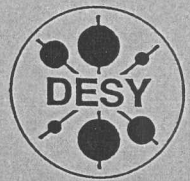


G

DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON



DESY-THESIS-1999-035

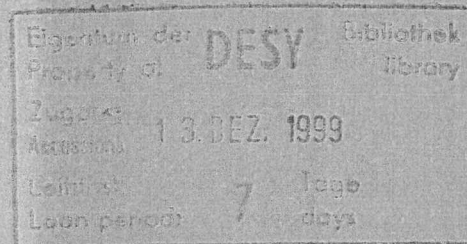
November 1999



Konstruktion, Aufbau und Kalibration eines  
strahlrohrnahen Bleiwolframkalorimeters  
zur Verwendung im ZEUS-Experiment

von

A. Meyer-Larsen



ISSN 1435-8085

NOTKESTRASSE 85 - 22607 HAMBURG

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

To be sure that your reports and preprints are promptly included in the HEP literature database send them to (if possible by air mail):

DESY  
Zentralbibliothek  
Notkestraße 85  
22603 Hamburg  
Germany

DESY  
Bibliothek  
Platanenallee 6  
15738 Zeuthen  
Germany

# Konstruktion, Aufbau und Kalibration eines strahlrohrnahen Bleiwolframatomkalorimeters zur Verwendung im ZEUS-Experiment

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Armin Meyer-Larsen ✓  
aus Hamburg

Hamburg  
1999

**Gutachter der Dissertation:** Prof. Dr. K. Wick  
Prof. Dr. U. Strohbusch

**Gutachter der Disputation:** Prof. Dr. K. Wick  
Prof. Dr. W. Scobel

**Datum der Disputation:** 24. November 1999

**Dekan des Fachbereiches Physik und  
Vorsitzender des Promotionsausschusses:** Prof. Dr. F.-W. Büßer

## Kurzfassung

In den HERA-Experimenten H1 und ZEUS wird zur Bestimmung der Strukturfunktion  $F_2$  des Protons die Reaktion  $e^-p \rightarrow e^-X$  studiert. Zur Messung der Energie von Elektronen, die unter kleinem Winkel gestreut werden, ist im ZEUS-Experiment seit 1995 ein kleines elektromagnetisches Stichprobenkalorimeter (Beampipe Calorimeter: BPC II) direkt am Strahlrohr installiert. ZEUS plant nun, dieses Kalorimeter durch ein neues Kalorimeter aus Bleiwolframatkristallen (BPC III) zu ersetzen.

Das Strahlrohrkalorimeter mißt die Energien von Elektronen aus der inelastischen Elektron-Proton-Streuung im besonders interessanten kinematischen Bereich  $0,11 \leq Q^2 \leq 0,65 \text{ GeV}^2$  und  $2 \cdot 10^{-6} \leq x \leq 6 \cdot 10^{-5}$ , dem Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung. Die Verbesserung der Energieauflösung von  $17\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ , die mit dem BPC II erreicht wird, auf  $5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ , wie sie mit dem BPC III erreicht werden kann, würde eine viel genauere Bestimmung von  $F_2$  ermöglichen sowie den zugänglichen kinematischen Bereich erweitern.

Das neue BPC III muß eine Reihe von Anforderungen erfüllen, die sich einerseits aus der angestrebten Energieauflösung und andererseits aus Gegebenheiten des ZEUS-Experiments ergeben. Zunächst wurden Untersuchungen an einzelnen Kristallen hinsichtlich Lichtausbeute, Signal-, und Temperaturverhalten sowie Strahlungsempfindlichkeit durchgeführt, die ergeben haben, daß mit  $\text{PbWO}_4$ -Kristallen diese Anforderungen erfüllt werden können.

Anfang 1998 ist das BPC III aus 4x4 Kristallen fertiggestellt worden. Für das Kalorimeter sind Subkomponenten zur ständigen Funktionsüberwachung und zur Stabilisierung entwickelt worden.

In einem Elektronenstrahl von 3 bis 100 GeV am Beschleuniger SPS am Forschungszentrum CERN wurde das BPC III hinsichtlich Linearität, Uniformität, Energieauflösung, Stabilität und Ortsauflösung untersucht. Eine Kalibration aufgrund dieser Daten ist durchgeführt worden.

Es wurde eine Monte-Carlo-Simulation zur detaillierten Beschreibung des BPC III unter den Bedingungen des ZEUS-Experiments entwickelt. Der Vergleich der Daten aus dem Testbetrieb mit den Ergebnissen der Simulation zeigt weitgehende Übereinstimmung.

## Abstract

With the two HERA experiments H1 and ZEUS the structure function of the proton  $F_2$  is measured by studying the reaction  $e^-p \rightarrow e^-X$ . Since 1995 a small electromagnetic sampling calorimeter (beampipe calorimeter: BPC II) is installed close to the beampipe for measuring the energy of electrons with very small scattering angles. ZEUS now plans to replace BPC II by a new calorimeter made of lead-tungstate crystals (BPC III).

The beampipe calorimeter measures the energies of electrons from the inelastic electron-proton scattering in the particularly interesting kinematic region  $0.11 \leq Q^2 \leq 0.65 \text{ GeV}^2$  and  $2 \cdot 10^{-6} \leq x \leq 6 \cdot 10^{-5}$  where the transition from photoproduction to deep inelastic scattering occurs. The new calorimeter BPC III is expected to improve the energy resolution to  $5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  compared to  $17\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  as achieved with the BPC II. This would result in a much higher precision of the measurement of  $F_2$  and would further extend the accessible kinematic region.

The new BPC III has to meet challenging requirements. These requirements are given on the one hand due to conditions given by the ZEUS experiment, and on the other hand by the energy resolution, that has to be reached. Bench tests concerning light yield, temperature effects, signal shape and radiation sensitivity have shown that the crystals meet the demands.

A full-size calorimeter of 4x4 crystals has been built in the beginning of 1998. The sub-components for monitoring and stabilization of the functionality of the BPC have been developed.

The new BPC III has been tested in an electron beam of 3 to 100 GeV at the accelerator SPS at the research center CERN with regard to linearity, uniformity, energy resolution, stability, and position resolution. A calibration based on these data has been done.

A standalone Monte Carlo simulation has been developed, which describes in detail the BPC III under conditions given by the ZEUS experiment. The data from the test measurements at CERN-SPS are in good agreement with the Monte Carlo generated data.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Lepton-Nukleon-Streuung	7
2.1.1	Kinematische Variablen	7
2.1.2	Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen	9
2.1.3	Quark-Parton-Modell	10
2.1.4	QCD	11
2.2	Die Strukturfunktion $F_2$ des Protons zu kleinen $x$ und $Q^2$	13
2.3	Rekonstruktion der kinematischen Variablen	14
<b>3</b>	<b>HERA und der ZEUS-Detektor</b>	<b>16</b>
3.1	HERA	16
3.2	Der ZEUS-Detektor	17
<b>4</b>	<b>Vom Wolfram-Szintillator-Kalorimeter zum Bleiwolframatkalorimeter</b>	<b>19</b>
4.1	Das bestehende Wolfram-Szintillator-BPC	19
4.1.1	Aufgabe des BPC II	20
4.1.2	Aufbau des BPC II	20
4.2	Grenzen des Wolfram-Szintillator-Kalorimeters	22
4.3	Eigenschaften von Bleiwolframatkristallen	22
4.4	Möglichkeiten mit einem strahlrohrnahen Kalorimeter aus Bleiwolframatkristallen	23
4.4.1	Verbesserung der Energieauflösung	24
4.4.2	Nutzung des Silizium-Spurdetektors (BPT) zur Ortsbestimmung	28
<b>5</b>	<b>Das Bleiwolframatkalorimeter (BPC III)</b>	<b>30</b>
5.1	Aufgabe	30
5.2	Aufbau	30
5.3	Zusatzeinrichtungen	32
5.4	Datennahme	33
<b>6</b>	<b>Untersuchung der PbWO<sub>4</sub>-Kristalle</b>	<b>34</b>
6.1	Anforderungen	34
6.2	Untersuchte Kristalle	34
6.3	Lichtausbeute und Photostatistik	34
6.4	Signalverhalten	36
6.5	Temperaturverhalten	37
6.6	Einfluß ionisierender Strahlung auf die optischen Eigenschaften von PbWO <sub>4</sub>	38
6.6.1	Untersuchungen einzelner Kristalle an einer <sup>137</sup> Cs-Quelle	38
6.6.2	Untersuchungen an den Kristallen im BPC III während des CERN-Tests	39
6.7	Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse	40
<b>7</b>	<b>Simulation der Schauerbildung im neuen BPC mit EGS 4</b>	<b>41</b>
7.1	Grundlagen	41
7.1.1	Die Entstehung elektromagnetischer Schauer	41
7.1.2	Das Monte-Carlo-Prinzip	42
7.1.3	EGS 4	43
7.2	Die Geometrie des BPC III in der EGS 4-Simulation	43
7.3	Ergebnisse aus der EGS 4-Simulation	46
7.3.1	Homogenität und Energieauflösung	47
7.3.2	Energieauflösung zu kleinen Winkeln	49
7.3.3	Linearität	51
7.3.4	Einfluß der Lücken zwischen den Kristallen	52
7.4	Simulation eines ausgedehnten Strahls	57
7.4.1	Konstruktion des ausgedehnten Strahls	57
7.4.2	Ergebnisse für einen ausgedehnten Strahl	60

<b>8 Simulation der Lichtausbreitung im Kristall</b>	<b>61</b>
8.1 Die Simulation	61
8.1.1 Lichtausbreitung im PbWO <sub>4</sub> -Kristall	62
8.1.2 Einschränkung des Auslesefensters	64
8.1.3 Szintillationsspektrum und Absorptionskoeffizient	65
8.2 Ergebnisse aus der Simulation	66
8.3 Interpretation der Ergebnisse für das BPC III	66
<b>9 Das Kristallkalorimeter im Strahltest</b>	<b>75</b>
9.1 Der Teststrahl am SPS	75
9.2 Der Aufbau des BPC im Experimentierfeld	76
9.3 Der getestete 3. BPC-Prototyp	76
9.4 Die Temperaturüberwachung	77
9.5 Das Datennahme-System	77
9.6 Die Messungen im Teststrahl	80
9.7 Kalibration des BPC III	81
9.7.1 Temperaturkorrektur	81
9.7.2 Relative Kalibration	83
9.7.3 Absolute Kalibration	84
9.7.4 Ortsrekonstruktion	85
9.8 Die Ergebnisse aus dem CERN-Test	86
9.8.1 Linearität	86
9.8.2 Uniformität	88
9.8.3 Energieauflösung	92
9.8.4 Strahlenmonitor	95
9.9 Rekonstruktion des Teilcheneintrittsortes aus der Kalorimeterantwort	97
9.10 Vergleich der Daten aus dem Strahltest mit der EGS4-Simulation	101
<b>10 Zusammenfassung</b>	<b>106</b>
<b>A Fotos zu Design und Konstruktion des BPC III</b>	<b>108</b>
<b>B Geometriedaten des BPC III im EGS4-Monte-Carlo</b>	<b>110</b>

<b>C Ergänzung zur Monte-Carlo-Simulation</b>	<b>117</b>
<b>D Basisdaten für die Simulation der Lichtausbreitung in PbWO<sub>4</sub></b>	<b>119</b>
<b>Glossar</b>	<b>121</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>124</b>
<b>Danksagung</b>	<b>127</b>

## Kapitel 1

### Einleitung

Der mikroskopische Aufbau der Natur wird heute im **Standardmodell** zusammengefaßt. Mit diesem Modell wird die gesamte Materie des Kosmos auf die Existenz von insgesamt 24 Elementarteilchen (Fermionen) zurückgeführt, die sich in Leptonen und Quarks sowie deren Antiteilchen einteilen lassen, welche sich wiederum in 3 Familien einordnen lassen. Die Kräfte zwischen den Elementarteilchen werden durch den Austausch bestimmter Teilchen (Bosonen) beschrieben.

Der Erfolg des Standardmodells ist sehr groß: Viele Vorhersagen sind experimentell bestätigt worden, insbesondere gibt es bislang keinen gesicherten Hinweis auf seine Verletzung. Dennoch läßt das Standardmodell einige Fragen offen: Warum gibt es gerade drei Familien von Leptonen und Quarks? Läßt sich der Aufbau der Materie nicht doch mit weniger als 24 grundlegenden Teilchen beschreiben, aus denen die uns heute bekannten Elementarteilchen ihrerseits zusammengesetzt sind? Gibt es eine tiefere Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen? Wie lassen sich die bekannten Wechselwirkungen (starke, elektroschwache und Gravitation) vereinen? An diesem grundlegenden Verständnis arbeiten die Elementarteilchenphysiker heute und jedes neue Kalorimeter hat seine Aufgabe bei der Beantwortung dieser Fragen.

Die größte Rolle in der Beantwortung der Frage nach dem grundlegenden Aufbau der Natur haben in der Vergangenheit – wie auch heute – Streuexperimente, insbesondere zwischen Leptonen und Nukleonen, wie das ZEUS-Experiment am HERA-Speicherring des DESY, gespielt. In diesen Experimenten wurde der starke Anstieg der Strukturfunktion  $F_2$  des Protons zu kleinen  $x$  gefunden, der heute von ganz besonderem Interesse ist, da er uns möglicherweise weiterbringt auf der Suche nach tieferen Symmetrien im Aufbau der Natur.

Großen Erfolg bei der Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Quarks hat die Quantenchromodynamik (QCD), insbesondere die Einführung der Störungsrechnung in die QCD (perturbative QCD) zur Beschreibung des starken Anstiegs von  $F_2$  zu kleinen  $x$  bis hinunter zu Impulsüberträgen  $Q^2 \geq 1,5 \text{ GeV}^2$ . Zur Beschreibung von  $F_2$  bei noch kleineren Impulsüberträgen jedoch müssen andere Modelle entwickelt werden. In diesem Zusammenhang steht die Entwicklung eines hochauflösenden Strahlrohrkalorimeters (BPC III), um das es in dieser Arbeit geht. Durch die anvisierte Verbesserung der Energieauflösung von derzeit  $17\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  auf  $5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  kann der Bereich kleiner  $x$  und insbesondere der Übergangsbereich von perturbativer zu nicht-perturbativer QCD genauer untersucht werden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Konstruktion, dem Aufbau und der Kalibration dieses aus Kristallen aufgebauten Strahlrohrkalorimeters. Das Hauptinteresse liegt dabei auf dem Erreichen der Energieauflösung von  $5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ .

Zunächst wird in Kapitel 2 eine kurze Einführung in die Theorie der tiefinelastischen Streuung bis hinunter in den Bereich kleiner  $x$  und  $Q^2$  gegeben.

In den Kapiteln 3 und 4 wird ein Überblick über die heutige Situation des ZEUS-Experiments mit besonderem Fokus auf das bestehende Strahlrohrkalorimeter (BPC II) gegeben. Daraus wird die Motivation für das BPC III abgeleitet.

Kapitel 5 widmet sich den technischen Aspekten des neuen Kalorimeters, es bietet eine Beschreibung des BPC III inklusive seiner Subkomponenten, wogegen in Kapitel 6 die Untersuchungen, die an einzelnen Kristallen durchgeführt wurden, vorgestellt werden.

In Kapitel 7 wird eine Monte-Carlo-Simulation entwickelt, die das BPC III beschreibt. Die Ergebnisse und ihre Konsequenzen werden diskutiert. Einer weiteren Simulation widmet sich Kapitel 8: Der Einfluß des Lichtweges vom Ort seiner Entstehung bis zum Photomultiplier wird untersucht.

Der detaillierte Test des neuen Kalorimeters in einem Elektronenstrahl von 3-100 GeV schließlich ist Gegenstand von Kapitel 9. Aufgrund dieser Daten wird eine Kalibration des Kalorimeters durchgeführt. Anschließend werden die gewonnenen Daten mit denen aus der Monte-Carlo-Simulation verglichen.

Das Ergebnis dieser Arbeit wird die Klärung der Frage sein, ob dieses neue Kalorimeter den Ansprüchen genügt, die Motivation für seine Entwicklung waren.

## Kapitel 2

# Theoretische Grundlagen

### 2.1 Lepton-Nukleon-Streuung

Leptonen können nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen und sind deshalb in der Lage, tief ins Innere der Nukleonen einzudringen, so daß weitreichende Erforschungen der Nukleonenstruktur möglich sind. Für große Energie- und Impulsüberträge ist elastische Streuung stark unterdrückt: Es herrscht inelastische  $ep$ -Streuung vor.

#### 2.1.1 Kinematische Variablen

Für die folgenden Betrachtungen wird das in der Elementarteilchenphysik übliche System von Einheiten benutzt, in dem  $\hbar \equiv 1$  und  $c \equiv 1$  festgelegt werden. Wenn von Elektronen gesprochen wird, werden diese stellvertretend für Elektronen und Positronen verwendet.

Die Streuung eines unpolarisierten Elektrons an einem unpolarisierten Proton findet über ein Austauschteilchen, das Austausch-Boson der elektroschwachen Wechselwirkung, statt:

$$e(k) + P(p) \rightarrow e(k') + X(p'), \quad (2.1)$$

wobei Elektron und Proton im Ausgangszustand durch den Viererimpuls  $k = (E_e; \vec{k}_e)$  bzw.  $p = (E_p; \vec{p})$  aus Energie und klassischem Impuls beschrieben werden. Im Endzustand werden das gestreute Lepton durch  $k' = (E'_l; \vec{k}'_l)$  und der hadronische Endzustand durch  $p' = (E_X; \vec{p}_X)$  beschrieben.

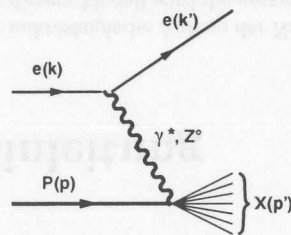


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm der Reaktion  $e(k) + P(p) \rightarrow e(k') + X(p')$

Abhängig von der Art des Austauschteilchens der elektroschwachen Wechselwirkung unterscheidet man zwei Ereignisklassen:

- Neutraler Strom (NC = Neutral Current) – das Austauschteilchen ist ein virtuelles Photon  $\gamma^*$  oder ein  $Z^0$ -Boson

- Geladener Strom (CC = Charged Current) – das Austauschteilchen ist hier ein  $W^\pm$ -Boson

Beide Ereignisklassen können am Lepton des Endzustandes unterschieden werden. Im Falle eines neutralen Stromes wird im Endzustand ein Elektron gefunden, im Falle eines geladenen Stromes ein Neutrino. Für den Fall des BPC ist die Ereignisklasse des neutralen Stromes von Bedeutung, auf die sich die weiteren Betrachtungen beschränken.

Zwei Variablen reichen aus, um bei festen Strahlenergien die Kinematik unpolarisierter, inelastischer Ereignisse zu definieren: die Energie  $E'_e$  und der Streuwinkel  $\theta'_e$  des gestreuten Elektrons.

Mit folgenden Variablen läßt sich die Kinematik unpolarisierter, inelastischer  $ep$ -Ereignisse relativistisch invariant formulieren:

$$s = (k + p)^2 \simeq 4E_e E_p \quad (2.2)$$

$$t = (p - p')^2 \quad (2.3)$$

$$u = (k' - p)^2 \quad (2.4)$$

$$Q^2 = -(k - k')^2 = -(p - p')^2 = -t = -q^2 \quad (2.5)$$

$$x = \frac{Q^2}{2(p \cdot q)} = -\frac{t}{u + s} \quad 0 \leq x \leq 1 \quad (2.6)$$

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{u + s}{s} \quad 0 \leq y \leq 1 \quad (2.7)$$

$$W^2 = (p + q)^2 = (p')^2 = m_p^2 + \frac{Q^2}{x}(1 - x) = s + t + u \quad (2.8)$$

$$\nu = \frac{p \cdot q}{m_p} \quad (2.9)$$

$s$  ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems. Die Berechnung von  $s$  nach (2.2) gilt nur, wenn die Gesamtenergien von Elektron und Proton hoch gegenüber den Teilchenmassen sind, die vernachlässigt wurden. Für HERA ergibt sich aus  $E_e = 27,5 \text{ GeV}$  und  $E_p = 920 \text{ GeV}$  eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 320 \text{ GeV}$ .

$Q^2$  ist das negative Quadrat des Impulsübertrags  $q$  vom Elektron auf das Proton und bestimmt die Größe der ausgetauschten Energie nach (2.5) und (2.9). Bessere Auflösungen benötigen einen höheren Wert von  $\nu$  und damit einen höheren Impulsübertrag. Der größtmögliche Wert ist durch die Schwerpunktsenergie gegeben:  $Q_{max}^2 \simeq s$ .

$W^2$  ist das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes und kann auch als Schwerpunktsenergie des Boson-Protonsystems interpretiert werden. Kleinere Werte von  $x$  bedingen höhere Werte von  $W$ .

$x$  ist die Björkensche Skalenvariable und kann im Quark-Parton-Modell ( $\rightarrow$  Abschnitt 2.1.3) als der Teil des Protonimpulses interpretiert werden, der vom gestreuten Quark getragen wird.

$y$  ist der Anteil der Energie des Elektrons im Ausgangszustand, der vom ausgetauschten Boson aufgenommen wird;  $\nu$  die Gesamtenergie des Austauschteilchens.



$t$  beschreibt den Impulsübertrag im hadronischen Vertex. Die relativistisch invarianten Variablen  $x, y, Q^2$  und  $s$  sind über die folgende Beziehung miteinander verknüpft:

$$Q^2 \simeq s \cdot x \cdot y \quad (2.10)$$

Wiederum wurden die Ruhemassen von Elektron und Proton vernachlässigt.

### 2.1.2 Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen

Lange bevor das Quark-Parton-Modell ( $\rightarrow$  Abschnitt 2.1.3) formuliert wurde, begründete sich aus dem Rutherford-Experiment ein Formalismus zur quantitativen Beschreibung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zweier Stoßpartner, der sogenannte Wechselwirkungsquerschnitt. Dieser ist maßgeblich von Form und Reichweite des Wechselwirkungspotentials sowie der Stärke der Wechselwirkung abhängig. Formal ist dieser gegeben durch

$$\sigma_{tot} = \frac{\dot{N}}{\mathcal{L}} \quad (2.11)$$

wobei  $\dot{N}$  die Anzahl der Reaktionen pro Zeiteinheit und  $\mathcal{L}$  das Produkt aus der Anzahl der Strahlteilchen pro Zeit und der Zahl der Streuzentren pro Fläche ist.

In Speicherringexperimenten wird  $\mathcal{L}$  Luminosität genannt und ist für HERA gegeben durch

$$\mathcal{L} = \frac{N_e N_p j \cdot v / U}{A} \quad (2.12)$$

Dabei sind  $N_e$  und  $N_p$  die Anzahl von Elektronen bzw. Protonen pro Teilchenpaket,  $j$  die Anzahl der umlaufenden Teilchenpakete einer Sorte,  $v$  die Geschwindigkeit der Teilchen,  $U$  der Umfang des Speicherrings und  $A$  der Strahlquerschnitt am Kollisionspunkt. Aus (2.11) und (2.12) ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_{tot} = \frac{\dot{N} A}{N_e N_p j \cdot v / U} \quad (2.13)$$

Mit einem Detektor mißt man aber nur den Teil der Reaktionen, der dem Raumwinkel  $\Delta\Omega$  entspricht, der vom Detektor abgedeckt wird. Deshalb definiert man den differentiellen, von der Teilchenenergie  $E$  und dem Streuwinkel  $\theta$  abhängigen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma(E, \theta)/d\Omega$ . Die detektierte Ereignisrate ist dann proportional zum differentiellen Wirkungsquerschnitt und dem Raumwinkel  $\Delta\Omega$ :

$$\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \quad (2.14)$$

Im Falle eines Kalorimeters wird die Energie  $E'$  des gestreuten Teilchens bestimmt, und wir erhalten den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma(E, E', \theta)/d\Omega dE'$ . Den totalen Wirkungsquerschnitt erhalten wir dann durch Integration über den gesamten

Raumwinkel und über alle Streuenergien wieder zurück<sup>1</sup>:

$$\sigma_{tot}(E) = \int_0^{E_{max}} \int_0^{4\pi} \frac{d^2\sigma(E, E', \theta)}{d\Omega dE'} d\Omega dE' \quad (2.15)$$

Bei inelastischer Streuung ist der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt im Ruhesystem des Protons gegeben durch

$$\frac{d^2\sigma(E, E', \theta)}{d\Omega dE'} = \left( \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \right)_{MOTT} \cdot \left[ W_2(\nu, Q^2) + 2W_1(\nu, Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (2.16)$$

$$\text{mit } \left( \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \right)_{MOTT} = \frac{4\alpha^2 E'^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{Q^4} \quad (2.17)$$

Der Mottsche Wirkungsquerschnitt nach (2.17) beschreibt die Streuung von Elektronen an einem unendlich schweren, punktförmigen Teilchen. Die Funktionen  $W_1(\nu, Q^2)$  und  $W_2(\nu, Q^2)$  sind die sogenannten Strukturfunktionen der inelastischen Streuung. Anstelle dieser dimensionsbehafteten Strukturfunktionen verwendet man meistens die beiden dimensionslosen Strukturfunktionen:

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &= M W_1(Q^2, \nu) \\ F_2(x, Q^2) &= \nu W_2(Q^2, \nu) \end{aligned} \quad (2.18)$$

$x$  ist die in Abschnitt 2.1.1 eingeführte Björkensche Skalenvariable nach (2.6):

$$x = \frac{Q^2}{2(p \cdot q)} = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.19)$$

und  $M$  die Masse des Protons.

Für  $Q^2 \rightarrow \infty$  und  $\nu \rightarrow \infty$  hängen die Strukturfunktionen  $F_1(x, Q^2)$  und  $F_2(x, Q^2)$  nicht mehr von  $Q^2$ , sondern nur noch von  $x$  ab. Für Spin- $1/2$ -Teilchen ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen  $F_1$  und  $F_2$ , die Callan-Gross-Beziehung [Cal 69]:

$$2 \cdot F_1(x) = F_2(x) \quad (2.20)$$

### 2.1.3 Quark-Parton-Modell

Im Parton-Modell von Feynman und Björken wird das Proton in frei bewegliche Partonen zerlegt, die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Proton erfolgt als elastische Streuung an den Partonen. Voraussetzung für dieses Bild ist, daß die Partonen untereinander nicht wechselwirken. Dies ist für die tiefinelastische Streuung in guter Näherung gegeben. In dieser Näherung und unter Vernachlässigung der Partonmassen gibt die Björkensche Skalenvariable  $x = Q^2/2M\nu$  den Bruchteil des Viererimpulses an, der von einem Parton getragen wird.

<sup>1</sup>Für den konkreten Fall des BPC sind Energie- und Winkelbereich allerdings durch die Akzeptanz des Kalorimeters begrenzt, so daß der aus den Meßdaten bestimmte Wirkungsquerschnitt mit der Kalorimeterakzeptanz, die aus Monte-Carlo-Simulationen bekannt ist, korrigiert werden muß, um  $\sigma_{tot}$  zu erhalten.

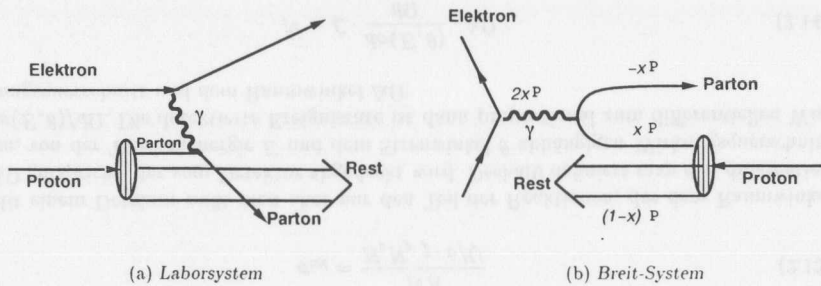


Abbildung 2.2: Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung im Parton-Modell. Im Breit-System ist der Energieübertrag des Photons  $\equiv 0$ . Der Impuls des getroffenen Partons kehrt sich daher um.

Die Ortsauflösung der inelastischen Streuung ist durch die reduzierte Wellenlänge  $\lambda$  des Austausch-Photons gegeben:

$$\lambda \approx \frac{\hbar}{\nu} = \frac{2Mx\hbar}{Q^2} \quad (2.21)$$

Durch den Wechsel des Bezugssystems in das Breit-System, in dem das Photon keine Energie überträgt (Abb. 2.2b), vereinfacht sich (2.21) zu

$$\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{Q^2}} \quad (2.22)$$

und  $Q^2$  kann als Maß für die räumliche Auflösung der Protonstrukturen gedeutet werden.

Die Strukturfunktion  $F_2$  läßt sich im Quark-Parton-Modell als Summe der Impulsverteilungen  $q_f(x)$  und  $\bar{q}_f(x)$  der das Proton ausmachenden Quarks bzw. Antiquarks schreiben:

$$F_2(x) = x \cdot \sum_f z_f^2 (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \quad (2.23)$$

$z_f$  ist die Ladung der Quarks in Einheiten der Elementarladung  $e$ .

Die Summe (2.23) enthält nicht nur die Impulsverteilung der Valenzquarks, sondern auch die der virtuell erzeugten Seequarks. Die Seequarks tragen nur bei kleinen Werten von  $x$  zu  $F_2$  bei. Bei Werten  $x > 0,35$  ist ihre Impulsverteilung vernachlässigbar klein.

### 2.1.4 QCD

Die Theorie, die die Wechselwirkung zwischen Quarks beschreibt, ist die Anfang der 70er-Jahre entwickelte Quantenchromodynamik (QCD), eine nicht-abelsche Eichtheorie, basierend auf einer  $SU(3)$ -Symmetriegruppe.

Als Folge der  $SU(3)$ -Symmetrie tragen Quarks ( $q$ ) eine zusätzliche Quantenzahl, die sogenannte Farbe (oder Farbladung) mit drei Freiheitsgraden: rot ( $r$ ), grün ( $g$ ) und blau ( $b$ ) bzw. antirot ( $\bar{r}$ ), antigrün ( $\bar{g}$ ) und antiblau ( $\bar{b}$ ) für die Antiquarks ( $\bar{q}$ ).

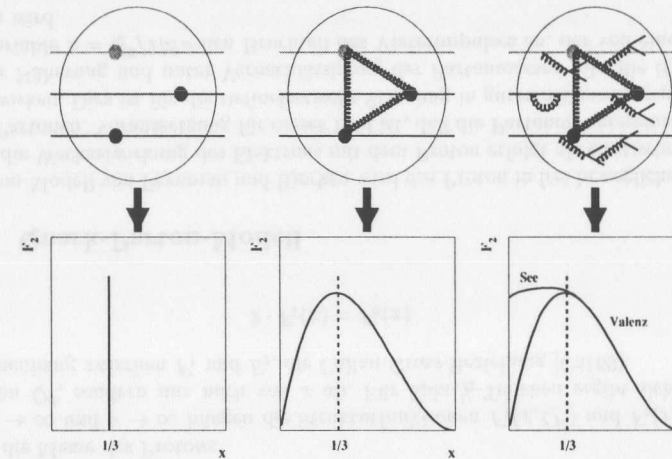


Abbildung 2.3: Zusammenhang zwischen der beobachtbaren Struktur eines Protons und der Form der Strukturfunktion  $F_2$ : drei Valenzquarks, die nicht untereinander wechselwirken (links), drei gebundene Valenzquarks (mitte), drei Valenzquarks plus Absorptions- und Emissionsprozesse, wie sie durch die QCD beschrieben werden (rechts).

Die Kraft, die die Quarks in Form der Hadronen zusammenhält, ist die starke Wechselwirkung. Die Austauschteilchen dieser Wechselwirkung sind die Gluonen, die im Gegensatz zu den Austauschteilchen der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung selbst an der Wechselwirkung teilnehmen: Gluonen tragen gleichzeitig Farbe und Antifarbe. Eine Folge aus dieser Eigenschaft der Gluonen ist die Tatsache, daß die Farbkopplung zu kleinen Abständen abnimmt und die Quarks innerhalb des Protons deshalb quasifrei sind.

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist  $\alpha_s$  und wird in 1. Ordnung Störungsrechnung zu:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - 2n_f/3) \cdot \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} \quad (2.24)$$

$n_f$  ist die Anzahl der Freiheitsgrade in Form der beteiligten Quarktypen,  $\Lambda$  ist der einzige freie Parameter der QCD und muß experimentell bestimmt werden. Messungen ergaben für  $\Lambda$  Werte zwischen 100 und 300 MeV [Bar 96].

Für hohe Impulsüberträge  $Q^2 \gg \Lambda^2$  wächst  $\alpha_s$  logarithmisch mit sinkendem  $Q^2$  an, und man kann Störungsrechnung anwenden. Dies funktioniert allerdings nur solange  $\alpha_s \ll 1$  ist. Da  $\alpha_s$  mit sinkendem  $Q^2$  anwächst, versagt die Störungsrechnung in der QCD (perturbative QCD) zu sehr kleinen Werten von  $Q^2$  und man kommt in den Bereich der nicht-perturbativen QCD.

Die in Abschnitt 2.1.3 eingeführte Skaleninvarianz  $F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x)$  gilt in der QCD nicht mehr. Zu sehr kleinen Werten von  $x$  beobachtet man einen Anstieg von  $F_2$  mit  $Q^2$ , bei großen  $x$  dagegen einen Abfall mit steigendem  $Q^2$ .

Dieses Verhalten läßt sich mit den Eigenschaften der Gluonen und Seequarks erklären: Quarks emittieren und absorbieren ständig Gluonen, Gluonen wiederum spalten sich laufend in  $q\bar{q}$ -Paare und emittieren selbst Gluonen (rechtes Bild in Abb. 2.3). Ein virtuelles Photon  $\gamma^*$  kann nach (2.22) Dimensionen der Größenordnung  $\hbar/\sqrt{Q^2}$  auflösen. Ist  $Q^2 = Q_0^2$  klein, so können Quarks und eventuell emittierte Gluonen nicht getrennt werden und man mißt die Impulsverteilung  $q(x, Q^2) = q(x, Q_0^2)$ . Bei größeren  $Q^2$  und besserer Auflösung beginnen die Emissions- und Absorptionsprozesse bedeutender zu werden, da die Zahl der aufgelösten Partonen, die sich den Impuls des Nukleons teilen, anwächst: Bei kleinem Impulsbruchteil  $x$  ist die gemessene Verteilung  $q(x, Q^2) > q(x, Q_0^2)$ , wogegen bei großem  $x$  der umgekehrte Effekt eintritt.

## 2.2 Die Strukturfunktion $F_2$ des Protons zu kleinen $x$ und $Q^2$

Experimentell hat sich herausgestellt, daß die Strukturfunktion  $F_2$  des Protons zu kleinen  $x$  stark ansteigt.

In Abschnitt 2.1.4 haben wir gesehen, daß zu sehr kleinen Impulsüberträgen  $Q^2 \rightarrow 0$  die Störungsrechnung in der QCD nicht mehr angewendet werden kann. Deshalb müssen in diesem Bereich neue Modelle entwickelt werden. Jedes Modell, das die Dynamik in diesem Bereich beschreiben will, muß so ausgelegt sein, daß  $F_2$  im Übergangsbereich von perturbativer zu nicht-perturbativer QCD stetig bleibt.

Wie bereits einleitend gesagt, liegt die Motivation zur Erhöhung der Energieauflösung gerade darin, die Dynamik in diesem kinematischen Bereich besser zu verstehen, dies ist eng mit der Überprüfung bzw. Anpassung solcher Modelle verknüpft.

Deshalb sollen im folgenden die Grundkonzepte einiger wichtiger Modelle im Bereich kleiner  $Q^2$  und kleiner  $x$  dargestellt werden. Detaillierte Übersichten finden sich in den Arbeiten zum BPC II [Mnc 98] [Mnt 98] [Sur 98].

Eine Grundlage für Modelle, die  $F_2$  zu kleinen  $x$  und  $Q^2$  beschreiben, ist das **Vektor-Dominanz-Modell** (VDM). Es basiert auf der experimentell festgestellten Analogie zwischen Photon-Proton-Wechselwirkungen und reinen Hadron-Hadron-Wechselwirkungen. Dieses „hadronische“ Verhalten des Photons läßt sich mit der Beschreibung des Photons als Summe aus einem rein photonischen Anteil  $|\gamma\rangle_{ph}$  und einem hadronischen Anteil  $|\gamma\rangle_{ha}$  beschreiben:

$$|\gamma\rangle = |\gamma\rangle_{ph} + |\gamma\rangle_{ha} \quad (2.25)$$

Das Vektor-Dominanz-Modell beschreibt die Wechselwirkung des Photons mit dem Proton als Wechselwirkung nur des hadronischen Anteils mit dem Proton. Die hadronische Komponente wird in diesem Modell als Summe über die drei leichtesten Vektor-Mesonen geschrieben [Sak 60]:

$$|\gamma\rangle_{ha} \propto \sum_{V=\rho^0, \omega, \phi} \frac{1}{f_V} \left( \frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right) \quad (2.26)$$

Später wurde das Modell erweitert zum Allgemeinen Vektor-Dominanz-Modell (GVDM), indem auch die Vektor-Mesonen-Zustände höherer Masse in die Summe (2.26) aufgenom-

men werden [Sak 72]. Aus diesem Ansatz läßt sich ein VDM-Anteil an  $F_2$  herleiten, der die anfangs aufgestellte Forderung nach Stetigkeit von  $F_2$  im Übergangsbereich von perturbativer zu nicht-perturbativer QCD erfüllt.

Die **Regge-Theorie** – neben dem Vektor-Dominanz-Modell die zweite wichtige Grundlage zur Entwicklung von Modellen zur Beschreibung von  $F_2$  bei kleinen  $Q^2$  und  $x$  – war bereits, bevor die QCD als grundlegende Theorie der starken Wechselwirkung formuliert wurde, in der Lage Hadron-Hadron-Streuprozesse zu beschreiben:

Beschreibt man die Reaktion  $AB \rightarrow CD$  durch den Austausch eines Teilchens, verletzt die Streuamplitude im Limes  $s \rightarrow \infty$  das Unitaritätsprinzip. Um dieses Problem zu umgehen, erlaubt die Regge-Theorie den Austausch mehrerer Teilchen zur Beschreibung solcher Reaktionen [Reg 59]. Dazu wird die Gesamtstreuamplitude in Partialwellen zerlegt. Die Pole der Partialamplituden entsprechen dann Resonanzen, die als Austauscheteilchen interpretiert werden können. Für den gesamten Wirkungsquerschnitt ergibt sich in diesem Bild:

$$\sigma_{tot} \propto s^{\alpha(t=0)-1} \quad (2.27)$$

Messungen haben nun gezeigt, daß der totale Wirkungsquerschnitt zu höheren Energien ( $W > 10$  GeV) langsam ansteigt. Dieses Verhalten läßt sich nur beschreiben, indem (2.27) um einen zweiten Term erweitert wird:

$$\sigma_{tot} = \mathcal{A}_R \cdot s^{\alpha(t=0)_R-1} + \mathcal{A}_P \cdot s^{\alpha(t=0)_P-1} \quad (2.28)$$

Der erste Term in (2.28) entspricht (2.27), also dem Austausch der bekannten Vektor-Mesonen  $\rho$ ,  $\omega$  etc. Der zweite Term entspricht keiner bislang gemessenen Resonanz, die führende Polstelle wird als Pomeron bezeichnet. Sie entspricht dem Austausch eines farblosen Teilchens, das man sich zusammengesetzt aus zwei Gluonen denken könnte.

Mit der Regge-Theorie lassen sich nicht nur Wechselwirkungen zwischen Hadronen, sondern auch  $\gamma p$ - und  $\gamma^* p$ -Wechselwirkungen beschreiben. Für  $pp$ - und  $\gamma p$ -Wechselwirkungen findet man einen geringeren Wert für  $\mathcal{A}_P$  als für  $\gamma^* p$ -Wechselwirkungen. Im ersten Fall spricht man deshalb von einem „weichen“ (soft pomeron), im zweiten Fall von einem „harten“ Pomeron (hard pomeron).

Neben Modellen, die sich auf das Vektor-Dominanz-Modell oder die Regge-Theorie stützen, gibt es Modelle, die mit rein QCD-basierter Parametrisierung von  $F_2$  arbeiten. Als Beispiele seien Lipatov et al. [Lip 76][Lip 77][Lip 78] genannt, die eine  $x$ -Abhängigkeit in der Gluondichte der Form  $x^{-\beta}$  mit  $\beta \approx 0,5$  vorhersagen, oder Glück, Reya und Vogt [Glu 90][Glu 92][Glu 95], die eine valenzartige Parton-Verteilung zu sehr kleinen  $Q^2$  postulieren. Beide Modelle stützen sich auf die sogenannten **DGLAP-Entwicklungsgleichungen**, Integrodifferentialgleichungen für Parton-Dichteverteilungen  $f_i$ , aus denen sich die Strukturfunktionen  $F_1$  und  $F_2$  des Protons zusammensetzen lassen [Alt 77][Dok 77] [Lip 72][Lip 75].

## 2.3 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Für die Bestimmung von  $F_2(x, Q^2)$  und  $\sigma_{tot}^{\gamma^* p}$  müssen die kinematischen Variablen  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$  aus den Informationen des Kalorimeters rekonstruiert werden. Im ZEUS-Koordinatensystem sind die vier Vektoren der Ausgangs- und Endzustände aus (2.1) gegeben

durch:

$$k = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix}, \quad k' = \begin{pmatrix} E'_e \\ E'_e \sin \theta'_e \cos \phi'_e \\ E'_e \sin \theta'_e \sin \phi'_e \\ E'_e \cos \theta'_e \end{pmatrix}, \quad p = \begin{pmatrix} E_p \\ 0 \\ 0 \\ E_p \end{pmatrix}, \quad p' = \begin{pmatrix} \sum_h E_h \\ \sum_h p_{X,h} \\ \sum_h p_{Y,h} \\ \sum_h p_{Z,h} \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

Für den Fall des strahlrohrnahen Kalorimeters (BPC) und des dazugehörigen Spurdetektors (BPT) wird die **Elektronenmethode** verwendet<sup>2</sup>, die ausschließlich den Zustand des gestreuten Elektrons auswertet. Die kinematischen Variablen  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$  werden unter Verwendung der vier Vektoren aus (2.29) als Funktion der Energie  $E'_e$  und des Streuwinkels  $\theta'_e$  des Elektrons im Endzustand zu:

$$x = \frac{Q^2}{sy} = \frac{E'_e \cos^2 \frac{\theta'_e}{2}}{E_p (1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta'_e}{2})} \quad (2.30)$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{2E_e} (1 - \cos \theta'_e) = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta'_e}{2} \quad (2.31)$$

$$Q^2 = 2E_e E'_e (1 + \cos \theta'_e) = 4E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta'_e}{2} = \frac{p_{T,e}^2}{1-y} \quad (2.32)$$

Wie man leicht erkennt, lassen sich die kinematischen Variablen durch Messung des Streuwinkels und der Energie rekonstruieren. Die Gleichungen (2.30) bis (2.32) können genutzt werden, um  $Q^2$  als Funktion von  $x$  bei festem  $E'_e$  oder  $\theta'_e$  darzustellen ( $\rightarrow$  Abb. 4.3, Seite 24):

$$Q^2(x, \theta'_e) = \frac{s \cdot x}{1 + (x \frac{E_p}{E_e}) \tan^2 \frac{\theta'_e}{2}} \quad \text{für feste Energie } E'_e \quad (2.33)$$

$$Q^2(x, E'_e) = \frac{s \cdot x (1 - \frac{E'_e}{E_e})}{1 - (x \frac{E_p}{E_e})} \quad \text{für festen Streuwinkel } \theta'_e \quad (2.34)$$

Aus diesen Gleichungen lassen sich auch die Ungenauigkeiten in der Bestimmung der kinematischen Variablen aus der Energie- und Winkelaufösung herleiten ( $\rightarrow$  Kapitel 4.4.1).

<sup>2</sup>Eine andere Möglichkeit der Rekonstruktion erlaubt die  **$\Sigma$ -Methode**, die Energie und Winkel des gestreuten Elektrons und die Summe  $\Sigma_h (E_h - p_{Z,h})$  des hadronischen Endzustands auswertet.

## Kapitel 3

# HERA und der ZEUS-Detektor

### 3.1 HERA

Der HERA - Speicherring (HERA = Hadronen - Elektronen - Ring - Anlage) wurde am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg in den späten 80er Jahren konstruiert und konnte 1991 seinen Betrieb aufnehmen. Der Ring befindet sich 10 bis 25 m unter der Erde und beschreibt einen ringförmigen Tunnel von 6,3 km Umfang ausgehend vom DESY-Gelände in Hamburg-Bahrenfeld.

Die Speicherringe für Elektronen<sup>1</sup> (HERA-e) und Protonen (HERA-p) sind übereinander im Tunnel montiert. HERA bietet Platz für vier Experimente, zwei davon (H1, ZEUS) an zwei gegenüberliegenden Wechselwirkungspunkten, an denen Elektronen- bzw. Positronenstrahl und Protonenstrahl aufeinandertreffen. Darüberhinaus profitieren zwei Fixed-Target-Experimente (Hermes, HERA-B) von HERA.

Elektronen/Positronen und Protonen werden in mehreren Stufen auf ihre endgültigen Energien von 27,5 GeV bzw. 920 GeV (Schwerpunktenergie: 320 GeV) beschleunigt:

- Die Elektroneninjektion beginnt in einem 450 MeV-Linearbeschleuniger, der den Speicherring PIA füllt. Die nächsten Stufen sind DESY II, der die Elektronen auf 7 GeV beschleunigt, und der PETRA-Speicherring, in denen ihre Energie auf 14 GeV erhöht wird. Mit dieser Energie gelangen sie dann in den HERA-Speicherring, um auf ihre endgültige Energie von z. Zt. ca. 27.5 GeV beschleunigt zu werden.
- Die Protoneninjektion startet mit  $H^-$ -Ionen, die in einem Linearbeschleuniger auf 50 MeV gebracht werden. Nachdem die Elektronen abgetrennt worden sind, werden die nun verbliebenen Protonen in DESY III injiziert, wo sie auf eine Energie von 7 GeV beschleunigt werden. Danach werden sie in den PETRA-Speicherring injiziert, in dem sie auf eine Energie von 40 GeV gebracht werden. Von dort gelangen sie endlich in den HERA-Speicherring, um auf ihre endgültige Energie von ca. 920 GeV beschleunigt zu werden.

<sup>1</sup>1994 - 1997 wurden bei HERA Positronen genutzt

### 3.2 Der ZEUS-Detektor

Mit dem ZEUS-Detektor werden Wechselwirkungen zwischen Protonen und Elektronen studiert. Typischerweise prallt dabei ein Elektron (aus dem Elektronenringspeicher HERA-e) auf ein Proton (aus dem Protonenringspeicher HERA-p) und trifft dabei auf eines der Quarks des Protons. Dieses Quark wird aus dem Proton herausgeschleudert und materialisiert als enges Teilchenbündel (Jet). Diese Jets werden im Kalorimeter durch Sekundärstöße in einen Schauer niederenergetischer Teilchen umgewandelt.

Der Nachweis der Wechselwirkungsprodukte geschieht in den verschiedenen Komponenten des ZEUS-Detektors (Abb. 3.1):

Als innerste Komponenten umschließen die Spurdetektoren den Wechselwirkungspunkt. Dies sind der Vertexdetektor VXD zur genauen Ortsbestimmung des Kollisionspunktes und zur Identifikation kurzlebiger Teilchen, die Kammern zur Impulsmessung geladener Reaktionsprodukte (zentrale Driftkammer CTD, Vorwärts- und Rückwärtsspurkammer FTD und RTD) und der Übergangsdetektor TRD zur Identifikation geladener Teilchen.

Das Herzstück des Detektors ist das hochauflösende Uran-Szintillator-Kalorimeter (in Abb. 3.1 mit CAL bezeichnet). Es ist in drei Komponenten unterteilt: das Vorwärtskalorimeter (FCAL), das Barrel-Kalorimeter (BCAL) und das Rückwärtskalorimeter (RCAL). Das Kalorimeter ist aus 80 Modulen aufgebaut, die sich in mehrere Tower unterteilen.

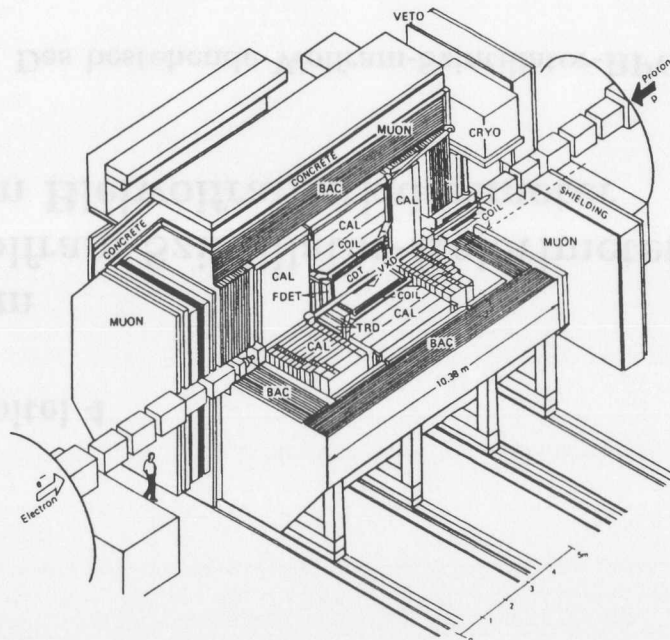


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des ZEUS-Detektors

Jeder Tower ist aus vielen (bis zu 185) Lagen aufgebaut („Sandwich“-Bauweise). Eine Sandwich-Lage besteht jeweils aus einer (von einer Folie aus rostfreiem Stahl umhüllten) Platte abgereicherten Urans als Absorber und einer 2,6 mm dicken Szintillatorplatte (SCSN-38). Beim Durchgang geladener Teilchen durch die Szintillatorplatten entsteht blau-violettes Licht. Dieses Licht gelangt an den Kanten der Szintillatorplatten zu den Wellenlängenschiebern (Y7). Diese emittieren dann grünes Licht, welches von Photomultipliern vom Typ Hamamatsu R580 bzw. Philips XP 19 in elektrische Signale umgewandelt wird.

Die Schichten aus abgereichertem Uran dienen nicht nur als Absorber, sondern wegen ihrer Radioaktivität auch zur Kalibration. Jeder Tower ist in mehrere Sektionen eingeteilt:

- in eine elektromagnetische Sektion (EMC = Elektromagnetische Calorimeter), in der die Elektronen absorbiert werden und
- in zwei hadronische Sektionen (HAC = Hadronische Calorimeter), in der die Hadronen absorbiert werden.

Umschlossen wird das Kalorimeter vom Eisenjoch (YOKE) mit einer Masse von 2000 t. Es dient der Stabilität des Detektors, der Rückführung des magnetischen Flusses der Hauptspule (COIL) und nimmt das Backing-Kalorimeter BAC auf, das den Teil des hadronischen Schauers aufnimmt, der das hochauflösende Kalorimeter wieder verlassen hat.

Außerhalb des Eisenjochs befinden sich großflächige Myonendetektoren (in Abb. 3.1 mit MUON bezeichnet) und die VETOWALL zur Erkennung oberhalb des Detektors durch den Protonenstrahl erzeugter Teilchen.

## Kapitel 4

# Vom Wolfram-Szintillator-Kalorimeter zum Bleiwolframatkalorimeter

### 4.1 Das bestehende Wolfram-Szintillator-BPC

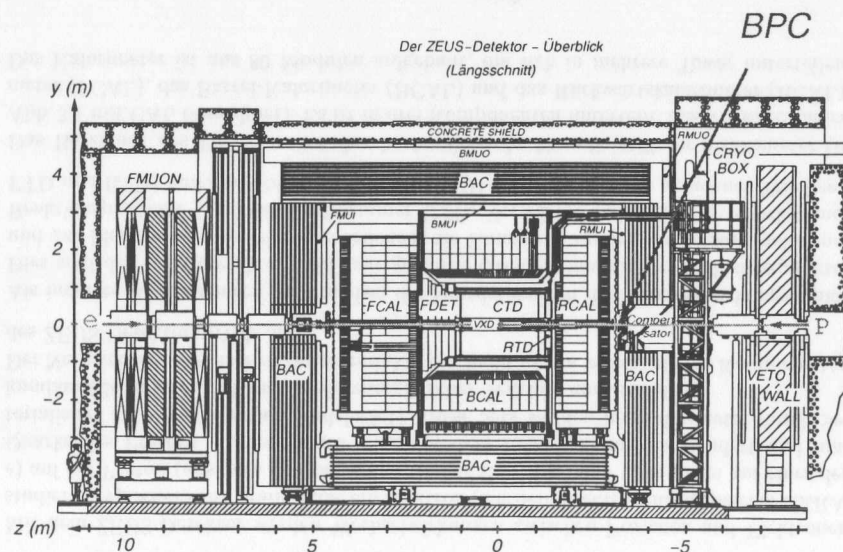


Abbildung 4.1: Lage des BPC im ZEUS-Detektor

Seit Frühjahr 1995 gibt es im ZEUS-Experiment ein zusätzliches kleines aus zwei Modulen bestehendes Kalorimeter in direkter Nähe zum Strahlrohr (BPC II), 2,94 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt (Abbildung 4.1).

Mit diesem Kalorimeter wurde der vom ZEUS-Detektor abgedeckte kinematische Bereich zu sehr kleinen  $x$  und kleinen  $Q^2$  hin ausgedehnt, so daß die Bestimmung der Strukturfunktion des Protons  $F_2(x, Q^2)$  auf einen neuen Bereich ausgedehnt werden konnte [Bre97].

#### 4.1.1 Aufgabe des BPC II

Zur Ausdehnung des kinematischen Bereichs auf sehr kleine  $x$  muß sowohl die Energie des (schwach) gestreuten Elektrons als auch der Winkel, unter dem das Elektron gestreut wurde, hinreichend genau bestimmt sein, da die kinematischen Variablen aus der Elektronenenergie und aus dem Streuwinkel  $\theta_e$  rekonstruiert werden müssen.

Um  $x$  im Bereich von  $x \sim 10^{-4}$  noch auflösen zu können, ist eine Energieauflösung in der Größenordnung von  $15\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  nötig. Die Güte der möglichen Energieauflösung wird von der Sampling-Dicke beeinflusst, da die Sampling-Fluktuationen, durch die die Energieauflösung beeinträchtigt wird, mit steigender Dicke der Absorberschichten steigt. Ebenso muß die Ortsauflösung des Kalorimeters hinreichend genau sein, damit der Winkel  $\theta_e$  hinreichend genau bestimmt werden kann. Auch dies hat Einfluß auf die mögliche Sampling-Dicke.

Auf der anderen Seite sind durch den begrenzten Platz im ZEUS-Detektor die möglichen Ausmaße des Kalorimeters begrenzt. Da die Energie des gestreuten Elektrons aber über das Szintillationslicht, das durch die Teilchen des vom Elektron ausgelösten Schauers entsteht, bestimmt wird, darf die Ausbreitung (longitudinal und vertikal) die Dimensionen des Kalorimeters nicht überschreiten. Dies ist vor allem für die transversale Ausbreitung von Bedeutung, da ja auch die Energie von Elektronen gemessen werden soll, die nicht in der Mitte des BPC eintreffen. Diese Forderung bedeutet, daß auf begrenztem Raum viele Strahlungslängen Absorptionsmaterial benötigt werden. Um die Sampling-Fluktuationen gering zu halten, muß ein Absorbermaterial mit hoher Dichte und damit kleiner Strahlungslänge  $X_0$  und kleinem Molière-Radius ( $r_M \cong 7\frac{1}{2} \cdot \text{g cm}^{-3}$ ) gewählt werden.

Darüberhinaus gab es Forderungen, die sich auf die Wahl des szintillierenden Materials auswirken, wie eine gute Zeitauflösung (schnelles optisches Signal, kurze Abklingzeit) und Unempfindlichkeit gegen ionisierende Strahlung.

Ein weiterer Punkt ist das hohe Magnetfeld ( $\sim 400$  Gauss) am Ort des BPC, das das Verhalten der Photomultiplier beeinflusst.

#### 4.1.2 Aufbau des BPC II

Das im Frühjahr 1995 realisierte BPC ist ein typisches Stichprobenkalorimeter<sup>1</sup> und besteht aus zwei Modulen, südlich ( $x = -7$  cm) und nördlich ( $x = 4$  cm) des Strahlrohres, zentriert um  $y = 0$ .

Jedes der Module besteht aus 26 3,5 mm dicken Wolfram-Lagen ( $\rho = 18 \text{ g cm}^{-3}$ ,  $X_0 = 3,87$  mm) als Absorber, die sich mit Szintillatorlagen (SCSN:  $\rho = 1,04 \text{ g cm}^{-3}$ ,  $X_0 = 42$  cm) abwechseln, die eine Dicke von 2,6 mm und eine Breite von 7,6 mm aufweisen. Jede Szintillatorlage besteht dabei aus 16 bzw. 15 (Südmodul: 11) einzelnen Streifen, die ein um

<sup>1</sup>engl.: Sampling Calorimeter

die andere Lage horizontal bzw. vertikal angeordnet sind. Die Szintillatorstreifen sind in Aluminiumfolie eingewickelt und an einer Seite verspiegelt. Auf der anderen Seite werden die Szintillatorstreifen durch Wellenlängenschieber (Y7) ausgelesen. Ein Y7-Streifen liest alle SCSN-Streifen mit gleichem  $x$  bzw.  $y$  aus, je nach horizontaler oder vertikaler Lage des Szintillatorstreifens.

Da die Intensität eines Signals abhängig von der Entfernung vom Photomultiplier ist, sind die Y7-Streifen mit einer reflektierenden Lage unterlegt, die mit einer Matrix aus schwarzen Punkten bedruckt ist, deren Dichte vom Abstand zum Photomultiplier abhängt und damit die Abschwächlänge ausgleicht. Das offene Ende der Y7-Streifen ist ebenso wie das der SCSN-Streifen verspiegelt. Am anderen Ende führen sie in einem  $90^\circ$ -Winkel zu den Photomultipliern.

Als Photomultiplier werden sehr kompakte Röhren vom Typ Hamamatsu R5600 verwendet. Durch ihre geringen Ausmaße (Länge 16,3 mm, Durchmesser 15,5 mm) lassen sie sich in einen massiven Block aus ARMCO unterbringen, der das magnetische Feld abschirmt. Schließlich werden die Photomultiplier von schnellen, ladungssensitiven analogen Karten ausgelesen, zusammengefaßt und von digitalen Karten weiterverarbeitet. Dies entspricht dem Auslesesystem des ZEUS-Detektors [Zeu 93][Cal 92].

Ausführliche Beschreibungen des BPC II finden sich in den Arbeiten von Monteiro [Mnt 98] und Surrow [Sur 98].

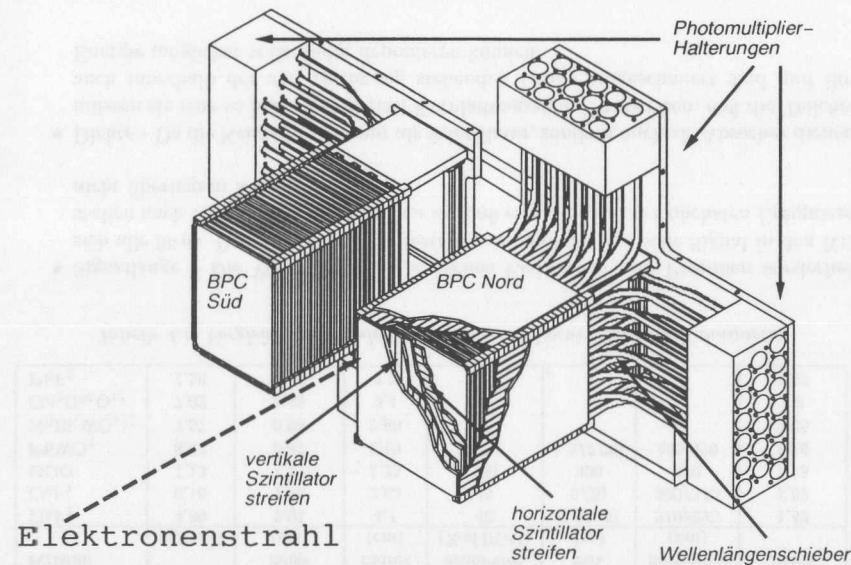


Abbildung 4.2: Das BPC II

## 4.2 Grenzen des Wolfram-Szintillator-Kalorimeters

Beim BPC II handelt es sich, wie bereits in den vorhergehenden Abschnitten erläutert, um ein klassisches Stichprobenkalorimeter, aufgebaut aus abwechselnden Lagen von Absorbermaterial (Wolfram) zum Anschauen und Szintillatormaterial (SCSN 38) zur Erzeugung eines Lichtsignals, das zur Energiedeposition proportional ist.

Aus diesem Prinzip folgen prinzipielle Grenzen für die Energieauflösung:

In den Lagen aus Absorbermaterial, die sich wesentlich durch eine sehr hohe Dichte auszeichnen, entsteht und entwickelt sich aus dem eintretenden Primärteilchen ein elektromagnetischer Schauer ( $\rightarrow$  Kapitel 7.1.1). Die Sekundärteilchen dieses Schauers durchqueren dann auch die Szintillatorlagen und regen dabei die Farbstoffmoleküle an, so daß Licht erzeugt wird, dessen Intensität proportional zur deponierten Energie dieser Teilchen ist. Durch die geringe Dichte des Szintillatormaterials schauen die Teilchen in diesen Lagen nicht weiter auf.

Das bedeutet zunächst, daß immer nur Stichproben der Energieverteilung in den Szintillatorlagen genommen werden können, was zwangsläufig zu statistischen Unschärfen, sogenannten Sampling-Fluktuationen, führt.

Auf der anderen Seite wird die effektive Strahlungslänge  $X_0$  größer, da der dichte Absorber immer wieder durch Szintillatorlagen unterbrochen wird, die praktisch nicht zur gesamten Strahlungslänge  $X$  beitragen. Dieser Umstand begrenzt die Möglichkeit zur Kompaktheit des Kalorimeters oder bei vorgegebenen Platz die Gesamtstrahlungslänge  $X$ .

Insgesamt führt die Stichprobenbauweise also zu einer Begrenzung der Energieauflösung, hauptsächlich durch die Sampling-Fluktuationen hervorgerufen, zu einem kleinen Teil aber auch durch die Begrenzung von  $X$  bedingt, wodurch ein größerer Anteil des elektromagnetischen Schauers longitudinal aus dem Kalorimeter herausleckt als eigentlich nötig.

Soll also die Energieauflösung des Strahlrohrkalorimeters wirklich signifikant verbessert werden, muß von der Stichprobenbauweise abgerückt werden.

## 4.3 Eigenschaften von Bleiwolframatkristallen

Kristalle, die in einem elektromagnetischen Kalorimeter Verwendung finden, müssen einigen Anforderungen genügen:

Vor allem ist eine ausreichende Szintillationslichtausbeute gefordert, damit die Photostatistik hoch genug ist, um die deponierte Energie mit der geforderten Genauigkeit auflösen zu können. Aus den Eigenschaften des gesamten Experiments (hier: das ZEUS-Experiment) ergeben sich weitere Anforderungen. Die wichtigsten sollen hier kurz erläutert werden. Weitere lassen sich aus den Eigenschaften, die in Tabelle 4.1 aufgelistet sind, ableiten.

- **Strahlenresistenz** – In Experimenten der Hochenergiephysik haben wir es grundsätzlich mit ionisierender Strahlung zu tun, die die optischen Eigenschaften der szintillierenden Materie beeinflusst. Die Strahlenresistenz der optischen Komponenten muß so gut sein, daß die Energieauflösung durch den Strahlungsuntergrund nicht beeinträchtigt wird.

Kristall	Dichte (g/cm <sup>3</sup> )	Strahlungs- länge (cm)	Molière radius (cm)	Licht ausbeute <sup>2</sup> (% of BGO)	Abkling zeit (ns)	Emissions maximum (nm)	Brechungs- index
BaF <sub>2</sub>	4,89	2,05	4,4	40	0,9/630	210/320	1,49
CeF <sub>3</sub>	6,16	1,68	2,63	45	5/20	300/340	1,62
BGO	7,13	1,12	2,25	100	300	480	2,15
PbWO <sub>4</sub>	8,28	0,87	2,19	5	1,5/7/30	440-520	2,16
NaBi(WO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub>	7,57	0,98	2,66	Č	-	-	2,05
Gd <sub>3</sub> Ga <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	7,02	1,45	2,4	Č	-	-	2,0
PbF <sub>2</sub>	7,56	0,95	2,2	Č	-	-	1,82

Tabelle 4.1: Vergleich verschiedener Kristalle zur Verwendung im Kalorimeter

- Signallänge – Die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Protonen wiederholt sich alle 96 ns. Deshalb muß sichergestellt sein, daß das optische Signal in den Kristallen nach 96 ns soweit abgeklungen ist, daß es das Signal des nächsten Ereignisses nicht überlagern kann.
- Dichte – Da die Kristalle nicht nur als Szintillator, sondern auch als Absorber dienen, müssen sie eine so hohe Dichte und Kernladungszahl  $Z$  aufweisen, daß die Teilchen auch innerhalb der zur Verfügung stehenden Länge aufgeschauert sind und ihre Energie möglichst vollständig deponieren können.

Die Tabelle 4.1 zeigt, daß Bleiwolframat (PbWO<sub>4</sub>) in den meisten Bereichen besonders gut geeignet ist. Ebenfalls geht aus Tabelle 4.1 hervor, daß Bleiwolframat zu den szintillierenden Kristallen gehört. Die Lichtausbeute ist mit 5% bezogen auf BGO allerdings ziemlich gering.

Der Vergleich zeigt allerdings auch, daß von den szintillierenden Kristallen aufgrund der kleinen Strahlungslänge und des kleinen Molière-Radius nur Bleiwolframat für den Aufbau eines kompakten Kalorimeters geeignet ist.

In Kapitel 6.3 werden Untersuchungen vorgestellt, die sich mit der geringen Lichtausbeute von PbWO<sub>4</sub>, die in der Vergangenheit PbWO<sub>4</sub> für die Verwendung in Kalorimetern als ungeeignet erscheinen ließ, beschäftigt und klärt, ob es heute durch verbesserte Auslesetechnik möglich ist, PbWO<sub>4</sub> zu verwenden.

#### 4.4 Möglichkeiten mit einem strahlrohrnahen Kalorimeter aus Bleiwolframatkristallen

In diesem Abschnitt soll die Hauptmotivation für den Übergang von einem Stichprobenkalorimeter zu einem homogenen Kristallkalorimeter beleuchtet werden. Wie in den vorhergehenden Abschnitten dargelegt wurde, liegt der Hauptvorteil in der Möglichkeit zur Verbesserung der Energieauflösung. Doch welche Konsequenzen kann das für die Physik bringen?

<sup>2</sup>Die Zahlen beziehen sich auf die Ausbeute an Szintillationslicht. Für Kristalle, die nicht szintillieren, soll durch das Č angedeutet werden, daß hier nur Čerenkovlicht entsteht. Natürlich wird auch in den szintillierenden Kristallen zusätzlich zum Szintillationslicht Čerenkovlicht emittiert.

Die Stichprobenbauweise des BPCII birgt nicht nur Nachteile in sich. Ein besonderer Nutzen lag in der Möglichkeit zur Rekonstruktion des Eintrittsortes der Elektronen, die durch den segmentierten Aufbau gegeben ist. Wie kann der Eintrittsort bei Verwendung eines sehr viel grober segmentierten homogenen Kalorimeters rekonstruiert werden?

##### 4.4.1 Verbesserung der Energieauflösung

Aus der Verbesserung der Energieauflösung von  $17\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  auf  $5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  ergeben sich im wesentlichen zwei Verbesserungen bei der Bestimmung der Strukturfunktion  $F_2$  des Protons:

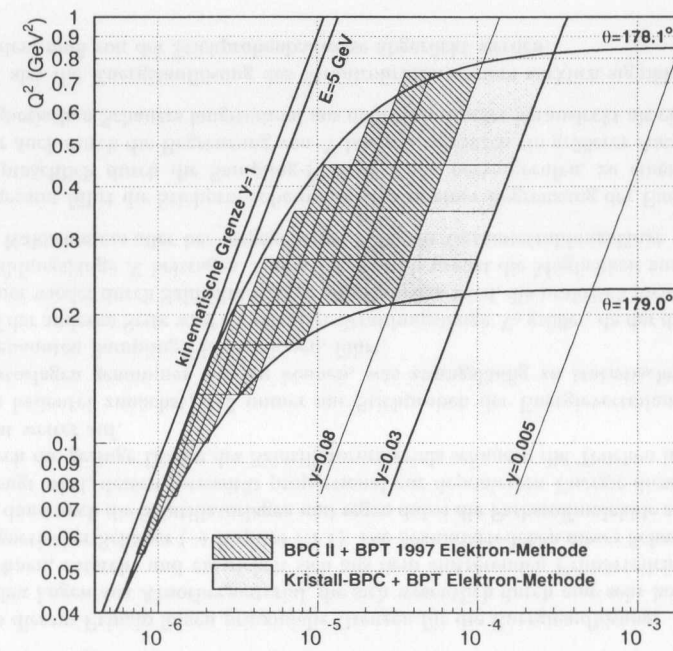


Abbildung 4.3: Der kinematische Bereich in der  $Q^2$ - $x$ -Ebene, der vom BPC III abgedeckt werden kann, im Vergleich zu dem Bereich, der mit dem BPC II erschlossen wurde (gestrichelt)<sup>3</sup>.

<sup>3</sup>In der 1999er-Analyse der 97er-Daten des BPCII wird erstmalig die  $\Sigma$ -Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen genutzt. Dies ist durch die genauere Bestimmung des Elektron-Streuwinkels mit dem BPT möglich geworden. Der kinematische Bereich in der  $Q^2$ - $x$ -Ebene wurde damit in Teilen bis nach  $y=0,005$  ausgedehnt [Fri 99][Bre 99b]. Alle Betrachtungen in dieser Arbeit beziehen sich jedoch auf die Elektronenmethode, für die das BPC III konzipiert wurde.



### Erweiterung des kinematischen Bereichs

Das BPC II wurde im Jahre 1995 in das ZEUS-Experiment integriert und konnte noch im selben Jahr mit der Datennahme beginnen. Der kinematische Bereich, der für die 95/96er-Analyse zugänglich war, ist gegeben durch  $0,11 \leq Q^2 \leq 0,65 \text{ GeV}^2$  und  $2 \cdot 10^{-6} \leq x \leq 6 \cdot 10^{-5}$ .

Die Ergebnisse für die Strukturfunktion  $F_2$  des Protons und des Wirkungsquerschnittes ( $\sigma^*p$ ) des virtuellen Photons/Protons für diesen kinematischen Bereich basierend auf den 95er-Daten finden sich in [Sur 98] und [Bre 99a].

Die Ergebnisse der exklusiven Elektroproduktion von  $\rho^0$ -Mesonen bei kleinen  $Q^2$  unter Verwendung der 95er BPC II-Daten finden sich in [Mnt 98] und [Bre 98].

Durch den 1997 installierten Spurdetektor (Beampipe Tracker: BPT) zwischen dem Strahlrohrfenster und dem Nordmodul des BPC II konnte für die 97er-Datenanalyse eine Erweiterung des kinematischen Bereichs und eine Verringerung des systematischen Fehlers erreicht werden [Fri 99]. Der durch die Kombination der Informationen aus dem BPC II und dem BPT erschlossene kinematische Bereich ist in Abbildung 4.3 schraffiert dargestellt. Die Analyse für diesen kinematischen Bereich stützt sich auf die Energie  $E'_e$  des gestreuten Elektrons (aus dem BPC) und dem Streuwinkel  $\theta_e$  (1995/96 ebenfalls aus BPC-Daten gewonnen, seit 1997 aus Informationen des Spurdetektors rekonstruiert).

Durch die  $\frac{1}{y}$ -Abhängigkeit des Meßfehlers in  $y$  versagt diese Methode, wenn  $y$  zu klein wird. Der relative Fehler in  $y$  ergibt sich nach [Bas 94] zu

$$\frac{\Delta y}{y} = \frac{1-y}{y} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta E'_e}{E'_e}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \theta_e}{\tan \frac{\theta_e}{2}}\right)^2}. \quad (4.1)$$

Gleichung (4.1) zeigt, daß der Fehler in der Bestimmung von  $y$  stark von der Energieauflösung  $\Delta E'_e/E'_e$  und der Winkelauflösung  $\Delta \theta_e/\theta_e$  abhängt. Die Winkelauflösung ist durch den Spurdetektor ( $\rightarrow$  Abschnitt 4.4.2) zu etwa 1% gegeben, die Energieauflösung durch das Strahlrohrkalorimeter. Die Abhängigkeit der Auflösung in  $x$  für verschiedene Werte von  $Q^2$  von der erreichbaren Energieauflösung ist in Abbildung 4.4 graphisch dargestellt. Aus der Darstellung geht hervor, daß bei konstantem  $Q^2$  der kinematische Bereich zu hohen  $x$  erweitert werden kann, was zu einer Überlappung mit dem Winkelbereich, der mit dem Modul 12 des rückwärtigen Kalorimeters (RCAL) erfaßt wird, führt. Bei festem  $x$  wiederum läßt sich der meßbare Bereich von  $Q^2$  weiter nach unten erschließen.

Durch die Verbesserung der Energieauflösung von 17% auf 5%/ $\sqrt{E/\text{GeV}}$  würde sich der kinematische Bereich in  $y$  bis hinunter zu  $y = 0,03$  (z.Zt.: 0,08) erweitern lassen. Der mit dem BPC III zu erwartende abdeckbare Bereich in der  $Q^2$ - $x$ -Ebene ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

Eine weitere aus der besseren Energieauflösung herzuleitende Konsequenz ist eine genauere Bestimmung der Strukturfunktion  $F_2$  des Protons im Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung, was neue Erkenntnisse für die Ursache des steilen Anstiegs von  $F_2$  in diesem Bereich ergeben könnte [Zeu 94][Lip 78][Glu 90].

### Genauere Kalibrierung der Energieskala

Die Kalibrierung der Energieskala basiert – sowohl beim BPC II als auch beim neuen Kristallkalorimeter – auf der bekannten Energie des Elektronenstrahls bei HERA, die z.Zt.

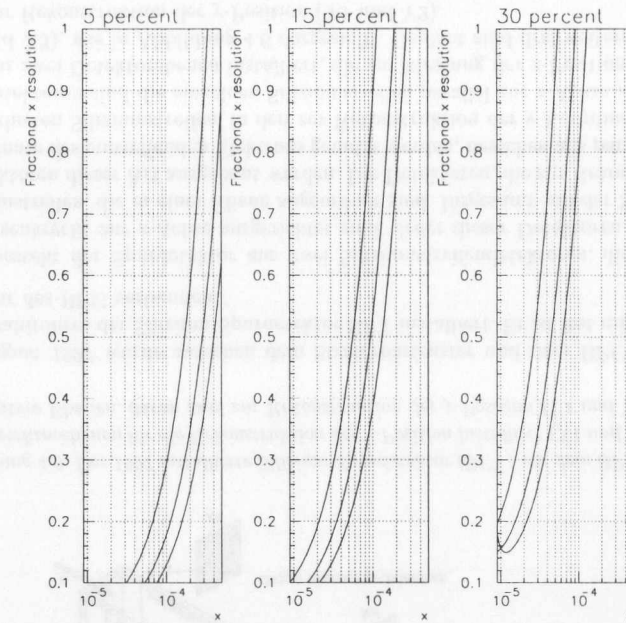


Abbildung 4.4: Auflösung von  $x$  als Funktion von  $x$  für Energieauflösungen von 5%, 15% und 30%/ $\sqrt{E/\text{GeV}}$  bei verschiedenen Werten von  $Q^2$  [Zeu 94]. In allen Abbildungen bezieht sich der linke Graph auf  $Q^2 = 0,3 \text{ GeV}^2$ , der mittlere auf  $0,5 \text{ GeV}^2$  und die rechte Kurve auf  $0,7 \text{ GeV}^2$ .

bei 27,5 GeV liegt. Im Energiespektrum aller mit dem BPC gemessenen Ereignisse ist diese Energie als Maximum sichtbar: die sogenannte kinematische Spitze (engl.: kinematic peak). Eigentlich handelte es sich bei dieser Verteilung nicht um eine Spitze, die nach beiden Seiten wieder abfällt, sondern um eine Kante: Bedingt durch die Strahlenergie von 27,5 GeV hört das Energiespektrum abrupt bei 27,5 GeV auf.

Gemessen wird aber eine Verteilung, die in einem weiten Bereich um den Maximalwert gaußförmig erscheint. Diese Form entsteht durch die Unschärfe, mit der die Energiemesung behaftet ist. Diese überlagert die eigentliche Energieverteilung.

Aus dem Maximum der gemessenen Verteilung läßt sich über eine numerische Anpassung einer Gauß-Funktion an die Meßdaten die Signalthöhe bestimmen, die 27,5 GeV entspricht. Die Signalantwort wird dann linear bis hinunter zum Nullpunkt skaliert<sup>4</sup>. Da sich das gaußförmige Maximum aber aus der Überlagerung des tatsächlichen Energiespektrums der gestreuten Elektronen und der Ungenauigkeit bei der Energiebestimmung ergibt, verschiebt sich die Spitze der Verteilung etwas zu niedrigeren Energien. Diese Verschiebung

<sup>4</sup>Die Berechtigung für die lineare Skalierung ergibt sich aus dem typischerweise linearen Antwortverhalten eines Kalorimeters, das für den Fall des BPC III beispielsweise im Elektronenstrahl am SP5 (CERN) verifiziert wurde ( $\rightarrow$  Kapitel 9.8.1)

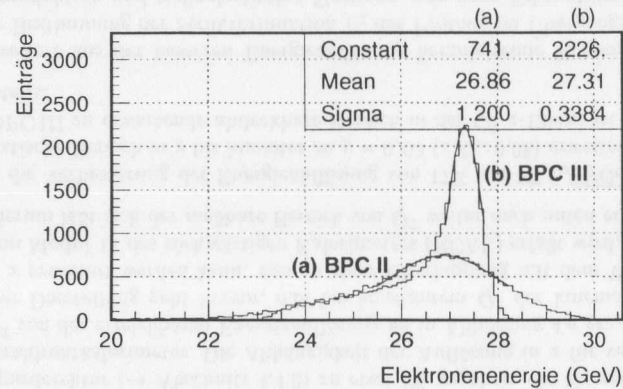


Abbildung 4.5: Monte-Carlo-Simulation der Ereignisse der kinematischen Spitze zur Kalibrierung der Energieskala. Die beiden Graphen basieren auf der Energieverteilung an der kinematischen Spitze: (b) wurde mit der erwarteten Energieauflösung des Kristallkalorimeters ( $5\%/\sqrt{E}/\text{GeV}$ ) verschmiert, (a) zeigt zum Vergleich dieselben Daten verschmiert mit der Energieauflösung des bestehenden BPC II ( $17\%/\sqrt{E}/\text{GeV}$ ).

ist umso stärker, je breiter die Unschärfe in der Energiebestimmung ist.

Für die Demonstration in Abbildung 4.5 wurde das tatsächliche Energiespektrum, wie es der Energieverteilung der gestreuten Elektronen im BPC entspricht, mit einer Monte-Carlo-Simulation [Joh 98] bestimmt und mit einer gaußförmigen Verteilung aus einem Zufallsgenerator verschmiert. (a) zeigt das Ergebnis für eine Verschmierung mit einer Breite von  $(\sigma/\mu) = 3,24\%$ , welches einer Energieauflösung von  $17\%/\sqrt{E}/\text{GeV}$  und damit den Meßverhältnissen mit dem BPC II entspricht. (b) zeigt die Verschmierung des gleichen Energiespektrums mit einer Breite von  $(\sigma/\mu) = 0,95\%$ , welches der mit dem BPC III zu erwartenden Energieauflösung von  $5\%/\sqrt{E}/\text{GeV}$  entspricht.

Vergleicht man die Werte der beiden Maxima, ergibt sich zwischen (a) und (b) eine Differenz von  $27,3 \text{ GeV} - 26,9 \text{ GeV} = 0,4 \text{ GeV}$  zugunsten des Kristallkalorimeters. Zudem ist der Fehler aus der Anpassung bei (a) noch etwas höher. Sicherlich wird man diese Verschiebung des Maximums vom erwarteten Wert von  $27,5 \text{ GeV}$  nachträglich korrigieren können. Jedoch ist auch diese Korrektur mit einem Fehler behaftet, der mit steigender Abweichung vom Erwartungswert steigt.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß die Kalibrierung der Energieskala durch die Verbesserung der Energieauflösung von  $17\%$  auf  $5\%/\sqrt{E}/\text{GeV}$  verbessert wird. Für das BPC III bedeutet dies eine Genauigkeit in der Kalibrierung der Energieskala von  $0,1\%$  mit nur 1000 Ereignissen der kinematischen Spitze.

#### 4.4.2 Nutzung des Silizium-Spurdetektors (BPT) zur Ortsbestimmung

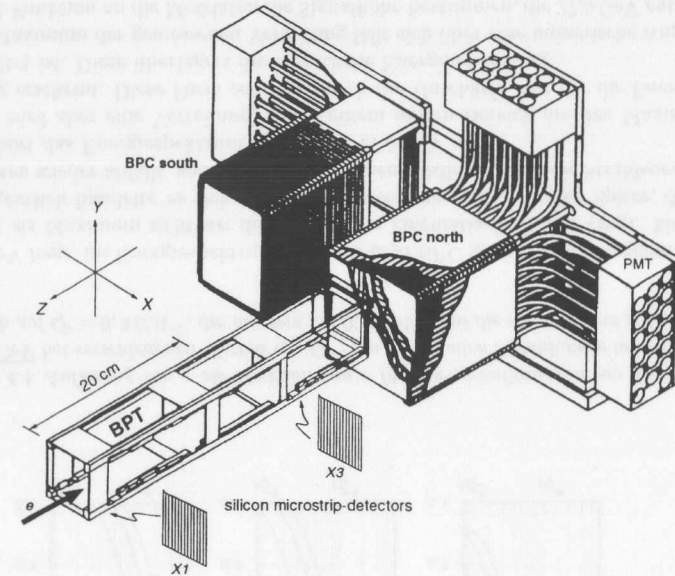


Abbildung 4.6: Der 1997 installierte Silizium-Spurdetektor (BPT) vor dem BPC II. Zur Zeit sind zwei Detektorebenen für die Rekonstruktion der x-Position installiert (X1 und X3). Geplant sind drei weitere Ebenen, davon zwei zur Rekonstruktion der y-Position (Y1 und Y2).

Im August 1997 wurde zwischen dem Strahlrohrfenster und dem BPC-Modul nördlich des Strahlrohres der Silizium-Spurdetektor BPT installiert. Er ist fest mit der Aufnahmestruktur des BPC verbunden.

1998 besteht der Spurdetektor aus zwei Siliziumstreifendetektoren, die entlang der y-Achse senkrecht zur z-Achse ausgerichtet sind. Jeder dieser Detektoren besteht aus 572 Siliziumstreifen, die in einer Ebene angeordnet sind. Insgesamt soll der Spurdetektor auf 5 Detektoren dieser Art ausgebaut werden. Die Detektoren, die zur Rekonstruktion der x-Koordinate des eintreffenden Elektrons genutzt werden, bestehen aus parallel zur y-Achse angeordneten Siliziumstreifen, in den zur Rekonstruktion der y-Koordinate herangezogenen Detektoren sind die einzelnen Siliziumstreifen parallel zur x-Achse angeordnet. 1998 sind nur zwei Detektorebenen installiert, die zur Messung der x-Position genutzt werden (X1 und X3), wie in Abbildung 4.6 dargestellt. Geplant sind drei weitere Ebenen, davon zwei zur Rekonstruktion der y-Position (Y1 und Y2).

Die 572 Siliziumstreifen, aus denen jede Ebene besteht, ergeben eine aktive Fläche von  $5,75 \times 5,76 \text{ cm}^2$  pro Ebene und eine Ortsauflösung von  $\sigma_x = \sigma_y \approx 30 \mu\text{m}$ .

Die Siliziumdetektor-Platten sind in einem Gehäuse aus einer Karbonfaserstruktur unter-

#### 4.4. Möglichkeiten mit einem strahlrohrnahen Kalorimeter aus Bleiwolframatkristallen<sup>29</sup>

gebracht, die sich durch mechanische Robustheit bei geringer Dichte auszeichnet. Dadurch wird der Anteil des toten Materials, das die Elektronen durchqueren müssen, bevor sie das BPC erreichen, möglichst gering gehalten.

Ausgelesen werden die Siliziumstreifen der 2 (5) Detektorebenen durch ein elektronisches System, das vom ZEUS-Proton-Spektrometer LPS übernommen wurde. Eine genaue Beschreibung der Ausleseelektronik wie auch des Ausleseverfahrens findet sich in [Mnc 98].

Für 1998 konnte die Genauigkeit in der Bestimmung der Ortsposition auf  $\sigma_x/x = 1\%$  verbessert werden. Zudem konnten durch den Spurdetektor Untergrundereignisse, die mit dem BPC registriert wurden, wirkungsvoller reduziert werden.

Mit dem Einbau des Bleiwolframatkalorimeters wird der Spurdetektor allerdings erst zwingend erforderlich, da dieses Kalorimeter selbst nicht zur Bestimmung des Eintrittsortes bzw. -winkels des Elektrons geeignet ist.



## Kapitel 5

# Das Bleiwolframatkalorimeter (BPC III)

### 5.1 Aufgabe

Das neue Bleiwolframatkalorimeter soll das Nordmodul des BPC II ersetzen. Das Südmodul bleibt in seiner bisherigen Form bestehen. Es wurde darauf verzichtet, auch dieses Modul zu ersetzen, da aufgrund des unterschiedlich dimensionierten Fensters im Strahlrohr im Nordmodul mit einer wesentlich höheren Rate physikalisch interessanter Ereignisse gerechnet werden kann.

Im Prinzip entspricht die Aufgabe des BPC III der des BPC II, also der Bestimmung der Energie von Elektronen, die unter einem kleinen Winkel gestreut werden (→ Kapitel 4.1.1).

Der Unterschied liegt in der angestrebten Verbesserung der Energieauflösung von derzeit  $17\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  auf  $5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  und der damit möglichen genaueren Energiebestimmung. Damit verbunden ist eine Erweiterung des kinematischen Bereichs (→ Kapitel 4.4.1).

Dagegen entfällt die Aufgabe der Ortsbestimmung, die das BPC II noch ermöglichen mußte, da dazu jetzt der Silizium-Spurdetektor zur Verfügung steht (→ Kapitel 4.4.2).

### 5.2 Aufbau

Das neue Strahlrohrkalorimeter (BPC III) besteht aus einer 4x4-Matrix von  $\text{PbWO}_4$ -Kristallen, jeweils  $2,38 \times 2,38 \times 20,0 \text{ cm}^3$  groß. Alle Kristalle werden durch eine Lage aus  $200 \mu\text{m}$  dickem Tyvek<sup>1</sup>-Papier voneinander getrennt. Auch vom Kupfergehäuse sind die Kristalle durch eine Schicht aus Tyvek-Papier getrennt.

Der Block aus 4x4 Kristallen befindet sich in einem Gehäuse aus 10 mm starkem Kupfer. Lediglich in negativer x-Richtung (entspricht am Einbauort bei ZEUS der Strahlrohrseite)

<sup>1</sup>Tyvek-Papier besteht aus gepreßten Polyethylen-Spänen. Es ist ein diffuser Reflektor, der insbesondere im UV-Bereich besonders stark reflektiert

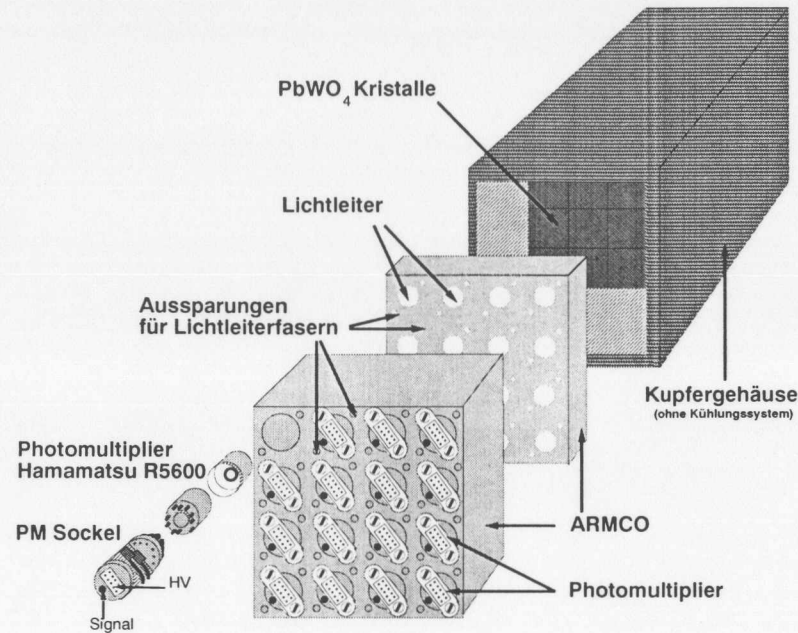


Abbildung 5.1: Explosionszeichnung des 3. BPC-Prototyps: Das endgültige BPC III unterscheidet sich in Details teilweise ein wenig von der in der Zeichnung dargestellten Ausführung. Im Text wird auf die Unterschiede eingegangen.

ist das Kupfer nur 2 mm stark. In die 10 mm starken Gehäuseseiten ist ein Leitungssystem integriert, das zur hinteren Seite jeweils eine Ein- und eine Auslaßöffnung besitzt. Dieses Leitungssystem ist in Abbildung 5.1 noch nicht dargestellt. Das Leitungssystem dient dem Anschluß des BPC III an das ZEUS-Kühlungssystem, der aufgrund der Temperaturempfindlichkeit der  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle notwendig ist.

Zur Kalorimeterrückseite (am späteren Einbauort bei ZEUS: der dem Strahlrohrfenster abgewandten Seite) bleibt das Gehäuse offen, um die Module aufzunehmen, die für die Auslese des Kristalllichtes benötigt werden (s. Abbildung 5.1).

Dort schließen sich zwei Blöcke aus ARMCO<sup>2</sup> an, der erste, 7 mm starke Block nimmt kleine Lichtleiter aus GS 218<sup>3</sup> (Durchmesser: 10 mm), die mit optischem Kleber<sup>4</sup> (Brechungsindex:  $n = 1,7$ ) an die Kristalle gekoppelt sind, auf. Die Verbindung zu den Photomultipliern übernimmt optisches Fett<sup>5</sup> (Brechungsindex:  $n = 1,5$ ).

<sup>2</sup>ARMCO ist eine spezielle Weicheisenlegierung, die besonders gut gegen Magnetfelder abschirmt

<sup>3</sup>GS 218: Polymethylmethacrylat (PMMA) ohne UV-Absorber

<sup>4</sup>Bezeichnung des optischen Klebers: 'Cargille Meltmount Mounting Media'

<sup>5</sup>Als optisches Fett wurde 'Dow-Corning Q2-3067' verwendet

Der zweite Block von 37,3 mm Dicke nimmt die Photomultipliereinheiten auf. Diese Einheiten bestehen aus einem Einsatzstück, den Photomultipliern selbst und dem Sockel, der die Photomultiplier mit der Hochspannung verbindet.

Das Einsatzstück weist einen runden Ausschnitt zur Lichtleiterseite hin auf, der der Größe der Kathode der Photomultiplier entspricht. Diese Einheiten nehmen die eigentlichen Photomultiplier auf.

Verwendet wurden für den Kristall Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R5600 U, wie sie auch im BPC II Verwendung finden. Dies sind sehr kompakte Röhren, 10,3 mm lang (ohne Beinchen) mit einem Durchmesser von 15,5 mm. Die Photokathode weist einen Durchmesser von 8 mm auf, das Fenster einen von 10 mm.

Die Sockel schließlich, auf die die Photomultiplier gesteckt sind und die sich ebenfalls im ARMCO-Block befinden, besitzen jeweils Eingänge für die Hochspannung und einen Signalausgang.

Die Signale der 16 Photomultiplier werden zu einem ladungssensitiven Analog-Digital-Wandler vom Typ LeCroy 2249A geführt, die Hochspannungseingänge sind mit der Hochspannungsversorgung verbunden, die maximal 2 kV in 9 Abstufungen für die 8 Dynoden der Multiplier zur Verfügung stellt.

Nicht in Abbildung 5.1 dargestellt sind die Lichtleitfasern, die durch beide ARMCO-Blöcke geführt werden. Es sind aber die Aussparungen in den Blöcken eingezeichnet. Zu jeder der 16 Einheiten aus Kristall und Photomultiplier führen zwei Fasern: die eine beleuchtet den Kristall, die andere direkt den Photomultiplier, insgesamt also zweimal 16 Fasern. Als Lichtquelle dienen dabei zwei Leuchtdioden, eine für die den Kristall beleuchtenden und eine für die den Photomultiplier beleuchtenden Fasern. Die Leuchtdioden emittieren blaues Licht mit einem Emissionsmaximum bei 470 nm und sollen Transmissionsänderungen aufgrund von Strahlenschäden bzw. Schwankungen der Photomultiplierlinearität überwachen.

Das neue Strahlrohrkalorimeter wird auf die schon für das Nordmodul des BPC II verwendete Grundplatte montiert werden, die nur geringfügig verändert werden muß.

### 5.3 Zusatzeinrichtungen

Seit der Verschiebung eines Kollimators in ZEUS (C4), die durch die Installation des Vorwärts-Plug-Kalorimeter (FPC) im Jahre 1998 notwendig geworden war, wird in der strahlrohrnächsten Szintillatorlage des BPC II ein stark erhöhter Ereignisuntergrund festgestellt.

Für den Betrieb des BPC II konnte einfach auf die Daten aus diesen Szintillatorstreifen verzichtet werden. Da das BPC III aber nicht aus so fein unterteilten Lagen besteht (nur 4 horizontale Kristallagen), ist eine solche Vorgehensweise für den Betrieb des BPC III nicht möglich.

Stattdessen ist ein separater Triggerzähler vor der ersten Kristallage geplant. Dieser Triggerzähler soll aus vier 6 mm breiten SCSN 38 - Streifen bestehen, die jeweils mit einem eigenen Photomultiplier ausgelesen werden. Dadurch ist es bereits während der Messungen möglich, eine Information über den Ereignisort innerhalb der ersten Kristallage zu erhalten. Einer (geplant) oder mehrere dieser Szintillatorstreifen können dann als Veto dienen, so daß Daten nur für den Fall aufgenommen werden, daß das Ereignis in einem

Abstand von 6 mm von der Kalorimetergrenze zur Strahlrohrseite eingetreten ist. Wie wir in den Kapiteln 9 und 7 sehen werden, schränkt dies den Akzeptanzwinkel für das BPC III aber nicht weiter ein.

## 5.4 Datennahme

Wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, werden die Kristalle über 16 Photomultiplier ausgelesen. Hinzu kommen bis zu vier Photomultiplier, die die 4 SCSN 38- Veto-zähler (→ Abschnitt 5.3) auslesen. Zur Akquisition der Daten kann das vom BPC II hier bestehende Auslesesystem übernommen werden. Für das BPC II wurden Analog- und Digitalkarten verwendet, wie sie allgemein im ZEUS-Experiment benutzt werden [Sur98].

## Kapitel 6

# Untersuchung der $\text{PbWO}_4$ -Kristalle

## 6.1 Anforderungen

Die Hauptanforderung an die Bleiwolframatkristalle ergibt sich aus der Motivation zum Bau des neuen BPC: der Verbesserung der Energieauflösung von 17% auf  $5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ . Die Energieauflösung hängt über die Photostatistik mit der Anzahl von Photoelektronen pro MeV zusammen. Weitere Untersuchungen zur Energieauflösung wurden am CERN-Teststrahl gemacht (→ Kapitel 9).

Die Triggerfrequenz bei ZEUS ergibt eine Anforderung an die Signalform: Es sollten 95% der Lichtmenge eines Ereignisses innerhalb von 96 ns auflaufen.

Eine weitere Anforderung betrifft die Auswirkung ionisierender Strahlung auf das optische Verhalten, hier wurde eine Transmissionsabnahme von 5% über einen Weg von 20 cm bei 2 kGy akkumulierter Dosis als höchster Wert angestrebt.

## 6.2 Untersuchte Kristalle

Insgesamt wurden zwei Chargen von Kristallen untersucht. Beide Chargen wurden von der Firma BTCP<sup>1</sup> in Bogorodick, Rußland, hergestellt. Die erste Charge stammte aus dem April 1995 und wurde für erste Prototypen verwendet, die im DESY-Teststrahl bzw. im CERN-Teststrahl untersucht wurden (→ Abschnitt 6.6.2). Die zweite Charge wurde im Herbst 1997 geliefert. In die Produktion dieser Kristalle sind Erkenntnisse, die bei CMS<sup>2</sup> mit den 95er-Kristallen gewonnen wurden, eingeflossen. Sie sind für das endgültige BPC im ZEUS-Experiment bestimmt.

## 6.3 Lichtausbeute und Photostatistik

Mit dem neuen Bleiwolframatkalorimeter soll eine Energieauflösung von  $5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  erreicht werden. Aus Tabelle 4.1 ergibt sich, daß bei den Untersuchungen besonderes Au-

<sup>1</sup>Bogorodick Technical Chemical Plant

<sup>2</sup>Compact Myon Solenoid'- geplantes Experiment am LHC (CERN)

genmerk auf die Lichtausbeute der Kristalle gelegt werden mußte, da dies der schwächste Punkt der Bleiwolframatkristalle ist. Zu diesem Thema wurden Untersuchungen mit kosmischen Myonen durchgeführt. Zu zeigen war, daß die Lichtausbeute der Kristalle hoch genug für eine solche Energieauflösung ist. Die Forderungen an die Energieauflösung  $R_E$  lassen sich wie folgt ausdrücken:

$$R_E = \frac{\sigma}{\mu} \leq \frac{0.05}{\sqrt{E/GeV}}, \quad (6.1)$$

wobei sich  $\mu$  und  $\sigma$  aus der Anpassung einer Gauß-Funktion an die gemessene Energieverteilung im Kristall ergeben.

Aus der Photostatistik ergibt sich für die Zahl der Photoelektronen  $n_{p.e.}$ :

$$\frac{\mu^2}{\sigma^2} = n_{p.e.} \quad (6.2)$$

Aus den beiden Gleichungen folgt für die obere Grenze:

$$n_{p.e.} = \frac{1}{R_E^2} \quad (6.3)$$

Die Elektronenenergie beträgt 27,5 GeV bei HERA, damit wird:

$$R_E = \frac{0.05}{\sqrt{E/GeV}} = \frac{0.05}{\sqrt{27,5}} = 0,0095 \quad (6.4)$$

und damit

$$n_{p.e.} = \frac{1}{R_E^2} = 11\,000 \quad (6.5)$$

für 27,5 GeV. Dies sind umgerechnet auf 25,3 MeV, die ein Myon im Kristall aus der 97er-Lieferung ( $d = 23,8$  mm) deponiert [Wol 98],

$$\frac{11\,000 \cdot 25,3}{27\,500} = 10,12 \quad (6.6)$$

bzw. für die 18,9 MeV, die ein Myon im 95er-Kristall ( $d = 20$  mm) hinterläßt,

$$\frac{11\,000 \cdot 18,9}{27\,500} = 7,55 \quad (6.7)$$

oder 0,4 Photoelektronen pro MeV Energiedeposition.

Diese Zahlen sind als untere Grenze zu verstehen, da für die Energieauflösung neben der Photostatistik auch viele andere Faktoren verantwortlich sind (Rauschen, Leckverluste, Inhomogenitäten, Temperatureffekte u. dgl. m.).

Hier soll nur das Ergebnis für die neueren Kristalle vorgestellt werden, da diese tatsächlich für das BPC III bestimmt sind. Andere Untersuchungen [Mor 98] ergaben, daß die älteren Kristalle nur etwa die Hälfte der Photoelektronenausbeute der 97er-Kristalle erreichen.

In einem Testaufbau, in dem ein Bleiwolframatkristall – senkrecht zur kosmischen Strahlung angeordnet – kosmischen Myonen ausgesetzt wurde, wurde die Photoelektronenzahl

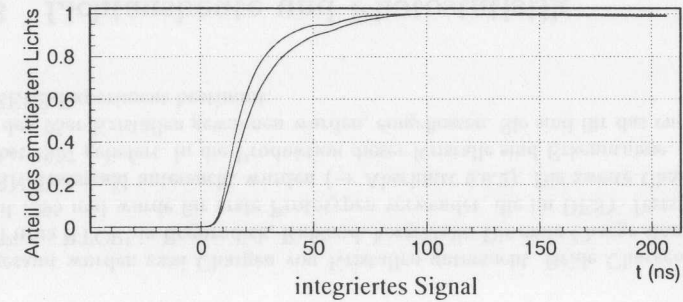


Abbildung 6.1: Zeitliches Verhalten des integrierten Signals eines kosmischen Myons in den 97er-Kristallen. Der obere Graph zeigt das integrierte Signal der blauen Szintillationslichtkomponente (400 nm), der untere Graph das Signal der grünen Komponente (550 nm). Beide Signale sind jeweils auf 1 normiert. Es wird deutlich, daß nach 96 ns das Licht beider Komponenten vollständig gesammelt ist.

bestimmt [Thi 98]. Hierzu waren zwei SCSN 38-Triggerzähler, einer über und einer unter dem Kristall, angebracht. Ein dritter Triggerzähler befand sich unter einem 5 cm starken Bleiblock, der unter dem Kristall angeordnet war. Da niederenergetische Myonen im Bleiblock absorbiert werden, liefern nur solche Myonen noch ein Signal im dritten Triggerzähler, die so energiereich sind, daß sie sich wie minimal ionisierende Teilchen (MIP) verhalten.

Das Licht wurde auf die gleiche Weise mit einem Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R5600 über einen kurzen Lichtleiter ausgelesen, wie dies im BPC III geschehen wird.

Als Ergebnis wurde für den hellsten Kristall ein Wert von 26 Photoelektronen gemessen. Nach Untersuchungen von M. Moritz [Mor 98] bei CMS und des Herstellers [Bog 97] ist für den schlechtesten Kristall eine Photoelektronenausbeute von 8/13 bezogen auf den hellsten Kristall zu erwarten, dies entspräche  $26 \cdot 8/13 = 16$  Photoelektronen pro Myon. Die erreichte Photoelektronenzahl übertrifft in jedem Fall die geforderten 10,12 Photoelektronen, so daß die Anforderungen in diesem Punkt klar erfüllt werden.

## 6.4 Signalverhalten

Elektronen und Protonen treffen bei HERA alle 96 ns aufeinander. Um Überschneidungen von Signalen aus zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen auszuschließen, dürfen die Signale eines Ereignisses zeitlich nicht ausgedehnter sein als 96 ns, es sollen mindestens 95% des Signals innerhalb dieser Zeit abgeklungen sein. Untersuchungen der 95er-Kristalle zeigten in diesem Punkt Probleme im grünen Bereich des Szintillationslichtes ( $\sim 550$  nm) [Mor 98].

Untersuchungen an einem 97er-Kristall [Gen 99] zeigen keinerlei Probleme, wie Abbildung 6.1 verdeutlicht. Die Messungen wurden mit kosmischen Myonen durchgeführt, die den

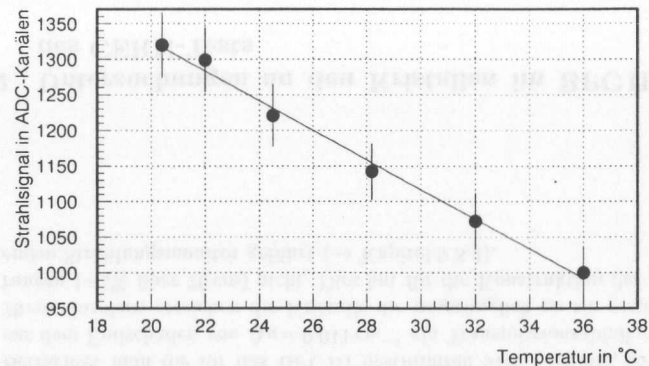


Abbildung 6.2: Abhängigkeit der Szintillationslichtausbeute von der Kristalltemperatur. Eingeschossen wurde mit 6 GeV-Elektronen in den mittleren Kristall einer  $3 \times 3$ -Matrix. Aufgetragen ist die Summe der Signale aller Kristalle gegen die Temperatur, die an den Kristallen gemessen wurde. Diese Messungen wurden an den 95er-Kristallen vorgenommen.

Kristall in der Mitte treffen. Ausgelesen wurde das Szintillationslicht an beiden Enden des Kristalls mit einem Photomultiplier des Typs Hamamatsu R1355. Zwischen Kristall und Photomultiplier war an beiden Enden ein unterschiedlicher Bandpaßfilter installiert, so daß zwei Komponenten, eine grüne Komponente um 550 nm und eine blaue Komponente um 400 nm, separiert werden konnten.

## 6.5 Temperaturverhalten

Die Menge an Szintillationslicht, die durch eine definierte Menge deponierter Energie entsteht, unterliegt in Bleiwolframat einer starken Temperaturabhängigkeit. Dies haben Untersuchungen von CMS [Cer94] bereits gezeigt. Dies hat für das BPC III zu einem Kühlungssystem (→ Kapitel 9.3) geführt, um die Temperatur möglichst konstant zu halten.

Hier sollen kurz die Ergebnisse einer Untersuchung der Temperaturabhängigkeit, wie sie am DESY-Elektronen-Teststrahl vorgenommen wurde [Mor98], vorgestellt werden:

Die Messung wurde noch an den 95er-Kristallen im zweiten Prototyp durchgeführt. Das Gehäuse bestand bei diesem Prototyp aus Aluminium und wurde für diesen Zweck an eine Heizplatte thermisch gekoppelt. Zur Aufnahme der Temperatur dienten hochempfindliche Temperatursensoren ( $\Delta T = \frac{1}{100} \text{K}$ ), wie sie auch beim CERN-Test des BPC III benutzt wurden (→ Kapitel 9.4).

Abbildung 6.2 zeigt die Summe der Signale aller Kristalle des Prototypen bei Einschub von

6 GeV-Elektronen in Abhängigkeit von der Temperatur, die an den Kristallen gemessen wurde. Es ergibt sich eine Abnahme der Lumineszenz von knapp 2% pro 1 K Temperaturzunahme.

Die 97er-Kristalle für das BPC III zeigen das gleiche Verhalten. Hier wurde im Rahmen der Temperaturkorrektur des Strahlsignals im CERN-Test (→ Kapitel 9.4) eine Änderung von  $-1.96\%/K$  festgestellt.

## 6.6 Einfluß ionisierender Strahlung auf die optischen Eigenschaften von $\text{PbWO}_4$

Bleiwolframatkristalle aus beiden Produktionszeiträumen (April 1995 bzw. Herbst 1997) wurden immer wieder intensiv auf die Auswirkung ionisierender Strahlung auf das optische Verhalten hin untersucht: Es wurden Untersuchungen an einer Cäsium-Quelle bei DESY sowie an einer Cobalt-Quelle am HMI<sup>3</sup> vorgenommen. An den Elektronen-Teststrahlen bei DESY und am CERN wurde ebenso wie mit kosmischen Myonen die Ausheilung der Kristalle beobachtet. Ausführliche Beschreibungen zu den genannten Untersuchungen finden sich in [Gen99] und [Mor98]. Hier soll exemplarisch eine Untersuchung kurz referiert werden:

### 6.6.1 Untersuchungen einzelner Kristalle an einer $^{137}\text{Cs}$ -Quelle

An einer  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle ( $E_\gamma = 662 \text{keV}$ ) bei DESY wurden ein 95er- und ein 97er-Kristall jeweils 5 Tage bestrahlt. Während der gesamten Zeit wurde die Transmission des Lichtes einer Leuchtdiode ( $\lambda = 450 \text{nm}$ ) über 1,8 (95er-Kristalle) bzw. 2,4 cm (97er-Kristalle) mit einer Spezialapparatur [Gen96] gemessen. Durch regelmäßige Drehung des Kristalls wurde dabei für eine weitgehend homogene Schädigung im Bereich des Transmissionslichtweges gesorgt.

Der in Abbildung 6.3 gegen die akkumulierte Dosis aufgetragene Strahlenschaden  $\Delta\mu$  berechnet sich aus der gemessenen Transmission  $T_{bes}$  für den geschädigten Kristall und der Transmission  $T_{ref}$  des ungeschädigten Kristalls wie folgt:

$$T_{bes} = T_{ref} \cdot e^{-\Delta\mu \cdot x}, \quad (6.8)$$

wobei  $\Delta\mu = \mu_{bes} - \mu_{ref}$  die strahlungsinduzierte Änderung des Absorptionskoeffizienten und  $x$  die Weglänge beschreibt, die das Transmissionslicht zurücklegt, also 1,8 cm für die 95er- und 2,4 cm für die 97er-Kristalle. Aus den Untersuchungen lassen sich zwei Dinge feststellen:

1. Der Vergleich der 97er- mit den 95er-Kristallen (Abbildung 6.3) zeigt eine Verringerung des Strahlenenschadens um einen Faktor 6 und ein frühzeitigeres Erreichen der Sättigung. Insofern wurden die Kristalle von April 1995 bis Herbst 1997 deutlich verbessert.

<sup>3</sup>Hahn - Meitner - Institut, Berlin

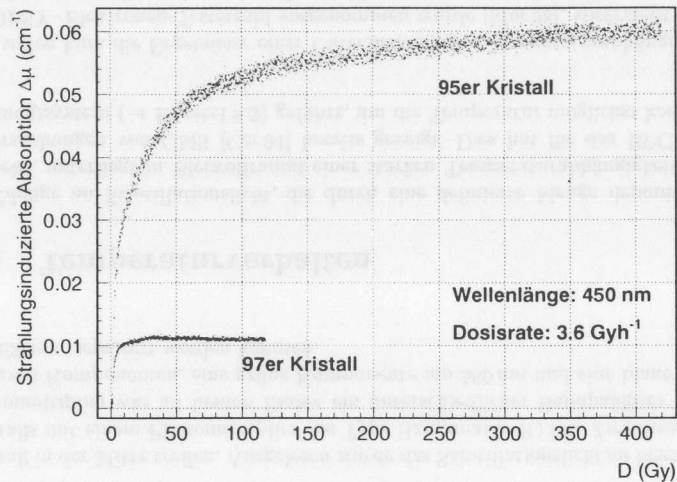


Abbildung 6.3: Vergleich des Strahlenschadens  $\Delta\mu$  in Abhängigkeit zur akkumulierten Dosis für Kristalle aus unterschiedlichen Produktionszeiträumen. Die Transmission wurde simultan zur Bestrahlung gemessen.

- Betrachtet man die für das BPC III bestimmten 97er-Kristalle, so errechnet sich aus dem Endschaden von  $\Delta\mu = 0,011 \text{ cm}^{-1}$  ein Transmissionsabfall von 19,9% über 20 cm. Insofern erreichen die Kristalle die ursprünglich an sie gestellten Anforderungen (-5% über 20 cm) nicht. Dies hat für die Konstruktion des neuen BPC zu einem Strahlungsmonitor geführt (→ Kapitel 9.8.4).

### 6.6.2 Untersuchungen an den Kristallen im BPC III während des CERN-Tests

Untersuchungen zur Strahlenempfindlichkeit von  $\text{PbWO}_4$  wurden auch während des Strahlbetriebs sowohl am DESY-Teststrahl mit 6 GeV-Elektronen [Mor 98] als auch am CERN-Teststrahl mit 30 GeV-Elektronen [Gen 99] durchgeführt. Die Ergebnisse, die am CERN-Teststrahl gewonnen wurden, wurden insbesondere auch zur Konstruktion eines Strahlungsmonitors zur Rekalibration des BPC III genutzt. Näheres zum Strahlungsmonitor findet sich in Kapitel 9.8.4.

## 6.7 Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse

Zusammenfassend läßt sich über die im BPC III verwendeten  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle feststellen, daß sie den Anforderungen genügen, die sie zur Verwendung im Kalorimeter erfüllen müssen:

- Trotz der im Vergleich zu anderen szintillierenden Kristallen geringen Lichtausbeute ist in Verbindung mit den im BPC verwendeten Photomultipliern eine Photoelektronenausbeute zu erreichen, die je nach Kristall 1,6 bis 2,5 mal so hoch ist wie für die angepeilte Energieauflösung von  $5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  nötig. Mit neueren Photomultipliern sind sogar noch höhere Werte zu erreichen [Thi 98].
- Die Abklingzeit der Signale ist über das gesamte Wellenlängenspektrum so kurz, daß deutlich mehr als 95% des Lichtes innerhalb von 96 ns aufläuft.
- Die Abhängigkeit der Menge des Szintillationslichtes von der Kristalltemperatur ist in mehreren voneinander unabhängigen Untersuchungen zu einer Abnahme von 2% pro 1 K Temperaturanstieg bestimmt worden. Dieser Wert darf damit als gesichertes Erkenntnis gelten.
- Die anfangs angepeilte Strahlungsunempfindlichkeit konnte trotz drastischer Verbesserungen von 1995 bis 1997 jedoch nicht erreicht werden. Hier wurden zusätzliche Maßnahmen notwendig, wie sie in Kapitel 9.8.4 vorgestellt werden.

Die guten Ergebnisse der Materialuntersuchungen haben letztendlich dazu geführt, daß das BPC III konstruiert wurde und nun einbaubereit ist.



## Kapitel 7

# Simulation der Schauerbildung im neuen BPC mit EGS 4

### 7.1 Grundlagen

#### 7.1.1 Die Entstehung elektromagnetischer Schauer

Elektronen (und Positronen<sup>1</sup>) verlieren ihre Energie durch zwei grundlegende Prozesse: Kollision und Strahlung.

- Durch Stoßprozesse (Kollision) wird ein von einem Elektron getroffenes Atom entweder in einen angeregten Zustand versetzt oder ionisiert. Das (im Falle der Ionisation) herausgeschlagene Elektron deponiert auf seinem Weg die meiste Zeit nur einen kleinen Bruchteil seiner Energie im Material. Doch gelegentlich überträgt es einem Hüllenelektron einen größeren Teil kinetischer Energie, so daß dies als Sekundärteilchen in Erscheinung tritt, ein sogenannter Delta-Strahl.
- Durch Bremsstrahlung verlorene Energie wird relativ gleichmäßig auf sekundäre Photonen aller Energien von 0 bis zur Energie des Primärteilchens selbst verteilt.

Bei kleinen Energien des Elektrons dominiert der Energieverlust durch Stoßprozesse (Kollision). Bei höheren Energien ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung dominant. Dazwischen gibt es eine Energie, bei der beide Prozesse von gleicher Bedeutung sind. Diese Energie entspricht ungefähr der kritischen Energie des Materials, die bei der Theorie elektromagnetischer Schauer zur Skalierung herangezogen wird.

Es ergibt sich also folgendes Bild:

Bei hoher Primärelektronenenergie geht der größte Teil der Energie in die Produktion hochenergetischer Photonen, die ihrerseits wiederum mit dem Material wechselwirken können:

- Bei hohen Photonenenergien (über 10 MeV) dominiert der Paarbildungseffekt. Dabei wird ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Naturgemäß muß die Energie des

<sup>1</sup>Im folgenden werden Elektronen stellvertretend für Elektronen und Positronen betrachtet.

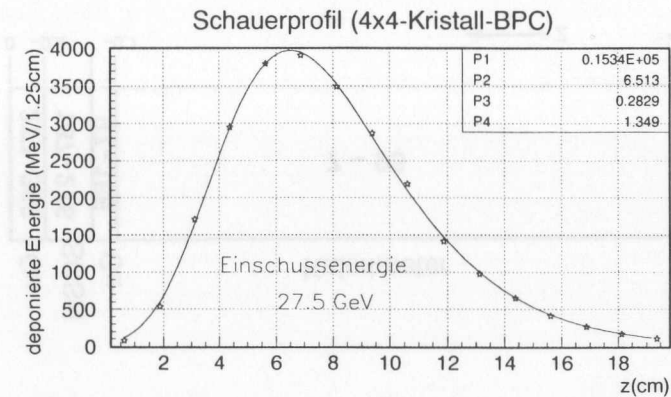


Abbildung 7.1: Eine EGS4-Simulation eines durch ein 27,5 GeV-Elektron ausgelösten elektromagnetischen Schauers in Bleiwolframat.

Photons dafür mindestens der doppelten Masse des Elektrons entsprechen ( $2m_e = 1,022 \text{ MeV}$ ).

- Darunter (100 keV – 10 MeV) dominiert der Compton-Effekt. Dabei wird das Photon am quasi-freien Hüllenelektron gestreut (ohne absorbiert zu werden), so daß das Elektron aus der Hülle emittiert wird.

Beide Prozesse geben Energie in Form von Elektronen an das System zurück, was durch Wiederholung des Bremsstrahlungsprozesses zu einem multiplikativen Prozeß, einem elektromagnetischen Schauer, führt.

Ein dritter Wechselwirkungsprozeß, der bei Energien kleiner 100 keV dominiert, der Photoeffekt, sowie mehrfache Coulombstreuung des Elektrons durch Atome vermindert den Schauerprozeß etwas. Letzterer Effekt in Verbindung mit Compton-Streuung vergrößert die seitliche Ausdehnung des Schauers. Das führt dazu, daß in (longitudinaler) Ausbreitungsrichtung des Schauers die Zahl der Teilchen schrittweise steigt und damit die mittlere Teilchenenergie sinkt, so daß der Schauer in einem bestimmten Abstand zum Entstehungsort verebbt (Abbildung 7.1). Der Punkt, an dem die Teilchenenergie nicht mehr ausreicht, um weitere Schauerteilchen zu produzieren, wird kritische Energie genannt, sie entspricht etwa der oben angegebenen Energie, bei der Energieverlust durch Stoßprozesse und durch Bremsstrahlung gleich hoch ist.

#### 7.1.2 Das Monte-Carlo-Prinzip

Die Verteilung des Schauers und damit der Energiedeposition im Medium ist von extrem vielen Parametern abhängig: Das führt dazu, daß kein Schauer wie der andere ist und

damit analytisch praktisch nicht zu beschreiben ist. Deshalb muß man sich statistischer Methoden bedienen.

Die Monte-Carlo-Methode erlaubt nun die Verfolgung des Schauers im Material unter Beachtung aller möglichen Prozesse des Energieverlustes mithilfe eines Zufallsgenerators, der mit entsprechenden Wahrscheinlichkeiten arbeitet. Durch mehrfache Wiederholung der Schauersimulation ergibt sich eine Wahrscheinlichkeitsverteilung, aus der sich neben der wahrscheinlichsten Energiedeposition in einem festgelegten Volumen auch eine Unsicherheit in der Energiedeposition und damit oftmals in der Energiebestimmung ablesen läßt.

### 7.1.3 EGS4

Das EGS4-Code-System (EGS = Electron Gamma Shower) wurde Mitte der 80er Jahre am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) entwickelt zur Simulation elektromagnetischer Schauer in Materie. Es basiert auf dem EGS-Code-System, das 1978 am SLAC eingeführt wurde, und gehört heute zu den anerkanntesten und bestgetesteten Monte-Carlo-Simulationsprogrammen überhaupt.

EGS4 erlaubt die Simulation durch Elektronen, Positronen und Photonen ausgelöster Schauer in allen Materialien, die aus Elementen mit  $Z < 100$  aufgebaut sind, von 1 keV bis zu 1000 GeV. Eine detaillierte Beschreibung des EGS4-Code-Systems findet sich in [Egs 85].

## 7.2 Die Geometrie des BPC III in der EGS4-Simulation

### Implementierte Komponenten des BPC III

Das neue Bleiwolframat-BPC soll in der Monte-Carlo-Simulation so nahe am Original wie möglich implementiert sein. Die Geometriedefinition des im folgenden beschriebenen Monte-Carlos, so wie sie auch in Anhang A dargestellt ist, enthält folgende Komponenten des Kristallkalorimeters:

- 16 Bleiwolframatkristalle der Dimensionen<sup>2</sup>  $2,4 \times 2,4 \times 20,0 \text{ cm}^3$  angeordnet in einer  $4 \times 4$ -Matrix
- Zwischenräume zwischen den Kristallen von  $0,2 \text{ mm Luft}^3$
- Gehäuse aus Kupfer mit folgenden Eigenschaften:
  - 10 mm Dicke zu allen Seiten außer Strahlrohr- und Frontseite
  - 2 mm Dicke zum Strahlrohr, zusätzlich mit 2 mm Gold beschichtet
  - Die Front besteht aus drei Lagen: An die Kristalle schließt sich eine 1 mm starke Kupferschicht gefolgt von einem 4 mm dicken Zwischenraum an, der wiederum

<sup>2</sup>Genaue Messungen ergaben einen Durchschnittswert von  $(2,38 \pm 0,02) \text{ cm}$  für  $x$  und  $y$

<sup>3</sup>Im realen Kalorimeter befinden sich zwischen den Kristallen Lagen aus Tyvek-Papier. Die Dichte von Tyvek-Papier ist so gering, daß mit Luft gerechnet wurde. Daß diese Vereinfachung gerechtfertigt ist, wird im Anhang C nachgewiesen.

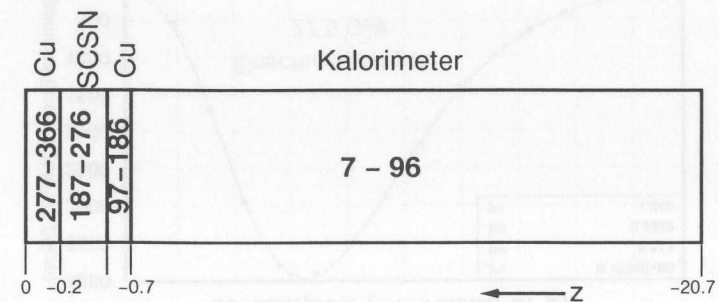
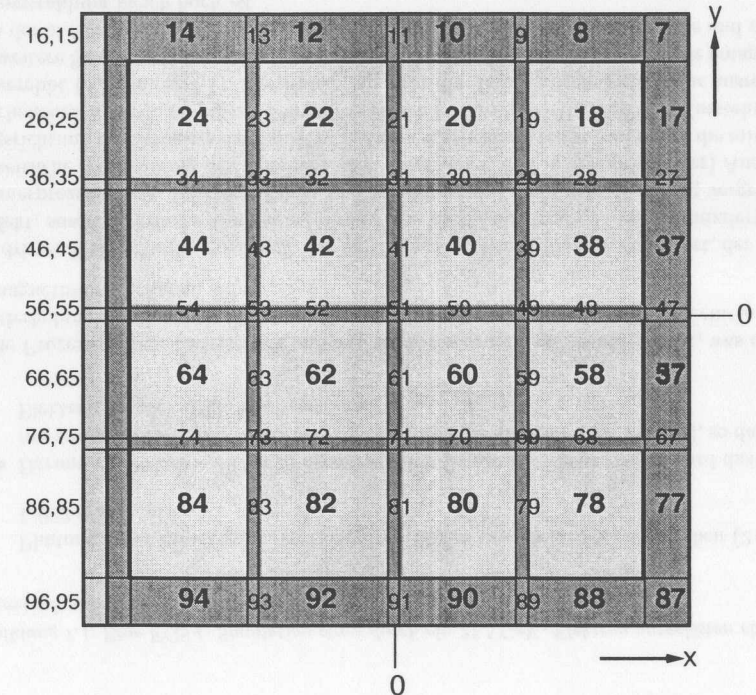


Abbildung 7.2: Die Aufteilung des BPC III in Materialregionen

von einer 2 mm starken äußeren Kupferschicht gefolgt wird. Der Zwischenraum nimmt die aus SCSN bestehenden Triggerzähler auf, die eine Kristalllage (2,4 cm) bedecken, der verbleibende Zwischenraum wurde als Luft implementiert.

Die Implementierung der Geometrie entspricht damit dem Stand des BPC III zum Zeitpunkt der Erstellung des Monte-Carlo-Codes. Dieser kann sich bis zum endgültigen Einbau noch geringfügig ändern.

### Erzeugung der Materialdaten

Die von EGS4 benötigten Informationen über die Materialien der einzelnen Regionen wurden mit dem zum EGS4-Softwarepaket gehörenden Programm PEGS4 erstellt. PEGS4 erlaubt es, diese Daten für einzelne Elemente, Verbindungen und Mischungen zu erzeugen. Dabei darf die Kernladungszahl  $Z$  der einzelnen Komponenten bis zu  $Z = 100$  betragen.

### Geometriedefinition

Die Simulationen wurden so kodiert, daß neben den grundlegenden Eingabeparametern (z.B. Einschubkoordinaten, Einschubenergie u.v.m.) nur noch die Geometrie des Objektes über drei Variablenfelder definiert werden mußte, um eine komplette Simulation zu definieren. Dabei handelt es sich um die Größe, die Koordinaten der Mitte und die Nachbarregionen jeder Region. Dies hat neben vielen Vorteilen auch den Effekt, daß jedes Objekt in quaderförmige Regionen aus jeweils einem Material zu unterteilen ist. Jede Region muß nach jeder Seite genau einen Nachbarn haben.

Um eine Simulation der Schauerentwicklung des einfallenden Elektrons<sup>4</sup> im Kristallkalorimeter ausführen zu können, muß das Kalorimeter also zunächst in Regionen zerlegt werden. Jede Region darf nur aus einem Material bestehen. Da die vorliegenden Simulationen auch die Zwischenräume zwischen den Kristallen sowie die Behausung des eigentlichen Kalorimeters aus Kupfer und Goldfolie ebenso wie die Szintillatorstreifen vor der am Strahlrohr gelegenen Kristallschicht berücksichtigen, erhöht sich die Zahl der Materialregionen von ursprünglich 22 (16 Kristalle und 6 Luftquader in  $x$ - $x$ ,  $y$ - $y$  und  $z$ - $z$ -Richtung) auf 366. Abbildung 7.2 zeigt detailliert die Anordnung der Regionen 7 bis 96. Die Regionen 1 bis 6 sind die umgebenden Luftquader wie bei den ursprünglichen 22 Regionen. Die letzten 270 Regionen (von 97 bis 366) befinden sich in drei Schichten vor dem eigentlichen Kalorimeter. Dabei entsprechen die Regionen 97 bis 186, 187 bis 276 und 277 bis 366 in ihren  $x$ - und  $y$ -Koordinaten den Regionen 7 bis 96, ihre  $z$ -Koordinaten ergeben sich aus der unteren Skizze aus Abbildung 7.2. Eine genaue Auflistung über Dimensionen und Anordnung der einzelnen Regionen findet sich im Anhang B.

Die Koordinaten in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung wurden so gelegt, daß die Mitte der Frontfläche in der  $xy$ -Ebene den Ursprung des Koordinatensystems legt. Bei ZEUS wird als Ursprung des Koordinatensystems der Wechselwirkungspunkt gewählt. Die positive  $z$ -Richtung wird

<sup>4</sup>Bis 1997 wurden bei HERA Positronen verwendet. 1998 wurden Elektronen verwendet, jedoch ist geplant, in der nächsten Run-Periode wieder auf Positronen zurückzugehen. Die Ergebnisse der Schauerbildung im BPC III sind aber nicht vom Vorzeichen der Ladung abhängig, so daß die Ergebnisse ihre Gültigkeit auch für Positronen behalten.

durch die Protoneneinschubrichtung definiert. Die Orientierung der Achsen wurde für die Simulation so gewählt, daß sie den im ZEUS-Experiment definierten Richtungen der Achsen entspricht. Durch die unterschiedliche Lage des Koordinatenursprungs bei ZEUS und für die Monte-Carlo-Simulation ergibt sich zum Ursprung des ZEUS-Koordinatensystems eine Verschiebung von 4,0 cm in  $x$  und  $-294$  cm in  $z$ . Durch die gleiche Orientierung der Achsen im Monte-Carlo, wie sie im ZEUS-Experiment definiert ist, bleibt dieser Offset an jedem Punkt konstant. Diese Gleichheit der Orientierung bedingt für die Simulation, daß die  $z$ -Koordinate entgegen der Einschubrichtung der Elektronen festgelegt werden mußte, so daß die Schauerausbreitung im BPC in negativer  $z$ -Richtung verläuft.

### Definition des Einschubwinkels

Aus Abbildung 7.3 geht hervor, in welchem Winkelbereich die Akzeptanz des BPC III liegt:  $0,779^\circ \leq \theta_e \leq 2,663^\circ$  ( $13,6 \text{ mrad} \leq \theta_e \leq 46,5 \text{ mrad}$ ). In der Mitte des Kalorimeters liegt der Winkel bei  $\theta_e = 1,720^\circ$  ( $30,0 \text{ mrad}$ ). Dieser Winkel wurde ebenfalls in EGS4 implementiert. Zum Vergleich wurden zusätzlich Simulationen bei senkrechtem Einfall durchgeführt.

Strenggenommen ist der Einfallswinkel  $\theta_e$  eine Funktion des Eintrittsortes in  $x$ , zur Vereinfachung wurde der Winkel aber auf einen mittleren Wert von  $\theta_e = 1,446^\circ$  festgelegt und nicht mit der Koordinate variiert.

Zur Definition dieses Winkels benötigt EGS4 als Eingabe nicht den Winkel, sondern einen Vektor mit den Koordinaten  $(u, v, w)$ , der den Einschubwinkel beschreibt. Der Betrag des Vektors beträgt 1.

Da der Einfall der Elektronen parallel zur  $xz$ -Ebene verläuft, reduziert sich die Bestimmung dieses Vektors zu einem zweidimensionalen Problem. Aus dem Winkel  $\theta_e$  ergibt sich deshalb die Richtungskordinate in  $z$ -Richtung zu  $\cos \theta_e = w = -0,999682$ . Negativ ist der Wert aufgrund des Einschusses in negativer  $z$ -Richtung. Über die Beziehung  $u = \sin \theta_e = \sqrt{1 - w^2}$  berechnet sich nun die Richtungskordinate in  $x$ -Richtung zu  $u = 0,0349$ . In  $y$ -Richtung beträgt der Richtungskordinate  $v = 0$ .

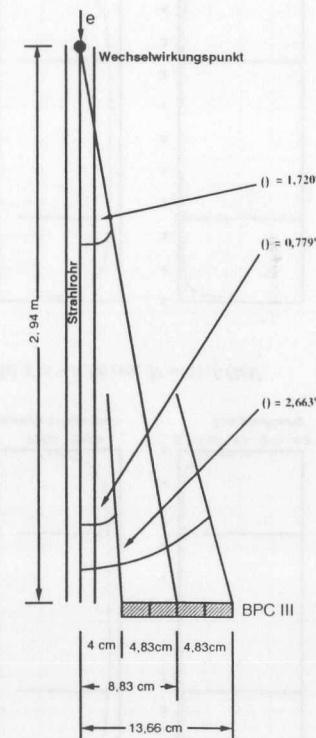


Abbildung 7.3: Skizze der Lage des BPC III zum Strahlrohr und zum Wechselwirkungspunkt (von unten gesehen)

## 7.3 Ergebnisse aus der EGS4-Simulation

EGS4 liefert die Energieverteilung des elektromagnetischen Schauers im Kristallkalorimeter, ausgelöst durch ein einziges Primärteilchen. Im folgenden sollen die Ergebnisse aus

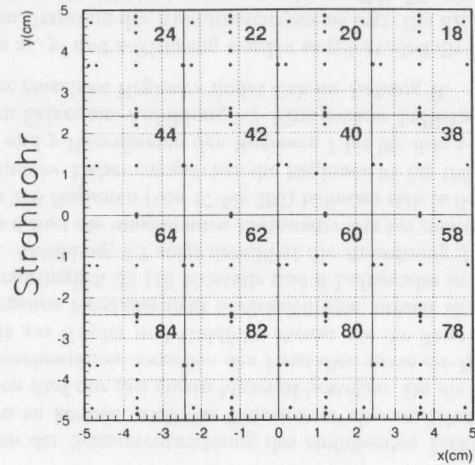


Abbildung 7.4: Karte der EGS4-Simulationen. Jeder Stern (\*) steht für eine Einschußposition, für die eine EGS4-Simulation vorliegt. Die Abbildung bezieht sich auf eine Energie von 27,5 GeV. Für Energien von 5, 10, 15, 20 und 25 GeV liegen ebensoviele Simulationen vor. Die Zahlen in jedem Kristall stehen für die Materialregion in EGS4, die dem entsprechenden PbWO<sub>4</sub>-Kristall entsprechen (→ Abb. 7.2).

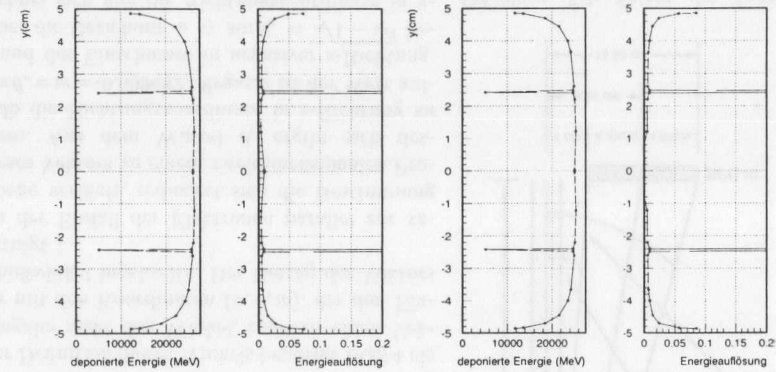
der Simulation diskutiert werden, die sich direkt aus dieser Energieverteilung herleiten lassen.

Besonderes Augenmerk liegt auf der erreichbaren Energieauflösung zu sehr kleinen Winkeln, also bei Eintritt des Primärteilchens in die strahlrohrzugewandte Kristallage.

Eine Karte zur Übersicht über die Einschußpositionen, für die Simulationen durchgeführt wurden, ist in Abbildung 7.4 zu finden. Für praktisch alle eingezeichneten Eintrittskordinaten wurden Simulationen für alle betrachteten Energien vorgenommen: 5, 10, 15, 20, 25 und 27,5 GeV.

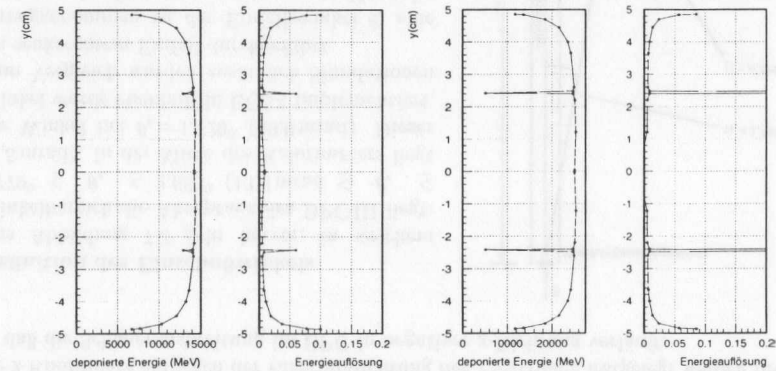
### 7.3.1 Homogenität und Energieauflösung

Abbildung 7.5 zeigt die Energiedeposition im BPC für 15,0 und 27,5 GeV-Elektronen. Es zeigt sich, daß etwa 5% der Energie longitudinal aus dem Kalorimeter herausleckt: Dieser Wert ergibt sich aus der Energiedeposition im BPC, wenn der Schauerursprung im zentralen x-/y-Bereich des Kalorimeters liegt (7.5a), in dem transversale Leckverluste keine Rolle spielen. In diesem Bereich werden etwa 26,5 von 27,5 GeV der Energie im BPC deponiert. Dies liegt an der Länge des BPC, die durch den eingeschränkten Platz am vorgesehenen Einbauort im ZEUS-Experiment gegeben ist. Die Länge von 20 cm entspricht 23,0 Strahlungslängen  $X_0$ . An den Rändern geht zusätzlich durch seitliche Leckverluste Energie verloren.



(a)  $x = -1,22 \text{ cm}$ ,  $E = 27,5 \text{ GeV}$

(b)  $x = -3,66 \text{ cm}$ ,  $E = 27,5 \text{ GeV}$



(c)  $x = -1,22 \text{ cm}$ ,  $E = 15,0 \text{ GeV}$

(d)  $x = -3,66 \text{ cm}$ ,  $E = 15,0 \text{ GeV}$

Abbildung 7.5: Homogenität und Energieauflösung für 27,5 (oben) bzw 15 GeV (unten) Primärteilchenenergie, vertikal abgetastet über  $y$  bei Einschuß in eine mittlere (links) bzw. äußere Kristallreihe (rechts) unter einem Winkel von 25,2 mrad. Die Singularitäten bei  $y = \pm 2,4 \text{ cm}$  sind auf den Einschuß von Elektronen direkt in die Lücken zurückzuführen.

Die Tatsache, daß Energie verloren wird, führt auch zu einer Unschärfe der Energiebestimmung und schränkt damit die maximal erreichbare Energieauflösung ein.

Aus der Energieverteilung, wie sie eine Simulation liefert, läßt sich die Energieauflösung  $\Delta E/E$  aus dem Quotienten aus der Breite  $\sigma$  und dem wahrscheinlichsten Wert  $\mu$  der Verteilung errechnen. Für eine Gauß-förmige Verteilung gilt also:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\sigma}{\mu} \quad (7.1)$$

In Abbildung 7.5 ist dies für alle Punkte der Simulation getan worden, das Ergebnis ist jeweils im rechten Graphen von a, b, c und d zu sehen.

Betrachtet man die Ergebnisse für 27,5 GeV Einschußenergie und relativ mittlerer Einschußposition (7.5a), ergibt sich folgendes Bild:

Bei Einschuß in den zentralen Bereich des BPC bis 8 mm vom Rand entfernt liegt die erreichbare Energieauflösung bei 0,5% ( $2,6\%/ \sqrt{E/\text{GeV}}$ ), in den Kristallücken bei 0,9% ( $4,7\%/ \sqrt{E/\text{GeV}}$ ), 1 mm vom Rand entfernt bei 3,2% ( $17\%/ \sqrt{E/\text{GeV}}$ ) – dies entspricht dem Wert, der mit dem BPC II im zentralen Bereich erreicht wird – und direkt am Rand wird eine Energieauflösung von 5% ( $26\%/ \sqrt{E/\text{GeV}}$ ) erreicht.

Aus diesen Werten läßt sich ableiten, daß trotz des kompakten Äußeren des Kristall-BPC die geforderte Energieauflösung erreichbar ist. Die Monte-Carlo-Simulation ergibt allerdings nur die untere Grenze für die Energieauflösung aufgrund der seitlichen und longitudinalen Leckverluste. Im realen Betrieb kommen weitere Faktoren hinzu, die die Energieauflösung negativ beeinflussen, wie z.B. die Photostatistik im Zusammenhang mit der Lichtausbeute ( $\rightarrow$  Kapitel 6.3).

### 7.3.2 Energieauflösung zu kleinen Winkeln

Das strahlrohrnahe Kalorimeter ist zur Energiemessung von Elektronen unter einem sehr kleinen Winkel konstruiert worden. Deshalb ist die Frage von besonderem Interesse, welches der minimale Winkel ist, der vom BPC III abgedeckt wird. Dies hängt natürlich einerseits vom Abstand des Kalorimeters vom Wechselwirkungspunkt und vom Abstand zum Strahl ab. Dies sind fest vorgegebene Parameter. Auf der anderen Seite zeigen die Abbildungen 7.5, daß aufgrund seitlicher Leckverluste eine Energiemessung erst ab einem bestimmten Abstand zum Rand des Kalorimeters möglich ist. Dieser Abstand ist zum eigentlichen Abstand vom Strahl hinzuzuaddieren. Für die folgende Betrachtung sei eine Energieauflösung von  $17\%/ \sqrt{E/\text{GeV}}$  als ausreichend angesehen. Dies ist die Energieauflösung, die mit dem BPC II im relevanten Bereich erzielt wird.

Im vorigen Abschnitt wurde die erreichbare Energieauflösung diskutiert. Demnach ist die Energieauflösung in 1 mm Entfernung vom Rand des Kalorimeters auf 3,2% begrenzt, wenn die Primärteilchenenergie bei 27,5 GeV liegt. Daraus ergeben sich umgerechnet auf die Primärteilchenenergie gerade  $17\%/ \sqrt{E/\text{GeV}}$ , so daß dies dem gesuchten strahlrohrnächsten Eintrittspunkt für das Elektron entspricht.

Aus Abbildung 7.3 geht hervor, daß die Kalorimeterecke 4 cm in x und 2,94 m in z vom Wechselwirkungspunkt entfernt ist. Zu den 4,0 cm müssen noch 0,1 cm hinzuaddiert wer-

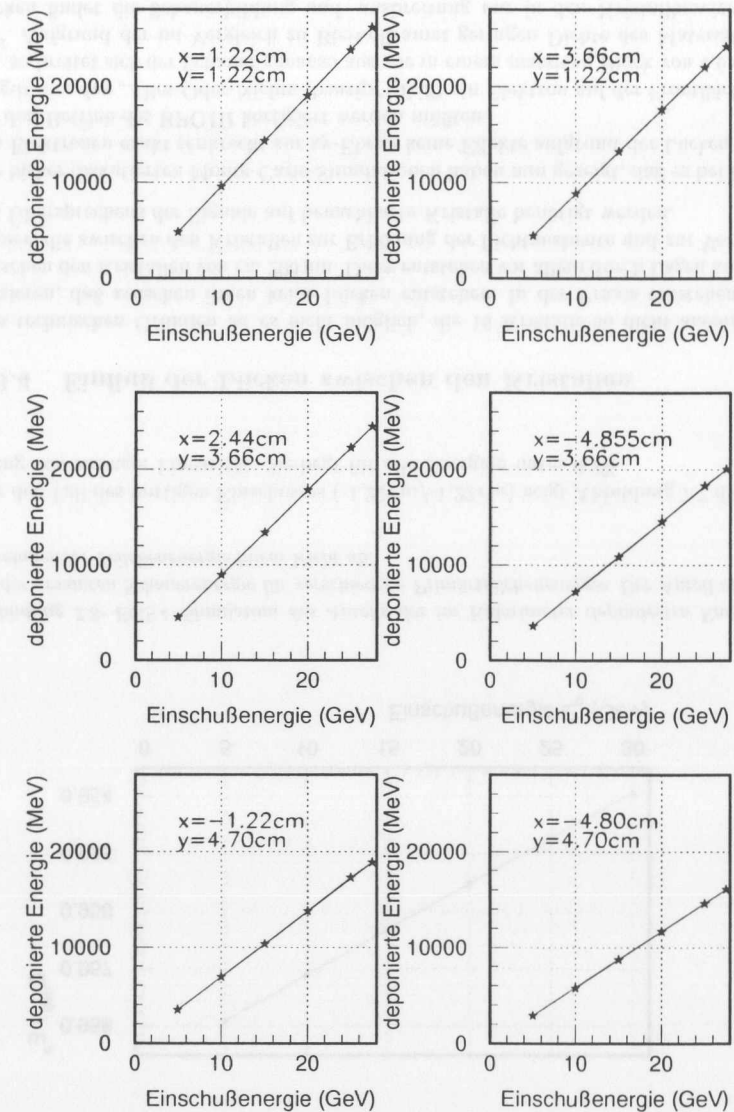


Abbildung 7.6: Kalorimeterantwort als Funktion der Einschußenergie für verschiedene Einschußpositionen. Für alle Einschußpositionen zeigt sich ein lineares Antwortverhalten. Die unterschiedliche Höhe der Antwort ergibt sich aus dem Anteil seitlich herausleckender Energie, der vom Abstand zum Kalorimeterrand abhängt ( $\rightarrow$  Abb. 7.5).

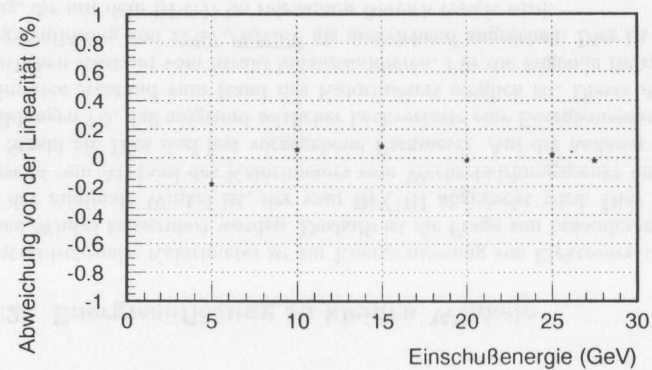


Abbildung 7.7: Abweichung von der Linearität für den Eintrittsort (-1,22 cm/-1,22 cm) als Funktion der Primärteilchenenergie

den und man erhält folgende Gleichungen:

$$x = 4,1 \text{ cm} = r \cdot \sin \theta_e \quad \text{und} \quad z = 294,0 \text{ cm} = r \cdot \cos \theta_e$$

$$\Leftrightarrow \frac{\sin \theta_e}{\cos \theta_e} = \tan \theta_e = \frac{4,1}{294,0} \Rightarrow \theta_e = 0,799^\circ$$

Der kleinste Akzeptanzwinkel des BPC III beträgt im Laborsystem demnach  $\theta_e = 0,799^\circ$  (13,9 mrad).

### 7.3.3 Linearität

Die Antwort eines Kalorimeters sollte linear sein, d.h. ein konstanter Faktor sollte den gemessenen Wert (ADC-Kanal) in die Teilchenenergie umrechnen. Das bedeutet aber auch, daß das Verhältnis deponierter Energie zur Schauerenergie konstant sein muß. Aus der EGS4-Simulation kommt ein nahezu lineares Antwortverhalten heraus, dennoch verschiebt sich die Lage des Schauers etwas, da mit zunehmender Energie ein etwas größerer Teil der Energie aus dem Kalorimeter herausleckt. Der Zusammenhang zwischen Leckverlusten und Einschußenergie ergibt sich als linear (Abb. 7.8).

Abbildung 7.6 zeigt die Kalorimeterantwort auf Primärteilchenenergien von 5 - 27,5 GeV an verschiedenen Eintrittspositionen. Die Antwort des Bleiwolframatkalorimeters ist stets linear, d.h. die oben genannte Forderung nach einem konstanten Umrechnungsfaktor vom gemessenen Wert auf die Primärteilchenenergie ist erfüllt. Aus dem Vergleich der sechs Graphen zeigt sich allerdings auch, daß dieser Faktor vom Eintrittsort abhängt. Dies ist nach dem Uniformitätsverhalten aus Abschnitt 7.3.1 allerdings auch zu erwarten.

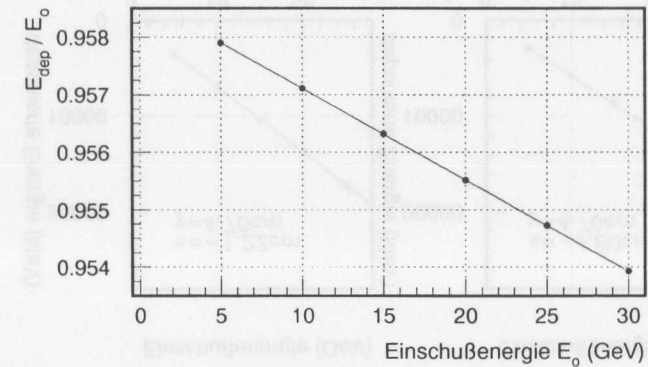


Abbildung 7.8: EGS4-Simulation des Anteils der im Kalorimeter deponierten Energie  $E_{dep}$  an der gesamten Schauerenergie für verschiedene Primärteilchenenergie. Der Anteil nimmt mit zunehmender Teilchenenergie linear leicht ab.

Für den Fall des mittigen Einschusses (-1,22 cm/-1,22 cm) zeigt Abbildung 7.7 die Abweichung von strenger Linearität. Sie liegt für alle Energien unter 0,2%.

### 7.3.4 Einfluß der Lücken zwischen den Kristallen

Aus technischen Gründen ist es nicht möglich, die 16 Kristalle so dicht aneinander zu plazieren, daß zwischen ihnen keine Lücken entstehen. In der Praxis entstehen Lücken zwischen den Kristallen von ca. 200  $\mu\text{m}$ . Diese entstehen vor allem durch Lagen aus Tyvek-Papier, die zwischen den Kristallen zur Erhöhung der Lichtausbeute und zur Vermeidung des Übersprechens der Signale auf benachbarte Kristalle benötigt werden.

Die bisher diskutierten Monte-Carlo-Simulationen haben nun gezeigt, daß es bei Einschuß von Elektronen exakt senkrecht zur xy-Ebene keine Effekte aufgrund der Lücken gibt, die für den Betrieb des BPC III korrigiert werden müßten.

Es gilt hier das „Alles-Oder-Nichts-Prinzip“: Trifft ein Elektron auf der Frontfläche ( $z=0$ ) ein, so breitet sich der Schauer genauso aus wie in einem massiven Block von  $9,6 \times 9,6 \times 20 \text{ cm}^3$ . Aufgrund der im Vergleich zu Bleiwolframat geringen Dichte des Materials in den Lücken findet die Schauerbildung und -ausbreitung nur in den Kristallbereichen statt (Energiedeposition in den Bereichen zwischen den Kristallen: 0).

Trifft das Elektron dagegen auf eine Lücke, wird es vom Kalorimeter nicht detektiert.

Diese Situation ändert sich allerdings, sobald das Elektron unter einem Winkel auf die Frontfläche des BPC trifft. Dann nämlich verlaufen die Zwischenräume nicht mehr parallel

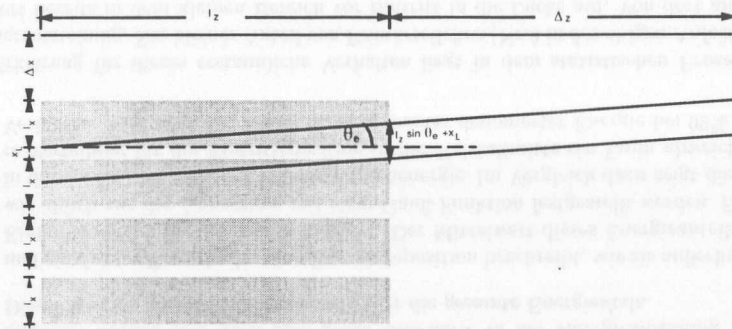


Abbildung 7.9: Geometrische Verhältnisse im BPC III. Der Einschubwinkel  $\theta_e$  und damit der tote Bereich ist in der Skizze stark übertrieben.

zur Eintrittsachse des Elektrons. In erster Näherung gibt es dann einen engen Bereich um die Lücken, in dem die effektive Länge des Kalorimeters kleiner als die 23 Strahlungslängen ist ( $\rightarrow$  Abbildung 7.9).

Diese Bereiche haben in x-Richtung die Ausdehnung  $x_T$ :

$$x_T = l_z \cdot \sin \theta_e + x_L \quad (7.2)$$

In (7.2) sei  $l_z$  die Länge der Kristalle (200 mm),  $x_L$  die Breite der Lücken ( $\approx 200 \mu\text{m}$ ) und  $\theta_e$  der Eintrittswinkel eines Elektrons, welches genau eine Lücke trifft:

$$\tan \theta_e = \frac{(\Delta x + n \cdot l_x)}{\Delta z} \quad (7.3)$$

mit  $n =$  Kristallage in x ( $n=0,1,2,3,4$ )  
 $l_x =$  Kristallbreite (2,4 cm)  
 $\Delta z =$  z-Abstand BPC - Wechselwirkungspunkt (294 cm)  
 $\Delta x =$  x-Abstand BPC - Wechselwirkungspunkt (4 cm)

An den Rändern ( $n=0,4$ ) und um die Lücken ( $n=1,2,3$ ) errechnet sich der Einfallswinkel  $\theta_e$  aus (7.3) jeweils zu

$$\theta_e = \begin{cases} 0,779^\circ & n=0 \\ 1,247^\circ & n=1 \\ 1,714^\circ & \text{für } n=2 \\ 2,182^\circ & n=3 \\ 2,649^\circ & n=4 \end{cases}$$

In diesem Bereich (Eintrittsort innerhalb  $x_T$ ) ist die effektive Länge des BPC eine Funktion von  $\theta_e$  und damit vom Eintrittsort. Dies hat zur Folge, daß der Anteil der herausleckenden Energie um die Lücken etwas höher ist (Abb. 7.10).

Zur genaueren Beleuchtung der Verhältnisse in den Bereichen um die Kristalllücken wurde an 24 Stellen in einem Bereich von 1 cm ein Einschub von 27,5 GeV-Elektronen unter

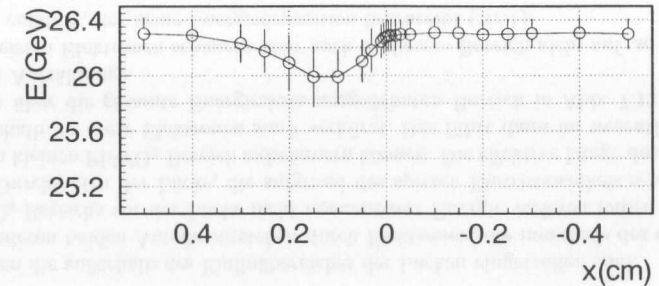


Abbildung 7.10: Simulation der Energiedeposition bei unterschiedlichem Eintrittsort in das BPC III unter einem Winkel von 25 mrad

einem Winkel von 25 mrad simuliert.

Das Ergebnis ist in Abb. 7.10 aufgetragen. Man sieht, daß die Energiedeposition im Kalorimeter um bis zu 1,1% bei  $x=0,12\text{cm}$  sinkt.

Höhere Leckverluste gehen in der Regel mit einer Beeinträchtigung der Energieauflösung einher. Die Höhe der Beeinträchtigung läßt sich aus derselben Simulation gewinnen. In Abbildung 7.11 ist die Energieauflösung für einen Bereich von 1 cm um eine Lücke gegen den Eintrittsort aufgetragen. Die Energieauflösung steigt von  $2,3\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  auf einen maximalen Wert von  $4,5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ . Diese Beeinträchtigung ist in der Praxis aber nicht von so hoher Bedeutung, wie dies auf den ersten Blick erscheinen mag, da die Gesamtenergieauflösung in diesem Bereich durch andere Terme dominiert wird ( $\rightarrow$  Kapitel 6.3), so daß sich abschließend feststellen läßt, daß die Verschlechterung der Energieauflösung durch Lückeneffekte tolerierbar bleibt.

Natürlich könnte der Einfluß der Lücken auf die Energieauflösung durch eine Positionierung des BPC in einem Winkel zum Strahlrohr, der dem Eintrittswinkel des Elektrons entspricht, verringert werden, da damit die Elektronen wieder senkrecht auf die Kalorimeterfrontfläche treffen.

Es ist allerdings Vorsicht geboten, da die exakt senkrechte Ausrichtung des Kalorimeters in der Praxis kaum gegeben sein wird und kleine Ungenauigkeiten bei der Ausrichtung kaum zu vermeiden sein werden. Darüberhinaus läßt sich grundsätzlich nur eine Ebene für ein einziges x mit dem Eintrittswinkel des Elektrons in Übereinstimmung bringen. Je weiter entfernt ein Elektron vom Kernbereich eintrifft, desto höher ist die Abweichung vom senkrechten Einfall.

Bei kleinen Abweichungen vom senkrechten Einfall (also sehr kleinen Eintrittswinkeln) ergeben sich aber bereits wieder Lückeneffekte, die allerdings in ihrer Qualität gänzlich verschieden sind von denen bei größeren Eintrittswinkeln:

Abbildung 7.12 zeigt das Ergebnis für den Einschub von 5 GeV-Elektronen in Lückennähe unter einem Winkel von  $\theta_e=1,25\text{mrad}$ . Für höhere Energien sieht das Ergebnis ähnlich aus. Die speziellen Effekte in dieser Region lassen sich aber am besten bei kleiner

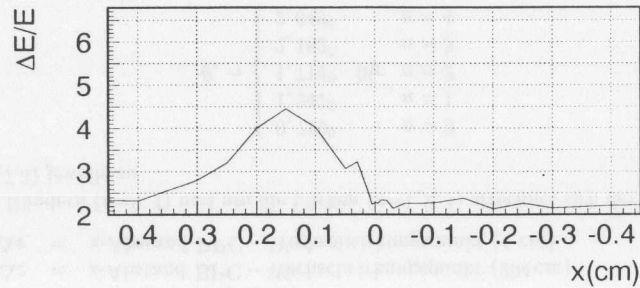


Abbildung 7.11: Simulation der Energieauflösung bei unterschiedlichem Eintrittsort in das BPCIII unter einem Winkel von 25 mrad

Primärteilchenenergie erkennen. Zum Vergleich ist die mit EGS4 simulierte Energieverteilung für eine in der Kristallmitte liegende  $y$ -Koordinate des eintreffenden Elektrons in der Abbildung enthalten.

Beide Verteilungen fassen 2000 Einzelsimulationen zusammen, wie dies für alle vorgestellten EGS4-Simulationen der Fall ist.

Aus der Verteilung bei  $y=2,42$  cm (untere Kurve) läßt sich kein eindeutiger Mittelwert herleiten, wie dies üblicherweise aus der Anpassung mit einer Gauß-Funktion möglich ist (vgl. obere Kurve,  $y=1,21$  cm). Vielmehr lassen sich mindestens drei Bereiche unterscheiden:

1. ein Bereich, der überhaupt keine Energiedeposition beschreibt (ganz links in Abb. 7.12).
2. ein weiterer Bereich, der einen nur sehr geringen Anteil deponierter Energie beschreibt, woraus sich auch eine große Unschärfe in der Energieauflösung ergibt. Dieser Bereich verteilt sich praktisch über die gesamte Energieskala.
3. und ein dritter Bereich, der eine Energiedeposition beschreibt, wie sie außerhalb des Einflußbereiches der Lücken stattfindet. Der Mittelwert dieses Energieanteils kann wie üblich aus der Anpassung mit einer Gauß-Funktion festgestellt werden. Er liegt in diesem Fall bei 90% der Primärteilchenenergie. Im Vergleich dazu zeigt die andere Verteilung für die Eintrittsposition in der Kristallmitte ein kaum abweichendes Verhalten. Hier liegt der Anteil im Kalorimeter deponierter Energie bei 92%.

Die Erklärung für dieses erstaunliche Verhalten liegt in dem statistischen Prozess der Schauerentstehung. Ein kleiner Anteil von Primärteilchen (Nr.3 in der obigen Aufzählung) schauert bereits in dem kleinen Bereich vor Eintritt in die Lücke auf. Von dort an allerdings haben die Schauersekundärteilchen keine Vorzugsrichtung mehr. Ihr Winkel zur Kristallkante ist nicht mehr spitz, so daß ab jetzt die Schauerenergie (bis auf die normalen Leckverluste) im Kalorimeter verbleibt. Es besteht nun kein Unterschied mehr zu

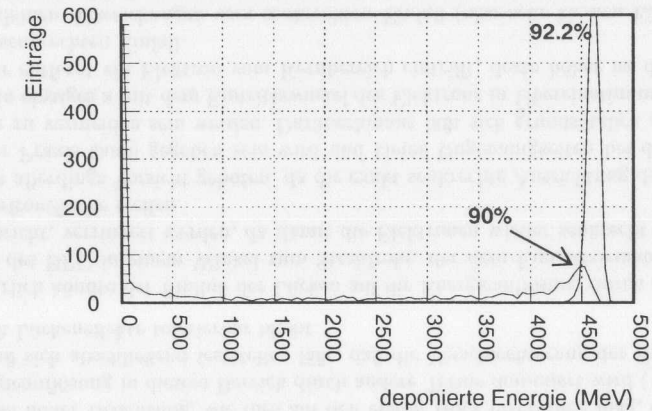


Abbildung 7.12: Simulation der Energieverteilung bei unterschiedlichem Eintrittsort in den Kristall unter einem Winkel 1,25 mrad. Der untere Graph zeigt die Energieverteilung, wenn das Elektron am äußersten Rand eines Kristalls aus einer mittleren  $yz$ -Lage eintritt ( $y=2,42$  cm). Der obere Graph mit scharfer Spitze bei 92,2% zeigt die Energieverteilung bei mittigem Einschub in denselben Kristall ( $y=1,22$  cm). Die Eintrittsposition in  $x$  befand sich in beiden Fällen bei  $x=-3,66$  cm. Die Primärteilchenenergie betrug 5 GeV. Die Prozentangaben beziehen sich auf den Quotienten aus deponierter und Primärteilchenenergie.

Teilchen die außerhalb des Einflußbereiches der Lücken eingetroffen sind.

Die anderen beiden Anteile entstehen durch Elektronen, die innerhalb des ersten kleinen  $\text{PbWO}_4$ -Bereichs vor der Lücke nicht nennenswert Energie verloren haben und nun erst nach Durchlaufen der Lücke, die aufgrund des spitzen Eintrittswinkels sehr lang ist, im letzten kleinen  $\text{PbWO}_4$ -Bereich aufschauern können. Die effektive Länge des Kalorimeters ist deshalb für diese Elektronen stark verkürzt. Das führt dann im wesentlichen zu dem langen über die gesamte Energieskala ausgedehnten Bereich in Abb. 7.12 (Nr.2 in der obigen Aufzählung).

Die meisten Elektronen schauern aber auch in diesem Bereich nicht auf, so daß der hohe Anteil entsteht, der keine Energiedeposition beschreibt (Nr.1).

Aus dem diesem Verhalten zugrundeliegenden statistischen Prozeß folgt, daß eine Korrektur dieser Effekte für ein einzelnes Teilchen aufgrund des Wissens um die Eintrittsposition nicht möglich ist. Deshalb müßte dieser Bereich vollständig aus der Datenanalyse herausgenommen werden. Es erscheint also sinnvoller, das Kalorimeter parallel zum Strahlrohr zu installieren. Eine andere Möglichkeit zur Reduzierung des Lückeneffektes wäre eine Drehung des Kalorimeters entgegen der Elektroneneinfallrichtung.



## 7.4 Simulation eines ausgedehnten Strahls

Im realen Betrieb des BPC III im ZEUS-Experiment haben wir es grundsätzlich mit einzelnen Elektronen zu tun. Aus diesem Grunde beruhen alle bislang diskutierten Ergebnisse der EGS4-Simulationen auf einzelnen, punktförmigen Teilchen.

Für den Vergleich und die Bewertung der Daten aus dem CERN-Test (→ Kapitel 9) jedoch erscheint eine Ausweitung der Simulationen auf einen in x und y ausgedehnten Strahl erforderlich [vgl. Abb.9.7 auf Seite 85].

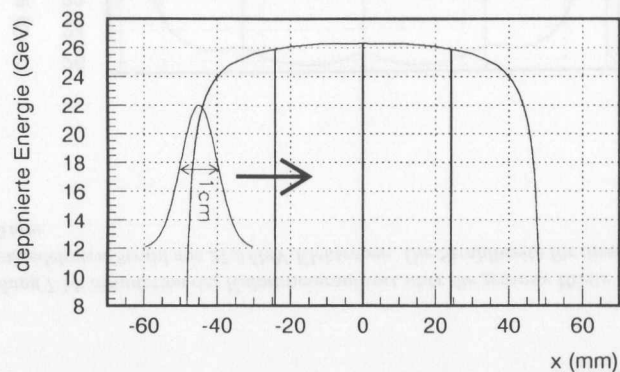


Abbildung 7.13: Konstruktion einer Simulation unter Einschub mit einem räumlich ausgedehnten Teilchenstrahl. Der Graph zeigt das Uniformitätsprofil des BPC III aus EGS4-Simulationen für 1935 verschiedene Eintrittsorte des primären Elektrons. Die Gaußfunktion in der linken Bildhälfte beschreibt ein Strahlprofil. Aus der Verschmierung des Uniformitätsprofils mit dem Strahlprofil läßt sich ein räumlich ausgedehnter Strahl simulieren (s. Text).

### 7.4.1 Konstruktion des ausgedehnten Strahls

Alle Monte-Carlo-Simulationen mit EGS4 erlauben die Simulation der Energiedeposition im Material für einen Schauer, ausgelöst durch ein einziges punktförmiges einfallendes Elektron. Nun wird aber ein Monte-Carlo-generierter Datensatz für einen ausgedehnten Elektronenstrahl benötigt. Da eine solche Simulation über einen Bereich von 9,6 cm im Abstand von 0,05 mm für eine einzige Energie aus 774 000 Einzelsimulationen bestehen würde, ist sie in sinnvollen Zeitintervallen nicht durchzuführen. Aus diesem Grunde ist die Simulation eines ausgedehnten Strahls aus den Daten von Einzelsimulationen nachträglich erfolgt.

Grundlage für die Konstruktion des ausgedehnten Strahls sind Daten aus 36 Einzelsimulationen entlang der x-Achse bei mittigem Eintritt in y ( $y=1,21$  cm).

Von diesen Einzelsimulationen werden nur die Mittelwerte der Energieverteilung (wahrscheinlichste Werte aus der Anpassung mit einer Gauß-Funktion) benötigt. Es entsteht daraus dann ein Vektorpaar  $(x, \mu(x))$  aus den x-Koordinaten und den Mittelwerten der Verteilungen mit jeweils 36 Elementen. Durch lineare Interpolation werden diese Vektoren feiner skaliert, so daß es endgültig aus zwei Vektoren mit 1935 Elementen besteht. Für alle Werte  $x_i$ , die in die Lücken zwischen den Kristallen fallen, wird für  $\mu(x_i)$  der Wert 0 in den Vektor geschrieben.

Dieser neue Vektor  $\mu(x)$  enthält aber prinzipiell immer noch ausschließlich Daten aus Einzeltteilchensimulationen. Abbildung 7.13 zeigt  $\mu(x)$  gegen x aufgetragen. Prinzipiell gibt es noch keinen Unterschied zu den Verhältnissen, die in Abbildung 7.5 dargestellt sind: In den Lücken beträgt die Energiedeposition 0 und außerhalb unterscheidet sie sich nicht von der in einem massiven Block aus  $\text{PbWO}_4$ -Kristallen (vgl. jedoch auch Abschnitt 7.3.4).

Der ausgedehnte Strahl soll 10 mm breit sein, wie es z.B. der Breite des Teststrahls X-5 am CERN-Beschleuniger SPS entspricht (→ Abb.9.7, Seite 85).

Somit gilt für den Strahl:

$$f(x) = \frac{1}{f_{\text{nor}}} \cdot e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} \quad (7.4)$$

mit:

$$f_{\text{nor}} = \int_{x_0-20\text{ mm}}^{x_0+20\text{ mm}} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} dx \quad (7.5)$$

$f(x)$  nach (7.4) ist ebenfalls in Abbildung 7.13 dargestellt. Die Grenzen des Normierungsintegrals (7.5) ergeben sich aus der x-Ausbreitung der Gauß-Funktion mit  $2\sigma = 1$  cm. Da für die Weiterverarbeitung  $f(x)$  genauso in x skaliert sein muß wie  $\mu(x)$ , erhalten wir für die konkrete Berechnung ein weiteres Vektorpaar  $(x, E(x))$  mit jeweils 400 Elementen.

Für jede Position  $\bar{x}$ , für die das Strahlmaximum festgestellt wird, tragen also viele Teilchen nach (7.4) zum detektierbaren Ergebnis bei.

Es gilt für  $\mu(x) \rightarrow \mu(\bar{x})$ :

$$\mu(\bar{x}) = \int_{\bar{x}-20\text{ mm}}^{\bar{x}+20\text{ mm}} \mu(x) E(x) dx \quad (7.6)$$

Da  $E(x)$  bereits nach (7.5) zu 1 normiert ist, wird kein weiterer Normierungsfaktor mehr benötigt.

An den Rändern des EGS4-Spektrums  $\mu(x)$  liegen Teile der Koordinaten der Funktion des Strahlprofils außerhalb des Intervalls  $[x_{\text{min}}, x_{\text{max}}]$  des Definitionsbereiches von  $\mu(x)$ . Bildlich gesprochen heißt das, daß ein Teil des Strahls am BPC vorbeischießt. In diesem Fall wird  $\mu(x) \equiv 0$  definiert, was mit der realen Situation durchaus übereinstimmt. Schließlich liefern Teilchen, die das Kalorimeter nicht treffen, auch keinen Beitrag zur Kalorimeterantwort.

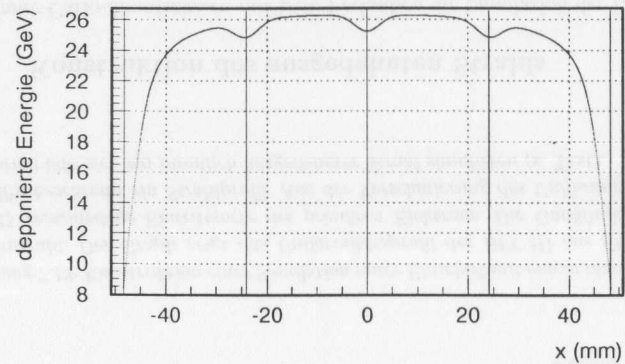


Abbildung 7.14: Simulation der Kalorimeterantwort über die gesamte Breite bei Einschub mit einem ausgedehnten Strahl aus 27,5 GeV-Elektronen. Die Strahlbreite für diese Simulation betrug  $2\sigma=10$  mm.

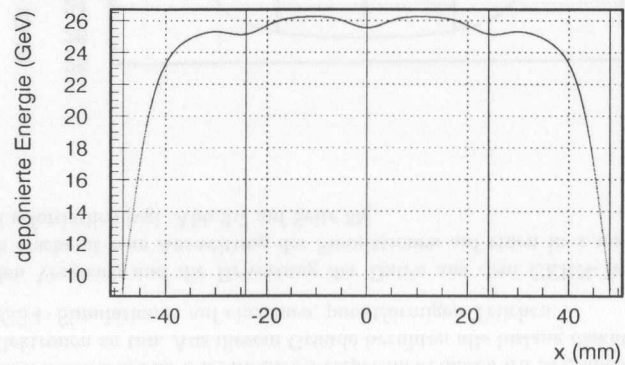


Abbildung 7.15: Simulation der Kalorimeterantwort über die gesamte Breite bei Einschub mit einem ausgedehnten Strahl aus 27,5 GeV-Elektronen. Die Strahlbreite für diese Simulation betrug  $2\sigma=15$  mm.

### 7.4.2 Ergebnisse für einen ausgedehnten Strahl

In Abschnitt 7.4.1 wurde das Verfahren zur Erweiterung der Simulation der Schauerbildung auf einen ausgedehnten Strahl vorgestellt. Hier sollen ein paar Ergebnisse für einen ausgedehnten Strahl vorgestellt werden.

Die Abbildungen 7.14 und 7.15 zeigen das Ergebnis  $\bar{\mu}(\bar{x})$  für Strahlbreiten von 10 bzw. 15 mm.

Es zeigt sich beim Übergang von Einzelteilchen zu einem räumlich ausgedehnten Strahl, daß der Einfluß der Lücken auf die Kalorimeterantwort seine Qualität ändert:

- Für einzelne Teilchen bedeuten die Lücken zwischen den Kristallen dunkle Bereiche des Kalorimeters mit keinem weiteren Einfluß auf die Kalorimeterantwort außerhalb der Lücken.
- Für einen ausgedehnten Strahl ergibt sich in einem ganzen Bereich um die Lücken, der durch die Strahlbreite definiert ist, eine wohldefinierte Änderung des Signals. Sie führt zu einer Inhomogenität (Eintrittsortabhängigkeit der Kalorimeterantwort) von ca. 5% für eine Strahlbreite von 10 cm bzw. etwas weniger für 15 cm Strahlbreite.

Darüberhinaus gibt es einen Einfluß auf die Flanken der Uniformitätsfunktion. Sie werden einerseits flacher aufgrund der früher eintretenden Leckverluste. Auf der anderen Seite liefern jetzt auch Positionen  $\bar{x}$  noch eine Kalorimeterantwort  $\neq 0$ , die eigentlich schon außerhalb des Kalorimeters liegen.

## Kapitel 8

# Simulation der Lichtausbreitung im Kristall

Die EGS4-Simulationen ( $\rightarrow$  Kapitel 7) beschreiben die Ausbreitung des elektromagnetischen Schauers im Kristallkalorimeter.

Durch Messung und Aufsummierung aller Schaueranteile wird aus dem Schauer die Primärteilchenenergie bestimmt. Eventuelle Schauerverluste (Leckverluste) zu den Seiten und in Ausbreitungsrichtung können durch die Informationen aus der EGS4-Simulation korrigiert werden.

Die Energie der Schaueranteile in den einzelnen Kristallen wird über das erzeugte Szintillationslicht mit jeweils einem Photomultiplier am Ende jedes Kristalls gemessen. Der verwendete Photomultiplier (Durchmesser der Photokathode: 8 mm) liest aber nur knapp 9% der  $2,4 \times 2,4 \text{ mm}^2$  großen Kristallrückseite aus.

In den Kapiteln 6.3 und 9.8.3 wird nachgewiesen, daß die absoluten Lichtverluste, die dadurch auftreten, tolerierbar sind, da die verbleibende Lichtausbeute ausreicht, um die geforderte Energieauflösung zu erreichen.

Doch um die Informationen aus der EGS4-Simulation auf das tatsächliche Kalorimeter übertragen zu können, muß die Energie jedes Schaueranteils unabhängig von der Ortsposition mit dem gleichen Faktor zur gemessenen Intensität beitragen.

Die im folgenden beschriebene Simulation soll klären, ob dies angesichts des kleinen Verhältnisses  $F/A$  der ausgelesenen Fläche  $F$  zur Gesamtrückfläche  $A$  des Kristalls gegeben ist.

### 8.1 Die Simulation

Die in diesem Kapitel beschriebene Simulation wurde mit einem speziellen C-Programm, 'lightsimmod' [Boh99], realisiert, das in seinen wesentlichen Zügen auf 'quaderatten' [Dan96] basiert.

Im folgenden wird ein kurzer Abriss der Grundlagen von 'quaderatten' gegeben. Von den Modifikationen, die mit 'lightsimmod' realisiert wurden, werden nur jene besprochen, die für die vorliegende Simulation von Bedeutung sind.

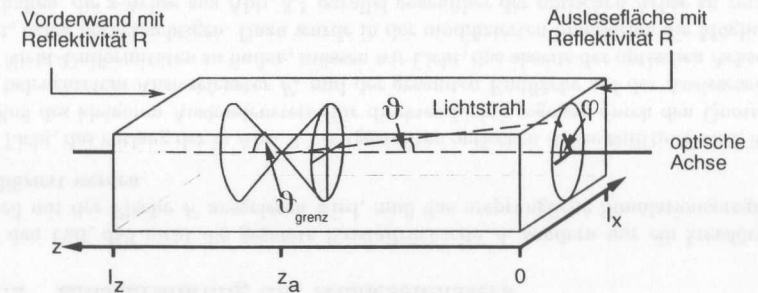


Abbildung 8.1: Geometrische Verhältnisse für die Simulation der Lichtausbreitung in den  $\text{PbWO}_4$ -Kristallen. Die Abbildung entspricht den Verhältnissen bei Auslese der gesamten Kristallrückseite.

#### 8.1.1 Lichtausbreitung im $\text{PbWO}_4$ -Kristall

Abbildung 8.1 zeigt die geometrischen Verhältnisse für die Lichtausbreitung im Kristall. Die insgesamt an der Auslesefläche austretende Intensität läßt sich in zwei Anteile unterteilen:

1.  $I_r$  - Intensitätsanteil ausgehend vom rechten Kegel. Dieses Licht trifft zuerst<sup>1</sup> oder ausschließlich auf die Auslesefläche. Dieser Anteil läßt sich wiederum in zwei Anteile unterteilen:
  - a.  $I_{r,0}$  - Licht, das beim ersten Auftreffen auf die Auslesefläche den Kristall verläßt
  - b.  $I_{r,N}$  - Licht, das den Kristall erst nach  $N$ -maligem Auftreffen verläßt
2.  $I_l$  - Intensitäten ausgehend vom linken Kegel. Bevor dieses Licht das erste Mal die Auslesefläche trifft, ist es schon einmal an der gegenüberliegenden Seite reflektiert worden. Analog zum rechten Kegel läßt sich auch das Licht, das vom linken Kegel ausgeht, in zwei Anteile unterteilen:
  - a.  $I_{l,0}$  - Licht, das beim ersten Auftreffen auf die Auslesefläche den Kristall verläßt
  - b.  $I_{l,N}$  - Licht, das den Kristall erst nach  $N$ -maligem Auftreffen verläßt

Die vom Einfallswinkel  $\vartheta$  ( $\rightarrow$  Abb. 8.1) abhängige Reflexion  $R = 1 - T$  gehorcht den Fresnelschen Gleichungen. Für gleiche Anteile parallel und senkrecht polarisierten Lichtes gilt demnach:

$$R = \frac{1}{2} \left( \frac{(\sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta} - \cos \vartheta)^4}{(n^2 - 1)^2} + \left( \frac{n^2 \cos \vartheta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta}}{n^2 \cos \vartheta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta}} \right)^2 \right), \quad (8.1)$$

wobei  $n$  der relative Brechungsindex (Luft/Bleiwolframat:  $n^{-1} = 2,2$ ) ist.

<sup>1</sup>soll heißen: bevor es die der Auslesefläche gegenüberliegende Fläche trifft. Reflexionen an den Seitenflächen können vorher auftreten, jedoch ist zwingend eine Reflexion an der Auslesefläche nötig, bevor eine Reflexion an der gegenüberliegenden Seite möglich ist.

**Der Lichtanteil  $I_{r,0}$  (1.a.)**

Der Lichtanteil, der ausgehend vom rechten Kegel aus Abb. 8.1 beim ersten Treffen auf die Auslesefläche den Kristall verläßt, läßt sich beschreiben durch ein Produkt aus der normierten Intensität  $I_0$ , der Reflexion  $R_s^{N_1} \cdot R_s^{N_2}$  (mit der Potenz der Reflexionen), der Transmission  $T_A$  durch die Ausleseseite und einer von  $z$  abhängigen Abschwächung:

$$I_{r,0} = I_0 \cdot R_s^{N_1} \cdot R_s^{N_2} \cdot T_A \cdot e^{-\mu \frac{z}{\cos \vartheta}} \quad (8.2)$$

Dabei werden mit  $N_1$  und  $N_2$  die Anzahl von Reflexion gegen die Seiten- bzw. die Deckenflächen bezeichnet, die das Licht erfahren hat, bevor es durch die Ausleseseite austritt. Sie berechnen sich zu

$$N_1 = \text{int} \left( \left| \frac{z \cdot \tan \vartheta \cdot \cos \varphi}{l_x} \right| + \frac{1}{2} \right) \quad \text{und} \quad N_2 = \text{int} \left( \left| \frac{z \cdot \tan \vartheta \cdot \sin \varphi}{l_y} \right| + \frac{1}{2} \right) \quad (8.3)$$

$l_x$  und  $l_y$  bezeichnen die Kantenlängen in x- bzw. y-Richtung, im Falle der Bleiwolframatkristalle gilt  $l_x = l_y = 2,4 \text{ cm}$ .

**Der Lichtanteil  $I_{r,N}$  (1.b.)**

Für den Fall des vom rechten Kegel aus Abb. 8.1 ausgehenden Lichtes, der erst nach  $N$  Reflexionen an der Auslesefläche und ihrer gegenüberliegenden Fläche durch die Auslesefläche tritt, ändert sich (8.2) zu

$$I_{r,N} = I_{r,0} \cdot R_s^{N'_1} \cdot R_s^{N'_2} \cdot R^{2N} \cdot e^{-\mu \frac{2l_z}{\cos \vartheta}} \quad (8.4)$$

$N'_1$  und  $N'_2$  berechnen sich aus den Gleichungen (8.3) mit  $z = N \cdot 2l_z$ .

**Der Lichtanteil  $I_{l,0}$  (2.a.)**

Das Licht, das ausgehend vom linken Lichtkegel aus Abb. 8.1 auf das Auslesefenster trifft, muß zunächst einmal an der gegenüberliegenden Seite reflektiert worden sein. Die folgende Gleichung (8.5) beschreibt Lichtstrahlen, die beim ersten Auftreffen auf die Ausleseseite aus dem Kristall austreten:

$$I_{l,0} = I_0 \cdot R_s^{N''_1} \cdot R_s^{N''_2} \cdot R \cdot T_A \cdot e^{-\mu \frac{2l_z - z}{\cos \vartheta}} \quad (8.5)$$

$N''_1$  und  $N''_2$  berechnen sich aus den Gleichungen (8.3) mit  $z \Rightarrow 2l_z - z$ .

**Der Lichtanteil  $I_{l,N}$  (2.b.)**

Der mehrfach reflektierte Lichtanteil  $I_{l,N}$  ausgehend vom linken Kegel aus Abb. 8.1 läßt sich analog zu  $I_{r,N}$  berechnen (8.4).

**Zusammenfassung aller Lichtwege**

Die Intensität  $I_{sum}$  an der Ausleseseite, ausgehend durch zwei symmetrische Lichtstrahlen innerhalb der beiden in Abbildung 8.1 eingezeichneten Lichtkegel, berechnet sich als Summe der oben angegebenen Einzelanteile:

$$I_{sum} = I_{r,0} + \sum_{N=1}^{\infty} I_{r,N} + I_{l,0} + \sum_{N=1}^{\infty} I_{l,N} \quad (8.6)$$

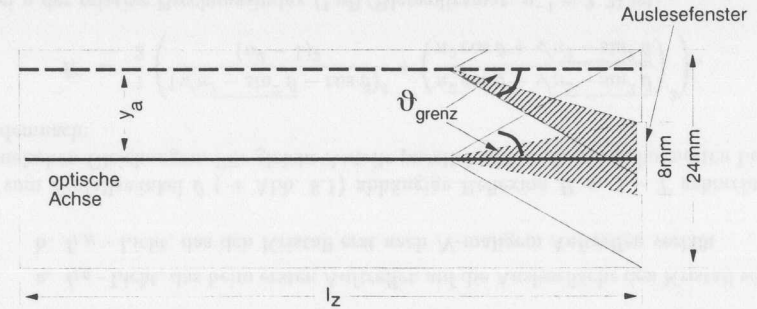


Abbildung 8.2: Geometrische Verhältnisse für die Simulation bei Einschränkung des Auslesefensters auf einen kreisförmigen Ausschnitt der Auslesefläche mit Zentrum in der optischen Achse. Die schraffiert eingezeichneten Kegel sind die Bereiche, in denen direkt einfallendes Licht im Sinne von  $I_{r,0}$  und  $I_{l,0}$  das Auslesefenster verläßt.

Die gesamte Intensität  $I_{gesamt}(z, \lambda)$  ausgehend von einem Szintillationsort  $z$ , die für eine feste Wellenlänge  $\lambda$  an der Ausleseseite gemessen wird, ergibt sich aus der Integration von (8.6) über den gesamten Raumwinkel:

$$I_{gesamt}(z, \lambda) = \int_0^{\vartheta_{grenz}} \int_0^{2\pi} I_{sum}(z, \lambda, \varphi, \vartheta) d\varphi \sin \vartheta d\vartheta \quad (8.7)$$

Zusätzlich wird die Intensität über den Wellenlängenbereich  $[\lambda_a, \lambda_e]$  des Szintillationspektrums integriert:

$$I(z) = \int_{\lambda_a}^{\lambda_e} I_{gesamt}(z, \lambda) d\lambda \quad (8.8)$$

**8.1.2 Einschränkung des Auslesefensters**

Für den Fall, daß nicht die gesamte Kristallrückseite  $A$ , sondern nur ein kreisförmiger Anteil mit der Fläche  $F$  ausgelesen wird, muß das ursprüngliche Simulationsprogramm modifiziert werden.

Für Licht, das entlang der in Abb. 8.1 dargestellten optischen Achse emittiert wird, ist der Einfluß des kleineren Auslesefensters (für direktes Licht) gegeben durch den Quotienten aus beleuchtetem Auslesefenster  $F_a$  und der gesamten Endfläche auf der Ausleseseite  $A$ . Um Nicht-Uniformitäten zu finden, müssen wir Licht, das abseits der optischen Achse entsteht, extra berücksichtigen. Dazu wurde in der modifizierten Simulation die Möglichkeit geschaffen, die z-Achse aus Abb. 8.1 parallel gegenüber der optischen Achse zu verschieben (Abb. 8.2). Dazu werden zwei Parameter  $x_a$  und  $y_a$  definiert, die den Abstand der verschobenen Achse zur optischen Achse in x bzw. y beschreiben. Der radiale Abstand wird damit zu  $r_a = \sqrt{x_a^2 + y_a^2}$ .

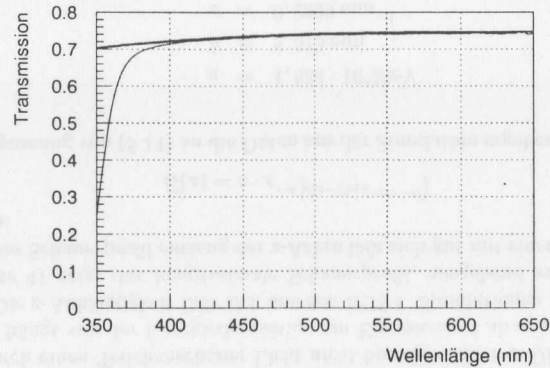


Abbildung 8.3: Typisches Transmissionsspektrum von  $\text{PbWO}_4$  ( $l=20,0\text{cm}$ ). Die fett gedruckte Kurve deutet die durch die Fresnel-Reflexion begrenzte maximale Transmission an. Für die Simulation wurde die Transmission auf die maximal mögliche Transmission renormiert.

Die zweite Modifikation betrifft die Definition eines kreisförmigen Auslesefensters, das nicht mehr die gesamte Ausleseseite bedeckt. Die Definition wird über den Radius des Auslesefensters  $r_F$  vorgenommen. Der Mittelpunkt des Auslesefensters liegt auf der optischen Achse.

In der Simulation tragen nun nur jene Lichtstrahlen des direkten Lichtes  $I_{r,0}$  und  $I_{l,0}$  zur Intensität bei, für die der Abstand  $r_A$  zur Mitte der Auslesefläche kleiner oder gleich dem Radius  $r_F$  ist. Es gilt also folgende Bedingung:

$$r_A \leq r_F \quad (8.9)$$

$$z \sin \vartheta + r_a \leq r_F \quad (8.10)$$

$$z \sin \vartheta + \sqrt{x_a^2 + y_a^2} \leq r_F \quad (8.11)$$

Für das indirekte Licht  $I_{r,N}$  und  $I_{l,N}$ , das bereits an der Ausleseseite reflektiert wurde, sowie für den Teil von  $I_{r,0}$  und  $I_{l,0}$ , der nicht der Bedingung (8.11) gehorcht, wird die vereinfachende Annahme gemacht, daß es mit einer Wahrscheinlichkeit von  $F/A$  das Auslesefenster trifft. Die entsprechenden Formeln (8.4) für  $I_{r,N}$  und  $I_{l,N}$  sind also mit einem Faktor  $F/A$  behaftet.

### 8.1.3 Szintillationsspektrum und Absorptionskoeffizient

Die in den Formeln (8.2) bis (8.8) verwendeten Größen  $I_0(\lambda)$  und  $\mu(\lambda)$  müssen als Funktionen der Wellenlänge bekannt sein. Dazu wird ein Datensatz benötigt, der diese Werte in

tabellarischer Form zur Verfügung stellt. Grundlage für die vorliegende Simulation ist der in Anhang D aufgeführte Datensatz. Dieser wurde aus Transmissionswerten, wie sie mit einem spektralen Aufbau [Thi 99] längs durch die 20 cm langen 97er-Kristalle gemessen wurde, erzeugt. Da die Transmission durch die Fresnel-Reflexion wellenlängenabhängig begrenzt ist, wurde das Transmissionsspektrum für die Simulation auf die sich aus der Fresnel-Reflexion ergebende maximale Transmission renormiert.

Der Abschwächungskoeffizient  $\mu$  errechnet sich aus der so normierten Transmission über

$$T = T_0 \cdot e^{-\mu d} \quad (8.12)$$

$$\text{zu } \mu = \frac{\ln(T_0/T)}{d} \quad (8.13)$$

mit  $d = \text{Kristalldicke}$ .

Das Emissionsspektrum  $I_0$  eines  $\text{PbWO}_4$ -Kristalls wurde aus Untersuchungen, die CMS mit den 95er-Kristallen durchgeführt hat [Cms 95], übernommen.

## 8.2 Ergebnisse aus der Simulation

Simuliert wurde die durch das Auslesefenster austretende Intensität für in verschiedenen Abständen parallel zur optischen Achse in der Kristallmitte gelegene Achsen ( $\rightarrow$  Abb. 8.2) in Abhängigkeit vom Emissionsort entlang der z-Achse. Die Abstände wurden variiert zwischen  $x=0$  (optische Achse) und  $x=12\text{mm}$  (Kristallkante). Die Ergebnisse dieser Simulation sind in Abbildung 8.4 dargestellt. Es läßt sich erkennen, daß das begrenzte Auslesefenster nur für solches Licht einen Einfluß auf die Homogenität hat, das nahe zur Ausleseseite entsteht (bis etwa 5 cm). Licht, das weiter entfernt entsteht, wird nahezu homogen über die Auslesefläche verteilt. Lediglich die Intensität fällt auf  $F/A$  ab, bezogen auf den Fall, daß die gesamte Fläche ausgelesen wird.

Zum Vergleich (und zur Normierung der Daten in Abbildung 8.4) wurde ebenfalls eine Simulation mit dem Originalprogramm 'quaderatten' durchgeführt. Das Ergebnis zeigt Abbildung 8.5. Das Ergebnis dieser Simulation zeigt deutlich die sehr große Abschwächlänge von  $\text{PbWO}_4$ , so daß die gemessene Intensität über die gesamte Länge von 20 cm nahezu homogen bleibt.

## 8.3 Interpretation der Ergebnisse für das BPC III

Abbildung 8.4 zeigt die am Auslesefenster zu erwartenden relativen Intensitäten, wenn an einem bestimmten Punkt im Kalorimeter Licht emittiert wird. Im realen Betrieb des BPC III entsteht das Licht aber durch den Teilchenschauer, der durch ein Primärteilchen ausgelöst wird. Deshalb gibt es kein Licht, das isoliert an einer Koordinate des Kalorimeters entsteht, es entsteht immer Licht in einem ganzen Bereich, das zur Energiebestimmung gesammelt wird.

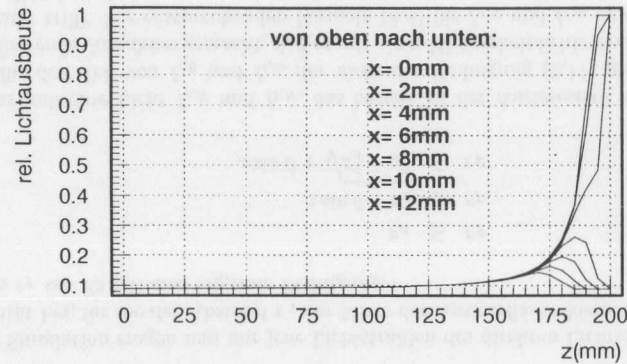


Abbildung 8.4: Photomultipliersignal in Abhängigkeit vom Emissionsort in  $z$ -Richtung aus der Simulation 'lightsimmod'. Die verschiedenen Kurven sind parallel zur optischen Achse in der Kristallmitte in Abständen von  $x=0$  bis  $x=12$  mm aufgenommen worden (s. Text). Die Ausleseseite liegt bei  $z=200$  mm. Alle Signale sind normiert auf den Fall, daß die gesamte Rückfläche des Kristalls ausgelesen wird.

Die Intensitäten des Lichtes, das entlang der  $z$ -Achse entsteht, müssen also über  $z$  integriert werden, um die gemessene Intensität im realen Fall zu beschreiben. Zusätzlich entsteht durch einen Teilchenschauer Licht nicht homogen über  $z$ : Die Menge an Szintillationslicht hängt von der Energiedeposition am Emissionsort ab, und die ist stark von  $z$  abhängig. Die  $z$ -Abhängigkeit läßt sich aus den EGS4-Simulationen ableiten: Abbildung 7.1 auf Seite 41 zeigt das longitudinale Schauerprofil, ausgehend von einem 27,5 GeV-Elektron. Das Schauerprofil entlang der  $z$ -Achse läßt sich gut mit einer Landau-Verteilung beschreiben:

$$E(z) = a \cdot e^{-d \cdot [c(z-b) + e^{-c(z-b)}]} \quad (8.14)$$

Aus der Anpassung von (8.14) an die Daten aus der Simulation ergeben sich die Parameter  $a$  bis  $d$  zu:

$$\begin{aligned} a &= 1,534 \cdot 10^4 \text{ MeV} \\ b &= 6,513 \text{ mm} \\ c &= 0,2829 \text{ mm}^{-1} \\ d &= 1,349 \end{aligned}$$

Verknüpft man (8.14) mit (8.8), erhält man die durch das Auslesefenster insgesamt austretende Intensität  $\bar{I}_z$ :

$$\bar{I}_z = \int_z I(z, E) dz \quad (8.15)$$

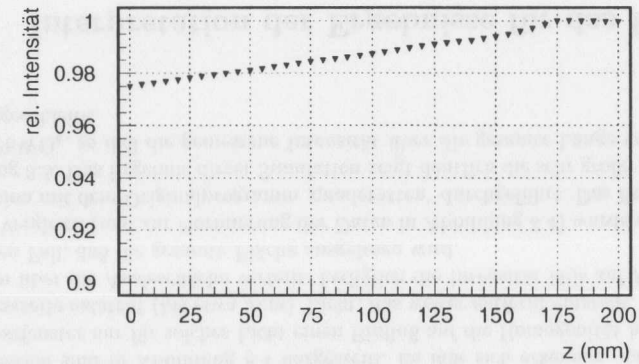


Abbildung 8.5: Simulation der Intensitäten an der Ausleseseite der  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle in Abhängigkeit des Emissionsortes entlang der optischen Achse.

$$\bar{I}_z(x) = \frac{1}{E_{\text{nor}}} \cdot \int_z I(z, x) E(z) dz, \quad (8.16)$$

wobei  $I(z, x)$  die in Abbildung 8.4 dargestellte Intensität am Auslesefenster in Abhängigkeit von  $z$  und  $x$  ist,  $E_{\text{nor}}$  ist der Normierungsfaktor:

$$E_{\text{nor}} = \int_z E(z) dz \quad (8.17)$$

Das Ergebnis der Faltung  $I(z) \cdot E(z)$  ist in Abbildung 8.6 dargestellt. Nach der in (8.16) durchgeführten Integration erhält man für alle 7 Anregungsachsen einen Intensitätswert. Diese ist in Abbildung 8.7 gegen den Anregungsort  $x$  aufgetragen. Die Abweichung gegenüber einer uniformen Auslese beläuft sich auf 5,6%, vergleicht man den Wert in der Kristallmitte  $x=0$  mit dem am Kristallrand bei  $x=12$  mm. Für die noch weiter entfernten Punkte auf der Diagonalen bis zur äußersten Kristallecke ergibt sich aus dem Produkt der Inhomogenitäten eine Abweichung von maximal 10,9%.

#### Erweiterung der Interpretation auf das ganze BPC III

Die bislang gezeigten Interpretationen beziehen sich auf die Hälfte eines Kristalls des BPC III. Im folgenden sollen nun die Ergebnisse auf die ganze Breite von 9,6 cm des Kristallkalorimeters ausgeweitet werden. Die Ausweitung geschieht in  $x$ . Die Ergebnisse für  $y$  entsprechen den Ergebnissen für  $x$ .

Dabei verschiebt sich zunächst einmal der Ursprung der  $x$ -Achse: Lag  $x=0$  für die Simulation in der Mitte des Kristalls, so liegt  $x=0$  jetzt in der Mitte des Kalorimeters, die

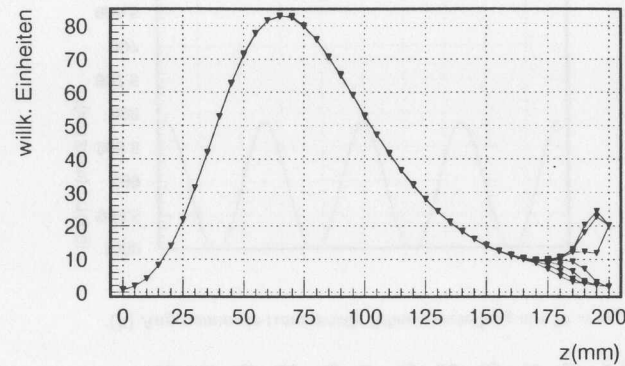


Abbildung 8.6: Faltung der Intensität am Auslesefenster, ausgehend von Szintillationslicht entlang der z-Achse, mit dem longitudinalen Schauerprofil aus Abbildung 7.1. Die verschiedenen Kurven entsprechen von oben nach unten, wie bereits in Abbildung 8.4, Abständen zur Kristallmitte von 0, 2, 4, 6, 8, 10 und 12 mm. Die gesamte Intensität ergibt sich aus der Integration über z.

Mitten der vier Kristalle liegen bei  $x_1 = -3,6$ ,  $x_2 = -1,2$ ,  $x_3 = 1,2$  und  $x_4 = 3,6$  cm.

Abbildung 8.8a zeigt das Ergebnis der Auswertung der Daten aus Abbildung 8.7 auf das gesamte Kalorimeter ohne weitere Korrekturen.

Jedoch hat ein realer Schauer nicht nur eine longitudinale Verteilung, sondern auch eine transversale Ausdehnung mit Maximum in der Eintrittsachse.

Für die folgenden Betrachtungen ist die vertikale Verteilung mit einer Gauß-förmigen Verteilung um die Eintrittsachse  $x_M$  angenommen worden:

$$E(x) \sim \frac{1}{E_{x,nor}} \cdot e^{-\frac{(x-x_M)^2}{2\sigma^2}}, \quad (8.18)$$

wobei  $\sigma$  festgelegt wurde durch

$$2\sigma = r_M. \quad (8.19)$$

Dabei ist  $r_M$  der Molière-Radius für  $\text{PbWO}_4$ . Mit (8.19) wird aus (8.18)

$$E(x) \sim \frac{1}{E_{x,nor}} \cdot e^{-\frac{2(x-x_M)^2}{r_M^2}} \quad (8.20)$$

mit  $E_{x,nor}$  als Normierungsfaktor:

$$E_{x,nor} = \int_{x_M-30\text{mm}}^{x_M+30\text{mm}} e^{-\frac{2(x-x_M)^2}{r_M^2}} dx \quad (8.21)$$

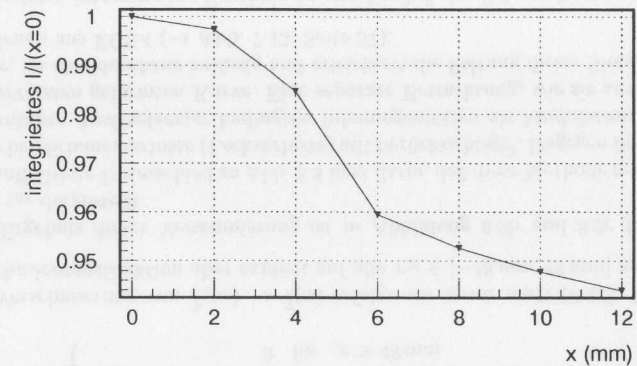


Abbildung 8.7: Abhängigkeit der durch das Auslesefenster (Durchmesser: 8 mm) austretenden über z integrierten Intensität vom transversalen (x-)Abstand zur Kristallmitte

Durch die Festlegung der Schauerbreite durch (8.19) verbleiben etwa  $\frac{3}{4}$  des Schauers in einem Kristall, sofern das Elektron in der Kristallmitte eintritt. Dies entspricht dem realen Verhalten, wie es beim CERN-Test festgestellt wurde.

Im Bereich von  $x=0$  (Kalorimetermitte, Kristallkante) bis  $x=12$  mm (Kristallmitte) wurde nun das Ergebnis aus der Simulation (8.16) mit (8.20) verschmiert, d.h. für jeden Wert von  $\bar{I}_z(x)$  wurde ein neuer Wert  $\bar{I}$  gefunden, indem über alle Werte im Intervall  $[\bar{I}_z(x-30\text{mm}), \bar{I}_z(x+30\text{mm})]$  – gewichtet mit (8.20) – integriert wurde:

$$\bar{I}(x_M) = \frac{1}{E_{x,nor}} \cdot \int_{x_M-30\text{mm}}^{x_M+30\text{mm}} \bar{I}_z(x_M) \cdot e^{-\frac{2(x-x_M)^2}{r_M^2}} dx \quad (8.22)$$

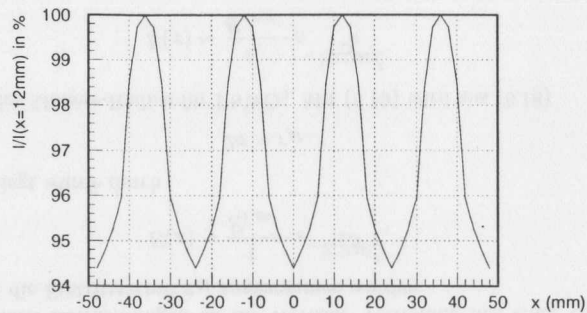
Die Intervallgrenzen vom  $\pm 30$  mm ergeben sich aus der Breite der Schauerverteilung nach Abb. 8.8b.

Abbildung 8.8c zeigt das Resultat wieder auf die gesamte Breite des Kalorimeters ausgedehnt. Aus der Abbildung geht hervor, daß durch die Verschmierung der Schauerbreite von der ursprünglichen Inhomogenität von 5,6% (10,9%)<sup>2</sup> nur noch 1,9‰ (3,8‰) übrigbleiben. Damit führt das kleine Auslesefenster zu keinerlei weiteren Inhomogenitäten für das BPC III.

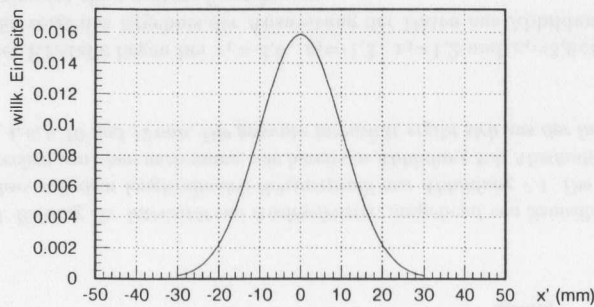
#### Fazit

Die obige Betrachtung ist keine exakte Beschreibung, sondern eine Abschätzung des Effektes der Schauerbreite und der Größe des Auslesefensters auf die Uniformität. Insbesondere

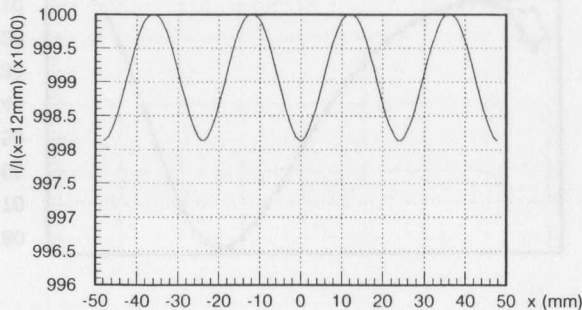
<sup>2</sup>Die Werte in den Klammern gelten für den längsten möglichen Abstand bis zu einer Ecke des Kristalls



(a) Abhängigkeit von  $\bar{I}_z$  vom Eintrittsort  $x$  des Elektrons



(b) Angenommene transversale Schauerverteilung mit  $2\sigma = r_M$



(c) Resultierende Abhängigkeit der Intensität  $\bar{I}$  vom Eintrittsort  $x$  des Elektrons

Abbildung 8.8: Verschmierung der  $x$ -Abhängigkeit der Intensität mit der Schauerbreite

entspricht die angenommene Schauerverteilung (8.20) nicht der effektiven transversalen Verteilung der deponierten Energie. Sie wird viel breiter sein als die der Betrachtung zugrunde gelegte, da vor allem die Schauerverteilung im Bereich von weniger als 5 cm vor der Ausleseseite signifikant ist (das ergibt sich z.B. aus Abbildung 8.6), da nur in diesem Bereich eine nicht uniforme Auslese stattfindet. In diesem Bereich läuft der Schauere bereits aus und seine Ausbreitung in transversaler Richtung ist dann deutlich weiter. Eine breitere Verteilung des Schauers allerdings reduziert den ohnehin geringen Effekt der inhomogenen Auslese noch weiter, so daß die tatsächlich durch das kleine Auslesefenster bedingte Abweichung von der Uniformität noch weiter zu vernachlässigen ist. Eine weitere Ungenauigkeit in der Betrachtung ergibt sich aus der Tatsache, daß die Verhältnisse in den äußeren Kristallen strenggenommen nicht mit denen in den mittleren Kristallen identisch sind, da es keine Nachbarn gibt, so daß die Verschmierungsfunktion dort etwas von (8.20) abweicht.

Bei Effekten von deutlich unter  $\frac{1}{2}\%$  sind diese Vereinfachungen tolerierbar, da sie z.B. im Vergleich zu den durch die Lücken zwischen den Kristallen hervorgerufenen Inhomogenitäten nicht ins Gewicht fallen.

**Ergänzung**

Zur Untermauerung des Fazits soll noch eine modifizierte Version der Verschmierung vorgenommen werden, bei der der Effekt des fehlenden Nachbarkristalls mit in die Betrachtung einbezogen wird:

Dazu wird das Kalorimeter über seinen eigentlichen Bereich hinaus ausgedehnt. Es wird  $\bar{I}_z(x)$  zu:

$$\bar{I}_z(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < -48 \text{ mm} \\ \frac{1}{E_{r, \text{min}}} \int_z I(z) E(z) dz & \text{für } -48 \text{ mm} \leq x \leq 48 \text{ mm} \quad (\text{gemäß (8.16)}) \\ 0 & \text{für } x > 48 \text{ mm} \end{cases} \quad (8.23)$$

Die Verschmierung von  $\bar{I}_z(x) \rightarrow \bar{I}(x)$  erfolgt wie zuvor nach (8.22). Diesmal wird die Verschmierungsfunktion aber explizit auf alle  $x_M \in [-48 \text{ mm}, 48 \text{ mm}]$  angewandt.

Das Ergebnis dieser Verschmierung ist in Abbildung 8.9b und 8.9c für  $2\sigma = r_M$  bzw.  $4\sigma = r_M$  dargestellt.

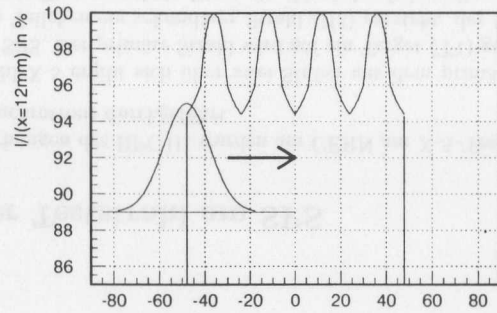
Der auffälligste Unterschied zu Abb. 8.8 liegt darin, daß diese Methode auch die Effekte der seitlichen Schauerverluste (Leckverluste) mit berücksichtigt<sup>3</sup>. Dagegen liegen die durch das beschränkte Auslesefenster bedingten Inhomogenitäten als Modulation auf der von den Leckverlusten geformten Kurve. Eine separate Betrachtung, wie sie zuvor vorgenommen wurde, ist also durchaus zulässig und erleichtert die Faltung dieser Simulationsergebnisse mit denen aus EGS 4 ( $\rightarrow$  Abb. 7.13, Seite 57).

Ein anderes interessantes Ergebnis ist der Einfluß der Schauerbreite auf die Inhomogenität:

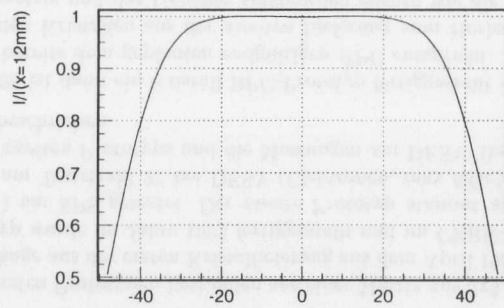
Die Inhomogenität erhöht sich um einen Faktor 10 bei Halbierung der Schauerbreite (Abbildungen 8.9 b und c), was die zuvor gemachte Aussage untermauert, daß der tatsächliche

<sup>3</sup>Dies ist eigentlich aber gar nicht erwünscht, da es eine Faltung der Ergebnisse dieser Simulation mit denen des EGS 4 Monte-Carlos erschwert, da die Schauerverluste ja von EGS 4 bereits viel exakter berücksichtigt werden

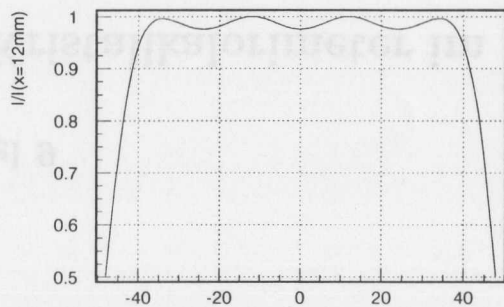




(a) Abhängigkeit von  $\bar{I}_z$  vom Eintrittsort  $x$  des Elektrons



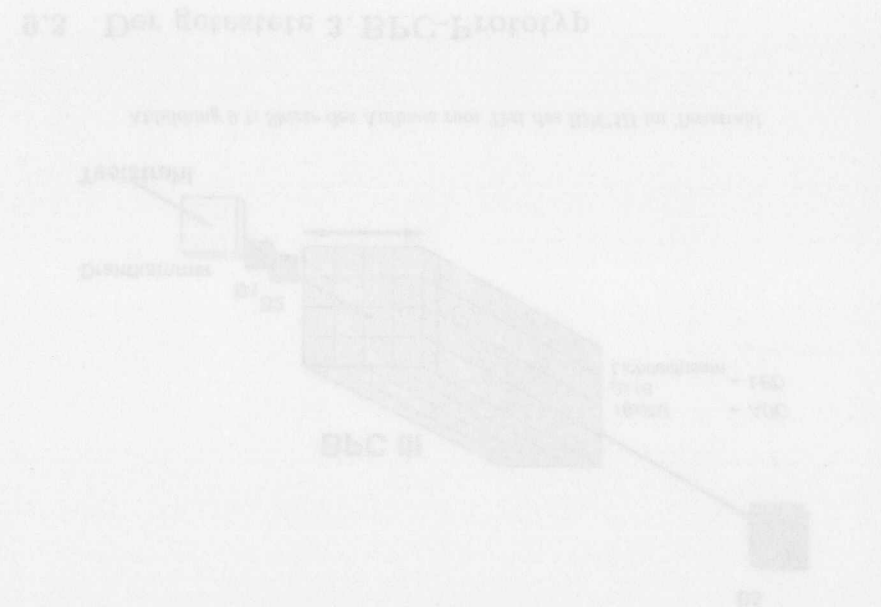
(b) Resultierende Abhängigkeit der Intensität  $\bar{I}$  vom Eintrittsort  $x$  des Elektrons, falls  $r_M = 2\sigma$



(c) Resultierende Abhängigkeit der Intensität  $\bar{I}$  vom Eintrittsort  $x$  des Elektrons, falls  $r_M = 4\sigma$

Abbildung 8.9: Verschmierung der  $x$ -Abhängigkeit der Intensität mit der Schauerbreite unter Berücksichtigung transversaler Schauerverluste

Effekt des beschränkten Auslesefensters auf die Inhomogenität noch geringer als 3,8% sein dürfte aufgrund des breiteren Schauers in der Nähe der Ausleseseite.



Die Abbildung zeigt die schematische Darstellung des BPC III Detektors. Ein Elektronenstrahl tritt von links ein und trifft auf ein Kristallgitter (BPC III). Die Kristallstruktur ist als Gitter von Ebenen dargestellt. Ein Detektor (DET) befindet sich rechts vom Kristall, und ein Fenster (W) ist ebenfalls angedeutet. Die Abbildung verdeutlicht die räumliche Anordnung der Komponenten und die Ausbreitung des Lichts im Kristall.

8.3 Die Ausbreitung des BPC im Experimentierbereich

## Kapitel 9

# Das Kristallkalorimeter im Strahltest

Insgesamt wurden drei Kalorimeterprototypen aus Bleiwolframatkristallen gebaut und im Elektronenstrahl getestet.

Die beiden ersten Prototypen bestanden aus einer Matrix aus 3x3 Bleiwolframatkristallen von 18 cm Länge aus der ersten Kristalllieferung aus dem April 1995 (→ Kapitel 6.2). Der erste Prototyp wurde im Jahre 1995 fertiggestellt und im CERN-Teststrahl (Elektronen, bis 100 GeV) am SPS getestet. Der zweite Prototyp stammt aus den Jahren 1996/97 und konnte am Teststrahl 21 bei DESY (Elektronen, max 6 GeV) getestet werden. Der Aufbau des zweiten Prototyps und die Messungen am DESY-Teststrahl sind in [Mor 98] ausführlich beschrieben.

Im Jahre 1998 ist dann ein Kristall-BPC-Prototyp fertiggestellt worden, der in wesentlichen Zügen bereits dem geplanten endgültigen BPC entspricht. Insbesondere besteht er bereits aus den Kristallen aus der zweiten Lieferung vom Herbst 1997. Anordnung der 4x4-Kristallmatrix und das Gehäuse entsprechen ebenso wie die Auslese prinzipiell dem geplanten Kristall-BPC (BPC III).

Dieser Prototyp ist im Mai 1998 am CERN-Teststrahl getestet worden. Im folgenden sollen die Untersuchungen und die daraus gewonnenen Ergebnisse diskutiert werden.

### 9.1 Der Teststrahl am SPS

Die Untersuchungen des BPC III wurden am CERN am X-5-Teststrahl des SPS (Super-Protonen-Synchrotron) durchgeführt.

Der Teststrahl X-5 ergibt sich über zwei Stufen aus dem primären Protonenstrahl von 450 GeV des SPS. Der primäre Strahl wird auf ein Target (T1) gelenkt, wodurch aus den entstehenden Teilchen ein sekundärer Strahl (H3) entsteht, der hauptsächlich 120 GeV-Elektronen und -Pionen enthält. Dieser Strahl wird auf ein weiteres durch den Experimentator wählbares Target gelenkt, wodurch sich Strahlen aus verschiedenen Teilchenarten herstellen lassen (Elektronen, Pionen). Die Energie des Strahls läßt sich über Magnete und Kollimatoren einstellen. In jedem Fall ist der erzeugte Strahl durch Myonen verunreinigt, diese Verunreinigung nimmt mit steigender Energie zu.

### 9.2 Der Aufbau des BPC im Experimentierfeld

Abbildung 9.1 zeigt schematisch die Anordnung des Kristall-Kalorimeters im Gebiet des Teststrahls:

Der Elektronenstrahl trifft nach seinem Austritt aus dem Strahlrohr zunächst auf eine Drahtkammer (DLWC = Delayline Wire Chamber). Diese läßt eine genaue Ortsrekonstruktion der Ereignisse zu. Die Signale der Drahtkammer wurden mit vier Zeit-Digital-Wandlern (TDC = Time Digital Converter) ausgelesen und zusammen mit den 16 ADC-Kanälen, die das Photomultipliersignal enthalten, aufgezeichnet. Nach Passieren der Drahtkammer trifft der Strahl auf zwei Triggerzähler (B1, B2), die zusammen eine Koinzidenzeinheit bilden, die über die Auslese der 16 Kanäle des Kalorimetersignals entscheidet, um schließlich im Kalorimeter (BPC III) aufzuschauern. In einem Abstand hinter dem Kalorimeter war ein dritter Triggerzähler (B5) aufgebaut, der als Veto diente. Das Kristallkalorimeter selbst war in horizontaler (x-) und in vertikaler (y-) Richtung über Schrittmotoren bewegbar. So konnte das Zentrum des Elektronenstrahls auf verschiedene Koordinaten des Kalorimeters positioniert werden.

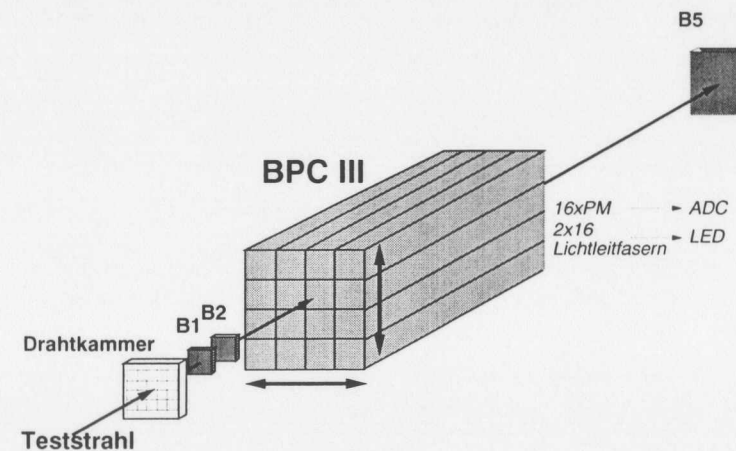


Abbildung 9.1: Skizze des Aufbaus zum Test des BPC III im Teststrahl

### 9.3 Der getestete 3. BPC-Prototyp

Für den CERN-Test stand der 3. BPC-Prototyp zur Verfügung, der in den allermeisten Punkten dem BPC III entspricht. Lediglich das Gehäuse unterschied sich noch von dem des endgültigen BPC: Es bestand aus massiven Kupfer: zu 3 Seiten 10 mm und zu der Seite, die bei ZEUS der Strahlrohrseite entspricht, 2 mm stark. Das Leitungssystem für die Wasserkühlung, so wie es in Kapitel 5.2 beschrieben ist, fehlte für den Prototyp, so daß keine Temperaturstabilisierung zur Verfügung stand (→ Abschnitt 9.4). In allen anderen Punkten entsprach der Prototyp dem in Kapitel 5.2 beschriebenen BPC III. Insbesondere

zeigt die Abbildung 5.1 im selben Kapitel das Kalorimeter so, wie es zur Zeit des CERN-Tests aussah.

## 9.4 Die Temperaturüberwachung

Da die Szintillationslichtausbeute von Bleiwolframatkristallen stark von der Temperatur abhängt (die Lichtausbeute nimmt mit jedem Kelvin Temperaturerhöhung um 2% ab → Kapitel 6.5), wurde die Temperatur am BPC ständig überwacht. Dies geschah mit fünf Sensoren, vier davon waren an verschiedenen Stellen am Kupfergehäuse des Kalorimeters angebracht (s. Abbildung 9.3). Das Kalorimeter und die vier Temperaturfühler waren während des CERN-Tests zur Temperaturstabilisierung mit einem Karton abgedeckt. Der fünfte Sensor lag außerhalb und zeichnete die Halltemperatur auf. Die fünf Sensoren liefern eine zur Temperatur (in  $^{\circ}\text{C}$ ) proportionale Spannung, die einen Analog-Digital-Wandler (ADC) speist. Die Daten aus dem ADC werden von einem PC mit dem W.L.S.-Programm [Mey 95] jede Minute aufgenommen und verarbeitet. Somit ist zu jeder Zeit während des Strahltests die Temperatur an den Kristallen bekannt. Der Temperaturverlauf, den die fünf Sensoren über die gesamte Zeit des Strahltests aufgezeichnet haben, ist in Abbildung 9.2 dargestellt. Während der Meßzeit verläuft die Temperaturkurve des Kupfergehäuses zwischen  $20,7^{\circ}\text{C}$  und  $25^{\circ}\text{C}$ . Tests mit dem 2. BPC-Prototyps während des Strahltests am DESY-Teststrahl hatten gezeigt, daß die Temperatur am Gehäuse praktisch unverzögert auch an den Kristallen gemessen wird [Mor98].

Um die gemessene Intensität auf die Temperatur zu korrigieren, wurden während der gesamten Testdauer immer wieder Daten unter den gleichen äußeren Bedingungen (Strahlenergie, Einschußposition etc.) genommen. Die Prozedur der Temperaturkorrektur ist in Abschnitt 9.7.1 beschrieben.

Die verwendeten Temperaturfühler werden auch für das endgültige BPCIII bei ZEUS Verwendung finden und werden z.Zt. bereits im Zusammenhang mit dem BPCII getestet.

## 9.5 Das Datennahme - System

### Teilchenstrahlungsmessungen

Das Szintillationslicht der  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle wird mit Photomultipliern vom Typ Hamamatsu R5600U ausgelesen (vgl. Abschnitt 9.3). Die Ausgangssignale der 16 Kristalle wurden zu ladungsempfindlichen Analog-Digital-Wandlern (ADC) vom Typ LeCroy 2249A geleitet.

Zusätzlich bot die am Teststrahl installierte Drahtkammer (DLWC) die Möglichkeit genauer Ortsauflösung. Sie liefert 4 Signale, zwei in x- und zwei in y-Richtung. Aus der

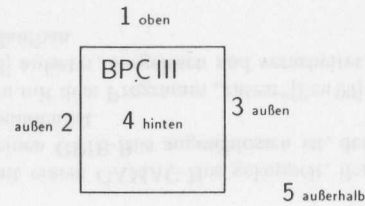


Abbildung 9.3: Lage der Temperaturfühler am Gehäuse des BPC

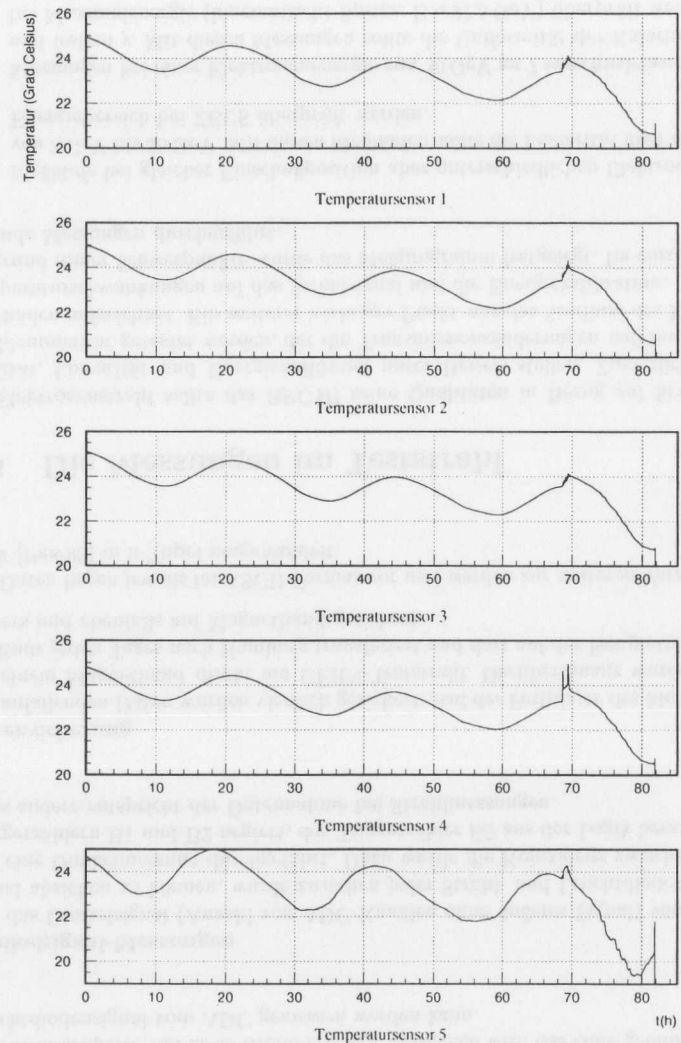


Abbildung 9.2: Die Temperaturen am BPC, aufgenommen mit sehr empfindlichen Temperatursensoren ( $\Delta T = \frac{1}{100}$  K). Sensoren 1 bis 4 waren am Kupfergehäuse des BPC angebracht, Sensor 5 hat die Halltemperatur überwacht.

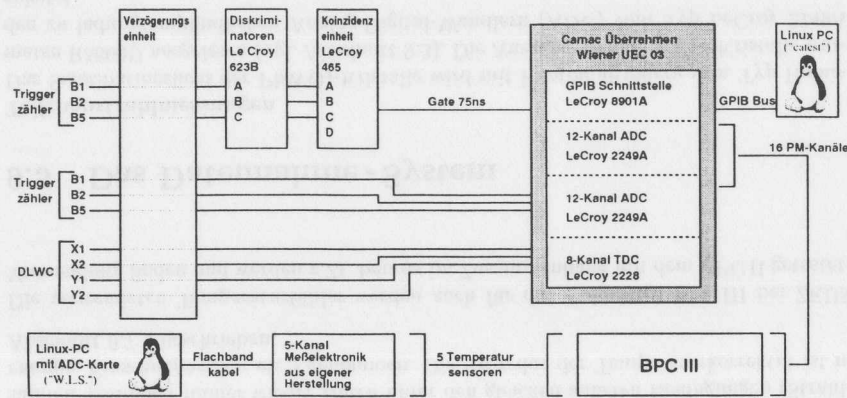


Abbildung 9.4: Blockschaltbild des Meßaufbaus am CERN-Teststrahl SPS. Es ist sowohl der Temperaturmeßaufbau als auch der eigentliche Teilchenstrahllaufbau eingezeichnet. Beide Systeme arbeiten völlig unabhängig voneinander, nur durch Zeitmessungen miteinander verknüpft.

Differenz der beiden x-Signale ergibt sich der Einschubort des Elektrons, analog für die y-Signale.

Die vier Signale aus der Drahtkammer werden zu einem Zeit-Digital-Wandler (TDC) vom Typ LeCroy 2228 geleitet.

Die Signale der beiden Triggerzähler B1 und B2 werden diskriminiert und zu einer Koinzidenzeinheit geleitet. Das Signal des als Veto dienenden Triggerzählers B5 wird ebenfalls diskriminiert und in Antikoinzidenz zum Signal geschaltet, das aus der Koinzidenz von B1 und B2 resultiert.

Das resultierende Signal bildet dann ein 75 ns breites Zeitfenster (Gate) für den ADC und den TDC. In dieser Zeit werden dann die Signale der 16 Kristalle und die Ortsinformation aus der Drahtkammer aufgenommen.

Die ADC-Einheiten und die TDC-Einheit sind mit einem CAMAC-Bus gekoppelt, der wiederum über einen Schnittstellencontroller an einen GPIB-Bus angeschlossen ist, der mit dem übergeordneten Datennahmerechner verbunden ist.

Auf dem übergeordneten Rechner werden die Daten mit dem Programm „catest“ [Zeu 99], das auf der Linux-GPIB-Bibliothek [Scr 94][Hen 98] aufsetzt, ausgelesen und verarbeitet. Abbildung 9.4 zeigt einen Überblick über den Meßaufbau.

### Leuchtdiodenmessungen

Zur Überwachung der Transmission der Kristalle und der Konstanz der Photomultiplier gibt es zu jedem Kristall und zu jedem Photomultiplier eine Lichtleiterzuführung von Leuchtdiodenlicht. Während des Teststrahlbetriebs konnten nur die Transmissionsmessungen erfolgreich durchgeführt werden, so daß im folgenden nur diese Messungen beschrieben werden:

Der Aufbau der ADCs am CAMAC-Bus und die Signalübertragung zum übergeordneten Rechner ebenso wie die Datennahmesoftware entsprechen bei diesen Messungen exakt dem Aufbau bei den Strahlmessungen. Unterschiede ergeben sich bei der Triggerung und

bei der Erzeugung der Signale durch eine Leuchtdiode.

Mit einem Pulsgenerator wurde ein spezieller Leuchtdiodentreiber gespeist, der kurze Leuchtdiodenpulse von 25 ns Breite erzeugt. Zeitgleich wird das Gate geöffnet, so daß das Leuchtdiodensignal vom ADC gemessen werden kann.

### Dunkelsignal-Messungen

Um das Dunkelsignal (Anzahl von ADC-Kanälen ohne äußeres Signal) vom eigentlichen Signal abziehen zu können, wurde zwischen jeder Strahl- und Leuchtdiodenmessung einmal eine Dunkelmessung durchgeführt. Dazu wurde die Koinzidenz zwischen den beiden Triggerzählern B1 und B2 negiert, der Triggerzähler B5 aus der Logik herausgenommen. Alles andere entspricht der Datennahme bei Strahlmessungen.

### Datensicherung

Die anfallenden Daten wurden vierfach gesichert: Auf der Festplatte des Meßrechners und auf einem Magnetband direkt am CERN-Teststrahl. Darüberhinaus wurden die Daten am Ende jeden Tages nach Hamburg transferiert und dort auf der Festplatte eines UNIX-Servers und ebenfalls auf Magnetband gesichert.

Die Daten liegen jeweils im ASCII-Format vor und werden zur weiteren Verarbeitung mit PAW [Paw 95] in n-Tupel umgewandelt.

## 9.6 Die Messungen im Teststrahl

Im Elektronenstrahl sollte das BPC III seine Qualitäten in Bezug auf Stabilität, Uniformität, Linearität und Energieauflösung unter Beweis stellen. Zusätzlich mußte der Strahlenmonitor getestet werden, der die Transmissionsänderungen aufgrund von Strahlenschäden aufzeichnet. Ein weiterer wichtiger Punkt war das Studium des Einflusses von Temperaturschwankungen auf das Strahlensignal und die Energiekalibration.

Aufgrund dieser Schwerpunkte wurde das Meßprogramm festgelegt. Im einzelnen wurden folgende Messungen durchgeführt:

- Meßläufe bei gleicher Einschubposition aber unterschiedlichen Elektronen-Energien von 3 GeV bis 30 GeV. Mit diesen Meßläufen sollte die Linearität über den gesamten Energiebereich bei ZEUS überprüft werden.
- Messungen bei einer Elektronenenergie von 30 GeV an 7 verschiedenen x-Positionen und festem y. Mit diesen Messungen sollte die Uniformität der Kalorimeterantwort bei Maximalenergie (kinematische Spitze:  $E \approx 27,5$  GeV) überprüft werden.
- Zusätzlich wurden an den gleichen Einschubpositionen Messungen mit 15 GeV-Elektronen durchgeführt.
- 13 Messungen bei gleicher Elektronenenergie (30 GeV) und gleichem Einschubort (-1,21 cm/-1,21 cm) die über die gesamte Testdauer verteilt waren. Diese Messungen galten der Stabilitätsprüfung und dienen u.a. zur Rekalibration aufgrund von

Änderungen der Kalorimeterantwort durch Temperaturschwankungen ( $\rightarrow$  Abschnitt 9.7.2).

- Hochenergie-Meßläufe: Mit Elektronenenergien höher als 30 GeV bis hinauf zu 100 GeV sollte die Linearität der Kalorimeterantwort auch bei höheren Elektronenenergien als bei HERA zu erwarten dokumentiert werden.
- Meßläufe mit Myonen
- 1 Meßlauf mit 30 GeV Pionen
- Meßläufe mit Leuchtdiodenblitzen zur Überprüfung der Stabilität der Transmission der Kristalle während der Meßzeit.

Die beiden Meßläufe mit Myonen und Pionen sollten zeigen, ob auch andere Teilchenarten vom BPC III akzeptiert werden.

Gegen Ende der Meßzeit wurden zwei Kristalle gegen bestrahlte ausgetauscht. Diese waren zuvor mit einer Dosis von ca. 300 Gy bestrahlt worden. In den folgenden zwei Tagen wurde durch Einschub in diese Kristalle der Ausheilungsprozeß beobachtet. Auch diese Messungen wurden von Meßläufen mit Leuchtdiodenblitzen begleitet.

## 9.7 Kalibration des BPC III

Um mit einem Kalorimeter Energien messen zu können, muß dieses zunächst kalibriert werden. Eine solche Kalibration besteht aus zwei Schritten: der relativen und der absoluten Kalibration.

Bei der relativen Kalibration werden die Antworten der einzelnen Segmente (beim Nordmodul des BPC II sind das die  $15 \times 16$  Szintillatorlagen, beim BPC III sind dies die 16 Kristalle) aneinander angepaßt, so daß die Deposition einer bestimmten Energie in jedem Segment ein gleich hohes Signal erzeugt. Für diese Kalibration ist die Kenntnis der absolut deponierten Energie nicht erforderlich. Es ist lediglich von Bedeutung, daß in allen Segmenten gleichviel Energie deponiert wird.

Die absolute Kalibration hat zum Ziel, daß ein gemessenes Signal einer absoluten Energie zugeordnet werden kann. Erst dadurch lassen sich mit einem Kalorimeter tatsächlich Energien messen.

Im speziellen Fall eines Kalorimeters aus  $\text{PbWO}_4$ -Kristallen kommt bei fehlender Temperaturstabilisierung noch eine Temperaturkorrektur hinzu. Diese muß zuerst erfolgen.

Im folgenden werden die drei Schritte der Kalibration beschrieben.

### 9.7.1 Temperaturkorrektur

Die Szintillationslichtausbeute von  $\text{PbWO}_4$ -Kristallen ist stark von der Temperatur abhängig ( $\rightarrow$  Kapitel 6.5).

Da das für das BPC III konstruierte Temperaturstabilisierungssystem für die Teststrahlungsmessungen noch nicht zur Verfügung stand, haben die tageszeit- und witterungsbedingten Temperaturschwankungen Einfluß auf die Szintillationslichtausbeute und damit auf das Strahlsignal. Dieser Einfluß verfälscht die Energiemessung. Deshalb müssen die gemessenen Signale einer Temperaturkorrektur unterzogen werden.

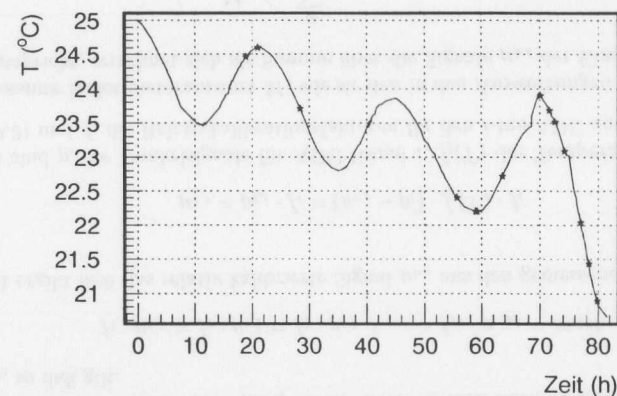


Abbildung 9.5: Temperaturverlauf während des CERN-Tests gemessen mit Sensor 3 (Abb. 9.2). Alle Messungen, die unter den gleichen experimentellen Bedingungen (Einschußposition  $(-1,21 \text{ cm}/-1,21 \text{ cm})$ , 30 GeV Elektronen) durchgeführt wurden, sind mit einem Sternchen gekennzeichnet. Auf diese Meßpunkte stützt sich die Temperaturkorrektur.

Aus den Ergebnissen zweier Meßreihen läßt sich eine Korrekturfunktion ermitteln:

- Während des Strahltestbetriebs wurde die Temperatur des Kalorimeters fortwährend in Abständen von einer Minute aufgezeichnet ( $\rightarrow$  Abschnitt 9.4).
- Am Einschubort  $(-1,21 \text{ cm}/-1,21 \text{ cm})$  wurden während der Testzeit immer wieder Messungen mit 30 GeV-Elektronen durchgeführt. Alle diese Messungen unterscheiden sich in allen ihren Parametern nicht voneinander – mit Ausnahme der Temperatur des BPC III.

Beide Meßreihen lassen sich über die Zeit in Beziehung setzen, so daß sich eine Abhängigkeit des Strahlsignals von der gemessenen Temperatur feststellen läßt. Dies ist in Abbildung 9.6 geschehen. Unter der Annahme, daß das Signal  $\mu_r$  um einen Anteil  $\Delta\mu_r$  sinkt, wenn die Temperatur um  $\Delta T = 1 \text{ K}$  steigt, ergibt sich aus den in Abbildung 9.6 darge-

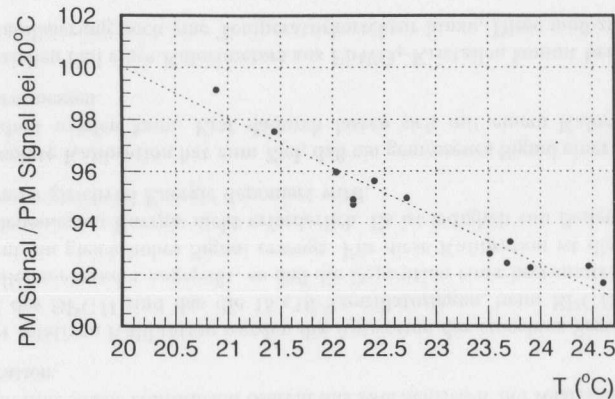


Abbildung 9.6: Abhängigkeit des 30 GeV-Elektronen-Signals von der Temperatur, die am BPC III gemessen wurde. Das Signal wurde bei 20°C auf 100% normiert.

stellten Meßwerten folgender Zusammenhang zwischen T und  $\mu_r$ :

$$\frac{\mu_r}{\mu_{20}} = 0,9804^{[T/^\circ\text{C}-20]}, \quad (9.1)$$

dabei bezeichnet  $\mu_r$  die nur um das Dunkelsignal korrigierte Kalorimeterantwort (Summe aller 16 Einzelsignale) und  $\mu_{20}$  die Kalorimeterantwort bei  $T=20^\circ\text{C}$ . Einschubposition für diese Kalibration war (-1,21 cm/-1,21 cm).

Damit erhalten wir mit  $f_t(T) = 1 / 0,9804^{[T/^\circ\text{C}-20]}$  als Korrekturfunktion folgende Umrechnung zwischen dem gemessenen Signal  $\mu_r$  und dem um Temperatureffekte bereinigten Signal  $\mu_{20}$

$$\mu_{20} = \frac{\mu_r}{0,9804^{[T/^\circ\text{C}-20]}} \quad (9.2)$$

$$\mu_{20} = \mu_r \cdot f_t(T) \quad (9.3)$$

Dies bedeutet, daß das Szintillationssignal um 1,96% pro 1 K Temperaturanstieg absinkt. Dies steht übrigens in guter Übereinstimmung mit den Untersuchungen der Kristalle, wie sie in Kapitel 6.5 vorgestellt wurden.

### 9.7.2 Relative Kalibration

Die relative Kalibration des BPC III erfolgt in zwei Schritten:

#### Vor den Messungen

Vor Beginn der Messungen wurden Kalibrationsmessungen mit 30 GeV Elektronen durchgeführt. Die Hochspannungsversorgung für die Photomultiplier wird dabei so eingestellt, daß für alle Kristalle – bei Einschub in die jeweilige Kristallmitte – das gleiche Signal (etwa 900 ADC-Kanäle) gemessen wird. Mit den so eingestellten Photomultipliern werden die eigentlichen Messungen durchgeführt. Das bedeutet, daß bereits mit einem Kalorimeter aus relativ zueinander kalibrierten Segmenten gemessen wurde.

#### Nach den Messungen

Der zweite Teil der relativen Kalibration erfolgt erst nach den Messungen und hat zum Ziel, die Genauigkeit der relativen Kalibration zu erhöhen.

Zunächst wird für jeden ADC-Kanal das Dunkelsignal bestimmt. Dies kann nicht pauschal vorher geschehen, da es keinesfalls sicher ist, daß sich das Dunkelsignal während der Meßdauer nicht verändert. Aus diesem Grund wurde das Dunkelsignal nach jeder Messung erneut erhoben. Es hat sich allerdings herausgestellt, daß es in keinem Kanal Änderungen gab.

Ausgangspunkt für die relative Kalibration sind damit die temperaturkorrigierten Meßwerte  $\mu_{t,i}$  (von denen das Dunkelsignal bereits abgezogen ist) aus den Kalibrationsmeßläufen mit 30 GeV-Elektronen (s.o.). Diese Werte werden mit Kalibrationsfaktoren  $f_i$  versehen, so daß gilt:

$$f_1 \cdot \mu_{t,1} = f_2 \cdot \mu_{t,2} = f_3 \cdot \mu_{t,3} = \dots = f_{16} \cdot \mu_{t,16} = \text{const.} \quad (9.4)$$

Damit ergibt sich das relativ kalibrierte Signal  $\mu_{k,i}$  aus den gemessenen Signalen  $\mu_{r,i}$  wie folgt:

$$\mu_{k,i} = \mu_{t,i} \cdot f_i = (\mu_{r,i} - p_i) \cdot f_t(T) \cdot f_i \quad (9.5)$$

Dabei sind  $p_i$  die Dunkelsignale für ADC Kanal  $i$ ,  $f_t(T)$  der Temperaturkorrekturfaktor aus (9.3) und  $f_i$  die Relativkalibrationsfaktoren für den  $i$ -ten ADC aus (9.4).

Die gesamte Kalorimeterantwort  $M$ , wie sie den in den Auswertungen angegebenen Werten entspricht, errechnet sich als Summe über die Signale  $\mu_{k,i}$  der Einzelkristalle zu

$$M = \sum_{i=1}^{16} \mu_{k,i} \quad (9.6)$$

$$= \sum_{i=1}^{16} (\mu_{r,i} - p_i) \cdot f_t(T) \cdot f_i \quad (9.7)$$

### 9.7.3 Absolute Kalibration

Die absolute Kalibration ist die eigentliche Energiekalibration. Mit der relativen Kalibration wird sichergestellt, daß sich die Kalorimeterantwort immer eindeutig in eine deponierte Energie umrechnen läßt, unabhängig von der Ortsposition. Allerdings ist diese Energie noch nicht bekannt. Diese zu finden ist eine Aufgabe der absoluten Kalibration. Dies geschieht durch Informationen über den Anteil von Leckverlusten aus einer Monte-Carlo-Simulation bei bekannter Teilchenenergie. Durch die Einbeziehung dieser Informationen

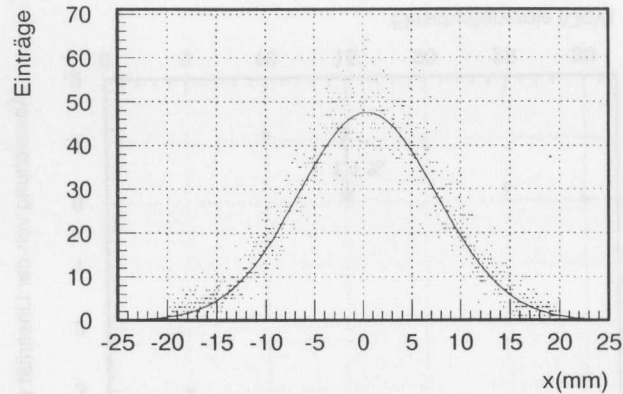


Abbildung 9.7: Strahlprofil in x, rekonstruiert mit Informationen aus der Drahtkammer für den 30 GeV-Elektronenstrahl X-5

ist bekannt, wie hoch die Energiedeposition im Kalorimeter tatsächlich ist. Das Verhältnis deponierter Energie zur Teilchenenergie ist dabei nicht nur vom Eintrittsort, sondern im allgemeinen auch von der Primärteilchenenergie selbst abhängig. Die Monte-Carlo-Simulationen dazu werden in Kapitel 7 behandelt.

Wie schon erwähnt ist der Anteil tatsächlich im Kalorimeter deponierter Energie abhängig vom Eintrittsort des Primärteilchens. Die gemessene Kalorimeterantwort liefert uns nach der relativen Kalibration und dem ersten Teil der absoluten Kalibration diese Energie. Von physikalischem Interesse ist aber nicht die im Kalorimeter deponierte Energie, sondern die Energie des Primärteilchens, im Falle des BPC also der Elektronen bzw. Positronen. Der zweite Teil der absoluten Kalibration hat deshalb zum Ziel, einen funktionalen Zusammenhang zwischen tatsächlich deponierter Energie und der Primärteilchenenergie zu finden. Dieser funktionale Zusammenhang wird eine Funktion des Eintrittsortes und der Energie des Primärteilchens sein. Diesen Zusammenhang zu finden ist Gegenstand von Abschnitt 9.8.

#### 9.7.4 Ortsrekonstruktion

Zur Rekonstruktion des Ortes stand eine Drahtkammer zur Verfügung (→ Abschnitt 9.5). Diese liefert Signale, die Laufzeiten entsprechen: Wenn ein Teilchen auf die Drahtkammer trifft, erhalten wir 4 Laufzeiten, die durch das TDC in eine entsprechende Anzahl von TDC-Kanälen  $n$  konvertiert werden, Laufzeiten in x, -x, y, -y -Richtung. Die Differenz

der x und -x bzw. y und -y -Signale läßt sich in eine Position im Kalorimeterprototypen umrechnen:

$$\Delta n_x = n_x - n_{-x} = c_x \cdot x \quad (9.8)$$

$$\Delta n_y = n_y - n_{-y} = c_y \cdot y \quad (9.9)$$

Die beiden Umrechnungsfaktoren  $c_x$  und  $c_y$  wurden zu Beginn der Messungen experimentell bestimmt, indem die Signale  $\mu_1, \mu_2$  und  $\mu_3$  dreier benachbarter Kristalle  $X_1, X_2$  und  $X_3$  bei Strahlpositionierung auf einen dieser Kristalle miteinander verglichen wurden. Dabei bedeutet Positionierung auf die Mitte von Kristall  $X_2$ , daß  $\mu_1 = \mu_2$  ist. Also wurde zunächst diese Position gesucht. Dies läßt sich für die Kristalle  $X_2, X_3$  und  $X_4$  wiederholen, um die Mitte von  $X_3$  zu bestimmen.

Die Differenz  $\Delta n_{x_1} - \Delta n_{x_2}$  der beiden Werte entspricht damit der Kristallbreite von 24 mm. Das gleiche Verfahren läßt sich auf die y-Position anwenden. Die Umrechnungsfaktoren wurden zu  $c_x = 20 \text{ mm}^{-1}$  und  $c_y = 20 \text{ mm}^{-1}$  bestimmt.

Durch Schnitte in x und y-Richtung unter Verwendung dieser Informationen läßt sich das Strahlprofil für die Auswertung derart einschränken, daß nur noch Ereignisse in die Auswertung einbezogen werden, die in einem bestimmten xy-Quadranten eintrafen. Darüberhinaus lassen sich auch Positionen neben der eigentlichen Einschußposition auswerten (vgl. dazu Abschnitt 9.8).

## 9.8 Die Ergebnisse aus dem CERN - Test

Die Grundlage aller in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse bilden die relativ nach der in Kapitel 9.7.2 beschriebenen Methode kalibrierten Kalorimeterantworten. Darin ist die Temperaturkorrektur enthalten.

Die Strahlposition wurde mit Informationen aus der Drahtkammer zur Ortsrekonstruktion auf  $2 \times 5 \text{ mm}^2$  eingeschränkt. Die stärkere Einschränkung in x als in y ergibt sich aus der Tatsache, daß die Homogenitätsabtastrung (Abschnitt 9.8.2) in x-Richtung durchgeführt wurde. Eine generell stärkere Einschränkung der Position ist nicht möglich, da dazu nicht genügend Ereignisse zur Verfügung standen, um Ergebnisse mit genügend hoher Statistik zu erhalten.

### 9.8.1 Linearität

Von wesentlichem Interesse ist die Linearität der Kalorimeterantwort im Bereich bis 30 GeV. Da die Elektronenenergie bei HERA bei 27,5 GeV liegt, müssen höhere Energien mit dem BPC nicht gemessen werden. Dies ergibt sich aus dem Winkelbereich, den das BPC abdeckt („kleine Winkel“).

Zur Überprüfung der Linearität wurden Messungen mit 5, 10, 15, 20, 25 und 30 GeV Elektronen durchgeführt. Der Strahl war für alle Messungen auf  $(-1,21 \text{ cm}/-1,21 \text{ cm})$  positioniert, so daß transversale Leckverluste nur eine geringe Rolle spielen.

Der obere Graph aus Abbildung 9.8 zeigt, daß die Kalorimeterantwort linear mit der Einschußenergie korreliert ist. Dabei sind die absoluten Werte für die deponierte Energie

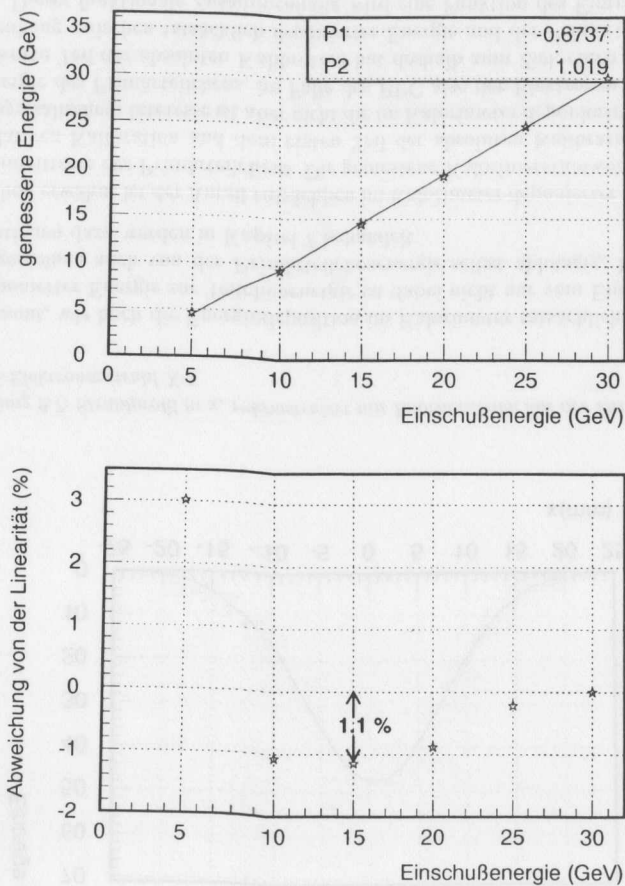


Abbildung 9.8: Linearität des neuen Bleiwolframatkalorimeters zwischen 5 und 30 GeV

auf 30 GeV bei Einschub mit 30 GeV Elektronen normiert. Die Monte-Carlo-Simulation ( $\rightarrow$  Kapitel 7) zeigt, daß die tatsächlich deponierte Energie geringer ist. Doch besteht an der tatsächlich deponierten Energie kein direktes Interesse ( $\rightarrow$  Abschnitt 9.7.3), da mit dem BPC III die Primärenergie der eintreffenden Elektronen gemessen werden soll. Die Energieangaben für die anderen Strahlenergien ergeben sich aus linearer Skalierung. Formal errechnet sich die Primärteilchenenergie  $E$  aus der Kalorimeterantwort  $M$  damit über

$$M(E) = f_E \cdot E, \quad (9.10)$$

wobei  $f_E$  ein konstanter Faktor ist. Die Normierung auf den 30 GeV-Wert wurde mit Rücksicht auf die Kalibrationsmethode, die für den Einsatz des BPC III im ZEUS-Experiment vorgesehen ist, gewählt: Die Energie von Ereignissen an der kinematischen Spitze ( $E_e \sim 27,5$  GeV) wird zur absoluten Kalibration herangezogen. Die Energieskala wird dann linear nach unten ausgedehnt. Die Abbildung zeigt, daß dieser Ansatz gerechtfertigt ist. Es zeigt sich allerdings eine Abweichung vom Ursprung, die einer Energie von 660 MeV entspricht. Diese Abweichung läßt sich mit einer Mißkalibration des Elektronenstrahls erklären und wurde bereits bei anderen Teststrahlexperimenten festgestellt [Hau 97].

Der untere Graph aus Abbildung 9.8 zeigt die Abweichung vom linearen Ansatz: Es ergibt sich eine maximale Abweichung von 1,1% von der linearen Anpassung. Lediglich der 5 GeV-Wert weicht stärker ab, dies ist auf die schlechte Strahlqualität bei kleinen Energien zurückzuführen (stärkere Energiestreuung, weniger Ereignisse).

Abschließend bleibt festzustellen, daß der CERN-Test die Linearität der Kalorimeterantwort bestätigt hat.

Die Linearität des BPC III wurde noch über den für den Einsatz bei ZEUS interessanten Bereich hinaus überprüft. Es wurden mit gleicher Strahlpositionierung Messungen mit 50, 70 und 100 GeV Elektronen durchgeführt. Die Linearität der Antwort des Kalorimeters bleibt auch in diesem Bereich prinzipiell gültig (Abbildung 9.9). Da Elektronenenergien  $E_e > 30$  GeV aber beim Betrieb im ZEUS-Experiment nicht vorkommen, wurde im Rahmen dieser Arbeit auf eine detailliertere Untersuchung der Linearität bei hohen Energien verzichtet. Insbesondere wären dazu noch weitere Monte-Carlo-Simulationen notwendig, um den Effekt der Leckverluste in diesem Energiebereich so berücksichtigen zu können, wie das für kleinere Energien getan wurde.

### 9.8.2 Uniformität

Während die Linearität eine Funktion der Kalorimeterantwort von der Einschubenergie ist, bedeutet die Überprüfung der Uniformität, daß die Kalorimeterantwort abhängig vom Einschubort gemessen werden muß. Im Idealfall sollte die Kalorimeterantwort unabhängig von der Einschubposition sein, also  $M(x, y, E) = M(E)$  (vgl. Abschnitt 9.8.1:  $M(E) = f_E \cdot E$ ). Nur dann kann im eigentlichen Sinne von einer uniformen Kalorimeterantwort gesprochen werden. Doch an den Rändern des Kalorimeters kommt es verstärkt zu Leckverlusten, also zu Verlusten dadurch, daß ein signifikanter Teil der Primärteilchen nicht vollständig im Kalorimeter aufschauern kann, da Schauerteilchen das Kalorimeter seitlich verlassen. Wenn der Molière-Radius sehr viel kleiner als die seitliche Ausdehnung



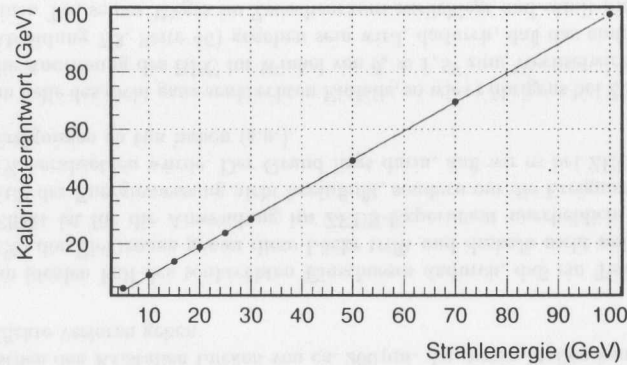


Abbildung 9.9: Linearität des neuen Bleiwolframatkalorimeters bei Energien bis 100 GeV. Die Linearität der Kalorimeterantwort bleibt auch bei deutlich höheren Elektronenenergien, als sie bei HERA auftreten, prinzipiell erhalten.

des Kalorimeters ist, also

$$r_M \ll l_x; r_M \ll l_y, \tag{9.11}$$

würde dies bedeuten, daß im inneren Bereich dieses Idealverhalten der Uniformität gegeben wäre und wir im Kernbereich (engl.: fiducial area) mit einer vom Einschußort unabhängigen Kalorimeterantwort rechnen könnten. Im Falle von  $\text{PbWO}_4$  ist dies aber trotz der im Vergleich zu anderen szintillierenden Kristallen hohen Dichte nicht gegeben:

$$r_M = 2,19 \text{ cm}; l_x = l_y = 9,6 \text{ cm}. \tag{9.12}$$

Dies bedeutet, daß die Kalorimeterantwort  $M$  auch vom Einschußort abhängt:

$$M = M(E, x, y) = M_E(E) \cdot M_x(x) \cdot M_y(y) = M_E(E) \cdot M_{x,y}(x) \cdot M_{x,y}(y) \tag{9.13}$$

Der Ansatz (9.13) enthält zwei Voraussetzungen:

1. Die Antwortfunktion  $M(E, x, y)$  läßt sich in drei voneinander unabhängige Funktionen separieren.
2. Die beiden ortsabhängigen Teile der Antwort  $M_x(x) \cdot M_y(y)$  genügen dem gleichen funktionalen Zusammenhang,

$$M_x(x) = M_y(y), \text{ wenn } x=y, \tag{9.14}$$

so daß eine Untersuchung der Uniformität in  $x$  sich auf die  $y$ -Koordinate übertragen läßt.

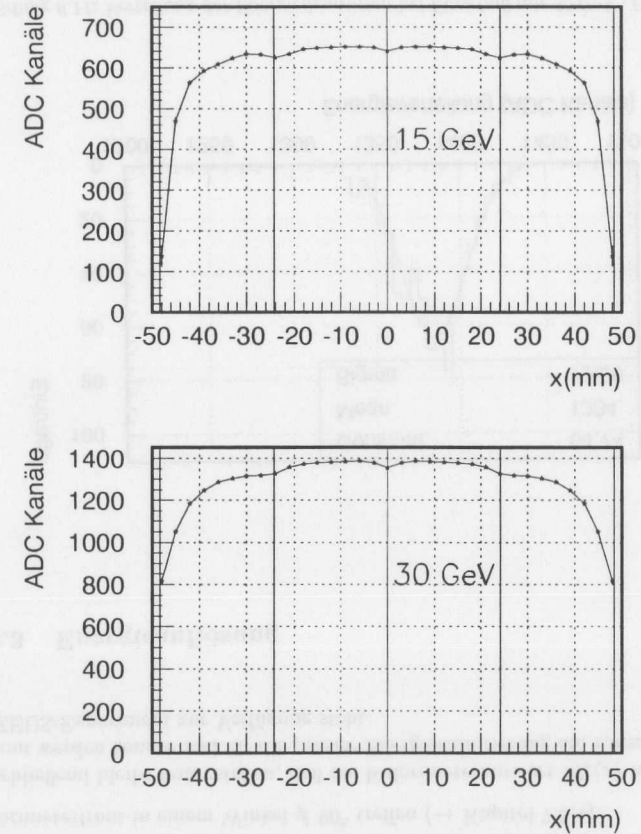


Abbildung 9.10: Abhängigkeit der Kalorimeterantwort  $M$  von der Einschußposition in  $x$ . Die Einschußposition in  $y$  beträgt für alle Messungen  $-1,21 \text{ cm}$ . Der obere Graph wurde mit Elektronen der Energie  $15 \text{ GeV}$  aufgenommen, der untere Graph mit  $30 \text{ GeV}$ .

Beide Voraussetzungen sind gegeben. Dies läßt sich aus der Tatsache begründen, daß in beiden Fällen die Abweichung vom Idealverhalten auf Leckverluste zurückführbar ist.

Die Abweichung von der Linearität beruht im wesentlichen auf der Energieabhängigkeit der longitudinalen Schauerverteilung, die sich insbesondere in einer Verschiebung des longitudinalen Schauermaximums manifestiert, so daß die Leckverluste in dieser Richtung (leicht) energieabhängig sind (→ Kapitel 7.3.1).

Die Abweichung von der Uniformität, also die Abhängigkeit der Antwortfunktion vom Eintrittsort des Primärteilchens, beruht auf transversalen Leckverlusten. Im Gegensatz zur Linearität ist hier die Abweichung vom Idealverhalten sehr groß, da (9.11) nicht gegeben ist. Folgender Vergleich macht die unterschiedlichen Verhältnisse klar:

$$\frac{l_z}{X_0} = 23,0 \quad (9.15)$$

$$\frac{l_z}{r_M} = \frac{l_y}{r_M} = 4,38 \quad (9.16)$$

Aus diesen Überlegungen folgt, daß  $M_x(x)$  und  $M_y(y)$  bestimmt werden müssen. Aus (9.14) folgt, daß die Bestimmung von  $M_x$  genügt. Dazu muß die Eintrittsposition natürlich bekannt sein. Während des CERN-Tests stand dazu die Drahtkammer zur Verfügung (→ Abschnitt 9.7.4), bei ZEUS kommen diese Informationen aus dem Spurdetektor (→ Kapitel 4.4.2).

Abbildung 9.10 zeigt eine Abtastung des 3. BPC-Prototyps in x-Richtung für 15 GeV (oberer Graph) und 30 GeV (unterer Graph): Die Abhängigkeit von der x-Koordinate ist deutlich erkennbar. Dabei besteht die Hauptabhängigkeit im Abstand des Eintrittsortes vom Kalorimeterrand, jedoch gibt es auch Effekte an den Kristallgrenzen: Da die Kristalle zur Verbesserung der Lichtsamm lung durch Lagen aus Tyvek-Papier getrennt sind, gibt es zwischen den Kristallen Lücken von ca. 200  $\mu\text{m}$ . An diesen Stellen kann Energie durch zwei Effekte verloren gehen:

- im idealen Fall des senkrechten Einschusses dadurch, daß ein Teil (etwa 0,5% bis 1%) der Elektronen genau diese Lücke trifft und deshalb nicht aufschauert. Dieser Effekt ist für die Anwendung im ZEUS-Experiment unerheblich, da er die Qualität der Energiemessung nicht beeinflusst, sondern nur die Ereignisrate um 0,5% bis 1% herabsetzen würde. Der Grund liegt darin, daß wir es bei ZEUS mit einzelnen Ereignissen zu tun haben (s.u.).
- im Falle des nicht ganz senkrechten Einfalls, so wie er übrigens bei ZEUS schon durch die Anordnung des BPC im Winkel von  $\theta_e \approx 1,5^\circ$  zum Wechselwirkungspunkt (vgl. Abbildung 7.3, Seite 46) gegeben sein wird, dadurch, daß das einfallende Elektron einen Teil seines Weges im Zwischenraum zurücklegt und somit nicht die vollen 23  $X_0$  zur Verfügung hat, dies erhöht die longitudinalen Leckverluste.

Für den Fall des CERN-Tests dürften beide Effekte eine Rolle spielen. Im Falle von ZEUS läßt sich eine Funktion des Einfallswinkels  $\theta_e$  von der Eintrittsposition herleiten.

Es läßt sich aus den Monte-Carlo-Simulationen (→ Kapitel 7) herleiten, daß für den Fall des BPC III im ZEUS-Experiment wesentlich nur die Funktion der Kalorimeterantwort

vom Abstand des Eintrittsortes vom Kalorimeterrand, welche der Einhüllenden der Graphen aus Abbildung 9.10 entspricht, von Interesse ist.

Dies ergibt sich primär aus der Tatsache, daß wir es im ZEUS-Experiment nicht mit einem Teilchenstrahl und einer daraus resultierenden Energieverteilung zu tun haben werden, sondern mit Einzelereignissen. Allerdings gilt auch für Einzelereignisse eine gewisse Abweichung von der Uniformität im Bereich um die Lücken, sofern die Elektronen die Kalorimeterfront in einem Winkel  $\neq 90^\circ$  treffen (→ Kapitel 7.3.4).

Abschließend bleibt festzustellen, daß die Kalorimeterantwort  $M_x(x)$  im CERN-Test bestimmt werden konnte und für die präzise Energiekalibrierung am Einsatzort des BPC III im ZEUS-Experiment zur Verfügung steht.

### 9.8.3 Energieauflösung

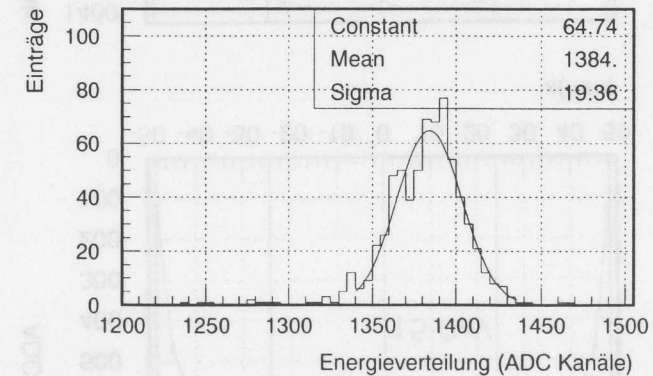


Abbildung 9.11: Verteilung der Energiedeposition bei Einschuss mit 30 GeV-Elektronen in einen mittleren Kristall

Die Verbesserung der Energieauflösung von derzeit  $17\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  auf  $5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  ist die Hauptmotivation für die Entwicklung eines BPC aus Bleiwolframatkristallen. Demzufolge gebührt diesem Punkt besondere Aufmerksamkeit.

Die Energieauflösung wird vor allem durch zwei Effekte beeinflusst:

1. Durch longitudinale und transversale Leckverluste geht ein Teil des Schauers dem Kalorimeter verloren. Dies erhöht auch die Unschärfe der Energiebestimmung, da der Anteil herausleckender Energie statistisch verteilt ist.

2. Durch Unschärfen in der Energiemessung, insbesondere durch photostatistische Effekte in den Photomultipliern, wird die Energieauflösung begrenzt ( $\rightarrow$  Kapitel 6.3).

Der CERN-Test bot die Möglichkeit, die Energieauflösung unter Einbeziehung aller (beeinträchtigenden) Effekte zu überprüfen. Auslese (Punkt 1) und Geometrie (Punkt 2 der obigen Auflistung) des 3.BPC-Prototypen entsprechen exakt den Verhältnissen des geplanten BPC III im ZEUS-Experiment.

Die Energieverteilung im zentralen Bereich des BPC III zeigt Abbildung 9.11. Aus der Energieunschärfe  $(\Delta E/E)_{Strahl}$  des Elektronenstrahls und der gemessenen Energieauflösung  $(\Delta E/E)_{mes}$  läßt sich die Energieauflösung  $(\Delta E/E)_{Kal}$  des Kalorimeters berechnen. Für die folgende Betrachtung werden die Abbildung 9.11 zugrundeliegenden Werte genutzt.

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{mes} = 1,4\% \quad (9.17)$$

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{Strahl} = 1\% \quad (9.18)$$

Die gemessene Gesamtenergieauflösung  $(\Delta E/E)_{mes}$  ergibt sich durch quadratische Addition aus den einzelnen Anteilen:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{mes} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{Strahl}^2 + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{Kal}^2} \quad (9.19)$$

Setzt man (9.17) und (9.18) in (9.19) ein, ergibt sich die Energieauflösung des 3.BPC-Prototyps zu:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{Kal} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{mes}^2 - \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{Strahl}^2} \quad (9.20)$$

$$= 1\% \quad (9.21)$$

$$= \frac{5,36\%}{\sqrt{E}} \quad \text{mit } E = 30 \text{ GeV} \quad (9.22)$$

Damit wurde die angestrebte Energieauflösung von  $5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  fast erreicht, die Energieauflösung des BPC III von  $17\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  deutlich übertroffen. Durch Verbesserungen in Lichtsammlung und Auslese [Thi 98] wird die Energieauflösung bis zum Einbau des BPC III ins ZEUS-Experiment noch besser sein.

Abbildung 9.12 zeigt die Energieauflösung in Abhängigkeit vom Eintrittsort des Elektrons. Es wurden Abtastungen in x-Richtung bei 15 GeV (oberer Graph) und 30 GeV (unterer Graph) vorgenommen. Die Ortsabhängigkeit der Energieauflösung ergibt sich aus der Ortsabhängigkeit des Anteils herausleckender Energie. Insofern gilt hier all das, was schon im Abschnitt 9.8.2 behandelt wurde. Es besteht aber ein entscheidender Unterschied zwischen beiden Effekten:

Während nämlich die Abweichung von der Uniformität durch eine ortsabhängige Kalibration herausgerechnet werden kann, läßt sich die Energieauflösung natürlich nicht

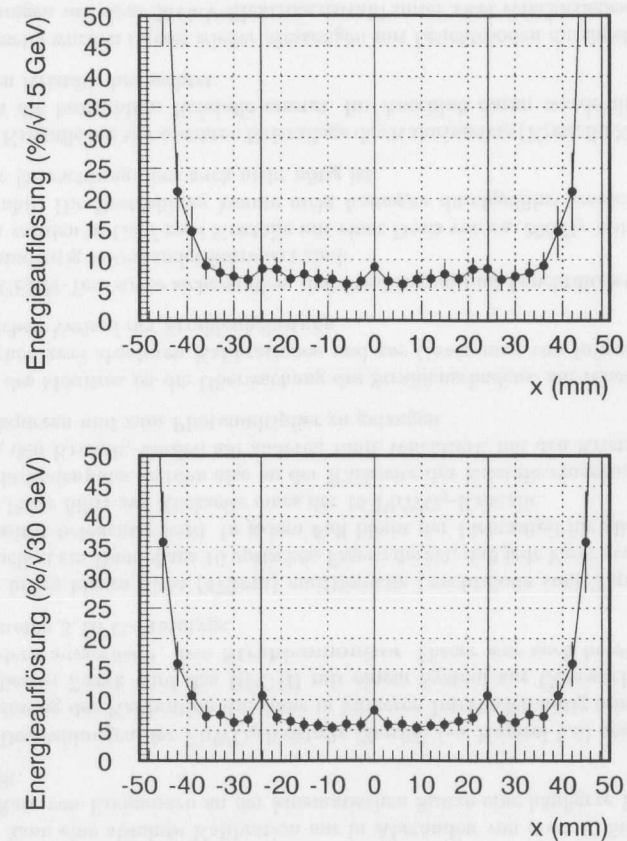


Abbildung 9.12: Abhängigkeit der Energieauflösung von der Einschußposition in  $x$ . Die Einschußposition in  $y$  beträgt für alle Messungen  $-1,21$  cm. Der obere Graph wurde mit Elektronen der Energie 15 GeV gemessen, der untere Graph mit 30 GeV.

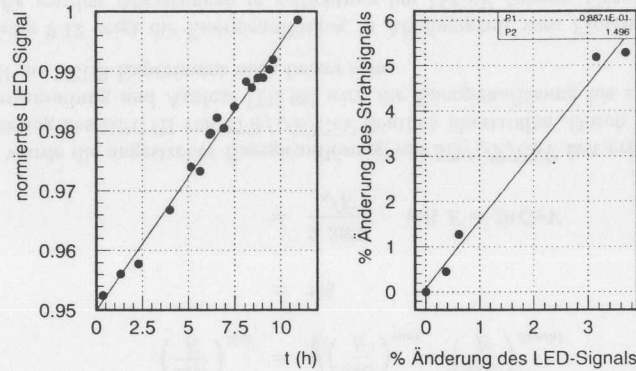


Abbildung 9.13: Messungen mit dem Strahlenmonitor. Das linke Bild zeigt das Transmissions-signal der Leuchtdiodenmessungen als Funktion der Zeit nach dem Einbau der bestrahlten Kristalle. Das rechte Bild zeigt die Korrelation dieses Transmissions-signals mit dem 30 GeV-Elektronensignal. Aufgrund der begrenzten Meßzeit konnten nur wenige Korrelationsmessungen durchgeführt werden. Dadurch erklären sich die fehlenden Verbindungspunkte im rechten Bild.

nachträglich verbessern: Der statistische Effekt führt zu einer Unschärfe der Energiebestimmung, die vom Ort abhängt.

Deshalb liegt ein besonderes Interesse in der Position im Kalorimeter, ab der eine Energiebestimmung mit hinreichender Genauigkeit möglich wird, da diese Position den minimalen Winkel  $\theta_c$  definiert, unter dem ein Elektron gestreut werden darf, um vom Kalorimeter akzeptiert zu werden.

Aus Abbildung 9.12 ergibt sich, daß das Kalorimeter ab 6 mm vom Rand bereits eine Energieauflösung von  $17\%/\sqrt{E}/\text{GeV}$  erreicht, welche der Energieauflösung des BPC II im Kernbereich entspricht. Zur Berechnung des kleinsten Akzeptanzwinkels müssen noch die 4 cm hinzugerechnet werden, die das Kalorimeter von der Strahllinie entfernt ist. Aus dem Gesamtabstand von 4,6 cm in x und den 294 cm in z-Richtung ergibt sich nach (7.2)  $\theta_c = 0,896^\circ$  (15,6 mrad) im Laborsystem.

#### 9.8.4 Strahlenmonitor

Die Bestrahlung von  $\text{PbWO}_4$ -Kristallen führt zu einem Anstieg der optischen Absorption ( $\rightarrow$  Kapitel 6.6) und deshalb zu einer Verminderung der Anzahl von Photoelektronen, was zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führt ( $\rightarrow$  Kapitel 6.3). Eine Signalabnahme um 15% beispielsweise würde die Energieauflösung von  $5\%/\sqrt{E}/\text{GeV}$  zu  $5,5\%/\sqrt{E}/\text{GeV}$  verschlechtern. Die Verschlechterung der Energieauflösung ist aber durchaus noch tolerierbar.

Ungünstiger ist die Tatsache, daß sich das absolute Signal bei gleicher Energiedeposition ändert: Dies führt nämlich zu einer Unterschätzung der Teilchenenergie.

Als Lösung dieses Problems kommt nur eine ständige Anpassung der Kalibration in Betracht, da das BPC aufgrund seiner Lage nicht vollständig von Strahlungseinflüssen abgeschirmt werden kann.

Nun kann eine absolute Kalibration nur in Abständen von etwa 40 Stunden erfolgen, da die Rate von Ereignissen an der kinematischen Spitze eine häufigere Rekalibration nicht zuläßt.

Die Bestrahlungen der  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle [Zeu98] ( $\rightarrow$  Kapitel 6.6) zeigen aber, daß eine Anpassung der Kalibration durchaus in kürzeren Intervallen nötig sein kann.

Zu diesem Zweck wird das BPC III mit einem System zur Überwachung des Strahlenschadens ausgerüstet, dem **Strahlenmonitor**. Dieser war auch bereits Bestandteil des getesteten 3. BPC-Prototyps:

Eine helles blaues Licht (470 nm) emittierende Leuchtdiode vom Typ Nichia NSP B500 beleuchtet ein Bündel aus 16 optischen Fasern derart, daß jede Faser etwa mit der gleichen Intensität beleuchtet wird. In jedem Fall bleibt der Lichtanteil für alle Fasern konstant. Jede Faser führt zur Rückseite eines der 16  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle.

Leuchtdiodenpulse werden also an der Rückseite des Kristalls eingekoppelt, durchqueren dann den Kristall, werden am anderen Ende reflektiert, um den Kristall noch einmal zu durchqueren und zum Photomultiplier zu gelangen.

Sinn des Monitors ist die Überwachung des Strahlenschadens: zur relativen Rekalibration zwischen zwei absoluten Kalibrationen und zur Gewinnung von Informationen über den zeitlichen Verlauf der Strahlenbelastung.

Der CERN-Test sollte sicherstellen, daß Strahlsignal und Leuchtdiodensignal auch wirklich eindeutig miteinander korreliert sind.

Dazu wurden in Genf zwei Kristalle mit einer Dosis von ca. 300 Gy mit einer  $^{60}\text{Co}$ -Quelle bestrahlt. Die Bestrahlung konnte nicht homogen durchgeführt werden, was für die folgende Betrachtung aber auch nicht nötig ist.

Zwei Kristalle aus der obersten Kristallage des Kalorimeters (Kristalle X1 und X2) wurden durch die bestrahlten Kristalle ersetzt. Im Anschluß daran wurde die Ausheilung der beiden Kristalle beobachtet:

Einerseits wurden immer wieder Messungen mit Leuchtdioden durchgeführt, andererseits Messungen mit dem 30 GeV-Elektronenstrahl unter zwei verschiedenen Strahlpositionierungen:

Einschuß in die Mitte von Kristall X11 und Einschuß in den bestrahlten Kristall X2.

Der linke Graph in Abbildung 9.13 zeigt das Transmissions-signal aus Leuchtdiodenmessungen über die 12,5 Stunden, die nach dem Einbau der bestrahlten Kristalle zur Verfügung standen. Es zeigt sich ein linearer Anstieg mit der Zeit, wie er aus früheren Untersuchungen [Zeu98] aus dem Ausheilungsverhalten zu erwarten ist.

Der rechte Graph setzt das Leuchtdiodensignal mit dem Strahlsignal in Beziehung. Dabei beruht das aufgetragene Strahlsignal auf dem Quotienten  $E_2/E_{11}$  zeitlich dicht beieinander liegender Messungen mit Einschußposition mittig in X2 und X11. Die Energie der

Elektronen betrug für diese Messungen 30 GeV. Die Abbildung zeigt, daß Strahl- und Leuchtdiodensignal linear miteinander korreliert sind. Damit lassen sich Änderungen der Transmission (aufgrund von Strahlenschäden) mit dem Leuchtdiodensystem verfolgen. Das wiederum bedeutet, daß eine Anpassung der Kalibration zwischen zwei absoluten Kalibrationen mithilfe der Informationen aus dem Strahlenmonitor möglich ist.

### 9.9 Rekonstruktion des Teilcheneintrittsortes aus der Kalorimeterantwort

Zur Rekonstruktion des Eintrittsortes und -winkels eines Elektrons in das BPC ist seit 1997 ein Silizium-Spurdetektor (BPT) vor dem BPC installiert. Dieser erhöht zur Zeit die Genauigkeit der Eintrittsortbestimmung für das BPC II (→ Kapitel 4.4.2) und ist für den Betrieb des BPC III von fundamentaler Bedeutung:

Bestand das BPC II noch aus einer fein strukturierten Matrix aus 16 x 15 Szintillatorlagen, die zur Rekonstruktion des Eintrittsortes genutzt werden konnten, so besteht das neue Kristallkalorimeter nur aus einer Matrix von 4 x 4 Kristallen, die die Ortsbestimmung allein aufgrund des Wissens um das Eintrittssegment, welches durch die Frontfläche des Eintrittskristalls gegeben ist, nicht ermöglicht.

Daraus folgt, daß wir für den Betrieb des Kristallkalorimeters auf die Ortsinformationen aus dem Spurdetektor angewiesen sind. Da dieser bereits seit Mitte 1997 arbeitet, ist die Ortsbestimmung für das BPC III bereits jetzt (allerdings zur Zeit nur in x-Richtung) gewährleistet. Damit entfällt für ZEUS die Notwendigkeit, den Eintrittsort der Elektronen aus der Antwort des Kristallkalorimeters selbst zu rekonstruieren.

Trotz dieser Tatsache soll im folgenden versucht werden, den Eintrittsort der Elektronen aus der Kalorimeterantwort herzuleiten mit einer Ortsauflösung, die feiner ist, als sie der Segmentierung der Frontfläche des Kalorimeters entspricht.

Dazu bedienen wir uns der Ausbreitung des durch ein eintreffendes Elektron ausgelösten Schauers. Aus der transversalen Ausdehnung des Schauers resultiert eine Deposition von Energie nicht nur im Kristall des Teilcheneintritts, sondern auch in den Nachbarkristallen.

Zur Rekonstruktion des Eintrittsortes ist nun zunächst der Kristall des Teilcheneintritts zu finden, also der Kristall, in dem die meiste Energie deponiert wurde. Dies ist bei korrekter relativer Kalibration (→ Abschnitt 9.7.2) der Kristall, der das höchste Signal liefert. Ausgehend von diesem Kristall sind die beiden Nachbarn in Richtung der zu bestimmenden Koordinate zu finden, dies sind

- in x-Richtung die beiden Nachbarn links und rechts
- in y-Richtung die beiden Nachbarn oberhalb und unterhalb

des Eintrittskristalls. Aus dem Quotienten der Signale der beider Nachbarkristalle läßt sich dann der Teilcheneintrittsort (und daraus wiederum der Winkel) rekonstruieren.

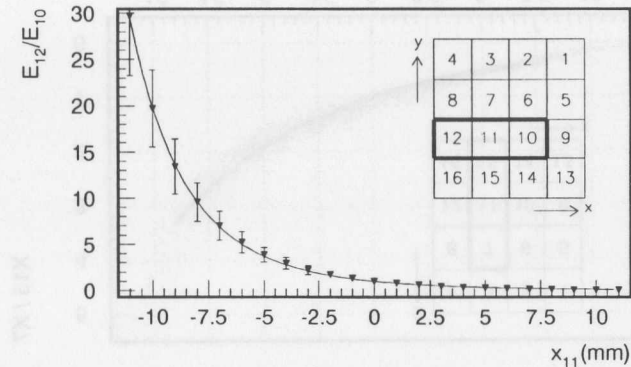


Abbildung 9.14: Simulation der Ortsrekonstruktion. Es ist das Verhältnis der in den beiden Nachbarkristallen deponierten Energie aufgetragen gegen den Eintrittsort  $x_{11}$  innerhalb von Kristall X11.

Zunächst soll anhand einer Monte-Carlo-Simulation gezeigt werden, daß sich tatsächlich ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Energiedeposition in den Nachbarkristallen und dem Eintrittsort herstellen läßt.

Dazu bedienen wir uns der in Kapitel 7 vorgestellten Implementation des BPC III in EGS 4. Eintrittskristall für die Simulation soll einer der vier mittleren Kristalle sein (Kristall X11). Für die Simulation der Ortsrekonstruktion in x werden bei festem y (in der Kristallmitte:  $y_{11} = -1,21 \text{ cm} - y = 0$ ) 23 verschiedene Einschußpositionen in x im Abstand von 1 mm gewählt. Analog für die Rekonstruktion der y-Koordinate 23 Einschußpositionen in y bei  $x_{11} = 0$  (Mitte von Kristall X11). Aus der Simulation erhalten wir die Energiedeposition in jedem Kristall, so daß wir wie eingangs beschrieben die Quotienten der Signale aus den Nachbarkristallen bilden können. Abbildung 9.14 zeigt das Ergebnis für x, das Ergebnis für y ist vollkommen analog. Für den funktionalen Zusammenhang zwischen x und dem Quotienten  $Q = E_{12}/E_{10}$  gilt die Symmetriebedingung:

$$Q(-x) \cong 1/Q(x) \tag{9.23}$$

Die Daten lassen sich am besten mit einer Kehrwertfunktion der Form

$$Q(x) = \frac{1}{(x/a + 1)^b} \tag{9.24}$$

anpassen. (9.23) und (9.24) gelten für alle  $x \rightarrow x_i$  bzw.  $y \rightarrow y_j$  der mittleren Kristalle. Aus der Anpassung der Monte-Carlo-Daten ergeben sich die Parameter zu

$$a = (25,44 \pm 1,18) \text{ mm} \quad \text{und} \quad b = 5,98 \pm 0,37. \tag{9.25}$$

Die Anpassungsfunktion ist in Abbildung 9.14 enthalten. Die Genauigkeit, mit der  $Q$  bestimmt werden kann, ergibt sich aus der Energieauflösung in den Nachbarkristallen (beispielhaft für die x-Rekonstruktion in Kristall X11):

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E_{12}}{E_{12}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{10}}{E_{10}}\right)^2} \quad (9.26)$$

(9.24) läßt sich für  $x/a < 1$  nach  $x$  auflösen und daraus läßt sich der Fehler in  $x$  abschätzen zu

$$\Delta x = \left(\frac{a}{b}\right) \cdot \frac{\Delta Q}{Q} \cdot Q^{1/b} \quad (9.27)$$

Mit den Parametern (9.25) ergibt sich eine theoretische Genauigkeit in der Ortsbestimmung von  $\Delta x/x \approx 0,75$  mm.

Die gleiche Prozedur läßt sich mit den Daten aus dem CERN-Test durchführen: Abbildung 9.15 zeigt den Zusammenhang zwischen dem Quotienten  $Q = E_{12}/E_{10}$  (a) bzw.  $Q = E_{15}/E_7$  und dem Eintrittsort in den mittleren Kristall. Der Eintrittsort in diesem Beispiel wurde mit den Informationen aus der Drahtkammer, die während des CERN-Tests zur Verfügung stand, rekonstruiert. Die obere Abbildung zeigt die Abhängigkeit von der x-Koordinate, die untere Abbildung die Abhängigkeit von der y-Koordinate der Eintrittsposition des primären Elektrons.

Die Anpassung der CERN-Daten mit der Kehrwertfunktion nach (9.24)<sup>1</sup> ergibt für  $x$  und  $y$ :

$$\begin{aligned} a_x &= 20,7 \text{ mm} & \text{und} & & b_x &= 1,75 \\ a_y &= 164,66 \text{ mm} & \text{und} & & b_y &= 21,217 \end{aligned} \quad (9.28)$$

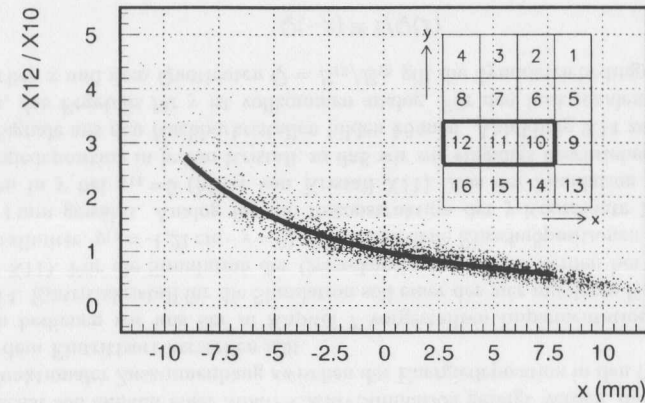
Im Unterschied zur Simulation unterscheiden sich im Falle des CERN-Tests die Werte für  $x$  deutlich von denen für  $y$ , dies ergibt sich aber auch aus der starken Schwankung der Parameter, die bei der Anpassung möglich ist und in der Größenordnung der Parameter selbst liegt. Eine Anpassung mit einer Exponentialfunktion (s.u.) läßt sich zwar schwerer aus der Symmetrie begründen, die freien Parameter lassen sich aber eindeutiger festlegen. Die Auflösung, die in  $x$  und  $y$  erreicht werden kann, läßt sich aber besser aus der Kehrwertmethode ableiten. Nach (9.27) läßt sich mit den Parametern (9.28) aus der Anpassung bei einer Energieauflösung der Nebenkristalle von ca. 25% die Ortsauflösung abschätzen. Mit dem Aufbau während der Teststrahlungsmessungen kann die  $x$ -Koordinate demnach auf 4,1 mm und die  $y$ -Koordinate auf 2,7 mm genau aufgelöst werden. Daß diese Werte durchaus realistisch sind, geht auch aus Abbildung 9.15 hervor.

Wie bereits erwähnt sind die Parameter einer Kehrwertfunktion schwierig aus einer Anpassung festzulegen, deshalb sollen die Meßwerte, die in den beiden Graphen aus Abbildung 9.15 aufgetragen sind, alternativ auch mit einer Exponentialfunktion der Form

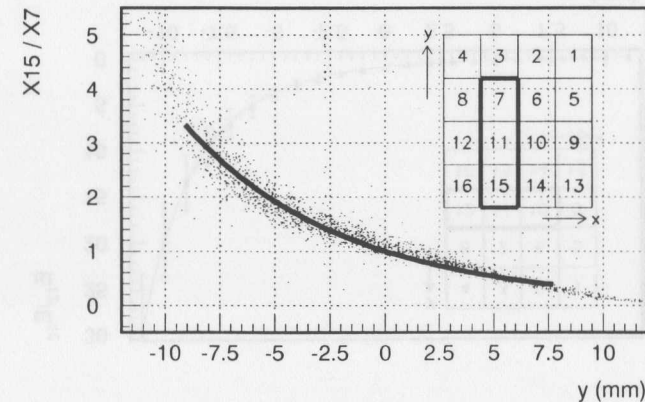
$$\frac{E_{12}}{E_{10}} = e^{a+bx} \quad \text{bzw.} \quad \frac{E_{15}}{E_7} = e^{a'+b'y} \quad (9.29)$$

angepaßt werden.  $E_{12}/E_{10}$  ist wieder das Verhältnis der Signalantworten der beiden Nachbarkristalle am Beispiel der x-Rekonstruktion innerhalb von Kristall X11,  $a$  und  $b$  wurden

<sup>1</sup>Als Startwerte wurden die Werte aus (9.25) verwendet



(a) Ortsrekonstruktion in  $x$



(b) Ortsrekonstruktion in  $y$

Abbildung 9.15: Teilcheneintritt in Kristall X11. Es ist das Verhältnis der in den beiden Nachbarkristallen deponierten Energie aufgetragen gegen die Ortsinformation aus der Drahtkammer.

durch die Anpassung bestimmt. Für den CERN-Test ergaben sich für die Rekonstruktion der x-Koordinate:

$$a = 4,94 \cdot 10^{-2} \quad \text{und} \quad b = -9,72 \cdot 10^{-2} \text{ mm}^{-1} \quad (9.30)$$

die Rekonstruktion der y-Koordinate der Eintrittsposition ergab

$$a' = 7,954 \cdot 10^{-2} \quad \text{und} \quad b' = -12,220 \cdot 10^{-2} \text{ mm}^{-1}. \quad (9.31)$$

Der Zusammenhang zwischen dem Signalverhältnis und der Eintrittsposition in x ist vollkommen unabhängig von dem Verhältnis in y, das bedeutet, daß bei fester x-Koordinate der Eintrittsposition das Verhältnis der Signalantworten des linken und rechten Nachbarn konstant bleibt, wenn man y variiert. Analoges gilt für Variation von x bei festem y. Allerdings wird die Energieauflösung zu den Kanten hin schlechter, weshalb es sich empfiehlt, nicht nur jeweils einen Nachbarkristall in x und in  $-x$  bzw. in y und  $-y$ , sondern die ganze Reihe rechts und links bzw. oben und unten in den Quotienten  $Q$  mit einzubeziehen. Dann bleibt die Ortsauflösung für die vier Kernkristalle im gesamten Bereich in der angegebenen Größenordnung.

Alternativ wäre eine Errechnung des Teilcheneintrittsortes auch über den Vergleich der Energiedepositionen im Eintrittskristall selbst mit der in dem nächsten Nachbarkristall in x bzw. y denkbar. Da die Energieauflösung im Eintrittskristall etwa 10 mal so gut wie im Nachbarkristall ist, läßt sich eine mögliche Ortsauflösung von 1,5 - 2 mm abschätzen. Aus der Monte-Carlo-Simulation ergab sich als untere Grenze 0,75 mm für die Ortsauflösung (s.o.).

## 9.10 Vergleich der Daten aus dem Strahltest mit der EGS 4-Simulation

In diesem Abschnitt soll diskutiert werden, inwieweit sich die Resultate aus dem Strahltest des BPCIII am CERN mit den Simulationsergebnissen erklären lassen. Dabei ist zu beachten, daß die Monte-Carlo-Simulation die Energiedeposition im Kalorimeter räumlich ermittelt.

Inwieweit das ausgelesene Signal in Anbetracht der kleinen Photokathode des verwendeten Photomultipliers, die nur die mittleren 9% der Kristallendfläche abdeckt, auch vom Weg des Lichtes vom Entstehungszentrum zum Photomultiplier abhängt, wurde in Kapitel 8 untersucht.

### Uniformität

Bei Kenntnis der Abhängigkeit des Anteils deponierter Energie von der Einschußposition läßt sich die Teilchenenergie rekonstruieren. Allerdings sinkt mit steigenden Leckverlusten auch die Schärfe der Energiebestimmung, die Energieauflösung des Kalorimeters wird schlechter. Diese läßt sich nachträglich nicht mehr verbessern. Die aus den CERN-Meßdaten gewonnene Energiedeposition im mittleren Bereich (um  $x=0$ ) ist auf die Monte-Carlo-Daten normiert worden. Das heißt im wesentlichen, daß die Information über longitudinale Leckverluste aus der Simulation auf die Meßdaten übertragen wurden.

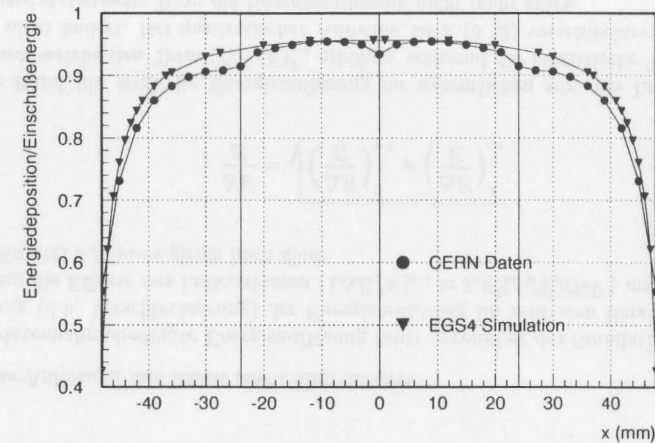


Abbildung 9.16: Vergleich der Uniformität aus der EGS4-Simulation mit den Daten, die beim CERN-Test ermittelt wurden. Dargestellt ist jeweils die Kalorimeterantwort über x in Abhängigkeit zur Einschußposition im Kalorimeter bei  $y=1,21$  cm.

Abbildung 9.16 zeigt die CERN-Daten für Elektronen mit einer Primärenergie von 30 GeV im Vergleich zur EGS4-Simulation. Grundsätzlich sind Monte-Carlo- und Testdaten in Übereinstimmung. Der im Vergleich zur Simulation flachere Anstieg der Kalorimeterantwort an den Flanken und der Abfall im Bereich der Lücken zwischen den Kristallen lassen sich mit der Simulation der Schauerentwicklung einzelner Primärteilchen nicht erklären, da diese Unterschiede durch das reale Strahlprofil bedingt sind, das am Teststrahl X-5 während des CERN-Strahltests eine Breite von ca. 1 cm aufweist. Das ergibt sich aus Informationen der Drahtkammer ( $\rightarrow$  Abb. 9.7, Seite 9.7). Diese Breite verschmiert das Uniformitätsprofil.

Um die Ergebnisse aus dem CERN-Test besser mit den Monte-Carlo-generierten Daten vergleichen zu können, wurde in Kapitel 7.4 eine Methode zur Beschreibung der Kalorimeterantwort bei ausgedehntem Strahlprofil vorgestellt.

Abbildung 9.17 zeigt den Vergleich von EGS4-Simulation und am CERN-Teststrahl gewonnenen Daten für diesen Fall.

Es zeigt sich, daß sich der flachere Anstieg der Kalorimeterantwort (vom Rand aus) sowie der Abfall der Kalorimeterantwort im Bereich um die Kristalllücken ansatzweise beschreiben lassen.

Besonders bei den 30 GeV-Daten fällt aber eine Unterschätzung des Randeffektes durch die Monte-Carlo-Simulation auf, deren Ursache noch nicht vollständig klar ist.

Da in Kapitel 8 gezeigt wurde, daß das kleine Auslesefenster für eine signifikante weitere

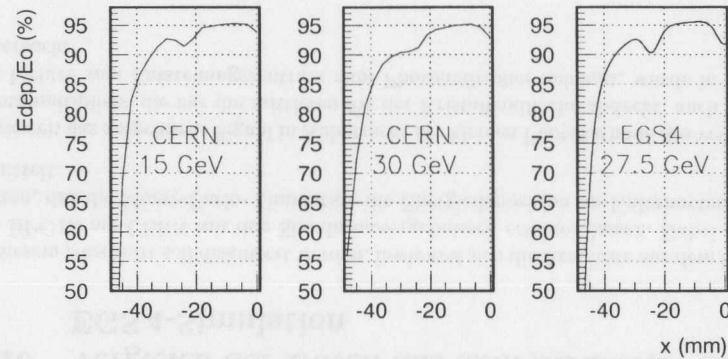


Abbildung 9.17: Vergleich der Uniformität aus der EGS4-Simulation mit den Daten, die beim CERN-Test ermittelt wurden. Dargestellt ist jeweils die Kalorimeterantwort über die halbe Kalorimeterbreite  $l_z$  in Abhängigkeit zur Einschußposition im Kalorimeter bei  $y=1,21$  cm. Im Gegensatz zu Abbildung 9.16 wurden zum Vergleich die Monte-Carlo-generierten Daten für ein ausgedehntes Strahlprofil herangezogen. Die beiden linken Graphen zeigen die Ergebnisse des CERN-Tests für 15 bzw. 30 GeV Primärteilchenenergie. Rechts die Simulation.

Verschmierung des Profils nicht verantwortlich sein kann, muß dies eine andere Ursache haben.

Eine mögliche Ursache könnte ein nicht genau senkrecht auf die Kalorimeterfront ausgerichteter Strahl sein. In diesem Fall würde zu den Ecken hin zusätzlich zu normalen transversalen Leckverlusten noch der in Kapitel 7.3.4 beschriebene Effekt effektiv verkleinerter Kalorimeterlänge zu einer flacheren Flanke führen.

Der Effekt um die Lücken zwischen den Kristallen dagegen (ca 5% Abfall) läßt sich auch quantitativ mit den Monte-Carlo-Daten in Übereinstimmung bringen.

**Energieauflösung**

Abbildung 9.18 stellt die Energieauflösung in Abhängigkeit zur Einschußposition entlang der x-Achse grafisch dar. Bei Betrachtung der Abhängigkeit der Energieauflösung von der Einschußposition zeigt sich eine prinzipielle Übereinstimmung von Simulation und Meßwerten. Die gemessene Auflösung ist die Summe geometrie<sup>2</sup>- und datennahme<sup>3</sup>bedingter Auflösung. Die aus der Simulation gewonnenen Werte beschreiben nur die geometriebe-

<sup>2</sup>Mit geometriebedingter Energieauflösung ist die Begrenzung der Energieauflösung aufgrund transversaler und longitudinaler Leckverluste gemeint

<sup>3</sup>Mit datennahmebedingter Energieauflösung sind alle auf photostatistischen und elektronischen Effekten beruhenden Einflüsse auf die Energieauflösung gemeint

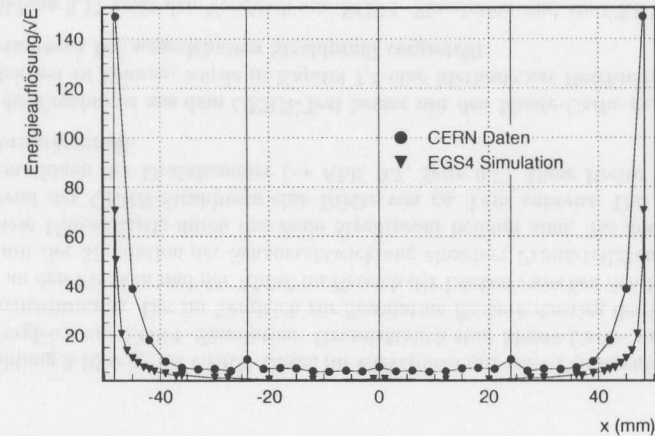


Abbildung 9.18: Vergleich der Energieauflösung aus der EGS4-Simulation mit den Daten, die beim CERN-Test ermittelt wurden. Dargestellt ist jeweils die Energieauflösung ( $\sigma/\mu$  in Einheiten von  $\sqrt{E/GeV}$ ) in Abhängigkeit zur Einschußposition in x im Kalorimeter bei  $y=1.21$  cm.

dingte Auflösung und damit einen Minimalwert.

Die datennahmebedingte Energieauflösung führt gegenüber der Simulation zu einer Anhebung (d.h. Verschlechterung) der Energieauflösung im zentralen Bereich des BPC III, in dem die Effekte aus Leckverlusten ( $(\Delta E/E)_{lck} \approx 2,6\%/\sqrt{E/GeV}$ ) und Photostatistik ( $\rightarrow$  Kapitel 6.3) etwa gleich hoch sind:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{lck}^2 + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{p.s.}^2} \tag{9.32}$$

Zum Rand hin wird die Energieauflösung im wesentlichen von den Leckverlusten bestimmt, welche den Term  $(\Delta E/E)_{lck}^2$  erhöhen, während der statistische Term  $(\Delta E/E)_{p.s.}^2$  sich nicht ändert. Bei quadratischer Addition nach (9.32) verschlechtert der signifikant kleinere statistische Term die Energieauflösung nicht mehr stark.

Die Abweichungen der Energieauflösung im Randbereich des Kalorimeters sind durch die oben genannten Abweichungen der Kalorimeterantwort bereits gegeben, da eine geringere Antwort immer auch die Energieauflösung verschlechtert.

Abschnitt 9.8.3 hatte allerdings gezeigt, daß die tatsächlich erreichte Energieauflösung die in ein aus  $PbWO_4$ -Kristallen aufgebautes Strahlrohrkalorimeter gesteckten Erwartungen erfüllt.



### Linearität

Ein Vergleich der Linearität der Kalorimeterantwort aus CERN-Test und EGS4-Simulation zeigt hier ebenfalls prinzipielle Übereinstimmung (vgl. Kapitel 7.3.3 für die Simulation und Abschnitt 9.8.1 für den CERN-Test).

Die Linearität, wie sie in Abschnitt 9.8.1 vorgestellt wurde, enthält bereits aus EGS4-Simulationen gewonnene Gewichtungsfaktoren. Diese Faktoren ergeben sich im wesentlichen aus dem leicht von der Primärteilchenenergie abhängigen Anteil longitudinaler Schauererluste (die Energieabhängigkeit ist z.B. in Abb. 7.8 auf Seite 52 dargestellt). Ein darüberhinausgehender Vergleich der Linearitäten erscheint ohne Aussagekraft.

Natürgemäß ergeben sich in einem realen Betrieb eines Kalorimeters, wie dies auch der CERN-Test ist, zusätzliche Unschärfen, wie z.B. elektronisches Rauschen oder photostatistische Effekte, die mit einer Monte-Carlo-Simulation wie EGS4, die nur die Ausbreitung elektromagnetischer Schauer in einem Medium beschreibt, nicht beschrieben werden können.

## Kapitel 10

### Zusammenfassung

1996 wurde damit begonnen, ein neues strahrohrnahes elektromagnetisches Kalorimeter aus  $\text{PbWO}_4$ -Kristallen zu konstruieren, wobei die wesentliche Motivation in einer Verbesserung der Energieauflösung von derzeit  $17\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  auf  $5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  liegt.

Aus dieser Vorgabe und aus speziellen Gegebenheiten des ZEUS-Experiments (Einbauort, Ereignisfrequenz) ergeben sich einige Anforderungen, die zunächst für die Auswahl der Kristalle herangezogen wurden. Untersuchungen an einzelnen Kristallen ergaben, daß die Kristalle die an sie gestellten Anforderungen hinsichtlich Lichtausbeute und Signalabklingzeit erfüllen.

Die festgestellte strahlungsbedingte Abnahme der optischen Transmission der Kristalle überschreitet jedoch die ursprünglich aufgestellte Grenze, was zur Konstruktion eines Strahlungsmonitors geführt hat, der die Rekalibration der Kalorimeterantwort ermöglicht.

Die starke Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Kristalltemperatur, die bereits von anderen Experimentatoren festgestellt wurde, wurde bestätigt. Deshalb wurde ein spezielles Kühlungssystem konstruiert, das die Kristalltemperatur auf einem konstanten Niveau halten soll. Darüberhinaus beinhaltet bereits der fertiggestellte 3. BPC-Prototyp ein sehr empfindliches Temperaturüberwachungssystem, das zur Rekalibration herangezogen werden kann.

Ein wichtiger Bestandteil der vorliegenden Arbeit ist die Beschreibung des BPC III in einer Monte-Carlo-Simulation: Es wurde das geplante BPC III in EGS4 so implementiert, daß etwaige noch herbeizuführende Änderungen mit relativ geringem Aufwand in die Simulation einfließen können.

Eine ganze Reihe von Simulationen hinsichtlich Uniformität und Energieauflösung wurden vorgestellt, insbesondere wurde der Effekt um die Lücken zwischen den Kristallen studiert.

Ein weiterer Hauptgegenstand der vorliegenden Arbeit lag in Untersuchungen zur Kalibration des BPC III im Elektronenteststrahl am CERN-Beschleuniger SPS bei Energien von 3 bis 100 GeV, wobei das Hauptaugenmerk im Energiebereich von 10 bis 30 GeV lag, da dies der für ZEUS relevante Bereich ist.

In diesen Untersuchungen wurde ein lineares Antwortverhalten des Kalorimeters über den gesamten untersuchten Energiebereich festgestellt. Im besonders relevanten Bereich zwischen 10 und 30 GeV beträgt die Abweichung von der Linearität nur maximal 1,1%.

Es ergab sich eine Abhängigkeit der Kalorimeterantwort von der Einschubposition, die

sich auf Leckverluste des elektromagnetischen Schauers zurückführen läßt.

Die Energieauflösung im Strahltest wurde mit  $5,4\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  festgestellt innerhalb des weiten Kalorimeterkernbereichs. Bereits nur 6 mm vom Kalorimeterrand erreicht das BPC III eine Energieauflösung von  $17\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ , welche der Energieauflösung des BPC II in seinem Kernbereich entspricht.

Ebenfalls festgestellt wurde ein stabiles Antwortverhalten, so daß auch das verwendete Auslesesystem aus schneller CAMAC-Elektronik (ADC, TDC) und kompakten Photomultipliern des Typs Hamamatsu R5600U geeignet erscheint.

Der Vergleich der Daten aus dem Strahltest mit den durch eine EGS4-Monte-Carlo-Simulation generierten Daten zeigt eine gute Übereinstimmung. Mit den Daten aus dem Strahltest und den Informationen aus der EGS4-Simulation wurde eine Energiekalibration des BPC III vorgenommen. Dabei handelt es sich um eine von der Einschußposition und der Kristalltemperatur abhängigen Umrechnung der Kalorimeterantwort in die Energie des eingetretenen Elektrons.

Mit einer weiteren Simulation wurde gezeigt, daß die kleine Auslesefläche der verwendeten Photomultiplier (nur etwa 9% der Ausleseseite der Kristalle werden von der Photokathode abgedeckt) zu keinen signifikanten Inhomogenitäten führt (maximal 3,8‰). Dies ergab sich aus der Tatsache, daß Licht nicht isoliert an einer Stelle im Kristall entsteht, sondern in einem ganzen Bereich, wie er durch das Schauerprofil beschrieben wird.

Abschließend bleibt festzustellen, daß mit dem BPC III ein Kalorimeter konstruiert und hergestellt wurde, das seine Funktionalität unter Bedingungen bewiesen hat, die denen im ZEUS-Experiment sehr ähnlich sind. Insbesondere ist die Energieauflösung dramatisch auf  $5,4\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  gegenüber dem BPC II verbessert worden. Durch eine Verbesserung der Lichtsammlung und -auslese [Thi98] ist diese seither noch weiter verbessert worden.

Der Aufwand des Austausches wird durch weitgehende Beibehaltung der Subkomponenten des BPC II (wie z.B. der Ausleseelektronik) bewußt gering gehalten.

## Anhang A

### Fotos zu Design und Konstruktion des BPC III

Um einen besseren Einblick in Design und Konstruktion des neuen BPC III zu gewähren, sind hier ein paar Fotografien aus verschiedenen Stadien der Konstruktion des Kristall-BPC zusammengestellt. Abb. A.1 wurde beim Zusammenbau des Kalorimeters für den CERN-Strahltest im Mai 1998 aufgenommen. Folglich ist im Bild noch das alte Gehäuse ohne Kühlwasserzufuhr zu sehen. Die beiden anderen Abbildungen (A.2 und A.3) zeigen das endgültige Gehäuse.

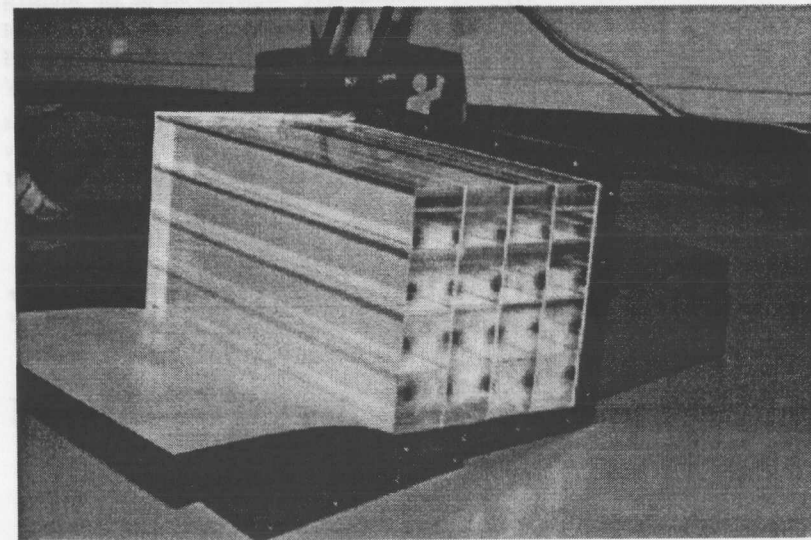


Abbildung A.1: 3. BPC-Prototyp während des Zusammenbaus am CERN-Teststrahl. Zu sehen ist die Matrix aus  $4 \times 4$   $\text{PbWO}_4$ -Kristallen und die Hälfte des Kupfergehäuses. Die Kristallmatrix hat die Dimensionen  $9,6 \times 9,6 \times 20 \text{ cm}^3$ .

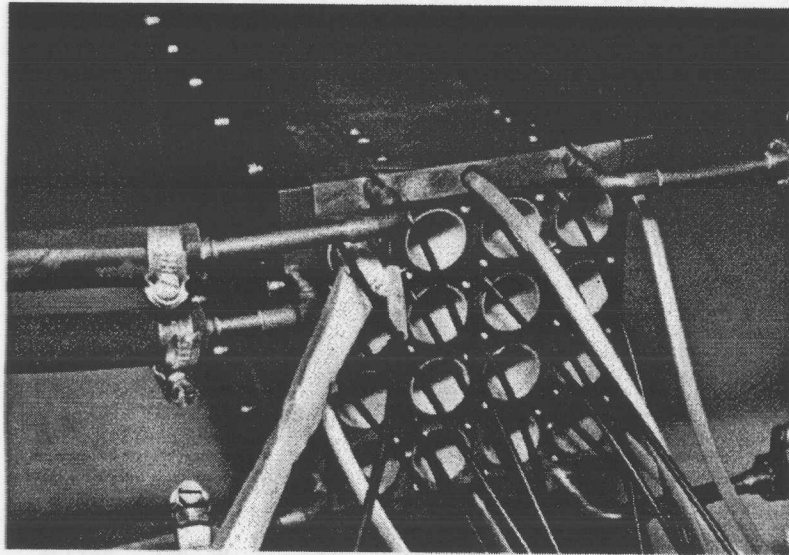


Abbildung A.2: Rückseitige Ansicht des BPC III. Die 16 Photomultiplier sind nicht eingebaut. Gut zu sehen sind die Lichtleiter, die zu den Leuchtdioden führen.

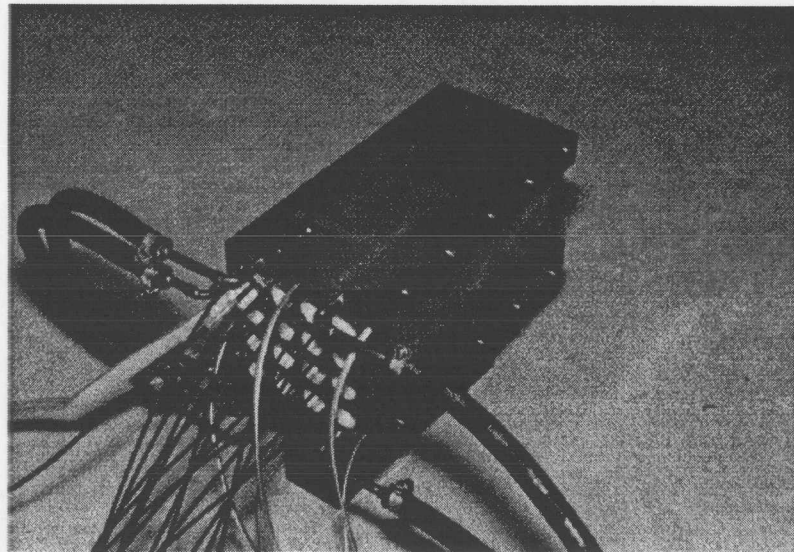


Abbildung A.3: Überblick über das BPC III inclusive der Zuleitungen für das Kühlsystem.

## Anhang B

### Geometriedaten des BPC III im EGS 4 - Monte-Carlo

Region	Material	Nachbar						Mitte			Größe		
		x	-x	y	-y	z	-z	x	y	z	x	y	z
1	Luft	0	37	0	0	0	0	450	0	0	900	900	900
2	Luft	46	0	0	0	0	0	-450	0	0	900	900	900
3	Luft	0	0	0	10	0	0	0	450	0	900	900	900
4	Luft	0	0	90	0	0	0	0	-450	0	900	900	900
5	Luft	0	0	0	0	0	310	0	0	450	900	900	900
6	Luft	0	0	0	0	40	0	0	0	-450	900	900	900
7	Cu	1	8	3	17	97	6	5.36	5.36	-10.7	1	1	20
8	Cu	7	9	3	18	98	6	3.66	5.36	-10.7	2.4	1	20
9	Cu	8	10	3	19	99	6	2.44	5.36	-10.7	0.04	1	20
10	Cu	9	11	3	20	100	6	1.22	5.36	-10.7	2.4	1	20
11	Cu	10	12	3	21	101	6	0	5.36	-10.7	0.04	1	20
12	Cu	11	13	3	22	102	6	-1.22	5.36	-10.7	2.4	1	20
13	Cu	12	14	3	23	103	6	-2.44	5.36	-10.7	0.04	1	20
14	Cu	13	15	3	24	104	6	-3.66	5.36	-10.7	2.4	1	20
15	Cu	14	16	3	25	105	6	-4.96	5.36	-10.7	0.2	1	20
16	Au	15	2	3	26	106	6	-5.11	5.36	-10.7	0.1	1	20
17	Cu	1	18	7	27	107	6	5.36	3.66	-10.7	1	2.4	20
18	PbWO <sub>4</sub>	17	19	8	28	108	6	3.66	3.66	-10.7	2.4	2.4	20
19	Luft	18	20	9	29	109	6	2.44	3.66	-10.7	0.04	2.4	20
20	PbWO <sub>4</sub>	19	21	10	30	110	6	1.22	3.66	-10.7	2.4	2.4	20
21	Luft	20	22	11	31	111	6	0	3.66	-10.7	0.04	2.4	20
22	PbWO <sub>4</sub>	21	23	12	32	112	6	-1.22	3.66	-10.7	2.4	2.4	20
23	Luft	22	24	13	33	113	6	-2.44	3.66	-10.7	0.04	2.4	20
24	PbWO <sub>4</sub>	23	25	14	34	114	6	-3.66	3.66	-10.7	2.4	2.4	20
25	Cu	24	26	15	35	115	6	-4.96	3.66	-10.7	0.2	2.4	20
26	Au	25	2	16	36	116	6	-5.11	3.66	-10.7	0.1	2.4	20
27	Cu	1	28	17	37	117	6	5.36	2.44	-10.7	1	0.04	20
28	Luft	27	29	18	38	118	6	3.66	2.44	-10.7	2.4	0.04	20
29	Luft	28	30	19	39	119	6	2.44	2.44	-10.7	0.04	0.04	20
30	Luft	29	31	20	40	120	6	1.22	2.44	-10.7	2.4	0.04	20
31	Luft	30	32	21	41	121	6	0	2.44	-10.7	0.04	0.04	20
32	Luft	31	33	22	42	122	6	-1.22	2.44	-10.7	2.4	0.04	20
33	Luft	32	34	23	43	123	6	-2.44	2.44	-10.7	0.04	0.04	20
34	Luft	33	35	24	44	124	6	-3.66	2.44	-10.7	2.4	0.04	20
35	Cu	34	36	25	45	125	6	-4.96	2.44	-10.7	0.2	0.04	20

Region	Material	Nachbar						Mitte			Größe		
		x	-x	y	-y	z	-z	x	y	z	x	y	z
36	Au	35	2	26	46	126	6	-5.11	2.44	-10.7	0.1	0.04	20
37	Cu	1	38	27	47	127	6	5.36	1.22	-10.7	1	2.4	20
38	PbWO <sub>4</sub>	37	39	28	48	128	6	3.66	1.22	-10.7	2.4	2.4	20
39	Luft	38	40	29	49	129	6	2.44	1.22	-10.7	0.04	2.4	20
40	PbWO <sub>4</sub>	39	41	30	50	130	6	1.22	1.22	-10.7	2.4	2.4	20
41	Luft	40	42	31	51	131	6	0	1.22	-10.7	0.04	2.4	20
42	PbWO <sub>4</sub>	41	43	32	52	132	6	-1.22	1.22	-10.7	2.4	2.4	20
43	Luft	42	44	33	53	133	6	-2.44	1.22	-10.7	0.04	2.4	20
44	PbWO <sub>4</sub>	43	45	34	54	134	6	-3.66	1.22	-10.7	2.4	2.4	20
45	Cu	44	46	35	55	135	6	-4.96	1.22	-10.7	0.2	2.4	20
46	Au	45	2	36	56	136	6	-5.11	1.22	-10.7	0.1	2.4	20
47	Cu	1	48	37	57	137	6	5.36	0	-10.7	1	0.04	20
48	Luft	47	49	38	58	138	6	3.66	0	-10.7	2.4	0.04	20
49	Luft	48	50	39	59	139	6	2.44	0	-10.7	0.04	0.04	20
50	Luft	49	51	40	60	140	6	1.22	0	-10.7	2.4	0.04	20
51	Luft	50	52	41	61	141	6	0	0	-10.7	0.04	0.04	20
52	Luft	51	53	42	62	142	6	-1.22	0	-10.7	2.4	0.04	20
53	Luft	52	54	43	63	143	6	-2.44	0	-10.7	0.04	0.04	20
54	Luft	53	55	44	64	144	6	-3.66	0	-10.7	2.4	0.04	20
55	Cu	54	56	45	65	145	6	-4.96	0	-10.7	0.2	0.04	20
56	Au	55	2	46	66	146	6	-5.11	0	-10.7	0.1	0.04	20
57	Cu	1	58	47	67	147	6	5.36	-1.22	-10.7	1	2.4	20
58	PbWO <sub>4</sub>	57	59	48	68	148	6	3.66	-1.22	-10.7	2.4	2.4	20
59	Luft	58	60	49	69	149	6	2.44	-1.22	-10.7	0.04	2.4	20
60	PbWO <sub>4</sub>	59	61	50	70	150	6	1.22	-1.22	-10.7	2.4	2.4	20
61	Luft	60	62	51	71	151	6	0	-1.22	-10.7	0.04	2.4	20
62	PbWO <sub>4</sub>	61	63	52	72	152	6	-1.22	-1.22	-10.7	2.4	2.4	20
63	Luft	62	64	53	73	153	6	-2.44	-1.22	-10.7	0.04	2.4	20
64	PbWO <sub>4</sub>	63	65	54	74	154	6	-3.66	-1.22	-10.7	2.4	2.4	20
65	Cu	64	66	55	75	155	6	-4.96	-1.22	-10.7	0.2	2.4	20
66	Au	65	2	56	76	156	6	-5.11	-1.22	-10.7	0.1	2.4	20
67	Cu	1	68	57	77	157	6	5.36	-2.44	-10.7	1	0.04	20
68	Luft	67	69	58	78	158	6	3.66	-2.44	-10.7	2.4	0.04	20
69	Luft	68	70	59	79	159	6	2.44	-2.44	-10.7	0.04	0.04	20
70	Luft	69	71	60	80	160	6	1.22	-2.44	-10.7	2.4	0.04	20
71	Luft	70	72	61	81	161	6	0	-2.44	-10.7	0.04	0.04	20
72	Luft	71	73	62	82	162	6	-1.22	-2.44	-10.7	2.4	0.04	20
73	Luft	72	74	63	83	163	6	-2.44	-2.44	-10.7	0.04	0.04	20
74	Luft	73	75	64	84	164	6	-3.66	-2.44	-10.7	2.4	0.04	20
75	Cu	74	76	65	85	165	6	-4.96	-2.44	-10.7	0.2	0.04	20
76	Au	75	2	66	86	166	6	-5.11	-2.44	-10.7	0.1	0.04	20
77	Cu	1	78	67	87	167	6	5.36	-3.66	-10.7	1	2.4	20
78	PbWO <sub>4</sub>	77	79	68	88	168	6	3.66	-3.66	-10.7	2.4	2.4	20
79	Luft	78	80	69	89	169	6	2.44	-3.66	-10.7	0.04	2.4	20
80	PbWO <sub>4</sub>	79	81	70	90	170	6	1.22	-3.66	-10.7	2.4	2.4	20
81	Luft	80	82	71	91	171	6	0	-3.66	-10.7	0.04	2.4	20
82	PbWO <sub>4</sub>	81	83	72	92	172	6	-1.22	-3.66	-10.7	2.4	2.4	20
83	Luft	82	84	73	93	173	6	-2.44	-3.66	-10.7	0.04	2.4	20
84	PbWO <sub>4</sub>	83	85	74	94	174	6	-3.66	-3.66	-10.7	2.4	2.4	20
85	Cu	84	86	75	95	175	6	-4.96	-3.66	-10.7	0.2	2.4	20
86	Au	85	2	76	96	176	6	-5.11	-3.66	-10.7	0.1	2.4	20
87	Cu	1	88	77	4	177	6	5.36	-5.36	-10.7	1	1	20
88	Cu	87	89	78	4	178	6	3.66	-5.36	-10.7	2.4	1	20
89	Cu	88	90	79	4	179	6	2.44	-5.36	-10.7	0.04	1	20
90	Cu	89	91	80	4	180	6	1.22	-5.36	-10.7	2.4	1	20

Region	Material	Nachbar						Mitte			Größe		
		x	-x	y	-y	z	-z	x	y	z	x	y	z
91	Cu	90	92	81	4	181	6	0	-5.36	-10.7	0.04	1	20
92	Cu	91	93	82	4	182	6	-1.22	-5.36	-10.7	2.4	1	20
93	Cu	92	94	83	4	183	6	-2.44	-5.36	-10.7	0.04	1	20
94	Cu	93	95	84	4	184	6	-3.66	-5.36	-10.7	2.4	1	20
95	Cu	94	96	85	4	185	6	-4.96	-5.36	-10.7	0.2	1	20
96	Au	95	2	86	4	186	6	-5.11	-5.36	-10.7	0.1	1	20
97	Cu	1	98	3	107	187	7	5.36	5.36	-0.65	1	1	0.1
98	Cu	97	99	3	108	188	8	3.66	5.36	-0.65	2.4	1	0.1
99	Cu	98	100	3	109	189	9	2.44	5.36	-0.65	0.04	1	0.1
100	Cu	99	101	3	110	190	10	1.22	5.36	-0.65	2.4	1	0.1
101	Cu	100	102	3	111	191	11	0	5.36	-0.65	0.04	1	0.1
102	Cu	101	103	3	112	192	12	-1.22	5.36	-0.65	2.4	1	0.1
103	Cu	102	104	3	113	193	13	-2.44	5.36	-0.65	0.04	1	0.1
104	Cu	103	105	3	114	194	14	-3.66	5.36	-0.65	2.4	1	0.1
105	Cu	104	106	3	115	195	15	-4.96	5.36	-0.65	0.2	1	0.1
106	Au	105	2	3	116	196	16	-5.11	5.36	-0.65	0.1	1	0.1
107	Cu	1	108	97	117	197	17	5.36	3.66	-0.65	1	2.4	0.1
108	Cu	107	109	98	118	198	18	3.66	3.66	-0.65	2.4	2.4	0.1
109	Cu	108	110	99	119	199	19	2.44	3.66	-0.65	0.04	2.4	0.1
110	Cu	109	111	100	120	200	20	1.22	3.66	-0.65	2.4	2.4	0.1
111	Cu	110	112	101	121	201	21	0	3.66	-0.65	0.04	2.4	0.1
112	Cu	111	113	102	122	202	22	-1.22	3.66	-0.65	2.4	2.4	0.1
113	Cu	112	114	103	123	203	23	-2.44	3.66	-0.65	0.04	2.4	0.1
114	Cu	113	115	104	124	204	24	-3.66	3.66	-0.65	2.4	2.4	0.1
115	Cu	114	116	105	125	205	25	-4.96	3.66	-0.65	0.2	2.4	0.1
116	Au	115	2	106	126	206	26	-5.11	3.66	-0.65	0.1	2.4	0.1
117	Cu	1	118	107	127	207	27	5.36	2.44	-0.65	1	0.04	0.1
118	Cu	117	119	108	128	208	28	3.66	2.44	-0.65	2.4	0.04	0.1
119	Cu	118	120	109	129	209	29	2.44	2.44	-0.65	0.04	0.04	0.1
120	Cu	119	121	110	130	210	30	1.22	2.44	-0.65	2.4	0.04	0.1
121	Cu	120	122	111	131	211	31	0	2.44	-0.65	0.04	0.04	0.1
122	Cu	121	123	112	132	212	32	-1.22	2.44	-0.65	2.4	0.04	0.1
123	Cu	122	124	113	133	213	33	-2.44	2.44	-0.65	0.04	0.04	0.1
124	Cu	123	125	114	134	214	34	-3.66	2.44	-0.65	2.4	0.04	0.1
125	Cu	124	126	115	135	215	35	-4.96	2.44	-0.65	0.2	0.04	0.1
126	Au	125	2	116	136	216	36	-5.11	2.44	-0.65	0.1	0.04	0.1
127	Cu	1	128	117	137	217	37	5.36	1.22	-0.65	1	2.4	0.1
128	Cu	127	129	118	138	218	38	3.66	1.22	-0.65	2.4	2.4	0.1
129	Cu	128	130	119	139	219	39	2.44	1.22	-0.65	0.04	2.4	0.1
130	Cu	129	131	120	140	220	40	1.22	1.22	-0.65	2.4	2.4	0.1
131	Cu	130	132	121	141	221	41	0	1.22	-0.65	0.04	2.4	0.1
132	Cu	131	133	122	142	222	42	-1.22	1.22	-0.65	2.4	2.4	0.1
133	Cu	132	134	123	143	223	43	-2.44	1.22	-0.65	0.04	2.4	0.1
134	Cu	133	135	124	144	224	44	-3.66	1.22	-0.65	2.4	2.4	0.1
135	Cu	134	136	125	145	225	45	-4.96	1.22	-0.65	0.2	2.4	0.1
136	Au	135	2	126	146	226	46	-5.11	1.22	-0.65	0.1	2.4	0.1
137	Cu	1	138	127	147	227	47	5.36	0	-0.65	1	0.04	0.1
138	Cu	137	139	128	148	228	48	3.66	0	-0.65	2.4	0.04	0.1
139	Cu	138	140	129	149	229	49	2.44	0	-0.65	0.04	0.04	0.1
140	Cu	139	141	130	150	230	50	1.22	0	-0.65	2.4	0.04	0.1
141	Cu	140	142	131	151	231							

Region	Material	Nachbar					Mitte			Größe			
		x	-x	y	-y	z	-z	x	y	z	x	y	z
146	Au	145	2	136	156	236	56	-5.11	0	-0.65	0.1	0.04	0.1
147	Cu	1	148	137	157	237	57	5.36	-1.22	-0.65	1	2.4	0.1
148	Cu	147	149	138	158	238	58	3.66	-1.22	-0.65	2.4	2.4	0.1
149	Cu	148	150	139	159	239	59	2.44	-1.22	-0.65	0.04	2.4	0.1
150	Cu	149	151	140	160	240	60	1.22	-1.22	-0.65	2.4	2.4	0.1
151	Cu	150	152	141	161	241	61	0	-1.22	-0.65	0.04	2.4	0.1
152	Cu	151	153	142	162	242	62	-1.22	-1.22	-0.65	2.4	2.4	0.1
153	Cu	152	154	143	163	243	63	-2.44	-1.22	-0.65	0.04	2.4	0.1
154	Cu	153	155	144	164	244	64	-3.66	-1.22	-0.65	2.4	2.4	0.1
155	Cu	154	156	145	165	245	65	-4.96	-1.22	-0.65	0.2	2.4	0.1
156	Au	155	2	146	166	246	66	-5.11	-1.22	-0.65	0.1	2.4	0.1
157	Cu	1	158	147	167	247	67	5.36	-2.44	-0.65	1	0.04	0.1
158	Cu	157	159	148	168	248	68	3.66	-2.44	-0.65	2.4	0.04	0.1
159	Cu	158	160	149	169	249	69	2.44	-2.44	-0.65	0.04	0.04	0.1
160	Cu	159	161	150	170	250	70	1.22	-2.44	-0.65	2.4	0.04	0.1
161	Cu	160	162	151	171	251	71	0	-2.44	-0.65	0.04	0.04	0.1
162	Cu	161	163	152	172	252	72	-1.22	-2.44	-0.65	2.4	0.04	0.1
163	Cu	162	164	153	173	253	73	-2.44	-2.44	-0.65	0.04	0.04	0.1
164	Cu	163	165	154	174	254	74	-3.66	-2.44	-0.65	2.4	0.04	0.1
165	Cu	164	166	155	175	255	75	-4.96	-2.44	-0.65	0.2	0.04	0.1
166	Au	165	2	156	176	256	76	-5.11	-2.44	-0.65	0.1	0.04	0.1
167	Cu	1	168	157	177	257	77	5.36	-3.66	-0.65	1	2.4	0.1
168	Cu	167	169	158	178	258	78	3.66	-3.66	-0.65	2.4	2.4	0.1
169	Cu	168	170	159	179	259	79	2.44	-3.66	-0.65	0.04	2.4	0.1
170	Cu	169	171	160	180	260	80	1.22	-3.66	-0.65	2.4	2.4	0.1
171	Cu	170	172	161	181	261	81	0	-3.66	-0.65	0.04	2.4	0.1
172	Cu	171	173	162	182	262	82	-1.22	-3.66	-0.65	2.4	2.4	0.1
173	Cu	172	174	163	183	263	83	-2.44	-3.66	-0.65	0.04	2.4	0.1
174	Cu	173	175	164	184	264	84	-3.66	-3.66	-0.65	2.4	2.4	0.1
175	Cu	174	176	165	185	265	85	-4.96	-3.66	-0.65	0.2	2.4	0.1
176	Au	175	2	166	186	266	86	-5.11	-3.66	-0.65	0.1	2.4	0.1
177	Cu	1	178	167	4	267	87	5.36	-5.36	-0.65	1	1	0.1
178	Cu	177	179	168	4	268	88	3.66	-5.36	-0.65	2.4	1	0.1
179	Cu	178	180	169	4	269	89	2.44	-5.36	-0.65	0.04	1	0.1
180	Cu	179	181	170	4	270	90	1.22	-5.36	-0.65	2.4	1	0.1
181	Cu	180	182	171	4	271	91	0	-5.36	-0.65	0.04	1	0.1
182	Cu	181	183	172	4	272	92	-1.22	-5.36	-0.65	2.4	1	0.1
183	Cu	182	184	173	4	273	93	-2.44	-5.36	-0.65	0.04	1	0.1
184	Cu	183	185	174	4	274	94	-3.66	-5.36	-0.65	2.4	1	0.1
185	Cu	184	186	175	4	275	95	-4.96	-5.36	-0.65	0.2	1	0.1
186	Cu	185	2	176	4	276	96	-5.11	-5.36	-0.65	0.1	1	0.1
187	Cu	1	188	3	197	277	97	5.36	5.36	-0.4	1	1	0.4
188	Cu	187	189	3	198	278	98	3.66	5.36	-0.4	2.4	1	0.4
189	Cu	188	190	3	199	279	99	2.44	5.36	-0.4	0.04	1	0.4
190	Cu	189	191	3	200	280	100	1.22	5.36	-0.4	2.4	1	0.4
191	Cu	190	192	3	201	281	101	0	5.36	-0.4	0.04	1	0.4
192	Cu	191	193	3	202	282	102	-1.22	5.36	-0.4	2.4	1	0.4
193	Cu	192	194	3	203	283	103	-2.44	5.36	-0.4	0.04	1	0.4
194	Cu	193	195	3	204	284	104	-3.66	5.36	-0.4	2.4	1	0.4
195	Cu	194	196	3	205	285	105	-4.96	5.36	-0.4	0.2	1	0.4
196	Au	195	2	3	206	286	106	-5.11	5.36	-0.4	0.1	1	0.4
197	Cu	1	198	187	207	287	107	5.36	3.66	-0.4	1	2.4	0.4
198	Luft	197	199	188	208	288	108	3.66	3.66	-0.4	2.4	2.4	0.4
199	Luft	198	200	189	209	289	109	2.44	3.66	-0.4	0.04	2.4	0.4
200	Luft	199	201	190	210	290	110	1.22	3.66	-0.4	2.4	2.4	0.4

Region	Material	Nachbar					Mitte			Größe			
		x	-x	y	-y	z	-z	x	y	z	x	y	z
201	Luft	200	202	191	211	291	111	0	3.66	-0.4	0.04	2.4	0.4
202	Luft	201	203	192	212	292	112	-1.22	3.66	-0.4	2.4	2.4	0.4
203	Luft	202	204	193	213	293	113	-2.44	3.66	-0.4	0.04	2.4	0.4
204	SCSN	203	205	194	214	294	114	-3.66	3.66	-0.4	2.4	2.4	0.4
205	Cu	204	206	195	215	295	115	-4.96	3.66	-0.4	0.2	2.4	0.4
206	Au	205	2	196	216	296	116	-5.11	3.66	-0.4	0.1	2.4	0.4
207	Cu	1	208	197	217	297	117	5.36	2.44	-0.4	1	0.04	0.4
208	Luft	207	209	198	218	298	118	3.66	2.44	-0.4	2.4	0.04	0.4
209	Luft	208	210	199	219	299	119	2.44	2.44	-0.4	0.04	0.04	0.4
210	Luft	209	211	200	220	300	120	1.22	2.44	-0.4	2.4	0.04	0.4
211	Luft	210	212	201	221	301	121	0	2.44	-0.4	0.04	0.04	0.4
212	Luft	211	213	202	222	302	122	-1.22	2.44	-0.4	2.4	0.04	0.4
213	Luft	212	214	203	223	303	123	-2.44	2.44	-0.4	0.04	0.04	0.4
214	SCSN	213	215	204	224	304	124	-3.66	2.44	-0.4	2.4	0.04	0.4
215	Cu	214	216	205	225	305	125	-4.96	2.44	-0.4	0.2	0.04	0.4
216	Au	215	2	206	226	306	126	-5.11	2.44	-0.4	0.1	0.04	0.4
217	Cu	1	218	207	227	307	127	5.36	1.22	-0.4	1	2.4	0.4
218	Luft	217	219	208	228	308	128	3.66	1.22	-0.4	2.4	2.4	0.4
219	Luft	218	220	209	229	309	129	2.44	1.22	-0.4	0.04	2.4	0.4
220	Luft	219	221	210	230	310	130	1.22	1.22	-0.4	2.4	2.4	0.4
221	Luft	220	222	211	231	311	131	0	1.22	-0.4	0.04	2.4	0.4
222	Luft	221	223	212	232	312	132	-1.22	1.22	-0.4	2.4	2.4	0.4
223	Luft	222	224	213	233	313	133	-2.44	1.22	-0.4	0.04	2.4	0.4
224	SCSN	223	225	214	234	314	134	-3.66	1.22	-0.4	2.4	2.4	0.4
225	Cu	224	226	215	235	315	135	-4.96	1.22	-0.4	0.2	2.4	0.4
226	Au	225	2	216	236	316	136	-5.11	1.22	-0.4	0.1	2.4	0.4
227	Cu	1	228	217	237	317	137	5.36	0	-0.4	1	0.04	0.4
228	Luft	227	229	218	238	318	138	3.66	0	-0.4	2.4	0.04	0.4
229	Luft	228	230	219	239	319	139	2.44	0	-0.4	0.04	0.04	0.4
230	Luft	229	231	220	240	320	140	1.22	0	-0.4	2.4	0.04	0.4
231	Luft	230	232	221	241	321	141	0	0	-0.4	0.04	0.04	0.4
232	Luft	231	233	222	242	322	142	-1.22	0	-0.4	2.4	0.04	0.4
233	Luft	232	234	223	243	323	143	-2.44	0	-0.4	0.04	0.04	0.4
234	SCSN	233	235	224	244	324	144	-3.66	0	-0.4	2.4	0.04	0.4
235	Cu	234	236	225	245	325	145	-4.96	0	-0.4	0.2	0.04	0.4
236	Au	235	2	226	246	326	146	-5.11	0	-0.4	0.1	0.04	0.4
237	Cu	1	238	227	247	327	147	5.36	-1.22	-0.4	1	2.4	0.4
238	Luft	237	239	228	248	328	148	3.66	-1.22	-0.4	2.4	2.4	0.4
239	Luft	238	240	229	249	329	149	2.44	-1.22	-0.4	0.04	2.4	0.4
240	Luft	239	241	230	250	330	150	1.22	-1.22	-0.4	2.4	2.4	0.4
241	Luft	240	242	231	251	331	151	0	-1.22	-0.4	0.04	2.4	0.4
242	Luft	241	243	232	252	332	152	-1.22	-1.22	-0.4	2.4	2.4	0.4
243	Luft	242	244	233	253	333	153	-2.44	-1.22	-0.4	0.04	2.4	0.4
244	SCSN	243	245	234	254	334	154	-3.66	-1.22	-0.4	2.4	2.4	0.4
245	Cu	244	246	235	255	335	155	-4.96	-1.22	-0.4	0.2	2.4	0.4
246	Au	245	2	236	256	336	156	-5.11	-1.22	-0.4	0.1	2.4	0.4
247	Cu	1	248	237	257	337	157	5.36	-2.44	-0.4	1	0.04	0.4
248	Luft	247	249	238	258	338							

Region	Material	Nachbar						Mitte			Größe		
		x	-x	y	-y	z	-z	x	y	z	x	y	z
256	Au	255	2	246	266	346	166	-5.11	-2.44	-0.4	0.1	0.04	0.4
257	Cu	1	258	247	267	347	167	5.36	-3.66	-0.4	1	2.4	0.4
258	Luft	257	259	248	268	348	168	3.66	-3.66	-0.4	2.4	2.4	0.4
259	Luft	258	260	249	269	349	169	2.44	-3.66	-0.4	0.04	2.4	0.4
260	Luft	259	261	250	270	350	170	1.22	-3.66	-0.4	2.4	2.4	0.4
261	Luft	260	262	251	271	351	171	0	-3.66	-0.4	0.04	2.4	0.4
262	Luft	261	263	252	272	352	172	-1.22	-3.66	-0.4	2.4	2.4	0.4
263	Luft	262	264	253	273	353	173	-2.44	-3.66	-0.4	0.04	2.4	0.4
264	SCSN	263	265	254	274	354	174	-3.66	-3.66	-0.4	2.4	2.4	0.4
265	Cu	264	266	255	275	355	175	-4.96	-3.66	-0.4	0.2	2.4	0.4
266	Au	265	2	256	276	356	176	-5.11	-3.66	-0.4	0.1	2.4	0.4
267	Cu	1	268	257	4	357	177	5.36	-5.36	-0.4	1	1	0.4
268	Cu	267	269	258	4	358	178	3.66	-5.36	-0.4	2.4	1	0.4
269	Cu	268	270	259	4	359	179	2.44	-5.36	-0.4	0.04	1	0.4
270	Cu	269	271	260	4	360	180	1.22	-5.36	-0.4	2.4	1	0.4
271	Cu	270	272	261	4	361	181	0	-5.36	-0.4	0.04	1	0.4
272	Cu	271	273	262	4	362	182	-1.22	-5.36	-0.4	2.4	1	0.4
273	Cu	272	274	263	4	363	183	-2.44	-5.36	-0.4	0.04	1	0.4
274	Cu	273	275	264	4	364	184	-3.66	-5.36	-0.4	2.4	1	0.4
275	Cu	274	276	265	4	365	185	-4.96	-5.36	-0.4	0.2	1	0.4
276	Au	275	2	266	4	366	186	-5.11	-5.36	-0.4	0.1	1	0.4
277	Cu	1	278	3	287	5	187	5.36	5.36	-0.1	1	1	0.2
278	Cu	277	279	3	288	5	188	3.66	5.36	-0.1	2.4	1	0.2
279	Cu	278	280	3	289	5	189	2.44	5.36	-0.1	0.04	1	0.2
280	Cu	279	281	3	290	5	190	1.22	5.36	-0.1	2.4	1	0.2
281	Cu	280	282	3	291	5	191	0	5.36	-0.1	0.04	1	0.2
282	Cu	281	283	3	292	5	192	-1.22	5.36	-0.1	2.4	1	0.2
283	Cu	282	284	3	293	5	193	-2.44	5.36	-0.1	0.04	1	0.2
284	Cu	283	285	3	294	5	194	-3.66	5.36	-0.1	2.4	1	0.2
285	Cu	284	286	3	295	5	195	-4.96	5.36	-0.1	0.2	1	0.2
286	Au	285	2	3	296	5	196	-5.11	5.36	-0.1	0.1	1	0.2
287	Cu	1	288	277	297	5	197	5.36	3.66	-0.1	1	2.4	0.2
288	Cu	287	289	278	298	5	198	3.66	3.66	-0.1	2.4	2.4	0.2
289	Cu	288	290	279	299	5	199	2.44	3.66	-0.1	0.04	2.4	0.2
290	Cu	289	291	280	300	5	200	1.22	3.66	-0.1	2.4	2.4	0.2
291	Cu	290	292	281	301	5	201	0	3.66	-0.1	0.04	2.4	0.2
292	Cu	291	293	282	302	5	202	-1.22	3.66	-0.1	2.4	2.4	0.2
293	Cu	292	294	283	303	5	203	-2.44	3.66	-0.1	0.04	2.4	0.2
294	Cu	293	295	284	304	5	204	-3.66	3.66	-0.1	2.4	2.4	0.2
295	Cu	294	296	285	305	5	205	-4.96	3.66	-0.1	0.2	2.4	0.2
296	Au	295	2	286	306	5	206	-5.11	3.66	-0.1	0.1	2.4	0.2
297	Cu	1	298	287	307	5	207	5.36	2.44	-0.1	1	0.04	0.2
298	Cu	297	299	288	308	5	208	3.66	2.44	-0.1	2.4	0.04	0.2
299	Cu	298	300	289	309	5	209	2.44	2.44	-0.1	0.04	0.04	0.2
300	Cu	299	301	290	310	5	210	1.22	2.44	-0.1	2.4	0.04	0.2
301	Cu	300	302	291	311	5	211	0	2.44	-0.1	0.04	0.04	0.2
302	Cu	301	303	292	312	5	212	-1.22	2.44	-0.1	2.4	0.04	0.2
303	Cu	302	304	293	313	5	213	-2.44	2.44	-0.1	0.04	0.04	0.2
304	Cu	303	305	294	314	5	214	-3.66	2.44	-0.1	2.4	0.04	0.2
305	Cu	304	306	295	315	5	215	-4.96	2.44	-0.1	0.2	0.04	0.2
306	Au	305	2	296	316	5	216	-5.11	2.44	-0.1	0.1	0.04	0.2
307	Cu	1	308	297	317	5	217	5.36	1.22	-0.1	1	2.4	0.2
308	Cu	307	309	298	318	5	218	3.66	1.22	-0.1	2.4	2.4	0.2
309	Cu	308	310	299	319	5	219	2.44	1.22	-0.1	0.04	2.4	0.2
310	Cu	309	311	300	320	5	220	1.22	1.22	-0.1	2.4	2.4	0.2
311	Cu	310	312	301	321	5	221	0	1.22	-0.1	0.04	2.4	0.2

Region	Material	Nachbar						Mitte			Größe		
		x	-x	y	-y	z	-z	x	y	z	x	y	z
312	Cu	311	313	302	322	5	222	-1.22	1.22	-0.1	2.4	2.4	0.2
313	Cu	312	314	303	323	5	223	-2.44	1.22	-0.1	0.04	2.4	0.2
314	Cu	313	315	304	324	5	224	-3.66	1.22	-0.1	2.4	2.4	0.2
315	Cu	314	316	305	325	5	225	-4.96	1.22	-0.1	0.2	2.4	0.2
316	Au	315	2	306	326	5	226	-5.11	1.22	-0.1	0.1	2.4	0.2
317	Cu	1	318	307	327	5	227	5.36	0	-0.1	1	0.04	0.2
318	Cu	317	319	308	328	5	228	3.66	0	-0.1	2.4	0.04	0.2
319	Cu	318	320	309	329	5	229	2.44	0	-0.1	0.04	0.04	0.2
320	Cu	319	321	310	330	5	230	1.22	0	-0.1	2.4	0.04	0.2
321	Cu	320	322	311	331	5	231	0	0	-0.1	0.04	0.04	0.2
322	Cu	321	323	312	332	5	232	-1.22	0	-0.1	2.4	0.04	0.2
323	Cu	322	324	313	333	5	233	-2.44	0	-0.1	0.04	0.04	0.2
324	Cu	323	325	314	334	5	234	-3.66	0	-0.1	2.4	0.04	0.2
325	Cu	324	326	315	335	5	235	-4.96	0	-0.1	0.2	0.04	0.2
326	Au	325	2	316	336	5	236	-5.11	0	-0.1	0.1	0.04	0.2
327	Cu	1	328	317	337	5	237	5.36	-1.22	-0.1	1	2.4	0.2
328	Cu	327	329	318	338	5	238	3.66	-1.22	-0.1	2.4	2.4	0.2
329	Cu	328	330	319	339	5	239	2.44	-1.22	-0.1	0.04	2.4	0.2
330	Cu	329	331	320	340	5	240	1.22	-1.22	-0.1	2.4	2.4	0.2
331	Cu	330	332	321	341	5	241	0	-1.22	-0.1	0.04	2.4	0.2
332	Cu	331	333	322	342	5	242	-1.22	-1.22	-0.1	2.4	2.4	0.2
333	Cu	332	334	323	343	5	243	-2.44	-1.22	-0.1	0.04	2.4	0.2
334	Cu	333	335	324	344	5	244	-3.66	-1.22	-0.1	2.4	2.4	0.2
335	Cu	334	336	325	345	5	245	-4.96	-1.22	-0.1	0.2	2.4	0.2
336	Au	335	2	326	346	5	246	-5.11	-1.22	-0.1	0.1	2.4	0.2
337	Cu	1	338	327	347	5	247	5.36	-2.44	-0.1	1	0.04	0.2
338	Cu	337	339	328	348	5	248	3.66	-2.44	-0.1	2.4	0.04	0.2
339	Cu	338	340	329	349	5	249	2.44	-2.44	-0.1	0.04	0.04	0.2
340	Cu	339	341	330	350	5	250	1.22	-2.44	-0.1	2.4	0.04	0.2
341	Cu	340	342	331	351	5	251	0	-2.44	-0.1	0.04	0.04	0.2
342	Cu	341	343	332	352	5	252	-1.22	-2.44	-0.1	2.4	0.04	0.2
343	Cu	342	344	333	353	5	253	-2.44	-2.44	-0.1	0.04	0.04	0.2
344	Cu	343	345	334	354	5	254	-3.66	-2.44	-0.1	2.4	0.04	0.2
345	Cu	344	346	335	355	5	255	-4.96	-2.44	-0.1	0.2	0.04	0.2
346	Au	345	2	336	356	5	256	-5.11	-2.44	-0.1	0.1	0.04	0.2
347	Cu	1	348	337	357	5	257	5.36	-3.66	-0.1	1	2.4	0.2
348	Cu	347	349	338	358	5	258	3.66	-3.66	-0.1	2.4	2.4	0.2
349	Cu	348	350	339	359	5	259	2.44	-3.66	-0.1	0.04	2.4	0.2
350	Cu	349	351	340	360	5	260	1.22	-3.66	-0.1	2.4	2.4	0.2
351	Cu	350	352	341	361	5	261	0	-3.66	-0.1	0.04	2.4	0.2
352	Cu	351	353	342	362	5	262	-1.22	-3.66	-0.1	2.4	2.4	0.2
353	Cu	352	354	343	363	5	263	-2.44	-3.66	-0.1	0.04	2.4	0.2
354	Cu	353	355	344	364	5	264	-3.66	-3.66	-0.1	2.4	2.4	0.2
355	Cu	354	356	345	365	5	265	-4.96	-3.66	-0.1	0.2	2.4	0.2
356	Au	355	2	346	366	5	266	-5.11	-3.66	-0.1	0.1	2.4	0.2
357	Cu	1	358	347	4	5	267	5.36	-5.36	-0.1	1	1	0.2
358	Cu	357	359	348	4	5	268	3.66	-5.36	-0.1	2.4	1	0.2
359	Cu	358	360	349	4	5	269	2.44	-5.36	-0.1	0.04	1	0.2
360	Cu	359											

## Anhang C

### Ergänzung zur Monte-Carlo-Simulation

Die Simulationen der Schauerentwicklung in Kapitel 7 berücksichtigen auch die etwa  $200\ \mu\text{m}$  breiten Lücken, die dadurch entstehen, daß benachbarte Kristalle durch eine Lage aus Tyvek-Papier voneinander getrennt werden.

Da Tyvek-Papier ( $\rho = 0,38\ \text{g/cm}^3$ )<sup>1</sup> eine gegenüber  $\text{PbWO}_4$  ( $\rho = 8,28\ \text{g/cm}^3$ ) geringe Dichte aufweist, erscheint die Vereinfachung, diese Lücken als Luft zu implementieren, gerechtfertigt.

An dieser Stelle soll durch den Vergleich von Simulationen, in denen die Lücken als Luft implementiert wurden, mit solchen, die die Lücken als Polyethylen implementieren, gezeigt werden, daß diese Vereinfachung zulässig ist und die Aussagen aus Kapitel 7 ihre Gültigkeit behalten.

Dazu sollen sechs exemplarische EGS 4-Simulationen herangezogen werden, die an 3 verschiedenen Eintrittspositionen der Primärelektronen durchgeführt wurden: jeweils einmal mit Luft und einmal mit Tyvek zwischen den Kristallen.

Die Abbildungen C.1 zeigen das Ergebnis dieser Simulationen: die Verteilung der Energie im Kalorimeter bei Eintritt des Elektrons direkt neben der Lücke (oben:  $200\ \mu\text{m}$ , mitten:  $0,9\ \text{mm}$  vom Kristallrand entfernt) und in der Kristallmitte (unten).

Eingezeichnet sind jeweils die Anpassungen der Verteilungen mit einer Gauß-Funktion, unterbrochen für Luft, durchgezogen für Tyvek. Für die extrem randnahe Position (oben) ergibt sich eine Abnahme der Energiedeposition im Kalorimeter von unter 3% und eine Verschlechterung der Energieauflösung von  $2\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  auf  $3\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ , für die beiden anderen Positionen (mitten und unten) ergibt sich eine Abnahme der Energiedeposition von 2% bei gleichbleibender Auflösung von  $2\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ , wenn mit Tyvek anstelle von Luft gerechnet wird.

In Anbetracht des geringen Anteils der geometriebedingten Auflösung an der Gesamtenergieauflösung bleibt auch die durch die Vereinfachung etwas zu gut eingeschätzte Energieauflösung für die extrem randnahen Positionen ohne Effekt für die Gesamtauflösung.

<sup>1</sup>Die Dichte von Polyethylen, der Substanz, aus der Tyvek besteht, liegt bei ca.  $0,9\ \text{g/cm}^3$ . Da Tyvek-Papier aber eine sehr inhomogene Struktur besitzt, wurde die effektive Dichte durch Wägung zu  $0,38\ \text{g/cm}^3$  bestimmt.

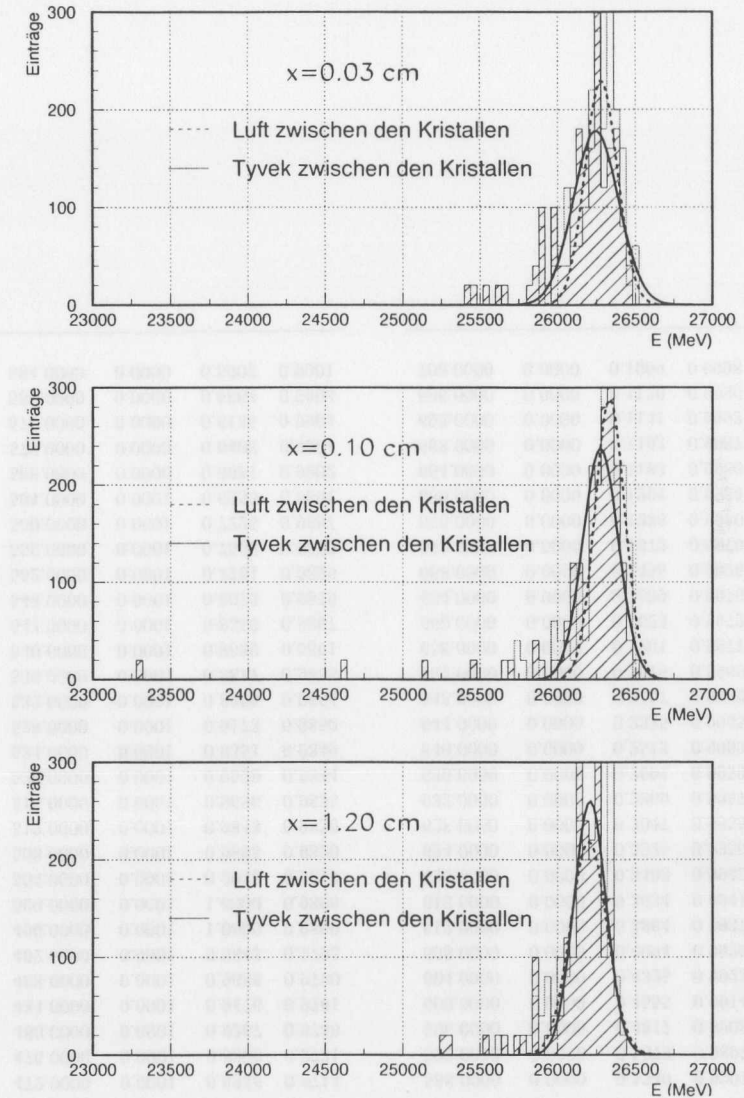


Abbildung C.1: EGS 4-Simulation der Energieverteilung im  $\text{PbWO}_4$ -Kalorimeter: Die Simulationen wurden für verschiedenen Einschubpositionen  $x$  durchgeführt. Die Abbildungen zeigen den Vergleich der Simulationen für verschiedene Implementation der Kristalllücken (Luft bzw. Polyethylen/Tyvek). Es wird deutlich, daß der Unterschied sowohl auf die Energiedeposition als auch auf die Breite der Verteilung (und damit auf die Energieauflösung) gering ist.

## Anhang D

Basisdaten für die Simulation der Lichtausbreitung in PbWO<sub>4</sub>

Die folgende Tabelle enthält die Daten, die vom Simulationsprogramm 'lightsimmod' benötigt werden. Der Absorptionskoeffizient  $\mu_0$  wurde aus der Transmission  $T/T_0$  über die in Kapitel 8 beschriebene Beziehung (8.13) berechnet.  $T/T_0$  wurde mit einem spektralen Aufbau [Thi 99] über die 200 mm starke Längsseite der PbWO<sub>4</sub>-Kristalle gemessen.  $I_0$  bildet das Szintillationspektrum von PbWO<sub>4</sub> ab [Cms 95]. Die Daten für die Transmission werden vom Simulationsprogramm nicht genutzt, dennoch muß eine vierte Spalte im Basisdatensatz enthalten sein<sup>1</sup>.

$\lambda$ (nm)	$\mu_0$ (mm <sup>-1</sup> )	$I_0$	$T/T_0$	$\lambda$ (nm)	$\mu_0$ (mm <sup>-1</sup> )	$I_0$	$T/T_0$
360.0000	0.0023	0.0000	0.6323	416.0000	0.0003	0.2450	0.9317
364.0000	0.0016	0.0063	0.7251	420.0000	0.0003	0.2775	0.9346
368.0000	0.0012	0.0126	0.7866	424.0000	0.0003	0.3194	0.9379
372.0000	0.0010	0.0188	0.8180	428.0000	0.0003	0.3613	0.9415
376.0000	0.0008	0.0251	0.8528	432.0000	0.0003	0.4031	0.9454
380.0000	0.0007	0.0314	0.8691	436.0000	0.0003	0.4450	0.9484
384.0000	0.0006	0.0482	0.8829	440.0000	0.0002	0.4869	0.9531
388.0000	0.0006	0.0649	0.8907	444.0000	0.0002	0.5288	0.9561
392.0000	0.0005	0.0817	0.8994	448.0000	0.0002	0.5707	0.9590
396.0000	0.0005	0.0984	0.9108	452.0000	0.0002	0.6126	0.9615
400.0000	0.0004	0.1152	0.9163	456.0000	0.0002	0.6545	0.9640
404.0000	0.0004	0.1476	0.9210	460.0000	0.0002	0.6963	0.9668
408.0000	0.0004	0.1801	0.9243	464.0000	0.0002	0.7424	0.9690
412.0000	0.0004	0.2126	0.9277	468.0000	0.0001	0.7885	0.9706

<sup>1</sup>'lightsimmod' beinhaltet die Möglichkeit zur Berücksichtigung eines ortsabhängigen Strahlenschadens, die für die vorliegende Simulation nicht benötigt wurde. Bei Berücksichtigung eines Strahlenschadens wird die vierte Spalte des Basisdatensatzes ausgewertet [Boh 99].

$\lambda$ (nm)	$\mu_0$ (mm <sup>-1</sup> )	$I_0$	$T/T_0$	$\lambda$ (nm)	$\mu_0$ (mm <sup>-1</sup> )	$I_0$	$T/T_0$
472.0000	0.0001	0.8346	0.9714	588.0000	0.0000	0.5340	0.9901
476.0000	0.0001	0.8806	0.9731	592.0000	0.0000	0.5079	0.9897
480.0000	0.0001	0.9267	0.9748	596.0000	0.0000	0.4817	0.9908
484.0000	0.0001	0.9476	0.9761	600.0000	0.0000	0.4555	0.9914
488.0000	0.0001	0.9686	0.9780	604.0000	0.0000	0.4325	0.9923
492.0000	0.0001	0.9843	0.9793	608.0000	0.0000	0.4094	0.9929
496.0000	0.0001	1.0000	0.9800	612.0000	0.0000	0.3864	0.9937
500.0000	0.0001	1.0000	0.9808	616.0000	0.0000	0.3634	0.9941
504.0000	0.0001	0.9948	0.9818	620.0000	0.0000	0.3403	0.9945
508.0000	0.0001	0.9895	0.9820	624.0000	0.0000	0.3225	0.9950
512.0000	0.0001	0.9843	0.9830	628.0000	0.0000	0.3047	0.9955
516.0000	0.0001	0.9686	0.9835	632.0000	0.0000	0.2869	0.9957
520.0000	0.0001	0.9529	0.9844	636.0000	0.0000	0.2691	0.9959
524.0000	0.0001	0.9351	0.9849	640.0000	0.0000	0.2513	0.9963
528.0000	0.0001	0.9173	0.9850	644.0000	0.0000	0.2335	0.9965
532.0000	0.0001	0.8995	0.9854	648.0000	0.0000	0.2157	0.9969
536.0000	0.0001	0.8817	0.9855	652.0000	0.0000	0.1979	0.9969
540.0000	0.0001	0.8639	0.9861	656.0000	0.0000	0.1801	0.9971
544.0000	0.0001	0.8356	0.9867	660.0000	0.0000	0.1623	0.9972
548.0000	0.0001	0.8073	0.9879	664.0000	0.0000	0.1539	0.9976
552.0000	0.0001	0.7791	0.9886	668.0000	0.0000	0.1455	0.9976
556.0000	0.0001	0.7508	0.9880	672.0000	0.0000	0.1372	0.9979
560.0000	0.0001	0.7225	0.9887	676.0000	0.0000	0.1288	0.9980
564.0000	0.0001	0.6953	0.9894	680.0000	0.0000	0.1204	0.9984
568.0000	0.0000	0.6681	0.9902	684.0000	0.0000	0.1183	0.9986
572.0000	0.0000	0.6408	0.9904	688.0000	0.0000	0.1162	0.9987
576.0000	0.0000	0.6136	0.9904	692.0000	0.0000	0.1141	0.9992
580.0000	0.0000	0.5864	0.9903	696.0000	0.0000	0.1120	0.9996
584.0000	0.0000	0.5602	0.9901	700.0000	0.0000	0.1099	0.9998



## Glossar

- 1. BPC-Prototyp** Prototyp eines BPC aus 9  $\text{PbWO}_4$ -Kristallen der Dimensionen  $1,8 \times 1,8 \times 20 \text{ cm}^3$ , realisiert im Jahre 1995
- 2. BPC-Prototyp** Ein weiterer Prototyp aus denselben 9 Kristallen wie der 1. Prototyp. Das Szintillationslicht wird über 9 Lichtleiter, in einem  $90^\circ$ -Winkel zu den Photomultipliern geführt. Realisiert im Jahre 1997
- 3. BPC-Prototyp** Realisierung des BPC III in nahezu endgültiger Form im Jahre 1998
- 95er-Kristalle**  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle der Dimensionen  $1,8 \times 1,8 \times 20,0 \text{ cm}^3$ . Hersteller ist die Firma BTCP in Bogorodick, Rußland. Liefertermin war April 1995
- 97er-Kristalle** stark verbesserte  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle der Dimensionen  $2,4 \times 2,4 \times 20,0 \text{ cm}^3$ . Hersteller ist die Firma BTCP in Bogorodick, Rußland. Liefertermin war Herbst 1997
- Alice** ‚A Large Ion Collider Experiment‘ – Geplantes Experiment am LHC zum Studium stark wechselwirkender Materie bei extremer Energiedichte
- ARMCO** Weicheisenlegierung, die besonders gut gegen Magnetfelder abschirmt
- Atlas** ‚A Toroidal LHC Apparatus‘ – Geplantes Experiment am LHC. Wichtigste Komponenten: Myon-Spektrometer, Platten-Kalorimeter, Flüssig-Argon-Kalorimeter und innerer Detektor
- BAC** äußeres Kalorimeter des ZEUS-Detektors
- BCAL** ‚Barrel‘-Calorimeter – der Teil des ZEUS-Kalorimeters, der den Vertex ringförmig umschließt
- BPC II** strahlrohnahe Kalorimeter im ZEUS-Experiment, seit 1995 in Betrieb. Ein klassisches Stichproben-Kalorimeter, bestehend aus alternierenden Lagen aus Absorber- (Wolfram) und Szintillatormaterial (SCSN 38)
- BPC III** geplanter Nachfolger des BPC II, bestehend aus  $\text{PbWO}_4$ -Kristallen
- BPT** ‚Silicon Tracker‘ – Spurdetektor für Elektronen am Strahlrohr für das BPC bei ZEUS
- CERN** Europäisches Forschungszentrum für Teilchenphysik, Genf, Schweiz

- CMS** ‚Compact Myon Solenoid‘ – Geplantes Experiment am LHC zur Suche nach dem Higgs-Boson  $H^0$ . Hauptkomponenten (von innen nach außen): Myon-Detektor, Hadronisches Kalorimeter, elektromagnetisches Kalorimeter (aus ca. 80 000  $\text{PbWO}_4$ -Kristallen), Vorwärtskalorimeter, zentrale Spurkammer
- CTD** Zentraler Spurdetektor für ZEUS
- DESY** Deutsches Forschungszentrum für Teilchenphysik, Hamburg
- DESY II** Elektronen/Positronen - Beschleuniger am DESY, Energie 8 GeV, Vorbeschleuniger für PETRA
- DESY III** Protonenbeschleuniger am DESY, Energie 7,5 GeV, Vorbeschleuniger für PETRA
- EGS 4** Monte-Carlo-Simulationsprogramm für elektromagnetische Schauer, entwickelt am Stanford Linear Accelerator Center in Kalifornien, USA
- EMC** Elektromagnetische Sektion des ZEUS-Kalorimeters
- FCAL** Vorwärts-Kalorimeter des ZEUS-Detektors
- FPC** ‚Forward Plug Calorimeter‘ – elektromagnetisches Stichprobenkalorimeter direkt am Strahlrohr im vorderen (Protonen-)Bereich des ZEUS-Detektors
- FTD** Vorwärts-Spurkammer des ZEUS-Detektors
- GS 218** Polymethylmethacrylat (PMMA) ohne UV-Absorber, Hersteller ist die Firma Röhm GmbH, Darmstadt
- H 1** Universeller Detektor für HERA am nördlichen Wechselwirkungspunkt, seit 1992 in Betrieb. Dimensionen  $12 \times 10 \times 15 \text{ m}^3$ , Gewicht 2800 t, Aufbau von innen nach außen: Drahtkammersystem, Flüssig-Argon-Kalorimeter, supraleitende Spulen, Myon-Kammern, Eisenjoch, Myon-Spektrometer, Luminositätsmonitor, Protonen-Detektor in Vorwärtsrichtung
- HAC** Hadronische Sektion des ZEUS-Kalorimeters
- HERA** Elektronen/Positronen-Protonen-Speicherung am DESY von 6,3 km Umfang. Zwei Wechselwirkungspunkte im Norden und im Süden, versorgt die Experimente H 1, HERA-B, Hermes und ZEUS. Elektronenenergie 27,5 GeV, Protonenenergie 920 GeV
- HERA-B** Festtargetexperiment im Westen von HERA, seit 1998 im Testbetrieb, nutzt den Protonenstrahl, Dimensionen:  $8 \times 20 \times 9 \text{ m}^3$ , Gewicht 1000 t, Komponenten: Interne Drahtkammer, Vertex-Detektor, Spurkammern im Magnetfeld, Čerenkov-Zähler, Strahlungsdetektor, Kalorimeter, Myon-Kammern
- Hermes** Festtargetexperiment im Osten von HERA, seit 1995 in Betrieb, nutzt den longitudinal polarisierten Elektronenstrahl, Dimensionen  $3,5 \times 8 \times 5 \text{ m}^3$ , Gewicht 400 t, Komponenten: Polarisationsgastarget, Spektrometer-Magnet, Čerenkov-Zähler, Planar-Driftkammer, Strahlungsdetektor, Bleiglasdetektor

**LEP** Elektronen-Positronenspeicherung am CERN von 27 km Länge. Elektronen- und Positronenenergie jeweils 100 GeV

**LHC** Geplanter Proton-Proton-Speicherring am CERN, der den Tunnel des LEP nutzt. Protonenenergie jeweils 7 TeV. Soll die Experimente Alice, Atlas, CMS und LHC-B versorgen

**LHC-B** ‚A Large Hadron Collider Beauty Experiment‘ – Geplantes Experiment am LHC zur präzisen Messung der CP-Verletzung und seltener Zerfälle

**LPS** ‚Leading Proton Spectrometer‘ – Protonenspektrometer des ZEUS-Detektors

**PEGS 4** Software-Paket zur Erzeugung von Materialdaten, wie sie von EGS4 benötigt werden

**PETRA** Elektronen/Positronen-Protonen-Speicherung am DESY. Elektronenenergie 12 GeV, Protonenenergie 40 GeV, Umfang 2,3 km, Vorbeschleuniger für HERA

**PIA** Elektronen/Positronen-Accumulator am DESY, Energie 450 MeV, versorgt DESY II

**PS** Protonensynchrotron am CERN. Vorbeschleuniger für SPS. Protonenenergie 10 GeV

**RCAL** Rückwärtiges Kalorimeter des ZEUS-Detektors

**RTD** Rückwärtige Spurkammer des ZEUS-Detektors

**SCSN 38** Szintillatormaterial, basierend auf Polystyrol unter Beimengung zweier Farbstoffe. Hersteller ist die Firma Kuraray, Japan

**SPS** Protonen-Synchrotron von 7 km Umfang am CERN. Protonenenergie 450 GeV. Vorbeschleuniger für LHC. Speist z.Zt. die Teststrahlen X-1 bis X-5

**TRD** Übergangsdetektor - Komponente des ZEUS-Detektors zur Identifikation geladener Teilchen

**Tyvek** Papier aus gepreßten Polyethylen-Spänen. Es ist ein diffuser Reflektor, der insbesondere im UV-Bereich besonders stark reflektiert. Hersteller ist die Firma Dupont

**VXD** Vertexdetektor von ZEUS

**Y 7** Wellenlängenschieber auf Basis von PMMA (Plexiglas). Der beigemengte Farbstoff Y 7 absorbiert blaues Licht im Bereich um 450 nm und emittiert dann grünes Licht im Bereich um 550 nm. Hersteller ist die Firma Kuraray, Japan

**ZEUS** Universeller Detektor für HERA am südlichen Wechselwirkungspunkt, seit 1992 in Betrieb. Dimensionen 12x11x20 m<sup>3</sup>, Gewicht 3600 t, Aufbau von innen nach außen: Drahtkammersystem, supraleitende Spulen, Szintillator-Uran-Kalorimeter, Myon-Kammern, Eisenjoch, Myon-Spektrometer, Luminositätsmonitor, Protonen-Detektor in Vorwärtsrichtung

## Literaturverzeichnis

- [Alt 77] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B 126** (1977) 298.
- [Bar 96] Particle Data Group, R. M. Barnett et al., Phys. Rev. **D 54** (1996) 1.
- [Bas 94] U. Bassler, G. Bernadi, *On The Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: the  $\Sigma$  Method*, DESY Note 94-044, DESY, Hamburg 1994
- [Bog 97] *Datenblätter zu den PbWO<sub>4</sub>-Kristallen der Serie 377 bis 471*, BTCP, Bogorodick 1997
- [Boh 99] I. Bohnet, *Investigations on Uniformity, Radiation Resistance and Calibration of the Optical Components of the ZEUS Detector at HERA*, Dissertation in Vorbereitung, Hamburg 1999
- [Bre 97] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., Phys. Lett. B **407** (1997) 432-448
- [Bre 98] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., Eur. Phys. J. **C 6** (1999) 603-627
- [Bre 99a] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., Eur. Phys. J. **C 7** (1999) 609-630
- [Bre 99b] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., *Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  at Very Low  $Q^2$  and Very Low  $x$  at HERA*, Veröffentlichung in Vorbereitung, Hamburg 1999
- [Cal 69] C. G. Callan jr., D. J. Gross, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 156.
- [Cal 92] A. Caldwell et al., Nucl. Inst. Meth. A **321** (1992) 356.
- [Cer 94] P. Lecoq et al., *Lead Tungstate (PbWO<sub>4</sub>) Scintillator for LHC EM-Calorimetry*, CERN-PPE/94-225, CERN 1994
- [Cms 95] M. Nikl et al., *Slow Components in the Photoluminescence and Scintillation Decays of PbWO<sub>4</sub> Single Crystals*, CMS TN/95-197, CERN 1995
- [Dan 96] A. Dannemann, *Untersuchungen zur Strahlungsresistenz polymerer Materialien für den Einsatz in Experimenten der Hochenergiephysik*, Dissertation, Hamburg 1996, DESY-F35D-96-06 (1996)
- [Dok 77] Y. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.

- [Egs 85] W. R. Nelson, H. Hirayama, D. W. O. Rogers, *The EGS 4 Code System*, SLAC-Report-265, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California 1985
- [Fri 99] U. Fricke, *Precision Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  at Low  $Q^2$  and Very Low  $x$  at HERA*, Dissertation in Vorbereitung, Hamburg 1999
- [Gen 96] N. Gendner, *Messung an strahlengeschädigten Bleiglasfasern und Konstruktion eines Online-Dosimeters auf Basis dieser Fasern für die Verwendung im ZEUS-Detektor*, Diplomarbeit, Hamburg 1996
- [Gen 99] N. Gendner, *Ein  $PbWO_4$ -Beampipe-Kalorimeter für ZEUS*, Dissertation in Vorbereitung, Hamburg 1999
- [Glu 90] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, *Z. Phys. C* **48** (1990) 471.
- [Glu 92] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, *Z. Phys. C* **53** (1992) 127.
- [Glu 95] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, *Z. Phys. C* **67** (1995) 433.
- [Hau 97] M. Hauser, *Ein „Strahlrohr“-Kalorimeter für den ZEUS-Detektor*, Diplomarbeit, Freiburg 1997
- [Hen 98] A. P. Henkel, *Experimentelle Untersuchungen an optischen Komponenten des ZEUS-Detektors und Konfiguration eines Hochspannungs-Systems*, Diplomarbeit, Hamburg 1998
- [Lip 72] V. N. Gribov, L. N. Lipatov, *Sov. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438.
- [Lip 75] L. N. Lipatov, *Sov. Nucl. Phys.* **20** (1975) 96.
- [Lip 76] L. N. Lipatov, *Sov. Nucl. Phys.* **23** (1976) 336.
- [Lip 77] L. N. Lipatov, V. S. Fadin, *Sov. Phys. JETP* **45** (1977) 199.
- [Lip 78] Y. Y. Balitzky, L. N. Lipatov, *Sov. Nucl. Phys.* **28** (1978) 822.
- [Joh 98] K. F. Johnson, private Mitteilungen, 1998
- [Mey 95] A. Meyer-Larsen, *Bedienungsanleitung W.L.S. Command Interpreter*, Universität Hamburg 1995
- [Mnc 98] V. Monaco, *Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  at Low  $Q^2$  and Low  $x$  with the Beam Pipe Tracker and the Beam Pipe Calorimeter of ZEUS at HERA*, Dissertation, Hamburg 1998
- [Mnt 98] T. Monteiro, *Study of Exclusive Electroproduction of  $\rho^0$  Mesons at Low  $Q^2$  Using the ZEUS Beam Pipe Calorimeter at HERA*, Dissertation, Hamburg 1998, DESY-THESIS-1998-027 (1998)
- [Mor 98] M. Moritz, *Voruntersuchungen zum Bau eines Kalorimeters aus Bleiwolframat ( $PbWO_4$ )-Kristallen*, Diplomarbeit, Hamburg 1998
- [Paw 95] *PAW - Physics Analysis Workstation, An Introductory Tutorial*, CERN, Genf 1995
- [Pov 95] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, 3. Auflage, Springer-Verlag, Heidelberg 1995
- [Reg 59] T. Regge, *Nuovo Cimento* **14** (1959) 951.
- [Sak 60] J. J. Sakurai, *Ann. Phys.* **11** (1960) 1.
- [Sak 72] J. J. Sakurai, D. Schildknecht, *Phy. Lett.* **B 40** (1072) 121.
- [Sca 94] S. Schacht, *Bedienungsanleitung zum Programm „beckman“ zur Steuerung des Beckman-Spektrometers*, Hamburg 1994
- [Scr 94] C. Schroeter, *Linux-GPIB User's Guide*, FU Berlin 1994
- [Sur 98] B. Surrow, *Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  at Low  $Q^2$  and Very Low  $x$  with the ZEUS Beam Pipe Calorimeter at HERA*, Dissertation, Hamburg 1998, DESY-THESIS-1998-004 (1998)
- [Thi 98] S. Thies, N. Gendner, *New PM type R7400 from Hamamatsu*, Interner Bericht, 1998
- [Thi 99] S. Thies, *Untersuchungen an Komponenten eines kompakten elektromagnetischen Kalorimeters aus  $PbWO_4$ -Kristallen*, Diplomarbeit in Vorbereitung, Hamburg 1999
- [Wol 98] S. Wöflle, *Programm zur Berechnung des Energieverlustes von Myonen in Materie*, private Mitteilungen, 1998
- [Zeu 93] ZEUS Collaboration, *The ZEUS Detector, Status Report*, ed. U. Holm, DESY, Hamburg 1993
- [Zeu 94] A. Caldwell, M. Jing, S. Ritz, Q. Zhu, *On The New Beam Pipe Calorimeter*, ZEUS Note 94-129, Hamburg 1994
- [Zeu 96] A. Caldwell, R. Klanner, S. Ritz, Q. Zhu, *A Silicon Tracker for BPC and a Possible Upgrade to BPC III*, ZEUS Note 96-044, Hamburg 1996
- [Zeu 98] N. Gendner, U. Holm, K. F. Johnson, A. Meyer-Larsen, M. Moritz, S. Thies, *A  $PbWO_4$  Beampipe Calorimeter for ZEUS (I)*, ZEUS Note 98-072, Hamburg 1998
- [Zeu 99] A. P. Henkel, U. Holm, N. Gendner, R. P. Feller, A. Meyer-Larsen, *A PC Based Readout System for Fast CAMAC Electronics*, ZEUS Note in Vorbereitung, Hamburg 1999

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben:

bei Herrn Prof. Dr. K. Wick und Herrn Dr. U. Holm für die Aufgabenstellung, die intensive Betreuung und die vielen Diskussionen und Anregungen, die diese Arbeit begleitet haben, sowie für die fortwährende Motivation;

bei Herrn Prof. Dr. R. Klanner, der wesentlichen Anteil am Zustandekommen dieser Arbeit hat und dem ich viele interessante Anregungen verdanke;

bei der ZEUS-BPC-Gruppe, insbesondere bei Ulrich Fricke, ohne dessen Tips und Hilfe diese Arbeit nicht denkbar gewesen wäre;

bei der BPC III-Gruppe meines Instituts<sup>1</sup>, in deren Rahmen diese Arbeit verwirklicht wurde, für die gute Zusammenarbeit, die vielen Anregungen und Diskussionen und die vielen vorbereitenden Arbeiten, ohne die diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre: Nils Gendner, Dr. Kurtis F. Johnson<sup>2</sup>, Matthias Moritz und Stefan Thies;

bei den anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe 'Teilchenphysik I', in deren Umgebung ich die letzten 3½ Jahre in außerordentlich freundschaftlicher und anregender Atmosphäre gearbeitet habe: Bernd Bodmann, Ilja Bohnet, Dr. Wolfgang Busjan, Dietmar Kummerow, Sadegh Faghihi, Rainer Peter Feller, André Henkel, Dr. Dieter Horstmann, Sönke Jacobs, Martin Kunz, Andreas Kunze, Ernst Möller, Heinz Prause, Dr. H. Salehi und Thomas Zoufal;

bei allen Mitgliedern der Elektronik- und der mechanischen Werkstatt für die schnelle und genaue Fertigung aller benötigten Teile, die eigentlich immer schon 'vorgestern' fertig sein mußten;

bei Frau Berghaus, Frau Biermann, Frau Ehrichs und Frau Peters, die immer wieder die vielen kleinen Hindernisse aus dem Weg geräumt haben;

und nicht zuletzt auch bei meiner Familie, die meine Arbeit mit Interesse und moralischer Unterstützung begleitet hat.

Diese Arbeit wurde gefördert vom Bundesminister für Bildung und Forschung (BMBF) unter Vertragsnummer 057HH19P.

<sup>1</sup>I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg

<sup>2</sup>High Energy Physics, Florida State University, Tallahassee, Florida, USA