Systematische Studien zur Ausrichtung der rückwärtigen Detektoren von H1 für die Messung der Protonstrukturfunktion F_2

DIPLOMARBEIT

vorgelegt von
Jesko Merkel

Lehrstuhl für Experimentelle Physik V
der Universität Dortmund

März 2005

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Die elementaren Bausteine der Materie sind Leptonen und Quarks. Sowohl Leptonen als auch Quarks haben fermionischen Charakter und lassen sich jeweils in drei Generationen unterteilen, wie in Tabelle 1.1 zu sehen ist. Aus Quarks lassen sich Baryonen, wie das Proton und Neutron, und Mesonen, wie das Pion, zusammensetzen. Die Wechselwirkungen zwischen den

Tabelle 1.1: *Bausteine der Materie: Leptonen und Quarks*

	Generation 1	2	3	Ladung
Quarks	u	c	t	$+2/3$
	d	s	b	$-1/3$
Leptonen	e	μ	τ	$+1$
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0

elementaren Bausteinen werden im wesentlichen durch drei fundamentale Kräfte beschrieben: schwache, elektromagnetische und starke Kraft[1]. Die Wechselwirkung wird von Eichbosonen, den Austauschteilchen der jeweiligen Wechselwirkung, vermittelt. Im Fall der elektromagnetischen sind dies Photonen (γ), im Fall der schwachen Wechselwirkung W- und Z-Bosonen ($W^\pm$, Z^0) und im Fall der starken Wechselwirkung Gluonen (g_i, wobei $i = 1,...8$) [1]. Quarks und Leptonen wechselwirken schwach und, wenn sie eine von Null verschiedene Ladung haben, elektromagnetisch. Zudem wechselwirken Quarks stark. Die Eigenschaft der starken Wechselwirkung, dass ein Gluon mit anderen Gluonen wechselwirkt, verhindert, daß Quarks nicht einzeln, sondern nur in zusammengesetzten Systemen, wie dem Proton, zu beobachten sind.
Um ein Verständnis der Eigenschaften der Bausteine und ihrer Wechselwirkungen zu erhalten, bieten sich Streuprozesse an. Für die Untersuchung der schwachen Wechselwirkung, der starken Wechselwirkung und der Quarks im Proton eignet sich die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung, welche im nächsten Abschnitt behandelt wird.

1.1 Kinematik der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung

In der inklusiven tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung $ep \to eX$ oder $ep \to \nu X$ wird ein Elektron[2] e am Proton p gestreut und erzeugt einen hadronischen Endzustand X. Im Fall des neutralen Stroms $ep \to eX$ wird bei der Streuung ein ungeladenes Eichboson (γ,Z^0) ausgetauscht und ein Elektron im Endzustand beobachtet. Im Fall des geladenen Stroms $ep \to \nu X$ wird ein geladenes Eichboson ($W^\pm$) ausgetauscht und ein Neutrino ist Teil des Endzustands.

[1] Die Gravitation wird nicht behandelt, weil ihre effektive Wirkung, auf der Ebene der elementaren Bausteine, um viele Größenordnungen kleiner ist.

[2] oder Positron; im weiteren wird der Begriff Elektronen auch für Positronen verwendet.

Abbildung 1.1 zeigt die Feynman Graphen in führender Ordnung der Elektron-Proton-Streuung für ungeladenen und geladenen Strom. Die Größe $\mathbf{k}$ bezeichnet den Viererimpuls des einlau-

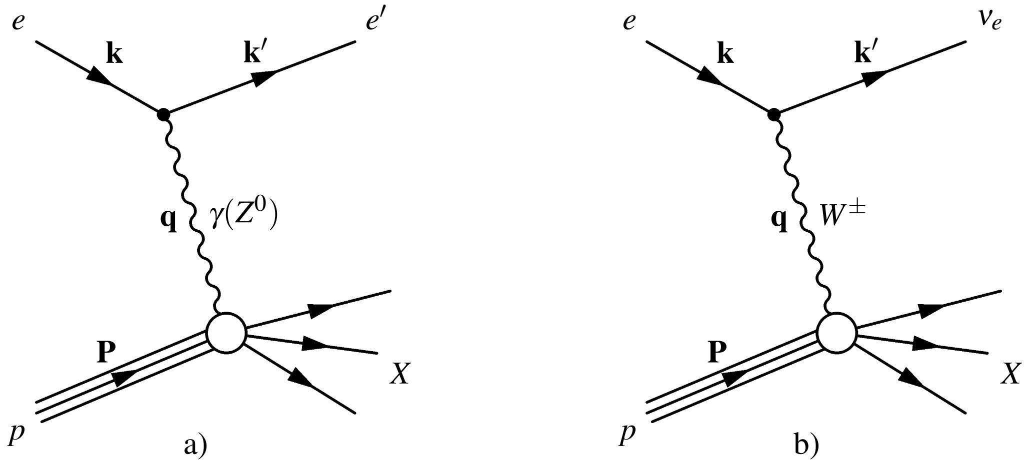

Abbildung 1.1: *Feynman Graphen in führender Ordnung für den Elektron-Proton-Streuprozess. (a) Neutraler Strom, Austausch von γ- oder Z^0-Boson. (b) Geladener Strom, Austausch von $W^{\pm}$-Boson.*

fenden Elektrons, $\mathbf{k}'$ den Viererimpuls des auslaufenden Elektrons oder Neutrinos, $\mathbf{P}$ den Viererimpuls des einlaufenden Protons und $\mathbf{q}$ den Viererimpulsübertrag. Zur Beschreibung dieses Prozesses steht ein Satz lorentzinvarianter Variablen zur Verfügung:

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s, wobei diese festgelegt ist durch die Energie des einlaufenden Elektrons E_e und Protons E_P:

  $$s = (\mathbf{k}+\mathbf{P})^2 = 4E_eE_P \ .$$

  Die letzte Gleichung gilt nur im Elektron-Proton-Schwerpunktsystem, wenn die Masse des Protons und die Masse des Elektrons vernachlässigt wird.

- Das Quadrat des Viererimpulsübertrags Q^2, welches ein Maß für das Auflösungsvermögen ist, mit dem das Proton untersucht wird:

  $$Q^2 = -q^2 = -(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 \ .$$

- Die Bjorken-Skalenvariable x gibt im Quark-Parton-Modell den Bruchteil des Gesamtimpulses wieder, der von dem mit dem Boson wechselwirkenden Parton getragen wird [2].

  $$x = \frac{Q^2}{2\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}$$

- Die Inelastizität y stellt im Ruhesystem des Protons den Bruchteil der Energie dar, der vom Elektron zum Proton übertragen wird und Werte zwischen 0 und 1 annimmt.

  $$y = \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{\mathbf{P}\cdot\mathbf{k}}$$

Die Relation $Q^2 \approx sxy$ reduziert die Kinematik der Elektron-Proton Streuung, bei festem s, auf zwei unabhängige Variablen[3]. Zur Ermittlung der Kinematik eines Ereignisses stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. Diese basieren entweder auf dem Nachweis des gestreuten Elektrons, des hadronischen Endzustands oder auf einer Kombination aus beiden. Für die

[3] Zweckmäßig werden als unabhängige Variablen x und Q^2 oder y und Q^2 gewählt.

ausschließlich auf dem Nachweis des gestreuten Elektron bestehende, sogenannte Elektron-Methode, werden die kinematischen Variablen mit Hilfe dieser Formeln berechnet:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e(1-\cos\theta_e)}{2E_e} \qquad Q^2_e = 2E'_e E_e(1+\cos\theta_e)\ .$$

E'_e bezeichnet die Energie und θ_e den Polarwinkel des auslaufenden Elektrons bezüglich der Richtung des einlaufenden Protons[4]. Diese kinematischen Größen sind für die Messung der Protonstrukturfunktionen notwendig.

1.2 Messung der Protonstrukturfunktionen

Der totale Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton Streuung ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass Elektron und Proton miteinander wechselwirken, und wird ausgedrückt als

$$\sigma \sim L_{\mu\nu}W^{\mu\nu}\ .$$

In dieser Formel beschreibt $L_{\mu\nu}$ den leptonischen Tensor, der das Verhalten zwischen dem Elektron und dem virtuellen ausgetauschten Boson wiedergibt. Dieser Teil ist vollständig in der Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) berechenbar. Der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$ bezieht sich auf den Boson-Proton Teil der Diagramme in Abbildung 1.1 und beinhaltet Informationen über die Protonstruktur. Es zeigt sich, wenn die elektromagnetische Stromerhaltung und Paritätserhaltung gefordert wird, daß der hadronische Tensor und damit der differentielle Wirkungsquerschnitt mit Hilfe von zwei unabhängigen Strukturfunktionen parametrisiert werden kann [3]. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung lässt sich somit schreiben als

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4}[(1+(1-y)^2)F_2(x,Q^2) - y^2F_L(x,Q^2)]\ . \tag{1.1}$$

Dabei ist die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ und die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x,Q^2)$ als Parametrisierung gewählt. α ist die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung. Bei Verzicht auf die Paritätserhaltung, das heißt falls man die schwache Wechselwirkung berücksichtigt und somit den Austausch von $W^{\pm}$- und Z^0-Bosonen einbezieht, kommt eine weitere Strukturfunktion F_3 hinzu. Der Wirkungsquerschnitt in Gleichung 1.1 ist von F_2 dominiert, weil der Beitrag von F_L mit y^2 unterdrückt ist. Die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes ist somit eine Messung der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$. Die Messung der Strukturfunktion F_2 wurde am H1-Experiment am HERA Speichering durchgeführt; die Ergebnisse, die mit Daten aus den Jahren 1994-2000 erreicht wurden, sind in Abbildung 1.2 gezeigt.

Im Quark-Parton-Modell (QPM) [2] gilt für die Strukturfunktion F_2:

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x(q_i(x) + \overline{q}_i(x))$$

Dabei bezeichnen die Größen $q_i(x)$ und $\overline{q}_i(x)$ die Wahrscheinlichkeiten, ein Quark beziehungsweise ein Antiquark mit dem jeweiligen Bruchteil x des Gesamtimpulses des Protons zu finden. Im QPM sind $q_i(x)$ und $\overline{q}_i(x)$ unabhängig von Q^2. Dieses Verhalten der Strukturfunktion wird Skaleninvarianz genannt und wird für $0.05 < x < 0.25$ in Abbildung 1.2 beobachtet.

Die F_2-Messung zeigt jedoch deutlich die sogenannte Skalenverletzung, dies bedeutet, daß F_2 für feste x Werte mit Q^2 anwächst, falls x klein ist, oder fällt, falls x groß ist. Die Skalenverletzung lässt sich in der Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik

[4] Häufig wird auch der Streuwinkel $180° - \theta_e$ verwendet, das ist derjenige Winkel, welcher im Grenzfall keiner Streuung gleich Null ist.

QCD, durch die Existenz von Seequarks und Gluonen im Proton erklären [3]. In der QCD sind die Gluon- und Quarkverteilungen im Proton von x und Q^2 abhängig. Für diese Verteilungen werden Parametrisierungen in Form von Potenzgesetzen gewählt. Damit können die Gluon- und Quarkverteilungen von einer Startskala Q_0^2 zu einer größeren Q^2-Skala mit Hilfe der Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi-Evolutions-Gleichungen (DGLAP) [5] extrapoliert werden. Diese DGLAP-Gleichungen beinhalten, dass ein Quark ein Gluon abstrahlt, ein Gluon ein Gluon abstrahlt und dass sich ein Gluon in ein Quark-Antiquark-Paar aufteilt.
Aus den F_2 Messungen des H1-Experiments zusammen mit den DGLAP-Gleichungen werden Quark- und Gluonverteilungen extrahiert [4].
Die Reaktionsraten der zukünftigen Experimente am LHC[5], ein Proton-Proton Speicherring der sich zur Zeit am CERN im Bau befindet, sind abhängig von den Quark- und Gluonverteilungen im Proton, weil hauptsächlich jeweils ein Konstituent des Protons mit einem Konstituenten des anderen Protons kollidiert. Damit sind die Quark- und Gluonverteilungen entscheidend für alle Vorhersagen von Wirkungsquerschnitten für die LHC-Experimente. Jedoch müssen die Quark- und Gluonverteilungen für die LHC-Region aus denen der HERA-Region mit den DGLAP-Gleichungen in Q^2 extrapoliert werden. In Abbildung 1.3 ist die kinematische Ebene x-Q^2 dargestellt. Zu erkennen sind die Regionen, die von verschiedenen Speicherringen mit ihren Experimenten abgedeckt werden. Zu den 'Fixed Target'-Experimenten zählen unter anderem BCDMS[6] und NMC[7]. Bei der Extrapolation hängt die Genauigkeit des Ergebnisses von den Fehlern ab, mit denen die Quark- und Gluonverteilungen bei HERA behaftet sind [6]. Diese wiederum ergeben sich aus denen der F_2 Messungen. Es ist somit wichtig, die Protonstrukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ möglichst präzise zu messen.

1.3 Zielsetzung der Arbeit

Die Messung der Protonstrukturfunktion F_2 basiert auf der präzisen Bestimmung der Ereigniskinematik, welche wiederum von dem Winkel und der Energie des gestreuten Elektrons abhängt. Die Winkelbestimmung für kleine Viererimpulsüberträge Q^2 geschieht mit dem rückwärtigen Kalorimeter und der rückwärtigen Drift-Kammer des H1-Detektors. Um den systematischen Fehler der Messung zu bestimmen und zu verringern, ist eine genaue Ausrichtung dieser Detektorkomponenten notwendig.
Im Rahmen dieser Arbeit werden verschiedene Ausrichtungsverfahren für die rückwärtigen Detektoren beschrieben und auf Daten aus der Datennahmeperiode 2000 angewandt; zudem werden die Verfahren detailliert untersucht und miteinander verglichen.
Der Aufbau des H1-Experiments wird im zweiten Kapitel beschrieben. Dabei stehen die Detektorkomponenten, die für diese Arbeit von Bedeutung sind, im Vordergrund. Im dritten Kapitel werden das Ausrichtungsverfahren mit QED-Compton Ereignissen und die dazu notwendigen Vorbereitungen besprochen. Das vierte Kapitel beinhaltet Ausrichtungsverfahren, die die zentrale Spurkammer als Referenz verwenden. Abschließend werden die Ergebnisse der verschiedenen Verfahren im fünften Kapitel verglichen und der Einfluss auf die Messung der Protonstrukturfunktion F_2 studiert.

[5]Large Hadron Collider.
[6]Bologna-CERN-Dubna-Munich-Saclay Kollaboration; Myon Streuung an Wasserstoff-, Deuterium-, Stickstoff- oder Kohlenstoff-Target.
[7]New Muon Collaboration.

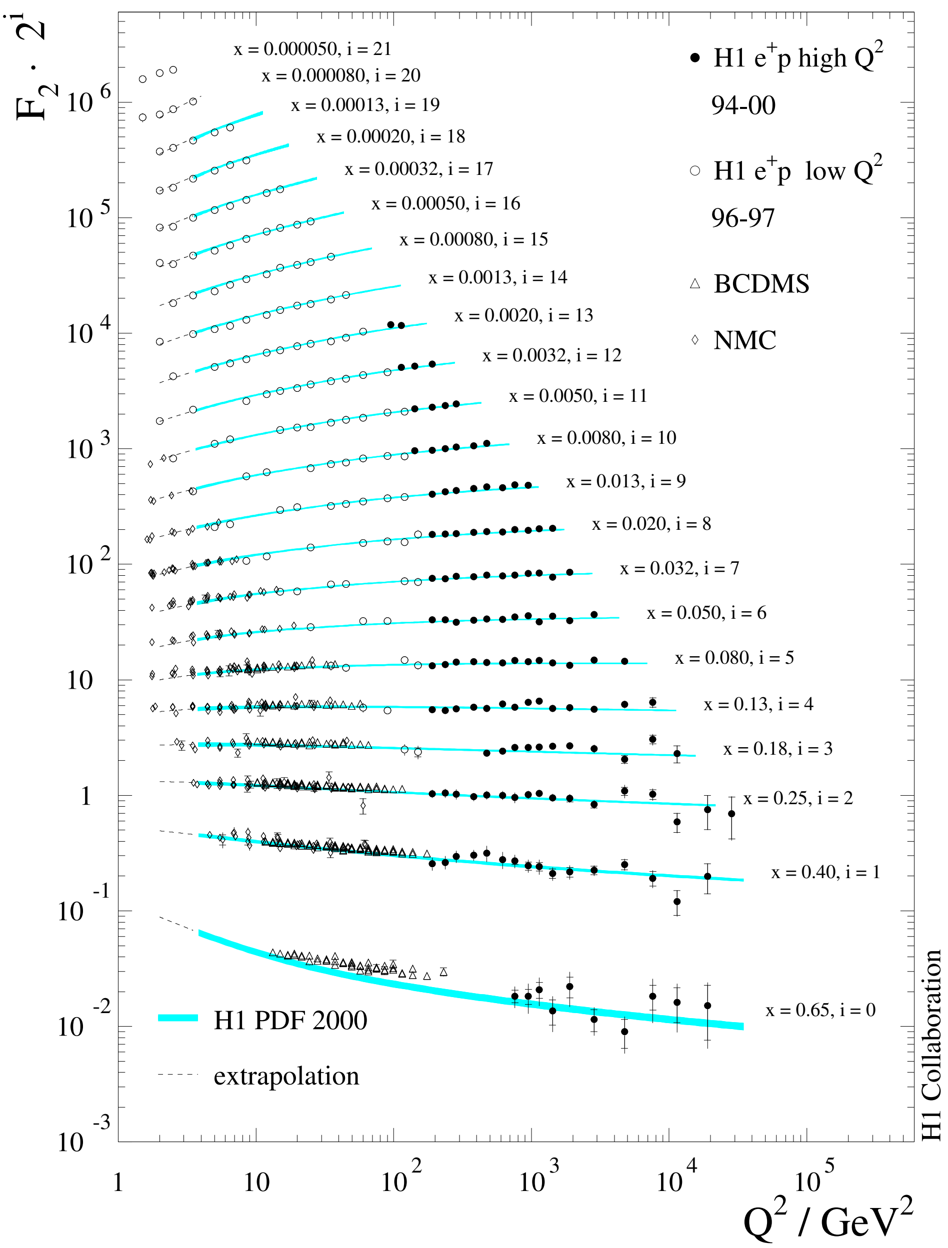

Abbildung 1.2: *Die Protonstrukturfunktion F_2 in Abhängigkeit von x und Q^2 für Daten, die mit dem H1-Experiment am HERA Speicherring in den Jahren 1994-2000 aufgezeichnet wurden. Die Daten werden mit Erwartungen des Standardmodells verglichen. Ebenso eingetragen sind die Daten der Experimente BCDMS und NMC. Um das Verhalten bei verschiedenen x hervorzuheben, sind die Daten mit 2^i multipliziert. Details zu Parametrisierung H1 PDF 2000 sind [4] zu entnehmen*

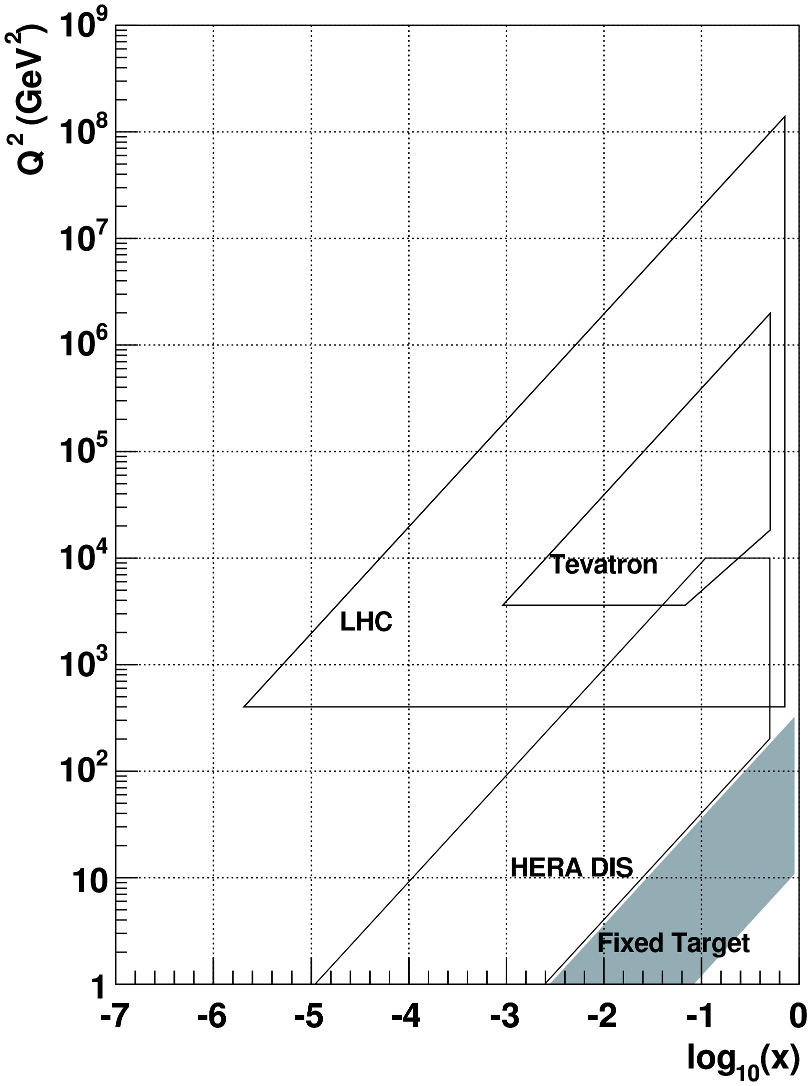

Abbildung 1.3: *Dargestellt ist die kinematische x-Q^2-Ebene. Umrandet sind die Regionen des Proton-Proton Speicherrings LHC und des Antiproton-Proton Speicherrings Tevatron, sowie des Elektron-Proton Speicherrings HERA. Die grau unterlegte Region wird von 'Fixed Target' Experimenten, zu denen unter anderem BCDMS und NMC zählen, abgedeckt [6].*

2 Das H1-Experiment

2.1 Der Speicherring HERA

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg mit einem Umfang von 6.3 km beschleunigt Elektronen auf eine Energie von 27.5 GeV und Protonen auf eine Energie von 920 GeV. Elektronen und Protonen werden in separaten Strahlrohren in entgegengesetzter Richtung geführt. Abbildung 2.1 zeigt den Speicherring und seine Vorbeschleuniger. Am HERA Speicherring wurden vier Großdetektoren

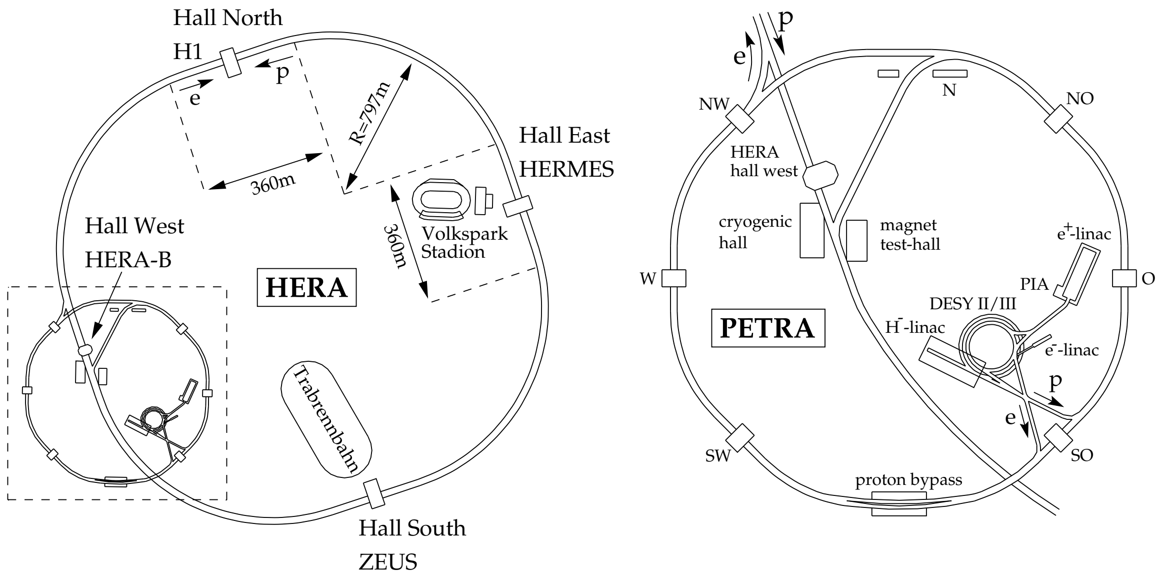

Abbildung 2.1: *Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) am DESY und ihre Vorbeschleuniger [7].*

aufgebaut: H1, ZEUS, HERMES und HERA-B. HERMES und HERA-B sind Strahl-Target Experimente, bei denen einer der Teilchenstrahlen auf ein ruhendes Ziel gelenkt wird. HERMES verwendet den Elektronstrahl zur Untersuchung des Spins der Nukleonen. HERA-B benutzte den Protonstrahl, um Eigenschaften schwerer Mesonen zu vermessen. H1 und ZEUS dagegen sind Experimente, bei denen der Elektronstrahl mit dem Protonstrahl frontal zur Kollision gebracht wird.

2.2 Das H1-Experiment

Nachfolgend werden die wichtigsten Komponenten des H1-Experiments beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [8, 9].

Abbildung 2.2 zeigt den zentralen Detektor des H1-Experiments. Die Proton- und Elektronflugrichtung sowie das verwendete Koordinatensystem sind eingezeichnet. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im nominellen Wechselwirkungspunkt. Der Polarwinkel θ ist bezüglich der z-Achse definiert. Der Azimutwinkel φ ist in der xy-Ebene bezüglich der x-Achse definiert. Der Detektor deckt nahezu den gesamten Winkelbereich ab. Als vorwärtigen Bereich

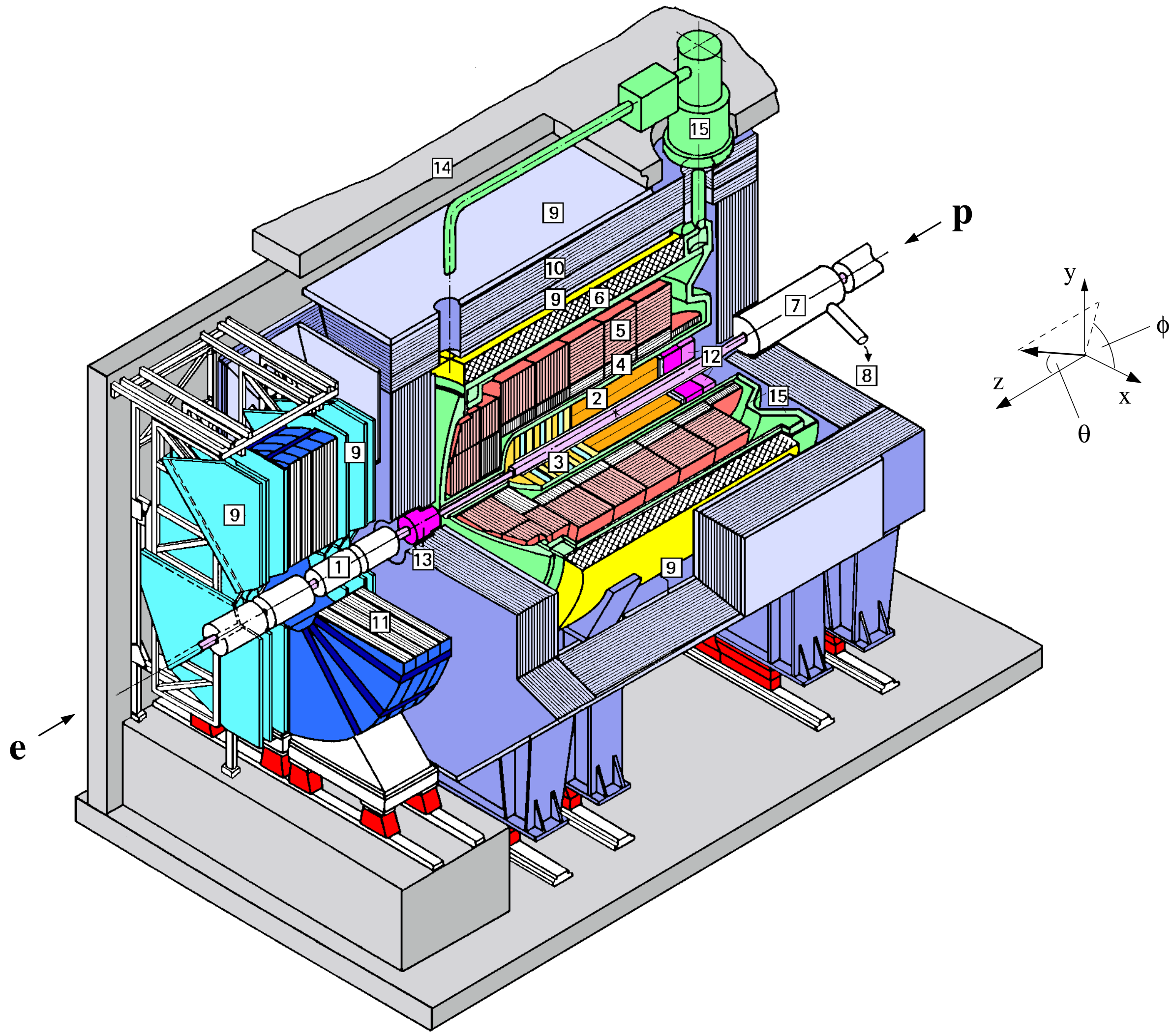

Abbildung 2.2: *Der zentrale Detektor des H1-Experiments. Beschreibung sieh Text [8].*

wird der vom Ursprung in Protonflugrichtung liegende Bereich bezeichnet und analog dazu der rückwärtige Bereich. Aufgrund der asymmetrischen Strahlenergien ist der Detektor im vor- und rückwärtigen Bereich unterschiedlich aufwendig instrumentiert.
Der Wechselwirkungspunkt wird von dem zentralen Siliziumdetektor und den zentralen Spurkammern (2) umgeben. An diese Detektoren schließt sich das fein segmentierte elektromagnetische (4) und hadronische (5) Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) an, das einen Polarwinkelbereich von $4^\circ < \theta < 154^\circ$ abdeckt [10]. Es handelt sich um ein Sampling-Kalorimeter, das heißt es werden unterschiedliche Materialien für die Absorption und den Nachweis des Teilchens verwendet. Als aktives Material zum Nachweis dient flüssiges Argon. In der elektromagnetischen Sektion wird Blei, in der hadronischen Stahl als Absorbermaterial verwendet. Die supraleitende Spule (6) erzeugt ein 1.16 Tesla starkes Magnetfeld, welches parallel zur nominellen Strahlachse verläuft. Die dabei realisierte Genauigkeit ist ungefähr 3% [11, 12]. Das Magnetfeld ermöglicht die Impulsmessung geladener Teilchen. Das um das LAr-Kalorimeter angeordnete instrumentierte Eisen (10) dient dem Rückfluss des Magnetfeldes, der Identifikation von Myonen und dem Nachweis der restlichen Energiedepositionen von Hadronen, die das LAr-Kalorimeter verlassen konnten. Die Messung der zehn Streamerrohrkammerlagen innerhalb des Eisen wird von drei an der Außen- und drei an der Innenseite liegenden Streamerrohrkammernlagen (9) unterstützt. Der Vorwärtsbereich ist mit einem toroidalen Magneten, der von Streamerrohrkammern (9) umgeben ist, ausgestattet. Damit gelingt es, hochenergeti-

sche Myonen des hadronischen Endzustandes, im Polarwinkelbereich $3^\circ < \theta < 17^\circ$, nachzuweisen. Im rückwärtigen Bereich sind das Spaghetti-Kalorimeter SpaCal (12) und direkt davor die rückwärtige Drift-Kammer BDC montiert. Diese beiden Detektoren sowie die zentralen Spurkammern werden im weiteren detailliert beschrieben.

2.2.1 Das rückwärtige Spaghetti-Kalorimeter

Das rückwärtige Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) dient der Energie- und Positionsbestimmung des gestreuten Elektrons. Zusätzlich ist das Kalorimeter in der Lage, Elektronen von Hadronen zu trennen.
Eine detaillierte Beschreibung dieser Detektorkomponente befindet sich in [13]. Abbildung 2.3 zeigt die Lage des SpaCals in der Seitenansicht des rückwärtigen Bereichs des H1-Detektors. Die Front des SpaCals befindet sich bei $z \approx -150\,\mathrm{cm}$ im H1-Koordinatensystem. Unterteilt

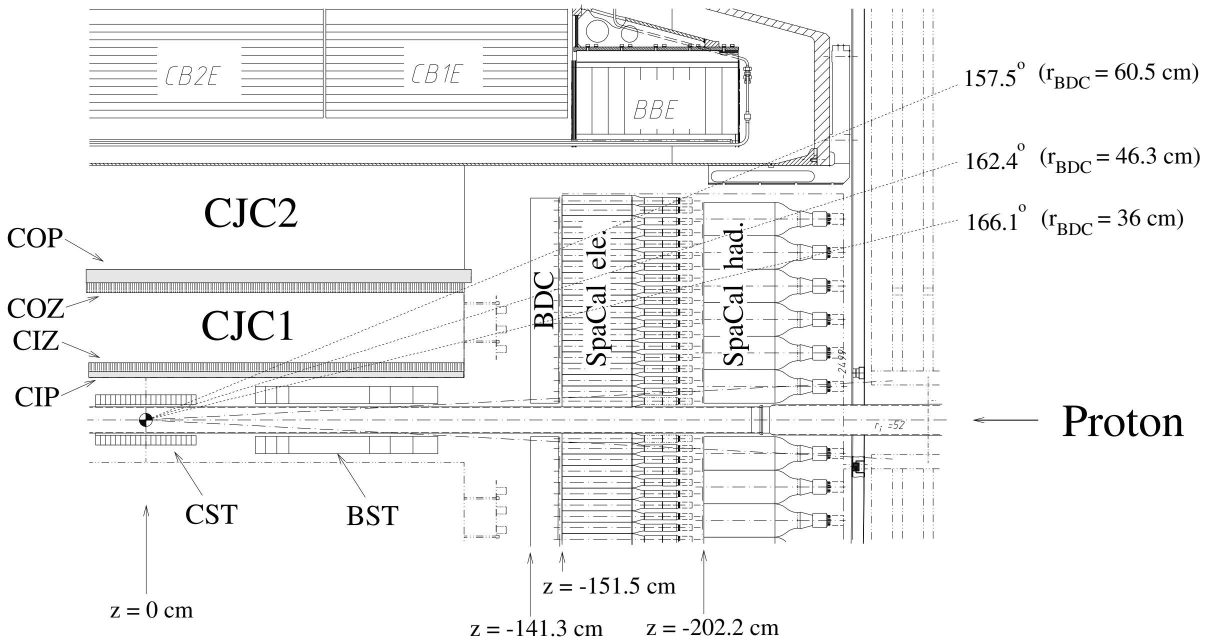

Abbildung 2.3: *Ausschnitt aus der Seitenansicht des H1 Detektors. Gezeigt ist die Position des Spaghetti-Kalorimeters und der davor angebrachten BDC. Ebenso sind zu sehen: die Siliziumdetektoren (CST, BST), das zentrale Spurkammersystem (CJC1, CJC2, CIP, CIZ, COZ, COP) und Teile des LAr-Kalorimeters (CB2E,CB1E,BBE) [14].*

ist das Kalorimeter in eine elektromagnetische und dahinter liegende hadronische Sektion. Im weiteren wird hauptsächlich die elektromagnetische Sektion beschrieben, weil dieser im Rahmen dieser Arbeit besondere Bedeutung zukommt. Das SpaCal hat eine Polarwinkelakzeptanz von $153^\circ < \theta < 177.5^\circ$, der Azimutwinkel ist nicht eingeschränkt. Zusätzlich zu einer guten Energie- und Ortsauflösung verfügt das SpaCal über eine präzise Zeitmessung, die es ermöglicht, Energiedepositionen außerhalb des Wechselwirkungszeitraums zu erkennen.

Aufbau des SpaCals

Das SpaCal ist ein Sampling-Kalorimeter, welches Blei als Absorbermaterial und szintillierende Fasern als aktives Material verwendet. Ein einfallendes Teilchen induziert einen Schauer von Sekundärteilchen im Absorbermaterial, die die Fasern zur Emission von Szintillationslicht anregen. Die Lichtmenge ist ein Maß für die deponierte Energie des Primärteilchens und wird

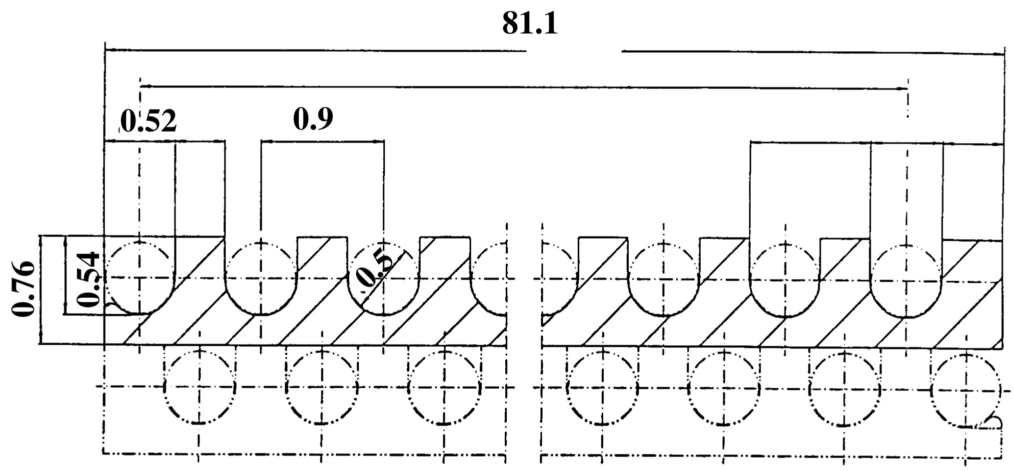

Abbildung 2.4: *Schematischer Querschnitt durch zwei Bleiplatten der elektromagnetischen Sektion des SpaCals. Die Maße sind in Millimeter angegeben. Zu erkennen sind die* 0.5 mm *dicken Szintillationsfasern und die notwendigen Vertiefungen des Bleiprofils (schraffiert) zur Aufnahme der Fasern [13].*

Tabelle 2.1: *Konstruktionsparameter des SpaCals [13].*

	elektromagnetische Sektion	hadronische Sektion
Faser-Durchmesser	0.5 mm	1.0 mm
Blei/Faser-Verhältnis	2.3 : 1	3.4 : 1
Anzahl der Zellen	1192	1136
Standard Zellgröße	$4.05 \times 4.05\,\mathrm{cm}^2$	$12 \times 12\,\mathrm{cm}^2$
Tiefe	25 cm	25 cm
Strahlungslänge	0.9 cm	-
Molière-Radius	2.55 cm	-

mit Hilfe von Photomultipliern[1] nachgewiesen. Die genaue Funktionsweise eines solchen Detektors kann unter anderem [15] entnommen werden. Die szintillierenden Fasern haben einen Durchmesser von 0.5 mm und sind in 0.78 mm dicke Bleiplatten eingebettet, wie in Abbildung 2.4 zu sehen ist. Das Volumenverhältnis zwischen Blei und Fasermaterial ist 2.3 : 1. Dies führt zu einem kompakten Kalorimeter mit einer Strahlungslänge[2] von 0.9 cm und einem Molière-Radius[3] von 2.55 cm.

Die Basiseinheit des Kalorimeters ist ein Submodul, welches aus zwei Blei-Faser-Matrix Zellen der Größe $4.05 \times 4.05 \times 25\,\mathrm{cm}^3$ besteht. Die Tiefe entspricht 28 Strahlungslängen. Hinter der Matrix werden die Zellen durch die Bündelung der Fasern definiert. Daran schließen sich für jede Zelle ein Lichtmischer [16] und Photomultiplier an; dies ist dargestellt in Abbildung 2.5. Acht Submodule werden zu einem Supermodul zusammengefaßt, wie in Abbildung 2.6 zu sehen ist.

Abbildung 2.7 zeigt den innersten Bereich des SpaCals, der das Strahlrohr umgibt. Dieser wird verwendet, um Elektronen mit großen Polarwinkeln nachzuweisen. Die vier 8 mm starken Zel-

[1] Sekundärelektronenvervielfacher.

[2] Die Strahlungslänge X_0 ist die Strecke, die ein Elektron durchlaufen muß, um seine Energie E_0 im Mittel auf E_0/e durch Bremsstrahlungsprozesse zu verringern.

[3] Der Molière-Radius R_M beschreibt die transversale Ausdehnung einer Energiedeposition, 90% der Energie liegen innerhalb von R_M und 95% innerhalb von $2R_M$.

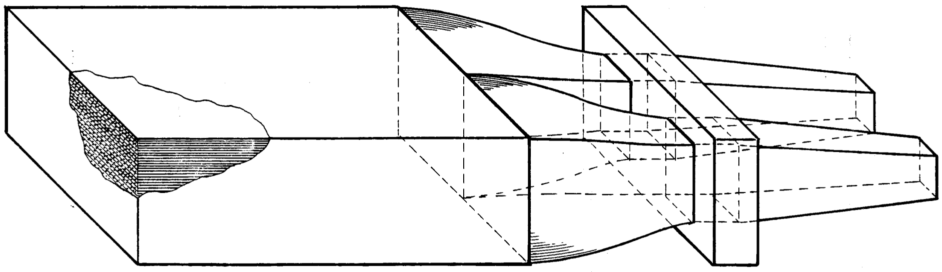

Abbildung 2.5: *Schematische Darstellung eines SpaCal-Submodules, bestehend aus zwei Zellen. Von links nach rechts sind die Blei-Faser-Matrix, die Bündelungszone, der Bündelungsrahmen und die Lichtmischer zu erkennen [13].*

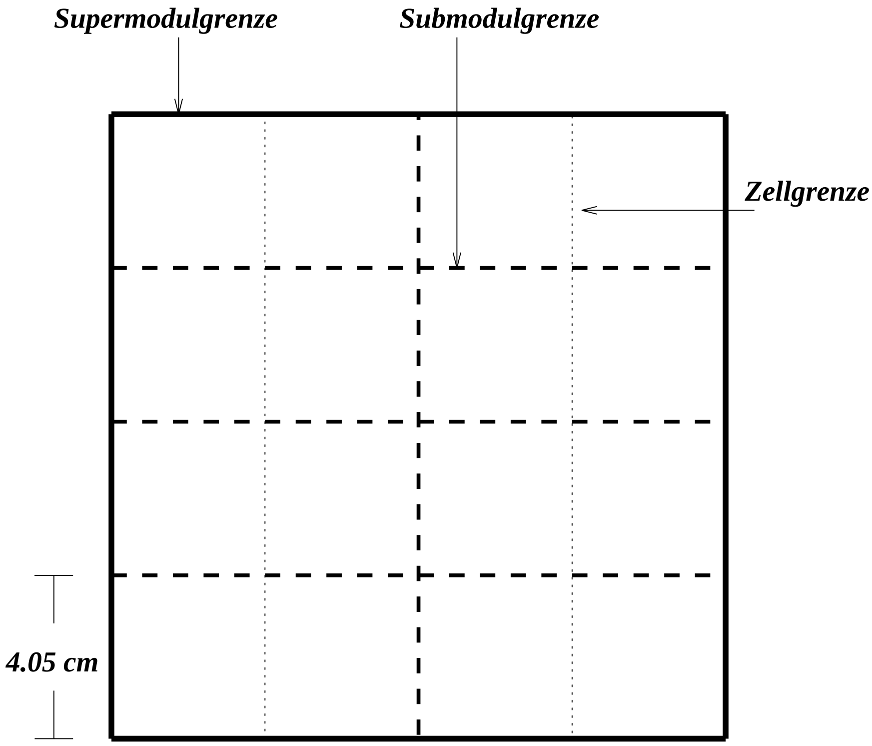

Abbildung 2.6: *Schematische frontale Ansicht eines SpaCal-Supermoduls bestehend aus acht 2-Zell Submodulen [17].*

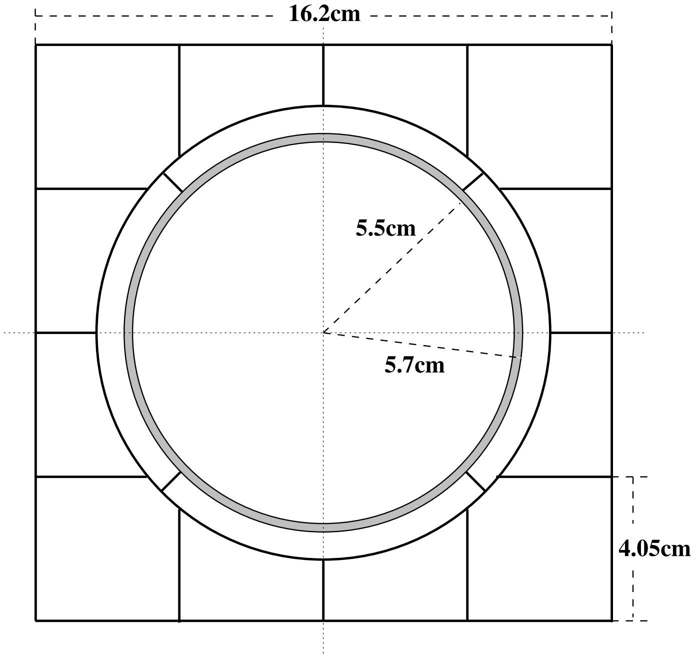

Abbildung 2.7: *Schematische Darstellung des inneren SpaCal Bereichs. Zu sehen sind die vier Veto-Lagen und das Tantalrohr, welches grau unterlegt ist und die aktiven Detektorteile vor Synchrotronstrahlung schützt [13].*

len direkt am Strahlrohr heißen Veto-Lagen, sie indizieren Ereignisse mit Energiedepositionen nahe am Strahlrohr. Durch diese Depositionen kann es zu Leckverlusten kommen, da Energie im Strahlrohr verloren geht. Daher werden Ereignisse verworfen, die eine Energie oberhalb einer bestimmten Schwelle in den Veto-Lagen deponieren. Der äußere Radius der Veto-Lagen entspricht einem Polarwinkel eines gestreuten Elektrons von $\theta \approx 177.5^\circ$. Eine zwei Millimeter dicke Tantallage schützt den Detektor vor Synchrotronstrahlung.
In Abbildung 2.8 ist das elektromagnetische SpaCal mit seinen 1192 Zellen in einer Frontansicht zu sehen.

Leistungsfähigkeit des SpaCals

Einige Größen, welche die Leistungsfähigkeit des SpaCals charakterisieren, wurden in Teststrahlmessungen mit Elektronen mit einer Energie zwischen 10 GeV und 60 GeV ermittelt [18]. Die Energieauflösung wurde bestimmt zu

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(7.1 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus (1.0 \pm 0.1)\%.$$

Dabei wurde das Rauschen der Ausleseelektronik vernachlässigt, weil es nicht signifikant beiträgt. Die Zeitauflösung ist besser als 0.4 ns und die Ortsauflösung ist gegeben durch

$$\sigma = (3.8 \pm 0.4)\,\mathrm{mm}/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} + (0.3 \pm 0.2)\,\mathrm{mm}\,,$$

für den Fall, dass das Primärteilchen an der Grenze von zwei Zellen und

$$\sigma = (4.4 \pm 0.4)\,\mathrm{mm}/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} + (1.0 \pm 0.2)\,\mathrm{mm}\,,$$

für den Fall, dass das Primärteilchen mittig einer Zelle auftrifft.

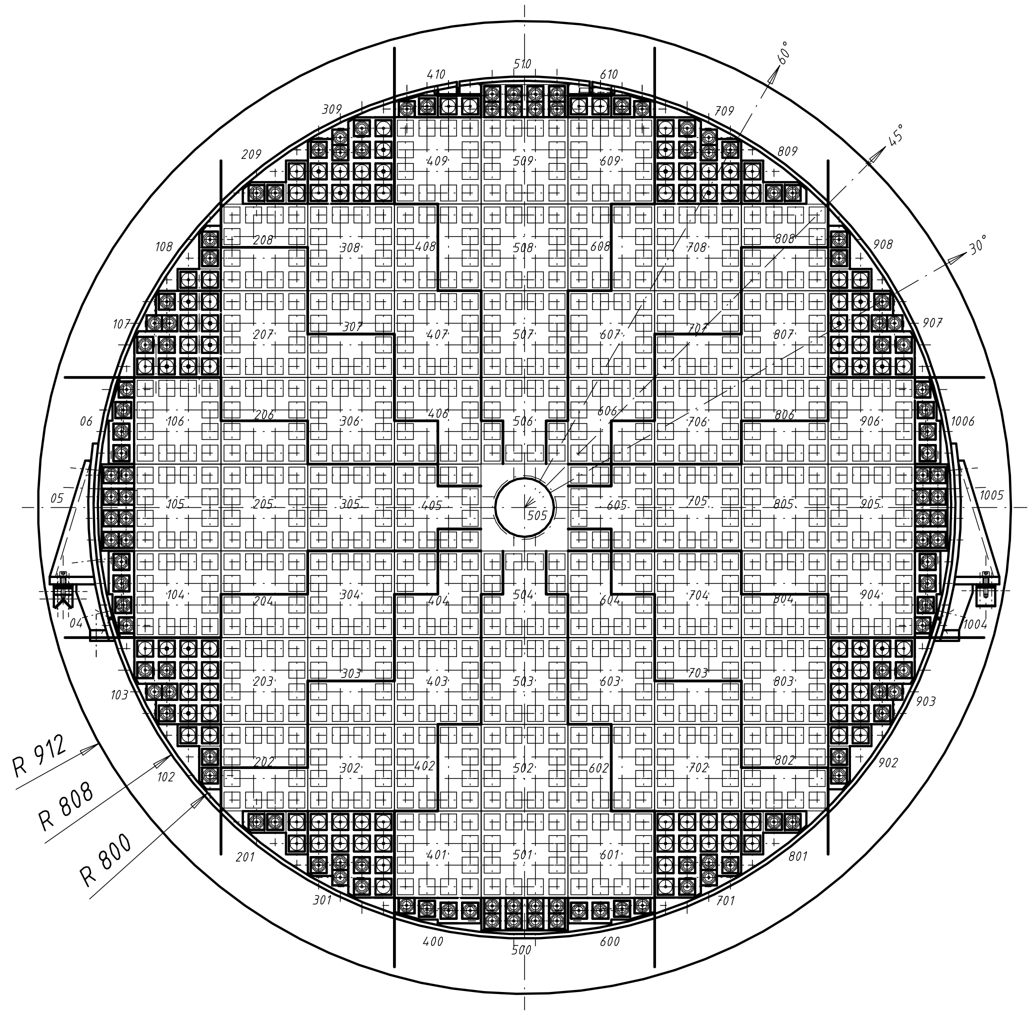

Abbildung 2.8: *Frontansicht des SpaCals. Erkennbar ist die Zellstruktur der elektromagnetischen Sektion des SpaCals mit 1192 Zellen. Weiß unterlegt sind die Supermodule mit je 16 Zellen. Schwarz unterlegt die besonderen Module am Rand des SpaCals. In der Mitte ist das Insertmodul zu erkennen [17].*

Der Cluster-Algorithmus

Um die Messungen des Kalorimeters in einer Analyse zu verwenden, müssen die Zellinformationen mit Eigenschaften des detektierten Teilchens verbunden werden. Aufgrund der Konstruktionsweise des SpaCals wird die Primärenergie eines elektromagnetischen Schauers in mehr als einer Zelle deponiert. Diese Zellen können zu einer Einheit, einem Cluster, zusammengefasst werden. Diese räumliche Gruppierung wird in mehreren Schritten vollzogen (Cluster-Algorithmus) [19, 20]:

1. Alle Zellen, in denen Energie oberhalb einer Schwellenenergie deponiert wurde, werden ihrer Energie nach sortiert.

2. Die Zelle mit der höchsten Energie wird zum Zentrum eines Clusters erklärt.

3. Weitere Zellen, die dem Zentrum eines Clusters räumlich benachbart sind, werden diesem Clusters hinzugefügt. Die Energiedeposition in diesen Zellen sinkt mit zunehmenden Abstand zum Zentrum.

4. Findet der Algorithmus eine Zelle die keiner Zelle eines Clusters räumlich benachbart ist, wird diese Zelle zum Zentrum eines neuen Clusters.

5. Die Clusterbildung wird solange fortgeführt, bis alle in Schritt 1 sortierten Zellen zu Clustern zusammengefügt sind.

Zusätzlich zu diesen Schritten werden Fälle, wie das Verschmelzen von zwei Clustern oder die Entscheidung zu welchem von mehreren möglichen Cluster eine Zelle gehört, durch spezielle Prozeduren abgedeckt. Die Energie eines Cluster ist die Summe der Energien der zugehörigen Zellen.

Die Ortsrekonstruktion

Der Schauerschwerpunkt für ein Cluster wird wie folgt berechnet:

$$\vec{r} = \frac{\sum_i \vec{r}_i w_i}{\sum_i w_i}$$

wobei $\vec{r}_i = (x_i, y_i)$ der Schwerpunkt einer Zelle des Clusters und w_i ihr Gewichtungsfaktor ist. Typischerweise wird in Analysen logarithmisch gewichtet, dies bedeutet die Gewichtungsfaktoren werden berechnet nach

$$w_i = \max(0, w_0 + \ln \frac{E_i}{\sum_i E_i}) \ ,$$

wobei E_i die in der Zelle deponierte Energie ist. Diese Methode basiert darauf, daß die transversale Schauerausdehnung näherungsweise durch

$$E(\zeta) = Ae^{-\alpha\zeta}$$

beschrieben wird. ζ ist die Distanz zur Schauerachse. A und α sind freie Parameter mit der Dimension einer Energie beziehungsweise einer inversen Länge. Der dimensionslose Parameter w_0 wird als Abschneideparameter bezeichnet. Dieser sorgt dafür, das Zellen die eine Energieschwelle unterschreiten nicht zur Ortsrekonstruktion verwendet werden [17]. Damit sind die x- und y-Position eines Cluster bekannt, jedoch besitzt das SpaCal keine Segmentierung in z-Richtung, und es besteht somit keine direkte Möglichkeit, die z-Komponente eines Clusters zu messen. Zur Bestimmung der z-Komponente wird daher eine Parametrisierung verwendet, die davon ausgeht, dass der Schwerpunkt eines elektromagnetischen Schauers logarithmisch von der Energie des Primärteilchens abhängt [21].

$$z(E) \approx 0.8529 \cdot \ln(\frac{2479}{\mathrm{GeV}} \cdot E)\,\mathrm{cm}$$

Hier ist E die Energie des Clusters. Die resultierende Schauertiefe $z(E)$ ist bezüglich der SpaCal Oberfläche im H1-Koordinatensystem zu verstehen.
Eine ebenso wichtige Größe, die einem SpaCal-Cluster zugeordnet wird, ist der logarithmisch gewichtete Cluster-Radius:

$$ECRA_{log} = \frac{\sum_i w_i \cdot |\vec{r} - \vec{r}_i|}{\sum_i w_i} \; .$$

Der Cluster-Radius wird zur Teilchenklassifizierung eingesetzt, denn im Vergleich zu von Elektronen oder Photonen induzierten Schauern tendieren die durch Hadronen verursachten Energiedepositionen zu höheren Cluster-Radius Werten [22].

2.2.2 Die rückwärtige Drift-Kammer

Die rückwärtige Drift-Kammer BDC[4] wurde zur Verbesserung der Polarwinkel-Messung des gestreuten Elektrons direkt vor dem SpaCal, siehe Abbildung 2.3, angebracht. Der Winkelbereich von $153° < \theta < 178°$ wird von der Kammer abgedeckt.
Die BDC besteht aus vier Doppellagen in z-Richtung. In azimutaler Richtung ist jede Lage in acht Sektoren aufgeteilt und jeder Sektor beinhaltet 32 Drift-Zellen. Die vier Doppellagen sind jeweils um 11.25° gegeneinander verdreht, um die Azimutwinkel-Rekonstruktion zu ermöglichen. Das Nachweisprinzip eines Teilchens in der BDC ist dem in der zentralen Spurkammer ähnlich, die im folgenden beschrieben wird. Abbildung 2.9 zeigt eine schematische Darstellung der BDC.
Im inneren Bereich, nahe dem Strahlrohr, besteht die BDC aus wesentlich kleineren Drift-Zellen als im äußeren Bereich; zwischen den kleinen und großen Zellen befinden sich Übergangszellen. Dieser Wechsel der Geometrie vollzieht sich bei einen Abstand zur Strahlachse zwischen 21.2 cm und 24.8 cm. Die Auflösung des Streuwinkels beträgt 0.5 mrad. Weitere Details zum Aufbau, zum Verfahren der Spurrekonstruktion und der Ortsauflösung finden sich in [23].

2.2.3 Die zentralen Spurkammern

Die Basis der Spurrekonstruktion im zentralen Bereich des H1-Detektors sind die zwei Jetkammern CJC1 und CJC2 (Central Jet Chamber) mit einer Polarwinkelakzeptanz von $15° < \theta < 165°$. Die geometrische Lage der CJC1 und CJC2 ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Die Kammern sind konzentrisch zur Strahlachse angebracht, mit einer radialen Ausdehnung von $20.3\,\mathrm{cm} \leq r \leq 45.1\,\mathrm{cm}$ für die CJC1 und $53.0\,\mathrm{cm} \leq r \leq 84.4\,\mathrm{cm}$ für die CJC2. Die CJC1 besteht aus 30 Driftzellen mit jeweils 24 Signaldrähten und die CJC2 aus 60 Zellen mit jeweils 32 Signaldrähten. Die Signaldrähte sind parallel zur Strahlachse (z-Richtung) angebracht. Eine Driftzelle ist in azimutaler Richtung durch zwei Ebenen von Kathodendrähten begrenzt, und erstreckt sich radial über den gesamten Bereich der jeweiligen Kammer ohne eine weitere Unterteilung. Die Funktionsweise basiert darauf, daß ein geladenes Teilchen ein $Ar - CO_2 - CH_4$ Gasgemisch ionisiert, wenn es die Kammer passiert. Die dabei entstehenden Elektronen werden an den Signaldrähten verstärkt und registriert. Die hierzu an den Kathodendrähten

[4]Backward Drift Chamber

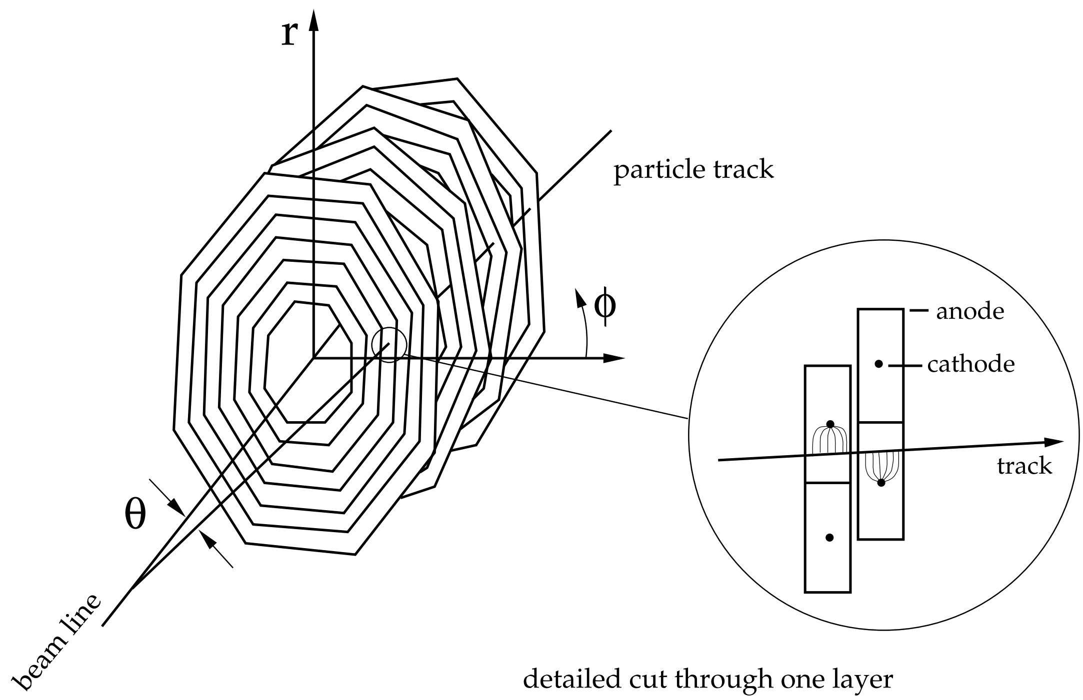

Abbildung 2.9: *Schematische Darstellung der BDC. Links: Die vier gegeneinander rotierten Doppellagen der BDC. Rechts: Schnitt durch eine Doppellage [23].*

anliegende notwendige Spannung ist proportional zum Abstand vom Kathodendraht zur Ebene der Signaldrähte um eine möglichst konstante Driftgeschwindigkeit zu erlangen. Die Messung der Driftzeit der bei der Ionisation freigewordenen Elektronen ermöglicht die Ortsbestimmung in der $r\varphi$-Ebene. Zur Messung der z-Koordinate wird eine Ladungsteilungsmethode verwendet, die auf der Messung der Signale an beiden Drahtenden basiert. Die Auflösung wurde zu $\sigma_{r\varphi} = 170\,\mu$m und $\sigma_z = 22\,$mm bestimmt [24].
Eine um etwa zwei Größenordnungen bessere Messung der z-Koordinate einer Spur, im Vergleich zu den Jetkammern, liefern die Driftkammern CIZ (Central Inner Z-Chamber) und COZ (Central Outer Z-Chamber), die sich an der Innenseite bzw. Außenseite der CJC1 befinden (s. Abbildung 2.3). Die Drähte der Kammern sind senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet und erreichen somit die gute Ortsauflösung der z-Koordinate von $\sigma_z = 300\,\mu$m [24].

2.2.4 Das Triggersystem

Der Elektron- und Protonstrahl des Speicherrings führt die jeweiligen Teilchen in Paketen. Diese Elektronen- und Protonenpakete kollidieren in der Wechselwirkungszone des H1-Experiments mit einer Frequenz von 10.4 MHz. Es ist nicht möglich, den Detektor nach jeder Wechselwirkung auszulesen, da der vollständige Ausleseprozess etwa 1-2 ms dauert. Zudem würde dies zu einer sehr großen Datenrate führen. Die Aufgabe des Triggersystem besteht darin, die Rate von 10 MHz auf 10 Hz zu reduzieren, dabei aber möglichst alle Ereignisse, die von Interesse sind zu selektieren [25].
Das Triggersystem besteht aus vier Stufen. Die erste Stufe L1 arbeitet totzeitfrei. Dazu werden alle Daten der einzelnen Subdetektoren für 2.3 μs in Ringspeichen gelagert. In dieser Zeit trifft die erste Stufe die Entscheidung, ob das Ereignis verworfen wird oder nicht. Die Subdetektoren senden insgesamt bis zu 192 Signale, sogenannte Triggerelemente, an die zentrale Triggerlogik. Diese werden logisch zu maximal 128 Subtriggern verknüpft. Sobald die Bedingung eines Subtriggers erfüllt ist, wird die Datennahme angehalten. Dies bedeutet, es werden keine weite-

ren Daten in die Ringspeicher geschrieben.
Nach einer positiven Entscheidung der ersten Triggerstufe hat die zweite Triggerstufe L2 $20\,\mu$s Zeit, ein Ereignis zu akzeptieren oder zu verwerfen. L2 ist durch zwei unterschiedliche Konzepte realisiert. Die eine Realisierung nutzt die Ereignistopologie im $\theta\varphi$-Raum, die andere neuronale Netze, welche mit geeigneten Signal- und Untergrunddatensätzen trainiert wurden. Beide erhalten grobe Informationen aus den Spurkammern und den Kalorimetern. Falls L2 das Ereignis verwirft, werden die Ringspeicher freigegeben und die Datennahme damit neu gestartet. Falls L2 das Ereignis akzeptiert, beginnt die Auslese der Informationen der Subdetektoren aus den Ringspeichern.
Die vierte Triggerstufe arbeitet asynchron zur Datennahme und besteht aus eine Prozessorfarm. Sämtliche Rohdaten der Subdetektoren stehen zur Verfügung. Die Ereignisse werden auf der Prozessorfarm rekonstruiert und auf dieser Grundlage eine Triggerentscheidung getroffen. Bis zur Entscheidung stehen 100 ms zu Verfügung.
Die Rohdaten der akzeptierten Ereignisse werden mit 10 Hz auf Band gespeichert.

3 Ausrichtung mit QED-Compton Ereignissen

In diesem Kapitel wird die Ausrichtung der rückwärtigen Detektoren mit Hilfe von QED-Compton Ereignissen diskutiert. Der Begriff Ausrichtung bedeutet im weiteren die geometrische Ausrichtung relativ zu der zentralen Spurkammer, da diese das Koordinatensystem im H1-Detektor vorgibt. Zuerst wird die physikalische Grundlage der QED-Compton Ereignisse und die daraus resultierende Signatur im Detektor besprochen. Desweiteren werden der Einfluss der Strahlverkippung auf die Messung der rückwärtigen Detektoren, sowie einige notwendige vorbereitende Studien behandelt. Nach diesen Grundlagen werden die hier gewählte Methode der Ausrichtung und die dafür notwendigen Auswahlkriterien vorgestellt und Ergebnisse präsentiert.

3.1 QED-Compton Ereignisse

In der Elektron-Proton-Streuung treten mit geringerer Wahrscheinlichkeit Prozesse auf, bei denen vom Elektron ein reelles Photon abgestrahlt wird. Die zu diesem Prozess $ep \to e\gamma X$ gehörigen Feynman Graphen sind in Abbildung 3.1 dargestellt.

Zum Wirkungsquerschnitt tragen sowohl die Amplituden der beiden Feynman Graphen bei

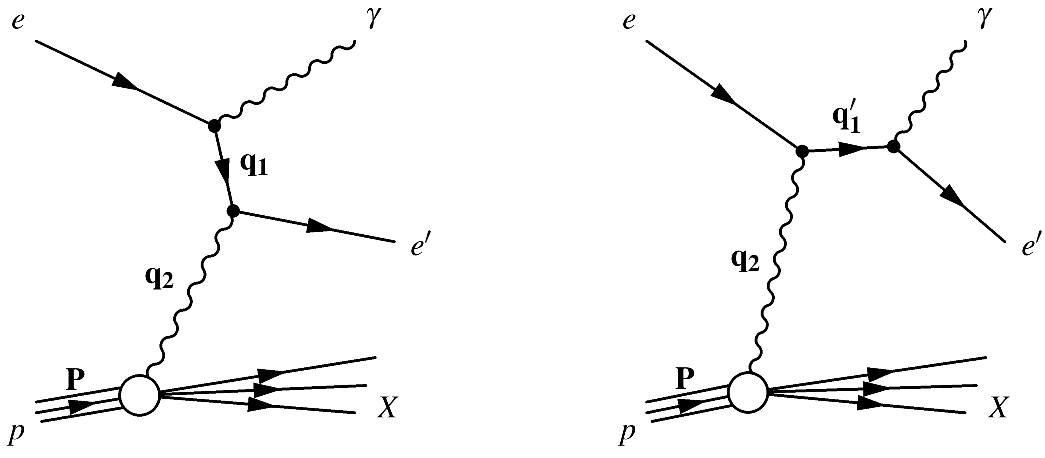

Abbildung 3.1: *Feynman Graphen in führender Ordnung für den Streuprozess $ep \to e\gamma X$.*

als auch ihre Interferenzterme. Somit ist es für ein einzelnes Ereignis nicht möglich festzulegen, welchem der beiden Feynman Graphen es entspricht. Die Amplituden beinhalten Terme der Form $(q_1^2 - m_e^2)q_2^2$ und $(q_1'^2 - m_e^2)q_2^2$ im Nenner. Die dadurch entstehenden dominanten Beiträge zum Wirkungsquerschnitt, aufgrund der Polstellen, entsprechen drei experimentellen Signaturen: Bremsstrahlung, klassische Strahlungskorrekturen zur tiefinelastischen Streuung und QED-Compton Ereignisse.

- Bethe-Heitler Bremsstrahlung Prozess:
  Sowohl q_1^2 ($q_1'^2$) als auch q_2^2 sind ungefähr gleich Null. Dies bedeutet, die auslaufenden Teilchen sind nicht im Zentraldetektor nachweisbar. Spezielle Detektoren messen das

auslaufende Elektron und das auslaufende Photon und verwenden diese zur Luminositäts-Bestimmung [8, 26] und für nicht-pertubative QCD Untersuchungen [27].

- Klassische Strahlungskorrekturen zur tiefinelastischen Streuung:
q_1^2 ($q_1^{'2}$) ist ungefähr gleich Null und q_2^2 ist endlich. Experimentell wird zwischen ISR[1] und FSR[2] unterschieden. Der ISR-Wirkungsquerschnitt ist vom in Abbildung 3.1 linken Feynman Graph und der FSR-Wirkungsquerschnitt vom rechten Feynman Graph dominiert. Die ISR-Ereignisse werden im H1-Experiment für spezielle F_2- und F_L-Messungen verwendet [28].

- QED-Compton Prozess:
q_2^2 ist ungefähr Null und q_1^2 ($q_1^{'2}$) ist endlich. Auslaufendes Elektron e' und auslaufendes Photon γ werden im zentralen Detektor nachgewiesen. Der Wirkungsquerschnitt steigt mit dem Polarwinkel des gestreuten Elektrons θ stark an, dadurch werden das auslaufende Elektron und das Photon vorwiegend in den rückwärtigen Bereich gestreut. Die für diese Arbeit wichtigen Details zum QED-Compton Prozess werden im weiteren besprochen [29, 30, 31].

Ein typisches QED-Compton Ereignis im H1-Detektor ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Das auslau-

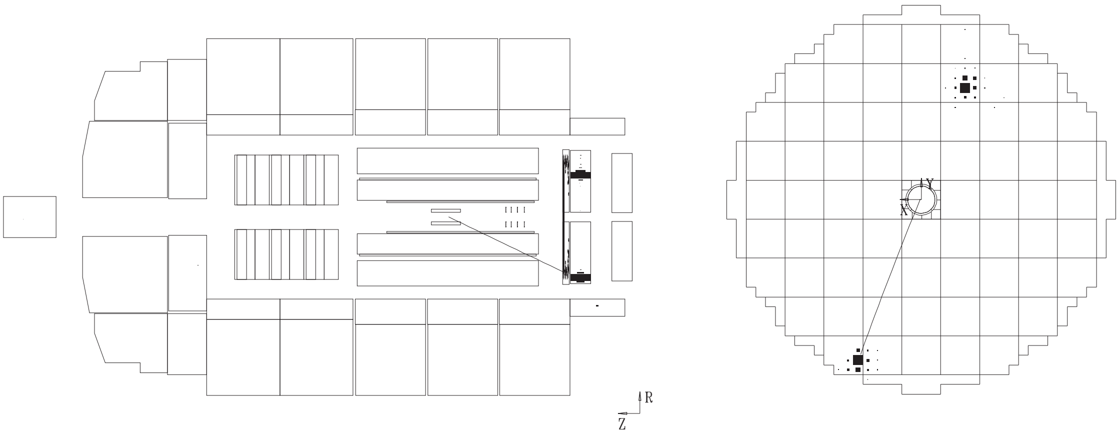

Abbildung 3.2: *Typisches elastisches QED-Compton Ereignis im H1-Detektor. Die linke Teilabbildung zeigt einen Längsschnitt durch den H1-Detektor (zr-Ebene). Die rechte Teilabbildung zeigt die Frontansicht des elektromagnetischen SpaCals (xy-Ebene). Erkennbar sind zwei Energiedepositionen im SpaCal mit einem Abstand von nahezu* 180° *im Azimutwinkel. Zudem ist eine von der CJC rekonstruierten Spur eingezeichnet. Das obere Cluster stammt somit vom Photon und das untere vom Elektron.*

fende Elektron hinterlässt einen Cluster im SpaCal und eine Spur in der zentralen Spurkammer. Das auslaufende Photon ruft einen Cluster im SpaCal hervor, jedoch, da es nicht geladen ist und somit nicht ionisiert, keine Spur in der zentralen Spurkammer. Zusätzlich erzeugen das Elektron und das Photon Signale in der BDC. Für das Photon ist dies hauptsächlich möglich, weil Photonen mit einer Wahrscheinlichkeit von ungefähr 50% zu Elektron-Positron-Paaren konvertieren. Die Ursache dafür ist 'totes Material' vor der BDC [31, 32]. Eine weitere Möglichkeit für ein Photon ein Signal in der BDC zu hinterlassen, ist die Rückstreuung von Elektronen und Positronen beim Nachweiß des Photons im SpaCal. Besonders auffällig für QED-Compton Ereignisse

[1] Initial State Radiation
[2] Final State Radiation

ist die relative Lage der Elektron- und Photon-Cluster: Aufgrund des kleinen Impulsübertragsquadrats q_2^2 haben Elektron und Photon nahezu den maximalen Abstand von $\Delta\varphi \approx 180^\circ$ im Azimutwinkel. Der Abstand ist dabei gegeben durch

$$\Delta\varphi = |\varphi_1 - \varphi_2| \ .$$

QED-Compton Ereignisse lassen sich also durch eine kleine sogenannte Akoplanarität A charakterisieren:

$$A = |180^\circ - \Delta\varphi| \ .$$

Diese Größe wird für die Selektion von QED-Compton Ereignissen verwendet. Die Nachweisbarkeit des hadronischen Endzustandes X hängt von der Masse des hadronischen Endzustandes m_X ab. Diese ist gegeben durch

$$m_X^2 = (\mathbf{P} - \mathbf{q}_2)^2 \ .$$

Falls m_X gleich der Masse des einlaufenden Protons oder einer der angeregten Nukleon-Resonanzen ist, ist der hadronische Endzustand nicht im zentralen Detektor nachweisbar und keine Aktivität im LAr-Kalorimeter zu erwarten. In diesem Fall spricht man von elastischen QED-Compton Ereignissen. Sie weisen eine vom Maximum bei Null stark abfallende Akoplanarität der Cluster auf. Falls $m_X > 1.8\,\text{GeV}$ ist, spricht man von inelastischer QED-Compton Streuung und der Nachweis des hadronischen Endzustandes im zentralen Detektor wird möglich. Inelastische QED-Compton Ereignisse zeigen eine deutlich schwächer abfallende Verteilung der Akoplanarität, weil ein Mindestimpulsübertrag notwendig ist, um das Proton anzuregen [30].

3.2 Strahlverkippung

Die außerhalb der Wechselwirkungszone in getrennten Strahlrohren geführten Elektron- und Protonstrahlen des Beschleunigers werden am Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors zusammengeführt. Dies resultiert in einer Verkippung der realen Strahlführung gegenüber der nominellen Strahlführung, wie in Abbildung 3.3 veranschaulicht. Die Strahlverkippung wird im Weiteren auch als Beam Tilt bezeichnet.

Der Beam Tilt wird für jeden Run[3] bestimmt. Dazu wird an die Verteilung der Primärvertizes[4],

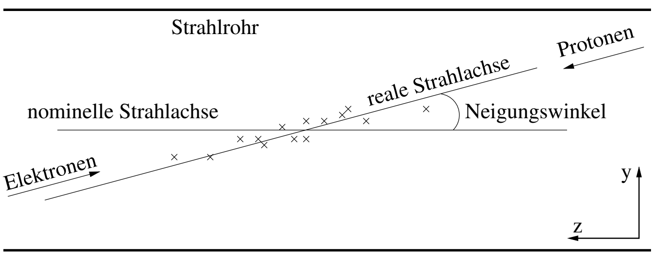

Abbildung 3.3: *Schematische Skizze der Strahlverkippung (Beam Tilt) in der yz-Ebene. Die reale Strahlführung ist gegen die nominelle Strahlführung verkippt. Der Neigungswinkel ist zur besseren Erkennung übertrieben groß eingezeichnet. Die Kreuze deuten die Verteilung der Primärvertizes an.*

die mit der zentralen Spurkammer, welche das Koordinatensystem im H1-Detektor vorgibt, bestimmt werden, eine Gerade angepasst. Die Anpassung ist möglich, da die transversale Ausdehnung viel kleiner als die longitudinale Ausdehnung der im Strahl geführten Teilchenpakete ist.

[3] Unter einem Run versteht man einen Datennahmeabschnitt, in dem sich der Detektorstatus und der Status des Beschleunigers nicht signifikant ändern.

[4] Der Primärvertex ist der gemeinsame Ursprung aller primären Reaktionsprodukte.

Im Fall des Elektronenstrahls ist das Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Ausdehnung 1 : 50, im Fall des Protonstrahls 1 : 1000 [33]. Die Gerade ist parametrisiert durch die Position des Strahls am nominellen Wechselwirkungspunkt (x_{Strahl},y_{Strahl}) und die Steigungen S_x und S_y. Im Weiteren werden die rekonstruierten Koordinaten (x_{Vorher},y_{Vorher}) der verwendeten Cluster um die Strahlverkippung korrigiert, damit der Azimutwinkel und Polarwinkel der Cluster bezüglich der realen Strahlachse angegeben sind, wie es für die Rekonstruktion der Ereigniskinematik notwendig ist. Dabei werden die Koordinaten der Cluster (x_{Cluster},y_{Cluster}) folgendermaßen berechnet:

$$\begin{aligned} x_{\text{Cluster}} &= x_{\text{Vorher}} - x_{\text{Strahl}} - \left(S_x \cdot z_{\text{Vorher}}\right) \\ y_{\text{Cluster}} &= y_{\text{Vorher}} - y_{\text{Strahl}} - \left(S_y \cdot z_{\text{Vorher}}\right) . \end{aligned}$$

3.3 Vorbereitende Studien

Die Methode zum Ausrichten der rückwärtigen Detektoren mit QED-Compton Ereignissen basiert auf der Selektion zweier Cluster im rückwärtigen Kalorimeter. Deswegen muss zuerst die Frage geklärt werden, ob einige Zellen oder Regionen im SpaCal Auffälligkeiten aufweisen, die zu einer Verfälschung der Ergebnisse führen können.
Eine mögliche Ursache ist die Führung des Elektronstrahls mit Magnetfeldern nahe des Detektors. Dadurch entstehende Synchrotronstrahlung kann den Detektor treffen. Ebenso ist es möglich, dass einige Zellen technisch defekt sind. Falls die Ursachen nicht zu beheben sind, werden die Regionen oder Zellen von der weiteren Untersuchung ausgeschlossen. Dies wird unter dem Begriff 'Fiducial Cuts' zusammengefasst.

Der innere SpaCal-Bereich

Die Untersuchung des inneren SpaCal-Bereichs ist besonders wichtig, weil diese Region aufgrund der Nähe zum Strahlrohr häufig von Teilchen aus Untergrundereignissen getroffen wird. Um mögliche Untergrundereignisse zu finden, werden im inneren SpaCal-Bereich Energiedepositionen, in Form von Clustern, gesucht. Dabei werden mehrere Bedingungen beachtet:
Es wird explizit darauf geachtet, dass die Cluster in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals liegen, indem der Schauerschwerpunkt des Clusters als Selektionskriterium verwendet wird. Es wird verlangt, dass die beiden Cluster mit der höchsten Energie jeweils eine Energie von mehr als 5 GeV haben. Dies ist notwendig, um Photoproduktionsereignisse auszuschließen. Dies sind Ereignisse mit kleinem Impulsübertrag Q^2, bei denen das gestreute Elektron im Strahlrohr verschwindet und ein Teilchen des hadronischen Endzustands das Vorhandensein eines Elektrons im SpaCal vortäuscht. Abbildung 3.4 zeigt die Verteilungen der Position der Cluster mit der höchsten und zweithöchsten Energie im inneren SpaCal-Bereich. Beide Verteilungen zeigen eine dominante Struktur links vom Strahlrohr. Für die Verteilung mit der zweithöchsten Energie sind zudem deutliche Anhäufungen rechts oben und unten vom Strahlrohr sichtbar.
Ein Verständnis der Ursachen dieser Häufungen zu erarbeiten wird im weiteren angestrebt. Die Anhäufung links des Strahlrohrs in Abbildung 3.4 a) und b) wird als Hot Spot 1 bezeichnet, die Anhäufung rechts oberhalb des Strahlrohrs in Abbildung 3.4 b) als Hot Spot 2. Die Anhäufung rechts unterhalb des Strahlrohrs wird, da diese die kleinste der drei Anhäufungen ist, nicht weiter betrachtet.

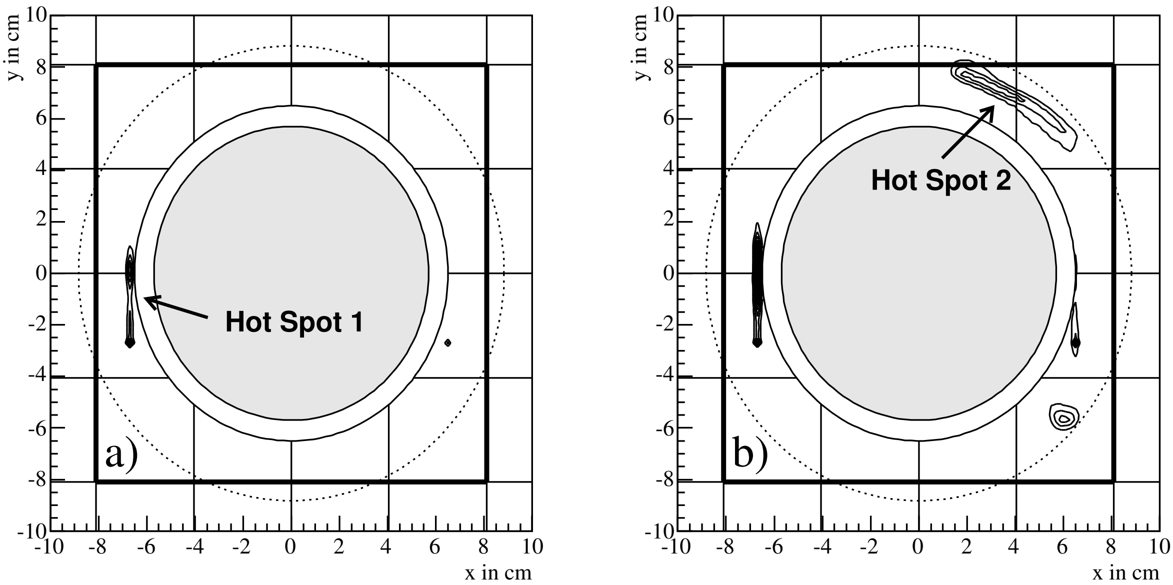

Abbildung 3.4: *Dargestellt ist der innere Bereich des SpaCals in der xy-Ebene. Die Verteilung der Cluster mit der höchsten Energie in einem Ereignis (a) und analog für die Cluster mit der zweithöchster Energie (b). Die dünnen Linien deuten die Grenzen der SpaCal-Zellen an, die dickeren stellen die Grenzen des Insertmoduls dar. Die grau unterlegte Region ist der Umriss des Strahlrohrs und die Kreise darum zeigen den inneren und äußeren Radius der Veto-Lagen. Des Weiteren ist der innere Radiusschnitt des 'Fiducial Cuts' durch den gepunkteten Kreis angedeutet, weiteres siehe Text.*

Untersuchung der Zeitinformation der Cluster

Untergrundereignisse unterscheiden sich zum Teil von Elektron-Proton-Wechselwirkungen dadurch, dass diese in einzelnen Subdetektoren Signale zu verschiedenen Zeiten hervorrufen. Um Untergrundereignisse im SpaCal zu identifizieren, muss somit der Zeitpunkt des Auftreffens eines gestreuten Elektrons aus einer Elektron-Proton-Wechselwirkung als Referenz bekannt sein. Die Selektion eines gestreuten Elektrons ist durch diese Schnitte gewährleistet:

- logarithmischer Cluster-Radius: $ECRA_{log} < 4.5\,\text{cm}$,
- Energie des Clusters zwischen 15 GeV und 30 GeV,
- Position des Clusters nicht im inneren SpaCal Bereich: $x^2 + y^2 > 10^2\,\text{cm}^2$.

Der Schnitt auf $ECRA_{log}$ stellt sicher, dass es sich um ein Cluster handelt, welches durch ein elektromagnetisches Teilchen induziert wurde, wie Abschnitt 2.2.1 erläutert. Zudem wird in dem selektierten Energiebereich hauptsächlich das gestreute Elektron und keine Teilchen aus Untergrundereignissen erwartet. Der innere SpaCal Bereich wird ausgenommen, um eine Beeinflussung durch die zu untersuchenden Hot Spot Regionen explizit auszuschließen. Für die Zeitmessung eines Clusters wird die Zeitmessung der Zelle mit der höchsten Energie in dem Cluster verwendet.

Die Zeitinformation derart gefundener Elektronen ist in Abbildung 3.5 a) gezeigt. Ein deutliches Signal ist bei 15 ns zu sehen. Die Zeitverteilungen für die zwei Hot Spots sind Abbildung 3.5 b)-e) zu entnehmen; gezeigt ist jeweils die Zeitmessung für das Cluster mit der höchsten und zweithöchsten Energie. Dabei wurde wiederum der im letzten Absatz angesprochene Energieschnitt angewendet. Die Hot Spot Regionen sind durch gezielte Schnitte auf die x- und

y-Position des Clusters selektiert. Die Zeitverteilungen der Hot Spots zeigen ein klares Signal bei 15 ns. Zudem weisen diese eine kleine Anhäufung bei 5 ns auf. Diese Anhäufung ist auf protonstrahlinduzierten Untergrund zurückzuführen, da sich der Protonstrahl, ebenso wie das gestreute Elektron, mit fast Lichtgeschwindigkeit bewegt und somit 10 ns vor dem Signal des gestreuten Elektrons das SpaCal passiert, das ungefähr 150 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt liegt. Diese Anhäufungen sind, aufgrund ihres geringen Anteils an der Gesamtverteilung, offensichtlich jedoch nicht die alleinige Ursache für die Hot Spots.
Mit Hilfe der Zeitmessung des SpaCals sind vom protonstrahlinduzierte Untergrundereignisse von Elektron-Proton-Wechselwirkungen separierbar. Vom Elektronstrahl induzierte Untergrundereignisse werden im SpaCal jedoch zum gleichen Zeitpunkt wie Elektron-Proton-Wechselwirkungen registriert, da kein Laufzeitunterschied zu erwarten ist.

Untersuchung mit Elektron- und Proton-Pilotpaketen

Eine Möglichkeit, um sowohl elektron- als auch protoninduzierte Untergrundereignisse von Elektron-Proton-Wechselwirkungen zu unterscheiden, bieten die sogenannten Elektron- und Proton-Pilotpakete. Dies sind Teilchenpakete, die keinen Kollisionspartner besitzen und daher zur Untersuchung von Untergrundereignissen, wie zum Beispiel Strahl-Restgas-Wechselwirkungen oder Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen, gedacht sind. Im Jahr 2000 führte HERA im Mittel 175 Kollisonspakete, 14 Elektron- und 6 Proton-Pilotpakete.
Es bietet sich an den, in Abbildung 3.4 skizzierten, inneren SpaCal Bereich erneut zu untersuchen. Dabei werden Ereignisse selektiert, die von Elektron- oder Proton-Pilotpaketen stammen. Abbildung 3.6 zeigt die Verteilung in der Cluster mit der höchsten und zweithöchsten Energie im inneren SpaCal Bereich für Ereignisse, die von Elektron- oder Proton-Pilotpaketen hervorgerufen werden. Die Teilabbildungen a) und b) beziehen sich auf Elektron-Pilotpakete, die Teilabbildungen c) und d) auf Proton-Pilotpakete.
Die Ereignisse, die entweder von Proton-Pilotpaketen oder von Elektron-Pilotpaketen stammen, hinterlassen häufig in Hot Spot 1 ein Cluster, allerdings so gut wie nie in Hot Spot 2. Es gibt keinen Grund anzunehmen, dass Untergrundereignisse aus Proton-Pilotpaketen an genau derselben Stelle im SpaCal ein Cluster hervorrufen wie Elektron-Pilotpakete, da beide Strahlen getrennt von einander geführt werden. Da dies jedoch der Fall ist, ist Hot Spot 1 nicht auf eine spezielle Untergrundwechselwirkung, wie Strahl-Strahlrohr-, Strahl-Restgas-Wechselwirkung oder Synchrotronstrahlung, zurückzuführen.

Untersuchung der Energieverteilung

Eine weitere Möglichkeit, Erkenntnisse über die Hot Spots zu erlangen, bietet die Untersuchung der Energieverteilungen. Die Energieverteilungen von Hot Spot 1 und Hot Spot 2 sind in Abbildung 3.7 gezeigt. Die Energieverteilung von Hot Spot 1 zeigt eine Verteilung bis hin zu sehr hohen Energien von 180 GeV. Diese kann nicht von gestreuten Elektronen hervorgerufen werden, da diese Energien unterhalb von 30 GeV besitzen. Der Hot Spot tritt nicht auf, wenn keine Strahlen im Speicherring geführt und in dieser Zeit Ereignisse mit kosmischen Myonen aufgezeichnet werden [34]. Deswegen handelt es sich somit vermutlich nicht um eine defekte Zelle oder Elektronik. Es ist keine abschließende Erklärung möglich und diese Region wird von der Analyse ausgenommen.
Die typische Energie in Hot Spot 2 liegt im Bereich der Elektronenenergie. Eine mögliche Ursache für diese Häufung sind Elektronen des Elektron-Strahls mit nicht nomineller Energie, welche durch einen Magneten der Strahlfokussierung in diese Region abgelenkt werden, anstatt dem Sollorbit zu folgen. Unterstützt wird diese Annahme dadurch, dass der Hot Spot nicht für Pilotpakete auftritt sondern nur für Kollisionspakete. Im Fall der Kollisonspakete ist davon auszugehen, dass der Elektron-Strahl, aufgrund häufiger Elektron-Proton-Wechselwirkungen,

mehr Elektronen mit nicht nomineller Energie führt. Auch die Region Hot Spot 2 wird von der Analyse ausgenommen.

Fiducial Cuts

Die beiden Regionen der Hot Spots werden mit Hilfe eines Radiusschnitts ausgeschlossen. Dieser Radiusschnitt ist in Abbildung 3.4 und Abbildung 3.6 angedeutet. Des Weiteren werden einige Zellen ausgenommen, die besonders häufig von Teilchen getroffen werden, welche ihre Ursache in Untergrundereignissen haben, wie in Abbildung 3.6 rechts und links vom Strahlrohr zu sehen ist. Außerdem werden weitere defekte Zellen oder Zellen mit schlechter Trigger-Effizienz verworfen. Details zu den entsprechenden Studien sind in [35] zu finden.
Das Ausschließen dieser Regionen ist zusammengefasst unter dem Begriff 'Fiducial Cuts'. Die Dokumentation dazu ist zu finden in [36]. Abbildung 3.8 zeigt die Verteilung der Cluster von gestreuten Elektronen im SpaCal in der xy-Ebene. Die eingezeichneten Rechtecke und Kreise zeigen die 'Fiducial Cuts', die im Weiteren bei der Ausrichtung mit der QED-Compton Methode angewendet werden.

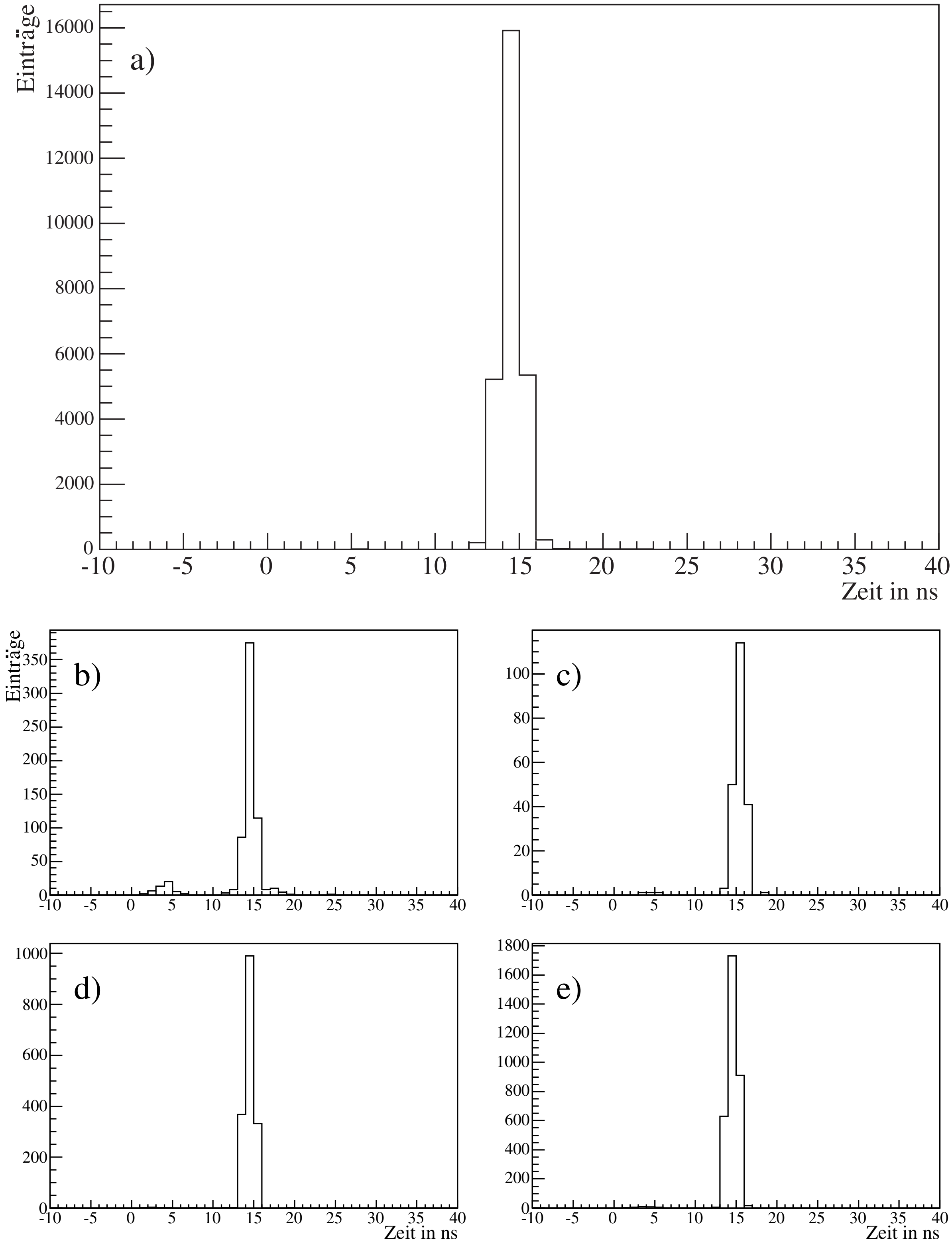

Abbildung 3.5: *Teilabbildung a) zeigt die SpaCal-Zeitmessung von Elektronen. Die Teilabbildungen b)-e) zeigen die Zeitmessung im Bereich des Hot Spot 1 für die höchste b) und zweithöchste Energie c) und im Bereich des Hot Spots 2 für die höchste d) und zweithöchste Energie e). Die kleinen Anhäufungen bei* 5 ns *in den Teilabbildungen b)-e) sind auf protonstrahlinduzierte Untergrundereignisse zurückzuführen.*

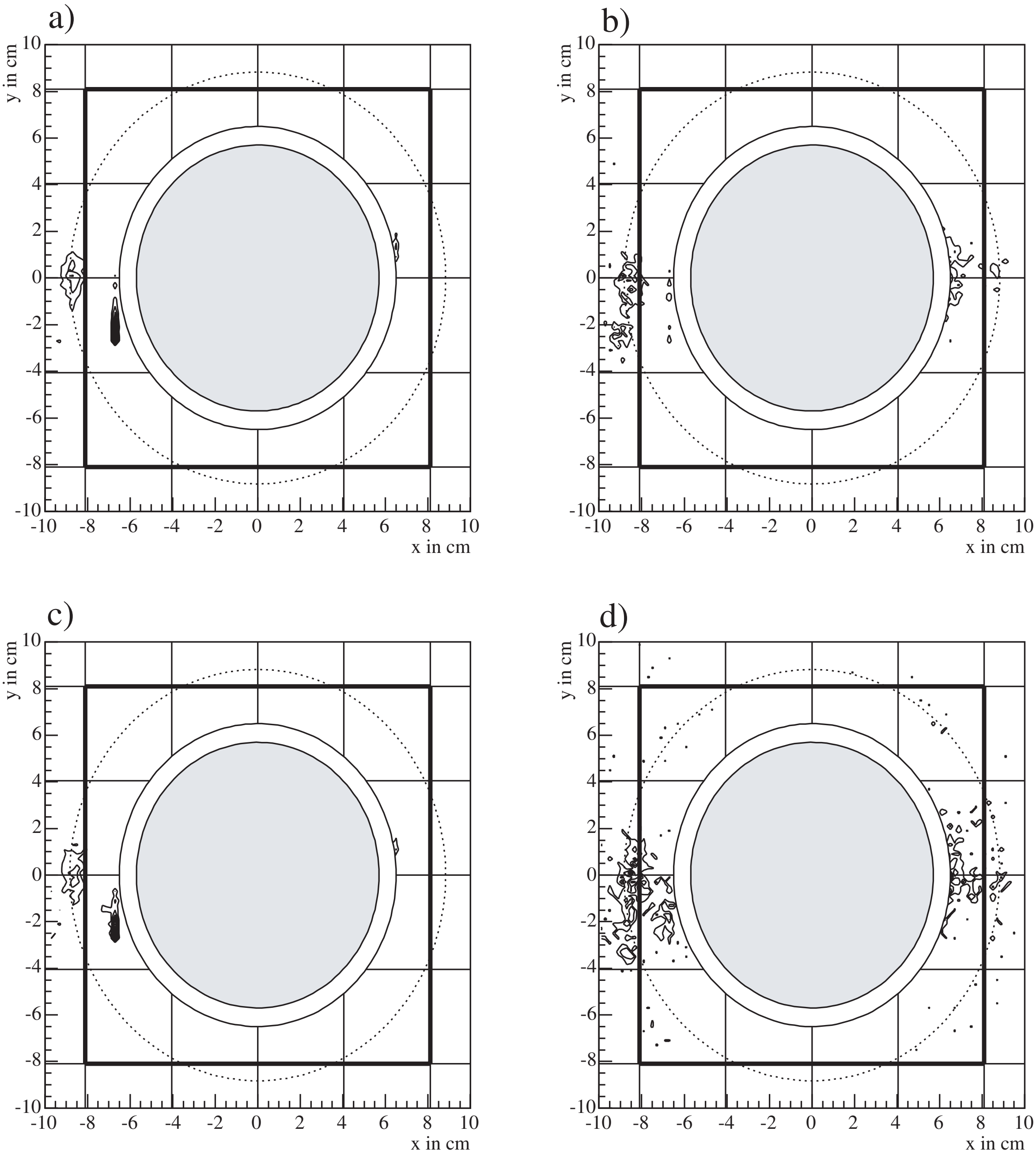

Abbildung 3.6: *Dargestellt ist jeweils der innere Bereich des SpaCals in der xy-Ebene. Gezeigt ist die Position für Cluster mit der höchsten Energie in einem Ereignis in den Teilabbildungen a) und c). In den Teilabbildungen b) und d) ist die Position für die Cluster mit der zweithöchsten Energie eingetragen. Die Teilabbildungen a) und b) beziehen sich auf Ereignisse, die von Elektron-Pilotpaketen stammen, die Teilabbildungen c) und d) beziehen sich auf Proton-Pilotpakete. Die dünnen Linien deuten die Grenzen der SpaCal-Zellen an, die dickeren stellen die Grenzen des Insertmoduls dar. Die grau unterlegte Region ist der Umriss des Strahlrohrs und die Kreise darum zeigen den inneren und äußeren Radius der Veto-Lagen. Des Weiteren ist der innere Radiusschnitt des 'Fiducial Cuts' durch den gepunkteten Kreis angedeutet, weiteres siehe Text.*

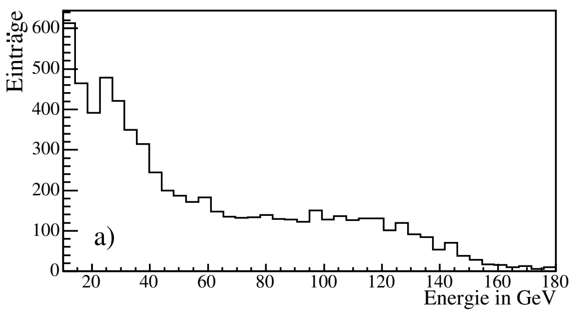

Abbildung 3.7: *Gezeigt ist die Energieverteilung von Hot Spot 1 (a) und Hot Spot 2 (b).*

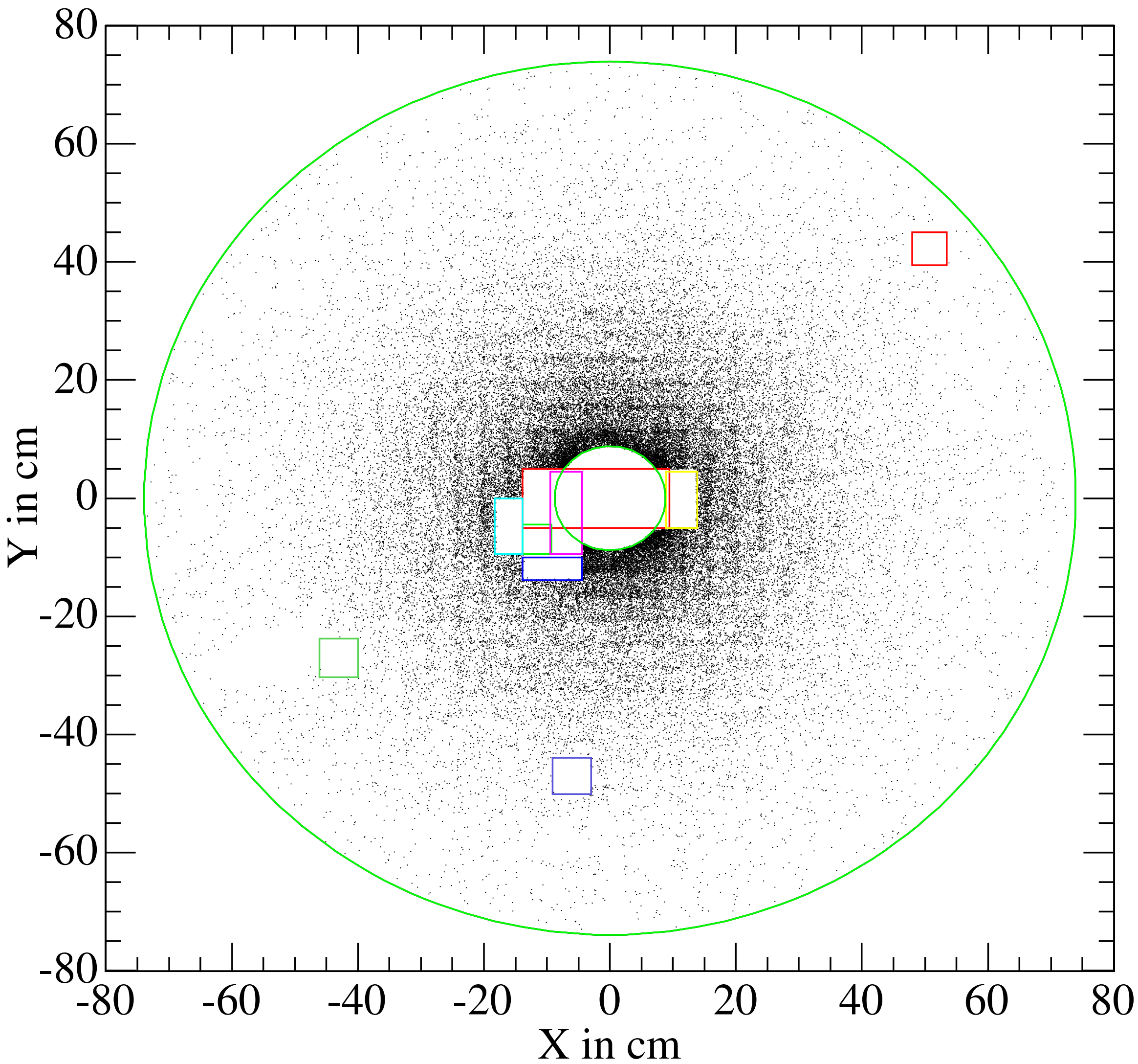

Abbildung 3.8: *Gezeigt ist die Frontansicht des SpaCals in der xy-Ebene. Ein schwarzer Punkte ist der jeweilige Clusterschwerpunkt des gestreuten Elektrons im SpaCal. Die Rechtecke, der innere und äußere Kreis zeigen die 'Fiducial Cuts'.*

3.4 χ^2-Minimierung

Dieser Abschnitt beschreibt ein Verfahren zur Bestimmung von Ausrichtungparametern für das SpaCal und die BDC, auf der Grundlage von QED-Compton Ereignissen. Die Methode liefert Ausrichtungsparameter in x und y.
Dazu wird die Selektion von QED-Compton Ereignissen im H1-Detektor besprochen und daraufhin die Funktionsweise der χ^2-Minimierung, die im Rahmen dieser Methode benutzt wird.

Ereignisselektion

Die Selektion von QED-Compton Ereignissen wurde im Detail in [30, 31] studiert und basiert zum Großteil auf Monte Carlo[5] Untersuchungen. Die dabei verwendeten Auswahlkriterien sind:

$$\begin{aligned}
A &< 10^\circ \\
E_1 &> 10\,\mathrm{GeV} \\
E_2 &> 4\,\mathrm{GeV} \\
E_1 + E_2 &> 20\,\mathrm{GeV} \\
E_1 + E_2 &< 30\,\mathrm{GeV} \\
ECRA_{log} &< 4.8\,\mathrm{cm} \\
E_{\mathrm{Res}} = E_{\mathrm{SpaCal}} - E_1 - E_2 &< 1\,\mathrm{GeV} \\
E_{\mathrm{LAr,max}} &< 0.5\,\mathrm{GeV} \\
|z_{\mathrm{Vertex}}| &< 30\,\mathrm{cm}\,.
\end{aligned}$$

Diese Selektionsschnitte folgen im wesentlichen früheren Arbeiten zu QED-Compton Analysen [30, 31, 37] und den Vorschlägen aus [38]. Der Schnitt auf die Akoplanarität A selektiert QED-Compton Ereignisse aus der Vielzahl radiativer Prozesse. Die Auswahlgrenzen für die Energie des Clusters mit der höchsten Energie E_1 und die des Clusters mit der zweithöchsten Energie E_2 ergeben sich direkt aus den Energieverteilungen des Elektron-Photon-Endzustands der Monte Carlo Simulation COMPTON [39] und dienen ebenfalls der Unterdrückung anderer radiativer Prozesse. Die Erwartung für die Akoplanarität und die Energien der Cluster für Ereignisse, die mit der Monte Carlo Simulation COMPTON generiert wurden, sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Die Selektion durch den Clusterradius $ECRA_{log}$ wird auf beide Cluster angewendet und separiert elektromagnetische von hadronischen Clustern, wie in Abschnitt 2.2.1 diskutiert. E_{SpaCal} stellt die gesamte im SpaCal deponierte Energie dar. Der Schnitt auf E_{Res} unterdrückt Photoproduktionsereignisse, da diese im allgemeinen mehrere Energiedepositionen aus dem hadronischen Endzustand im SpaCal besitzen. $E_{\mathrm{LAr,max}}$ gibt die Energie des LAr-Clusters mit der höchsten Energie an. Die Auswahl kleiner Werte von $E_{\mathrm{LAr,max}}$ verhindert Beiträge von inelastischer QED-Compton Streuung, die die Ausrichtung verfälschen, weil deren Akoplanarität häufig Werte deutlich größer Null aufweist [31]. z_{Vertex} ist die z-Koordinate des Vertex, und dieser Schnitt gewährleistet, dass der Vertex mit einer hohen Wahrscheinlichkeit zu einer Elektron-Proton-Wechselwirkung gehört. Als Vertex wird der primäre Vertex oder, falls dieser wegen fehlender zusätzlicher Spuren der zentralen Spurkammer in elastischen QED-Compton Ereignissen nicht rekonstruiert werden kann, der mittlere Vertex des Runs verwendet. Der mittlere Vertex des Runs kann verwendet werden, weil mit der QED-Compton-Methode keine Ausrichtung der rückwärtigen Detektoren in z-Richtung vorgenommen wird. Des Weiteren

[5] Zufallszahlen-Generatoren zur Erzeugung synthetischer Daten.

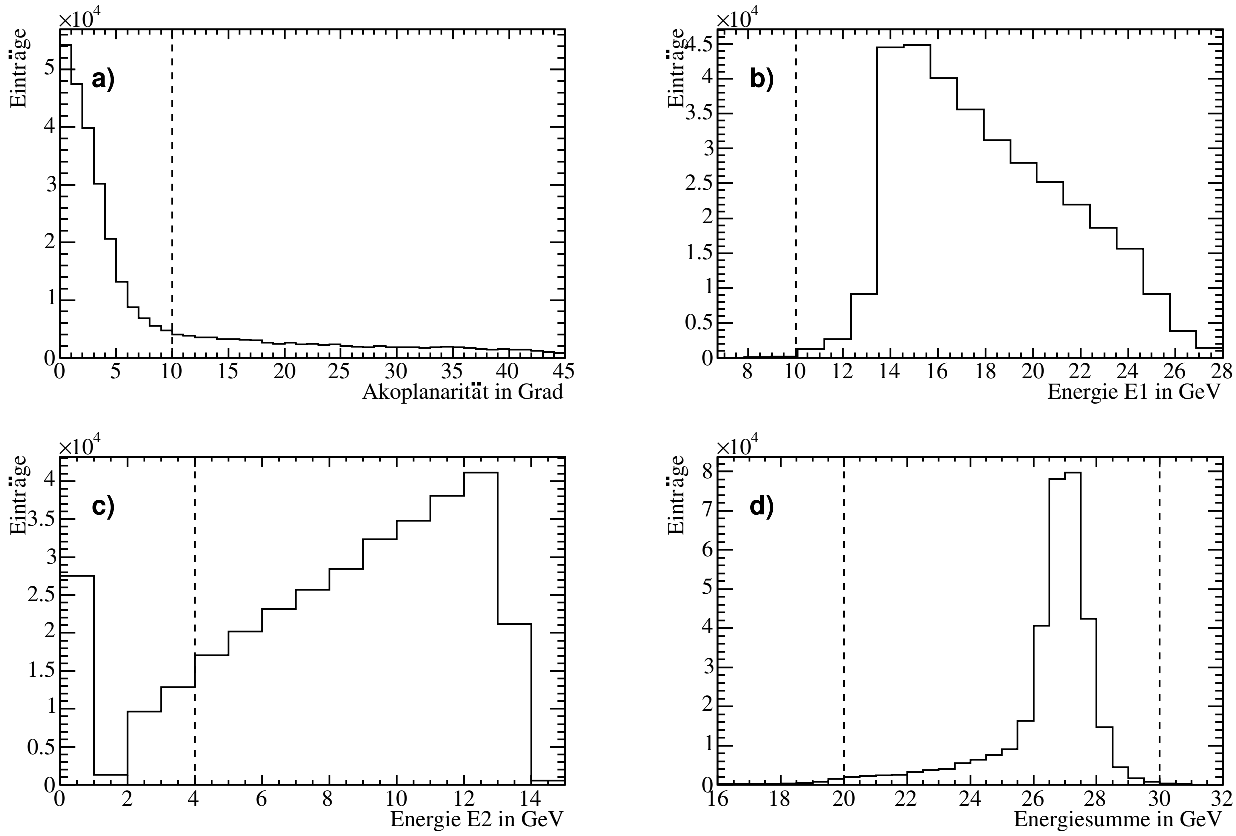

Abbildung 3.9: *Gezeigt sind die Akoplanarität (a), die Energie des Clusters mit der höchsten Energie (b), die Energie des Clusters mit der zweithöchsten Energie (c) und die Summe beider Cluster (d) für Ereignisse die mit der Monte Carlo Simulation* COMPTON *generiert wurden. Die gestrichelten Linien deuten die Selektionschnitte an.*

werden die im letzten Abschnitt 3.3 besprochenen 'Fiducial Cuts' auf beide Cluster angewandt und außerdem Ereignisse aus Datennahmeperioden verworfen, bei denen eines der wichtigen Subsysteme wie CJC1 und CJC2, LAr oder SpaCal nicht in Betrieb waren.
Insgesamt werden mit diesen Selektionskriterien knapp über 46000 potentielle QED-Compton Ereignisse in den Daten des Jahres 2000 gefunden.

Minimierung

Die Basis der Methode ist die Minimierung der χ^2-Funktion, der Akoplanarität [30, 31]. Die χ^2-Funktion ist definiert als

$$\chi^2 = \sum_{Ereignisse} \frac{A^2}{\sigma_A^2} \, .$$

Der Fehler der Akoplanarität, der dabei benötigt wird, ergibt sich zu

$$\sigma_A^2 = \frac{x_1^2\sigma_y^2 + y_1^2\sigma_x^2}{(x_1^2+y_1^2)^2} + \frac{x_2^2\sigma_y^2 + y_2^2\sigma_x^2}{(x_2^2+y_2^2)^2} \, .$$

Dabei stellen x_1,y_1 und x_2,y_2 die Koordinaten der SpaCal-Cluster oder der BDC-Spuren, projiziert auf die SpaCal Oberfläche, dar. Die Koordinaten werden zudem um den Beam Tilt, der in Abschnitt 3.2 diskutiert wurde, korrigiert. Die mittleren Ortsauflösungen σ_x und σ_y sind jeweils festgesetzt auf 0.3 cm für das SpaCal beziehungsweise 0.1 cm für die BDC [31].

Die Suche nach einem Minimum für χ^2 erfolgt mit dem Programm *TMinuit*, welches in die Analyseumgebung *ROOT* [40] integriert ist und von *Minuit* [41] abstammt. Für die Bestimmung des Minimums werden die x- und y-Koordinaten beider Cluster für alle Ereignisse simultan systematisch verschoben. Die Verschiebungen, für welche sich ein minimales χ^2 ergibt, entsprechen den Ausrichtungsparametern der jeweiligen Detektorkomponente. Die Ergebnisse für die Daten aus dem Jahr 2000 sind in Tabelle 3.1 für das SpaCal und die BDC zusammengefasst. Im Fall der BDC-Ausrichtung wird zusätzlich eine Mindestanzahl von vier Treffern in der BDC gefordert, die für die Rekonstruktion der BDC-Spur verwendet werden:

$$N_{\mathrm{Treffer,BDC}} > 3 \, .$$

Die angegebenen Fehler ergeben sich aus der χ^2-Minimierung. Die Stabilität der Minimierung

Tabelle 3.1: *Ergebnisse der Ausrichtungsmethode mit QED-Compton Ereignissen für die rückwärtigen Detektoren SpaCal und BDC mit Daten aus der Datennahmeperiode 2000. Dabei wurde die Strahlverkippung berücksichtigt.*

SpaCal		BDC	
x in cm	y in cm	x in cm	y in cm
-0.147	-0.447	$+0.040$	-0.249
± 0.001	± 0.002	± 0.001	± 0.001

wurde überprüft, indem eine Vielzahl unterschiedlicher Startwerte für die Verschiebungen, mit denen die Minimierungsprozedur beginnt, und verschiedener Schrittweiten für die einzelnen Verschiebungen während der Prozedur verwendet wurde. Der systematische Fehler der QED-Compton Methode wird im fünften Kapitel abgeschätzt.

Visualisierung der Ergebnisse

Die QED-Compton Ereignisse bieten aufgrund ihrer Signatur die Möglichkeit, die Ergebnisse visuell darzustellen und zu überprüfen. Die beiden in einem QED-Compton Ereignis gefundenen Clusterpositionen werden durch eine Linie in der xy-Ebene des SpaCals verbunden. Dies wird für alle Ereignisse vorgenommen, und die Linien wurden überlagert. Für einige Ereignisse ist dies schematisch in Abbildung 3.10 dargestellt und verdeutlicht das Vorgehen. Das Ergebnis ist eine Dichteverteilung, welche ein Maximum an der Stelle aufweist, an der sich die Linien am häufigsten schneiden. Diese Stelle ist im Fall ohne Ausrichtung der Durchstoßpunkt des Strahls der xy-Ebene des SpaCals und sollte bei optimaler Ausrichtung des SpaCals bei $(0,0)$ liegen, wenn die Clusterpositionen bezüglich des Beam Tilts korrigiert wurden.
In Abbildung 3.11 sind die verschiedenen Dichteverteilungen für das SpaCal mit Daten aus dem Jahr 2000 gezeigt. Dabei wurden die Ausrichtungsparameter aus Tabelle 3.1 verwendet. Deutlich zu erkennen ist, dass die Ausrichtung funktioniert hat. Ebenso zeigt Abbildung 3.11 den Einfluss des Beam Tilts. Die Asymmetrie im Azimutwinkel entsteht durch die verwendeten 'Fiducial Cuts', die Cluster prominent rechts und links des Strahlrohrs betreffen und somit die dazugehörenden Ereignisse verwerfen. Für Monte Carlo simulierte Ereignisse, die ohne 'Fiducial Cuts' selektiert wurden, entstehen Kreise in der Dichteverteilung. In Abbildung 3.12 sind die Dichteverteilungen in der xy-Ebene des SpaCals für diese Monte Carlo Ereignisse gezeigt.

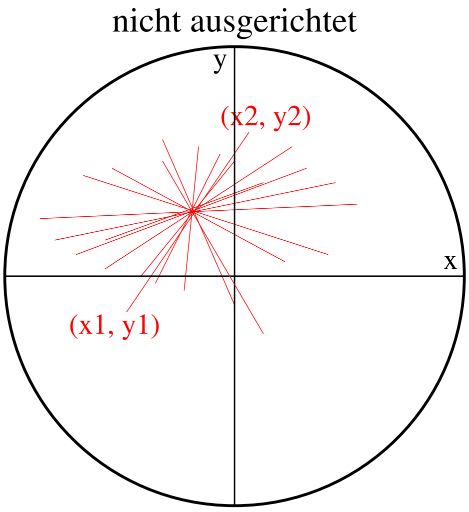

Abbildung 3.10: *Schematische Darstellung, wie die Dichteverteilung in der xy-Ebene des SpaCals zustande kommt. Die linke Teilabbildung zeigt das SpaCal vor der Ausrichtung, die rechte nach der Ausrichtung.*

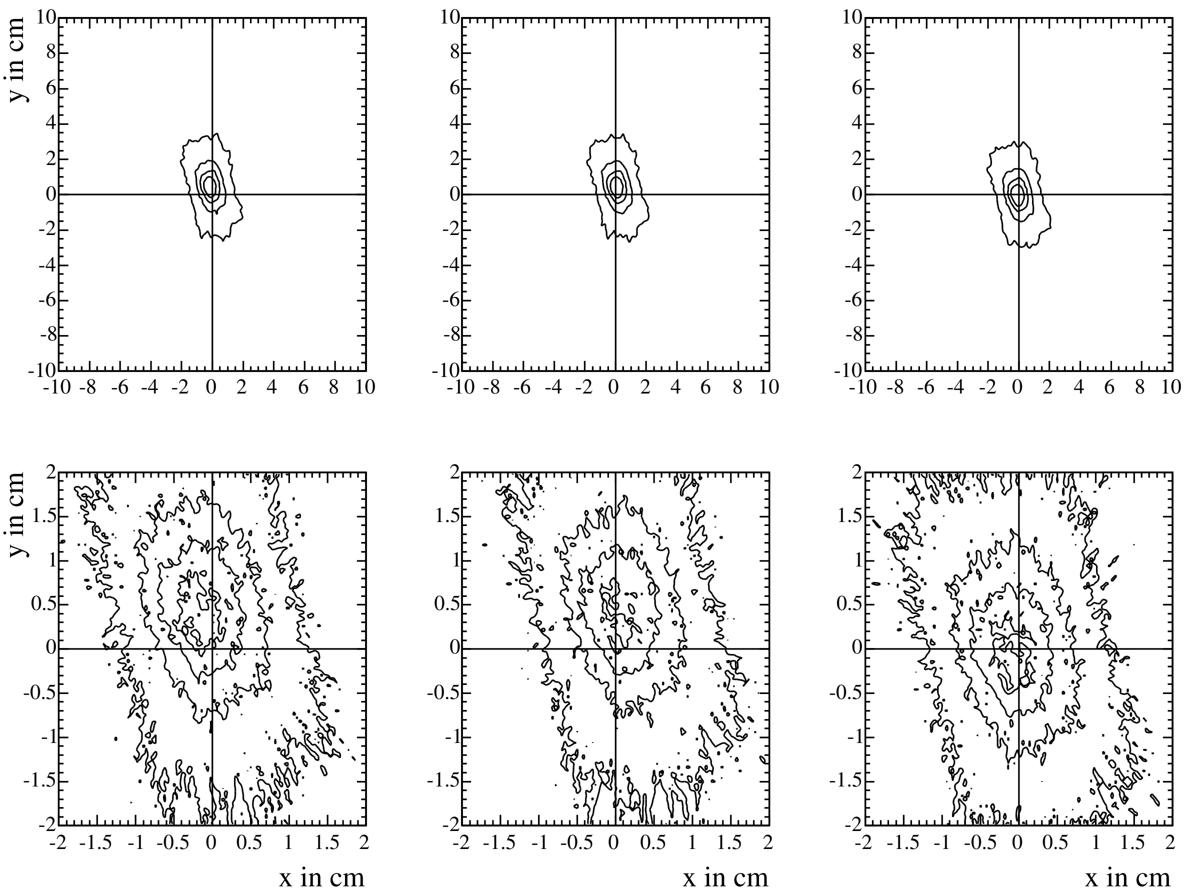

Abbildung 3.11: *In allen Teilabbildungen sind die Dichteverteilungen in der xy-Ebene des SpaCals dargestellt. Die obere Reihe zeigt den Ausschnitt von* $-10\,\mathrm{cm}$ *bis* $+10\,\mathrm{cm}$ *in x und y. Die untere Reihe zeigt jeweils eine Vergrößerung von* $-2\,\mathrm{cm}$ *bis* $+2\,\mathrm{cm}$ *in x und y. Die linke Spalte zeigt die Dichteverteilung vor der Ausrichtung ohne Berücksichtigung des Beam Tilts, die mittlere Spalte vor der Ausrichtung mit Berücksichtigung des Beam Tilts und die rechte Spalte nach der Ausrichtung mit Berücksichtigung des Beam Tilts. Die Asymmetrie im Azimutwinkel entsteht durch die verwendeten 'Fiducial Cuts'.*

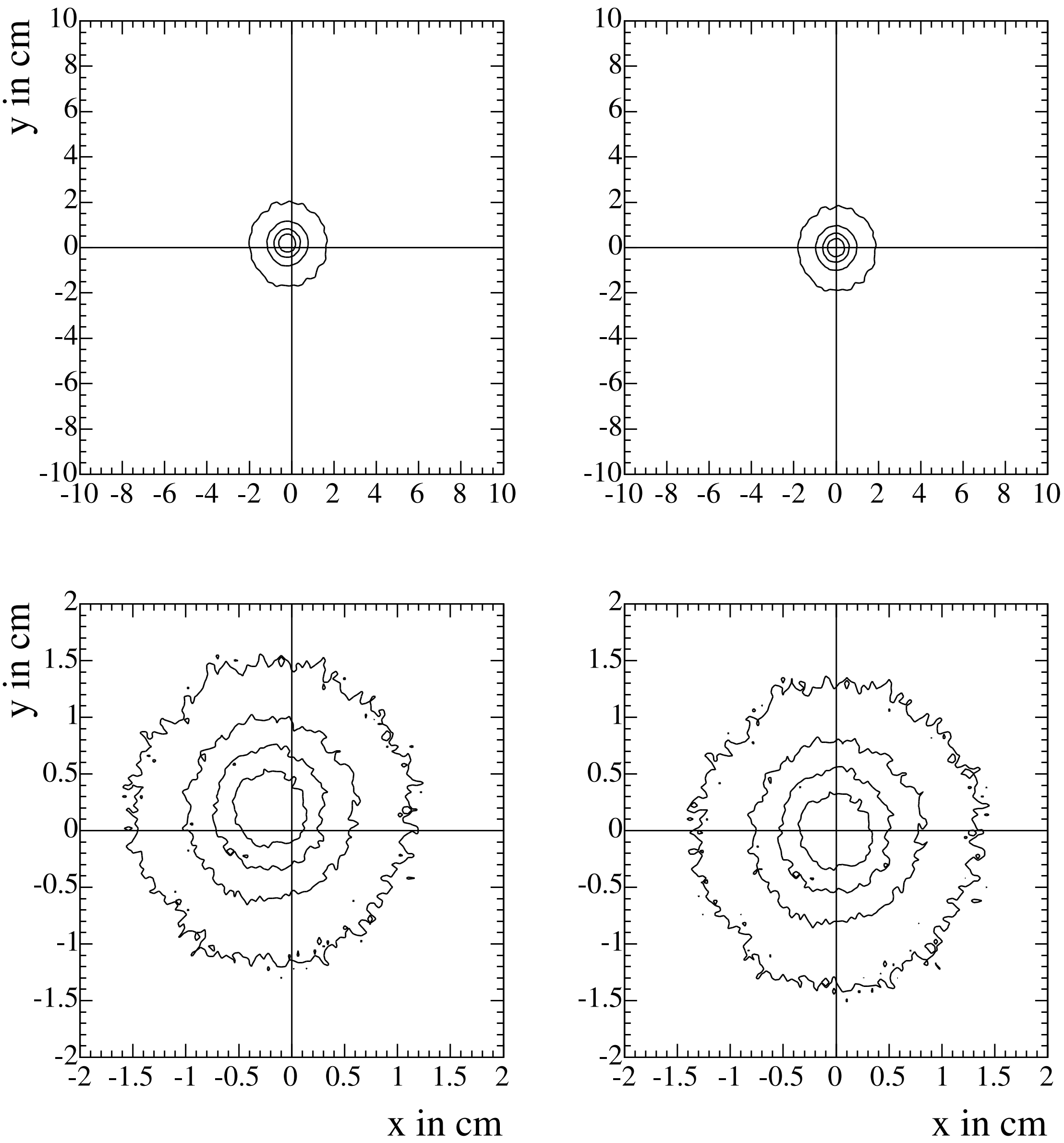

Abbildung 3.12: *In allen Teilabbildungen sind die Dichteverteilungen in der xy-Ebene des SpaCals für* COMPTON *Monte Carlo Ereignisse, die ohne 'Fiducial Cuts' selektiert wurden, dargestellt. Die obere Reihe zeigt den Ausschnitt von* $-10\,\mathrm{cm}$ *bis* $+10\,\mathrm{cm}$ *in x und y. Die untere Reihe zeigt jeweils eine Vergrößerung von* $-2\,\mathrm{cm}$ *bis* $+2\,\mathrm{cm}$ *in x und y. Die linke Spalte zeigt die Dichteverteilung ohne Berücksichtigung des simulierten Beam Tilts und die rechte Spalte mit Berücksichtigung des simulierten Beam Tilts.*

4 Ausrichtung an der zentralen Spurkammer

Die im letzten Kapitel vorgestellte QED-Compton Methode liefert Ausrichtungsparameter für SpaCal und BDC in x- und y-Richtung. In diesem Kapitel werden Methoden vorgestellt, welche direkt die Spuren der zentralen Spurkammer als Referenz verwenden. Zusätzlich zu der Möglichkeit, die x- und y- Ausrichtungsparameter der QED-Compton Methode zu überprüfen, liefern die Verfahren Ausrichtungsparameter in z-Richtung. Außerdem wird der Zugang zu möglichen Rotationen der rückwärtigen Detektoren im Vergleich zur zentralen Spurkammer geschaffen.
Zwei Vorgehensweisen werden vorgestellt: Die eine vergleicht die Winkel θ und φ einer Spur in der zentralen Spurkammer direkt mit den Winkeln des dazugehörenden SpaCal-Clusters, respektive der BDC-Spur, und liefert die Ausrichtungsparameter mit Hilfe der Anpassung geeigneter Funktionen. Die andere basiert auf der Minimierung einer weiteren χ^2-Funktion, die die Spurinformationen der zentralen Spurkammer und die entsprechenden Informationen des auszurichtenden rückwärtigen Detektors beinhaltet.

4.1 Spurparametrisierung und Einfluss des Magnetfeldes

Die beiden Vorgehensweisen benötigen die Extrapolation der Spuren in den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors. Daher werden zunächst Spuren von Teilchen genauer betrachtet. Zu Beginn wird der Einfluss des Magnetfelds der supraleitenden Spule auf geladene Teilchen im rückwärtigen Bereich des Detektors untersucht. Wie bereits in Kapitel 2.2 erwähnt, verläuft das Magnetfeld im H1-Detektor im wesentlichen parallel zur nominellen Strahlachse. Eine Spur im Magnetfeld beschreibt eine Helix, deren Achse parallel zum Magnetfeld verläuft. Die Projektion der Helix auf die xy-Ebene ergibt einen Spurkreis. Abbildung 4.1 zeigt eine vereinfachte Projektion der Spur in der xy-Ebene. Die Helix ist durch folgende fünf Parameter bestimmt:

- Spurkrümmung κ:
  Die Spurkrümmung ist vorzeichenbehaftet. Ihr Betrag ist gleich dem Kehrwert des Radius des Spurkreises. Das Vorzeichen ist für negativ geladene Teilchen positiv und umgekehrt.

- Abstand vom Ursprung d_{ca}[1]:
  Der Abstand vom Ursprung ist der kürzeste Abstand des Spurkreises in der xy-Ebene vom Koordinatenursprung. Diese Stelle wird d_{ca}-Punkt genannt.

- Azimutwinkel φ:
  Der Azimutwinkel ist der Winkel zwischen der x-Achse des H1-Koordinatensystem und der Tangente an den Spurkreis im d_{ca}-Punkt in der xy-Ebene.

- Polarwinkel θ:
  Der Polarwinkel ist der Winkel zwischen der Tangente an die Helix im d_{ca}-Punkt und der z-Achse.

[1] distance of closest approach

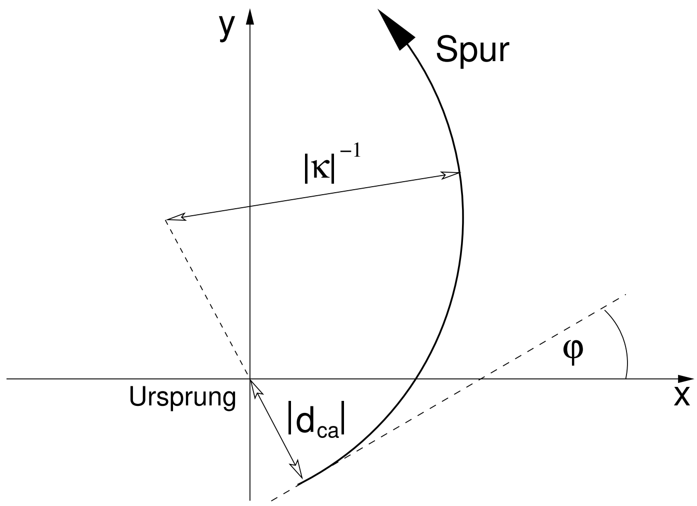

Abbildung 4.1: *Darstellung einer dreidimensionalen Spur projiziert in die xy-Ebene zur Definition der Spurparameter κ, d_{ca} und φ.*

- z-Koordinate im d_{ca}-Punkt z_0.

Mit diesen Parametern können die Koordinaten des Teilchens in Abhängigkeit der Spurlänge s angegeben werden. Die Spurlänge ist dabei das Wegintegral der Spur in der xy-Ebene, angefangen beim d_{ca}-Punkt. Die Koordinatengleichungen der Helixparametrisierung lauten [42]:

$$\begin{aligned} x(s) &= -(\frac{1}{\kappa} - d_{ca})\sin\varphi + \frac{1}{\kappa}\sin(\varphi + \kappa s) \\ y(s) &= (\frac{1}{\kappa} - d_{ca})\cos\varphi - \frac{1}{\kappa}\cos(\varphi + \kappa s) \\ z(s) &= z_0 + \frac{s}{\tan\theta} \end{aligned}$$

Aus den Spurparametern wird der Impuls des Teilchens berechnet. Dabei ist p_t die transversale Komponente des Impulses in der Einheit GeV gegeben als

$$p_t = 0.003 \cdot \frac{B}{|\kappa|} .$$

In dieser Formel ist B das Magnetfeld in Tesla und κ die Krümmung in cm^{-1}. Der Zusammenhang $|p_t| = E \cdot |\sin\theta|$ gilt, wenn die Energie E des Teilchen viel größer als seine Masse ist; dies ist im vorliegenden Problem der Fall. Damit ergibt sich

$$|\kappa| = 0.003 \cdot \frac{B}{|\sin\theta| E} .$$

Der aus dem Magnetfeld resultierende Unterschied $\Delta\varphi$ zwischen dem Azimutwinkel aus der Spurparametrisierung und dem Azimutwinkel des Clusters für ein geladenes Teilchen in der xy-Ebene ist schematisch in Abbildung 4.2 gezeigt und wird im Folgenden abgeschätzt. Dazu wird in einer stark vereinfachten Simulation die erwartete Ablenkung im Azimutwinkel $\Delta\varphi$ und im Polarwinkel $\Delta\theta$ im Vergleich zu einem ungeladenen Teilchen, welches vom Magnetfeld nicht beeinflusst wird, ausgerechnet.

Es werden geladene Teilchen unter verschiedenen Polarwinkeln θ betrachtet. Die Spuren der geladenen Teilchen werden auf die SpaCal-Oberfläche mit Hilfe der Helixparametrisierung extrapoliert und der Polarwinkel sowie der Azimutwinkel des Auftreffortes werden bestimmt.

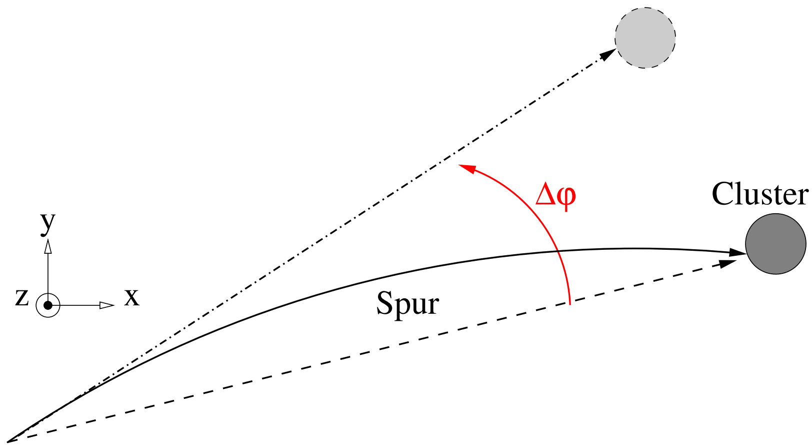

Abbildung 4.2: *Schematische Darstellung der Auswirkung des Magnetfeldes auf ein geladenes Teilchen in der xy-Ebene. Die gestrichelte Linie deutet die Verbindung zwischen dem Ursprung des Teilchen und dem Cluster an. Die strichpunktierte Linie deutet den Azimutwinkel der Spurparametrisierung an.*

Unter dem gleichen Polarwinkel wie die geladenen Teilchen werden ungeladene Teilchen im d_{ca}-Punkt betrachtet. Die Differenzen im Azimut- und Polarwinkel zwischen den Auftrefforten der geladenen und ungeladenen Teilchen werden berechnet. Das dabei vorliegende Problem ist symmetrisch in φ; somit ist φ frei wählbar und auf 0 festgesetzt. Die Werte für die betrachteten Polarwinkel erstrecken sich vom zentralen bis zum rückwärtigen Bereich des Detektors. Die Untersuchung wird in Abhängigkeit der Teilchenenergie vollzogen. Die Ergebnisse der Berechnung für die Ablenkung im Azimutwinkel $\Delta\varphi$ in Abhängigkeit der Energie E des Teilchens sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Für die sechs verschiedenen gezeigten Polarwinkel θ, die mit den Teilchen untersucht wurden, ist die Ablenkung im Azimutwinkel nicht zu vernachlässigen und beträgt für eine Teilchenenergie von 30 GeV ungefähr ein Grad. Damit ist die Approximation der Spur als eine Gerade in der xy-Ebene nicht ausreichend. Zudem zeigt die Untersuchung, dass die Polarwinkel-Ablenkung zu vernachlässigen ist.
Infolge dieser Untersuchung wird im Weiteren die Helixparametrisierung der Spuren verwendet, um die Ablenkung aufgrund des Magnetfeldes korrekt zu beschreiben. Dabei ist es notwendig festzulegen, bis zu welcher Ebene die Spur eines Teilchens in den rückwärtigen Bereich extrapoliert werden soll.

4.2 Ereignisselektion

Die Ereignisse, die für den Vergleich von Winkelmessungen der zentralen Spurkammer und der rückwärtigen Detektoren ihre Verwendung finden, sind Ereignisse, die einen Elektronkandidaten im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors aufweisen. Diesem müssen sowohl Signale in den rückwärtigen Detektoren als auch in der zentralen Spurkammer zugeordnet werden können. Um die geforderten Ereignisse auszuwählen, ist der erste Schritt die Selektion von Ereignissen, die genau ein Cluster mit hoher Energie im SpaCal im Akzeptanzbereich der zentralen Spurkammer haben. Dazu werden folgende Selektionskriterien angewendet:

$$\begin{aligned} E_1 &> 20\,\mathrm{GeV} \\ E_{\mathrm{Res}} = E_{\mathrm{SpaCal}} - E_1 &< 0.5\,\mathrm{GeV} \\ \theta_{\mathrm{SpaCal}} &< 160^\circ\,. \end{aligned}$$

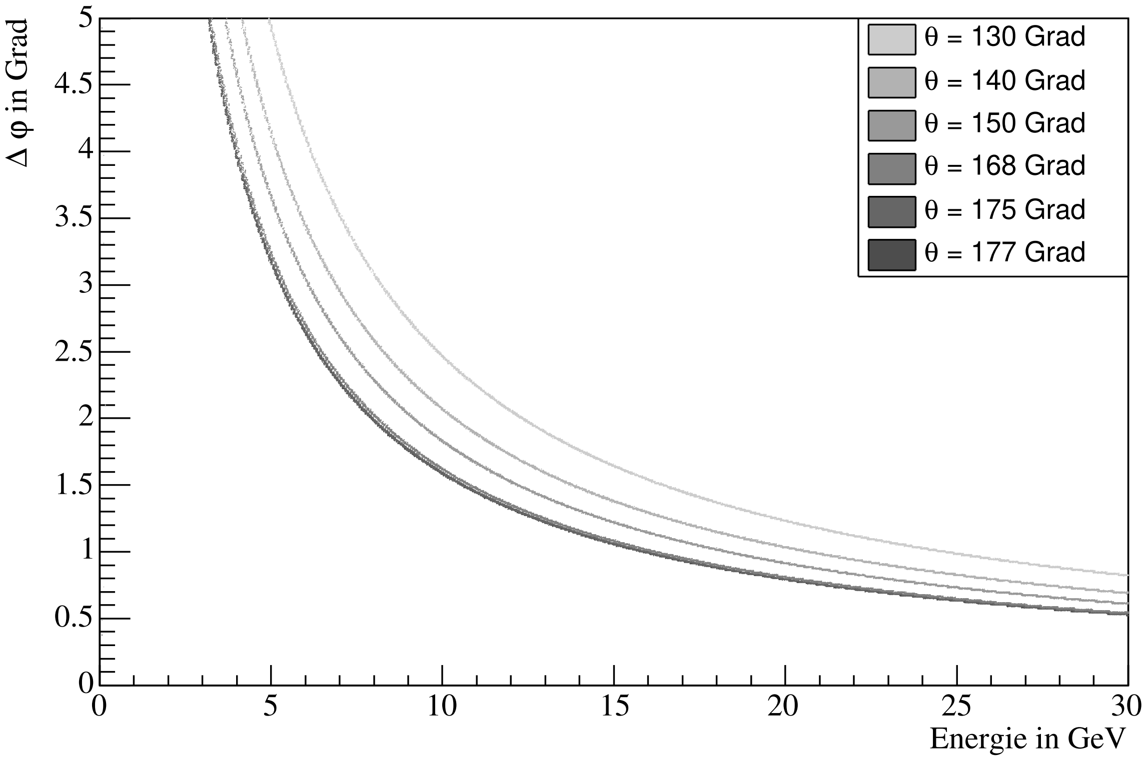

Abbildung 4.3: *Dargestellt ist die erwartete Ablenkung $\Delta\varphi$ im Magnetfeld für geladene Teilchen an der SpaCal-Oberfläche in Abhängigkeit einer angenommen Teilchenenergie von* 0 *bis* 30 GeV *für verschiedene Polarwinkel. Die Linie für $\theta = 177^\circ$ ist von der für $\theta = 175^\circ$ überdeckt.*

In diesen Kriterien stellt E_1 die Energie des Clusters mit der höchsten Energie und E_{SpaCal} die gesamte im SpaCal deponierte Energie dar. θ_{SpaCal} ist der Polarwinkel, der zu dem Cluster mit der höchsten Energie gehört. Der Schnitt auf die Energie E_1 gewährleistet, dass es sich bei dem Cluster mit großer Wahrscheinlichkeit um das gestreute Elektron handelt. Außerdem wird dadurch der mögliche Fehler durch die Helixextrapolation gering gehalten. Die im SpaCal deponierte Energie abzüglich der Energie des ersten Clusters ist kleiner als 0.5 GeV gewählt. Dadurch ist sichergestellt, dass kein weiteres Cluster im SpaCal existiert, welches von dem gestreuten Elektron stammen kann. Im Fall der BDC-Ausrichtung wird zusätzlich eine Mindestanzahl von vier Treffern in der BDC gefordert, die für die Rekonstruktion der BDC-Spur verwendet werden:

$$N_{\text{Treffer,BDC}} > 3 \, .$$

Der zweite Schritt der Selektion ist die Suche nach einer Spur, die vom Elektron in der zentralen Spurkammer hinterlassen wurde. Die bei der Rekonstruktion der Spuren verwendeten Auswahlkriterien sind zu finden in [43]. Um diese Cluster-Spur Zuordnung einfach zu halten, wird genau eine rekonstruierte Spur in der zentralen Spurkammer verlangt, deren Polarwinkel θ_{Spur} im Akzeptanzbereich der rückwärtigen Detektoren liegt. Die Spur muss von einem Vertex ausgehen, der mit Hilfe des zentralen Spurkammersystems rekonstruiert wurde und dessen z-Komponente z_{Vertex} innerhalb der Grenzen liegt, die für eine Elektron-Proton-Wechselwirkung erwartet wird.

$$\begin{aligned} \theta_{\text{Spur}} &> 153^\circ \\ |z_{\text{Vertex}}| &< 30\,\text{cm} \\ d\Theta &< 0.1^\circ\,. \end{aligned}$$

Der Schnitt auf den Fehler des Polarwinkels der Spur $d\Theta$ liefert eine Spur mit einer guten z-Auflösung. Häufig sind die Informationen der Driftkammern CIZ und COZ maßgeblich für die Rekonstruktion verwendet worden. Auf die Notwendigkeit dieses Schnittes wird im fünften Kapitel näher eingegangen. Die korrekte Cluster-Spur Zuordnung wird durch einen Schnitt auf den Abstand zwischen dem extrapolierten Auftreffpunkt der Spur $(x_{\text{Spur}}, y_{\text{Spur}})$ und dem rückwärtigen Detektor $(x_{\text{SpaCal/BDC}}, y_{\text{SpaCal/BDC}})$ in der xy-Ebene vervollständigt:

$$(x_{\text{Spur}} - x_{\text{SpaCal/BDC}})^2 + (y_{\text{Spur}} - y_{\text{SpaCal/BDC}})^2 < (5\,\text{cm})^2\,.$$

Dieser Schnitt verhindert, dass falsche Zuordnungen die Ausrichtungsmethoden beeinflussen. Dass alle diese Selektionen zu einer direkten Korrelation zwischen der Spur und dem Cluster führen und somit die Cluster-Spur Zuordnung funktioniert, zeigt Abbildung 4.4. In dieser Abbildung ist der Polarwinkel des Clusters θ_{SpaCal} gegen den Polarwinkel der Spur θ_{Spur} aufgetragen. Abbildung 4.4 zeigt zudem deutlich, dass die Elektronkandidaten der ausgewählten Ereignis-

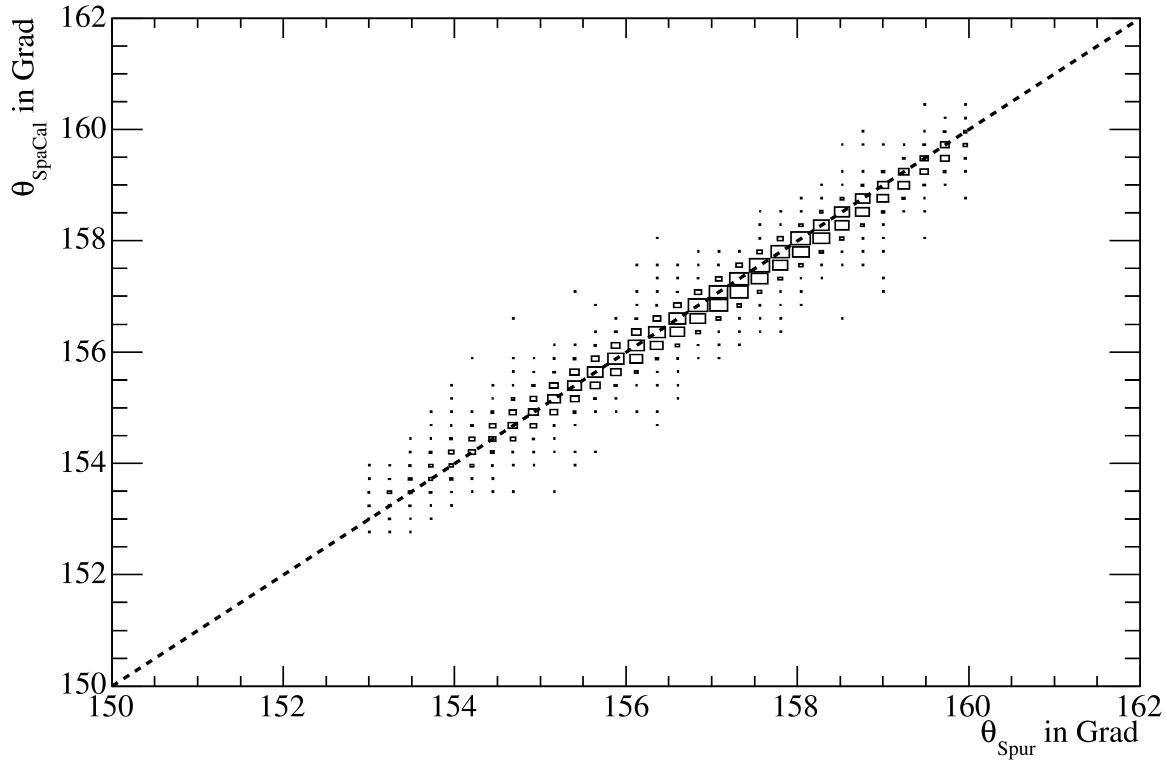

Abbildung 4.4: *Aufgetragen ist der Polarwinkel des Clusters θ_{Cluster} gegen den Polarwinkel der Spur θ_{Spur} in Grad für Ereignisse, die mit den in Abschnitt 4.2 diskutierten Schnitten selektiert wurden. Die Fläche der Kästchen entspricht der Häufigkeit, mit der Ereignisse gefunden werden. Die gestrichelte Gerade zeigt den Fall $\theta_{\text{SpaCal}} = \theta_{\text{Spur}}$. Eine direkte Korrelation zwischen der Spur und dem Cluster ist zu erkennen, somit stammen die Spur und das Cluster vom gleichen Teilchen.*

se in einem schmalen Winkelbereich im äußersten Rand der rückwärtigen Detektoren, wie in

Abbildung 2.3 gezeigt, liegen. Die Beschränkung auf diesen äußeren Bereich der rückwärtigen Detektoren bringt problematische Randeffekte mit sich. Diese Probleme und die jeweiligen Lösungen dazu werden im fünften Kapitel besprochen.
Die in diesem Abschnitt besprochene Selektion von Ereignissen wird in den beiden folgenden Ausrichtungsverfahren verwendet.

4.3 Δ-Methode

Die Δ-Methode basiert auf den Ausrichtungsverfahren, wie sie in [44, 22] verwendet wurden. Aus der Differenz der Messungen des Polarwinkels θ und der Differenz des Azimutwinkels φ zwischen zentraler Spurkammer und rückwärtigen Detektoren ergeben sich die Ausrichtungsparameter in x,y und z für das SpaCal beziehungsweise die BDC. Dazu werden die Differenzen jeweils als Funktion des Azimutwinkels, gemessen mit der zentralen Spurkammer, betrachtet. Das jeweilige Vorgehen wird im Folgenden näher beschrieben.
Die dabei notwendige Extrapolation der Spur mit der Helixparametrisierung wird bei dieser Methode für jede Spur bis zur xy-Ebene, die durch die z-Koordinate des Schauerschwerpunkts des dazugehörigen Cluster respektive der BDC-Spur gegeben ist, vorgenommen. Der Einfluss des Magnetfeldes auf die geladenen Teilchen wird korrigiert, indem der Azimutwinkel und der Polarwinkel für die Spur an dem Auftreffort in der gewählten xy-Ebene der Extrapolation ermittelt wird. Die so ermittelten Winkel werden an Stelle des Azimutwinkels und des Polarwinkels am d_{ca}-Punkt aus der Spurparametrisierung verwendet.

Vorgehen für $\Delta\varphi$

Die Differenz des Azimutwinkels

$$\Delta\varphi = \varphi_{\text{Spur}} - \varphi_{\text{SpaCal/BDC}}$$

wird für die Ausrichtung in x und y verwendet. Der Zusammenhang zwischen $\Delta\varphi$ und den Ausrichtungsparametern ergibt sich indem $r \cdot \Delta\varphi$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} aufgetragen wird. Die Multiplikation mit dem Radius

$$r = r_{\text{SpaCal/BDC}} = \sqrt{x^2_{\text{SpaCal/BDC}} + y^2_{\text{SpaCal/BDC}}}$$

schafft dabei den linearen Zusammenhang zwischen polar- und kartesischen Koordinaten. An die resultierende Verteilung wird die Funktion

$$r \cdot \Delta\varphi = R \cdot \sin\left(\varphi_{\text{Spur}} + \varphi_0\right)$$

angepasst. R und φ_0 entspricht der Verschiebung des rückwärtigen Detektors in Polarkoordinaten. Der Zusammenhang ergibt sich aus der geometrischen Skizze in Abbildung 4.5, wenn

$$\arcsin\left(\frac{R}{r} \cdot \sin\left(\varphi_{\text{Spur}} + \varphi_0\right)\right) \approx \frac{R}{r} \cdot \sin\left(\varphi_{\text{Spur}} + \varphi_0\right)$$

genähert wird. Dies ist möglich, weil $\frac{R}{r} \approx \frac{0.5}{50}$ klein ist. Die Verschiebungen Δx und Δy ergeben sich dann mittels dieser Formeln

$$\Delta x = R \cdot \cos\varphi_0 \qquad \Delta y = R \cdot \sin\varphi_0 \, .$$

Dieses Vorgehen wurde mit Hilfe von einer Koordinatentransformation zwischen zwei Systemen überprüft, um die Funktionstüchtigkeit der Methode sicherzustellen. Das eine Koordinatensystem stellt das System der zentrale Spurkammer dar. Das zweite System wird zu dem

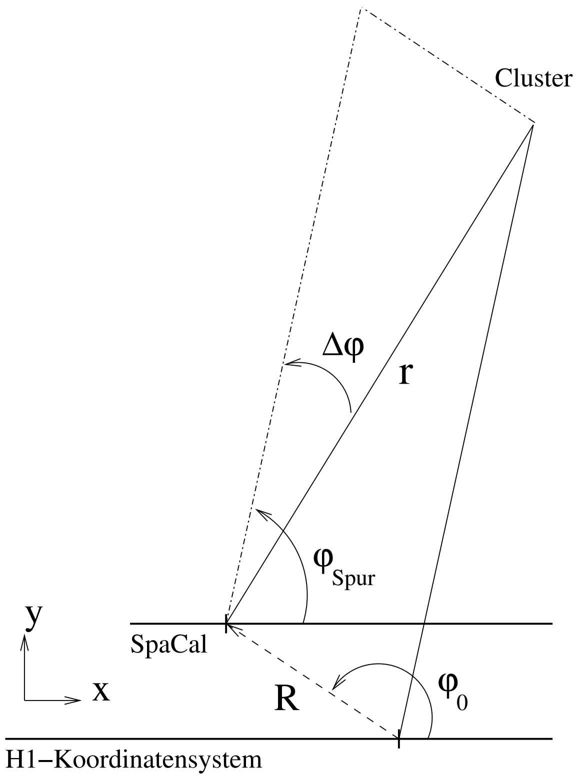

Abbildung 4.5: *Geometrische Skizze zum Vorgehen bei der $\Delta\varphi$-Methode.*

ersten unter der Vorgabe beliebiger Werte verschoben. Das verschoben System entspricht den rückwärtigen Detektor. Für den in Abbildung 4.6 dargestellten Fall sind Verschiebungswerte von 0.2 cm in x, 0.6 cm in y und 1 cm in z angenommen worden. Um die Radiusabhängigkeit zu visualisieren, sind Kreise im Ausgangssystem für vier verschiedene Radien transformiert worden.

Die Abbildung 4.6 zeigt, dass $\Delta\varphi$ unterschiedlich für verschiedene Radien, $r \cdot \Delta\varphi$ aber gleich für alle Radien ist. Die Multiplikation mit dem Radius ist also notwendig, um eine präzise Ausrichtung zu erhalten. Die zwischen den Systemen vorgegebenen Verschiebungswerte sind mit dem oben erklärten Vorgehen wieder bestimmt worden.

Vorgehen für $\Delta\theta$

Die Differenz der Polarwinkel-Messungen

$$\Delta\theta = \theta_{\mathrm{Spur}} - \theta_{\mathrm{SpaCal/BDC}}$$

wird ausschließlich verwendet, um die Verschiebung in z-Richtung zu erhalten, weil die Verschiebungen in x- und y-Richtung bereits durch die Betrachtung von $\Delta\varphi$ abgedeckt sind. Dabei wird folgendermaßen vorgegangen, um einen linearen Zusammenhang zwischen polar- und kartesischen Koordinaten zu erhalten, der eine genau Bestimmung der Verschiebung in z-Richtung ermöglicht. Aus der Skizze in Abbildung 4.7 ergibt sich

$$\tan\theta_{\mathrm{SpaCal/BDC}} = \frac{r_{\mathrm{SpaCal/BDC}}}{z_{\mathrm{SpaCal/BDC}}} \quad \text{und} \quad \tan\theta_{\mathrm{Spur}} = \frac{r_{\mathrm{SpaCal/BDC}}}{z_{\mathrm{SpaCal/BDC}} + \Delta z} \ .$$

In dieser Formel ist Δz die gesuchte Verschiebung in z-Richtung. Aus diesen Zusammenhängen wird die Polarwinkel-Differenz gebildet. Dabei wird jeweils der Arcustangens mit

$$\arctan\frac{r}{z} \approx \frac{r}{z} - \frac{1}{3}(\frac{r}{z})^3 + \frac{1}{5}(\frac{r}{z})^5 - \frac{1}{7}(\frac{r}{z})^7$$

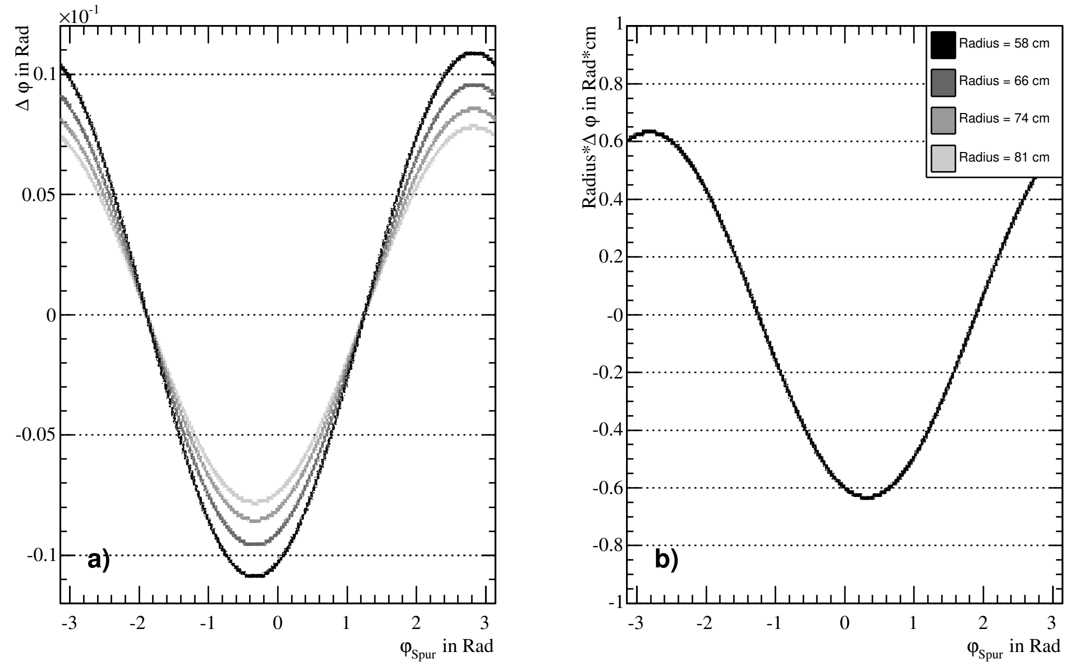

Abbildung 4.6: *a) $\Delta\varphi$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} und b) $r \cdot \Delta\varphi$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} für die idealisierte geometrische Simulation. Verschiedene Radien in der xy-Ebene wurden betrachtet:* 58 cm*,* 66 cm*,* 74 cm *und der äußerste Radius des SpaCals* 81 cm*. Die verwendeten Verschiebungswerte sind* 0.2 cm *in x,* 0.6 cm *in y und* 1 cm *in z. In Teilabbildung b) überdeckt die Verteilung für* 58 cm *alle anderen Verteilungen.*

entwickelt. r und z stehen hierbei aufgrund der besseren Lesbarkeit für $r_{\text{SpaCal/BDC}}$ und $z_{\text{SpaCal/BDC}}$. Die Entwicklung bis zu dieser Ordnung ist notwendig, weil der Quotient $\frac{r}{z}$ Werte von 0.5 für den Rand des SpaCals annimmt. Zudem wird bei der Bildung der Polarwinkel-Differenz folgende Näherung verwendet:

$$\frac{1}{(1+\frac{\Delta z}{z})^n} \approx 1 - n \cdot \frac{\Delta z}{z} \ , \ \ n = 1,3,5,7 \ .$$

Die Näherung ist erlaubt, weil $\frac{\Delta z}{z} \approx \frac{0.2}{-160}$ klein ist. Die bei der Arcustangens-Entwicklung entstehenden Terme werden zusammengefasst zu

$$F = \frac{z^2}{r} \cdot \frac{1}{(\frac{r}{z})^2 - (\frac{r}{z})^4 + (\frac{r}{z})^6 - 1} \ .$$

Eine Möglichkeit die Verschiebung in z zu erhalten, ist $F \cdot \Delta\theta$ in Abhängigkeit von φ aufzutragen und die Funktion

$$F \cdot \Delta\theta = P_1 \cdot \sin(\varphi_{\text{Spur}} + P_2) + P_3$$

an die Verteilung anzupassen. Lediglich der Parameter P_3 findet hier Verwendung. P_3 entspricht der gesuchten Verschiebung in z.
Mit der gleichen Koordinatentransformation, welche vorab beim $\Delta\varphi$ Vorgehen diskutiert wurde, lässt sich ebenfalls die Funktionsweise dieses Vorgehens überprüfen. Für die gleichen Verschiebungen und die gleichen Radien ist in Abbildung 4.8 $\Delta\theta$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} und $F \cdot \Delta\theta$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} dargestellt. Teilabbildung 4.8 a) zeigt ein asymmetrisches Verhalten für die verschiedenen Radien, welches durch die Multiplikation von F in Teilabbildung 4.8 b) korrigiert wird. Die zwischen den Systemen vorgegebenen Verschiebungswerte konnten mit dem oben erklärten Vorgehen wieder bestimmt worden.

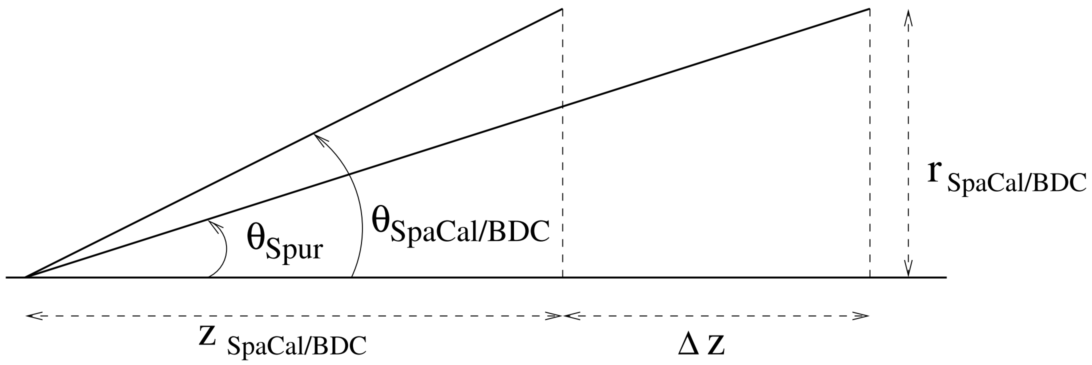

Abbildung 4.7: *Geometrische Skizze zum Vorgehen bei der $\Delta\theta$-Methode. Die Verschiebung zwischen zentraler Spurkammer und SpaCal/BDC Δz ist übertrieben groß dargestellt.*

Anwendung auf Daten

Nachdem die Arbeitsweise der Methode verstanden und die Funktionstüchtigkeit überprüft ist, wird sie auf Daten aus der Datennahmeperiode 2000 angewendet. Abbildung 4.9 zeigt die Verteilung $F \cdot \Delta\theta$ (a) und die Verteilung $r \cdot \Delta\varphi$ (b) in Abhängigkeit von φ_{Spur} für den Fall der BDC. Die Verteilungen für den Fall des SpaCals sind in Abbildung 4.10 dargestellt.

Die Lücken in den Verteilungen um $\varphi_{\text{Spur}} = 0°$ sind auf nicht funktionierende Drahtlagen in der zentralen Spurkammer während der Datennahmeperiode 2000 zurückzuführen. Im Vergleich zur BDC weist das SpaCal in Teilabbildung 4.10 a) eine wesentlich breitere Verteilung auf, die auf die bessere Polarwinkel-Auflösung der BDC zurückführen ist. Mit den oben beschriebenen Verfahren ergeben sich die Verschiebungen für die rückwärtigen Detektoren. Die Ergebnisse dieser Methode sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Die in Tabelle 4.1 angegeben Fehler ergeben sich aus Fehlerfortpflanzungen der Fehler für die

Tabelle 4.1: *Ergebnisse der Delta-Ausrichtungsmethode für die rückwärtigen Detektoren SpaCal und BDC mit Daten aus der Datennahmeperiode 2000 unterberücksichtigung des Magnetfeldes. Alle Angaben sind in cm zu verstehen.*

SpaCal			BDC		
x	y	z	x	y	z
-0.147	-0.554	-0.53	$+0.025$	-0.347	$+0.592$
±0.006	±0.006	±0.01	±0.005	±0.005	±0.007

Parameter φ_0, R und P_3, die den Anpassungen an die Verteilungen mit *TMinuit* entnommen wurden. Der systematische Fehler der Δ-Methode wird im fünften Kapitel abgeschätzt. Abbildung 4.11 zeigt wie Abbildung 4.9 die Verteilungen $F \cdot \Delta\theta$ (a) und $r \cdot \Delta\varphi$ jeweils in Abhängigkeit von φ_{Spur} (b), für den Fall der BDC, aber nach der Ausrichtung mit den Werten aus Tabelle 4.1. Für den Fall des SpaCals nach der Ausrichtung sind die Verteilungen in Abbildung 4.12 gegeben. Erwartet werden für die BDC und das SpaCal vollständig flache Verteilungen, die keine Nullpunktsverschiebung aufweisen. Sowohl die Verteilung von $F \cdot \Delta\theta$ in Abbildung 4.11 a) für den Fall der BDC als auch die entsprechende Verteilung in 4.12 a) für den Fall des SpaCals ist sinusförmig. Diese Tatsache ist ein Hinweis auf eine mögliche Rotation des rückwärtigen Detektors gegenüber der zentralen Spurkammer um die x- und/oder y-Achse. Die leichte Nullpunktverschiebung in Teilabbildung 4.11 b) und 4.12 b) wird für eine Rotation um die z-Achse erwartet. Ein kompakter Zugang zu möglichen Rotationen der rückwärtigen Detektoren gegenüber der zentralen Spurkammer und eine Überprüfung der Ergebnisse bietet die im

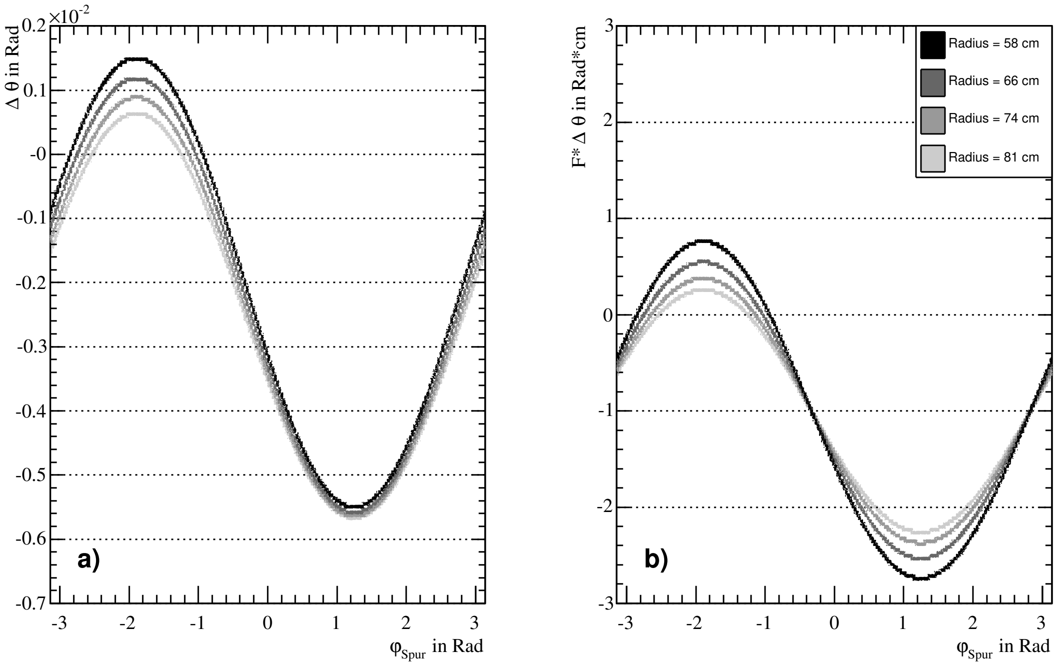

Abbildung 4.8: *a) $\Delta\theta$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} und b) $F \cdot \Delta\theta$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} für die idealisierte geometrische Simulation. Verschiedene Radien in der xy-Ebene wurden betrachtet:* 58 cm*,* 66 cm*,* 74 cm *und der äußerste Radius des SpaCals* 81 cm*. Die verwendeten Verschiebungswerte sind* 0.2 cm *in x,* 0.6 cm *in y und* 1 cm *in z. In Teilabbildung b) ist die Symmetrie der Verteilungen um $y = -1$ deutlich zu erkennen.*

folgenden Abschnitt 4.4 beschriebene Methode.

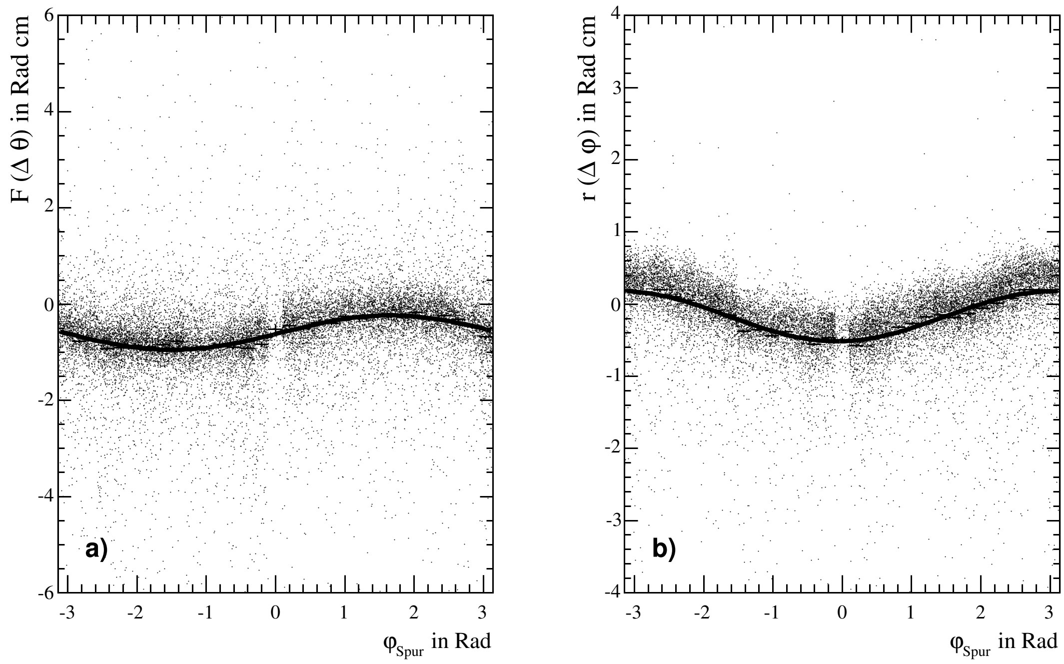

Abbildung 4.9: *Dargestellt ist in a) $F \cdot \Delta\theta$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} und in b) $r \cdot \Delta\varphi$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} für den Fall der BDC. Die Lücken in den Verteilungen um $\varphi_{\text{Spur}} = 0°$ sind auf nicht funktionierende Drahtlagen in der zentralen Spurkammer während der Datennahmeperiode 2000 zurückzuführen.*

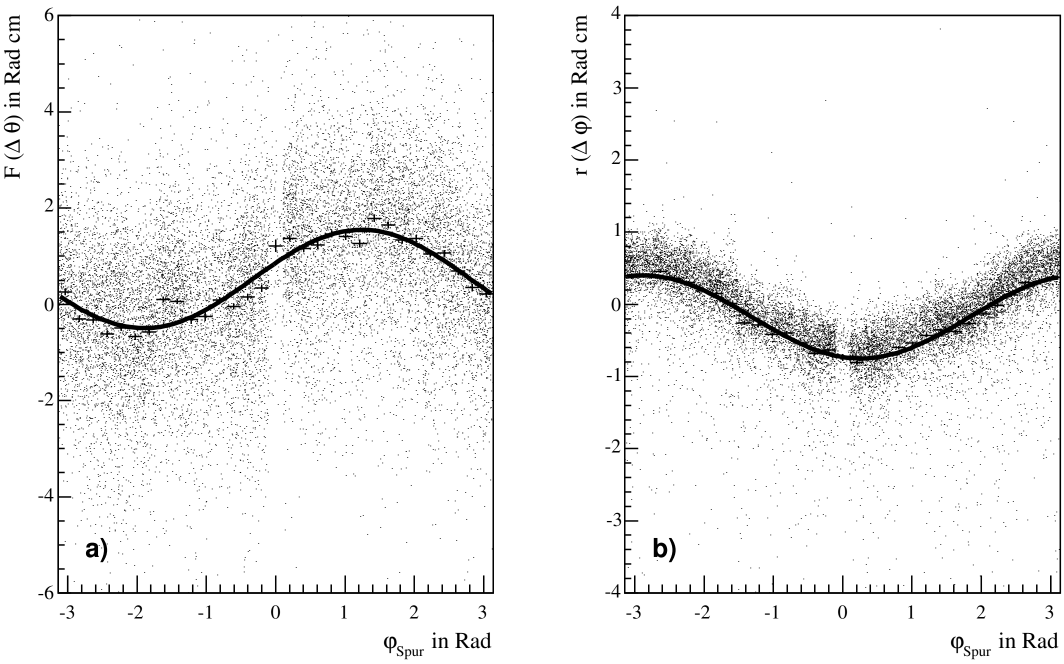

Abbildung 4.10: *Dargestellt ist in a) $F \cdot \Delta\theta$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} und in b) $r \cdot \Delta\varphi$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} für den Fall des SpaCal. Die Lücken in den Verteilungen um $\varphi_{\text{Spur}} = 0°$ sind auf nicht funktionierende Drahtlagen in der zentralen Spurkammer während der Datennahmeperiode 2000 zurückzuführen.*

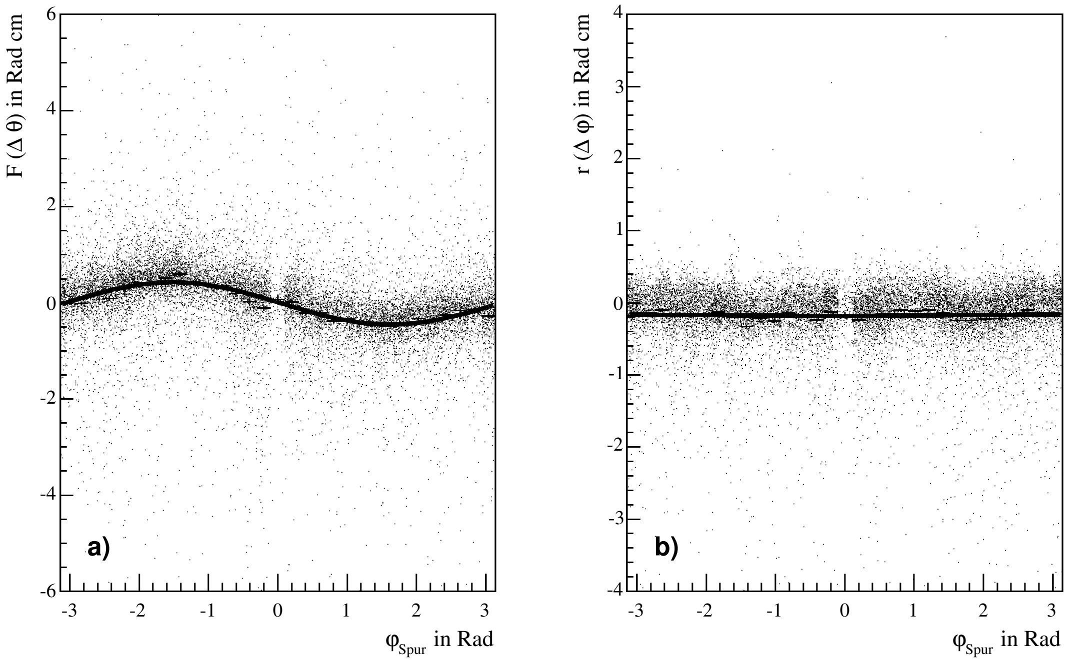

Abbildung 4.11: *Dargestellt ist in a) $F \cdot \Delta\theta$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} und in b) $r \cdot \Delta\varphi$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} für den Fall der BDC nach der Ausrichtung.*

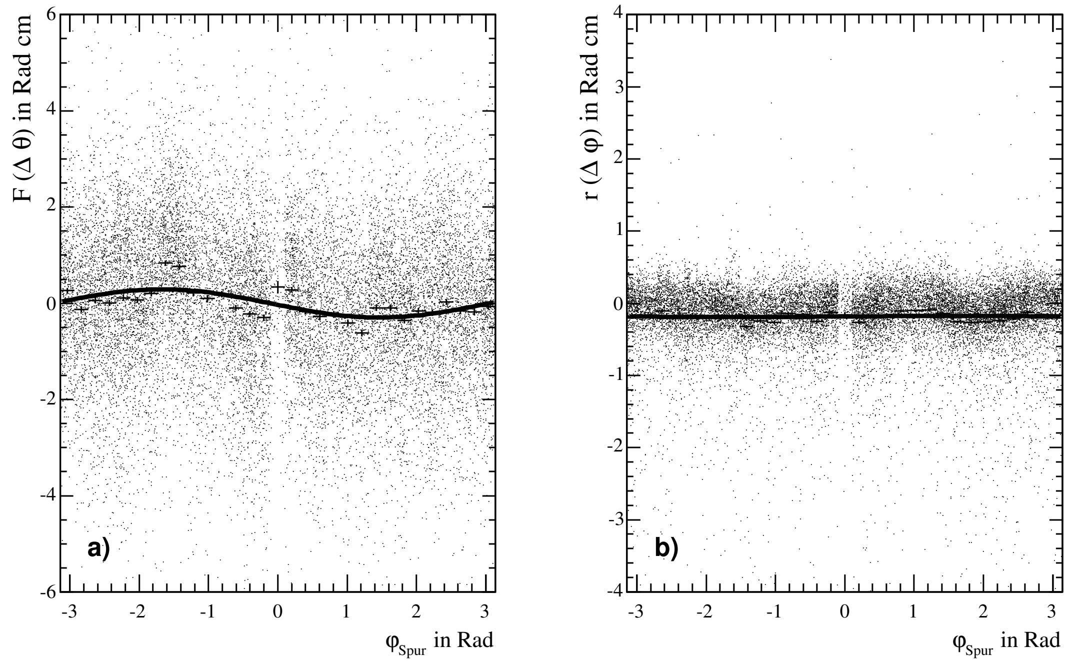

Abbildung 4.12: *Dargestellt ist in a) $F \cdot \Delta\theta$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} und in b) $r \cdot \Delta\varphi$ in Abhängigkeit von φ_{Spur} für den Fall des SpaCals nach der Ausrichtung.*

4.4 χ^2-Minimierung

Die Methode der χ^2-Minimierung mit zentralen Spuren und den Ortsrekonstuktionen der rückwärtigen Detektoren basiert auf den gleichen Ereignissen, die für die Δ-Methode selektiert wurden. Zusätzlich zu der Bestimmung der Ausrichtungsparameter in x, y und z bietet diese Methode die Möglichkeit, etwaige Rotationen der rückwärtigen Detektoren relativ zur zentralen Spurkammer einzubeziehen. Desweiteren berücksichtigt die Methode die Messungenauigkeiten der Spur-, BDC- und SpaCal-Messung. Die Basis ist dabei die Minimierung der χ^2-Funktion, die die Ortsrekonstruktion des rückwärtigen Detektors und die Extrapolation der Spur beinhaltet. Dabei wird die Extrapolation der Spur mit der Helixparametrisierung für alle Spuren bis zur einer xy-Ebene mit fester z-Position vorgenommen.
Der χ^2-Parameter ist definiert als [45]

$$\begin{aligned}\chi^2 &= \sum_{\text{Ereignisse}} \vec{\Delta}^T V^{-1} \vec{\Delta} \\ &= \sum_{\text{Ereignisse}} (\tilde{Y} - \tilde{f}) V^{-1} (Y - f) \,,\end{aligned}$$

wobei für das vorliegende Problem die einzelnen Komponenten gewählt sind als

$$Y = \begin{pmatrix} x_{\text{SpaCal/BDC}} \\ y_{\text{SpaCal/BDC}} \end{pmatrix} \qquad f = \begin{pmatrix} x_{\text{Spur}} \\ y_{\text{Spur}} \end{pmatrix} .$$

Die Differenz $\vec{\Delta}$ spielt bei der Minimierung die entscheidende Rolle und ist nur sinnvoll, wenn die Positionen $x_{\text{SpaCal/BDC}}$,$y_{\text{SpaCal/BDC}}$ und x_{Spur},y_{Spur} in der gleichen xy-Ebene, das heißt bei gleichem z, liegen.
Die zu x_{Spur} und y_{Spur} gehörende z-Komponente z_{Spur} ist für alle Ereignisse auf den gleichen Wert $z = -158.6\,\text{cm}$ und damit auf die gleiche xy-Ebene festgelegt. Dieser Wert ist gewählt, weil typische Werte für den Schauerschwerpunkt eines Clusters von einem Elektronkandidaten für den äußeren SpaCal-Bereich im Jahr 2000 zwischen $-159\,\text{cm} < z < -158\,\text{cm}$ liegen. Die Position des SpaCal-Clusters respektive der BDC-Spur wird für jedes Ereignis von der jeweiligen Rekonstruktionsebene unter Berücksichtigung des Vertex auf die xy-Ebene der Spur projiziert. Dies ist in Abbildung 4.13 schematisch dargestellt. Auf diese Weise nimmt die z-Position

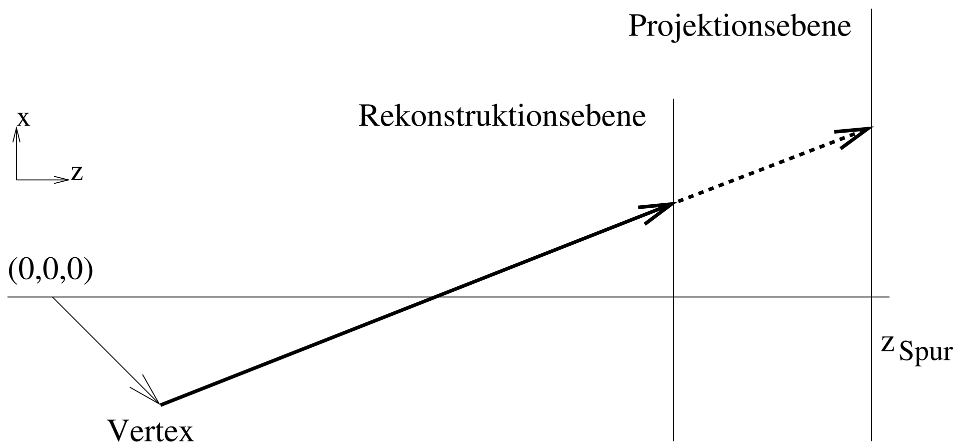

Abbildung 4.13: *Schematische Darstellung der Projektion von der jeweiligen Rekonstruktionsebene des SpaCals beziehungsweise der BDC zur Ebene der Spur.*

Einfluss auf die Berechnung von χ^2, so dass auch der Ausrichtungsparameter in z-Richtung bestimmt werden kann.

Tabelle 4.2: *Ergebnisse der Ausrichtungsmethode mit der zentralen Spurkammer, die auf der χ^2-Minimierung basiert, für die rückwärtigen Detektoren SpaCal und BDC mit Daten aus der Datennahmeperiode 2000 unter Berücksichtigung des Magnetfeldes. Die Rotationsmatrix in welche die einzelnen Winkel einzusetzen sind, ist in Anhang A zu finden.*

	SpaCal			BDC		
Translation in cm	x	y	z	x	y	z
	-0.144	-0.558	-0.386	$+0.018$	-0.248	$+0.641$
	± 0.003	± 0.002	± 0.005	± 0.001	± 0.001	± 0.001
Rotation in Rad	ϕ_x	ϕ_y	ϕ_z	ϕ_x	ϕ_y	ϕ_z
	$+0.00416$	$+0.0002$	-0.00227	$+0.00681$	$+0.00058$	-0.00146
	± 0.00004	± 0.0001	± 0.00003	± 0.00005	± 0.00002	± 0.00001

Die Fehler der Messungen der zentralen Spurkammer und der rückwärtigen Detektoren werden über die Kovarianzmatrix

$$V = V'_{\text{Spur}} + V_{\text{SpaCal/BDC}}$$

berücksichtigt. Dabei ist im Allgemeinen die Kovarianzmatrix der Spur V_{Spur} nicht diagonal und im d_{ca}-Punkt bestimmt. Die Kovarianzmatrix der Spur muss auf die fixe xy-Ebene der Spur extrapoliert werden und wird daraufhin mit V'_{Spur} bezeichnet. Die Kovarianzmatrix des jeweiligen rückwärtigen Detektors wird diagonal angesetzt

$$V_{\text{SpaCal/BDC}} = \begin{pmatrix} \sigma_x^2 & 0 \\ 0 & \sigma_y^2 \end{pmatrix} .$$

Die Auflösungen der rückwärtigen Detektoren entsprechen den im dritten Kapitel angegebenen Werten: $\sigma_{x,y} = 0.3\,\text{cm}$ im Fall des SpaCals und $\sigma_{x,y} = 0.1\,\text{cm}$ im Fall der BDC.
Die Suche nach einem Minimum für χ^2 erfolgt über die simultane systematische Translation der Position des rückwärtigen Detektors für alle Ereignisse. Außerdem werden das SpaCal beziehungsweise die BDC für alle Ereignisse simultan systematisch rotiert. Dabei wird erst die Translation und dann die Rotation auf die Position des rückwärtigen Detektors angewandt. Die verwendete Rotationsmatrix T ist in Anhang A zu finden. Die Rotation erfolgt um die Achsen eines kartesischen Koordinatensystem, das seinen Ursprung in $(0, 0, -160.5\,\text{cm})$ hat. Dies entspricht einem Punkt in der nominellen SpaCal-Oberfläche. Die Ergebnisse für die Translation in x, y und z und die Rotation für die Daten aus dem Jahr 2000 sind in Tabelle 4.2 für das SpaCal und die BDC zusammengefasst. Die in Tabelle 4.2 angegebenen Fehler für die Translation und die Rotation wurden mit *TMinuit* ermittelt.

Die in diesem und dem vorigen Kapitel herausgearbeiteten Ergebnisse werden im nächsten Kapitel verglichen und die Methoden systematisch untersucht.

5 Systematische Studien und Vergleich der Methoden

Die Ausrichtungsparameter in Tabelle 3.1, die mit der QED-Compton Methode im dritten Kapitel bestimmt wurden, weichen von den Ausrichtungsparametern ab, die mit der Δ- beziehungsweise χ^2-Methode (siehe Tabelle 4.1 und 4.2) im vierten Kapitel ermittelt wurden. Darüberhinaus unterscheiden sich die Ausrichtungsparameter der letzten beiden Methoden voneinander, obwohl sie beide auf Spuren der zentralen Spurkammer basieren. Auf Grund dieser Unterschiede werden die verschiedenen Ausrichtungsmethoden in diesem Kapitel detailliert untersucht und dann zu kombinierten Ausrichtungparametern für den jeweiligen rückwärtigen Detektor zusammengeführt. Dabei wird der systematische Fehler der kombinierten Ausrichtung bestimmt, um dessen Einfluss auf den relativen Fehler der Messung der Protonstrukturfunktion F_2 abzuschätzen.

5.1 Untersuchungen zur QED-Compton Methode

Die im dritten Kapitel beschriebene Methode der Ausrichtung der rückwärtigen Detektoren mit QED-Compton Ereignissen basiert auf der Azimutwinkelverteilung des auslaufenden Elektrons und des auslaufenden Photons. Drei Untersuchungen zur QED-Compton Methode werden durchgeführt: die Einteilung aller selektierten QED-Compton Ereignisse in Azimutwinkelbereiche, Radiusbereiche und Runintervalle.

Einteilung in Azimutwinkelbereiche

Die selektierten QED-Compton Ereignisse werden in vier gleich große disjunkte Azimutwinkelbereiche unterteilt. Dabei besteht jeder Bereich aus zwei Subbereichen, welche um 90° im Azimutwinkel zueinander verschoben sind. Die Einteilung der Bereiche ist in Abbildung 5.1 skizziert. Der Azimutwinkel des Clusters mit der höchsten Energie legt fest, in welchen Bereich das Ereignis einsortiert wird. Die Unterteilung in 90° zueinander verschobene Subbereiche ist notwendig, damit die einzelnen Azimutwinkelbereiche auf Verschiebungen in x- und y-Richtung gleichermaßen sensitiv sind. Die aus den Bereichen resultierenden Ausrichtungsparameter in x und y für das SpaCal und die BDC sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Ausrichtungsparameter für die Azimutwinkelbereiche weichen deutlich von den Ausrichtungsparametern in Tabelle 3.1 ab, die im dritten Kapitel bestimmt wurden. Die Korrelation zwischen Ausrichtungsparametern den x und y ist zudem groß. Die Werte des Korrelationskoeffizienten, welche mit *TMinuit* ermittelt wurden, liegen für die verschiedenen Bereiche zwischen 0.7 und 0.9. Im Vergleich dazu sind die Korrelationskoeffizienten der Ausrichtung ohne Azimutwinkelunterteilung für das SpaCal und die BDC jeweils kleiner als 0.2. Eine Ursache für die großen Korrelationskoeffizienten und Abweichungen der Ausrichtungsparametern kann die Asymmetrie der Fiducial Cuts im Azimutwinkel sein (siehe Abbildung 3.8). Ein zusätzlicher geeigneter Radiusschnitt, welcher eine symmetrische Verteilung im Azimutwinkel zur Folge hätte, würde die Statistik in den vier Azimutwinkelbereichen zu stark reduzieren, um ihn anzuwenden.

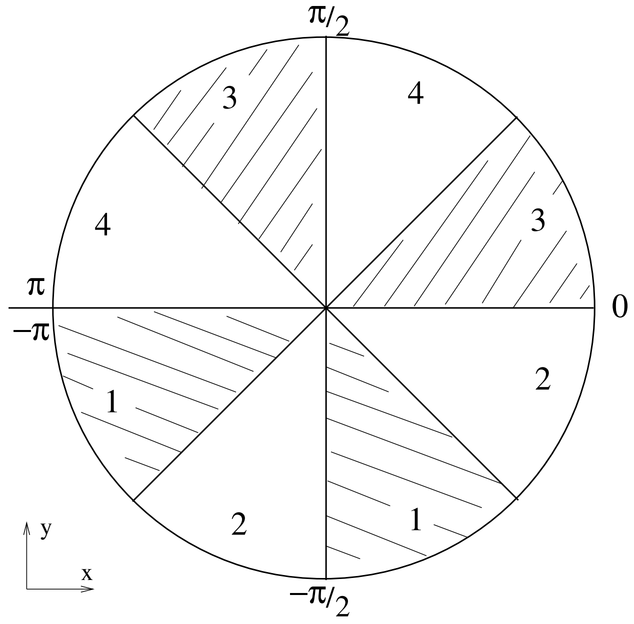

Abbildung 5.1: *Geometrische Skizze zur Verdeutlichung der vier Azimutwinkelbereiche. Jeder Bereich besteht aus zwei $\pi/8$ großen Subbereichen.*

Einteilung in Radiusbereiche

Eine Einteilung aller selektierten QED-Compton Ereignisse in Radiusbereiche ohne eine Einteilung in Azimutwinkelbereiche ist möglich. Die Statistik in den Bereichen hängt dabei stark von den gewählten Radien ab. Die gewählten Radiusbereiche sind: $0\,\mathrm{cm} < r < 15\,\mathrm{cm}$, $15\,\mathrm{cm} < r < 30\,\mathrm{cm}$ und $30\,\mathrm{cm} < r < 50\,\mathrm{cm}$. Abbildung 5.3 zeigt die Ergebnisse der QED-Compton Methode für das SpaCal und die BDC für die drei Radiusbereiche. Der Radiusbereich $30\,\mathrm{cm} < r < 50\,\mathrm{cm}$ weist allerdings mit etwa 900 Ereignissen im Fall des SpaCals und etwa 400 Ereignissen im Fall der BDC eine sehr geringe Statistik auf. Die Korrelation zwischen Ausrichtungsparametern in x und y ist wiederum groß. Der Wert des Korrelationskoeffizienten für den Radiusbereich $0\,\mathrm{cm} < r < 15\,\mathrm{cm}$ ist 0.5 im Fall des SpaCals und 0.4 im Fall der BDC. Die Korrelationskoeffizienten für die Radiusbereiche $15\,\mathrm{cm} < r < 30\,\mathrm{cm}$ und $30\,\mathrm{cm} < r < 50\,\mathrm{cm}$ für das SpaCal und die BDC sind jeweils kleiner als 0.1. Der Einfluss der Fiducial Cuts auf die verschiedenen Radiusbereiche ist unterschiedlich, wie in Abbildung 3.8 zu sehen ist. Die Abweichungen der Ausrichtungsparameter für die verschiedenen Radiusbereiche könnte somit auf die Fiducial Cuts zurückgeführt werden. Der maximale Unterschied in den Ausrichtungsparametern ist $0.06\,\mathrm{cm}$ in x-Richtung und $0.05\,\mathrm{cm}$ in y-Richtung für das SpaCal. Für die BDC beträgt der maximale Unterschied $0.05\,\mathrm{cm}$ in x-Richtung und $0.04\,\mathrm{cm}$ in y-Richtung.

Einteilung in Runintervalle

Eine weitere Möglichkeit, die Ausrichtungsmethode mit QED-Compton Ereignissen zu untersuchen, ist die Einteilung in Runintervalle. Die Einteilung in Runintervalle zeigt, welche Abweichung aufgrund von statistischen Fluktuationen zu erwarten ist. Für diese Abschätzung wurden die selektierten Daten in 5 Intervalle unterteilt. Die Intervalle bestehen jeweils aus Daten aus zeitlich aufeinander folgenden Datennahmeperioden. Dabei beinhaltet jedes Intervall mehr als 7000 Ereignisse. Die Abstände zwischen den Ausrichtungsparametern der verschiedenen Intervalle sind in x- und y-Richtung für das SpaCal und die BDC jeweils kleiner als $0.02\,\mathrm{cm}$.

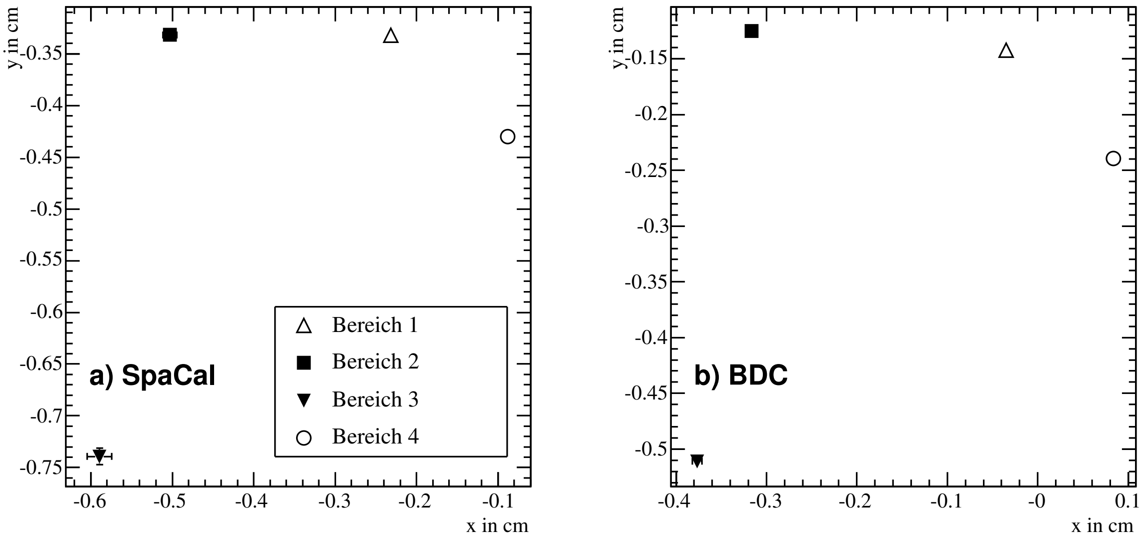

Abbildung 5.2: *Graphische Darstellung der Ausrichtungsparameter in x und y der QED-Compton Methode für a) das SpaCal und b) die BDC in Abhängigkeit des Azimutwinkelbereichs. Die Einteilung der Azimutwinkelbereiche ist in Abbildung 5.1 gegeben.*

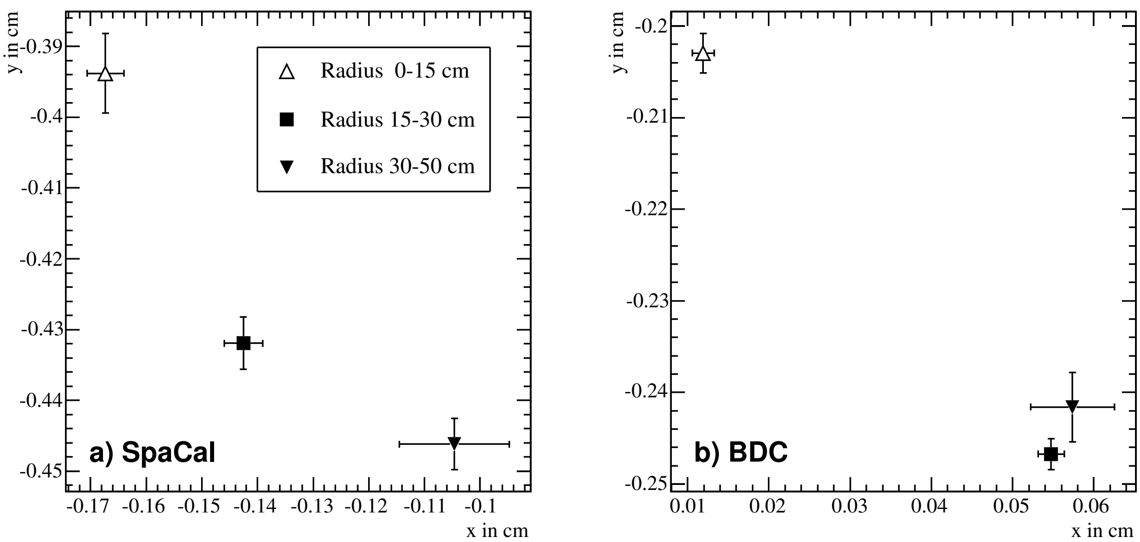

Abbildung 5.3: *Graphische Darstellung der Ausrichtungsparameter in x und y der QED-Compton Methode für a) das SpaCal und b) die BDC in Abhängigkeit vom Radius. Die Ereignisse sind in drei Radiusbereiche unterteilt:* $0\,\text{cm} < r < 15\,\text{cm}$, $15\,\text{cm} < r < 30\,\text{cm}$ *und* $30\,\text{cm} < r < 50\,\text{cm}$.

5.2 Untersuchungen zu den Methoden mit Spuren der zentralen Spurkammer

Die im vierten Kapitel vorgestellten Methoden der Ausrichtung der rückwärtigen Detektoren, welche die Spuren der zentralen Spurkammer als Referenz verwenden, sind auf Elektronkandidaten beschränkt, die sowohl im Akzeptanzbereich der Spurkammer als auch der rückwärtigen Detektoren liegen (siehe Abbildung 2.3). Dies führt dazu, dass die Elektronkandidaten aus Signalen rekonstruiert werden, die aus dem Randbereich des jeweiligen Subdetektors stammen. Deswegen werden in diesem Abschnitt mögliche Randeffekte im Akzeptanzbereich der Methode mit Spuren der zentralen Spurkammer untersucht. Außerdem werden Untersuchungen zu der Asymmetrie der $r \cdot \Delta\varphi$ Verteilung, der Polarwinkelabhängigkeit der Δ-Methode und der Verschiebung der Projektions- und Extrapolationsebene vorgenommen.

Randeffekte

Mögliche Randeffekte im Akzeptanzbereich der Methode werden mit speziellen Monte Carlo Ereignissen, sogenannten Inline Events, untersucht. Diese Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, dass genau ein Elektron mit vorher fest gelegten Eigenschaften generiert wird. In diesem Fall ist der Polarwinkel zwischen 151° und 162° gewählt worden, wobei der gesamten Azimutwinkelbereich abgedeckt wird. Die Energie der Elektronen ist auf 25 GeV festgelegt. Der Ursprung jedes einzelnen dieser generierten Elektronen ist der nominelle Wechselwirkungspunkt. Diese Studien mit Inline Events wurden motiviert durch systematische Untersuchungen zur Schauerentwickelung im rückwärtigen Kalorimeter [46]. In Abbildung 5.4 ist die Differenz zwischen dem generierten und gemessenen Polarwinkel $\Delta\theta = \theta_{\text{Generiert}} - \theta_{\text{Messung}}$ in Abhängigkeit vom generierten Polarwinkel $\theta_{\text{Generiert}}$ gezeigt. Für den Polarwinkel θ_{Messung} wurde jeweils die Messung der zentralen Spurkammer, der BDC und des SpaCals betrachtet. Die Abweichung für das SpaCal im Bereich kleiner Polarwinkel lässt sich durch Signalverluste am Rand erklären, die dazu führen, dass der Cluster Schwerpunkt weiter im inneren Bereich des SpaCal rekonstruiert wird als erwartet. Dies führt wiederum zu einer Polarwinkelmessung, die größer ist als erwartet. Im Fall der BDC ist dieser Effekt geringer. Die zentrale Spurkammer rekonstruiert ab ungefähr 158° kleinere Polarwinkel als erwartet. Dies ist vermutlich auf den Rekonstruktionsalgorithmus für Spuren der zentralen Spurkammer zurückzuführen.

Die Abweichungen im Polarwinkel treten ebenso in den für die Ausrichtung verwendeten Daten auf. Dies führt dazu, dass in den Randbereichen Abweichungen der Polarwinkelmessung der rückwärtigen Detektoren und der zentralen Spurkammer auftreten, die nicht auf eine Fehlausrichtung der rückwärtigen Detektoren zurückzuführen sind, jedoch auch nicht von einer solchen unterschieden werden können.

Darum werden diese Randeffekte mit Hilfe von Korrekturfunktionen für die Polarwinkelmessung kompensiert. Die Korrekturfunktionen werden mit Monte Carlo Ereignissen bestimmt und dann auf die Daten angewandt. Die dabei verwendeten Monte Carlo Ereignisse sollen den Daten so ähnlich wie möglich sein, deswegen werden die Ereignisse mit dem Monte Carlo Programm DJANGO62 [47] generiert. Dieses Programm ist auf tiefinelastische Lepton Nukleon Streuung ausgelegt. Abbildung 5.5 zeigt $\Delta\theta$ für die zentrale Spurkammer (a), die BDC (b) und das SpaCal (c) jeweils für den unkorrigierten und korrigierten Fall. An die unkorrigierten Werte wird jeweils eine Gerade angepasst, die als Korrekturfunktion dient. Die Parameter der Anpassungen für die zentrale Spurkammer, die BDC und das SpaCal sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die mit den Werten aus Tabelle 5.1 korrigierten Polarwinkelmessungen in Abbildung 5.5 zeigen nur noch geringe Abweichungen von den generierten Polarwinkeln zwischen 154° und 159°. Außerhalb dieses Polarwinkelbereichs werden die unkorrigierten Werte nicht mehr durch eine Gerade beschrieben und es sind deutliche Abweichungen von den generierten Polar-

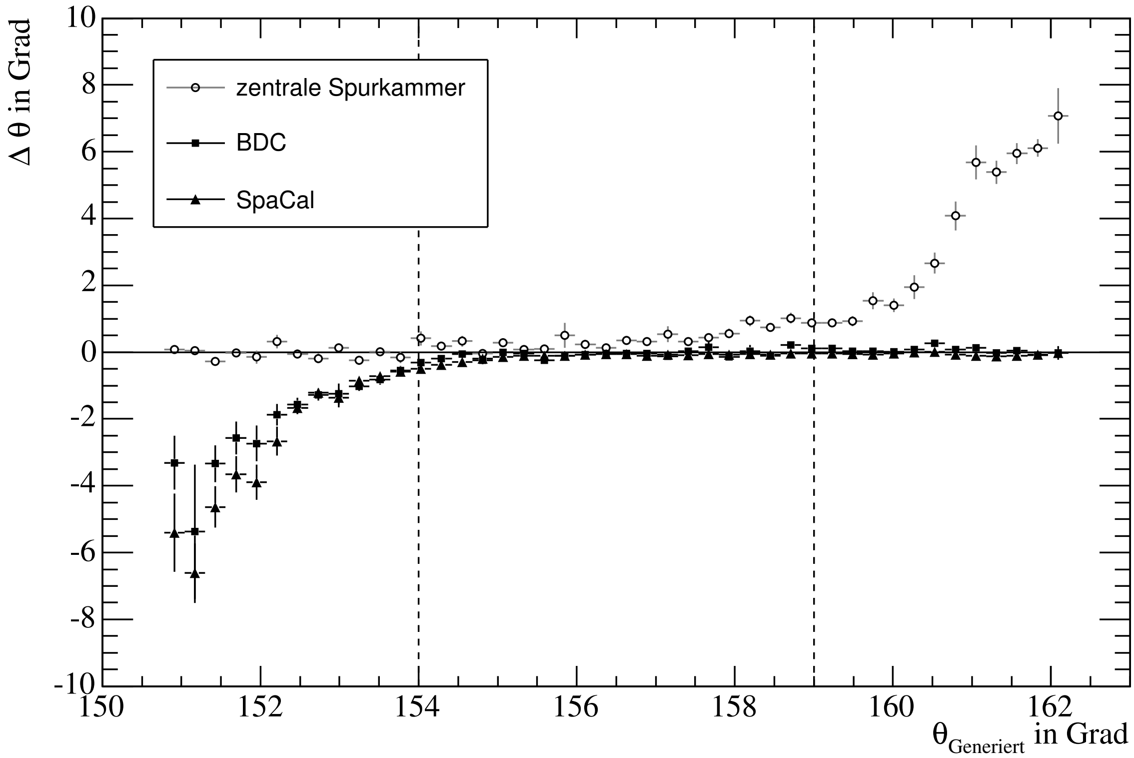

Abbildung 5.4: *Gezeigt ist die Differenz zwischen dem generierten und gemessenen Polarwinkel $\Delta\theta = \theta_{\mathrm{Generiert}} - \theta_{\mathrm{Messung}}$ in Abhängigkeit vom Polarwinkel des generierten Elektrons $\theta_{\mathrm{Generiert}}$ für spezielle Monte Carlo Ereignisse. Der Polarwinkel $\theta_{\mathrm{Messung}}$ wurde mit der zentralen Spurkammer, der BDC oder dem SpaCals bestimmt. Die gestrichelten Linien dienen der Orientierung und liegen bei $\theta_{\mathrm{Generiert}} = 154°$ und $\theta_{\mathrm{Generiert}} = 159°$.*

winkelwerten zu erkennen. Deswegen werden bei der Ausrichtung zusätzlich zur Anwendung der Korrekturfunktionen auf die Daten nur Ereignisse mit selektierten Elektronkandidaten im Polarwinkelbereich zwischen 154° und 159° verwendet. Diese Polarwinkelschnitte sind in Abbildung 5.4 und Abbildung 5.5 eingezeichnet. Im Weiteren wurden für die Methoden, die auf der zentralen Spurkammer basieren, die Korrekturfunktionen angewandt. Die Verwendung der Korrekturfunktionen führt zu neuen Ausrichtungsparametern. Diese sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Die deutlichsten Unterschiede zu den Ausrichutngsparametern aus dem vierten Kapitel ergeben sich für die z-Ausrichtungsparameter, die mit der χ^2-Methode bestimmt wurden. Die Unterschiede sind 1.4 cm im Fall des SpaCals und 0.3 cm im Fall der BDC.

Asymmetrie der $r \cdot \Delta\varphi$ Verteilung

Die in Abschnitt 4.3 besprochene Δ-Methode zeigt in Abbildung 4.9 b), 4.10 b), 4.11 b) und 4.12 b), jeweils $r \cdot \Delta\varphi$ in Abhängigkeit von φ_{Spur}. In all diesen Abbildungen sind in der unteren Hälfte ($r \cdot \Delta\varphi < 0$) mehr Einträge als in der oberen Hälfte ($r \cdot \Delta\varphi > 0$) vohanden.
Einen großen Einfluss auf den Azimutwinkel des gestreuten Elektrons hat das Magnetfeld des H1-Detektors. Wie in Abschnitt 4.1 gezeigt wurde, ist die Ablenkung aufgrund des Magnetfeldes abhängig von der Energie und damit vom Transversalimpuls des Teilchens. Deswegen ist in Abbildung 5.6 $r \cdot \Delta\varphi$ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_t des selektierten Elektronkandidaten, gemessen mit der zentralen Spurkammer gezeigt. Die Abbildung ist exemplarisch für das SpaCal nach der Ausrichtung mit der Δ-Methode gemacht. Die Abbildung für die BDC

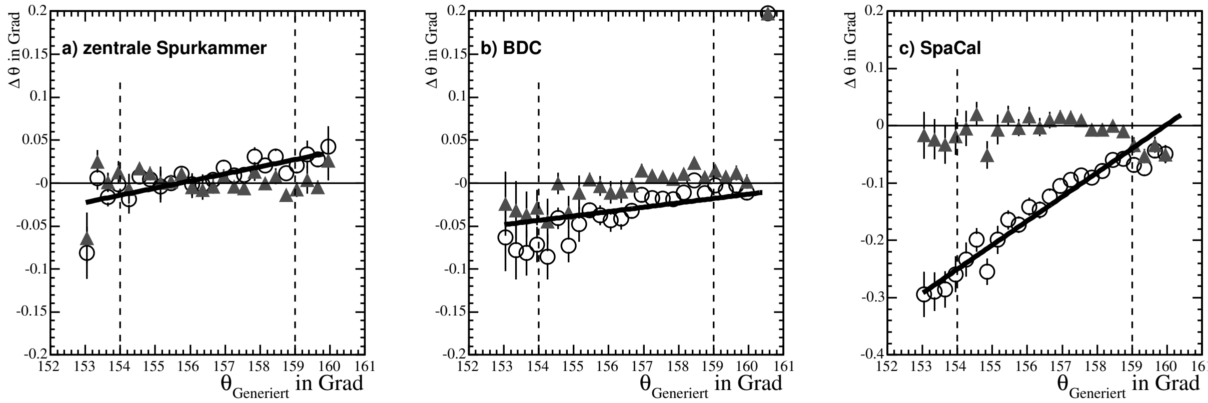

Abbildung 5.5: *Dargestellt ist die Differenz zwischen dem generierten und gemessenen Polarwinkel $\Delta\theta = \theta_{\mathrm{Generiert}} - \theta_{\mathrm{Messung}}$ in Abhängigkeit vom Polarwinkel des generierten Elektrons $\theta_{\mathrm{Generiert}}$ für* DJANGO62 *Monte Carlo Ereignisse. Der Polarwinkel $\theta_{\mathrm{Messung}}$ wurde mit der zentralen Spurkammer (a), der BDC (b) oder dem SpaCal (c) bestimmt. Die offenen Kreise stellen die unkorrigierten, die gefüllten Dreiecke die korrigierten Werte dar. Die schwarzen Linie zeigen die angepassten Geraden. Die dünnen gestrichelten Linien dienen der Orientierung und liegen bei $\theta_{\mathrm{Generiert}} = 154°$ und $\theta_{\mathrm{Generiert}} = 159°$.*

Tabelle 5.1: *Parameter der Korrekturfunktionen für die zentrale Spurkammer, die BDC und das SpaCal. Die Parameter ergeben sich aus den Geradenanpassungen in Abbildung 5.5.*

	Achsenabschnitt in Rad	Steigung
zentrale Spurkammer	−0.0226	0.0083
BDC	−0.0144	0.0051
SpaCal	−0.1177	0.0422

ist nahe zu identisch. Die Spuren der Elektronkandidaten zeigen mit abnehmenen Transversalimplus immer größer werdende Differenzen zwischen dem Azimutwinkel der Spur und des SpaCal-Clusters. Die Einträge in der unteren Hälfte der Abbildungen 4.9 b), 4.10 b), 4.11 b) und 4.12 b) stammen also von Elektronen mit kleinen Transversalimpulsen. Auf Grund des kleinen Transversalimpulse erfahren sie eine stärkere Ablenkung im Magnetfeld. Möglicherweise sind die Abweichungen auf Inhomogenitäten und Abschwächung des Magnetfeldes zurückzuführen. Das Magnetfeld ist am Randbereich des SpaCal in z-Richtung bis zu 10% schwächer als im nominellen Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors [11, 12]. Dies führt zu einer geringeren Ablenkung der Teilchen, in der beobachteten Größenordnung, als angenommen. Die Asymmetrie in den Verteilungen wird aufgehoben, indem Ereignisse verworfen werden, die ein selektiertes Elektron mit einem Transversalimpuls $p_t < 7\,\mathrm{GeV}$ haben. Dieser Schnitt wird im Weiteren für die Selektion der Ereignisse für die beiden Ausrichtungsmethoden mit Spuren der zentralen Spurkammer angewandt.

Untersuchung der Polarwinkelabhängigkeit

Die Abschätzung eines systematischen Fehlers der Δ-Methode und die Untersuchung des Einflusses der Korrekturfunktionen auf die Δ-Methode wird vorgenommen, indem alle selektierten Ereignisse mit Elektronkandidaten im Polarwinkelbereich zwischen 154° und 159° abhängig vom Polarwinkel des Elektronkandidaten in zwei Bereiche unterteilt werden. Die Grenzen für die zwei Bereiche sind 154°-156.5° und 156.5°-159°. Für die beiden Polarwinkelbereiche wer-

Tabelle 5.2: *Ergebnisse der Ausrichtungsmethoden für die rückwärtigen Detektoren, die auf Spuren der zentralen Spurkammer basieren. Die Ausrichtungsparameter wurden unter Bücksichtigung der Korrekturfunktionen für die Polarwinkel und des Selektionsschnitts auf den Polarwinkel (154° $< \theta <$ 159°) bestimmt. Details zu den Methoden sind dem Text zu entnehmen. Die verwendeten Daten stammen aus der Datennahmeperiode 2000.*

	SpaCal			BDC		
Translation in cm	x	y	z	x	y	z
Δ-Methode	-0.149	-0.558	-1.62	$+0.023$	-0.348	$+0.315$
	± 0.006	± 0.006	± 0.01	± 0.006	± 0.006	± 0.008
χ^2-Methode	-0.145	-0.581	-1.830	$+0.0209$	-0.2525	$+0.352$
	± 0.003	± 0.003	± 0.005	± 0.0008	± 0.0007	± 0.001
Rotation in Rad	ϕ_x	ϕ_y	ϕ_z	ϕ_x	ϕ_y	ϕ_z
χ^2-Methode	$+0.0048$	-0.0001	-0.00224	$+0.00722$	$+0.00047$	-0.00142
	± 0.0001	± 0.0001	± 0.00003	± 0.00004	± 0.00005	± 0.00001

den die Ausrichtungsparameter mit der Δ-Methode bestimmt. Die Ergebnisse sind graphisch in Abbildung 5.7 zusammengefasst. Die Korrekturfunktionen beinflussen häuptsächlich die Ausrichtungsparameter in z, es ergeben sich Unterschiede von bis zu 1.3 cm für das SpaCal und 0.3 cm für die BDC.
Aus Abbildung 5.7 lässt sich ein systematischer Fehler der Δ-Methode für das SpaCal und die BDC abschätzen. Dazu wird für jeden Ausrichtungsparameter jeweils der halbe Abstand zwischen den Werten der beiden Polarwinkelintervalle als systematischer Fehler verwendet. Die Fehler, die sich für die BDC unter Verwendung der Korrekturfunktionen ergeben, sind 0.006 cm in x-Richtung, 0.002 cm in y-Richtung und 0.13 cm in z-Richtung. Die Fehler für das SpaCal sind 0.008 cm in x-Richtung, 0.0002 cm in y-Richtung und 0.16 cm in z-Richtung.

Verschiebung der Projektions- und Extrapolationsebene

Die χ^2-Methode in Abschnitt 4.4 verwendet für den Vergleich zwischen der Spur der zentralen Spurkammer und den Positionsmessungen der rückwärtigen Detektoren eine feste Projektions- und Extrapolationsebene. Bei der Projektion oder Extrapolation können Fehler auftreten, deswegen wird die Ebene exemplarisch für das SpaCal in z-Richtung zwischen -150 cm und -165 cm verschoben.
Es zeigt sich, dass die Abweichungen in den Ausrichtungsparametern für die χ^2-Methode in x-, y- und z-Richtung jeweils kleiner als 0.003 cm sind. Die Unabhängigkeit von der gewählten Projektions- und Extrapolationsebene wird durch den in Abschnitt 4.2 verwendeten Schnitt auf den Fehler des Polarwinkels der Spur $d\Theta$, welcher eine Spur mit einer guten z-Auflösung liefert, gewährleistet. Wird auf diesen Selektionsschnitt $d\theta$ verzichtet, ergeben sich Abweichungen zwischen den Ausrichtungsparametern von 0.1 cm in x, 0.2 cm in y und 0.3 cm in z.

5.3 Vergleich der Methoden

Die Ergebnisse der drei verschiedenen Ausrichtungsmethoden sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst und zusätzlich in Abbildung 5.8 graphisch dargestellt. Die Ausrichtungsparameter für die

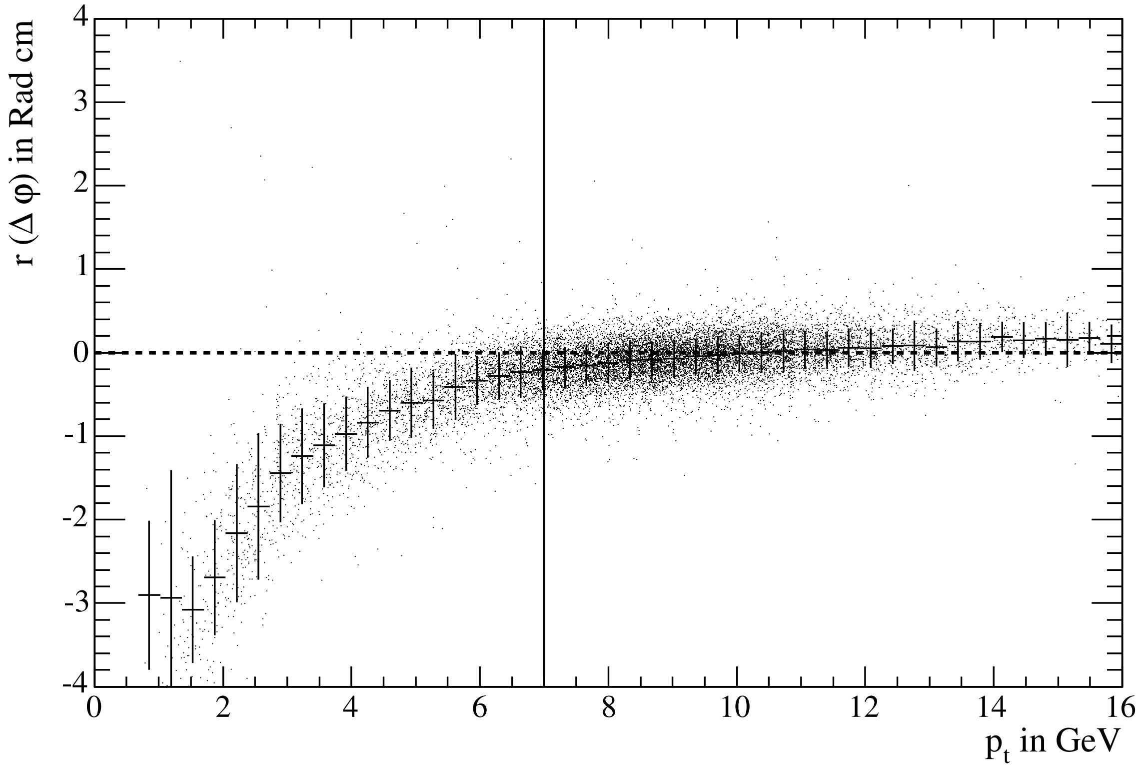

Abbildung 5.6: *Aufgetragen ist $r \cdot \Delta\varphi$ gegen den Transversalimpuls des Elektrons p_t für den Fall des SpaCals nach der Ausrichtung.*

QED-Compton Methode sind Tabelle 3.1 entnommen. Die zugehörigen Fehler sind der Untersuchung mit den Runintervallen in Abschnitt 5.1 entnommen. Dabei wurde in x- und y-Richtung jeweils der halbe Abstand zwischen den am weitesten auseinander liegenden Werten als Fehler verwendet.

Für die Δ-Methode werden die Ausrichtungsparameter unter Berücksichtigung der Korrekturfunktionen für die Polarwinkel, des Selektionsschnitts auf den Polarwinkel ($154^\circ < \theta < 159^\circ$) und des Schnitts auf den Transversalimpuls ($p_t > 7\,\mathrm{GeV}$) bestimmt. Der in Tabelle 5.3 und Abbildung 5.8 verwendete Fehler für die Δ-Methode ist der Untersuchung mit den Polarwinkelbereichen in Abschnitt 5.3 entnommen. Dabei wird wie für die QED-Compton Methode vorgegegangen und in x-, y und z-Richtung jeweils der halbe Abstand zwischen den am weitesten auseinander liegenden Werten als Fehler verwendet.

Die Ausrichtungsparameter in x, y und z der χ^2-Methode mit der zentralen Spurkammer werden ebenfalls unter Bücksichtigung der Korrekturfunktionen für die Polarwinkel, des Selektionsschnitts auf den Polarwinkel ($154^\circ < \theta < 159^\circ$) und des Schnitts auf den Transversalimpuls ($p_t > 7\,\mathrm{GeV}$) bestimmt. Um die Ausrichtungswerte der χ^2-Methode besser mit den anderen Methoden vergleichen zu können und den Einfluss der Rotationen abzuschätzen, werden zusätzlich die Ausrichtungsparameter für die χ^2-Methode mit der zentralen Spurkammer ohne Rotationen bestimmt. Dafür werden bei der Minimierung die Rotationsparameter jeweils bei 0° festgehalten. Die Ausrichtungswerte der χ^2-Methode, sowohl mit Berücksichtigung als auch ohne Berücksichtigung von Rotationen, sind Tabelle 5.3 und Abbildung 5.8 zu entnehmen. Die zugehörigen Fehler sind die Fehler der jeweiligen χ^2-Minimierung durch *TMinuit*.

Die Ausrichtungsparameter in x-Richtung stimmen für alle Methoden innerhalb der Fehler überein. Dagegen weichen die Ausrichtungsparameter in y-Richtung größtenteils stark voneinander ab. Die Unterschiede betragen bis zu 0.15 cm im Fall des SpaCals und 0.12 cm im Fall der BDC.

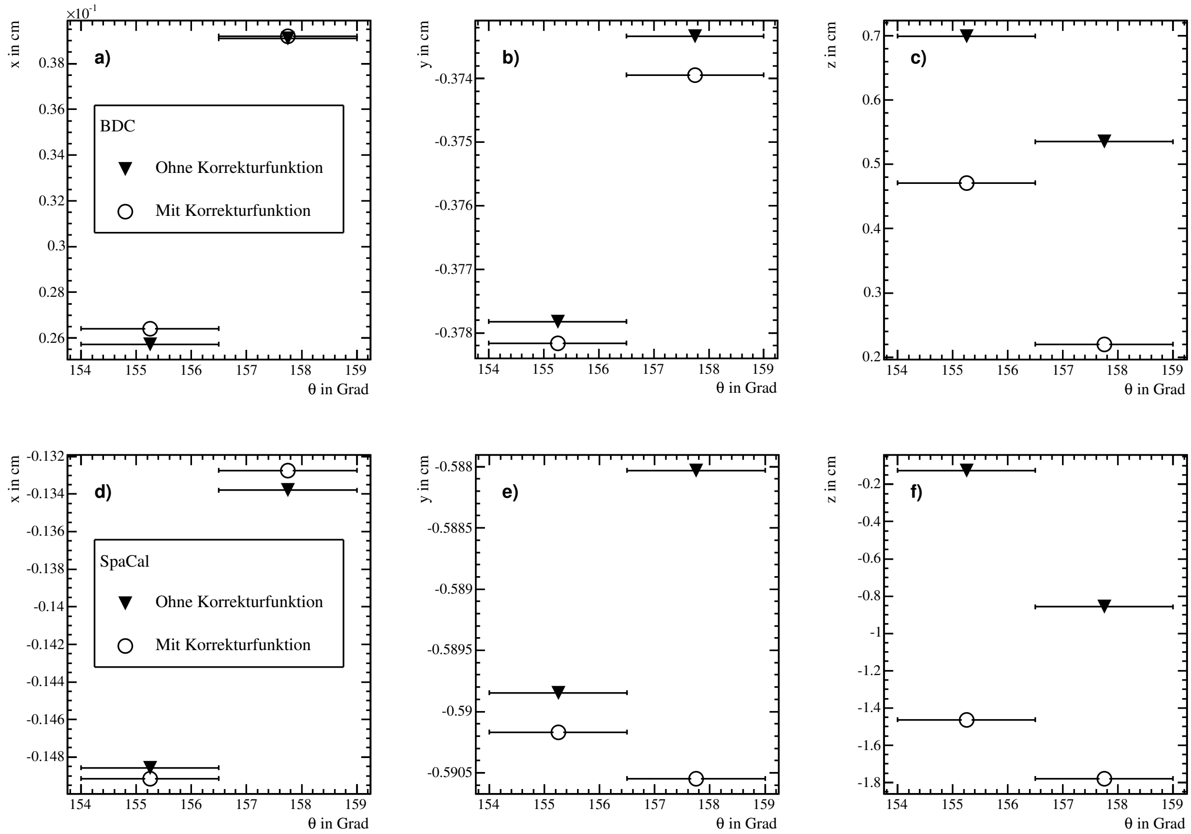

Abbildung 5.7: *Aufgetragen sind jeweils die Ausrichtungswerte der Δ-Methode in x-,y- und z-Richtung für a)-c) die BDC und d)-f) das SpaCal in Abhängigkeit vom Polarwinkel des selektierten Elektronkandidaten. Der Akzeptanzbereich ist dazu jeweils in zwei Polarwinkelbereiche unterteilt:* 154°-156.5° *und* 156.5°-159°.

Die Werte in y für die χ^2-Methode mit Spuren der zentralen Spurkammer ohne Rotationen stimmen mit den Parametern der Δ-Methode nicht überein, was gegen die Erklärung spricht, dass die Abweichungen aufgrund von Rotationen entstehen. Fehler aufgrund der Extrapolation oder Projektion sind durch die Untersuchung in Abschnitt 5.3 und die Tatsache, dass diese ungefähr gleichgroße Abweichungen in x- und y-Richtung verursachen würden, ausgeschlossen. Zwei mögliche Ursachen sind der Beam Tilt, da dieser in y ausgeprägter ist als in x-Richtung und eine Deformation des SpaCals entlang der y-Achse aufgrund des Eigengewichts. Der erwartete Einfluss des Beam Tilts auf die Ausrichtungparameter in y-Richtung der rückwärtigen Detektoren ist von der Größenordnung von 0.2 cm. Allerdings wird der Beam Tilt bereits in der QED-Compton Methode berücksichtigt und ist wiederum für die Methoden, die Spuren der zentralen Spurkammer nutzen, nicht notwendig, weil diese Methoden Differenzen verwenden, welche mit und ohne Berücksichtigung des Beam Tilt gleich sind. Desweiteren würde der Beam Tilt nicht zu Unterschieden zwischen der Δ- und χ^2-Methode führen. Die Deformation aufgrund des Eigengewichts des SpaCal ist nicht ausgeschlossen, konnte aber durch die zusätzliche Verwendung eines Parameters, der die Deformation in y-Richtung beschreibt, bei der χ^2-Minimierung mit Spuren der zentralen Spurkammer nicht bestätigt werden. Dabei wurden jedoch keine Infomation über die Konstruktionsweise der rückwärtigen Detektoren verwendet.
Die Ausrichtungsparameter in z-Richtung stimmen für die BDC überein. Im Fall des SpaCal weichen die z-Werte voneinander ab. Dass die Ausrichtungsparameter in z-Richtung nur für das SpaCal abweichen, ist möglicherweise auf eine nicht vollständig richtige Beschreibung der longitudinalen Verteilung der Schauer zurückzuführen. Diese Beschreibung stammt aus Monte Carlo Studien, die, wie sich gezeigt hat, teilweise Parametrisierungen für elektromagnetische

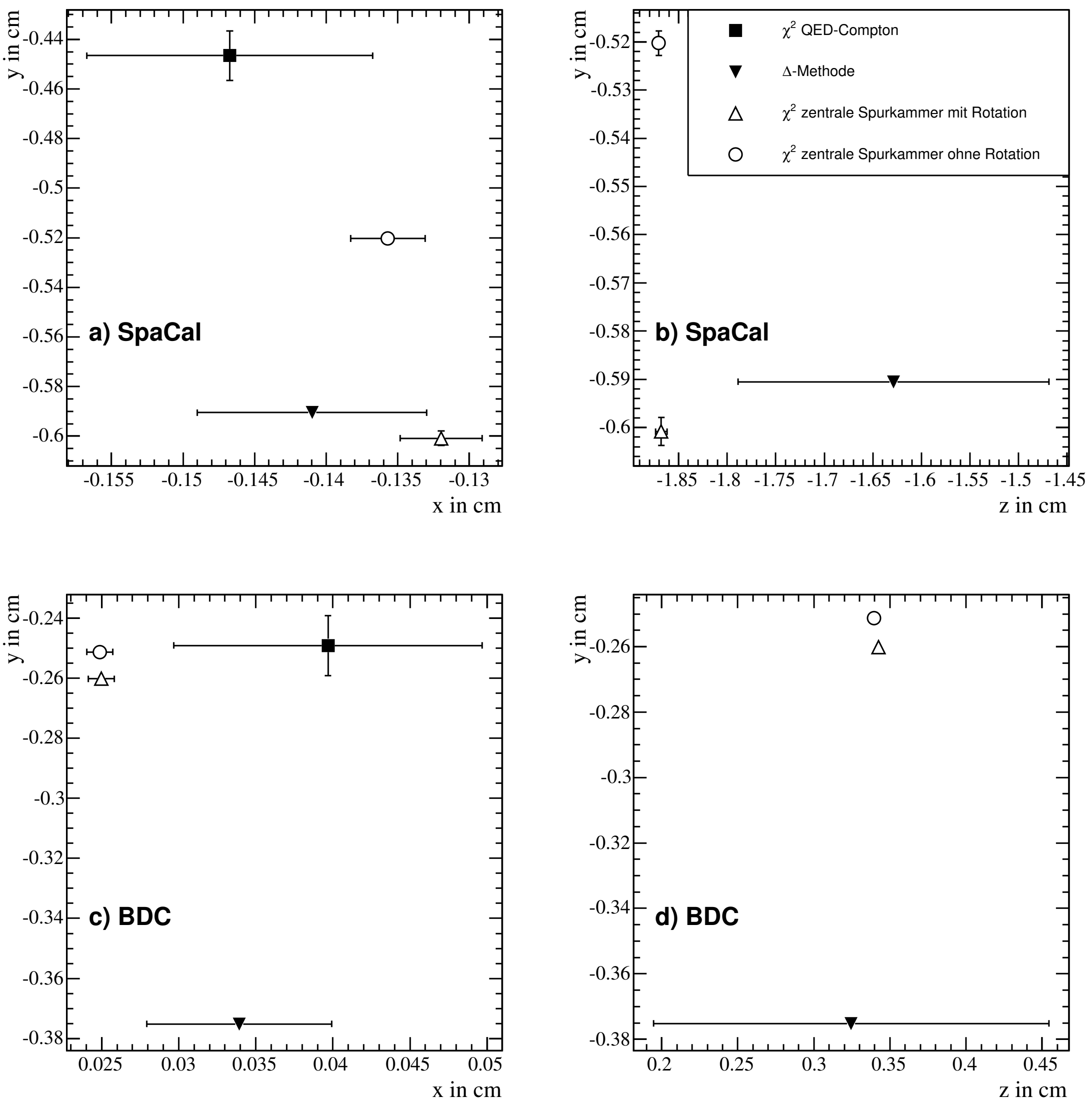

Abbildung 5.8: *Aufgetragen sind die aus den verschiedenen Ausrichtungsmethoden resultierenden Parameter: in a) x gegen y für das SpaCal, in b) y gegen z für das SpaCal, in c) x gegen y für die BDC und in d) y gegen z für die BDC. Die Ausrichtungsparameter und die zugehörigen Fehler sind Tabelle 5.3 entnommen.*

Schauer verwenden, die von den Daten abweichen [46].
Andere schwierig zu untersuchende Ursachen, die die Abweichungen hevorrufen können, sind ein nicht ganz zur nominellen Strahlachse parallel verlaufendes Magnetfeld und Inhomogenitäten des Magnetfelds im und am Rand des Magneten. Die Ursache für die Abweichungen zwischen den Ausrichtungsparametern der verschiedenen Methoden kann nicht abschließend gelöst werden, dewegen werden diese verschiedenen Ausrichtungsparameter für jeweils einen rückwärtigen Detektor zu einer kombinierten Ausrichtung zusammengefasst und der systematische Fehler aufgrund der Abweichungen abgeschätzt.

Kombination der Ausrichtungsmethoden

Der Vergleich der Ausrichtungsparameter der verschiedenen Methoden in Abbildung 5.8 zeigt, dass die Abweichungen in den Ausrichtungsparametern zwischen den einzelnen Methoden viel größer sind als die Abweichungen aufgrund der Rotationen. Deswegen werden für die Kom-

Tabelle 5.3: *Ergebnisse der verschiedenen Ausrichtungsmethoden für die rückwärtigen Detektoren SpaCal und BDC: Ausrichtung mit QED-Compton Ereignissen, Δ-Methode und χ^2-Minimierung basierend auf Spuren der zentralen Spurkammer. Details zu den Methoden sind dem Text zu entnehmen. Die verwendeten Daten stammen aus der Datennahmeperiode 2000. Alle Angaben sind in cm zu verstehen.*

	SpaCal			BDC		
	x	y	z	x	y	z
QED-Compton	-0.15	-0.45		$+0.04$	-0.25	
	± 0.01	± 0.01		± 0.01	± 0.01	
Δ-Methode	-0.141	-0.5905	-1.63	$+0.034$	-0.375	$+0.32$
	± 0.008	± 0.0002	± 0.16	± 0.006	± 0.002	± 0.13
χ^2 zentrale Spurkammer	-0.132	-0.601	-1.868	$+0.025$	-0.260	$+0.345$
mit Rotationen	± 0.003	± 0.003	± 0.006	± 0.001	± 0.001	± 0.002
χ^2 zentrale Spurkammer	-0.136	-0.520	-1.870	$+0.025$	-0.251	$+0.340$
ohne Rotationen	± 0.003	± 0.003	± 0.006	± 0.001	± 0.001	± 0.001

bination der Ausrichtungsparameter die Werte der χ^2-Methode mit der zentralen Spurkammer ohne Rotationen, die Werte der Δ-Methode und die Werte der QED-Compton Methode verwendet. Die kombinierten Ausrichtungsparameter in x, y und z für das SpaCal beziehungsweise die BDC sind jeweils die Mittelwerte und sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. In x- und y-

Tabelle 5.4: *Kombinierte Ausrichtungsparameter in x-, y- und z-Richtung mit den systematischen Fehlern für das SpaCal und die BDC. Die Werte sind mit Daten aus der Datennahmeperiode 2000 ermittelt.*

SpaCal			BDC		
x in cm	y in cm	z in cm	x in cm	y in cm	z in cm
-0.141	-0.52	-1.75	$+0.033$	-0.29	$+0.33$
± 0.008	± 0.08	± 0.12	± 0.007	0.06	± 0.06

Richtung wird der Mittelwert aus den drei verschiedenen Methoden gebildet, in z-Richtung aus den zwei Methoden, die auf den Spuren der zentralen Spurkammer basieren. Der systematische Fehler der kombinierten Ausrichtungswerte für das SpaCal beziehungsweise die BDC wird in x, y und z jeweils durch den halben Abstand zwischen den am weitesten auseinander liegenden Werten der einzelnen Methoden abgeschätzt. Die statistischen und systematischen Fehler der einzelnen Methoden werden dabei nicht berücksichtigt.

Um zu überprüfen, ob die Ausrichtung der rückwärtigen Detektoren erfolgreich ist, werden diese mit den Werten aus Tabelle 5.4 ausgerichtet und die von SpaCal und BDC für Elektronkandidaten bestimmten Polarwinkel miteinander verglichen. Der Elektronkandidat wird wie im vierten Kapitel selektiert, wobei auf die Kriterien der Spurselektion verzichtet wird, um den gesamten Akzeptanzbereich der BDC beziehungsweise des SpaCals abzudecken. Jedoch werden nur Ereignisse mit Elektronkandidaten im Radiusbereich zwischen 10 cm und 50 cm verwendet, um den inneren und äußeren Bereich des SpaCals auszuschließen. Der innere Bereich wird aufgrund der Fiducial Cuts und der äußere Bereich aufgrund der Randeffekte, die in Abschnitt besprochen wurden, ausgenommen. Die Differenz

$$\Delta\theta = \theta_{\mathrm{BDC}} - \theta_{\mathrm{SpaCal}}$$

ist in Abbildung 5.9 aufgetragen. Die gute Übereinstimmung zwischen der Messung von BDC

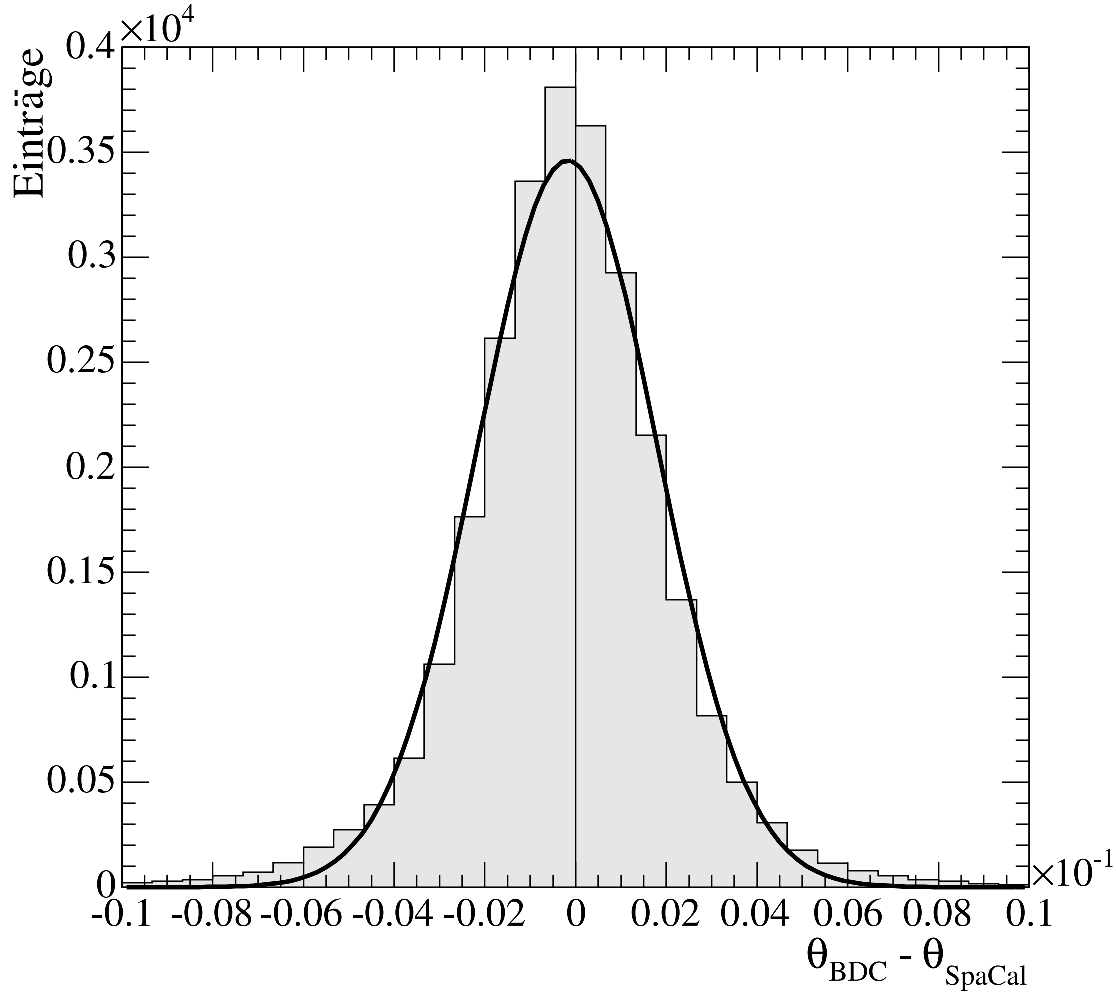

Abbildung 5.9: *Gezeigt ist die Differenz der Polarwinkelmessung $\Delta\theta$ von BDC und SpaCal. Dabei wurden nur Ereignisse mit einem Elektronkandidaten im Radiusbereich zwischen* 10 cm *und* 50 cm *verwendet.*

und SpaCal zeigt, dass die Ausrichtung der rückwärtigen Detektoren funktioniert.

5.4 Einfluss auf die Messung der Protonstrukturfunktion

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Fehler der kombinierten Ausrichtung aus Tabelle 5.4 auf die Messung der Protonstrukturfunktion untersucht. Dazu werden der relative Fehler und die Stabilität der Messung der Protonstrukturfunktion aufgrund der Ausrichtung abgeschätzt.
Im ersten Kapitel wurde gezeigt, dass die Messung der Protonstrukturfunktion F_2 im wesentlichen eine Messung des Wirkungsquerschnittes ist. Der gemessene Wirkungsquerschnitt σ wie-

derum ergibt sich aus der Anzahl der gemessenen Ereignisse N, der integrierten Luminosität[1] $\mathscr{L}$ der Messung und der Effizienz ε des Experiments:

$$\sigma = \frac{N}{\mathscr{L} \cdot \varepsilon} \,.$$

Dies gilt ebenfalls für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}$ in Formel 1.1. Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu messen, wird der Teil der kinematischen Ebene in Abbildung 1.3, der vom H1-Experiment abgedeckt wird, in x-Q^2 Bereiche, sogenannte Bins, unterteilt und jedes Ereignis abhängig von der Ereigniskinematik einem Bin zugeordnet. Für jedes Bin wird der relative Fehler aus der Anzahl der Ereignisse bestimmt. Der relative Fehler der Anzahl der gefundenen Ereignisse ist gleich dem relativen Fehler des Wirkungsquerschnitts und somit ein relativer Fehler, der in die Messung der Protonstrukturfunktion eingeht. Im Detail wird zur Abschätzung des relativen Fehlers folgendermaßen vorgegangen:

- Die kinematischen Größen x und Q^2 werden aus der Energie und der Position des gestreuten Elektrons mit der Elektronmethode, die in Abschnitt 1.1 eingeführt wurde, berechnet.
- Das Ereignis wird dem entsprechenden Bin zugeordnet.
- Die Position des Elektrons wird um den Fehler der Ausrichtung verschoben.
- Die Ereigniskinematik wird erneut berechnet und dem entsprechenden Bin zugeordnet.

Dieses Vorgehen wird für alle Ereignisse vorgenommen. Der relative Fehler aufgrund der Unsicherheit der Detektorposition ist dann für jedes Bin gegeben durch:

$$\sigma_{\text{relativ}}^{\text{Bin } i} = \frac{\#\text{Ereignisse nach der Verschiebung in Bin } i}{\#\text{Ereignisse vor der Verschiebung in Bin } i} - 1 \,.$$

Dabei können Einträge von einem Bin in ein anderes Bin migrieren. Deswegen wird ebenso die Stabilität S überprüft, die angibt, welcher Bruchteil der ursprünglich in einem Bin einsortierten Ereignisse sich auch noch nach der Verschiebung der Position des Elektrons in demselben Bin befindet:

$$S^{\text{Bin } i} = \frac{\#\text{Ereignisse vor und nach der Verschiebung in Bin } i}{\#\text{Ereignisse vor der Verschiebung in Bin } i} \,.$$

Acht verschiedene Verschiebungen um die folgenden Werte werden einzeln untersucht: die drei Fehler der kombinierten Ausrichtung für das SpaCal in x, y, z jeweils in positive beziehungsweise negative Richtung und die beiden größten Fehler y und z gleichzeitig in positive Richtung beziehungsweise negative Richtung. Die systematischen Fehler der kombinierten Ausrichtungsparameter des SpaCals aus Tabelle 5.4 werden verwendet, weil diese größer sind als die der BDC und damit eine obere Abschätzung für den Fehler der Messung der Protonstrukturfunktion liefern. Dies ist insbesondere eine obere Abschätzung, weil zur Messung der Protonstrukturfunktion im Endeffekt die Polarwinkelmessung der BDC verwendet wird. Die Untersuchung des relativen Fehlers und der Stabilität wird mit acht Millionen DJANGO62 Monte Carlo Ereignissen durchgeführt. Dies führt dazu, dass für Viererimpulsüberträge $Q^2 > 60\,\text{GeV}^2$ oder Impulsbruchteile $x > 0.005$ mögliche Aussagen statistisch nicht signifikant sind. Die größten Fehler ergeben sich für die gleichzeitige Verschiebung um die Fehler in y- und z-Richtung. Für den Fall der gleichzeitigen Verschiebung in y- und z-Richtung mit positivem Vorzeichen ist exemplarisch das Ergebnis für den relativen Fehler in Abbildung 5.10 gegeben. In dieser Abbildung stellen positive Werte einen Zuwachs und negative Werte eine Abnahme an Ereignissen in

[1] Die integrierte Luminosität ist ein Maß für die Anzahl von Elektron-Proton Kollisionen, die in einem Zeitintervall am Wechselwirkungspunkt stattgefunden haben.

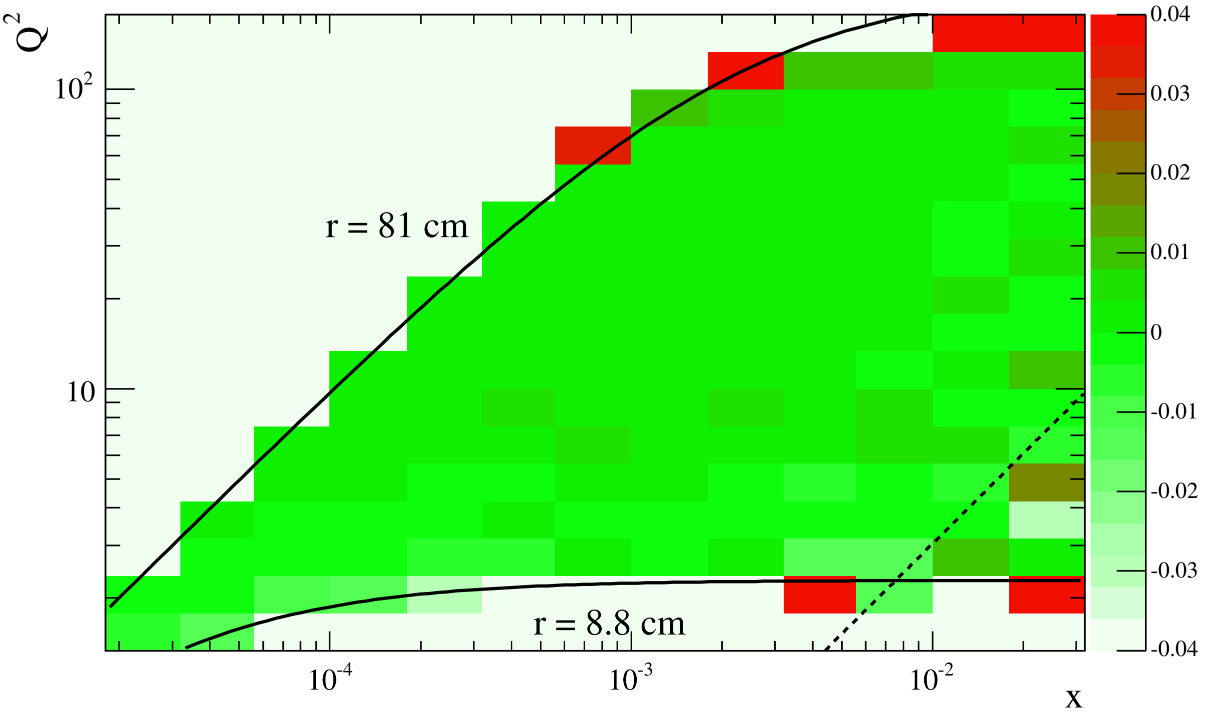

Abbildung 5.10: *Dargestellt ist der relative Fehler der Messung der Protonstrukturfunktion aufgrund des Fehlers der Ausrichtung in der x-Q^2-Ebene in doppelt logarithmischer Darstellung. Die verwendete Verschiebung beträgt* $+0.08\,\mathrm{cm}$ *in y und* $+0.12\,\mathrm{cm}$ *in z. Positive Werte bezeichnen einen Zuwachs und negative Werte eine Abnahme an Ereignissen in einem Bin. Alle Einträge mit Werten größer* 0.04 *sind durch Einträge der Größe* 0.04 *ersetzt worden. Analoges gilt für Einträge mit Werten kleiner* -0.04. *Die durchgezogenen Linien zeigen die Akzeptanzgrenzen des SpaCals: der innere Radius bei* $r = 8.8\,\mathrm{cm}$ *aufgrund der Fiducial Cuts und der äußere Radius bei* $r = 81\,\mathrm{cm}$. *Die gestrichelte Linie stellt die Akzeptanzgrenze des LAr-Kalorimeters für den hadronischen Endzustand, welcher für die Messung der Protonstrukturfunktion gebraucht wird, dar.*

einem Bin dar. Zudem sind alle Einträge mit Werten größer 0.04 (kleiner -0.04) durch Einträge der Größe 0.04 (-0.04) ersetzt worden. Die durchgezogenen Linien zeigen die Akzeptanzgrenzen des SpaCals. Der innere SpaCal-Radius bei $r = 8.8\,\mathrm{cm}$ aufgrund der Fiducial Cuts und der äußere Radius bei $r = 81\,\mathrm{cm}$. Die gestrichelte Linie in der Abbildung stellt die Akzeptanzgrenze des LAr-Kalorimeters für den hadronischen Endzustand, welcher für die Messung der Protonstrukturfunktion gebraucht wird, dar [44].
Der relative Fehler aufgrund der Fehlausrichtung der rückwärtigen Detektoren ist in weiten Bereichen der x-Q^2-Ebene innerhalb des Akzeptanzbereichs der Messung der Protonstrukturfunktion kleiner als 2%. Dies entspricht dem Ziel einer präzisen Messung der Protonstrukturfunktion F_2. Die Stabilität für den Fall der gleichzeitigen Verschiebung um die Fehler in positiver y- und z-Richtung ist in Abbildung 5.11 gezeigt. Die Stabilität ist im gesamten Akzeptanzbereich der Messung größer als 90%.

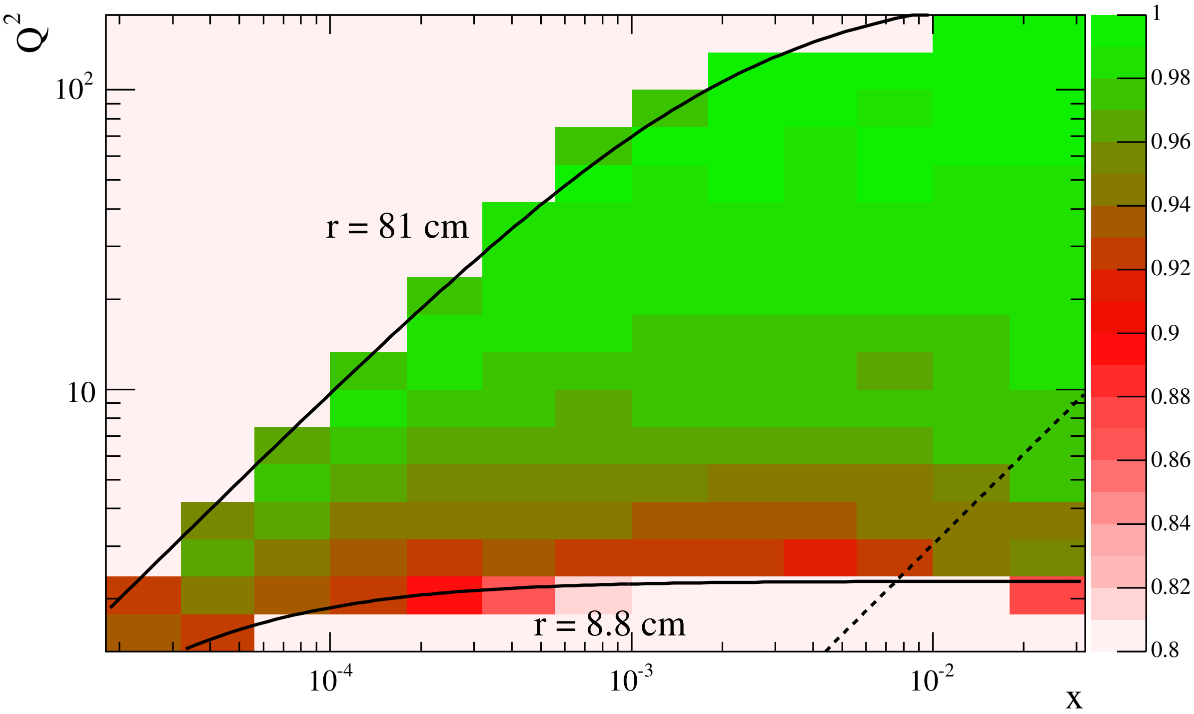

Abbildung 5.11: *Gezeigt ist die Stabilität in der x-Q^2-Ebene in doppelt logarithmischer Darstellung. Die verwendete Verschiebung beträgt* $+0.08\,\mathrm{cm}$ *in y und* $+0.12\,\mathrm{cm}$ *in z. Alle Einträge mit Werten kleiner* 80% *sind durch Einträge der Größe* 0.8 *ersetzt worden. Die durchgezogenen Linien zeigen die Akzeptanzgrenzen des SpaCals: der innere Radius bei* $r = 8.8\,\mathrm{cm}$ *aufgrund der Fiducial Cuts und der äußere Radius bei* $r = 81\,\mathrm{cm}$. *Die gestrichelte Linie stellt die Akzeptanzgrenze des LAr-Kalorimeters für den hadronischen Endzustand, welcher für die Messung der Protonstrukturfunktion gebraucht wird, dar.*

Zusammenfassung

Die Messung der Protonstrukturfunktion F_2 basiert auf der präzisen Messung der Ereigniskinematik, welche wiederum von dem Winkel und der Energie des gestreuten Elektrons abhängt. Die Winkelbestimmung für kleine Viererimpulsüberträge Q^2 geschieht mit dem rückwärtigen Kalorimeter SpaCal und der rückwärtigen Drift-Kammer BDC des H1-Detektors. Um den systematischen Fehler der Messung zu bestimmen und zu verringern, ist eine genaue Ausrichtung dieser Detektorkomponenten notwendig.

In dieser Arbeit wurden drei Methoden zur Ausrichtung der rückwärtigen Detektoren genutzt. Die erste Methode verwendet elastische QED-Compton Ereignisse zur Ausrichtung der rückwärtigen Detektoren in x- und y-Richtung. Dazu wird eine χ^2-Funktion minimiert, die auf der Akoplanarität basiert.

Die zweite und dritte Methode verwenden die Spuren der zentralen Spurkammer als Referenz. Diese beiden Methoden liefern Ausrichtungsparameter in x-, y- und z-Richtung. Die eine Methode vergleicht den Azimutwinkel und Polarwinkel einer Spur in der zentralen Spurkammer direkt mit dem Winkel des dazugehörenden SpaCal-Clusters, respektive der BDC-Spur, und liefert die Ausrichtungsparameter mit Hilfe der Anpassung geeigneter Funktionen. Die andere basiert auf der Minimierung einer weiteren χ^2-Funktion, die die Spurinformationen der zentralen Spurkammer und die entsprechenden Informationen des auszurichtenden rückwärtigen Detektors beinhaltet. Die letzte Methode schafft zudem Zugang zu möglichen Rotationen der rückwärtigen Detektoren relativ zur zentralen Spurkammer.

Die verwendeten Methoden wurden auf Daten der Datennahemperiode 2000 angewandt. Die Methoden sind auf weitere Datennahmeperioden anwendbar, sofern die rückwärtigen Detektoren sich in diesen nicht ändern oder die Methoden an die Veränderungen angepasst werden.

Im letzten Teil der Arbeit wurden die drei verschiedenen Ausrichtungsmethoden detailliert untersucht. Die Ergebnisse der Ausrichtung des jeweiligen rückwärtigen Detektors wurden miteinander verglichen und zu kombinierten Ausrichtungparametern für den jeweiligen rückwärtigen Detektor zusammengeführt. Dabei wurde der systematische Fehler der kombinierten Ausrichtung bestimmt. Dieser systematische Fehler wurde verwendet, um damit abschließend den relativen Fehler und die Stabilität der Messung der Protonstrukturfunktion F_2 auf Grund der Ausrichtung abzuschätzen. Es hat sich gezeigt das, dass innerhalb des Akzeptanzbereiches der Messung der relative Fehler kleiner als 2% und die Stabilität größer als 90% ist.

Anhang A: Rotationsmatrix

Die in dieser Arbeit verwendete Rotationsmatrix T für die rückwärtigen Detektoren ergibt sich aus den Rotationsmatrizen um die einzelnen Achsen. Die Matrizen werden dabei in dieser Reihenfolge multipliziert:

$$T = R_z \cdot R_y \cdot R_x \; .$$

Die Rotationmatrizen sind gewählt als:

$$R_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\phi_x & -\sin\phi_x \\ 0 & \sin\phi_x & \cos\phi_x \end{pmatrix} \quad R_y = \begin{pmatrix} \cos\phi_y & 0 & \sin\phi_y \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\phi_y & 0 & \cos\phi_y \end{pmatrix} \quad R_z = \begin{pmatrix} \cos\phi_z & -\sin\phi_z & 0 \\ \sin\phi_z & \cos\phi_z & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} .$$

Somit ergibt sich die Rotationsmatrix zu:

$$T = \begin{pmatrix} \cos\phi_y \cos\phi_z & \cos\phi_z \sin\phi_x \sin\phi_y - \cos\phi_x \sin\phi_z & \cos\phi_x \cos\phi_z \sin\phi_y + \sin\phi_x \sin\phi_z \\ \cos\phi_y \sin\phi_z & \cos\phi_x \cos\phi_z + \sin\phi_x \sin\phi_y \sin\phi_z & -\cos\phi_z \sin\phi_x + \cos\phi_x \sin\phi_y \sin\phi_z \\ -\sin\phi_y & \cos\phi_y \sin\phi_x & \cos\phi_x \cos\phi_y \end{pmatrix} .$$

Literaturverzeichnis

[1] PERKINS, D. H.: *Introduction to High Energy Physics*. Cambridge University Press, 2000.

[2] BJORKEN, J. D. ; PASCHOS, E. A.: *Inalastic Electron Proton and Gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon*. Phys. Rev. 185 (1969), 1975.

[3] HALZEN, F. ; MARTIN, A. D.: *Quarks and Leptons: An introductory course in modern particle physics*. Wiley, 1984.

[4] ADLOFF, C. et al.: *Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross sections at HERA*. Eur. Phys. J. C30 (2003), 1.

[5] ALTARELLI, G. ; PARISI, G.: *Asymptotic Freedom in Parton Language*. Nucl. Phys. B126 (1977), 298.

[6] BUTTERWORTH, J. M. ; CARLI, T.: *QCD uncertainties at the LHC and the implications of HERA*. Proceedings of the DIS 2004 (2004).

[7] BEHRENDT, O.: *Entwicklung von Algorithmen zur Identifikation von Vektormeson-Ereignissen mit dem neuen H1-Spurtrigger*, Universität Dortmund, Diplomarbeit, 2002.

[8] ABT, I. et al.: *The H1 detector at HERA*. Nucl. Instrum. Meth. A386 (1997), 310.

[9] ABT, I. et al.: *The Tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*. Nucl. Instrum. Meth. A386 (1997), 348.

[10] ANDRIEU, B. et al.: *The H1 liquid argon calorimeter system*. Nucl. Instrum. Meth. A336 (1993), 460.

[11] NEWTON, D.: *The magnetic field mapping of the H1 magnet*. Internal Note H1-IN-143 (1990).

[12] NEWTON, D.: *A two-page print-out of the H1 magnetic field*. Internal Note H1-IN-144 (1990).

[13] APPUHN, R. D. et al.: *The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter*. Nucl. Instrum. Meth. A386 (1997), 397.

[14] GARCZAREK, F.: *Nachweis von Positronen und Hadronen im H1-Spaghetti-Kalorimeter*, Universität Dortmund, Diplomarbeit, 2000.

[15] WEGENER, D.: *Vorlesung-Skript: Teilchendetektoren*. 2001. – http://www.physik.uni-dortmund.de/E5/skript/detektoren/index.html.

[16] T.DECKERS: *Untersuchungen zum Nachweis von Teilchen in Bleifluorid- und Spaghetti-Kalorimetern*, Universität Dortmund, Diplomarbeit, 1993.

[17] PÖSCHL, R.: *Untersuchung der Ortsauflösung des H1-Spaghetti-Kalorimeter unter besonderer Berücksichtigung großer Einschußwinkel der Primärteilchen*, Universität Dortmund, Diplomarbeit, 1996.

[18] NICHOLLS, T. et al.: *Performance of an electromagnetic lead / scintillating fiber calorimeter for the H1 detector*. Nucl. Instrum. Meth. A374 (1996), 149.

[19] SCHLEIF, S.: *Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ mit Ereignissen aus radiativer Elektron-Proton-Streuung am H1-Experiment bei HERA unter besonderer Berücksichtigung des rückwärtigen Kalorimeters*, Universität Heidelberg, Diss., 1998.

[20] SCHLEIF, S. et al.: *SPACAL-Reconstruction*. 1997. – Internes H1 Dokument https://www-h1.desy.de/idet/icalo/spacal/notes/spnote02.rec.06.

[21] A. ZHOKIN, J. KATZY, S. SCHLEIF: *ELAN-Meeting*. 1996.

[22] D.ECKSTEIN: *Messung der Longitudinalen Strukturfunktion $F_L(x,Q^2)$ mit dem HERA-Experiment H1*, Humboldt-Universität Berlin, Diss., 2002.

[23] SCHWAB, B.: *Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1 Experiments*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 1996.

[24] ABT, I. et al.: *The H1 detector at HERA*. Internal Note DESY H1-96-01 (1996).

[25] E.ELSEN: *The H1 Trigger and Data Acquisition System*. Internal Note H1-IN-262 (1993).

[26] PIELOTH, D.: *Experimentelle Überprüfung der Algorithmen zur Luminositätsbestimmung am H1-Detektor*, Universität Dortmund, Diplomarbeit, 1995.

[27] LEVONIAN, S. V.: *Soft interactions and diffraction phenomena*. Proceeding ICHEP 96 (1996), 17.

[28] İŞSEVER, Ç.: *Messung der Protonstrukturfunktionen $F_2(x,Q^2)$ und $F_L(x,Q^2)$ bei HERA in radiativer ep-Streuung*, Universität Dortmund, Diss., 2001.

[29] COURAU, A. ; KESSLER, P.: *QED Compton scattering in high-energy electron - proton collisions*. Phys. Rev. D46 (1992), 117.

[30] STAMEN, R.: *Analyse quasireeller QED-Compton-Ereignisse*, Universität Dortmund, Diplomarbeit, 1998.

[31] LENDERMANN, V.: *Measurement of the QED Compton Scattering Cross Section with the H1 Detector at HERA*, Universität Dortmund, Diss., 2001.

[32] LENDERMANN, V.: *Simulation of Passive Material in the Backward Region of the H1 Detector*. Internal Note H1-IN-575 (1999).

[33] HOFFSTAETTER, G.: *Vortrag im HERA-Status Seminar*. 2002.

[34] KRÜGER, K.: *persönliche Mitteilung*. 2005.

[35] URBAN, K.: *Triggerstudien für eine Messung der Protonstrukturfunktion F_2 bei H1*, Universität Dortmund, Diplomarbeit, 2005.

[36] LENDERMANN, V.: *SpaCal Fiducial Cuts*. – https://www-h1.desy.de/icas/imanuals/h1phan/qeelan/fiduba.html.

[37] MARAČEK, R.: *A Study of Quasi-Real QED Compton Events at HERA*, Inst.of Exp.Physics Kosice/Slovakia, Diss., 1998.

[38] DE RUJULA, A. ; VOGELSANG, W.: *On the photon constituency of protons*. Phys. Lett. B451 (1999), 437.

[39] STAMEN, R. ; LENDERMAN, V.: *COMPTON - A Monte Carlo program for generating QED Compton events in electron proton scattering*. – http://www.physik.uni-dortmund.de/e5/h1/projekte/compton/.

[40] BRUN, R. ; RADEMAKERS, F.: *ROOT: An object oriented data analysis framework*. Nucl. Instrum. Meth. A389 (1997), 81.

[41] JAMES, F. ; ROOS, M.: *'Minuit' A system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations*. Comput. Phys. Commun. 10 (1975), 343.

[42] KUHR, T.: *Rekonstruktion von V^os mit dem H1-Silizium-Detektor*, Universität Hamburg, Diplomarbeit, 1998.

[43] L.WEST: *How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code*. 1997. – https://www-h1.desy.de/h1/iww/iwork/ihq/sw-doc/track_doc30000.ps.gz.

[44] A.GLAZOV: *Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x,Q^2)$ and $F_L(X,Q^2)$ with H1 Detector at HERA*, Humboldt-Universität Berlin, Diss., 1998.

[45] BARLOW, R.J.: *Statistics*. Wiley, 1989.

[46] NIES, S.: *Diplomarbeit in Vorbereitung*.

[47] H. SPIESBERGER, K. C. ; SCHULER, G. A.: *DJANGO6*. 1994. – http://www.desy.de/ hspiesb/django6.html.

Danke!

Mein besonderer Dank gilt Ihnen, Herrn Professor Dr. Wegener dafür, dass ich meine Diplomarbeit an Ihrem Lehrstuhl in sehr angenehmer Atmosphäre anfertigen konnte. Für die Übernahme des Amtes als Zweitgutachters bedanke mich bei Herrn Professor Dr. Spaan. Einen großen Anteil am dem Gelingen dieser Arbeit hatte Olaf Behrendt. Vielen Dank Olaf für die gute Betreuung und die interessanten Diskussionen während der ganzen Zeit, sowie für das Korrekturlesen meiner Arbeit. An vielen Diskussionen war auch Frau Dr. Katja Krüger beteiligt. Danke Katja für die hilfreichen Ideen und nützlichen Anmerkungen bei einem großen Teile der Arbeit. Mein Dank gilt ebenso Andreas Jung, der die Arbeit ebenfalls Korrektur las. An etlichen Stellen konnte mir Dr. Victor Lendermann oder Professor Hans-Christian Schultz-Coulon weiter helfen. Ich bedanke mich auch bei Dr. Claus Kleinwort, der mir bei einigen Fragen und Problemen zur zentralen Spurkammer weitergeholfen hat. Auch bei Gero Flucke bedanke ich mich für die Diskussion zum Konzept des UserTrees. Überdies gilt mein Danke Andrea Vargas für die zusätzlichen Essensrationen, Marc-Oliver Bönig für viel kalte, frische und gesunde Luft und Dr. Christoph Wissing für die Einblicke in das 'erste von Menschen geschaffene schwarze Loch'.
Ich bedanke mich bei allen, die mir direkt oder indirekt bei meiner Arbeit geholfen haben.
Nicht zu vergessen sind meine Mitbewohner. Die Freizeitgestaltung mit diesen hat die nötige Abwechselung gebracht. Allen voran Andi und Jörg - ihr wisst schon - Danke. Danke Stephan für die lustigen, immer ausufernden Diskussionen. Danke Klaus-Peter für die Komposition der Gitarren-Geschrammel-Musik, der ich während der Zusammenstellung dieser Arbeit hin und wieder lauschte. Danke Dirk, vor allem für die tatkräftige Unterstützung beim Umbau von Luft- auf Wasserkühlung samt Erneuerung der Zylinderkopfdichtung, welche erstaunlicherweise nicht auf Luftkühlung ausgelegt ist. Außerdem danke ich Mo für das viele 'sehr Harmonie'-'kineesische' Essen, ohne dieses abwechslungsreiche Essen hätte mein Magen wohl schon die Form von Tiefkühlpizza angenommen.
Ich danke meinen Eltern für stetiges Vertrauen und Unterstützung. Und dir, Judith, danke ich für deine Wärme und dein Lachen.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministerium für Bildung und Forschung unter der Projektnummer 05H14BEA/6 gefördert.