Experimentelle Überprüfung der Algorithmen zur Luminositätsbestimmung am H1–Detektor

März 1995

Diplomarbeit

vorgelegt von

Damian Pieloth

Lehrstuhl für
experimentelle Physik V
Fachbereich Physik
Universität Dortmund

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

1.1 Die elementaren Bausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen

Gemäß dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik besteht sämtliche Materie aus Leptonen und Quarks. Die Wechselwirkungen zwischen den Leptonen und Quarks werden durch Eichbosonen vermittelt. Das Photon γ vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung, das $W^{\pm}$ und das Z^0 vermitteln die schwache Wechselwirkung, und die Gluonen vermitteln die starke Wechselwirkung. Außerdem unterliegen Leptonen und Quarks der Gravitation, die aber in der Elementarteilchenphysik keine Rolle spielt. Die physikalischen Eigenschaften der Leptonen, Quarks und Eichbosonen werden in Tabelle 1.1 zusammengefaßt. Das τ-Neutrino konnte bisher als einziges Lepton innerhalb des Standardmodells nicht direkt nachgewiesen werden. Erst kürzlich berichtete die CDF-Kollaboration und die D0-Kollaboration am Fermilab in Batavia bei Chicago ihre Entdeckung des Top-Quarks in den Daten ihrer Detektoren [CDF95], [D095].

Die Leptonen unterliegen der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung, an der starken Wechselwirkung nehmen sie nicht teil. Man teilt die Leptonen in drei Familien ein:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

Das wesentliche Kriterium zur Unterscheidung der einzelnen Familien sind die Massen ihre Mitglieder. Dabei wird das leichteste geladene Lepton e^- und das Elektron-Neutrino ν_e der ersten Familie zugeordnet.

Die Quarks nehmen an der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Wechselwirkung teil. Sie werden ebenfalls in drei Familien eingeteilt:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Auch hier gehören die Quarks mit der kleinsten Masse, u und d, der ersten Familie an. Jedes dieser Quarks trägt eine Farbladung. Im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung treten in der starken Wechselwirkung drei verschiedene Farbladungen

Lepton	**Symbol**	**Spin** [$\hbar$]	**Ladung** [e]	**Masse** [**GeV**/c^2]
e-Neutrino	ν_e	$\frac{1}{2}$	0	$< 1.8 \times 10^{-8}$
Elektron	e^-	$\frac{1}{2}$	-1	$5.10999906(15) \times 10^{-4}$
μ-Neutrino	ν_μ	$\frac{1}{2}$	0	$< 2.5 \times 10^{-4}$
Muon	μ^-	$\frac{1}{2}$	-1	0.10565839(6)
τ-Neutrino	ν_τ	$\frac{1}{2}$	0	$< 3.5 \times 10^{-2}$
Tau	τ^-	$\frac{1}{2}$	-1	1.7841(32)
Quark	**Symbol**	**Spin** [$\hbar$]	**Ladung** [e]	**Masse** [**GeV**/c^2]
Up	u	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	0.004
Down	d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	0.008
Charm	c	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	1.2
Strange	s	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	0.15
Top	t	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$(176 \pm 8 \pm 10)_{CDF}$, $(199^{+19}_{-21} \pm 22)_{D0}$
Bottom	b	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	4.7
Boson	**Symbol**	**Spin** [$\hbar$]	**Ladung** [e]	**Masse** [**GeV**/c^2]
Photon	γ	1	0	0
W-Boson	$W^\pm$	1	± 1	80.22(0.26)
Z-Boson	Z^0	1	0	91.187(0.007)
Gluonen	$g_1, ..., g_8$	1	0	0

Tabelle 1.1: Die physikalischen Eigenschaften der Leptonen, Quarks und Eichbosonen [CMS89], [Rpp94], [CDF95] und [D095].

auf. Die Kräfte zwischen den Farbladungen sind so groß, daß man in der Natur keine freien Quarks beobachtet. Die in der Natur beobachtbaren Baryonen bestehen aus drei Quarks, die Mesonen aus Quark-Antiquark-Paaren und sind als ganzes jeweils farblos.

Während Elementarteilchen zunächst ausschließlich in der kosmischen Höhenstrahlung untersucht werden konnten, ermöglicht der Bau von Teilchenbeschleunigern eine genauere Erforschung der Struktur der Materie.

1.2 Der Speicherring HERA

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg werden seit Anfang 1992 im Speicherring HERA[1] hochenergetische Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht.

Wie man aus Abbildung 1.1 entnehmen kann, durchlaufen die Teilchen nach ihrer Erzeugung zunächst eine Reihe von Vorbeschleunigern, um dann in den HERA-Speicherring injiziert zu werden. Hier werden die Teilchenpakete auf ihre Endenergien, 26.7 GeV für Elektronen[2] bzw. 820 GeV für Protonen, beschleunigt. Der H1-Detektor und der ZEUS-Detektor umgeben die beiden Wechselwirkungspunkte, an denen die Teilchenpakete kollidieren.

---

[1] HERA=Hadron-Elektron-Ring-Anlage

[2] In der Datennahmeperiode 1994 betrug die Elektronenergie 27.5 GeV

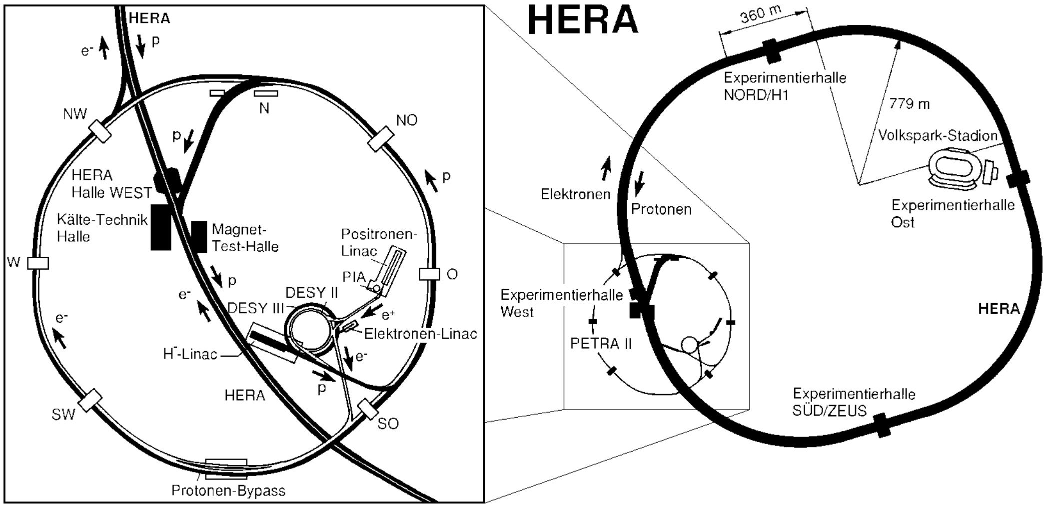

Abbildung 1.1: Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA

Die inelastische Streuung von Elektronen und Neutrinos an Nukleonen am SLAC[3] bzw. am CERN[4] hat sich bei der Erforschung der inneren Struktur der Nukleonen als sehr effektiv erwiesen [Per91]. Man hatte aber bei den Experimenten am SLAC und am CERN stets mit einem ruhenden Target gearbeitet. Der HERA-Speicherring eröffnet demgegenüber mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \simeq 300\,GeV$ einen neuen kinematischen Bereich in der inelastischen Streuung von Leptonen an Nukleonen. Neben der Messung der Strukturfunktionen des Protons bei hohem Q^2 und kleinen Werten der Bjørkenvariablen x_B, wobei Q^2 den Betrag des Quadrates des Viererimpulsübertrages vom einlaufenden Elektron auf das einlaufende Proton darstellt, und x_B im Rahmen des naiven Quark-Parton-Modells unter Vernachlässigung aller Teilchenmassen als der Bruchteil des Protonenimpulses angesehen werden kann, den das Quark vor dem Streuprozeß getragen hat [Gel64], [Bjo69], erlaubt der HERA-Speicherring auch die folgenden Untersuchungen der Struktur der Materie [Pro92]:

- Test von Modellen der Quantenchromodynamik,
- Suche nach Substrukturen der Leptonen und Quarks,
- Erforschung des hadronischen Charakters des Photons in Photoproduktionsprozessen,
- Untersuchung der Struktur der geladenen und neutralen Ströme der schwachen Wechselwirkung,
- Messung von Skalenverletzungen der starken Wechselwirkung und
- Suche nach neuen, exotischen Teilchen.

---

[3] SLAC = Stanford Linear Accelator Center

[4] CERN = Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire

Um solche Untersuchungen durchführen zu können, benötigt man einen Detektor, der neben der Identifizierung der Reaktionsprodukte auch die genaue Messung ihrer Energien und Impulse erlaubt.

1.3 Der H1-Detektor

Der Aufbau des H1-Detektors wird detailiert in [H1-93a] beschrieben. Hier wird nur kurz auf die wichtigsten Komponeneten des Detektors eingegangen, siehe hierzu Abbildung 1.2.

Wegen der unterschiedlichen Energien der Elektronen und Protonen, fliegen die Reaktionsprodukte bevorzugt in die Richtung der einlaufenden Protonen. Daraus resultiert der asymmetrische Aufbau des H1-Detektors. Die Teilchen werden in einem gemeinsamen Strahlrohr zur Kollision gebracht. Das Strahlrohr wird von den Spurenkammern umgeben. Die Vorwärts-Spurenkammer deckt den Polarwinkelbereich $5^o \leq \Theta \leq 25^o$ ab, wobei Θ der Polarwinkel bezüglich der Richtung der einlaufenden Protonen ist. Die Vorwärts-Spurenkammer besteht aus Drift- und Proportionalkammermodulen sowie Übergangsstrahlungsdetektoren zur besseren Identifizierung von Elektronen. Die zentrale Spurenkammer deckt den Polarwinkelbereich $25^o \leq \Theta \leq 155^o$ ab und besteht aus einer Anordnung aus Drift- und Proportionalkammermodulen.

Die Spurenkammern werden von einem Flüssigargon-Kalorimeter umgeben, das in dem Polarwinkelbereich $4^o \leq \Theta \leq 153^o$ die Energie der Reaktionsprodukte messen kann. Es besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Das Flüssigargon-Kalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter, das im elektromagnetischen Teil Blei, im hadronischen Teil Stahl als Absorbermaterial benutzt. Als aktives Material dient flüssiges Argon. Durch seine hohe Granularität besitzt das Flüssigargon-Kalorimeter eine gute Ortsauflösung. Das Flüssigargon-Kalorimeter benötigt für den Betrieb eine Temperatur von 90 K und befindet sich deshalb in einem Kyrostaten.

Das Vorwärts-Kalorimeter, das den Polarwinkelbereich $0.7^o \leq \Theta \leq 3.3^o$ abdeckt, befindet sich außerhalb des Kyrostaten. Es ist ein Sandwich-Kalorimeter mit Siliziumschichten als aktivem Material und Kupfer als Absorber. Ebenfalls außerhalb des Kyrostaten befindet sich das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter mit Blei als Absorber und Szintillator als aktivem Material. Dieses Kalorimeter deckt den Polarwinkelbereich $151^o \leq \Theta \leq 173^o$ ab und dient hauptsächlich zur Messung der Energien der gestreuten Elektronen bei Impulsüberträgen von $Q^2 \leq 100GeV^2/c^2$. Eine supraleitende Spule, die ein homogenes Magnetfeld parallel zur Strahlachse erzeugt, umgibt den Kyrostaten. Mit Hilfe der Spurenkammern kann man aus der Krümmung der Bahnen der geladenen Teilchen in diesem Magnetfeld die Impulse der Teilchen bestimmen. Das instrumentierte Eisen, das den ganzen Detektor umgibt, dient als Rückflußjoch für das Magnetfeld. Es ist mit Streamer-Kammern ausgestattet und kann zum Nachweis von Myonen benutzt werden. Außerdem kann es den Teil der Energie messen, der von den Reaktionsprodukten nicht vollständig in den Kalorimetern deponiert wird. Zur Messung der Impulse der Myonen im Polarwinkelbereich $3^o \leq \Theta \leq 17^o$ dient das Myon-Spektrometer. Es besteht aus mehreren Lagen von Driftkammern und besitzt ein torodiales Magnetfeld. Um den Einfluß des magnetischen Feldes der supraleitenden Spule des H1-Detektors auf die bei-

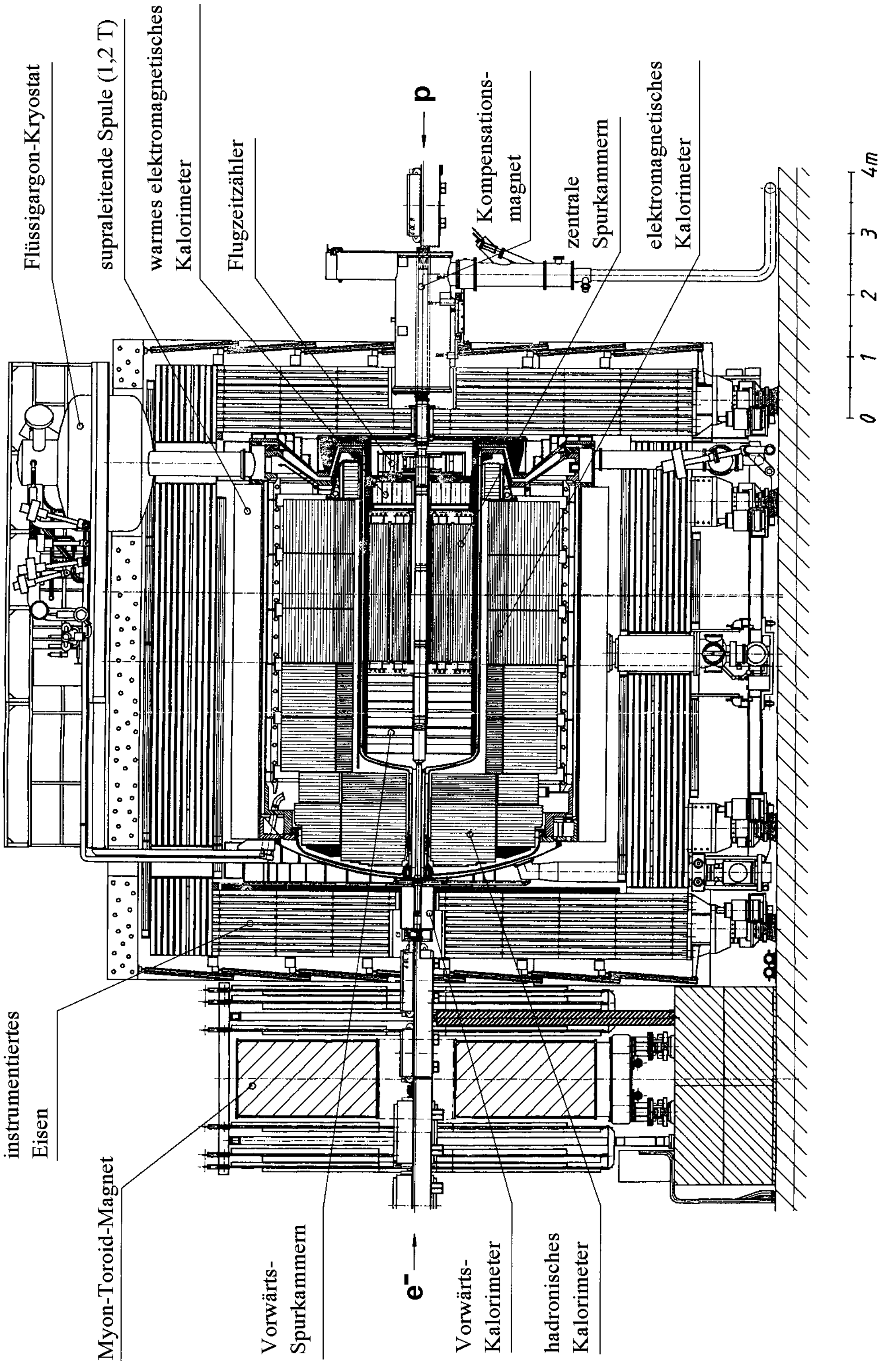

Abbildung 1.2: Schnitt durch den H1–Detektor parallel zur Strahlachse.

den Teilchenstrahlen zu verringern, benutzt man einen Kompensationsmagneten. Aus Strahlenschutzgründen wird der H1-Detektor von einer Betonmauer umgeben.

Die Detektoren des Luminositätssystems des H1-Detektors befinden sich 33 m bzw. 103 m in Flugrichtung der Elektronen vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Das Luminositätssystem wird im Kapitel 3 näher beschreiben.

1.4 Das Ziel der vorliegenden Arbeit

Die Luminosität, die von einem Speicherring geliefert wird, berechnet sich nach:

$$\mathrm{N}_i = \sigma_i \mathcal{L}, \tag{1.1}$$

mit N_i=Anzahl der Ereignisse des Prozesses i,
σ_i=Wirkungsquerschnitt des Prozesses i und
$\mathcal{L}$=Luminosität.

Gleichung 1.1 zeigt, daß sich mit wachsender Luminosität die Zählraten aller Prozesse erhöhen. Ein Speicherring sollte deshalb möglichst hohe Luminositäten liefern. Soll der Wirkungsquerschnitt für einen bisher nicht untersuchten Prozeß gemessen werden, so muß die Luminosität genau bekannt sein. Die Bestimmung der Luminosität ist daher für die Auswertung der von einem Detektor gesammelten Daten von großer Wichtigkeit.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, die im H1-Experiment zur Messung der Luminosität angewandte Methode zu überprüfen. Hierunter fällt die Überprüfung der Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems und die Bestimmung der Akzeptanz des Luminositätssystems für Ereignisse des Referenzprozesses $ep \to ep\gamma$. Zur Überprüfung der Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems und zur Bestimmung der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ wurde in dieser Arbeit ein Datensatz benutzt, der mit Hilfe des Luminositätssystems in der Datennahmeperiode 1993 aufgenommen wurde.

Zur Analyse der aufgezeichneten Daten ist es notwendig, das Verhalten des Luminositätssystems während der Messung zu verstehen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher die gemessenen Daten umfangreichen Ergebnissen aus Simulationsrechnungen gegenübergestellt. Die zum Verständnis des Luminositätssystems benötigten Simulationsrechnungen wurden mit den Programmen H1LUMI (Ereignisgenerierung) und H1SIM (Detektorsimulation) durchgeführt.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt:

In Kapitel 2 werden die Grundlagen der Kalorimetrie und die Funktionsweise eines Kaloriemeters beschrieben. Im Hinblick auf die am Luminositätssystem des H1-Detektors benutzten Cherenkov-Kalorimeter, wird hier auch eine kurze Beschreibung des Cherenkov-Effekts gegeben. Außerdem wird die Simulation elektromagnetischer Schauer mit Monte-Carlo-Methoden erläutert.

In Kapitel 3 wird der Aufbau und die Funktionsweise des Luminositätssystems des H1-Detektors dargestellt.

Einige wesentliche Eigenschaften der Bremsstrahlungsereignisse werden in Kapitel 4 dargestellt.

In Kapitel 5 werden Untersuchungen zu Kalibrierung und Energieauflösung der Detektoren des Luminositätssystems durchgeführt. Hier werden Daten aus dem Experiment und der Monte-Carlo-Simulation benutzt.
Die Akzeptanz des Luminositätssystems für Ereignisse des Referenzprozesses $ep \to ep\gamma$ in Anhängigkeit von der Energie des auslaufenden Photons wird in Kapitel 6 für Experiment und Simulation bestimmt.

Kapitel 2

Grundlagen der Kalorimetrie

Treffen hochenergetische Teilchen auf einen Materieblock, so verlieren sie durch Prozesse der elektromagnetischen oder der starken Wechselwirkung Energie. Die Primärteilchen erzeugen in den Wechselwirkungen Sekundärteilchen. Die Sekundärteilchen können ihrerseits neue Teilchen generieren. So entstehen Teilchenlawinen, die auch Schauer genannt werden. Man unterscheidet zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern. Elektromagnetische Schauer werden durch elektromagnetische Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen mit Materie ausgelöst. Sie enthalten nur Elektronen, Positronen und Photonen. Die hadronischen Schauer werden durch starke Wechselwirkungen von Hadronen mit Atomkernen induziert. Hadronische Schauer können neben Hadronen auch elektromagnetische Subschauer, die hauptsächlich durch den Prozeß $\pi^o \to \gamma\gamma$ verursacht werden, enthalten. Die Erzeugung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern in der Materie wird in der Kalorimetrie zur Messung von Energien und Flugrichtungen von Teilchen benutzt. Ein Kalorimeter besteht deshalb im Prinzip aus einem hinreichend großen Materieblock, in dem die Energie des Primärteilchens absorbiert wird. Grundsätzlich unterscheidet man je nach Bauart zwischen homogenen und inhomogenen Kalorimetern, siehe hierzu Abschnitt 2.4. Soll ein Kalorimeter der Messung der Energien und Flugrichtungen von Elektronen, Positronen und Photonen dienen, so wird es auch als elektromagnetisches Kalorimeter bezeichnet.

Die Detektoren des Luminositätssystems des H1-Detektors messen Energien und Flugrichtungen von Elektronen und Photonen. In diesem Kapitel werden daher zunächst die elementaren Prozesse, durch die Elektronen, Positronen und Photonen in Materie Energie verlieren, dargestellt. Anschließend wird die Funktionsweise eines homogenen Kalorimeters, wie es im H1-Experiment zur Bestimmung der Luminosität verwendet wird, näher erläutert. Zum Schluß wird die Simulation elektromagnetischer Schauer mit Monte-Carlo-Methoden beschrieben und die Simulationsprogramme H1LUMI und H1SIM vorgestellt.

2.1 Energieverlust von Elektronen und Positronen in Materie

Abbildung 2.1 zeigt die Beiträge zum relativen Energieverlust pro Weglänge von Elektronen und Positronen im Blei als Funktion der Teilchenenergie. Diese Beiträge sollen nun näher erläutert werden.

2.1.1 Energieverlust durch Bremsstrahlung

Der Energieverlust von hochenergetischen Elektronen[1] in Materie wird durch Bremsstrahlung dominiert. Unter Bremsstrahlung versteht man die Abbremsung eines Elektrons am Atomkern unter gleichzeitiger Emission eines Photons:

$$\mathrm{e}^{\pm} + \mathrm{Kern} \rightarrow \mathrm{e}^{\pm} + \mathrm{Kern} + \gamma$$

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dieses Prozesses ist proportional zu $\left(E/\left(mc^2\right)\right)^4$ [Ros64]. Hierbei ist E die Energie des Elektrons, m seine Ruhemasse und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Diese Proportionalität macht unmittelbar deutlich, daß der Energieverlust durch Bremsstrahlung für schwerere Teilchen als das Elektron stark unterdrückt wird. Der mittlere Energieverlust der Elektronen pro Weglänge dE/dx aufgrund der Bremsstrahlung beträgt [Seg65]:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Brems} = \frac{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 E}{A} ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) = \frac{E}{X_0}, \tag{2.1}$$

wobei gilt:

α = elektromagnetische Feinstrukturkonstante,
N_A = Avogardo-Konstante,
Z = Kernladungszahl,
A = Atommassenzahl,
r_e = $e^2/\left(4\pi\epsilon_0 m_e c^2\right)$,
e = elektrische Elementarladung,
ϵ_0 = elektrische Feldkonstante,
m_e = Ruhemasse des Elektrons,
c = Vakuum-Lichtgeschwindigkeit und
E = Energie des wechselwirkenden Elektrons.

Die Größe X_0 wird als Strahlungslänge des Materials bezeichnet. Nach Durchqueren einer Schicht mit der Dicke X_0 fällt die Energie der Elektrons im Mittel auf die Energie E/e ab, wobei e die Euler-Zahl ist. Für die Strahlungslänge X_0 gilt näherungsweise die Beziehung [Rpp94]:

$$X_0 \approx \frac{716.4\, g\, cm^{-2}\, A}{Z\,(Z+1)\, ln\left(287/\sqrt{Z}\right)}.$$

Im Abschnitt 2.4 wird gezeigt, daß die Strahlungslänge X_0 als eine nahezu materialunabhängige Längenskala des elektromagnetischen Schauers dienen kann.

---

[1] Im weiteren sollen alle Aussagen über Elektronen auch für Positronen gelten.

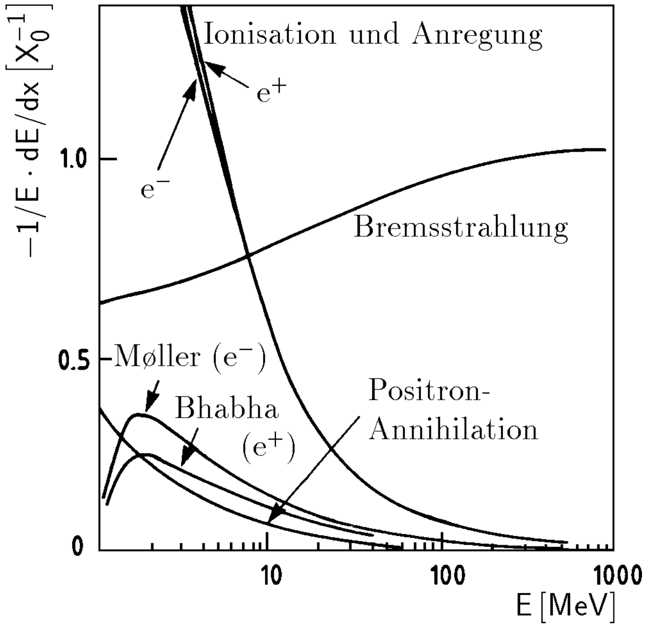

Abbildung 2.1: Relativer Energieverlust von Elektronen und Positronen im Blei [Rpp94].

2.1.2 Energieverlust durch Anregung und Ionisation

Unterhalb der kritischen Energie E_c verlieren Elektronen in Materie ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation und Anregung der Atome des durchquerten Mediums:

$$e^{\pm} + Atom \rightarrow e^{\pm} + Atom^{*} \left(+e^{-}\right)$$

Als kritischen Energie E_c bezeichnet man dabei diejenige Energie der Elektronen, bei der der Energieverlust pro Weglänge infolge von Anregung und Ionisation gleich demjenigen infolge von Bremsstrahlung ist. Die kritische Energie E_c kann näherungsweise durch folgende Beziehung angegeben werden [Ber82]:

$$E_c \approx \frac{800\,MeV}{Z + 1.2}$$

Der mittlere Energieverlust der Elektronen pro Weglänge aufgrund von Ionisation bzw. Anregung der Atome des durchquerten Mediums beträgt nach [Seg53]:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Ion} = \frac{4\pi e^4 n}{m_e c^2 \beta^2}\left[ln\frac{m_e c^2 \beta^2 T}{2I^2(1-\beta^2)} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) ln2 - \frac{1-\sqrt{1-\beta^2}}{8} - \delta\right], \tag{2.2}$$

wobei gilt:

n = Dichte der Elektronen im Absorbermaterial,
β = Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Lichgeschwindigkeit c,
T = Kinetische Energie der Teilchens und
I = mittlere Ionisierungsenergie des Absorbermaterials

Die Dichtekorrekturfunktion δ gibt den Einfluß des elekrischen Feldes der Elektronen an, der aufgrund der relativistischen Bewegungen der Teilchen zu einer abschirmenden Polarisation des Mediums führt [Ste52].

2.1.3 Energieverlust durch andere Prozesse

Die Ionisation und Anregung der Atome eines Mediums und die Bremsstrahlung verursachen den quantitativ größten Beitrag zum Energieverlust von Elektronen und Positronen in Materie. Es können aber auch andere Prozesse, siehe Abbildung 2.1, zum Energieverlust dieser Teilchen in der Materie führen. Dies sind:

Møller-Streuung: $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$
Bhabha-Streuung: $e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$
Vielfachstreuung: $e^\pm + Kern \rightarrow e^\pm + Kern$
Annihilation: $e^- + e^+ \rightarrow \gamma\gamma$

2.2 Der Cherenkov-Effekt

Durchqueren elektrisch geladene Teilchen ein Medium mit einer Geschwindigkeit v, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium c/n, wobei n der Brechungsindex des durchquerten Mediums ist, so entsteht elektromagnetische Strahlung. Diese Strahlung wird nach ihrem Entdecker Cherenkov-Strahlung genannt. Man kann die Entstehung der Cherenkov-Strahlung qualitativ folgendermaßen erklären:

Bewegen sich geladene Teilchen in einem dielektrischen Medium, so wird die Umgebung ihrer Flugbahn polarisiert. Beim Elektron z.B. richten sich die positiven Ladungen des Mediums zum vorbeifliegenden Elektron hin, die negativen werden von ihm wegorientiert. In dem durchquerten Medium entstehen somit ausgerichtete Dipole. Die Ausrichtung der Dipole ist bei langsamen Elektronen fast kugelsymmetrisch; siehe hierzu Teil A der Abbildung 2.2. Fliegt das Elektron weiter, so verschwindet diese Ausrichtung wieder, ohne dabei in einer größeren Umgebung elektromagnetische Strahlung zu erzeugen. Bei sehr schnellen Elektronen wird dagegen die kugelsymmetriesche Ausrichtung der Umgebung der Flugbahn der Elektronen nicht mehr erreicht. Ist die Ausrichtung in der Umgebung, die das Teilchen eben durchquert hat, noch nicht abgeklungen, so bildet sich schon eine neue in der neuen Umgebung; siehe hierzu Teil B der Abbildung 2.2. Das führt dazu, daß in jedem Punkt der Teilchenbahn elektromagnetische Strahlung entsteht, die auch in größeren Abständen meßbar wird.

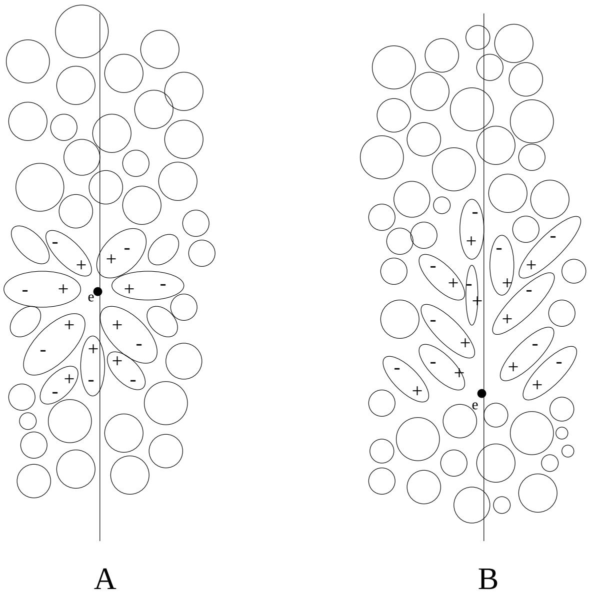

Abbildung 2.2: Polarisation des Mediums in der Umbegung eines bewegten Elektrons

Mit Hilfe des Huygenschen Prinzips läßt sich nun der Winkel ϑ zwischen der Richtung der Wellenfront des ausgesandten Lichts und der Teilchenbahn zu

$$\cos\vartheta = \frac{1}{\beta n} \qquad , \text{mit } \beta > \frac{1}{n} \tag{2.3}$$

bestimmen. In Abbildung 2.3 bezeichnet $c/n\,t$ und βct die Weglängen, die die Wellenfront bzw. die geladenen Teilchen im Medium in der Zeit t zurücklegen.

Die Cherenkov-Strahlung besitzt ein kontinuierliches Spektrum. ϑ ist in dispersiven Medien abhängig von der Frequenz ν. Vernachlässigt man diese Abhängigkeit in kleinen Frequenzbereichen $[\nu_1,\, \nu_2]$, so erhält man für den Betrag der abgestrahlten Energie pro Längeneinheit:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2}{2}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\left(\frac{mc^2}{e^2}\right)\left[\frac{(h\nu_1)^2 - (h\nu_2)^2}{mc^2}\right]\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \tag{2.4}$$

Z ist hier die Ordnungszahl des Teilchens, e die Elementarladung, $\hbar$ das Plancksche Wirkungsquantum und m die Masse des geladenen Teilchens.

Für ein Elektron, das sich mit der Geschwindigkeit $\beta \simeq 1$ in Wasser mit $n = 1.33$ bewegt, ergibt dieser Ausdruck im Wellenlängenbereich λ = 400 - 700 nm ein dE/dx von 400 eVcm^{-1}. Das ist wesentlich weniger Energie, als das was ein Elektron durch andere Prozesse, z.B. Bremsstrahlung, verliert. Im Detektorbau wird deshalb der Cherenkov-Effekt in den meisten Fällen nicht zur Energiemessung, sondern zur Bestimmung von Geschwindigkeiten der geladenen Teilchen über den Winkel ϑ benutzt.

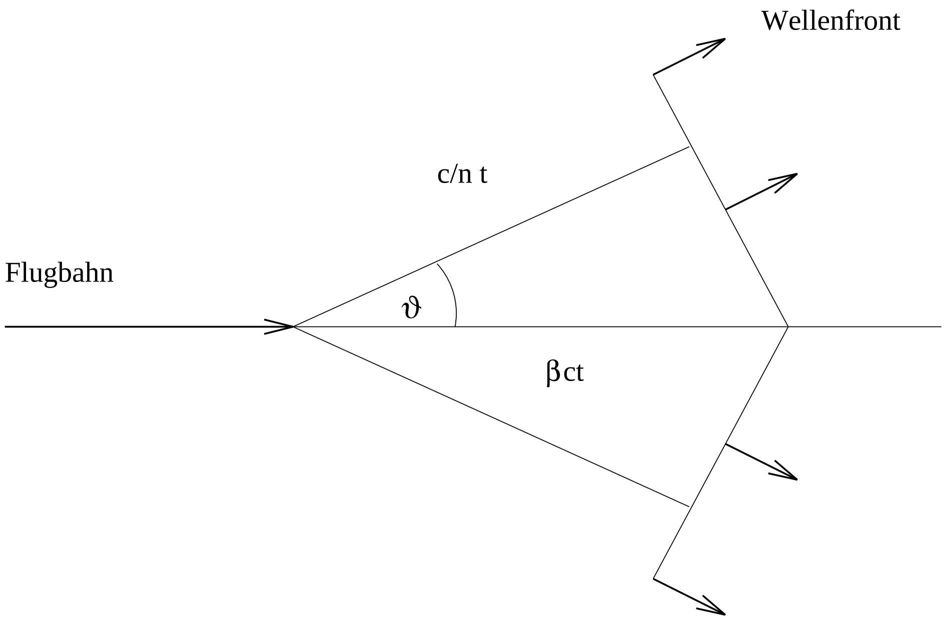

Abbildung 2.3: Rekonstrukrtion der Wellenfront der Chrenkov-Strahlung mit Hilfe des Huygenschen Prinzips.

2.3 Energieverlust von Photonen in Materie

Photonen verlieren beim Durchqueren eines Materieblocks hauptsächlich durch folgende Prozesse ihre Energie:

Photoeffekt,	$\gamma + Atom \ \rightarrow \ e^- + Atom^+$
Compton-Streuung und	$\gamma + e^- \ \rightarrow \ \gamma + e^-$
Paarbildung im Feld eines Kerns	$\gamma + Kern \ \rightarrow \ e^- + e^+ + Kern$

Abbildung 2.4 zeigt exemplarisch den Absorptionskoeffizient σ von Photonen in Blei für Paarbildung, Photoeffekt und Compton-Streuung. Der Absorptionskoeffizient σ ist über die Abnahme der Photonenintensität I gemäß

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\sigma x\right)$$

definiert, mit

$\sigma =$ Absorptionskoeffizient in Einheiten der inversen Strahlungslänge X_0^{-1} gemessen und
$x =$ Dicke des durchquerten Mediums

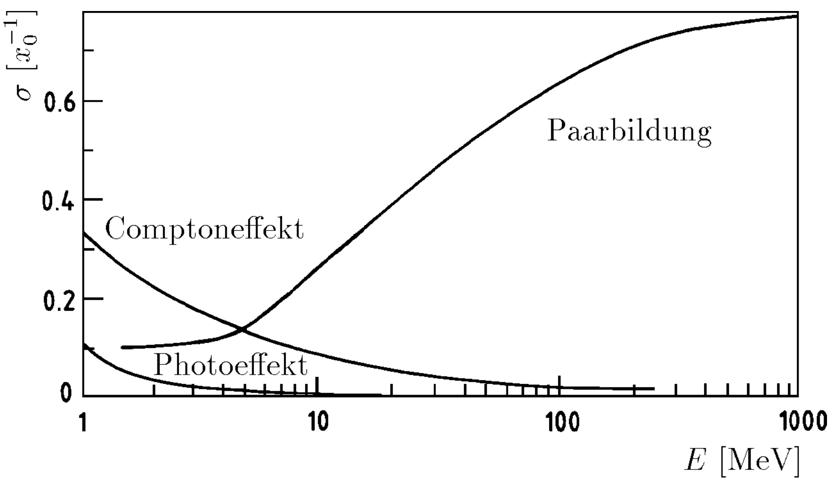

Abbildung 2.4: Absorptionskoeffizient σ von Photonen in Blei als Funktion der Photonenenergie, gemessen in inversen Strahlungslängen X_0^{-1} [Rpp90].

Bei niedrigen Photonenergien dominiert der Photoeffekt und die Compton-Streuung den Absorptionskoeffizient σ für Photonen in Blei. Oberhalb von $2m_ec^2$ wird die Paarbildung von Elektron-Positron-Paaren im Kernfeld der Atome möglich. Sie dominiert oberhalb von 10 MeV den Absorptionskoeffizient σ für Photonen im Blei. Die mittlere freie Weglänge λ_{Paar} eines Photons in Materie für den Prozeß der Paarbildung ergibt sich zu [Ott53]:

$$\lambda_{Paar} = \frac{9}{7}X_0 \tag{2.5}$$

Der Prozeß der Paarbildung ist theoretisch eng mit dem der Bremsstrahlung verknüpft. Deshalb hängt λ_{Paar} von der Strahlungslänge X_0 ab.

2.4 Der elektromagnetische Schauer

Die vorangehenden Abschnitte dieses Kapitels haben gezeigt, daß hochenergetische Photonen, Elektronen und Positronen bei Wechselwirkungen mit Materie ihre Energie hauptsächlich durch Paarbildung bzw. durch Bremsstrahlung verlieren. Trifft ein hochenergetisches Photon, Elektron oder Positron auf Materie, so kann sich durch die Aneinanderreihung von Paarbildungs- und Bremsstrahlungsprozessen eine Teilchenlawine entwickeln, deren Entwicklung erst dann abbricht, wenn die Energie der Elektronen und der Positronen die kritische Energie E_c erreicht. Solche Teilchenlawinen nennt man elektromagnetische Schauer. Obwohl die einzelnen Prozesse, die zur Ausbildung des Schauers beitragen, im Rahmen der QED genau berechenbar sind, läßt sich aufgrund der Vielzahl solcher Prozesse in einem Schauer und ihrem statistischen Chrachter, keine analytische Beschreibung der Schauerentwicklung angeben. Heitler [Hei44] hat ein vereinfachendes Modell der Schauerentwicklung vorgeschlagen, das in vielen Fällen zur quantitativen Beschreibung des Schauerverlaufs ausreicht. Dieses Modell soll am Beispiel eines Elektrons der Energie E_0 erläutert werden:

Trifft das Elektron auf einen Materieblock, so emittiert es nach Durchqueren der Schichtdicke X_0 ein Photon mit der Energie $E_0/2$. Dieses Photon bildet, falls $E_0/2 > E_c$, nach einer weiteren Strahlungslänge ein Elektron-Positron-Paar, wobei das gebildete Elektron bzw. Positron jeweils die Energie $E_0/4$ besitzt. Diese beiden Prozesse setzten sich abwechselnd fort, bis die Energie der Sekundärteilchen unterhalb der kritischen Energie E_c liegt. Danach geben die Sekundärteilchen ihre Energie durch Anregung und Ionistation der Atome des Absorbermaterials ab. Aus diesem vereinfachenden Bild des elektromagnetischen Schauers lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Die Anzahl der insgesamt in einem Schauer erzeugten Sekundärteilchen N_{ges} ist direkt proportional zur Energie E_0 des Primärteilchens
2. Die Spurlänge T aller Teilchen eines elektromagnetischen Schauers ist der Energie des Primärteilchens E_0 direkt proportional.
3. In der Schauertiefe t, wobei t in Einheiten der Strahlungslänge X_0 gemessen wird, ist die Anzahl der Sekundärteilchen auf $N = 2^t$ angewachsen. Ihre Energie E beträgt $E = E_0/2^t$.
4. Das Schauermaximum t_{max} ist dann erreicht, wenn die Energie der Sekundärteilchen gleich der kritischen Energie E_c ist:

$$E(t_{max}) = E_c \Rightarrow t_{max} = \frac{ln(E_0/E_c)}{ln2}$$

5. Die Längenskala X_0 erlaubt eine materialunabhängige Beschreibung des elektromagnetischen Schauers.

2.4.1 Longitudinales Schauerprofil

Unter dem longitudinalen Schauerprofil versteht man den Zusammenhang zwischen der Schauertiefe t und der in dieser Schauertiefe in einer Schichtdicke dt deponierten Energie dE. dE/dt läßt sich nach [Lon87] durch

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \tag{2.6}$$

parametrisieren. Dabei bezeichnet b einen von der Energie des Primärteilchens und vom Material des Absorbers abhängigen Parameter. a läßt sich, bei Kenntnis von b, aus der Gleichung

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} = ln\frac{E_0}{E_c} + C_{e,\gamma} \tag{2.7}$$

berechnen, mit $C_e = -0.5$ für elektroninduzierte Schauer und $C_\gamma = 0.5$ für photoninduzierte Schauer. Elektroninduzierte Schauer erreichen also schneller ihr Schauermaximum als photoninduzierte. Hier sei an die Gleichung (2.5) erinnert. Elektronen induzieren im Mittel bereits nach der ersten Strahlungslänge des durchquerten Materials einen elektromagnetischen Schauer, während Photonen im Mittel erst nach dem Durchqueren einer Schicht der Dicke $9/7\,X_0$ ein Elektron-Positron-Paar erzeugen. Abbildung 2.5 zeigt die Monte-Carlo-Simulation des longitudinalen Schauerprofils eines Elektrons mit der Primärenergie E_0=30 GeV in Eisen. Man erkennt, daß sich die Teilchenzahlen der sekundären Elektronen und Photonen mit der Schauertiefe t unterschiedlich entwickeln. Elektronen erreichen früher ihr Maximum als Photonen, ihre Verteilung fällt aber stärker ab als die der Photonen. Am Ende des longitudinalen Schauerprofils wird die Energiedeposition im Medium hauptsächlich durch Photonen getragen. Nach etwa zwanzig Strahlungslängen ist die Primärenergie des Elektrons zum größten Teil im Eisen deponiert worden.

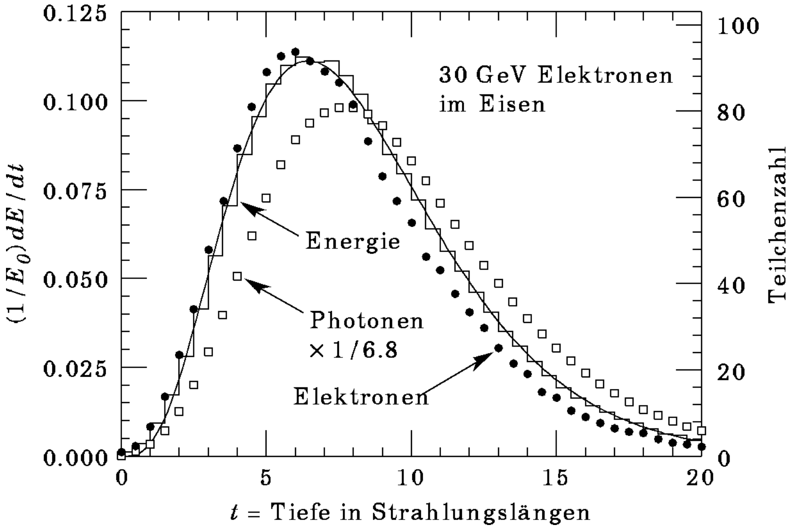

Abbildung 2.5: Longitudinales Schauerprofil für ein 30 GeV Elektron im Eisen nach [Rpp94]. Das Histogramm zeigt den relativen Energieverlust pro Strahlungslänge. Die Punkte (Quadrate) geben die Anzahl der Elektronen (Photonen) mit $E_e > 1.5\,MeV$ ($E_\gamma > 1.5\,MeV$) wieder, die die Querschnittsflächen senkrecht zur Einfallsrichtung des Elektrons in Abständen von $X_0/2$ passieren. Die Photonverteilung wurde dabei so normiert, daß die Fläche unter ihr der Fläche unter der Elektronverteilung entspricht. Die durchgezogene Linie stellt eine longitudinale Parametrisierung nach Gleichung (2.6) dar.

2.4.2 Transversales Schauerprofil

Die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird durch die Coulomb-Vielfachstreuung der Elektronen und Positronen mit $E \leq E_c$ dominiert. In der Molièrschen Theorie [Mol47] läßt sich der mittlere Streuwinkel, der aufgrund der

Coulomb-Vielfachstreuung beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch eine Materieschicht der Dicke x auftritt, zu

$$\sqrt{\langle\Theta^2\rangle|_M} = \frac{21,2\,MeV}{E}\sqrt{\frac{x}{X_0}} \tag{2.8}$$

angeben. Paarbildung durch hochenergetische Photonen und Bremsstrahlung von hochenergetischen Elektronen verursacht einen vernachlässigbar kleinen Beitrag zur transversalen Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers. Nach [Bet34] läst sich der mittlere Streuwinkel bei Paarbildung und Bremsstrahlung zu

$$\sqrt{\langle\Theta^2\rangle|_{Paar,\,Brems}} = \frac{m_e c^2}{E}. \tag{2.9}$$

angeben. $\Theta_{Paar,\,Brems}$ ist vernachlässigbar klein gegenüber Θ_M. Also wird der Schauer hauptsächlich durch Elektronen mit der Energie $E = E_c$ verbreitert. Am Ende der longitudinalen Schauerentwicklung und im großen Abstand von der Schauerachse wird das transversale Schauerprofil durch niederenergetische Photonen dominiert. Niederenergetische Photonen besitzen einen kleineren Absorptionswirkungsquerschnitt als Photonen mit Energien größer als 10 MeV und können deshalb größere Weglängen in Materie zurücklegen.

Durch Einführung des Molière-Radius

$$R_M \approx \frac{21,2\,MeV}{E_c} X_0 \tag{2.10}$$

lassen sich materialunabhängige Aussagen über das transversale Schauerprofil machen. Abbildung 2.6 zeigt die transversale Verteilung der Energiedeposition in Blei und Kupfer für Elektronen mit $E_0 = 6\,GeV$. Hierbei wird der Abstand von der Schauerachse in Einheiten des Molière-Radius gemessen. Messungen von Bathow et al. [Bat70] haben gezeigt, daß 90 % der Primärenergie in einem Zylinder mit dem Radius von ca. $1\,R_M$ deponiert werden. In einem Zylinder mit dem Radius von ca. $3,5\,R_M$ werden 99 % der Primärenergie deponiert.

2.5 Grundlagen der Kalorimetrie

Die kalorimetrische Energiemessung basiert auf der Erzeugung von Teilchenschauern in Materie durch hochenergetische Teilchen. Um die Energie eines einfallenden Teilchens zu messen, muß des Kalorimeter nach Möglichkeit den durch das einfallende Teilchen erzeugten Schauer vollständig absorbieren. Außerdem soll das Kalorimeter ein zur Energie des einfallenden Teilchens proportionales Signal erzeugen. Die Energie des einfallenden Teilchens wird hauptsächlich durch niederenergetische Elektronen und Positronen in Form von Anregungs- und Ionisationsenergie der Atome des Absorbermaterials im Kalorimeter deponiert.

Man unterscheidet grundsätzlich zwischen homogenen und inhomogenen Kalorimetern. In inhomogenen Kalorimetern wechseln sich Schichten eines Absorbermaterials mit Schichten eines Nachweismediums ab. Das Absorbermaterial wird dabei so gewählt, daß es

Abbildung 2.6: Transversale Verteilung der Energiedeposition im Blei und Kupfer für Elektronen mit $E_0 = 6\,GeV$ [Bat70].

eine möglichst kleine Strahlungslänge besitzt. Blei, Eisen und Uran eignen sich hierfür gut. Als Material der Nachweismediums, auch aktives Material genannt, dienen z.B. Plastikszintillatoren, deren Szintillationslicht nachgewiesen wird, oder es werden Ionisationskammern mit Flüssigkeiten oder Gasen benutzt, in denen die geladenen Teilchen der Schauer aus dem Absorbermaterial durch Ionisationsprozesse freie Ladungen erzeugen, die dann im elektrischen Feld der Absorberschichten zu Anode wandern. Durch die kleinen Strahlungslängen der Absorberschichten können inhomogene Kalorimeter sehr kompakt gebaut werden. Ihr Aufbau bedingt aber zusätzliche Fluktuationen in der Energiemessung, vgl.

Abschnitt 2.5.1, denn die Energiedeposition des Schauers des einlaufenden Teilchens wird nur stichprobenartig in den Schichten des aktiven Materials nachgewiesen. Deshalb werden inhomogene Kalorimeter auch Sampling-Kalorimeter[2] genannt. Als Beispiel für ein inhomogenes Kalorimeter kann der Flüssigargon-Kalorimeter des H1-Detektors genannt werden.

In homogenen Kalorimetern dient das Absorbermaterial zugleich auch als Nachweismedium. Beispiele für homogene Kalorimeter sind Bleiglas-Kalorimeter, in denen das durch hochenergetische geladene Teilchen erzeugte Cherenkov-Licht zur Energiemessung der einfallenden Teilchen herangezogen wird, und NaJ(Tl)-Kristalle, in denen das erzeugte Szintillationslicht zur Energiemessung der einfallenden Teilchen dient. Das Material, aus dem homogene Kalorimeter aufgebaut sind, besitzt oft eine große Strahlungslänge. Entsprechend müssen die Volumina der homogenen Kalorimetern groß sein, um einen Schauer, der durch ein hochenergetisches Teilchen erzeugt wird, vollständig absorbieren zu können. Homogene Kalorimeter haben aber gegenüber den inhomogenen Kalorimetern den Vorteil, daß bei ihnen keine Sampling-Fluktuationen auftreten, was zu einer schlechteren Energieauflösung führt, vgl. hierzu Abschnitt 2.5.1 . Das Auflösungsvermögen eines homogenen Kalorimeters wird vor allem durch die Schwierigkeiten beim Auslesen des Signals bestimmt. Als Beispiel für ein homogenes Kalorimeter können der Elektron- und Photondetektor des Luminositätssystems des H1-Detektors genannt werden.

2.5.1 Die Energieauflösung eines homogenen elektromagnetischen Kalorimeters

In Abschnitt 2.4 wurde dargestellt, daß die Anzahl N_{ges} der in einem elektromagnetischen Schauer erzeugten Teilchen proportional zur Energie E_0 des einlaufenden Teilchens ist:

$$E_0 \sim N_{ges}.$$

Die Häufigkeit der Erzeugung der Teilchen gehorcht der Poisson-Statistik. Daher gilt für die Fluktuation der Anzahl N_{ges} der Teilchen im Schauer:

$$\sigma_{N_{ges}} = \sqrt{N_{ges}}.$$

Betrachtet man die relative Energieauflösung $\sigma(E)/E$ eines Kalorimeters, so führt die Fluktuation der Anzahl N_{ges} der Teilchen im Schauer zur folgenden Energieabhängigkeit von $\sigma(E)/E$:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}.$$

Zusätzlich zu den Fluktuationen der Anzahl N_{ges} der Teilchen im Schauer können longitudinale Leckverluste die Energieauflösung eines Kalorimeters verschlechtern. Ein Modell der longitudinalen Leckverluste eines Kalorimeters von Drescher et al. [Dre83] soll hier kurz erläutert werden:

---

[2] sample=Stichprobe.

Es sei $\frac{dE}{dt}(t)$ der mittlere Energieverlust nach t Strahlungslängen, wie in Abbildung 2.5 dargestellt wird[3]. t_{end} soll die longitudinale Ausdehnung des Kalorimeters in Strahlungslängen angeben, σ_{Max} bezeichnet die Breite der Verteilung des Schauermaximums. Geht man davon aus, daß sich der Verlauf der Schauerentwicklung im Kalorimeter in longitudinaler Richtung mit der Lage der ersten Wechselwirkung des einfallenden Teilchens verschiebt, entspricht σ_{Max} ungefähr einer Strahlungslänge und für den Beitrag der longitudinalen Leckverluste zur Energieauflösung des Kalorimeters folgt:

$$\sigma(E) = \sigma_{Max} \frac{dE}{dt}(t_{end}). \tag{2.11}$$

Unter der Annahme, daß die Form des longitudinalen Schauerprofils $\frac{dE}{dt}(t)$ von der Energie des einfallenden Teilchens unabhängig ist, gilt $\frac{dE}{dt}(t) = E_0 f(t)$. Somit läßt sich Gleichung 2.11 zu

$$\sigma(E) = \sigma_{Max} E f(t_{end}) \tag{2.12}$$

umformen, so daß für den Beitrag zur Energieauflösung eines Kalorimeters aufgrund longitudinaler Leckverluste

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim const.$$

folgt. Einen weiteren Beitrag zur Verschlechterung der Energieauflösung eines elektromagnetischen Kalorimeters liefert das elektronische Rauchen seiner Auslesekomponenten. Da das Rauschen unabhängig von der Energie der auf den Kalorimeter einfallenden Teilchen ist, kann dieser Effekt durch

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim 1/E$$

parametrisiert werden. Insgesamt kann also die Energieauflösung eines homogenen Kalorimeters durch

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a_1^2}{E} + \frac{a_2^2}{E^2} + a_3^2} \tag{2.13}$$

parametrisiert werden, wobei a_1 den Einfluß der Fluktuationen von N_{ges}, a_2 den Einfluß des elektronischen Rauschens und a_3 den Einfluß der longitudinalen Leckverluste beinhaltet.

2.6 Simulation elektromagnetischer Schauer mit Monte-Carlo-Methoden

Zur Simulation elektromagnetischer Schauer in Materie werden Computerprogramme benutzt, die auf Monte-Carlo-Methoden beruhen. Hierbei werden die Teilchen des Schauers verfolgt, und der Ort für eine mögliche Wechselwirkung mit Materie wird entsprechend dem physikalischen Wirkungsquerschnitt mit Hilfe eines Zufallsgenerators ausgewählt. Alle Teilchen des Schauers werden soweit verfolgt, bis sie ein fest definiertes Volumen verlassen, in einer Wechselwirkung vernichtet werden, oder ihre Energie unterhalb einer

---

[3] In Abbildung 2.5 wird der mittlere relative Energieverlust pro Strahlungslänge $\frac{dE}{dt}/E_0$ dargestellt.

fest definierten Abschneideenergie E_{cut} absinkt. Die Energie unterhalb von E_{cut} wird lokal deponiert. Als Ergebnis der Simulationsrechnung liefert das Computerprogramm für fest definierbare Volumina die darin deponierten Energien.

Die H1-Kollaboration benutzt für die Simulation der Komponenten des H1-Detektors das Programmpaket GEANT[Bru87]. GEANT erlaubt durch vorgegebene Basisvolumina die Behandlung komplexer Detektorgeometrien. Jedem Basisvolumen kann ein Material zugeordnet werden. In GEANT werden für Teilchenenergien zwischen 10 KeV und 10 TeV die folgenden elektromagnetischen Wechselwirkungen simuliert:

- Paarbildung,
- Bremsstrahlung,
- Annihilation,
- Energieverlust durch Anregung und Ionisation der Atome des Absorbermaterials,
- Vielfachstreuung,
- Compton-Effekt und
- Photoeffekt.

In den in dieser Arbeit benutzten Simulationen von Detektorkomponenten des H1-Detektors wurden die Abschneideenergien folgendermaßen gewählt [H1SIM]:

$$E_{cut}(\gamma) = 100\,\mathrm{KeV}\,\mathrm{und}$$
$$E_{cut}(e^-) = 1\,\mathrm{MeV}.$$

2.6.1 Die Simulationsprogramme H1LUMI und H1SIM

Die der Messung der Luminosität am Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors zugrundeliegenden Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ wurden in dieser Arbeit in Monte-Carlo-Simulation mit dem Programmpaket H1LUMI [Liv93] generiert. H1LUMI

erzeugt gemäß dem physikalischen Wirkungsquerschnitt des Bremsstrahlungsprozesses $ep \to ep\gamma$ als Ausgabe die Energien und Impulse der aus den Bremsstrahlungsereignissen auslaufenden Elektronen und Photonen. Als Option kann im Programmpaket H1LUMI gleichzeitig der Wechselwirkungspunkt der Elektronen und Protonen im H1-Detektor verschoben, die Kreuzungswinkel ϕ_x und ϕ_y, unter denen die Elektronen und Protonen kollidieren, verändert werden und die Energieunschärfe des Elektronenstrahls variiert werden; vgl. hierzu auch Abbildung 2.7. Außerdem können im Programmpaket H1LUMI die minimalen und maximalen Streuwinkel und Energien der aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ auslaufenden Elektronen eingestellt werden. Die Ausgabe des Programmpakets H1LUMI dient als Eingabe für die anschließende Detektorsimulation mit dem Programmpaket H1SIM.

H1SIM verfolgt die durch H1LUMI erzeugten Elektronen und Photonen. Tritt einer dieser Teilchen in eine Komponente des H1-Detektors, so wird seine Wechselwirkung mit der Materie der Komponente berücksichtigt. H1SIM basiert auf dem Programmpaket

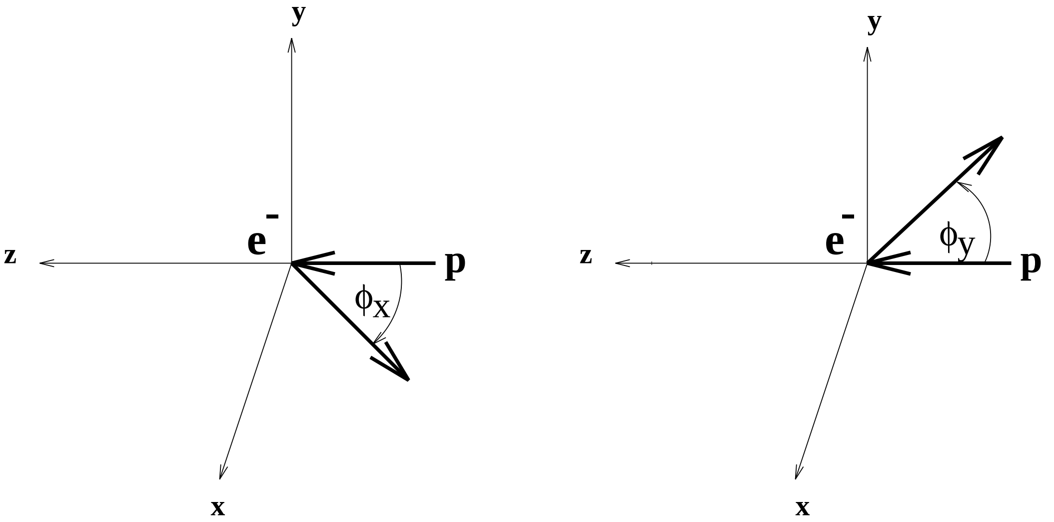

Abbildung 2.7: Definition der Kreuzungswinkel ϕ_x und ϕ_y zwischen Elektronen und Protonen am Wechselwirkungspunkt.

GEANT. Nachdem die Verfolgung der Elektronen und Photonen abgeschlossen ist, erzeugt H1SIM aufgrund der Energie, die in der Monte-Carlo-Simulation in den einzelnen Komponeneten des H1-Detektors deponiert wurde, Signale, die wie Daten mit dem Programmpaket H1REC zur weiteren Analyse rekonstruiert werden können; vgl. hierzu auch Abschnitt 3.4.

Kapitel 3

Das Luminositätssystem des H1-Detektors

Das Luminositätssystem des H1-Detektors muß folgende Aufgaben erfüllen [H1-93a]:

1. Das Luminositätssystem soll die Luminosität am Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors messen. Dazu werden die Zählraten der Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ bestimmt.

2. Wird in der inelastischen Elektron-Protonen-Streuung vom einlaufenden Elektron ein Photon abgestrahlt und im H1-Detektor nicht nachgewiesen, kann das vor allem bei hochenergetischen Photonen zur einer fehlerhaften Rekonstruktion der Kinematik dieses Ereignisses führen. Das Luminositätssystem des H1-Detektors bietet die Möglichkeit zum Nachweis der abgestrahlten Photonen, wenn sie unter einem kleinen Winkel bezüglich der Richtung der einlaufenden Elektronen abgestrahlt werden und den H1-Detektor durch das Strahlrohr verlassen, vgl. hierzu auch [Obr94].

3. Eine weitere Anforderung an das Luminositätssystem des H1-Detektors bildet der Nachweis der Elektronen aus dem Endzustand der Photoproduktionsereignisse. In Photoproduktionsereignissen ist das Quadrat des Impulsübertrages Q^2 kleiner als $10^{-2}\, GeV^2/c^2$. Das ausgetauschte Photon kann deshalb als quasi-reell angesehen werden. Die Abstrahlung eines quasi-reellen Photons ist mit einem kleinen Streuwinkel des auslaufenden Elektrons verknüpft, da gilt: $Q^2 = 4E_eE_e^{'}(1 + cos\Theta)$. Hier sind E_e und $E_e^{'}$ die Energien der ein- und auslaufenden Elektronen und Θ der Polarwinkel des auslaufenden Elektrons bezüglich der Richtung der einlaufenden Protonen. Verläßt das Elektron aus dem Endzustand des Photoproduktionsereignisses den H1-Detektor durch das Strahlrohr, so kann es mit Hilfe des Luminositätssystems nachgewiesen werden. Die Messung der Energie des gestreuten Elektrons ermöglicht eine genauere Bestimmung der Kinematik in Photoproduktionsereignissen.

3.1 Der Bremsstrahlungsprozeß $ep \rightarrow ep\gamma$

Die Messung der Luminosität erfolgt gemäß Gleichung (1.1) durch die Bestimmung der Zählrate eines Prozesses mit bekanntem Wirkungsquerschnitt. Am HERA-Speicherring wird dazu der Bremsstrahlungsprozeß $ep \rightarrow ep\gamma$ herangezogen. Er besitzt einen im Rahmen der Quantenelektrodynamik genau berechenbaren Wirkungsquerschnitt [Bet34]:

$$\frac{d\sigma_{ep\rightarrow ep\gamma}}{dy} = \frac{4\alpha r_e^2}{y}\left[1+(1-y)^2-\frac{2}{3}(1-y)\right]\left[ln\frac{s\,(1-y)}{Mmy}-\frac{1}{2}\right], \tag{3.1}$$

mit

E_e = Energie des einlaufenden Elektrons,
$E_e^{'}$ = Energie des auslaufenden Elektrons,
y = $E_e^{'}/E_e$
s = Quadrat der Schwerpunktsenergie,
m = Ruhemasse des Elektrons,
M = Ruhemasse des Protons und
r_e = $e^2/\left(4\pi\epsilon_0 m_e c^2\right)$.

Die Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ werden im HERA-Speicherring durch Bremsstrahlung an den Restgasatomen A des Strahlrohrs $eA \rightarrow eA\gamma$ überlagert. Für die Bremsstrahlung an Restgasatomen gilt [Yun74, Mot65]:

$$\frac{d\sigma_{eA\rightarrow eA\gamma}}{dy} = \frac{4\alpha r_e^2}{y}\left\{\left[1+(1-y)^2-\frac{2}{3}(1-y)\right]\left(Z^2L_{rad}+ZL_{rad}^{'}\right)+\frac{1}{9}(1-y)\left(Z^2+Z\right)\right\}, \tag{3.2}$$

mit

Z = Kernladungszahl des Atoms,
L_{rad} = $\ln(184\,Z^{-1/3})$ und
$L_{rad}^{'}$ = $\ln(1194\,Z^{-2/3})$.

L_{rad} und $L_{rad}^{'}$ beschreiben den Einfluß der Abschirmung des elektrischen Feldes des Atomkerns durch Elektronen der Atomhülle.

In beiden Prozessen ist die vom Elektron auf das Proton bzw. den Kern des Restgasatoms übertragene Energie vernachlässigbar klein, so daß gilt:

$$E_e = E_e^{'} + E_\gamma. \tag{3.3}$$

E_γ bezeichnet die Energie des abgestrahlten Photons.

Im weiteren wird der Winkel $\Theta^{'}$ benutzt, der den Polarwinkel der Flugrichtung eines Teilchens in Bezug zur Richtung des einlaufenden Elektrons bezeichnet.

Die Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ und die Bremsstrahlung an den Restgasatomen des Strahlrohrs haben die kleinen Streuwinkel $\Theta_{e,\gamma}^{'}$ für auslaufende Elektronen und abgestrahlte Photonen gemeinsam. Sie liegen für einlaufende Elektronen mit $E_e = 30\,GeV$ in der Größenordnung von $\Theta^{'}_{e,\gamma} \simeq O(m/E_e) \simeq 17\mu rad$ [H1-93a].

Man erkennt, daß die Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ und die Bremsstrahlung an den Restgasatomen des Strahlrohrs durch den Nachweis der auslaufenden Elektronen und Photonen experimentell nicht unterschieden werden können. Um den Einfluß der Bremsstrahlung an den Restgasatomen des Strahlrohrs auf die Messung der Luminosität zu bestimmen, werden im HERA-Speicherring Elektronenpakete benutzt, die in den Wechselwirkungspunkten auf keine entprechende Protonenpakete treffen. Die Luminosität $\mathcal{L}$ berechnet sich dann zu:

$$\mathcal{L} = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)\, R_0}{\sigma_{vis}}, \tag{3.4}$$

mit

R_{tot} = Zählrate aller Bremsstrahlungsereignisse,
R_0 = Zählrate der Bremsstrahlungsereignisse, die bei Elektronenpaketen ohne Kollisionspartner ermittelt wird,
I_{tot} = Elektronstrahlstrom bei R_{tot},
I_0 = Elektronstrahlstrom bei R_0 und
σ_{vis} = der mit dem Luminositätssystem des H1-Detektors meßbare Teil des Wirkungsquerschnitts des Bremsstrahlungsprozesses $ep \rightarrow ep\gamma$. Dieser hängt von der Akzeptanz des Luminositätssystems ab.

In der Datennahmeperiode 1993 wurden 84 Teilchenpakete mit Zeitabständen von 96 ns zur Kollision gebracht. Zusätzlich kreisten 10 Elektronenpakete und 6 Protonenpakete im HERA-Speicherring, ohne in den Wechselwirkungspunkten auf Kollisionspartner zu treffen.

3.2 Aufbau des Luminositätssystems

Die H1-Kollaboration benutzt für die Analyse der mit dem H1-Detektor gesammelten Daten ein rechtshändiges Koordinatensystem, dessen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors liegt und dessen positive z-Achse in Richtung der einlaufenden Protonen zeigt. Die positive x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Speicherrings. Der Aufbau des Luminositätssystems des H1-Detektors wird in Abbildung 3.1 wiedergegeben.

Das Luminositätssystem des H1-Detektors weist Elektronen und Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \rightarrow ep\gamma$ in Koinzidenz nach. Es besteht aus dem Photondetektor und dem Elektrondetektor. Der Photondetektor muß vor der intensiven Synchrotronstrahlung der Elektronen geschützt werden. Dies geschieht mit Hilfe eines Bleifilters. Um Ereignisse, in denen Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen im Bleifilter Energie deponiert haben zu selektieren, besitzt das Luminositätssystem zusätzlich einen Vetodetektor. Der Vetodetektor kann auch zur Abschätzung der von den Photonen im Bleifilter deponierten Energie benutzt werden.

Elektronen aus den Bremsstrahlungsereignissen mit einem Streuwinkel $\Theta_e' \leq 5\,mrad$ werden zwischen $-5.8\,m < z < -23.8\,m$ von den Strahlmagneten wegen ihrer geringeren Energie in Richtung der positiven x-Achse abgelenkt. Sie verlassen das Elektron-Strahlrohr bei $z = -27.3\,m$ durch ein Austrittsfenster, das aus $1\,mm$ dicken Stahl besteht, und treffen auf den Elektrondetektor bei $z = -33.4\,m$. Die Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen mit $\Theta_e' \leq 0.45\,mrad$ verlassen das Proton-Strahlrohr durch ein Austrittsfenster bei $z = -92.3\,m$. Hier krümmt sich das Proton-Strahlrohr nach oben. Nach dem Austritt treffen die Photonen bei $z = -102.9\,m$ auf den Photondetektor. Vor dem Photondetektor befindet sich der Vetodetektor mit dem Bleifilter. Vor dem Bleifilter steht bei $z \simeq -100\,m$ ein Blei-Kollimator mit einem Öffnungsdurchmesser von 9 cm. Der Photondetektor wird vor Streuprodukten aus dem Protonstrahlrohr durch eine Betonmauer geschützt. Der Elektrondetektor und der Photondetektor sind auf beweglichen Plattformen montiert. Sie können deshalb während der Füllung des HERA-Speicherrings innerhalb von ca. 2 Minuten aus ihrer Arbeitsposition in eine Warteposition gefahren werden. Die Arbeitsposition kann mit einer Genauigkeit von $\simeq 10\mu m$ eigestellt werden. In Tabelle 3.1 findet man Angaben für erwartete Akzeptanzen und Zählraten, die bei der Design-Luminosität $\mathcal{L}_D = 1.5 \times 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ und $E_e = 30\ GeV$ erwartet werden. Dort und in den folgendenen Tabellen und Abbildungen wird der Elektrondetektor mit ED, der Photondetektor mit PD und der Vetodetektor mit VD bezeichnet.

Größe	Einheit	ED	PD
Bjørkenvariable $y = 1 - E_\gamma/E_e$		0.2 – 0.8	0 – 0.96
Akzeptanz für den Streuwinkel Θ'	$mrad$	0 – 5	0 – 0.45
Mittlere Akzeptanz für Bremsstrahlungsereignisse	%	48	98
Mittlere Akzeptanz für Photoproduktionsereignisse	%	36	–
Sichtbarer ($ep \to ep\gamma$)-Wirkungsquerschnitt	mb	28	174
Zählrate für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ mit E_{ED}, $E_{PD} > E_{thr} = 4\ GeV$	MHz	0.4	1.3
Zählrate für Photoproduktionsereignisse	Hz	20 – 30	–

Tabelle 3.1: Erwartete Akzeptanzen und Zählraten für Design-Luminosität und $E_e = 30\ GeV$ [H1-93a].

3.3 Die Detektoren des Luminositätssystems

Wie in Abschnitt 3.2 dargestellt wurde, besteht das Luminositätssystem des H1-Detektors aus mehreren Komponenten. Diese Komponenten werden zum Photon- bzw. dem Elektronarm zusammengefaßt. Der Photonarm besteht aus dem Bleifilter, dem Vetodetektor und dem Photondetektor. Die Aufgaben des Bleifilters und des Vetodetektors lassen sich durch folgende Überlegungen begründen:

1. Der Photondetektor muß ausreichend vor der intensiven Synchrotronstrahlung der Elektronen geschützt werden.

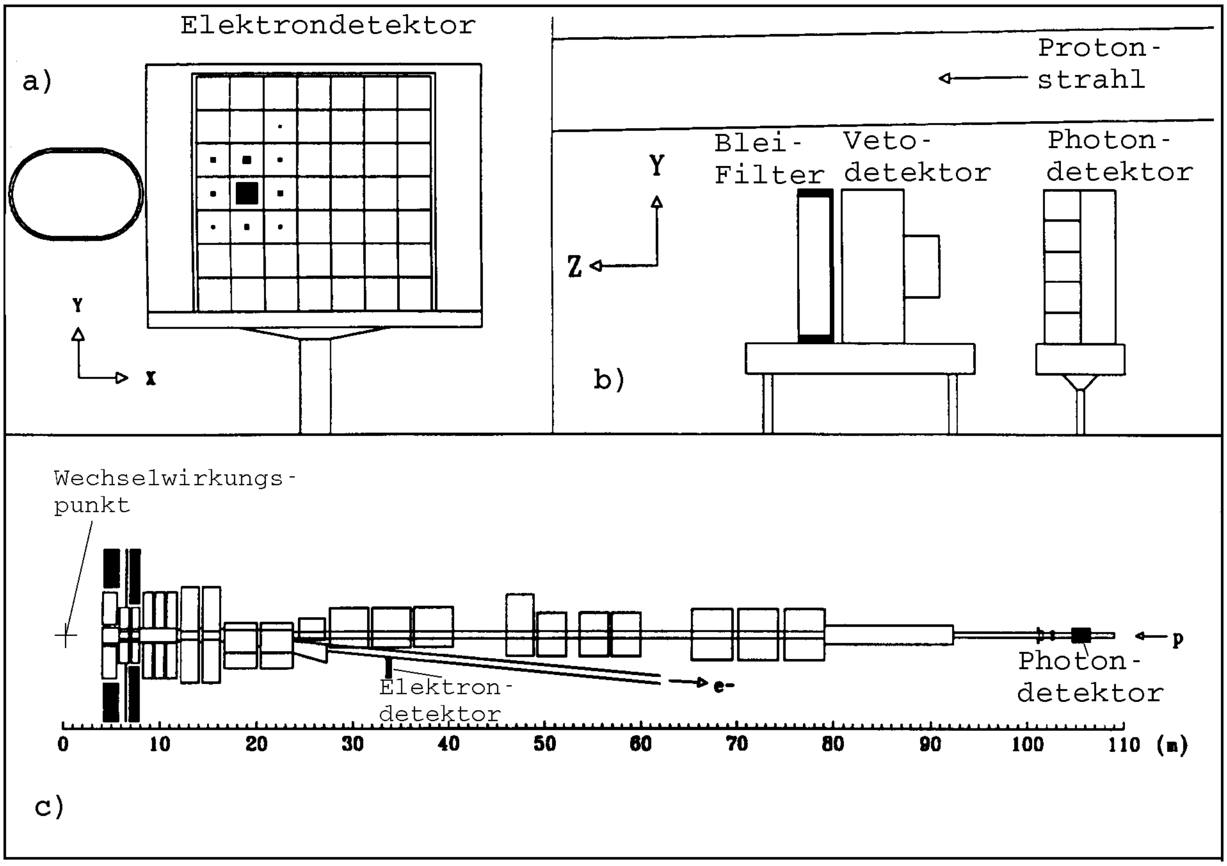

Abbildung 3.1: Das Luminositätssystem des H1-Detektors [H1-93a].

2. Der Vetodetektor soll mit hoher Effizienz solche Schauer erkennen, in denen das aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ auslaufende Photon bereits im Bleifilter Energie deponiert hat.

3. Der Vetodetektor soll außerdem zur Abschätzung der Energiedeposition im Bleifilter dienen.

4. Die Schichtdicke des Materials vor dem Photondetektor, gemessen in Strahlungslängen X_0, soll möglichst gering sein.

Als Filter werden zwei Strahlungslängen Blei benutzt. Die Auslegung des Filters kann folgendermaßen begründet werden: Das Spektrum der Photonen der Synchrotronstrahlung wird durch die kritische Energie der Synchrotronstrahlung E_k charakterisiert. Oberhalb von E_k nimmt die Intensität der Synchrotronstrahlung stark ab, vgl. hierzu Abbildung 3.2. Nach [Rpp94] gilt für E_k:

$$E_k(in\,KeV) \approx 2.22\,[E(in\,GeV)]^3\,/R(in\,m),$$

mit

E_e = Energie der Elektronen und
R = Krümmungsradius des Orbits .

Mit den entsprechenden Werten für den HERA-Speicherring $E = 26,7\,GeV$ und $R = 779\,m$ folgt daraus $E_k \approx 54\,KeV$. In einer Arbeit von Bartel [Bar90] wurde die Absorption von Photonen mit Energien $50\;KeV < E_\gamma < 10\,MeV$ in einem Kohlenstoff- und einem Bleifilter mit einer Strahlungslänge Dicke betrachtet. Detaillierte Rechnungen in dieser Arbeit zeigen, daß der Bleifilter besonders gut Photonen mit $E_\gamma < 100\,KeV$ absorbiert. Im Energiebereich $E_\gamma > 100\,KeV$ werden die Photonen besser durch den Kohlenstoffilter absorbiert. Ein Bleifilter eignet sich also besser zur Absorption der im HERA-Speicherring entstehenden Synchrotronstrahlung als ein Kohlenstoffilter. Daher wird der Photondetektor vor der intensiven Synchrotronstrahlung durch einen Bleifilter geschützt.

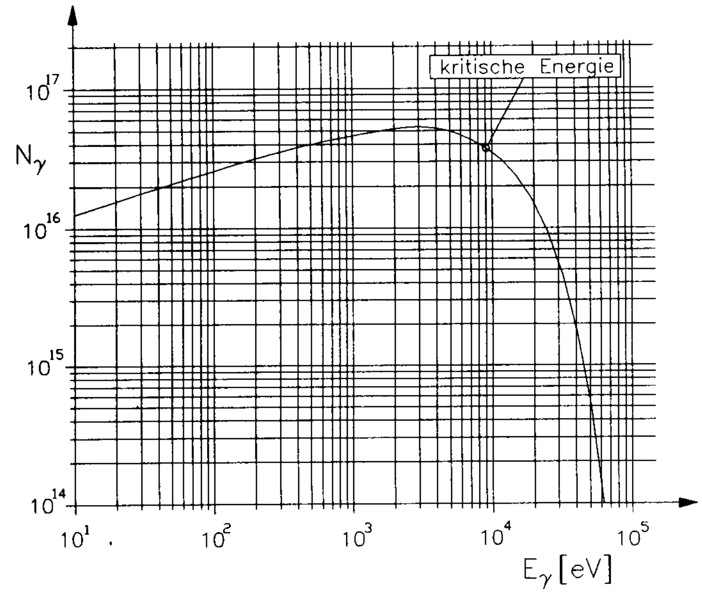

Abbildung 3.2: Spektrale Photonendichte der Synchrotronstrahlung als Funktion der Photonenergie. Das Spektrum gehört zu einem Elektronenstrahl mit $E_e = 5\,GeV$ und $R = 12.2\,m$ [Wil92].

Das Material des Vetodetektors, in dem die Schauer aus dem Bleifilter nachgewiesen werden, muß folgende Eigenschaften besitzen:

1. Es sollen möglichst wenig Photonen aus den Bremsstrahlungsereignisssen und wenig Teilchen aus den Schauern, die durch die Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen im Bleifilter erzeugt werden, im Material des Vetodetektors absorbiert werden.
2. Erzeugt ein Photon aus den Bremsstrahlungsereignissen im Bleifilter einen Schauer, so sollen die Teilchen dieses Schauers im Material des Vetodetektors ein hohes meßbares Signal erzeugen.

3. Der Vetodetektor soll zur Abschätzung der Energiedeposition im Bleifilter dienen.

Als Vetodetektor bietet sich ein Wasser-Cherenkov-Zähler an: Wasser besitzt eine geringe Dichte und eine große Strahlungslänge von $X_0 = 36.1\,cm$ [Rpp94]. Andereseits ist beim Cherenkov-Effekt die Anzahl der abgestrahlten Photonen proportional zur Weglänge der geladenen Teilchen im Radiator. Ein Wasser-Cherenkovzähler erzeugt also Triggersignale, ohne dabei sehr viele Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen oder Teilchen aus den im Bleifilter erzeugten Schauern zu absorbieren.

Hochenergetische Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen können im Bleifilter wechselwirken und dadurch geladene Teilchen erzeugen. Diese geladene Teilchen gelangen dann in den Vetodetektor. Die Intensität des im Vetodetektor erzeugten Cherenkov-Lichts wird mit zwei Photomultipliern gemessen. Einer von ihnen arbeitet im Proportinalitätsbereich, der andere im Sättigungsbereich. Der im Propotionalitätsbereich arbeitende Photomultiplier kann zur Abschätzung der im Bleifilter deponierten Energie dienen. Der im Sättigungsbereich arbeitende Photomultiplier erzeugt schon bei sehr kleinen Intensitäten des Cherenkov-Lichts ein Signal.

Der Photondetektor des Luminositätssystems besteht aus einer quadratischen Anordnung von 25 Thaliumchlorid/Thaliumbromid-Kristallen, die im weiteren auch KRS-15-Kristalle genannt werden. Jeder der KRS-15-Kristalle ist über einen optischen Kontakt mit einem Photomultiplier verbunden. Hochenergetische Teilchen erzeugen in den KRS-15-Kristallen Cherenkov-Licht, dessen Intensität mit Hilfe der Photomultiplier gemessen wird. Eine schematische Darstellung des Photondetektors wird in Abbildung 3.3 gegeben. In der Rekonstruktion der Auftreffpunkte der Photonen im Photondetektor benutzt man ein Koordinatensystem (x_{PD},y_{PD}), dessen Ursprung im Mittelpunkt des Photondetektors liegt.

Der Elektronarm des Luminositätssystems besteht aus dem Elektrondetektor. Der Elektrondetektor besitzt einen ähnlichen Aufbau wie der Photondetektor. Er besteht aus einer quadratischen Anordnung von 49 KRS-15-Kristallen, die eine 2 mm längere Kantenlänge haben, als die Kristalle des Photondetektors. In der Rekonstruktion der Auftreffpunkte der Elektronen im Elektrondetektor benutzt man ein Koordinatensystem (x_{ED},y_{ED}), dessen Ursprung im Mittelpunkt des Elektrondetektors liegt.

Die physikalischen Eigenschaften der KRS-15-Kristalle und die des Elektron- und Photondetektors werden in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Die Kalibrierung des Elektron- und Photondetektors erfolgt mit Hilfe der Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$. Dabei verwendet man nur solche Ereignisse, in denen das Photon im Bleifilter nur sehr wenig Energie deponiert hat. In Abschnitt 3.1 wurde gezeigt, daß in den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ zwischen den Energien der ein- und auslaufenden Elektronen und der Energie des abgestrahlten Photons die Gleichung

$$E_e = E_e^{'} + E_\gamma$$

gilt. Fordert man während einer Datennahmeperiode ständig

$$E_e = E_{ED} + E_{PD},$$

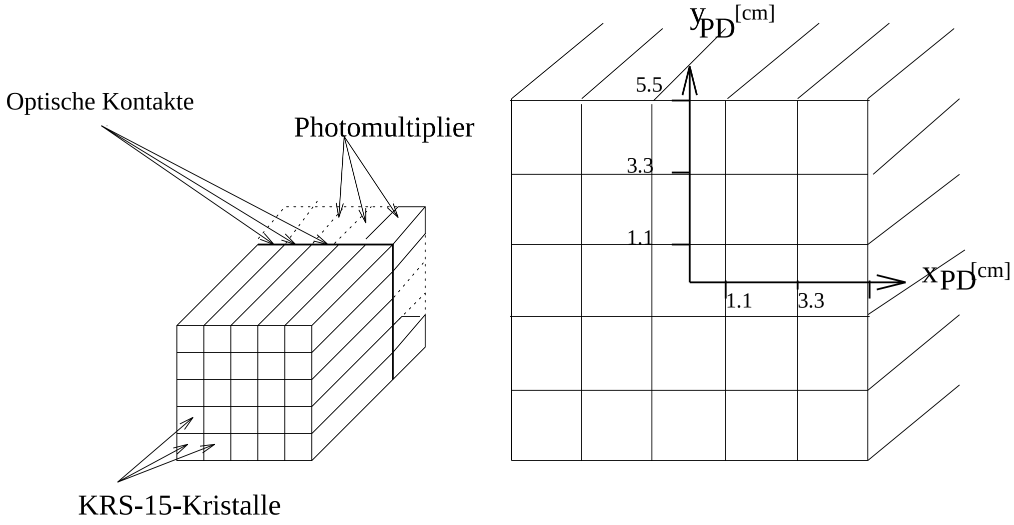

Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Photondetektors

Größe	Einheit	ED	PD
Querschnitt $x_{ED,PD} \times y_{ED,PD}$	mm^2	154 x 154	100 x 100
Anzahl der KRS-15-Kristalle		7 x 7	5 x 5
Breite der KRS-15-Kristalle	mm	22	20
Höhe der KRS-15-Kristalle	mm	22	20
Länge der KRS-15-Kristalle	mm	200	200
Chemische Zusammensetzung		TlCl(78%) + TlBr(22%)	
Dichte, ρ	g/cm^3	7.70	
Strahlungslänge, X_0	cm	0.93	
Moliére-Radius, R_M	cm	2.10	
Kritische Energie, E_c	MeV	8.3	
Brechungsindex, n		2.2	
Strahlungshärte	Rad	$> 6 \cdot 10^6$	
Energieauflösung, σ_E/E	%	$1 + 10/\sqrt{E}$, (E in GeV)	
Ortsauflösung, $\sigma_x = \sigma_y$	mm	0.3 - 1.2	
Zeitauflösung, σ_τ	ns	< 3	

Tabelle 3.2: Eigenschaften der Detektoren des Luminositätssystems [H1-93a].

wobei E_{ED} und E_{PD} die im Elektron- bzw. im Photondetektor rekonstruierte Energie darstellt, so kann man den Kristallen des Elektron- und des Photondetektors eine Kalibrierungskonstante zuordnen. Nach Abschluß der Datennahmeperiode wird die Kalibrierung der Kristalle des Elektron- und des Photondetektors weiter dadurch verbessert, daß man die Interkalibrierung der Kristalle der Detektoren untersucht und den einzelnen Kristallen neue Kalibrierungskonstanten zuordnet. Mit dieser Methode ist es möglich, $E_e^{'}$

im Mittel auf 1% genau zu rekonstruieren [H1-93a].

Nach der Kalibrierung des Elektron- und des Photondetektors kann die Energiedeposition im Bleifilter durch Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ über die Kalibrierung des Vetodetektors erfolgen. Hierzu wird die Signalhöhe l des im Proportionalbereich arbeitenden Photomultipliers des Vetodetektors mit einer Konstanten k multipliziert, so daß

$$lk = E_{VD} = E_e - (E_{ED} + E_{PD})$$

gilt, wobei E_{VD} die im Bleifilter durch die Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ deponierte Energie ist.

In der Rekonstruktion der Auftreffpunkte der Teilchen im Elektron- bzw. im Photondetektor wird die folgende Methode benuzt: Das transversale Schauerprofil im Material der KRS-15-Kristalle kann durch

$$\frac{E(r)}{E_0} = \sum_{i=1}^{3} A_i e^{-(\frac{r}{b_i})} \tag{3.5}$$

parametrisiert werden [Liv90]. $E(r)$ bezeichnet die Energiedeposition im Abstand r von der Schauerachse. E_0 ist die Energie des einfallenden Teilchens. Vgl. hierzu auch Abbildung 2.6. Die Koeffizienten A_i und b_i werden aus Monte-Carlo-Simulationen elektomagnetischer Schauer im Material der KRS-15-Kristalle bestimmt. Analysen dieser Monte-Carlo-Simulationen haben gezeigt, daß das transversale Schauerprofil im Material der KRS-15-Kristalle in drei Intervalle um die Schauerachse unterteilt werden kann [Liv90]. Für jedes dieser Intervalle werden die in Tabelle 3.3 gezeigten Werte für A_i und b_i bestimmt. Außerdem haben die Monte-Carlo-Simulationen gezeigt, daß die Parameter A_i und b_i oberhalb von $E_0 = 100\,MeV$ stabil bleiben, d.h. oberhalb dieser Grenze hat E_0 keinen Einfluß auf die Ortsrekonstruktion der auf die Detektroren einfallenden Teilchen. Aus Tabelle 3.3 erkennt man, daß nur ein sehr geringer Teil der Energie des Schauers in einem Radius größer als 2.5 cm um die Schauerachse deponiert wird. Zur Ortsrekonstruktion werden daher in zwei benachbarten Kristallstreifen entlang der x- und der y-Achse im Elektron- bzw. im Photondetektor die Energiedepositionen betrachtet. Aus Messungen und aus Monte-Carlo-Simulationen kennt man den Quotienten der Energiedepositionen in benachbarten Kristallstreifen für bestimmte Auftreffkoordinaten der Teilchen. Vergleich man diese Werte mit denen die während einer Datennahmeperiode gemessen werden, so erhält man die Auftreffkoordinaten der Teilchen.

	A_i	b_i $[cm]$
1	0.9532	0.132
2	0.0462	0.528
3	0.0006	2.756

Tabelle 3.3: Koeffizienten A_i, b_i der Parametrisierung 3.5 des lateralen Schauerprofils im Material der KRS-15-Kristalle [Liv90].

3.4 Trigger und Datennahme

Die Elektronen- und Protonenpakete begegnen sich im Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors mit einer Frequenz von 10 MHz. Dort findet am häufigsten der Bremsstrahlungsprozeß $ep \to ep\gamma$ statt, und zwar in Abhängigkeit von der Größe der Strahlströme mit einer Frequenz von 1-10 MHz. Kollisionen der Teilchen mit den Atomen des Restgases im Strahlrohr treten mit einer Frequenz von 10-30 KHz auf. Die Ereignisse der Photoproduktion und der inelastischen Elektron-Proton-Streuung treten relativ selten mit einer Frequenz von 1-5 Hz auf. Für die Selektion von Wechselwirkungsprozessen, die im H1-Detektor stattgefunden haben, wird ein als Trigger bezeichnetes System benutzt. Der Trigger muß in kurzen Zeitabständen die Signale bestimmter Komponenten des H1-Detektors abschätzen. Liegen die Signale oberhalb einstellbarer Schwellen, oder passen sie in eines von vielen vorgegebenen Mustern, so wird ein Triggersignal erzeugt. Die einzelnen Triggersignale der Komponenten des H1-Detektors werden logisch verknüpft. Entspricht das Resultat dieser Verknüpfung demjenigen, das für eine bestimmte Klasse von Prozessen erwartet wird, so werden die Signale der Komponenten des H1-Detektors weiterverarbeitet. D.h., die analogen Signale werden mit Hilfe von schnellen Analog-Digital-Wandlern digitalisiert, komprimiert und über ein Glasfasernetzwerk ausgelesen. Die so gewonnen Daten werden vor der weiteren Verarbeitung auf einem Datenband gespeichert und anschließend mit dem Programmpaket H1REC rekonstruiert.

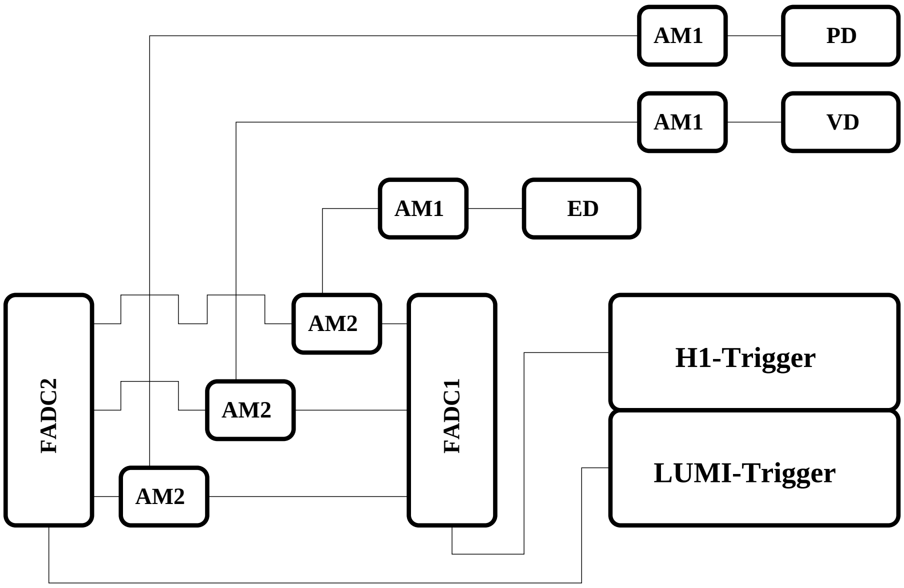

Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Datennahme durch das Luminositätssystem

Für die Rekonstruktion der Teilchenenergien im Elektron- und Photondetektor des Luminositätssystems wird in H1REC folgender Algorithmus benutzt: Zunächst werden die Signale aus den einzelnen Kristallen der Detektoren in Energie umgerechnet. Anschließend wird eine als Cluster bezeichnete Gruppe aus dem Kristall mit der größten Energiedeposition und seinen direkten Nachbarn gebildet. Besitzt dieses Cluster eine

Energie unterhalb von 1 GeV, so wird es verworfen. Falls die im Vetodetektor rekonstruierte Energie eine Schwelle von 0.3 GeV übersteigt, ergibt sich für die rekonstruierte Energie E_γ des Photons: $E_\gamma = E_{PD} + E_{VD}$. Mit H1REC werden auch die Auftreffpunkte der Teilchen in Elektron- und Photondetektor rekonstruiert. Dazu wird in zwei benachbarten Kristallstreifen entlang der x- und der y-Achse des Detektors das Verhältnis der Energiedeposition berechnet. Zur Bestimmung der Schauerschwerpunkte wird die im Abschnitt 3.3 vorgestellte Methode angewendet.

In Abbildung 3.4 ist schematisch der Ablauf der Datennahme mit dem Luminositätssystem dargestellt. Die analogen Signale aus den Photomultipliern der Detektoren des Luminositätssystems gelangen zunächst in eine erste Gruppe von Verstärkern, die sich jeweils in der unmittelbaren Umgebung der Detektoren befindet. Diese Verstärkergruppe wird in Abbildung 3.4 mit AM1 bezeichnet. Anschließend gelangen die Signale über 100 bzw. 170 m lange Koaxialkabeln in eine zweite Gruppe von Verstärkern, die AM2 genannt werden. Die zweite Verstärkergruppe besitzt zwei Ausgänge, die mit zwei Gruppen von schnellen Analog-Digital-Wandlern verbunden wird. Diese Gruppen von Analog-Digital-Wandlern werden in Abbildung 3.4 mit FADC1 und FADC2 bezeichnet. Die digitalen Ausgangssignale aus FADC1 und FADC2 gelangen in den H1-Trigger bzw. in den Trigger des Luminositätssystems, der in Abbildung 3.4 mit LUMI-Trigger bezeichnet ist. Der Trigger des Luminositätssystems arbeitet völlig unabhängig vom H1-Trigger. Er muß viel größere Triggerraten verkraften als der H1-Trigger. In Abschnitt 3.1 wurden die Aufgaben des Luminositätssystems innerhalb des H1-Experiments erläutert. Zur Erfüllung dieser Aufgaben besitzt der Trigger des Luminositätssystems mehrere Triggerelemente. Diese Triggerelemente werden aus den Triggersignalen des Elektron-, des Photon- und des Vetodetektors zusammnengesetzt. Liegt die Energiedeposition im Elektron-, Photon- oder Vetodetektor, E_{ED}, E_{PD} oder E_{VD}, oberhalb einer einstellbaren Schwellenenergie E_{ED}^{Sch}, E_{PD}^{Sch} oder E_{VD}^{Sch}, so wird ein Triggersignal erzeugt, daß zu einem Triggerelement verknüpft werden kann. So fordert man zur Luminositätsmessung ein Triggerelement mit

$$E_{ED} > E_{ED}^{Sch} \quad \wedge \quad E_{PD} > E_{PD}^{Sch} \quad \wedge \quad E_{VD} < E_{VD}^{Sch}.$$

Zur Registierung der Ereignisse der Photoproduktion, in denen das auslaufende Elektron den Elektrondetektor erreicht, fordert man ein Triggerelement mit

$$E_{ED} > E_{ED}^{Sch} \quad \wedge \quad E_{PD} < E_{PD}^{Sch} \quad \wedge \quad E_{VD} < E_{VD}^{Sch}.$$

Zur Bestimmung der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ werden Ereignisse benutzt, die mit dem Triggerelement mit

$$E_{PD} > 3.5\,GeV$$

registiert wurden [Liv95]. Um Triggereffizienzen zu bestimmen werden weitere Triggerelemente gebildet z.B. mit

$$E_{VD} > E_{VD}^{Sch},$$

um die Effizienz des Triggers des Vetodetektors zu überprüfen. Hierbei werden die Zählraten, die in bestimmten Energiebereichen mit diesem Triggerelement registiert wurden, denen gegenübergestellt die in den gleichen Energiebereichen mit dem Triggerelement zur

Luminositätsmessung registiert wurden. Weil es nicht möglich aber auch nicht nötig ist, jedes Bremsstrahlungsereignis auf Band zu schreiben, werden im Trigger des Luminositätssystems Scaler gesetzt, die dafür sorgen, daß z.B. nur jedes 1000-ste Bremsstrahlungsereignis auf Band geschrieben wird. Tabelle 3.4 gibt eine Übersicht über die in der Datennahmeperiode 1993 gemessenen Luminositäten und Triggerraten. Für eine detalierte Übersicht sei auf [Gog94] verwiesen.

Meßgröße	1993
$< I_e >$ [mA]	7.7
$< I_p >$ [mA]	10.8
$e * p$ Teilchenpakete	$94 * 90$
$\mathcal{L}\,[10^{30} cm^{-2} s^{-1}]$	0.27
$\mathcal{L}_{max}\,[10^{30} cm^{-2} s^{-1}]$	1.30
Triggerraten [KHz]	
Elektrondetektor	30
Photondetektor	40
Vetodetektor	50

Tabelle 3.4: Luminositäten und Triggerraten in der Datennahmepriode 1993 [Gog94].

Kapitel 4

Charakteristika der Bremsstrahlungsereignisse

Bevor die Überprüfung der Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems im nächsten Kapitel mit Hilfe von Bremsstrahlungsereignissen im Detail durchgeführt wird, sollen zum besseren Verständnis einige charakteristische Eigenschaften der Bremsstrahlungsereignisse diskutiert werden.

4.1 In der Analyse verwendete Datensätze

4.1.1 Daten aus der Datennahmeperiode 1993

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden mit Hilfe des Luminositätssystems in der Datennahmeperiode 1993 aufgenommen. In zeitlich begrenzten Intervallen, Runs, in denen sich die Parameter des H1-Detektors wie z.B. die eingestellten Triggerschwellen oder der Wechselwirkungspunkt der Teilchenpakete im H1-Detektors nicht ändern, wurde jedes mal ein Satz von Daten nach der im Abschnitt 3.4 beschriebenen Methode gespeichert, falls eine der folgenden Triggerbedingungen erfüllt war:

$$\begin{array}{lllllll}
\text{Trigger 1}: & E_{ED} > 2\,GeV & \wedge & E_{PD} < 2\,GeV & \wedge & E_{VD} < E_{VD}^{Sch} \\
\text{Trigger 2}: & E_{VD} > E_{VD}^{Sch} & & & & \\
\text{Trigger 3}: & E_{ED} > 2\,GeV & \wedge & E_{PD} > 2\,GeV & \wedge & E_{VD} < E_{VD}^{Sch}
\end{array}$$

Der Wert der Energieschwelle E_{VD}^{Sch}, der während der Datennahme eingestellt war, läßt sich aus den aufgezeichneten Daten nicht bestimmen. Das Signal, das der Triggerlogik zur Verfügung stand, war offensichlich weniger genau als der Wert von E_{VD}, der später auf Band geschrieben wurde. Es konnte nur festgestellt werden, daß E_{VD}^{Sch} wohl unterhalb von 2 GeV lag. Im folgenden werden die Triggerbedingungen 1, 2 und 3 kurz Trigger 1, 2 und 3genannt.

Die gespeicherten Ereignisse wurden mit H1REC rekonstruiert. Danach enthält jedes Ereignis aus den Daten unter anderem die im Elektron-, Photon- und Vetodetektor rekonstruierten Energien E_{ED}, E_{PD} und E_{VD} sowie die rekonstruierten Auftreffpunkte der

Teilchen im Elektron- bzw. Photondetektor x_{ED}, y_{ED}, x_{PD} und y_{PD}. Die Auftreffkoordinaten wurden im Abschnitt 3.3 definiert, vgl. hierzu auch Abbildung 3.3.

Der Datensatz aus der Datennahmeperiode 1993 enthält 343714 Ereignisse, wovon 628 mit Trigger 1, 89740 mit Trigger 2 und 252698 mit Trigger 3 aufgenommen wurden. Trigger 1 ist bei der Analyse der Photoproduktionsereignisse nützlich, da in seinen Ereignissen der Nachweis der auslaufenden Elektronen möglich ist, falls diese die Akzeptanzbedinungen des Elektrondetektors erfüllen. Ereignisse von Trigger 2 können zur Bestimmung der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ benutzt werden, vgl. hierzu Kapitel 6, und die Ereignisse von Tigger 3 werden zur Luminositätsmessung herangezogen.

4.1.2 Monte-Carlo-Ereignisse

Monte-Carlo-Bremsstrahlungsereignisse wurden in dieser Arbeit mit Hilfe des in Abschnitt 2.6.1 beschriebenen Verfahrens erzeugt. Sie enthalten unter anderem die im Elektron- und Photondetektor rekonstruierten Energien E_{ED} und E_{PD} und die rekonstruierten Auftreffpunkte der Teilchen im Elektron- bzw. Photondetektor x_{ED}, y_{ED}, x_{PD} und y_{PD}. Hochenergetische Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ können im Bleifilter vor dem Vetodetektor wechselwirken. Die hierbei erzeugten Sekundärteilchen können in den Vetodetektor gelangen und ein meßbares Signal erzeugen. Für simulierte Ereignisse steht die gesamte zurückgelegte Weglänge R_g der geladenen Teilchen im Vetodetektor zur Verfügung. Mit Hilfe von R_g kann die im Bleifilter deponierte Energie abgeschätzt und der Vetodetektor kalibriert werden.

4.2 Eigenschaften von Bremsstrahlungsereignissen im Experiment

Zur Selektion der Kandidaten für Bremsstrahlungsereignisse aus den Daten wurde zunächst für die im Elektron-, Photon- und Vetodetektor rekonstruierte Energie E_{ED}, E_{PD} und E_{VD} gefordert:

$$\begin{aligned} E_{ED} &> 5\,GeV \\ E_{PD} + E_{VD} &> 5\,GeV. \end{aligned}$$

Abbildung 4.1 zeigt einige Eigenschaften der unter den oben genannten Bedingungen selektierten Ereignisse. Es wurden jeweils die ersten 4000 Ereignisse eines Runs benutzt. In Abbildung 4.1 a) werden die rekonstruierten Auftreffpunkte der Photonen im Photondetektor dargestellt, wobei die durchgezogenen Linien die Kanten der Kristalle des Photondetektors andeuten. Man erkennt, daß die Photonen aus den selektierten Ereignissen den Photondetektor in der Mehrzahl zentral treffen. Dieses Verhalten folgt aus den Eigenschaften des Wirkungsquerschnitts des Bremsstrahlungsprozesses. Der Wirkungsquerschnitt für den Bremsstrahlungsprozeß ist besonders dann groß, wenn das Photon in Richtung des einlaufenden Elektrons abgestrahlt wird. In Abschnitt 3.1 wurde erläutert,

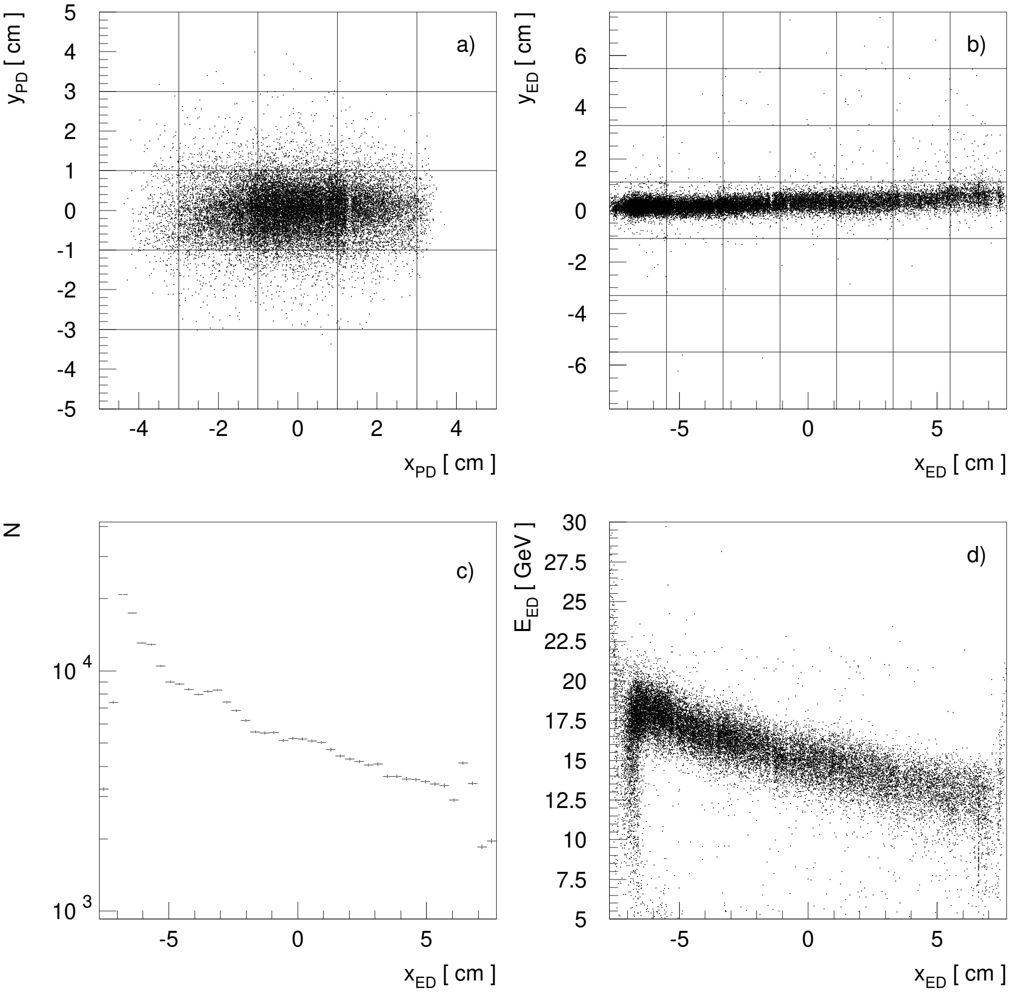

Abbildung 4.1: Eigenschaften der selektrieten Kandidaten für Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ aus den Daten: a) Verteilung der rekonstruierten Auftreffpunkte (x_{PD},y_{PD}) im Photondetektor, b) Verteilung der rekonstruierten Auftreffpunkte (x_{ED},y_{ED}) im Elektrondetektor, c) Verteilung der Auftrefforte in horizontaler Richtung x_{ED} im Elektrondetektor und d) Korrelation zwischen der im Elektrondetektor rekonstruierten Energie E_{ED} und der Horizontalkomponente x_{ED} des dort rekonstruierten Auftreffortes.

Design	p-Strahl	e^--Strahl
σ_x $[mm]$	0.29	0.26
σ_y $[mm]$	0.07	0.02
Herbst 92	p-Strahl	e^--Strahl
σ_x $[mm]$	0.36	0.30
σ_y $[mm]$	0.10	0.07

Tabelle 4.1: Horizontale und vertikalale Dimensionen des Elektronen- und des Protonenstrahls am Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors nach [H1-93a].

daß die aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \rightarrow ep\gamma$ auslaufenden Elektronen und Photonen Streuwinkel in der Größenordnung von $\Theta'_{e,\gamma} \simeq O(m/E_e)$ besitzen. Nimmt man an, daß die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton in den Bremsstrahlungsereignissen am nominellen Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors stattfindet, daß die Kreuzungswinkel zwischen Elektronen- und Protonenstrahl ϕ_x, ϕ_y gleich null sind und daß der Mittelpunkt des Photondetektors bei $x = y = 0$, $z = -102.9\,m$ liegt, so läßt sich die Konzentration der Auftreffpunkte der Photonen in der Mitte des Photondetektors mit dem kleinen Streuwinkel Θ'_γ der aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \rightarrow ep\gamma$ auslaufenden Photonen erklären. Untersucht man die Auftreffpunkte der Photonen im Photondetektor genauer, so stellt man fest, daß sie ungefähr eine ellipsenförmige Verteilung um den Mittelpunkt des Photondetektors bilden mit einer großen Achse der Ellipse parallel zur x_{PD}-Achse und einer kleinen Achse der Ellipse parallel zur y_{PD}-Achse. Für eine solche Verteilung der Auftreffpunkte der Photonen im Photondetektor gibt es zwei Ursachen:

1. Der Elektronen- und der Protonenstrahl haben einen Kollisionsquerschnitt[1] von $0.3\,mm$, vgl. Tabelle 4.1. D.h., Elektronen und Protonen können miteinander nicht nur im nominellen Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors wechselwirken, sondern auch in seiner unmittelbaren Umgebung.
2. Der Elektronenstrahl besitzt am Wechselwirkungspunkt durch Fokussierung eine Divergenz. D.h., die Elektronen besitzen am Wechselwirkungspunkt nicht nur einen Impulse in negativer z-Richtung, sondern auch in positiver oder negativer x- und y-Richtung.

Zusammen mit der möglichen Verschiebung des Wechselwirkungspunkts im H1-Detektor in unterschiedlichen Runs, den von null verschiedenen Kreuzungswinkel ϕ_x und ϕ_y und der endlichen Ortsauflösung des Photondetektors kann die Verteilung der rekonstruierten Auftreffpunkte im Photondetektor durch die oben genannten Ursachen erklärt werden.

---

[1] Infolge von Betatronschwingungen haben die Elektronen und Protonen in den Teilchenpaketen, die in einem Speicherring kreisen, Ablagen in horizontaler (x) und vertikaler (y) Richtung von der idealen Bahn. Nimmt man an, daß diese Ablagen ungefähr gaußisch verteilt sind, so bezeichnet σ_x die Standardabweichung der Teilchenorte am Wechselwirkungspunkt in horizontaler und σ_y die Standardabweichung der Teilchen am Wechselwirkungspunkt in vertikalen Richtung.

In Abbildung 4.1 b) werden die rekonstruierten Auftreffpunkte der Elektronen im Elektrondetektor aus den selektierten Ereignissen dargestellt. Man erkennt, daß die rekonstruierten Auftreffpunkte ein schmales Band, $-2\,cm < y_{ED} < 2\,cm$, entlang der x_{ED}-Achse bilden. Diese Verteilung kann folgendermaßen erklärt werden:

Die aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \rightarrow ep\gamma$ auslaufenden Elektronen haben die Energie $E_e^{'}$. $E_e^{'}$ ist kleiner als die nominelle Energie E_e der Elektronen im Strahlrohr. Die aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \rightarrow ep\gamma$ auslaufenden Elektronen werden daher aufgrund der niedrigeren Energie stärker von den Dipolmagneten abgelenkt als Elektronen mit der nominellen Energie. Sie verlassen das Elektronenstrahlrohr durch ein Austrittsfenster, vgl. hierzu Abschnitt 3.3. Da das Energiespektrum der aus den Bremsstrahlungsereignissen auslaufenden Elektronen kontinuierlich ist, treffen diese abhängig von ihrer Energie bei unterschiedlichen Werten von x_{ED} auf den Elektrondetektor. Dies kann man in Abbildung 4.1 d) erkennen. Hier sind die rekonstruierten Energien E_{ED} der Elektronen gegen ihre rekonstruierten Auftreffpunkte entlang der x_{ED}-Achse im Elektrondetekor aufgetragen. Diese Abbildung zeigt, daß E_{ED} mit größer werdender Auftreffkoordinate x_{ED} im Mittel abnimmt. Weiter erkennt man, daß Elektronen zwischen ca. 10 und 20 GeV, abgesehen von Randeffekten, die weiter unten besprochen werden, im Elektrondetektor nachgewiesen werden. Das bedeutet, daß die Elektronen mit Energien E_{ED} kleiner als 10 GeV oder mit Energien E_{ED} größer als 20 GeV zu stark bzw. zu schwach abgelenkt werden, um den Elektrondetektor zu erreichen, auch wenn ihr Streuwinkel $\Theta_e^{'}$ kleiner als 5 μrad ist. Dieses Verhalten der wird auch in der Monte-Carlo-Simulation beobachtet, vgl. hierzu auch Abschnitt 4.3.

In Abbildung 4.1 c) ist anhand der oben genannten Stichprobe die Anzahl N der Ereignisse in Abhängigkeit von x_{ED} dargestellt. Man erkennt, daß N mit kleiner werdenden x_{ED} ansteigt. Dies kann durch die Eigenschaften des Wirkungsquerschnitts des Bremsstrahlungsprozesses $ep \rightarrow ep\gamma$ erklärt werden. Dieser ist besonders dann groß, wenn weiche Photonen, d.h. Photonen mit kleinen Energien E_γ, abgestrahlt werden. Das bedeutet aber gleichzeitig, daß in den Bremsstrahlungsereignissen $ep \rightarrow ep\gamma$ hauptsächlich Elektronen mit $E_e^{'}$ knapp unterhalb von E_e aus dem Wechselwirkungspunkt auslaufen. Diese Elektronen werden aber von den Dipolmagneten des Elektronenstrahlrohrs weniger abgelenkt und treffen dadurch hauptsächlich am linken Rand des Elektrondetektors auf, d.h. bei kleinen Werten von x_{ED}. Dies wird auch durch Abbildung 4.1 d) bestätigt.

In Abbildung 4.1 d) werden im Bereich $x_{ED} < -5.5\,cm$ sehr viele Ereignisse mit niedrigen Werten von E_{ED} sichtbar. Diese Ereignisse können nur von solchen Elektronen stammen, bei deren Energierekonstruktion sich Leckverluste im Elektrondetektor bemerkbar machen. Daß diese Leckverluste besonders am linken Rand des Elektrondetektors sichtbar werden, liegt an der geringen Anzahl der Ereignisse in der Stichprobe und an den Eigenschaften des Wechselwirkungsquerschnitts des Bremsstrahlungsprozesses $ep \rightarrow ep\gamma$. Wie bereits erläutert wurde, ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Bremsstrahlungsereignisses besonders dann groß, wenn das auslaufende Elektron eine Energie $E_e^{'}$ besitzt, die in der Nähe von E_e liegt. Solche Elektronen treffen aber, abgesehen von möglichen Fluktuationen, vor allem den linken Rand des Elektrondetektors. Deshalb werden in den selektierten Ereignissen besonders viele Elektronen mit $x_{ED} < -5.5\,cm$ registiert und deshalb sind hier die Leckverluste besser sichtbar als am rechten Rand des Detektors.

In Tabelle 3.2 sind die Eigenschaften der Detektoren des Luminositätssystems zusammengestellt. Das Material der KRS-15-Kristalle hat den Molière-Radius $R_M = 2.10\,cm$. Treffen Elektronen aus den selektierten Ereignissen am Rande des Elektrondetektors auf, z.B. in der Zelle mit $-7.7\,cm < x_{ED} < -5.5\,cm$ und $-1.1\,cm < y_{ED} < 1.1\,cm$, so kann erwartet werden, daß ein erheblicher Teil der ursprünglichen Energie $E_e^{'}$ der Elektronen durch Leckverluste verloren geht. In Abschnitt 3.4 wurde der Algorithmus vorgestellt, der zur Energierekonstruktion der Teilchen im Elektron- und im Photondetektor angewendet wird. Hierzu wird ein Cluster aus der Zelle mit der größten Energiedeposition und ihren direkten Nachbarn gebildet. In Ereignissen, in denen die Elektronen am Rande des Elektrondetektors auftreffen, fehlen aber drei direkte Nachbarn der Zelle mit der größten Energiedeposition. In solchen Ereignissen geht also ein erheblicher Teil der Energie des auf den Elektrondetektor einfallenden Elektrons durch Leckverluste verloren. In Ereignissen, in denen die Auftreffkoordinaten der Teilchen im Elektron- bzw. im Photondetektor nicht mit der in Abschnitt 3.4 erläuterten Methode ermittelt werden können, was der der Fall ist, wenn die Teilchen weniger als 3 mm vom Rand der Detektoren auftreffen [Liv95], wird zur Orts- und zur Energierekonstruktion der auf die Detektoren des Luminositätssystems einfallenden Teilchen die als "joint-fit"bezeichnete Methode angewendet. Im Gegensatz zu der in Abschnitt 3.4 erläuterten Methode werden nach der "joint-fitMethode die Auftreffkoordinaten und Energien nicht nacheinander, sondern gleichzeitig bestimmt. Dazu wird ein iteratives Verfahren angewendet. Es beruht auf der Minimierung der Größe

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n}(((f(a, x_i, y_i) - E_i)/dE_i)^2),$$

mit

x_i, y_i = Koordinaten des Mittelpunktes der Zelle,
die ein Signal liefert,
E_i = in ihr deponierte Energie,
dE_i = Fehler von E_i und
a = freier Parameter des durch das einfallende Teilchen
induzierten Schauers, x_{treff}, y_{treff} und E_0.
x_{treff}, y_{treff} und E_0 sind die A uftreffkoordinaten
bzw. die Energie des auf den Detektor einfallen den Teilchens.

Die Funktion f wird durch Monte-Carlo-Simulation elektromagnetischer Schauer im Elektron- und im Photondetektor gewonnnen. Abbildung 4.1 d) macht deutlich, daß die zur Orts- und zur Energierekonstruktion der auf die Detektoren des Luminositätssystems einfallenden Teilchen angewendeten Methoden die Leckverluste am Rand des Elektrondetektors in der Energierekonstruktion der Elektronen nicht richtig korrigieren können. Da die Kristalle des Elektron- und des Photondetektors aus dem gleichen Material bestehen und in der Orts- und der Energierekonstruktion der auf die Detektoren des Luminositätssystems einfallenden Teilchen gleiche Methoden für Elektron- und Photondetektor angewendet werden, kann angenommen werden, daß Leckverluste an Rändern beider Detektoren durch die Methoden zur Orts- und zur Energierekonstruktion nicht korrigiert werden können. Ein ähnliches Verhalten kann auch in der Monte-Carlo-Simulation der Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ erwartet werden. In den folgenden Untersuchungen werden daher zur Selektion von Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ aus dem Experiment und aus der Monte-Carlo-Simulation folgende Schnitte verwendet: Die im Elektrondetektor rekonstruierte Energie und die Summe der im Photondetektor und Vetodetektor rekonstruierten Energien soll größer als 5 GeV sein, d.h.

$$\begin{aligned} E_{ED} &> 5\,GeV \\ E_{PD} + E_{VD} &> 5\,GeV \end{aligned}$$

Die rekonstruierten Schwerpunkte sollen in den inneren Kristallen des Elektron- und des Photondetektors liegen, d.h.

$$\begin{aligned} &|x_{ED}| < 5.5\,cm, \\ &|y_{ED}| < 5.5\,cm, \\ &|x_{PD}| < 3\,cm \,\text{und} \\ &|y_{PD}| < 3\,cm. \end{aligned}$$

Durch die zweite Forderung wird gewährleistet, daß Ereignisse mit unzureichender Energiedeposition des Elektrons bzw. des Photons in den jeweiligen Detektoren verworfen werden. Die rekonstruierten Auftreffpunkte liegen damit mindestens einen Molière-Radius vom Rand der Detektoren entfernt.

4.3 Eigenschaften simulierter Bremsstrahlungsereignisse

In Abbildung 4.2 a) ist die Korrelation zwischen E_{ED} und x_{ED} in einer Monte-Carlo-Simulation mit dem Wechselwirkungspunkt $x = y = z = 0$ und den Kreuzungswinkeln $\phi_x = \phi_y = 0$ dargestellt. Hierbei wurde in H1LUMI die Energieunschärfe des Elektronenstrahls auf null gesetzt. Die $E_{ED} - x_{ED}$-Abhängigkeit zeigt in dieser Simulation nicht den erwarteten Verlauf. E_{ED} sollte im Mittel mit größer werdenden Werten von x_{ED} abnehmen. Unterhalb von $E_{ED} \simeq 10\,GeV$ treffen aber die Elektronen mit kleiner werdenden Werten von E_{ED} den Elektrondetektor bei immer kleiner werdenden x_{ED}. Dieser Verlauf widerspricht dem Modell der Flugbahn des Elektrons im Elektronarm des Luminositätssystems, das in Abschnitt 4.2 erläutert wurde. Auch in der Monte-Carlo-Simulation mit dem Wechselwirkungspunkt $x = -0.24\,cm$, $y = z = 0$ und den Kreuzungswinkeln $\phi_x = \phi_y = 0$, werden sehr viele Ereignisse unterhalb von $E_{ED} \simeq 10\,GeV$ registiert, und zwar im ganzen Bereich von x_{ED}. Dies wird in Abbildung 4.2 b) dargestellt. Vergleicht man die $E_{ED} - x_{ED}$-Abhängigkeit in dieser Monte-Carlo-Simulation mit der in Daten in Abbildung 4.1 d), so stellt man fest, daß in den Daten nur wenige Ereignisse mit $E_{ED} < 10\,GeV$ im Bereich $-5.5\,cm < x_{ED} < 5.5\,cm$ registiert werden. Dieses unterschiedliches Verhalten in Daten und in der Monte-Carlo-Simulation wurde weiter untersucht.

Zur Überprüfung der Orts- und Energierekonstruktion im Elektrondetektor in Monte-Carlo-Simulationen wurden die rekonstruierten Auftreffpunkte $x_{ED,rec}$ und die rekonstruierten Energien $E_{ED,rec}$ in Abhängigkeit von den tatsächlichen Auftreffpunkten $x_{ED,treff}$ und tatsächlichen Energien $E_{ED,treff}$ der auf den Detektor einfallenden Elektronen betrachtet. In Abbildung 4.2 c) sind die rekonstruierten Auftreffpunkte $x_{ED,rec}$ gegen die

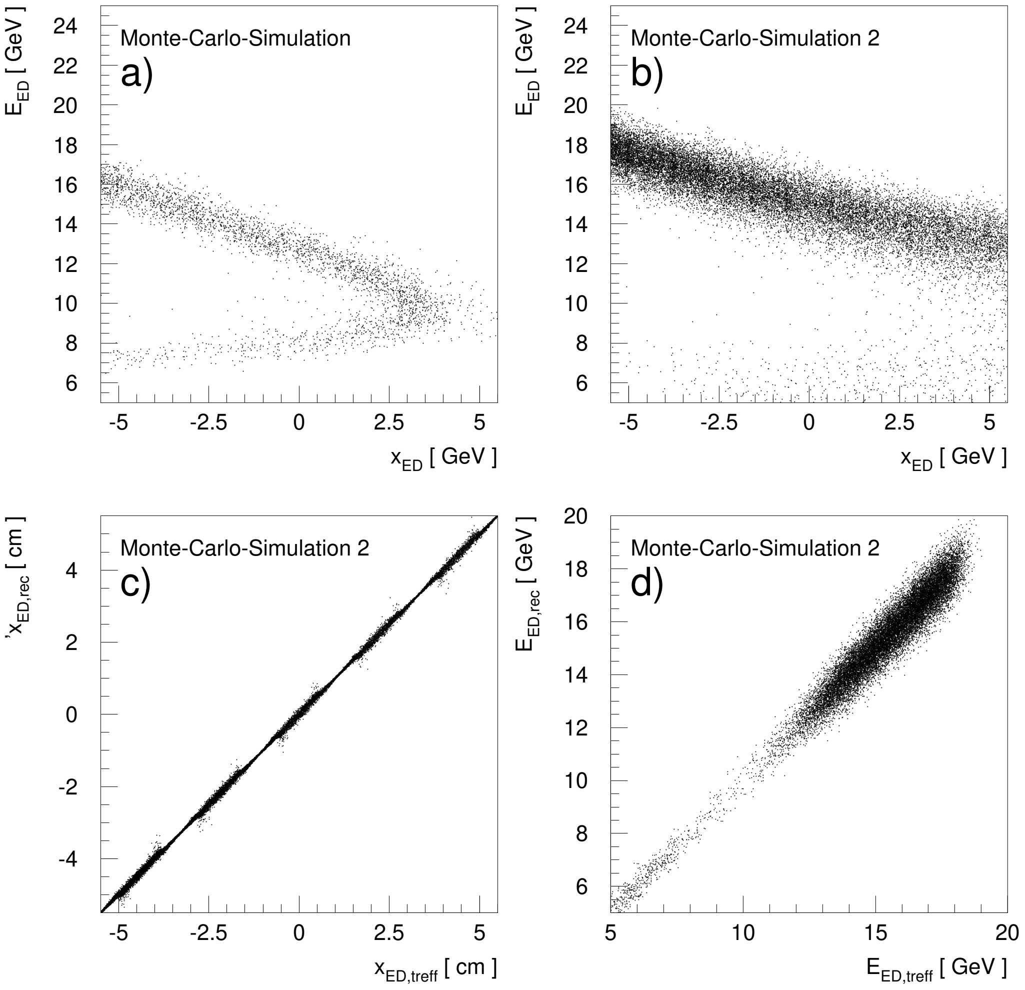

Abbildung 4.2: a) und b): Korrelation zwischen den rekonstruierten Werten von E_{ED} und x_{ED} in der Monte-Carlo-Simulation mit Vertex bei a) x=0 ohne Verschmierung der Energie des Elektronenstrahls, b) bei x=-0.24cm mit Verschmierung der Energie des Elektronenstrahls.

c) (d): Korrelation zwischen der rekonstruierten Auftreffkoordinate $x_{ED,rec}$ (Energie $E_{ED,rec}$) und der tatsächlichen Auftreffkoordinate $x_{ED,treff}$ (Energie $E_{ED,treff}$) des Elektrons im Elektrondetektor.

tatsächlichen Auftreffpunkte $x_{ED,treff}$ und die rekonstruierten Energien $x_{ED,rec}$ gegen die tatsächlichen Energien $E_{ED,treff}$ der auf den Elektrondetektor einfallenden Elektronen aufgetragen. Man erkennt, abgesehen von Auflösungseffekten, eine gute Übereinstimmung zwischen $x_{ED,treff}$ und $x_{ED,rec}$, und zwischen $E_{ED,treff}$ und $x_{ED,rec}$. In Abbildung 4.2 c) ist auch zu erkennen, daß die Ortsauflösung im Elektrondetektor an der Grenze zwischen zwei Kristallen besser wird. Dies liegt an dem im Abschnitt 3.4 vorgestellten Algorithmus zur Ortsrekonstruktion der Teilchen im Elektron- und Photondetektor. Trifft ein Elektron den Elektrondetektor auf der Grenze zwischen zwei benachbarten Kristallen, so wird seine Energie hauptsächlich in ihnen deponiert. Trifft ein Elektron den Elektrondetektor in der Mitte eines Kristalls so wird seine Energie in dem getroffenen Kristall und seinen direkten Nachbarn deponiert. Das führt zu größeren Fluktuationen in der Energierekonstruktion in den einzelnen Kristallen und damit zu einer schlechteren Ortsauflösung im Elektrondetektor.

Wenn die Energien und die Auftreffpunkte der auf den Elektrondetektor einfallenden Elektronen in Monte-Carlo-Simulationen richtig rekonstruiert werden, kann der unterschiedliche Verlauf der $E_{ED} - x_{ED}$-Abhängigkeit in Daten und in Monte-Carlo-Simulation auf zwei Gründe zurückgeführt werden:

1. In der Simulation wurden die Feldstärken oder die Positionen der Magnete des Strahlrohrs falsch festgelegt.
2. In den Daten ist die Verteilung des Wechselwirkungspunktes und der Kreuzungswinkel ϕ_x und ϕ_y so beschaffen, daß der oben betrachtet Effekt nicht auftritt.

Aus Zeitgründen konnten in der vorliegenden Arbeit die Abhängigkeit zwischen E_{ED} und x_{ED} in der Simulation nicht weiter untersucht werden. Es sei angemerkt, daß der Verlauf der $E_{ED} - x_{ED}$-Abhängigkeit in der Simulation ebenfalls in einer unabhängig durchgeführten Analyse beobachtet wurde [Liv94].

Kapitel 5

Kalibrierung und Auflösung der Detektoren des Luminositätssystems

In diesem Kapitel soll mit Hilfe von Bremsstrahlungsereignissen die Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems sowohl für das Eperiment als auch für simulierte Ereignisse überprüft und gegebenenfalls korrigiert werden. Zunächst wird verdeutlicht, welchen Einfluß eine Mißkalibrierung dieser Detektoren auf die Messung der Luminosität des HERA–Speicherrings besitzt. Nach der Diskussion einiger charakteristischer Eigenschaften der Bremsstrahlungsereignisse wird sowohl die Interkalibrierung von Elektrondetektor und Photondetektor überprüft als auch die Kalibrierung des Vetodetektors durchgeführt. Anschließend wird die Energieauflösung der Detektoren für Bremsstrahlungsereignisse im Experiment mit der Auflösung in der Simulation verglichen. Es ergaben sich Unterschiede, so daß eine Anpassung der Auflösung in der Simulation an diejenige im Experiment vorgenommen werden mußte.

5.1 Einfluß einer Mißkalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems auf die gemessene Luminosität

Die vom HERA-Speicherring am Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors gelieferte Luminosität läßt sich mit Hilfe von Gleichung 3.4 berechnen. Hierbei kann σ_{vis} durch

$$\sigma_{vis} = \int_{y_1}^{y_2} \frac{d\sigma_{ep\to ep\gamma}}{dy} A(y)dy \qquad (5.1)$$

ausgedrückt werden, mit

$A(y)$ = Akzeptanz des Luminositätssystems für
Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$
in Abhängigkeit vom Wert der Variablen y, wobei
$y = E_e^{'}/E_e$.

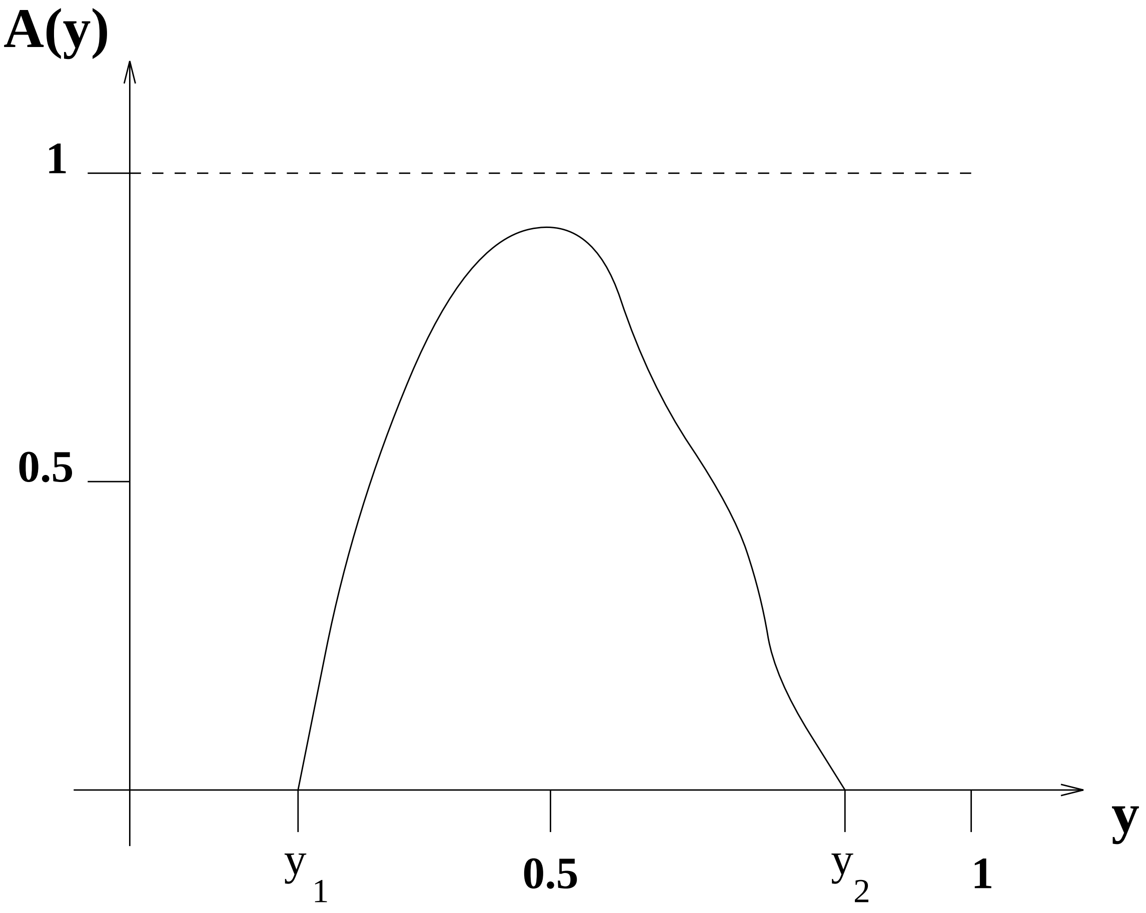

Abbildung 5.1: Beispiel einer prinzipiell möglichen Abhängigkeit der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ von y bei idealer Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems. Eine Mißkalibrierung führt zu einer fehlerhaften Rekonstruktion von y und somit zu einem veränderten Verlauf der Akzeptanz $A(y)$.

Die Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ wird im nächsten Kapitel definiert und bestimmt.

Die Integrationsgrenzen y_1 und y_2 stellen die Grenzen der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ dar. D.h., die aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ auslaufenden Elektronen mit einem y unterhalb von y_1 oder oberhalb von y_2 erreichen nicht mehr den Elektrondetektor[1]. Die Akzeptanz $A(y)$ verschwindet für diese y-Werte, siehe hierzu Abbildung 5.1.

---

[1] In Kapitel 6 wird gezeigt werden, daß die Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ hauptsächlich durch die Akzeptanz des Elektrondetektors für die aus diesen Ereignissen auslaufende Elektronen bestimmt wird.

Durch eine Mißkalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems wird $E_e^{'}$ falsch bestimmt, so daß auch die Integrationsgrenzen y_1 und y_2 in Gleichung 5.1 falsch bestimmt werden. Eine falsche Festlegung von y_1 und y_2 hat zur Folge, daß der Wirkungsquerschnitt des Bremsstrahlungsprozesses $ep \to ep\gamma$, $\frac{d\sigma_{ep\to ep\gamma}}{dy}$, in Gleichung 5.1 in falschen Grenzen betrachtet wird. Außerdem wird durch eine falsche Energieskala der Detektoren des Luminositätssystems die Akzeptanz $A(y)$ für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ falsch bestimmt. Diese Überlegungen zeigen, wie wichtig es ist, die Energie von Elektron und Photon mit einem möglichst kleinen systematischen Fehler zu bestimmen.

5.2 Kalibrierung der Detektoren in der Simulation

Wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben wurde, steht für simulierte Ereignisse die Weglänge R_g der geladenen Teilchen im Vetodetektor als Maß für die im Bleifilter deponierte Enrgie der Photonen zur Verfügung. In diesem Abschnitt wird zunächst der Vetodetektor kalibriert, indem der Zusammenhang zwischen R_g und der im Bleifilter deponierten Energie E_{VD} bestimmt wird. Anschließend wird die Kalibrierung des Elektron- und des Photondetektors überprüft.

5.2.1 Energie im Vetodetektor

Bei der Kalibrierung des Vetodetektors für simulierte Ereignisse muß beachtet werden, daß der Vetodetektor kein Kalorimeter im eigentlichen Sinne ist, sonder ein Wasser-Cherenkov-Zähler, dessen Wasserbad eine Dicke von einer Strahlungslänge hat. Ihm vorgelagert ist der Bleifilter mit einer Dicke von zwei Strahlungslängen. Die in den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ abgestrahlten hochenergetischen Photonen oder die im Bleifilter erzeugten Sekundärteilchen durchqueren das Wasser des Vetodetektors und deponieren dort ihrerseits Energie. Elektronen und Positronen erzeugen zusätzlich im Vetodetektor Cherenkov-Licht, wenn ihre Energie oberhalb der durch Gleichung 2.3 vorgegebene Schwelle liegt[2]. Die Intensität der Cherenkov-Strahlung sollte in erster Näherung der gesamten Weglänge der geladenen Teilchen im Vetodetektor proportional sein. Die gesamte Weglänge der geladenen Teilchen im Vetodetektor ist aber mit der Anzahl der im Bleifilter durch das Photon erzeugten geladenen Teilchen verknüpft und somit auch mit dem Energieverlust des Photons im Bleifilter. Diese Kette von Proportionalitäten wird in der Realität zur Abschätzung der durch das Photon im Bleifilter deponierten Energie benutzt. Dazu wird die Intensität der Cherenkov-Strahlung durch den im Proportionalitätsbereich arbeitenden Photomultiplier des Vetodetektors in ein analoges Signal umgewandelt und später durch einen schnellen Analog-Digital-Wandler in ADC-Inhalte transformiert. Die ADC-Inhalte finden dann Eingang in die in Abschnitt 3.3 dargestellte Methode zur Abschätzung der Energiedeposition der Photonen im Bleifilter. Diese Methode liefert gute Ergebnisse, wie noch in diesem Abschnitt gezeigt werden wird.

In der Simulation sind weder Cherenkov-Effekt noch Signalauslese per Photomultiplier enthalten. Der Energieverlust der Photonen im Bleifilter und damit das Signal E_{VD} des

---

[2] Der Energieverlust der Elektronen und Positronen durch Cherenkov-Strahlung ist sehr gering, vgl. Abschnitt 2.2.

Vetodetektors werden daher als proportional zur Weglänge R_g aller geladenen Teilchen im Wasserbad des Vetodetektors angenommen. Diese Annahme wird durch die in diesem Abschnitt dargestellten Untersuchungen bestätigt. Die Proportionalität zwischen R_g und E_{VD} kann daher zur Kalibrierung des Vetodetektors in der Simulation genutzt werden.

Es wurde ein Datensatz mit Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ verwendet, der unter folgenden Bedingungen erzeugt wurde: Im Programmpaket H1LUMI wurde der Wechselwirkungspunkt der Elektronen und Protonen im H1-Detektor in

$$\begin{aligned} &x = -0.2\,cm \,\text{und} \\ &y = z = 0 \end{aligned}$$

gelegt. Die Kreuzungswinkel ϕ_x und ϕ_y zwischen Elektronen und Protonen am Wechselwirkungspunkt waren durch

$$\phi_x = \phi_y = 0$$

festgelegt. Die Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ wurden im Energiebereich

$$4\,GeV \leq E_e^{'} \leq 22\,GeV$$

generiert. Hierbei betrug die Energie der einlaufenden Elektronen und Protonen

$$\begin{aligned} &E_e = 26.7\,GeV \,\text{und} \\ &E_p = 820\,GeV. \end{aligned}$$

Die durch das Programmpaket H1LUMI generierten Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ wurden weiter mit dem Programmpaket H1SIM der Detektorsimulation unterzogen und später mit dem Programmpaket H1REC rekonstruiert. Aus dem durch das Programmpaket H1REC erzeugten Datensatz wurden Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ mit

$$\begin{aligned} &E_{ED} > 5\,GeV \\ &\wedge E_{PD} > 5\,GeV \\ &\wedge |x_{ED}| < 5.5\,cm \\ &\wedge |y_{ED}| < 5.5\,cm, \\ &\wedge |x_{PD}| < 3\,cm \\ &\wedge |y_{PD}| < 3\,cm \end{aligned}$$

selektiert. Durch die Bedingung $|x_{ED}| < 5.5\,cm \wedge |y_{ED}| < 5.5\,cm \wedge |x_{PD}| < 3\,cm \wedge |y_{PD}| < 3\,cm$ werden, wie in den Daten, Ereignisse mit durch Leckverluste falsch rekonstruierten Energien verworfen, siehe Abschnitt 4.2. Insgesamt standen 16612 Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ für die Kalibrierung des Vetodetektors in der Simulation zur Verfügung, die die oben genannten Bedingungen erfüllten.

Abbildung 5.2 zeigt die Anzahl N der selektierten Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ in Abhängigkeit von der Weglänge R_g der geladenen Teilchen im Vetodetektor. Man erkennt, daß die Werte für R_g zwischen 0 und 16000 mm variieren. Da der Vetodetektor eine Länge $L_c = 36.4\,cm$ hat, müssen in Ereignissen mit $R_g >> L_c$ viele geladene Teilchen den Vetodetektor durchquert haben. Da die geladenen Teilchen durch das Photon im Bleifilter erzeugt wurden, erwartet man für diese Ereignisse eine hohe Energiedeposition im Bleifilter. Um zu demonstieren, daß ein Zusammenhang zwischen der Weglänge

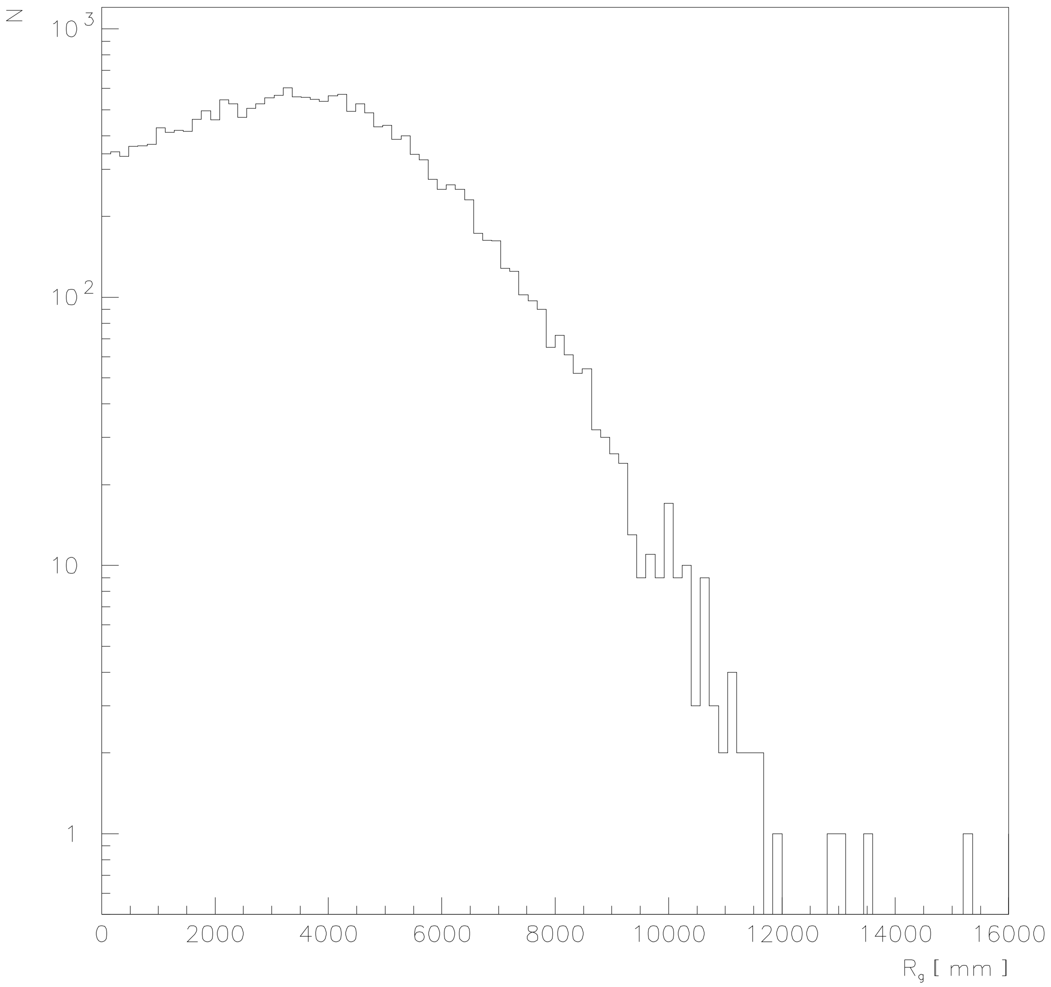

Abbildung 5.2: Anzahl N der selektierten Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ in Monte-Carlo-Simulation in Abhängigkeit von Weglänge R_g der geladenen Teilchen im Vetodetektor.

R_g der geladenen Teilchen im Vetodetektor und der im Bleifilter deponierten Energie besteht, ist in Abbildung 5.3 die Verteilung von $E_{ED} + E_{PD}$ für $R_g < 2000\,mm$ und für $6000\,mm < R_g < 8000\,mm$ dargestellt. Diese Abbildung zeigt, daß für beide Intervalle von R_g die Summe der im Elektron- und Photondetektor rekonstruierten Energien $E_{ED} + E_{PD}$ im Mittel deutlich unter der Energie der einlaufenden Elektronen $E_e = 26.7\,GeV$ liegt, was auf den Energieverlust des Photons im Bleifilter zurückzuführen ist. In Ereignissen mit $6000\,mm < R_g < 8000\,mm$ wird zudem im Mittel deutlich weniger Energie rekonstruiert als im Mittel in Ereignissen mit $0\,mm < R_g < 2000\,mm$. R_g kann somit als Maß für die Energiedeposition der Photonen im Bleifilter angesehen werden.

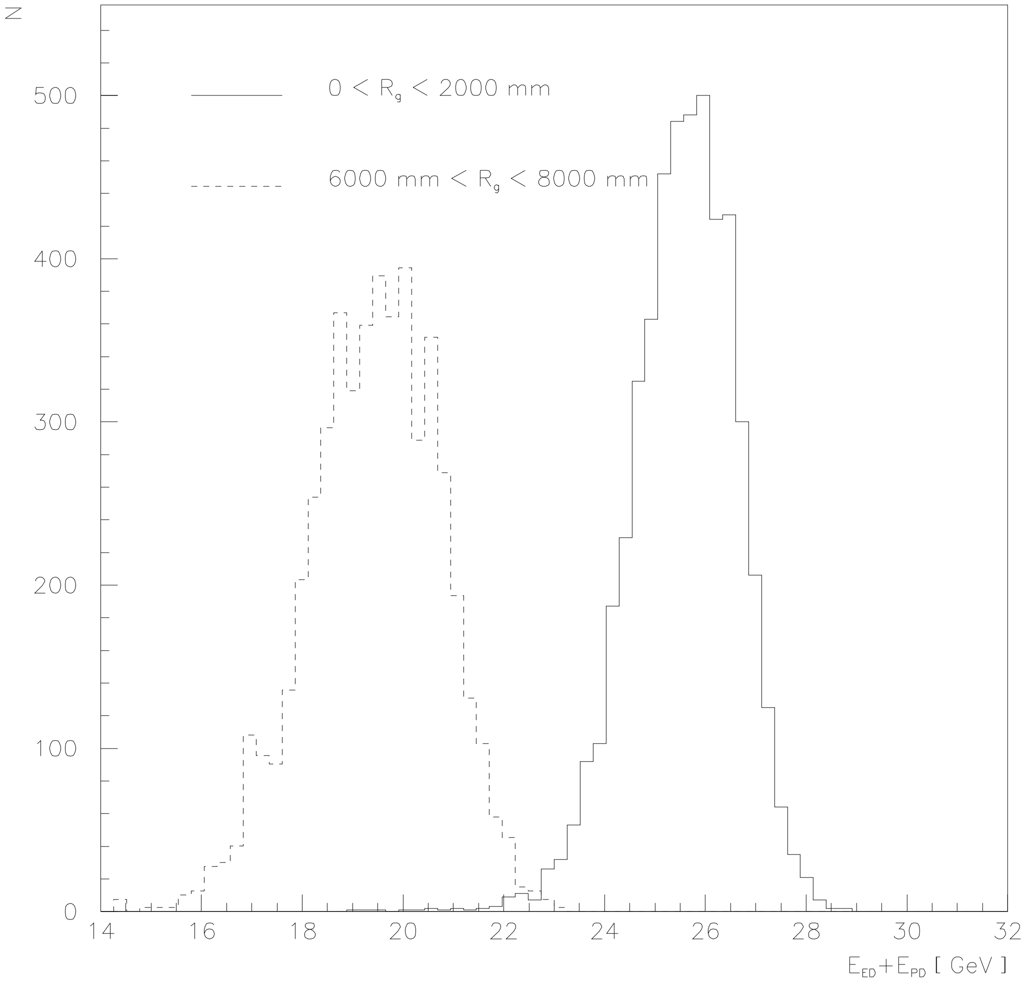

Abbildung 5.3: Anzahl N der selektierten Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ in der Monte-Carlo-Simulation in Abhängigkeit von $E_{ED} + E_{PD}$ für zwei Intervalle von R_g vor der Kalibrierung des Vetodetektors. Die Verteilung von $E_{ED} + E_{PD}$ für $6000\,\mathrm{mm} < R_g < 8000\,\mathrm{mm}$ wurde dabei so normiert, daß die Fläche unter ihr der Fläche unter der Verteilung von $E_{ED} + E_{PD}$ für $0\,\mathrm{mm} < R_g < 2000\,\mathrm{mm}$ entspricht.

Zur Abschätzung der Energiedeposition im Bleifilter durch Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ in der Monte-Carlo-Simulation wurde die folgende Methode gewählt:

Für die Summe der im Elektron-, Photon- und Vetodetektor rekonstruierten Energien soll im Mittel über viele Ereignisse

$$E_e = E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} \tag{5.2}$$

gelten. Für simulierte Ereignisse steht E_{VD} zunächst nicht zur Verfügung, sondern muß aus der Weglänge R_g der geladenen Teilchen im Vetodetektor ermittelt werden. Da aber in Gleichung 5.2 E_e, E_{ED} und E_{PD} bekannt sind, kann E_{VD} durch

$$E_{VD} = E_e - E_{ED} - E_{PD} \tag{5.3}$$

bestimmt werden.

Als nächstes wurde der Zusammenhang zwischen E_{VD} und R_g untersucht. Hierzu wurde für die Intervalle

$$\begin{array}{l} 0\,mm < R_g < 500\,mm \\ 500\,mm < R_g < 1000\,mm \\ 1000\,mm < R_g < 1500\,mm \\ \vdots \\ 7000\,mm < R_g < 7500\,mm \end{array}$$

die im Mittel im Bleifilter deponierte Energie E_{VD} mit Hilfe der Gleichung 5.3 bestimmt. Für die einzelnen Intervallen von R_g wurde eine Gauß-Funktion an die Verteilung von E_{VD} angepaßt und somit der Mittelwert $< E_{VD} >$ bestimmt. Die Anpassung der Gauß-Funktionen erfolgte so, daß jeweils der Bereich von ±3 Standardabweichungen um den Mittelwert der Verteilung für die Anpassung berücksichtigt wurde.

Abbildung 5.4 zeigt den Zusammenhang zwischen $< E_{VD} >$ und R_g. Die eingezeichnete Gerade stellt eine Parametrisierung dar:

$$< E_{VD} > \ (R_g) = a_1 R_g + a_0 \tag{5.4}$$

Die Parameter der Geraden wurden zu

$$\begin{array}{l} a_0 = (-0.004 \pm 0.012)\,\mathrm{GeV}\ \text{und} \\ a_1 = (0.001096 \pm 0.0000039)\,\mathrm{GeV/mm} \end{array}$$

bestimmt. Es sei angemerkt, daß a_0 klein ist im Vergleich zur Energieauflösung des Detektors und zudem innerhalb seines Fehlers mit 0 verträglich ist.

Im folgendem wird daher zur Rekonstruktion der Energie der Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ in der Monte-Carlo-Simulation die Weglänge der geladenen Teilchen im Vetodetektor R_g mit a_1 multipliziert. Somit erhält man eine Abschätzung der Energiedeposition E_{VD} im Bleifilter durch Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$. Um die Energierekonstruktion für simulierte Bremsstrahlungsereignisse zu überprüfen, wird im folgenden nachgewiesen, daß die Bedingung $E_e = E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$

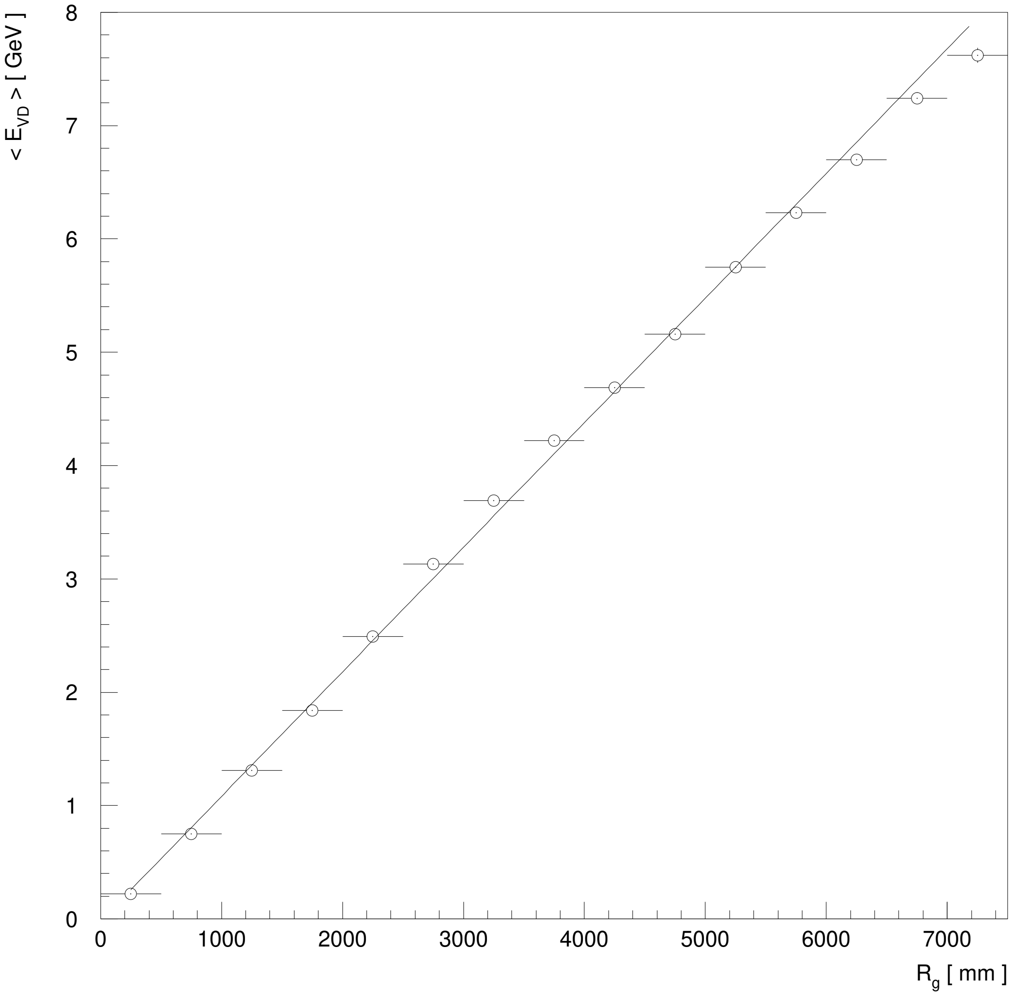

Abbildung 5.4: Linearer Zusammenhang zwischen $< E_{VD} >$ und R_g in Monte-Carlo-Ereignissen. Die Gerade stellt eine Parametrisierung des Zusammenhangs zwischen $< E_{VD} >$ und R_g dar.

nach Durchführung dieser Kalibrierung für alle Ereignisse erfüllt wird. Abbildung 5.5 zeigt die Anpassung einer Gauß-Funktion an die Summe $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ nach Abschätzung der Energiedeposition E_{VD} im Bleifilter. Hierbei wurde der Bereich von ±2 Standardabweichungen um den Mittelwert der Verteilung berücksichtigt. Für die im Mittel rekonstruierte Energiesumme $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ und die Auflösung σ_{LUMI} der Verteilung erhält man:

$$\begin{aligned} < E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} > &= (26.697 \pm 0.0082)\, GeV \text{ und} \\ \sigma_{LUMI} &= (\,0.967 \pm 0.0082)\, GeV. \end{aligned}$$

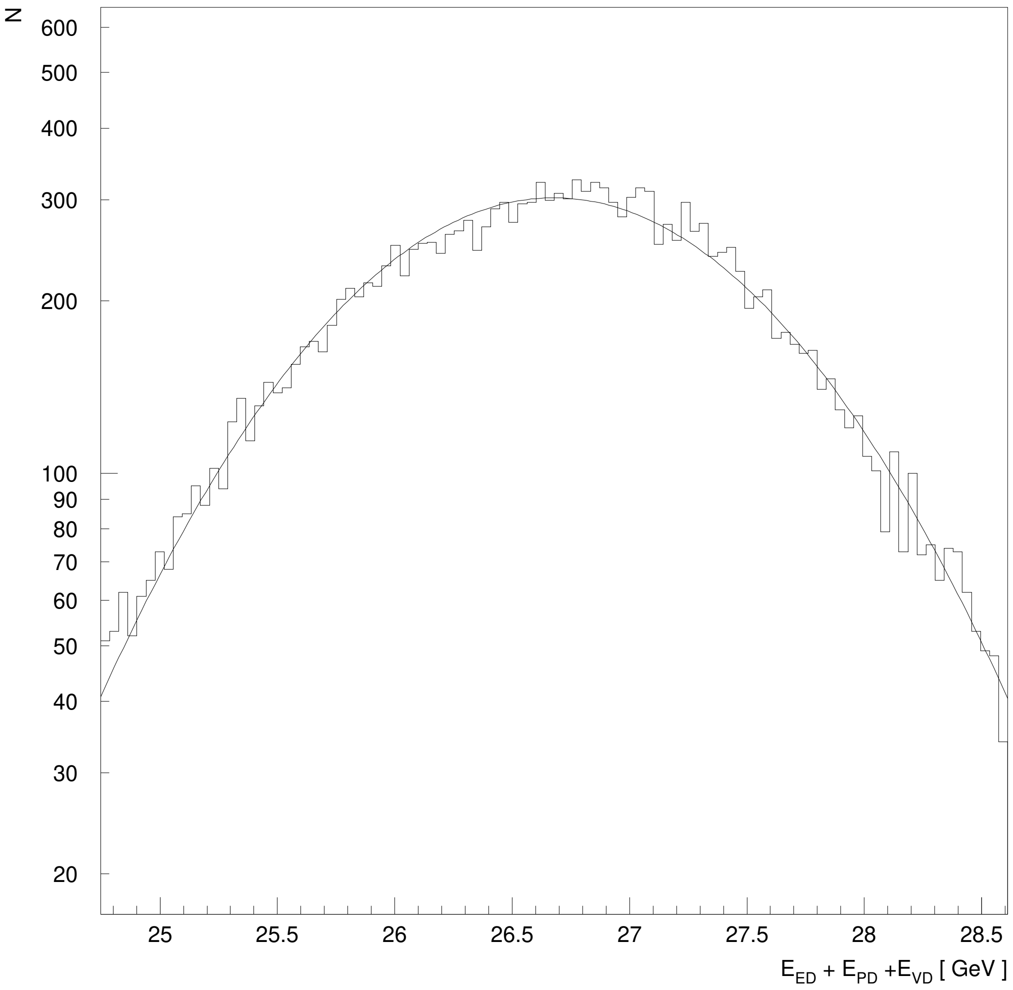

Abbildung 5.5: Anpassung einer Gauß-Funktion an die Anzahl N der selektierten Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$, die in Abhängigkeit von $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ aufgetragen wurde, nach Abschätzung der Energiedeposition E_{VD} im Bleifilter.

Nach Kalibrierung des Vetodetektors in der Monte-Carlo-Simulation stimmt $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ innerhalb des statistischen Fehlers mit der Energie des einlaufenden Elektrons $E_e = 26.7\,GeV$ überein. Die durchgeführte Kalibrierung des Vetodetektors kann jedoch nur als richtig betrachtet werden, wenn auch der Elektron- und der Photondetektor richtig kalibriert sind, was im nächsten Abschnitt gezeigt werden wird.

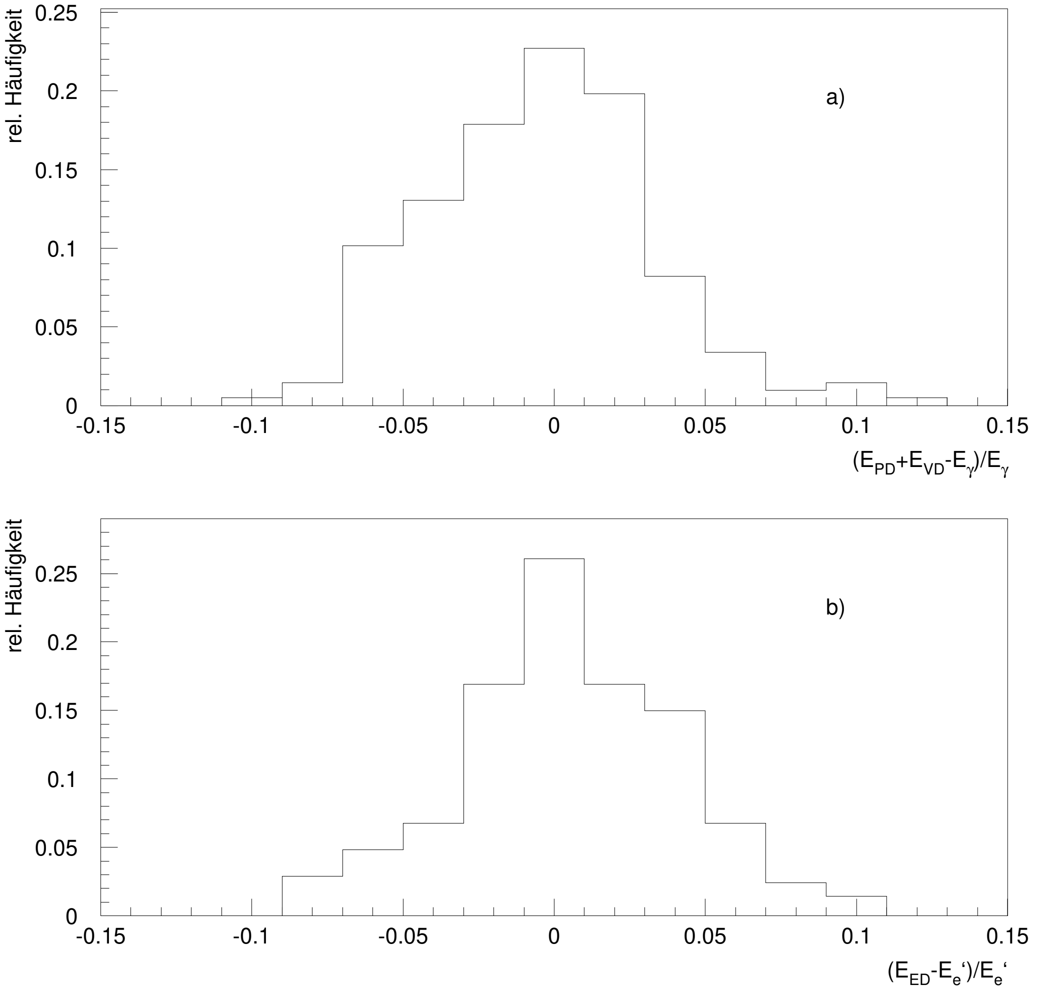

Abbildung 5.6: Verteilung der relativen Abweichungen vom Sollwert der rekonstruierten Energie a) im Photon- und b) im Elektrondetektor in der Monte-Carlo-Simulation der Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$. E'_e und E_γ bezeichnen die tatsächlichen Energien des Elektrons und des Photons, E_{ED} und $E_{PD} + E_{VD}$ die rekonstruierten Energien.

5.2.2 Energien in Elektron- und Photondetektor

Quasi unabhängig von der Kalibrierung des Vetodetektors können der Elektron- und der Photondetektor kalibriert werden, indem man Ereignisse selektiert, in denen sehr wenig Energie im Vetodetektor deponiert wird. Daher wurde für die Untersuchungen in diesem Abschnitt gefordert:

$$E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) < 0.01.$$

In der Monte-Carlo-Simulation stehen neben den rekonstruierten Energien E_{ED} im

Elektrondetektor und E_{PD} im Photondetektor auch die tatsächlichen Energien $E_e^{'}$ und E_γ des auslaufenden Elektrons und Photons zur Verfügung. Durch Vergleich der rekonstruierten Energien mit den tatsächlichen kann man die Kalibrierung separat für den Elektron- und den Photondetektor durchführen. Abbildung 5.6a) (b) zeigt die Verteilung der relativen Abweichungen $(E_{PD} + E_{VD} - E_\gamma)/E_\gamma$ $((E_{ED} - E_e^{'})/E_e^{'})$ der im Photondetektor (Elektrondetektor) rekonstruierten Energie vom Sollwert. Für die Mittelwerte der gezeigten Verteilungen erhält man:

$$\begin{aligned} (E_{ED} - E_e^{'})/E_e^{'} &= (0.006 \pm 0.0026) \\ (E_{PD} + E_{VD} - E_\gamma)/E_\gamma &= (-0.004 \pm 0.0026) \end{aligned}$$

Die relative Unsicherheit der Energierekonstruktion im Elektron- und im Photondetektor liegt für simulierte Ereignisse im Mittel unterhalb von 1% und wird deshalb im weiteren vernachlässigt.

5.3 Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems im Experiment

In Analogie zum letzten Abschnitt soll in diesem Abschnitt die Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems im Experiment überprüft werden. Zur Selektion der Bremsstrahlungsereignisse wurden die in Abschnitt 4.2 erläuterten Schnitte benutzt.

Im Unterschied zur Simulation steht jedoch für das Experiment nicht die tatsächliche Energie des auslaufenden Elektrons $E_e^{'}$ und des Photons E_γ zur Verfügung. Daher ist eine separate Kalibrierung für den Elektron- und den Photondetektor in diesem Fall nicht möglich. Es ist lediglich möglich, die Energiesumme $E_{ED}+E_{PD}$ zu überprüfen. Dies wird in Abschnitt 5.3.1 durchgeführt.

Erst hiernach ist die Kalibrierung des Vetodetektors möglich. Im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Analysen stellte sich heraus, daß die bisher von der H1-Kollaboration benutzte Kalibrierung des Vetodetektors nicht zufriedenstellend ist. In Abschnitt 5.3.2 wird daher ein neu entwickelter Korrekturalgorithmus vorgestellt.

5.3.1 Energiesumme in Elektron- und Photondetektor

Man kann das Summensignal $E_{ED} + E_{PD}$ der beiden Detektoren annähernd unabhängig von der Kalibrierung des Vetodetektors überprüfen, indem man wie im letzten Abschnitt fordert: $E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) < 0.01$. Für diese Ereignisse erwartet man im Rahmen der Energieauflösung der Detektoren $E_{ED} + E_{PD} = E_e$. Im folgenden werden die selektierten Ereignisse in drei Klassen eingeteilt, die durch die Energiedeposition im Vetodetektor unterschieden werden:

$$\begin{aligned} &\text{Klasse 1:} & E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) &< 0.01 \\ &\text{Klasse 2:} & 0.01 < E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) &< 0.20 \\ &\text{Klasse 3:} & E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) &> 0.20 \end{aligned}$$

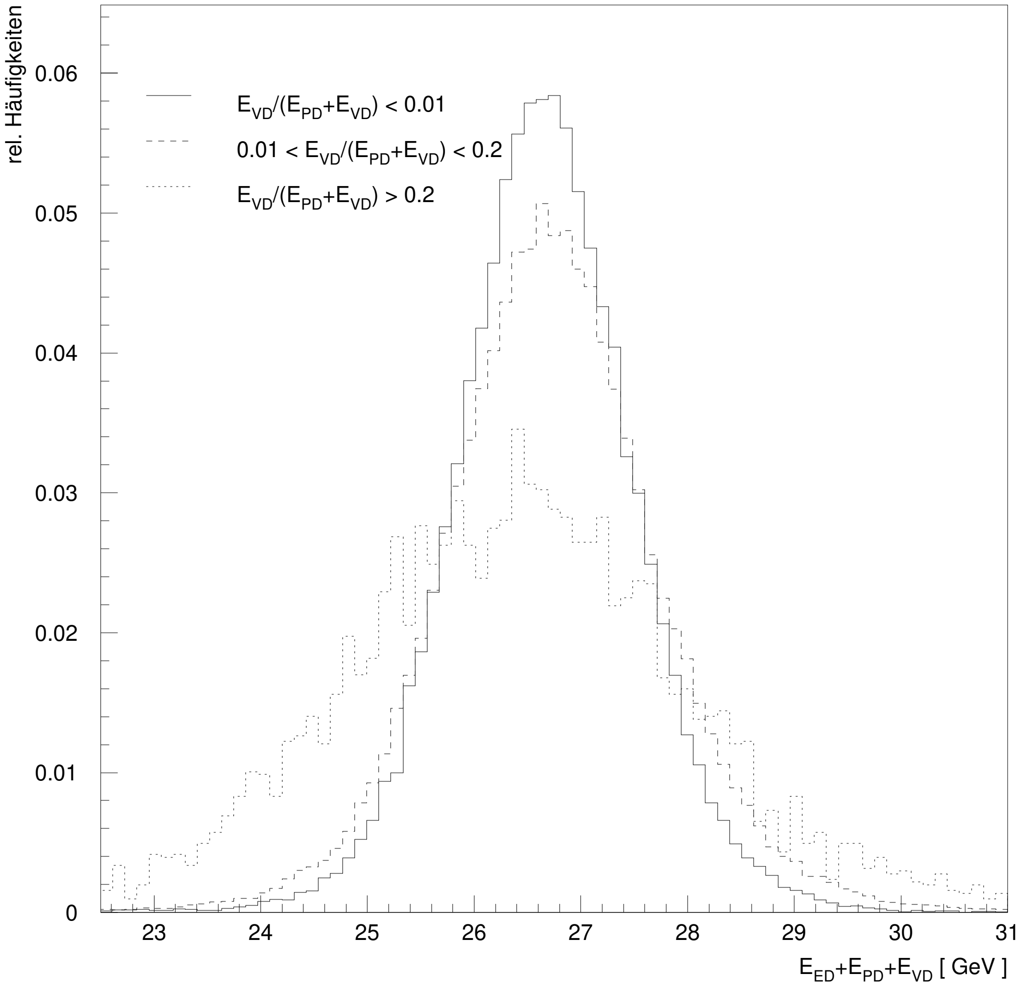

Abbildung 5.7: Relative Häufigkeiten der selektierten Ereignisse in Abhängigkeit von $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ für die drei nach $E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD})$ eingeteilten Ereignisklassen, siehe Text.

	$< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ [GeV]	σ_{LUMI} [GeV]
$E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) < 0.01$	(26.660 ± 0.0035)	(0.770 ± 0.0035)
$0.01 < E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) < 0.2$	(26.703 ± 0.0041)	(0.912 ± 0.0041)
$E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) > 0.2$	(26.34 ± 0.024)	(1.49 ± 0.023)

Tabelle 5.1: Resultate der Anpassung einer Gauß-Funktion an die Verteilung von $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ für die drei nach $E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD})$ eingeteilten Ereignisklassen.

Abbildung 5.7 zeigt die relativen Häufigkeiten der selektierten Ereignisse in Abhängigkeit von $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ für die drei Ereignisklassen. In Tabelle 5.1 werden der Mittelwert $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ und die Standardabweichung σ_{LUMI} der an die Verteilungen angepaßten Gauß-Funktionen gezeigt. Aus Abbildung 5.7 und aus Tabelle 5.1 kann man entnehmen, daß in den selektierten Ereignissen mit $E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) < 0.01$ und $0.01 < E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) < 0.2$ die Kalibrierung des Summensignals der Detektoren des Luminositätssystems eine derartige Güte erreicht, daß $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ im Mittel mit einer Genauigkeit besser als 1% rekonstruiert wird.

Darüberhinaus kann man aus Abbildung 5.7 und aus Tabelle 5.1 die Auswirkungen zweier Effekte erkennen, die im folgenden weiter untersucht werden:

- In Ereignissen mit $E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) > 0.2$ weicht die Summe der in den Detektoren des Luminositätssystems rekonstruierten Energien im Mittel um ca. 1.4% vom erwarteten Wert nach unten ab. Da die Energiesumme $E_{ED} + E_{PD}$ richtig kalibriert ist, deutet diese Beobachtung auf eine Mißkalibrierung des Vetodetektors im Experiment hin, was im folgenden Abschnitt genauer untersucht wird.

- Es wird ebenfalls deutlich, daß die Auflösung σ_{LUMI} mit zunehmender relativer Energiedeposition $E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD})$ größer wird. Diese Bremsstrahlungsereignisse stellen in der Energierekonstruktion des Photons eine zusätzliche Quelle von Fluktuationen dar. In Abschnitt 5.4.2 wird untersucht, ob die Monte-Carlo-Simulation diese Fluktuationen richtig beschreibt.

5.3.2 Energie im Vetodetektor

Wie in Abschnitt 5.3.1 gezeigt wurde, ist die Kalibrierung des Summensignals von Elektron- und Photondetektor zufriedenstellend. Vergleichbare Untersuchungen in [Obr94] kamen zu dem gleichen Ergebnis. Um die Kalibrierung des Vetodetektors zu korrigieren, konnte daher wie folgt vorgegangen werden:
Für Ereignisse von Trigger 2 wurde $\langle 26.7GeV - E_{ED} - E_{PD} - E_{VD,vor}\rangle$ für verschiedene Intervalle von $E_{VD,vor}$ gegen den Intervallmittelwert aufgetragen, siehe Abbildung 5.8. Die Größe $E_{VD,vor}$ ist hierbei die im Vetodetektor gemessene Energie vor Anwendung einer Korrekturfunktion. Für eine ideale Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems erwartet man: $\langle 26.7GeV - E_{ED} - E_{PD} - E_{VD,vor}\rangle = 0$. Die gefundene Abhängigkeit läßt sich mittels einer Parabel $K(E_{VD})$ parametrisieren:

$$K(E_{VD}) = 26.7GeV - E_{ED} - E_{PD} - E_{VD} = a_0 + a_1 \cdot E_{VD} + a_2 \cdot E_{VD}^2 \tag{5.5}$$

$$\text{mit} \quad \begin{aligned} a_0 &= (0,057 \pm 0,043)GeV \\ a_1 &= (0,438 \pm 0,033) \\ a_2 &= (-0,0920 \pm 0,0053)/GeV \end{aligned}$$

Der korrigierte Wert von E_{VD} ergibt sich dann zu

$$E_{VD} = E_{VD,vor} + K(E_{VD,vor}). \tag{5.6}$$

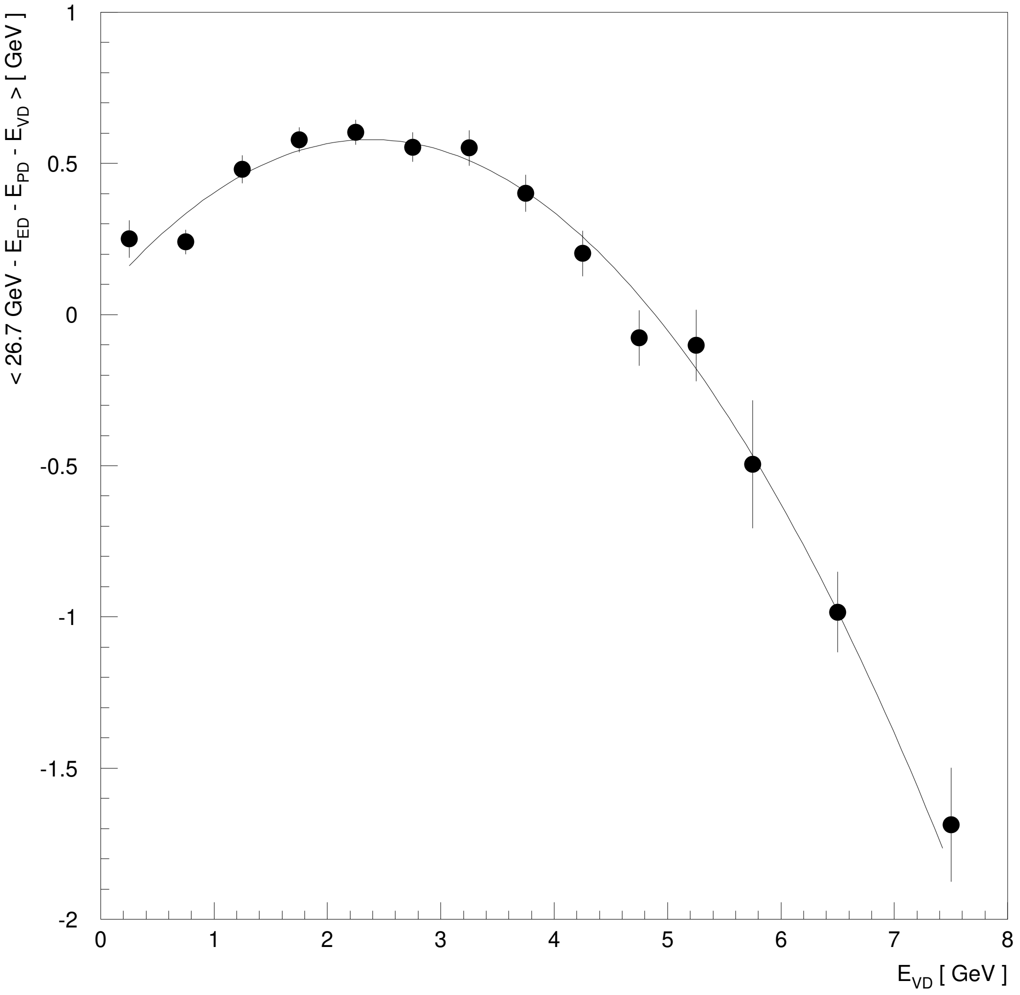

Abbildung 5.8: Verlauf der Größe $\langle 26.7GeV - E_{ED} - E_{PD} - E_{VD,vor}\rangle$ als Funktion der vom Vetodetektor gemessenen Energie $E_{VD,vor}$ vor Anwendung einer Korrekturfunktion. Für eine ideale Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems erwartet man $\langle 26.7GeV - E_{ED} - E_{PD} - E_{VD,vor}\rangle = 0$.

5.4 Anpassung der Energieauflösung in der Simulation an diejenige im Experiment

Alle Detektoren des Luminositätssystems nutzten den Cherenkov-Effekt und Signalauslese mit Photomultipliern. Beides ist in der Simulation nicht enthalten. Daher fehlen dort Fluktuationsquellen, so daß σ_{LUMI} (siehe Abschnitt 5.3) in der Simulation kleiner ist als im Experiment. In den Abschnitten 5.4.1 und 5.4.2 wird erläutert, wie die direkt aus der Simulation stammenden Signale der 3 Detektoren des Luminositätssystams verschmiert wurden.

5.4.1 Auflösung in Elektron- und Photondetektor

Vom Experiment ist bekannt [H1-93a], daß sich die Energieabhängigkeit der Auflösung von Elektron- und Photondetektor wie folgt parametrisieren läßt:

$$\frac{\sigma_{ED+PD}}{E_{ED}+E_{PD}} = 1\% + \frac{10\%}{\sqrt{E_{ED}+E_{PD}}}. \tag{5.7}$$

Im Rahmen dieser Arbeit, siehe Tabelle 5.1, wurde die Gültigkeit dieser Parametrisierung im Experiment bestätigt: Für Bremsstrahlungsereignisse, bei denen das Photon weniger als 1% seiner Energie im Bleifilter deponiert ergab sich eine relative Auflösung von $2,9\%$.

In der Simulation wurde die relative Auflösung für dieselbe Art von Ereignissen bestimmt. Das Resultat der Anpassung einer Gauß-Kurve an die Verteilung von $E_{ED}+E_{PD}+E_{VD}$ ist

$$\begin{aligned}\langle E_{ED}+E_{PD}+E_{VD}\rangle &= (26,75 \pm 0,055) GeV \\ \sigma_{ED+PD} &= (0,65 \pm 0,06) GeV\end{aligned}$$

Dies entspricht einer relativen Auflösung von $2,4\%$. Für die Energieabhängigkeit für die Auflösung in der Simulation ergibt sich somit

$$\frac{\sigma_{ED+PD}}{E_{ED}+E_{PD}} = 1\% + \frac{7,4\%}{\sqrt{E_{ED}+E_{PD}}}. \tag{5.8}$$

Der Grund warum nicht die Konstante (1%), sondern der $1/\sqrt{E}$-Term für die zu gute Auflösung in der Simulation verantwortlich gemacht wird, ist folgender: In der Simulation fehlen ja gerade Quellen für zusätzliche Fluktuationen der Zahl der signalerzeugenden Teilchen (Cherenkov-Effekt, Photomultiplier), die nach Abschnitt 2.5.1 den $1/\sqrt{E}$-Term bewirken.

Um die Auflösung der Detektoren in der Simulation derjenigen im Experiment anzupassen, wurde die Energie in der Simulation verschmiert. Diese Verschmierung erfolgte Ereignis für Ereignis dadurch, daß eine gaußverteilte Zufallszahl zu dem Wert $(E_{ED}+E_{PD})|_{vor}$ addiert wird, der sich direkt aus der Simulation des jeweiligen Ereignisses ergibt. Die Standardabweichung σ_g der jeweils benutzten Gauß-Verteilung ist abhängig von $(E_{ED}+E_{PD})|_{vor}$. Für den verschmierten Wert $(E_{ED}+E_{PD})|_{nach}$ soll gelten:

$$(E_{ED}+E_{PD})|_{nach} = (E_{ED}+E_{PD})|_{vor} + \sigma_g\left((E_{ED}+E_{PD})|_{vor}\right) \cdot g_1, \tag{5.9}$$

wobei g_1 eine Zufallszahl aus einer Gauß-Verteilung mit Standardabweichung 1 und Mittelwert 0 ist.

Die Bestimmung der Energieabhängigkeit von σ_g soll nachfolgend erläutert werden: Ist σ_{vor} die Auflösung von Elektron- und Photondetektor vor der Verschmierung, so gilt nach Gleichung 5.9 für die Auflösung σ_{nach} nach der Verschmierung

$$\sigma_{nach}^2 = \sigma_{vor}^2 + \sigma_g^2$$

mit σ_{vor} nach Gleichung 5.8 und σ_{nach} nach Gleichung 5.7. Durch Einsetzen folgt

$$\sigma_g = (E_{ED} + E_{PD})|_{vor} \cdot \sqrt{\frac{0.052\%}{\sqrt{(E_{ED} + E_{PD})|_{vor}}} + \frac{0.45\%}{(E_{ED} + E_{PD})|_{vor}}}$$

Unter der Annahme, daß Elektron- und Photondetektor aufgrund ihrer weitgehenden Baugleichheit identische Energieauflösungen haben [H1-93a], wurden die Signale in beiden getrennt durch die Addition einer Zufallszahl aus einer Gauß-Verteilung mit Standardabweichung $\frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_g$ verschmiert.

5.4.2 Auflösung im Vetodetektor

Nachdem die von der Simulation gelieferten Werte von E_{ED} und E_{PD} nach dem oben beschriebenen Verfahren verschmiert wurden, ist gewährleistet, daß die Auflösungen σ_{ED+PD} von Elektron- und Photondetektor in Experiment und Simulation übereinstimmen. Ihre Energieabhängigkeit läßt sich nun sowohl im Experiment als auch in der Simulation nach Gleichung 5.7 parametrisieren.

Die Energieauflösung σ_{LUMI} aller drei Detektoren des Luminositätssystems ist gegeben durch

$$\sigma^2_{LUMI}(E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}) = \sigma^2_{ED+PD}(E_{ED} + E_{PD}) + \sigma^2_{VD}(E_{VD}), \tag{5.10}$$

wobei σ_{VD} die von der Energie im Vetodetektor abhängige Auflösung des Vetodetektors ist. Eventuelle Unterschiede zwischen σ_{LUMI} in Experiment und Simulation sind nach Angleichung von σ_{ED+PD} für Experiment und Simulation also nur noch darauf zurückzuführen, daß $\sigma_{VD}(E_{VD})$ in der Simulation wegen der dort fehlenden Fluktuationsquellen (s.o.) kleiner ist als im Experiment. Nach Gleichung 5.10 gilt

$$\sigma_{VD}(E_{VD}) = \sqrt{\sigma^2_{LUMI}(E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}) - \sigma^2_{ED+PD}(E_{ED} + E_{PD})}. \tag{5.11}$$

Um $\sigma_{VD}(E_{VD})$ in Experiment und Simulation miteinander vergleichen zu können, wurde wie folgt vorgegangen: Für verschiedene Intervalle von E_{VD} wurde σ_{LUMI} als Standardabweichung der Verteilung $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ bestimmt und $\sigma_{ED+PD}(E_{ED} + E_{PD})$ nach Gleichung 5.7 bzw. Gleichung 5.8 für den Mittelwert von $E_{ED} + E_{PD}$ im jeweiligen E_{VD}-Intervall ermittelt. Die sich daraus ergebende E_{VD}-Abhängigkeit von σ_{VD} ist für Experiment und Simulation ist in Abbildung 5.9 a) dargestellt.

Wie zu erwarten, liegen die Werte von σ_{VD} in der Simulation unter denjenigen im Experiment, da in der Simulation manche Fluktuationsquellen nicht berücksichtigt werden.

Zur Angleichung der Auflösung des Vetodetektors in der Simulation an diejenige im Experiment wird analog zum Vorgehen im Falle von Elektron- und Photondetektor (siehe Gleichung 5.9) eine gaußverteilte Zufallszahl zum Wert von $E_{VD,vor}$, der unmittelbar von der Simulation stammt, addiert:

$$E_{VD,nach} = E_{VD,vor} + \sigma_g(E_{VD}) \cdot g_1, \tag{5.12}$$

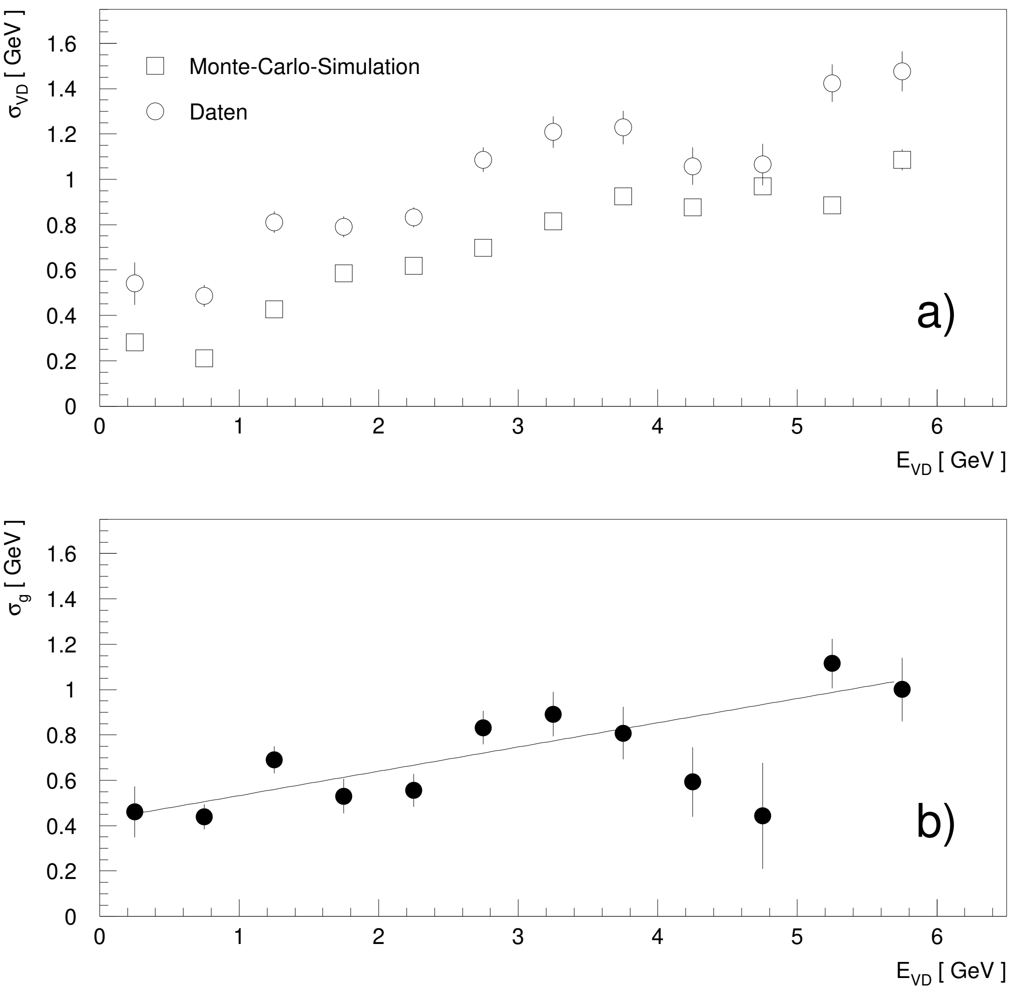

Abbildung 5.9: a): Auflösung σ_{VD} des Vetodetektors in Abhängigkeit von der Energie E_{VD} in Experiment und Simulation, b): Standardabweichung $\sigma_g(E_{VD}$ zur Verschmierung von E_{VD} nach Gleichung 5.12 in der Simulation.

wobei g_1 wieder eine Zufallszahl aus einer Gauß-Verteilung mit Standardabweichung 1 und Mittelwert 0 ist. $\sigma_g(E_{VD})$ ergibt sich aus

$$\sigma_g(E_{VD}) = \sqrt{\sigma^2_{VD,exp}(E_{VD}) - \sigma^2_{VD,sim}(E_{VD})}.$$

Abbildung 5.9b) zeigt die E_{VD}-Abhängigkeit von σ_g, die sich durch eine Gerade parametrisieren läßt:

$$\sigma_g(E_{VD}) = p_0 + p_1 E_{VD},$$

mit

$$\begin{aligned} p_0 &= (0.426 \pm 0.045) GeV \\ p_1 &= (0.106 \pm 0.017). \end{aligned}$$

5.5 Interkalibrierung von Elektron- und Photondetektor im Experiment

Die Untersuchung der Energiesumme $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ im Abschnitt 5.3 kann die Güte der Kalibrierung des Elektron- und des Photondetektors nicht eindeutig klären. Es sind mehrere Arten der Mißkalibrierung des Elektron- und des Photondetektors möglich, ohne daß die Summe der in den selektierten Kandidaten für Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ rekonstruierten Energien $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ im Mittel falsch bestimmt wird:

1. Der Elektrondetektor wird zu hoch, der Photondetektor zu niedrig kalibriert.
2. Der Elektrondetektor wird zu niedrig, der Photondetektor zu hoch kalibriert.
3. Einer oder beide Detektoren liefern in einem Teilbereich ihrer Energieakzeptanz zu hohe oder zu niedrige Werte der Energie der einfallenden Teilchen. Ist dieser Teilbereich klein genug, so wird durch diese Mißkalibrierung hauptsächlich σ_{LUMI} beeinflußt.

Zur Überprüfung der Interkalibrierung von Elektron- und Photondetektor wurden aus den selektierten Kandidaten für Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ solche Erreignisse benutzt, bei denen das Photon einen relativ geringen Teil seiner Energie im Bleifilter deponiert. Hierdurch wird sichergestellt, daß die folgenden Untersuchungen in guter Näherung unabhängig von der Energierekonstruktion im Vetodetektor sind. Für das Experiment wurde $E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) < 0.01$ gefordert. Da für die Simulation nicht ausreichend viele Ereignisse zur Verfügung standen, die dieses Kriterium erfüllen, wurde hier gefordert: $E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) < 0.1$. Im folgenden wurde für die Intervalle

$$\begin{aligned} &8\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 9\,GeV \\ &9\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 10\,GeV \\ &\vdots \\ &14\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 15\,GeV \end{aligned}$$

die im Mittel rekonstruierte Energiesumme $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ untersucht. Hierzu wurden an die Verteilungen von $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ für die einzelnen Intervalle Gauß-Funktionen angepaßt, wobei jeweils der Bereich von ±2 Standardabweichnungen um den Mittelwert der Verteilung berücksichtigt wurde. Bei einer genauen Interkalibrierung des Elektron- und des Photondetektors erwartet man naiv, daß der Mittelwert $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ für alle Intervalle von $E_{PD} + E_{VD}$ der Energie $E_e = 26.7 GeV$ entspricht. Ist die Interkalibrierung zwischen dem Elektron- und dem Photondetektor

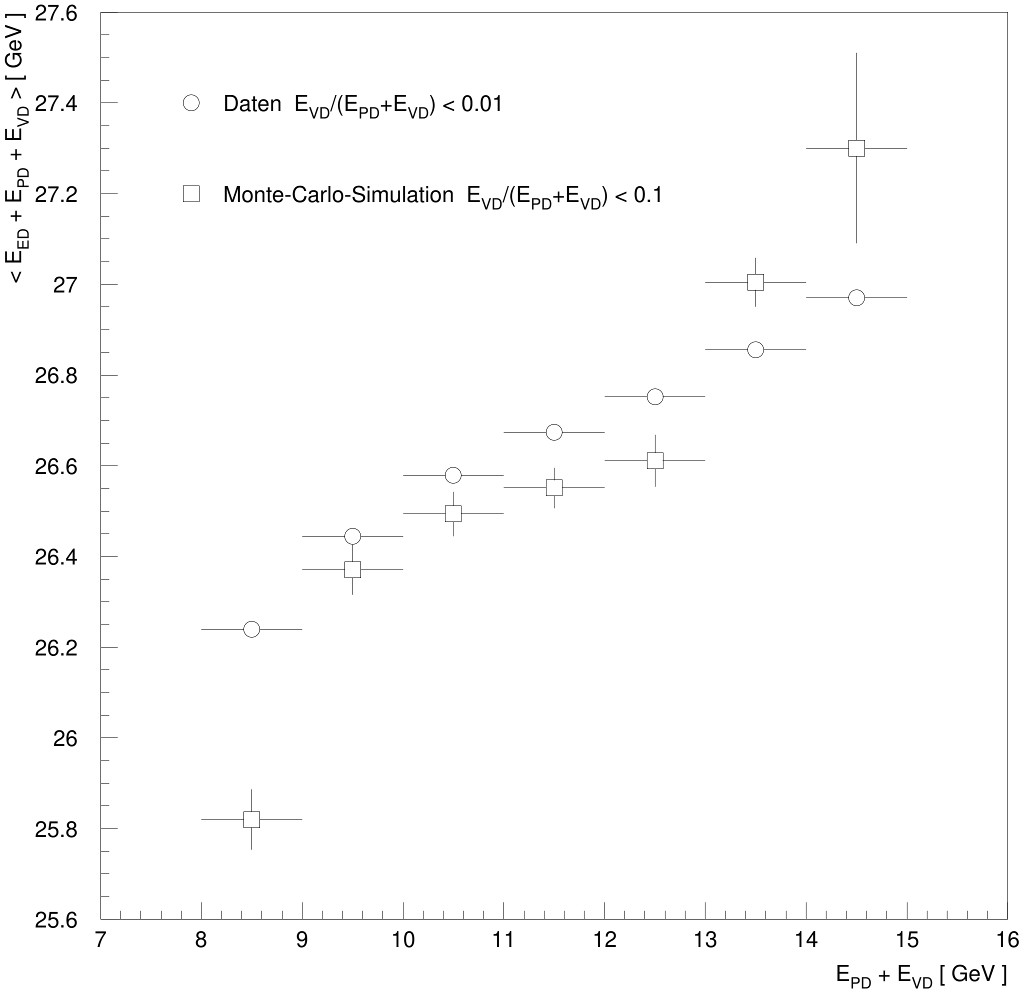

Abbildung 5.10: Gegenüberstellung der in Daten und in Monte-Carlo-Simulationen in den einzelnen Intervallen von $E_{PD} + E_{VD}$ im Mittel rekonstruierten Energiesummen $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$. Für Monte-Carlo-Ereignisse gilt $E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) < 0.10$, für Daten gilt $E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) < 0.01$.

	$< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >_{Daten}$	$< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >_{Simulation}$
$8\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 9\,GeV$	$(26.24 \pm 0.017)\,GeV$	$(25.82 \pm 0.067)\,GeV$
$9\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 10\,GeV$	$(26.445 \pm 0.0091)\,GeV$	$(26.37 \pm 0.055)\,GeV$
$10\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 11\,GeV$	$(26.579 \pm 0.0075)\,GeV$	$(26.49 \pm 0.049)\,GeV$
$11\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 12\,GeV$	$(26.674 \pm 0.0076)\,GeV$	$(26.55 \pm 0.045)\,GeV$
$12\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 13\,GeV$	$(26.752 \pm 0.0079)\,GeV$	$(26.61 \pm 0.057)\,GeV$
$13\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 14\,GeV$	$(26.856 \pm 0.0089)\,GeV$	$(27.01 \pm 0.054)\,GeV$
$14\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 15\,GeV$	$(26.97 \pm 0.013)\,GeV$	$(26.3 \pm 0.21)\,GeV$

Tabelle 5.2: Gegenüberstellung der Im Experiment und in der Monte-Carlo-Simulation in den einzelnen Intervallen von $E_{PD} + E_{VD}$ im Mittel rekonstruierten Energiesummen $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$.

jedoch fehlerhaft, so sollte $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ eine Abhängigkeit von $E_{PD} + E_{VD}$ zeigen, d.h. $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ sollte in bestimmten Intervallen von $E_{PD} + E_{VD}$ stärker vom erwarteten Wert $E_e = 26.7\,GeV$ abweichen.

In Abbildung 5.10 und in Tabelle 5.2 werden die in Daten und in Monte-Carlo-Simulationen in den einzelnen Intervallen von $E_{PD} + E_{VD}$ im Mittel rekonstruierten Energiesummen $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ einander gegenübergestellt. Es ist die gleiche Monte-Carlo-Simulation, die in Abschnitt 5.2.1 zur Kalibrierung des Vetodetektors in Monte-Carlo-Ereignissen benutzt wurde. Die Auflösung σ_{LUMI} wurde dabei nach dem im Abschnitt 5.4 beschriebenen Verfahren an diejenige in den Daten angeglichen. Entgegen der naiven Erwartung zeigt Abbildung 5.10 sowohl für das Experiment als auch für die Simulation eine starke Abhängigkeit der Energiesumme $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ von der rekonstruierten Energie $E_{PD} + E_{VD}$ des Photons. Da in Abschnitt 5.2.2 gezeigt wurde, daß die Interkalibrierung zwischen dem Elektron- und dem Photondetektor in der Simulation korrekt ist, kann diese Abhängigkeit nicht als Hinweis auf eine fehlerhafte Interkalibrierung im Experiment gewertet werden. Im folgenden wird gezeigt, daß diese Abhängigkeit auf die endliche Energieauflösung des Photondetektors und auf den Verlauf der Akzeptanz für Bremsstrahlungsereignisse als Funktion von $E_{PD} + E_{VD}$ zurückzuführen ist.

Mit schlechter werdender Energieauflösung des Photondetektors wird die Energie E_γ der Photonen in einem immer größer werdenden Intervall von $E_{PD} + E_{VD}$ rekonstruiert. Treffen z.B. Photonen aus Bremsstrahlungsereignissen mit Energien $13\,GeV < E\gamma < 14\,GeV$ auf den Photondetektor, so wird ihre Energie mit schlechter werdender Energieauflösung des Photondetektors immer häufiger in den benachbarten Energieintervallen der im Photondetektor rekonstruierten Energie $12\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 13\,GeV$ und $14\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 15\,GeV$ rekonstruiert. Dieses Verhalten bezeichnet man als Migration. Weil die Wahrscheinlichkeit für das Auftreteten eines Bremsstrahlungsereignisses $ep \to ep\gamma$ mit zunehmender Energie des abgestrahlten Photons immer kleiner wird, sollte dieser Effekt bei hohen im Photondetektor rekonstruierten Energien $E_{PD} + E_{VD}$ dazu führen, daß in diesen Intervallen von $E_{PD} + E_{VD}$ im Mittel die Summe $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ der im Elektron- und im Photondetektor rekonstruierten Energien zunimmt. Betrachtet man z.B. das Intervall $14\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 15\,GeV$, so gehören zu ihm bei naiver Betrachtung, genaue Kalibrierung der Detektoren und eine sehr gute Energieauflösung des Elektron- und des Photondetektors vorausgesetzt, die im Elektrondetektor rekonstruierten Energien zwischen $11\,GeV$ und $12\,GeV$. Durch den Auflösungseffekt des Photondetektors des Luminositätssystems bedingt gehören aber zu den im Intervall $14\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 15\,GeV$ rekonstruierten Photonen auch Elektronen mit $E_{ED} > 12.7\,GeV$. Somit steigt in diesen Intervall im Mittel die Summe der in beiden Detektoren rekonstruierten Energien $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$.

Der zweite Grund für den Anstieg von $< E_{ED}+E_{PD}+E_{VD} >$ mit zunehmenden Werten von $E_{PD}+E_{VD}$ ist der Verlauf der Akzeptanz für Bremsstrahlungsereignisse, der in Kapitel 6 untersucht werden wird. Bei kleinen (großen) Photonenergien E_{PD} (Elektronenergien E_{ED}) und bei großen (kleinen) Photonenergien E_{PD} (Elektronenergien E_{ED}) werden die Grenzen der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ erreicht, vgl. hierzu Abbildung 6.2. Werden in der Analyse Ereignisse mit $8\,GeV < E_{PD} < 9\,GeV$ ($14\,GeV < E_{PD} < 15\,GeV$) betrachtet, so enthält diese Stichprobe auch Ereignisse mit $E_\gamma < 8\,GeV$ und $E_\gamma > 9\,GeV$ ($E_\gamma < 14\,GeV$ und $E_\gamma > 15\,GeV$), was durch die endliche Energieauflösung des Photondetektors verursacht wird. Wie man Abbildung 6.2 entnehmen kann, ist aber die Akzeptanz des Luminositätssystems erheblich größer für Photonen der Energie $E_\gamma > 9\,GeV$ als für $E_\gamma < 8\,GeV$ ($E_\gamma < 14\,GeV$ als für $E_\gamma > 15\,GeV$). Daher wird in dem Intervall $8\,GeV < E_{PD} < 9\,GeV$ ($14\,GeV < E_{PD} < 15\,GeV$) im Mittel eine zu niedrige (zu hohe) Photonenergie rekonstruiert. Es handelt sich also um einen Migrationseffekt. Er sollte sich verstärken, wenn die Energieauflösung des Photondetektors verschlechtert wird. Dies wurde im folgenden näher untersucht.

Abildung 5.11 zeigt die Abhängigkeit zwischen $< E_{ED}+E_{PD}+E_{VD} >$ und $E_{PD}+E_{VD}$ in Daten für die drei im Abschnitt 4.7 benutzten Stichproben, die durch $E_{VD}/(E_{PD}+E_{VD})$ ausgewählt wurden. Die einzelnen Werte von $< E_{ED} + E_{PD} + E_{PD} >$ wurden wiederum durch die Anpassung einer Gauß-Funktion an die jeweiligen Verteilungen von $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ erhalten. Die Anpassung erfolgte jeweils im Bereich von ±2 Standardabweichungen um den Mittelwert der Verteilung. Abbildung 5.11 zeigt deutlich, daß mit Verschlechterung der Energieauflösung im Photondetektor der Migrationseffekt stärker wird. Die schlechteste Energieauflösung im Photondetektor erhält man für Ereignisse mit $E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) > 0.2$. Sie führt zur stärksten Abhängigkeit zwischen $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ und $E_{PD} + E_{VD}$, d.h. zu der größten Abweichung zwischen $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ und $E_e = 26.7\,GeV$ in den einzelnen Intervallen von $E_{PD} + E_{VD}$. Abbildung 5.11 zeigt ebenfalls, daß die Abweichung der im Mittel in einem Intervall von $E_{PD} + E_{VD}$ rekonstruierten Energiesumme $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ vom erwarteten Wert $E_e = 26.7\,GeV$ für die drei Stichproben am geringsten wird, wenn die Änderung der Akzeptanz verschwindet, also die Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ maximal wird. Dies ist für das Intervall $11\,GeV < E_{PD} < 12\,GeV$ der Fall, vgl. hierzu Abbildung 6.2. Dieses Verhalten der Abhängigkeit zwischen $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ und $E_{PD} + E_{VD}$ ist ein weiterer Beleg für den Migrationseffekt in der Rekonstruktion der Energiesumme $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ in den einzelnen Intervallen von $E_{PD} + E_{VD}$.

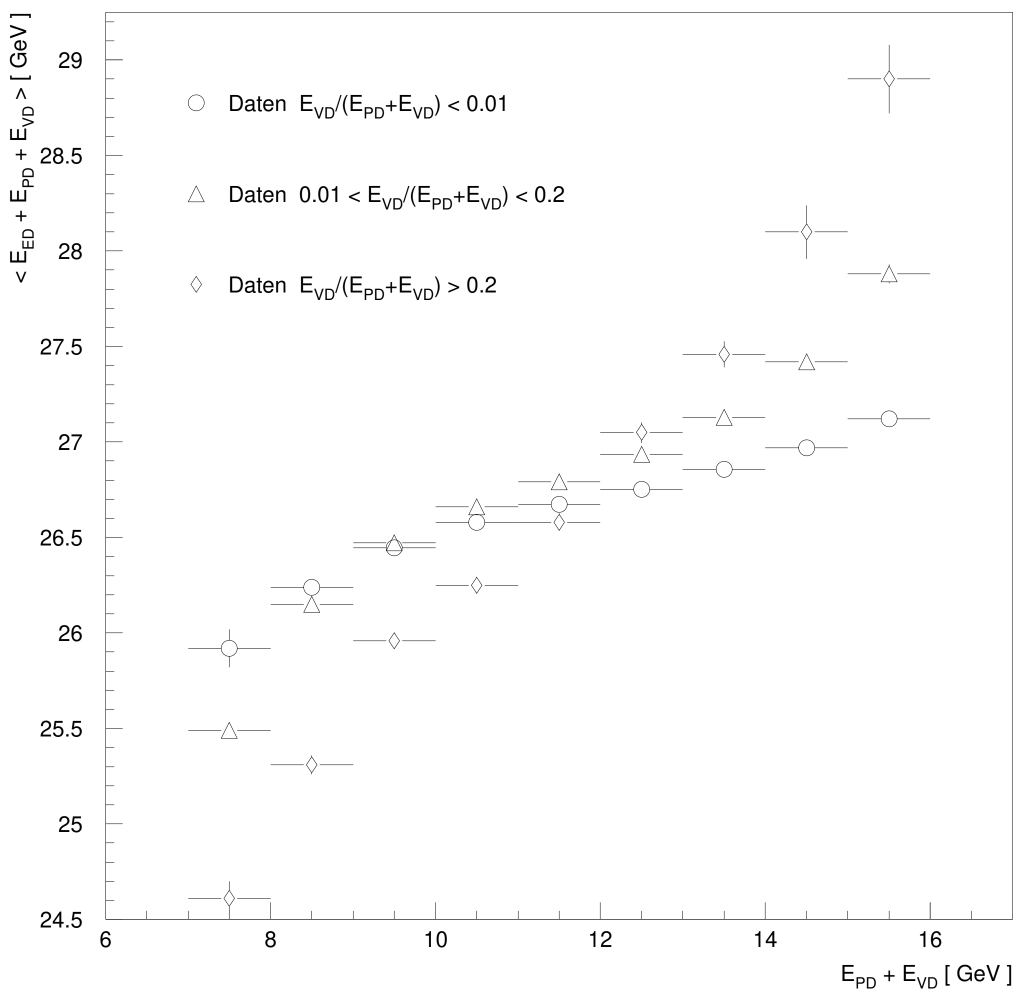

Abbildung 5.11: Abhängigkeit zwischen $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ und $E_{PD} + E_{VD}$ in Daten für die drei im Abschnitt 4.7 benutzten Stichproben, die durch $E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD})$ ausgewählt wurden.

5.6 Überprüfung der Kalibrierung einzelner Kristalle im Experiment

Wie in Abschnitt 5.1 erläutert wurde, führt eine fehlerhafte Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems, somit auch die fehlerhafte Kalibrierung einzelner Kristalle des Elektron- und des Photondetektors, zur ungenauen Luminositätsmessung. Daher soll im folgenden der Einfluß dieser Fehlerquelle genauer untersucht werden.

Zur Überprüfung der Kalibrierung der Kristalle des Elektron- und des Photondetektors

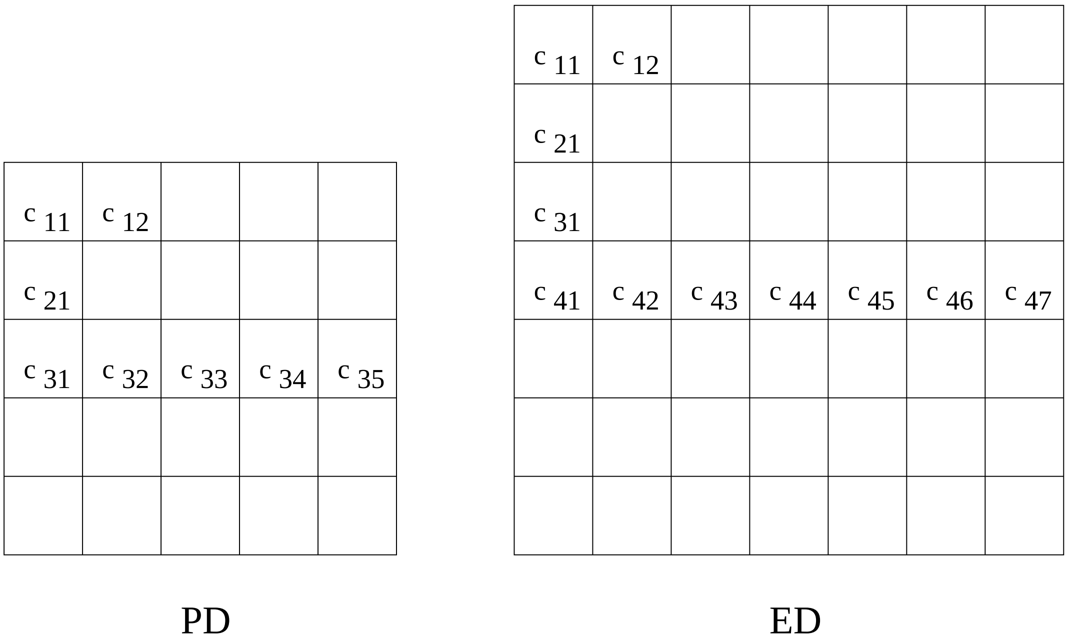

Abbildung 5.12: Numerierungsschema für die Kristalle der Detektoren des Luminositätssystems.

mit Hilfe von Bremsstrahlungsereignissen $ep \rightarrow ep\gamma$ wurde folgende Methode gewählt:

Kandidaten für Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ mit $E_{VD}/(E_{PD} + E_{VD}) < 0.01$ wurden in Stichproben eingeteilt. Die Auswahlkriterien für die einzelnen Stichproben wurden durch die rekonstruierten Auftreffpunkte der Elektronen im Elektrondetektor und der Photonen im Photondetektor festgelegt. Abbildung 5.12 zeigt das im folgenden benutzte Numerierungsschema für die einzelnen Kristalle der Detektoren des Luminositätssystems. c_{32} im Photondetektor z.B. entspricht dem Kristall mit den Auftreffkoordinaten $-3\,cm < x_{PD} < -1\,cm$ und $-1\,cm < y_{PD} < 1\,cm$. Zu einer Stichprobe gehören Ereignisse, in denen der Schwerpunkt des Schauers der Elektronen und der Photonen in einem ausgewählten Kristall des Elektron- bzw. des Photondetektors rekonstruiert wurden. Also z.B. Ereignisse in denen die Elektronen im Kristall c_{42} des Elektrondetektors und die Photonen im Kristall c_{32} des Photondetektors rekonstruiert wurden.

Um zu überprüfen, ob einer der Kristalle der Detektoren eine deutliche Mißkalibrierung aufweist, wurden in den ausgewählten Stichproben die im Mittel rekonstruierten Energiesummen $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ betrachtet. Hierzu wurden an die jeweiligen Verteilungen von $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ der Stichproben Gauß-Funktionen angepaßt, wobei jeweils der Bereich von ± 2 Standardabweichungen um den Mittelwert der Verteilung berücksichtigt wurde.

Abbildung 5.13 und Tabelle 5.3 zeigen für einige ausgewählte Stichproben, die in ihnen im Mittel rekonstruierten Energiesummen $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$. Man erkennt, daß $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ in den Stichproben, in denen die Kristalle c_{42}, c_{43} und c_{44} im Elektrondetektor benutzt werden, weniger als 1% vom erwarteten Wert $E_e = 26.7\,GeV$ abweicht. In den Stichproben, in denen c_{41} im Elektrondetektor benutzt wird, weicht $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ im Mittel um ca. 1.38% nach unten ab. Für die inneren Kri-

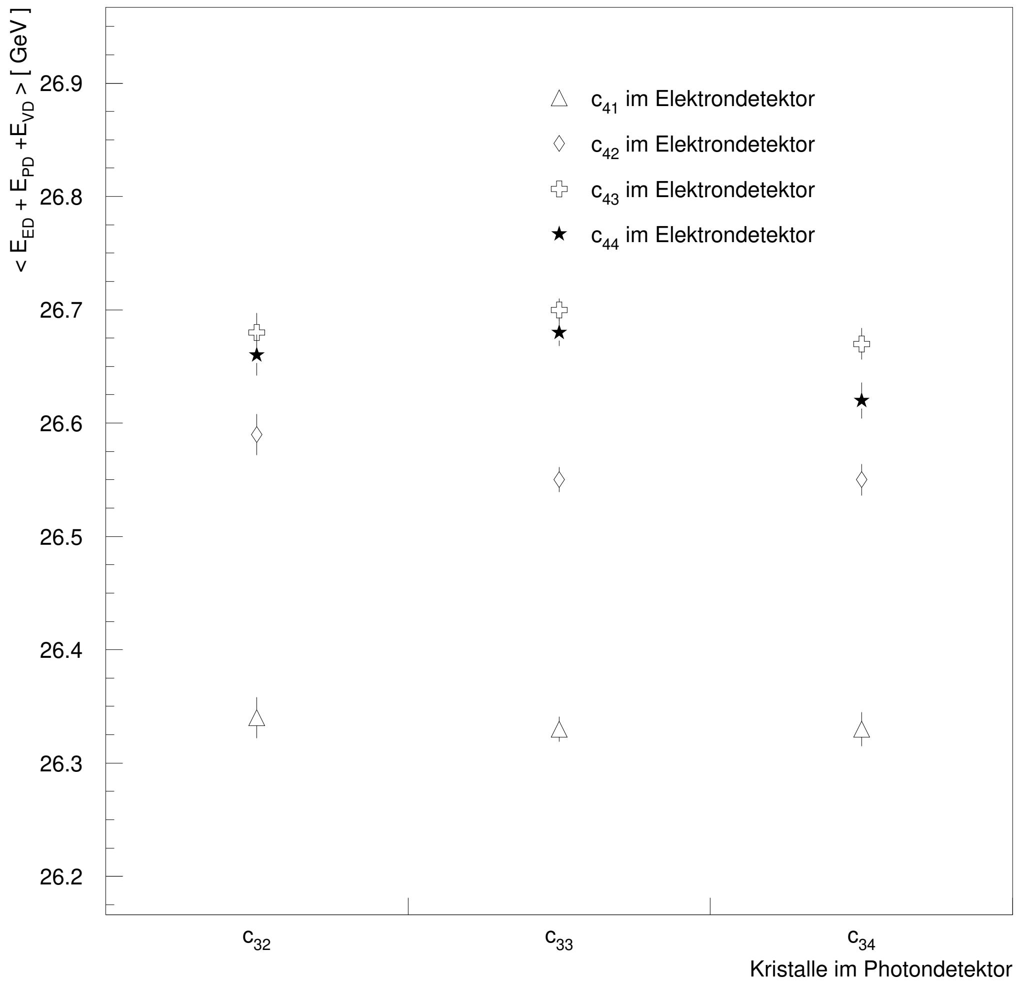

Abbildung 5.13: Die im Mittel für verschiedene Stichproben zur Untersuchung der Kalibrierung der Kristalle des Elektron- und des Photondetektors rekonstruierte Energiesumme $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$.

stalle des Elektron- und des Photondetektors, sollte durch eine genauere Kalibrierung der einzelnen Kristalle, eine bessere Übereinstimmung von $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ in den betrachteten Stichproben erreicht werden. Dies könnte z.B. dadurch erfolgen, daß nach Ablauf der Datennahmeperiode eine genaure Analyse der Interkalibrierung der einzelnen Kristalle im Elektron- und im Photondetektor durchgeführt wird. Hierdurch könnte jedem Kristall der Detektoren eine neue Kalibrierungskonstante zugeordnet werden. Die Energierekonstruktion im Kristall c_{41} des Elektrondetektors wird durch Leckverluste am Rande beeinträchtigt. Ordnet man diesem Kristall während der Datennahmeperiode eine

		$< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$
c_{41} im ED	c_{32} im PD	$(26.34 \pm 0.018)\,GeV$
	c_{33} im PD	$(26.33 \pm 0.011)\,GeV$
	c_{34} im PD	$(26.33 \pm 0.015)\,GeV$
c_{42} im ED	c_{32} im PD	$(26.59 \pm 0.018)\,GeV$
	c_{33} im PD	$(26.55 \pm 0.011)\,GeV$
	c_{34} im PD	$(26.55 \pm 0.014)\,GeV$
c_{43} im ED	c_{32} im PD	$(26.68 \pm 0.017)\,GeV$
	c_{33} im PD	$(26.70 \pm 0.010)\,GeV$
	c_{34} im PD	$(26.67 \pm 0.014)\,GeV$
c_{44} im ED	c_{32} im PD	$(26.66 \pm 0.018)\,GeV$
	c_{33} im PD	$(26.68 \pm 0.012)\,GeV$
	c_{34} im PD	$(26.62 \pm 0.016)\,GeV$

Tabelle 5.3: $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ in den verschiedenen zur Untersuchung der Kalibrierung der Kristalle des Elektron- und des Photondetektors ausgewählten Stichproben.

Kalibrierungskonstante zu, so wird die Energie der auf ihn einfallenden Elektronen zu niedrig rekonstruiert. Dies äußert sich in den um ca. 1.38% zu niedrig liegenden Werten von $< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$ in den betrachteten Stichproben mit Kristall c_{41} im Elektrondetektor. D.h., die Leckverluste müssen in der Energierekonstruktion durch einen geeigneten Algorithmus berücksichtigt werden. Aus Zeitgründen konnte die Kalibrierung der einzelnen Kristalle der Detektoren in dieser Arbeit nicht verbessert werden. Ebenfalls konnte kein geeigneter Algorithmus entwickelt werden, um die Leckverluste am Rande des Kristalls c_{41} zu berücksichtigen.

5.7 Verbesserte Energierekonstruktion mit dem Luminositätssystem

Zum Abschluß dieses Kapitels sollen kurz die im Rahmen dieser Arbeit erreichten Verbesserungen bzgl. der Energierekonstruktion mit dem Luminositätssystem demonstriert werden.

Abbildung 5.14 zeigt die Verteilungen der Summe $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ der mit allen drei Detektoren des Luminositätssystems in Bremsstrahlungsereignissen rekonstruierten Energien vor der Korrektur der der im Experiment mit dem Vetodetektor gemessenen Energie E_{VD} (siehe Abschnitt 5.3.2) und vor der Verschmierung der Energien aller drei Detektoren in der Simulation[3] (siehe Abschnitt 5.4). Auf diesem Stand ist derzeit die Güte der von der H1-Kollaboration offiziell durchgeführten Energierekonstruktion mit dem Luminositätssystem. Die durch Anpassungen von Gauß-Funktionen an die Vertei-

---

[3] Die drei verschiedenen Simulationen unterscheiden sich nur dadurch, daß die Vertexposition in horizontaler Richtung in Schritten von 2mm variiert wurden. Siehe Tabelle 6.1.

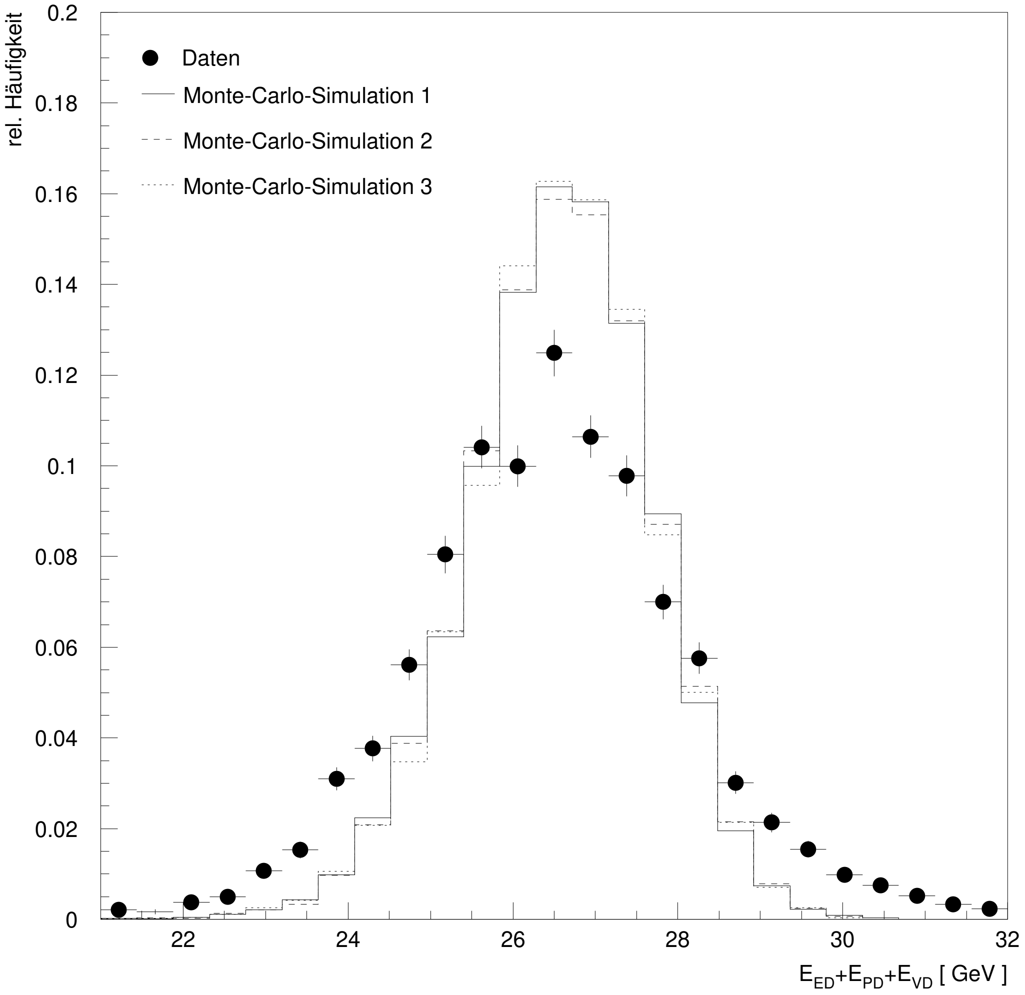

Abbildung 5.14: Vor den in dieser Analyse erzielten Verbesserungen der Energierekonstruktion: Verteilungen der Summe $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ der mit allen drei Detektoren des Luminositätssystems in Bremsstrahlungsereignissen rekonstruierten Energien.

lungen bestimmten Mittelwerte und Werte der Auflösung σ_{LUMI} sind im oberen Teil von Tabelle 5.4 angegeben. Bei Idealer Kalibrierung erwartet man als Mittelwert die Energie des Elektronenstrahls, nämlich 26.7GeV. Man erkennt eine deutliche Diskrepanz zwischen Experiment und Simulation: Die Auflösung ist in der Simulation zu gut und der Mittelwert im Experiment zu klein.

Wie Abbildung 5.15 und der untere Teil von Tabelle 5.4 zeigen, stimmen nach der Durchführung der in dieser Analyse entwickelten Korrektur- und Verschmierungsverfahren die Mittelwerte der in Bremsstrahlungsereignissen rekonstruierten Energien sowohl in der

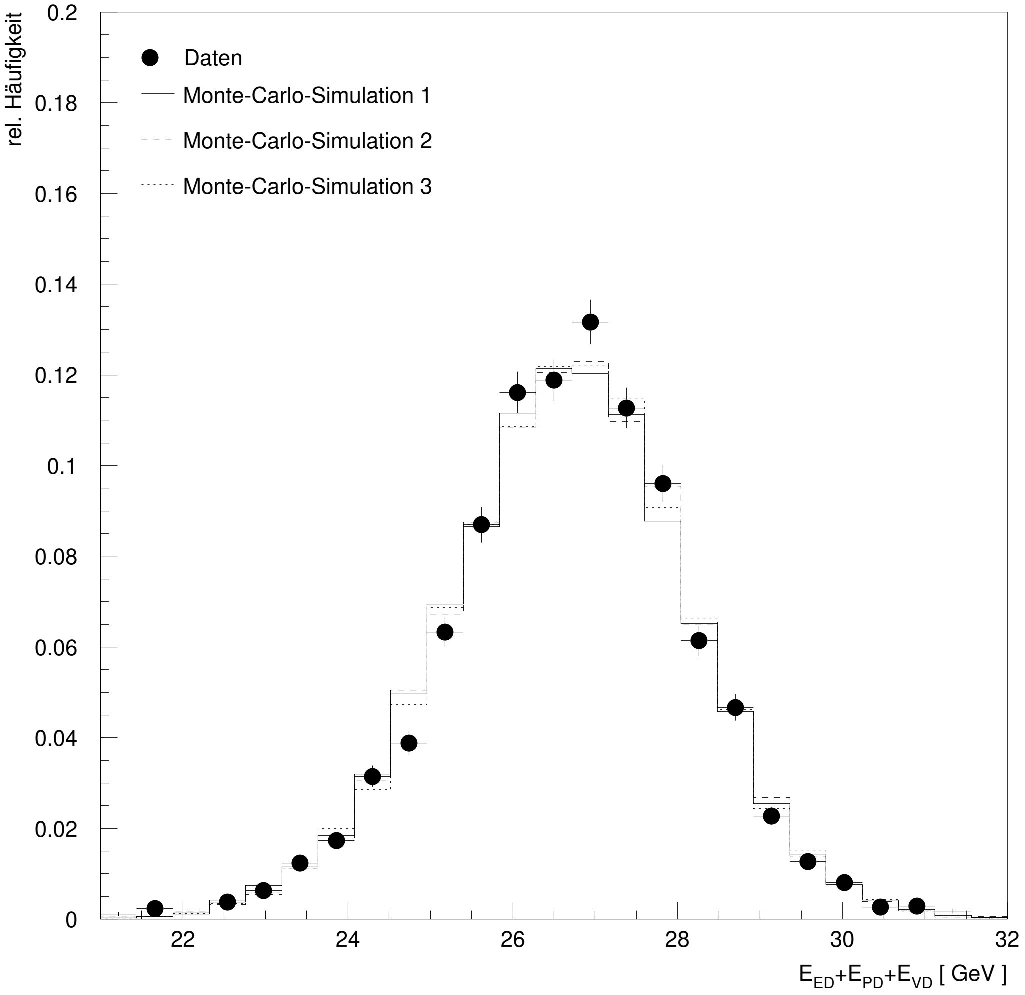

Abbildung 5.15: Nach den in dieser Analyse erzielten Verbesserungen der Energierekonstruktion: Verteilungen der Summe $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ der mit allen drei Detektoren des Luminositätssystems in Bremsstrahlungsereignissen rekonstruierten Energien.

Simulation als auch im Experiment innerhalb der statistischen Fehler mit dem erwartenen Wert überein. Die Auflösung in der Simulation stimmt nun erheblich besser mit derjenigen im Experiment überein, ist aber geringfügig schlechter.

	$< E_{ED} + E_{PD} + E_{VD} >$	σ_{LUMI}
	Vor den Verbesserungen durch diese Analyse	
Experiment	$(26,418 \pm 0,025) GeV$	$(1,476 \pm 0,024) GeV$
Simulation 1	$(26,631 \pm 0,011) GeV$	$(1,076 \pm 0,012) GeV$
Simulation 2	$(26,632 \pm 0,011) GeV$	$(1,091 \pm 0,012) GeV$
Simulation 3	$(26,635 \pm 0,010) GeV$	$(1,042 \pm 0,009) GeV$
	Nach den Verbesserungen durch diese Analyse	
Experiment	$(26,726 \pm 0,021) GeV$	$(1,342 \pm 0,022) GeV$
Simulation 1	$(26,687 \pm 0,014) GeV$	$(1,416 \pm 0,015) GeV$
Simulation 2	$(26,688 \pm 0,014) GeV$	$(1,415 \pm 0,015) GeV$
Simulation 3	$(26,688 \pm 0,014) GeV$	$(1,421 \pm 0,015) GeV$

Tabelle 5.4: Resultate der Anpassung von Gauß-Funktionen an die in Abbildung 5.14 und 5.15 dargestellten Verteilungen.

Kapitel 6

Bestimmung der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$

In Abschnitt 5.1 wurde erklärt, daß zur Bestimmung der Luminosität des HERA-Speicherrings neben einer möglichst genauen Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems auch die Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse bekannt sein muß. Nachdem die Kalibrierung im vorherigen Kapitel überprüft und verbessert worden ist, soll in diesem Kapitel die Akzeptanz für diese Ereignisse bestimmt werden. Hierzu wird zunächst die Akzeptanz genauer definiert und anschließend der Einfluß verschiedener Größen auf die Akzeptanz studiert. Abschließend wird die Akzeptanz für simulierte Bremsstrahlungsereignisse mit derjenigen im Experiment verglichen.

6.1 Definition der Akzeptanz

Die Akzeptanz A eines Detektors für Ereignisse eines bestimmten physikalische Prozesses a kann phänomenologisch durch

$$E(n_a) = AE(N_a)$$

definiert werden, mit

N_a = Anzahl der Ereignisse des Prozesses a, z.B. des Bremsstrahlungsprozesses $ep \to ep\gamma$, die insgesamt stattfinden,
n_a = Anzahl der Ereignisse des Prozesses a, die im Detektor nachgewiesen werden,
$E(N_a)$ = Erwartungswert von N_a und
$E(n_a)$ = Erwartungswert von n_a.

Diese Definition der Akzeptanz A beinhaltet alle Effekte, die zum Verlust von Ereignissen des Prozesses a beim Nachweis durch den Detekor führen können:

- Endliche Ausdehnung des Detektors,
- Bereiche, in denen der Detektor kein Signal erzeugt,
- Totzeit des Detektors, in der der Detektor nicht ausgelesen werden kann,
- Triggereffizienzen und
- Verwerfen von Ereignissen des Prozesses a durch Vetodetektoren.

In der Mehrzahl der Fälle wird die Akzeptanz A_a in Abhängigkeit einer oder mehrerer Variablen des Prozesses a betrachtet, also z.B. der Energie eines aus dem Prozeß a auslaufenden Teilchens.

6.2 Einfluß verschiedener Parameter auf die Akzeptanz des Luminositätssystems.

Die bei Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ abgestrahlten Photonen besitzen einen Streuwinkel Θ'_γ in der Größenordnung von $O(m_e/E_e) \simeq 19\mu rad$. Da sich der Mittelpunkt des Photondetektors bei $x = y = 0$, $z = -102.9m$ befindet, erwartet man eine hohe Akzeptanz des Photondetektors des Luminositätssystems für Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$. Diese Erwartung wird durch die rekonstruierten Auftreffpunkte der Photonen aus den selektierten Kandidaten für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ im Photondetektor bestätigt, siehe Abbildung 4.1. Annähernd 100% der Photonen treffen den Photondetektor in einem Kreis mit dem Radius $R = 4.5\,cm$ um den Mittelpunkt des Photondetektors. Die Abbildung macht ebenfalls deutlich, daß die möglichen von null verschiedenen Kreuzungswinkel ϕ_x und ϕ_y sowie eine mögliche Verschiebung des Wechselwirkungspunktes innerhalb des H1-Detektors während eines Runs nur eine geringe Auswirkung auf die hohe Akzeptanz des Photondetektors für Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ haben. Dies bedeutet, daß die hochenergetischen Photonen nur zu einem sehr geringen Teil durch das Auftreffen auf die Führungsmagnete des Protonenstrahlrohrs im Bereich $z < 0$, durch das Auftreffen auf den Kollimator vor dem Bleifilter oder durch die Absorption im Bleifilter vernichtet. Daher wird die Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ vor allem durch die Akzeptanz des Elektrondetektors bestimmt, wie schon durch Abbildung 4.1 b) und d) deutlich wurde.

Die Akzeptanz des Elektrondetektors für Elektronen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \to ep\gamma$ wird durch mehrere Parameter beeinflußt:

- Die Lage des Wechselwirkungspunktes im H1-Detektor,
- die Kreuzungswinkel ϕ_x und ϕ_y zwischen Elektronen- und Protonenstrahl,
- veränderte Feldstärken der Strahlmagnete führen zu unterschiedlichen Flugbahnen der aus den Bremsstrahlungsereignissen auslaufenden Elektronen,

- den Standort und die Größe des Elektrondetektors - nähert (entfernt) man den Elektrondetekor dem Elektronenstrahlrohr, so können Elektronen mit größeren (kleineren) Energien $E_e^{'}$ nachgewiesen werden[1].

Unabhängig vom Elektrondetektor gibt es weitere Parameter, die die Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ beeinflußen können:

- Triggerschwellen und Triggereffizienzen,
- Ereignisrekonstruktion im H1REC und
- Energiekalibrierung und Energieauflösung des Elektron- und des Photondetektors.

Es gibt einige Möglichkeiten, den Einfluß der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ auf die Luminositätsmessung zu verringern. So kann z.B. zur Luminositätsmessung allein der Photondetektor benutzt werden. Hier wird die Anzahl der stattfindenden Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ nur über die Anzahl der im Photondetektor registierten Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \rightarrow ep\gamma$ bestimmt. Diese Methode hat den Vorteil, daß ein veränderter Wechselwirkungspunkt oder veränderte Kreuzungswinkel ϕ_x und ϕ_y nur wenig Einfluß auf die Akzeptanz des Photondetektors für Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \rightarrow ep\gamma$ haben. Sie erfordert aber eine stabile Triggerschwelle für die mit Hilfe des Photondetektors registierten Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \rightarrow ep\gamma$, vgl. hierzu [Gog94].

Während einer Datennahmeperiode wird die Luminosität am Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors durch den Nachweis der aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \rightarrow ep\gamma$ auslaufenden Elektronen und der abgestrahlten Photonen in Koinzidenz bestimmt. Der Einfluß der Kreuzungswinkel ϕ_x und ϕ_y auf σ_{vis} kann durch einen Korrekturfaktor $C(\phi_x, \phi_y)$ beschrieben werden, so daß gilt:

$$\sigma_{vis}(\phi_x, \phi_y) = C(\phi_x, \phi_y)\sigma_{vis}(0, 0).$$

Hierzu werden die Kreuzungswinkel ϕ_x und ϕ_y aus den mittleren Auftrefforten der Photonen im Photondetektor für jeden Run bestimmt. ϕ_x und ϕ_y liegen typischerweise innerhalb von $(\pm 100 \pm 10)\mu rad$ [H1-93a]. Werden Elektronen und Photonen aus den Bremsstrahlungsereignissen $ep \rightarrow ep\gamma$ in Koinzidenz nachgewiesen, so hat das den Vorteil, daß die benutzten Triggerschwellen keinen großen Einfluß auf die Akzeptanz haben und somit auch nicht auf die Luminositätsmessung.

6.3 Abhängigkeit der Akzeptanz von $E_{PD} + E_{VD}$

Wie bereits in Abschnitt 4.2 gezeigt wurde, hängt die Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse von der Energie $E_e^{'}$ des auslaufenden Elektrons ab. Da der Photondetektor eine sehr hohe Akzeptanz für diese Ereignisse besitzt, kann die Energie des auslaufenden Elektrons unabhängig vom Elektrondetektor gemäß $E_e^{'} = E_e - E_{PD} -$

---

[1] In der Tat soll das Luminositätssystem um zwei weitere Elektrondetektoren ergänzt werden, die einen größeren Bereich von $E_e^{'}$, zu größeren Werten von $E_e^{'}$ hin, zu messen erlauben [H1-94a].

	x	y	z	ϕ_x	ϕ_y
Monte-Carlo-Simulation 1	$-0.2\,cm$	0	0	0	0
Monte-Carlo-Simulation 2	$-0.22\,cm$	0	0	0	0
Monte-Carlo-Simulation 3	$-0.24\,cm$	0	0	0	0

Tabelle 6.1: Lage der Wechselwirkungspunkte und Kreuzungswinkel ϕ_x und ϕ_y in der Monte-Carlo-Simulation.

E_{VD} rekonstruiert werden. Daher wurde die Akzeptanz in Abhängigkeit von $E_{PD} + E_{VD}$ untersucht. Dabei wurde folgende Methode gewählt: In den Intervallen

$$\begin{array}{c} 7\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 8\,GeV \\ 8\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 9\,GeV \\ \vdots \\ 16\,GeV < E_{PD} + E_{VD} < 17\,GeV \end{array}$$

wurden die Zählraten der Kandidaten für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ ohne und mit einem Elektron im Elektrondetektor mit $E_{ED} > 5\,GeV$ bestimmt. Die mittlere Akzeptanz A des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ in dem jeweiligen Intervall von $E_{PD} + E_{VD}$ ergibt sich dann zu

$$A = \frac{N_{\gamma+e^-}}{N_\gamma}$$

mit

$N_{\gamma+e^-}$ = Zählrate der Photonen mit Energien in dem jeweiligen Intervall von $E_{PD} + E_{VD}$ und einem nachgewiesenen Elektron und
N_γ = Zählrate der Photonen mit Energien in dem jeweiligen Intervall von $E_{PD} + E_{VD}$.

Der Fehler ΔA von A, berechnet sich nach der Binomialstatistik

$$\Delta A = \sqrt{\frac{A(1-A)}{N_\gamma}}$$

Um Ereignisse mit Leckverlusten an den Rändern der Detektoren zu unterdrücken, wurden nur Ereignisse zugelassen, bei denen die rekonstruierten Auftreffpunkte der auf die Detektoren einfallenden Teilchen in den inneren Kristallen der Detektoren lagen, vgl. hierzu Abschnitt 4.1.1. Um erzwungene Koinzidenzen zwischen den Signalen aus dem Elektron- und Photondetektor zu verhindern, die durch Trigger 3 gefordert werden, wurden nur solche Kandidaten für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ betrachtet, die mit Hilfe des Triggers 2 registiert wurden. Zur Definition der Triggerbedingungen siehe Abschnitt 4.1.1.

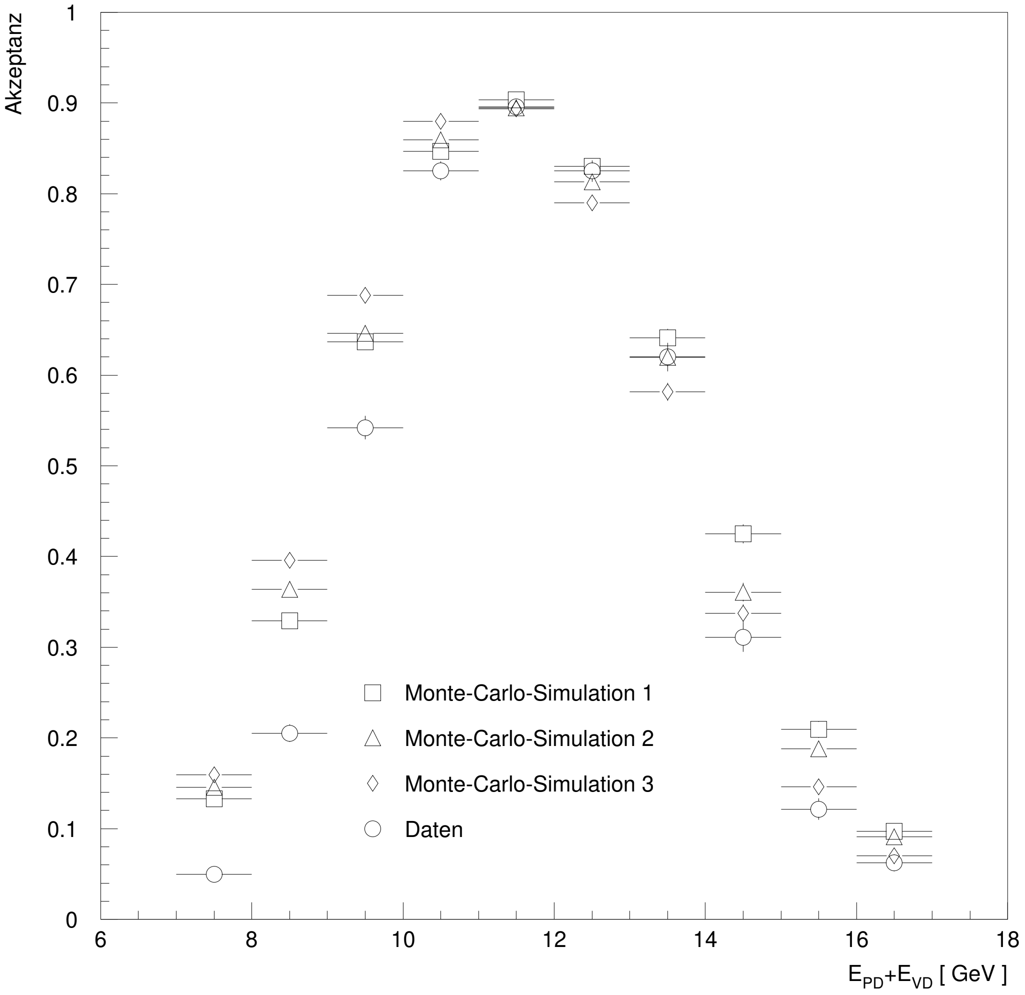

Abbildung 6.1: Verlauf der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ in Abhängigkeit von $E_{PD}+E_{VD}$ in den Daten und in den drei verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen.

6.3.1 Berücksichtigung der in Kapitel 5 erreichten Verbesserungen

In Abbildung 6.1 wird der Verlauf der Akzeptanz in den Daten und in drei ausgewählten Monte-Carlo-Simulationen mit unterschiedlichen Wechselwirkungspunkten in Abhängigkeit von $E_{PD} + E_{VD}$ gezeigt. Hierbei wurden die in Kapitel 5 erreichten Verbesserungen berücksichtigt. Die Lagen der Wechselwirkungspunkte und die Kreuzungswinkel ϕ_x und ϕ_y in den drei Monte-Carlo-Simulationen sind in Tabelle 6.1 angegeben.

Man erkennt in Abbildung 6.1, daß die drei Monte-Carlo-Simulationen qualitativ den Verlauf der Akzeptanz beschreiben. Die Akzeptanz ist maximal für $11GeV < E_{PD} + E_{VD} < 12GeV$, was einer Elektronenergie von $14,7GeV < E_e < 15,7GeV$ entspricht. Der erreichte Maximalwert A_{max} der Akzeptanz beträgt sowohl im Experiment als auch in der Simulation $A_{max} \simeq 0,90$. In Abbildung 4.1 b) wurden die im Elektrondetektor rekonstruierten Energien E_{ED} gegen die in ihm rekonstruierten Auftreffpunkte entlang der x_{ED}-Achse für eine Stichprobe der selektierten Kandidaten für Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ aufgetragen. An den Grenzen des zur Bestimmung der Akzeptanz im Elektrondetektor entlang der x_{ED}-Achse benutzten Bereichs, $-5.5\,cm < x_{ED} < 5.5\,cm$, werden im Mittel die Energien $E_{ED} \simeq 18\,GeV$ bzw. $E_{ED} \simeq 13\,GeV$ rekonstruiert. Das entspricht den im Mittel rekonstruierten Photonenenergien $E_{PD} + E_{VD} \simeq 8.7\,GeV$ bzw. $E_{PD} + E_{VD} \simeq 13.7\,GeV$. Unterhalb (oberhalb) von $E_{PD} + E_{VD} \simeq 8.7\,GeV$ ($E_{PD} + E_{VD} \simeq 13.7\,GeV$) sollte der Verlauf der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ einen deutlichen Abfall zeigen. Dies wird durch Abbildung 6.1 sowohl für das Experiment als auch für die Daten bestätigt. Allerdings zeigen sich in den Bereichen $E_{PD} + E_{VD} < 11GeV$ und $E_{PD} + E_{VD} > 13GeV$ teilweise erhebliche Abweichungen zwischen dem Experiment und der Simulation. Keine der drei gezeigten Monte-Carlo-Simulationen weist in diesen Bereichen eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit dem Experiment auf. Man erkennt außerdem, daß für Energien $E_{PD} + E_{VD} > 14GeV$ die Simulation 3 und für Energien $E_{PD} + E_{VD} < 11GeV$ die Simulation 1 die Daten am besten beschreibt. Dies läßt vermuten, daß allein durch die Variation des Wechselwirkungspunktes in der Simulation keine bessere Übereinstimmung mit den Daten erreichbar ist. Eine bessere Übereinstimmung ist möglicherweise durch gleichzeitige systematische Variation der Kreuzungswinkel ϕ_x und ϕ_y und des Wechselwirkungspunktes zu erreichen, was im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden konnte.

6.3.2 Vernachlässigung der in Kapitel 5 erreichten Verbesserungen

In Abbildung 6.2 wird der Verlauf der Akzeptanz in den Daten und in den drei ausgewählten Monte-Carlo-Simulationen in Abhängigkeit von $E_{PD} + E_{VD}$ gezeigt. Hierbei wurden die in Kapitel 5 erreichten Verbesserungen vernachlässigt.

Man erkennt, daß auch in diesem Fall keine der drei Monte-Carlo-Simulationen den Verlauf der Akzeptanz als Funktion von $E_{PD} + E_{VD}$ korrekt beschreibt. Für Photonenergien $E_{PD} + E_{VD} < 9\,GeV$ erhält man eine bessere Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation als im Abschnitt 6.3.1, in dem die in Kapitel 5 erreichten Verbesserungen berücksichtigt wurden. Für Energien oberhalb von $E_{PD} + E_{VD} = 9\,GeV$ ist die Übereinstimmung jedoch erheblich schlechter als im Abschnitt 6.3.1. Der maximale Wert für die Akzeptanz beträgt für alle drei Simulationen $A_{max} \simeq 0,97$ und liegt damit um ca. 8% über demjenigen im Experiment. Hierfür ist der bereits in Abschnitt 5.5 aufgetretene Migrationseffekt verantwortlich.

Im Abschnitt 5.5 wurde die im Mittel in einem Intervall von $E_{PD} + E_{VD}$ rekonstruierte Energiesumme $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ betrachtet. Es wurde gezeigt, daß durch einen Migrationseffekt die im Mittel in einem Intervall von $E_{PD} + E_{VD}$ rekonstruierte Energiesumme $E_{ED} + E_{PD} + E_{VD}$ stark vom erwarteten Wert $E_e = 26,7\,GeV$ abweichen kann.

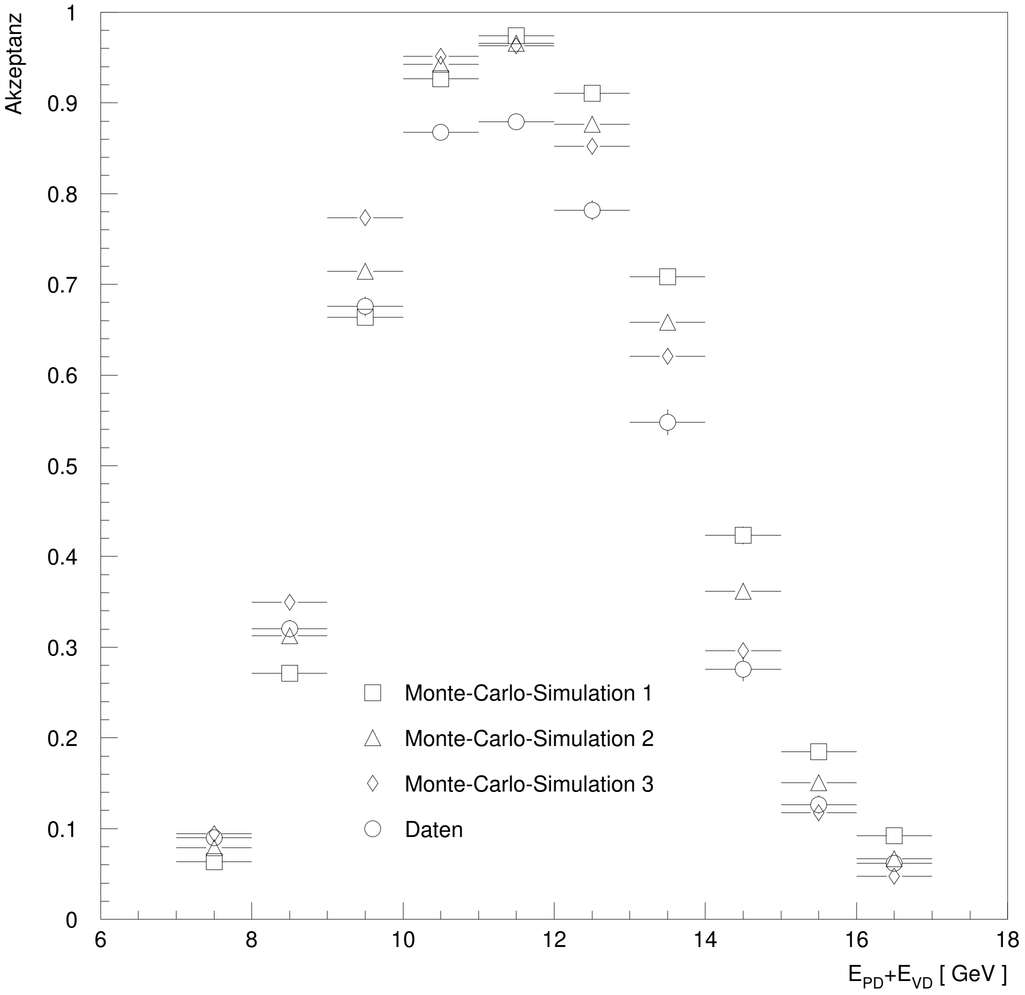

Abbildung 6.2: Verlauf der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ in Abhängigkeit von $E_{PD}+E_{VD}$ in den Daten und in den drei verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen. Im Gegensatz zu Abbildung 6.1 wurden die in Kapitel 5 erreichten Verbesserungen bzl. Kalibrierung und Auflösung nicht berücksichtigt.

Für das Intervall mit der größten Akzeptanz des Luminositätssystems sollte diese Abweichung am geringsten sein. Die größte Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ wird im Intervall $11\,GeV < E_{PD}+E_{VD} < 12\,GeV$ erreicht. In Abbildung 5.10 weicht im Intervall $11\,GeV < E_{PD}+E_{VD} < 12\,GeV$ die im Mittel rekonstruierte Energiesumme $E_{ED}+E_{PD}+E_{VD}$ tatsächlich am gerinsten vom erwarteten Wert $E_e = 26.7\,GeV$ ab.

Zur Luminositätsmessung werden wegen der besseren Energierekonstruktion im Photondetektor nur solche Ereignisse benutzt, die mit Trigger 3 registiert wurden. Ereignisse, die mit Trigger 3 registiert wurden, besitzen aber eine bessere Energieauflösung im Photondetektor als Ereignisse die mit Trigger 2 registiert wurden. Die Bestimmung der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ sollte deshalb mit Ereignissen erfolgen, die mit einem Trigger registiert wurden, der für die im Veto- und Photondetektor rekonstruierten Energien

$$\begin{aligned} E_{VD} &< 2 \text{ GeV} \\ E_{PD} &> 2 \text{ GeV} \end{aligned}$$

fordert. Leider stand in dem in dieser Arbeit verwendeten Datensatz aus der Datennahmeperiode 1993 solch ein Trigger nicht zur Verfügung. Zur Zeit wird zur Bestimmung der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ ein Trigger benutzt, der für die im Photondetektor rekonstruierte Energie $E_{PD} > 3.5\,GeV$ fordert [Liv95]. Um den Einfluß der Energieauflösung im Photondetektor auf die Bestimmung der Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ zu untersuchen, sollte daher zusätzlich in der nächsten Datennahmeperiode die Akzeptanz des Luminositätssystems für Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ mit dem oben beschriebenen Trigger erfolgen.

Zusammenfassung

Im Mittelpunkt dieser Arbeit stand das Luminositätssystem des H1-Detektors am DESY in Hamburg. Dieses besteht aus drei Detektoren, dem Elektrondetektor, dem Photondetektor und dem Vetodetektor. Zur Messung der Luminosität werden Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ herangezogen. Hierbei ist die genaue Kalibrierung der drei Detektoren sowie die Kenntnis der Akzeptanz für Bremsstrahlungsereignisse von maßgebender Bedeutung. Deshalb lag der Schwerpunkt dieser Arbeit auf der Überprüfung der Kalibrierung der Detektoren der Luminositätssystems und auf der Bestimmung der Akzeptanz. Zum Verständnis der Eigenschaften des Luminositätssystems wurden umfangreiche Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt.

Die experimentellen Daten stammen aus der Datennahmeperiode 1993. Zur Simulation der Bremsstrahlungsereignisse wurde das offizielle Simulationsprogramm der H1-Kollaboration benutzt. In dessen Ausgabe ist das Signal des Vetodetektors nicht direkt enthalten. Um Simulation und Experiment miteinander vergleichen zu können, war es zunächst erforderlich ein geignetes Verfahren zu entwickeln, das es erlaubt, das Signal des Vetodetektors abzuschätzen, mit anderen Worten, den Vetodetektor zu kalibrieren.

Um die Kalibrierung von Elektron- und Photondetektor in der Simulation zu überprüfen, wurden die in ihnen rekonstruierten Energien mit den deponierten Energien verglichen. Es stellte sich eine gute Übereinstimmung heraus: Die Abweichungen waren in Mittel kleiner als 1%.

Um die Summe der experimentell gemessenen Energien in Elektron- und Photondetektor zu überprüfen, wurden Ereignisse in denen das Photon weniger als 1% seiner Energie im Vetodetektor deponierte, herangezogen. Innerhalb der statistischen Fehler stellte sich eine gute Übereinstimmung mit den erwarteten Wert von $E_e = 26.7\,GeV$ heraus.

Bei der Analyse von Ereignissen aus dem Experiment, in denen vom auslaufenden Photon viel Energie im Vetodetektor deponiert wurde, stellte sich heraus, daß die Summe der in allen drei Detektoren rekonstruierten Energien in Abhängigkeit vom Signal des Vetodetektors systematisch vom erwarteten Wert $E_e = 26.7\,GeV$ abwich. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Verfahren entwickelt, mit dem das Signal des Vetodetektors korrigiert werden kann.

Da in der Simulation der für die Signalerzeugung wichtige Cherenkov-Effekt und die Auslese mit Photomultipliern nicht enthalten sind, ist die Energieauflösung in der Simulation zunächst besser als im Experiment. So ist keine gute Übereinstimmung der Akzeptanz des Luminositätssystems in Simulation und Experiment zu erwarten. Für die Ausgabe der Simulation wurde daher ein Verfahren entwickelt, mit dem die Signale der drei Detektoren unabhängig voneinander Ereignis für Ereignis so verschmiert werden können, daß die Auflösungen des Luminositätssystems in Daten und Simulation annähernd übereinstimmen.

Nach den zusätzlichen Signalkorrekturen und -verschmierungen zeigte sich im Vergleich von Expriment und Simulation, daß die Interkalibrierung von Elekton- und Photondetektor auch im Experiment befriedigend ist, auch beim Vergleich der Signale in einzelenen Paaren von Kristallen in Elektron- und Photondetektor.

Erst nach der Anwendung der in dieser Arbeit entwickelten Signalkorrekturen und -verschmierungen war ein sinnvoller Vergleich zwischen der Akzeptanz im Experiment und in der Simulation möglich. Trägt man die Akzeptanz gegen die rekonstruierte Gesamtenergie des auslaufenden Photons auf, zeigt sich im Maximum eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment. Insbesondere bei kleinen Photonenergien (unterhalb von etwa 10 GeV) zeigt sich aber im Experiment eine wesentlich kleinere Akzeptanz als in der Simulation. Dies läßt sich eventuell darauf zurückführen, daß die Lage des Wechselwirkungspunktes und der Kreuzungswinkel zwischen den einlaufenden Elektronen und den einlaufenden Protonen in der Simulation nicht genau genug den Verhältnissen im Experiment entspricht.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die interessante Aufgabenstellung und die freundliche Aufnahme in seinen Lehrstuhl für Experimentelle Physik V bedanken. Ohne seinen Rat und Unterstützung hätte diese Arbeit nicht entstehen können.

Herr Prof. Dr. H. Kolanoski hat freundlicherweise die Aufgabe des Korreferenten übernommen.

Herrn Dr. U. Obrock verdanke ich den Einstieg in die Hard- und die Software des H1-Experiments. Die zahlreichen Diskussionen mit ihm haben sehr zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen. Er hat auch die Korrektur der ersten drei Kapitel des Manuskripts dieser Arbeit übernommen.

Herr M. Hütte und Herr Dr. M. Korn haben die Korrektur des Manuskripts der beiden letzten Kapitel dieser Arbeit übernommen. Ihnen gebührt dafür ein großer Dank. Sie und Herr J. Spiekermann haben sich stets die Zeit genommen, um mir bei kleinen und großen physikalischen Problemen und im Kampf mit der H1-Software zu helfen.

M. Höppner verdanke ich den Einstieg in die Unix-Welt. Er war auch bereit die 999-ste Frage zu diesen Thema zu beantworten.

Ein Dank geht auch an alle übrigen Mitglieder des Lehrstuhls für Experimentelle Physik V für die freundliche Aufnahme in ihren Kreis und die angenehme Arbeitsatomsphähre. Besonders seien hier die Herren Dr. K. Wacker, Dr. D. Lücke erwähnt, die für einen störungsfreien Betrieb des HEP-Rechners gesorgt haben.

Herrn S. Levonian danke ich für die Hilfe bei der Beantwortung vieler Fragen, die in Zusammenhang mit dem Luminsitätssystem des H1-Detektors standen.

Last, not least danke ich meiner Mutter dafür, daß sie mir das Physikstudium ermöglicht hat. Wenn es jemand gibt, ohne den diese Arbeit hätte nie zustande kommen können, dann ist sie es.

Literaturverzeichnis

[Bar90] W. Bartel
Design of a Synchrotron Radiation Absorber for the H1 Luminosity Detektor
H1 note 9/90-149
14. September 1990

[Bat70] G. Bathow et al.
Measurements of the Longitudinal and Lateral Development
of Elektromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV
Nucl. Phys. **B 20** (1970) 592

[Ber82] M. J. Berger et al.
Stopping Powers and Ranges of Electrons and Positrons
U. S. National Bureau of Satandards Report NBSIR 82-2550-A (1982)

[Bet34] H.Bethe and W.Heitler
Proc. Roy. Soc.
A146 (1934) 83

[Bjo69] J. D. Bjorken, E. A. Paschos
Inelastic electron-proton and γ-proton scattering
and the structure of the nucleon
Phys. ReV. 52 (1969) 1975

[BKW94] L. A. T. Bauerdick, H. Kowalski, G. Wolf
Phys. Bl. **50** (1994) 1141

[Bru87] R. Brun et al.
GEANT 3 Manual
CERN DD / EE / 84-1 (1987)

[CDF95] Observation of Top Quark Production in pp Collisions with
the CDF Detector at Fermilab
FERMILAB-PUB-95/022-E März 1995

[CMS89] P. D. B. Collins
A. D. Martin
E. J. Squires

Particle physics and cosmology
New York, John Willey & Sons (1989) 2, 10

[D095] Observation of Top Quark
Fermilab-Pub-95/028-E März 1995

[Dre83] A. Drescher et al.
The ARGUS Elektron/Photon Calorimeter
2) Properties of the Light Collection System of the Lead/Scintillator Shower Counters
DESY 83-023, DESY (1983)

[Eng92] J. Engelen et al.
Structur functions, an introduction
Proc. of the workshop on Physics at HERA, Hamburg(1991)
W.Buchmüller and G.Ingelman eds.
DESY, Hamburg (1992), vol. I, 19

[Gog94] N.Gogitidze
H1 Lumi System
1994 Status Report
H1 – Collaboration meeting
DESY, Hamburg, 13. Oct. 1994

[Gel64] M. Gell-Mann
A schematic modell of baryons and mesons
Phys. Lett. 8 (1964) 214

[H1SIM] H1-Kollaboration
Softwarepaket H1SIM zur Simulation von Teilchenwechselwirkungen im H1-Detektor

[H1-93a] The H1 – Collaboration
The H1 – Detector at HERA
DESY 93-103 (1993)

[H1-94a] Proposal for new Detektors to Increase the Photon Tagging Acceptance
H1 note 09/94-383

[Hei44] W. Heitler
Quantum Theory of Radiation, second edition
Oxford University Press (1944)

[Liv90] S. Levonian
Study of the KRS – Properties
H1/LPI note 02-90
Jan. 17, 1990

[Liv92a] S. Levonian
DESY report HERA 92-07
Hamburg (1992) 247

[Liv92b] S. Levonian
Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA
Proc. of the workshop on Physics at HERA, Hamburg(1991)
W.Buchmüller and G.Ingelman eds.
DESY, Hamburg (1992), vol. I, 499

[Liv93] S. Levonian
H1LUMI-A Fast Simulation Package for th H1 Luminosity System
H1 note 04/93-287

[Liv94] S. Levonian
Private Mitteilung (Oktober 1994)

[Liv95] S. Levonian
Private Mitteilung (März 1995)

[Lon87] E. Longo and I. Sestili
Nucl. Inst. and Meth. **128**, (1987) 283

[Mol47] G. Moliére
Thoerie der Streuung schneller, geladener Teilchen
Z. Naturforsch. 2a (1947) 133, Z. Naturforsch. 3a (1948) 78

[Mot65] N.F.Mott and H.S.W.Massey
The theory of atomic collisions
Oxford, University Press (1964)

[Mul94] T. Müller
Phys. Bl. **50** (1994) 527

[Obr94] U. Obrock
Experimentelle Untersuchungen der Strahlungskorrekturen in der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung bei HERA-Energien,
Dissertation, Universität Dortmund, 1994

[Ott53] K. Ott
Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten
in:
W. Heisenberg (Herausgeber)
Kosmische Strahlung
Springer Verlag (1953)

[Per91] D. W. Perkins
Hochenergiephysik
Bonn, München, Addison-Wesley (1991)

[Pro92] Proc. of the workshop on Physics at HERA, Hamburg(1991)
W.Buchmüller and G.Ingelman eds.
DESY, Hamburg (1992), vol. I, 499

[Ros64] B. Rossi
High Energy Particles
Prentice Hall, New York (1964)

[Rpp90] Review of Particle Properties
Physical Letters **B 239** (1994)

[Rpp94] Review of Particle Properties
Phys. Rev. **D 50**, (1994) 1254, 1260, 1286

[Seg53] E. Segré
Experimental Nuclear Physics, Volume I
John Wiley & Sons, New York (1953)

[Seg65] E. Segré
Nuclei and Particles
Benjamin, New York (1965)

[Sod94] P. Söding
Phys. Bl. **50** (1994) 916

[Ste52] R. J. Sternheimer
The Density Effect for Ionisation Loss in Various Materials
Phys. Rev. **88** (1952) 851

[Wil92] K. Wille
Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen
B. G. Teubner, Stuttgart 1992

[Yun74] Yung-Su Tsai
Rev. Mod. Phys.
46 (1974) 815