$

Im HERMES–Experiment wurden 1995 die hinteren Driftkammern bei einer Hochspannung von -1750 V betrieben, es existieren aber auch einige Datensätze, bei denen die Kammern mit -1800 V betrieben wurden, was einen Vergleich zwischen den jeweils gemessenen SDTR's ermöglicht. Bei Umschaltung der Hochspannung trat ein Sprung in den Trigger–Nullpunkten von ca. 5 ns/2 auf (s. Kap. 5), der in der Kalibration mit berücksichtigt wurde. Die beiden Orts–Driftzeit–Beziehungen weisen in den ersten beiden Dritteln der Driftzelle kaum Unterschiede auf, während in Potentialdrahtnähe die Differenzen zunehmen. Dieses Verhalten wurde auch im Testexperiment gesehen und ist auf die veränderte Feldkonfiguration zurückzuführen. Für weitere Informationen sei daher auf [Hash95] verwiesen. In Abbildung 4.4 wurden die für 1800 V und 1750 V kalibrierten Orts–Driftzeit–Beziehungen dargestellt, wie sie auch im Experiment genutzt wurden.

Es gab im Vorfeld dieser Arbeit auch Untersuchungen zu eventuellen Abhängigkeiten der Orts–Driftzeit–Beziehungen von Luftdruck und Veränderungen des Driftkammergases, aber es konnten mit dieser Methode keine eindeutigen Korrelationen festgestellt werden. Die Differenzvarianzen waren zudem kleiner als 40 μm und lagen unter der kritischen Marke. Es sei aber darauf hingewiesen, daß mit einem im HERMES–Experiment installierten Driftzeitmonitor genauere Untersuchungen zu diesem Themenkreis durchgeführt wurden [Buch95].

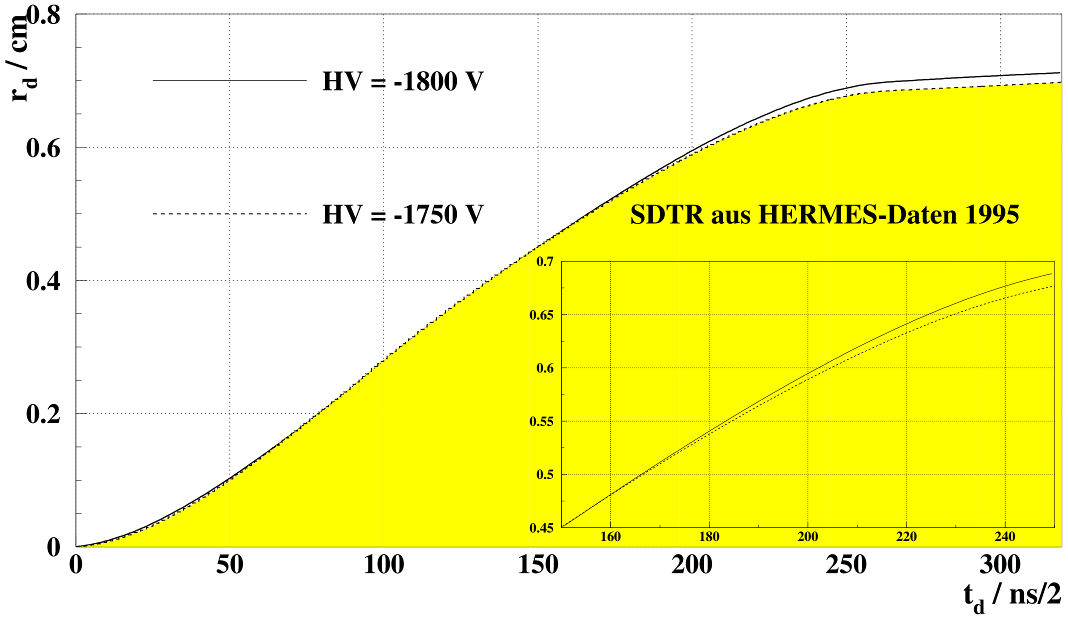

Abb. 4.4: **RC**: Vergleich der Orts–Driftzeit–Beziehungen für eine Hochspannung von HV=-1750 und -1800 V. Die Unterschiede zwischen 1750 und 1800 V im zweiten Drittel der Zelle beruhen auf der unterschiedlichen Feldkonfiguration.

Winkelabhängigkeit der SDTR

Die SDTR wird bezüglich der Drahtebene einer Driftzelle angegeben. Als Winkelabhängigkeit wird aufgrund der Kreisförmigkeit der Isochronen (s. Abb. 2.5) eine $1/\cos(\psi)$–Beziehung über große Teile der SDTR erwartet, wie sie auch in der Simulation verwendet wurde. Mit

ψ ist der Spurwinkel im Ebenensystem gemeint. Wenn man die SDTR für $(0-1)^\circ$–Spuren $x_D(t_d, \psi \approx 0)$ der Kürze halber mit $r(t_d)$ bezeichnet, ergibt sich:

$$x_D(t_d, \psi) = \frac{r(t_d)}{\cos(\psi)}. \tag{4.2}$$

Wie bereits erwähnt, wurden Orts–Driftzeit–Beziehungen für mehrere Winkelregionen aufgenommen. Damit war es möglich, die Beziehung zu überprüfen. Die $1/\cos(\psi)$–Abhängigkeit konnte im Rahmen der Fehler für große Teile der Driftzelle bestätigt werden. In Abb. 4.5 wurde dazu der Quotient der SDTR verschiedener Winkel zu der mit $(0-1)^\circ$ über den Driftabstand $r(t_d)$ abgetragen. Es wurde auf eine Kurvenanpassung verzichtet, um die statistischen Schwankungen zu demonstrieren. Die Fehler des Einzelwertes ergeben sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$\begin{aligned} c(t_d, \psi) &= \frac{x_D(t_d, \psi)}{r(t_d)}, \\ \Delta c(t_d, \psi) &= \sqrt{\left(\frac{\Delta x_D}{r}\right)^2 + \left(\frac{x_D \Delta r}{r^2}\right)^2}, \\ &\approx 1.4\frac{\Delta x_D}{x_D} \approx \frac{15\mu\mathrm{m}}{x_D}; \quad \Delta x_D \approx \frac{\sigma_R}{\sqrt{N_{t_d}}} = \frac{220\mu\mathrm{m}}{\sqrt{400}} \approx 11\mu\mathrm{m}. \end{aligned} \tag{4.3}$$

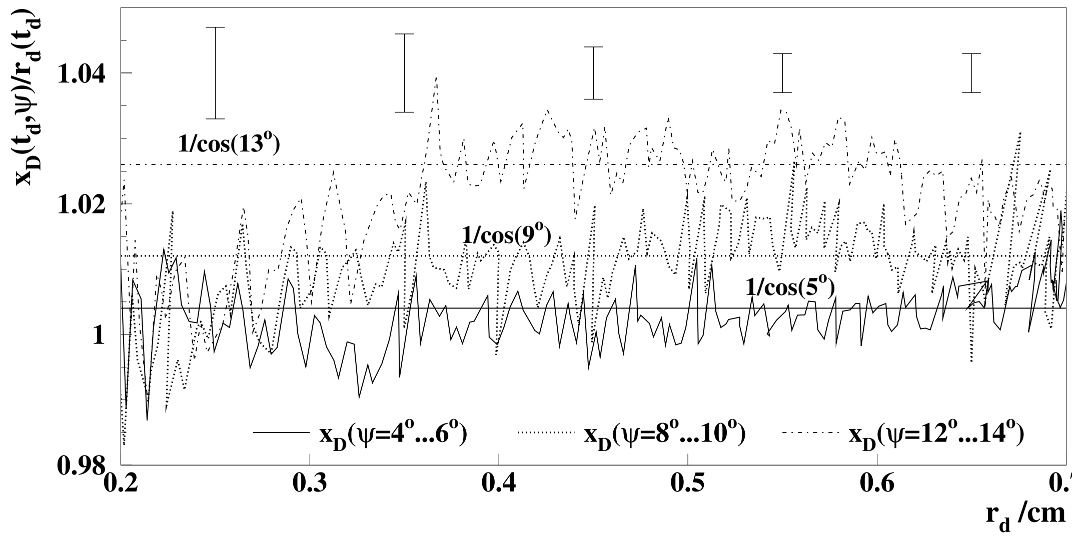

Abb. 4.5: **RC**: Quotienten der SDTR's verschiedener Winkel mit derjenigen für $0^\circ < \psi < 1^\circ$.

Für die Abb. 4.5 wurden 40000 Spuren verwendet. Bei dieser Spuranzahl sind die t_d–Intervallbreiten zur Berechnung der wahrscheinlichsten x_D–Werte zwischen ein und zwei TDC–Einheiten groß, bei größeren Winkeln betragen sie etwa zwei bis sechs TDC–Einheiten, daß heißt die $x_D(t_d)$–Verteilungen haben immer rund $N_{t_D} = 400$ Einträge, woraus sich (4.3) ergibt.

Die Fehler der Einzelwerte wurden symbolisch im oberen Teil der Abb. 4.5 anggeben und liegen in derselben Größenordnung wie die Fluktuationen. Die Driftzellenregion unter 0.2 cm wurde nicht gezeigt, da die Schwankungen hier zu groß wurden.

Orts–und winkelabhängige Residuals

Für die Ermittlung der Residuals über die verschiedenen Orte bzw. Spurwinkel in der Driftzelle wurde eine *vollständige* Kalibration durchgeführt und *alle* Driftzellen auf *eine* projeziert, um eine ausreichende Statistik zu erhalten. Nur mit der vollständigen Kalibration war es überhaupt möglich, die unten gezeigten Ergebnisse für die Residuals zu erhalten. Der Vorgriff auf später beschriebene Verfahren ist nötig, um die Wirkung der *externen* Fehler auf die Residuals zu minimieren, damit die Abhängigkeiten der Residuals von der *inneren* Struktur der Driftzelle deutlicher zum Vorschein kommen. Die Resultate demonstrieren somit auch die Leistungsfähigkeit der vollständigen Kalibration.

Im HERMES–Experiment wird zur Zeit die aus den Daten ermittelte SDTR für $(0-1)^{\circ}$–Spuren mit der $1/\cos(\psi)$–Abhängigkeit verwendet. Durch eine Parametrisierung der Abweichung der SDTR von der $1/\cos(\psi)$–Beziehung konnte keine nennenswerte Verbesserung der Systemresiduals in den verschiedenen Winkelregionen festgestellt werden, wie man Abb. 4.6 entnimmt.

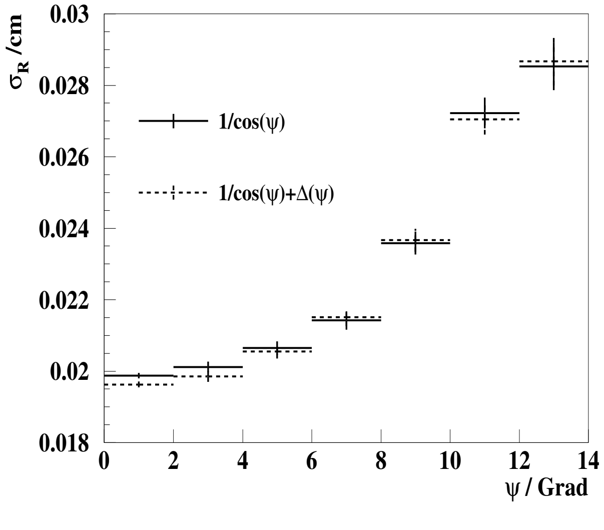

Abb. 4.6: **RC**: Systemresiduals der verschiedenen Winkelregionen bei Rekonstruktion mit $1/\cos(\psi)$–Abhängigkeit(—) und weiterer Parametrisierung der Abweichungen (– –). Es wurde keine nennenswerte Verbesserung festgestellt, die für einen zwingenden Einsatz der weiteren Parametrisierung spricht.
Es sind Residuals aus dem letzten Drittel der Driftzelle, aber auch in den ersten beiden Dritteln der Zelle wurden keine Verbesserungen durch eine weitere Parametrisierung der Winkelabhängigkeit gefunden.

Die ortsabhängigen Residuals stellen das Äquivalent zu der im Testexperiment gemessenen Auflösung dar. Es sollen aber noch einmal die Unterschiede zwischen den Residuals im Testexperiment und im HERMES–Experiment betont werden. Im Testexperiment wurden die Residuals bei *externer* Spurrekonstruktion aus *einer* Driftzelle, im HERMES–Experiment bei *interner* Spurrekonstruktion aus ca. *7000* Driftzellen gewonnen. Auf die Multiplikation mit einem mittleren Geometriefaktor $a = 1.1$, um nach Abb. 3.2 die Auflösung zu erhalten, wurde aber verzichtet, da dies voraussetzt, daß *alle* externen Fehlerursachen, die die Residuals verschlechtern, beseitigt sind, was auch mit der hier durchgeführten vollständigen Kalibration nicht möglich war. Daher sind die bei HERMES gemessenen Residuals auch nach vollständiger Kalibration noch größer als die des Testexperimentes (s. Abb. 4.7). Es konnte dennoch eine ähnliche Ortsabhängigkeit der Residuals im Vergleich mit den Testexperiment–Daten nachgewiesen werden.

Die prinzipielle Form beruht auf der Statistik der Primärionistation beim Teilchendurchgang, der Diffusion der Ladungsträger sowie den Einflüssen der Ausleseelektronik. Für weitere Erläuterungen zu diesen Punkten sei erneut auf [Hash95] verwiesen. Die dort gemachten Aussagen gelten analog für HERMES–Daten.

Die beobachtete Abflachung der Ortsabhängigkeit in den Zellresiduals findet ihre Ursache vor allem in der Wirkung der ortsabhängigen Auflösung der anderen Driftzellen auf die Spurunsicherheit, da das Teilchen auf dem Weg durch die Kammern die Driftzellen im allgemeinen an verschiedenen Orten durchläuft und somit bei *interner* Rekonstruktion sich diese Beiträge mischen. In der Simulation konnte die Abflachung ebenfalls beobachtet werden.

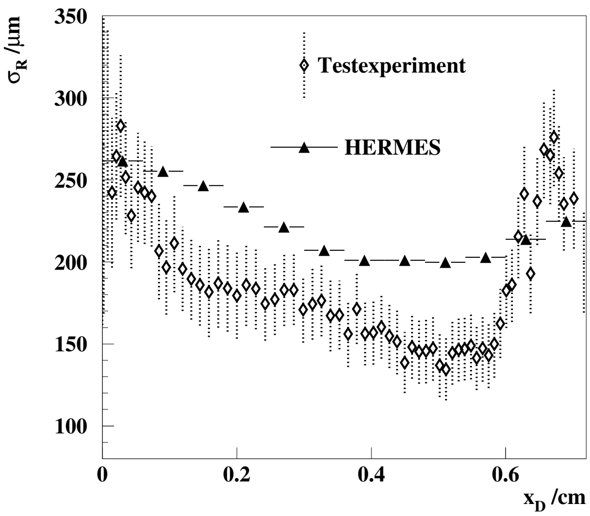

Abb. 4.7: **RC**: Vergleich der Ortsabhängigkeit der Residuals bei vollständiger Kalibration mit der Auflösung im Testexperiment. Trotz generell etwas schlechterer Werte für die HERMES–Residuals und einer Abflachung erkennt man die ähnliche Struktur der Testexperiment–Auflösung wieder.

Ein noch detaillierteres Ergebnis ist bei weiterer Auflösung der Residuals in Orts–und Winkelabhängigkeit in Abb. 4.8 dargestellt. Es wurde ebenfalls aufgrund kreisförmiger Isochronen eine $1/\cos(\psi)$–Abhängigkeit bezüglich der in der Drahtebene gemessenen Residuals erwartet, was bei kleinen Winkeln im zweiten Drittel der Zelle auch sichtbar wurde (kaum Änderungen), während der starke Zuwachs bei größeren Winkeln so nicht erklärt werden kann. Eine genauere Untersuchung dieser speziellen Eigenschaften führt aber über den Rahmen dieser Arbeit hinaus und ist Gegenstand weiterer Untersuchungen. Die Abb. 4.8 ist daher als vorläufiges Ergebnis anzusehen.

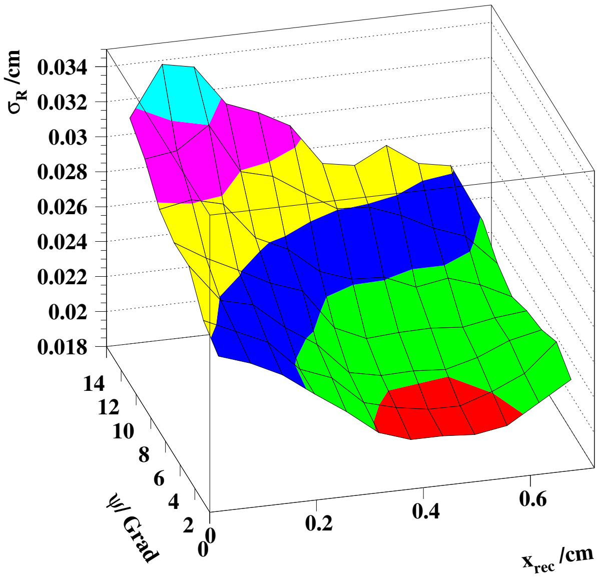

Abb. 4.8: **RC**: Residuals in Abhängigkeit von Driftzellenort in der Drahtebene und den Spurwinkeln im Ebenensystem nach vollständiger Kalibration. Der funktionale Zusammenhang ist Gegenstand weiterer Untersuchungen.

5 Einfluß der Unsicherheit des Trigger-Nullpunktes

Nach Ermittlung der Orts–Driftzeit–Beziehung werden im zweiten Teil der Kalibration die Trigger–Nullpunkte (t_0) korrigiert. Zu Beginn werden die Trigger–Nullpunkte der hinteren Driftkammern und ihre Bedeutung erläutert. Anschließend werden die Wirkungen von t_0–Fehlern untersucht, ein Korrekturverfahren aus den Residuenverteilungen abgeleitet und seine Anwendung demonstriert.

5.1 Trigger-Nullpunkte der hinteren Driftkammern

Die Driftzeiten der Kammern werden im HERMES Experiment in Zeiteinheiten des TDC relativ zum "common stop"–Signal angegeben. In diesem Modus wird das Triggersignal um eine definierte Zeit verzögert, während der TDC offen für die Spannungsimpulse der Signaldrähte der Driftkammern ist. Nach Ablauf der Verzögerung schließt das Triggersignal die 96 Kanäle des TDC ("common stop"). Die Elektronik hält die Eingänge solange geschlossen, bis die jeweiligen Daten verarbeitet worden sind.

Kurze Driftzeiten erzeugen hohe TDC–Einträge, da der TDC fast das gesamte Zeitintervall verstreichen läßt und lange Driftzeiten demnach kleine TDC–Werte. Trägt man die Einträge eines oder mehrerer sich ähnlich vehaltender Kanäle in ein Histogramm ein, erhält man das zugehörige TDC–Zeitspektrum. Der TDC-Wert, der der kürzesten Driftzeit entspricht wird im folgenden t_0 genannt. Die zu einem Teilchendurchgang durch eine bestimmte Driftzelle gehörende Driftzeit ergibt sich demnach zu:

$$t_d = t_0 - t_{TDC}. \tag{5.1}$$

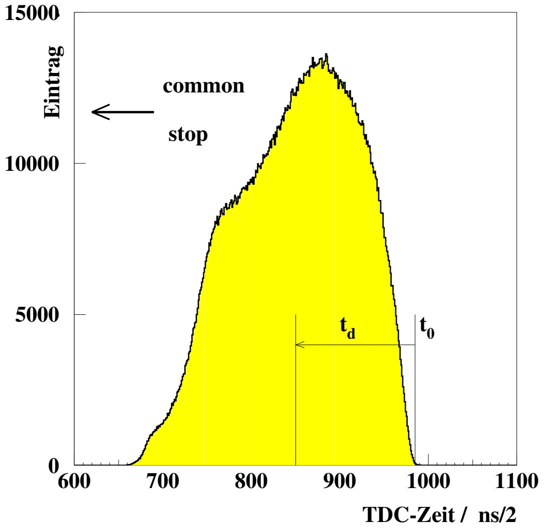

Abb. 5.1: **RC:** TDC–Spektrum aller Drähte der hinteren Driftkammern. An der rechten Flanke kann ein mittleres t_0 für alle Driftzellen definiert werden. Die Driftzeit t_d wird von t_0 rückwärts gezählt. Das "common stop"–Signal definiert die 0 auf der Zeitachse.

Daraus wird sofort die Bedeutung einer genauen Bestimmung der Trigger–Nullpunkte ersichtlich. Ein fehlerhaftes t_0 führt direkt zu einer falschen Driftzeit und über die Orts–Driftzeit–Beziehung zu einem falschem Driftweg. Die Folgen derartiger Fehler werden in diesem Kapitel gezeigt.

Es existieren mehrere Möglichkeiten zur Bestimmung der t_0. Einige folgen aus dem TDC–Spektrum selbst. Sie seien zunächst vorgestellt:

- In der Methode des gewichteten Flankenfits wird an die rechte, zum t_0 hin steil abfallende Flanke des TDC–Spektrums eine Gerade angepaßt. Empirisch wurde festgestellt, daß eine Wichtung im χ^2 mit $\frac{1}{N^2}$ eine stabilere Geradenanpassung bewirkte, als eine mit $\frac{1}{N}$ einhergehende (N: Einträge im Histogramm–Bin). Diese Methode wurde mit Erfolg im Testexperiment angewendet [Hash95].

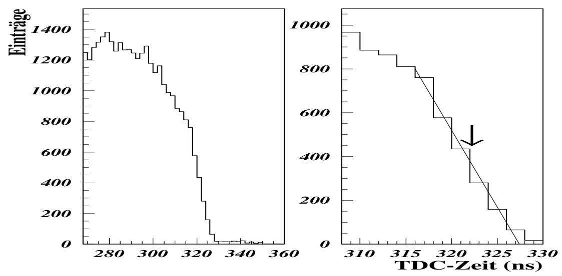

Abb. 5.2: Gewichtete Geradenanpassung an die steile Flanke des TDC–Spektrums im Testexperiment. Der Schnittpunkt der Gerade mit der Zeitachse wurde bei verschiedenen Spektren desselben Drahtes verifiziert und als t_0 dieses TDC–Kanals definiert [Meiß95]. Die Driftzeiten bezogen sich stets auf diesen Wert.

- Die oben erwähnte Methode kann auch in halblogarithmischer Skalierung durchgeführt werden. Die Wahl hängt dann davon ab, welches Verfahren stabilere t_0–Werte ergibt. Der Nachteil beider Methoden ist, daß eine hohe Statistik benötigt wird, damit ein gleichmäßiges Abfallen der Flanke gewährleistet ist. Eine derart hohe Statistik ist im HERMES–Experiment pro Signaldraht einer Driftkammer in vertretbaren Zeiträumen aber kaum erreichbar.

- Bei niedriger Statistik kann auch die Mittelwertmethode angewandt werden. Hierbei wird einfach ein Mittelwert des TDC–Spektrums gebildet und um einen definierten Betrag verschoben. Da das gesamte TDC–Spektrum und nicht nur die steile Flanke genutzt wird, kommt man hier mit weniger Statistik aus. Im HERMES–Experiment wurde dies bei den vorderen Driftkammern genutzt.

- Der Vorteil dieser Verfahren liegt in der direkten Anwendung des TDC–Spektrums ohne den Weg über die Rekonstruktion und damit ohne weitere Fehlerquellen. Nachteilig wirkt sich jedoch die ungenügende Genauigkeit bei den im HERMES–Experiment typischen Einträgen in den drahtweisen TDC–Spektren aus. Sie sollte bei einer TDC–Einheit liegen.

- Bei den hinteren Driftkammern wird zur Bestimmung der t_0 ein Testpuls auf den "common wire" der Driftebenen gegeben. Bei diesem Verfahren wird von Testpulsgenerator ein Spannungssignal erzeugt, daß einerseits auf den Zeitverzug für das "common stop"–Signal gegeben und andererseits über den "common wire" die Spannungsimpulse der Signaldrähte ersetzt. Somit liefert dieser auf die Drahtlaufzeiten im "common wire" korrigierte Testpuls einen Wert für das jeweilige Draht–t_0. Das Verfahren an sich ist sehr genau. Es hat sich aber herausgestellt, daß die so gewonnenen t_0 nicht identisch mit den t_0 sind, die aus HERMES–Daten ermittelt werden. Sie unterscheiden sich drahtweise um feste Beträge, die zwar konstant, aber *nicht* für alle Drähte gleich sind. Es sind daher zusätzliche Korrekturen nötig.

Die Differenzen zwischen den angenommenen und "wahren" Trigger–Nullpunkten werden t_0–Fehler genannt, deren Auswirkungen auf Spurunsicherheits– und Residuenverteilungen der hinteren Driftkammern im folgenden dargelegt werden. Außerdem wird ein Korrekturverfahren angegeben und sein Erfolg demonstriert.

5.2 Wirkung lokaler t_0-Unsicherheit

Als lokale t_0–Fehler werden die t_0–Unsicherheiten pro Draht definiert. In den Monte–Carlo–Untersuchungen wurden zunächst mit einem Zufallsgenerator drahtabhängige t_0–Fehler nach einer Gaußverteilung erzeugt und diese zu den entsprechenden Draht–t_0 addiert. Die neu entstehenden *internen* t_0 bildeten die Ausgangswerte für die Berechnung einer TDC-Zeit t_{TDC} beim Zelldurchgang einer simulierten Spur.

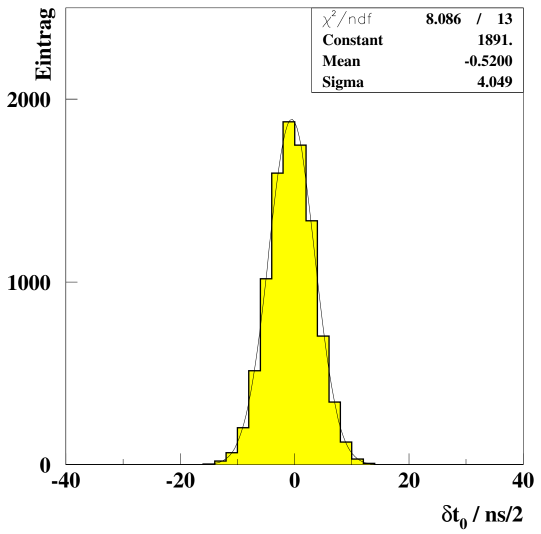

Abb. 5.3: **MC:** Verteilung der drahtweise simulierten t_0–Fehler mit einem $\sigma(\delta t_0) = 4$ ns/2

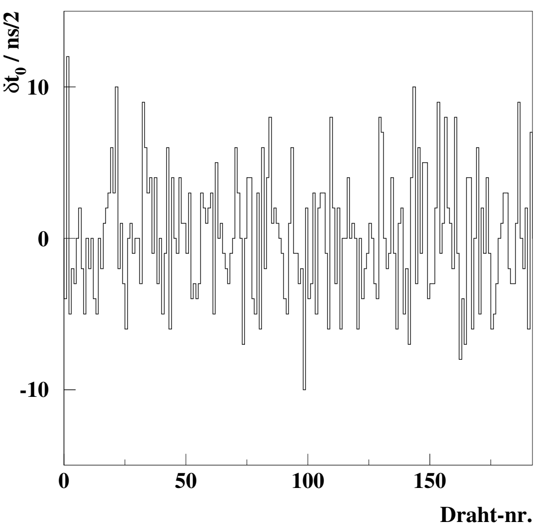

Abb. 5.4: **MC:** δt_0 in der Driftebene B2U4 ($\sigma(\delta t_0)$= 4 ns/2).

Der lokale t_0–Fehler wirkt in jeder einzelnen Driftzelle systematisch, da bei der Rekonstruktion das externe t_0 genutzt und damit eine falsche Driftzeit erzeugt wird:

$$\begin{aligned} t'_0 &= t_0 + \delta t_0, \\ \rightarrow t'_d &= t'_0 - t_{TDC} = t_0 + \delta t_0 - t_{TDC} = t_d + \delta t_0, \\ \rightarrow t_d &= t'_d - \delta t_0. \end{aligned} \tag{5.2}$$

Die mit t_0 gefundene Driftzeit t_d ist um -δt_0 von der *internen* Driftzeit t'_d verschieden. Da die SDTR monoton steigend ist, wird der rekonstruierte Zelldurchgangsort x_D um einen Wert spiegelsymmetrisch zum Signaldraht verschoben. Der t_0–abhängige Ortsfehler läßt sich mittels linearer Näherung der SDTR abschätzen:

$$\delta x(\delta t_0) = -\langle v_d \rangle \delta t_0. \tag{5.3}$$

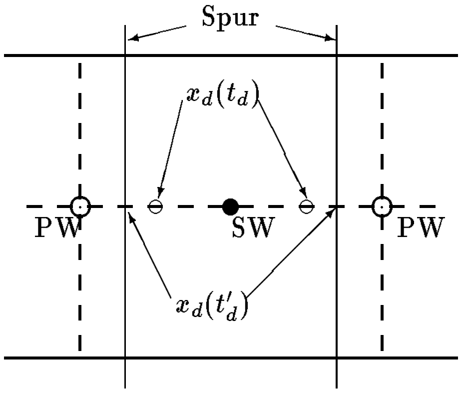

Abb. 5.5: Schematische Darstellung der Wirkung eines t_0–Fehlers beim Spurdurchgang durch eine Driftzelle.

Die Residuenverteilung hängt bei lokalen t_0–Fehlern stark von dem jeweils untersuchten Detektorniveau (Draht, Ebene, Kammer) ab.

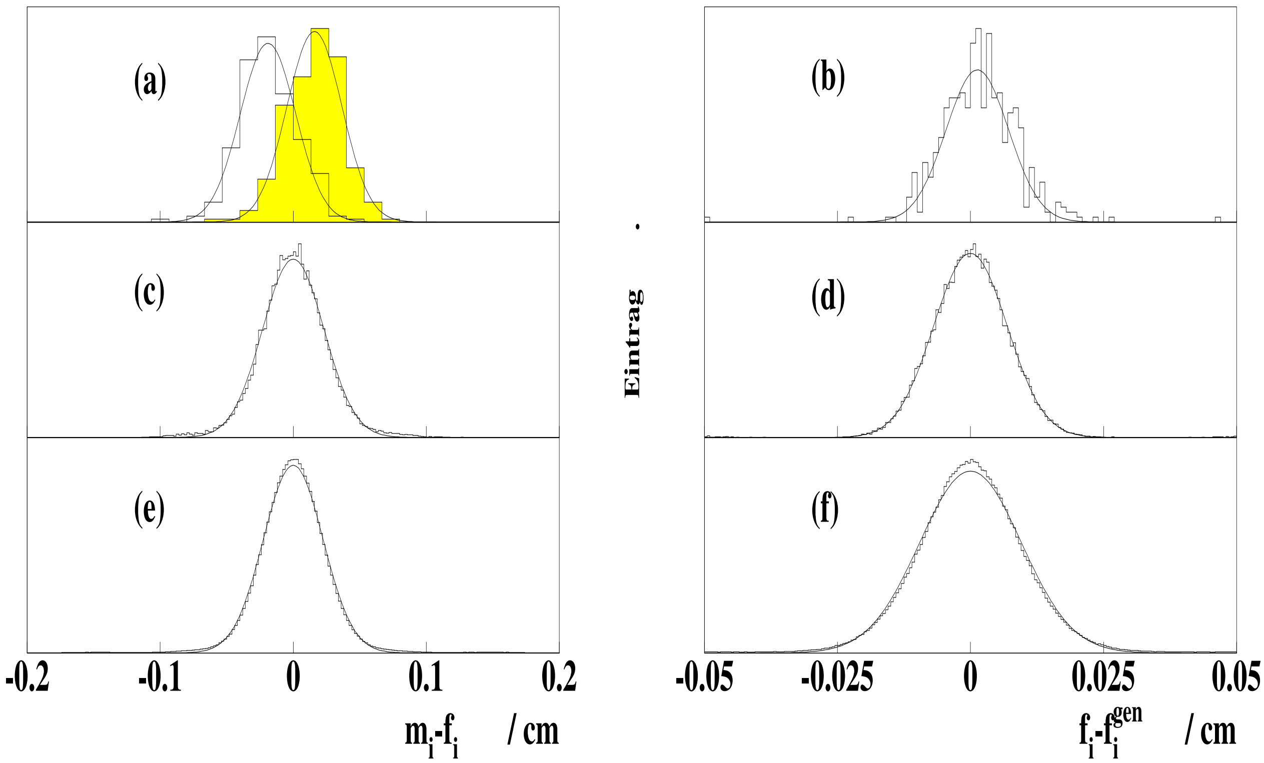

Abb. 5.6: **MC** Wirkung lokaler t_0–Fehler der Breite $\sigma(\delta t_0) = 4$ ns/2:
links: Residuenverteilung $(m_i - f_i)$, **rechts:** Spurunsicherheitsverteilung $(f_i - f_i^{\text{gen}})$. Die Verteilungen gehören zu verschiedenen Detektorniveaus. Die Abbildungen (a),(b) sind die Verteilungen des Einzeldrahtes B2U4_{63}, die Abbildungen (c),(d) die der Ebene B2U4 und (e),(f) die des Gesamtsystems BC1–4. Ein signifikanter systematischer Einfluß ist nur bei den Residuenverteilungen eines Einzeldrahtes zu sehen. Sie wurden für linke und rechte Seite des Signaldrahtes getrennt bestimmt.

In Abb. 5.6 erkennt man systematische Auswirkungen des lokalen t_0–Fehlers im Vergleich der beiden Residuenverteilungen auf dem Detektorniveau des einzelnen Drahtes, die für linke und rechte Seite des Signaldrahtes getrennt aufgenommen wurden. Bei der Spurunsicherheitsverteilung derselben Driftzelle traten keine signifikanten Erwartungswertverschiebungen auf, da die Spur aus den Driftzeiten aller signalgebenden Driftzellen beim Teilchendurchgang rekonstruiert wird, was zu einer Mittelung des t_0–Fehlereinflusses führt.

Bei Summierung über alle Driftzellen in einer Ebene oder sogar über alle Driftebenen des gesamten Kammersystems wirkt sich der lokale t_0–Fehler zufällig auf die betrachteten Größen aus. Die Veränderung der Residuen– und Spurunsicherheitsverteilungen folgt der Faltung der Ortsfehlerverteilung der Kammerauflösung mit der Verteilung der t_0–Fehler, die sich nach (5.3) in Ortsfehler umrechnen lassen. Das führt zu einer scheinbaren Verschlechterung der gesehenen Auflösung der Driftkammern σ_{eff}. Sie läßt sich bei Vernachlässigung der Ortsabhängigkeit von Auflösung und Driftgeschwindigkeit näherungsweise durch quadratische Fehleraddition bestimmen:

$$\sigma_{\text{eff}} = \sqrt{\sigma_0^2 + \langle v_d \rangle^2 \sigma^2(\delta t_0)}. \tag{5.4}$$

Die Geometriefaktoren a_{ii} zum Umrechnen der Kammerauflösung in die Ebenen–Residuals bleiben dabei gleich. Diese Annahmen konnten durch Monte–Carlo–Untersuchungen bestätigt werden, wie man Abb. 5.7 entnimmt.

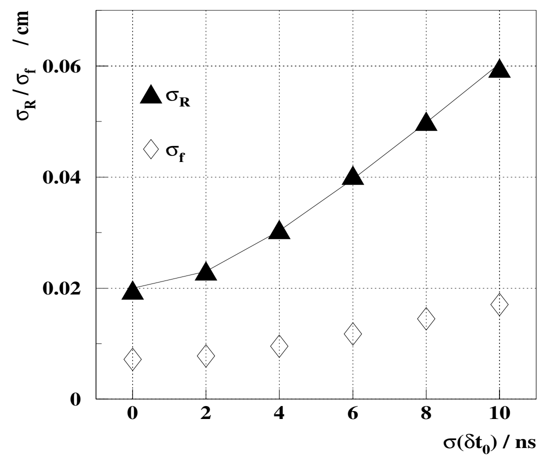

Abb. 5.7: **MC**: Residuenbreite σ_R der Ebene B2U4 und zugehörige Spurunsicherheit σ_f bei lokalen t_0–Fehlern verschiedener Breiten $\sigma(\delta t_0)$. Die durchgezogene Linie, die auf der Annahme der quadratischen Fehleraddition beruht, deckt sich mit den für verschiedene $\sigma(\delta t_0)$ gemessenen Residuenbreiten und bestätigt die zufällige Wirkung lokaler t_0–Fehler ab dem Detektorniveau einer Ebene aufwärts.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß ein zufälliger lokaler t_0–Fehler eine Verbreiterung der gemessenen Residuenverteilung entsprechend der Näherung von Formel (5.4) ab dem Detektorniveau Ebene bewirkt. Es ist möglich, von einer *effektiven* Kammerauflösung zu sprechen. Es gelten die Formeln für Residuals und Spurunsicherheiten im idealen Fall, wenn die *interne* durch die *effektive* Kammerauflösung ersetzt wird. Dieser Effekt stellt eine wesentliche Ursache für die größeren Residuals im HERMES–Experiment verglichen mit denen im Testexperiment dar. Die Verschlechterung der Auflösung spiegelt sich nach Abb. 2.2 direkt in einer schlechteren Impulsauflösung wider. Es liegt keine Wirkung auf die kalibrierte SDTR liegt vor, weil bei Auflösungsveränderungen die wahrscheinlichsten Werte der $x_D(t_d)$–Verteilungen nicht beeinflußt werden.

5.3 Wirkung globaler t_0-Unsicherheit

Unter einem globalen t_0–Fehler ist die gerichtete Veränderung aller Draht–t_0 um denselben Betrag zu verstehen. Das kann verschiedene Gründe haben. Einer ist zum Beispiel die Veränderung der Hochspannung der Driftkammern. Sie führt zur Änderung der Signalamplitude und somit zu einer Veränderung der Neigung der Anstiegsflanke des Signals in der Signaldrahtelektronik, was sich bei gegebener Schwelle in einer Verschiebung der gemessenen Zeiten bemerkbar macht ("walk") [Russ95]. Im HERMES–Experiment wurde zum Beispiel ein Sprung in den t_0 von 5 ns/2 bei einer Umstellung des Arbeitspunktes von HV=-1750 V zu HV=-1800 V festgestellt. Es ist aber nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit, die einzelnen Ursachen für das Auftreten derartiger Fehler zu untersuchen. Hier geht es um die Analyse ihrer Folgen.

Eine globale t_0–Verschiebung wirkt genau wie lokale t_0–Fehler auf die Residuenverteilungen der Drähte, nur für alle Driftzellen in gleicher Art und Weise. In allen Detektorniveaus entstehen die "double peak"–Strukturen, die bei lokalen Fehlern nur auf dem Drahtniveau zu beobachten ist. Es wird daher hier nicht weiter auf die Residuenverteilungen eingegangen.

Die globalen t_0–Fehler haben im Vergleich mit den lokalen t_0–Fehlern auf die Spurrekonstruktion einen wesentlich geringeren Einfluß (s. Abb. 5.8).

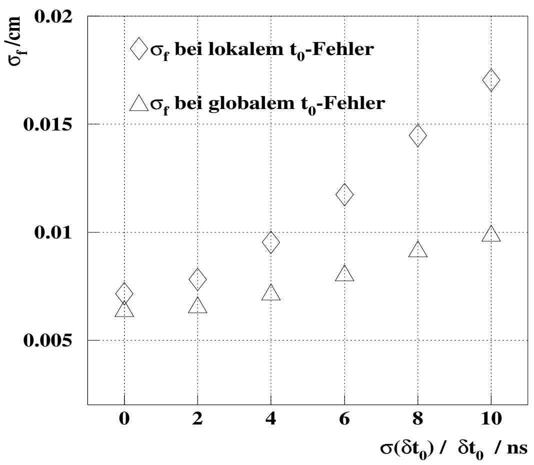

Abb. 5.8: **MC:** Spurunsicherheit σ_f bei lokalen ($\diamond$) und globalen (Δ) t_0–Fehlern. Auf der Abszisse ist der simulierte t_0–Fehler abgetragen (lokal: $\sigma(\delta t_0)$ global: δt_0 selbst). Der Einfluß globaler t_0–Fehler auf die Spurunsicherheiten ist deutlich niedriger als der lokaler.

Die Ursache für diese schwächere Wirkung auf die Spurunsicherheit besteht in der alternierenden Driftzellenstruktur aufeinanderfolgender Ebenen gleichen Typs. So wird eine Spur die Driftzellen dieser hintereinanderliegenden Ebenen im Mittel abwechselnd linksseits und rechtsseits des Signaldrahtes durchlaufen. Da die Ortsfehler $x(\delta t_0)$ spiegelsymmetrisch zum Signaldraht sind, wird in der einen Zelle ein zu großer Driftweg gemessen, in der darauffolgenden ein zu kleiner. Da beide ungefähr gleiche Werte haben, wird so die Anpassung der Spurparameter kaum beeinflußt. Die Spurunsicherheit bleibt kleiner als bei lokalen t_0–Fehlern und die Erwartungswerte der zugehörigen Verteilung sind mit Null verträglich (s. Abb. 5.9), woraus zu schließen ist, daß keine systematische Wirkung auf die Spur vorliegt.

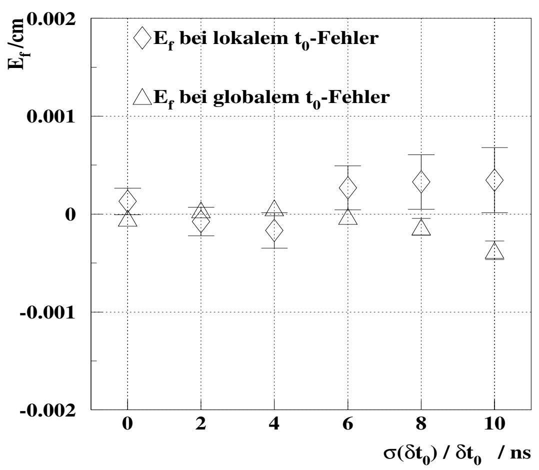

Abb. 5.9: **MC:** Erwartungswert E_f der Spurunsicherheitsverteilung bei lokalen ($\Diamond$) und globalen (Δ) t_0–Fehlern. Die Erwartungswerte liegen bei beiden t_0–Fehlerarten um die Null verteilt. Es liegt demnach keine systematische Abweichung der Spuren vor

Da die Spuren kaum beeinflußt werden, andererseits nach Gleichung (5.2) sich die gemessene Driftzeit t_d von der internen t'_d um $-\delta t_0$ unterscheidet, bewirkt der globale t_0–Fehler bei der Kalibrierung einer SDTR scheinbar eine Parallelverschiebung um $\langle v_d \rangle \delta t_0$ auf der Ortsskala (bzw. $-\delta t_0$ auf der Zeitskala). Gleiches gilt natürlich auch umgekehrt. Es muß daher betont werden, daß ein t_0–Datensatz nur für eine vorgegebenene SDTR gültig ist. Es ist letztlich für das Meßergebnis irrelevant, welche Kalibrierung zuerst durchgeführt wird. Man sollte aber eine einmal gewählte Reihenfolge beibehalten. In der vorliegenden Arbeit wurde die Kalibration mit der SDTR–Bestimmung begonnen.

5.4 Korrekturen der t_0–Fehler

Das Verfahren

Aufgrund der oben beschriebenen Auswirkung der t_0–Fehler müssen diese korrigiert werden. Das hier beschriebene Verfahren wurde zuerst an simulierten Daten getestet und anschließend auf reale Daten angewendet. Im HERMES–Experiment wird eine ähnliche Methode eingesetzt [Fers95].

Das demonstrierte Verfahren beruht auf der "double peak"–Struktur der Residuenverteilung auf dem Drahtniveau. Es werden zunächst pro Draht die Residuenverteilungen für Spurdurchgänge rechts und links vom Signaldraht aufgenommen. Das geschieht durch das Füllen entsprechender Histogramme, wobei die Wahl der Bin–Größe[3] von der gewünschten Genauigkeit und von der erreichbaren Statistik abhängt. Die Zahl der Einträge pro Draht ist im allgemeinen recht niedrig, so daß auf ein grobes Binning zurückgegriffen werden muß. Das hier gewählte beträgt ca. $\Delta = 130\ \mu$m, was bei einer Summierung von 20 typischen HERMES–Datensätzen eine ausreichende Statistik für einen Großteil der Driftzellen liefert (ca. 400-600 Einträge pro Histogramm).

[3] Mit Bin wird ein Teilintervall eines Histogramms bezeichnet.

Die Genauigkeit der t_0–Korrektur braucht nicht besser als die TDC–Einheit selbst zu sein. Dazu reicht dieses Binning der Residuenverteilung aus. Die Standardabweichung für die x-Koordinate in einem Bin beträgt bei einer Gleichverteilung $\sigma(\Delta) = \frac{\Delta}{\sqrt{12}} \approx 37\mu$m. Das entspricht einer Zeitauflösung pro Bin von rund 0.5 ns. Durch die Anpassung einer Gaußkurve an die Residuenverteilung zur Bestimmung ihrer Erwartungswerte wird die Genauigkeit noch zusätzlich erhöht.

Im Vergleich mit Abb. 5.5 und mit Gl. (5.3) erzeugt ein $\delta t_0 = t_0' - t_0 > 0$ in der linken Driftzellenhälfte einen um ca. $2\langle v_d\rangle\delta t_0$ verschobenen Erwartungswert der dortigen Residuenverteilung gegenüber der rechtsseitigen. Ein etwaiger vorhandener Alignmentfehler δw würde bei beiden Residuenverteilungen in derselben Richtung wirken (s. Kap. 6). Es gilt für die Verschiebung der Erwartungswerte der Residuenverteilungen näherungsweise:

$$\begin{aligned} E_l &\approx \langle v_d\rangle\delta t_0 + \delta w, \\ E_r &\approx -\langle v_d\rangle\delta t_0 + \delta w, \\ \Delta E_{lr} &= E_l - E_r \approx 2\langle v_d\rangle\delta t_0. \end{aligned}$$

Somit ergibt sich für die δt_0–Abschätzung einer Zelle:

$$\delta t_0 = \frac{\Delta E_{rl}}{2\langle v_d\rangle}. \tag{5.5}$$

Er wird dann entsprechend den TDC–Einheiten gerundet, bei HERMES demnach auf 1 ns/2. Um diesen Wert müssen die bis dato bekannten t_0–Werte verändert werden. Die Erfahrung hat sowohl bei simulierten als auch realen Daten gezeigt, daß diese Prozedur noch weiterer Iterationen bedarf, um t_0–Korrekturen mit einer Genauigkeit von $\sigma(\delta t_0)_{\rm cor} \leq 1$ ns/2 zu erhalten. In der Abb. 5.10 wird das Verfahren noch einmal veranschaulicht.

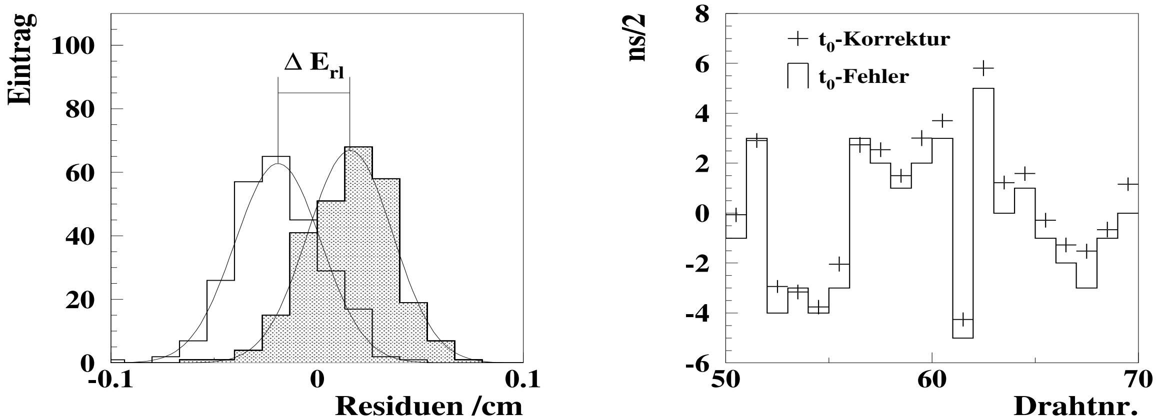

Abb. 5.10: **MC** Prinzip der t_0–Korrektur:
links: Anpassung einer Gaußkurve an die Residuenverteilungen für linke Seite (grau) und rechte Seite des Signaldrahtes B2U4$_{63}$ zur Bestimmung der Erwartungswerte E_l, E_r und Bildung ihrer Differenz $\Delta E_{lr} = E_l - E_r$. Anschließend wird über die mittlere Driftgeschwindigkeit der entsprechende t_0–Fehler ausgerechnet.
rechts: nach dem obigen Verfahren aus den Daten errechnete t_0–Korrekturen und die simulierten t_0–Fehler eines Abschnittes der Driftebene B2U4

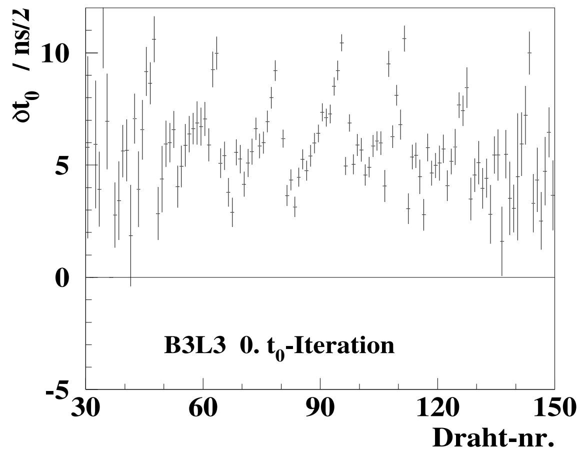

Abb. 5.11: **RC** t_0–Korrekturen aus HERMES–Daten nach der "double peak"–Methode in 0. und 3. Iteration eines Abschnittes der Driftebene B3L3. Das Verfahren konvergiert sehr schnell und bietet vor allem für mittlere Driftebenenbereiche aufgrund besserer Statistik sehr gute Werte.

Anwendung der t_0–Korrektur

Das oben erläuterte Verfahren zur t_0–Korrektur wurde sowohl auf simulierte Daten als auch auf einen HERMES–Datensatz in mehrfacher Iteration angewendet. Die mehrfache Iteration wurde zur Erhöhung der Genauigkeit und zur Stabilitätsuntersuchung des Verfahrens genutzt. Die Ergebnisse werden anhand der folgenden Abbildungen erläutert.

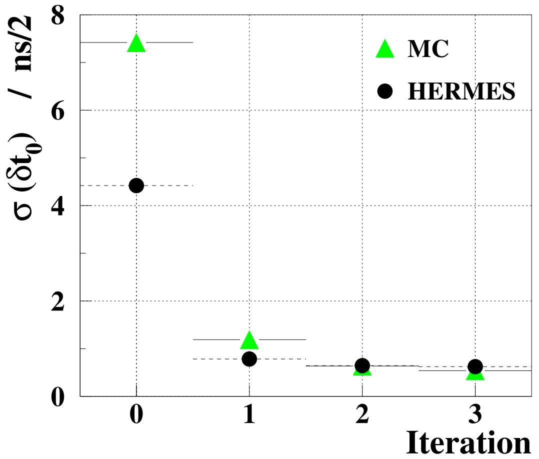

Abb. 5.12: **RC/MC:** Breite der Verteilung der korrigierten t_0 für simulierte (Δ) und reale ($\bullet$) Daten. Die Korrektur ist im wesentlichen bereits nach der ersten Anwendung (0. Iteration) abgeschlossen. Die folgenden Iterationen bringen aber noch Verbesserungen und zeigen die Konvergenz des Verfahrens. Aus den Breiten $\sigma(\delta t_0)$ läßt sich nach Erreichen des Gleichgewichtes die Genauigkeit des Korrekturverfahrens abschätzen. In der Simulation wurden offenbar größere t_0–Fehler angenommen als tatsächlich bei HERMES festgestellt wurden.

Die Verteilung der t_0–Korrekturen in der nullten Iteration ist ein Maß für die Abweichung der t_0 von ihrem Sollwert. In den simulierten Daten wurde mit einem größeren t_0–Fehler als im Experiment gearbeitet, um die Unabhängigkeit des Verfahrens von der Größe des Fehlers anzudeuten. Aus den höheren Iterationen läßt sich die Güte des Verfahrens abschätzen.

Hierbei ist zu beachten, daß die Breite der t_0–Korrekturverteilung der dritten Iteration noch mit dem Geometriefaktor $a = \sqrt{24/20} \approx 1.1$ multipliziert werden muß, um die Genauigkeit des Verfahrens zu erhalten. Sie ergibt sich zu:

$$\boxed{\sigma(\delta t_0)_{\rm cor} = 0.7\ \rm ns/2.}$$

Nach Anwendung der Korrektur ist eine Verbesserung des Systemresiduals und des χ^2 der Spur zu erwarten. Es sei hier nur das Ergebnis für die Systemresiduals der verschiedenen Iterationen präsentiert, da sich die wahrscheinlichsten Werte der χ^2–Verteilung bis auf einen Skalenfaktor genauso verhielten.

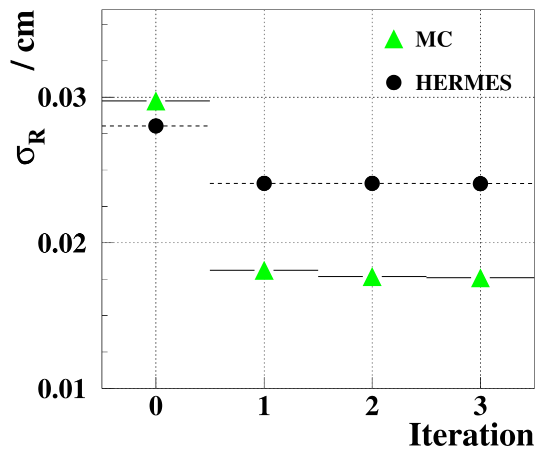

Abb. 5.13: **RC/MC:** Verbesserung der Systemresiduals durch t_0–Korrekturen in mehreren Iterationen für simulierte (Δ) und HERMES–Daten ($\bullet$). Ein Gleichgewicht dieser Größe stellt sich bereits nach der zweiten Iteration ein. Das Systemresidual der der MC–Daten hat nach der t_0–Korrektur einen kleineren Wert als das der HERMES–Daten, da in der Simulation nur t_0–Fehler eingingen, die bei realen Daten aber nur *eine* Fehlergröße darstellen.

Auch wenn das Systemresidual nach der t_0–Korrektur bei $\sigma_R = 240\ \mu$m noch über den Werten des Testexperimentes liegt, stellt diese Korrektur doch einen bemerkenswerten Fortschritt in der Verbesserung der Qualität des Spurkammersystems und dessen effektiver Auflösung dar. Damit werden sinnvolle weitere Untersuchungen des Kammersystems möglich, insbesondere die nun folgende ausführlich beschriebene Alignmentfehleranalyse.

6 Einfluß von Alignmentfehlern

Im letzten und zugleich aufwendigsten Teil der vollständigen Kalibration, der Alignmentkorrektur, werden die Auswirkungen von Alignmentfehlern auf Residuen und Spurrekonstruktion untersucht. Dafür werden im ersten Abschnitt theoretische Überlegungen angestellt. Mit den Resultaten war es möglich, sowohl Korrekturverfahren zu erarbeiten, als auch gleichsam ihre *prinzipiellen* Grenzen zu finden. Diese Verfahren wurden in der Simulation getestet und auf einen HERMES–Datensatz angewendet.

6.1 Theoretische Untersuchungen

Alignmentfehler

Unter Alignmentfehlern der Module/Driftebenen wird die Abweichung der Geometrie der Module bzw. Driftebenen von ihrem Sollwert verstanden. In der vorliegenden Arbeit werden Einflüsse von Translationen und Rotationen der Module und Ebenen um die drei Raumachsen auf die Spurparameter und Residuenverteilungen untersucht. Es wurde hierbei das HERMES–Koordinatensystem zugrunde gelegt. Verzerrungen der Module und Driftebenen hingegen wurden nicht betrachtet; die Driftkammern wurden näherungsweise als starre Körper angenommen.

Alignmentfehler lassen sich wegen der begrenzten Meßgenauigkeit des externen Vermessungssystems im HERMES–Experiment nicht vollständig beheben. So können die Positionen der Module lateral zum Strahl auf ca. 150 μm, in Strahlrichtung dagegegen nur auf 1.5 mm genau bestimmt werden [Löff95]. Damit lassen sich Obergrenzen für mögliche Verschiebungen und Verdrehungen der Driftkammern angeben. Außerdem haben die Driftebenen eines Moduls eine konstruktionstechnisch bedingte Positionierungsgenauigkeit von ca. 150 μm bezogen auf den Verbindungsbolzen des Modulrahmens, was zu zusätzlichen Alignmentfehlern der Ebenen gegeneinander innerhalb eines Moduls führen kann [Hard95],[Dona95].

Mit einem zusätzlichen, fest installierten LASER–Alignmentsystem können *zeitliche* Veränderungen des Alignments in x und y an zwei Punkten der Kammern mit einer Genauigkeit von 40 μm gemessen werden. Diese Daten eignen sich aber nicht für eine Korrektur in dem unten beschriebenen Sinne, da nur sehr beschränkte Aussagen über die Art des auftretenden Fehlers gemacht werden können. Jüngste Messungen mit diesem System deuten auf

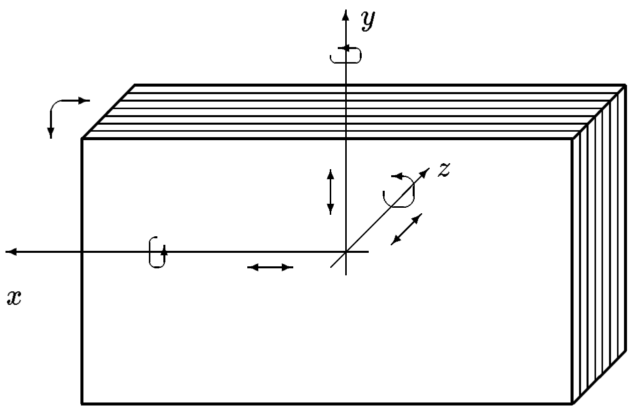

Abb. 6.1: Translationen und Verkippungen (Rotationen) der Module sind in alle Raumrichtungen möglich. Die einzelnen Driftebenen können innerhalb eines Moduls in der x, y-Ebene verschoben bzw. verkippt sein. Im allgemeinen Fall hat man es mit einer Überlagerung aller Fehler zu tun.

Größenordnung der Alignmentfehler		
	Verschiebung	Verdrehung
Modul	$\Delta x \approx 150\ \mu\mathrm{m}$	$\Delta\alpha_x = \frac{2\Delta z}{h} \approx 6$ mrad
	$\Delta y \approx 150\ \mu\mathrm{m}$	$\Delta\alpha_y = \frac{2\Delta z}{b} \approx 2$ mrad
	$\Delta z \approx 1.5$ mm	$\Delta\alpha_z = \frac{2\Delta y}{b} \approx 0.2$ mrad
Ebene	$\Delta x = \Delta y \approx 150\ \mu\mathrm{m}$	$\Delta\alpha_z \approx 0.2$ mrad
aktive Kammerhöhe aktive Kammerbreite	$h \geq 50$ cm $b \geq 150$cm	

Tab. 6.1: Alignmentfehler

eine signifikante Zeitabhängigkeit des Alignments hin, die aber noch weiterer systematische Untersuchungen bedarf [Shib96]. Die weiter unten vorgestellten Ergebnisse der Alignmentkorrekturen gelten daher mit Bestimmtheit nur für den verwendeten Datensatz.

Die vorgelegte Arbeit setzt voraus, daß sich während der Aufnahme eines Datensatzes das Alignment nicht ändert. Für die hier verwendeten HERMES–Daten wurden ca. drei Stunden benötigt (^{3}He–Target $\rightarrow$ mittlere Rate "guter" Spuren ca. 25 Hz). In diesem kurzen Zeitrahmen sollte die Bedingung stabilen Alignments erfüllt sein.

Eine gründliche Untersuchung zur Problematik des Kammeralignments erwies u.a. auch deshalb als notwendig, weil bereits mit einfachen Residuenverteilungen der Ebenen in den frühen Stadien des HERMES–Experimentes Alignmentfehler nachgewiesen werden konnten [Fers95].

Eine Driftebene ist im HERMES–Experiment durch vier Größen charakterisiert, mit deren Hilfe die Spur bestimmt wird:

z_i: die z–Position der Driftebene i bezüglich des Magnetzentrums,

β_i: der Stereowinkel der Driftebenen,

w_i^1: Position des ersten Signaldrahtes der Driftebene i im Ebenensystem,

Δ_W: Abstand der Signaldrähte voneinander ($\Delta_\mathrm{W} = 15$ mm).

Zusätzlich wird noch die y–Position der Ebene angegeben. Diese Größen sind in der HERMES–Datenbank (HDB) gespeichert. Ein Modul besteht in der HDB daher aus 6 mathematischen x, y–Ebenen an 6 z–Positionen. Die z–Werte benachbarter Driftebenen eines Moduls unterscheiden sich um 16 mm, dem Abstand zweier hintereinander liegender Drahtebenen.

Es ist bisher nicht möglich, in den HERMES–Standard–Analyseprogrammen Alignmentfehler zu berücksichtigen, die zu unterschiedlichen z–Positionen *innerhalb* einer Drahtebene führen, wie zum Beispiel eine Verdrehung des Moduls um die y–Achse. Andererseits gibt es auch Alignmentfehler, die man, sofern erkannt, direkt zu einer Korrektur der HDB nutzen könnte, und die somit auch von diesen Programmen genutzt werden könnten. So führen zum Beispiel Verschiebungen in der x, y–Richtung zu einer Veränderung der Position des ersten Signaldrahtes einer Driftebene w_i^1.

Ein wichtiges Ziel dieser Arbeit bestand darin zu verstehen, in welcher Art und Weise verschiedene Geometriefehler die Spurparameter und Residuen beeinflussen und aus diesem Verhalten anwendbare Korrekturverfahren zu erschließen. Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurden nur die Teilspuren nach dem Magneten verwendet. Eine große Rolle spielte hierbei die erstellte Monte–Carlo–Simulation für die hinteren Driftkammern. Mit ihrer Hilfe war es möglich, isolierte Alignmentfehler zu betrachten. Sie wurde hauptsächlich zur Entwicklung und zum Test der Korrekturverfahren, wie im Fall der t_0–Fehler, herangezogen.

Analytische Betrachtungen

Zu Beginn werden analytische Überlegungen zur Wirkung der Alignmentfehler auf die Spurrekonstruktion und die Residuen angestellt. Der systematische Fehler der Spurbildung bei falschem Alignment ist im Experiment zwar nicht zugänglich, aber trotzdem von grundsätzlichem Interesse, da sich mit den Werten der möglichen Fehler aus Tabelle 6.1 und den Ergebnissen der theoretischen Untersuchungen und Monte–Carlo–Simulationen obere Grenzen für alignmentabhängige Polarwinkelfehler der Spursegmente bestimmen lassen, die die Impulsmessung beeinflussen. Die Systematik in der Veränderung der Residuen ist dagegen im Experiment über die Bestimmung der Erwartungswerte der Residuenverteilungen zugänglich. Wie sich zeigen wird, können diese für Korrekturen der Geometrie genutzt werden. Es wird sich aber auch im Ergebnis der theoretischen Überlegungen herausstellen, daß es sich bei ausschließlicher Nutzung der hinteren Spursegmente nur um *interne* Korrekturen handeln kann, und es prinzipiell nicht möglich ist, die absoluten Alignmentfehler ohne Zuhilfenahme externer Bezüge zu bestimmen.

Inhalt der Rechnungen ist es, den Zusammenhang zwischen Geometriefehlern und Spurdaten, die durch die Erwartungswerte der Spurunsicherheitsverteilungen der vier Spurparameter $\langle p_\mu - p_\mu^{\text{gen}} \rangle$, $p_\mu = (x_0, y_0, x_{sl}, y_{sl})$ und durch die Erwartungswerte der Residuenverteilungen $E_{R_i} = \langle m_i - g_{i\mu} p_\mu \rangle$ charakterisiert werden, zu finden. Es wird hierbei die Nomenklatur aus Unterkapitel 3.1 genutzt. Danach gilt für die Residuen und die Spurparameter unter Berücksichtigung der Einsteinschen Summenkonvention :

$$R_i = m_i - a_{ik} m_k, \qquad a_{ik} = g_{i\mu} c_{\mu\nu} g_{k\nu}, \tag{6.1}$$

$$p_\mu = c_{\mu\nu} g_{k\nu} m_k. \tag{6.2}$$

Der Ortsmeßwert m_i im Ebenensystem ergibt sich aus dem Teilchendurchgang durch die Driftebene i. Dazu benötigt man die Nummer des getroffenen Drahtes k_i, die Position des ersten Signaldrahtes w_i^1 in der Ebene, den Abstand der Signaldrähte Δ_W voneinander und natürlich die Orts–Driftzeit–Beziehung $x_d(t_d)$. Dann gilt:

$$m_i = w_i^1 + (k_i - 1)\Delta_{\mathrm{W}} \pm x_d(t_d). \tag{6.3}$$

Das läßt sich anhand des in Abb. 6.2 gezeigten Schemas leicht nachvollziehen:

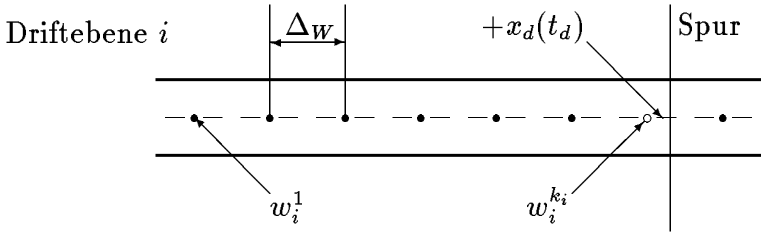

Abb. 6.2: Bestimmung des Ortsmeßwertes m_i

Als Grundlage für die nachstehenden Rechnungen werden folgende Annahmen gemacht:

(1) Die ermittelten Driftzeiten seien fehlerlos. Das läßt sich durch die im Kapitel 5 erläuterte t_0–Korrektur und die TDC-Genauigkeit selbst bis auf ca. 0.7 ns/2 gewährleisten.

(2) Die zur Bestimmung der Driftwege benutzte SDTR sei korrekt. Das wird durch die in Kap. 4 dargestellte Kalibration innerhalb einer Genauigkeit von $\sigma(x_d(t_d)) \approx 20\,\mu$m erreicht.

(3) Die Doppeldeutigkeiten seien bereits gelöst. Dann ist das Vorzeichen von x_d eindeutig festgelegt (s. Unterkap. 3.2).

(4) Die Ebenen und Module werden als starre Körper angesehen, so daß Durchbiegungen nicht betrachtet werden. Der Abstand der Signaldrähte Δ_{W} sei exakt 15 mm. Der Drahtabstand konnte nach [Gute94] bis auf 20 μm genau bestimmt werden (s. Kap. 2).

(5) Die Alignmentfehler seien klein gegenüber der Driftzellengröße. Damit sind lineare Näherungen möglich. Außerdem soll der Durchstoßpunkt einer generierten ("wahren") Spur durch eine Driftebene bei vorhandenen Alignmentfehlern in der gleichen Driftzelle liegen, in der man ihn auch finden würde, wenn kein Alignmentfehler vorläge.

Mit den Voraussetzungen (1),(2) und (3) läßt sich der aus der SDTR gewonnene Driftweg $x_d(t_d)$ ausdrücken durch:

$$x_d(t_d) = x_i^{\mathrm{gen}} + \delta m_i. \tag{6.4}$$

Dabei ist x_i^{gen} der auf die Driftzelle umgerechnete Durchstoßpunkt der simulierten/*wahren* Spur und δm_i eine Abweichung, die aufgrund der Kammerauflösung nach einer Verteilungsfunktion $f(\delta\vec{M})$ entsteht, die nach Unterkap. 3.1 durch eine ortsunabhängige Gaußverteilung mit einer Standardabweichung von $\sigma_0 = 200\,\mu$m abgeschätzt wird. Mit Gleichung (6.4) kann man Gleichung (6.3) schreiben als:

$$m_i = w_i^1 + (k_i - 1)\Delta_{\mathrm{W}} + x_i^{\mathrm{gen}} + \delta m_i. \tag{6.5}$$

Die für die Spuranpassung benötigten geometrischen Größen sind die Geometriematrix $g_{i\mu}$ und die Positionen der ersten Signaldrähte w_i^1. Alignmentfehler führen dann zu ihrer Veränderung. Falls sie, wie in Voraussetzung (5) angenommen, klein sind, gilt:

$$g_{i\mu}^l = g_{i\mu}(\vec{\epsilon}_i + \delta\vec{\epsilon}_i) \approx g_{i\mu}(\vec{\epsilon}_i) + \vec{\nabla} g_{i\mu}\delta\vec{\epsilon}_i = g_{i\mu} + \delta g_{i\mu}, \tag{6.6}$$

$$w_i^{1l} = w_i^1(\vec{\epsilon}_i + \delta\vec{\epsilon}_i) \approx w_i^1(\vec{\epsilon}_i) + \vec{\nabla} w_i^1\delta\vec{\epsilon}_i = w_i^1 + \delta w_i^1. \tag{6.7}$$

Die Größen $\delta\vec{\epsilon}_i$ bezeichnen hierbei die Parameter eines Systems von infinitesimal kleinen Alignmentfehlern, während die $\vec{\epsilon}_i$ die zugehörigen endlichen Größen einer Ebene i sind. In den folgenden Unterkapiteln werden nachstehende Alignmentfehler behandelt:

Verschiebung in x, y–Richtung : $\delta\epsilon_i^1{=}\delta w_i = \cos\beta_i\delta x_i + \sin\beta_i\delta y_i$,
Verschiebung in z–Richtung : $\delta\epsilon_i^2{=}\delta z_i$,
Verdrehung um die z–Achse : $\delta\epsilon_i^3{=}\delta\alpha_{zi}$,
Verdrehung um die x–Achse : $\delta\epsilon_i^4{=}\delta\alpha_{y_i}$,
Verdrehung um die y–Achse : $\delta\epsilon_i^5{=}\delta\alpha_{xi}$.

Die $g_{i\mu}$ und w_i^1 können dann mit den Sollwerten der Geometrie sowie die $g_{i\mu}^l$ und w_i^{1l} mit der bei der Rekonstruktion unbekannten "wahren" Geometrie identifiziert werden. Für die Werte der Durchstoßpunkte in der Driftzelle x_i^{gen} der (simulierten) Teilchenspur gilt natürlich die "wahre" Geometrie. Unter Berücksichtigung der Voraussetzungen (4) und (5) folgt :

$$x_i^{\mathrm{gen}} = g_{i\mu}^l p_\mu^{\mathrm{gen}} - (w_i^{1l} + (k_i - 1)\Delta_{\mathrm{W}}). \tag{6.8}$$

Ein Alignmentfehler führt dadurch zu einer Änderung der Meßwerte. Ein Einsetzen von Ausdruck (6.8) in Gleichung (6.5) ergibt für den Meßwert:

$$m_i = g_{i\mu}^l p_\mu^{\mathrm{gen}} + w_i^1 - w_i^{1l} + \delta m_i. \tag{6.9}$$

Die Residuen und angepaßten Spuren sind nun von der expliziten, zur Rekonstruktion genutzten Geometrie und der impliziten, nur in den Meßwerten auftretenden Geometrie $(w^{1l}, g_{i\mu}^l)$ abhängig:

$$R_i = R_i(w_i^{1l}, g_{i\mu}^l, w_i^1, g_{i\mu}), \tag{6.10}$$

$$p_\mu = p_\mu(w_i^{1l}, g_{i\mu}^l, w_i^1, g_{i\mu}). \tag{6.11}$$

Die Residuen R_i und Spurparameter p_μ werden um den Punkt $w_i^{1l} = w_i^1, g_{i\mu}^l = g_{i\mu}$ (kein Alignmentfehler) in Reihe entwickelt, die nach dem linearen Glied abgebrochen wird (s. Vor. (5)). Mit der Einsteinschen Summenkonvention gilt dann für die R_i und p_μ:

$$\begin{aligned} R_i &\approx R_i^0 + \frac{\partial R_i}{\partial w_l^{1l}}\delta w_l^1 + \frac{\partial R_i}{\partial g_{n\alpha}^l}\delta g_{n\alpha}, \\ &\approx R_i^0 + \frac{\partial R_i}{\partial m_k}\left(\frac{\partial m_k}{\partial w_l^{1l}}\delta w_l^1 + \frac{\partial m_k}{\partial g_{n\alpha}^l}\delta g_{n\alpha}\right), \end{aligned} \tag{6.12}$$

$$\begin{aligned} p_\mu &\approx p_\mu^0 + \frac{\partial p_\mu}{\partial w_l^{1l}}\delta w_l^1 + \frac{\partial p_\mu}{\partial g_{n\alpha}^l}\delta g_{n\alpha}, \\ &\approx p_\mu^0 + \frac{\partial p_\mu}{\partial m_k}\left(\frac{\partial m_k}{\partial w_l^{1l}}\delta w_l^1 + \frac{\partial m_k}{\partial g_{n\alpha}^l}\delta g_{n\alpha}\right). \end{aligned} \tag{6.13}$$

Die beiden Formen der Näherungen (6.12) und (6.13) sind einander äquivalent, da die gestrichenen Größen nur implizit in den Meßwerten m_k auftauchen. Mit R_i^0, p_μ^0 werden die Residuen und angepaßten Spurparameter bezeichnet, die ermittelt werden, wenn kein Alignment-Fehler vorhanden ist und die Teilchenspur p_μ^{gen} sowie die Ortsfehler δm_i festgehalten werden.

Für die Ableitungen der Größen R_i und p_μ nach den Meßwerten gilt mit (6.1) und (6.2):

$$\frac{\partial p_\mu}{\partial m_k} = c_{\mu\nu} g_{k\nu}, \qquad \frac{\partial R_i}{\partial m_k} = \delta_{ik} - a_{ik}. \tag{6.14}$$

Weiterhin ist:

$$\frac{\partial w_k^{1l}}{\partial w_l^{1l}} = \delta_{kl}, \qquad \frac{\partial g_{k\nu}^l}{\partial g_{n\alpha}^l} = \delta_{kn}\delta_{\nu\alpha}. \tag{6.15}$$

Die Ableitung der Meßwerte nach den "wahren" geometrischen Größen sind mit Formel (6.9):

$$\left.\frac{\partial m_k}{\partial w_l^{1l}}\right|_{w_l^{1l}=w_l^1} = -\delta_{kl} - a_{kn}(-\delta_{nl}) = a_{kl} - \delta_{kl} \tag{6.16}$$

$$\left.\frac{\partial m_k}{\partial g_{n\alpha}^l}\right|_{g_{n\alpha}^l = g_{n\alpha}}, = \delta_{kn}\delta_{\nu\alpha}p_\nu^{\text{gen}} - a_{kj}\delta_{jn}\delta_{\gamma\alpha}p_\gamma^{\text{gen}} = (\delta_{kn} - a_{kn})\, p_\alpha^{\text{gen}}. \tag{6.17}$$

Für die Änderung der Spuranpassung folgt dann mit der Nutzung obiger Gleichungen:

$$\begin{aligned} p_\mu &= p_\mu^0 + c_{\mu\nu} g_{k\nu}\left(-\delta_{kl}\delta w_l^1 + \delta_{kn}\delta g_{n\alpha} p_\alpha^{\text{gen}}\right), \\ &= p_\mu^0 + c_{\mu\nu} g_{k\nu}\left(\delta g_{k\alpha} p_\alpha^{\text{gen}} - \delta w_k^1\right). \end{aligned} \tag{6.18}$$

Um die Ergebnisse zu vereinfachen, werden Variationen der Ortsmeßwerte δm_i wieder zugelassen, während die erzeugende Teilchenspur p_μ^{gen} innerhalb eines infinitesimalen Intervalls $\{p_\mu^{\text{gen}}, p_\mu^{\text{gen}} + \delta p_\mu^{\text{gen}}\}$ konstant bleibt. Es werden nun die Erwartungswerte der Spurunsicherheitsverteilungen gebildet. Sie sind von der Verteilungsfunktion der durch die Kammerauflösung bedingten Ortsfehler $f(\delta\vec{M})$ abhängig. Über sie sind die Größen zu mitteln:

$$\begin{aligned} \left\langle p_\mu - p_\mu^{\text{gen}}\right\rangle_{f(\delta\vec{M})} &= \underbrace{\left\langle p_\mu^0 - p_\mu^{\text{gen}}\right\rangle}_{0} + \left\langle c_{\mu\nu} g_{k\nu}(\delta g_{k\alpha} p_\alpha^{\text{gen}} - \delta w_k^1)\right\rangle, \\ &= c_{\mu\nu} g_{k\nu}(\delta g_{k\alpha} p_\alpha^{\text{gen}} - \delta w_k^1). \end{aligned} \tag{6.19}$$

Da $f(\delta\vec{M})$ durch eine um Null verteilte Gaußverteilung abgeschätzt wurde, sind die Erwartungswerte der Spurunsicherheitsverteilungen $\langle p_\mu^0 - p_\mu^{\text{gen}}\rangle$ Null. Im Rahmen der linearen Näherungen gilt weiterhin allgemein die Beziehung: $p_\mu^{\text{gen}} = p_\mu - \delta p_\mu$, wobei sich δp_μ aus Beiträgen der Auflösung und der Alignmentfehler zusammensetzt. Man ersetzt in Gleichung (6.19) p_μ^{gen} durch $p_\mu - \delta p_\mu$ und vernachlässigt die quadratischen Glieder $\delta g_{k\mu}\delta p_\mu$. Man erhält dann das Ergebnis in Abhängigkeit von der bekannten rekonstruierten Spur:

$$\left\langle p_\mu - p_\mu^{\text{gen}}\right\rangle_{f(\delta\vec{M})} = c_{\mu\nu} g_{k\nu}(\delta g_{k\alpha} p_\alpha - \delta w_k^1). \tag{6.20}$$

Der Übersichtlichkeit halber wird die Matrix des Geometrie-Fehlers $\delta\mathrm{G} = \{\delta g_{k\alpha}\}$ und der Vektor der Abweichungen der Positionen der ersten Signaldrähte $\delta\vec{W}^1 = \{\delta w_k^1\}$ eingeführt. Das Ergebnis erscheint dann in der Form:

$$\boxed{\left\langle \vec{P} - \vec{P}^{\text{gen}} \right\rangle = \mathbf{C}\mathbf{G}^T \left(\delta\mathbf{G}\vec{P} - \delta\vec{W}^1 \right).} \tag{6.21}$$

Dabei ist $\dim \vec{P} = \dim \vec{P}^{\text{gen}} = 4$ (vier Spurparameter), $\dim \delta\vec{w}^1 = 24$ (24 Driftebenen) und $\dim \delta\mathrm{G} = \dim \mathbf{G} = 24 \otimes 4$. Für die Residuen R_i ergibt sich aus Gleichung (6.12) unter Verwendung der Ergebnisse (6.14), (6.15), (6.16) und (6.17):

$$\begin{aligned} R_i &= R_i^0 + (\delta_{ik} - a_{ik}) \left(-\delta_{kl}\delta w_l^1 + \delta_{kn}\delta g_{n\alpha} p_\alpha^{\text{gen}} \right), \\ &= R_i^0 + (a_{ik} - \delta_{ik}) \left(\delta w_k^1 - \delta g_{k\alpha} p_\alpha^{\text{gen}} \right). \end{aligned} \tag{6.22}$$

Es werden wieder die Erwartungswerte der Residuenverteilungen gebildet, da sich in ihnen die Systematik *meßbar* widerspiegelt. Es gelten dabei die gleichen Vorraussetzungen wie für Gleichung (6.20):

$$\begin{aligned} E_{R_i} = \langle R_i \rangle_{f(\delta\vec{M})} &= \underbrace{\left\langle R_i^0 \right\rangle}_{0} + \left\langle (a_{ik} - \delta_{ik})(\delta w_k^1 - \delta g_{k\alpha} p^{\text{gen}}) \right\rangle \\ E_{R_i} &= (\delta_{ik} - a_{ik}) \left(\delta g_{k\alpha} p_\alpha^{\text{gen}} - \delta w_i^1 \right) \end{aligned} \tag{6.23}$$

Es wird erneut p_μ^{gen} durch p_μ ersetzt und zur Matrixschreibweise übergegangen, wobei der Vektor der Erwartungswerte der Residuenverteilungen der Driftebenen $\vec{E}_R = \{E_{R_i}\}$, $\dim \vec{E}_R = 24$, eingeführt wird. Damit läßt sich das Ergebnis in folgender Form angeben:

$$\boxed{\vec{E}_R = \left(\mathbf{1} - \mathbf{G}\mathbf{C}\mathbf{G}^T \right) \left(\delta\mathbf{G}\vec{P} - \delta\vec{W}^1 \right)} \tag{6.24}$$

Diskussion der Ergebnisse für die Spurunsicherheit

Ein Auftreten von Alignmentfehlern führt nach Beziehung (6.21) zu einer systematischen Verschiebung der Spurunsicherheitsverteilung. Wichtig ist, daß bei Alignmentfehlern, die die Geometriematrix verändern (Wirkung auf z–Position und Stereowinkel), die Größe der Spurfehler von der Spurregion selbst abhängig ist, während Veränderungen der Positionen der ersten Signaldrähte zu einer Verschiebung der Spurunsicherheitsverteilung um denselben Betrag unabhängig von der Spur selbst führen. Diese theoretischen Ergebnisse, die durch die Monte–Carlo–Simulation bestätigt wurden, wurden für eine quantitative Abschätzung für das HERMES–Experiment genutzt. Da die wirklichen Alignmentfehler nicht aus hinteren Spursegmenten allein ermittelbar sind, wie noch gezeigt werden wird, wurde eine *charakteristische Menge von Alignmentfehlern* gewählt und aus ihnen für ein Spurensemble der relative Polarwinkelfehler der hinteren Spuren sowie der relative Fehler im Magnetzentrum bestimmt.

Die charakteristische Menge der Alignmentfehler wurde folgendermaßen gebildet. Die einzelnen Ebenenfehler innerhalb des Moduls wurden vernachlässigt, aber ihre Fehlergrößen zu den entsprechenden Modulfehlern addiert (s. Tab. 6.1). Die neuen modulweisen Fehler ergeben sich dann zu:

$$\begin{array}{ll} \delta x{=}300\ \mu\mathrm{m}, & \delta\alpha_x{=}6\ \mathrm{mrad}, \\ \delta y{=}300\ \mu\mathrm{m}, & \delta\alpha_y{=}2\ \mathrm{mrad}, \\ \delta z{=}1.5\ \mathrm{mm}, & \delta\alpha_z{=}0.4\ \mathrm{mrad}. \end{array}$$

Es wurden jetzt alle Variationen mit diesen Fehlern als Größtfehler der Module analytisch nach (6.21) durchgerechnet. Auf Überlagerungen wurde dabei verzichtet. Es gibt drei mögliche Fehlerzustände eines Moduls: -1, 0, 1. Die Zahl 0 bezeichnet den fehlerlosen Zustand, -1 und 1 jeweils einen negativen oder positiven Größtfehler. Es existieren daher bei vier Modulen $3^4 = 81$ unterschiedliche Kombinationsmöglichkeiten. Aus Symmetriegründen ist die Anzahl der Größtfehlerkombinationen mit gleicher Wirkung auf den Spurfehler jedoch kleiner. Dies wurde nicht berücksichtigt, da alle Alignmentfehler gleichberechtigt sind und die beiden folgenden Abbildungen näherungsweise als Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Wirkung der Alignmentfehler auf die Spuren betrachtet werden können. Es wurden Spuren in einem für das HERMES–Spektrometer typischen Polarwinkelintervall von 40 mrad $\Theta \leq 140$ mrad genutzt.

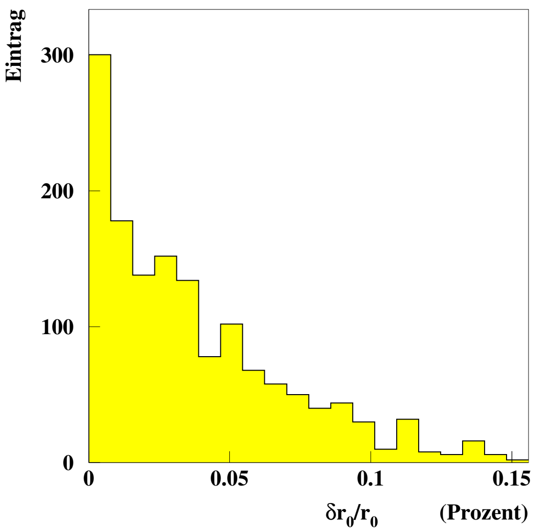

Abb. 6.3: Relativer systematischer Fehler der Spurdurchstoßpunkte der rekonstruierten hinteren Teilspuren zur generierten Spur im Magnetzentrum $\Delta r_{0\mathrm{Al}}/r_0$ bei der charakteristischen Menge der Alignmentfehler.

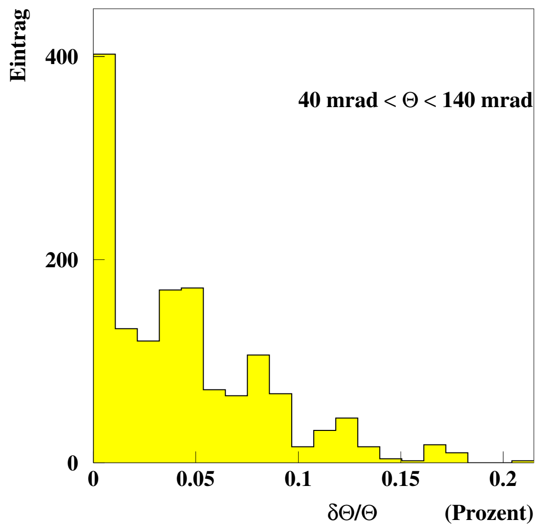

Abb. 6.4: Relativer systematischer Fehler des Raumwinkels der rekonstruierten hinteren Spursegmente zur generierten Spur $\delta\Theta_{\mathrm{Al}}/\Theta$ bei der charakteristischen Menge der Alignmentfehler . Es ist $\delta\Theta_{\mathrm{Al}}/\Theta \leq 0.22\%$.

Aus den analytischen Untersuchungen ergibt sich für den auf falschem Alignment beruhenden *systematischen* Polarwinkelfehler der Spur $\delta\Theta/\Theta$ nach Abb. 6.4:

$$\boxed{\frac{\delta\Theta_{\rm Al}}{\Theta} \leq 0.22\%.}$$

Die Polarwinkelauflösung von HERMES bei idealem Alignment hat im Vergleich dazu den rund dreifachen Wert: $\sigma(\Theta)/\Theta \approx 0.6\%$ [HERM93].

Der systematische Polarwinkelfehler führt zu einem unbekannten systematischen Fehler des Impulses $\delta p_{\rm Al}$, der zu den auflösungsbedingten $\sigma(p)$ addiert werden muß. Für eine Abschätzung des systematischen Beitrages kann Gleichung (2.1) und die Impulsauflösung bei angenommener Kammerauflösung von $\sigma_0 = 200\,\mu$m aus Abb. 2.2 dienen. Es ergibt sich:

$$\boxed{\frac{\delta p}{p} = \frac{\sigma(p)}{p} + \frac{\delta p_{\rm Al}}{p} \approx 1.0\% + 0.2\%.}$$

Da im charakteristischen Alignmentfehler–Ensemble stets Größtfehler betrachtet wurden, kann davon ausgegangen werden, daß bei HERMES die tatsächlichen (*unbekannten*) Alignmentfehler kleiner sind, als die des charakteristischen Ensembles.

Diskussion der Ergebnisse für die Residuen; der interne Alignmentfehler

Wie aus Gleichung (6.22) zu ersehen ist, besitzt jeder einzelne Ebenenmeßwert m_i bereits eine systematische Abweichung, da der Störterm unabhängig von m_i ist. Das Residual einer *lokalen* Residuenverteilung ändert sich daher nicht. Unter *lokal* wird verstanden, daß nur Spuren eines infinitesimalen Spurintervalls $[p_\mu, p_\mu + \delta p_\mu]$ und nur die Meßwerte eines kleinen Detektorabschnittes in die *lokale* Residuenverteilung eingehen. Die Abhängigkeit der Verbreiterung der Residuenverteilungen von den Alignmentfehlern ist auf die Summation lokaler Residuenverteilungen zurückzuführen, die sich in ihren Erwartungswerten unterscheiden.

Der Störeffekt ist in einem gegebenen Spurintervall $[p_\mu, p_\mu + \delta p_\mu]$ nur über die Mittelwertbildung zugänglich, da über die Kammerauflösungsfehler δm_i keine Informationen vorliegen. Die Größe der Störung hängt bei Veränderung der Geometriematrix ($\mathbf{G} \rightarrow \mathbf{G}+\delta\mathbf{G}$) ebenfalls von der Spurregion selbst ab. Dieses Verhalten erfordert bei Erarbeitung der Korrekturen weitere Vereinfachungen.

Die Fehler $\delta\vec{W}^1$ und $\delta\mathbf{G}$ übertragen sich nicht über die Einheitsmatrix $\mathbf{1}$ auf die Erwartungswerte der Residuenverteilungen, sondern werden durch die Matrix $\mathbf{GCG}^T$ auf die Ebenen aufgeteilt. Weiterhin ist die Matrix $\mathbf{1} - \mathbf{GCG}^T$ nicht invertierbar. Dazu genügt es zu zeigen, daß $\dim \ker\left(\mathbf{1} - \mathbf{GCG}^T\right) > 0$ ist. Man wählt einen beliebigen Vektor $\vec{V}$ eines vierdimensionalen Unterraumes des $\Re^{24}$ der Gestalt:

$$\vec{V} = \mathbf{G}\vec{P}, \qquad \vec{P} \in \Re^4. \tag{6.25}$$

Dieser wird stets auf $\vec{0}$ abgebildet:

$$\begin{aligned}\left(\mathbf{1}-\mathbf{GCG}^T\right)\vec{V} &= \mathbf{G}\vec{P}-\mathbf{GC}\underbrace{\mathbf{G}^T\mathbf{G}}_{\mathbf{C}^{-1}}\vec{P}, \\ &= \mathbf{G}\vec{P}-\mathbf{G}\vec{P}=\vec{0} \qquad \text{q.e.d.}\end{aligned} \tag{6.26}$$

Algebraisch gesehen ist die Matrix $(\mathbf{1}-\mathbf{GCG}^T)$ ein Projektor $\mathbf{P}$ des $\Re^{24}$ auf den Teilraum $\Re^{20}$, denn es läßt sich leicht zeigen, daß für sie $\mathbf{P}^2 = \mathbf{P}$ gilt. Die *projizierten* oder auch *internen*[4] Alignmentfehler werden durch ihn definiert:

$$\delta\mathbf{G}' \stackrel{\text{def}}{=} (\mathbf{1}-\mathbf{GCG}^T)\delta\mathbf{G}, \qquad \delta\vec{W}^{1\prime} \stackrel{\text{def}}{=} (\mathbf{1}-\mathbf{GCG}^T)\delta\vec{W}^1. \tag{6.27}$$

Damit geht Gleichung (6.24) über in die Form:

$$\boxed{\vec{E}_R = \delta\mathbf{G}'\vec{P} - \delta\vec{W}^{1\prime}.} \tag{6.28}$$

Aufgrund der Eigenschaften des Projektors $(\mathbf{1}-\mathbf{GCG}^T)$ kann man aus den Erwartungswerten der Residuen höchstens auf die internen Alignmentfehler schließen. Höchstens deshalb, weil bei Überlagerung der Fehler es sich als sehr schwierig erweisen kann, sie zu separieren. Dieses Ergebnis gilt für die interne Spurrekonstruktion. Bei externer Vorgabe der Spuren würde man in Gleichung (6.28) die internen Fehler durch die direkten Geometriefehler ersetzen.

Die internen Alignmentfehler lassen sich inhaltlich deuten als Differenz des "wahren" Alignmentfehlers $\delta\vec{W}^1(\delta\mathbf{G})$ von einem über *alle* Ebenen geometrisch gemittelten Alignmentfehler $\mathbf{GCG}^T \cdot \delta\vec{W}^1(\delta\mathbf{G})$. Ein Vergleich von Gleichung (6.1) mit Gleichung (6.27) zeigt die prinzipielle Ähnlichkeit zwischen Residuum und internem Fehler. Das Residuum ist auch nichts anderes als die Differenz des Ortsmeßwertes $\vec{M}$ von dem geometrisch gemittelten Ortsmeßwert $f_i = [\mathbf{GCG}^T\vec{M}]$, sofern man die Projektion der angepaßten Spur $\vec{P} = \mathbf{CG}^T\vec{M}$ in das Ebenensystem durch $\mathbf{G}$ so bezeichnet.

Die Abb. 6.5 möge die Unterschiede zwischen dem "wahren" und dem internen Alignmentfehler anhand zweier verschiedener Fehlerkombinationen verdeutlichen. Es wurde ein modulweiser Einheitsfehler δ_i gewählt, der die Fehlerzustände charakterisiert. Es ist dabei nicht wichtig, ob es sich um Verdrehungen oder Verschiebungen handelt, da die Projektion näherungsweise für alle Alignmentfehler gleich ist. Auf Ebenenfehler innerhalb eines Moduls wurde der besseren Anschaulichkeit wegen verzichtet.

Die internen Alignmentfehler *innerhalb* einer Driftkammer (jeweils 6 Ebenen) sind bei *modulweisen* Alignmentfehlern nahezu gleich. Die kleinen Differenzen innerhalb eines Moduls sind hier hauptsächlich auf die unterschiedlichen Stereowinkel der Driftebenen zurückzuführen. Bei den Differenzen zwischen den *verschiedenen* Modulen spielen die Ausgangsfehler und die z–Positionen der Module die auschlaggebende Rolle. Einen besonderen Einfluß hat der große

[4] Im weiteren Verlauf wird nur noch *intern* zur Charakterisierung verwendet.

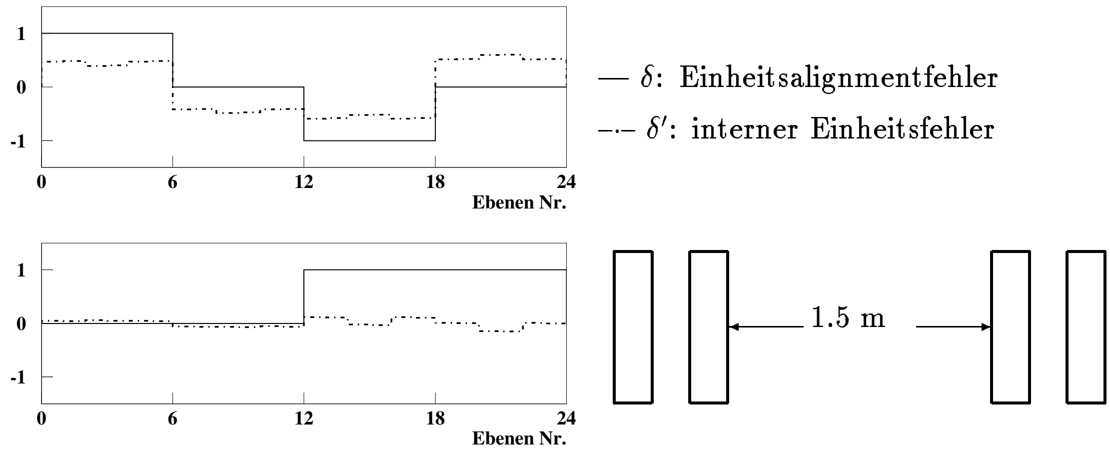

Abb. 6.5: Vergleich zwischen Alignmentfehler und zugehörigem internen Alignmentfehler für zwei verschiedene modulweise Fehlerkombinationen.

Abstand zwischen den Modulen BC1–2 und BC3–4, der im Fall Abb.6.5 (b) dazu führt, daß trotz vorhandener Alignmentfehler der beiden letzten Module die internen Alignmentfehler überall *fast* Null sind. Daß heißt, auch wenn man in den Meßdaten keine offensichtlichen internen Alignmentfehler findet, können trotzdem Alignmentfehler vorhanden sein. Weitere typische Alignmentfehler, die intern nicht meßbar sind, sind *globale* Verdrehungen und Verschiebungen des Spurkammersystems.

Die internen Alignmentfehler weisen noch eine wichtige Eigenschaft auf. Ihre Mittelwerte über die Ebenen verteilen sich stets um Null:

$$\langle \delta\epsilon'^{\gamma} \rangle_N = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \delta\epsilon_i'^{\gamma} \approx 0. \tag{6.29}$$

Zur Demonstration wird erneut die charakteristische Menge der Einheits–Alignmentfehler δ_i mit den Werten -1, 0 oder 1 herangezogen, und es werden die Mittelwerte ihrer projizierten Größen gebildet. Die Verteilung in Abb. 6.6 belegt die obige Aussage. Aus ihr entnimmt man:

$$\langle \delta' \rangle_N = 0 \pm 0.002, \quad \delta_i \in \{-1, 0, 1\}.$$

Die Mittelwerte der internen Alignmentfehler sollten nach dieser Schätzung mit ca. 0.2 % ihrer typischen Größenordnung mit Null verträglich sein.

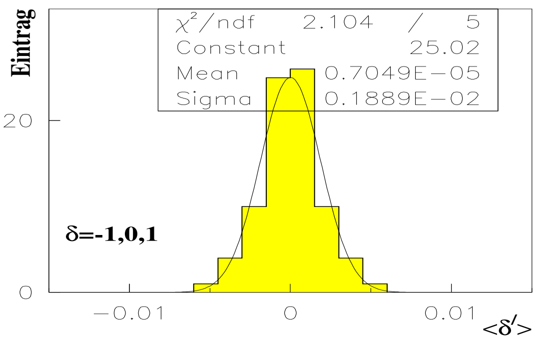

Abb. 6.6: Verteilung der Mittelwerte der projizierten Größen der charakteristischen Menge der Einheits–Alignmentfehler

Es wird angestrebt, die internen Alignmentfehler als Verschiebungen und Rotationen zu parametrisieren, um ein kurzes einfaches Korrekturensemble zu erhalten. Die Translationen in $x-$ und $y-$Richtung führen zum $\vec{W}^1$–Fehler, dessen interne Größe $\delta\vec{W}^{1'}$ direkt aus Gl. (6.28) ermittelt werden kann. Da dieser interne Fehler bei $w^{1'}$–Korrekturen in gleicher Form verwendet wird, bedarf es bei ihm keiner weiteren Vereinfachungen. Für die anderen Alignmentfehlertypen, die die Geometriematrix $\mathbf{G}$ beeinflussen $(z_i, \beta_i, \alpha_{xi}, \alpha_{y_i})$, wird die Definition des internen Alignmentfehlers weiter präzisiert, um sie aus den Daten extrahieren zu können. Es gilt nach Gleichung (6.6):

$$\delta g_{i\mu} = \sum_\gamma \frac{\partial g_{i\mu}}{\partial \epsilon_i^\gamma} \delta \epsilon_i^\gamma, \qquad (\epsilon_i^\gamma = z_i, \beta_i, \alpha_{xi}, \alpha_{y_i}). \tag{6.30}$$

Wenn man den Projektor $\mathbf{P} = \mathbf{1} - \mathbf{GCG}^T$ einsetzt, gilt aber nach (6.27) für die $\delta g'_{i\mu}$:

$$\delta g'_{i\mu} = \sum_k p_{ik} \delta g_{k\mu}. \tag{6.31}$$

Um den Zusammenhang zwischen den Fehlerparametern $\delta\epsilon_i^\gamma$ und den zugehörigen *internen* Fehlerparametern $\delta\epsilon_i^{\gamma\prime}$ herzustellen, wird der Begriff des internen Alignmentfehlers auf sie erweitert durch:

$$\boxed{\delta\epsilon_i^{\gamma\prime} \stackrel{\text{def}}{=} \sum_k p_{ik} \frac{\frac{\partial g_{k\mu}}{\partial \epsilon_k^\gamma}}{\frac{\partial g_{i\mu}}{\partial \epsilon_i^\gamma}} \delta\epsilon_k^\gamma, \qquad \frac{\partial g_{i\mu}}{\partial \epsilon_i^\gamma} \neq 0, \quad \epsilon_i^{\gamma\prime} = z'_i, \beta'_i, \alpha'_{xi}, \alpha'_{y_i}.} \tag{6.32}$$

Die $\epsilon_i^{\gamma\prime}$ sind konstant, wenn die partiellen Ableitung $\partial g_{i\mu}/\partial\epsilon_i^\gamma$ konstant sind (bei $\epsilon_i^\gamma = z_i, \beta_i$). Da bei der hier verwendeten Geometrie die Nichtdiagonalelemente des Projektors $\mathbf{P}$ klein gegen die Diagonalelemente sind, gilt dies auch näherungsweise für den Fall, daß die Ableitungen nicht konstant sind (bei $\epsilon_i^\gamma = \alpha_{xi}, \alpha_{y_i}$). Eine Null im Ableitungswert bedeutet keine Wirkung des Alignmentfehlers auf die Geometrie. Durch Einsetzung der Definition (6.32) in (6.31) erhält man unter Nutzung von (6.30) die Verfahrensgleichungen (6.33) für die Behandlung der internen Geometriematrixfehler:

$$\boxed{\delta g'_{i\mu} = \textstyle\sum_\gamma \frac{\partial g_{i\mu}}{\partial \epsilon_i^\gamma} \delta\epsilon_i^{\gamma\prime}, \quad \delta w_i^{1\prime} \equiv \delta w_i^{1\prime}.} \tag{6.33}$$

Mit Hilfe von (6.33) lassen sich aus (6.28) die Korrekturverfahren herleiten. Bei ihrer Anwendung entsteht für jeden Fehlertyp γ ein Datensatz mit 48 Korrekturwerten $\delta\epsilon_i^{\gamma\prime}$, für jede Ebene einer. Die Funktionstüchtigkeit der auf der Basis von (6.33) hergeleiteten Korrekturverfahren konnte durch ihre Wirkung auf χ^2– und Residuenverteilung, die unten in *allgemeiner* Form behandelt wird, überprüft werden (s. Kap. 8).

6.2 Möglichkeiten und Grenzen interner Alignmentkorrekturen

Die hier dargelegten Resultate weiterer analytischer Betrachtungen sind eng mit dem vorigen Kapitel verbunden. Sie werden aber wegen ihrer Bedeutung für jede Alignmentuntersuchung mittels interner über die χ^2–Anpassung rekonstruierter Spuren mit einem eigenen Kapitel hervorgehoben. Die Korrektur der Geometrie der Detektoren mit den internen Alignmentfehlern hat zwei Auswirkungen, wobei an dieser Stelle davon ausgegangen wird, daß ihre Ermittlung aus den Erwartungswerten der Residuenverteilungen gelang.

Leistungsfähigkeit der internen Alignmentkorrektur

Die Alignmentkorrektur bewirkt eine deutliche Verbesserung der Residuals und der χ^2–Verteilung der Spuren. So konnten in der Simulation bei Anwendung der Korrekturen wieder Werte für diese Größen erreicht werden, die auch bei einer idealen Simulation beobachtet wurden (s. Abb. 8.1).

Die Verbesserung der χ^2–Verteilung und der Residuals ist darauf zurückzuführen, daß die Verschiebungen der Erwartungswerte der Residuenverteilungen aus (6.28) wieder rückgängig gemacht werden. Man betrachtet zum Beispiel häufig die Residuals einer Ebene. Das ist aber die Varianz der Residuenverteilung, die bei Summation aller lokalen Verteilungen über die aktive Fläche der Ebene entsteht. Bei Alignmentfehlern sind nun die Erwartungswerte der lokalen Verteilungen im allgemeinen unterschiedlich, was sich bei Summation verbreiternd auswirkt (Die Residuals *lokaler* Residuenverteilungen ändern sich bei Alignmentfehlern nicht). Analoges gilt für die χ^2–Verteilung. Werden die Erwartungswerte wieder Null, wie unten gezeigt wird, tritt die Verbreiterung der Ebenenresiduenverteilung nicht mehr ein.

Es reicht nicht aus, in Gleichung (6.28) einfach die ermittelten internen Alignmentfehler abzuziehen. Die Situation ist eine gänzlich andere, da sich die Soll–Geometrie geändert hat, und sie für Spuranpassung genutzt wird. Es muß für eine saubere Darlegung des Sachverhaltes daher von den grundlegenden Gleichungen (6.1) und (6.2) ausgegangen werden. Alle Fehlergrößen quadratischer Ordnung werden vernachlässigt.

Es werden zunächst einige Eigenschaften der Geometrie bei Alignmentfehlern selbst untersucht, die später von Nutzen sein werden. Eine Korrektur führt zur Veränderung der Soll–Geometrie durch die internen Größen:

$$\mathbf{G} \rightarrow \mathbf{G} + \delta\mathbf{G}' \tag{6.34}$$

$$\vec{W}^1 \rightarrow \vec{W}^1 + \delta\vec{W}'^1 \tag{6.35}$$

Die Matrix $\mathbf{C}$ ändert sich dabei nicht:

$$\begin{aligned}
\mathbf{C}'^{-1} &= (\mathbf{G}^T + \delta\mathbf{G}'^T)(\mathbf{G} + \delta\mathbf{G}') \\
&= \mathbf{G}^T\mathbf{G} + \underbrace{\delta\mathbf{G}'^T\mathbf{G}}_{0} + \underbrace{\mathbf{G}^T\delta\mathbf{G}'}_{0} \\
\mathbf{C}'^{-1} &= \mathbf{C}^{-1} \qquad \rightarrow \qquad \mathbf{C}' = \mathbf{C}
\end{aligned} \tag{6.36}$$

Die Nullen der Fehlerterme lassen sich leicht nachrechnen:

$$\begin{aligned}
\mathbf{G}^T\delta\mathbf{G}' &= \mathbf{G}^T(\mathbf{1}-\mathbf{GCG}^T)\delta G \\
&= (\mathbf{G}^T - \underbrace{\mathbf{G}^T\mathbf{G}}_{\mathbf{C}^{-1}}\mathbf{CG}^T)\delta\mathbf{G} = (\mathbf{G}^T - \mathbf{G}^T)\delta\mathbf{G} = 0 \\
\delta\mathbf{G}'^T\mathbf{G} &= \left(\mathbf{G}^T\delta\mathbf{G}'\right)^T = \mathbf{0}^T = \mathbf{0}
\end{aligned} \tag{6.37}$$

Weiterhin gilt für die Differenzen der Positionen der ersten Signaldrähte von "wahrer" und korrigierter Geometrie:

$$\delta\vec{W}^1 - \delta\vec{W}'^1 = \delta\vec{W}^1 - (\mathbf{1}-\mathbf{GCG}^T)\delta\vec{W}^1 = \mathbf{GCG}^T\delta\vec{W}^1 \tag{6.38}$$

Für die Erwartungswerte der Residuenverteilungen folgt:

$$\begin{aligned}
\vec{E}_R &= \Big(\mathbf{1} - (\mathbf{G}+\delta\mathbf{G}')\mathbf{C}(\mathbf{G}^T+\delta\mathbf{G}'^T)\Big)\langle\vec{M}\rangle \\
&= \Big(\mathbf{1} - \mathbf{GCG}^T - \delta\mathbf{G}'\mathbf{CG}^T - \mathbf{GC}\delta\mathbf{G}'^T\Big) \\
&\qquad \cdot\Big((\mathbf{G}+\delta\mathbf{G})\vec{P}^{\mathrm{gen}} - (\delta\vec{W}^1 - \delta\vec{W}'^1) + \underbrace{\langle\delta\vec{M}\rangle}_{\vec{0}}\Big) \\
&= (\underbrace{\mathbf{G}-\mathbf{GCG}^T\mathbf{G}}_{\mathbf{0}})\vec{P}^{\mathrm{gen}} - (\mathbf{1}-\mathbf{GCG}^T)\mathbf{GCG}^T\delta\vec{W}^1 \\
&\qquad + \underbrace{(\mathbf{1}-\mathbf{GCG}^T)\delta\mathbf{G}}_{\delta\mathbf{G}'}\vec{P}^{\mathrm{gen}} - \delta\mathbf{G}'\underbrace{\mathbf{CG}^T\mathbf{G}}_{\mathbf{1}}\vec{P}^{\mathrm{gen}} \\
&\qquad - \mathbf{GC}\underbrace{\delta\mathbf{G}'^T\mathbf{G}}_{\mathbf{0}}\vec{P}^{\mathrm{gen}} \\
&= (\mathbf{GC}\underbrace{\mathbf{G}^T\mathbf{GC}}_{\mathbf{1}}\mathbf{G}^T - \mathbf{GCG}^T)\delta\vec{W}^1 + (\delta\mathbf{G}' - \delta\mathbf{G}')\vec{P}^{\mathrm{gen}} \\
\vec{E}_R &= \vec{0} \qquad\qquad \text{q.e.d.}
\end{aligned}$$

Grenzen der internen Alignmentkorrektur

Ein sehr wichtiges Ergebnis ist die Feststellung, daß mit der Korrektur durch die internen Alignmentfehler *keine* Beseitigung des systematischen Spurfehlers erfolgt. Daraus ergibt sich unmittelbar, daß der systematische Impulsfehler von einer Korrektur *unbeeinflußt* bleibt.

Man zeigt hier, daß sich der Erwartungswert der Spurunsicherheitsverteilung nicht ändert. Unter Nutzung von Gleichung (6.2) und (6.9) ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\langle\vec{P} - \vec{P}^{\mathrm{gen}}\rangle &= \langle\mathbf{C}(\mathbf{G}^T + \delta\mathbf{G}'^T) \\
&\qquad \Big((\mathbf{G}+\delta\mathbf{G})\vec{P}^{\mathrm{gen}} - (\delta\vec{W}^1 - \delta\vec{W}'^1) + \delta\vec{M}\Big) - \vec{P}^{\mathrm{gen}}\rangle \\
&= \underbrace{\mathbf{CG}^T\mathbf{G}\vec{P}^{\mathrm{gen}} - \vec{P}^{\mathrm{gen}}}_{\mathbf{0}} + \mathbf{CG}^T\delta\mathbf{G}\vec{P}^{\mathrm{gen}} + \mathbf{C}\underbrace{\delta\mathbf{G}'^T\mathbf{G}}_{\mathbf{0}}\vec{P}^{\mathrm{gen}} \\
&\qquad - \mathbf{C}\underbrace{\mathbf{G}^T\mathbf{GC}}_{\mathbf{1}}\mathbf{G}^T\delta\vec{W}^1 + \underbrace{\langle\delta\vec{M}\rangle}_{\vec{0}} \\
&= \mathbf{CG}^T(\delta\mathbf{G}\vec{P} - \delta\vec{W}^1), \quad \leftarrow \quad \vec{P}^{\mathrm{gen}} = \vec{P} - \delta\vec{P} \qquad \text{q.e.d.}
\end{aligned}$$

Die Ursache für dieses Verhalten liegt letzlich in der einfachen Tatsache begründet, daß bei *ausschließlicher* Nutzung von kammerinternen Meßdaten es nicht möglich ist, ihre absolute Position im Koordinatensystem des Experimentes zu bestimmen, die aber für die Spurparameter benötigt wird.

Damit stellt sich die Frage nach dem Nutzen einer solchen Korrektur. Falls sie nur isoliert verwendet wird, trägt sie auf jeden Fall zur Erhöhung der Spurqualität an sich bei und könnte somit je nach verwendetem Algorithmus auch die Effizienz der Spurfindung erhöhen. Durch die Verbesserung der Residuals werden auch sinnvolle Untersuchungen der Eigenschaften des Detektors und seines Verhaltens unter experimentellen Bedingungen möglich. Es sei in diesem Zusammenhang auf das Kap. 4 verwiesen, wo durch die Korrekturen erstmals Ortsabhängigkeiten der Zellenresiduals gefunden werden konnten, die mit den Ergebnissen des Testexperimentes vergleichbar waren. Außerdem läßt sich mit einer solchen Korrektur feststellen, ob überhaupt und welche Typen von Alignmentfehlern vorhanden sind.

Der systematische Spurfehler läßt sich nur beseitigen, wenn die "wahren" Alignmentfehler bekannt sind. Das setzt aber einen *externen* Bezug voraus, sei es durch ein externes Referenzsystem oder durch bekannte Raumpunkte, durch die die Spuren gehen müssen. Ein für alle Spuren bekannter Raumpunkt in Festtarget–Experimenten ist der Vertex. In der Vertexverteilung treten systematische Abweichungen durch Spurfehler auf, die im Rahmen der Breite der Vertexverteilung gemessen werden können. Für einen zweiten Raumpunkt, der die Spur definiert, wäre im allgemeinen ein weiterer Detektor nötig, was wieder auf die erste Variante führt. Ein Referenzsystem muß zwei Bedingungen erfüllen. Es muß einerseits natürlich selbst präzise positioniert sein und andererseits muß die Auflösung σ_{ref} wenigstens so gut sein, daß die mit dem Referenzsystem rekonstruierten Spuren in den zu untersuchenden Detektoren (deren Ortsmeßwerte m_i jetzt nicht an der Spurbildung beteiligt sind!) wenigstens noch eine Genauigkeit aufweisen, die vergleichbar mit der Ortsauflösung des untersuchten Sytems ist, damit Abweichungen der Erwartungswerte der Residuenverteilungen von Null noch gemessen werden können.

Die drei wesentlichen Punkte dieses Abschnittes seien noch einmal kurz zusammengefaßt.

- Bei Verwendung intern rekonstruierter Spuren können nur die internen, aber nicht die "wahren" Alignmentfehler ermittelt werden.
- Korrekturen mittels interner Alignmentfehler führen zur Verbesserung des χ^2 der Spuren und der Residuals des Spurdetektorsystems. Die systematischen Spurfehler werden von den Korrekturen jedoch *nicht* beseitigt.
- Die "wahren" Alignmentfehler und die systematischen Spurfehler können nur durch Nutzung externer Bezüge, wie zum Beispiel ein sehr gut positioniertes Referenzsystem, ermittelt werden.

Typen von Alignmentfehlern

In den nachfolgenden Unterkapiteln wird gezeigt, wie aus den Erwartungswerten der Residuenverteilungen die Alignmentkorrekturen gewonnen werden. Dafür wurden mittels Monte–Carlo–Simulationen *einzelne* Alignmentfehler untersucht und die daraus resultierenden Korrekturverfahren getestet. Da im allgemeinen mehrere Alignmentfehler zugleich auftreten und sich gegenseitig überlagern, ist zu erwarten, daß ein im Einzelfall arbeitendes Verfahren hier Schwächen aufweist. Es müssen daher später teilweise technische Spezifizierungen gemacht werden. Diese Besonderheiten werden im Kap. 7 untersucht.

Die erarbeiteten Korrekturen wurden ebenenweise angewendet, auch wenn modulweise Alignmentfehler die Ursache waren, da sie durch die Projektion auch innerhalb der Module Unterschiede aufweisen. Diese sind zwar gering, aber es läßt sich wechselseitig sowohl die Funktionsfähigkeit des Monte–Carlo als auch die Gültigkeit der Theorie zeigen. Der zweite Grund ist die bessere Handhabung bei automatisierter Berechnung, da im HERMES–Experiment die Driftebenen als "Individuen" betrachtet werden und nicht die Module. Es werden der Reihe nach folgende Alignmentfehler behandelt:

1. $\delta\epsilon_i^1$: Verschiebungen der Ebenen und Module in x- und y–Richtung.
   Da sich beide Fehler in einer Veränderung der Position des ersten Signaldrahtes bemerkbar machen, können sie zusammen behandelt werden. In den Simulationen wurden für 6 Ebenen gleichzeitig geltende x, y–Fehler der Module mit hier möglichen unabhängigen Ebenenfehlern überlagert.

2. $\delta\epsilon_i^2$: Verschiebungen der Module in z–Richtung.
   In der Simulation wurden nur modulweise z–Fehler angenommen, so daß alle zu einer Kammer gehörenden Driftebenen den gleichen z-Fehler erhielten.

3. $\delta\epsilon_i^3$: Verdrehungen der Ebenen und Module um die z–Achse.
   Bei den modulweisen Verdrehungen um die x, y und z–Achse wurde in der Simulation berücksichtigt, daß die 6 Ebenen eines Moduls um einen Aufpunkt verdreht wurden, der im Normalfall nicht mit dem jeweiligen Ebenenmittelpunkt übereinstimmt. Der Einfachheit halber wurde bei der noch zusätzlich möglichen ebenenweisen Verdrehung um die z–Achse auch der modulweise Aufpunkt verwendet.

4. $\delta\epsilon_i^4$: Verdrehungen der Module um die y-Achse.
   Verdrehung einzelner Ebenen eines Moduls gegeneinander um diese Achse sind vernachlässigbar klein. Sie wurden deshalb nur modulweise ausgeführt.

5. ϵ_i^5: Verdrehungen der Module um die x-Achse.
   Verdrehungen einzelner Ebenen eines Moduls gegeneinander um diese Achse sind ebenfalls vernachlässigbar klein. Es wurden daher auch hier nur modulweise Verdrehungen betrachtet.

Die Fehler wurden durch Zufallszahlen bestimmt und als feste Datensätze gespeichert, wobei die in Tabelle 6.1 aufgeführten Größenordnungen berücksichtigt wurden. Für die Monte–Carlo–Untersuchungen wurde stets die gleiche Anzahl von 200000 Spuren verwendet, um einen Vergleich der Genauigkeiten der verschiedenen Verfahren zu erhalten. Der Einfachheit halber werden in den ebenenspezifischen Darstellungen nur die Ergebnisse für die oberen oder unteren Ebenen gezeigt. Beide Systeme sind vollkommen unabhängig voneinander, und das Verhalten ist für beide identisch, was auch nachgewiesen wurde. Die zu bestimmenden Erwartungswerte der Residuenverteilungen wurden stets durch Anpassung einer Gaußkurve an die Verteilungen bestimmt, aber eine Mittelwertbildung ist für diese Zwecke im allgemeinen ausreichend. Auf einen Vergleich der Ergebnisse mit realen Daten wird zu diesem Zeitpunkt verzichtet, da bei den realen Daten stets überlagerte Alignmentfehlern vorhanden sind. Sie werden erst im Kap. 7 untersucht.

6.3 Verschiebungen der Module und Ebenen in x, y–Richtung

Die $w_i^{1\prime}$–Korrektur ist die einzige Alignmentkorrektur, die bisher im HERMES–Experiment verwendet wurde. Durch die Analyse der Ebenenresiduenverteilungen wurden hier erstmals Alignmentfehler festgestellt [Fers95]. Diese Resultate bildeten den Ausgangspunkt für die Untersuchung der Alignmentfehler in der Monte–Carlo–Simulation MCBC und die im Kap. 6.1 vorgestellten analytischen Überlegungen.

Die Verschiebungen der Ebenen und Module in x- und y–Richtung wirken sich auf die Positionen der ersten Signaldrähte aus:

$$\delta w_i^1 = \delta x_i \cos\beta_i + \delta y_i \sin\beta_i. \tag{6.39}$$

Die Geometriematrix hängt dagegen nur von den z-Positionen und den Stereowinkeln der Driftebenen ab. Es gilt daher:

$$\delta g_{i\mu} = \frac{\partial g_{i\mu}}{\partial x_i}\delta x_i + \frac{\partial g_{i\mu}}{\partial y_i}\delta y_i = 0. \tag{6.40}$$

Entsprechend ist auch nach Definition des internen Fehlers $\delta \mathbf{G}' = 0$. Die Gl. (6.28) geht über in:

$$\vec{E}_R = -\delta\vec{W}^{1\prime}. \tag{6.41}$$

Die Erwartungswerte der Residuenverteilungen sind unabhängig von der Spur $\vec{P}$ selbst. Es können daher zur Bildung der Korrekturen die Residuenverteilungen der gesamten Ebene herangezogen werden. Die $w_i^{1\prime}$–Korrekturen haben dann die einfache Form:

$$\delta w_i^{1\prime} = -E_{R_i}. \tag{6.42}$$

Die $\delta w_i^{1\prime}$ werden zu den Sollwerten w_i^1 addiert. In Abb. 6.7 wurde das Verfahren an einer u– und an einer x–Ebene demonstriert. Man sieht, daß sich die Residuals der Ebenen durch diesen Fehler kaum verändert haben (vgl. mit. Abb. 3.2). Die Abb. (6.8) zeigt die theoretischen und die gemessenen $w^{1\prime}$–Korrekturen bei den hier verwendeten w^1–Fehlern.

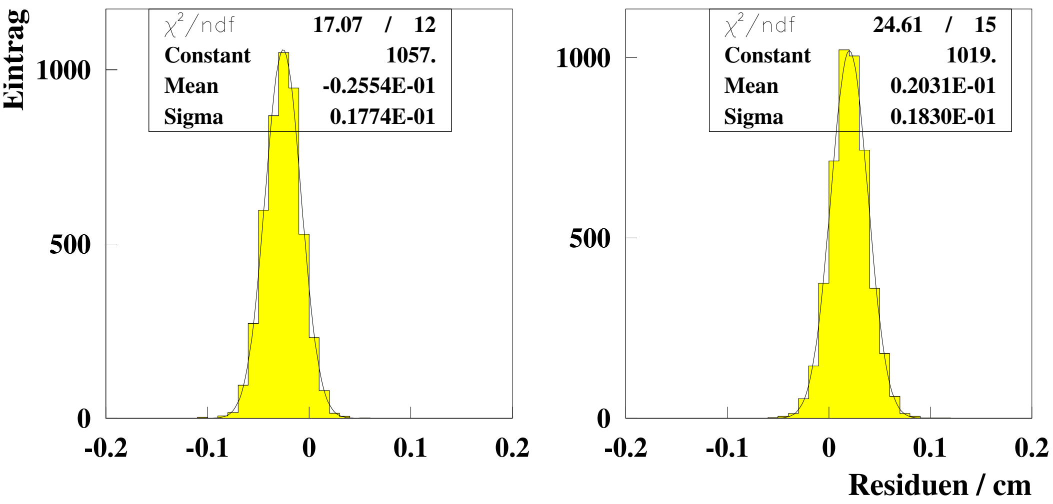

Abb. 6.7: **MC:** Residuenverteilungen einer u- und einer $x-$ Ebene zur Bestimmung der Positionskorrekturen der ersten Signaldrähte $\delta w_i^{1\prime}$ aus den Erwartungswerten. Die Breite der Verteilung ändert sich nicht.

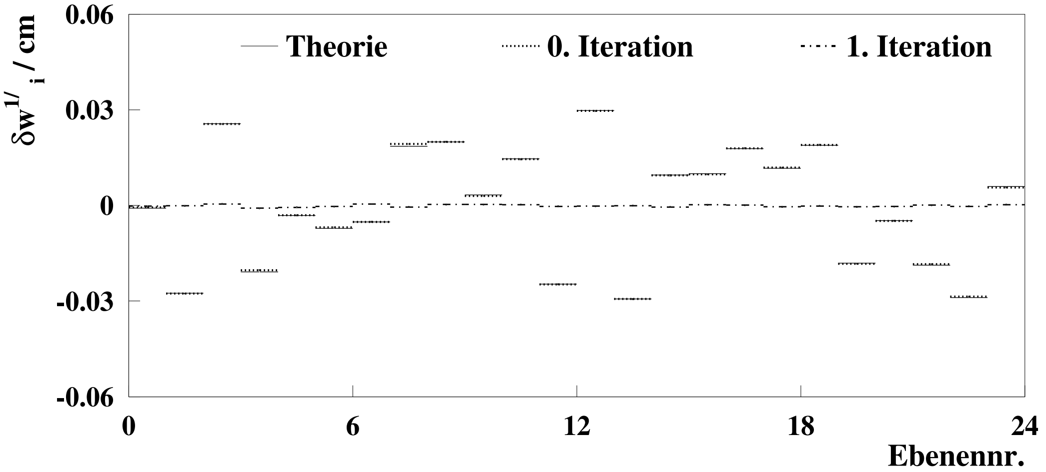

Abb. 6.8: **MC:** Vergleich zwischen theoretischen und den aus simulierten Daten gewonnen $\delta w_i^{1\prime}$-Werten in nullter und erster Iteration. Es ist in der nullten Iteration (Ergebnis der ersten Anwendung) eine sehr gute Übereinstimmung mit den theoretischen Werten zu erkennen. Die erste Iteration bestätigt die Theorie durch die verschwindenden Erwartungswerte der Ebenenresiduenverteilungen nach der Anwendung der Korrektur.

Die Aufteilung des Alignmentfehlers auf die einzelnen Ebenen durch die geometrische Mittelung läßt sich bei der hier erläuterten Fehlerart gut bildlich veranschaulichen (s. Abb.6.9 – 6.11). Sie findet in ähnlicher Weise auch bei den anderen Alignmentfehlern statt, die sich in der Veränderung der Geometriematrix widerspiegeln. Zur Demonstration wurde die Draufsicht eines Systems aus vier Driftzellen von x-Ebenen gewählt, dessen zweite Ebene einen Alignmentfehler transversal zum Strahl aufweist.

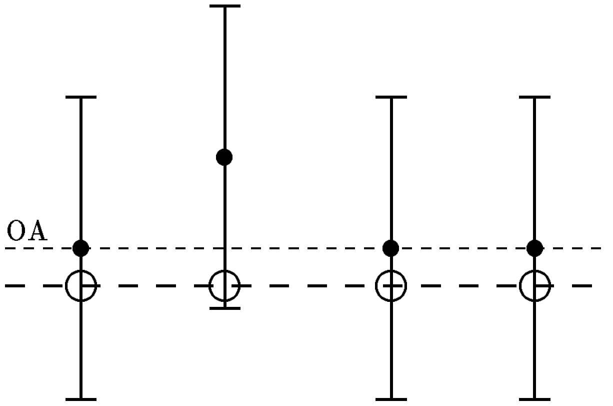

Abb. 6.9: Die zweite Ebene hat einen w^1–Fehler. Die durchgehende "wahre" Spur erzeugt an den Durchstoßpunkten Signale. In der zweiten Zelle liegt der Driftabstand nahe der Zellgrenze. (OA: optische Achse)

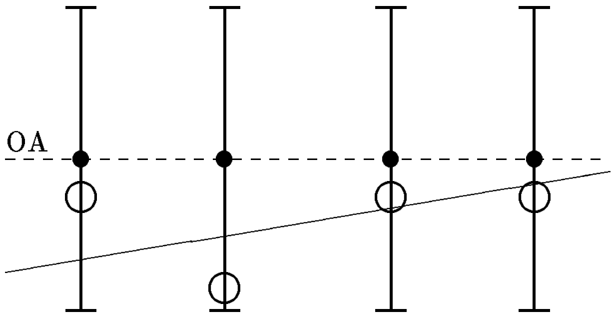

Abb. 6.10: Bei der Rekonstruktion wird eine fehlerlose Position der Ebenen angenommen, die Driftabstände bleiben aber gleich. Die rekonstruierte Spur erfährt eine systematische Neigung. Der Fehler wird durch die Spurmittelung aufgeteilt. Die negativen Abweichungen der Signale vom Spurdurchgang werden als $w_i^{1\prime}$–Korrektur verwendet.

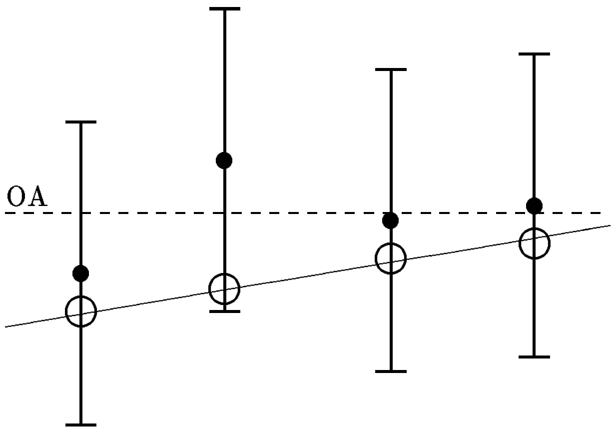

Abb. 6.11: Nach dem Einsetzen der $w_i^{1\prime}$–Korrektur stimmen rekonstruierte Spur und Signal wieder überein. Das χ^2 der Spur und das Residual des gesamten Systems verbessern sich, während sich die systematische Neigung der Spur nicht geändert hat. Die Summe der $w_i^{1\prime}$–Fehler (Abweichung von der OA) ist Null.

6.4 Verschiebungen der Module in z–Richtung

Aufgrund der schlechten Meßgenauigkeit der z–Positionen der Module ist die Untersuchung dieses Alignmentfehlers von hoher Wichtigkeit. Bei einer reinen Verschiebung in z-Richtung ändern sich die Drahtpositionen nicht, so daß gilt:

$$\delta w_i^1 = \frac{\partial w_i^1}{\partial z_i} \delta z_i = 0.$$

Die Geometriematrix hängt dagegen von den z–Positionen ab und der interne Geometriematrixfehler hat nach Gl. (6.33) die äquivalente Gestalt:

$$\delta g'_{i\mu} = \frac{\partial g_{i\mu}}{\partial z_i} \delta z'_i. \tag{6.43}$$

Aufgabe ist es, aus den Daten die Werte der $\delta z_i'$ zu ermitteln. Aus Gl. (6.28) folgt:

$$E_{R_i} = \delta g_{i\mu}' p_\mu. \tag{6.44}$$

Die Ableitungen der einzelnen geometrischen Komponenten der Matrix $\mathbf{G}$ sind:

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_{i1}}{\partial z_i} &= \frac{\partial(\cos\beta_i)}{\partial z_i} = 0, & \frac{\partial g_{i\mu}}{\partial z_i} &= \frac{\partial(\sin\beta_i)}{\partial z_i} = 0, \\ \frac{\partial g_{i3}}{\partial z_i} &= \frac{\partial(z_i\cos\beta_i)}{\partial z_i} = \cos(\beta_i), & \frac{\partial g_{i\mu}}{\partial z_i} &= \frac{\partial(z_i\sin\beta_i)}{\partial z_i} = \sin(\beta_i). \end{aligned} \tag{6.45}$$

$E_{R_i}(p_\mu)$ reduziert sich zu:

$$E_{R_i}(p_\mu) = \cos(\beta_i)\delta z_i' x_{\text{sl}} + \sin(\beta_i)\delta z_i' y_{\text{sl}}. \tag{6.46}$$

Zur Bestimmung der $\delta z_i'$ wird der Anstieg der Geradengleichung bezüglich des x_{sl}–Terms genutzt, während der y_{sl}–Term konstant gehalten wird. Das hat folgende Gründe:

1. Die geometrische Akzeptanz ermöglicht in x–Richtung eine größeres nutzbares x_{sl}–Intervall und eine höhere Statistik als in y–Richtung.

2. Der y–Term enthält den Sinus des Stereowinkels β_i, so daß keine Werte für die x–Ebenen gewonnen werden können ($\beta_x = 0$). Ungeachtet der besseren x_{sl}–Akzeptanz sind die Verschiebungen der E_{R_i} in x–Richtung auch in den u- und v–Ebenen deutlicher als in y–Richtung, da für die Stereowinkel mit $|\beta_{u/v}| = 30$ gilt:

$$|\sin(\beta_{u/v})| = 0.5 < 0.866 = \cos(\beta_{u/v}).$$

Wenn man y_{sl} festhält, erhält die $\delta z_i'$ in Abhängigkeit des Geradenanstieges $m(x_{sl})$:

$$\delta z_i' = \frac{m(x_{sl})}{\cos(\beta_i)}. \tag{6.47}$$

Es wird sich zeigen, daß diese Formel bei gleichzeitigem Auftreten eines Stereowinkelfehlers nicht richtig ist. Es muß dann ein Gleichungssystem gelöst werden. Hierauf wird im Unterkap. 7.2 eingegangen.

Es wäre auch möglich, mit den in das Ebenensystem projizierten Spuren zu arbeiten. In der vorliegenden Arbeit wurde das aus zwei Gründen nicht getan. Zum einen wäre bei gleichzeitigem Auftreten aller Geometriefehler eine Separation der Verdrehungen um die x,y–Achsen von den anderen Fehlertypen nur schwer möglich. Zum anderen bietet die Analyse von x_{sl} und y_{sl} den Vorteil, unabhängig von den Kammerausdehnungen, die im allgemeinen verschieden sind, zu arbeiten. Der große Nachteil ist der Verlust an Statistik, der aus dem Konstanthalten von y_{sl} oder x_{sl} folgt. Falls man Verdrehungen um die x,y–Achsen von vornherein ausschließen kann, sind Verfahren, die projizierte Spuren analysieren, besser geeignet.

In diesem Korrekturverfahren wurden die x–Anstiege in 9 gleiche Bins im Intervall [-0.225,0.225] dargestellt. Die Grenzen des Intervalls und die Anzahl der einzelnen Bins lassen sich nach Bedarf ändern. In der Monte–Carlo–Simulation, bei der kein Magnetfeld berücksichtigt wurde, lag in diesem Bereich eine ausreichende Statistik vor.

Die y_{sl} wurden in 6 gleiche Teile im Intervall [0.04 rad $< |y_{sl}| <$ 0.16 rad] zerlegt. Die untere Intervallgrenze ist durch die Akzeptanz des Spurkammersystems gegeben. Die sechs Bins wurden gewählt, um eine genügende Anzahl an Freiheitsgraden für Anpassungen und zugleich eine ausreichende Statistik pro Bin zu ermöglichen. Die in Gl.(6.47) geforderte Konstanz der y–Anstiege wurde durch die Einschränkung auf die beiden y_{sl}–Bins an der unteren Intervallgrenze angenähert. Die Wahl ist offensichtlich, da die Anzahl der Spuren zu größeren y_{sl}–Werten abfällt und natürlich die Gebiete höchster Einträge verwendet werden, um statistisch sichere Ergebnisse zu erhalten.

In jeder Ebene wurden pro x_{sl}–Bin die Residuenverteilungen aufgenommen und ihre Erwartungswerte bestimmt. Anschließend wurde an die Wertepaare $\{x_{sl}, E_{R_i}(x_{sl})\}$ eine Gerade angepaßt (s. Abb. 6.12). Aus dem Anstieg der Geraden ließen sich nach Gl. (6.47) die internen z–Alignmentfehler $\delta z_i'$ ermitteln (s. Abb. 6.13), die für die Korrektur zu den Soll–z–Positionen der Driftebenen addiert wurden.

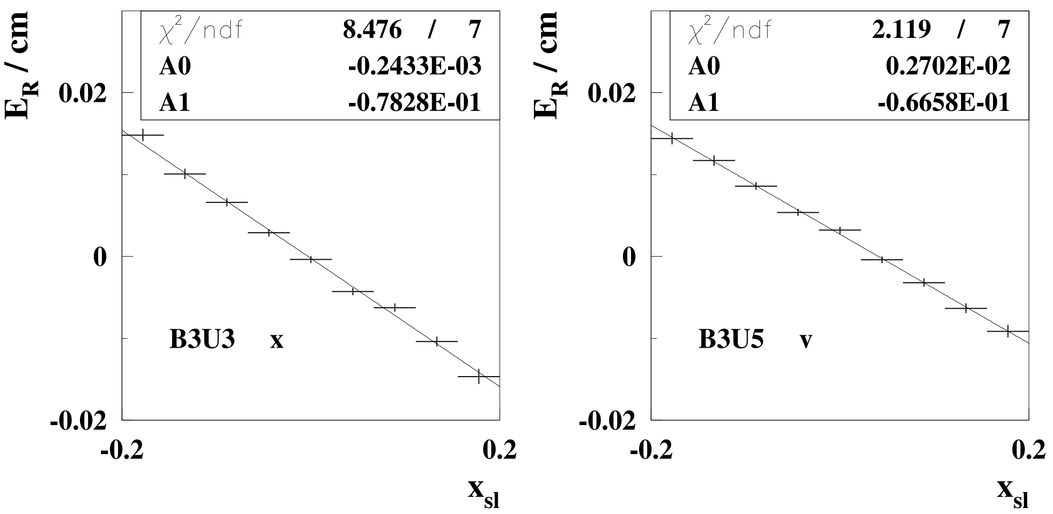

Abb. 6.12: **MC**: Demonstration des Verfahrens der z–Positionskorrektur an einer x- und einer v–Driftebene desselben Moduls. Aus dem Anstieg der angepaßten Geraden ergibt sich der interne z–Fehler der Ebenen.

Die Verschiebung der Erwartungswerte der Residuenverteilungen in Abhängigkeit vom x–Anstieg läßt sich auch hier anhand eines Schemas veranschaulichen. Als Beispiel dient eine x–Driftebene aus drei Driftzellen. Die Spuren seien extern vorgegeben (s. Abb. 6.14).

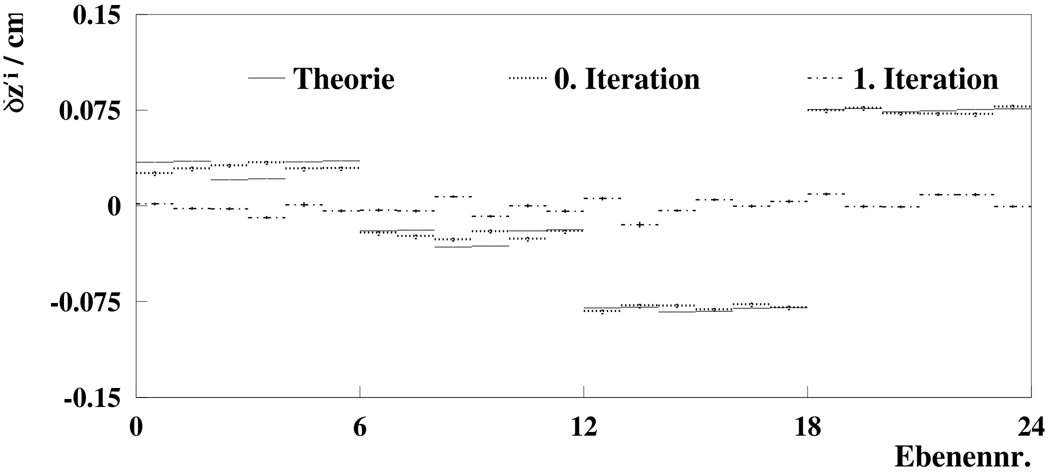

Abb. 6.13: **MC**: Vergleich zwischen den theoretischen $\delta z_i'$–Werten und den aus simulierten Daten gewonnen z_i'–Korrekturen in nullter und erster Iteration. Die gute Übereinstimmung der gemessenen Werte in der nullten Iteration mit den theoretischen und die verschwindenden z–Korrekturen bei Anwendung der Korrektur in der ersten Iteration bestätigen hier die Theorie für die spurregionsabhängige Wirkung der z–Alignmentfehler und die Funktionstüchtigkeit des Verfahrens. Die eingetragenen Fehlerkreuze beruhen auf den statistischen Fehlern der linearen Regressionen.

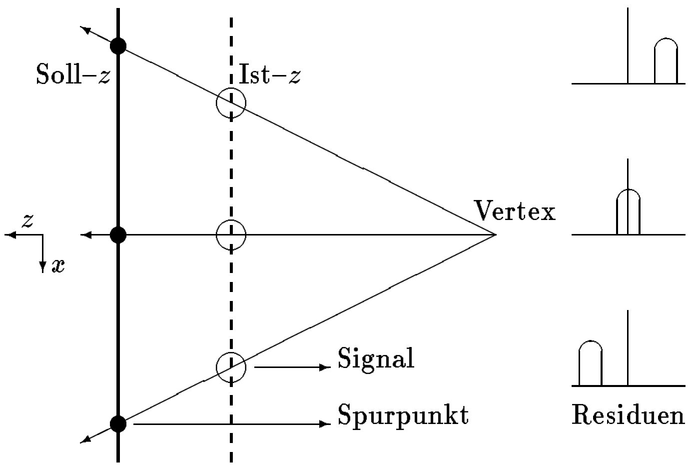

Abb. 6.14: Schematische Darstellung der Wirkung einer z–Versetzung einer Driftebene auf die Erwartungswerte der Residuenverteilungen bei verschiedenen x_{sl}. Die Signale entstehen an der Ist–z–Position der Ebene, während die Durchstoßpunkte der Spuren an der Soll–z–Position bestimmt werden. Das führt zur Differenz von Signal und Spurpunkt. Die Erwartungswerte der Residuenverteilungen fallen von negativen zu positiven Spuranstiegen x_{sl} linear ab.

6.5 Verdrehungen der Module und Ebenen um die z–Achse

Da die Aufpunkte der Verkippungen der Module bzw. Ebenen nicht bekannt sind und bei Korrekturen willkürlich gewählt werden, entstehen Korrelationen zu den Translationskorrekturen, so wie die Rotation eines Vektors um einen Aufpunkt sich durch die Rotation des Vektors an sich und einer anschließenden Verschiebung ausdrücken läßt. In der Praxis werden daher im Anschluß an die Rotationskorrekturen die nun zu den Drehungen korrelierten Translationenskorrekturen durchgeführt.

Für die Verschiebung der Erwartungswerte der Residuenverteilungen gilt nach Gleichung 6.28 in Komponentenschreibweise:

$$E_{R_i} = \delta g'_{i\mu}(\delta\alpha'_{z_i})p_\mu + \delta w_i^{1\prime}(\delta\alpha'_{z_i}, \vec{A}_i). \tag{6.48}$$

Die modulweisen Aufpunkte werden durch $\vec{A}_i = (A_{xi}, A_{y_i}, A_{zi})$ beschrieben. Der interne Verkippungswinkel erhält die Bezeichnung $\delta\alpha'_{zi}$, wobei gilt: $\delta\alpha'_{zi} = \delta\beta'_i$, da sich bei Verdrehung der Module und Ebenen um die z–Achse die Stereowinkel im selben Maße ändern. Es ist daher zweckmäßig, direkt die Stereowinkel additiv durch die $\delta\beta'_i$ zu korrigieren, da sie, wie die z– und w^1–Positionen der Driftebenen, fester Bestandteil der HERMES–Datenbank sind.

Das Verfahren der β'_i–Korrektur beruht ebenfalls auf der Analyse des spurabhängigen Terms in Gleichung 6.48. Es gilt für die $\delta g'_{i\mu}$:

$$\delta g'_{i1} = \frac{\partial(\cos\beta_i)}{\partial\beta_i}\delta\beta'_i = -\sin(\beta_i)\delta\beta'_i, \qquad \delta g'_{i2} = \frac{\partial(\sin\beta_i)}{\partial\beta_i}\delta\beta'_i = \cos(\beta_i)\delta\beta'_i,$$

$$\delta g'_{i3} = \frac{\partial(z_i\cos\beta_i)}{\partial\beta_i}\delta\beta'_i = -z_i\sin(\beta_i)\delta\beta'_i, \qquad \delta g'_{i4} = \frac{\partial(z_i\sin\beta_i)}{\partial z_i}\beta'_i = z_i\cos(\beta_i)\delta\beta'_i.$$

Gleichung 6.48 nimmt damit die Gestalt an:

$$E_{R_i} = -\sin(\beta_i)\delta\beta'_i x_0 + \cos(\beta_i)\delta\beta'_i y_0 - z_i\sin(\beta_i)\delta\beta'_i x_{sl} + z_i\cos(\beta_i)\delta\beta'_i y_{sl} + \delta w_i^{1\prime}. \tag{6.49}$$

Man hat es jetzt mit einer Abhängigkeit von allen Spurparametern zu tun. Bei der Herleitung wird von ausgeschaltetem Magnetfeld und von einem punktförmigen Vertex $\vec{r}_V = (x_V = 0, y_V = 0, z_V = -275\,cm)$ ausgegangen. Die Spezifizierungen bei vorhandenem Magnetfeld und die Folgen einer ausgedehnten Vertexregion werden im Unterkap. 7.1 diskutiert. Die hinteren Spursegmente und die Kammerpositionen beziehen sich auf das Magnetzentrum $z_M = 0$. Man kann daher x_0 und y_0 durch die Anstiege ausdrücken:

$$x_0 = -x_{sl}z_V, \qquad y_0 = -y_{sl}z_V.$$

Diese Nutzung des Vertex dient nur der Reduzierung der Anzahl der freien Parameter im Verfahren und ist eine Näherung, die im folgenden noch häufiger benutzt wird. Der dadurch entstehende Fehler ist im Vergleich zu den Breiten der verwendeten Bins vernachlässigbar klein. Gleichung (6.49) geht nun über in:

$$E_{R_i} = (z_i - z_V)\cos(\beta_i)\delta\beta'_i \cdot y_{sl} - (z_i - z_V)\sin(\beta_i)\delta\beta'_i \cdot x_{sl} + \delta w_i^{1\prime}. \tag{6.50}$$

Es erweist sich als günstiger, die Geradengleichung bezüglich des y_{sl}–Terms wegen des Kosinus' des Stereowinkels zu nutzen. Man würde sonst für die x–Ebenen keine Werte erhalten. Das ist aber um so mehr nötig, als jede Ebene individuelle Verdrehungen um die z–Achse aufweisen kann. Für die Konstanthaltung des Anstieges in x wählt man zweckmäßigerweise das x_{sl}-Bin mit der höchsten Statistik. Falls kein Magnetfeld vorhanden ist, wie in der Simulation, entspricht das dem Bin $x_{sl} \approx 0$. Wenn die Anzahl der Spuren in diesem Gebiet noch zu klein ist, kann man die Bedingung auch etwas aufweichen und die angrenzenden x_{sl}–Bins hinzunehmen. Es werden analog zur z'–Korrektur die Residuenverteilungen $\{R_i(y_{sl})\}$ aufgenommen und ihre Erwartungswerte $E_{R_i}(y_{sl})$ bestimmt. Die internen Stereowinkelfehler ergeben sich hier aus dem Anstieg $m(y_{sl})$ der angepaßten Geraden (s. Abb. 6.15 u. Abb. 6.16) zu:

$$\delta\beta_i' = \frac{m(y_{sl})}{(z_i - z_V)\cos\beta_i}. \tag{6.51}$$

Diese Formel ist ebenfalls nur bei isolierten β_i–Fehlern gültig. Bei gleichzeitig auftretenden z_i–Fehlern muß, wie schon im Unterkap. 6.4 erwähnt, ein Gleichungssystem gelöst werden.

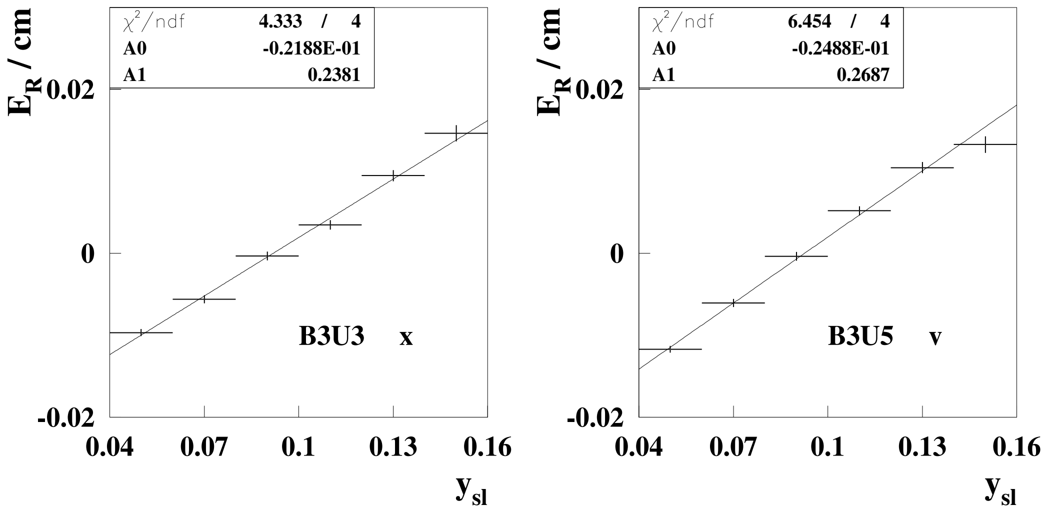

Abb. 6.15: **MC**: Demonstration des Verfahrens der β_i'–Korrektur an einer x– und einer v–Driftebene. Aus dem Anstieg der angepaßten Geraden läßt sich der internen Stereowinkelfehler der Ebene $\delta\beta_i'$ ermitteln.

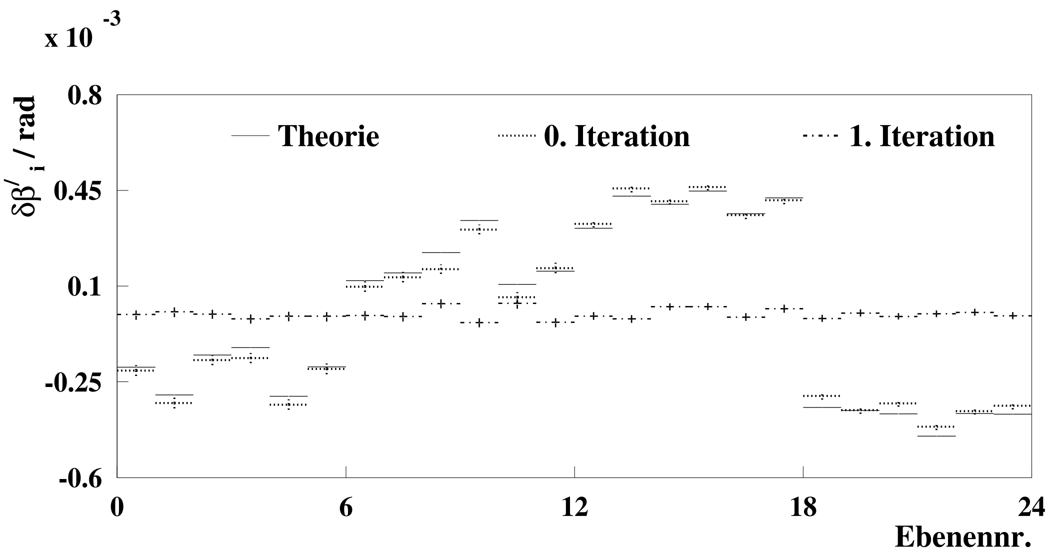

Abb. 6.16: **MC**: Vergleich zwischen den theoretischen $\delta\beta_i'$-Werten und den aus simulierten Daten ermittelten β_i'–Korrekturen in nullter und erster Iteration.

6.6 Verdrehungen der Module um die y–Achse

Da die bisher betrachteten geometrischen Größen feste Bestandteile der HERMES–Geometrie sind, brauchen ihre Korrekturen nur zu Beginn der Analyse von Datensätzen initialisiert zu werden. Bei Verdrehungen um die y– und x–Achse ändern sich aber die z–Positionen *innerhalb* einer Ebene. Die Anwendung der Korrektur muß daher Spur für Spur während der Rekonstruktion erfolgen. Das bewirkt eine Verlängerung der Programmlaufzeiten. Aufwand und Nutzen sollten daher abgewogen werden, bevor man diese Korrekturen durchführt, zumal gezeigt wurde, daß sich bei reiner Anwendung der internen Werte der systematische Spurfehler nicht ändert.

Es wird bei der Herleitung des Verfahrens wieder von Gl. (6.28) ausgegangen:

$$E_{R_i} = \delta g'_{i\mu}(\delta\alpha'_{y_i}, \vec{A}_i)p_\mu + \delta w_i^{1\prime}(\delta\alpha'_{y_i}, \vec{A}_i). \tag{6.52}$$

Die Stereowinkel werden bei infinitesimalen Drehungen um eine in der x, y–Ebene liegende Achse nicht beeinflußt. Für die internen Geometriematrixfehler gilt dann:

$$\delta g'_{i\mu} = \frac{\partial g'_{i\mu}}{\partial z_i}\frac{\partial z_i}{\partial \alpha_{y_i}}\delta\alpha'_{y_i}. \tag{6.53}$$

Bezeichnet man mit x_i eine x–Koordinate der Ebene i und mit A_{xi} die x–Koordinate eines in Ebenennähe liegenden Rotationsaufpunktes, so gilt für kleine Winkel näherungsweise:

$$\Delta z_i = (x_i - A_{xi})\alpha_{y_i}. \tag{6.54}$$

Damit folgt:

$$\begin{array}{ll} \delta g'_{i1} = 0, & \delta g'_{i2} = 0, \\ \delta g'_{i3} = \cos(\beta_i)(x_i - A_{xi})\delta\alpha'_{y_i}, & \delta g'_{i4} = \sin(\beta_i)(x_i - A_{xi})\delta\alpha'_{y_i}. \end{array} \tag{6.55}$$

Für die Erwartungwerte der Residuenverteilungen folgt damit:

$$E_{R_i}(p_\mu) = \cos(\beta_i)(x_i - A_{xi})\delta\alpha'_{y_i}x_{sl} + \sin(\beta_i)(x_i - A_{xi})\delta\alpha'_{y_i}y_{sl} + \delta w_i^{1\prime}(\delta\alpha'_{y_i}, A_{zi}). \tag{6.56}$$

Man identifiziert jetzt die x_i mit Spurdurchstoßpunkten und drückt sie durch die Spurparameter aus. Für den Parameter x_0 wird die im vorigen Unterkapitel gezeigte Ersetzung durch den x–Anstieg genutzt:

$$x_i = x_{sl}\,(z_i + \Delta z_i) + x_0 \approx (z_i - z_V)\,x_{sl}.$$

Der Term $\Delta z_i\, x_{sl}$ wurde wegen des kleinen quadratischen Ausdrucks $\Delta z_i \delta\alpha'_{y_i}$, der in Gl. (6.57) bei Einsetzung von x_i auftreten würde, vernachlässigt:

$$\begin{aligned} E_{R_i}(x_{sl}) \;=\; & \cos(\beta_i)(z_i - z_V)\delta\alpha'_{y_i}\, x_{sl}^2 - \cos(\beta_i)A_{xi}\delta\alpha'_{y_i}\, x_{sl} \\ & + \sin(\beta_i)(z_i - z_V)\delta\alpha'_{y_i}\, x_{sl}\, y_{sl} - \sin(\beta_i)A_{xi}\delta\alpha'_{y_i}\, y_{sl} \\ & + \delta w_i^{\prime 1}(\delta\alpha'_{y_i}, A_{zi}). \end{aligned} \tag{6.57}$$

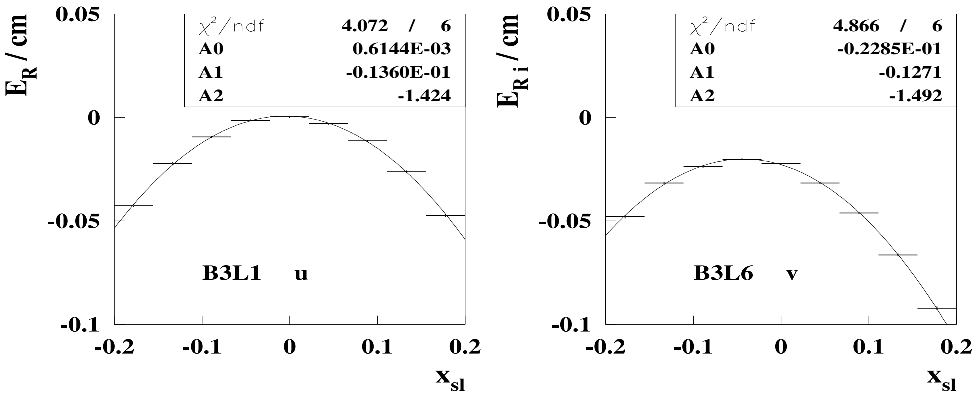

Abb. 6.17: **MC**: Beispiel für die Ermittlung der $\delta\alpha'_{y_i}$ aus den $\{x_{sl}, E_{R_i}(x_{sl})\}$–Paaren der Ebenen B3L1 und B3L6 durch Anpassung einer Parabel. Es wird der Vorfaktor des quadratischen Terms genutzt. Die Verschiebungen der Scheitelpunkte von $\{0,0\}$ sind auf den vom Mittelpunkt des Moduls abweichenden Rotationsaufpunkt zurückzuführen.

Zur Ermittlung der $\delta\alpha'_{y_i}$ wird der Vorfaktor $m(x_{sl}^2)$ des in x_{sl} quadratischen Terms (s. Abb. 6.17 u. Abb. 6.18) verwendet, indem man eine Parabel an die Wertepaare $\{x_{sl}, E_{R_i}(x_{sl})\}$ anpaßt. Es ist dabei y_{sl} konstant zu halten. Der in x_{sl} und y_{sl} lineare Term stellt die zum Aufpunkt korrelierte z–Verschiebung dar. Die Korrekturgleichung lautet dann:

$$\delta\alpha'_{y_i} = \frac{m(x_{sl}^2)}{\cos(\beta_i)(z_i - z_V)}. \tag{6.58}$$

Es ist bei Anwendung der α'_y–Korrektur *nicht* nötig, die Spur im iterativen Sinne zweimal zu rekonstruieren ("normale Rekonstruktion", Berechnung der neuen lokalen z_i–Positionen mit der Spur und verdrehten Kammern, Einsetzen der neuen lokalen z_i in die Geometriematrix, erneute Rekonstruktion). Da sich die Spurparameter nicht ändern, genügt es völlig, mit den Sollwerten ohne Berücksichtigung der Verdrehung zu rekonstruieren und anschließend nur bei Berechnung der Ebenendurchstoßpunkte der rekonstruierten Spuren die Verdrehung der Kammern zu berücksichtigen. Als Rotationsaufpunkt der Korrektur der Verdrehung eines Moduls um die y–Achse wurde willkürlich der Modulmittelpunkt gewählt [5].

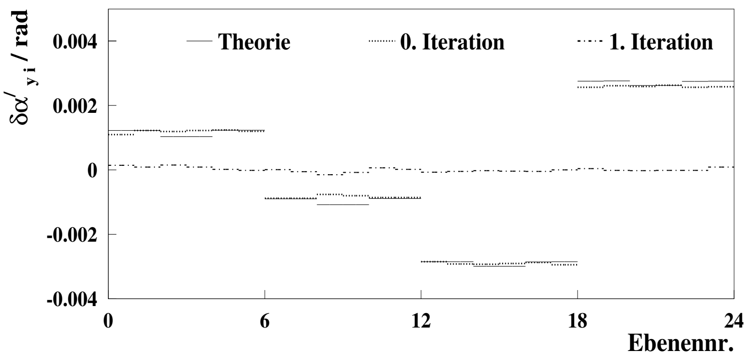

Abb. 6.18: **MC**: Vergleich zwischen den theoretischen $\delta\alpha'_{y_i}$-Werten und den aus simulierten Daten ermittelten $\delta\alpha'_{y_i}$–Korrekturen in nullter und erster Iteration.

[5] Dieser Absatz gilt ebenso für die α'_x–Korrektur

6.7 Verdrehungen der Module um die x–Achse

Zur Verdrehung um die y–Achse analoge Berechnungen ergeben für die Erwartungswerte der Residuenverteilungen bei Verdrehungen um die x–Achse:

$$\begin{aligned} E_{R_i}(y_{sl}) &= \sin(\beta_i)(z_i - z_V)\delta\alpha'_{xi}\, y_{sl}^2 - \sin(\beta_i)A_{y_i}\delta\alpha'_{xi}\, y_{sl} \\ &\quad + \cos(\beta_i)(z_i - z_V)\delta\alpha'_{xi}\, y_{sl}\, x_{sl} - \cos(\beta_i)A_{y_i}\delta\alpha'_{xi}\, x_{sl} \\ &\quad + \delta w_i'^{1}(\delta\alpha'_{xi}, A_{zi}). \end{aligned} \tag{6.59}$$

Durch Nutzung des in y_{sl} quadratischen Term erhält man hier die folgende Bestimmungsgleichung für den internen Verdrehungen um die x–Achse:

$$\delta\alpha'_{xi} = \frac{m(y_{sl}^2)}{\sin(\beta_i)(z_i - z_V)}. \tag{6.60}$$

Mit dieser Gleichung können für die x–Ebenen keine Korrekturwerte gewonnen werden. Da innerhalb einer Kammer die internen Fehler bei modulweiser Ursache ungefähr gleich sind, können sie für die x–Ebenen aus der Mittelung der Ergebnisse für die u- und v–Ebenen angenähert werden.

Wie in der Abbildung 6.19 zu sehen ist, handelt es sich bei der Parabelanpassung eher um einen Parabelast, da die y_{sl}–Werte für eine Ebene entweder nur größer oder nur kleiner als Null sind. Das führt häufig zu schlechteren Anpassungen als bei der α'_{y_i}–Korrektur. Zudem stehen weniger y_{sl}-Bins zur Verfügung und damit weniger Freiheitsgrade. Das Intervall in mehr als 6 gleiche Teile zu teilen ist aus statistischen Gründen aber nicht möglich. Aufgrund des störenden Einflusses des Mischterms aus Gl. (6.59) ist die Zulassung einer größeren Anzahl x_{sl}–Bins (drei wurden hier bereits erlaubt) für die Datennahme nicht empfehlenswert. Das führt im allgemeinen zu schlechteren Ergebnissen für diese Korrektur. Es wurden hier für die Korrektur die modulweisen Mittelwerte gebildet, die zwar sehr fehlerbehaftet waren, aber doch hinreichend stabile Werte ergaben (s. Abb. 6.20).

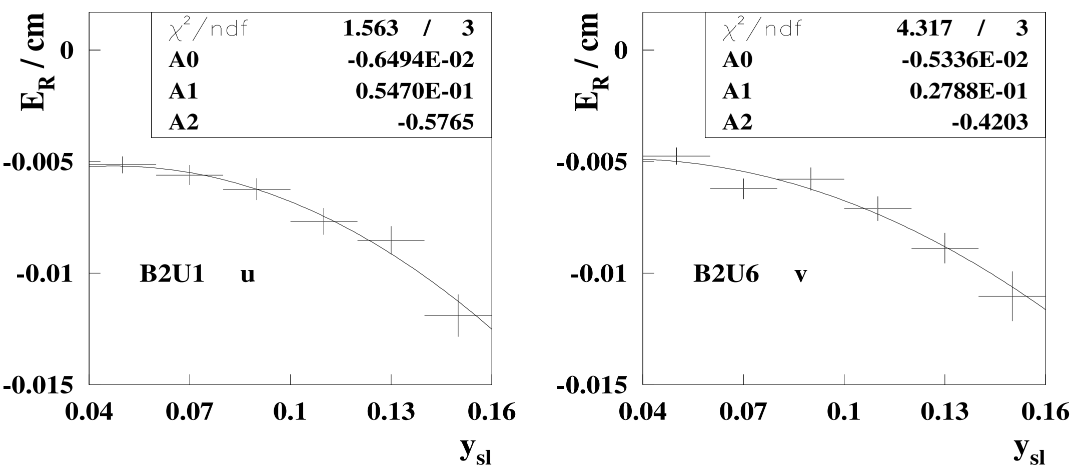

Abb. 6.19: **MC**: Beispiel für die Ermittlung der $\delta\alpha'_{xi}$ aus den $\{y_{sl}, E_{R_i}(y_{sl})\}$–Paaren durch Anpassung einer Parabel. Es wird der Vorfaktor des quadratischen Terms genutzt.

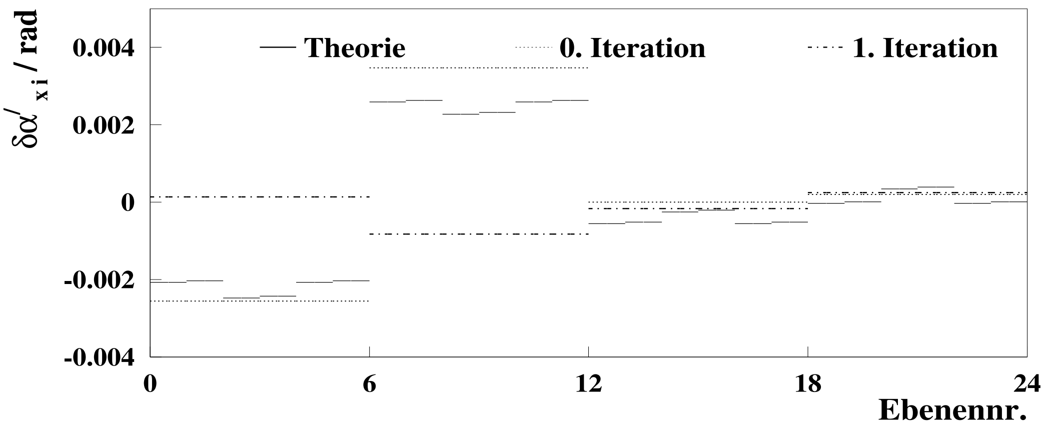

Abb. 6.20: **MC**: Modulweise Mittelwerte der $\delta\alpha'_{xi}$ in der ersten und zweiten Iteration. Man sieht, daß hier eine erste Iteration sinnvoll ist, denn bei Addition der Ergebnisse der ersten zu den Resultaten der nullten Iterationen wird eine bessere Übereinstimmung mit den theoretische Werten erreicht. Das Mittelungsverfahren ist prinzipiell arbeitsfähig, aber aufgrund der großen Fehler nicht sehr sensitiv.

7 Alignmentuntersuchung in einer realen Situation

Im vergangenen Kapitel wurden mit Hilfe simulierter Daten die Wirkungen einer bestimmten Menge von Alignmentfehlern erläutert und Korrekturverfahren entwickelt. Ihre Arbeitsfähigkeit bei *isolierten* Alignmentfehlern konnte durch die zweite Iteration, die stets mit Null verträglich war, gezeigt werden. In einer realen Situation hingegen wirken alle Alignmentfehler *gemeinsam*, was ihre Separation erheblich erschweren kann. Die einzelnen Korrekturen müssen daher teilweise modifiziert und zu einem Gesamtverfahren verbunden werden, das den Anforderungen überlagerter Alignmentfehler gerecht wird. Es wird als Kriterium der Funktionstüchtigkeit wie bei den t_0–Korrekturen gefordert, daß sich bei höheren Iterationen ein Gleichgewicht einstellt. Der Erfolg der Gesamtkorrektur läßt sich an der Verbesserung der Residuals und der χ^2–Verteilung der Spuren messen.

7.1 Einfluß des Magnetfeldes auf die Alignmentkorrekturen

Wie bereits erwähnt, wird in den Monte–Carlo–Daten *nicht* der Einfluß des Magnetfeldes und die reale Ausdehnung des Vertex berücksichtigt. In den Verfahren wurde aber eine Beziehung zwischen den Spurparametern genutzt, die so nur *ohne* Magnetfeld und bei Punktförmigkeit des Vertexes gültig ist, wobei nochmal auf die Ausführungen in Unterkapitel 6.4 zur Einbeziehung des Vertex in *diesem* Zusammenhang hingewiesen sei:

$$x_0 = -x_{sl}\, z_V, \quad y_0 = -y_{sl}\, z_V.$$

Auf die y–Parameter der Spur wirkt das Magnetfeld nicht, da es in guter Näherung nur eine y–Komponente hat. Die Ausdehnung der Speicherzelle des Gastargets lateral zum Strahl spielt keine Rolle. Die reale Ausdehnung der Vertexregion in diesen Richtungen wird durch die Schwankungen der Positronenpakete im Speicherring um den Sollradius und der Sollhöhe bestimmt, die ca. 1-2 mm betragen. Diese Abweichungen sind aber im Verhältnis zum Abstand des Vertex zu den Driftkammern vernachlässigbar. Selbst die Vertexausdehnung von $\Delta z_V = 40$ cm liefert aus diesem Grund keinen großen Beitrag. Sie geht nach den Gleichungen (6.51), (6.58), (6.60) bei den Fehlern der Winkelkorrekturen ein:

$$\frac{\Delta\delta\beta_i'(\Delta z_V)}{\delta\beta_i'} = \frac{\Delta\delta\alpha_{xi}'(\Delta z_V)}{\delta\alpha_{xi}'} = \frac{\Delta\delta\alpha_{y_i}'(\Delta z_V)}{\delta\alpha_{y_i}'} \leq \frac{\Delta z_V}{z_i - z_V} \approx 0.08. \tag{7.1}$$

Es wird gezeigt, unter welchen Umständen die Gesamtkorrektur auf Spuren bei eingeschaltetem Magnetfeld erweitert werden kann. Es wurden nur hintere Teilspuren genutzt, das heißt, daß keine Informationen vorliegen, ob es sich um Teile vollständiger Spuren handelt. Auch die Ablenkung im Magnetfeld ist nicht bekannt. Der Ablenkungswinkel δ_M der Spur im Magnetfeld wird deshalb über die Beziehung

$$\delta_M = \arctan(x_{sl}) - \arctan\left(\frac{x_0}{z_M - z_V}\right) \tag{7.2}$$

abgeschätzt. Es werden nur Spuren kleiner Ablenkungswinkel in einem Intervall $\{\delta_M - \Delta\delta_M, \delta_M + \Delta\delta_M\}$ sowie die Beziehung zwischen den y–Parametern in einer kleinen Umgebung $\Delta(y_{sl})$ verwendet:

$$y_{sl} = \frac{y_0}{z_M - z_V} \pm \Delta(y_{sl}). \tag{7.3}$$

Das entspricht Teilchen mit hohen Impulsen und gleicher Ladung. Gleiche Ladung führt zu gleichen Ablenkungsrichtungen im Magneten und hohe Impulse zu einem geringen Unterschied der x–Anstiege der Teilchenspur vor und hinter dem Magneten. Teilspuren, für die nach diesen Einschränkungen keine Gesamtspur existiert, können verwendet werden, da sie zufällig im geeigneten Bereich liegen.

Die Bedingungen (7.2) und (7.3) führen bei Verlängerung der Spur zur Vertexregion zur einer scheinbaren parallelen Versetzung derselben (s. Abb. 7.1), die in den Formeln der Korrekturen leicht berücksichtigt werden kann. Es ist nur die Bündelung der Spuren in einem kleinen Raumgebiet bei der Gesamtkalibration wichtig, nicht aber, ob es sich dabei um die reale Vertexregion bei $\{0, 0, z_V\}$ oder um die "versetzte" bei $\{x_V, 0, z_V\}$ handelt. Die Korrekturen können dann so verwendet werden, als läge kein Magnetfeld vor.

Es wird nun der Betrag des scheinbaren Parallelversatzes des Vertex und seine Genauigkeit abgeschätzt. Bei der Fehlerabschätzung des Parallelversatzes wird nicht die Auflösung der Vertexregion einbezogen, die durch die Auflösung der hinteren Driftkammern bedingt ist. Sie beträgt ca. 300 μm, wenn von einer Kammerauflösung von σ_0=200 μm ausgegangen wird (Diese Zahl ergibt sich aus der Varianz der Spurparameter nach Gl. (3.19) und muß am Ende hinzugefügt werden).

Bezeichnet man mit ψ_0 den Winkel $\arctan(x_0/(z_M - z_V))$ der Spur vor dem Magneten, so läßt sich der bekannte Anstieg x_{sl} hinter dem Magnetfeld angeben als:

$$x_{sl} = \tan(\psi_0 + \delta_M). \tag{7.4}$$

Man entwickelt x_{sl} in eine Reihe um ψ_0

$$x_{sl} \approx \tan(\psi_0) + \frac{1}{\cos^2(\psi_0)}\delta_M. \tag{7.5}$$

Da im HERMES–Experiment die Streuwinkel der vorderen Teilspur in x–Richtung innerhalb des Bereiches von $|\psi_0| < 0.2$ rad liegen, kann man $1/\cos^2(\psi_0)$ mit ausreichender Genauigkeit auch als Reihe angeben, die nach dem quadratischen Glied abgebrochen wird:

$$\frac{1}{\cos^2(\psi_0)} \approx 1 + \psi_0^2. \tag{7.6}$$

Es ergibt sich für den Versatz mit (7.5) und (7.6):

$$\begin{aligned} x_V &= x_{sl}\, z_V + x_0, && (7.7)\\ &= \underbrace{\tan(\psi_0)\, z_V + x_0}_{0} + (1+\psi_0^2)\,\delta_M\, z_V, \\ &= (1+\psi_0^2)\,\delta_M\, z_V. && (7.8)\\ & && (7.9) \end{aligned}$$

Für die Abweichungen von diesem Wert wird eine Größtfehlerabschätzung durchgeführt. Für ψ_0 wird der quadratische Mittelwert $\langle\psi_0\rangle_2 = \sqrt{\langle\psi_0^2\rangle}$ über die Spurverteilung benötigt, die hier durch eine Gaußverteilung angenähert wird. Die anderen Größen ergeben sich aus den betrachteten Intervallen bei der vereinfachenden Annahme von Gleichverteilungen:

$$< \psi_0^2 >= \int_{-\infty}^{\infty} f(\psi_0)\psi_0^2 d\psi_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{\psi_0^2}{0.1^2}\right)\psi_0^2 d\psi_0 = 0.1^2.$$

$$\begin{array}{lll} & \langle\psi_0\rangle_2 = 0.1 \text{ rad} & \Delta\psi_0 = 0.1 \\ \{-2.6 \leq \delta_M \leq -0.6\} & \langle\delta_M\rangle = -1.6 & \Delta\delta_M = 1.0 \\ \{-275.2 \text{ cm} \leq z_V \leq -274.8 \text{ cm}\} & \langle z_V\rangle = 275 \text{ cm} & \Delta z_V = 0.2 \text{ cm}. \end{array} \tag{7.10}$$

Daraus folgt für den Versatz:

$$\langle x_V\rangle = (1 + \langle\psi_0^2\rangle)\,\langle\delta_M\rangle\,\langle z_V\rangle. \tag{7.11}$$

Dann gilt nach den Regeln der Größtfehlerabschätzung:

$$\frac{\Delta x_V}{|\langle x_V\rangle|} = \left|\frac{2\langle\psi_0\rangle_2\Delta\psi_0}{1+\langle\psi_0^2\rangle}\right| + \left|\frac{\Delta z_V}{\langle z_V\rangle}\right| + \left|\frac{\Delta\delta_M}{\langle\delta_M\rangle}\right| + \frac{\Delta x_V(\sigma_0)}{|\langle x_V\rangle|}. \tag{7.12}$$

Mit eingesetzten Zahlenwerten:

$$\begin{array}{lllllllll} x_V = & x_V(\langle\psi_0\rangle, \langle\delta_M\rangle) & \pm & \Delta x_V(\Delta\delta_M) & \pm & \Delta x_V(\Delta\psi_0) & \pm & \Delta x_V(\Delta z_V) & \pm \Delta x_V(\sigma_0), \\ x_V = & 7.7 \text{ cm} & \pm & 4.8 \text{ cm} & \pm & 1.5 \text{ cm} & \pm & 0.6 \text{ cm} & \pm 0.03 \text{ cm}. \end{array}$$

Man sieht, daß der Fehler des x_V–Versatzes des Vertex vor allem durch die zugelassene Ablenkungwinkelintervallbreite $\Delta\delta_M$ dominiert wird, während die Spurverteilung, die 40 cm lange z_V–Ausdehnung und die Auflösung des Vertex kaum eine Rolle spielen. Man kann das zugelassene Intervall für δ_M zwar beliebig schmal wählen, muß dann aber einen immer höheren Verlust an Statistik in Kauf nehmen, wodurch die Regressionsgenauigkeiten am Ende der Korrekturkette stark abnehmen. Bei der hier angegebenen Breite wurden 80 % der Spuren verloren.

Das Magnetfeld kann im Rahmen der oben angeführten Intervalle und Fehler bei kleinen Ablenkungen durch einen um x_V versetzten Vertex ersetzt werden, von dem die Spuren scheinbar *ohne* Ablenkung ausgehen (s. Abb. 7.1). Die Alignmentkorrekturen sind weiterhin anwendbar. Die Ersetzung des Spurparameters x_0 in den Alignmentkorrekturverfahren erfolgt durch:

$$x_0 = x_V - x_{sl}\, z_V. \tag{7.13}$$

Das Ergebnis stellt nur eine Prinzipbetrachtung dar, die lediglich zeigen sollte, daß die angegebenen Verfahren mit Sicherheit funktionieren, falls die Ablenkungsintervallbreite $\Delta\delta_M$ klein genug wird. Wie stark jedoch die Schwankungen von x_V bei zugelassenem $\Delta\delta_M$ die Endergebnisse beeinflussen und wie schmal demzufolge das Intervall sein muß, hängt von der Geometrie des Systems ab. Unter Umständen ist der Einfluß so gering, daß auf eine Beschränkung ganz verzichtet werden kann.

Bei der Untersuchung der Daten des HERMES–Experimentes hat sich herausgestellt, daß sich die Ergebnisse der Alignmentkorrekturen für die hinteren Driftkammern mit und ohne

Beschränkung der Ablenkungen im Magnetfeld im Rahmen der Meßgenauigkeit *nicht* unterschieden. Es muß aber gesagt werden, daß die Meßgenauigkeit bei Anwendung der Ablenkungsbegrenzungen aufgrund niedriger Statistik stark nachließ. Die Ursache für den geringen Einfluß der scheinbaren x_V–Schwankungen begründet sich ebenfalls in dem großen Abstand der Driftkammern von der Vertexregion und der großen x–Akzeptanz. Der durch die Ignoranz des Magnetfeldes entstehende x–Anstiegsfehler beträgt ca. $\Delta x_{sl} \approx x_V/(z_i - z_V) \approx 0.02$, während die für die Alignmentkorrektur genutzten neun x_{sl}–Bins bei der gegebenen Akzeptanz selbst eine Breite von ca. 0.06 aufweisen. Für die im Unterkapitel 7.3 dargelegten Ergebnisse wurde daher der volle Datensatz *ohne* obige Begrenzungen zugelassen.

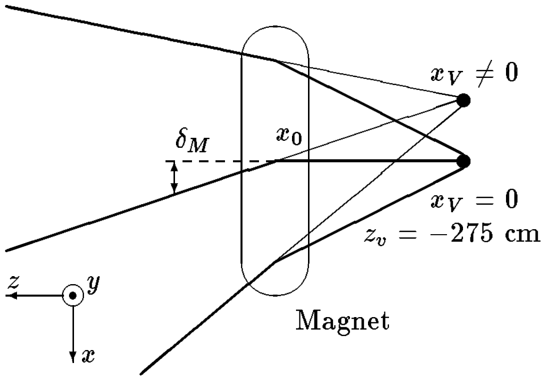

Abb. 7.1: Schematische Darstellung des scheinbaren x–Versatzes des Vertexes, wenn nur kleine Ablenkungswinkel bzw. hohe Impulse mit einer schmalen Breite zugelassen werden. In den Korrekturen kann mit dem neuen "Vertex" wieder gerechnet werden, als wäre kein Magnet vorhanden.

7.2 Herleitung der Gesamtkorrektur

An dieser Stelle sind zunächst einige Betrachtungen über die korrektive Behandlung der Rotationen angebracht. Es stellt sich die Frage, ob die Korrekturverfahren isolierter Winkelfehler bei ihrer Überlagerung im Sinne eines vektoriellen Drehwinkels prinzipiell funktionieren. Im Falle "großer" Verdrehungen der Module bzw. Ebenen wären unabhängige Korrekturen aufgrund der allgemeinen Nichtvertauschbarkeit von Rotationen wenig sinnvoll. Ihre Werte würden davon abhängen, in welcher Reihenfolge die Winkel korrigiert worden sind. Bei der *linearen* Näherung "kleiner" Verdrehungen ist dies möglich, da hier die einzelnen Komponenten des internen Drehwinkels[6] $\delta\vec{\alpha}'$ eben linear in die Koordinatentransformationen eingehen. Wenn man mit $\vec{x}$ einen Ebenenpunkt und mit $\vec{A}$ den zugehörigen unbekannten Rotationsaufpunkt bezeichnet, läßt sich die zum internen Drehwinkel $\delta\vec{\alpha}$ entsprechende Drehmatrix in dieser Näherung angeben als:

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} 1 & \delta\alpha'_z & -\delta\alpha'_y \\ -\delta\alpha'_z & 1 & \delta\alpha'_x \\ \delta\alpha'_y & -\delta\alpha'_x & 1 \end{pmatrix}.$$

Für die neuen internen Ebenenkoordinaten einer Ebene gilt in der alten Basis:

$$x'_i = x_i - \epsilon_{ijk}\delta\alpha'_j(x_k - A_k) \;\; i,j,k = 1,2,3 = x,y,z.$$

[6] Es wird sich gleich auf die internen Fehler und nicht erst auf die externen bezogen.

Wenn man mit $\vec{A}_i^{\mathrm{rot}}$ (i Ebenenindex) den willkürlich gewählten Aufpunkt bei der Anwendung der Rotationskorrekturen bezeichnet, ergeben sich die korrelierten Translationen zu:

$$\begin{aligned}
\delta w_i'^{1\,\mathrm{rot}} &= \cos(\beta_i)\delta x_i'^{1\,\mathrm{rot}} + \sin(\beta_i)\delta y_i'^{1\,\mathrm{rot}},\\
\delta x_i'^{1\,\mathrm{rot}} &= \delta\alpha'_{zi}(A_{y_i}^{\mathrm{rot}} - A_{y_i}) - \delta\alpha'_{y_i}(A_{z_i}^{\mathrm{rot}} - A_{zi}),\\
\delta y_i'^{1\,\mathrm{rot}} &= \delta\alpha'_{xi}(A_{z_i}^{\mathrm{rot}} - A_{zi}) - \delta\alpha'_{zi}(A_{x_i}^{\mathrm{rot}} - A_{xi}),\\
\delta z_i'^{\,\mathrm{rot}} &= \delta\alpha'_{y_i}(A_{x_i}^{\mathrm{rot}} - A_{xi}) - \delta\alpha'_{xi}(A_{y_i}^{\mathrm{rot}} - A_{y_i}).
\end{aligned} \tag{7.14}$$

Bei der Überlagerung der Alignmentfehler müssen alle Einzelbeiträge addiert werden. Die Parameter y_0 und x_0 werden wieder durch die Anstiege der Spuren ersetzt:

$$\begin{array}{lll}
x_i{=}z_i\,x_{sl} + x_0, & x_0{=}x_V - z_V\,x_{sl}, & x_V = 0 \text{ falls } B_y = 0,\\
y_i{=}z_i\,y_{sl} + y_0, & y_0{=}-z_V\,y_0, & x_V \neq 0 \text{ falls } B_y \neq 0,
\end{array} \tag{7.15}$$

wobei das Magnetfeld, falls es von Null verschieden ist, nur eine B_y–Komponente haben soll. Für die Korrekturen werden die Abhängigkeiten der E_{Ri} von den Anstiegen x_{sl}, y_{sl} benötigt. Es ist daher günstig, die E_{R_i} vollständig in diesen Abhängigkeiten getrennt aufzuschreiben, um die Verfahrensreihenfolge festzulegen. Dazu werden Gl. (7.14) und (7.15) in (6.28) eingesetzt:

$$\begin{aligned}
E_{R_i}(x_{sl}):&\quad y_{sl} = \text{const} = \tilde{y}_{sl},\\
E_{R_i}(x_{sl}) &= \cos(\beta_i)(z_i - z_V)\delta\alpha'_{y_i}\,x_{sl}^2\\
&\quad + \cos(\beta_i)\Big(\,\delta z'_{0i} + (x_V - A_{xi})\delta\alpha'_{y_i} + \big((z_i - z_V)\tilde{y}_{sl} - A_{y_i})\big)\delta\alpha'_{xi}\,\Big)x_{sl}\\
&\quad + \sin(\beta_i)\Big(\,(z_i - z_V)\delta\alpha'_{y_i}\tilde{y}_{sl} - (z_i - z_V)\delta\alpha'_{zi}\,\Big)x_{sl}\\
&\quad +(-1)\sin(\beta_i)x_V\delta\alpha'_{zi} + c(\tilde{y}_{sl}) + \delta w_i'^{1}(\delta\vec{\alpha}'_i \times \vec{A}_i, \delta x_{0i}, \delta y_{0i}).
\end{aligned} \tag{7.16}$$

$$\begin{aligned}
E_{R_i}(y_{sl}):&\quad x_{sl} = \text{const} = \tilde{x}_{sl},\\
E_{R_i}(y_{sl}) &= \sin(\beta_i)(z_i - z_V)\delta\alpha'_{xi}\,y_{sl}^2\\
&\quad + \sin(\beta_i)\Big(\,\delta z'_{0i} + \big((z_i - z_V)\tilde{x}_{sl} + (x_V - A_{xi})\big)\delta\alpha'_{y_i} - A_{y_i}\delta\alpha'_{xi}\,\Big)y_{sl}\\
&\quad + \cos(\beta_i)\Big(\,(z_i - z_V)\delta\alpha'_{zi} + (z_i - z_V)\delta\alpha'_{xi}\,\Big)y_{sl}\\
&\quad +(-1)\sin(\beta_i)x_V\delta\alpha'_{zi} + c(\tilde{x}_{sl}) + \delta w_i'^{1}(\delta\vec{\alpha}'_i \times \vec{A}_i, \delta x_{0i}, \delta y_{0i}).
\end{aligned} \tag{7.17}$$

Die Größen $\delta x'_{0i}$, $\delta y'_{0i}$, $\delta z'_{0i}$ bezeichnen die "reinen" Translationen. Die Konstante $c(\tilde{y}_{sl})$ in Gl. (7.16) stellt alle nur von $\tilde{y}_{sl}$ abhängigen Beiträge dar. Man erhält sie mittels Gl. (7.17) aus allen *nur* von y_{sl} abhängigen Termen, indem y_{sl} durch $\tilde{y}_{sl}$ ersetzt wird. Für $c(\tilde{x}_{sl})$ in (7.17) verhält es sich analog. In der Praxis variieren die $\tilde{x}_{sl}$ und $\tilde{y}_{sl}$ Werte innerhalb vorgegebener Intervalle. Die Werte von $\tilde{x}_{sl}$ und $\tilde{y}_{sl}$ im Bereich größter Statistik sind:

$$\tilde{y}_{sl} \approx 0.04, \quad \tilde{x}_{sl} \approx 0.02 \text{ falls Magnet an}, \quad \tilde{x}_{sl} \approx 0.00 \text{ falls Magnet aus.}$$

Im vollständigen Verfahren enthalten die $\delta w_i'^1$ die Konstanten. Es sollen nun aus den Gl. (7.16) und (7.17) die Verdrehungen $\delta\alpha'_{xi}$, $\delta\alpha'_{y_i}$, $\delta\alpha'_{zi} = \delta\beta'_i$ und Verschiebungen $\delta z'_i$, $\delta w_i'^1$ extrahiert werden. Das geschieht durch die Einzelverfahren in mehreren Etappen, wobei eine gewonnene Korrektur eingesetzt wird, um die nächste zu erhalten.

{1} Mit den Verfahren aus Kapiteln (6.6) und (6.7) werden die $\delta\alpha'_{y_i}$ und $\delta\alpha'_{xi}$ berechnet. Ein Vergleich der ersten Terme in den Gl. (7.16) und (7.17) zeigt, daß die Einzelverfahren normal angewendet werden können, da es keine weiteren quadratischen Terme in (7.16) und (7.17) gibt. Da sie sich andererseits in den linearen Gliedern mit anderen Alignmentfehlern überlagen, ist es notwendig, mit ihnen im Rahmen einer vollständigen Korrektur zu beginnen. Die $\delta\alpha'_{y_i}$- und $\delta\alpha'_{xi}$–Korrekturen werden gleichzeitig bestimmt, was der Zeitersparnis dient.

{2} Es werden die $\delta\alpha'_{y_i}$- und $\delta\alpha'_{xi}$–Korrekturen eingesetzt. Die Verkippungsfehler um diese Achsen werden damit Null und die quadratischen Abhängigkeiten der E_{R_i} entfallen. Nach Gl. (7.14) entstehen aber neue Translationsfehler. Die Gl. (7.16) und (7.17) gehen über in die einfachere Form:

$$\begin{aligned} E_{R_i}(x_{sl}) &= +\cos(\beta_i)\,\delta z'_i\,x_{sl} \\ &\quad -\sin(\beta_i)(z_i - z_V)\,\delta\alpha'_{zi}\,x_{sl} \\ &\quad -\sin(\beta_i)x_V\delta\beta'_i + \delta w_i'^1\Big(\delta\vec{\alpha}'_i \times (\vec{A}_i^{\rm rot} - \vec{A}_i), \delta x_{0i}, \delta y_{0i}\Big), \end{aligned} \tag{7.18}$$

$$\begin{aligned} E_{R_i}(y_{sl}) &= \sin(\beta_i)\,\delta z'_i\,y_{sl} \\ &\quad +\cos(\beta_i)\,(z_i - z_V)\,\delta\alpha'_{zi}\,y_{sl} \\ &\quad -\sin(\beta_i)x_V\delta\beta'_i + \delta w_i'^1\Big(\delta\vec{\alpha}'_i \times (\vec{A}_i^{\rm rot} - \vec{A}_i), \delta x_{0i}, \delta y_{0i}\Big), \end{aligned} \tag{7.19}$$

$$\delta z'_i = \delta z'_{0i} + (A_{xi}^{\rm rot} - A_{xi})\delta\alpha'_{y_i} + (A_{yi}^{\rm rot} - A_{y_i})\delta\alpha'_{xi}. \tag{7.20}$$

Die $\delta\beta'_i$ und $\delta z'_i$ *müssen* gleichzeitig bestimmt werden. Wie aus Gl. (7.18) und (7.19) ersichtlich ist, überlagern sich diese beiden Alignmentfehler in den linearen Anstiegsgliedern, aus denen bei den Einzelverfahren die Korrekturwerte extrahiert werden. Die Entkopplung geschieht durch Lösung eines Gleichungssystems in den Anstiegen der Anpassungsgeraden an die Wertepaare $\{x_{sl}, E_{R_i}(x_{sl})\}$ und $\{y_{sl}, E_{R_i}(y_{sl})\}$. Diese werden in den Einzelverfahren wie üblich ermittelt, nur die Auswertungsgleichungen ändern sich zu:

$$\begin{aligned} \delta\beta'_i &= \frac{\cos(\beta_i)m_i(y_{sl}) - \sin(\beta_i)m_i(x_{sl})}{(z_i - z_V)}, && (7.21) \\ \delta z'_i &= \cos(\beta_i)m_i(x_{sl}) + \sin(\beta_i)m_i(y_{sl}). && (7.22) \end{aligned}$$

{3} Wenn jetzt die Korrekturen aus Punkt {1} und {2} eingesetzt werden, sollten nur noch die $w_i^{1\prime}$–Fehler zu korrigieren sein. Durch den Einsatz der β'_i–Korrektur entsteht nach Gl. (7.14) kein neuer Beitrag zu den $\delta z'_i$, wohl aber zu den $\delta w_i'^1$. Die $w_i^{1\prime}$–Korrektur bildet den Abschluß einer vollständigen Gesamtkorrektur:

$$E_{R_i} = -\delta w_i'^1\Big(\delta\vec{\alpha}'_i \times (\vec{A}_i^{\rm rot} - \vec{A}_i), \delta x_{0i}, \delta y_{0i}\Big). \tag{7.23}$$

7.3 Alignmentkorrektur in einer realen Situation

Konvergenz der Gesamtkorrektur

Für Entwicklung und Test der vollständigen Korrektur wurden alle t_0–und Alignmentfehler in den Größenordnungen nach Tab. 6.1 gleichzeitig simuliert. Im Vorfeld dieser Arbeit wurden die Korrekturen isolierter Fehler mit gleichbleibendem Erfolg auf verschiedene Fehlerensemble angewendet. Das hier verwendete stellt eine willkürliche Auswahl dar.

Es stellte sich sowohl bei simulierten als auch bei realen Daten heraus, daß die t_0–Korrektur bei einem untersuchten Datensatz (ca. 250000 Spuren) nur einmal am Anfang in mehreren Iterationen nötig ist. Eine erneute Anwendung der t_0–Korrektur nach vollständiger Alignmentkorrektur brachte keine Veränderung im Rahmen ihrer Genauigkeit von 0.7 ns/2.

Eine Iteration bedeutet eine Gesamtkorrektur. Die neuen Werte wurden einfach zu den bereits bestehenden Alignmentkorrekturen addiert. Nach Anwendung mehrerer Iterationen wird ein Gleichgewicht erwartet. Als Überprüfung der Konvergenz dienen die Mittelwerte und Varianzschätzungen der Differenzen der Korrekturwerte aufeinanderfolgender Iterationen. Die Ergebnisse der *0. Iteration* (erste Anwendung) geben demnach die über alle Ebenen gemittelten Fehler an, die nach den Aussagen aus Kap. 6.1 schon zu Beginn Null sei müssen. Die Varianzen der verschiedenen Alignmentfehler der 0. Iteration dienen als Maß für die *typische Größe* der internen Fehler, die der höheren Iterationen als Maß für die Verfahrensgenauigkeit.

Die Ergebnisse für die verschiedenen internen Alignmentfehlertypen sind in den Abbildungen 7.2 (a) – (e) angeführt. Es handelt sich sowohl um Monte–Carlo als auch um reale Daten. Die Werte bei Iterationsnummer 8 stellen die Mittelwerte und Varianz der Differenz der letzten Iteration (Nr. 7) mit den theoretisch vorausgesagten Werten der Monte–Carlo–Simulation dar. Sie beweisen, daß die Teilkorrekturen im Gesamtverfahren gegen die richtigen Werte konvergiert sind.

In die Abbildungen 7.2 (a) bis (e) gingen nur die Werte der ermittelten Korrekturen $\delta\epsilon_i'^\gamma$, *nicht* jedoch ihre auf Statistik beruhenden individuellen Fehler ein, da *nur* die $\delta\epsilon_i'^\gamma$ in den Korrekturen zur Anwendung gelangen.

Es sei zunächst die Schwankung der MC–Daten der vierten Iteration vernachlässigt. Dann gilt trotzdem in allen Abbildungen 7.2 (a) – (e), daß die Monte–Carlo–Daten größere Varianzen aufweisen als die realen Daten. Diese Aussage muß jedoch relativiert werden. Die Varianzen hängen maßgeblich von den anfänglichen Fehlergrößen ab. In der Monte–Carlo–Simulation waren die meisten Fehler aber sehr viel größer, als dies in der Realität der Fall war. Die mittleren relativen Genauigkeiten (Mittelwert der Varianzen $\bar{s}$ einer höheren Iteration geteilt durch den der 0. Iteration) des Gesamtverfahrens der höheren Iterationen stimmen für Simulation und Daten besser überein:

$$\frac{\bar{s}_7}{\bar{s}_0}_{\mathrm{MC}} = 7.4\ \%, \qquad \frac{\bar{s}_7}{\bar{s}_0}_{\mathrm{RC}} = 6.6\ \% \qquad 7.\ \text{Iteration}.$$

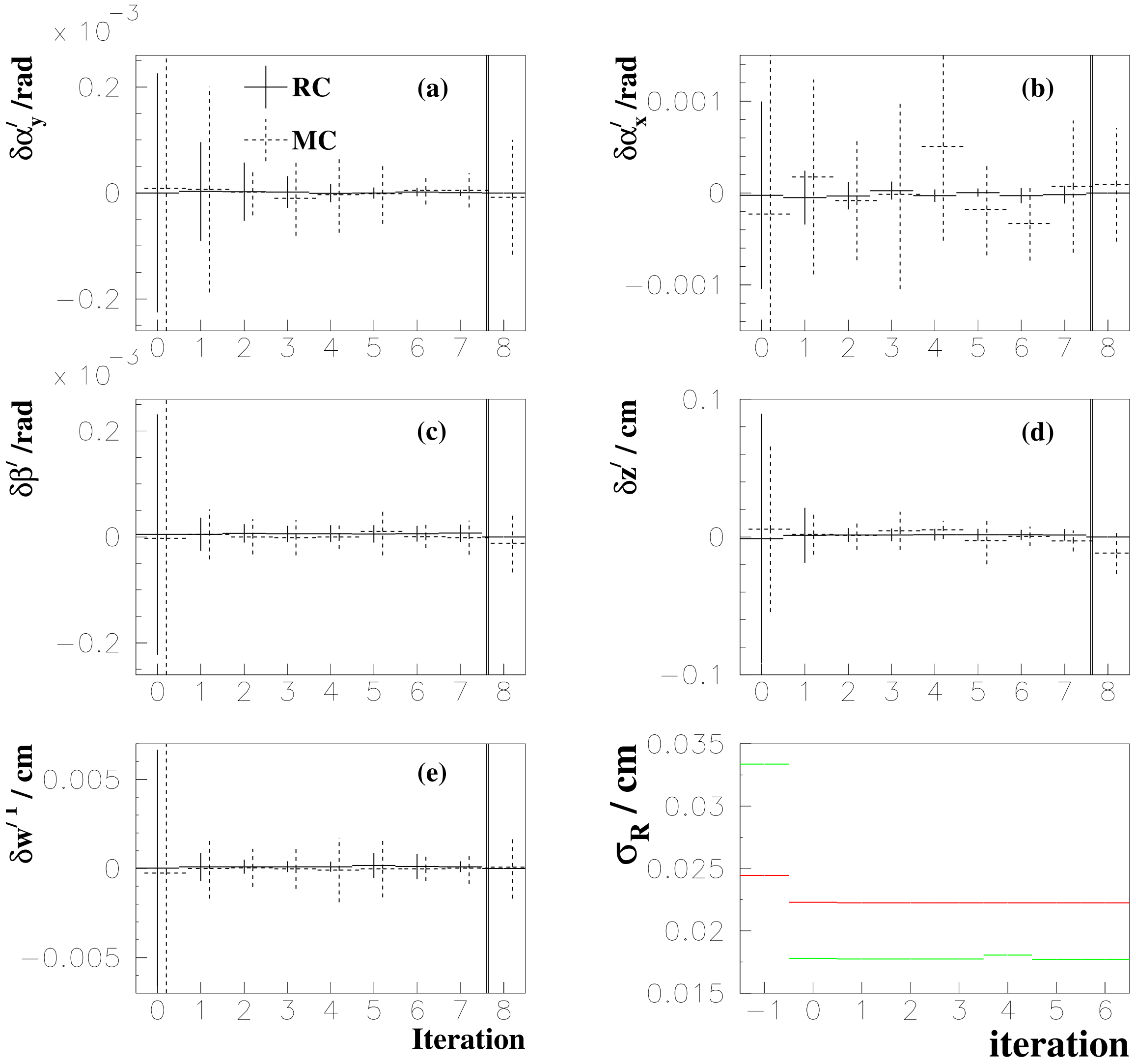

Abb. 7.2: **RC/MC**: Mittelwerte und ihre Varianzen der Differenzen der internen Alignmentfehler aufeinanderfolgender Iterationen der kombinierten (a) α'_{y_i}–, (b) α'_{xi}–, (c) β'_i–, (d) z'_i– und (e) $w_i'^1$–Korrektur. Die Abb. (f) zeigt den Einfluß der Alignment–Iterationen auf das Systemresidual. Die durchgezogenen Linien sind die Ergebnisse für reale Daten, die gestrichelten für simulierte. Die Einträge der achten Iteration sind Mittelwerte und Fehler Differenzen der Alignmentkorrekturen der MC–Daten der siebten Iteration mit den vorhergesagten Werten. Die Mittelwerte sind im Rahmen der angegeben Fehler mit Null verträglich.

Wie festgestellt werden konnte, spielt die Statistik ab einem kritischen Wert, ab dem das Gesamtverfahren funktioniert, nur eine untergeordnete Rolle. So wurden für andere Statistiken in der Monte–Carlo–Simulation dieselben Größenordnungen der Varianzen gefunden. Die kritische Spuranzahl richtet sich nach dem schwächsten Glied in der Verfahrenskette. Im Falle der hier angewendeten vollständigen Korrektur ist sie durch die $\delta\alpha'_{xi}$–Analyse zu ca. 100000 Spuren bestimmt.

Die Bedingung, daß die Mittelwerte der internen Alignmentfehler der 0. Iteration um Null verteilt sind, ist erfüllt. Die Abweichung von Null beträgt für alle Alignmentfehler ungefähr

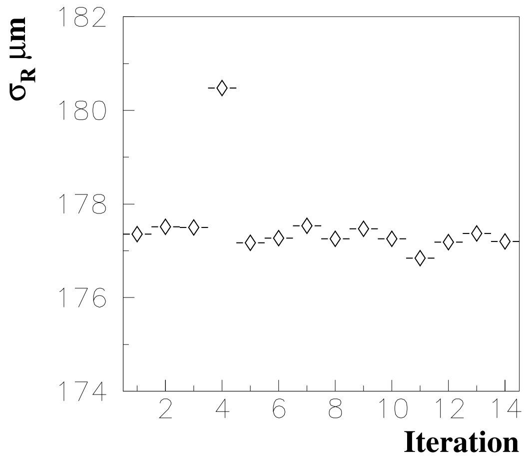

Abb. 7.3: **MC**: Systemresiduals der verschiedenen Iterationen. Der "Ausreißer" der vierten Iteration identifiziert sich klar durch das Anwachsen des Systemresiduals. Ab der ersten Iteration treten, verglichen mit dem Ausgangssystemresidual ($\sigma_R \approx 330\ \mu$m), bei Aussparung des "Ausreißers" nur noch kleine Schwankungen auf niedrigem Grundniveau ($\sigma_R \approx 177\ \mu$m) auf.

2% ihrer typischen Größe. Im Kapitel 6.1 wurde sie nach Abb. 6.6 mit 0.2 % angegeben. Dieser Wert bezog sich aber auf den größten "wahren" Alignmentfehler des charakteristischen Fehlerensembles. Die gemessene typische Größe ist aufgrund der Projektion und quadratischen Mittelung kleiner, so daß das Ergebnis keinen Widerspruch darstellt.

Es konnten vornehmlich in den simulierten Daten, aber auch in abgemindeter Form in den realen Daten, Schwankungen beobachtet werden. Es handelt sich dabei im wesentlichen um "Ausreißer", die zwar von dem Verfahren selbst verursacht, aber in der nächstfolgenden Iteration selbsttätig erkannt und wieder beseitigt werden. Die "Ausreißer" identifizieren sich durch ein Anwachsen des Systemresiduals in der fehlerhaften Iteration (s. Abb. 7.3).

Die genaue Natur der Schwankungen konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr analysiert werden. Es wurde aber bis zu hohen Iterationen kein Aufschaukeln gefunden. Es wird ein Zusammenhang zwischen Frequenz und Amplitude der Schwankungen und den Anfangsalignmentfehlern vermutet, da sie bei den niedrigeren Fehlerstartwerten der realen Daten erheblich kleiner waren. Die Ursache für dieses Verhalten könnte in den linearen Näherungen liegen, auf denen die Alignmentkorrekturen beruhen. Desweiteren wurde auch eine Abhängigkeit von der Statistik festgestellt.

Da die Alignmentkorrektur eine Verringerung des Systemresiduals bewirken muß, ist es zweckmäßig, dieses als Abbruchkriterium zu verwenden. Man wählt ein Alignmentkorrekturensemble aus dem stabilen Bereich und spart die "Ausreißer" aus. Im allgemeinen reicht dazu das Ergebnis der nullten oder ersten Iteration. Die Residualkonvergenz wurde bei der Aussparung (bedingte Konvergenz) für die Monte–Carlo–Daten bis zur 14. Iteration (s Abb. 7.3) und für die HERMES–Daten bis zur 6. Iteration (s. Abb. 7.2 f) überprüft.

Aus Abb. 7.2 (f) ist ersichtlich, daß der Einfluß der gefundenen Alignmentfehler auf die realen Daten relativ klein ist. Durch die Alignmentkorrektur konnte im Systemresidual eine Verbesserung um 19 μm erreicht werden zu dem Wert:

$$\boxed{\sigma_R \approx (222 \pm 1_{\text{stat}} \pm 2_{\text{Verf.}})\ \mu\text{m}.}$$

Der Nutzen der Korrektur ist jedoch *nur scheinbar* gering, denn bis auf den $w_i^{1\prime}$–Fehler waren weder die weiteren hier untersuchten Alignmentfehler noch ihre Einflüsse bekannt. Unter diesem Gesichtspunkt ist der geringe Einfluß auf das Systemresidual ein sehr beruhigendes Ergebnis und von wesentlicher Bedeutung für das in Zukunft bei HERMES anzuwendende Korrekturverfahren. Bei genauerer Aufschlüsselung des Systemresiduals wird aber noch deutlich werden, daß für einzelne Ebenen sehr wohl größere Auswirkungen bestehen können (s. Abb. 7.14).

Im stabilen Bereich der Iterationen wurde eine Übereinstimmung der Verhältnisse der Varianzen der einzelnen Alignmentfehlertypen gefunden, die für eine Abschätzung der Verfahrensgenauigkeiten genutzt wurde. Diese so definierten Verfahrensfehler der Alignmentkorrektur und der anderen bisher betrachteten Eichungen für den untersuchten Datensatz aus dem Jahr 1995 sowie eine verbale Einschätzung der Wirkung der untersuchten Größen auf die Residuenverteilung sind in der Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

Eichung	SDTR	t_0	α'_x	α'_y	β'	z'	w'^1
quadrat. Mittelwert d. Korrektur	110 μm	5.0 ns/2	1.1 mrad	0.23 mrad	0.23 mrad	0.91 mm	84 μm
relativer Fehler	18%	14 %	12 %	4 %	7 %	5%	4%
Verfahrens-Fehler	20 μ m	0.7 ns/2	0.13 mrad	0.01 mrad	0.02 mrad	0.05 mm	3 μm
Wirkung auf Residuen–Verteilungen	stark	sehr stark	schwach	schwach – mittel	mittel	stark	stark

Tab. 7.1: Verfahrensgenauigkeiten aller untersuchten Eichungen für die HERMES–Daten 1995 Der quadratische Mittelwert gibt die gemessene Größenordnung der Korrekturen zum Sollwert an und erlaubt einen Vergleich der Korrekturgenauigkeiten untereinander, der bei anderen Soll– und Ist–Konfigurationen natürlich anders ausfällt.

Ergebnisse der Alignmentkorrekturen bei HERMES

In den Abb. 7.4 bis 7.13 werden nun die Ergebnisse der internen Alignmentkorrekturen der Datensätze 4053–4078 (246000 Spuren) vorgestellt. Die Resultate der vollständigen Alignmentkorrektur entstanden unter Nutzung der zuvor kalibrierten SDTR und der mit ihr durchgeführten t_0–Korrektur.

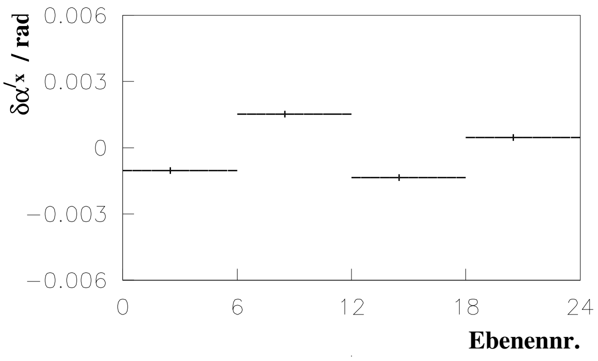

Abb. 7.4: **RC**: Gemessene Verkippungen um die x–Achse $\delta\alpha'_{xi}$ der oberen Ebenen.

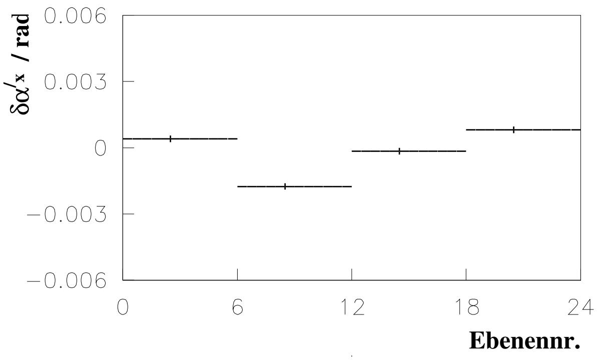

Abb. 7.5: **RC**: Gemessene Verkippungen um die x–Achse $\delta\alpha'_{xi}$ der unteren Ebenen.

Es wurden nach den Abb. 7.4 und 7.5 nur die modulweisen Mittelwerte für Korrekturen verwendet, da sogar beim vollen Datensatz eine zufriedenstellende ebenenweise Ermittlung durch die großen Schwankungen nicht möglich war. Die Mittelwerte selbst waren im Rahmen der Fehler der Tab. 7.1 stabil. Die größten Abweichungen der Modulmittelwerte belaufen sich auf 2 mrad und sind damit kleiner als im Unterkapitel 6.1 angenommen.

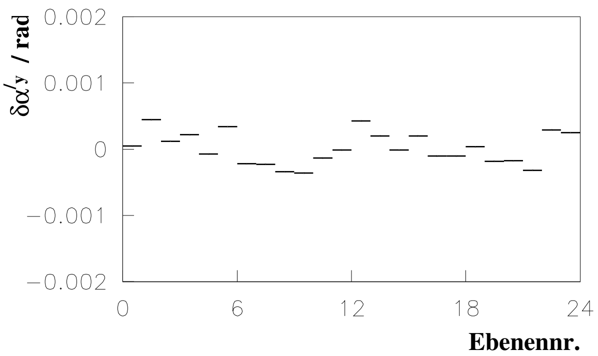

Abb. 7.6: **RC**: Gemessene Verkippungen um die y–Achse $\delta\alpha'_{y_i}$ der oberen Ebenen.

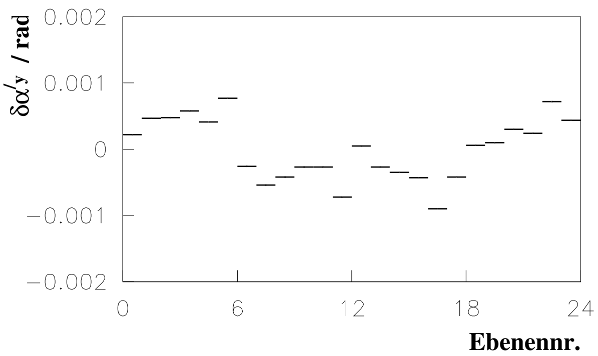

Abb. 7.7: **RC**: Gemessene Verkippungen um die y–Achse $\delta\alpha'_{y_i}$ der unteren Ebenen.

Das obere Ebenensystem weist nach Abb. 7.6 keine gravierenden Verkippungen um die y–Achse auf. Sie schwanken um Null. Die Streuung innerhalb der Module beträgt ca 0.5 mrad. Die Abb. 7.7 zeigt für die unteren Ebenen eine deutlichere Modulstruktur, aber mit ähnlichen Streuungen innerhalb eines Moduls.

Die Differenzen der z'_i–Korrekturen innerhalb der Module betragen ca 0.7 mm (s. Abb. 7.8 und 7.9) Sie lassen sich bei diesen modulweisen Fehlern ebensowenig wie bei den Werten der α'_{y_i}–Korrektur auf die Projektion zurückführen. Die Ursachen für die Differenzen innerhalb der Module liegen auch nicht in der Verfahrensgenauigkeit sondern in anderen Fehlerquellen, wie zum Beispiel Verzerrungen. Weitere Untersuchungen in dieser Richtung würden über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen.

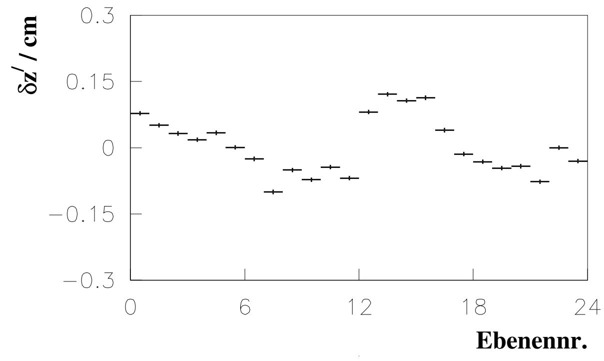

Abb. 7.8: **RC**: Gemessene Verschiebung in z–Richtung $\delta z_i'$ der oberen Ebenen.

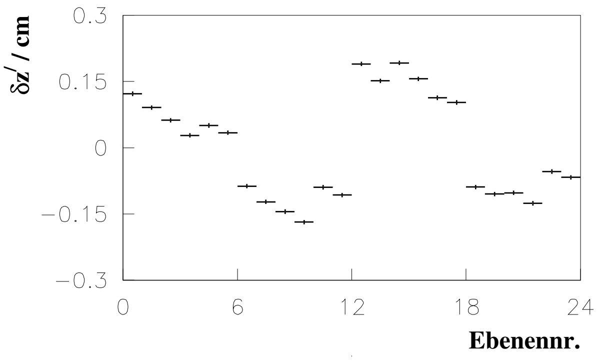

Abb. 7.9: **RC**: Gemessene Verschiebung in z–Richtung $\delta z_i'$ der unteren Ebenen.

In den Abb. 7.8 und 7.9 sind trotz der Streuungen Kammerstrukturen zu erkennen. Vor allem bei dem unteren Ebenensystem sind starke gegenläufige z'–Versetzungen der Module zu sehen. Die gleiche Struktur konnte auch bei einer unvollständigen Gesamtkorrektur $(\beta_i', z_i', w_i'^1)$ für beide Driftkammersysteme festgestellt werden. Hieraus ist zu schließen, daß es sich bei den z_i'–Werten der realen Daten um "reine" Verschiebungen der Kammern handelt. Die Verkippungskorrekturen $\delta\alpha_{xi}'$ und $\delta\alpha_{y_i}'$ spielen wegen ihrer geringen Größe im HERMES–Experiment offensichtlich keine große Rolle.

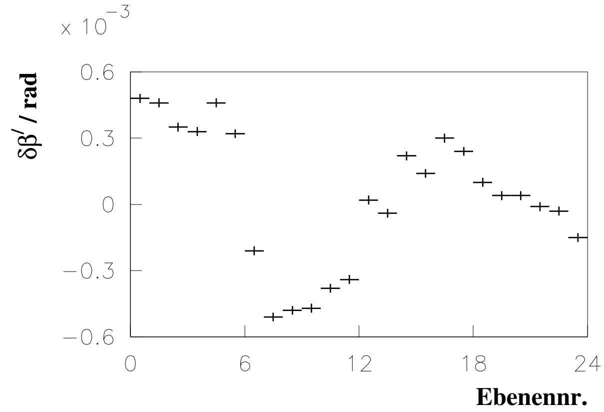

Abb. 7.10: **RC**: Gemessene Stereowinkel–Fehler $\delta\beta_i'$ der oberen Ebenen.

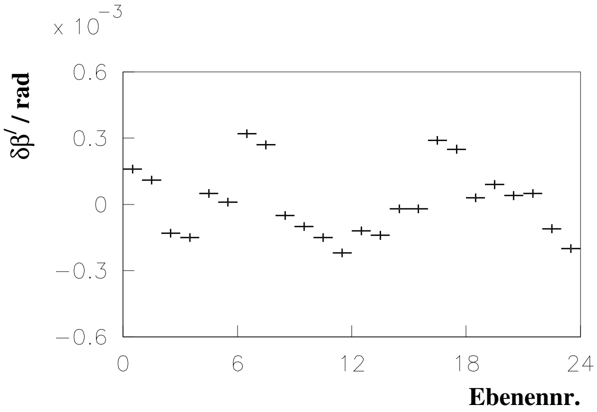

Abb. 7.11: **RC**: Gemessene Stereowinkel–Fehler $\delta\beta_i'$ der unteren Ebenen.

Die Stereowinkel–Fehler sind sowohl auf modul– als auch auf ebenenweise Verdrehungen um die z–Achse zurückzuführen. Im unteren Ebenensystem (s. Abb. 7.11) spielen die modulweisen Effekte keine Rolle, während im oberen (s. Abb. 7.10) die Überlagerung beider Detektorniveaubeiträge zum Ausdruck kommt. Die mit zunehmender Ebenennummer ansteigenden Verdrehungsfehler im Modul B3U (s. Abb. 7.10, Ebene 13 bis 18) lassen eine fehlerhafte helixartige Anordnung der u–,x–, und v–Ebenen im Modul vermuten.

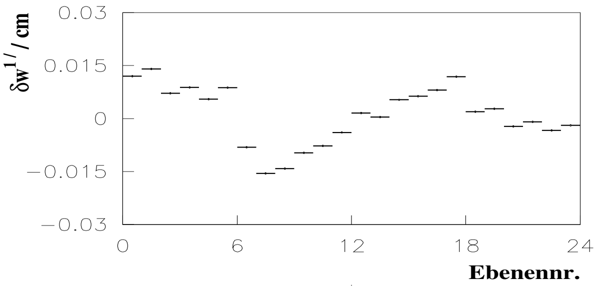

Abb. 7.12: **RC**: Gemessene Verschiebungen der Positionen der ersten Signaldrähte $\delta w_i^{1\prime}$ der oberen Ebenen. Sie sind nur gültig im Zusammenhang mit den Rotationskorrekturen !

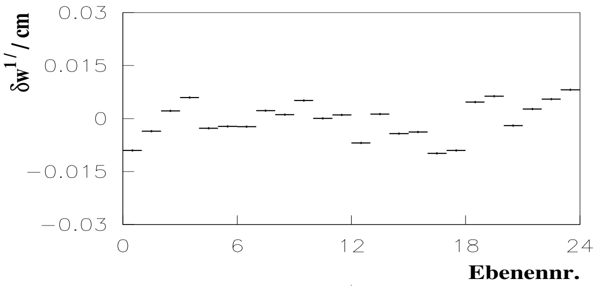

Abb. 7.13: **RC**: Gemessene Verschiebungen der Positionen der ersten Signaldrähte $\delta w_i^{1\prime}$ der unteren Ebenen. Sie sind nur gültig im Zusammenhang mit den Rotationskorrekturen !

Die Positionen der ersten Signaldrähte wiesen vor den Rotationskorrekturen keine Abweichungen von den Sollwerten auf, da die in früheren Stadien des HERMES–Experimentes festgestellten $w_i^{1\prime}$–Fehler bereits korrigiert wurden. Den Hauptbeitrag zu den in Abb. 7.12 und 7.13 gemessen $w_i^{\prime 1}$–Fehlern lieferten die Stereowinkelkorrekturen. Das wird vor allem beim oberen Ebenensystem deutlich, bei denen die Stereowinkel–Fehler eine klare Struktur aufweisen. Ihre Korrektur ruft eine ähnliche Struktur bei den Fehlern der Positionen der ersten Signaldrähte hervor.

Zusammenfassend wird festgestellt, daß zum Teil erhebliche Alignmentfehler gefunden werden konnten (insbesondere s. Abb. 7.9), deren Berücksichtigung in zukünftigen BC–Kalibrationen notwendig ist, wie die Verbesserung der Ebenenresiduals in Abb. 7.14 demonstriert. Die gemessenen Verdrehungen um die x–und y–Achse bei den HERMES–Daten von 1995 sind relativ klein und können daher vernachlässigt werden.

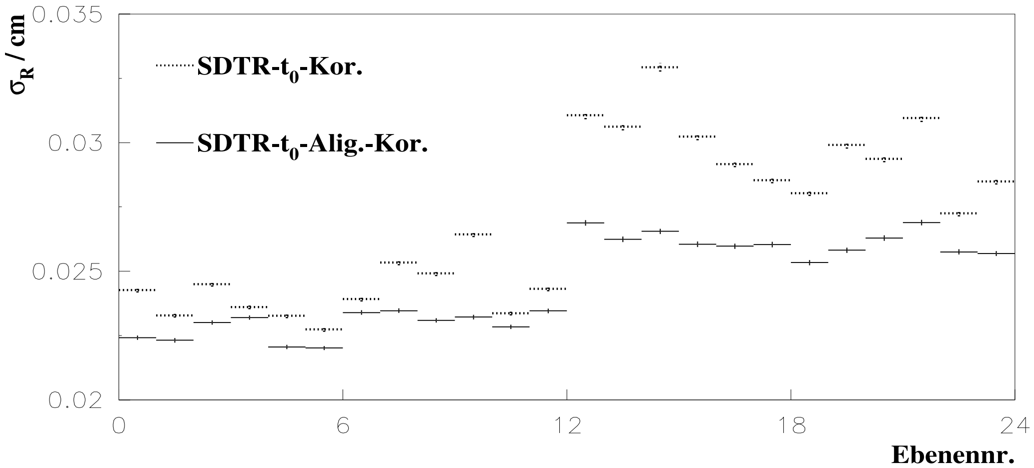

Abb. 7.14: **RC:** Verbesserung der Ebenenresiduals der HERMES–Daten des unteren Driftkammersystems durch die interne Alignmentkorrektur in erster Anwendung. Diese Verringerung ist hauptsächlich auf die z_i'–Korrektur zurückzuführen (s. Abb. 7.9). Die besseren Residuals der Module BL1/2 (Ebene 1 - 12) lassen sich teilweise darauf zurückführen, daß die Auflösung der Kammern im allgemeinen mit zunehmender äußerer Größe abnimmt.

8 Wirkung der vollständigen Eichung

In diesem Kapitel werden die Beiträge der verschiedenen Kalibrationen (SDTR, t_0, Alignment) zur Verbesserung der Ebenenresiduals und des χ^2 zusammenfassend verglichen. Der Vergleich stellt den Abschluß der Untersuchungen dar und belegt den Erfolg der Selbsteichung des hinteren Driftkammersystem durch die entwickelten Verfahren. Anschließend werden kurz die Möglichkeiten ihres Einsatzes im HERMES–Betrieb skizziert.

8.1 Wirkung der SDTR–, t_0– und Alignmentkorrektur

Zur Demonstration der Wirkung der vollständigen Kalibration wird diese in einzelne Niveaus aufgeteilt:

(0) Verwendung der unkorrigierten Ausgangswerte für SDTR, t_0 und Alignment,

(1) Verwendung der kalibrierten SDTR, aber weder t_0– noch Alignmentkorrektur,

(2) Verwendung der kalibrierten SDTR und t_0–Korrektur, aber keine Alignmentkorrektur,

(3) Verwendung der kalibrierten SDTR, der t_0– und Alignmentkorrektur.

Ein Qualitätsmerkmal der Selbsteichung ist die Veränderung der χ^2–Werte der Spuren hin zu kleineren Werten. Da in der Monte–Carlo–Simulation von größeren t_0– und Alignmentfehlern ausgegangen wurde als bei HERMES feststellbar waren, sind die Wirkungen der Korrekturen bei den simulierten Daten stärker als bei den experimentellen. Die χ^2–Verteilungen der simulierten Daten in Abb. 8.1 mögen daher als Beispiel dienen. Nach Anwendung der Korrekturen konnte in der Simulation derselbe Zustand erreicht werden (bezüglich χ^2– und Residuenverteilung), als wenn keine t_0– oder Alignmentfehler vorlägen. Damit wird die Arbeitsfähigkeit der Kalibration bestätigt und andererseits auch die Zuverlässigkeit der Simulation MCBC demonstriert.

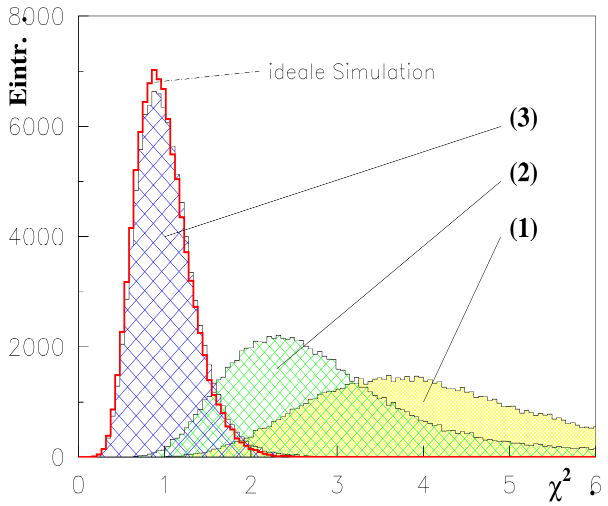

Abb. 8.1: **MC:** χ^2 der Spuren für die verschiedenen Kalibrationsniveaus (1), (2) und (3). Man erkennt deutlich die sukzessive Verbesserung des χ^2 entsprechend der höheren Kalibrationsstufen. Es wurde auf die Darstellung der Stufe (0) aus Übersichtlichkeitsgründen verzichtet. Die χ^2–Verteilung *ohne* t_0– und Alignmentfehler ist nahezu deckungsgleich mit der der vollständigen Kalibration . Nach Abschluß der Selbsteichung liegen demnach *intern* keine der hier simulierten Fehler vor.

Das zweite Merkmal der Selbsteichung ist die Verbesserung der Systemresiduals der einzelnen Kalibrationsniveaus. In Abb. 8.2 wurden die HERMES–Systemresiduals des Datensatzes 4053–4078 als Beispiel für die Anwendung des Verfahrens auf experimentelle Daten für alle Stufen zusammengefassend dargestellt. Die Abbildung demonstriert die Leistungsfähigkeit der vollständigen Kalibration bei experimentellen Daten.

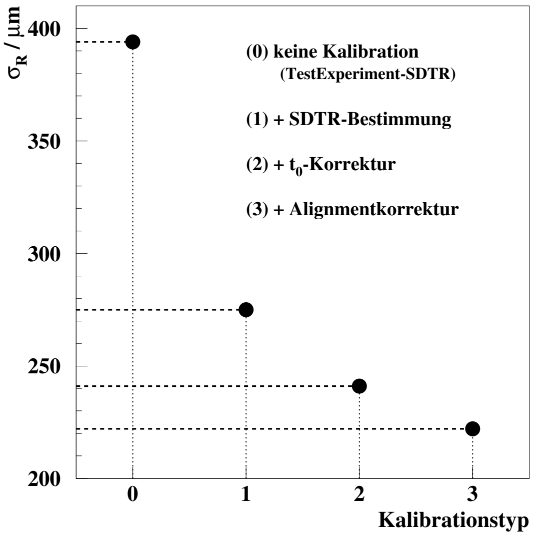

Abb. 8.2: **RC:** Verbesserung der Systemresiduals der HERMES–Daten durch sukzessive Anwendung der einzelnen Kalibrationstufen. Ausgangswert waren die mit der SDTR des Testexperimentes rekonstruierten Spuren. Der letzte Wert beruht auf der vollständigen Kalibration
(0) keine Kalibration
(1) SDTR–Bestimmung
(2) SDTR $\oplus$ t_0–Korrektur
(3) SDTR $\oplus$ t_0– $\oplus$ Alignmentkorrektur
Die kleiner werdenden Beiträge der höheren Kalibrationsstufen zur Residualverbesserung begründen nachträglich die festgelegte Reihenfolge.

8.2 Möglichkeiten der Gesamtkalibration für HERMES

Da die vorgestellte Kalibration einen großen Datensatz benötigt, kann es sich bei ihrer Anwendung nur um eine "offline"–Kalibration handeln. Im HERMES–Experiment werden nach einer gewissen Datenakkumulation sogenannte "a","b","c"...."x"–Analyseproduktionen mit einem gegeben Satz von Anfangsparametern durchgeführt. Ein sinnvolle Anwendung ist es, eine vollständige Kalibrierung den Produktionen voranzustellen.

Eine andere gibt es im Rahmen der "slow control". Man wendet hierbei Teile der Kalibration zu Kontrollzwecken "semi online"[7] an. Da die t_0– und Alignmentkorrekturen vollständig entkoppeln, können sie unabhängig voneinander angewendet werden. Nur wenn sich die t_0–Werte der einzelnen Drähte stark ändern, müssen die neuen Werte bei den Alignmentkontrollen benutzt werden, weil diese bei zu breiten Residuenverteilungen nicht mehr "gut" funktionieren.

Für die Alignmentkontrolle genügt ohne Einschränkung der Allgemeinheit die kürzere z', β'– und w'^1–Korrektur, da die Verdrehungsfehler $\delta\alpha'_x$ und $\delta\alpha'_y$ sie beinflussen, falls die Änderungen groß genug sind. Ein Austausch mit den Informationen des LASER–Alignmentsystems ist erforderlich.

[7]"semi online": Analyse aktueller, aber bereits auf Band geschriebender Daten

9 Zusammenfassung der Ergebnisse

In Rahmen dieser Arbeit wurden für die hinter dem Magneten angeordneten Driftkammern die Orts–Driftzeit–Beziehung sowie t_0– und Alignmentfehler und ihre Wirkung auf Spurparameter und Residuen untersucht. Es wurden Verfahren für die Bestimmung der SDTR, t_0– und Alignmentkorrekturen erarbeitet. Ihre Funktionstüchtigkeit und Konvergenz wurde mittels einer erstellten Monte–Carlo–Simulation des hinteren Driftkammersystems überprüft. Es konnten folgende Resultate erzielt werden:

- Die Bestimmung der nichtlinearen SDTR aus der Spur–Driftzeit–Verteilung erfolgt mit einer Varianz von $\sigma(x_d(t_d)) \approx 20\ \mu$m. Als Winkelkorrektur kann aufgrund der Kreisförmigkeit der Isochronen über große Driftzellenbereiche der Kosinus des Spurwinkels im Ebenensystem verwendet werden.

- Aus der Differenz der Erwartungswerte der Residuenverteilungen der beiden Hälften einer Driftzelle wurde ein Verfahren zur Korrektur der Draht–t_0 hergeleitet. Es konnte eine Genauigkeit von $\sigma(t_0) = 0.35$ ns erreicht werden.

- Aus den Erwartungswerten der Residuenverteilungen wurden Verfahren zur Bestimmung von Alignmentfehlern abgeleitet. Mit ihnen konnten aus den 95er Daten des HERMES–Experimentes die internen Alignmentfehler $\delta\alpha'_{xi}$, $\delta\alpha'_{y_i}$, $\delta\beta'_i$ und $\delta w'^1_i$ mit einem mittleren Fehler von ca. 7% bestimmt werden. Die auf falschem Alignment beruhenden systematischen Spurfehler können durch eine Korrektur mit internen Alignmentfehlern *nicht* beseitigt werden. Dafür ist ein externer Bezug erforderlich.

In der Praxis war für alle Verfahren nur eine Iteration nötig, um für das Residual des gesamten hinteren Driftkammersystems noch eine meßbare Verbesserung zu erhalten. Folgende Ergebnisse für das Systemresidual wurden durch sukzessive Anwendung der Teilkalibrationen gefunden:

$$\boxed{\bar{\sigma}(0) = 394\ \mu\text{m}, \quad \bar{\sigma}(R_{\text{SDTR}}) = 275\ \mu\text{m}, \quad \bar{\sigma}(R_{t_0}) = 241\ \mu\text{m}, \quad \bar{\sigma}(R_{\text{Alig}}) = 222\ \mu\text{m}.}$$

Nach Anwendung der vollständigen Kalibration wurde als Minimum der ortsabhängigen Driftzellenresiduals des hinteren Kammersystems $\sigma(R_{\min}) = 197\ \mu$m gemessen. Es konnte durch die vollständige Kalibration gezeigt werden, daß der größte Teil der in früheren Stadien des HERMES–Experimentes gesehenen großen Residuals nicht auf einer Verschlechterung der Kammerauflösung selbst beruhte, sondern auf dem nicht ausreichend korrigierten Einfluß der experimentellen Umgebung.

Zur Zeit wird im HERMES–Experiment die im Rahmen dieser Arbeit aus den Daten ermittelte Orts–Driftzeit–Beziehung verwendet. Die gegenwärtig eingesetzten w'^1– und t_0–Korrekturen, die mit ähnlichen Verfahren ermittelt wurden, konnten verifiziert werden.

Literaturverzeichnis

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

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

[Buch95] A. Buchsteiner, Diplomarbeit, Humboldt–Universität zu Berlin (1996)

[Dona95] A. Donat, persönliche Mitteilung (1995)

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

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

[Hard95] U. Harder, persönliche Mitteilung (1995)

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

[Hash96] D. Hasch, persönliche Mitteilung (1996)

[Henk96] T. Henkes, persönliche Mitteilung (1996)

[Löff95] F. Löffler, persönliche Mitteilung (1995)

[Meiß95] F. Meißner, Diplomarbeit, Humboldt–Universität zu Berlin (1995)

[HERM93] HERMES,*technical design report*, DESY–PRC 93/06 MPIH–V20–1993 (1993)

[Russ95] H. Russow, Diplomarbeit, Universität Erlangen–Nürnberg (1995)

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

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

[Shib96] T. Shibata, persönliche Mitteilung (1996)