Bhabha–Streuung und Luminositätsmessung im HERMES–Experiment

Ulrike Elschenbroich

MATHEMATISCH–
NATURWISSENSCHAFTLICHE FAKULTÄT
HEINRICH–HEINE–UNIVERSITÄT DÜSSELDORF

Bhabha–Streuung und Luminositätsmessung im HERMES–Experiment

Diplomarbeit

von

Ulrike Elschenbroich

Mathematisch–Naturwissenschaftliche Fakultät

der

Heinrich–Heine–Universität

Düsseldorf

August 2001

The HERMES–Experiment
at HERA
Spin Structure of the Nucleon

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Die Bestandteile des Atomkerns, Protonen und Neutronen, zusammengefaßt auch Nukleonen genannt, besitzen eine Substruktur. Sie bestehen nach heutigem Erkenntnisstand aus drei Valenzquarks, die durch Gluonen, die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, aneinander gekoppelt sind. Darüber hinaus sind im Nukleon Quark–Antiquarkpaare, die sogenannten Seequarks, vorhanden. Die Untersuchung der Struktur der Nukleonen begann Anfang der 70er Jahre mit tiefinelastischen Streuexperimenten am SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*). Heutige Experimente, wie H1 und ZEUS an der Hadronen–Elektronen–Ring–Anlage HERA des Deutschen Elektronen–Synchrotons (DESY) in Hamburg, liefern immer detailliertere Erkenntnisse über die unpolarisierte Struktur des Nukleons, die durch die Strukturfunktionen F_1 und F_2 parametrisiert werden kann.

Eine weitere Eigenschaft des Nukleons ist dessen Spin. Hier wird untersucht, wie er sich aus den Beiträgen der einzelnen Bestandteile des Nukleons zusammensetzt. Mitte der 80er Jahre entdeckte die European Muon Collaboration am CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*), daß der Spin eines Nukleons nicht die einfache Summe des Spins seiner Konstituenten ist. Daraufhin wurde eine Reihe von Experimenten entwickelt, die mit Hilfe der polarisierten tiefinelastischen Streuung die polarisierten Strukturfunktionen g_1 und g_2 vermessen sollten und zu der Erkenntnis kamen, daß die Spins der drei Valenzquarks zusammen nur etwa 30% zum gesamten Nukleonenspin beitragen. Hierzu gehört neben Experimenten am CERN und SLAC auch HERMES, das dritte Experiment am Proton–Elektron–Speicherring HERA. Bei diesem werden longitudinal polarisierte Positronen an einem polarisierten internen Gastarget aus Wasserstoff, Deuterium oder ^{3}He gestreut. Einzigartig ist beim HERMES–Experiment die gute Teilchenidentifikation und die große Akzeptanz, so daß Hadronen aus der Fragmentation des getroffenen Quarks zusätzlich zum gestreuten Positron nachgewiesen werden können. Dies ermöglicht die Zerlegung der Spinanteile der verschiedenen Quarksorten [Ack 99].

Neben den polarisierten Strukturfunktionen des Nukleons g_1 und g_2, können aus den Daten des HERMES–Experiments auch die unpolarisierten Strukturfunktionen F_1 und F_2, sowie Produktionswirkungsquerschnitte beispielsweise von Vektormesonen extrahiert werden. Zum Zweck der dafür benötigten Messung der Luminosität $\mathcal{L}$ dient ein Luminositätsmonitor [Ben 98]. Dieser benutzt zur Bestimmung der Luminosität zwei fundamentale Prozesse, die bei der Wechselwirkung der Strahlpositronen mit den Hüllenelektronen des Targetgases auftreten. Bei der Bhabha–Streuung handelt es sich um die elastische Positron–Elektron–Streuung ($e^+ e^- \to e^+ e^-$). Bei der Annihilation zerstrahlen Positron und Elektron in zwei Photonen ($e^+ e^- \to \gamma\,\gamma$). Die Teilchen der Endzustände beider Prozesse werden unter kleinen Streuwinkeln koinzident in zwei elektromagnetischen Kalorimetern nachgewiesen, die sich möglichst nah am HERA–Positronenstrahlrohr befinden.

Für die Bestimmung der Luminosität aus der Streurate als Meßgröße wird der effektive Wirkungsquerschnitt für die beiden Prozesse benötigt, der die Kenntnis des Akzeptanzbereichs des Luminositätsmonitors erfordert. Bei einer Variation von Strahlposition oder –neigung am HERMES–Wechselwirkungspunkt treffen die gestreuten Teilchen unter anderen Winkeln mit anderen Energien auf die Kalorimeter des Luminositätsmonitors. Die damit verbundene Beeinflussung des Akzeptanzbereichs führt zu Änderungen der gemessenen Rate koinzidenter Streuereignisse, die bis zu 11% betragen können. Ziel dieser Arbeit war es, mit einer Monte–Carlo–Simulation des Luminositätsmonitors Akzeptanzbereichsstudien durchzuführen. Im August 2000 wurden vorbereitend systematische Studien mit dem Luminositätsmonitor des HERMES–Experiments betrieben, bei denen die Strahlneigung verändert und die Kalorimeter schrittweise vom Strahlrohr wegbewegt wurden. Die Ergebnisse dieser Studien werden in dieser Arbeit mit denen der Simulation verglichen.

In Kapitel 2 wird zunächst die Notwendigkeit eines besseren Verständnisses des Luminositätsmonitors für die Messung der unpolarisierten Strukturfunktion F_2 motiviert. Es folgt die Beschreibung des HERMES–Experiments in Kapitel 3. Hier wird nach der Darstellung des Prinzips der Luminositätsmessung besonderes Augenmerk auf den Luminositätsmonitor gelegt. In Kapitel 4 werden Kinematik und Wirkungsquerschnitte der Bhabha–Streuung und Annihilation behandelt. Die Simulation der Messung und Verfahren zur Auswertung der Kalorimetersignale werden in Kapitel 5 beschrieben. Anschließend folgt in Kapitel 6 eine Analyse der Daten, die bei den systematischen Studien mit dem Luminositätsmonitor des HERMES–Experiments im August 2000 aufgenommen wurden, und deren Vergleich mit Simulationsergebnissen.

2 Messung der Strukturfunktion F_2 mit dem HERMES–Experiment

2.1 Tiefinelastische Streuung

Der Prozeß der tiefinelastischen Streuung beschreibt die Wechselwirkung eines einlaufenden Leptons l mit einem Nukleon N, die das Aufbrechen des Nukleons und die Fragmentation in einen hadronischen Endzustand X zur Folge hat:

$$lN \to l'X \ . \tag{2.1}$$

Hierbei handelt es sich um einen elektroschwachen Prozeß, bei dem ein virtuelles Boson (γ^*, Z^0) ausgetauscht wird. Da beim HERMES–Experiment (siehe Abschnitt 3.1) Positronen mit einer Energie von 27,57 GeV auf ruhende Protonen treffen, ist die Schwerpunktsenergie mit $\sqrt{s} = 7{,}3\,\mathrm{GeV}$ sehr viel kleiner als die Massen der elektroschwachen massiven Austauschteilchen. Deshalb dominieren die elektromagnetischen Beiträge, deren Feynman–Graph niedrigster Ordnung in Abb. 2.1 skizziert ist.

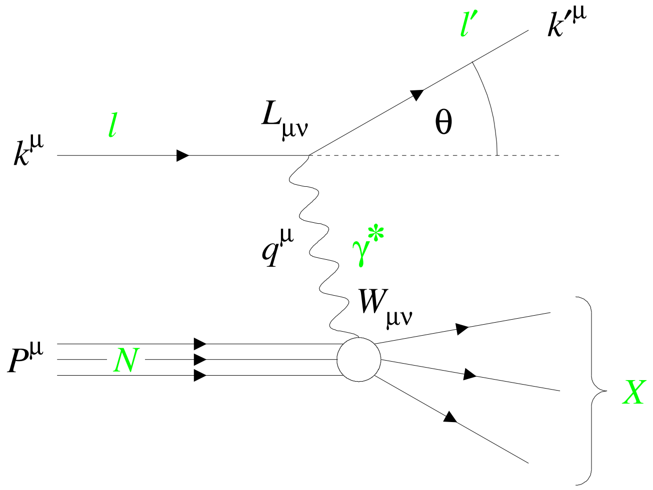

Abbildung 2.1: Feynman–Graph der tiefinelastischen Streuung unter Austausch eines virtuellen Photons im Laborsystem.

Das einlaufende Lepton mit der Energie E und dem Impuls $\vec{k}$ streut unter Austausch eines virtuellen Photons an dem im Laborsystem ruhenden Nukleon (Viererimpuls $P^\mu = (M, \vec{0})$). Das Lepton besitzt nach der Wechselwirkung den Viererimpuls $k'^\mu = (E', \vec{k}')$ und läuft unter dem Winkel θ gegen die Einfallsrichtung aus. Die Energie, die im Laborsystem durch das Photon vom Lepton auf das Nukleon übertragen wird, läßt sich als lorentzinvariante Größe ν berechnen:

$$\nu = \frac{P_\mu q^\mu}{M} \overset{\text{Lab}}{=} E - E' \ . \tag{2.2}$$

Auch das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags ist eine lorentzinvariante Größe:

$$Q^2 = -q_\mu q^\mu \overset{\text{Lab}}{\approx} 4EE' \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \ . \tag{2.3}$$

Diese Größe wird auch als die „Skala“des Streuprozesses bezeichnet und ist ein Maß dafür, bis zu welcher Größenordnung $\sim \frac{1}{Q}$ Substrukturen im Nukleon vom virtuellen Photon noch aufgelöst werden können. Zur Berechnung der Kinematik wird zusätzlich die dimensionslose, sogenannte *Bjørkensche Skalenvariable* benutzt:

$$x = \frac{Q^2}{2P_\mu q^\mu} = \frac{Q^2}{2M\nu} \,. \tag{2.4}$$

Diese stellt ein Maß für die Inelastizität dar. Bei elastischen Prozessen beträgt $x = 1$, für alle inelastischen Prozesse besitzt x einen Wert zwischen 0 und 1. In einem speziellen Bezugssystem, das sich so schnell entlang der Richtung des virtuellen Photons bewegt, daß man alle transversalen Impulskomponenten vernachlässigen kann, ist x der Bruchteil des Gesamtimpulses des Nukleons, welcher von einem Quark im Nukleon getragen wird. Für elastische Streuung existiert bei vorgegebener Leptonenergie E nur ein freier Parameter, zum Beispiel der Streuwinkel θ. Damit sind alle anderen kinematischen Größen, also auch Q^2 und ν, bestimmt. Im inelastischen Fall kommt mit der Anregungsenergie des Nukleons ein weiterer Freiheitsgrad hinzu, so daß sich die gesamte Kinematik vollständig durch zwei unabhängige Parameter, beispielsweise x und Q^2, beschreiben läßt.

2.2 Die Strukturfunktion F_2

Der doppelt differentielle inklusive Wirkungsquerschnitt läßt sich mit Hilfe des Feynman–Graphen aus Abb. 2.1 ermitteln [Hal 84]:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{\pi\alpha^2\nu}{MxQ^4E^2} L_{\mu\nu}W^{\mu\nu} \,. \tag{2.5}$$

Hier ist α die elektromagnetische Kopplungskonstante. Die Abstrahlung eines Photons durch ein punktförmiges Lepton wird durch den leptonischen Tensor $L_{\mu\nu}$ beschrieben und läßt sich mit den Regeln der Quantenelektrodynamik vollständig berechnen (siehe z.B. [Ans 95]). Die hadronische Wechselwirkung wird durch den hadronischen Tensor $W_{\mu\nu}$ repräsentiert, in den die a priori unbekannte Struktur des Nukleons eingeht. Im unpolarisierten Fall kann er aufgrund von Zeitumkehrinvarianz, Paritätserhaltung und der Stromerhaltung am hadronischen Vertex durch zwei unabhängige Strukturfunktionen parametrisiert werden. Durch Summieren über die nicht beobachteten Spinzustände im Endzustand und Mittelung über die Spinzustände im Ausgangszustand erhält man den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von x und Q^2,

$$\frac{d^2\sigma_{\mathrm{unpol}}}{dx dQ^2} = \left(\frac{d\sigma_{\mathrm{unpol}}}{dQ^2}\right)_{\mathrm{Mott}} \cdot \frac{1}{EE'} \frac{\pi}{x} \left[F_2(x,Q^2) + \frac{2\nu}{M} F_1(x,Q^2) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \,, \tag{2.6}$$

mit

$$\left(\frac{d\sigma_{\mathrm{unpol}}}{dQ^2}\right)_{\mathrm{Mott}} = \frac{4\alpha^4\pi E'}{Q^4E} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \,. \tag{2.7}$$

$F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$ sind die Strukturfunktionen des Nukleons. Der Mott–Wirkungsquerschnitt $\left(\frac{d\sigma_{\mathrm{unpol}}}{dQ^2}\right)_{\mathrm{Mott}}$ beschreibt die Streuung eines relativistischen Spin–$\frac{1}{2}$ Teilchens

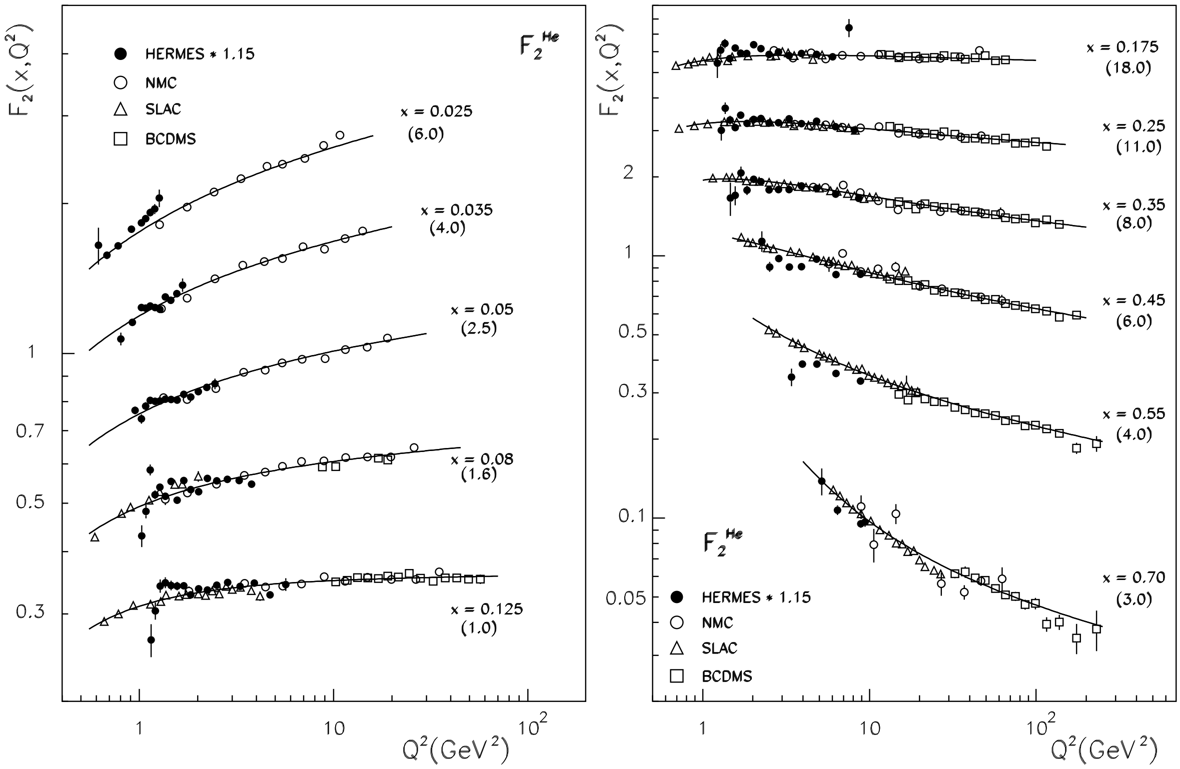

Abbildung 2.2: Die Strukturfunktion von Helium $F_2^{^3\mathrm{He}}(x,Q^2)$ aus HERMES–Daten im Vergleich mit den Resultaten der Experimente NMC, SLAC und BCDMS. Die Kurven entsprechen Anpassungen an diese Daten. Diese Abb. wurde [Vol 96] entnommen.

an einem punktförmigen Potential. Die unpolarisierte tiefinelastische Streuung besitzt also einen Wirkungsquerschnitt, dessen Abweichung vom Wirkungsquerschnitt der Streuung an einem punktförmigen Potential durch die Strukturfunktionen des Nukleons beschrieben wird. Im sogenannten Bjørken Limes ($Q^2 \to \infty$) werden die Strukturfunktionen von Q^2 unabhängig. Die Callan–Gross–Beziehung beschreibt die nun vorhandene Relation zwischen den beiden Strukturfunktionen F_1 und F_2 [Cal 69]:

$$F_2(x) = 2xF_1(x)\,. \tag{2.8}$$

Um die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ zu messen, muß der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung bestimmt werden. Daten des HERMES–Experiments aus dem Jahr 1995 für die tiefinelastische Streuung von Positronen an einem ^{3}He–Target wurden in [Vol 96] analysiert. Die extrahierte Strukturfunktion $F_2^{^3\mathrm{He}}(x,Q^2)$ ist in Abb. 2.2 in Abhängigkeit von Q^2 für verschiedene Werte von x aufgetragen und mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Um eine gute Übereinstimmung aller experimenteller Resultate zu erzielen, mußten die auf HERMES–Daten basierenden Ergebnisse global um 15% zu größeren Werten hin skaliert werden. Dies liegt an der damalig ungenauen Bestimmung der absoluten Normierung des Wirkungsquerschnitts, die zum einen eine sehr genaue Kenntnis der Akzeptanz und der Effizienz des Detektors erfordert, zum anderen sollte der systematische Fehler der Luminositätsmessung klein sein. Auch die Berechnung von anderen Wirkungsquerschnitten, beispielsweise für Vektormesonproduktion [Air 00], erfordert die Kenntnis der Luminosität.

Bei unpolarisierten Datennahmen in den Jahren 1996–2000 zeigten sich systematische Trends, deren besseres Verständnis eine gründliche Untersuchung der Systematik der Luminositätsmessung notwendig macht, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde.

3 Messung der Luminosität am HERMES–Experiment

Im Speicherring HERA am Deutschen Elektronen–Synchroton DESY werden Protonen und Positronen in getrennten Strahlrohren auf Impulse[i] von 920 GeV bzw. 27,57 GeV beschleunigt und an zwei Punkten zur Kollision gebracht. Um die Kollisionspunkte herum sind die Experimente H1 und ZEUS installiert. HERMES wurde als drittes Experiment während der Winterpause 1994/95 aufgebaut und nutzt ausschließlich den Positronenstrahl des Speicherrings. Der bei der Injektion zunächst unpolarisierte Positronenstrahl bildet im Verlauf einer Füllung des Speicherrings eine transversal zur Speicherringebene stehende Polarisation aus. Diese kommt durch eine sehr kleine Asymmetrie in der Wahrscheinlichkeit für die Emission von Synchrotonstrahlungsphotonen zustande und ist als Sokolov–Ternov–Mechanismus [Sok 64] bekannt. Vor und hinter dem HERMES–Experiment sind sogenannte Spinrotatoren installiert, die den Spin der Positronen in diesem Bereich in oder gegen die Flugrichtung drehen, so daß am Wechselwirkungspunkt des HERMES–Experiments longitudinal polarisierte Positronen zur Verfügung stehen.

3.1 Aufbau des HERMES–Experiments

Der longitudinal polarisierte HERA–Positronenstrahl trifft am Wechselwirkungspunkt des HERMES–Experiments auf ein stationäres polarisiertes Gastarget, welches sich im Vakuum des HERA–Positronenrings befindet. Zur Erhöhung der Targetflächendichte wird das Gas in eine Speicherzelle injiziert, welche den Positronenstrahl umschließt. Die Speicherzelle besteht aus 75 μm dickem Aluminium und ist ein elliptisches Röhrchen mit offenen Enden, wie in Abb. 3.1 schematisch gezeigt.

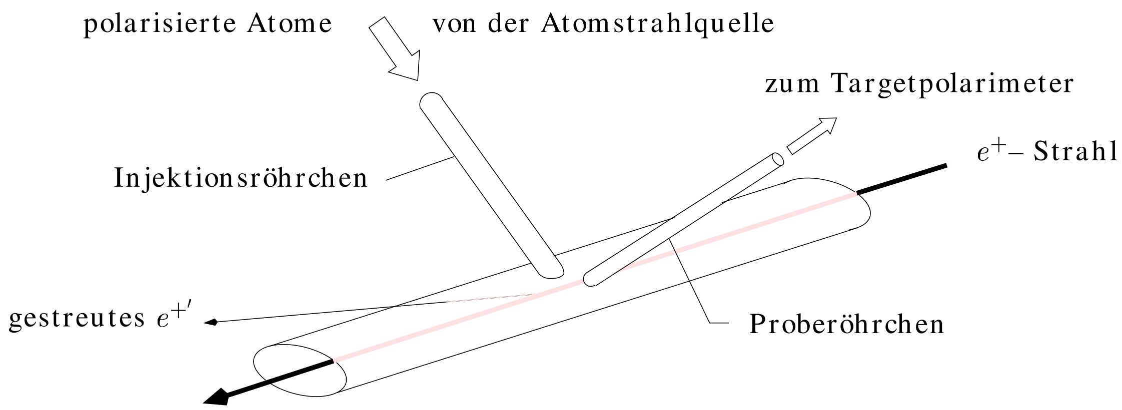

Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Speicherzelle.

Dieses Röhrchen mit offenen Enden ist 29 mm breit, 9,8 mm hoch und 400 mm lang. Kernspinpolarisiertes Wasserstoff– oder Deuteriumgas von einer Atomstrahlquelle wird durch ein Injektionsröhrchen in die Mitte der Zelle geleitet und diffundiert zu

[i] Falls nicht anders angemerkt, wird $\hbar = c = 1$ gesetzt.

den offenen Enden, um dort auszuströmen. Leistungsstarke Pumpen in der direkten Umgebung der Speicherzelle verhindert eine Kontamination des evakuierten Speicherrings. Um die Verweildauer der Atome in der Speicherzelle zu erhöhen, wird diese auf 70–100 K gekühlt. In Folge dieses Aufbaus ergibt sich in der Speicherzelle eine dreiecksförmige Dichteverteilung, deren Maximalwert am Ort des Injektionsröhrchens mehr als zwei Größenordnungen höher ist als bei einem freien Atomstrahl. Ein longitudinales Magnetfeld definiert die Quantisierungsachse und hält die Kernspinpolarisation der Targetatome länger aufrecht. Der HERA–Positronenstrahl wird zentral durch die Speicherzelle geführt, um dort mit dem Gas in Wechselwirkung zu treten. Mit einem zweiten Röhrchen in der Mitte der Speicherzelle werden Stichproben entnommen, um den Dissoziationsgrad und die Polarisation der Targetatome mit einem Breit–Rabi–Polarimeter [Bra 95] zu messen.

Während der Winterpause 2000/01 wurde der Magnet zur Erzeugung des longitudinalen Haltefeldes am HERMES Target durch einen Magneten ersetzt, welcher ein transversales Haltefeld zur Verfügung stellt. Damit kann in Zukunft tiefinelastische Streuung an transversal polarisierten Nukleonen untersucht werden. Ergebnisse für die Simulation der Luminositätsmessung im HERMES–Experiment mit einem transversalen Targetmagnetfeld sind im Anhang A aufgeführt.

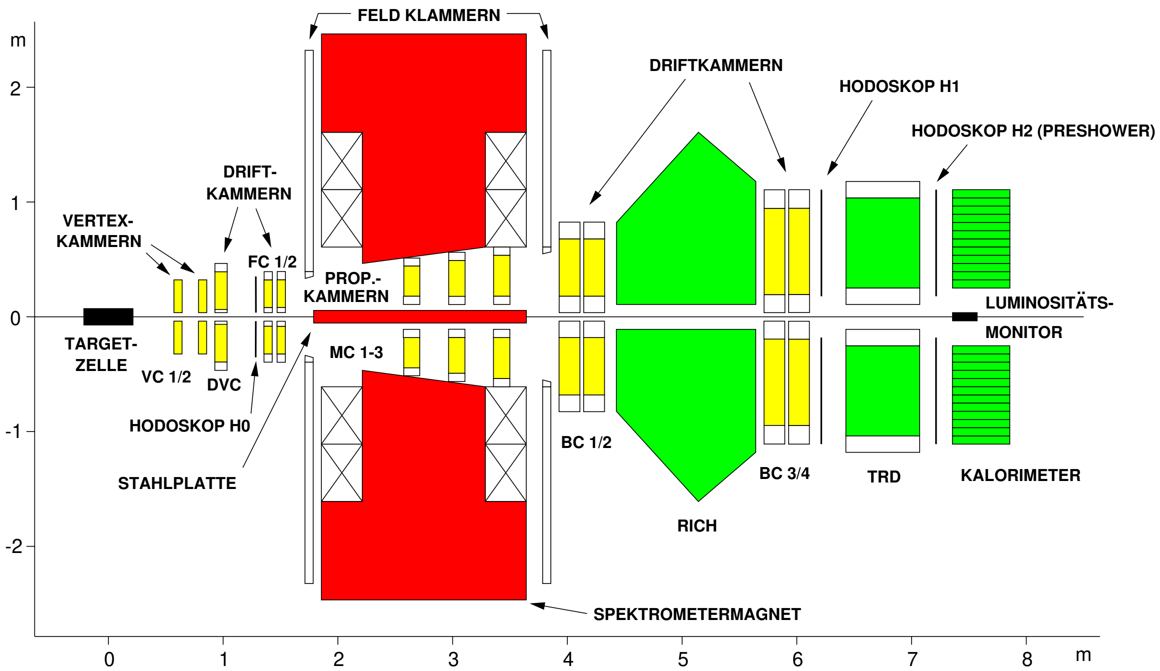

Abbildung 3.2: Schematische Seitenansicht des HERMES–Spektrometers.

Das HERMES–Experiment verwendet ein Vorwärtsspektrometer zum Nachweis der gestreuten Positronen und eines großen Teils des hadronischen Endzustands der tiefinelastischen Streuung in einem weiten kinematischen Bereich mit guter Winkel– und Impulsauflösung [Ack 98, Dür 95]. Das Spektrometer besteht aus zwei zueinander symmetrischen Hälften ober– und unterhalb der Ebene der HERA–Strahlrohre (Abb. 3.2).

Der Spektrometermagnet erzeugt ein vertikales Feld mit einer integrierten Flußdichte von $\int B\, dl = 1{,}3\,\mathrm{T{\cdot}m}$. Der Einfluß dieses Feldes wird im Strahlrohr durch eine Stahlplatte abgeschirmt. Eine zusätzliche Korrekturspule kompensiert die verbleibenden Auswirkungen von Streufeldern auf den Positronenorbit.

Die polaren und azimutalen Streuwinkel der Teilchenbahnen werden im vorderen Teil des Detektors mittels Mikrostreifen–Gaszählern als Vertexdetektoren (**VC 1/2**) und mehreren Driftkammern (**DVC**, **FC 1/2**) bestimmt. Weitere Driftkammern (**BC 1/2**, **BC 3/4**) hinter dem Spektrometermagneten dienen zusammen mit den vorderen Driftkammern zur Impulsvermessung der gekrümmten Teilchenbahnen. Ein zusätzlicher Satz von Proportionalkammern innerhalb des Spektrometermagnetfeldes (**MC 1–3**) ermöglicht die Identifizierung und Impulsbestimmung niederenergetischer Teilchen, welche den hinteren Teil des Spektrometers nicht erreichen. Zur Teilchenidentifikation stehen vier Detektorkomponenten zur Verfügung: Als erstes gelangen die Teilchen auf ihrem Weg durch das Spektrometer in den ringabbildenden Čerenkov–Zähler (*Ring Imaging Čerenkov Detector*, **RICH**). Dieser hat im Jahre 1998 den bis dahin an dieser Stelle installierten Schwellen–Čerenkovdetektor ersetzt. Geladene Teilchen oberhalb des Čerenkov–Schwellenimpuls emittieren in zwei hintereinander angeordneten Radiator–Materialien Čerenkov–Photonen, die durch sphärische Spiegel auf eine Photomultiplier–Matrix fokussiert werden. Der erste Radiator besteht aus mehreren Aerogelblöcken an der Vorderseite des Detektors, wogegen der zweite Radiator als Gas (C_4F_{10}) das Innere ausfüllt. Durch die Bestimmung des Öffnungswinkels der Čerenkov–Strahlungskegel von beiden Radiatoren ist eine Identifikation verschiedener Hadronen (π, K, p) in einem weiten Impulsbereich möglich [Cis 97]. Der Übergangsstrahlungsdetektor (*Transition Radiation Detector*, **TRD**) kann als zweiter Teilchenidentifikationsdetektor zwischen Positronen und Hadronen unterschieden. Im HERMES–Energiebereich produzieren nur die Positronen Übergangsstrahlung; diese Röntgen–Strahlung kann in Koinzidenz mit dem Durchgang eines geladenen Teilchens detektiert werden. Zu diesem Zweck besteht jede Hälfte des Übergangsstrahlungsdetektors aus sechs Modulen, die sich aus einem Radiator und einer Proportionalkammer zum Nachweis der Übergangsstrahlung zusammensetzen. Hinter dem **TRD** befindet sich das Hodoskop **H2**, das in 42 vertikale Szintillatormodule segmentiert ist. Vor dem Hodoskop **H2** ist zusätzlich eine 11 mm dicke Bleiplatte, so daß Positronen, im Gegensatz zu Hadronen, mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% aufschauern und eine höhere Detektorantwort auslösen. Damit ist eine weitere Diskriminierung zwischen Positronen und Hadronen möglich. Das elektromagnetische Kalorimeter als vierter Teilchenidentifikationsdetektor besteht aus zwei Wänden mit jeweils 420 strahlungsharten F101 Bleiglaskristallen. Es dient zur Identifikation von Leptonen sowie hochenergetischer Photonen. Weiterhin wird es als erste Triggerstufe für gestreute Positronen benutzt, indem eine Energiedeposition in zwei Kristallspalten von mehr als 3,5 GeV (unpolarisiertes Target) bzw. 1,4 GeV (polarisiertes Target) gefordert wird. Das Signal des Hodoskopes **H2** bildet zusammen mit den Signalen zweier weiterer Hodoskope **H0** und **H1**, welche vor und hinter dem Magneten installiert sind, in Koinzidenz mit einer ausreichenden Kalorimeterantwort ein Triggersignal für tiefinelastische Streuereignisse.

Zur Messung der Luminosität am HERMES–Experiment befindet sich ca. 7 m hinter dem Wechselwirkungspunkt der Luminositätsmonitor, der in Abschnitt 3.4 im Detail vorgestellt wird.

3.2 Definition der Luminosität

Die Luminosität $\mathcal{L}$ ist das Verhältnis von gemessener Streurate R und effektivem Wirkungsquerschnitt σ einer Streureaktion:

$$\mathcal{L} = \frac{R}{\sigma} \,. \tag{3.1}$$

Der effektive Wirkungsquerschnitt σ ist das Integral des differentiellen Wirkungsquerschnitts über den Akzeptanzbereich A_{Ak} des Detektors:

$$\sigma = \int\limits_{A_{\mathrm{Ak}}} \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\Omega \,. \tag{3.2}$$

Um einen physikalischen Wirkungsquerschnitt σ messen zu können, muß man also die Luminosität bestimmen.

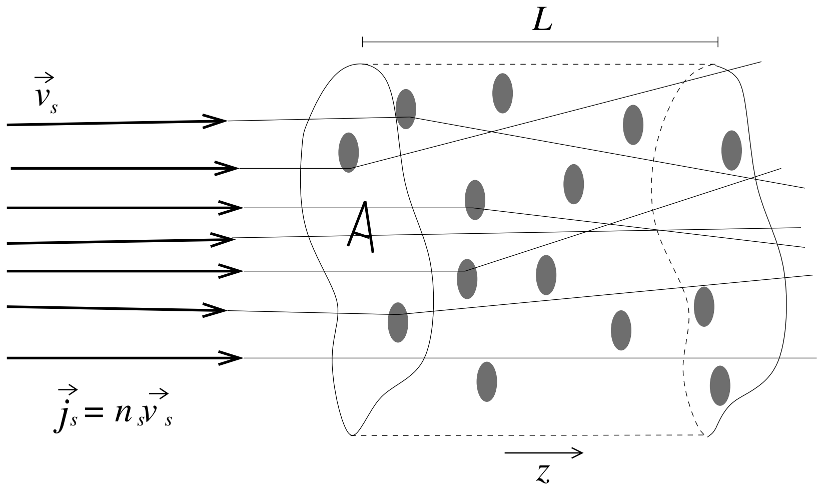

Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Streuung eines Teilchenstrahls S an einem räumlich ausgedehnten Target T der Länge L.

Streut man einen Teilchenstrahl an einem ruhenden Target, wobei σ der effektive Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Strahlteilchens an einem Targetteilchen ist, gilt für den Strahlfluß Φ_S durch die Fläche A des Targets:

$$\Phi_S = \int\limits_A \vec{j}_S \cdot d\vec{A} = \int\limits_A n_S\, \vec{v}_S \cdot d\vec{A} \,. \tag{3.3}$$

Die Strahlflußdichte $\vec{j}_S$ ist hierbei die Zahl der Strahlteilchen, die pro Flächeneinheit und pro Zeiteinheit auf das Target treffen. Sie ist das Produkt aus der Strahlteilchendichte n_S und der Teilchengeschwindigkeit $\vec{v}_S$. Die Wahrscheinlichkeit, daß eine Streureaktion eines Strahlteilchens stattfindet und auch nachgewiesen wird, ist der effektive

Wirkungsquerschnitt multipliziert mit der Targetflächendichte,

$$\sigma\rho_T = \sigma \int_L n_T(z)\, dz \,, \tag{3.4}$$

wobei L die Länge des Targets ist, $n_T(z)$ die Targetteilchendichte und sich der Strahl entlang der Richtung z bewegt. Gl. (3.4) gilt nur für ein dünnes Target mit kleinem effektiven Wirkungsquerschnitt, da ansonsten die Streuwahrscheinlichkeit größer als 1 wird. Im Falle des polarisierten Gastargets bei HERMES mit einer Targetflächendichte von $\sim 8 \cdot 10^{13} \frac{\text{Nukleonen}}{\text{cm}^2}$ (Wasserstoff), einem effektiven Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung in der Größenordnung einiger nbarn und einem effektiven Wirkungsquerschnitt der Bhabha–Streuung und Annihilation von rund $2\,\mu$barn ist dies für beide Streureaktionen gegeben. Der Einfachheit halber wird außerdem angenommen, daß σ unabhängig von z ist.

Die Streurate dR in einem Flächenelement dA des Targets ist proportional zum effektiven Wirkungsquerschnitt und wird bestimmt durch die Anzahl der Strahlteilchen, die pro Flächeneinheit und pro Zeiteinheit auf das Target treffen:

$$dR = \sigma\, \rho_T\, \vec{j}_S \cdot d\vec{A} \,. \tag{3.5}$$

Die Streurate R erhält man nun durch Integration über die gesamte Targetfläche A:

$$R = \int_A \sigma\, \rho_T\, \vec{j}_S \cdot d\vec{A} = \sigma \int_A \rho_T\, \vec{j}_S \cdot d\vec{A} \overset{(3.1)}{=} \sigma \cdot \mathcal{L} \,. \tag{3.6}$$

Bei einem ruhenden, dünnen Target ist die Luminosität demnach gegeben durch:

$$\mathcal{L} = \int_A \rho_T\, \vec{j}_S \cdot d\vec{A} \,. \tag{3.7}$$

Im allgemeinen sind $\vec{j}_S$ und ρ_T senkrecht zur Strahlrichtung nicht konstant, sondern fallen z.B. gaußförmig ab. Nähert man ρ_T durch eine mittlere Targetflächendichte $\bar{\rho}_T$ an, läßt sich die Luminositätsberechnung vereinfachen zu,

$$\mathcal{L} = \bar{\rho}_T \int_A \vec{j}_S \cdot d\vec{A} = \bar{\rho}_T \Phi_S = \frac{\bar{\rho}_T I}{e} \,, \tag{3.8}$$

wobei I der Strahlstrom und e die Elementarladung sind. In einem Experiment muß man folglich die mittlere Targetflächendichte $\bar{\rho}_T$ und den Strahlstrom I messen, um daraus die Luminosität zu ermitteln.

Im HERMES–Experiment wurde die Targetflächendichte bis 1999 nur indirekt über die Flußmessung in der Quelle der polarisierten Atome (siehe Abschnitt 3.1) bestimmt. Diese Messung wird zwischen den Füllungen des HERA–Positronenrohrs mit einer Kalibrationseinheit innerhalb der Quelle durchgeführt. Dort strömt Gas aus einem bekannten Kalibrationsvolumen über ein Injektionsröhrchen aus, das die gleichen Maße wie das Injektionsröhrchen der HERMES–Speicherzelle besitzt. Zwischen dem Injektionsröhrchen und dem Kalibrationsvolumen befindet sich ein Druckmeßgerät und ein Nadelventil. Mit diesem Ventil kann die aus dem Kalibrationsvolumen strömende Gasmenge soweit reguliert werden, daß das Druckmeßgerät einen Druck anzeigt, der auch während des Betriebs des HERA–Beschleunigers zu einem bestimmten Zeitpunkt herrschte. Nun kann aus der Messung des Drucks innerhalb des Volumens und der Zeitkonstante, mit der dieser Druck abfällt, der Gasfluß bestimmt werden [Sto 94]. Aus dem Gasfluß in die Speicherzelle kann der Druck innerhalb dieser und damit bei bekannter räumlicher Verteilung des Targets die Targetflächendichte berechnet werden. Im Jahre 1999 wurde ein Druckmeßkopf (Baratron) in der Targetkammer installiert, welcher den absoluten Druck im Zentrum des Targets mißt. Daraus läßt sich die Dichte im Zentrum der Speicherzelle, sowie bei bekannter Dichteverteilung die Targetflächendichte, ermitteln. Entlang der Strahlrichtung kann man anhand von rekonstruierten tiefinelastischen Streuereignissen die z–Verteilung des Targets sehr genau bestimmen. Die Dichteverteilungen senkrecht zum Strahl sind allerdings schwer zu modellieren, da dort die Leitfähigkeit der Speicherzelle eine große Rolle spielt. Desweiteren kommt hinzu, daß die indirekte Messung der Targetflächendichte vor 1999 ungenau war und bei Kalibrationsmessungen Nichtlinearitäten des Baratrons entdeckt wurden. Dies führt zu einem großen systematischen Fehler bei der Bestimmung der Luminosität mit diesem indirekten Verfahren.

3.3 Prinzip der Luminositätsmessung

Eine genauere Bestimmung der Luminosität wird ermöglicht durch die Messung einer Referenzstreuung mit theoretisch bekanntem Wirkungsquerschnitt:

$$\mathcal{L} = \frac{R_{\mathrm{Ref}}}{\sigma_{\mathrm{Ref}}} . \tag{3.9}$$

Im Fall des HERMES–Experiments ist dies die elastische Streuung der Strahlteilchen an den Hüllenelektronen der Targetatome.

Je nach Art der HERA–Strahlteilchen finden unterschiedliche Reaktionen statt. Werden Elektronen verwendet, findet die sogenannte Møller–Streuung statt:

$$e^- \, e^- \; \rightarrow \; e^- \, e^- . \tag{3.10}$$

Hat man Positronen als Strahlteilchen, tritt die Annihilation,

$$e^+ \, e^- \; \rightarrow \; \gamma \, \gamma , \tag{3.11}$$

in Konkurrenz zur Bhabha–Streuung:

$$e^+ \, e^- \; \rightarrow \; e^+ \, e^- . \tag{3.12}$$

Bei allen drei Reaktionen werden die beiden gestreuten Teilchen in Koinzidenz in zwei elektromagnetischen Kalorimetern 7,21 m hinter dem Wechselwirkungspunkt nachgewiesen. Die Kalorimeter befinden sich rechts und links direkt neben dem Strahlrohr und bilden zusammen mit Fahreinheiten und dem Datennahmesystem den Luminositätsmonitor.

Der physikalisch beobachtbare Wirkungsquerschnitt σ_{Ref} berechnet sich aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der Referenzstreuung integriert über den Akzeptanzbereich des Detektors A_{Ak}, der die gestreuten Teilchen nachweist. Zusätzlich muß die Effizienz ϵ dieses Detektors berücksichtigt werden:

$$\sigma_{\mathrm{Ref}} = \int\limits_{A_{\mathrm{Ak}}} \epsilon \, \frac{d\sigma_{\mathrm{Ref}}}{d\Omega} \, d\Omega = \sigma_{\mathrm{Ak}}(\theta_x, \theta_y, x_{\mathrm{WWP}}, y_{\mathrm{WWP}}) \, . \tag{3.13}$$

Der Akzeptanzbereich A_{Ak} hängt von der Einstellung der Strahlposition x_{WWP}, y_{WWP} und der Strahlneigung θ_x, θ_y am Wechselwirkungspunkt (WWP) ab. Also hängt auch der effektive Wirkungsquerschnitt der Referenzstreuung von den Strahlparametern am Wechselwirkungspunkt ab. Hierbei ist implizit auch über die gesamte Targetverteilung und Strahlausdehnung integriert worden.

3.4 Der Luminositätsmonitor

Da die Strahlteilchen eine Energie von 27,57 GeV haben und an nahezu ruhenden Elektronen streuen, laufen beide Teilchen nach der Wechselwirkung im Laborsystem unter sehr kleinen Winkeln entlang des Strahlrohrs aus. Deshalb werden die beiden Kalorimeter möglichst nahe am Strahlrohr positioniert. Abb. 3.4 zeigt einen verzerrten horizontalen Schnitt durch das HERA–Positronenstrahlrohr am Ort des HERMES–Experiments. An der Position der beiden Kalorimeter bei $z = 7{,}21\,\mathrm{m}$ sieht man deutlich das zu diesem Zweck verjüngte Strahlrohr. Die an dieser Stelle realisierten Abmessungen entsprechen der kleinstmöglichen Größe des Strahlrohrs, das nicht schmaler als die

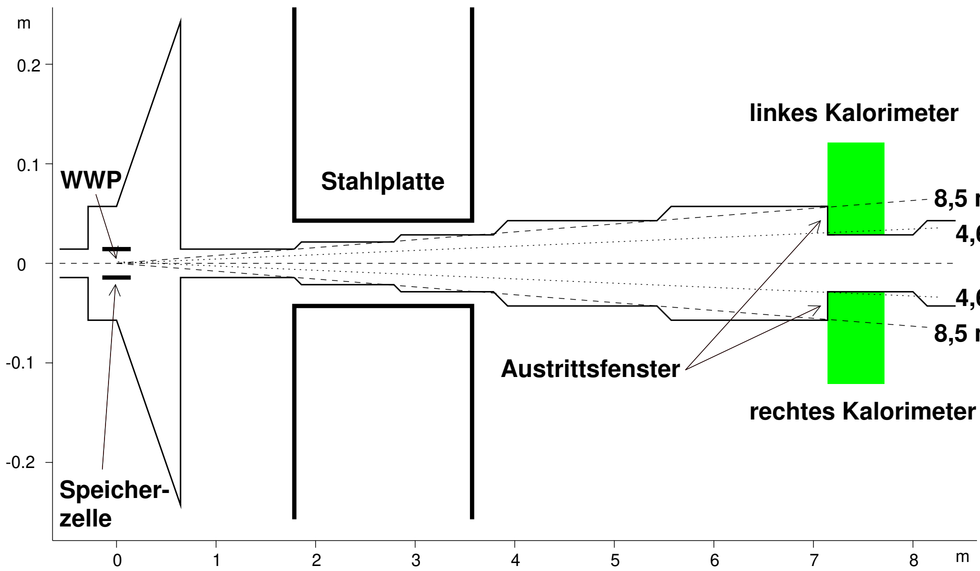

Abbildung 3.4: Verzerrter horizontaler Schnitt durch das HERMES–Experiment in der Ebene des Positronenstrahlrohrs. Die Darstellung ist transversal zur Strahlachse um einen Faktor 10 gedehnt.

strahloptisch engste Stelle des Positronenspeicherrings sein darf, um einen verlustfreien Strahlumlauf zu gewährleisten. Die Teilchen eines Streuereignisses im Mittelpunkt des Targets ($x = y = z = 0$) müssen in der horizontalen Ebene unter Winkeln gestreut werden, die größer als 4,6 mrad sind, um die Kalorimeter erreichen zu können.

Vor den beiden Kalorimetern ist das Strahlrohr aufgeweitet, um eine Akzeptanz für größere Streuwinkel zu erreichen. Die äußere Begrenzung des horizontalen Akzeptanzbereichs ergibt sich durch die Apertur des Strahlrohrs bei $z = 3{,}8\,\mathrm{m}$, das dort von einem elliptischen in ein rundes Stück übergeht. Das elliptische Strahlrohr befindet sich in einer Langbohrung in der Stahlplatte, welche das Spektrometermagnetfeld abschirmt (siehe Abschnitt 3.1). Für Ereignisse im Nullpunkt des HERMES–Koordinatensystems ergibt sich ein maximaler horizontaler Streuwinkel im Akzeptanzbereich von 8,5 mrad. In Abb. 3.5 ist der geometrische Akzeptanzbereich zu sehen, in dem die Auftrefforte koinzidenter Ereignisse auf den Frontflächen der Kalorimeter liegen.

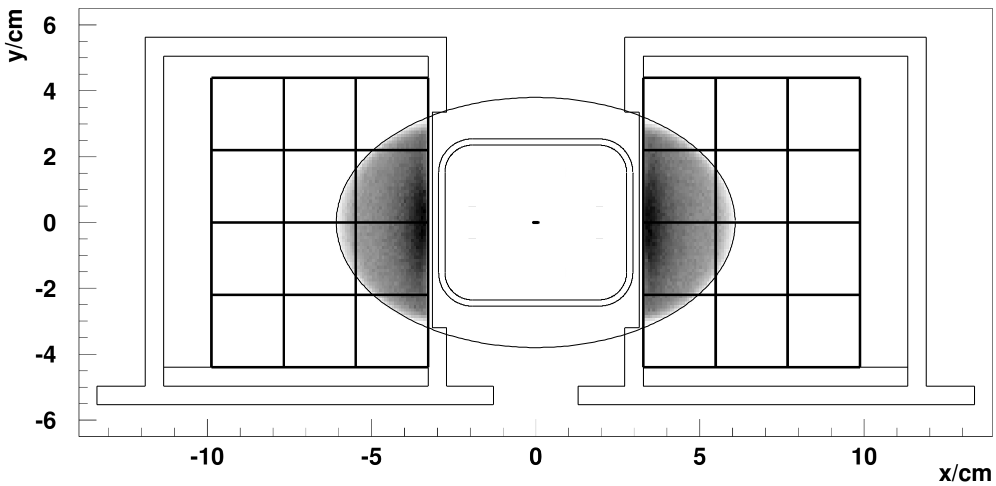

Abbildung 3.5: Aufsicht auf die Frontfläche der beiden Kalorimeter mit den Auftrefforten von Streuereignissen, bei denen beide Teilchen koinzident in den Kalorimetern nachgewiesen werden. Die Ellipse kennzeichnet die Projektion der geometrischen Begrenzung durch das Strahlrohr bei $z = 3{,}8\,\mathrm{m}$.

Durch die laterale Verteilung der Streuereignisse aufgrund des Strahlprofils und die longitudinale Verteilung aufgrund der dreiecksförmigen Targetdichte sind die Akzeptanzwinkel für jedes Streuereignis leicht unterschiedlich. Die Akzeptanzwinkel hängen weiterhin von der horizontalen und vertikalen Strahlposition sowie Strahlneigung am Wechselwirkungspunkt ab. Bei einer Änderung der Strahlneigung bleibt die Fläche, die die Teilchen erreichen können, auf den Kalorimetern konstant. Da die Teilchen aber nun unter anderen Winkeln dort ankommen, gibt es nun Ereignisse, bei denen einer der beiden Streupartner die Kalorimeter verfehlen und somit die Koinzidenzbedingung nicht mehr erfüllen. Variiert man hingegen die Position des Wechselwirkungspunktes bei gleichbleibender Strahlneigung, ändert sich die Fläche auf den Kalorimetern, welche die Teilchen erreichen können. Im Fall einer Abweichung der horizontalen Strahlposition vom Nullpunkt begrenzt das runde Stück des Strahlrohrs vor der Stahlplatte die geometrische Akzeptanz bei großen Streuwinkeln. Die Untersuchung des Akzeptanzbereichs in Abhängigkeit von den Parametern des HERA–Positronenstrahls war Ziel dieser Arbeit.

Der Aufbau eines der beiden elektromagnetischen Kalorimeter ist in Abb. 3.6 schematisch zu sehen. Das sensitive Volumen eines Kalorimeters besteht aus zwölf Čerenkov–aktiven Kristallen aus $NaBi(WO_4)_2$ (NBW). Die zwölf Kristalle sind jeweils $2{,}2 \times 2{,}2 \times 20\,\mathrm{cm}^3$ groß und in einer 3×4–Matrix angeordnet. An der Rückseite wird jeder Kristall mit einem eigenen Photomultiplier ausgelesen, der mit optischem Fett an die Kristalloberfläche angekoppelt ist. Zur Vermeidung optischen Übersprechens zwischen benachbarten Kristallen sind diese, mit Ausnahme der hinteren Fläche, allseitig in eine $25\,\mu$m dicke aluminiumbedampfte Mylar–Folie eingepackt. Das Kalorimeter ist in einem lichtdichten Gehäuse aus 5 mm starkem Flachstahl untergebracht. Auf der dem Strahlrohr zugewandten Seite wurde die Wandstärke auf 1 mm reduziert, um die Kristalle möglichst dicht am Strahlrohr platzieren zu können. Das zweite Kalorimeter hat einen spiegelsymmetrischen Aufbau und befindet sich in einer Distanz von 63,5 mm zum ersten Kalorimeter auf der anderen Seite des Strahlrohrs. Inklusive des an dieser Stelle 1 mm dicken Gehäuses ergibt sich so ein Abstand von 65,5 mm zwischen den Kristallrändern des rechten und linken Kalorimeters [Ter 01]. Beide Kalorimeter können mittels fernsteuerbarer Fahreinheiten ungefähr 20 cm von den Austrittsfenstern des HERA–Strahlrohrs in horizontaler Richtung weggefahren werden. Dort, in der sogenannten Parkposition, befinden sich die Kalorimeter während des Füllens und Leerens des Speicherrings, um die Strahlenbelastung des Kalorimeters möglichst gering zu halten.

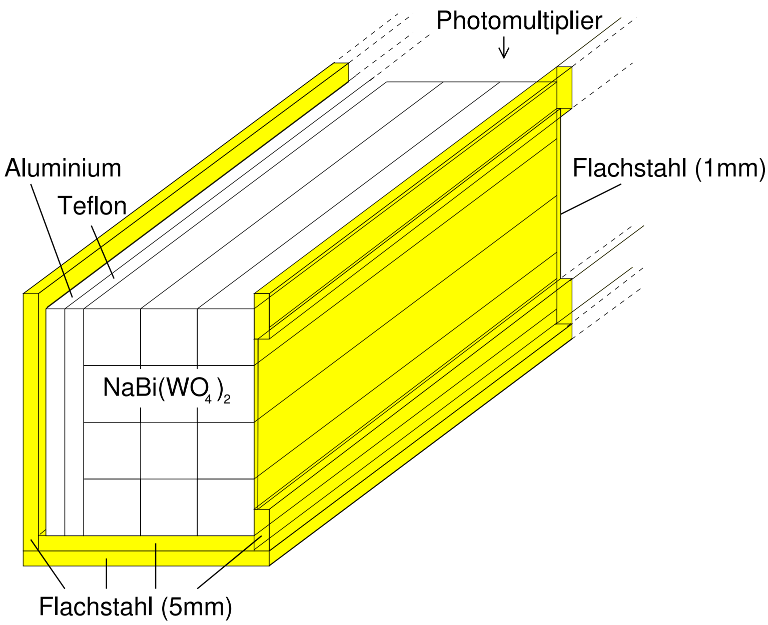

Abbildung 3.6: Anordnung der NBW–Kristalle im linken Kalorimeter. Das rechte Kalorimeter ist spiegelsymmetrisch aufgebaut.

Für den aktiven Teil der Kalorimeter fiel die Wahl auf NBW, da dieses Material die Anforderungen an den Luminositätsmonitor am besten erfüllt, zu denen eine hohe Strahlungshärte, eine kompakte Bauweise und eine gute Zeitauflösung gehören. In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Kenngrößen von NBW aufgelistet. Die kompakte Bauweise wird durch die kleine Strahlungslänge von $X_0 = 1{,}03\,\mathrm{cm}$ und den kleinen Molière–Radius $R_M = 2{,}38\,\mathrm{cm}$ begünstigt. Außerdem wird durch den hohen Brechungsindex von $n = 2{,}15$ der größte Teil des Čerenkov–Lichts totalreflektiert und kann den Kristall nicht verlassen, so daß optische Signalverluste an den Seitenflächen gering sind. Weiterhin ermöglicht eine Abklingzeit des Čerenkovsignals von nur wenigen ns die Auflösung hoher Teilchenraten.

Tabelle 3.1: Eigenschaften der Čerenkov–aktiven $NaBi(WO_4)_2$ Kristalle.

Dichte ρ/(g/cm^3)	7,57
Strahlungslänge X_0/cm	1,03
Molière–Radius R_M/cm	2,38
kritische Energie E_c/MeV	9,75
Brechungsindex n	2,15
Strahlungshärte /Gy	$7 \cdot 10^5$

Um die Ereignisse der Referenzstreuung von Untergrundereignissen zu separieren, wird als Triggerbedingung ein koinzidentes Signal in beiden Kalorimetern mit einer Mindestenergie von jeweils 4,5 GeV verlangt. Die meisten Untergrundprozesse zeichnen sich durch eine Energiedeposition oberhalb dieser Schwelle in nur einem der beiden Kalorimetern aus, so daß die Møller–, Bhabha– und Annihilationsereignisse mit Hilfe dieses Triggers selektiert werden können.

In die Triggerstufe der Ausleseelektronik gelangen die verstärkten analogen Photomultipliersignale. Die jeweils zwölf Signale der rechten und linken Photomultiplier werden addiert und zu zwei Diskriminatoren geleitet, deren Schwellen einer Energie von 4,5 GeV entsprechen. Die Ausgangssignale der beiden Diskriminatoren gelangen in eine Koinzidenzeinheit, welche einen Trigger auslöst und die Auslese der analogen Signale der 24 Photomultiplier mit einem ADC (*Analog–to–Digital Converter*) veranlaßt, wenn ein Streuereignis ein koinzidentes Signal oberhalb der Triggerschwelle in beiden Kalorimetern verursacht hat. Die digitalisierten Signalwerte werden zunächst in einem lokalen Datenpuffer zwischengespeichert. Sobald in diesem Puffer 500 Ereignisse akkumuliert wurden, wird deren Information in einem Block ausgelesen, an das HERMES–Datensystem transferiert und dort gespeichert.

Im HERMES–Datennahmesystem sind die Daten in mehreren Untergruppen strukturiert. Die kleinste Einheit bildet dabei ein **Ereignis**, das alle Detektorsignale des HERMES–Spektrometers nach dem Auslösen des Hauptdetektor–Triggers umfaßt. Ein **Burst** enthält als nächsthöhere Organisationseinheit die Informationen aller Ereignisse eines Zeitraums von ca. 10 s. Zusätzlich werden Detektorinformationen, die sich nur auf dieser oder einer langsameren Zeitskala ändern, aufgezeichnet (sogenannte *Slow*

Control Informationen). Hierzu gehört zum Beispiel die Rate des Luminositätsmonitors, die mit einem Zähler (*Scaler*) erfaßt wird. Diese kann mit einem zusätzlich vorgeschaltetem Teiler (*Prescaler*) reduziert werden, um die maximale Akquisitionsrate des ADC nicht zu überschreiten. Als letzte Einteilung erfolgt die Gruppierung der Bursts in **Runs** von ungefähr 10 Min. Dauer. Das Ende eines Runs erfolgt automatisch, nach Akkumulation einer bestimmten Datenmenge, kann aber auch manuell herbeigeführt werden. Da der Trigger des Luminositätsmonitor unabhängig vom Hauptdetektor–Trigger ausgelöst wird, ist keine Synchronisation mit Ereignissen des Spektrometers möglich. Den Ereignissen des Luminositätsmonitors, die in 500er Blöcken gespeichert werden, kann lediglich die Information der momentanen Runnummer zugeordnet werden.

4 Kinematik und Wirkungsquerschnitte der Referenzreaktionen

Die für das HERMES–Experiment relevante Referenzreaktion hängt von den Strahlteilchen ab. Sind die Strahlteilchen Positronen, dann können sie elastisch an den Hüllenelektronen streuen (Bhabha–Streuung) oder zu Photonen annihilieren. Sind die Strahlteilchen Elektronen, heißt der elastische Prozeß Møller–Streuung.

Ein besonderes Augenmerk wird in dieser Arbeit auf Messungen mit dem Luminositätsmonitor während des Betriebjahres 2000 gerichtet. In diesem Jahr wurde der HERA–Speicherring mit Positronen betrieben, weshalb im Folgenden die Prozesse Bhabha–Streuung und Annihilation im Vordergrund stehen.

4.1 Streukinematik

Zur Betrachtung der Kinematik habe das Strahlteilchen die Energie E_1 und den Impuls $\vec{p}_1$ und soll elastisch an einem ruhenden Hüllenelektron mit der Energie $E_2 = m$ und dem Impuls $\vec{p}_2 = 0$ streuen. Nach der Wechselwirkung läuft das Strahlteilchen unter dem Winkel θ_1 mit der Energie E_1' und dem Impuls $\vec{p}_1{}'$ aus. Der Impulsvektor $\vec{p}_2{}'$ des gestreuten Hüllenelektrons spannt mit den Impulsvektoren des Strahlteilchens vor und nach dem Stoß, $\vec{p}_1$ und $\vec{p}_1{}'$, eine Ebene auf. Der Winkel zwischen dem Impulsvektor $\vec{p}_2{}'$ und der Anfangsrichtung des Strahlteilchens wird mit θ_2 bezeichnet (Abb. 4.1).

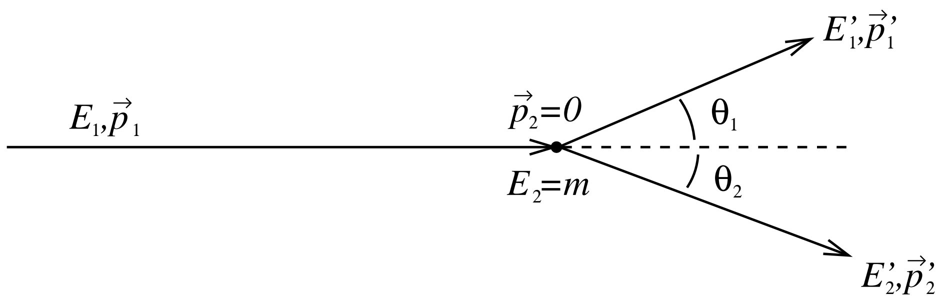

Abbildung 4.1: Streukinematik im Laborsystem.

Bei diesem elastischen Prozeß gilt die Viererimpulserhaltung:

$$p_1 + p_2 = p_1{}' + p_2{}' \,. \tag{4.1}$$

Sind wie bei der Bhabha– und der Møller–Streuung die beiden Teilchen des Endzustands massebehaftet, erhält man aus der Viererimpulserhaltung einen Zusammenhang zwischen dem Streuwinkel θ_1 (θ_2) und der Energie E_1' (E_2'):

$$\begin{aligned} E_i' &= \frac{m(E_1 + m + (E_1 - m)\cos^2\theta_i)}{E_1 + m - (E_1 + m)\cos^2\theta_i} \\ &= \frac{m[(E_1 - m)(1 + \cos^2\theta_i) + 2m]}{(E_1 - m)(1 - \cos\theta_i)(1 + \cos\theta_i) + 2m} \qquad \text{mit } i = 1, 2 \,. \end{aligned} \tag{4.2}$$

Bei sehr hohen Energien $E_1 \gg m$ und kleinen Streuwinkeln im mrad–Bereich, kann man m gegenüber E_1 vernachlässigen und es gilt die Näherung $(1+\cos^2\theta_i) \approx (1+\cos\theta_i) \approx 2$, so daß man für Gl. (4.2) erhält:

$$E'_i \approx \frac{E_1}{1+\frac{E_1}{m}(1-\cos\theta_i)} \qquad \text{mit } i=1,2\,. \tag{4.3}$$

Für eine Strahlenergie von 27,57 GeV, wie sie beim HERMES–Experiment vorliegt, erhält man Winkel im mrad–Bereich, wenn die Energien der gestreuten Teilchen in der Größenordnung einiger GeV liegen (Abb. 4.2).

Im Falle der Annihilation hat man im Endzustand zwei Photonen, deren Viererimpulsquadrat verschwindet. Damit erhält man folgenden Zusammenhang zwischen Streuwinkel und Energie:

$$E'_i = \frac{E_1+m}{1+\frac{E_1}{m}(1-\sqrt{1-\frac{m^2}{E_1^2}}\cos\theta_i)} \qquad \text{mit } i=1,2\,. \tag{4.4}$$

Auch hier kann man bei einer hohen Strahlenergie m gegenüber E_1 vernachlässigen und kommt zum gleichen kinematischen Zusammenhang:

$$E'_i \approx \frac{E_1}{1+\frac{E_1}{m}(1-\cos\theta_i)} \qquad \text{mit } i=1,2\,. \tag{4.5}$$

Die Einschränkung auf kleine Streuwinkel bedeutet große Energien E'_1 und E'_2 nach der Wechselwirkung. Insgesamt gilt diese Näherung damit für $E_1, E'_1, E'_2 \gg m$.

Mit einem elektromagnetischen Kalorimeter, das die Teilchen detektiert, kann man nicht zwischen Photonen und Positronen diskriminieren. Da man den gleichen kinematischen Zusammenhang für Bhabha–Streuung und Annihilation hat, lassen sich diese unterschiedlichen Reaktionen auch nicht an ihrer Kinematik unterscheiden. Registrierte Ereignisse lassen sich nicht in Bhabha–Streuung und Annihilation trennen. Deshalb müssen beide Prozesse bei Berechnung des effektiven Wirkungsquerschnitt (Gl. (3.13)) berücksichtigt werden.

Benutzt man Gl. (4.5) für E'_1 und E'_2, kann man mit Hilfe der Energieerhaltung einen Zusammenhang zwischen den Streuwinkeln in der hochenergetischen Näherung herleiten:

$$\theta_2 = \arccos\left(1-\frac{1}{\frac{E_1^2}{m^2}(1-\cos\theta_1)}\right)\,. \tag{4.6}$$

Da der relevante Winkelbereich für die Luminositätsmessung innerhalb einiger mrad liegt (Abb. 4.3), ist die Annahme $E_1, E'_1, E'_2 \gg m$ gerechtfertigt. Im Folgenden werden deshalb neben den exakten Gleichungen auch die hochenergetischen Näherungen angegeben.

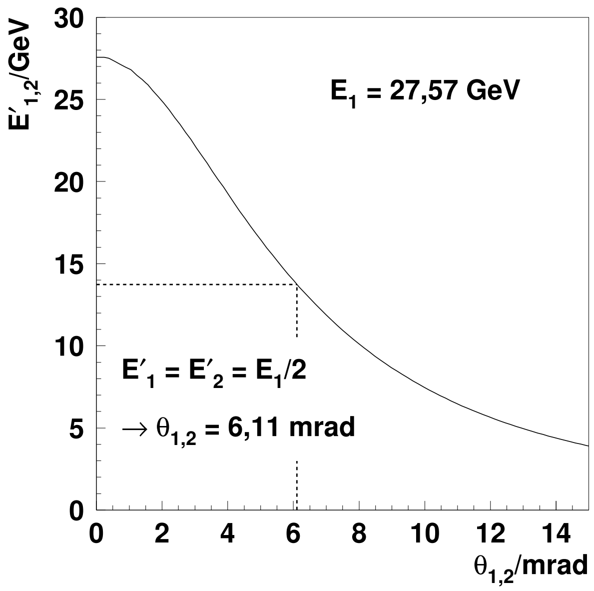

Abbildung 4.2: Zusammenhang zwischen Streuwinkel und Energie des gestreuten Teilchens im Laborsystem für die HERA–Positronenstrahlenergie von 27,57 GeV. Im symmetrischen Fall (gestrichelte Linie) haben beide Teilchen die halbe Strahlenergie und werden unter einem Winkel von 6,11 mrad bezüglich der Strahlrichtung gestreut.

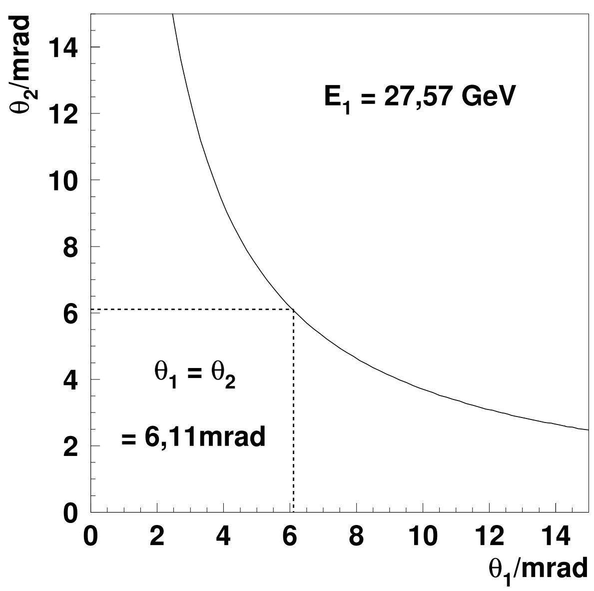

Abbildung 4.3: Zusammenhang zwischen den Streuwinkeln der beiden gestreuten Teilchen im Laborsystem für die HERA–Positronenstrahlenergie von 27,57 GeV. Im symmetrischen Fall (gestrichelte Linie) werden beide Teilchen unter einem Winkel von 6,11 mrad im Laborsystem gestreut. Dies entspricht einer Streuung um 90° im Schwerpunktsystem.

4.2 Wirkungsquerschnitte

Bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten werden häufig die lorentzinvarianten Mandelstamvariablen s, t und u verwendet:

$$s = (p_1 + p_2)^2 , \tag{4.7}$$
$$t = (p_1 - p_1')^2 , \tag{4.8}$$
$$u = (p_1 - p_2')^2 . \tag{4.9}$$

Die Summe aller Mandelstamvariablen entspricht der Summe der Massenquadrate aller an dem Prozeß beteiligten Teilchen im Anfangs– und Endzustand:

$$s + t + u = 4m^2 \quad \text{Streuung,} \tag{4.10}$$
$$s + t + u = 2m^2 \quad \text{Annihilation.} \tag{4.11}$$

Die Mandelstamvariable s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie und läßt sich im Laborsystem aus der Strahlenergie und der Ruhenergie des Elektrons berechnen:

$$\begin{aligned} s &= 2m(E_1 + m) \\ &\approx 2mE_1 , \quad \text{für } E_1 \gg m . \end{aligned} \tag{4.12}$$

Da nur die Energie des einlaufenden Teilchens zur Berechnung benutzt wird, gilt diese Beziehung für die Streuung und die Annihilation gleichermassen. Bei einer Strahlenergie von 27,57 GeV beträgt die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 0{,}168\,\mathrm{GeV}$. Die lorentzinvariante Größe w, die, wie später gezeigt wird, im Laborsystem den relativen Energietransfer vom Strahlteilchen auf das gestreute Hüllenelektron $(E_1 - E_1')/E_1$ ergibt, kann durch die Mandelstamvariablen t und u ausgedrückt werden:

$$w = \frac{t}{t+u} = 1 - \frac{u}{u+t} . \tag{4.13}$$

Sind die beiden Teilchen im Endzustand gleich, lassen sich p_1' und p_2', und damit t und u vertauschen. Dann geht w über in $1 - w$. Der lorentzinvariante differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dw}$ ist im Fall ununterscheidbarer Teilchen im Endzustand also symmetrisch.

Bhabha–Streuung

Für die Bhabha–Streuung ($e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$), die erstmals 1935 von H.J. Bhabha berechnet wurde [Bha 35], ergeben sich folgende Ausdrücke für die Mandelstamvariablen t und u im Laborsystem:

$$t = -2m(E_1 - E_1'), \tag{4.14}$$
$$\begin{aligned} u &= -2m(E_1' - m) \\ &\approx -2mE_1' , \quad \text{für } E_1' \gg m . \end{aligned} \tag{4.15}$$

Damit ergibt sich der relative Energietransfer im Laborsystem zu:

$$\begin{aligned} w &= \frac{E_1 - E_1'}{E_1 - m} \\ &\approx \frac{E_1 - E_1'}{E_1} , \quad \text{für } E_1 \gg m . \end{aligned} \tag{4.16}$$

Bei der Bhabha–Streuung können in niedrigster Ordnung zwei Prozesse stattfinden, deren Feynman–Graphen in Abb. 4.4 dargestellt sind. Elektron und Positron können unter Austausch eines virtuellen Photons aneinander streuen (a) oder kurzzeitig in ein virtuelles Photon vernichtet werden und aus einer Paarerzeugung wieder entstehen (b).

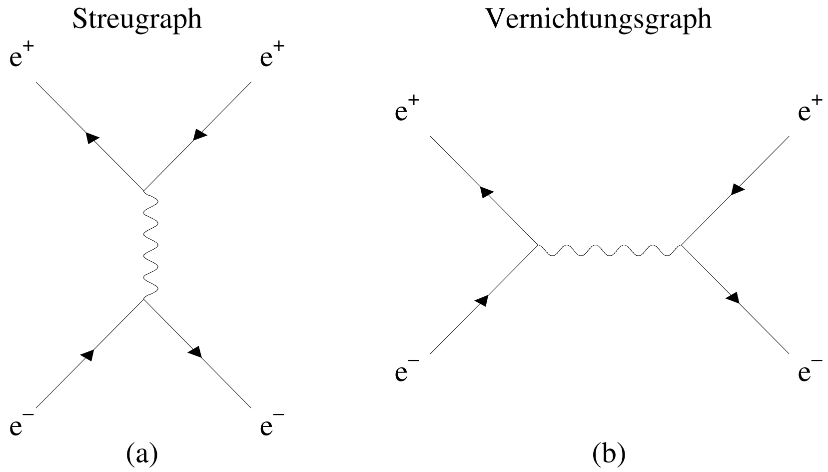

Abbildung 4.4: Feynman–Graphen niedrigster Ordnung der beiden relevanten Prozesse bei der Bhabha–Streuung.

Aus den Graphen kann man mit den Feynman–Regeln einen Ausdruck für die Streuamplitude herleiten. Nach Mittelung über die Polarisationen der beiden Teilchen im Anfangszustand und Summation über die nicht beobachtete Polarisation der beiden Teilchen im Endzustand erhält man den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt [Lan 70] [i]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dw} &= \frac{4\pi\alpha^2}{s} \left\{ \frac{1}{t^2} \left[\frac{u^2+s^2}{2} + 4m^2(t-m^2) \right] + \frac{1}{s^2} \left[\frac{u^2+t^2}{2} + 4m^2(s-m^2) \right] \right. \\ &\qquad \left. + \frac{4}{ts} \left(\frac{u}{2} - m^2 \right) \left(\frac{u}{2} - 3m^2 \right) \right\} \\ &\approx \frac{2\pi\alpha^2}{s} \left(\frac{u^2+s^2}{t^2} + \frac{u^2+t^2}{s^2} + \frac{2u^2}{ts} \right) , \quad \text{für } s,t,u \gg m^2 . \end{aligned} \tag{4.17}$$

[i] Gl. (4.17) wird in [Lan 70] über den Crossing–Kanal der verallgemeinerten Reaktion, Streuung eines Elektrons an einem äußeren Feld, hergeleitet, so daß s und u vertauscht sind. Zum besseren Verständnis wurden jedoch in dieser Arbeit die Definitionen der Mandelstamvariablen (Gl. (4.7) – (4.9)) einheitlich gewählt.

Der Ausdruck setzt sich aus drei Termen zusammen, wobei der erste dem Streugraphen, der zweite dem Vernichtungsgraphen und der dritte der Interferenz beider Graphen zuzuordnen ist. In Abb. 4.7 ist der differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dw}$ gegenüber dem relativen Energietransfer w aufgetragen. Will man den differentiellen Wirkungsquerschnitt im Laborsystem betrachten, benötigt man die Jacobi–Determinante, die mit Hilfe von Gl. (4.3) aus der Beziehung (4.16) hergeleitet werden kann:

$$\frac{dw}{d\theta_1} \approx \frac{\frac{E_1}{m}\sin\theta}{\left[1+\frac{E_1}{m}(1-\cos\theta_1)\right]^2}\,, \quad \text{für } E_1 \gg m\,. \tag{4.18}$$

Abb. 4.8 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt,

$$\frac{d\sigma}{d\theta_1} = \frac{d\sigma}{dw}\frac{dw}{d\theta_1}\,, \tag{4.19}$$

in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ_1 des Positrons im Laborsystem.

Annihilation

Da Elektron und Positron bei der Annihilation in zwei Photonen zerstrahlen, ergeben sich von denen der Bhabha–Streuung leicht abweichende Ausdrücke für die Mandelstamvariablen t und u im Laborsystem, die jedoch dieselben hochenergetischen Näherungen haben:

$$\begin{aligned} t &= -2m(E_1 - E_1' + \frac{1}{2}m) \\ &\approx -2m(E_1 - E_1')\,, \quad \text{für } E_1 \gg m\,, \qquad (4.20) \\ u &= -2m(E_1' - \frac{1}{2}m) \\ &\approx -2mE_1'\,, \quad \text{für } E_1' \gg m\,. \qquad (4.21) \end{aligned}$$

Betrachtet man den Energietransfer,

$$\begin{aligned} w &= \frac{E_1 - E_1' + \frac{1}{2}m}{E_1} \\ &\approx \frac{E_1 - E_1'}{E_1}\,, \quad \text{für } E_1 \gg m\,, \end{aligned} \tag{4.22}$$

ergibt sich auch hier dieselbe hochenergetische Näherung wie bei der Bhabha–Streuung. Die Annihilation wird in niedrigster Ordnung ebenfalls durch zwei fundamentale Prozesse beschrieben, deren Feynman–Graphen in Abb. 4.5 gezeigt sind. Den Ausdruck für den differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dw}$ erhält man ebenfalls aus der Streuamplitude durch Mittelung und Summation über die Polarisationen der Teilchen in Anfangs–

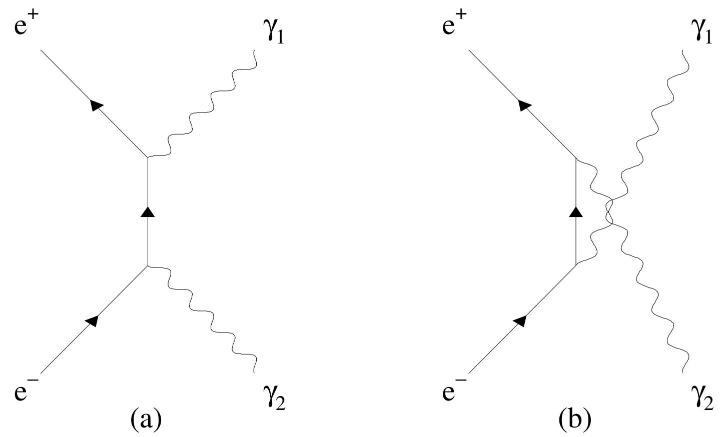

Abbildung 4.5: Feynman–Graphen niedrigster Ordnung der beiden relevanten Prozesse bei der Annihilation. Graph (b) geht durch Vertauschung der beiden ununterscheidbaren Photonen im Endzustand aus Graph (a) hervor.

und Endzustand [Lan 70][ii],

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dw} &= \frac{8\pi\alpha^2}{s}\left\{-\left(\frac{m^2}{u-m^2}+\frac{m^2}{t-m^2}\right)^2-\left(\frac{m^2}{u-m^2}+\frac{m^2}{t-m^2}\right)\right.\\ &\qquad\left.+\frac{1}{4}\left(\frac{u-m^2}{t-m^2}+\frac{t-m^2}{u-m^2}\right)\right\}\\ &\approx \frac{2\pi\alpha^2}{s}\left(\frac{u}{t}+\frac{t}{u}\right)\,, \quad \text{für } s,t,u \gg m^2\,. \end{aligned} \tag{4.23}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist symmetrisch gegenüber einer Vertauschung von t und u, da die beiden Teilchen im Endzustand identisch sind. Daher ist der Ausdruck auch symmetrisch bei einer Ersetzung von w mit $1-w$ (vgl. Gl. (4.13)), wie in Abb. 4.7 gezeigt.

Berechnet man für die Annihilation die Jacobi–Determinante $\frac{dw}{d\theta_1}$ aus Gl. (4.22), so erhält man für die Näherung hoher Teilchenenergien ebenfalls Gl. (4.18). Der daraus resultierende differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\theta_1}$ im Laborsystem ist in Abb. 4.8 aufgetragen. Integriert man bei der Berechnung von effektiven Wirkungsquerschnitten den Akzeptanzbereich muß die Ununterscheidbarkeit der Photonen im Endzustand mit einem statistischen Faktor $\frac{1}{2}$ berücksichtigt werden, da sonst die Photonen doppelt gezählt werden.

[ii]Auch Gl. (4.23) wird in [Lan 70] über den Crossing–Kanal der verallgemeinerten Reaktion, Streuung eines Photons an einem Elektron, hergeleitet. In diesem Fall sind s und t vertauscht.

Møller–Streuung

Die Berechnung der elastische Streuung zweier Elektronen ($e^- \, e^- \;\; \rightarrow \;\; e^- \, e^-$) wurde erstmals von Ch. Møller 1932 durchgeführt [Møl 32]. Die Mandelstamvariablen, der relative Energietransfer und die Jacobi–Determinante sind bei beiden elastischen Streuprozessen exakt und in der Näherung $E_1, E_1', E_2' \gg m$ identisch.

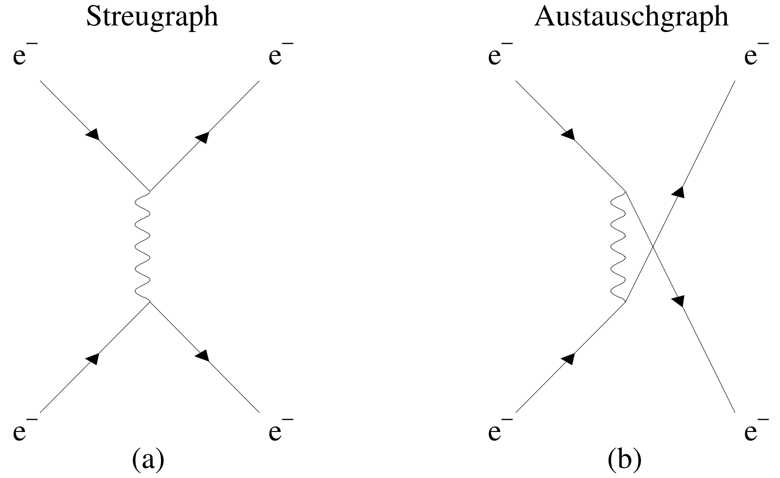

Abbildung 4.6: Feynman–Graphen niedrigster Ordnung der beiden relevanten Prozesse bei der Møller–Streuung.

Wieder gibt es zwei relevante Feynman–Graphen, die in Abb. 4.6 gezeigt sind. Im Gegensatz zur Bhabha–Streuung können die beiden Elektronen bei der Møller–Streuung nicht zerstrahlen, sind aber nach der Streuung, wie die Photonen im Fall der Annihilation, ununterscheidbar. Deshalb trägt auch hier ein Austauschgraph (Abb. 4.6 b) bei. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dw}$ setzt sich ebenfalls aus drei Termen zusammen [Lan 70], die wiederum den beiden fundamentalen Streugraphen sowie deren Interferenz entsprechen:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dw} &= \frac{4\pi\alpha^2}{s}\left\{\frac{1}{t^2}\left[\frac{u^2+s^2}{2}+4m^2(t-m^2)\right]+\frac{1}{u^2}\left[\frac{s^2+t^2}{2}+4m^2(u-m^2)\right]\right. \\
&\qquad \left. +\frac{4}{tu}\left(\frac{s}{2}-m^2\right)\left(\frac{s}{2}-3m^2\right)\right\} \\
&\approx \frac{2\pi\alpha^2}{s}\left(\frac{u^2+s^2}{t^2}+\frac{s^2+t^2}{u^2}+\frac{2s^2}{tu}\right), \quad \text{für } s,t,u \gg m^2 . \qquad (4.24)
\end{aligned}$$

Im Gegensatz zur Bhabha–Streuung ist der differentielle Wirkungsquerschnitt symmetrisch aufgrund der gleichen Ausgangsteilchen und der damit zulässigen Vertauschung von u und t. Der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist in Abb. 4.7 lorentzinvarianten und in Abb. 4.8 im Laborsystem dargestellt. Um auch hier die Doppelzählung zu verhindern, muß bei der Integration über den Akzeptanzbereich ebenfalls ein statistischer Faktor $\frac{1}{2}$ eingefügt werden.

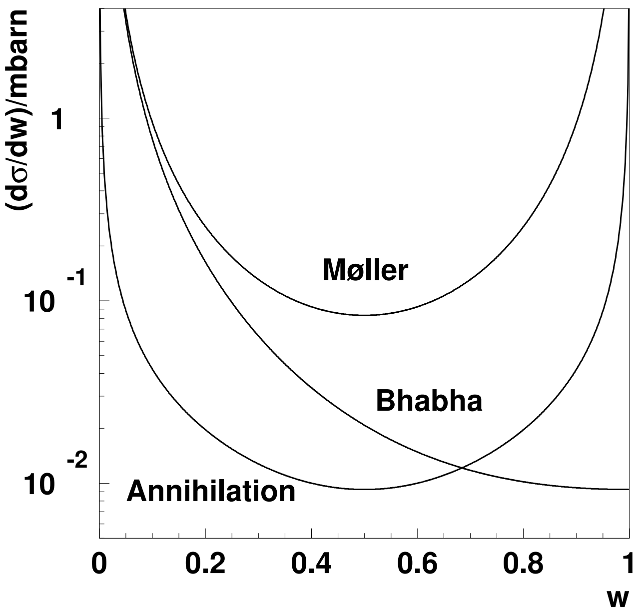

Abbildung 4.7: Lorentzinvariante differentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dw}$ in Abhängigkeit vom relativen Energietransfer w für die Prozesse Møller– und Bhabha–Streuung, sowie für die Annihilation.

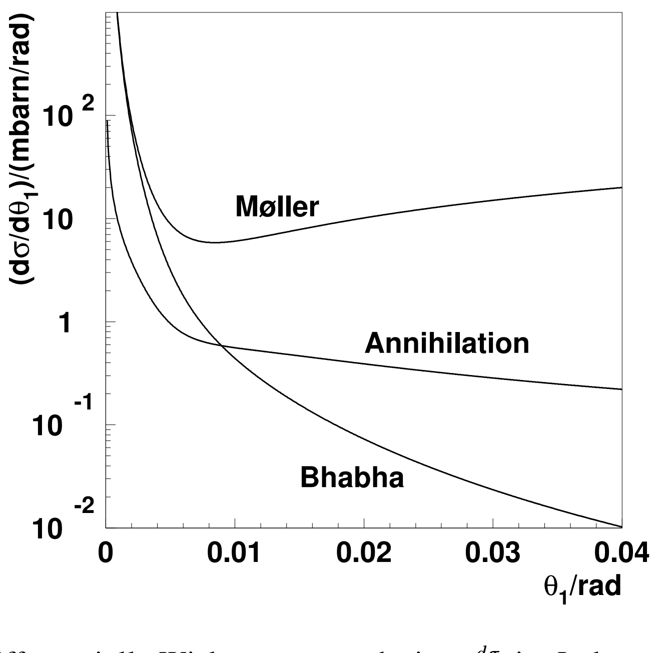

Abbildung 4.8: Differentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\theta_1}$ im Laborsystem in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ_1. Im Diagramm sind die verschiedenen Wirkungsquerschnitte für Bhabha– und Møller–Streuung, sowie für Annihilation gezeigt.

4.3 Strahlungskorrekturen

Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Prozesse sind von niedrigster Ordnung in α und stellen bei der Kinematik des HERMES–Experiments die dominierenden Beiträge zum physikalisch beobachteten Wirkungsquerschnitt dar. In einer vollständigen Beschreibung müssen jedoch auch Beiträge höherer Ordnung berücksichtigen werden, die dem Austausch mehrerer virtueller Photonen oder der Emission zusätzlicher reeller Photonen entsprechen. Der Einfluß aller Beiträge höherer Ordnung bezeichnet man als Strahlungskorrektur. Feynman–Graphen der nächstfolgenden Ordnung enthalten vier Vertices, da der Prozeß sonst nicht mehr elastisch ist. Sie sind also von der Ordnung α^4, treten aber in Interferenz mit Graphen der Ordnung α^2 und erzeugen so Terme der Ordnung α^3.

Jeder Detektor verfügt über eine endliche Energie– und Ortsauflösung, so daß die Emission zusätzlicher Photonen kleiner Energie nicht nachgewiesen werden kann. Diese Prozesse können daher nicht von den elastischen unterschieden werden und müssen ebenfalls bei der Strahlungskorrektur berücksichtigt werden.

In der vollständigen Simulation (siehe Kapitel 5) wurden Strahlungskorrekturen bis zur Ordnung α^3 auf die Prozesse Bhabha–Streuung und Annihilation angewendet [Ben 98].

5 Simulation der Messung

Ziel dieser Arbeit war es, eine Monte–Carlo–Simulation des Luminositätsmonitors am HERMES–Experiment zu entwickeln, um Untersuchungen des Akzeptanzbereichs durchführen zu können. Dafür wurde in dem vorhandenen HERMES Monte–Carlo (HMC) [HMC 96], welches auf dem Detektorsimulationspaket GEANT [CER 94] basiert, ein Generator für die bekannte Referenzreaktion und die Digitalisierung der Kalorimetersignale eingefügt, sowie die Geometrie überprüft und an einigen Stellen korrigiert.

Im Folgenden wird zunächst die Funktionsweise des Generators und die Modellierung der Kalorimeter erläutert. Eigenschaften wie Energie– und Ortsauflösung aus der Simulation der Kalorimeter werden Ergebnissen von Teststrahlmessungen gegenübergestellt. Anschließend werden Studien mit dem HMC zur Akzeptanzfunktion des Luminositätsmonitors vorgestellt.

5.1 Generatoren

Die Simulation eines Streuereignisses in dem HMC beginnt mit der Generierung des Ortes des Streuereignisses und der Winkel der beiden in der Reaktion erzeugten Teilchen. Die Orte sind lateral aufgrund des Strahlprofils und longitudinal in Folge der variierenden Targetdichte verteilt[i]. Für das gaußförmige Strahlprofil ergeben sich aus der HERA–Strahloptik am HERMES–Wechselwirkungspunkt in horizontaler Richtung eine Breite von $\sigma_x = 0{,}317\,\mathrm{mm}$ und in vertikaler Richtung eine Breite von $\sigma_y = 0{,}0656\,\mathrm{mm}$ [Hol 01]. Verändert man die Strahlposition am Wechselwirkungspunkt, dann verschiebt sich der Mittelwert der jeweiligen Gaußverteilung. In longitudinaler Richtung werden die Streuvertizes gemäß einer Parametrisierung der dreiecksförmigen Targetdichteverteilung (vgl. Abschnitt 3.1) erzeugt.

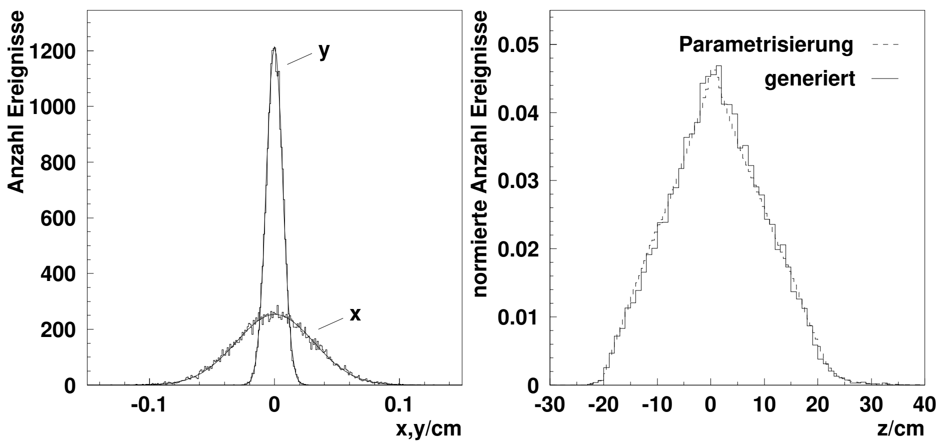

Abbildung 5.1: Generierte Ortsverteilungen der Streuereignisse verglichen mit den vorgegebenen Verteilungen.

[i]Aufgrund des vergleichsweise großen Radius der Speicherzelle (vgl. Abschnitt 3.1) gegenüber den Dimensionen des HERA–Positronenstrahls kann die radiale Dichteverteilung des Targetgases als konstant angenähert werden.

In Abb. 5.1 werden die Verteilungen der Orte, die bei der zentralen Strahlposition $x = y = 0$ am Wechselwirkungspunkt generiert wurden, mit den vorgegebenen Verteilungen verglichen.

Nach der Festlegung des Ortes wird der Streuwinkel des ersten Teilchens in einem einstellbaren Winkelbereich ermittelt. Die generierten Streuwinkel werden mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt (siehe Abschnitt 4.2) gewichtet verteilt. Im Falle von Positronen als Strahlteilchen muß dafür die Summe der differentiellen Wirkungsquerschnitte von Bhabha–Streuung und Annihilation gebildet werden. Anders als in der Realität ist es in dem HMC auch möglich, nur Annihilationsereignisse oder nur Bhabha–Streuereignisse zu simulieren. Abb. 5.2 zeigt die Verteilung der generierten Winkel für die beiden Prozesse. Zum Vergleich sind die auf die Ereignisanzahl normierten differentiellen Wirkungsquerschnitte eingezeichnet.

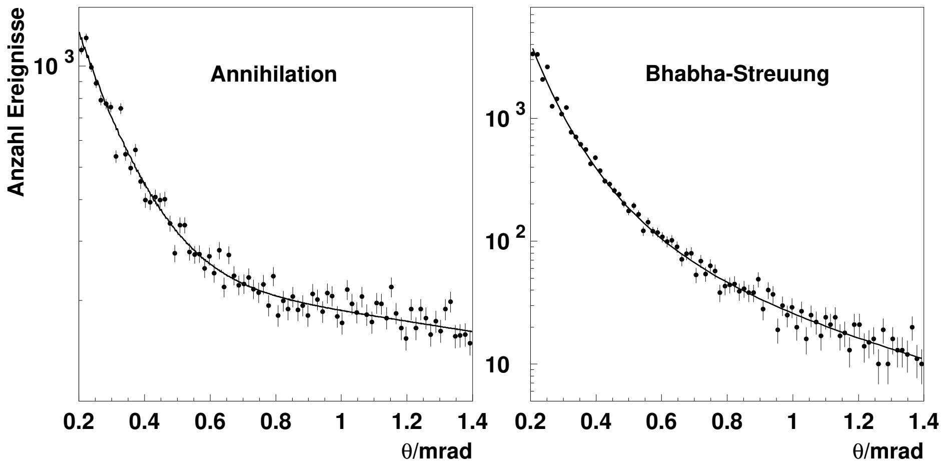

Abbildung 5.2: Verteilung der generierten Streuwinkel. Der Verlauf wird durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt des Prozesses bestimmt.

Mit Positronen als Strahlteilchen können zwei fundamentale Streuprozesse stattfinden und man muß nach der Festlegung des Streuwinkels entscheiden, welcher der beiden Prozesse stattgefunden hat. Die Entscheidung erfolgt mit Hilfe eines Zufallsgenerators unter Berücksichtigung des Verhältnisses der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Da die Simulationsergebnisse mit Daten aus dem Jahr 2000 verglichen werden, wurden alle Simulationsstudien für einen Positronenstrahl durchgeführt.

Die weiteren kinematischen Größen werden mit Hilfe der Gl. (4.6) für den Streuwinkel des zweiten Teilchens und Gl. (4.5) für die Teilchenenergien berechnet. Um die Strahlneigung und die Divergenz des Strahls zu berücksichtigen, werden anschließend die Streuwinkel der beiden Teilchen gedreht. Im Fall der Strahlneigung erfolgt die Drehung um einen festen, einstellbaren Wert in vertikaler und horizontaler Richtung. Für die Divergenz wird ein gaußförmig um Null verteilter Drehwinkel ermittelt, wobei die Breite dieser Verteilung der Divergenz entspricht. Sie beträgt horizontal 0,129 mrad und vertikal 0,0624 mrad und ergibt sich ebenfalls aus der HERA–Strahloptik [Hol 01]. Damit ist die Generierung abgeschlossen, und die Spuren beider Teilchen werden nun verfolgt, bis sie auf Begrenzungen des Strahlrohrs oder gegebenenfalls auf eines der beiden Kalorimeter treffen.

5.2 Kalorimeter

Die für die Luminositätsmessung benutzte Referenzstreuung hat zwei hochenergetische Teilchen im Endzustand. Dies sind Elektronen, Positronen oder Photonen, die in den Kristallen des Kalorimeters elektromagnetische Schauer auslösen. Dabei werden durch Paarproduktion und Bremsstrahlung immer mehr niederenergetische Teilchen bis zum Abbruch des Schauers unterhalb einer minimalen Energieschwelle erzeugt. Die deponierte Energie pro Längeneinheit hat nach einigen Strahlungslängen ihr Maximum erreicht. Der Ort dieses Maximums wird auch Schauertiefe $x_{\max}$ genannt und wächst logarithmisch mit der Energie des Primärteilchens an [Gro 00]:

$$x_{\max} = X_0 \cdot \ln\left(\frac{E}{E_c} \pm 0{,}5\right) \qquad + : \gamma \qquad - : e^+, e^- \,. \tag{5.1}$$

Der Energieverlust eines Elektrons durch Ionisation in einem Material ist abhängig von der Energie des Elektrons. Sind Energieverlust pro Strahglungslänge X_0 und Energie des Elektrons identisch, spricht man von der kritischen Energie E_c. Die Strahlungslänge X_0 wird mit der mittleren Länge identifiziert, bei der ein Elektron nur noch den Bruchteil $\frac{1}{e}$ seiner Anfangsenergie besitzt. Um einen möglichst großen Teil der Primärenergie in dem Kalorimeter zu sammeln, sind die Kristalle ungefähr 20 Strahlungslängen lang, da anschließend nur noch eine geringe Energiedeposition erfolgen würde. Die laterale Ausdehnung des Schauers wird durch den Molière-Radius R_M beschrieben. Im Mittel werden 10% der Schauerenergie außerhalb eines Zylinders mit dem Radius R_M deponiert. Ein Zylinder mit Radius $3{,}5 \cdot R_M$ enthält 99% der deponierten Gesamtenergie. Insgesamt entwickelt sich der Schauer in einem engen Kegel, der sich mit zunehmender Tiefe verbreitert. Alle angesprochenen charakteristischen Größen der verwendeten NBW–Kristalle sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, bestehen die Kalorimeter aus 12 quaderförmigen NBW–Kristallen, deren transversale Abmessung mit 2,2 cm kleiner als der Molière–Radius ist, so daß Teile des elektromagnetischen Schauers in die Nachbarkristalle gelangen und somit eine Ortsbestimmung ermöglichen (siehe Abschnitt 5.5), oder auch das Kalorimeter verlassen. Der dadurch auftretende Energieverlust ist minimal, wenn die Teilchen das Kalorimeter zentral treffen. Aus diesem Grund wurden die Kalorimeter so nahe wie möglich an das HERA–Positronenstrahlrohr plaziert. Dadurch wird gleichzeitig der effektive Wirkungsquerschnitt maximiert.

Die geladenen Teilchen eines elektromagnetischen Schauers erzeugen Čerenkov–Strahlung, falls sie sich schneller als mit der Phasengeschwindigkeit des Lichts v_P durch den Kristall bewegen:

$$v_P = \frac{c}{n} \,. \tag{5.2}$$

Hier ist c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n der Brechungsindex des Kristalls. Die Čerenkov–Photonen werden kegelförmig unter dem Čerenkov–Winkel θ_C

abgestrahlt [Jac 98],

$$\theta_C = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right), \tag{5.3}$$

für ein Teilchen, das die Geschwindigkeit $v = \beta c$ besitzt.

Im HMC besteht die Möglichkeit, Čerenkov–Photonen zu erzeugen und wie Teilchen des elektromagnetischen Schauers in den Kristallen zu verfolgen. Dieses sogenannte *Tracking* benötigt aber sehr viel Rechenzeit bei der Simulation, so daß stattdessen die Anzahl der Čerenkov–Photonen durch die Beziehung

$$\frac{d^2N}{dl\,dE} = \frac{\alpha}{\hbar c}\sin^2\theta_C \tag{5.4}$$

ermittelt wird, wobei $\hbar = h/2\pi$ und h das Planck'sche Wirkungsquantum ist. Die Anzahl der Photonen, die pro Weglängenelement dl im Energieintervall $[E, E{+}dE]$ erzeugt werden, ist proportional zum Quadrat des Sinus des Čerenkov–Winkels. Um daraus für ein Teilchen die Anzahl von Photonen zu berechnen, die in einem Simulationsschritt dl vom Photomultiplier detektiert werden, muß über den gesamten detektierbaren Wellenlängenbereich integriert und dabei die Transmission der Kristalle $\varepsilon_t(\lambda, l)$ und die Quanteneffizienz der Photomultiplier $\varepsilon_{qe}(\lambda)$ berücksichtigt werden:

$$\frac{dN}{dl} = \frac{\alpha^2 h}{r_e m c}\int \varepsilon_{qe}(\lambda)\ \varepsilon_t(\lambda, l)\ \sin^2\theta_C\ \frac{d\lambda}{\lambda^2}\,. \tag{5.5}$$

Zur Berechnung der Čerenkov–Photonenanzahl in dem HMC werden die in Abb. 5.3 gezeigten Meßwerte benutzt.

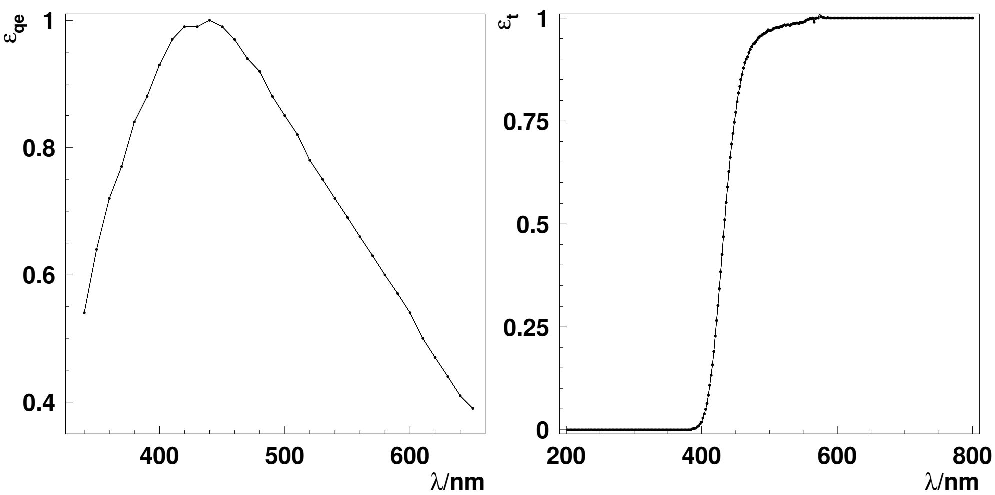

Abbildung 5.3: Gemessene relative Quanteneffizienz der Photomultiplier ε_{qe} und relative Transmission der NBW–Kristalle ε_t [Pot 01].

5.3 Einfluß eines Selektors

Im HMC ist die Möglichkeit der Benutzung eines Selektors gegeben, mit dem bestimmte Winkelbereiche in *horizontaler* und *vertikaler* Richtung ausgewählt werden, um ausschließlich die mit diesen Winkeln generierten Teilchen zu verfolgen. Die Spuren aller anderen generierten Teilchen werden nicht weiter verfolgt, so daß bei Benutzung eines Selektors die Rechenzeit sinkt.

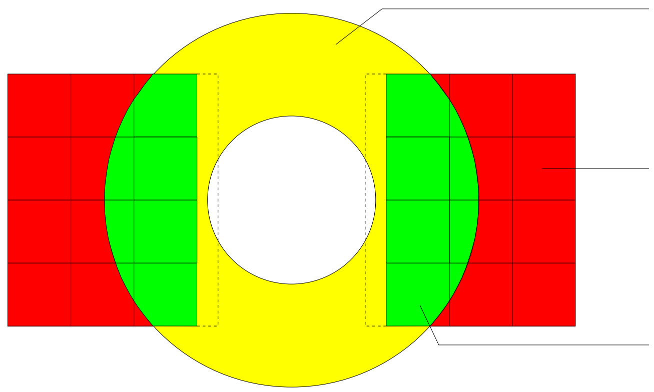

Abbildung 5.4: Winkelbereichen entsprechende Flächen in der transversalen Ebene am Ort des Luminositätsmonitor. Die gestrichelten Linien deuten eine Vergrößerung des Selektorbereiches an.

In Abb. 5.4 symbolisiert der hellgraue Ring den Winkelbereich des Polarwinkels θ, in dem die Ereignisse generiert werden. Der Selektorbereich kann auf die Frontflächen der Kalorimeter eingestellt werden (dunkelgraues Gebiet), so daß nur die Teilchen, deren Auftreffpunkte in dem mittelgrauen Bereich liegen, verfolgt werden.

Vergleicht man das Energiespektrum eines der beiden Kalorimeter für eine Simulation mit und ohne Benutzung des Selektors (Abb. 5.5 (a)), wird deutlich, daß mit dem Selektor weniger Ereignisse mit einer kleinen Energiedeposition simuliert werden. Durch die scharfe Begrenzung der Ereignisse auf die Frontflächen der Kalorimeter werden Teilchen daran gehindert, von der Seite in die Kalorimeter einzutreten und dort aufzuschauern. Vergrößert man den Bereich des Selektors, so daß das Gehäuse des Kalorimeters enthalten ist (gestrichelte Linie in Abb. 5.4), bekommen die Energiespektren eine vergleichbare Form, wie in Abb. 5.5 (b) zu erkennen ist.

Einsparung von Rechenzeit ist also durch Selektierung eines ausreichend großen Gebietes prinzipiell möglich. Die Wahl des Gebietes wird allerdings erschwert durch die transversale und longitudinale Verteilung der Streuvertizes, sowie durch Verschiebung der Strahlposition vom Zentralwert $x = y = 0$ am Wechselwirkungspunkt, da sich dadurch die Winkel verändern, unter denen die Begrenzungen der Kalorimeterfrontflächen erscheinen. Weiterhin werden die Teilchenbahnen durch das Targetmagnetfeld beeinflußt, so daß bei der Benutzung des Selektors darauf geachtet werden muß, keine Winkelbereiche, die zum Wirkungsquerschnitt beitragen können, auszuschließen.

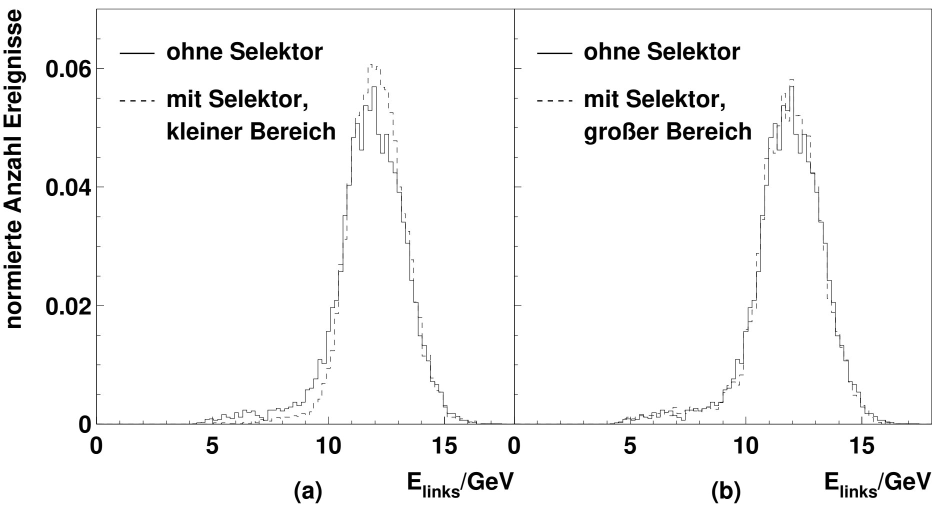

Abbildung 5.5: Vergleich der Energiespektren des linken Kalorimeters für Simulationen mit und ohne Selektor, wobei unterschiedliche Bereiche mit dem Selektor ausgewählt wurden. Die Generierung der Streuereignisse erfolgte ohne Berücksichtung von Strahl– und Targetverteilung, sowie der Divergenz des Strahls.

Um mögliche systematische Einflüsse zu vermeiden, wurden die Akzeptanzstudien in dieser Arbeit ohne Benutzung eines Selektors durchgeführt.

5.4 Energieauflösung

Die Anzahl der Čerenkov–Photonen wird mit einem abschwächenden Faktor f_A multipliziert, um die Ankopplung und Quanteneffizient der Photomultiplier zu berücksichtigen, und zur Simulation des elektronischen Rauschens gaußverschmiert. Die Breite der Gaußverschmierung σ_{eR} und der Abschwächungsfaktor f_A können für eine möglichst realitätsnahe Simulation der Kalorimeter variiert werden. Dafür werden Teststrahldaten für Energie– und Ortsauflösung aus dem Jahre 1996 [Ben 98] mit Simulationsergebnissen verglichen.

Die Energieauflösung eines elektromagnetisch schauernden Teilchens kann durch die quadratische Addition dreier, unterschiedlich von der Energie E abhängender Terme parametrisiert werden [Zhu 91]:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{E}\right)^2 + \left(\frac{b}{\sqrt{E}}\right)^2 + c^2}\,. \tag{5.6}$$

Der Term proportional zu $\frac{1}{\sqrt{E}}$ trägt den statistischen Fluktuationen des Nachweisprozesses Rechnung. Diese treten auf bei der Schauerentwicklung, der Erzeugung und Absorption der Čerenkov–Photonen im Kristall und bei der Erzeugung der Photoelektronen in den Photomultipliern. Der Beitrag des elektronischen Rauschens wird im Term $\sim \frac{1}{E}$ berücksichtigt. Der dritte, konstante Term, der auch systematischer Term

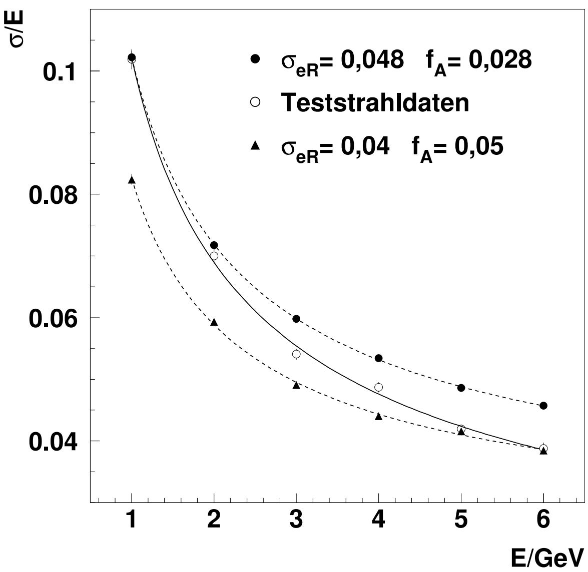

Abbildung 5.6: Energieauflösung für verschiedene Einstellungen von σ_{eR} und f_A im Vergleich zu Teststrahldaten aus [Ben 98].

genannt wird, erfaßt mehrere Beiträge. Dies sind Schwankungen der Schauerverluste aufgrund der nur teilweisen Absorption des elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter. Desweiteren tragen Ungleichmäßigkeiten in der Lichtansammlung, inaktives Material im Kalorimeter und Kalibrationsfehler zum systematischen Term bei.

Im HMC sind ideale Kristalle implementiert und die Schauerentwicklung ist nicht beeinflußbar. Deshalb ist es nicht möglich, den systematischen Term anzupassen. Abb. 5.6 zeigt zwei Simulationsergebnisse für unterschiedliche Einstellungen der Parameter σ_{eR} und f_A, verglichen mit Teststrahlergebnissen. Keines der beiden Simulationsergebnisse liefert eine korrekte Beschreibung der gemessenen Energieauflösung über den vollen Bereich der Meßdaten: Eine Einstellung beschreibt die Energieauflösung bei kleinen Energien gut, die andere bei größeren.

An die gemessenen, sowie an die simulierten Werte der Energieauflösung wurde jeweils die Funktion Gl. (5.6) mit a, b und c als freie Parameter angepaßt. Vergleicht man die Parameter in Tabelle 5.1, sieht man, daß der systematische Term, welcher in der Simulation nicht beeinflußt werden kann, unverändert bleibt. Er liegt höher als der systematische Term der Teststrahldaten, weshalb die Energieauflösung des realen Kalorimeters zu kleineren Werten hin steiler abfällt.

Tabelle 5.1: Angepaßte Parameter der Energieauflösung aus Simulations– und Teststrahldaten.

	$\sigma_{eR} = 0{,}048$ $f_A = 0{,}028$	$\sigma_{eR} = 0{,}04$ $f_A = 0{,}05$	Teststrahldaten
$a/(\%{\cdot}\mathrm{GeV})$	$4{,}0 \pm 0{,}8$	$3{,}1 \pm 0{,}7$	$4{,}3 \pm 0{,}6$
$b/(\% \cdot \sqrt{\mathrm{GeV}})$	$9{,}0 \pm 0{,}3$	$7{,}3 \pm 0{,}3$	$9{,}3 \pm 0{,}2$
$c/\%$	$2{,}6 \pm 0{,}2$	$2{,}4 \pm 0{,}2$	$0{,}3 \pm 1{,}4$

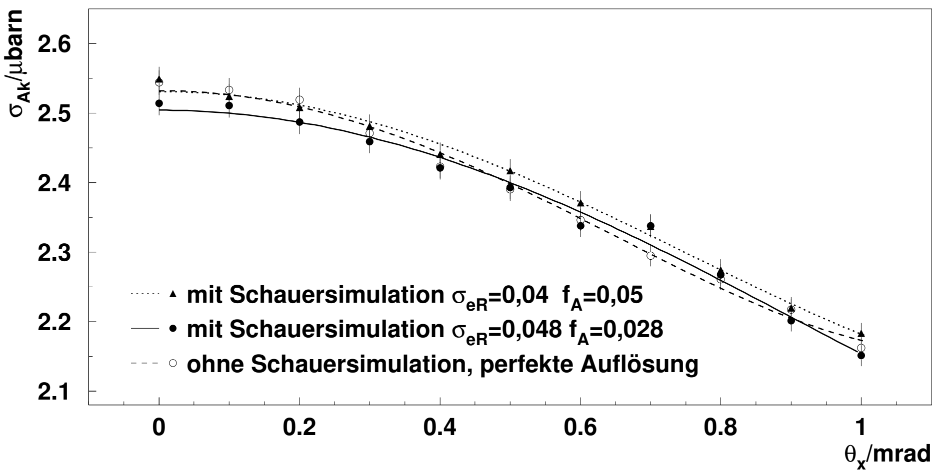

Abbildung 5.7: Änderung des effektiven Wirkungsquerschnitts für variierende Strahlneigung bei Simulation mit und ohne Schauerentwicklung. Die Schauerentwicklung wurde mit unterschiedlichen Werten für σ_{eR} und f_A simuliert.

Um die Unsicherheit des beobachtbaren Wirkungsquerschnitts σ_{Ak} (Gl. (3.13)) abzuschätzen, wurde die Simulation für verschiedene Einstellungen der Strahlneigung durchgeführt und die Parametrisierungen für den Verlauf von σ_{Ak} in Abhängigkeit von der Strahlneigung angepaßt. Dabei wurde die elektromagnetische Schauerentwicklung im Kalorimeter mit zwei unterschiedlichen Einstellungen von σ_{eR} und f_A simuliert und die Ergebnisse mit einer Simulation ohne Schauerentwicklung und damit perfekter Energieauflösung verglichen. Hierbei wird die komplette Energie der Teil-

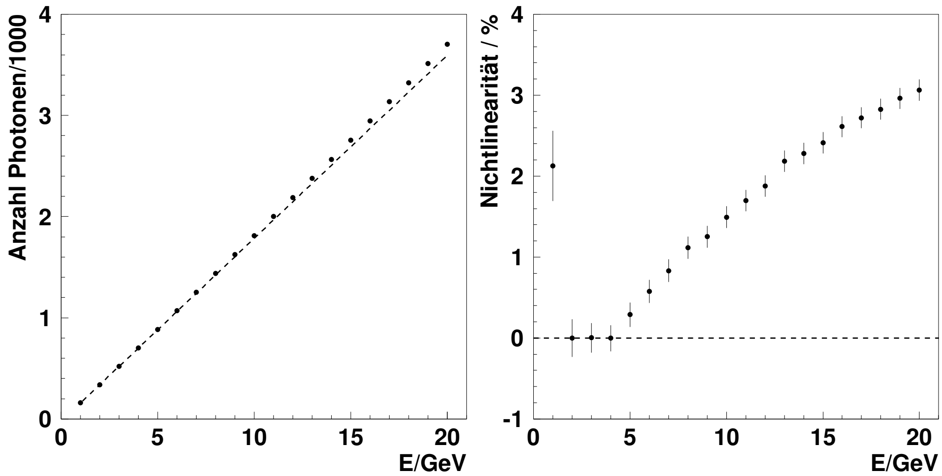

Abbildung 5.8: Zusammenhang zwischen der Energie des detektierten Teilchens und der Anzahl registrierter Photonen in den Photomultipliern. Das rechte Diagramm zeigt die Abweichung der Kalorimeterantwort von einem linearen Verlauf, der durch eine Anpassung an die Werte bei $2 \leq E/\mathrm{GeV} \leq 4$ bestimmt wurde.

chen detektiert. Wie in Abb. 5.7 ersichtlich, ergibt sich die größte Abweichung von $(1{,}1 \pm 0{,}5)\%$ zwischen den angepaßten Kurven für die drei verschiedenen Simulationen, wenn der Strahl nicht geneigt ist ($\theta_x = 0$). Einzelne Datenpunkte weichen maximal um $(1{,}8 \pm 1{,}0)\%$ voneinander ab, so daß der systematische Fehler des effektiven Wirkungsquerschnitts σ_{Ak} aufgrund der Modellierung der Energieauflösung mit 1% abgeschätzt werden kann.

Eine weitere wichtige Kenngröße der Kalorimeter ist deren Energielinearität. Dies ist der Zusammenhang zwischen der Energie des Primärteilchens und der Anzahl registrierter Photonen in den Photomultipliern, der idealerweise linear sein sollte. Abb. 5.8 zeigt den Zusammenhang für das HMC mit den Parametern $\sigma_{eR} = 0{,}048$ und $f_A = 0{,}028$, die auch im Folgenden benutzt werden. Wie man erkennen kann, weicht die Anzahl registrierter Photonen bereits bei Energien größer als 4 GeV nach oben von einem linearen Zusammenhang ab. Das läßt sich dadurch erklären, daß die Schauertiefe logarithmisch mit der Energie anwächst (vgl. Gl. (5.1)), die Photonen einen kürzeren Weg zum Photomultiplier zurücklegen müssen, und deshalb weniger Photonen im Kristall absorbiert werden. Die Abweichung bei einer Energie von 1 GeV läßt vermuten, daß dort die Anwendbarkeit der Parametrisierung (Gl. (5.5)) für die Anzahl der erzeugten Čerenkov–Photonen erreicht ist.

5.5 Ortsauflösung

Die elektromagnetischen Kalorimeter des Luminositätsmonitors bestehen aus jeweils zwölf Kristallen, in denen Čerenkov–Photonen von geladenen Teilchen eines elektromagnetischen Schauers erzeugt werden können. Durch die angekoppelten Photomultiplier erhält man für jeden dieser Kristalle getrennt die Information über die in ihm deponierte Energie. Das Verhältnis dieser Einzelinformationen erlaubt es, den Auftreffort des Primärteilchens zu rekonstruieren.

Die in Abschnitt 5.2 beschriebene transversale Schauerentwicklung in Form eines Kegels kann transversal durch die Überlagerung zweier Exponentialfunktionen parametrisiert werden [Ama 81],

$$\frac{dE}{dx}(x) = E_0 \left(a_1 e^{-|x-x_e|/b_1} + a_2 e^{-|x-x_e|/b_2} \right) , \tag{5.7}$$

wobei x_e der Auftreffort des Primärteilchen ist, und a_1, a_2, b_1 und b_2 voneinander abhängige, materialspezifische Parameter sind, für die gilt:

$$2a_1 b_1 + 2a_2 b_2 = 1 \, . \tag{5.8}$$

Die erste Exponentialfunktion beschreibt den zentralen Teil des Schauers, in dem die meiste Energiedeposition erfolgt. Dieser kommt durch die in Paarbildungs– und Bremsstrahlungsprozessen auftretenden kleinen Winkel zustande. Der periphere Teil wird durch Vielfachstreuung niederenergetischer Schauerteilchen verursacht. Er wird durch die zweite Exponentialfunktion beschrieben.

Um nun aus der Schauerverteilung den Ort zu rekonstruieren, bildet man die Asymmetrie η zwischen den Signalen E_{links} und E_{rechts} zweier nebeneinander liegender Kristallspalten:

$$\eta = \frac{E_{\text{rechts}} - E_{\text{links}}}{E_{\text{rechts}} + E_{\text{links}}}\,. \tag{5.9}$$

Dafür addiert man jeweils die Signale der vier Photomultiplier einer Spalte auf. In Abb. 5.9 ist dies für die rechte und mittlere Spalte des linken Kalorimeters gemacht worden. Zusätzlich ist die Gesamtzahl der detektierten Photonen beider Spalten aufgetragen worden.

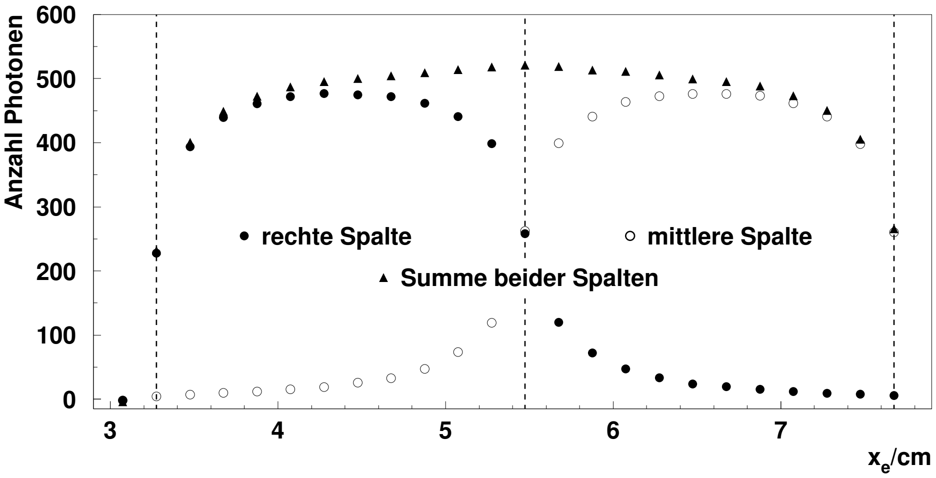

Abbildung 5.9: Simulierte Anzahl der in den Photomultipliern detektierten Photonen in Abhängigkeit vom Auftreffort der Primärelektronen mit einer Energie von 3 GeV.

Integriert man die Parametrisierung der Schauerentwicklung, so erhält man eine Parametrisierung für die Asymmetrie η (siehe auch [Bar 93]):

$$\eta = \frac{x_e}{|x_e|}\left[1 - e^{-|x_e|/b_2} + 2a_1 b_1 \left(e^{-|x_e|/b_2} - e^{-|x_e|/b_1}\right)\right]\,. \tag{5.10}$$

Diese Parametrisierung kann als Rekonstruktionsfunktion benutzt werden, um jedem Teilchen, das eines der Kalorimeter erreicht, einen Auftreffort zuzuordnen. Mit dieser Parametrisierung wurden 1996 die damalig aufgenommenen Teststrahldaten angenähert [Ben 98]. Abb. 5.10 vergleicht die Teststrahldaten mit den aus dem HMC erhaltenen Werten für Teilchen der Energie 3 GeV.

Die Simulation ergibt eine steilere Rekonstruktionsfunktion an der Kristallgrenze und für große Abstände von der Kristallgrenze einen gegenüber den Teststrahldaten leicht erhöhten Grenzwert. Die erhaltenen Parameter der angepaßten Kurven unterscheiden sich deshalb leicht:

	Teststrahl	Simulation
a_1·cm	$1{,}44 \pm 0{,}01$	$1{,}87 \pm 0{,}02$
a_2·cm	$0{,}055 \pm 0{,}003$	$0{,}127 \pm 0{,}007$
b_1/cm	$0{,}276 \pm 0{,}003$	$0{,}199 \pm 0{,}003$
b_2/cm	$1{,}90 \pm 0{,}04$	$1{,}01 \pm 0{,}02$

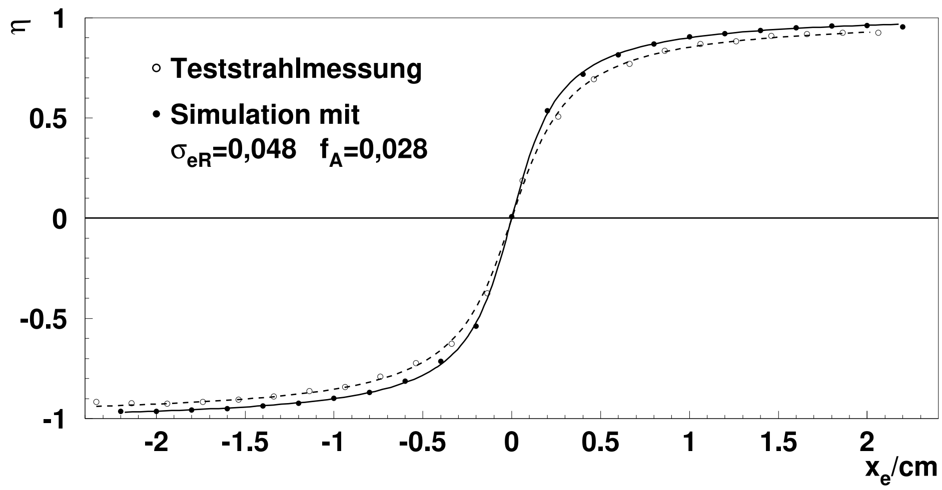

Abbildung 5.10: Rekonstruktionsfunktion η aus Teststrahldaten und aus Werten der Simulation für eine Primärenergie von 3 GeV, $\sigma_{eR} = 0{,}048$ und $f_A = 0{,}028$.

Um aus der Asymmetrie η den Auftreffort x_e zu bestimmen, muß man die Rekonstruktionsfunktion Gl. (5.10) invertieren. Da dies analytisch nicht möglich ist, wurde die Rekonstruktionsfunktion durch eine arctan–Funktion approximiert, in der die materialspezifischen Größen in den Parametern A und B zusammengefaßt werden:

$$\eta = A \cdot \arctan(B \cdot x_e) \; . \tag{5.11}$$

Bei dieser Funktion ist $A \cdot \frac{\pi}{2}$ der Grenzwert und B ein Maß für die Steilheit. Hiermit ergeben sich folgende Werte:

	Teststrahl	Simulation
A	$0{,}6392 \pm 0{,}0003$	$0{,}6535 \pm 0{,}0005$
B·cm	$4{,}17 \pm 0{,}02$	$5{,}12 \pm 0{,}03$

Zur Untersuchung der systematischen Unsicherheit dieser Parameter wurde die Rekonstruktionsfunktion zusätzlich für 10 GeV Teilchen, bei verstärktem Photomultiplier–Rauschen, in vertikaler Richtung und mit veränderten Simulationsparametern $\sigma_{eR} = 0{,}04$ und $f_A = 0{,}05$ bestimmt. A ändert sich dabei maximal um $\pm 0{,}005$, die Steilheit B maximal um $\pm 0{,}06$/cm. Die Auswertung der Asymmetrie in horizontaler Richtung erfolgte dabei stets in der Mittelebene der Kalorimeter bei $y = 0$. Verschiebt man den Auftreffort der Teilchen um die halbe Kristallbreite auf $y = 1{,}1$ cm, ändert sich A im oben genannten Bereich, aber B sinkt auf $(4{,}83 \pm 0{,}02)$/cm. Diese zusätzlichen Ortsabhängigkeiten sind bei der späteren Benutzung zu berücksichtigen.

Die Spektren der Asymmetrie haben je nach Auftreffort unterschiedliche Breiten. In der Kristallmitte $x_e = 4{,}475$ cm ist das Spektrum schmaler als an der Kristallgrenze $x_e = 5{,}475$ cm (siehe Abb. 5.11). Das läßt vermuten, daß die Ortsauflösung an der Kristallgrenze schlechter ist. Dies ist aber nicht der Fall, da dort eine große Asymmetrieänderung nur eine kleiner Änderung in x_e zur Folge hat, wo hingegen eine kleine

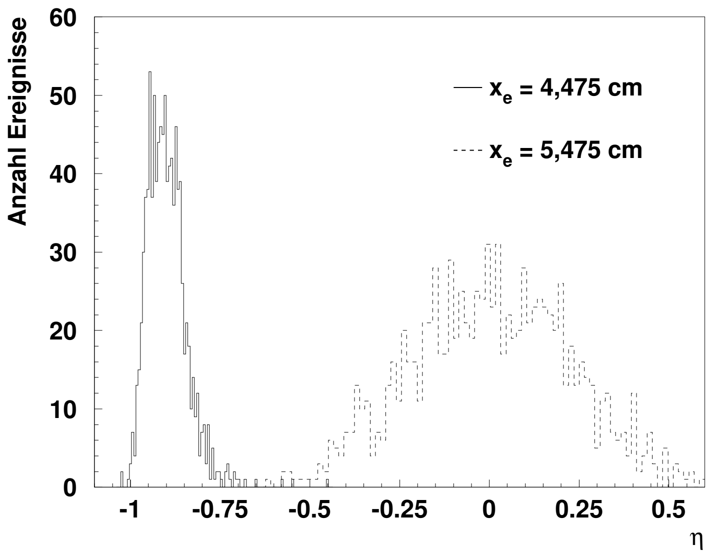

Abbildung 5.11: Spektrum der Asymmetrie η für die Simulationsparameter $\sigma_{eR} =$ 0,048 und $f_A = 0{,}028$ bei zwei verschiedenen Auftrefforten, die Kristallmitte der rechten Spalte $x_e = 4{,}475\,\mathrm{cm}$ und die Kristallgrenze zwischen rechter und mittlerer Spalte $x_e = 5{,}475\,\mathrm{cm}$.

Asymmetrieänderung in der Nähe der Kalorimetergrenze eine große Änderung im Ort bewirkt.

Dies ist in der Abb. 5.12 zu erkennen, in der die Differenz zwischen generiertem und rekonstruiertem Auftreffort $x_{\mathrm{HMC}} - x_{\mathrm{rek}}$ gegenüber dem generierten Auftreffort x_{HMC} gezeigt ist. An der Kristallgrenze zwischen rechter und mittlerer Spalte beträgt die

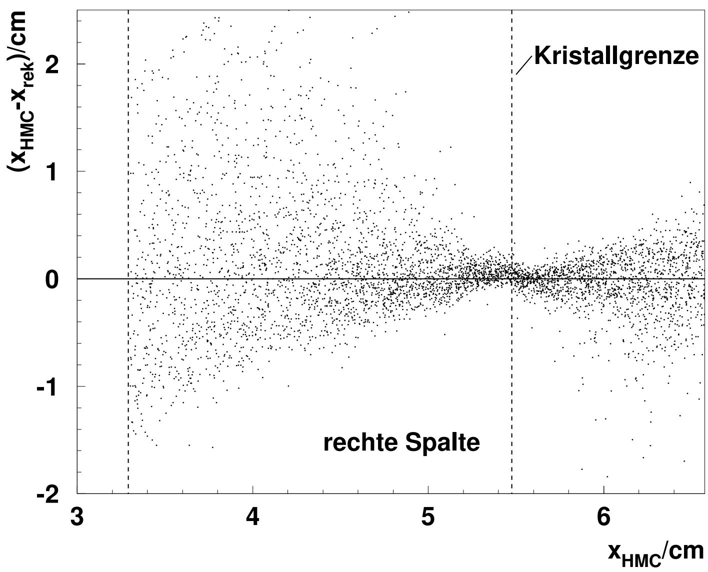

Abbildung 5.12: Differenz zwischen generiertem (x_{HMC}) und rekonstruiertem Auftreffort (x_{rek}) in Abhängigkeit vom generierten Auftreffort x_{HMC}.

Ortsauflösung 0,7 mm, am Rand wächst sie bis auf 12 mm an. Die Differenz ist asymmetrisch verteilt. Für Ereignisse in der rechten Spalte ist $x_{\mathrm{HMC}} - x_{\mathrm{rek}}$ häufiger positiv und die positiven Abweichungen sind vom Betrag her größer als die negativen. Die Teilchen werden also im Mittel systematisch zu weit weg von der Kristallgrenze zwischen den beiden Kalorimeterspalten rekonstruiert.

5.6 Rekonstruktion der Strahlposition

Mit Hilfe der Rekonstruktionsfunktion η läßt sich jedem registrierten Treffer in einem der beiden Kalorimeter ein Auftreffort zuordnen. Um diese Methode zu testen, wurden simulierte Ereignisse gleichmäßig über die Frontfläche eines Kalorimeters verteilt und anschließend deren Auftreffort rekonstruiert. Man erwartet, wieder eine gleichmäßige Verteilung der Ereignisse zu erhalten. Abb. 5.13 zeigt die Verteilungen der rekonstruierten Auftrefforte von gleichmäßig über das linke Kalorimeter verteilten Ereignissen. Die Positionen wurden dabei mit unterschiedlichen Asymmetriefunktionen rekonstruiert.

Teilbild (c) wurde mit den Standardwerten des HMC für die Parameter A und B rekonstruiert. Zum Vergleich dazu wurden die Orte in Teilbild (d) mit einer zu steilen Funktion rekonstruiert, so daß die Ereignisse extrem an den Kristallgrenzen angehäuft werden. Teilbild (a) zeigt das Ergebnis einer Simulation unter Verwendung der Parameter aus der Teststrahlmessung. Hierbei erhält man eine verstärkte Ausdünnung der Ereignisse am Rand des Kalorimeters. In Teilbild (b) wurde schließlich eine etwas flachere Rekonstruktionsfunktion gewählt als die Simulation ergibt. Die Ereignisse wirken hier gleichmäßiger verteilt. Bei allen Ergebnissen bei denen die Ortsrekonstruktionsfunktion benutzt wird, muß deshalb untersucht werden, wie sensitiv diese Ergebnisse gegenüber Änderungen der Rekonstruktionsfunktion sind. Allen vier Teilbildern ist die schlechte Rekonstruktion am Rand des Kalorimeters gemein. Die Ereignisse dort sind zum Teil außerhalb des Kalorimeters rekonstruiert worden. Dies liegt daran, daß man nicht die Kristallgrenze, die am nächsten zum Auftreffort liegt, zum Rekonstruieren benutzen kann, d.h. mit der dort angrenzende Spalte (Reihe) die Asymmetrie berechnen kann, da sich dort der Kalorimeterrand befindet. Man muß die weit entfernte Spalte (Reihe) benutzen, so daß man Bereiche der Rekonstruktionsfunktion benutzt, in denen diese sehr flach ist (vgl. Abb. 5.10). Wie im vorangehenden Abschnitt 5.5 beschrieben, wird dort die Ortsauflösung schlechter und die Positionen werden im Mittel zu weit weg von der Grenze zwischen den Spalten (Reihen) rekonstruiert.

Um nun aus den rekonstruierten Auftrefforten der Teilchen die Position des Strahls am Luminositätsmonitor zu bestimmen, benutzt man folgende Methode: Die Auftrefforte der koinzidenten Teilchen eines Ereignisses werden mit einer Linie verbunden, falls diese auf der Frontfläche der Kalorimeter liegen. Alle diese Linien schneiden sich im Idealfall in einem Punkt; dem Ort des Strahls am Luminositätsmonitor. Da die Schauerentwicklung und –detektion statistischen Schwankungen unterliegt, sind auch diese Schnittpunkte statistisch verteilt.

Abb. 5.14 zeigt die mit Linien verbundenen Auftrefforte mehrerer koinzidenter Ereignisse. Von jeder Verbindungslinie wird der Schnittpunkt mit den nächsten 100 Ver-

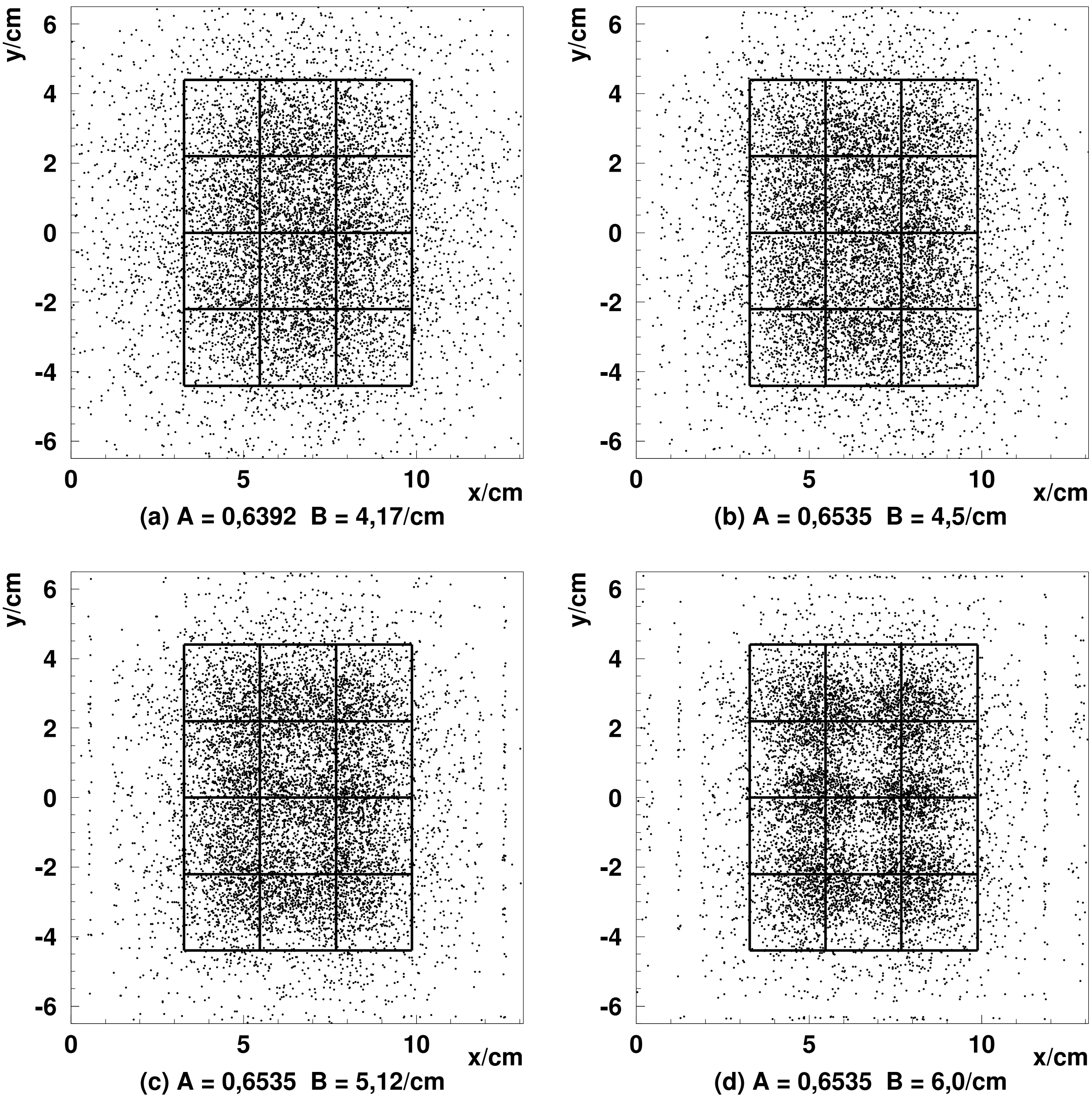

Abbildung 5.13: Rekonstruierte Auftreffpunkte einer Simulation, bei denen über die Frontfläche eines Kalorimeters gleichmäßig Elektronen verteilt wurden. Die vier Teilbilder entsprechen der Ortsrekonstruktion mit verschiedenen Parametern der Funktion $\eta(x) = \mathrm{A} \cdot \arctan(\mathrm{B} \cdot x)$.

bindungslinien bestimmt, um dann aus allen Schnittpunkten deren Mittelwert zu bestimmen. Bei der Berechnung des statistischen Fehlers wird die Mehrfachzählung der Ereignisse berücksichtigt. In Abb. 5.15 ist die normierte Anzahl der Schnittpunkte als gestrichelte Kurve aufgetragen. Die Flanken dieser Kurve sind breiter als bei einem Gaußprofil, was zu einer ungenauen Bestimmung des Mittelwerts führt. Die Genauigkeit des Mittelwerts kann vergrößert werden, wenn zur Berechnung des Schnittpunktes nur Geraden herangezogen werden, deren Steigungsdifferenz in einem ge-

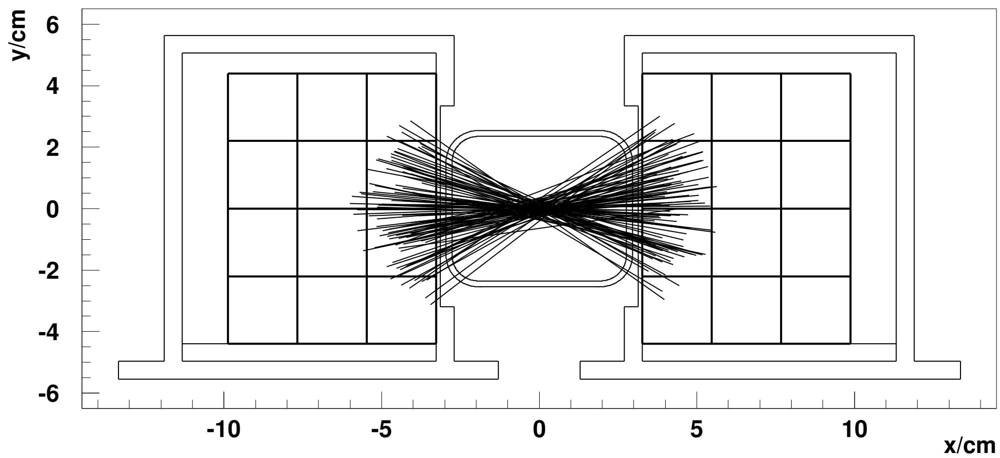

Abbildung 5.14: Verbindungslinien mehrerer koinzidenter Ereignisse. Im Idealfall schneiden sich alle Linien im Ort des Strahls am Luminositätsmonitor schneiden.

wissen Bereich liegt. Haben zwei Geraden eine ähnliche Steigung, so verändert sich deren Schnittpunkt stark, wenn die Endpunkte nur leicht variieren. Schnittpunkte solcher Geradenpaare fluktuieren also stärker und bevölkern die Flanken der Verteilung. Einen großen Steigungsunterschied hingegen können nur Geraden haben, deren Endpunkte in den oberen und unteren Ecken des Auftreffbereiches nahe am Kalorimeterrand liegen. Dort ist die Ortsauflösung jedoch am schlechtesten und die rekonstruierten Endpunkte variieren besonders stark. Deshalb nähert sich die Schnittpunktsverteilung einem Gaußprofil an, wenn die Steigungsdifferenz beschränkt wird. Eine Beschränkung $0{,}3 < \Delta a < 0{,}7$ hat sich als praktikabel erwiesen. Abb. 5.15 zeigt als durchgezogene Kurve die beschränkte Schnittpunktsverteilung.

Mit dieser Methode läßt sich die Position des Strahls am Luminositätsmonitor ermitteln. Zum Vergleich dazu kann die Position am Luminositätsmonitor aus der eingestellten Position und Neigung des Strahls am Wechselwirkungspunkt berechnet werden[ii],

$$x_{\mathrm{LUMI}} = x_{\mathrm{WWP}} + \theta_x \cdot 7210\,\mathrm{mm}\ , \tag{5.12}$$

$$y_{\mathrm{LUMI}} = y_{\mathrm{WWP}} + \theta_y \cdot 7210\,\mathrm{mm}\ , \tag{5.13}$$

wobei die Distanz zum Luminositätsmonitor 7210 mm beträgt. Zum Test dieser Methode wurden Simulationen mit verschiedenen Einstellungen von jeweils einem der vier Strahlparameter, x_{WWP}, y_{WWP}, θ_x und θ_y, durchgeführt. In Abb. 5.16 werden die rekonstruierten mit den eingestellten Positionen verglichen.

Verändert man einen der beiden horizontalen Parameter (θ_x oder x_{WWP}), dann wird der Bereich, den die Teilchen treffen, immer mehr auf den Rand eines der beiden Kalorimeter beschränkt. Dort ist die Ortsauflösung schlechter und die Teilchen werden

[ii] Aufgrund der geringen Strahlneigung im Bereich einiger 100 μrad wird im Folgenden die Näherung $\theta \approx \tan\theta$ benutzt.

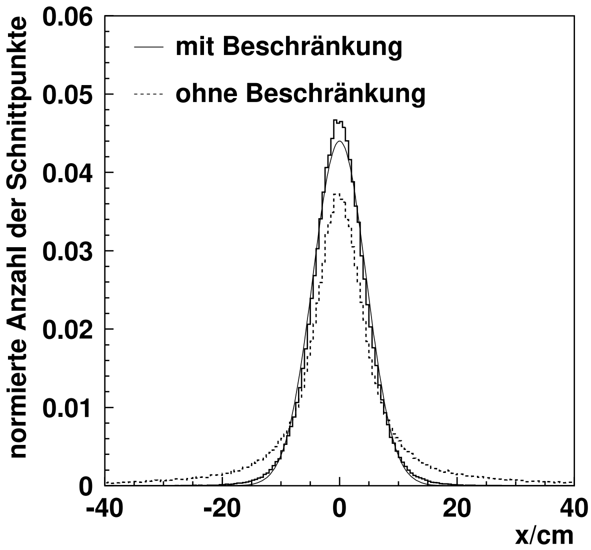

Abbildung 5.15: Verteilung der Schnittpunkte von jeweils zwei Geraden, die die rekonstruierten Auftrefforte der beiden koinzidenten Teilchen eines Ereignisses verbinden. Beschränkt man die Steigungsunterschiede der beiden Geraden nicht (gestrichelte Kurve), weicht die Verteilung stärker von einem Gaußprofil ab, als mit einer Beschränkung (durchgezogene Linie).

im Mittel zu nahe am Rand rekonstruiert. Folglich sind die rekonstruierten Positionen systematisch größer als die eingestellten Werte. Die Abweichung wächst mit größeren eingestellten Werten, weshalb ein zusätzlicher quadratischer Term den Zusammenhang zwischen eingestellter und rekonstruierter Position am Luminositätsmonitor besser beschreibt als eine rein lineare Funktion:

$$x_{\mathrm{rek}} = a + b \cdot x_{\mathrm{LUMI}} + c \cdot x^2_{\mathrm{LUMI}} \, . \tag{5.14}$$

Die angepaßten Parameter von Gl. (5.15) und (5.14) für die Änderung der vier Strahlparameter sind in Tabelle 5.2 aufgelistet.

Die vertikalen rekonstruierten Positionen y_{rek} steigen in Abhängigkeit von der eingestellten Position am Luminositätsmonitor y_{LUMI} linear an:

$$y_{\mathrm{rek}} = a + b \cdot y_{\mathrm{LUMI}} \, . \tag{5.15}$$

Für den eingestellten Wert $y_{\mathrm{LUMI}} = y_{\mathrm{WWP}} = 4{,}5\,\mathrm{mm}$ wird eine zu kleine Position rekonstruiert, da dort das Material der Targetspeicherzelle, welche bei $y = 4{,}9\,\mathrm{mm}$ beginnt, die Messung beeinflußt.

Möchte man die zentrale Strahllage ermitteln, bei der der Strahl symmetrisch zwischen den beiden Kalorimetern hindurch geführt wird, muß aus den angepaßten Funktionen $x_{\mathrm{rek}}(x_{\mathrm{LUMI}})$ $[y_{\mathrm{rek}}(y_{\mathrm{LUMI}})]$ der Wert für $x_{\mathrm{rek}} = 0$ $[y_{\mathrm{rek}} = 0]$ ermittelt werden. Da die Kalorimeter symmetrisch um das Strahlrohr angeordnet sind, erwartet man $x^0_{\mathrm{LUMI}} = y^0_{\mathrm{LUMI}} = 0$, und damit a aus (5.14) und (5.15) zu Null. Die so ermittelten Werte

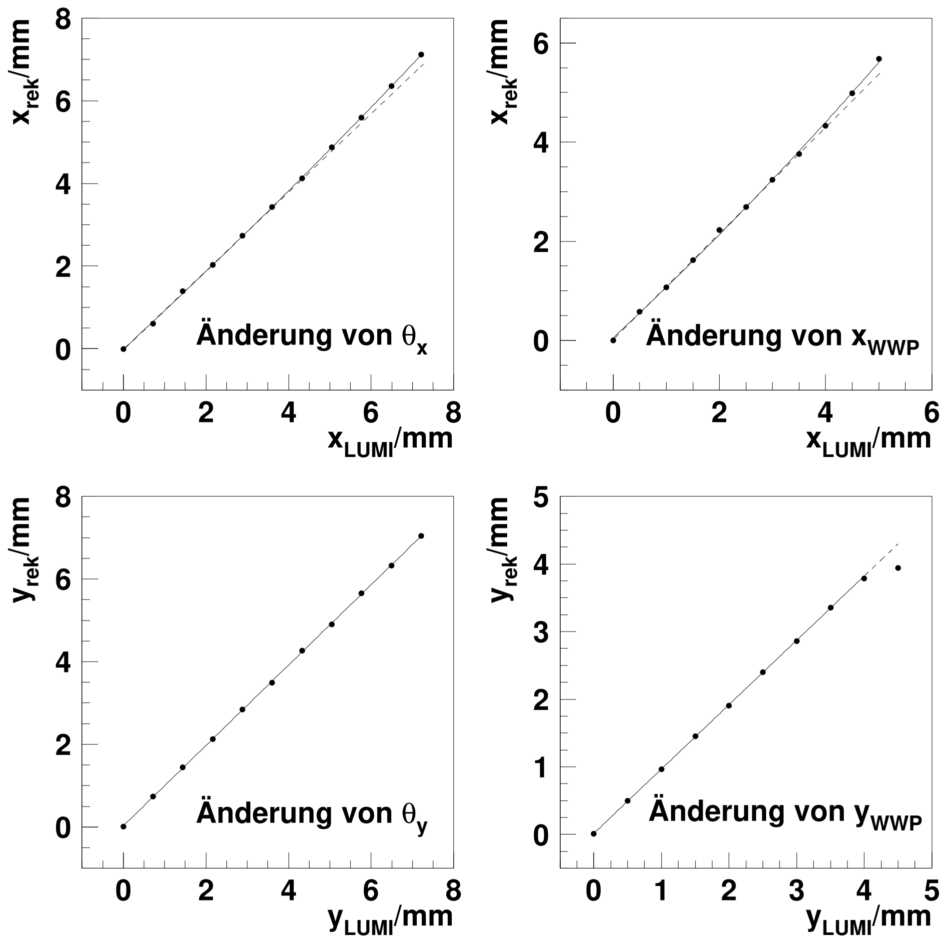

Abbildung 5.16: Zusammenhang zwischen vorgegebenen und rekonstruierten Positionen am Luminositätsmonitor. Die durchgezogenen Kurven stellen Anpassungen quadratischer (linearer) Funktionen an die Simulationswerte für die Änderung der horizontalen (vertikalen) Strahlparameter dar.

sind ebenfalls in Tabelle 5.2 zu finden; die Abweichungen von den erwarteten Werten liegen im Bereich weniger 0,01 mm. Die Fehlerberechnung wurde in problemangepaßten Koordinaten durchgeführt, um die Kovarianz der angenäherten Funktionen zu berücksichtigen.

Um den systematischen Fehler aufgrund einer veränderten Ortsrekonstruktionsfunktion abzuschätzen, wurde die Methode der zentralen Strahlpositionsbestimmung am Luminositätsmonitor für unterschiedliche Rekonstruktionsfunktionen durchgeführt. Dafür wurden die beiden Parameter A und B verändert und erneut x^0_{LUMI} und y^0_{LUMI} bestimmt. Werden die Werte aus den Teststrahldaten benutzt ($A = 6{,}392$, $B = 4{,}17/\mathrm{cm}$), ist die Funktion flacher und die rekonstruierten Orte fluktuieren stärker. Deshalb vergrößert sich der statistische Fehler. Da sich bei Änderung der vertikalen Parameter die Trefferbereiche auf beiden Kalorimetern gleichsinnig verschieben, ist die Beeinflussung durch eine veränderte Asymmetriefunktion nicht so stark wie im

Tabelle 5.2: Parameter der angenäherten Polynome und die daraus resultierenden Werte x^0_{LUMI} (y^0_{LUMI}) für $x_{\mathrm{rek}} = 0$ ($y_{\mathrm{rek}} = 0$).

	θ_x–Änderung	x_{WWP}–Änderung
a/mm	$-0{,}01 \pm 0{,}04$	$0{,}05 \pm 0{,}04$
b	$0{,}92 \pm 0{,}02$	$0{,}99 \pm 0{,}03$
$c \cdot$ mm	$0{,}009 \pm 0{,}003$	$0{,}023 \pm 0{,}007$
x^0_{LUMI}/mm	$0{,}02 \pm 0{,}05$	$-0{,}06 \pm 0{,}07$
	θ_y–Änderung	y_{WWP}–Änderung
a/mm	$0{,}03 \pm 0{,}01$	$0{,}02 \pm 0{,}01$
b	$0{,}973 \pm 0{,}002$	$0{,}951 \pm 0{,}005$
y^0_{LUMI}/mm	$-0{,}026 \pm 0{,}009$	$-0{,}02 \pm 0{,}01$

horizontalen Fall. Hierbei wächst der statistische Fehler bis auf 0,6 mm an. Die rekonstruierten Positionen am Luminositätsmonitor haben nun einen so großen statistischen Fehler, daß der Koeffizient des quadratischen Terms einen mit Null verträglichen Wert besitzt. Somit wäre es möglich, bei einer Datenauswertung zu erkennen, ob die Rekonstruktionsfunktion schlecht gewählt ist. Zusätzlich wurde mit einer zu steilen Asymmetriefunktion rekonstruiert ($B = 6{,}0$/cm) und der Grenzwert erhöht ($A = 0{,}7$). Diese Änderungen haben einen geringeren Einfluß auf die erhaltenen Ergebnisse als bei Benutzung der Teststrahlwerte.

In vertikaler Richtung sind die statistischen Fehler bedeutend kleiner. Hier spielen die Abweichungen vom erwarteten Wert eine größere Rolle, die bei Strahlneigungs– und Positionsänderung zusammen maximal 0,05 mm betragen. Weiterhin liegt ein Großteil der Ereignisse auf der Grenze zwischen den oberen und unteren sechs Kristallen. Dort ist jedoch die Ortsauflösung am besten, so daß der systematische Fehler in vertikaler Richtung bedeutend geringer als in horizontaler Richtung ist.

5.7 Energiedeposition bei unterschiedlichen Strahlparametern

Bei einer Änderung der Strahlparameter am Wechselwirkungspunkt ändern sich die Winkel, unter denen die Frontflächen der Kalorimeter erscheinen, und damit auch die Energiespektren der Teilchen, die auf das Kalorimeter treffen. Folglich variiert auch die mittlere deponierte Energie in den Kalorimetern. Dies kann ausgenutzt werden, um die Position des Strahls am Ort des Luminositätsmonitors zu ermitteln.

In Abb. 5.17 ist die relative Energiedeposition im linken und im rechten Kalorimeter in Abhängigkeit von der resultierenden horizontalen Strahlposition x_{LUMI} gezeigt. Geschlossene Symbole ($\blacktriangle, \bullet$) stehen für den deponierten Energiebruchteil im linken Kalorimeter, offene ($\triangle, \circ$) für den im rechten. Um einen direkten Vergleich der relativen Energiedepositionen bei Veränderung von Strahlposition und –neigung zu ermöglichen, wurde in beiden Fällen die resultierende Strahlposition am Ort des Luminositätsmonitors berechnet und die deponierten Energien gegen diese Größe aufgetragen. Die Kalorimeterantworten lassen sich für beide Parameteränderungen mit Polynomen zweiter Ordnung annähern:

$$\frac{E_i}{E_{\text{gesamt}}} = a_i + b_i \cdot x_{\text{LUMI}} + c_i \cdot x^2_{\text{LUMI}} \qquad \text{mit } i = \text{links}, \text{rechts}\,. \tag{5.16}$$

Die unterschiedliche Winkel– und damit Energieselektion bei Positions– oder Strahlneigungsänderung hat unterschiedliche Krümmungen der Kurven zur Folge. Die Unterschiede sind jedoch so gering, daß bis zu einer Änderung von 4 mm nicht getrennt werden kann, ob die Position am Luminositätsmonitor durch eine Verschiebung des Wechselwirkungspunkts oder einer Neigung des Strahls zustande gekommen ist.

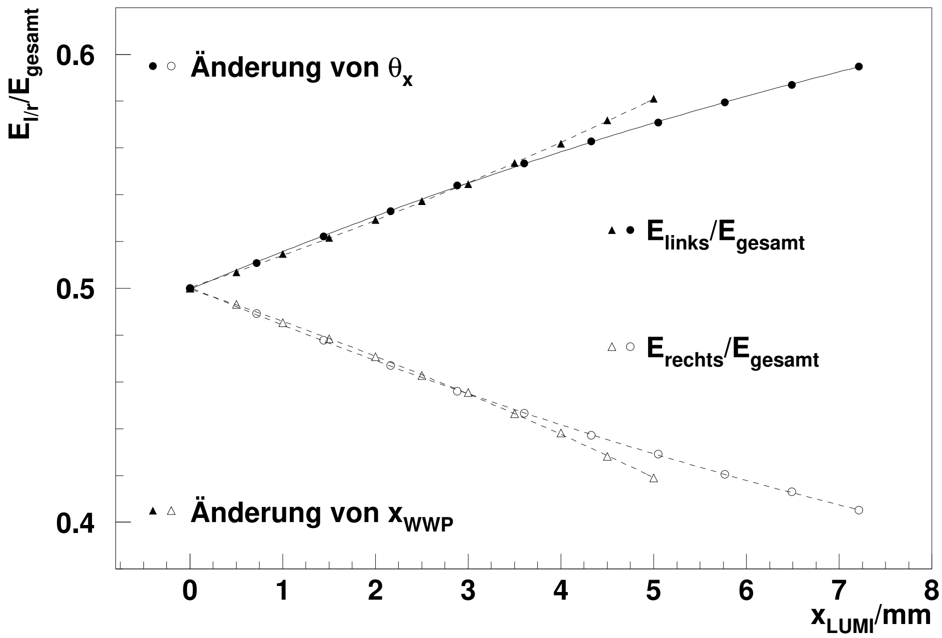

Abbildung 5.17: Änderung der relativen Energiedeposition im rechten und linken Kalorimeter bei Variation der horizontalen Strahlparameter.

Um die zentrale Strahlposition x^0_{LUMI} zu erhalten, bei der der Strahl symmetrisch zwischen den beiden Kalorimetern hindurch geführt wird, muß der Schnittpunkt der beiden Kurven ermittelt werden. In diesem Fall wird in beiden Kalorimetern die Hälfte der Gesamtenergie deponiert:

$$\frac{E_{\text{links}}}{E_{\text{gesamt}}}(x^0_{\text{LUMI}}) \quad = \quad \frac{E_{\text{rechts}}}{E_{\text{gesamt}}}(x^0_{\text{LUMI}}) \quad = \quad 0{,}5\,. \tag{5.17}$$

In Tabelle 5.3 sind die angepaßten Parameter der Polynome und die daraus erhaltenen Schnittpunkte aufgelistet. Der erwartete Schnittpunkt $x^0_{\text{LUMI}} = 0$ wird mit einem maximalen statistischen Fehler von 0,04 mm reproduziert.

In vertikaler Richtung existieren keine räumlich getrennten Kalorimeter ober– und unterhalb des Strahlrohrs. In diesem Fall kann man aber die zwölf oberen und die zwölf unteren Kristalle zusammenfassen. Hierbei werden die deponierten Energien in den

Tabelle 5.3: Parameter der angepaßten Kurven der relativen Energiedeposition für die separate Änderung aller vier Strahlparameter mit den daraus resultierenden Positionen am Ort des Luminositätsmonitors für die zentrale Strahllage (x^0_{LUMI}, y^0_{LUMI}).

	θ_x–Änderung	x_{WWP}–Änderung
a_{links}	$0{,}4996 \pm 0{,}0002$	$0{,}5008 \pm 0{,}0004$
b_{links}/mm	$0{,}0166 \pm 0{,}0001$	$0{,}0128 \pm 0{,}0003$
c_{links}/mm^2	$-0{,}00047 \pm 0{,}00002$	$0{,}00065 \pm 0{,}00005$
a_{rechts}	$0{,}5004 \pm 0{,}0002$	$0{,}4992 \pm 0{,}0004$
b_{rechts}/mm	$-0{,}0166 \pm 0{,}0002$	$-0{,}0128 \pm 0{,}0003$
c_{rechts}/mm^2	$0{,}00047 \pm 0{,}00002$	$-0{,}00065 \pm 0{,}00005$
x^0_{LUMI}/mm	$0{,}03 \pm 0{,}03$	$0{,}03 \pm 0{,}04$
	θ_y–Änderung	y_{WWP}–Änderung
a_{oben}	$0{,}4998 \pm 0{,}0004$	$0{,}5001 \pm 0{,}0004$
b_{oben}/mm	$0{,}0187 \pm 0{,}0003$	$0{,}0164 \pm 0{,}0005$
c_{oben}/mm^2	$0{,}00050 \pm 0{,}00005$	$0{,}0014 \pm 0{,}0002$
a_{unten}	$0{,}5002 \pm 0{,}0004$	$0{,}4999 \pm 0{,}0004$
b_{unten}/mm	$-0{,}0187 \pm 0{,}0004$	$-0{,}0164 \pm 0{,}0006$
c_{unten}/mm^2	$-0{,}00050 \pm 0{,}00006$	$-0{,}0014 \pm 0{,}0002$
y^0_{LUMI}/mm	$0{,}0 \pm 0{,}08$	$-0{,}01 \pm 0{,}08$

sechs oberen Kristallen des linken Kalorimeters mit denen des rechten Kalorimeters aufaddiert und in Relation zur gesamten deponierten Energie gesetzt. Ebenso verfährt man mit den unteren Kristallen.

Abb. 5.18 zeigt die erhaltenen relativen Energiedepositionen, wenn man den vertikalen Ort des Strahls am Luminositätsmonitor durch Veränderung des Wechselwirkungspunkts oder der Strahlneigung verschiebt. Auch hier lassen sich die ermittelten Werte mit Polynomen zweiter Ordnung anpassen:

$$\frac{E_i}{E_{\mathrm{gesamt}}} = a_i + b_i \cdot y_{\mathrm{LUMI}} + c_i \cdot y^2_{\mathrm{LUMI}} \qquad \text{mit } i = \text{oben}, \text{unten}\,. \tag{5.18}$$

Für die Veränderung der vertikalen Parameter sind die Kurven fast identisch und lassen damit auch hier keine Unterscheidung zwischen den beiden eingestellten Parametern Strahlneigung und Position am Wechselwirkungspunkt zu. Das unterschiedliche Verhalten bei der Veränderung der vertikalen und der horizontalen Parameter läßt sich auf den unterschiedlichen symmetrischen Aufbau der Kalorimeter in horizontaler und in vertikaler Richtung zurückführen.

Die Position der zentralen Strahllage läßt sich wieder durch Schnittpunktbildung ermitteln:

$$\frac{E_{\mathrm{oben}}}{E_{\mathrm{gesamt}}}(y^0_{\mathrm{LUMI}}) \;=\; \frac{E_{\mathrm{unten}}}{E_{\mathrm{gesamt}}}(y^0_{\mathrm{LUMI}}) \;=\; 0{,}5\,. \tag{5.19}$$

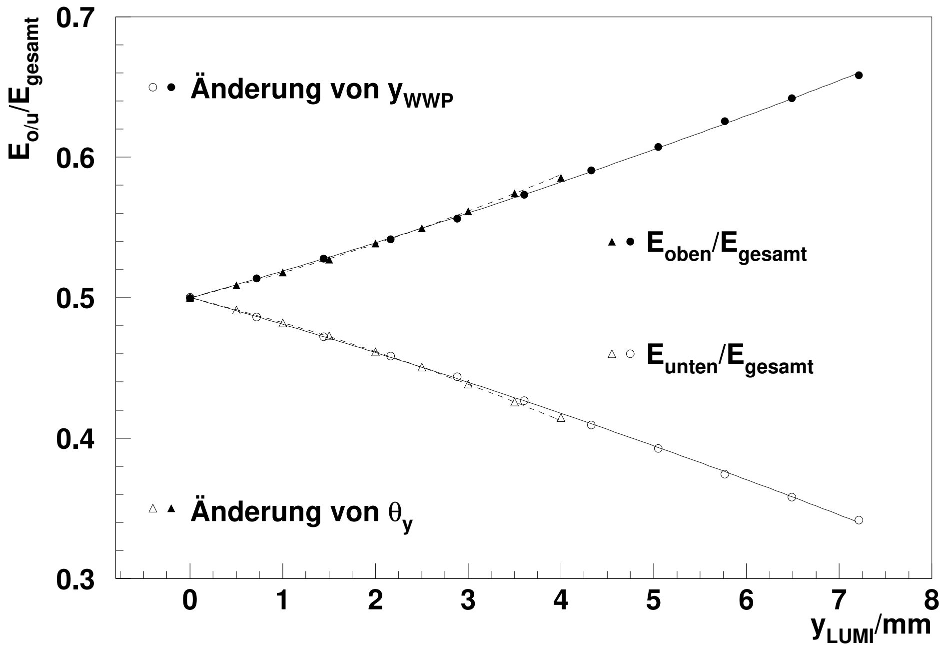

Abbildung 5.18: Änderung der relativen Energiedeposition in den oberen und in den unteren zwölf Kristallen für die Änderung der vertikalen Strahlparameter.

Parameter und Schnittpunkte der angenäherten Polynome für den Fall der Variation der vertikalen Parameter sind ebenfalls in Tabelle 5.3 zu finden. Auch hier ergibt sich der erwartete Wert $y^0_{\mathrm{LUMI}} = 0$ jedoch mit einem maximalen statistischen Fehler von 0,08 mm.

5.8 Abhängigkeit des Akzeptanzbereichs von den Strahlparametern

Um das Verhalten des beobachteten physikalischen Wirkungsquerschnitts σ_{AK} und damit des Akzeptanzbereichs von den Strahlparametern zu untersuchen, wurden Simulationen für verschiedene Einstellungen der vier Parameter Position und Neigung in horizontaler und vertikaler Richtung durchgeführt. Um einen Vergleich der Ergebnisse für die Veränderung der Strahlposition und –neigung am Wechselwirkungspunkt in einer Richtung zu ermöglichen, wurde für jede Einstellung die resultierende Strahlposition am Luminositätsmonitor x_{LUMI} (y_{LUMI}) bestimmt.

Im oberen Diagramm in Abb. 5.19 sind die mit dem HMC ermittelten effektiven Wirkungsquerschnitte für verschiedene horizontale Strahleinstellungen abgebildet. Das untere Teilbild zeigt die Abhängigkeit des effektiven Wirkungsquerschnitts von den vertikalen Parametern.

Wie man in diesen Diagrammen erkennen kann, erhält man für identische Strahlpositionen am Ort des Luminositätsmonitors unterschiedliche Werte für den Wirkungsquerschnitt, je nachdem, ob die Position oder die Neigung des Strahls am Wechselwirkungspunkt verändert wurde. In beiden Richtungen ist die Sensitivität des effektiven

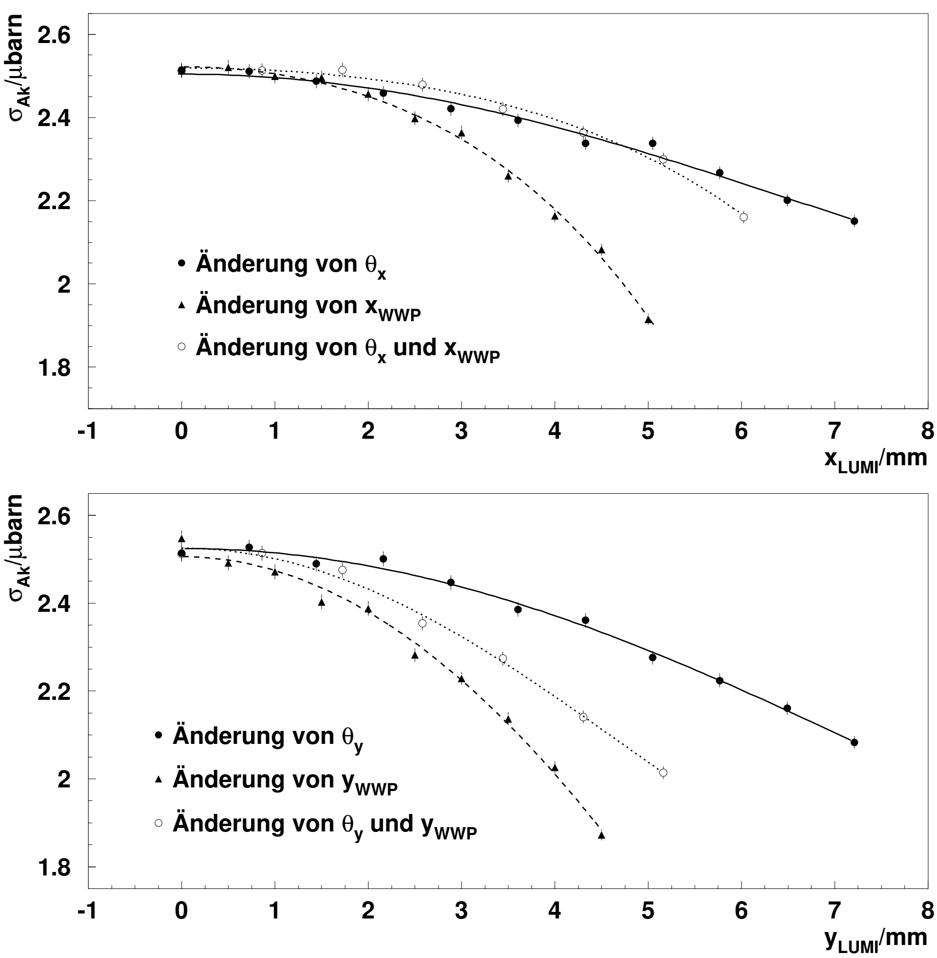

Abbildung 5.19: Änderung des effektiven Wirkungsquerschnitts bei Änderungen der horizontalen Parameter θ_x und x_{WWP} (oben) und der vertikalen Parameter θ_y und y_{WWP} (unten).

Wirkungsquerschnitts auf Änderung der Strahlneigung am geringsten. Umgekehrt ergeben sich bei Verschiebung des Wechselwirkungspunktes die stärksten Änderungen des Wertes von σ_{AK}. Bei gleichzeitiger Änderung beider Strahlparameter beobachtet man effektive Wirkungsquerschnitte, die bis auf statistische Abweichungen, zwischen den begrenzenden Kurven für die Änderungen von θ_x (θ_y) und x_{WWP} (y_{WWP}) liegen.

Für eine Akzeptanzkorrektur ist daher also die Kenntnis beider Strahlparameter erforderlich, der resultierende Ort des Strahls am Luminositätsmonitor alleine genügt nicht. Jedoch kann nur letztere Größe aus den Daten koinzidenter Ereignisse extrahiert werden (siehe Abschnitte 5.6 und 5.7). Es muß folglich eine Möglichkeit zur Bestimmung der Strahlposition und Neigung am Wechselwirkungspunkt unabhängig vom Luminositätsmonitor gegeben sein.

5.9 Simulation des geometrischen Akzeptanzbereichs

Um den Bereich der Auftrefforte koinzidenter Ereignisse auf den Kalorimetern bei unterschiedlichen Strahleinstellungen zu untersuchen, wurde eine vereinfachte Simulation benutzt. In dieser erfolgt die Generierung der Teilchen identisch zum vollständigen HMC. Die Vereinfachung liegt darin, die Spuren nicht zu verfolgen und auch keine Schauer in den Kalorimetern zu simulieren. Stattdessen wird aus den generierten Winkeln ermittelt, ob die Teilchen die Kalorimeter des Luminositätsmonitors treffen. Bei Erreichen eines Kalorimeters wird für jedes Teilchen ein Energieverlust ermittelt, der sich durch die Schauerverluste am Rand der Kalorimeter, die Transmission der Kristalle und die Quanteneffizienz der Photomultiplier ergibt. Um die Transmission und die Quanteneffizienz anzunähern, werden die generierten Energien mit einem abschwächenden Faktor multipliziert, der sich aus der mittleren detektierten Gesamtenergie in dem HMC im Vergleich zur Strahlenergie ergibt. Die Schauerverluste am Rand werden durch eine ortsabhängige Funktion beschrieben, die aus den HMC–Ergebnissen ermittelt wurde (siehe Abb. 5.9). Die Verteilung der Schauerverluste hat an jedem Ort eine energieabhängige Breite. In der vereinfachten Simulation wurde diese Breite unabhängig von der Energie durch die nur noch ortsabhängigen Werte von HMC–Ergebnissen für 10 GeV approximiert.

Die starke Vereinfachung hat zur Folge, daß die Ergebnisse zwischen den beiden unterschiedlichen Simulationen voneinander abweichen. In Abb. 5.20 sind die mit vollständiger und geometrischer Simulation ermittelten effektiven Wirkungsquerschnitte miteinander verglichen. Trotz Abweichungen der Absolutwerte bis zu 12% ist das Verhalten beider Simulationen dennoch ähnlich. Der effektive Wirkungsquerschnitt sinkt bei zunehmender Strahlneigung und zwar im vertikalen Fall stärker als im horizontalen Fall.

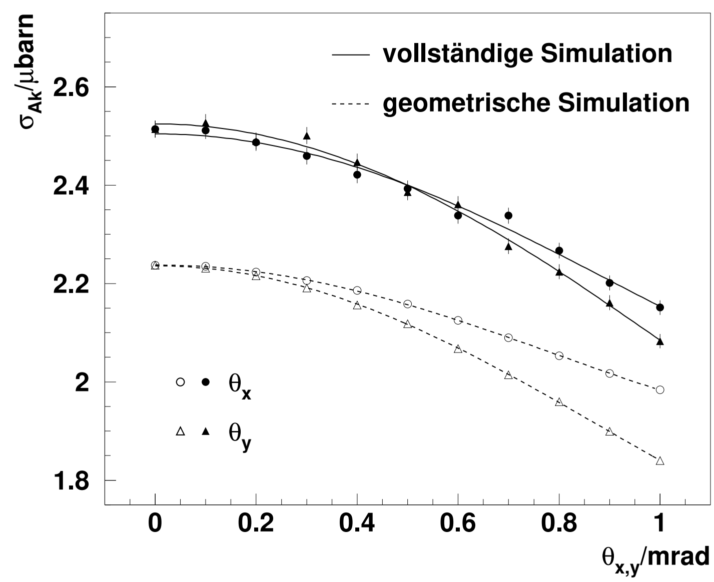

Abbildung 5.20: Vergleich von effektiven Wirkungsquerschnitten, die man aus vollständiger und vereinfachter geometrischer Simulation erhält.

Daß die aus der geometrischen Simulation ermittelten Wirkungsquerschnitte kleiner sind, ist im ersten Moment unerwartet. Die ungenaue Modellierung der Schauerverluste begünstigt, daß Ereignisse eine Energie über der Triggerschwelle von 4,5 GeV in einem der beiden Kalorimeter deponieren. Eine gezielte Untersuchung, bei der in beiden Simulationen identische Ereignisse generiert wurden, zeigt daß die größere Anzahl koinzidenter Ereignisse in dem HMC durch spezielle Fälle zustande kommt. Dabei treten die Teilchen entweder von der Seite in die Kalorimeter ein oder werden beim Aufschauern in den Kanten des HERA–Positronenstrahlrohrs nicht vollständig absorbiert, so daß sie mit einer genügend hohen Energie die Kalorimeter erreichen können. In der vereinfachten Simulation werden solche Ereignisse ausgeschlossen. Alternativ zur vollständigen Simulation gibt es in dem HMC ebenso die Möglichkeit alle Teilchen zu stoppen, die das HERA–Positronenstrahlrohr treffen, um die Schauerentwicklung in allen anderen Detektorkomponenten zu unterbinden. Eine vollständige Simulation dauert für die Einstellung $x_{\mathrm{WWP}} = y_{\mathrm{WWP}} = \theta_x = \theta_y = 0$ ca. 240mal so lange wie eine Simulation, bei der die Teilchen bei Erreichen des Strahlrohrs gestoppt werden. Bei Benutzung des Selektors kann man zwar die Dauer auf das 10fache verkürzen, diese erhöht sich aber wieder, wenn der Selektorbereich aufgrund veränderter Strahlparameter vergrößert werden muß. Die Laufzeiten der vollständigen Simulation liegen darum in unpraktikablen Bereichen, weshalb bei allen durchgeführten Simulationen die Teilchen im Strahlrohr gestoppt und so mögliche koinzidente Ereignisse unterbunden wurden. Eine Abschätzung aufgrund des Vergleichs von identischen Ereignissen in dem vollständigen HMC und in der vereinfachten geometrischen Simulation ergibt einen systematischen Fehler des absoluten Wertes für den effektiven Wirkungsquerschnitt

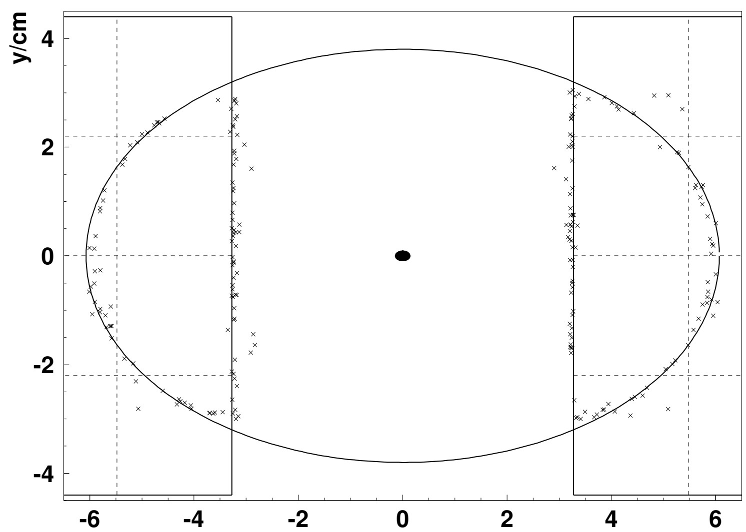

Abbildung 5.21: Auftrefforte von Ereignisse, die in der geometrischen Simulation ausgeschlossen werden. Die Orte wurden aus den generierten Winkeln berechnet. Mögliche Ablenkungen auf dem Weg zum Kalorimeter sind deshalb nicht berücksichtigt.

σ_{Ak} von 3,6%. Abb. 5.21 zeigt die Ereignisse der Untersuchung, die in der vollständigen Simulation, im Gegensatz zur geometrischen Simulation, eine Gesamtenergie oberhalb der Triggerschwelle in beiden Kalorimetern koinzident deponierten. Bei den gezeigten Ereignissen liegt mindestens ein Auftreffort der beiden Teilchen außerhalb der elliptischen Projektion der geometrischen Begrenzung durch das Strahlrohr oder außerhalb der Kalorimeterfrontflächen.

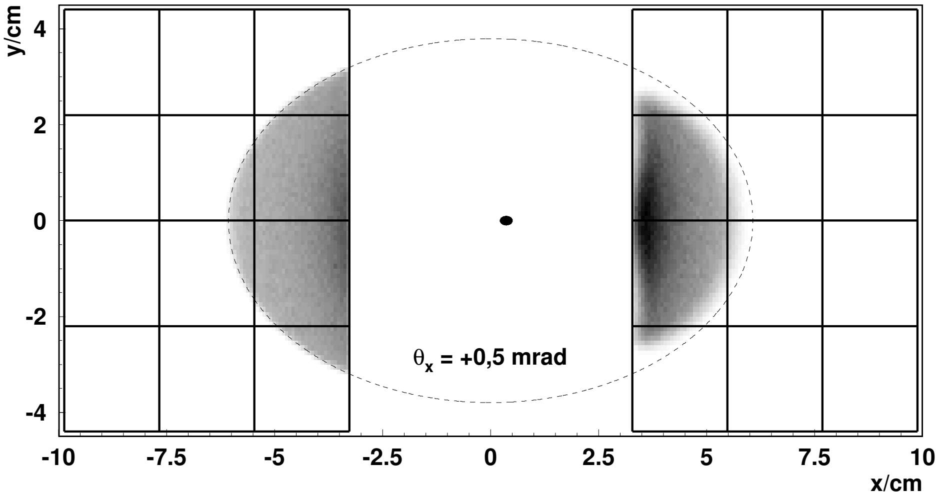

Abbildung 5.22: Geometrischer Akzeptanzbereich und Ortsverteilung koinzidenter Ereignisse bei einer horizontalen Strahlneigung von +0,5 mrad, die einer Strahlposition am Luminositätsmonitor von $x_{\mathrm{LUMI}} = +3{,}6\,\mathrm{mm}$ entspricht.

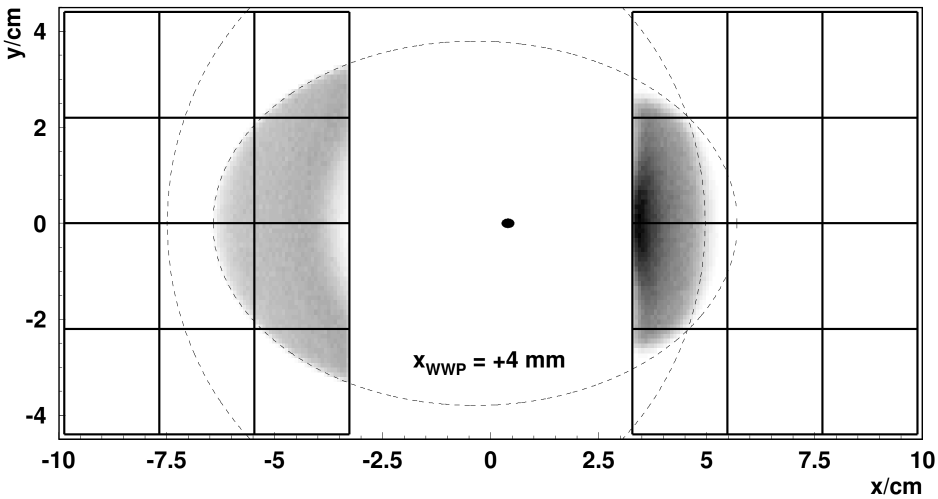

Abbildung 5.23: Geometrischer Akzeptanzbereich bei einer horizontalen Strahlposition von $+4\,\mathrm{mm}$ am Wechselwirkungspunkt.

Die vereinfachte Monte–Carlo–Simulation hat eine bedeutend kürzere Laufzeit, so daß eine Veränderung der Strahlparameter über weite Bereiche möglich ist. Um absolute beobachtete Wirkungsquerschnitte zu ermitteln, sollte sie aber nicht herangezogen werden. Mit ihr kann jedoch das qualitative Verhalten des geometrischen Akzeptanzbereichs bei Änderung der Strahlparameter untersucht werden. In den Abb. 5.22 – 5.25 sind die geometrischen Akzeptanzbereiche, also die Gebiete der Auftrefforte koinzidenter Ereignisse, für vier verschiedene Einstellungen der Strahlparameter dargestellt.

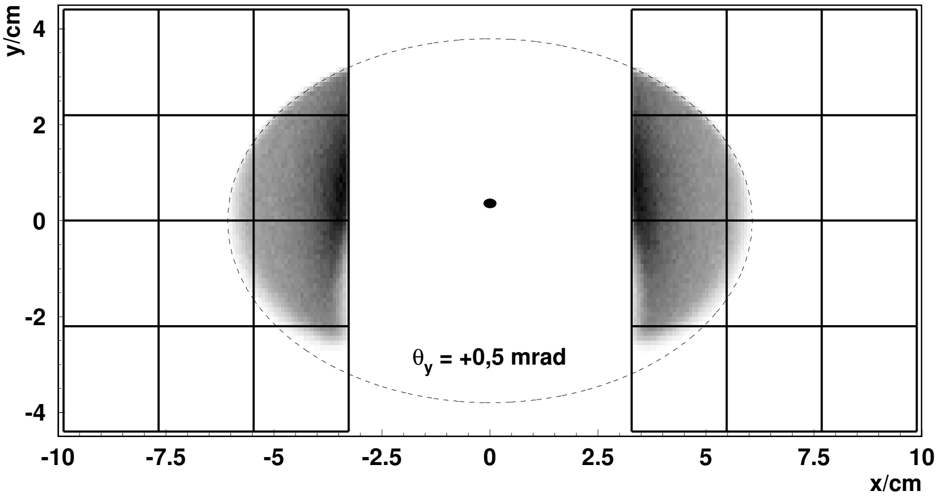

Abbildung 5.24: Geometrischer Akzeptanzbereich bei einer vertikalen Strahlneigung von +0,5 mrad. Auch hier beträgt die Abweichung der Strahlposition vom Nullpunkt am Luminositätsmonitor $y_{\mathrm{LUMI}} = +3{,}6$ mm.

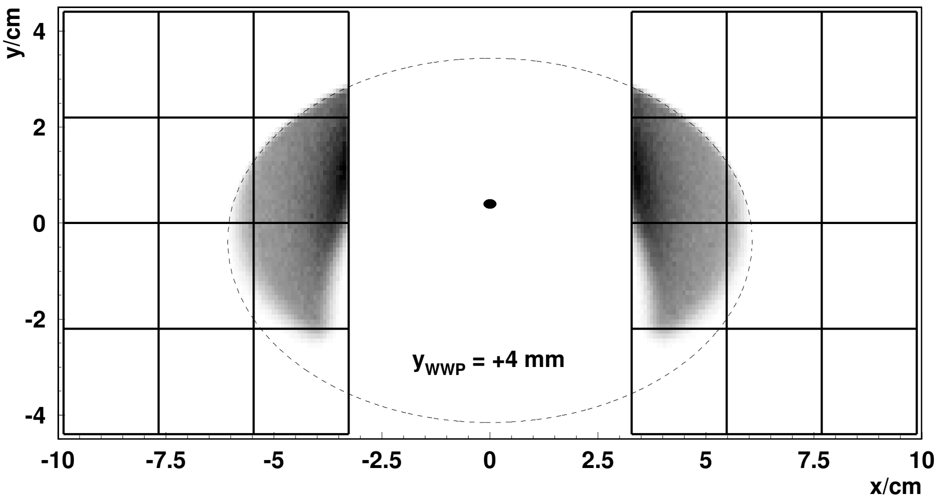

Abbildung 5.25: Geometrischer Akzeptanzbereich für eine vertikale Strahlposition von +4 mm am Wechselwirkungspunkt.

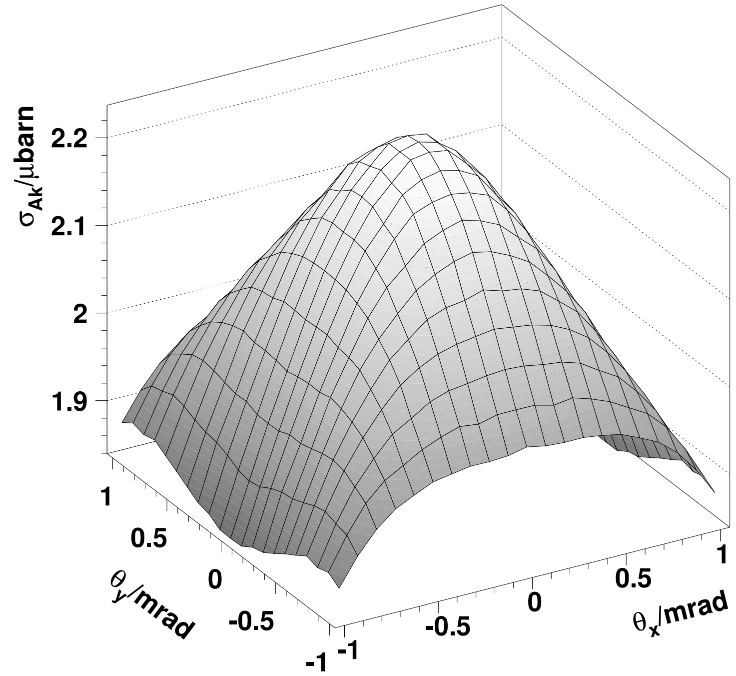

Abbildung 5.26: Änderung des effektiven Wirkungsquerschnitts bei unterschiedlichen Strahlneigungen für die Strahlposition $x_{\mathrm{WWP}} = y_{\mathrm{WWP}} = 0$.

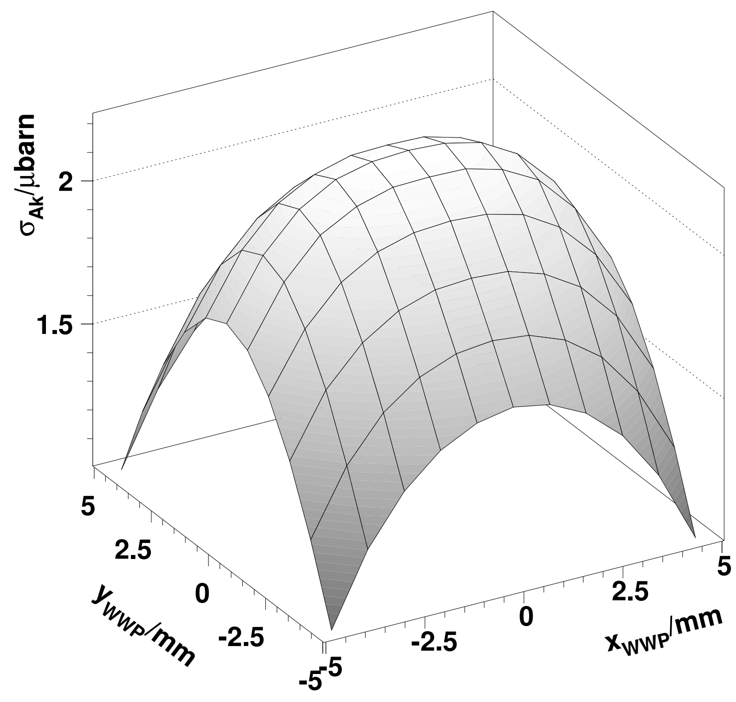

Abbildung 5.27: Änderung des effektiven Wirkungsquerschnitts bei unterschiedlichen Strahlpositionen am Wechselwirkungspunkt. Die Simulationen wurden ohne Strahlneigung durchgeführt.

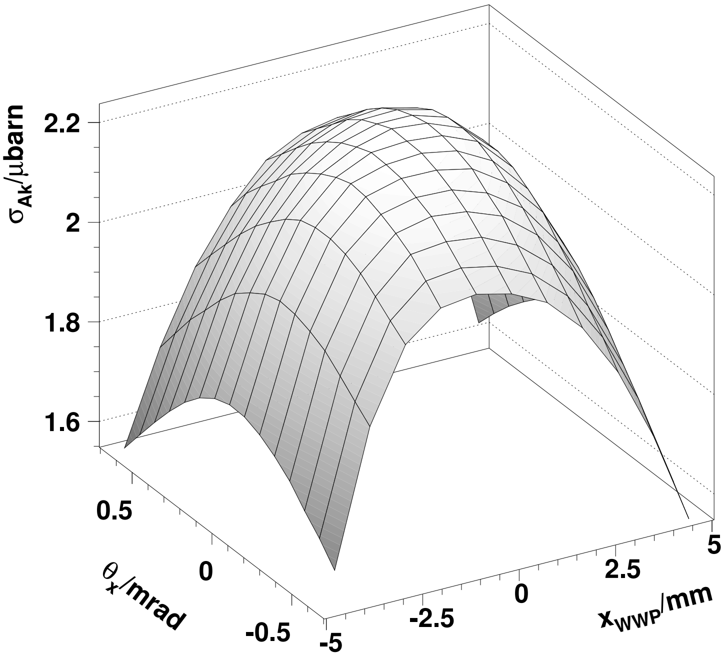

Abbildung 5.28: Änderung des effektiven Wirkungsquerschnitts für unterschiedliche horizontale Parameter. Hierbei sind die vertikalen Parameter $y_{\mathrm{WWP}} = \theta_y = 0$ gesetzt.

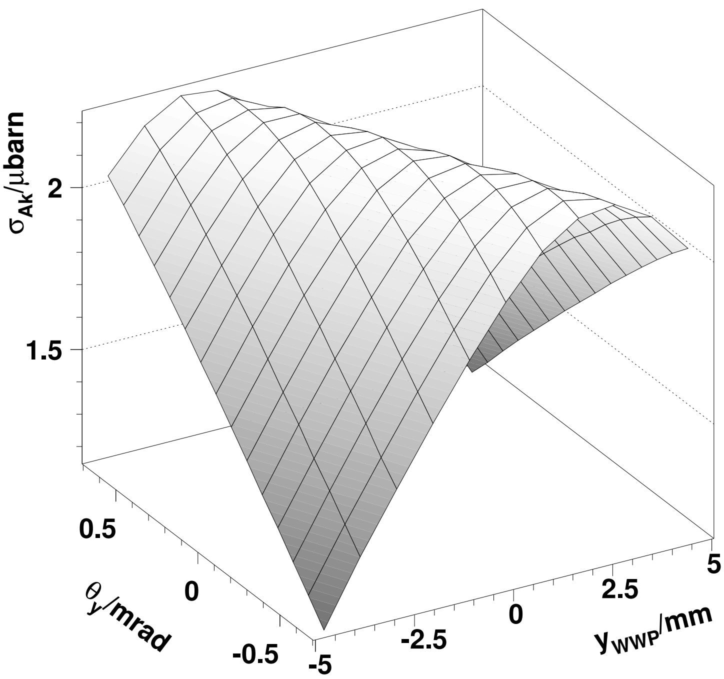

Abbildung 5.29: Änderung des Akzeptanzbereichs für unterschiedliche vertikale Parameter, wobei die horizontalen Parameter $x_{\mathrm{WWP}} = \theta_x = 0$ betragen.

In allen Abbildungen kennzeichnen die gestrichelten Linien die Projektionen der geometrischen Begrenzungen vom Wechselwirkungspunkt ($x = x_{\mathrm{WWP}}$, $y = y_{\mathrm{WWP}}$, $z = 0$) auf die Frontflächen der Kalorimeter. Die elliptische Begrenzung kommt jeweils durch ein elliptisches Stück des HERA–Positronenstrahlrohrs innerhalb der HERMES–Stahlplatte zustande. Bei einer Verschiebung der horizontalen Strahlposition übt ein rundes Strahlrohrstück vor der Stahlplatte einen zusätzlichen begrenzenden Einfluß aus (vgl. Abschnitt 3.4). Die Simulation berücksichtigt die transversale und longitudinale Verteilung der Streuvertizes, so daß es auch Ereignisse außerhalb dieser gestrichelten Begrenzungen gibt. Obwohl für die vier hier gewählten Beispiele die Strahlposition am Luminositätsmonitor jeweils für beide vertikalen und beide horizontalen Parameter ähnlich sind, unterscheidet sich die Form der geometrischen Akzeptanzbereiche stark, was zu einem unterschiedlichen effektiven Wirkungsquerschnitt führt (vgl. auch Abschnitt 5.8).

Um den Einfluß der Akzeptanzbereichsänderung auf den physikalisch beobachtbaren Wirkungsquerschnitt σ_{Ak} abschätzen zu können, wurden mit der vereinfachten Simulation Wirkungsquerschnitte ermittelt, bei denen jeweils zwei der vier Strahlparameter über große Bereiche variiert wurden. Verändert man die horizontale und vertikale Strahlneigung bei konstanter Strahlposition oder die horizontale und vertikale Strahlposition am Wechselwirkungspunkt bei konstanter Strahlneigung ergibt sich jeweils ein globales Maximum des effektiven Wirkungsquerschnitts (Abb. 5.26 und 5.27). Der effektive Wirkungsquerschnitt fällt entlang der beiden Strahlparameter monoton ab, so daß für eine beliebige konstante vertikale Strahlneigung das lokale Maximum von σ_{Ak} beim selben Wert der horizontalen Strahlneigung auftritt, an dem auch das globale Maximum liegt. Ähnliches gilt für die Variation der vertikalen Strahlneigung, sowie der Strahlpositionen entlang beider Koordinaten. Eine Variation ausschließlich der horizontalen Strahlparameter führt ebenfalls zur Beobachtung eines globalen Maximums, wie in Abb. 5.28 zu erkennen. Im Gegensatz zu den bisher behandelten Fällen kann dieses aber bei gezielten Parameterveränderungen nur iterativ gefunden werden, da der Wert von θ_x am lokalen Maximum für eine konstante Strahlposition x_{WWP} nicht identisch mit dem Wert am globalen Maximum ist.

Da in vertikaler Richtung keine Separation zwischen oberen und unteren Kalorimeterhälften existiert, gibt es für die ausschließliche Variation der vertikalen Parameter zu jeder Einstellung der Strahlneigung eine bestimmte Position, mit der die Neigung ausgeglichen und der maximale Wirkungsquerschnitt erreicht werden kann (siehe Abb. 5.29). In diesem Maximum verhält sich der Wirkungsquerschnitt bei Veränderung der horizontalen Parameter identisch zur Einstellung $y_{\mathrm{WWP}} = \theta_y = 0$. Leider können aufgrund der begrenzenden HERA–Strahloptik die Strahleinstellungen nicht in genügend großen Bereichen variiert werden, so daß das Auffinden des globalen Maximums auf diese Weise experimentell nicht möglich ist.

6 Auswertung der Daten im Vergleich zur Simulation

Im August des Jahres 2000 wurden mehrere systematische Studien am Luminositätsmonitor durchgeführt, bei denen die horizontale und vertikale Strahlneigung verändert wurde, und die Kalorimeter mit Hilfe der Fahreinheiten schrittweise vom HERA–Positronenstrahlrohr wegbewegt wurden. Das Ziel dieser Untersuchung war ein verbessertes Verständnis der Akzeptanzfunktion und deren systematischen Unsicherheiten durch den Vergleich mit Ergebnissen einer detaillierten Simulation des Luminositätsmonitor. Im diesem Kapitel wird die Auswertung dieser Studien behandelt. Die dafür benötigte Bestimmung der Strahlposition und –neigung erfolgt mit Hilfe mehrerer Strahlpositionsmonitore in der Nähe des HERMES–Wechselwirkungspunktes. Im Rahmen der Auswertung dieser Daten wurden erhebliche Defizite in der Ortsbestimmung durch die Strahlpositionsmonitore festgestellt, die in Abschnitt 6.2 diskutiert werden. Diese Defizite beeinflussen die Aussagekraft der Studien zur Akzeptanzkorrektur, welche in den Abschnitten 6.3 – 6.5 behandelt werden.

6.1 Vergleich gemessener und simulierter Energiespektren

In Abb. 6.1 werden die mit HMC simulierten Energiespektren der beiden Kalorimeter mit den gemessenen Spektren eines Runs (Runnumer 27452) der HERMES–Datennahme im August 2000 verglichen.

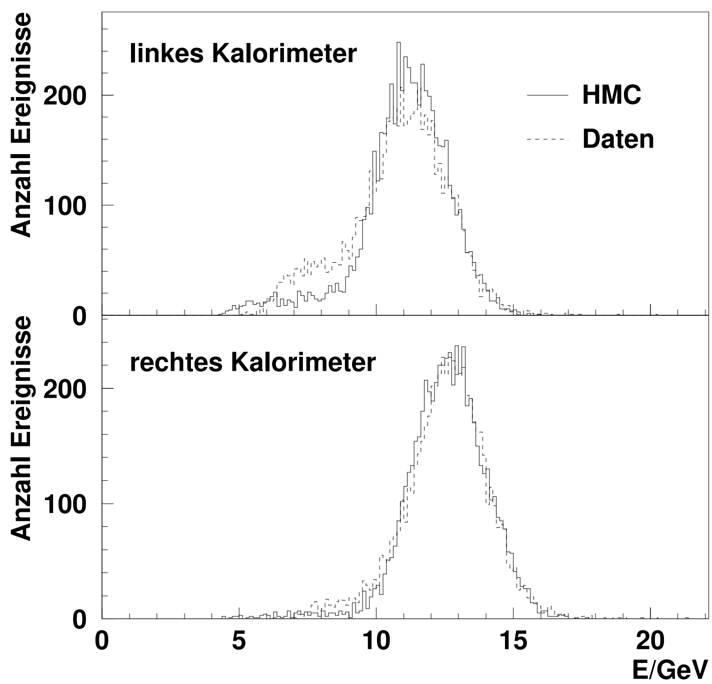

Abbildung 6.1: Gemessene und simulierte Energiespektren der beiden Kalorimeter. Die gemessenen Energiewerte, mußten mit einem Faktor von 0,955 multipliziert werden, um den Spektren aus dem HMC für eine horizontale Strahlneigung von $-0{,}3\,\mathrm{mrad}$ angepaßt zu werden.

Man erkennt, daß die gemessenen Spektren erst bei höheren Energien als die simulierten Spektren beginnen, obwohl in beiden Fällen eine Triggerschwelle von 4,5 GeV gesetzt war. Dieser Effekt entsteht in den Daten durch eine mit der Zeit sinkende Photomultiplierverstärkung, wodurch die detektierte Signalhöhe für ein Teilchen mit 4,5 GeV abnimmt. Da die Diskriminatorschwelle für die Auslösung eines Triggers jedoch nicht nachgeregelt wurde, benötigt das Auslösen des Triggers eine höhere Teilchenenergie. Die gemessenen Koinzidenzraten werden daraufhin korrigiert.

Für das rechte Kalorimeter liegt das Maximum der Verteilung bei einer höheren Energie als beim linken Kalorimeter, da der Strahl am Ort des Luminositätsmonitors näher am rechten Kalorimeter vorbeigeführt wird, also kleinere Streuwinkel und folglich höhere Energien detektiert werden. Aufgrund einer perfekten Kalibration der Energieskala in der Simulation mußten die gemessenen Energiewerte mit einem Faktor 0,955 skaliert werden, um die Form der Spektren durch das HMC gut zu reproduzieren. Dementsprechend ist die Energiekalibration der Daten, die mit Hilfe der elastischen Streuung der Strahlteilchen an den Atomkernen des Targetgases erfolgt, offensichtlich nur auf 5% genau. Der niederenergetische Anteil im linken Kalorimeter, welcher durch Schauerverluste, Bremsstrahlungsprozesse und am Strahlrohr aufgeschauerte Teilchen verursacht wird, wird allerdings nicht vollständig beschrieben. Im HMC werden die Teilchen im Strahlrohr vollständig gestoppt, so daß koinzidente Ereignisse, die am begrenzenden elliptischen Stück des HERA–Positronenstrahlrohrs aufschauern und dabei Energie verlieren, ausgeschlossen werden. Dies sind jedoch nur 4% (siehe Abschnitt 5.9), so daß die Überhöhung des niederenergetischen Teils des Spektrums nicht alleine dadurch erklärt werden kann.

6.2 Messung der Strahlpositionen

Die Strahlpositionsmonitore (engl. *Beam Position Monitor*, BPM) des HERA–Positronenspeicherrings dienen dazu, die Position des Positronenstrahls mit Hilfe induzierter Spannungen zu vermessen. Jeder Monitor besitzt vier *Knopfsensoren*, von denen je zwei von oben und zwei von unten in das Strahlrohr eingelassen sind. Ein Sensor besteht aus einer runden, gegen die Halterung isolierten Kupferscheibe. Ein Stift in der Mitte der Scheibe führt zu einem Anschluß außerhalb des Strahlrohrs, über den die durch den Positronenstrahl induzierte Spannung ausgelesen wird. Aus den Verhältnissen der vier einzelnen Spannungen kann auf die Position des Strahls, der zwischen den Sensoren durch das Strahlrohr geführt wird, zurückgeschlossen werden. In Abb. 6.2 ist der schematische Aufbau eines Strahlpositionsmonitor gezeigt.

In horizontaler und vertikaler Richtung können relative Strahlpositionen mit einer Genauigkeit von einigen μm bestimmt werden. Absolute Messungen relativ zur Mittelachse des nächsten Quadrupolmagneten, auf der das Magnetfeld des Quadrupols verschwindet und welche die Sollachse des Strahls definiert, können mit einer Genauigkeit von 0,5 mm durchgeführt werden, die sich aus der benötigten Information der Ortsbestimmung von den Knopfsensoren im Bezug zum Magneten ergibt. Diese Genauigkeit kann durch ein sogenanntes *Beam Position Alignment* auf einige μm verbessert werden. Durch gezielte Veränderungen des Magnetfelds eines benachbarten Quadru-

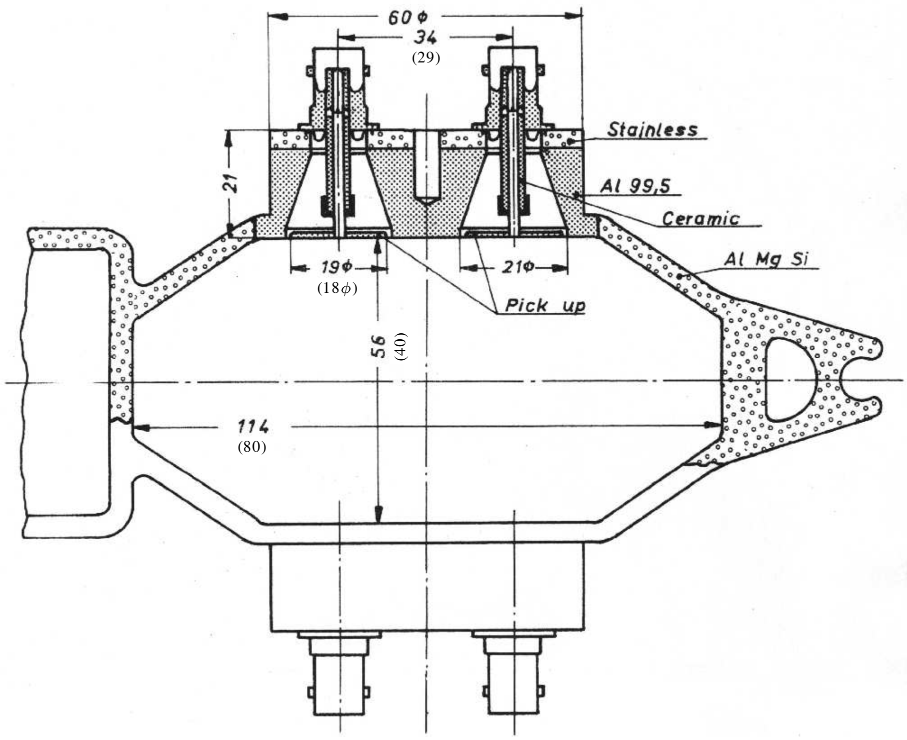

Abbildung 6.2: Aufbau eines Strahlpositionsmonitors des Beschleunigers PETRA. Die Strahlpositionsmonitore des HERA–Speicherrings sind etwas kleiner, aber ansonsten im Aufbau identisch. Einige der relevanten Abstände der HERA–Strahlpositionsmonitore sind in Klammern angegeben.

polmagneten kann der Strahl auf die Sollachse gebracht werden, um so den Nullpunkt der Messung zu kalibrieren. Diese Prozedur kann jedoch nicht bei normaler Datennahme durchgeführt werden. Die Messung der Strahlpositionsmonitore ist in einem Bereich von ± 5 mm von der Mittelachse aus linear. Außerhalb dieses Bereichs werden zu kleine Positionen bestimmt [Hol 01].

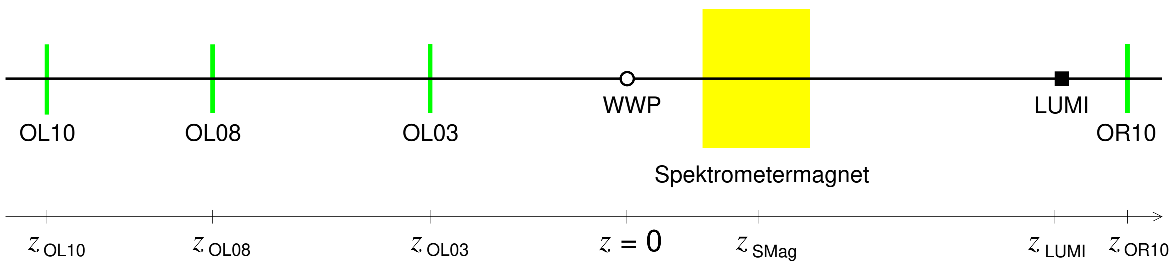

Abbildung 6.3: Anordnung der vier benutzten Strahlpositionsmonitore in der Nähe des HERMES–Wechselwirkungspunktes (WWP).

In der Nähe des HERMES–Wechselwirkungspunktes befinden sich vier Strahlpositionsmonitore (siehe Abb. 6.3). Da das HERMES–Experiment im Osten des HERA–Speicherrings installiert ist, haben die Strahlpositionsmonitore vor dem Wechselwirkungspunkt den Namenszusatz Ost–Links (OL) bekommen, während die Monitore hinter dem Wechselwirkungspunkt mit Ost–Rechts (OR) bezeichnet werden. Diese Bezeichnung ergibt sich für einen Beobachter, der am Mittelpunkt des HERA–Speicherrings steht. Zur eindeutigen Kennzeichnung wird zusätzlich der ungefähre Abstand zum Wechselwirkungspunkt angegeben. Die genauen Abstände sind der Tabelle 6.1 für zwei verschiedene Zeiträume zu entnehmen, da einige der Strahlpositionsmonitore aus technischen Gründen im Jahre 1997 versetzt wurden.

Tabelle 6.1: Abstände der verschiedenen Strahlpositionsmonitore zum HERMES–Wechselwirkungspunkt [Asc 01].

	1996 und 1997	1998 bis 2000
$z_{\mathrm{OL10}}/\mathrm{m}$	$-9{,}641$	$-9{,}777$
$z_{\mathrm{OL08}}/\mathrm{m}$	$-7{,}819$	$-6{,}998$
$z_{\mathrm{OL03}}/\mathrm{m}$	$-3{,}300$	$-3{,}300$
$z_{\mathrm{OR10}}/\mathrm{m}$	$9{,}641$	$8{,}440$

Die Strahlpositionsmonitore bestimmen die Strahlposition relativ zu ihrer Mittelachse. Die Sollachse hingegen wird durch die nächsten Quadrupolmagneten definiert. Da die Lagen der Strahlpositionsmonitore im Raum nicht genau bekannt sind, weicht der von Strahlpositionsmonitor i gemessene Wert x'_i vom Wert x_i relativ zur Sollachse um den Versatz O^x_i ab:

$$x'_i = x_i + O^x_i \, . \tag{6.1}$$

Diese Beziehung gilt für beide Richtungen und für alle vier Strahlpositionsmonitore. Um die Strahlneigung und Position am Wechselwirkungspunkt zu bestimmen, müssen die Meßwerte zweier Monitore kombiniert werden. Für die horizontale Strahlneigung erhält man beispielsweise mit der Kombination von OR10 und OL08:

$$\begin{aligned}
\theta'_x &= \frac{(x_{\mathrm{OR10}} + O^x_{\mathrm{OR10}}) - (x_{\mathrm{OL08}} + O^x_{\mathrm{OL08}})}{z_{\mathrm{OR10}} - z_{\mathrm{OL08}}} \\
&= \frac{x_{\mathrm{OR10}} - x_{\mathrm{OL08}}}{z_{\mathrm{OR10}} - z_{\mathrm{OL08}}} + \frac{O^x_{\mathrm{OR10}} - O^x_{\mathrm{OL08}}}{z_{\mathrm{OR10}} - z_{\mathrm{OL08}}} \\
&=: \theta_x + O^{\theta_x}_{\mathrm{OR10\&OL08}} \, .
\end{aligned} \tag{6.2}$$

Die horizontale Strahlposition läßt sich folgendermaßen berechnen:

$$\begin{aligned}
x'_{\mathrm{WWP}} &= \frac{z_{\mathrm{OR10}}(x_{\mathrm{OL08}} + O^x_{\mathrm{OL08}}) - z_{\mathrm{OL08}}(x_{\mathrm{OR10}} + O^x_{\mathrm{OR10}})}{z_{\mathrm{OR10}} - z_{\mathrm{OL08}}} \\
&= \frac{z_{\mathrm{OR10}} x_{\mathrm{OL08}} - z_{\mathrm{OL08}} x_{\mathrm{OR10}}}{z_{\mathrm{OR10}} - z_{\mathrm{OL08}}} + \frac{z_{\mathrm{OR10}} O^x_{\mathrm{OL08}} - z_{\mathrm{OL08}} O^x_{\mathrm{OR10}}}{z_{\mathrm{OR10}} - z_{\mathrm{OL08}}} \\
&=: x_{\mathrm{WWP}} + O^{x_{\mathrm{WWP}}}_{\mathrm{OR10\&OL08}} \, .
\end{aligned} \tag{6.3}$$

Alle gemessenen Werte weichen im Allgemeinen von den Werten relativ zur HERMES–Koordinatenachse ab, wobei sich die Abweichungen aus den Verschiebungen der einzelnen Monitore prinzipiell berechnen lassen. Die Berechnung der vertikalen Werte erfolgt äquivalent.

Die Strahlpositionsmonitor–Messungen gehören zu den *Slow Control* Informationen und werden in ca. jedem dritten Burst ausgelesen (siehe Abschnitt 3.4). Aus der Kombination der Monitore OR10 und OL08 wird in Echtzeit während der Datennahme die Strahlposition und –neigung am Wechselwirkungspunkt ausgerechnet und im Kontrollraum angezeigt. Diese Informationen gelangen zusätzlich zu den gemessenen Positionen der einzelnen Monitore in den aufgezeichneten Datenstrom.

Bei der Auswertung der Daten für die systematischen Studien traten Abweichungen von dem Verhalten der Simulationsergebnisse zutage und eine Überprüfung der Strahlpositionsmonitore erschien notwendig. Zu diesem Zweck wurden die vier Strahlparameter x_{WWP}, y_{WWP}, θ_x und θ_y aus unterschiedlichen Kombinationen der vier Monitore berechnet und paarweise gegeneinander aufgetragen. Dies ist exemplarisch in Abb. 6.4 für die horizontale Strahlneigung θ_x zu sehen. Dort wird die Kombination OR10 und OL08 mit der Kombination OL03 und OL10 verglichen. Die gemessenen Strahlneigungen liegen in verschiedenen Wertebereichen, was sich durch unterschiedliche Abweichungen der Strahlpositionsmonitore von der Koordinatenachse und damit unterschiedlichen Werten von $O^{\theta_x}_{\mathrm{OR10\&OL08}}$ und $O^{\theta_x}_{\mathrm{OL03\&OL10}}$ erklären läßt.

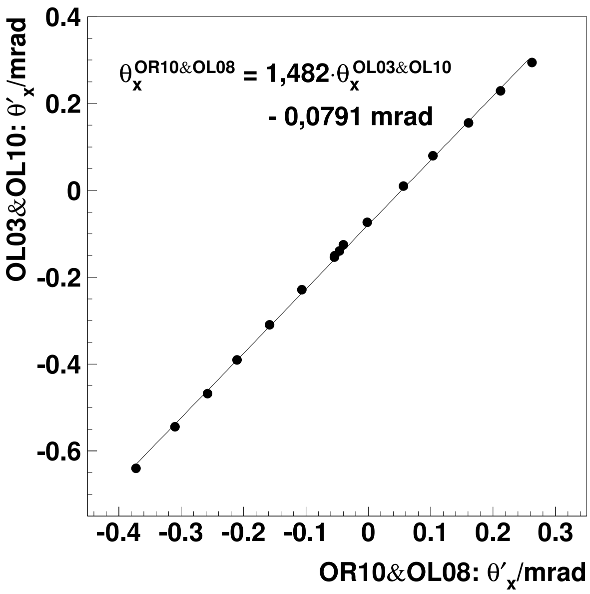

Abbildung 6.4: Horizontale Strahlneigung am WWP berechnet aus zwei unterschiedlichen Kombinationen zweier Strahlpositionsmonitore für Messungen am 9. August 2000. Bei diesen Messungen wurde die horizontale Strahlneigung über einen weiten Bereich verändert.

Aber auch die relativen Änderungen der Strahlneigung stimmen nicht überein. Berechnet sich aus der Kombination OR10 und OL08 eine Änderung um $\Delta\theta_x = 100\,\mu$rad, dann erhält man aus der Kombination OL03 und OL10 eine Änderung von $\Delta\theta_x = 148$ μrad, wie eine Annäherung des Verlaufes über den gemessenen Bereich mit einer Geraden zeigt. Das deutet darauf hin, daß die Strahlpositionsmonitore zwar linear messen, aber einige von ihnen nicht kalibriert sind. Die oben beschriebene Untersuchung wurde für Daten aus verschiedenen Jahren durchgeführt. Ein Vergleich dieser Ergebnisse ist in Tabelle 6.2 zusammengefaßt. Im Jahre 1997 lag die Steigung aller ermittelten Geraden im Bereich von $1{,}00 \pm 0{,}07$ was auf eine Kalibration der einzelnen Monitore schließen läßt. Nach der Versetzung der Monitore im HERA–Positronenstrahlrohr zu Beginn des Jahres 1998 weichen die Steigungen dagegen weit von eins ab. Dieser Effekt ist besonders groß bei Benutzung von OR10, wohingegen die Monitore vor dem HERMES–Wechselwirkungspunkt besser kalibriert zu sein scheinen. Eventuell falsch bestimmte z–Positionen der Monitore können die hohen Abweichungen nicht alleine erklären.

Eine Bestätigung dafür, daß das Restmagnetfeld des Spektrometermagneten keinen meßbaren Einfluß auf den Strahlorbit hat, liefern die Messungen im Februar 2000, bei denen der Magnet ausgeschaltet war. Die gemessenen Abweichungen liegen im gleichen Bereich wie in den anderen Perioden. Weiterhin wurde im Juli 1999 der Strom der Korrekturspule innerhalb des Spektrometermagneten von 137,5 A auf 130 A reduziert ohne daß eine Beeinflussung der Koinzidenzrate bemerkt wurde [Asc 01].

Um einen Vergleich der am Wechselwirkungspunkt eingestellten Strahlparameter mit den Ergebnissen der Luminositätsmonitor–Studien zu ermöglichen, werden die Strahlpositionen x_{BPM}, y_{BPM} am Ort des Luminositätsmonitors ermittelt:

$$x_{\mathrm{BPM}} = x'_{\mathrm{WWP}} + 7210\,\mathrm{mm} \cdot \theta'_x = x_{\mathrm{WWP}} + 7210\,\mathrm{mm} \cdot \theta_x + O^x_{\mathsf{OR10\&OL08}}\,, \tag{6.4}$$

$$y_{\mathrm{BPM}} = y'_{\mathrm{WWP}} + 7210\,\mathrm{mm} \cdot \theta'_y = y_{\mathrm{WWP}} + 7210\,\mathrm{mm} \cdot \theta_y + O^y_{\mathsf{OR10\&OL08}}\,. \tag{6.5}$$

Standardmäßig wird beim HERMES–Experiment die Kombination OR10 und OL08 zur Bestimmung der Strahlparameter verwendet. Das obige Verfahren wird sowohl für diese Standardkombination, als auch für die beiden Monitore vor dem Wechselwirkungspunkt mit dem größten Abstand zueinander, OL03 und OL10, durchgeführt Ziel der Datenauswertung ist die Extraktion der Werte für $O^x_{\mathsf{OR10\&OL08}}$ ($O^x_{\mathsf{OL03\&OL10}}$) und $O^y_{\mathsf{OR10\&OL08}}$ ($O^y_{\mathsf{OL03\&OL10}}$).

Um absolute Werte für die Strahlneigung und Position am Wechselwirkungspunkt messen zu können, benötigt man jedoch den Versatz O^x_{OR10} und O^y_{OR10} der Strahlpositionsmonitore gegenüber der HERMES–Koordinatenachse. Eine Vermessung des HERA–Positronenstrahlrohrs im Dezember 1999 ergab, daß die Flansche zwischen den einzelnen Strahlrohrabschnitten bis zu mehreren mm von der Sollachse durch den Wechselwirkungspunkt abweichen [Ste 01]. Die jeweils zwischen zwei Flanschen montierten Strahlpositionsmonitore unterliegen folglich ähnlichen Abweichungen, so daß eine direkte Vermessung der Strahlpositionsmonitore gegenüber der Koordinatenachse notwendig ist.

Tabelle 6.2: Vergleich der horizontalen Strahlneigungen am Wechselwirkungspunkt (siehe Abb. 6.4) für verschiedene Paare von Strahlpositionsmonitoren.

	Mai 1997	Oktober 1998	Oktober 1999	Februar 2000 Magnet aus	09.08.2000 θ_x–Änderung
OL08&OR10 ↔ OL03&OR10					
Steigung	$0{,}978 \pm 0{,}004$	$0{,}765 \pm 0{,}002$	$0{,}854 \pm 0{,}002$	$0{,}827 \pm 0{,}009$	$0{,}806 \pm 0{,}001$
Achsenabschnitt in mrad	$0{,}0076 \pm 0{,}0008$	$0{,}1481 \pm 0{,}0003$	$0{,}1806 \pm 0{,}0002$	$0{,}1920 \pm 0{,}0003$	$0{,}1855 \pm 0{,}0002$
OL08&OR10 ↔ OL03&OL08					
Steigung	$1{,}07 \pm 0{,}01$	$1{,}742 \pm 0{,}006$	$1{,}461 \pm 0{,}008$	$1{,}56 \pm 0{,}04$	$1{,}617 \pm 0{,}005$
Achsenabschnitt in mrad	$-0{,}022 \pm 0{,}002$	$-0{,}4690 \pm 0{,}0009$	$-0{,}5726 \pm 0{,}0007$	$-0{,}610 \pm 0{,}001$	$-0{,}5889 \pm 0{,}0009$
OL08&OR10 ↔ OL03&OL10					
Steigung	$1{,}05 \pm 0{,}01$	$1{,}553 \pm 0{,}003$	$1{,}330 \pm 0{,}005$	$1{,}61 \pm 0{,}03$	$1{,}482 \pm 0{,}003$
Achsenabschnitt in mrad	$-0{,}011 \pm 0{,}002$	$0{,}0963 \pm 0{,}0006$	$-0{,}0486 \pm 0{,}0005$	$-0{,}0773 \pm 0{,}0008$	$-0{,}0791 \pm 0{,}0006$
OL03&OL08 ↔ OL03&OL10					
Steigung	$0{,}930 \pm 0{,}009$	$0{,}889 \pm 0{,}002$	$0{,}907 \pm 0{,}004$	$1{,}01 \pm 0{,}02$	$0{,}917 \pm 0{,}002$
Achsenabschnitt in mrad	$0{,}019 \pm 0{,}002$	$0{,}511 \pm 0{,}001$	$0{,}471 \pm 0{,}002$	$0{,}54 \pm 0{,}01$	$0{,}461 \pm 0{,}002$

6.3 Veränderung der Strahlneigung

6.3.1 Horizontale Strahlneigung

Am 9. August 2000 wurde die horizontale Strahlneigung $\theta_x^{\mathsf{OR10\&OL08}}$ in mehreren Schritten über einen Bereich von -400 bis $250\,\mu$rad geändert, um das Verhalten der gemessenen Rate im Luminositätsmonitor zu untersuchen. Bei der Auswertung wurde für jeden Run aus den Schnittpunkten der Verbindungslinien koinzidenter Ereignisse im Luminositätsmonitor die Strahlposition rekonstruiert und die relative Energiedeposition in beiden Kalorimetern ermittelt. Zusätzlich wurde die Strahlposition am Luminositätsmonitor x_{BPM}, y_{BPM} aus den gemessenen Positionen der Strahlpositionsmonitore berechnet. In Abb. 6.5 sind diese Ergebnisse in Abhängigkeit von den berechneten Strahlpositionen am Ort des Luminositätsmonitors dargestellt. Die Berechnung basiert auf den Werten für die Strahlposition und –neigung am Wechselwirkungspunkt, welche im HERMES–Datensatz gespeichert sind und aus den Messungen der Strahlpositionsmonitore OR10 und OL08 ermittelt wurden.

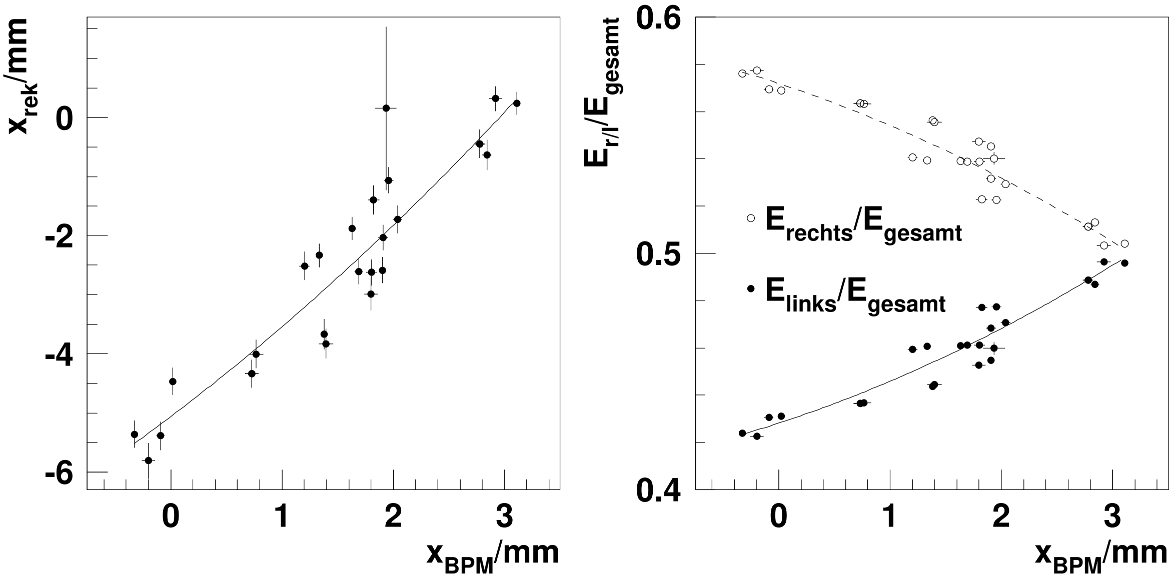

Abbildung 6.5: Rekonstruierte Strahlposition (linkes Diagramm) und relative Energiedepositionen (rechtes Diagramm) in Abhängigkeit von der berechneten horizontalen Strahlposition am Ort des Luminositätsmonitors aus Daten der Runs 27451 bis 27477 vom 9. August 2000.

An die Datenpunkte wurden dieselben Funktionen Gl. (5.14) und Gl. (5.16) angepaßt, die auch bei der Auswertung der Simulationsergebnisse benutzt wurden (Kapitel 5). Um den Wert x^0_{BPM} zu ermitteln, der sich aus den Messungen der Strahlpositionsmonitore OR10 und OL08 ergibt, wenn sich der Positronenstrahl genau in der Mitte zwischen beiden Kalorimetern befindet, muß die rekonstruierte Strahlposition Null gesetzt werden:

$$x_{\mathrm{rek}} = 0 \quad \Rightarrow \quad x^0_{\mathrm{BPM}} = (3{,}0 \pm 0{,}1)\,\mathrm{mm}\ . \qquad (6.6)$$

Die Koeffizienten des linearen und des quadratischen Terms des angepaßten Verlaufs nach Gl. (5.14) sind mit $b = 1{,}4 \pm 0{,}1$ und $c = (0{,}10 \pm 0{,}04)/\mathrm{mm}$ größer als bei den simulierten Ergebnissen, die in Tabelle 5.2 zusammengefaßt sind.

Aus den relativen Energiedepositionen in den beiden Kalorimetern erhält man ebenfalls einen Wert für x^0_{BPM}:

$$\frac{E_{\mathrm{links}}}{E_{\mathrm{gesamt}}} = \frac{E_{\mathrm{rechts}}}{E_{\mathrm{gesamt}}} \quad \Rightarrow \quad x^0_{\mathrm{BPM}} = (3{,}16 \pm 0{,}02)\,\mathrm{mm}\ . \tag{6.7}$$

Obwohl beide Methoden konsistente Ergebnisse liefern, ist die Beschreibung der Daten durch die verwendeten Modelle unbefriedigend, wie in Abb. 6.5 zu erkennen ist. Die ermittelten Werte der einzelnen Runs fluktuieren weit außerhalb der statistischen Fehler um die angepaßten Kurven. Diese nicht statistischen Schwankungen der rekonstruierten Werte kommen zum einen dadurch zustande, daß bei der Durchführung der Studie die Strahlneigung über die Zeitdauer eines Runs nicht konstant gehalten wurde. Wie in Abb. 6.6 zu erkennen ist, wurden in einigen Runs Werte bei verschiedenen Strahlneigungen aufgenommen. Aus technischen Gründen können die gemessenen Daten des Luminositätsmonitors nur mit einer Runnummer eindeutig synchronisiert werden, so daß viele Datenpakete Messungen bei variierender Einstellung der Strahlneigung enthalten. Zum anderen floß in die HERMES–Berechnung der Strahlposition und –neigung am Wechselwirkungspunkt ein falscher Abstandswert zwischen den verwendeten Monitoren ein.

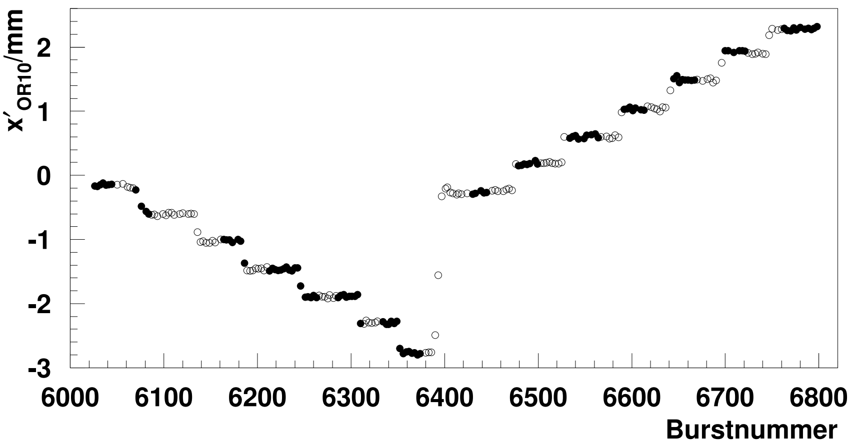

Abbildung 6.6: Gemessene horizontale Position des Monitors OR10. Eine Änderung von geschlossenen zu offenen Kreisen und umgekehrt zeigt den Beginn eines neuen Runs an.

Eine geeignetere Auswertung sollte demnach neben einer korrekten Berechnung von Strahlposition und –neigung aus den Einzelmessungen der Strahlpositionsmonitore Bursts verschiedener Runs gruppieren, in denen die Strahlneigung konstant gehalten wurde. Wie bereits erwähnt lassen sich die koinzidenten Ereignisse des Luminositätsmonitors aber lediglich einem bestimmten Run zuordnen, so daß folgende Methode entwickelt wurde, um die zusammen gehörenden Ereignisse eines Bursts zu ermitteln. Aus der Koinzidenzrate, die in jedem Burst gemessen wird, wird durch Multiplikation mit der Burstlänge die Anzahl der Ereignisse in diesem Burst bestimmt. Die aufaddierten Ereignisanzahlen von allen Bursts eines Runs ergibt die Gesamtanzahl von Ereignissen in diesem Runs. Nun kann man den prozentualen Ereignisanteil eines Bursts im zugehörigen Run berechnen und damit jedem Ereignis eines Runs eine Burstnummer zuordnen. Aufgrund der gemessenen Strahlpositionen der Monitore OR10 und OL08 wurde jeder Strahlneigungseinstellung ein Intervall von Burstnummern zugewiesen, in dem die Meßwerte annähernd konstant sind (Abb. 6.7).

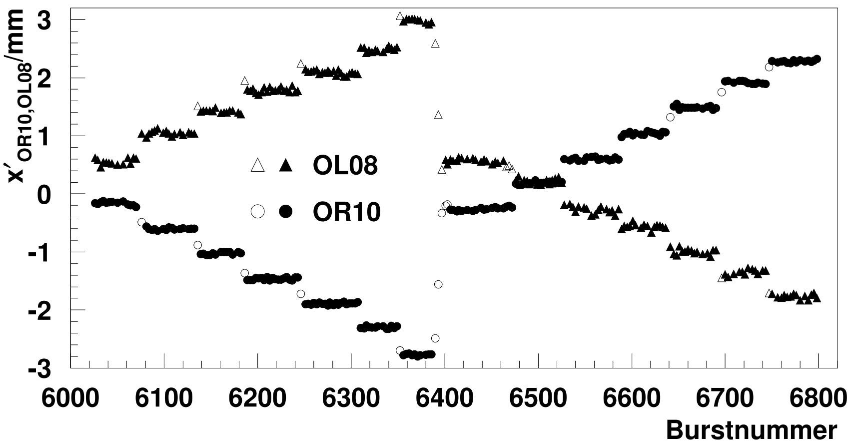

Abbildung 6.7: Gemessene horizontale Positionen der Strahlpositionsmonitore OR10 und OL08. Die offenen Symbole kennzeichnen die verworfenen Bursts. Die Daten zu jeder „Stufe“ wurden akkumuliert und getrennt voneinander ausgewertet.

Wie in Abb. 6.8 zu erkennen ist, gelingt mit dieser Methode tatsächlich die Entmischung von Ereignissen, die bei den verschiedenen Strahlneigungen aufgezeichnet wurden. Die mit dieser Methode ermittelten rekonstruierten Positionen und relativen Energiedepositionen liegen innerhalb ihrer statistischen Fehler auf den angepaßten Kurven. Die Fluktuationen haben deutlich abgenommen. Die berechneten Strahlpositionen x_{BPM} am Ort des Luminositätsmonitors liegen in einem anderen Wertebereich aufgrund der korrekten Berechnung aus den Einzelmessungen der Strahlpositionsmonitore.

Für die relativen Energiedepositionen im linken und rechten Kalorimeter in Abhängigkeit von der Strahlposition am Luminositätsmonitor x_{BPM} erhält man folgende Parameter der Polynome zweiter Ordnung aus Gl. (5.16):

$$\begin{array}{rclcrcl}
a_{\mathrm{links}} & = & 0{,}4634 \pm 0{,}0002 \quad , & & a_{\mathrm{rechts}} & = & 0{,}5366 \pm 0{,}0002 \quad , \\
b_{\mathrm{links}} & = & 0{,}0230 \pm 0{,}0001 \quad , & & b_{\mathrm{rechts}} & = & -0{,}0230 \pm 0{,}0001 \quad , \\
c_{\mathrm{links}} & = & 0{,}00133 \pm 0{,}00009 \quad , & & c_{\mathrm{rechts}} & = & -0{,}00133 \pm 0{,}00009 \quad .
\end{array}$$

Im Gegensatz zu den Simulationsergebnisse sind die beiden Parameter a_{links} und a_{rechts} unterschiedlich groß. Dies ist in der Relativmessung der Strahlpositionsmonitore begründet und führt für die zentrale Strahlposition am Luminositätsmonitor x^0_{BPM} zu

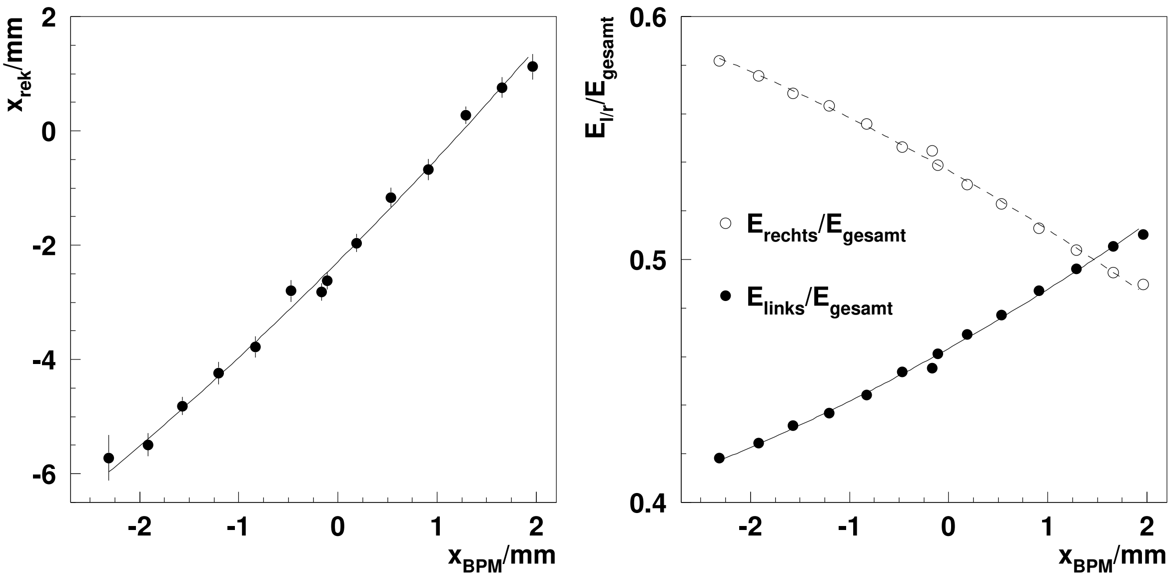

Abbildung 6.8: Auswertung der Luminositätsmonitordaten des 9. August 2000 mit Hilfe der Burstzuordnung aller Ereignisse.

einem Wert ungleich Null:

$$\frac{E_{\text{links}}}{E_{\text{gesamt}}} = \frac{E_{\text{rechts}}}{E_{\text{gesamt}}} \quad \Rightarrow \quad x^0_{\text{BPM}} = (1{,}46 \pm 0{,}03)\,\text{mm} \ . \tag{6.8}$$

Dieser Wert entspricht der Abweichung von der HERMES–Koordinatenachse $O^x_{\text{OR10\&OL08}}$ der Strahlpositionsmonitor–Messung für die Position am Luminositätsmonitor. Vergleicht man die Parameter b_{links} (b_{rechts}) und c_{links} (c_{rechts}) mit denen der Simulation (Tabelle 5.3), so sind die Werte dort niedriger. Auch die beiden Parameter b und c vor dem linearen und quadratischen Term im funktionalen Zusammenhang zwischen rekonstruierter und eingestellter Position Gl. (5.14) sind größer als die Werte, die mit der Simulation ermittelt wurden (Tabelle 5.2):

$$a = (-2{,}28 \pm 0{,}07)\,\text{mm} \ , \quad b = 1{,}74 \pm 0{,}04 \ , \quad c = (0{,}06 \pm 0{,}04)/\text{mm} \ . \tag{6.9}$$

Die Auswertung des Zusammenhangs führt zu folgender zentraler Strahlposition:

$$x_{\text{rek}} = 0 \quad \Rightarrow \quad x^0_{\text{BPM}} = (1{,}3 \pm 0{,}2)\,\text{mm} \ . \tag{6.10}$$

Die beobachtete Abweichung der Parameter von den Simulationsergebnissen könnte sich auf die unkalibrierte Messung des Strahlpositionsmonitors OR10 zurückführen lassen. Deshalb wurden die Daten dieser Studie zusätzlich mit den Messungen der Monitore OL03 und OL10 ausgewertet. Aufgrund der bereits erwähnten, unbekannten Ablagen der Strahlpositionsmonitore von ihrer Sollachse ergeben sich bei Verwendung dieser beiden Strahlpositionsmonitore andere berechnete Strahlpositionen am Ort des Luminositätsmonitors, wie in Abb. 6.9 ersichtlich ist.

Deshalb unterscheiden sich die Parameter der angepaßten funktionalen Verläufe zwischen den beiden Strahlpositionsmonitorkombinationen. Bei Verwendung der Strahlpositionsmonitore OL03 und OL10 erhält man dagegen Werte, die nahe an den aus

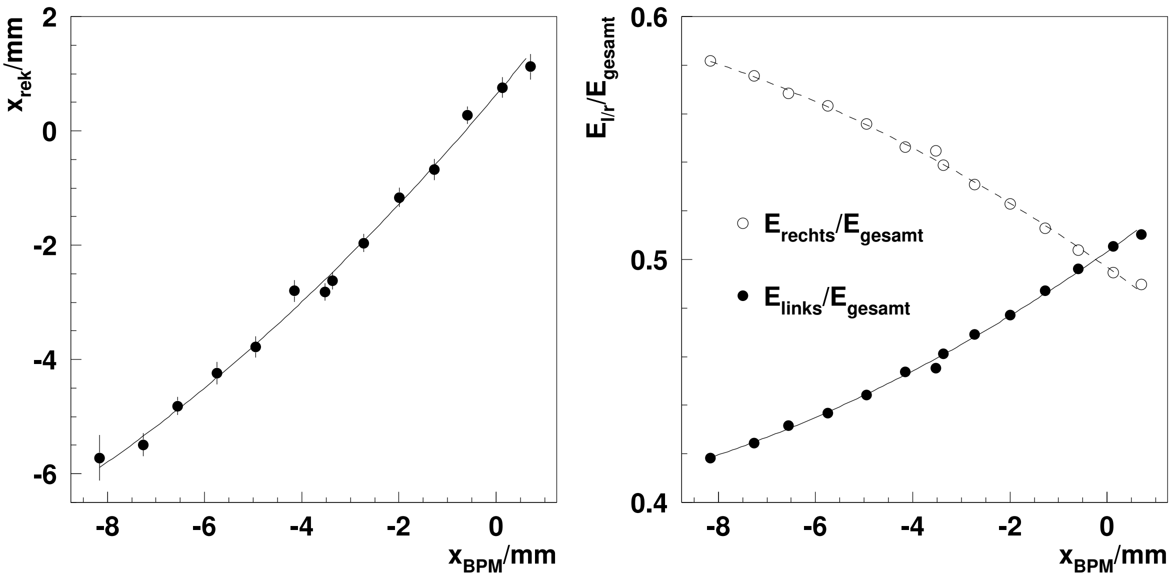

Abbildung 6.9: Auswertung der Luminositätsmonitordaten des 9. August 2000 unter Benutzung der Strahlpositionsmonitore OL03 und OL10.

der Simulation ermittelten liegen (vgl. Tabellen 5.3 und 5.2). Für die relative Energiedeposition ergeben sich folgende Parameter:

$$\begin{aligned} a_{\text{links}} &= 0{,}5032 \pm 0{,}0002 \ , & a_{\text{rechts}} &= 0{,}4968 \pm 0{,}0002 \ , \\ b_{\text{links}} &= 0{,}0141 \pm 0{,}0002 \ , & b_{\text{rechts}} &= -0{,}0141 \pm 0{,}0001 \ , \\ c_{\text{links}} &= 0{,}00045 \pm 0{,}00002 \ , & c_{\text{rechts}} &= -0{,}00045 \pm 0{,}00001 \ . \end{aligned}$$

Daraus läßt sich die zentrale Strahlposition bestimmen zu:

$$\frac{E_{\text{links}}}{E_{\text{gesamt}}} = \frac{E_{\text{rechts}}}{E_{\text{gesamt}}} \quad \Rightarrow \quad x^0_{\text{BPM}} = (-0{,}23 \pm 0{,}04)\,\text{mm}\ . \tag{6.11}$$

Die rekonstruierten Positionen lassen sich mit den Koeffizienten

$$a = (0{,}6 \pm 0{,}1)\,\text{mm}\ , \quad b = 1{,}01 \pm 0{,}06\ , \quad c = (0{,}026 \pm 0{,}008)/\text{mm} \tag{6.12}$$

eines Polynoms zweiter Ordnung annähern. Damit ergibt sich folgende zentrale Strahlposition:

$$x_{\text{rek}} = 0 \quad \Rightarrow \quad x^0_{\text{BPM}} = (-0{,}6 \pm 0{,}2)\,\text{mm}\ . \tag{6.13}$$

Die mit den beiden Methoden für x^0_{BPM} und damit für $O^x_{\text{OL03\&OL10}}$ ermittelten Werte weichen außerhalb der statistischen Fehler voneinander ab. Dies könnte möglicherweise daran liegen, daß die Rekonstruktionsfunktion, die 1996 im Teststrahl ermittelt wurde, aufgrund von Strahlenschäden im Jahre 2000 die Asymmetrie zwischen zwei benachbarten Spalten nicht mehr gut genug beschreibt. Weitere mögliche Ursachen liegen in der ungenauen Kalibration der benutzten Strahlpositionsmonitore oder in der Energiekalibration der einzelnen Photomultiplier. Auf eine ungenaue Energiekalibration zwischen den einzelnen Kanälen wäre die Methode der relativen Energiedeposition besonders sensitiv.

6.3.2 Vertikale Strahlneigung

Die vertikale Strahlneigung $\theta_y^{\mathsf{OR10\&OL08}}$ wurde am 16. August 2000 über den Bereich von -600 bis $-50\,\mu$rad variiert. Mit dem gleichen Verfahren, das im vorangehenden Abschnitt beschrieben wurde, wurde auch hier allen Ereignissen die zugehörige Burstnummer zugeordnet. Eine Einschränkung auf bestimmte Burstintervalle erfolgte aufgrund der gemessenen Positionen der Strahlpositionsmonitore, wie in Abb. 6.10 exemplarisch für die Monitore OR10 und OL08 gezeigt.

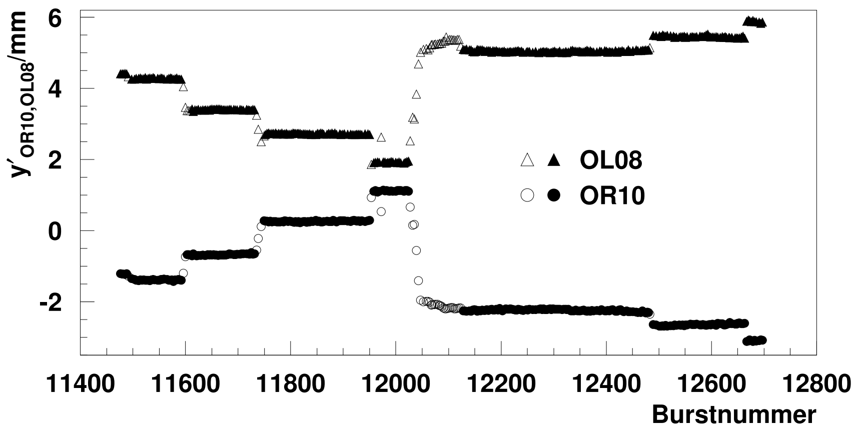

Abbildung 6.10: Gemessene vertikale Positionen der Strahlpositionsmonitore OR10 und OL08. Auch hier kennzeichnen die offenen Symbole die verworfenen Bursts.

In Abb. 6.11 sind die auf diese Weise ermittelten relativen Energiedepositionen und rekonstruierten Strahlpositionen gegen die Strahlposition am Luminositätsmonitor y_{BPM} aufgetragen. Unglücklicherweise wurde während dieser Studie die Targetdichte zu einem bestimmten Zeitpunkt verringert und vor der letzten Einstellung der vertikalen Strahlneigung wieder erhöht. Diese letzte Einstellung ist in Abb. 6.11 mit einem „$\star$“ gekennzeichnet und weicht stark von dem Verlauf der restlichen Datenpunkte ab. Deshalb wurde sie bei der Auswertung nicht berücksichtigt. Es ergeben sich folgende Parameter für eine Anpassung mit Gl. (5.18) der relativen Energiedepositionen in den oberen und unteren 12 Kristallen der beiden Kalorimetern:

$$\begin{aligned} a_{\mathrm{oben}} &= 0{,}5371 \pm 0{,}0003 \;, & a_{\mathrm{unten}} &= 0{,}4629 \pm 0{,}0003 \;, \\ b_{\mathrm{oben}} &= 0{,}0342 \pm 0{,}0005 \;, & b_{\mathrm{unten}} &= -0{,}0342 \pm 0{,}0004 \;, \\ c_{\mathrm{oben}} &= 0{,}0009 \pm 0{,}0003 \;, & c_{\mathrm{unten}} &= -0{,}0009 \pm 0{,}0003 \;. \end{aligned}$$

Die damit ermittelte zentrale Strahlposition, welche die Abweichung von der HERMES–Koordinatenachse $O^y_{\mathsf{OR10\&OL08}}$ der Strahlpositionsmonitor–Messung für die Position am Luminositätsmonitor ergibt, beträgt:

$$\frac{E_{\mathrm{oben}}}{E_{\mathrm{gesamt}}} = \frac{E_{\mathrm{unten}}}{E_{\mathrm{gesamt}}} \quad \Rightarrow \quad y^0_{\mathrm{BPM}} = (-1{,}12 \pm 0{,}07)\,\mathrm{mm} \;. \tag{6.14}$$

Der Zusammenhang zwischen eingestellter und rekonstruierter Strahlposition kann für die vertikale Koordinate mit einer Geraden $y_{\mathrm{rek}} = a + b \cdot y_{\mathrm{BPM}}$ angenähert werden,

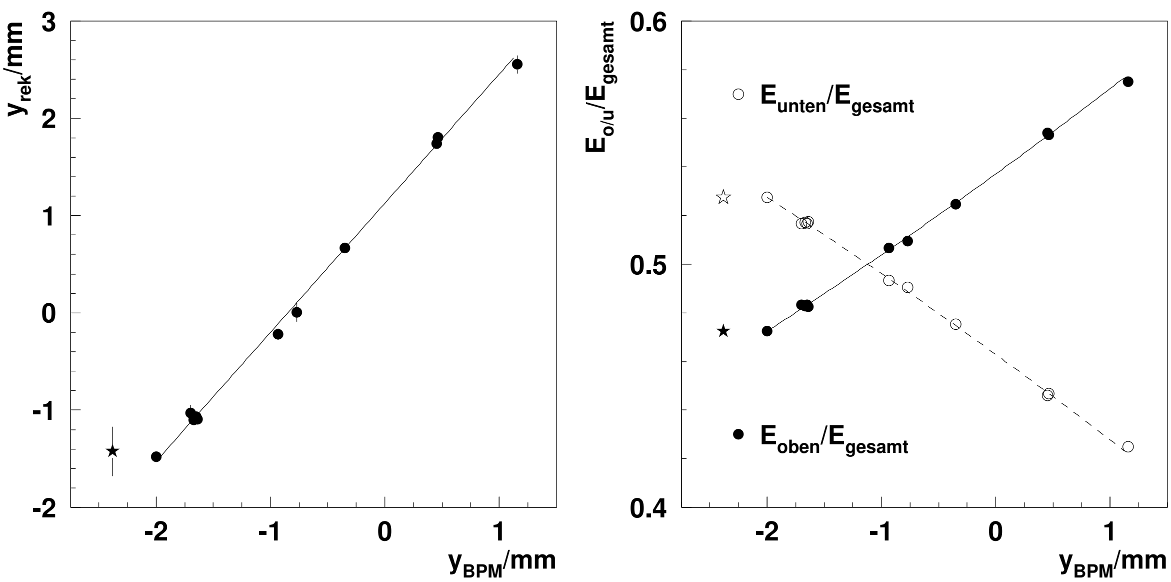

Abbildung 6.11: Auswertung der Luminositätsmonitordaten des 16. August 2000 unter Benutzung der Strahlpositionsmonitore OR10 und OL08.

mit:

$$a = (1{,}13 \pm 0{,}02)\,\text{mm}\ , \quad b = 1{,}33 \pm 0{,}02\ . \tag{6.15}$$

Befindet sich der Strahl in vertikaler Richtung in der Mitte zwischen oberem und unterem Rand der Kristalle, messen die Monitore OR10 und OL08 einen von Null abweichenden Wert für die Strahlposition:

$$y_{\text{rek}} = 0 \quad \Rightarrow \quad y^0_{\text{BPM}} = (-0{,}85 \pm 0{,}02)\,\text{mm} \tag{6.16}$$

Die Parameter b_{oben}, b_{unten} und b der angepaßten Funktionen für die relative Energiedeposition und die rekonstruierten Positionen weichen von den Werten der Simulation ab (vgl. Tabellen 5.2 und 5.3), so daß auch hier die Daten zusätzlich mit den Strahlpositionsmonitoren OL03 und OL10 ausgewertet wurden (Abb. 6.12).

Die Steigung der Geraden, die die Abhängigkeit der rekonstruierten von der eingestellten Position beschreibt, ist nun kleiner als 1 und liegt damit näher am erwarteten Wertebereich aus den Simulationsergebnissen (vgl. Tabelle 5.2):

$$a = (-7{,}07 \pm 0{,}09)\,\text{mm}\ , \quad b = 0{,}90 \pm 0{,}01\ . \tag{6.17}$$

Die daraus ermittelte zentrale Strahlposition beträgt:

$$y_{\text{rek}} = 0 \quad \Rightarrow \quad y^0_{\text{BPM}} = (7{,}84 \pm 0{,}02)\,\text{mm}\ . \tag{6.18}$$

Die relativen Energiedepositionen in den oberen und unteren 12 Kristallen der beiden Kalorimeter wurden auch hier mit einem Polynom zweiter Ordnung angepaßt:

$$\begin{aligned}
a_{\text{oben}} &= 0{,}337 \pm 0{,}002\ , & a_{\text{unten}} &= 0{,}663 \pm 0{,}002\ , \\
b_{\text{oben}} &= 0{,}0216 \pm 0{,}0005\ , & b_{\text{unten}} &= -0{,}0216 \pm 0{,}0005\ , \\
c_{\text{oben}} &= 0{,}00005 \pm 0{,}00003\ , & c_{\text{unten}} &= -0{,}00005 \pm 0{,}00003\ .
\end{aligned}$$

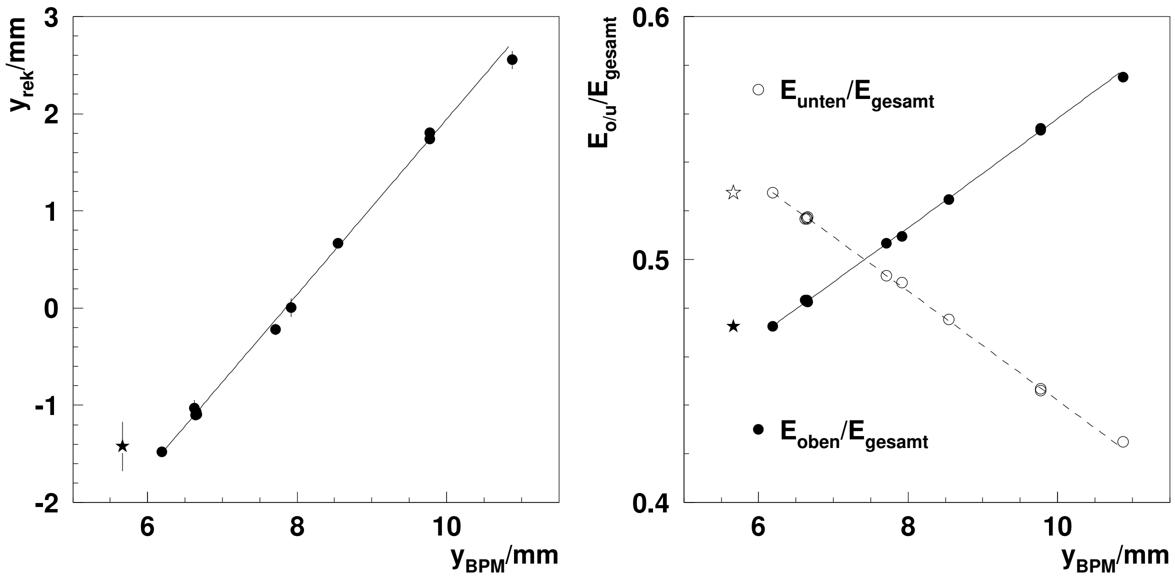

Abbildung 6.12: Auswertung der Luminositätsmonitordaten des 16. August 2000 unter Benutzung der Strahlpositionsmonitore OL03 und OL10.

Die Koeffizienten der linearen und quadratischen Terme sind kleiner geworden, so daß b_{oben} und b_{unten} weniger stark von den Simulationsergebnissen abweichen. Allerdings wird der Fehler des ermittelten Wertes für die zentrale Strahlposition durch die große relative Unsicherheit auf den Koeffizienten des quadratischen Terms ebenfalls vergleichsweise groß:

$$\frac{E_{\text{oben}}}{E_{\text{gesamt}}} = \frac{E_{\text{unten}}}{E_{\text{gesamt}}} \quad \Rightarrow \quad y^0_{\text{BPM}} = (7{,}4 \pm 0{,}7)\,\text{mm}\ . \tag{6.19}$$

Auch bei der Studie der vertikalen Strahlneigung unterscheiden sich die Ergebnisse für y^0_{BPM}, und damit auch für $O^y_{\text{OR10\&OL08}}$ ($O^y_{\text{OL03\&OL10}}$). Die Gründe können ebenfalls bei der Rekonstruktionsfunktion, bei der Kalibration der Strahlpositionsmonitore und bei der Energiekalibration der einzelnen Photomultiplier untereinander liegen.

6.4 Verschiebung der Kalorimeter

Zusätzlich zu den Datennahmen des Luminositätsmonitors bei unterschiedlichen Strahlneigungen wurden am 6. August 2000 die Kalorimeter mit Hilfe der Fahreinheiten schrittweise mehrere mm vom Strahlrohr wegbewegt. Zum Vergleich wurden ebenfalls Simulationen mit verschobenen Kalorimetern durchgeführt. Da aus dieser Studie die Strahlposition am Luminositätsmonitor extrahiert werden sollte, wurde in der Simulation der Strahl absichtlich von der HERMES–Koordinatenachse wegbewegt. Es wurde ein horizontale Strahlneigung von $-100\,\mu$rad und eine horizontale Position am Wechselwirkungspunkt von -1 mm eingestellt, so daß sich der Strahl am Ort des Luminositätsmonitor bei $x_{\text{LUMI}} = -1{,}72$ mm, also näher am rechten Kalorimeter, befindet. Die rekonstruierten Positionen und die deponierten Energiebruchteile bei einer

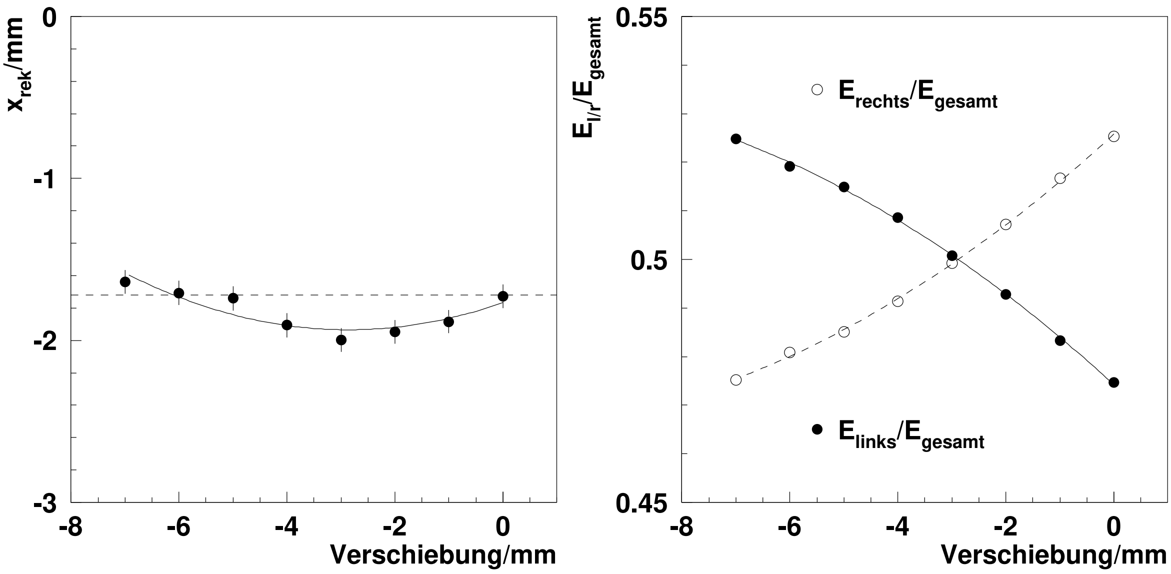

Abbildung 6.13: Rekonstruierte Positionen und relative Energiedeposition in beiden Kalorimetern für eine Verschiebung des rechten Kalorimeters in dem HMC. Die gestrichelte Linie im linken Diagramm gibt die eingestellte Strahlposition $x_{\mathrm{LUMI}} = -1{,}72\,\mathrm{mm}$ an.

Verschiebung des rechten Kalorimeters, sind in Abb. 6.13 gegen die Verschiebung aufgetragen.

Stehen die Kalorimeter optimal am Strahlrohr, wird die richtige Strahlposition rekonstruiert. Wird das rechte Kalorimeter jedoch verschoben, erhält man eine Strahlposition, die zu nah am verschobenen Kalorimeter liegt. Durch die Verschiebung des Kalorimeters wird der Akzeptanzbereich kleiner und immer mehr der Ereignisse treffen das Kalorimeter im Randbereich, wo die Ortsauflösung schlechter wird. Ist das Kalorimeter mehr als 3 mm von seiner Ausgangsposition entfernt, nähert sich der rekonstruierte Wert wieder dem eingestellten an.

Verschiebt man das rechte Kalorimeter um den Wert, bei dem die relative Energiedeposition in beiden Kalorimetern 50% beträgt, sollte sich der Strahl wieder zwischen den beiden Kalorimetern befinden. Die Entfernung des Strahls zur Koordinatenachse ist dann gerade die Hälfte des Wertes der Verschiebung und ergibt sich zu $(-1{,}44 \pm 0{,}05)\,\mathrm{mm}$. Dieser Wert weicht signifikant von der eingestellten Strahlposition bei $x_{\mathrm{LUMI}} = -1{,}72\,\mathrm{mm}$ ab. Dies kommt durch die verschieden großen Auftreffbereiche auf den Frontfläche der beiden Kalorimeter zustande. Durch die begrenzenden Stücke des HERA–Strahlrohrs ist der geometrische Akzeptanzbereich auf dem rechten Kalorimeter kleiner als auf dem linken, wenn der Strahl näher am rechten Kalorimeter vorbeigeführt wird (vgl. Abb. 5.22 und 5.23). Wird nun das rechte Kalorimeter verschoben, so daß die Entfernung zum Strahlrohr noch anwächst, können die Teilchen das Kalorimeter nur noch am Randbereich treffen. Der dort auftretende Energieverlust verringert die relative Energiedeposition, so daß schon bei einer Verschiebung kleiner als die doppelte Strahlposition eine identische relative Energiedeposition in beiden Kalorimeter erreicht wird.

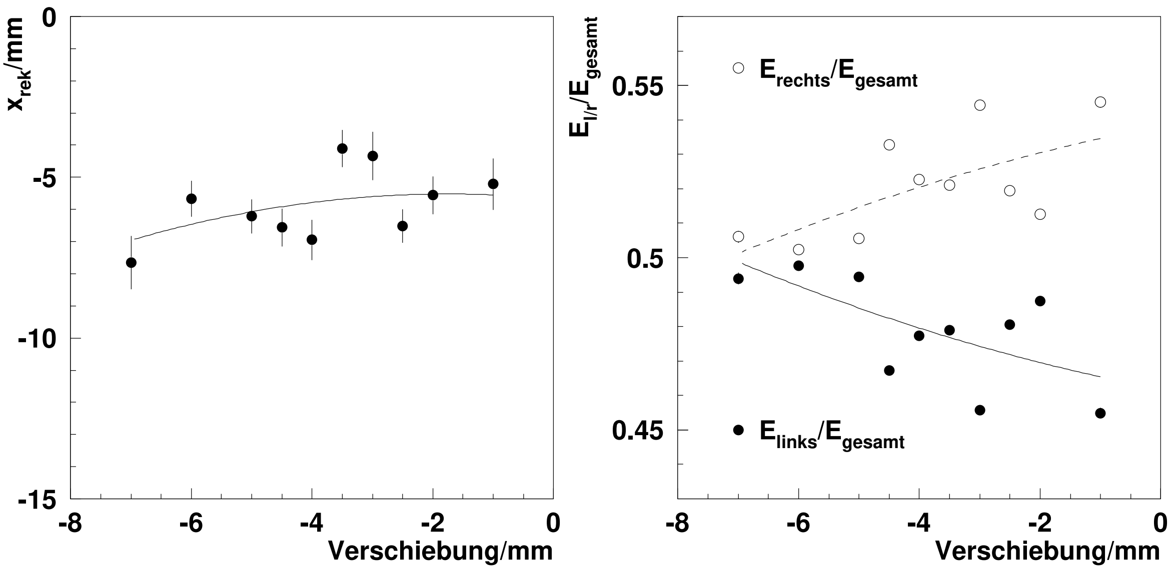

Abbildung 6.14: Auswertung der Studie vom 6. August 2000, bei der das rechte Kalorimeter schrittweise verschoben wurde.

Die Datennahme bei dieser Studie wurde derart durchgeführt, daß ein Run vor Verschiebung des Kalorimeters gestoppt und der nächste erst bei endgültigem Erreichen der neuen Position gestartet wurde, so daß bei der Auswertung keine Aufteilung in Bursts erfolgen mußte. Die aus diesen Daten rekonstruierten Positionen und relativen Energiedepositionen fluktuieren jedoch außerhalb der statistischen Fehler um die angepaßten Kurven (Abb. 6.14). Besonders ausgeprägt ist dieses Verhalten bei den deponierten Energien. Dies könnte daran liegen, daß die Stromversorgung der in den Fahreinheiten installierten Schrittmotoren zwischen den einzelnen Fahrten nicht abgeschaltet wurde. Im normalen Betrieb während der HERMES–Datennahme werden die Stromversorgungen der Motoren nach Erreichen der endgültigen Position ausgeschaltet. In diesem Modus wurden auch die Studien, bei denen die Strahlneigung verändert wurde, durchgeführt. Selbst bei Stillstand üben die Schrittmotoren der Fahreinheiten bei eingeschalteten Halteströmen einen Einfluß auf die gesamte Elektronik aus, so daß es beispielsweise zu erhöhtem Rauschen in den Photomultipliern kommt.

Aus dem Wert der Verschiebung, bei dem der Strahl zwischen den beiden Kalorimetern zentriert ist, also dem Schnittpunkt der beiden Kurven, läßt sich eine Strahlposition am Luminositätsmonitor von $(-3{,}6 \pm 0{,}2)$ mm ermitteln. Bei dieser Studie wurde die Strahlposition möglichst stabil gehalten, wie auch die Strahlpositionsmonitore bestätigen. In Abschnitt 6.3.1 wurde ein Zusammenhang zwischen der Strahlposition relativ zu den Strahlpositionsmonitoren und der aus den Meßdaten des Luminositätsmonitors rekonstruierten Strahlposition nach Gl. (5.14) hergeleitet. Mit den Parametern (6.9) läßt sich unter Verwendung der Werte der Strahlpositionsmonitore OR10 und OL08 eine Strahlposition relativ zum Luminositätsmonitor von $(-2{,}53 \pm 0{,}08)$ mm ermitteln. Für die Monitore OL03 und OL10 ergibt sich wegen der unkalibrierten Strahlpositionsmonitore mit den Parametern (6.12) ein leicht abweichender Wert von $(-2{,}36 \pm 0{,}08)$ mm.

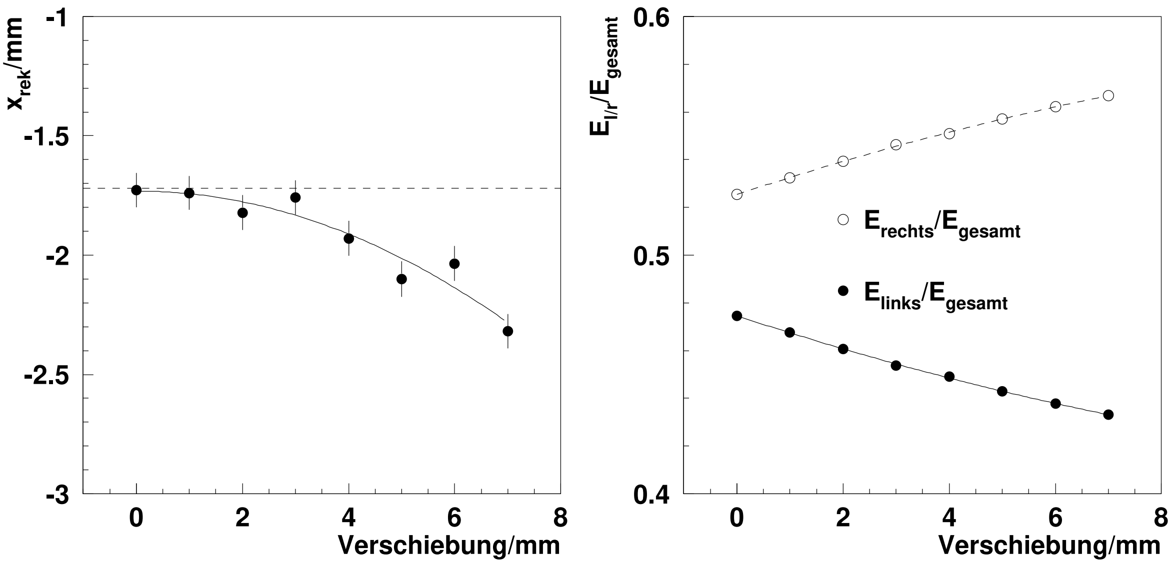

Abbildung 6.15: Rekonstruierte Positionen und relative Energiedeposition in beiden Kalorimetern für eine Verschiebung des linken Kalorimeters in dem HMC.

Mögliche Erklärungen für die Abweichung der beiden Werte von der aus dem Schnittpunkt der beiden Kurven berechneten Strahlposition, könnten die starken Schwankungen der Datenpunkte aufgrund des Einflusses des Motors oder eine falsch kalibrierte Fahreinheit sein. Auch die rekonstruierten Strahlpositionen aus Abb. 6.14 liegen weit entfernt von den Werten, die aus den Messungen der Strahlpositionsmonitore ermittelt wurden. Offensichtlich beeinflussen die eingeschalteten Haltesröme des Motors die Photomultiplier–Signale derart, daß die Asymmetriefunktion mit den Parametern $A = 0{,}6392$ und $B = 4{,}177/\mathrm{cm}$ die Auftrefforte der Teilchen verstärkt an den Kristallgrenzen rekonstruiert. Eine Verkleinerung der beiden Parameter, also eine Abflachung der Kurve und ein geringerer Grenzwert, führt zu dem Betrag nach kleineren rekonstruierten Positionen, die damit näher an dem erwarteten Wert von $-2{,}5\,\mathrm{mm}$ liegen.

Die Verschiebung des linken Kalorimeters wurde mit den zur Verschiebung des rechten Kalorimeters identischen horizontalen Strahleinstellungen simuliert. Die Strahlposition kann bis zu einer Verschiebung von ca. 2 mm rekonstruiert werden, danach sinkt der Wert immer mehr ab (Abb. 6.15). Bei einer Verschiebung desjenigen Kalorimeters, dessen Abstand zum Strahl größer ist, wird die Rekonstruktion der Strahlposition erst bei größeren Abständen unzuverlässig. Die beiden Kurven, die den Verlauf der relativen Energiedepositionen beschreiben, schneiden sich im abbgebildeten Bereich nicht, da das linke Kalorimeter in Richtung des Strahlrohrs verschoben werden müßte, damit sich der Strahl genau zwischen beiden Kalorimetern befindet. Die Berechnung des Schnittpunktes führt zu einer Strahlposition von $(-1{,}6 \pm 0{,}1)\,\mathrm{mm}$, die mit dem eingestellten Wert $(-1{,}72\,\mathrm{mm})$ im Fehlerbereich beinahe übereinstimmt. Durch die Verkleinerung des Auftreffbereichs auf dem strahlabgewandten Kalorimeter wird die relative Energiedeposition nicht so stark beeinflußt, wie bei der Verschiebung des rechten Kalorimeters.

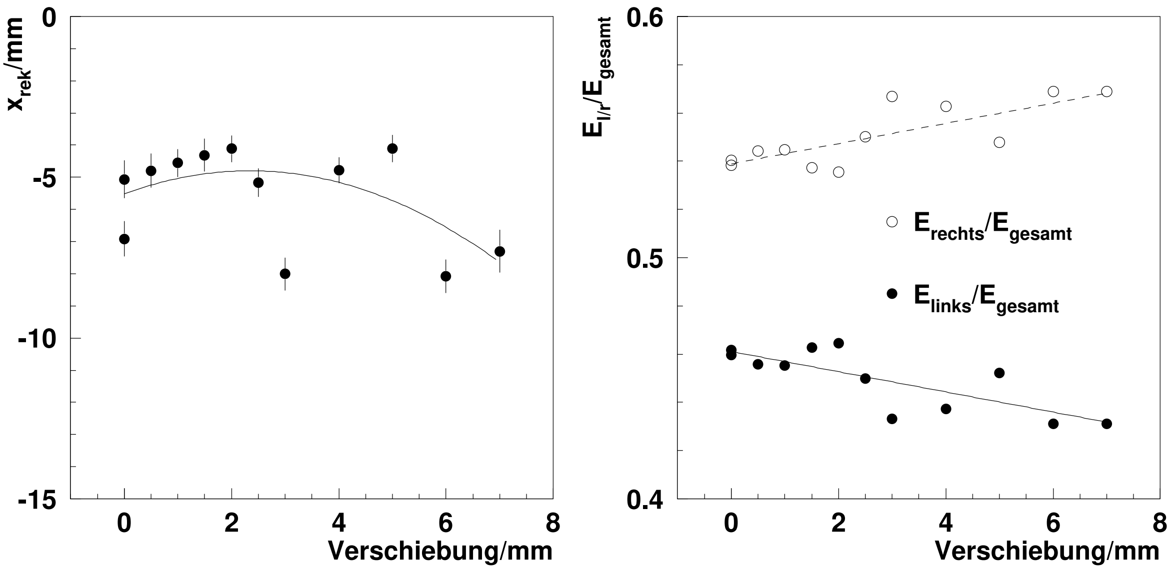

Abbildung 6.16: Auswertung der Daten vom 6. August 2000, bei denen das linke Kalorimeter verschoben wurde.

Auch im Fall der Verschiebung des linken Kalorimeters fluktuieren die aufgenommenen Daten im Gegensatz zum HMC stark um die angepaßten Kurven (Abb. 6.16). Die Koeffizienten der quadratischen Terme der Funktionen, mit denen die relativen Energiedepositionen angenähert werden, sind im Bereich ihrer statistischen Fehler mit Null verträglich, so daß der relative Fehler der damit ermittelten Strahlposition vergleichsweise groß wird. Der Bereich für die ermittelte Strahlposition liegt mit $(-4{,}1 \pm 1{,}4)$ mm nahe an den Positionen relativ zum Luminositätsmonitor, die aus den Strahlpositionsmonitormessungen abgeleitet werden können. Diese stimmen mit $(-2{,}56 \pm 0{,}08)$ mm für die Monitore OR10 und OL08 und $(-2{,}43 \pm 0{,}08)$ mm für OL03 und OL10 innerhalb ihrer statistischen Fehler überein.

Als dritte Studie am 6. August 2000 wurden beide Kalorimeter gleichzeitig schrittweise verschoben. Da das Verhältnis der beiden Kalorimeterabstände zum Strahl bei dieser Studie nahezu konstant bleibt, ist es nicht möglich die Strahlposition aus den relativen Energiedepositionen zu extrahieren. Alle Datenpunkte fluktuieren ebenso stark wie in den beiden Studien zuvor und die rekonstruierten Positionen sind wieder dem Betrag nach größer als die Werte, die sich aus den Messungen der Strahlpositionsmonitore ergeben.

6.5 Abhängigkeit des effektiven Wirkungsquerschnitts von den Strahlparametern

Die Luminosität läßt sich näherungsweise aus dem Produkt des Strahlstroms und der mittleren Targetdichte berechnen (siehe Gl. 3.8). Bei einer konstanten mittleren Targetdichte verhält sich der effektive Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{Ak}} = R_{\mathrm{LUMI}}/\mathcal{L}$ demnach proportional zum Verhältnis aus Koinzidenzrate des Luminositätsmonitor R_{LUMI} und Strahlstrom I. Dieses Verhältnis ist in Abb. 6.17 für die Veränderung der horizontalen Strahlneigung aufgetragen. Zum Vergleich ist im selben Diagramm der effektive Wirkungsquerschnitt σ_{Ak} gezeigt, der aus dem Wert der Targetflächendichte berechnet wurde, der aus einer Druckmessung mittels eines Baratrons abgeleitet wurde (siehe Abschnitt 3.2).

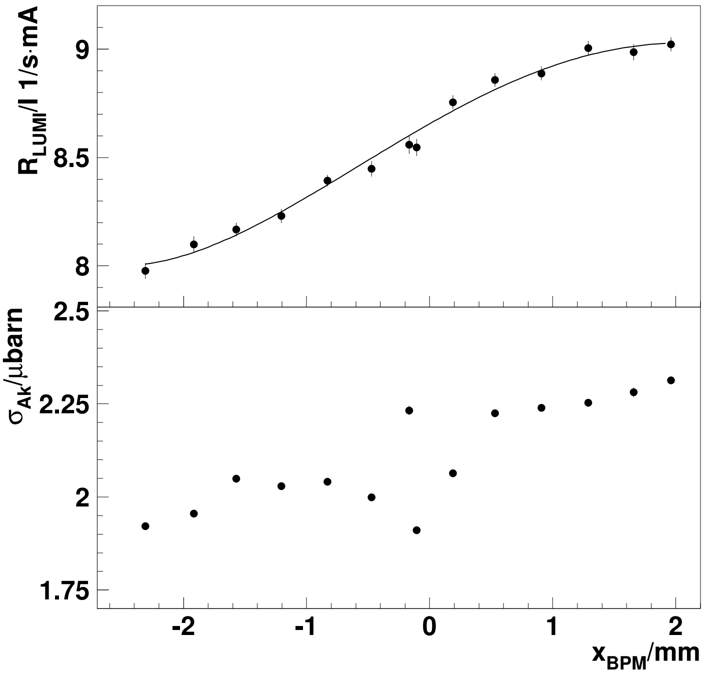

Abbildung 6.17: Verhältnis von Koinzidenzrate und Strahlstrom (oben) und effektiver Wirkungsquerschnitt berechnet aus der mittels einer Druckmessung bestimmten Targetflächendichte (unten) für die Veränderung der horizontalen Strahlneigung. Die Werte wurden gegenüber der Strahlposition am Luminositätsmonitor auftragen, die sich aus den Messung der Strahlpositionsmonitore OR10 und OL08 ergibt.

Der gemessene Verlauf des Verhältnisses R_{LUMI}/I läßt sich ebenso wie für die Simulationsergebnisse mit einem Polynom gerader Potenzen bis zur vierten Ordnung annähern. Das Maximum der Kurve, bei dem der Strahl zentral zwischen den beiden Kalorimetern durchgeführt wird, liegt bei $(2{,}1 \pm 0{,}1)$ mm und weicht damit von den Werten (6.8) und (6.10) um ca. 0,6 mm ab. Eine Studie, die einen Bereich auf beiden Seiten des Maximums überdecken würde, ließe dessen genauere Bestimmung zu.

Im Gegensatz zum Verhältnis R_{LUMI}/I fluktuiert der mit dem Baratronmeßwert berechnete Wirkungsquerschnitt vor allem im mittleren Bereich von x_{BPM} stark. Die Studie wurde durchgeführt, indem bei der Normaleinstellung $\theta_x^{\mathsf{OR10\&OL08}} \approx -50\,\mu\mathrm{rad}$ ($x_{\mathrm{BPM}} \approx -0{,}1$ mm) gestartet wurde und von dort aus der Strahl nacheinander in beiden Richtungen geneigt wurde (vgl. Abb. 6.7). Die beiden berechneten Werte von σ_{Ak} bei $x_{\mathrm{BPM}} \approx -0{,}1$ mm, die am stärksten voneinander abweichen, wurden also zu verschiedenen Zeiten aufgenommen. Die entsprechenden Werte von R_{LUMI}/I stimmen aber innerhalb ihrer Fehler überein, was den Verdacht nahe legt, die Druckmessung des

Baratrons unterlag sich zeitlich ändernden, systematischen Einflüssen. Eine mögliche Erklärung liegt hierbei in einer Änderung des Untergrunddrucks bei dieser Messung. Da das Baratron lediglich den resultierenden Gesamtdruck an einer bestimmten Stelle innerhalb der Targetkammer, aber außerhalb der Speicherzelle, messen kann, beeinflussen Schwankungen des Restgasdrucks in dieser Kammer den gemessenen Druck anders als Änderungen der Targetdichte in der Speicherzelle.

Während der Studie, bei der die vertikale Strahlneigung variiert wurde, ist die Targetdichte gezielt verändert worden, weshalb die Koinzidenzrate in ihrem Verlauf einen Sprung aufweist (Abb. 6.18). Dieser ist auch beim aus der Druckmessung bestimmten effektiven Wirkungsquerschnitt vorhanden, was wiederum auf eine falsche Subtraktion des Untergrunddrucks oder eine fehlerhafte Kalibration des Baratrons hinweist.

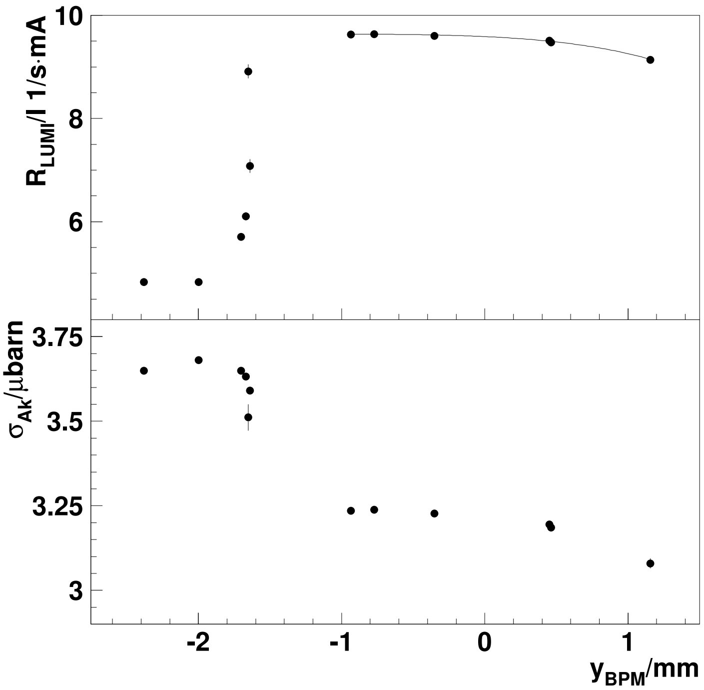

Abbildung 6.18: Quotient aus Koinzidenzrate und Strahlstrom (oben) und effektiver Wirkungsquerschnitt σ_{Ak}, der aus einer Druckmessung bestimmt wurde, (unten) für die Veränderung der vertikalen Strahlneigung gegenüber der Strahlposition, die aus den Monitoren OR10 und OL08 ermittelt wurde.

Durch den großen Bereich, den die Ordinate in Abb. 6.18 abdeckt, wirkt die Änderung des Verhältnisses R_{LUMI}/I für eine konstante Targetdichte gering. Sie beträgt aber dennoch 5,1% bei einer Änderung der Strahlposition am Ort des Luminositätsmonitors von 2,1 mm. Das Maximum der Kurve, das bei der Einstellung $\theta_x = x_{\mathrm{WWP}} = 0$ erreicht wird (vgl. Abschnitt 5.9), liegt bei $(-0{,}9 \pm 0{,}2)$ mm und ist damit konsistent mit den Werten, die aus den rekonstruierten Positionen (6.16) sowie den relativen Energiedepositionen (6.14) ermittelt wurden.

6.6 Bewertung der Studien und Ausblick

Die Auswertung der Luminositätsmonitordaten, die während den systematischen Veränderungen von horizontaler und vertikaler Strahlneigung aufgenommen wurden, führt zu Ergebnissen, die mit dem HMC reproduziert werden kann. Die zwei Methoden, mit denen die zentrale Strahlposition am Ort des Luminositätsmonitors relativ zu den Strahlpositionsmonitoren ermittelt werden kann, ergeben zum Teil leicht abweichende Ergebnisse. Diese Abweichungen könnten durch eine ungenaue Energiekalibration der einzelnen Signalkanäle zustande kommen. Um die Rekonstruktionsfunktion des Jahres 1996 zu überprüfen, müßten die Kalorimeter erneut in einem Teststrahl bei guter Ortsbestimmung untersucht werden. Zusätzlich wäre eine gleichmäßige Abrasterung der gesamten Frontfläche zur Überprüfung der Asymmetriefunktion sinnvoll. Da der DESY–Teststrahl nur Energien bis 6 GeV zur Verfügung stellt, liegen keine Meßergebnisse für die Energieauflösung im relevanten Bereich von 10 bis 15 GeV vor. Die Kenntnis der Auflösung in diesem Bereichs wäre aber wünschenswert, um eine Verbesserung der Anpassung des HMC an das Verhalten der realen Kalorimeter zu ermöglichen. Ebenfalls könnten die unkalibrierten Strahlpositionsmonitore durch zusätzliche Nichtlinearitäten einen Einfluß auf die Ergebnisse ausüben. Daher werden die Strahlpositionsmonitore vor Beginn der Datennahme Ende des Jahres 2001 neu kalibriert [Hol 01].

Um das Maximum des Verhältnisses von Koinzidenzrate und Strahlstrom verläßlicher zu ermitteln, müßte die horizontale Strahlneigung in einem größeren Bereich verändert werden. Dies ist jedoch aufgrund der begrenzenden HERA–Strahloptik nicht möglich. Bei der vertikalen Strahlneigung liegt das Maximum im einstellbaren Bereich, wird aber aufgrund der Dichteumstellung während der Studie im Verlauf von R_{LUMI}/I nicht deutlich.

Eine Messung von absoluten Strahlpositionen und –neigungen am Wechselwirkungspunkt ist nur möglich, wenn die Positionen der Strahlpositionsmonitore relativ zur HERMES–Koordinatenachse bekannt sind. Gleichzeitig wird auch die Lage des Luminositätsmonitors relativ zur Sollachse des Strahls benötigt. Eine direkte Messung ist nur durchführbar, wenn der Luminositätsmonitor von bestimmten Kalibrationspunkten im Tunnel mit Meßgeräten optisch angepeilt werden kann. Ansonsten ist nur eine indirekte, ungenauere Bestimmung über das Strahlrohr möglich. Dies alles sind aufwendige Prozeduren, die zur Durchführung einen längeren Zeitraum sowie freien Zugang zum HERMES–Experiment und HERA–Tunnel benötigen.

Bewegen sich die Positronen entlang der HERMES–Koordinatenachse ($\theta_x = \theta_y = x_{\text{WWP}} = y_{\text{WWP}} = 0$), ergibt sich in der Simulation ein effektiver Wirkungsquerschnitt von:

$$\sigma_{\text{Ak}} = [2{,}54 \pm 0{,}01\,(\text{stat.}) \pm 0{,}13\,(\text{syst.})]\,\mu\text{barn}\ . \tag{6.20}$$

Der systematische Fehler von 5% ergibt sich aufgrund der Anpassung der Energieauflösung der Kalorimeter und der im Strahlrohr gestoppten Teilchen, die die Simulationszeit auf eine praktikable Dauer verkürzen. Letztere Beschränkung kann eventuell bei einzelnen Wirkungsquerschnittsbestimmungen mit mehr verfügbarer Computerkapazität aufgehoben werden. Auf einer mit 500 MHz getakteten Alpha Workstation

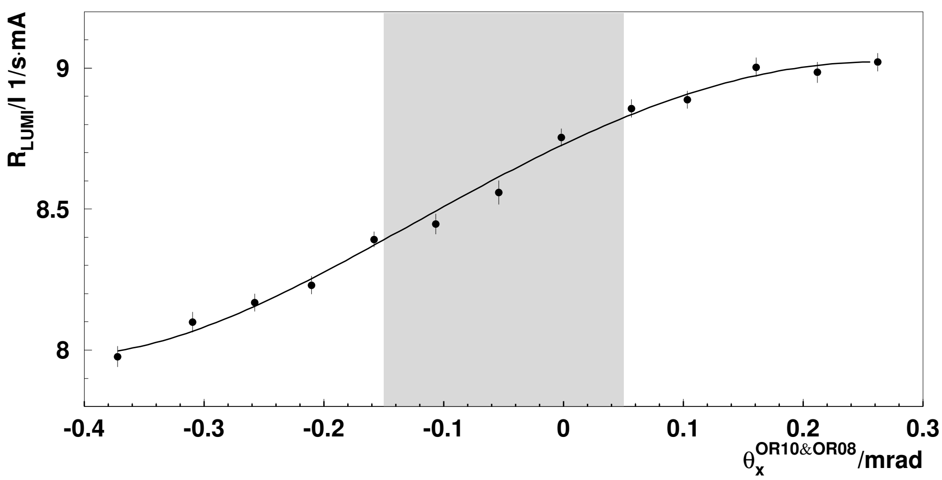

Abbildung 6.19: Veränderung der horizontalen Strahlneigung $\theta_x^{\mathsf{OR10\&OR08}}$ und die damit verbundene Änderung der Luminositätsrate für die Studie des 9. August 2000. Die während der regulären HERMES–Datenaufnahme auftretenden Schwankungen liegen im grau unterlegten Bereich.

benötigt die Simulation von 20000 koinzidenten Ereignissen einer Einstellung bei voller Schauermodellierung von Teilchen, welche das Strahlrohr treffen, ca. 260 Tage.

Diese Rechendauer gilt für das globale Maximum des effektiven Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\rm Ak}$. Verändert man einen oder mehrere Strahlparameter, so sinkt $\sigma_{\rm Ak}$. Die horizontalen Strahlneigung wird während der regulären HERMES–Datennahme auf $\theta_x^{\mathsf{OR10\&OL08}} \approx -50\,\mu$rad eingestellt, da bei diesem Wert eine geringe Untergrundrate im HERMES–Spektrometer gemessen wird. Zusätzlich sind bei Einstellung des Standardwertes die Raten der elastischen Streuprozesse von den Strahlteilchen an den Atomkernen des Targets in beiden Kalorimetern vergleichbar.

Während einer Füllung des HERA–Speicherrings ist der Positronenstrahl in vertikaler Richtung zeitlich relativ stabil, so daß die vertikalen Strahlparameter nur gering um die Normaleinstellung schwanken. In horizontaler Richtung hingegen muß der Strahl ständig nachgeregelt werden. Dadurch ergeben sich größere Schwankungen der horizontalen Strahlneigung $\theta_x^{\mathsf{OR10\&OL08}}$, welche bei HERMES standardmäßig aus Meßwerten der Strahlpositionsmonitore OR10 und OL08 ermittelt wird. Um diese Schwankungen korrigieren zu können, wurde das gemessene Verhältnis von Koinzidenzrate und Strahlstrom in Abhängigkeit von $\theta_x^{\mathsf{OR10\&OL08}}$ (Abb. 6.19) mit einer Funktion angenähert, die auf den Wert bei $-50\,\mu$rad normiert wurde,

$$\begin{aligned}\sigma_{\rm Ak}(\theta_x^{\mathsf{OR10\&OL08}}) \;&=\; \sigma_{\rm Ak}(-50\,\mu\text{rad}) \cdot \\ &\Big(p_1 + p_2 \cdot (\theta_x^{\mathsf{OR10\&OL08}} + p_4)^2 + p_3 \cdot (\theta_x^{\mathsf{OR10\&OL08}} + p_4)^4\Big)\;, \quad (6.21)\end{aligned}$$

mit:

$$\begin{aligned} p_1 &= 1{,}05 \pm 0{,}01\,, \\ p_2 &= -4{,}5 \pm 0{,}5\,, \\ p_3 &= 4{,}8 \pm 1{,}4\,, \\ p_4 &= (-0{,}27 \pm 0{,}03)\,\mathrm{mrad}\,. \end{aligned} \tag{6.22}$$

Im HMC wurden zwei Einstellungen simuliert, um den Wert für $\sigma_{\mathrm{Ak}}(-50\,\mu\mathrm{rad})$ abzuschätzen. Die obere Grenze des Wertes ergibt sich, wenn die rekonstruierten Positionen am Luminositätsmonitor x_{LUMI} und y_{LUMI} für die Normaleinstellung der Strahlparameter durch die Strahlneigung $\theta_x = x_{\mathrm{LUMI}}/7210\,\mathrm{mm}$ und $\theta_y = y_{\mathrm{LUMI}}/7210\,\mathrm{mm}$ zustande kommen. Die untere Grenze erhält man bei Einstellung der Positionen am Luminositätsmonitor durch die Positionen am Wechselwirkungspunkt $x_{\mathrm{WWP}} = x_{\mathrm{LUMI}}$ und $y_{\mathrm{WWP}} = y_{\mathrm{LUMI}}$ (vgl. Abschnitt 5.8). Als mittleren Wert erhält man:

$$\sigma_{\mathrm{Ak}}(-50\,\mu\mathrm{rad}) = [2{,}40 \pm 0{,}01\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}16\,(\mathrm{syst.})]\,\mu\mathrm{barn}\,. \tag{6.23}$$

Der systematische Fehler setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Zum einen müssen auch hier die Anpassung an die Energieauflösung der Kalorimeter und die im Strahlrohr gestoppten Teilchen berücksichtigt werde. Zusätzlich trägt auch die halbe Differenz der beiden Grenzwerte von ihrem Mittelwert zum systematischen Fehler bei. Der statistische Fehler wurde aus den statistischen Fehlern der beiden Grenzwerte ermittelt. Der prozentuale Gesamtfehler beträgt 7%. Aus diesem Wert für σ_{Ak} ergibt sich eine Luminositätskonstante von

$$C_{\mathrm{LUMI}} = (417 \pm 30)\,\frac{1}{\mathrm{mbarn}}\,, \tag{6.24}$$

mit der sich die Luminosität $\mathcal{L}$ durch Multiplikation mit der Koinzidenzrate R_{LUMI} bestimmen läßt:

$$\mathcal{L} = C_{\mathrm{LUMI}} \cdot R_{\mathrm{LUMI}}\,. \tag{6.25}$$

Diese Akzeptanzkorrektur (6.21) sollte nur für Daten des Jahres 2000 benutzt werden. Für die zukünftige Datennahme ab dem Ende des Jahres 2001 müssen erneut Studien mit veränderten Strahlneigungen durchgeführt und in Relation zu den Messungen der neukalibrierten Strahlpositionsmonitoren ausgewertet werden.

Bei Variationen der Strahlposition und –neigung ändern sich die Winkel und Energien der Teilchen, welche die Kalorimeter erreichen. Dementsprechend bewirkt eine ungenaue Modellierung der Energieauflösung unterschiedliche Änderungen des Wirkungsquerschnitts, der bei Variation der horizontalen Strahlneigung im Bereich von 1% liegt (vgl. Abschnitt 5.4). Auch die Anzahl der im Strahlrohr gestoppten Teilchen, die in einer vollständigen Simulation eine Energie über der Triggerschwelle in den Kalorimeter deponieren würden, schwankt in Abhängigkeit von den eingestellten Strahlparametern. Insgesamt kann deshalb der systematische Fehler für relative Änderungen des effektiven Wirkungsquerschnitts nur durch die vollständige Simulation verschiedener Einstellungen ermittelt werden. Man erwartet jedoch einen Wert, der deutlich kleiner als der systematische Fehler auf den absoluten effektiven Wirkungsquerschnitt mit 5% ist.

7 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, mit einer Simulation ein besseres Verständnis des Luminositätsmonitors am HERMES–Experiment zu erreichen. Dafür wurde das auf dem Programmpaket GEANT basierende HERMES Monte–Carlo (HMC) erweitert. In dieser wurde ein Generator für Annihilation, Bhabha– und Møller–Streuung sowie die Digitalisierung der Kalorimetersignale implementiert. Die verwendete Geometrie des Detektors wurde im Bereich von Target, Strahlrohr und Luminositätsmonitor überprüft und teilweise korrigiert.

Die Energie– und Ortsauflösung der Kalorimeter in dem HMC wurden möglichst gut an Teststrahlergebnisse der realen Kalorimeter angepaßt. Die verbleibenden Abweichungen führen zu einem Beitrag zum systematischen Fehler der simulierten effektiven Wirkungsquerschnitte von 1%. Dieser könnte eventuell durch Benutzung eines anderen Simulationsprogramms wie EGS4 [Nel 85] verringert werden.

Durch die Segmentierung der Kalorimeter in jeweils 12 Kristalle ist eine Rekonstruktion des Auftrefforts eines Teilchens möglich. Aus der Verteilung der rekonstruierten Auftrefforte koinzidenter Teilchenpaare kann die Position des Strahls am Luminositätsmonitor aus den Daten extrahiert und mit der eingestellten Strahlposition und –neigung am Wechselwirkungspunkt verglichen werden. Eine davon unabhängige , alternative Methode zur Bestimmung der Strahlposition am Ort des Luminositätsmonitors ergibt sich aus der Betrachtung der relativen Energiedepositionen in unterschiedlichen Bereichen der Kalorimeter. In horizontaler Richtung werden dafür die Energiedepositionen in jedem der beiden Kalorimeter verwendet, in vertikaler Richtung werden jeweils die oberen und unteren 12 Kristalle beider Kalorimeter benutzt. Die Anwendung der in der Simulation getesteten Verfahren auf Daten ergibt ähnliche Ergebnisse wie in der Simulation. Die verbleibenden leichten Abweichungen können auf die schlecht kalibrierten Strahlpositionsmonitore, auf eine ungenaue Energiekalibration der einzelnen Photomultiplier sowie auf eine imperfekte Ortsrekonstruktionsfunktion zurückgeführt werden.

Den geometrischen Akzeptanzbereich, also die Auftreffbereiche der Teilchen auf den Frontflächen der Kalorimeter, erhält man effizient mit einer vereinfachten geometrischen Simulation. Dabei wird lediglich aufgrund der generierten Startwinkel und –orte der Teilchen bestimmt, ob diese auf direktem Weg die Kalorimeter erreichen können, und es findet keine Simulation des elektromagnetischen Schauers statt, der durch die auftreffenden Teilchen ausgelöst wird. Dadurch ist der Rechenzeitbedarf bedeutend geringer und viele Einstellungen von verschiedenen Strahlpositionen und –neigungen können simuliert werden. Ein Vergleich zwischen vereinfachter und vollständiger Simulation zeigt, daß es Teilchen gibt, die von der Seite in die Kalorimeter eintreten oder nicht genug Energie beim Aufschauern in den Kanten des HERA–Positronenstrahlrohrs verlieren, welche den Akzeptanzbereich beschränken. In dem HMC gibt es die Möglichkeit, alle Teilchen im Strahlrohr zu stoppen, so daß mögliche koinzidente Ereignisse ausgeschlossen werden. Diese Vereinfachung mußte hier gewählt werden, da ansonsten die Laufzeiten der Simulation in unpraktikablen Bereichen liegen. Dadurch vergrößert sich der systematische Fehler auf den effektiven Wirkungsquerschnitt um einen Beitrag von 3,6%, der eventuell bei Wirkungsquerschnittsbestimmungen von einzelnen Einstellungen der Strahlparameter mit wesentlich erhöhter Computerkapazität umgangen werden kann.

Die für das HMC entwickelten Methoden zur Positionsbestimmung des Strahls am Ort des Luminositätsmonitors wurden auf Daten angewendet, die im Rahmen systematischer Studien im August 2000 mit dem Luminositätsmonitor des HERMES–Experiments aufgezeichnet wurden. Bei diesen Studien wurde die horizontale und vertikale Strahlneigung über einen weiten Bereich verändert, und die Kalorimeter wurden schrittweise von ihren Standardpositionen am Strahlrohr wegbewegt. Zum Vergleich wurden der Ort und die Neigung des Strahls am Wechselwirkungspunkt aus den Messungen von jeweils zwei Strahlpositionsmonitoren in der Nähe des HERMES–Experiments berechnet. Eine Überprüfung zeigte, daß die Strahlpositionsmonitore teilweise unzureichend kalibriert und die Ablagen von ihren Sollpositionen unbekannt sind. Eine Neukalibration dieser Monitore wird vor Beginn der Datennahme Ende 2001 durchgeführt werden. Absolute Messungen der Strahlpositionen sind nur möglich, wenn zusätzlich die Lage jedes Monitors relativ zur HERMES–Koordinatenachse bestimmt wird. Auch die Position des Luminositätsmonitors in Bezug zu dieser Koordinatenachse, die durch den Wechselwirkungspunkt führt, müßte genau vermessen werden. Die dafür notwendigen Prozeduren sind zeitaufwendig und erfordern den Zugang zum HERMES–Experiment und zum HERA–Tunnel. Ermittelt man die Position des Strahls, wenn sich dieser genau zentriert zwischen den Kalorimetern befindet, erhält man die Abweichung der Strahlpositionsmonitormessung von der Koordinatenachse für die Strahlposition am Ort des Luminositätsmonitors. Die ermittelten Werte aus den rekonstruierten Auftreffpunkten und aus den relativen Energiedepositionen führen zu leicht abweichenden Ergebnissen. Gründe dafür können bei der Ortsrekonstruktionsfunktion des Jahres 1996, den unkalibrierten Strahlpositionsmonitoren oder bei einer ungenauen Energiekalibration der einzelnen Photomultiplier liegen.

Bei der Auswertung der Studien, bei denen die Kalorimeter schrittweise verschoben wurden, zeigte sich, daß die bei diesen Studien nicht ausgeschalteten Halteströme der Schrittmotoren einen störenden Einfluß auf die aufgezeichneten Signale der Photomultiplier ausüben. Die ermittelten Datenpunkte fluktuieren außerhalb ihrer statistischen Fehler um die angepaßten Kurven und die rekonstruierten Strahlpositionen sind dem Betrag nach zu groß. Diese Studie müßte erneut mit ausgeschalteten Halteströmen der Schrittmotoren durchgeführt werden, um einen aussagekräftigen Vergleich mit den Ergebnissen der Simulation zu ermöglichen.

Trotz dieser oben genannten Einschränkungen konnte die effektive Luminositätskonstante, welche die während der Datennahme aufgezeichnete Rate koinzidenter Streuereignisse R_{LUMI} mit der HERMES zur Verfügung stehenden Luminosität $\mathcal{L}$ verknüpft, zu

$$C_{\mathrm{LUMI}} = \frac{\mathcal{L}}{R_{\mathrm{LUMI}}} = (417 \pm 30)\,\frac{1}{\mathrm{mbarn}} \qquad (7.1)$$

bestimmt werden. Eine Korrekturfunktion, die für diesen Wert die Abhängigkeit von der horizontalen Strahlneigung berücksichtigt, wurde angepaßt. Diese ist jedoch nur für die bisherigen Angaben der Strahlpositionsmonitore zu verwenden und muß bei einer genaueren Kalibration neu bestimmt werden.

A Simulation eines transversalen Targetmagnetfelds

Mit der neuen Datennahme Ende des Jahres 2001 wird am HERMES–Experiment die Untersuchung tiefinelastischer Streuung longitudinal polarisierter Positronen an transversal polarisierten Nukleonen beginnen. Dafür wurde in der Winterpause 2000/01 der Magnet zur Erzeugung des longitudinalen Haltefelds für das HERMES Target ausgetauscht. An seiner Stelle wurde ein Magnet installiert, der ein transversales Haltefeld erzeugt. Ein Prototyp dieses Magneten wurde bereits in der Sommerpause 1999 zwecks Studien testhalber installiert. Nach Beendigung der Studien wurde damals wieder die alte Magnetfeldkonfiguration hergestellt.

Zur Kompensation des Einflusses des transversalen Magnetfelds auf den Orbit des HERA–Positronenstrahls existieren außer dem transversalen Targetmagneten in Strahlrichtung vor und hinter diesem je eine Korrekturspule mit entgegengesetzten Magnetfeldern. Wird die Spule des Targetmagneten mit einem Strom von 178,2 A betrieben, beträgt die über die Länge des Magneten integrierte magnetische Flußdichte $\int B_T \, dl = 1{,}04\,\mathrm{T{\cdot}m}$. Die mittlere magnetische Flußdichte liegt bei $B_T = 150\,\mathrm{mT}$. Dies entspricht einem idealen homogenen Feld $B_T = 150\,\mathrm{mT}$ der Länge $l_T = 692\,\mathrm{mm}$. Für die beiden Korrekturspulen $i = 1, 2$ gelten folgende Zusammenhänge zwischen integrierter Flußdichte $\int B_i \, dl$ und dem Erregerstrom I_i:

$$k_1 = \frac{\int B_1 \, dl}{I_1} = 4{,}6481 \cdot 10^{-2} \, \frac{\mathrm{T \cdot m}}{\mathrm{A}} \,, \tag{A.1}$$

$$k_2 = \frac{\int B_2 \, dl}{I_2} = 7{,}365 \cdot 10^{-5} \, \frac{\mathrm{T \cdot m}}{\mathrm{A}} \,. \tag{A.2}$$

Erregt man die beiden Korrekturspulen mit den Strömen $I_1 = 1{,}41\,\mathrm{A}$ und $I_2 = 517{,}5\,\mathrm{A}$, ergeben sich für die physikalischen Längen der Spulen $l_1 = 600\,\mathrm{mm}$ und $l_2 = 758\,\mathrm{mm}$ ideale homogene Felder von $B_1 = 109{,}4\,\mathrm{mT}$ und $B_2 = 50{,}3\,\mathrm{mT}$. Alle benutzten Kenngrößen der Magnete sind [Reg 99] entnommen.

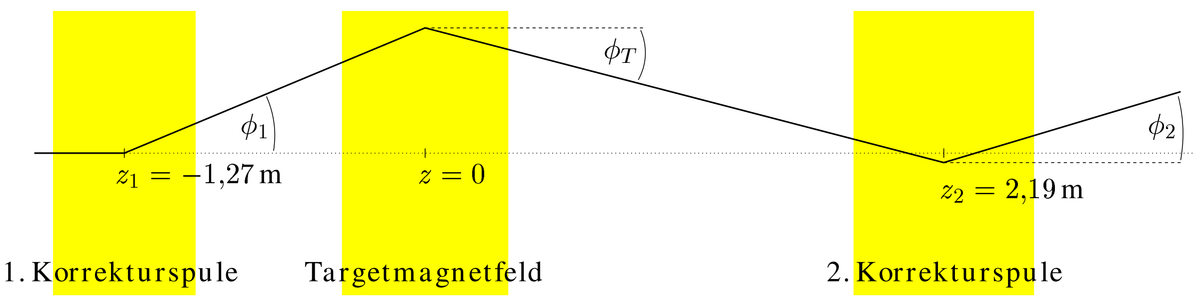

Abbildung A.1: Verlauf des HERA–Positronenstrahls im Bereich der Magnetfelder der beiden Korrekturspulen und des Targetmagneten. Die zweite Korrekturspule befindet sich innerhalb des Spektrometermagneten. Zur Veranschaulichung ist hier der Winkel ϕ_2 im Vergleich zu den anderen Winkeln stark übertrieben dargestellt.

Berechnet man unter der Annahme von idealen Magnetfeldern B_1, B_T und B_2 der Längen l_1, l_T und l_2 die Ablenkung des HERA–Positronenstrahls mit einem Impuls von 27,57 GeV nach Durchlaufen aller Magnetfelder, erhält man für die in Abb. A.1 definierten Winkel:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= 0{,}7144\,\mathrm{mrad} \quad , \\ \phi_T &= -0{,}4143\,\mathrm{mrad} \quad , \\ \phi_2 &= 0{,}0003\,\mathrm{mrad} \quad . \end{aligned}$$

Der Verlauf des Positronenstrahls weicht also hinter den Magneten kaum von der Sollachse ab und liegt im Akzeptanzbereich der HERA–Strahloptik.

Zur Simulation der Luminositätsmessung mit einem transversalen Magnetfeld wird in dem HMC zunächst für jeden generierten Streuvertex berechnet, welche Strahlneigung an diesem Ort aufgrund der Ablenkung in der ersten Korrekturspule und dem bereits durchlaufenen Teil des Targetmagnetfelds vorliegt. Die so ermittelte Strahlneigung wird zusätzlich zur eingestellten Neigung und Divergenz des Strahls am Wechselwirkungspunkt berücksichtigt. Für einen Positronenstrahl beträgt der Quotient aus den effektiven Wirkungsquerschnitten σ_{Ak} der Simulationen mit und ohne transversalem Targetmagnetfeld $0{,}79 \pm 0{,}06$. Dieser Fehler enthält den statistischen und den systematischen Beitrag. Die beobachtete Abnahme läßt sich damit erklären, daß die beiden Photonen bei der Annihilation unbeeinflußt ihren Weg durch das Strahlrohr fortsetzen. Elektron und Positron des Endzustands der Bhabha–Streuung werden jedoch in entgegengesetzte Richtungen abgelenkt, so daß die Wahrscheinlichkeit sinkt, daß beide Teilchen die Kalorimeter erreichen.

Bei den Studien im Juni 1999 wurde die zweite Korrekturspule mit einem höheren Strom betrieben, um zusätzlich den Einfluß des Restfelds vom Spektrometermagneten zu kompensieren. Die Studien mit dem transversalen Targetmagnetfeld wurden für unpolarisierte Wasserstoff– und Deuteriumtargets durchgeführt. Dafür ergaben sich folgende Verhältnisse zwischen den Quotienten aus Koinzidenzrate des Luminositätsmonitors und Strahlstroms R_{LUMI}/I bei an– und ausgeschalteten Magnetfeldern:

$$\begin{aligned} &\text{Wasserstoff:} \quad 0{,}706 \pm 0{,}006 \quad , \\ &\text{Deuterium:} \quad 0{,}771 \pm 0{,}009 \quad . \end{aligned}$$

Bei Benutzung von Wasserstoff als Targetgas war der Strom für die Aufrechterhaltung des Targetmagnetfelds mit $I_T^{\mathrm{H}} = 194{,}3\,\mathrm{A}$ höher als bei Benutzung von Deuterium mit $I_T^{\mathrm{D}} = 180{,}1\,\mathrm{A}$. Die erhöhten Ströme für den Betrieb der zweiten Korrekturspule betrugen bei der Füllung der Speicherzelle mit Wasserstoff $I_2^{\mathrm{H}} = 687{,}8\,\mathrm{A}$ und bei der Füllung mit Deuterium $I_2^{\mathrm{D}} = 649{,}5\,\mathrm{A}$ [Asc 01]. Die experimentell beobachtete Reduzierung der Koinzidenzrate liegt nahe an dem aus der Simulation mit idealen, homogenen Magnetfeldern erhaltenen Wert.

Die Simulation eines transversalen Magnetfelds der Stärke $B_T = 150\,\mathrm{mT}$ wurde auch für Elektronen als Strahlteilchen durchgeführt, da der Betrieb von HERA in näherer Zukunft auch mit Elektronen anstelle von Positronen vorgesehen ist. Aufgrund der entgegengesetzten Ladung werden die Elektronen zwar in die andere Richtung abgelenkt, die Abweichung vom nominalen HERA–Orbit wird jedoch mit identischen Feldern der Korrekturspulen kompensiert. Das Verhältnis des Wertes für R_{LUMI}/I bei an–

und abgeschaltetem Targetmagnetfeld ist mit $0{,}99 \pm 0{,}08$ innerhalb des statistischen und systematischen Fehlers verträglich mit eins. Die beobachtete Unabhängigkeit der Koinzidenzrate vom angelegten Magnetfeld läßt sich dadurch erklären, daß beide Teilchen im Endzustand Elektronen sind und damit durch die Magnetfelder in die gleiche Richtung abgelenkt werden.

Für ein transversales Feld mit derselben magnetischen Flußdichte von 340 mT, wie sie bei dem bisher benutzten longitudinalen Haltefeld herrschte, müssen die Magnetfelder der Korrekturspulen $B_1 = 252\,\mathrm{mT}$ und $B_2 = 111\,\mathrm{mT}$ betragen. Dann ergibt sich eine etwas höhere Abweichung von der Sollachse nach Durchlaufen der drei Magnetfelder,

$$\begin{aligned} \phi_1 &= 1{,}6441\,\mathrm{mrad} \quad , \\ \phi_T &= -0{,}9143\,\mathrm{mrad} \quad , \\ \phi_2 &= 0{,}0006\,\mathrm{mrad} \quad , \end{aligned}$$

die aber immer noch vernachlässigt werden kann.

Auch für diese Einstellungen der Magnetfelder ist die Verringerung des effektiven Wirkungsquerschnitts im Fall von Elektronen als Strahlteilchen mit $0{,}95 \pm 0{,}08$ bedeutend geringer als bei einem Positronenstrahl. Bei diesem erhält man ein Verhältnis des effektiven Wirkungsquerschnitts der Simulationen mit und ohne transversalem Magnetfeld von $0{,}44 \pm 0{,}04$.

Für ein Feld von $B_2 = 111\,\mathrm{mT}$ müßte die zweite Korrekturspule, die für Ströme bis 800 A ausgelegt ist, allerdings mit einem Strom von über 1100 A betrieben werden, so daß zusätzliche Korrekturspulen zur Kompensation des Einflusses auf den HERA–Positronenorbit benötigt würden. Daher ist geplant, den transversalen Targetmagneten mit einer magnetischen Flußdichte von etwa 300 mT zu betreiben.

Literaturverzeichnis

[Ack 98] K. Ackerstaff *et al.*, *The HERMES Spectrometer*, Nucl. Instr. Meth. **A417** (1998) 230.

[Ack 99] K. Ackerstaff *et al.*, The HERMES Collaboration, *Flavor decomposition of the polarized quark distributions in the nucleon from inclusive and semi–inclusive deep–inelastic scattering*, DESY 99–048, Phys. Lett. **B 464** (1999) 123.

[Air 00] A. Airapetian *et al.*, *Exclusive Leptoproduction of ρ^0 Mesons on Hydrogen at Intermediate W Values*, Eur. Phys. Jour. **C17** (2000) 389.

[Ama 81] U. Amaldi, *Fluctuations in Calorimetry Measurements*, Physica Scripta **23** (1981) 409.

[Ans 95] M. Anselmino, A. Efremov, E. Leader, *The theory and phenomenology of polarized deep inelastic scattering*, Phys. Rep. **261** (1995) 1; Erratum *ibid.* **281** (1997) 399.

[Asc 01] E. Aschenauer, Private Mitteilung, (2001).

[Bar 93] D.P. Barber *et al.*, *The HERA Polarimeter and the First Observation of Electron Spin Polarisation at HERA*, Nucl. Instr. Meth. **A329** (1993) 79.

[Ben 98] T. Benisch, *Polarisierte Bhabha–Streuung und Luminositätsmessung am HERMES–Experiment*, Dissertation, Universität Erlangen–Nürnberg (1998).

[Bha 35] H.J. Bhabha, Proc. Roy. Soc. (London) **A154** (1935) 195.

[Bra 95] B. Braun, *Spin Relaxation of Hydrogen and Deuterium in Storage Cells*, Dissertation, Universität München (1995).

[Cal 69] C.G. Callan, D.J. Gross, *High–Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current*, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 156.

[CER 94] CERN CN Application Software Group, *GEANT – Detector Description and Simulation Tool*, CERN, Geneva (1994).

[Cis 97] E. Cisbani *et al.*, *Proposal for a Dual Radiator RICH for HERMES*, HERMES Report 97–003 (1997), http://www-hermes.desy.de/notes/pub/97-LIB/jackson.97.003.ps.gz; E. Cisbani, *The Dual Radiator RICH for the HERMES Experiment at DESY*, Contribution to the 6^{th} International Conference on Adv. Technology and Particle Physics, Como, Italy, Oct. 1998.

[Dür 95] M. Düren, *The HERMES Experiment: From the Design to the First Results*, Habilitationsschrift, Universität Erlangen–Nürnberg (1995).

[Gro 00] D.E. Groom *et al.*, The Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. Jour. **C 15** (2000) 1.

[Hal 84] F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons (1984).

[HMC 96] Die HERMES Kollaboration, *The HERMES Monte Carlo*, http://www-hermes.desy.de/hmc/ (1996).

[Hol 01] B. Holzer, Private Mitteilung, (2001).

[Jac 98] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd edition, John Wiley & Sons (1998).

[Lan 70] L.D. Landau, E.M. Lifschitz, *Lehrbuch der Theoretischen Physik IVa, Relativistische Quantentheorie*, Berlin (1970).

[Møl 32] C. Møller, Ann. Phys. **14** (1932) 531.

[Nel 85] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers, *The EGS4 Code System*, SLAC–265, Stanford Linear Accelerator Center (1985).

[Pot 01] S. Potashov, Private Mitteilung, (2001).

[Reg 99] D. Reggiani, *Studio ed applicazione di un bersaglio trasversalmente polarizzato per l'esperimento HERMES a HERA*, Diplomarbeit, Università degli Studi di Ferrara (1999).

[Sok 64] A.A. Sokolov, I.M. Ternov, *On Polarization and Spin Effects in the Theory of Synchrotron Radiation*, Sov. Phys. Dokl. **8** (1964) 1203.

[Ste 01] J. Stewart, Private Mitteilung, (2001).

[Sto 94] F. Stock, *Optimization of the FILTEX/ HERMES Atomic Beam Source*, AIP Conf. Proc. No. 293, Polarized Ion Sources and Polarized Gas Targets University of Wisconsin–Madison 1993, eds. L.W. Anderson, W. Haeberli American Institute of Physics (1994) 22.

[Ter 01] A. Terkulov, Private Mitteilung, (2001).

[Vol 96] E. Volk, *Strukturfunktionsanalyse bei HERMES*, Diplomarbeit, Max–Planck–Institut für Kernphysik, Heidelberg (1996).

[Zhu 91] R.–Y. Zhu, *Limits to the Precision of Electromagnetic Calorimeters*, Proc. of the First International Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois, Oct. 29 – Nov. 1, 1990, eds. D.F. Anderson et al., World Scientific (1991) 25.

Danksagung

Während meiner Arbeit in der internationalen Kollaboration des HERMES–Experiments konnte ich äußerst interessante Erfahrungen sammeln und habe faszinierende Einblicke in die Welt der Teilchenphysik erhalten. Als erstes möchte ich mich bei Prof. Karl–Heinz Spatschek und Prof. Kay Königsmann bedanken, die mir den Aufenthalt in Hamburg durch ihre universitätsübergreifende Zusammenarbeit ermöglicht haben. Weiterhin danke ich Jürgen Franz für die Betreuung während seiner regelmäßigen Besuche in Hamburg. Auch sonst war es mir stets möglich, theoretische und experimentelle Unklarheiten mit ihm zu diskutieren.

Ein offenes Ohr für meine vielen Fragen hinsichtlich Problemlösungen beim Programmieren sowie technischen Details des HERMES–Experiments und des Luminositätsmonitors fand ich immer bei Elke Aschenauer, Marc Beckmann, Larry Felawka, Felix Menden, Björn Seitz, Jim Stewart, Manuella Vincter und bei den beiden Kollegen der Lumi–Gruppe Adel Terkulov und Sergei Potashov. Vielen Dank für die stets hilfsbereite und geduldige Unterstützung.

Für das sorgfältige Korrekturlesen selbst bei Auslandsaufenthalten danke ich Marc Beckmann, Jürgen Franz und Felix Menden.

Es war mir eine Ehre in der *Blasenkammer* arbeiten zu dürfen. Die hier vorhandene Atmosphäre förderte die Produktivität und Kreativität, auch wenn die behandelten Themen des öfteren ihre Grundlage eher in der klassischen Mechanik fanden (Felix, paß gut auf Deine Lineale auf!).

Durch sportliche, kulturelle und vergnügliche Aktivitäten mit meinen HERMES–Kollegen habe ich viele interessante und schöne Seiten an Hamburg entdecken können. Gedankt sei hierfür Marc Beckmann, Achim Hillenbrand, Thore Lindemann, Felix Menden, Martin Raithel, Jochen Volmer, den beiden Kanadiern Matthias Hartig und Jürgen Wendland und allen anderen Offsitern.

Für die netten Stunden, die ich bei meinen Freiburgaufenthalten erlebt habe, und für die Bereitstellung von Übernachtungsmöglichkeiten auch bei Abwesenheit der Bewohner danke ich Marc Niebuhr, Roman Risken und Thomas Schmidt.

Meinem Mitbewohner Olaf Behrendt danke ich für nächtliche Unterhaltungen in der Küche, Back– und Bastelaktionen, Großeinkäufe, Segeltörns und all die vielen Dinge, die das Zusammenleben so wunderbar unkompliziert gemacht haben. Vielen Dank auch an seine Eltern für die Unterstützung während der Wohnungssuche.

Ebenfalls geht ein Dank an alle Düsseldorfer, die mich stets an meine rheinische Herkunft erinnert haben: Tom Hussner, Knut Neumann (-k.), Mirek Giza, Norbert Lümmen, Sven Wiesen und vor allem an Torsten (Dr. Hazard) Haberscheidt, ohne den ich nicht am Sommerstudentenprogramm 1999 teilgenommen hätte.

Danke, Marc, für dieses wunderschöne Jahr!

Als letztes möchte ich meinen Eltern danken, die mich immer unterstützt haben und stets Verständnis dafür hatten, wenn ein Heimaturlaub wieder einmal etwas kürzer ausfiel. Vielen Dank auch für die vielen aufmunternden Briefe und Päckchen.

Hiermit erkläre ich, daß ich die Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Düsseldorf, den 9. August 2001

Ulrike Elschenbroich