Untersuchungen zur Messung von Elektronen im äußeren Randbereich des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters (BEMC) des H1-Detektors bei HERA

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Christian Pichler
aus Bruck an der Mur

Hamburg
1994

Gutachter der Dissertation:	Herr Prof. Dr. H.-H. Duhm Herr Prof. Dr. W. Scobel
Gutachter der Disputation:	Herr Prof. Dr. H.-H. Duhm Herr Prof. Dr. V. Blobel
Datum der Disputation:	16. Dezember 1994
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Herr Prof. Dr. E. Lohrmann

Kurzfassung

Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der tief unelastischen ep-Streuung und damit auch der Strukturfunktion F_2 des Protons bei HERA kann über die Energie- und Winkelmessung des gestreuten Elektrons erfolgen. Für Impulsüberträge von $Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ wird im H1-Detektor die Energie des gestreuten Elektrons mit dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter BEMC gemessen, das über Wellenlängenschieber mit Photodioden ausgelesen wird. Mit steigender Luminosität werden zunehmend Elektronen mit höheren Werten von Q^2 im äußeren Randbereich des BEMC und in dem angrenzenden Segment des Flüssig-Argon-Kalorimeters, dem BBE, registriert.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Energiemessung für Elektronen in den äußeren Randmodulen des BEMC im Übergangsbereich zum BBE-Kalorimeter. Am CERN- und am DESY-Teststrahl wurde u.a. das Verhalten der nichtquadratischen BEMC-Module, die zur Anpassung an die runde Halterungstonne am Rand des BEMC eingesetzt werden, untersucht. Bei zentralem senkrechten Elektroneneinschuß stimmen die ermittelten relativen Signalhöhen für die verschiedenen nichtquadratischen Module innerhalb eines Fehlers von 10% mit den Ergebnissen von Labormessungen mit UV-Lichteinkopplung und Messungen mit kosmischen Myonen überein. Bei Elektroneneinschuß an verschiedenen Positionen der Module ergeben sich mit den Ergebnissen der Labormessungen verträgliche Signalhöhenverhältnisse zwischen den einzelnen Dioden. Durch die Anwendung von Gewichtungsfaktoren für die verschiedenen Dioden eines Moduls wird die Homogenität der Modulsummensignale verbessert. Ein Vergleich der Teststrahlmessungen mit Ergebnissen von Simulationsrechnungen ergibt für die untersuchten Einschußpositionen eine zufriedenstellende Übereinstimmung der Signalhöhen bei allen nichtquadratischen Modulformen.

Für die äußeren Module des BEMC ist auf Grund der geringen Zählraten eine Kalibration mit Hilfe des Signals der elastisch gestreuten Elektronen nicht möglich. Zur Funktionskontrolle der Auslesekanäle des BEMC inklusive der optischen Komponenten und zur Relativkalibration der äußeren BEMC-Module wurde ein Lasermonitorsystem gebaut. Erste Messungen mit dem Lasermonitorsystems im H1-Experiment zeigen, daß bei Messungen mit einem Zeitabstand von 8 Tagen die Verteilung der Signalhöhenunterschiede für alle Kanäle des BEMC eine mittlere quadratische Abweichung von 0.52% aufweist. Das Lasermonitorsystems ist damit zur Überwachung der Signalhöhen der BEMC-Kanäle einsetzbar.

In der Übergangsregion von BEMC und BBE wird, aufgrund des dazwischenliegenden Absorbermaterials und einer geringeren Dicke des aktiven Detektormaterials, eine reduzierte Elektronenenergie gemessen. Die minimale Energie des gestreuten Elektrons tritt bei einem Polarwinkel von $\theta_l \approx 153°$ auf und liegt im Mittelwert ca. 30% unter der „wahren“ Elektronenergie. Anhand der Ergebnisse von Simulationsrechnungen für Elektronen von 5, 10, 20 und 30 GeV werden verschiedene Methoden zur Korrektur der in der Übergangsregion von BEMC und BBE gemessenen Elektronenergie untersucht. Eine Energiekorrektur kann z.B. in Abhängigkeit vom Polarwinkel des gestreuten Elektrons und der z-Koordinate des Vertex durchgeführt werden. Mit dieser, von der Gesamtenergie des Elektrons unabhängigen Korrektur, ist ein Ausgleich des Energiedefizits im Übergangsbereich bis auf verbleibende Abweichungen von weniger als 3% möglich. Für die Daten des Jahres 1993 werden 986 Ereignisse in der BEMC BBE Übergangsregion selektiert und analysiert. Korrigierte und unkorrigierte Energiespektren werden gegenübergestellt.

Abstract

The determination of cross sections in deep inelastic scattering and therefore also the determination of the structurefunction F_2 of the proton at HERA can be done by measuring polar angle and energy of the scattered electron. For a transfere of momentum of $Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ the energy of the scattered electron at the H1-detector is measured by the Backward Electromagnetic Calorimeter BEMC, which is read out via photodiodes. With increasing luminosity more and more electrons with higher values of Q^2 are scattered into the outer border of the BEMC and into the neighbouring segment of the Liquid Argon Calorimeter, BBE.

This thesis concerns the energy measurement of electrons in outer modules of the BEMC in the transition region to the BBE calorimeter. At the CERN- and DESY-testbeam the behaviour of the nonquadratic BEMC-modules, which were included into the BEMC-support-barrel to achieve a good adjustment to the circular shape of the barrel, is studied. For central perpendicular impact of electrons the measured relative pulseheights for different nonquadratic modules agree within a maximal deviation of 10% with the results of measurements with UV-light and with cosmic muons. For electron impact at different positions within the modules the energy relations between the diodes agree with corresponding results of laboratory measurements. The application of weightfactors for the individual diodes within a module increase homogenity of the sum of diode signals. A comparison of testbeam measurements with the results of simulations leads to a satisfying agreement of signalheights for all nonquadratic modules.

Due to the low counting rate a calibration of the modules at the outer border of the BEMC by using the peak of the elastically scattered electrons is not possible. For a check of functionality of the readout channels including optical components and for a relative calibration of the outer BEMC-modules a laser monitoring system was developed. First measurements with this system show an average deviation of 0.52% for the differences in signalheights for measurements with 8 days time difference. The laser monitoring system is therefore usefull for a monitoring of the BEMC-channels.

In the transition region of BEMC and BBE, due to the absorber material between the detectors and the reduced thickness of active detector material, a reduced energy is measured. The minimal energy of the scattered electron is located at a polar angle of $\theta_l \approx 153°$ and is reduced by approx. 30% compared to the „true“ electron energy. Using the results of simulations for electrons of 5, 10, 20 and 30 GeV, different methods to correct the measured energy in the transition region of BEMC and BBE are studied. An Energy correction can be done e.g. by using the polar angle of the scattered electron and the z-Komponent of the particle vertex. With this correction a compensation of the electron energy loss in the transition region up to a remaining difference of less than 3% is possible, independent of the energy scale. For the data taken in 1993 there where 986 selected events analysed, which had a scattered electron in the transition region of BEMC and BBE.

A comparison of corrected and uncorrected spektra is done.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Mitte des Jahres 1992 wurden mit dem Speicherring HERA am Deutschen Elektronensynchrotron DESY in Hamburg erstmals Elektronen einer Energie von 26.7 GeV mit Protonen einer Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht. Aufgrund der hohen Energie des Protonenstrahles ergibt sich bei HERA, im Vergleich zu bisherigen ep-Streuexperimenten mit ruhenden Protonen, die Schwerpunktsenergie von $\sqrt{S} = 296\,\mathrm{GeV}$, die die Erforschung der ep-Streuung in einem neuen kinematischen Bereich ermöglicht.

Am 31. 5. 1992 wurden mit den beiden Detektoren H1 und ZEUS die ersten Elektron-Proton-Reaktionen beobachtet. Mit einem Wirkungsquerschnitt von ca. $20\mu b$ ist der häufigste physikalische Prozess die Photoproduktion, bei der das Proton eine Wechselwirkung mit einem nahezu reellen Photon eingeht. Der nächsthäufige ep-Prozess ist für Impulsüberträge von $Q^2 > 5\,\mathrm{GeV}^2$ die tief unelastische NC-Wechselwirkung[1], die einen Wirkungsquerschnitt von ca. $100\,nb$ besitzt. Die Messung des NC-Wirkungsquerschnitts ermöglicht die Bestimmung der Strukturfunktion F_2 des Protons. Für große Q^2 gewinnt die CC-Wechselwirkung[2], die einen Wirkungsquerschnitt von ca. $100\,pb$ besitzt, zunehmend an Bedeutung.

Die Untersuchung der tief unelastischen NC-Wechselwirkung ist eine besondere Domäne des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters (BEMC[3]), das den Polarwinkelbereich zwischen 155° und 175° abdeckt.[4]

Da der Wirkungsquerschnitt für DIS-Ereignisse[5] mit zunehmenden Streuwinkel des Elektrons stark abnimmt, wurden 1992 die ersten Daten mit hinreichender Statistik im Bereich des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter gemessen.[6]

Durch die verbesserten Strahlbedingungen und die erhöhte Luminosität werden zunehmend auch Elektronen am äußeren Rand des BEMC und im angrenzenden Ring des Flüssig-Argon-Kalorimeters (BBE[7]) gemessen. In der vorgelegten Arbeit werden Untersuchungen zur Energiemessung im Übergangsbereich zwischen BEMC und BBE, in dem sich die Energie elektromagnetischer Schauer auf beide Kalorimeter verteilt, vorgestellt.

Vom I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg wurde ein Lasermonitorsystem entwickelt, mit dem alle Module des BEMC über Quarzglasfasern mit Lichtsignalen versorgt werden können. Neben der Funktionskontrolle der Auslesekanäle - inklusive der optischen Komponenten - hat das Lasermonitorsystem die Aufgabe, die Kalibration der Module zu überwachen. Erste Ergebnisse von Laser-Testmessungen mit dem in den H1-Detektor eingebautem BEMC werden diskutiert.

Die Arbeit untergliedert sich wie folgt. In Kap. 1 werden die physikalischen Grundlagen der Elektron-Proton-Streuung behandelt, der bei HERA zugängliche kinematische Bereich gezeigt und verschiedene Methoden zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen aufgeführt. In Kap. 2 wird der Aufbau des H1-Detektors beschrieben. Beson-

---

[1] NC = **n**eutral **c**urrent

[2] CC = **c**harged **c**urrent

[3] BEMC=**B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter

[4] In der H1-Kollaboration ist es Konvention, den Polarwinkel des gestreuten Elektrons bezüglich der Protonenrichtung anzugeben.

[5] DIS=**D**eep **I**nelastic **S**cattering

[6] Das BEMC wurde vom I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg gebaut und gemeinsam unter Führung einer DESY-Gruppe in Betrieb genommen.

[7] BBE=**B**ackward **B**arrel **E**lectromagnetic (Calorimeter)

deres Gewicht wird dabei auf den Aufbau und die Ausleseelektronik des BEMC sowie auf eine Beschreibung des Lasermonitorsystems gelegt. In Kap. 3 werden Ergebnisse von Teststrahlmessungen am CERN und bei DESY vorgestellt, die sich hauptsächlich auf die nichtquadratischen Module, also den Randbereich des BEMC beziehen. In Kap. 4 werden die Ergebnisse erster Messungen mit dem Lasermonitorsystem, insbesondere die damit erreichte Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse vorgestellt. In Kap. 5 werden Ergebnisse von Simulationsrechnungen zur Energiemessung in der BEMC/BBE Übergangsregion präsentiert und Methoden zur Homogenisierung der Polarwinkelabhängigkeit der gemessenen Energie untersucht.

Anmerkung:

Alle verwendeten Abkürzungen werden bei der ersten Benutzung eingeführt und zusätzlich in Anhang A aufgelistet.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen der Physik bei HERA

Mit der Schwerpunktsenergie von $\sqrt{S} = 296\,\mathrm{GeV}$ bei HERA und der damit verbundenen Viererimpulsübertragsquadrate von bis zu $Q^2 \approx 10^5\,\mathrm{GeV}^2$ läßt sich, durch die Messung des Wirkungsquerschnittes der tief unelastischen ep-Streuung bei HERA, die Strukturfunktion des Protons in einem bisher unerreichten kinematischen Bereich messen.

Nach dem Quark-Parton-Modell (QPM[1]) tritt das Elektron bei der tief unelastischen ep-Streuung mit einem Parton des Protons durch Austausch eines Bosons (γ, Z^0, W^+ oder W^-) in Wechselwirkung. Je nach Ladung des ausgetauschten Bosons bezeichnet man die Wechselwirkung als neutralen Strom (NC) oder geladenen Strom (CC). Bei der NC-Wechselwirkung behält das Elektron seine Identität, während es sich bei der CC-Wechselwirkung in ein Neutrino umwandelt.

In den Wirkungsquerschnitt der ep-Streuung geht über das Matrixelement $\mathcal{M}$ der Propagator der Wechselwirkung ein, der neben dem Impulsübertrag Q^2 auch die Masse des ausgetauschten Bosons M_{Boson} enthält.

$$\mathcal{M} \propto \frac{1}{M_{Boson}^2 + Q^2}$$

Bei kleinen Viererimpulsüberträgen, also im Akzeptanzbereich des BEMC, dominiert die NC-Wechselwirkung durch den Austausch von Photonen. Der Wirkungsquerschnitt der CC-Wechselwirkung ist, wegen der hohen Massen der geladenen Austausch-Bosonen, vernachlässigbar.

Es soll daher im folgenden ausschließlich die NC-Wechselwirkung betrachtet werden.

Neben der tief unelastischen ep-Streuung treten bei HERA auch Ereignisse auf, bei denen statt des Elektrons ein vom Elektron abgestrahltes quasireelles Photon mit einem Parton des Protons in Wechselwirkung tritt. Auf diese sogenannten Photoproduktions-Ereignisse, die den sogenannten „physikalischen“ Untergrund der tief unelastischen ep-Streuung bei kleinen Q^2 bilden, wird am Ende dieses Kapitels kurz eingegangen.

1.1 Kinematik der ep-Streuung

Die Schwerpunktsenergie bei HERA ergibt sich mit der Elektronenergie 26.7 GeV und der Protonenergie 820 GeV, unter Vernachlässigung der Teilchenmassen, zu

$$\sqrt{S} = \sqrt{(P_e + P_p)^2} \approx \sqrt{4E_eE_p} \approx 296\,\mathrm{GeV}, \tag{1.1}$$

wobei P_e der Viererimpuls des einlaufenden Elektrons, P_p der Viererimpuls des einlaufenden Protons und E_e bzw. E_p die Energie des einlaufenden Elektrons bzw. Protons ist.

Der unelastische Streuprozeß $e + p \to l + H$ (Abb. 1.1), bei dem l das gestreute Lepton und H das hadronische System nach der Wechselwirkung ist, besitzt neben der Schwerpunktsenergie nur zwei Freiheitsgrade und läßt sich daher durch zwei unabhängige Variable

---

[1] QPM=**Q**uark **P**arton **M**odell, siehe z.B. [Ait89], [Loh86] oder [Sch88]

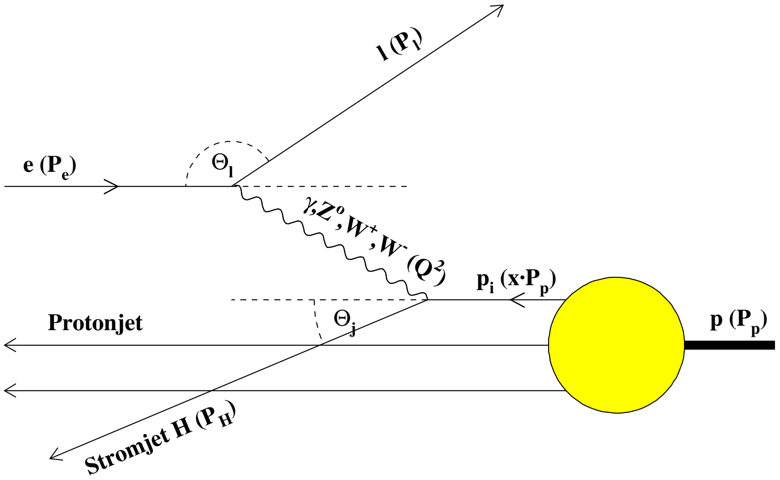


Abb. 1.1: **Tief unelastische ep-Streuung**
Das Elektron e mit Viererimpuls P_e wird an einem Parton p_i mit Impulsanteil x vom Viererimpuls P_p des Protons p gestreut. Die Wechselwirkung erfolgt durch Austausch eines Eichbosons (γ, Z^0, W^+, W^-). Das Lepton l im Ausgangskanal ist bei Austausch eines γ oder Z^0's ein Elektron und bei Austausch eines W^+ oder W^- ein Neutrino. Nach der Wechselwirkung fragmentiert das gestreute Parton in den Stromjet H mit Viererimpuls P_H. Der „Rest“ des Protons bildet den im Strahlrohr verlaufenden Protonjet.

vollständig kinematisch beschreiben. Experimentell zugänglich sind bei HERA die Energie E_l und der Streuwinkel θ_l des auslaufenden Leptons sowie die Energien E_i und Winkel $\theta_{j,i}$ der auslaufenden Hadronen, sofern sie im Detektor registriert werden.

Unter Verwendung der Viererimpulse des einlaufenden Elektrons P_e, des gestreuten Leptons P_l und des einlaufenden Protons P_p werden die folgenden lorentzinvarianten kinematischen Variablen definiert:

$$Q^2 = -q^2 = -(P_e - P_l)^2 \tag{1.2}$$

Q^2 ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages und kann, wie bereits erwähnt, Werte bis zum Quadrat der Schwerpunktsenergie von ca. $10^5\,\mathrm{GeV}^2$ annehmen.

$$x = \frac{Q^2}{2P_p \cdot q} \tag{1.3}$$

x stellt im Quark-Parton-Modell den Impulsanteil des getroffenen Partons am Gesamtimpuls des Protons dar und kann daher nur Werte im Intervall (0,1) annehmen.

$$\nu = \frac{P_p \cdot q}{M_p} \tag{1.4}$$

ν gibt den Energieübertrag des einlaufenden Elektrons auf das auslaufende Lepton im Ruhesystem des Protons an, wobei M_p die Masse des Protons ist.

$$y = \frac{P_p \cdot q}{P_p \cdot P_e} = \frac{2P_p \cdot q}{S} = \frac{\nu}{\nu_{max}} \tag{1.5}$$

y beschreibt den Anteil der übertragenen Energie des einlaufenden Elektrons auf das auslaufende Lepton im Ruhesystem des Protons. y kann nur Werte im Intervall $(0,1)$

annehmen, $y = 1$ bedeutet vollständigen Energieübertrag.

$$W^2 = (q + P_p)^2 = Q^2 \frac{(1-x)}{x} \tag{1.6}$$

W ist die Gesamtmasse des hadronischen Endzustandes.

Obwohl beliebige Paare der unabhängigen kinematischen Variablen für die Beschreibung von Wirkungsquerschnitten etc. verwendet werden können, ist es gebräuchlich (x, Q^2) oder (x, y) zu benutzen.

Der Zusammenhang zwischen den Meßgrößen E_l, θ_l des Elektrons und den kinematischen Variablen x, Q^2, sowie zwischen den Meßgrößen des hadronischen Systems E_j, θ_j und x, Q^2 ist in Abb. 1.2 dargestellt.[2] Schattiert hervorgehoben ist jeweils der Akzeptanzbereich des BEMC und des BBE. Für $Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ wird der Großteil der gestreuten Elektronen im BEMC gemessen. Im Bereich kleiner x-Werte $x < 10^{-3}$, d.h. der Streuung an Partonen mit einem geringen Impulsanteil am Gesamtimpuls des Protons, werden auch Hadronen in den Akzeptanzbereich des BEMC gestreut.

Die kinematischen Variablen lassen sich wegen der Überbestimmtheit des Systems aus verschiedenen Kombinationen von Meßgrößen berechnen. Die vier meist verwendeten Methoden zur Bestimmung der kinematischen Variablen x und Q^2 werden im folgenden vorgestellt.

Elektronmethode

Hierbei wird nur die Energie und der Winkel des gestreuten Elektrons im Laborsystem für die Bestimmung der kinematischen Variablen verwendet.

$$y_e = \frac{E_e - E_l \sin^2\frac{\theta_l}{2}}{E_e} \tag{1.7}$$

$$Q_e^2 = 4 E_e E_l \cos^2\frac{\theta_l}{2} \tag{1.8}$$

$$x_e = \frac{E_e E_l \cos^2\frac{\theta_l}{2}}{E_p\left(E_e - E_l \sin^2\frac{\theta_l}{2}\right)} \tag{1.9}$$

Die relativen Fehler bei der Bestimmung von x, y und Q^2 nach der Elektronmethode ergeben sich damit zu

$$\frac{\delta x}{x} = \frac{1}{y}\frac{\delta E_l}{E_l} \oplus \tan\frac{\theta_l}{2}\left(x\frac{E_p}{E_e} - 1\right)\delta\theta_l \tag{1.10}$$

$$\frac{\delta y}{y} = \frac{y-1}{y}\frac{\delta E_l}{E_l} \oplus \frac{1-y}{y}\cot\frac{\theta_l}{2}\delta\theta_l \tag{1.11}$$

$$\frac{\delta Q^2}{Q^2} = \frac{\delta E_l}{E_l} \oplus -\tan\frac{\theta_l}{2}\delta\theta_l\ , \tag{1.12}$$

wobei das Zeichen $\oplus$ für die quadratische Addition der Terme steht.

Die Unsicherheit der Energiemessung wirkt sich, wegen des Faktors $\frac{1}{y}$ in Gl. 1.10, für kleine Werte von y stark auf den Fehler der x-Messung aus. Für $y < 0.1$ liegt der aus der Energiemessung resultierende Fehler der x-Bestimmung über 10% (siehe Begrenzungslinie b in Abb. 1.3). Durch den Betrieb von HERA bei niedrigeren Elektron- und/oder Protonenergien läßt sich der Bereich sicherer Bestimmung von x bei festem x und y zu kleineren Q^2-Werten erweitern. Nur bei großem x und kleinem Q^2 wird der aus der Winkelmessung resultierende Fehler der x-Bestimmung groß.

Q^2 ist mit Ausnahme des Bereiches großer Polarwinkel ($\theta \geq 170°$) gut meßbar.

---

[2] Der Jet-Winkel θ_j kann mit einem Jet-Algorithmus [Fla90] oder nach Gl. 1.19 auf Seite 9 aus den Energien und Winkeln der gemessenen Hadronen bestimmt werden.

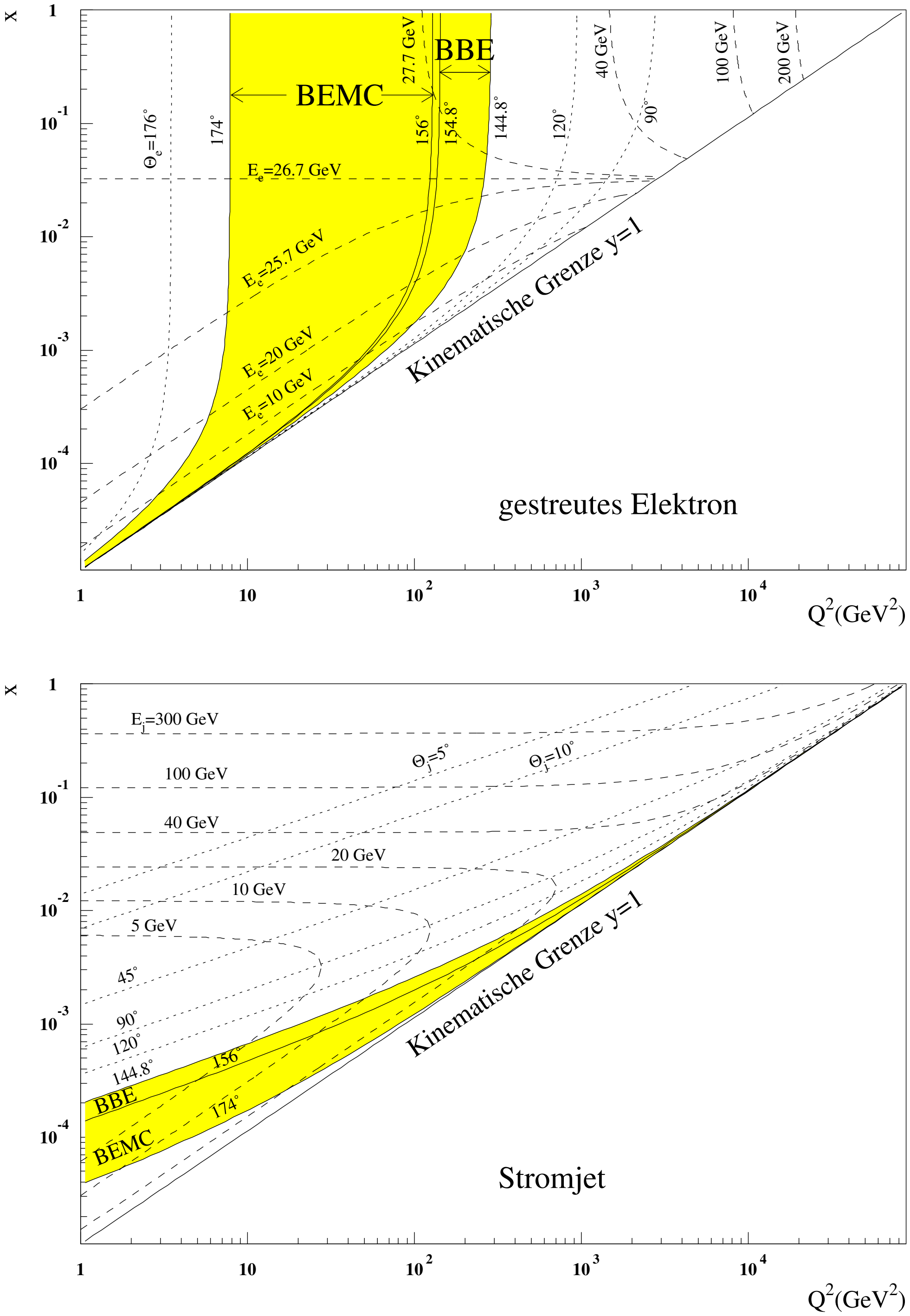


Abb. 1.2: **Polarwinkel und Energie des gestreuten Elektrons und des Stromjets bei NC-Ereignissen in der x, Q^2-Ebene**
Eingezeichnet sind die Linien konstanter Energie E_l bzw. E_j und konstanten Polarwinkels θ_l bzw. θ_j des gestreuten Elektrons (oben) und des Stromjets (unten). Die Akzeptanzbereiche des BEMC und des BBE sind hervorgehoben

Methode nach Jacquet-Blondel

Nach dem Verfahren von Jacquet und Blondel (JB) [Ama79] lassen sich die kinematischen Variablen ausschließlich aus der Energie- und Winkel-Messung des hadronischen Endzustandes, ohne Verwendung eines Jet-Algorithmus oder einer Annahme über die Struktur des Protons, berechnen:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i (E_{hi} - p_{zi})}{2E_e} \tag{1.13}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2}{1 - y_{JB}} \tag{1.14}$$

$$x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{y_{JB} S} \tag{1.15}$$

Die Summation erfolgt dabei über alle nachgewiesenen Hadronen des Endzustandes, E_{hi}, p_{xi}, p_{yi} und p_{zi} sind die Energie bzw. die Impulskomponenten des i-ten Hadrons, wobei die z-Richtung durch die Richtung des Protonstrahles definiert ist. Hadronen des Stromjets, die in die extreme Vorwärtsrichtung gestreut werden, tragen nur wenig zu den Summationen in Gl. 1.13 und Gl. 1.14 bei. Der Fehler durch den Verlust im Strahlrohr verbleibender Hadronen ist daher gering. Der relative Fehler bei der Bestimmung von x und Q^2 mit der JB-Methode liegt, mit Ausnahme kleiner Werte von y ($y < 0.03$ [Kle91]), für $x < 0.5$ und $Q^2 > 100$ unterhalb von 10% [Zia87].

Gemischte Methode

Bei dieser Methode wird y nach dem JB-Verfahren und Q^2 aus den Meßgrößen des gestreuten Elektrons berechnet.

$$y_{Mix} = y_{JB} \tag{1.16}$$

$$Q^2_{Mix} = Q^2_e \tag{1.17}$$

$$x_{Mix} = \frac{Q^2_e}{S y_{JB}} \tag{1.18}$$

Die gemischte Methode ist wegen der genaueren Bestimmbarkeit von y nach der JB-Methode für $y \geq 0.01$ besonders gut geeignet.

Doppelwinkelmethode

Hierbei werden die kinematischen Variablen aus den beiden Winkeln θ_l und θ_j berechnet. θ_j kann nach der JB-Methode durch Summation über alle Hadronen im Endzustand berechnet werden [Ben91]:

$$\cos\theta_j = \frac{\sum_c E_i \cos\theta_{j,i}}{\sum_c E_i} \tag{1.19}$$

Mit der Doppelwinkelmethode lassen sich die kinematischen Variablen unabhängig von der Energieskala der Kalorimeter[3] bestimmen. Außerdem kann, durch die Berechnung der Energie des gestreuten Elektrons, die Kalibration der Kalorimeter überprüft werden. Die Doppelwinkelmethode ist besonders für $y < 0.1$ zur Rekonstruktion von x und in der gesamten kinematischen Ebene, mit Ausnahme großer Werte von y, zur Bestimmung von Q^2 gut geeignet [Ben91].

$$y_{\theta_l\theta_j} = \frac{\sin\theta_l(1 - \cos\theta_j)}{\sin\theta_j + \sin\theta_l - \sin(\theta_l + \theta_j)} \tag{1.20}$$

---

[3] Dies ist nur näherungsweise erfüllt, da für die Berechnung von θ_j Quotienten von Energien verwendet werden.

$$Q^2_{\theta_l\theta_j} = 4E_e^2 \frac{\sin\theta_j(1+\cos\theta_l)}{\sin\theta_j + \sin\theta_l - \sin(\theta_l+\theta_j)} \tag{1.21}$$

$$x_{\theta_l\theta_j} = \frac{E_e}{E_p}\frac{\sin\theta_j + \sin\theta_l + \sin(\theta_l+\theta_j)}{\sin\theta_j + \sin\theta_l - \sin(\theta_l+\theta_j)} \tag{1.22}$$

Die Doppelwinkelmethode bietet außerdem noch die Möglichkeit, die Energie des gestreuten Elektrons E_l gemäß

$$E_l^{(\theta_l\theta_j)} = \frac{2E_e}{\sin\theta_l(\tan\frac{\theta_l}{2} + \tan\frac{\theta_j}{2})} \tag{1.23}$$

zu berechnen. Die Herleitung dieser Formel basiert auf dem Impuls und Energiesatz und findet sich z.B. in [Fle94]. $E_l^{(\theta_l\theta_j)}$ kann im Übergangsbereich zwischen BEMC und BBE zur Überprüfung der Energiemessung des gestreuten Elektrons herangezogen werden. Aus den Winkeln θ_l und θ_j und der gemessenen Energie des Elektrons E_l, läßt sich zusätzlich die Energie des Elektrons $E_e^{(r)}$ vor dem Stoß berechnen, was im Fall von Bremsstrahlung des Elektrons vor der Wechselwirkung besonders von Bedeutung ist:

$$E_e^{(r)} = E_l\frac{\sin\theta_l + \sin\theta_j - \sin(\theta_l+\theta_j)}{2\sin\theta_j} \tag{1.24}$$

Die Meßgenauigkeit der einzelnen Detektorkomponenten bestimmt die Genauigkeit der Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Für die Bestimmung der kinematischen Variablen nach der Elektronmethode ist die Energieauflösung und Kalibration des BEMC und die Ortsauflösung der rückwärtigen Spurkammer BPC[4] maßgeblich. Die Energiemessung von Hadronen erfolgt hauptsächlich im Flüssig-Argon-Kalorimeter, die zugehörigen Teilchenspuren werden in den Zentral- und Vorwärts-Spurkammern nachgewiesen. Der kinematische Bereich, in dem die Messung des Wirkungsquerschnittes im H1-Detektor mit einer Genauigkeit von unter 10% möglich ist, wird in Abb. 1.3 gezeigt. Die Begrenzung dieses Bereiches wird durch folgende Faktoren bestimmt:

a Akzeptanzgrenze des BEMC: Der Polarwinkelbereich des BEMC vergrößert sich durch eine Vertex-Verschmierung von $\pm 25\,cm$ auf $154° < \theta < 175°$. Mit der Elektronmethode können daher bereits für Polarwinkel unter 175° die kinematischen Variablen hinreichend genau bestimmt werden.
$\Rightarrow \theta \leq 175°$

b Fehler der x-Bestimmung nach der Elektronmethode wegen des $\frac{1}{y}$-Terms in Gl. 1.10 für kleine y
$\Rightarrow y \geq 0.1$

c Mindestenergie des hadronischen Systems für die Benutzung der JB-Methode
$\Rightarrow \sum E_{had} \geq 5\,\mathrm{GeV}$

d Fehler der Bestimmung der kinematischen Variablen bei Benutzung der JB-Methode bei kleinen y
$\Rightarrow y \geq 0.03$

e Strahlrohrgrenze für die Bestimmung des Jetwinkels
$\Rightarrow \theta_j \geq 5°$

f Bereich großer Migrationseffekte[5]
$\Rightarrow x < 0.7$

---

[4] BPC=**B**ackward **P**roportional **C**hamber

[5] Unter Migration versteht man die Zuordnung eines Ereignisses zu einem falschen x, Q^2-Bin aufgrund fehlerhafter Messung von Energien bzw. Winkeln.

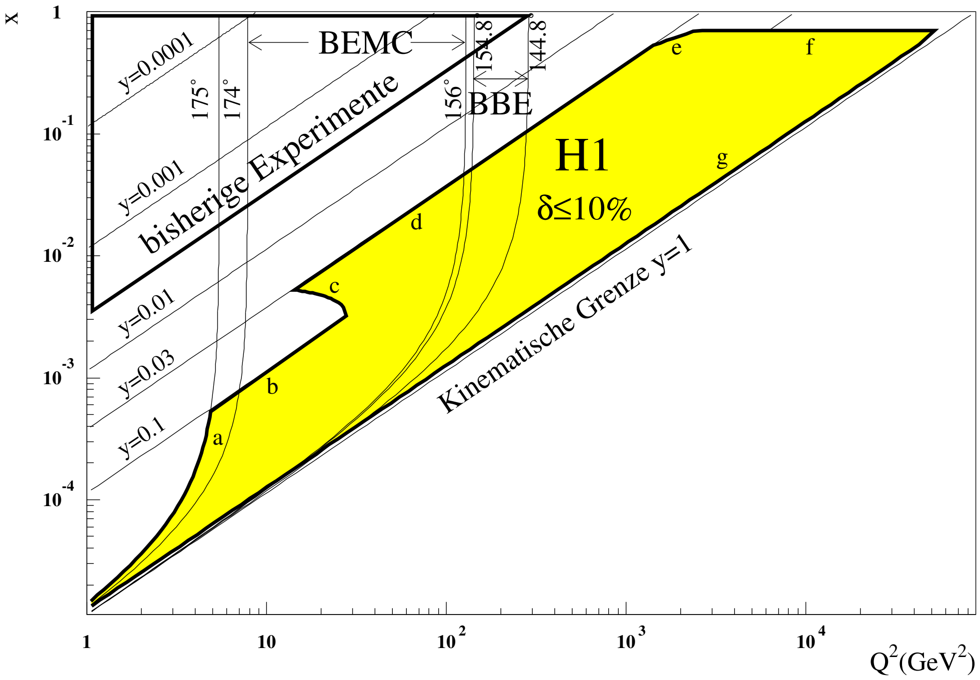


Abb. 1.3: **Mit dem H1-Detektor meßbarer kinematischer Bereich**
Mit einer angenommenen Unsicherheit der Energiekalibration von 1% für Elektronen und 2% für Hadronen, lassen sich die kinematischen Variablen x und Q^2 innerhalb der schattierten Fläche mit einem Fehler unterhalb von 10% bestimmen [Fel87], [Kle91]. Die Akzeptanzbereiche des BEMC und BBE sowie der, bei bisherigen Fixed-Target-Experimenten meßbare kinematische Bereich, sind ebenfalls eingezeichnet.

g Fehler aus radiativen Korrekturen, Strahluntergrund und schlechter Energieauflösung bei der Anwendung der Elektronmethode
$\Rightarrow y \leq 0.9$

1.2 Tief unelastische ep-Streuung

Nach dem QPM ist das Proton aus Quarks aufgebaut, die durch Gluonen, den Eichbosonen der starken Wechselwirkung, zusammengehalten werden. Quarks und Gluonen tragen zu je 50% zum Gesamtimpuls des Protons bei. Die Gluonen sind elektrisch neutral, können aber in 8 verschiedenen „Farbzuständen“ bezüglich der starken Wechselwirkung auftreten. Nach der Theorie der starken Wechselwirkung, der **Q**uanten**c**hromo**d**ynamik (QCD), koppeln die Gluonen nicht nur an die Quarks, sondern wechselwirken auch untereinander. Die QCD besagt außerdem, daß für $Q^2 \to \infty$ die Kopplung gegen Null geht, die Partonen sich also wie freie Teilchen verhalten. Eine weitere Eigenschaft der starken Wechselwirkung ist das Anwachsen der Kopplungsstärke mit zunehmendem Abstand der beteiligten Quarks, das das Auftreten einzelner Quarks verhindert („Confinement“). Wird der Abstand zwischen den Quarks groß, so entstehen, aufgrund der hohen Energiedichte zwischen den Quarks, neue Quark-Antiquark-Paare.

Die tief unelastische ep-Streuung läßt sich im Rahmen der QCD als Streuung an freien Teilchen (Partonen) beschreiben, die anschließend aufgrund des Confinements eine Kaskade von Hadronen bilden. Für diese sogenannte Fragmentierung gibt es verschiedene Modelle, die durch das Studium der dabei entstehenden Hadronen sowie deren Winkelverteilung bei HERA überprüft werden können [Fle91].

Die Stärke der Kopplung α_s zwischen den Quarks ist, in erster Ordnung der Störungstheorie, durch den Ausdruck

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)} \tag{1.25}$$

gegeben [Ait89]. In dieser Gleichung ist N_f die Anzahl der Flavours f und Λ ein freier Parameter der Theorie, der experimentell bestimmt werden muß.

Berechnung des NC-Wirkungsquerschnittes in niedrigster Ordnung

Der Wirkungsquerschnitt für die unpolarisierte ep-Streuung mit neutralem Strom ist in niedrigster Ordung der Kopplungskonstanten α der elektromagnetischen Wechselwirkung für den reinen γ-Austausch gegeben durch:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[xy^2F_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2)\right] \tag{1.26}$$

F_1 und F_2 sind dabei die Strukturfunktionen des Protons. Unter Verwendung der Beziehung

$$2xF_1(x,Q^2) = \frac{F_2(x,Q^2)}{1+\frac{\sigma_L}{\sigma_T}} = \frac{F_2(x,Q^2)}{1+R} \tag{1.27}$$

folgt für den NC-Wirkungsquerschnitt der ep-Streuung:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[2(1-y) + \frac{y^2}{1+R}\right]F_2(x,Q^2) \tag{1.28}$$

R ist dabei das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Absorption longitudinal und transversal polarisierter virtueller Photonen, das entweder durch Messungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien oder durch die Analyse radiativer Ereignisse bestimmt werden kann.[6] Bei radiativen Ereignissen ist die Schwerpunktsenergie des ep-Systems durch die Abstrahlung hochenergetischer Photonen im Anfangszustand verringert, so daß die Erschließung eines neuen kinematischen Bereiches und die Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_L

$$F_L(x,Q^2) = \frac{R}{R+1} F_2(x,Q^2) \tag{1.29}$$

bereits bei einer festen HERA-Energie möglich ist. Für die Messung der Wirkungsquerschnitte bei HERA wurde bisher ein realistischer Wert von R aus theoretischen QCD-Rechnungen angenommen.[7] R weist je nach x, Q^2-Intervall Werte zwischen 0.15 und 0.42 (siehe [H1C93c]) auf.

Die Strukturfunktion F_2 kann im Quark-Parton-Modell als Summe der Verteilungsfunktionen $q_f(x,Q^2)$ und $\bar{q}_f(x,Q^2)$, die die Wahrscheinlichkeitsdichten eines Quarks bzw. Antiquarks eines bestimmten Flavours mit Impulsanteil x im Proton angeben, ausgedrückt werden. Für kleine Q^2 wird F_2 zur rein elektromagnetischen Strukturfunktion ${F_2}^{em}$ und läßt sich gemäß

$${F_2}^{em}(x,Q^2) = x \sum_f e_f^2 \left[q_f(x,Q^2) + \bar{q}_f(x,Q^2) \right], \tag{1.30}$$

mit der flavourabhängigen Quarkladung e_f schreiben.

Die theoretische Beschreibung der Impulsverteilungsfunktionen (Partonverteilungen) basiert auf der Parametrisierung der x-Abhängigkeit bei einem festen Q_0^2 von 4-5 GeV^2. Durch störungstheoretische QCD-Berechnungen werden dann die Partonverteilungen zu höheren Q^2-Werten extrapoliert.

Zur Parametrisierung der x-Abhängigkeit der Partonverteilungen gibt es verschiedene Ansätze, die alle existierenden Daten gut beschreiben, aber in der Extrapolation zu kleinen x stark differieren [Glu90], [Mar93], [Mar93a], [Mar93b]. Erste Ergebnisse der F_2-Bestimmung bei HERA aus den Meßdaten von 1992 [H1C93d], [H1C93c] ,[H1C93e], zeigen, in guter Übereinstimmung mit der GRV- und der MRSD$^-$-Parametrisierung [H1C93c], einen steilen Anstieg von F_2 mit abnehmendem x. Außerdem konnte ein schwacher linearer Anstieg der Strukturfunktion F_2 mit zunehmendem $\ln Q^2$ gemessen und damit die Verletzung des Skalenverhaltens[8] von F_2 festgestellt werden [H1C93e].

1.3 Photoproduktion

Photoproduktions-Ereignisse treten mit der höchsten Rate aller ep-Prozesse bei HERA auf. Daher müssen sie erkannt und bei der Datenaufnahme stark reduziert werden. Aufgrund des geringen Q^2 des abgestrahlten, quasireellen Photons wird das gestreute Elektron bei Photoproduktionsereignissen nur sehr schwach abgelenkt und verläuft im Strahlrohr bzw. deponiert seine Energie im Elektrondetektor des Luminositätssystems, das in Abschnitt 2.1 kurz beschrieben wird.

Anhand der Photoproduktionsereignisse läßt sich die Strukturfunktion des Photons messen, bzw. der partonische Inhalt des Photons erforschen. Erste Untersuchungen zeigen einen Anstieg des totalen γp-Wirkungsquerschnitts mit zunehmender Schwerpunktsenergie des γp Systems, sowie Hinweise auf eine Streuung an partonischen Bestandteilen des Photons [Col93], [Kra93], [Kra93a].

---

[6] Unter Vernachlässigung des Wirkungsquerschnittes der longitudinalen Polarisation wird Gl. 1.27 zur Callan-Gross-Relation $2xF_1(x,Q^2) = F_2(x,Q^2)$.

[7] Der zu erwartende Fehler der Bestimmung von R mit Hilfe radiativer Ereignisse hat bei einer integrierten Luminosität von $200pb^{-1}$ einen systematischen Anteil von 5-20% und einen statistischen Anteil von 20% [Fle94]. Die Analyse der radiativen Ereignisse des Jahres 1992 basiert auf einer integrierten Luminosität von $23nb^{-1}$ und kann daher nicht zur Bestimmung von F_L verwendet werden.

[8] Die Hypothese des Skalenverhaltens besagt, daß im Grenzfall $\nu \to \infty$ und $Q^2 \to \infty$ die Strukturfunktionen nur noch von der dimensionslosen Variablen x abhängen.

Kapitel 2

Der Aufbau des H1-Detektors

Der H1-Detektor [H1C93b], in dem die Elektronen und Protonen in einem gemeinsamen Strahlrohr frontal zur Kollision gebracht werden, ist wegen der unterschiedlichen Energien des Elektronen- und Protonenstrahles[1] asymmetrisch bezüglich der Strahlachse aufgebaut (siehe Abb. 2.1).

Zur geometrischen Beschreibung des H1-Detektors existieren folgende Konventionen:

- Der Ursprung des H1-Koordinatensystems liegt im nominellen Wechselwirkungspunkt.
- Die x-Richtung bildet mit der y-Richtung (vertikal nach oben) und der z-Richtung (Richtung des Protonenstrahles) ein rechtshändiges Koordinatensystem, weist also in den HERA-Ring hinein.
- Die Winkel θ und ϕ sind der Polar- und Azimutalwinkel des oben beschriebenen kartesischen Koordinatensystems. Der Streuwinkel des Elektrons wird also per Definition bezüglich der Richtung des Protonenstrahles angegeben (siehe Abb. 1.1 auf Seite 6).

Das Strahlrohr weist im Bereich des H1-Detektors einen Radius von $9.5\,cm$ auf. Die Elektron-Proton-Wechselwirkungen finden im Strahlrohr in einem Bereich von $z \approx \pm 50\,cm$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt (WWP) des H1-Detektors statt.

Radial anschließend an das Strahlrohr befinden sich Spurdetektoren zur Orts- und Impulsbestimmung geladener Teilchen. Man unterscheidet im Zentralbereich des Detektors zwischen einer inneren Proportionalkammer (CIP), einer inneren Driftkammer zur Bestimmung der z-Koordinate eines Teilchens „z-Kammer“ (CIZ), einer Vieldraht-Proportionalkammer (CJC1), einer äußeren Proportionalkammer (COP), einer äußeren z-Kammer (COZ) und einer äußeren Vieldraht-Proportionalkammer (CJC2).[2] Im Vorwärtsbereich befindet sich die aus drei Supermodulen mit je einer planaren Driftkammer, einer Vieldraht-Proportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsdetektor und einer radialen Driftkammer aufgebaute Vorwärtsspurkammer (FTD) und im Rückwärtsbereich eine Vieldraht-Proportionalkammer (BPC).[3]

Kalorimeter zur Energiebestimmung der Reaktionsprodukte aus der tief unelastischen Elektron-Proton-Streuung umgeben die Spurkammern.

Das Flüssig-Argon Kalorimeter (LAr)[4], das innerhalb eines Kryostaten auf einer Temperatur von $90\,K$ gehalten und daher auch als „kaltes“ Kalorimeter bezeichnet wird, besteht aus „elektromagnetischen“ Modulen mit einer Samplingstruktur aus flüssigem Argon

---

[1] Der Schwerpunkt des Elektron-Proton Systems bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von 0.937c in Richtung des einlaufenden Protonenstrahles.

[2] CIP,(COP) = **C**entral **I**nner (**O**uter) **P**roportional Chamber, CJC1,(CJC2) = **C**entral **J**et **C**hamber 1 (2) CIZ,(COZ) = **C**entral **I**nner (**O**uter) **Z**-Chamber

[3] FTD = **F**orward **T**rack **D**etector, BPC = **B**ackward **P**roportional **C**hamber

[4] LAr= **L**iquid **Ar**gon (Calorimeter)

Abb. 2.1: **Der H1-Detektor** *(aus [H1C89])*
Der H1-Detektor besitzt die Abmessungen $12\,m \times 10\,m \times 15\,m$ und hat ein Gesamtgewicht von ca. $2800t$. Er ist aus folgenden Komponenten aufgebaut: $\boxed{1}$ Strahlrohr und Strahlmagnete $\boxed{2}$ Zentrale Spurkammern $\boxed{3}$ Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodule $\boxed{4}$ Elektromagnetisches Flüssig-Argon-Kalorimeter $\boxed{5}$ Hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter $\boxed{6}$ Supraleitende Spule (1.15 T) $\boxed{7}$ Kompensationsmagnet $\boxed{8}$ Helium-Kälteanlage $\boxed{9}$ Myonkammern $\boxed{10}$ Instrumentiertes Eisenjoch (Eisenplatten und Streamerkammern) $\boxed{11}$ Myon-Toroid-Magnet $\boxed{12}$ Elektromagnetisches Rückwärts-Kalorimeter BEMC $\boxed{13}$ Plug-Kalorimeter $\boxed{14}$ Betonabschirmung $\boxed{15}$ Flüssig-Argon-Kryostat

und Blei, und „hadronischen“ Modulen, mit einer Samplingstruktur aus flüssigem Argon und Eisen. Entlang der z-Richtung ist das LAr-Kalorimeter in acht Segmente („Ringe“) unterteilt, die in ϕ-Richtung wiederum in 8 Oktanden unterteilt sind und in der H1-Software mit wachsender z-Koordinate von 0 bis 7 durchnumeriert werden. Bis auf den nullten Ring (BBE), der nur einen elektromagnetischen Teil besitzt und den siebten Ring, der nur aus hadronischen Kalorimetermodulen besteht, sind alle Ringe konzentrisch aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Teil aufgebaut. Die Samplingschichten des BBE und des vierten bis siebten Ringes sind vertikal orientiert, während die Samplingschichten des ersten bis dritten Ringes parallel zum Strahlrohr verlaufen. Der elektromagnetische Teil des LAr-Kalorimeters weist, vom WWP aus gesehen, für alle Polarwinkel zwischen 4° und 150° mehr als 20 Strahlungslängen (X_0) an Detektormaterial auf. Ein vom WWP kommendes, hochenergetisches Hadron findet im hadronischen Teil des LAr-Kalorimeters zwischen 4 und 8 hadronische Wechselwirkungslängen (λ) vor. Im Vorwärtsbereich ab $\theta < 53°$ ist die Anzahl der Strahlungslängen an Kalorimetermatial stets größer als $6\,\lambda$.

Für den Winkelbereich von $\theta = 0.7°$ bis $\theta = 3.3°$ wird das LAr-Kalorimeter durch ein Kupfer-Silizium-Sampling-Kalorimeter mit einer Tiefe von $4.25\,\lambda$ ergänzt.

Im Rückwärtsbereich des H1-Detektors befindet sich das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter (BEMC), ein Blei-Szintillator-Sampling-Kalorimeter mit einer Tiefe von $21.6\,X_0$ [Fle93] und vertikal orientierten Samplingschichten, das den Winkelbereich von $\theta = 151.4°$ bis $\theta = 176.5°$ abdeckt.

Alle bisher beschriebenen Detektorkomponenten befinden sich innerhalb eines supraleitenden Magneten mit einem homogenen axialen Magnetfeld von $1.15\,T$.

Zur Messung des aus dem LAr-Kalorimeter austretenden Energieanteils hadronischer Schauer, zum Nachweis von Myonen und zur Rückführung des Magnetfeldes dient ein mit Streamerkammern instrumentiertes Eisenjoch, das oft auch Tailcatcher (TC) genannt wird.

Im Rückwärtsbereich des H1-Detektors, vom WWP aus gesehen hinter dem BEMC, befindet sich das Time of Flight System (ToF). Es besteht aus zwei Szintillatorebenen, in denen der Zeitpunkt von Teilchendurchgängen gemessen wird, um Untergrundereignisse von ep-Streuereignissen zu unterscheiden.[5] Zum Zwecke der Online-Untergrundüberwachung sind außerhalb des Eisenjoches, hinter einer drei Meter starken Betonwand, bei $z = -6.5\,m$ und $z = -8.1\,m$ zwei weitere Szintillatorebenen (Vetowände) installiert, deren Zeitinformationen außerdem noch für bestimmte Subtrigger verwendet werden.

Zur Bestimmung der Luminosität sowie zur Messung der Energie von unter kleinem Winkel gestreuten Elektronen und Photonen, dient ein System aus einem Elektronendetektor bei $z = -33.4\,m$ und einem Photondetektor bei $z = -102.9\,m$. Vor dem Photondetektor befinden sich - zum Schutz vor Synchrotonstrahlung - ein 2 X_0 dicker Bleiabsorber, gefolgt von einem Wasser-Čerenkovzähler mit einer Dicke von 1 X_0. Der Wasser-Čerenkovzähler kann als Veto benutzt werden, um Ereignisse auszuwählen, bei denen die Bremsstrahlungsphotonen den Bleiabsorber ohne Wechselwirkung durchquert haben. Die Bestimmung der Luminosität erfolgt mit Hilfe des bekannten Wirkungsquerschnittes für Bethe-Heitler-Ereignisse ($ep \rightarrow ep\gamma$ [Bet34]).

---

[5] Die Elektronen und Protonen kreisen bei HERA in sogenannten „Bunches“ (Paketen) mit einem Abstand von $96\,ns$ zwischen zwei aufeinanderfolgenden Paketen.

2.1 Zentraler Spurdetektor und Rückwärtsbereich des H1-Detektors

Die für diese Arbeit wichtigen Detektorkomponenten, der zentrale Spurdetektor und die Kalorimeter im Rückwärtsbereich des H1-Detektors sowie der Trigger des H1-Detektors, werden im folgenden näher beschrieben.

2.1.1 Der zentrale Spurdetektor

Der zentrale Spurdetektor besteht aus zwei konzentrischen Driftkammern, von denen die innere (CJC1) aus 30 Driftzellen mit je 24 Auslesedrähten und die äußere (CJC2) aus 60 Driftzellen mit je 32 Auslesedrähten besteht. Alle Auslesedrähte verlaufen parallel zur Strahlachse. Die Driftzellen sind um 40° (CJC1) bzw. 35° (CJC2) bezüglich der radialen Richtung geneigt, damit ein vom WWP kommendes Teilchen keine längere Strecke durch das passive Material zwischen zwei Driftzellen zurücklegen kann.

Aus der Krümmung der mit dem zentralen Spurdetektor gemessenen Teilchenspur im Feld des H1-Magneten läßt sich der Transversalimpuls und die Ladung des Teilchens errechnen. Zusätzlich wird mit dem zentralen Spurdetektor auch der spezifische Energieverlust dE/dx bestimmt und zur Teilchenidentifikation benutzt. Weitere Angaben zur CJC1 und CJC2 und den anderen im folgenden beschriebenen Spurkammern werden in Tab. 2.1 aufgeführt.

Zur Bestimmung der z-Koordinate werden zwei weitere Driftkammern (CIZ und COZ) mit einem Driftfeld entlang der z-Achse verwendet, bei denen die Auslesedrähte senkrecht zur Strahlrichtung, in ϕ segmentiert, auf konzentrischen Poligonflächen um die z-Achse verlaufen.

Die beiden Proportionalkammern CIP und COP liefern ein hinreichend genaues Zeitsignal, das die Zuordnung einer Spur zu einem bestimmten Zusammentreffen zweier Teilchenpakete („Bunchcrossing“) ermöglicht. Außerdem wird die schnelle Ortsinformation von CIP und COP zur Rekonstruktion geladener Teilchenspuren im L1-Trigger benutzt.

	θ_{min} (°)	θ_{max} (°)	$\sigma_{r\phi}$ (mm)	σ_z (mm)	σ_κ (m^{-1})	σ_ϕ (°)	σ_{dca} (mm)	σ_θ (°)	$\sigma_{dE/dx}$ (%)
CIP	9	172	-	-	-	-	-	-	-
CIZ	15.5	169.5	58	0.20	-	7.2	-	-	-
CJC1	22	157	0.17	22	$3 \cdot 10^{-3}$	0.1	0.42	1.2	10
COZ	25	156	28	0.26	-	8.6	-	-	-
COP	26	155	-	-	-	-	-	-	-
CJC2	37	142	0.17	22	$3 \cdot 10^{-3}$	0.1	0.42	1.2	10

Tab. 2.1: **Wichtige Parameter des zentralen Spurdetektors**
Die angegebenen Winkel beziehen sich jeweils auf den maximalen Radius und die minimale bzw. maximale z-Koordinate des aktiven Volumens der einzelnen Spurdetektoren. κ bezeichnet den Kehrwert des Krümmungsradius einer gemessenen Teilchenspur und σ_{dca} gibt den Fehler des rekonstruierten, minimalen Abstandes einer Teilchenspur von der z-Achse an.

2.1.2 Die rückwärtige Proportionalkammer BPC

Die BPC ist eine Vieldraht-Proportionalkammer, bestehend aus fünf graphitbeschichteten Kathodenebenen und vier jeweils um einen Winkel von 45° gegeneinander gedrehten Anodenebenen, von denen jede parallele Auslesedrähte im Abstand von $0.25\,cm$ aufweist. Sie

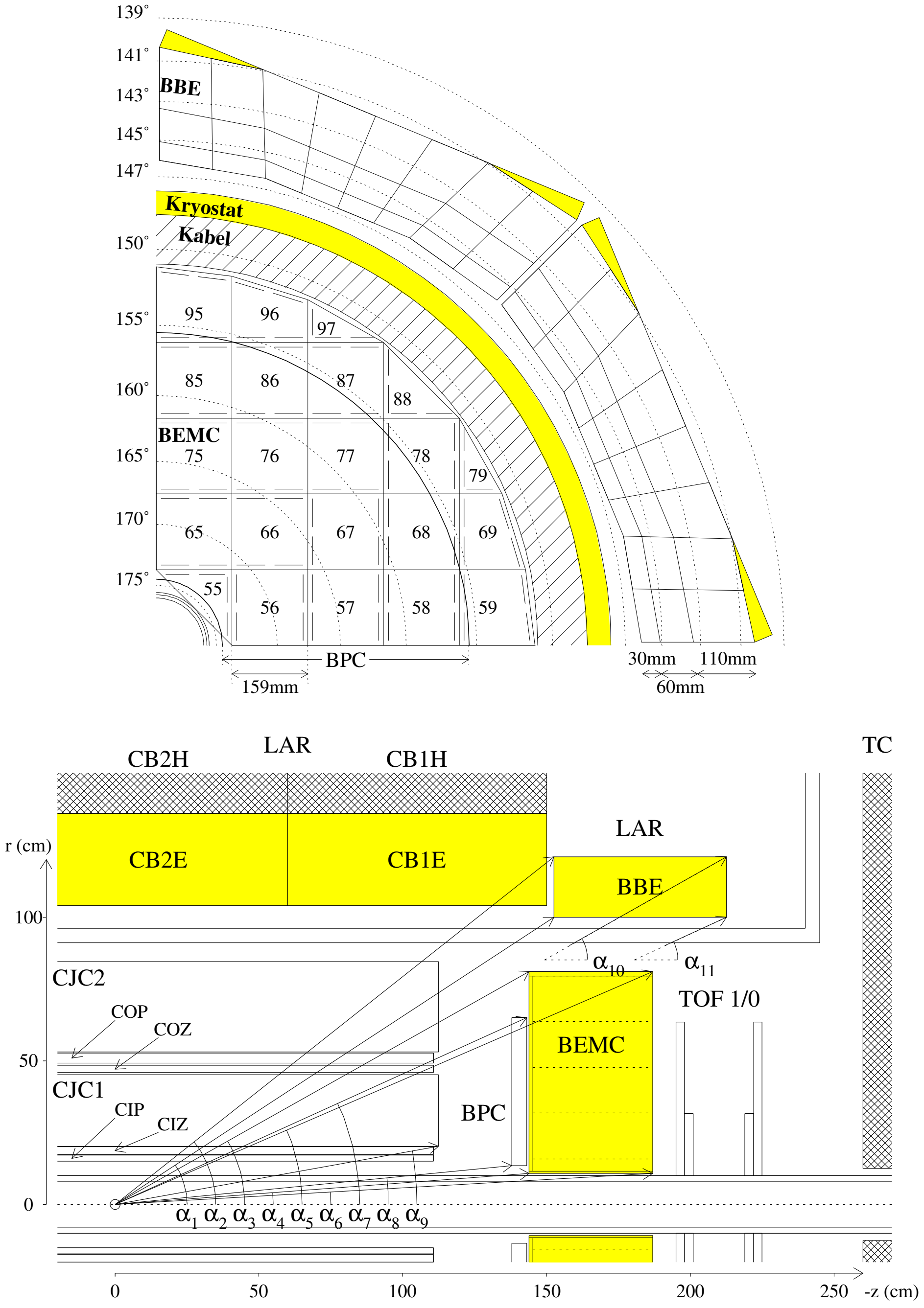


Abb. 2.2: **Der Rückwärtsbereich des H1-Detektors**
oben: Quadrant des Rückwärtsbereiches des H1-Detektors vom WWP aus gesehen. Zwischen BEMC und BBE befinden sich die Wand des Kryostaten und Kabel des Zentraldetektors sowie der BPC. Ebenfalls eingezeichnet ist die Segmentierung des BEMC- und des BBE-Kalorimeters und der von der BPC abgedeckte Winkelbereich. Die angegebenen Winkel beziehen sich für $150° < \theta < 175°$ auf die Frontplatte des BEMC, für $\theta < 150°$ auf die Vorderseite des BBE.
unten: Seitenansicht des Rückwärtsbereiches des H1-Detektors. Mit $\theta_i = 180° - \alpha_i, i = 1, .., 11$ sind folgende Detektorgrenzwinkel eingezeichnet:

CJC	BPC	BEMC	BBE
$\theta_9 = 169.77°$	$\theta_7 = 155.56°$	$\theta_3 = 150.63°$	$\theta_1 = 146.75°$
	$\theta_8 = 174.41°$	$\theta_4 = 175.73°$	$\theta_2 = 141.55°$
		$\theta_5 = 156.56°$	$\theta_{10} = 150.34°$
		$\theta_6 = 176.71°$	$\theta_{11} = 154.80°$

ist die einzige Proportionalkammer des H1-Detektors, bei der die Kathodenplatten keine Segmentierung besitzen und die Anodendrähte ausgelesen werden. Das sensitive Volumen der BPC deckt den Bereich von $r = 13.5\,cm$ bis $r = 65\,cm$ ab und befindet sich im Abstand $z = -142.5\,cm$ bis $z = -139.3\,cm$ vom WWP des H1-Experimentes. Damit überdeckt die BPC den Polarwinkelbereich von 155.5° bis 174.5° vollständig. Für hochenergetische Elektronen liegt die Effizienz pro BPC-Segment im Mittel bei 87 %.

Die BPC hat für den Rückwärtsbereich die Aufgabe, geladene Teilchen nachzuweisen und ihren Durchgangsort zu messen. Als Kriterium für einen Teilchendurchgang wurden im Jahr 1992 drei in Koinzidenz ansprechende Ebenen gefordert. 1993 wurden auch nur zwei koinzidente Ebenen akzeptiert, wenn zusätzlich eine Spur in der zentralen Spurkammer gefunden wurde, die innerhalb eines Umkreises von $10\,cm$ auf den BPC-Treffer weist.

Die Ortsinformation aus der BPC wird unter anderem dazu benötigt, Korrekturen an der mit dem BEMC gemessenen Energie aufgrund von passivem Material vor und zwischen den Modulen des BEMC durchzuführen.

2.1.3 ToF und Veto-Wände

Das Time of Flight System (ToF) des H1 Detektors besteht aus zwei $3\,cm$ dicken, senkrecht zum Strahlrohr angebrachten Szintillatorebenen[6] bei $z = -1.95\,m$ und $z = -2.25\,m$. Beide Szintillatorebenen werden jeweils durch eine Bleiplatte von $6.5\,mm$ Dicke (ca. $1.1\,X_0$) gegen Synchrotonstrahlung abgeschirmt. Die näher am WWP gelegene Szintillatorplatte ist schachbrettartig aus 16 Modulen mit den Abmessungen $317 \times 317\,mm^2$ aufgebaut, während die entferntere aus acht Modulen mit den Abmessungen $317 \times 634\,mm^2$ besteht. Die Module des ToF werden durch spezielle Photomultiplier (PM) mit Transmissionsdynoden ausgelesen, die auch in einem Magnetfeld von $1.15\,T$ stabil arbeiten. Die Zeitauflösung eines einzelnen Zählers liegt bei ca. $2\,ns$, die des gesamten ToF-Systems beträgt $4\,ns$.

Die Aufgabe des ToF besteht darin, Untergrundteilchen, die parallel mit dem Protonenstrahl in den Detektor gelangen, anhand des gemessen Durchgangszeitpunktes zu erkennen. Diese Untergrundteilchen entstehen in der Wechselwirkung der Protonen mit der Strahlrohrwand oder dem Restgas im Strahlrohr und kommen im Mittel[7] um $13\,ns$ früher an den Szintillatorebenen an, als die Reaktionsprodukte aus der zugehörigen ep-Streuung. Zu diesem Zweck unterscheidet man drei Zeitfenster die mit „background“ (BG), „interaction“ (IA) und „ToF-global“ (TG) bezeichnet werden. Das „background“-Zeitfenster beginnt $18\,ns$ vor dem Schwerpunkt der Untergrundverteilung und hat eine Länge von $25\,ns$. Das „interaction“-Zeitfenster hat eine Länge von $13.1\,ns$ und beginnt $1\,ns$ nach dem „background“-Zeitfenster. BG- sowie IA-Zeitfenster liegen innerhalb des $92\,ns$ breiten „ToF-global“-Zeitfensters. Mit der Forderung, daß kein Signal in dem BG-Zeitfenster vorliegen darf ($\overline{BG}$), reduziert sich die Gesamttriggerzählrate um 99 %.

Zusätzlich zum ToF befinden sich bei $z = -6.5\,m$ und $z = -8.1\,m$ zwei weitere Szintillatorwände mit jeweils zwei Szintillatorebenen. Die größere, näher zum WWP gelegene Vetowand deckt mit einer Fläche von $5 \times 4\,m^2$ nahezu die gesamte Querschnittsfläche des Flüssig-Argon-Kalorimeters ab. Die beiden Vetowände dienen zur Online-Überwachung und zum Studium der Untergrundverhältnisse nach jeder neuen Strahlfüllung und während der Messungen. Zwischen den Szintillatorwänden und dem H1-Detektor befindet sich eine $3\,m$ dicke Betonwand, die den Detektor gegen niederenergetische, zum Protonenstrahl parallele Untergrundstrahlung abschirmt.

---

[6] Als Szintillatormaterial wird NE102A Plastikszintillator verwendet.

[7] Die Länge der Elektronenbündel ist hierbei vernachlässigbar, die Protonen eines Protonenbündels weisen jedoch eine zeitliche Verteilung mit einer Halbwertsbreite von 2 bis $3\,ns$ auf.

2.1.4 Das BBE-Kalorimeter

Das BBE überdeckt einen Polarwinkelbereich von 144.8°bis 154.8°[Bor92]. Die Energieauflösung des BBE läßt sich schreiben als $\sigma(E)/E = \sqrt{A^2/E + B^2/E^2 + C^2}$ (mit E in GeV), wobei $A = 9.4\%$ den Samplingterm, $B = 22.9\%$ das Rauschen der Elektronik und $C = 1.1\%$ einen konstanten Term darstellt. Die Absolutkalibration des BBE liegt bei 1.5% [Bor92]. Das BBE ist bezüglich des Azimutalwinkels in Oktanden unterteilt, die jeweils einen Winkelbereich von 45°abdecken.

Jeder BBE-Oktand ist in 120 Auslesezellen segmentiert. Acht gleich große Bereiche in ϕ-Richtung sind in jeweils fünf Bereiche in z-Richtung mit jeweils drei Segmenten in radialer Richtung (mit den Höhen $3\,cm, 6\,cm$ und $11\,cm$ von innen nach außen, siehe Abb. 2.2) unterteilt. Insgesamt besitzt das BBE 960 Auslesekanäle, das entspricht 3.1 % der insgesamt 30784 elektromagnetischen Kanäle des LAr-Kalorimeters.

Ein Oktand besteht aus einer Samplingstruktur mit 39 Samplingschichten, die jeweils aus einer Hochspannungs- und einer Ausleseplatte, zwischen denen sich flüssiges Argon als aktives Detektormaterial befindet, aufgebaut sind. Die Hochspannungs- und Ausleseplatten enthalten jeweils Blei[8] als Absorbermaterial und besitzen eine Dicke von $2.4\,mm$. Die Bleiplatten werden durch Distanzscheiben aus G10-Material auf einen Abstand von $2.35\,mm$ gehalten. An den Hochspannungsplatten ist eine Spannung von $1.5\,kV$ angelegt,[9] während auf den geerdeten Bleikern der Ausleseplatten beidseitig kupferbeschichtete G10-Platinen geklebt sind. Der verwendete Klebstoff Prepreg dient zur elektrischen Isolation der Platinen gegenüber dem Bleikern. Die Kupferbeschichtung der G10-Platinen zeigt, auf der dem Blei abgewandten Seite, die in Abb. 2.2 dargestellte Segmentierung in r und ϕ. Auf der anderen Seite sind die Leiterbahnen zur Auslesung der einzelnen Segmente in die Kupferbeschichtung geätzt.

2.2 Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter (BEMC)

Das BEMC befindet sich in einem Abstand von $144\,cm$ in Elektronenrichtung vom WWP des H1-Experimentes. Es weist eine sensitive Länge von 21.6 elektromagnetischen Strahlungslängen (X_0) und 0.98 hadronischen Wechselwirkungslängen (λ) [Fle93] auf und überdeckt vom WWP aus gesehen den Winkelbereich von $\theta = 151.4°$ bis $\theta = 176.5°$. Für $\theta < 154.8°$ gibt es eine gemeinsame Überdeckung mit dem BBE. Die Energieauflösung des BEMC läßt sich schreiben als $\sigma(E)/E = \sqrt{A^2/E + B^2/E^2 + C^2}$ (mit E in GeV), wobei $A = 8.8\%$ den Samplingterm, $B = 11.9\%$ das Rauschen der Elektronik und $C = 1.1\%$ einen konstanten Term darstellt [Kas94]. Durch die Auslese jedes Modules über mehrere Wellenlängenschieber wird mit dem BEMC eine Ortsauflösung in der Größenordnung von $1\,cm$ erreicht. Die Genauigkeit der absoluten Energiekalibration des BEMC lag für die Messungen des Jahres 1992 bei 3%.

Das BEMC ist in 88 Module unterteilt, die sich in einer Aluminiumtonne mit den Innendurchmessern von 21.5 und $23.3\,cm$ und den Außendurchmessern von 159.0 und $162.1\,cm$ befinden (siehe Abb. 2.3). 56 der 88 Module sind von quadratischem Querschnitt, am Strahlrohr und im Außenbereich des BEMC werden zur besseren Anpassung an die Kreisform auch Module mit trapezförmigem und dreieckigem Querschnitt verwendet. An der Vorderseite der Aluminiumtonne ist eine $1.3\,cm$ starke Aluminiumplatte befestigt, die 88 Bohrungen mit einem Durchmesser von $2\,cm$ aufweist. In diese Bohrungen sind die Module, mittels eines Zentrierzapfens mit den gleichen Abmessungen der in die Frontplatte jedes Moduls integriert ist, eingehängt. Die Verkabelung erfolgt an der Rückseite der Module, durch 24-polige Twisted-Pair-Kabel vom Typ Fileca, die die Spannungsversorgung der Modulelektronik, die Bias-Spannung der Dioden, die Testpulserzuleitung und

---

[8] Zur Erhöhung der mechanischen Stabilität sind dem Blei 1.5% Antimon beigemischt.

[9] Dies entspricht einem elektrischen Feld von $650\,V/mm$.

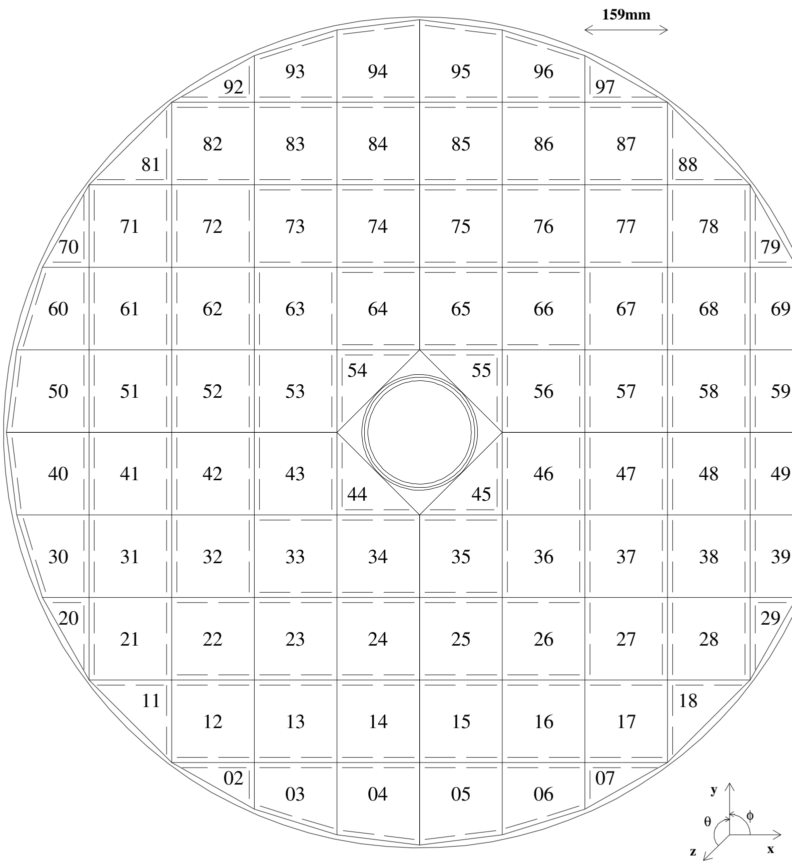


Abb. 2.3: **Anordnung der Module des BEMC**
Das BEMC besteht aus 88 Modulen, von denen 56 Module quadratischem Querschnitt haben. Am Strahlrohr und im Außenbereich des BEMC wurden zur besseren Anpassung an die Kreisform dreieckige- oder trapezförmige Module eingesetzt. Die Position der langen Wellenlängenschieber (WLS) ist eingezeichnet. Diese wurde, sofern möglich, so gewählt, daß ein vom Wechselwirkungspunkt des H1-Detektor auf den WLS treffendes Teilchen nur einen kurzen Weg im WLS zurücklegt.

die Signalauslese innerhalb eines einzigen Kabels ermöglichen. An der Rückseite werden die Module mit einer speziellen Tragestruktur aus Aluminium gehalten, die Durchläße für die Kabel sowie für die Glasfasern des Lasermonitorsystems besitzt.

Das BEMC hat eine Länge von $43.9\,cm$ und wiegt inklusive aller Module ca. $3000\,kg$.

2.2.1 Die Module des BEMC

Insgesamt unterscheidet man im BEMC 8 verschiedene Modultypen, von denen drei die spiegelbildliche Variante anderer Modultypen darstellen (Tab. 2.2). Die verschiedenen Modultypen werden mit den Buchstaben A bis E und einer zusätzlichen Ziffer (1 oder 2) bei Modulen, von denen es zwei spiegelbildliche Varianten gibt, bezeichnet.

Zur Unterscheidung verschiedener Module werden entweder die in Tab. 2.2 angegebenen Produktionsnummern oder die in Abb. 2.3 verwendeten Modulnummern, die sich aus der Position der Module im BEMC ergeben, verwendet.

Die Module des BEMC besitzen eine Samplingstruktur aus 50 Szintillatorplatten[10] mit einer Dicke von $4\,mm$ und 49 Bleiplatten[11] mit einer Dicke von $2.5\,mm$ (siehe Abb. 2.4). Zwischen jeder Szintillator- (Blei-) und Blei- (Szintillator-) Platte, sowie auch vor der ersten und hinter der letzten Szintillatorplatte, befindet sich eine Lage Tyvec-Papier, mit aufgedruckten Abschattungsstrukturen zur Verbesserung und Homogenisierung der Lichtausbeute über die Fläche der Platte [Eis90],[Esc91],[Cla92]. Die Szintillatorplatten werden über seitlich angebrachte Wellenlängenschieber[12] (WLS) mit einer Dicke von $3\,mm$ ausgelesen, auf deren hinterer Stirnseite Photodioden[13] aufgeklebt sind. Als Klebstoff wurde ein transparenter Zweikomponentenkleber[14] verwendet, der die optische Ankopplung nicht beeinträchtigt. Alle nicht ausgelesenen Kanten der Szintillatorplatten sowie die dem Szintillator abgewandte Seite der WLS werden von einem, mit Schattenstrukturen versehenen Reflektor aus Tyvec-Papier überdeckt (siehe Abb. 2.5).

Die quadratischen Module und die großen Trapez-Module werden jeweils von 6, die kleinen Trapez- und großen Dreieck-Module jeweils von 4 und die kleinen Dreieck-Module nur von 3 Wellenlängenschiebern ausgelesen. Die Energiemessung erfolgt bei allen Modulen mit den „langen“ WLS (1 bis 4), die die ganze Länge der Module überdecken und jeweils von einer Photodiode ausgelesen werden. Die quadratischen Module und die großen Trapez-Module besitzen zusätzlich „kurze“ WLS (5 und 6), die die hinteren 15 der 50 Szintillatorplatten eines Moduls mit jeweils zwei parallel geschalteten Dioden auslesen und zur Elektron-Pion-Separation herangezogen werden [Lip91]. Jeweils zwei lange WLS werden durch eine Vorrichtung aus Aluminium gehalten, so daß ihre optische Isolierung voneinander gewährleistet und ihre Lage fixiert ist. Die Samplingstruktur inklusive der WLS mit Halterung und des Reflektorpapieres sind mit einer lichtdichten Schrumpffolie[15] überzogen und von einem dünnwandigen Metallkasten aus $0.2\,mm$ starkem Stahlblech umgeben. Der Metallkasten ist vorderseitig an einer $8\,mm$ starken Aluminiumplatte verschraubt und gewährleistet rückseitig festgespannt die mechanische Festigkeit gegen eine seitliche Verschiebung der Samplingschichten.

Die letzte Szintillatorplatte wird von einer $8\,mm$ starken Aluminiumplatte abgedeckt, auf der sich die Platine mit den Vorverstärkern und Kabeltreibern für die Photodiodensignale befindet. Die Platte besitzt zwei Bohrungen für die Quarzglasfasern des Lasermo-

---

[10] SCSN38, Firma KYOVA-GAS, Japan

[11] Genau genommen handelt es sich um ein Gemisch aus 94 Vol. % Blei und 6 Vol. % Antimon.

[12] Y-7, Firma KYOVA-GAS, Japan. Ein spiralförmig mit ca. $2\,cm$ Windungsabstand um den Wellenlängenschieber gewickelter Nylonfaden mit $0.3\,mm$ ø gewährleistet einen Luftspalt zwischen Szintillator und WLS.

[13] Hamamatsu S2575

[14] Stycast a& b, Firma Grace & Co., Hanau

[15] Tedlar-Folie der Firma Krempel, Vaihingen/Enz

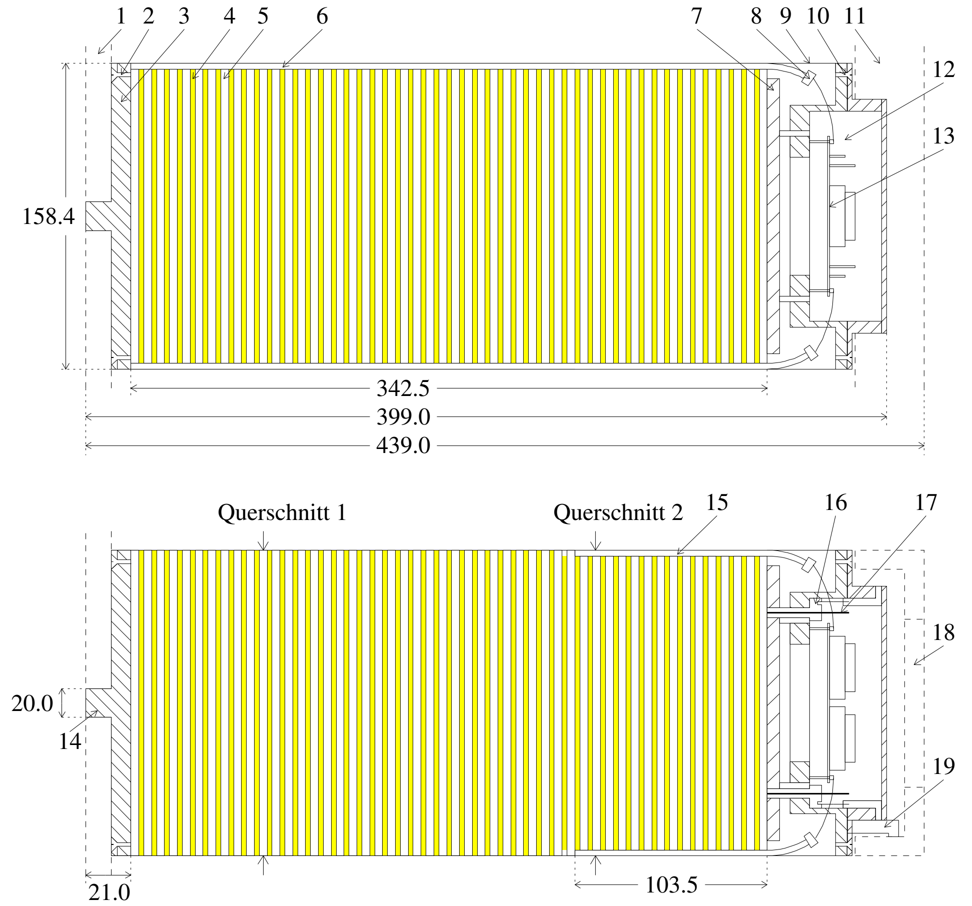


Abb. 2.4: **Samplingstruktur der Module des BEMC**
Nur die quadratischen Module und die großen Trapez-Module weisen die eingezeichneten kurzen Wellenlängenschieber auf. Alle angegebenen Abmessungen sind in *mm*. Die mit Querschnitt 1 und Querschnitt 2 bezeichneten Pfeile verdeutlichen die Position der in Abb. 2.5 dargestellten Querschnitte.

1) Frontplatte der Halterungstonne
2) vordere Befestigungsschraube
3) Al-Frontplatte
4) Bleiplatte
5) Szintillatorplatte
6) langer Wellenlängenschieber
7) Al-Rückplatte
8) Photodiode
9) 0.2 mm Stahlkasten
10) hintere Befestigungsschraube
11) Halterungs-U-Profil
12) Elektronikgehäuse
13) Platine mit Vorverstärker und Kabeltreiber
14) Zentrierzapfen
15) kurzer Wellenlängenschieber
16) Stecker zur Glasfaserankopplung
17) Glasfaser
18) Halterungs-U-Profil
19) Halterungsbolzen

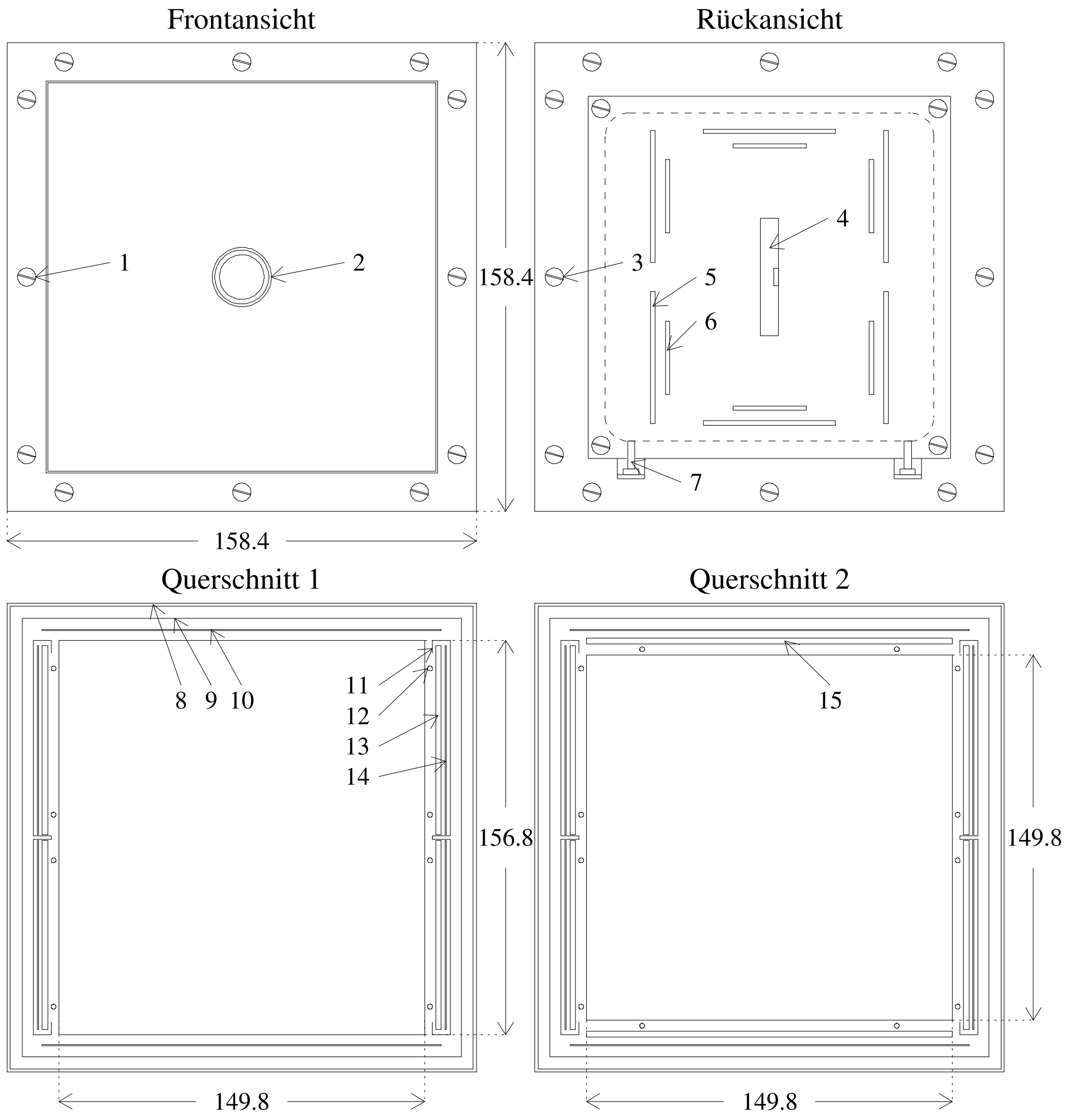


Abb. 2.5: **Aufbau eines quadratischen BEMC Moduls**
Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu, alle angegebenen Abmessungen sind in *mm*. Die Position der Querschnitte ist in Abb. 2.4 dargestellt. Der Aufbau der nicht-quadratischen Module ist, abgesehen von der unterschiedlichen Querschnittsform, analog zum Aufbau der quadratischen Module, wobei die kleinen Trapez-Module sowie die großen und kleinen Dreieck-Module keine kurzen Wellenlängenschieber besitzen.

1) vordere Befestigungsschraube 2) Zentrierzapfen
3) hintere Befestigungsschraube 4) Steckerleiste
5) Kabeltreiber 6) Vorverstärker
7) Halterungsbolzen 8) 0.2 mm Stahlgehäuse
9) Schrumpfschlauch 10) Reflektorpapier
11) Halterung für die WLS 12) Nylonfaden
13) langer Wellenlängenschieber 14) Reflektorpapier
15) kurzer Wellenlängenschieber

nitorsystems, die die Einkopplung von Licht in die letzte Szintillatorplatte ermöglichen.[16] Die Glasfaserenden sind mit Messingsteckern in ca. $1\,mm$ Abstand zur Szintillatorplatte fixiert, die durch Druckkopplung mit Hilfe einer Spannfeder in die Durchlässe gepreßt werden.

2.2.2 Die BEMC-Ausleseelektronik

Modulelektronik Die Umwandlung des in den WLS gesammelten Lichtes in elektrische Signale erfolgt durch Silizium-Dioden[17] (PD), die eine sensitive Fläche von $3 \cdot 0.34\,cm^2$ aufweisen. Die Photodioden werden mit einer Bias-Spannung von ca. $30\,V$ in Sperrichtung betrieben, bei der die Übergangskapazität $80\,pF$ beträgt.

Die Photodiodensignale werden durch ladungsempfindliche Vorverstärker (VV) integriert und ca. um den Faktor 10^2 verstärkt. Zur Vermeidung von Störungen durch äußere elektromagnetische Störfelder werden aus den vorverstärkten Signalen mit Kabeltreibern (Line-Driver) Differenzsignale gebildet, die über 24-polige Twisted-Pair-Kabel vom Typ Fileca zu den Cable-Distribution-Units (CDU) transportiert werden. Bei der Umwandlung in Differenzsignale werden die VV-Signale um den Faktor 2 verstärkt.

Die Länge der Twisted-Pair-Kabel beträgt im H1-Experiment $30.48\,m$.[18]

Bei der DESY- bzw. CERN-Meßzeit (siehe Abschnitt 3) wurden Kabel der Länge 15 bzw. $25\,m$ verwendet.

Cable-Distribution-Units In den 2 CDU-Crates mit je 12 CDU-Einschüben werden die Differenzsignale der Kabeltreiber durch Line-Receiver in unipolare Signale zurückverwandelt und an die Impedanz der Folgeelektronik angepaßt. Außerdem wird die Versorgungsspannung der Modulelektronik sowie die Bias-Spannung für die Photodioden zur Verfügung gestellt und verteilt. Für den BSET-Trigger (siehe Abschnitt 2.2.4) werden die Summen der Signale der langen WLS jedes Moduls gebildet. Bei der 1992-er Datennahme wurden die Testpulssignale des Kalibrationssystems über die CDU und die Twisted-Pair-Kabel zu den Modulen geleitet. Bei der 1993-er Datennahme wurden die Testpulssignale direkt über LEMO-Kabel zur CDA gebracht, um unnötige Signal-Reflexionen an zusätzlichen Kopplungsstellen zu vermeiden.

Analogboxen In jeder der vier Analogboxen (ANBX) des BEMC werden die Signale eines BEMC-Quadranten verarbeitet. Nach der Aufspaltung der Signale in einen Analog- und einen Triggerzweig werden die Signale des Analogzweiges durch Shapeverstärker in unipolare Signale mit $450\,ns$ FWHM umgewandelt. Zur zeitlichen Anpassung an die L1-Triggerzeit (siehe Abschnitt 2.3), werden die Signale mit Analogdelays um ca. $2.2\,\mu s$ verzögert.[19] Zum Zeitpunkt des L1-Triggers wird der momentane Signalwert aller Kanäle von den Sample-and-Hold's gespeichert, bis die Signalauslese vom L2-Trigger gestartet wird.[20] Durch Multiplexer werden die 118 Signale jeder ANBX als zeitlich sequentielles Ausgangssignal an die Analog-Receiving-Unit (ANRU) weitergeleitet.

---

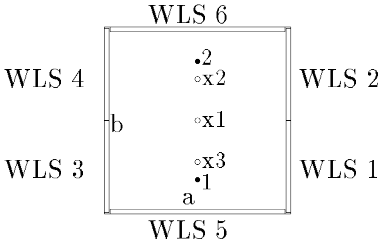
[16] Die kleinen Dreieck-Module sind aus Platzgründen nur an eine Quarzglasfaser angeschlossen, daher besitzt die Aluminiumplatte für diese Module nur eine Bohrung.

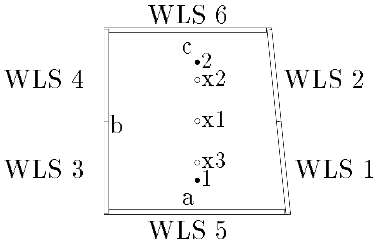
[17] Typ S2575 von der Fa. Hamamatsu, Japan

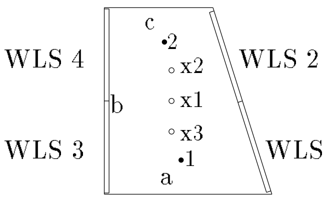
[18] Die Kabel bestehen aus jeweils zwei Teilen, die an einem, seitlich des BEMC am LAr-Kalorimeter befestigten Verbindungsbrett (CDA), voneinander getrennt werden können. Die angegebene Länge von $30.48\,m$ ist die Summe der Kabellängen von einem BEMC-Modul zur CDA und von der CDA zur CDU.

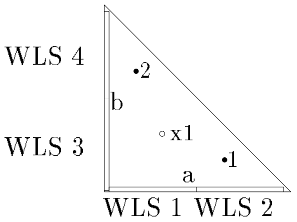
[19] Die Analogdelays besitzen eine feste Verzögerung von $2.1\,\mu s$ und sind in einem Bereich von $200\,ns$ in 10 Schritten von je $20\,ns$ einstellbar.

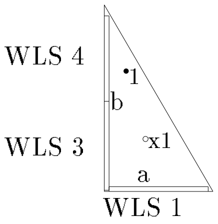
[20] Die oben erwähnte Verzögerung der Signale sollte möglichst so eingestellt sein, daß die Sample-and-Hold's das Signalmaximum speichern, um Signalhöhenschwankungen aufgrund von zeitlichen Schwankungen der Signale zu minimieren. Im Bereich von $\pm 20\,ns$ um das Signalmaximum differiert die Signalhöhe um 1%.

<table>
<tr><th>Modulform/Typ</th><th>Querschnitt</th><th>Koordinaten (mm)</th></tr>
<tr><td>Quadrat-Modul
•1: alle Module
•2: -</td><td>


</td><td>a=149.8 b=156.8 (149.8)
A=158.4 B=158.4
x1=(79.2,79.2) x2=(79.2,114.2)
x3=(79.2,44.2)
1=(79.2,29.2) 2=(79.2,129.2)</td></tr>
<tr><td>gr. Trapez-Modul
•1: 5, 59, 50, 95
•2: 4, 40, 49, 94</td><td>


</td><td>a=149.6 (149.3) b=156.8 (149.8)
c=133.7 (133.8)
A=158.4 B=158.4 C=142.4
x1=(79.2,79.2) x2=(79.2,114.2)
x3=(79.2,44.2)
1=(79.2,29.2) 2=(79.2,129.2)</td></tr>
<tr><td>kl. Trapez-Modul
•1: 6, 69, 60, 96
•2: 3, 30, 39, 93</td><td>


</td><td>a=133.2 b=156.8 c=83.5
A=142.3 B=158.4 C=92.1
x1=(57.0,79.2) x2=(57.0,105.2)
x3=(57.0,53.2)
1=(65.3,29.2) 2=(50.3,129.2)</td></tr>
<tr><td>gr. Dreieck-Modul
•1: 11,18,45,55,81
•2: 44,54,88</td><td>


</td><td>a=148.4 b=148.4
A=158.1 B=158.1
x1=(49.0,49.0)
1=(102.0,27.0) 2=(27.0,102.0)</td></tr>
<tr><td>kl. Dreieck-Modul
•1: 2, 29, 70, 97</td><td>


</td><td>a=84.2 b=144.6
A=91.2 B=157.9
x1=(35.0,44.5)
1=(18.5,102.0)</td></tr>
</table>

Tab. 2.2: **Modultypen, Kalibrations- und Faserankopplungspunkte**
Die erste Spalte zeigt die Bezeichnung der Modultypen und die BEMC-Positionsnummern der Module, die eine Glasfaser des „roten“ Faserbündels des Lasermonitorsystems (LMS) an Ankopplungspunkt •1 bzw. •2 (siehe zweite Spalte der Tabelle) aufweisen.
Die zweite Spalte zeigt neben den bereits erwähnten Faserankopplungsorten die Position und Numerierung der Wellenlängenschieber (WLS) und die bei der DESY-Teststrahlmessung verwendeten Kalibrationspunkte (∘).
Die dritte Spalte enthält die Maße der Samplingschichten (a,b,c) und die Außenmaße der Module (A,B,C), wobei die Werte in Klammern die Maße der letzten 15 Samplingschichten sind. Für alle Module sind die Koordinaten der Kalibrationspunkte x1, x2 und x3 der DESY-Teststrahlmessung und der Faserankopplungsorte 1 und 2 des LMS, bezüglich der linken unteren Ecke der Module, angegeben.

Im Triggerzweig werden die Energiesummen der mit den langen WLS jedes Moduls verbundenen Dioden für den Kalorimeter-Trigger gebildet.

Datenakquisitionssystem Die Signale der vier Analogboxen werden in der ANRU zusammengefaßt, von einem 12-Bit Analog-Digital-Converter (ADC) digitalisiert und an das Datenakquisitionssystem (DAQ) weitergeleitet. Das Datenakquisitionssystem wird durch einen VME/OS9-Rechner gesteuert und enthält einen digitalen Signalprozessor (DSP), der die im ADC digitalisierten unter Verwendung gespeicherter Kalibrationskonstanten online auf Nichtlinearitäten korrigiert.

Über einen 29k-Prozessor (Eventbuilder) werden die digitalisierten Signale zur Kalorimeter-Datenakquisition weitergeleitet.

Eine detaillierte Beschreibung des Datenakquisitionssystems des H1-Detektors ist in [H1C93b] und in [Hay92] zu finden.

2.2.3 Das Lasermonitorsystem des BEMC

Der verwendete Laser Als zentrale Lichtquelle für das Lasermonitorsystem dient ein gepulster Stickstofflaser mit einer Emissionswellenlänge von $337.3\,nm$ und einer Pulsdauer von $5\,ns$ (FWHM). Die Emissionswellenlänge des Lasers ist gut auf die Wellenlänge maximaler Absorption der Polystyrolbasis des SCSN38-Szintillators abgestimmt.

Die Laseroptik Das Laserlicht tritt zunächst durch ein Eintrittsfenster aus Quarzglas in das Gehäuse mit der Laseroptik ein (siehe Abb. 2.6). Ein Teil des Laserlichtes wird dann mittels einer Quarzglasplatte durch einen Graufilter und eine Streuscheibe auf einen Szintillator gelenkt, an dem die Photodiode des Referenzsystems befestigt ist. Das verbleibende Licht gelangt über einen Graufilter und ein Filterrad auf einen Strahlteiler, wo es in zwei Lichtstrahlen aufgeteilt wird. Jeder der beiden Lichtstrahlen kann mit Hilfe von Shuttern ausgeblendet werden und wird, nach dem Abgleich der Intensitäten durch zwei weitere Graufilter, durch Bikonvexlinsen aus Quarzglas auf die $19\,m$ langen Primärfasern von $1\,mm$ ø fokusiert.

Die Steuerung des Filterrades, der Shutter und des Lasers soll in Zukunft über einen OS/9 Rechner erfolgen [Zar93]. Zum Zeitpunkt der in dieser Arbeit dargestellten Messungen mußten jedoch alle Änderungen manuell durchgeführt werden und ein Referenzsystem war noch nicht verfügbar.

Die Primärfasern werden gemeinsam mit zwei Reservefasern und vier Referenzfasern[21], in einem Wellschlauch zum BEMC geführt (siehe Abb. 2.7). An der Rückseite des BEMC befinden sich zwei Lichtmischersysteme, die jeweils aus einer Lichtaufweitungsoptik und einem Lichtmischer aus Quarzglas bestehen und das Laserlicht auf je ein Bündel von 110 Sekundärfasern mit $2.8\,m$ Länge und $200\,\mu m$ ø verteilen. Die Bündel werden zur Unterscheidung mit „rot“ und „blau“ bezeichnet.

Die Lichteinkopplung in die Module Das Laserlicht wird an den in Tab. 2.2 dargestellten Positionen in die vom WWP des H1-Detektors gesehen letzte Szintillatorplatte jedes Moduls eingekoppelt.

Mit Ausnahme der kleinen Dreieck-Module, die aus Platzgründen nur einen Lichtfaserankopplungspunkt aufweisen, besitzen alle Module zwei Ankopplungspunkte, einen an dem eine Faser des „roten“ Bündels angeschlossen ist und einen, der mit einer Faser des „blauen“ Bündels verbunden ist.

Die Position der Lichtfaserankopplung des „roten“ bzw. „blauen“ Faserbündels ist für alle quadratischen Module gleich (siehe Tab. 2.2). Für die anderen Modultypen gibt

---

[21] Jeweils zwei dieser Fasern werden nach der Aufteilung des Laserlichtes auf die Sekundärfasern am BEMC von beiden Faserbündeln zur Laserplattform zurückgeführt.

es jeweils Module, die eine Faser des „roten“- und Module, die eine Faser des „blauen“ Faserbündels an Position 1 haben.

Bei der Auswertung der Lasermessungen (Kapitel 4) war es sinnvoll, Module mit unterschiedlicher Position der Lichteinkopplung zu unterscheiden und statt dessen auf die Unterscheidung zwischen den spiegelbildlichen Varianten eines bestimmten Modultyps zu verzichten. Der Ankopplungsort (1 oder 2) der roten Faser wird hierzu als Index an die Modultypbezeichnung angehängt. Die kleinen Dreieck-Module, die nur an eine Faser des „blauen“ Faserbündels angeschlossen sind, werden - etwas abweichend von der obigen Definition - mit dem Index 2 gekennzeichnet.

Abb. 2.6: **Der laserseitige Aufbau des Lasermonitorsystems**
Der Laser und das Gehäuse mit der Optik zur Lichteinspeisung in die Primärfasern sind auf einer gemeinsamen Grundplatte montiert [Zar93]. Zum Zeitpunkt der in dieser Arbeit beschriebenen Messungen waren das Referenzsystem und das Filterrad noch nicht verfügbar.

2.2.4 Der BEMC-Trigger BSET

Der auf die Erkennung von Elektronen optimierte BEMC-Single-Elektron-Trigger (BSET) [Ban90] basiert auf der in den einzelnen BEMC-Modulen deponierten Energie.[22] Durch Addition der Energien der BEMC-Module werden im BSET Trigger-Cluster gebildet sowie die deponierte Gesamtenergie im BEMC berechnet.

Für jedes BEMC-Modul werden zwei Energieschwellen gesetzt, mit denen die Module entsprechend der jeweils deponierten Energie klassifiziert werden:

LT (*Low-Threshold*) Nur Module, deren Energie über der LT-Schwelle liegen, werden zur Berechnung der BEMC-Summenenergie und zur Bildung von Trigger-Clustern verwendet. Die LT-Schwelle liegt ca. 3-4 σ über dem Rauschsignal-σ der BSET-Elektronik und wird für jedes Modul separat eingestellt.

---

[22] Als Eingangs-Signale für den BSET dienten 1992 und 1993 die in der CDU gebildeten Modul-Summen der Signale der langen WLS. Aufgrund der hohen Rate spezieller Untergrundereignisse, die eine isolierte Energiedeposition in einzelnen Dioden hervorrufen, wurden für die Datennahme 1994 auch einzelne Diodensignale als Eingangssignale für den BSET verwendet.

Abb. 2.7: **Der detektorseitige Aufbau des Lasermonitorsystems**
Die Abbildung zeigt den Wellschlauch mit den Primär- und Referenzfasern sowie die Optik aus Linsen, Streuscheiben und Quarzglasstab, die die gleichmäßige Aufteilung der Lasersignale auf die BEMC-Module gewährleistet (nach [Zar93]).

HT (*High-Threshold*) Module, deren Energie über der HT-Schwelle liegen, werden als Initiator eines Trigger-Clusters verwendet. Bei der Bildung eines Trigger-Clusters werden die Energien aller angrenzenden Module, die über der LT-Schwelle liegen, addiert. Die HT-Schwelle lag zu Beginn der Datennahme des Jahres 1992 bei 3.6 GeV und wurde aufgrund verbesserter Strahlbedingungen stufenweise bis auf 2.3 GeV gesenkt.[23] Wegen der geringen lateralen Ausdehnung eines Elektronenschauers[24] werden bei der HT-Schwelle von 2.3 GeV Elektronen ab einer Mindestenergie von 10 GeV 100% effizient getriggert [Kur93].

Im BSET werden, nach der Klassifizierung der Module und der Bildung von Trigger-Clustern, die Trigger-Elemente EQ1, GE1, CL1, CL2, CL3, BTOT, IST und LTOR auf folgende Weise definiert:[25]

EQ1,GE1 Die Trigger-Elemente EQ1 bzw. GE1 werden gesetzt, wenn genau ein bzw. mindestens ein Trigger-Cluster im BEMC festgestellt wurde.

CL1-CL3 Die Trigger-Elemente CL1, CL2 und CL3 entsprechen der Überschreitung verschiedener Schwellenwerte für die Cluster-Energie E_{cl} ($E_{cl} > 2 - 3\,\mathrm{GeV}$, $E_{cl} > 2 - 4\,\mathrm{GeV}$ und $E_{cl} > 15\,\mathrm{GeV}$).

BTOT Ist die Gesamtenergie aller Module, deren Energie über der LT-Schwelle liegt, größer als 2.4 – 5.7 GeV, so wird das Trigger-Element BTOT gesetzt.

---

[23] Wegen der hohen Rate von Untergrundteichen in Strahlrohrnähe wurden für die inneren Dreieck-Module die HT-Schwellen auf 100 GeV gesetzt, so daß diese Module keine Cluster initiieren können.

[24] Unabhängig vom Elektronen-Einschußort im BEMC werden in dem Modul mit der höchsten Energiedeposition 30-40% der Elektronen-Energie gemessen [Kur93].

[25] Alle angegebenen Werte beziehen sich auf die Datennahme 1992 [Kur93].

IST	Das Trigger-Element IST gibt an, ob die HT-Schwelle für eines der inneren Dreieck-Module überschritten wurde. $\overline{\text{IST}}$ läßt sich zur Ausgrenzung von Ereignissen verwenden, bei denen eine Energiedeposition in den inneren Dreieck-Modulen stattgefunden hat.
LTOR	Das Trigger-Element LTOR stellt die schwächste der BSET-Triggerbedingungen dar und wird gesetzt, wenn mindestens ein Modul einer Energie oberhalb der LT-Schwelle aufweist.

Die obigen Trigger-Elemente des BSET werden bei der Standard H1-Datennahme nicht nur für das getriggerte Ereignis, sondern auch zum Zeitpunkt der vier anschließenden Bunch-Crossings ausgelesen. Bei der Datennahme im erweiterten Auslesemodus stehen die Trigger-Informationen von 32 Bunch-Crossings zur Verfügung. Eine detailliertere Beschreibung des BSET findet sich in [Kur93].

Die L1-Triggersignale des BSET werden an die zentrale Trigger-Logik CTL weitergeleitet und mit den Trigger-Informationen anderer Detektorkomponenten verknüpft. Der BSET-CL2-Trigger in Kombination mit der Forderung, daß kein Signal im ToF-System innerhalb des BG-Zeitfensters auftritt, ist das wesentliche Trigger-Element zur Selektion von Ereignissen mit $Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ [Kur93].

2.3 Der Trigger des H1-Detektors

Der Trigger des H1-Detektors hat die Aufgabe, die physikalisch interessanten Ereignisse von den mit einer um mehrere Größenordnungen höheren Rate auftretenden Untergrundereignissen zu trennen. Bei der HERA Design-Luminosität wird eine Untergrundrate von 10-100 kHz gegenüber einer Rate in der Größenordnung von 10 Hz für physikalische Ereignisse erwartet.[26] Untergrundereignisse entstehen durch die Wechselwirkung der Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr oder mit der Strahlrohrwand und zu einem geringeren Anteil auch durch Synchrotronstrahlung.

Zusätzlich zu der Verringerung der anfallenden Datenmenge durch die Untergrundunterdrückung muß die Menge der für die Analyse anfallenden Daten auf ein sinnvolles Maß beschränkt bleiben. Die Anzahl aufgenommener physikalischer Ereignisse aus Wechselwirkungen mit hinreichend großem Wirkungsquerschnitt muß relativ zu der Rate von Prozessen mit kleinerem Wirkungsquerschnitt reduziert werden. Eine Reduzierung der aufgezeichneten Daten kann durch das Prescaling-Konzept erreicht werden, nach dem nur jedes n-te Ereignis des entsprechenden Prozesses aufgenommen und alle anderen Ereignisse ignoriert werden. Der Prescaling-Faktor n kann für jedes Triggerelement frei gewählt werden.

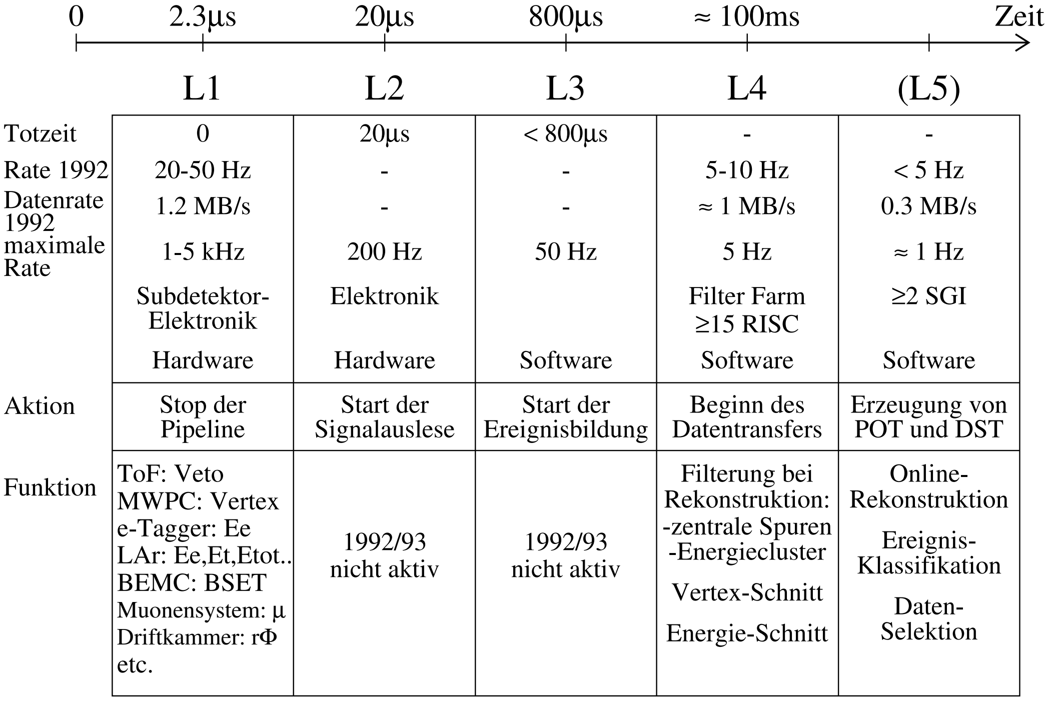
Das Prescaling-Konzept wurde bisher jedoch aufgrund der geringen Rate physikalisch interessanter Ereignisse nur für physikalisch uninteressante Ereignisse zum Studium der Funktion und Effizienz verschiedener Detektorkomponenten verwendet.

Das Problem der hohen Rate anfallender Ereignisse bei vergleichsweise niedriger Rate relevanter Ereignisse und langsamer Signalverarbeitung, wird im H1-Experiment durch die Verwendung einer elektronischen Pipeline und durch den Aufbau des Triggers aus 4 Entscheidungsebenen realisiert.

Elektronische Pipeline: Die Triggersignale aller Detektorkomponenten werden für jedes Bunch-Crossing in eine elektronischen Pipeline gefüllt und bleiben dort für eine bestimmte Zeit verfügbar. Wird in einer Detektorkomponente eine Triggerentscheidung gefällt, so wird der Zeitpunkt des Ereignisses t_0 festgehalten und die Information an die

---

[26] Der dominante physikalische ep-Prozess ist die Photoproduktion, die für die mit sehr viel geringerer Rate auftretende tief unelastische ep-Streuung den sogenannten „physikalischen Untergrund“ darstellt.



	L1	L2	L3	L4	(L5)
Totzeit	0	20μs	< 800μs	-	-
Rate 1992	20-50 Hz	-	-	5-10 Hz	< 5 Hz
Datenrate 1992	1.2 MB/s	-	-	≈ 1 MB/s	0.3 MB/s
maximale Rate	1-5 kHz	200 Hz	50 Hz	5 Hz	≈ 1 Hz
	Subdetektor-Elektronik	Elektronik		Filter Farm ≥15 RISC	≥2 SGI
	Hardware	Hardware	Software	Software	Software
Aktion	Stop der Pipeline	Start der Signalauslese	Start der Ereignisbildung	Beginn des Datentransfers	Erzeugung von POT und DST
Funktion	ToF: Veto MWPC: Vertex e-Tagger: Ee LAr: Ee,Et,Etot.. BEMC: BSET Muonensystem: μ Driftkammer: rΦ etc.	1992/93 nicht aktiv	1992/93 nicht aktiv	Filterung bei Rekonstruktion: -zentrale Spuren -Energiecluster Vertex-Schnitt Energie-Schnitt	Online-Rekonstruktion Ereignis-Klassifikation Daten-Selektion

Abb. 2.8: **Schematischer Aufbau des H1-Triggers [Eis92]**

zentrale Triggerlogik weitergegeben. Dort wird innerhalb einer Zeit von $2.3\mu s$ (24 Bunch-Crossings) in Kombination mit Triggerinformationen anderer Detektorkomponenten die Entscheidung über die Auslese des Ereignisses gefällt. Bei einer positiven Entscheidung wird die Pipeline angehalten und das entsprechende Ereignis entnommen. Der Vorteil der Verwendung einer elektronischen Pipeline ist, daß sie eine totzeitfreie Entscheidungsfindung ermöglicht.

Die Entscheidungsebenen des H1-Triggers: Beim H1-Trigger unterscheidet man die Entscheidungsebenen L1 bis L4, die nacheinander durchlaufen werden, bis ein Ereignis verworfen oder auf der letzten Entscheidungsebene akzeptiert und ausgelesen wird (siehe Abb. 2.8).

L1 Die synchronisierten Trigger-Signale aller Detektorkomponenten werden an die zentrale Triggerlogik (CTL) gesendet und logisch miteinander verknüpft. Ist eine oder mehrere der bis zu 128 definierbaren Bedingungen erfüllt, so wird von der zentralen Triggereinheit das sogenannte „L1-keep“-Signal generiert, das an die Detektorkomponenten gesendet wird und die Pipeline anhält. Die insgesamt benötigte Zeit von der Wechselwirkung bis zum Anhalten der Pipeline beträgt $2.3\mu s$.

L2 Nach dem Erhalt des „L1-keep“-Signales sollen kompliziertere logische Verknüpfungen der Triggersignale, wie z.B. räumliche Korrelationen zwischen Spurenkammer- und Kalorimeterinformationen, gebildet werden. Durch das „L2-keep“-Signal wird die Ereignisauslese gestartet. Für die Triggerentscheidung auf L2-Ebene, die 1992 und 1993 noch nicht implementiert war, ist eine Entscheidungszeit von $20\mu s$ vorgesehen.

L3 Mit Hilfe von Software soll anhand der Ereignistopologie eine weitere Datenreduktion durchgeführt werden. Das „L3-keep“-Signal löst die Ereignisbildung aus. Eine Entscheidung auf dieser Ebene, die 1992 und 1993 ebenfalls noch nicht implementiert war, soll innerhalb von $800\,\mu s$ getroffen werden.

L4 Nach der vollständigen Auslese eines Ereignisses wird eine teilweise Rekonstruktion auf mehreren parallelen RISC-Prozessoren („Filter-Farm“) durchgeführt. Danach stehen alle Detektorinformationen, wie z.B kalibrierte Energien, rekonstruierte Teichenspuren und Informationen über den Vertex eines Ereignisses zur Verfügung. Die Topologie eines Ereignisses kann mit Hilfe physikalisch motivierter Algorithmen untersucht werden. Bei der Datennahme 1992 und 1993 konnten auf der L4-Ebene Untergrundereignisse verworfen werden, bei denen ein Photon der Synchrotronstrahlung ein hohes Energiesignal in nur einer Diode eines BEMC-Moduls verursacht hat.[27] Dadurch wurde eine Reduktion der Datenmenge von Ereignissen mit Energiedeposition im BEMC um den Faktor 4 bewirkt. Das „L4-keep“-Signal startet den Datentransfer zur DESY-IBM.

Alle Ereignisse, die die 4 Entscheidungsebenen des Triggers passiert haben, werden aufgezeichnet und gespeichert. Um die dabei anfallende Datenmenge weiter zu reduzieren, werden die Ereignisse nach der Rekonstruktion entsprechend verschiedenen physikalischen Kriterien klassifiziert, wobei ein Ereignis mehreren Ereignisklassen angehören kann. Jedem Ereignis der rekonstruierten Daten wird das Ergebnis der Klassifizierung in binärer Form beigefügt, so daß ein Ereignis einer bestimmten Klasse aufgefunden werden kann, ohne alle Ereignisse vollständig von dem Speichermedium in die zentrale Recheneinheit einzulesen. Nur Ereignisse, die definierten Klassen angehören werden auf sogenannten Production Output Tapes (POT) allgemein zugänglich abgespeichert.

In einem weiteren Schritt zur Datenreduktion werden, ausgehend von den POT's, Data Summary Tapes (DST) beschrieben, wobei eine erneute Ereignisklassifikation mit strengeren Kriterien stattfindet. Die Erzeugung von POT's und DST's wird auch als L5-Entscheidungsebene bezeichnet.

Die Ereignisklassen der DST's dienen als Ausgangspunkt der Ereignisselektion für die verschiedenen Analysegruppen.

---

[27] Diese sogenannten „Single-Diode-Events“ wurden durch die Forderung, daß der Anteil der in einer Diode deponierten Energie weniger als 90% der Energie in dem entsprechenden Modul beträgt, verworfen.

Kapitel 3

Messungen mit Modulen des BEMC am DESY- und CERN-Teststrahl

Zur Kalibration und zum Verständnis der Energiemessung eines Kalorimeters ist es notwendig, Testmessungen unter definierten Bedingungen, wie bekanntem Einschußort und -winkel sowie bekannter Energie und Teilchenart, durchzuführen.

Messungen an Modulen des BEMC wurden 1990 am DESY-Teststrahl 22 sowie 1991 am CERN-Teststrahl H6 vorgenommen. Zur Korrektur von Nichtlinearitäten der Ausleseelektronik und zur Pedestalkorrektur wurden im Rahmen der Messungen in regelmäßigen Abständen Testpulsrampen und Pedestalmessungen aufgezeichnet.

3.1 Aufbau der Testexperimente

Der DESY-Teststrahl 22 liefert Elektronen mit einer wählbaren Energie im Bereich von 0 bis 6 GeV. Zwischen Mai und Juli 1990 wurden nahezu 2000 Messungen an allen Modulen[1] des BEMC durchgeführt. Das Meßprogramm umfaßte, neben den für alle Module vorgesehenen Kalibrationsmessungen, auch Messungen zum Studium der Reproduzierbarkeit, der örtlichen Homogenität und der Energielinearität der gemessenen Signale.

Der CERN-SPS Teststrahl H6 [Coe85] liefert Positronen, Pionen und Myonen mit Energien zwischen 5 GeV und 120 GeV. Während einer zweiwöchigen Meßzeit in den Monaten April und Mai 1991 wurden ca. 260 Messungen an 6 Ersatzmodulen des BEMC durchgeführt.

3.1.1 DESY-Teststrahl

Eine detaillierte Darstellung des Aufbaues und der Strahlerzeugung sowie Untersuchungen zur Genauigkeit der Strahlenergie für den DESY-Teststrahl 22 sind in [Gen91] dokumentiert.

Mechanischer Aufbau

Abb. 3.1 zeigt schematisch den Versuchsaufbau am DESY Teststrahl 22. Durch die Regulierung des Magnetstromes eines Selektionsmagneten ließ sich die Energie der Elektronen von der Meßhütte aus einstellen. Der in Abb. 3.2 dargestellte Testaufbau von 6 BEMC-Modulen befand sich auf einem Goniometer, das auf einem Fahrtisch in etwa $5\,m$ Entfernung vom Austrittsfenster des Elektronenstrahles befestigt war. Der Testaufbau war so konzipiert, daß das Modul an Position 5 relativ einfach gegen ein anderes Modul ausgetauscht werden konnte.[2] Von der Meßhütte aus ließen sich der Polar- und Azimutal-Winkel der Goniometerplattform jeweils auf $0.3°$ und die Fahrtischposition in x und y-Richtung auf jeweils $1\,mm$ genau einstellen.

---

[1] Mit Ausnahme der Module mit den Produktionsnummern 601-603, 702-705 (kleine Dreiecke), die aus Zeitgründen nicht mehr vermessen werden konnten.

[2] Für die Messungen an den nicht-quadratischen Modulen wurde das Modul an Position 2 gedreht, so daß es die gleiche Orientierung wie die Module an den Positionen 1, 3, 4, 5 und 6 aufwies.

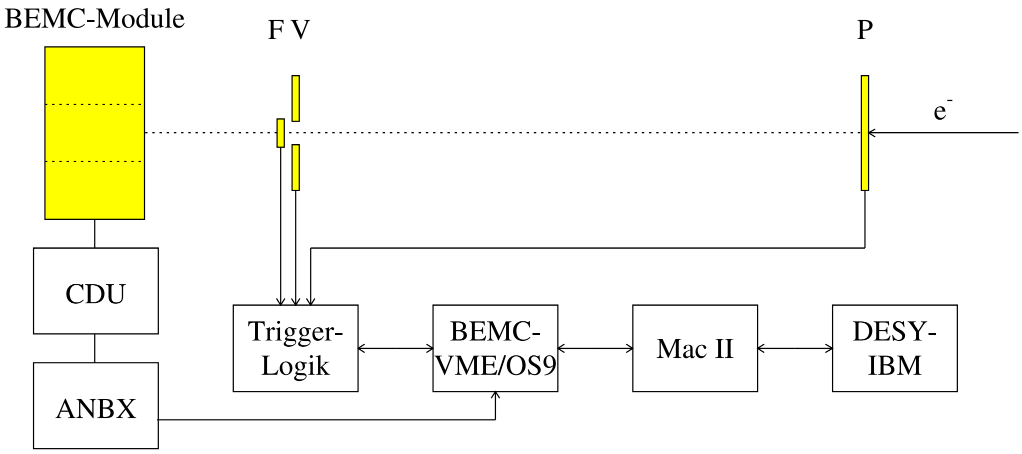


Abb. 3.1: **Meßaufbau am DESY Teststrahl 22**
Alle Messungen wurden an der in Abb. 3.2 dargestellten Testanordnung aus 6 BEMC-Modulen durchgeführt. Das Triggersignal für die Auslese eines Ereignisses lieferten die Szintillationszähler P, V und F, wobei der mit einer Bohrung von 8 mm ausgestattete Zähler V als Vetozähler benutzt wurde. Die Ereignisse wurden über die Cable Distribution Unit CDU und Analogbox ANBX mit der BEMC-OS9 Station aufgenommen und über einen Macintosh IIci zur Auswertung auf die DESY-IBM transferiert.

In einem Abstand von 10 cm von der $1 \times 1\, cm^2$ Öffnung des Kollimators am Austrittsfenster des Elektronenstrahles befand sich ein Szintillationszähler (P) mit den Abmessungen $10 \times 10 \times 0.3\, cm^3$. Zwei weitere Szintillationszähler, ein Szintillatorfinger (F) von $1 \times 1\, cm^2$ und ein „Vetozähler“ (V) von $10 \times 10\, cm^2$ mit einer Bohrung von $8\, mm$ ø im Zentrum waren auf einem gemeinsamen Fahrtisch 20 cm vor den BEMC Modulen montiert.

Triggerlogik

Zur Erzeugung des Triggersignales dienten die Signale der drei bereits erwähnten Szintillationszähler P, V und F.

Die Photomultipliersignale wurden mit Schwellendiskriminatoren in NIM-Pulse von 10 ns Länge umgewandelt. Zur Erkennung von Pile-Up-Ereignissen[3] wurde eine Schaltung verwendet, die auf zwei verschiedenen logischen Verknüpfungen der obigen NIM-Pulse, einer sogenannten „guten“ und einer sogenannten „schlechten“ Koinzidenz, basiert (Abb. 3.3). Im folgenden Text werden die Symbole $\wedge$, $\vee$ und $\neg$ für das logische UND, ODER bzw. die Inversion benutzt.

Bei der „guten Koinzidenz“(GK), wird für ein Teilchen gefordert, daß es sich vom Ort des Strahlaustritts aus dem Kollimator durch den Szintillatorfinger und die Bohrung im Vetozähler bewegt (Sollbahn).

$$\mathrm{GK} \quad = \quad \mathrm{F} \wedge \mathrm{P} \wedge \neg \mathrm{V}$$

Die „schlechte“ Koinzidenz“ (SK) dient zum Nachweis von Teilchen, die außerhalb der

---

[3] Unter Pile-Up versteht man die Verfälschung der gemessenen Signalamplitude durch das Auftreten zusätzlicher Ereignisse innerhalb der Verarbeitungszeit eines Signales.

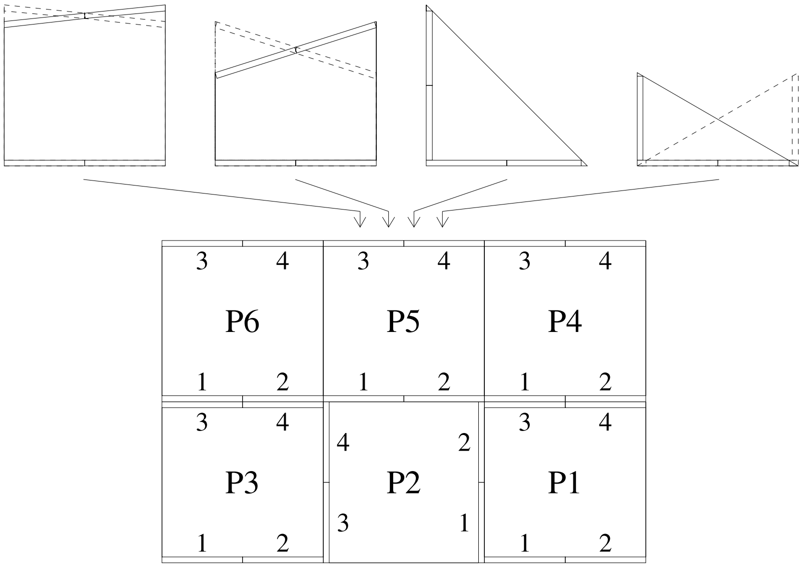


Abb. 3.2: **Testanordnung der Module bei der DESY Meßzeit**
Die Anordnung und Orientierung der Module an den Positionen P1-P6 ist, aus der Sicht des Elektronenstrahles, anhand der eingezeichneten Wellenlängenschieber (1-4) zu erkennen. Der Testaufbau ermöglichte den relativ einfachen Austausch des Moduls an Position 5. Für die Messungen an nichtquadratischen Modulen (in der abgebildeten Orientierung) wurde das Modul an Position 2 - entsprechend der Orientierung der Module im BEMC - in die gleiche Orientierung wie die anderen Module gedreht.

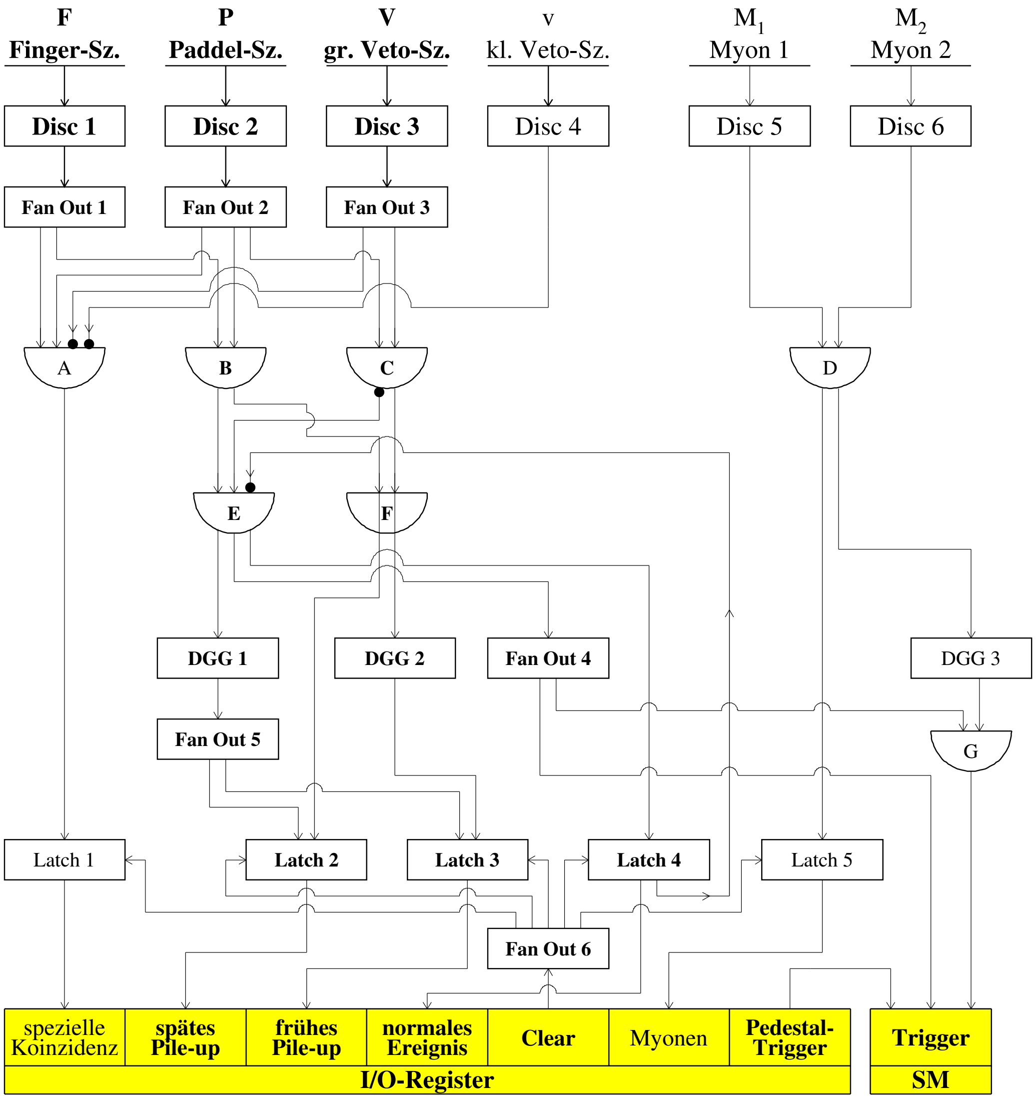


Abb. 3.3: **Triggerschaltung bei den Teststrahlmessungen**
Die in der Abbildung nicht fettgedruckten Komponenten wurden nur bei der CERN-Meßzeit und nicht bei der DESY-Meßzeit verwendet. Die benutzten Geräte werden hier tabellarisch aufgeführt, für die Beschreibung der Triggerschaltung siehe Text.

Disc	Schwellendiskriminator	I. Inst.*
Fan Out	Fan Out	Phillips Scientific 744
A - G	Logic Units	EG&G CO 4010
DGG	Gate and Delay Generator	I. Inst.*
LATCH	Logic Units	Le Croy 380A

---

[*] Die betreffenden Geräte sind eine Eigenentwicklung des I. Institut für Experimentalphysik.

Sollbahn in die Kalorimetermodule fliegen.

$$\mathrm{SK} = \mathrm{F} \wedge \mathrm{V}$$

Das Triggersignal, das die Auslese eines Ereignisses startet, wird aus GK $\wedge\neg$ SK in der Koinzidenz E gebildet und bewirkt in Latch 4[4] ein definiertes Ausgangssignal, das für die Koinzidenz E als Veto für die weitere Ereignisauslese innerhalb der Signalverarbeitungszeit dient.[5]

Das Ausgangssignal der Koinzidenz E erzeugt zusätzlich zu dem Triggersignal und dem Signal in Latch 4 im Delay- und Gategenerator DGG 1 ein Zeitfenster mit einer Länge von $10\,\mu s$, das um $50\,ns$ verzögert und über Fan-Out 1 auf Latch 2 und 3 verteilt wird.

Durch die Verknüpfung GK $\vee$ SK wird in der Koinzidenz F ein Ausgangssignal gebildet, das ohne Verzögerung auf Latch 2 und mit einer Verzögerung von ca. $10\,\mu s$ auf Latch 3 gegeben wird. Die zeitliche Lage des Ausgangssignales der guten Koinzidenz muß dabei so eingestellt sein, daß es für das ausgelesene Ereignis bei Latch 2 ca. $50\,ns$ vor Beginn und bei Latch 3 ca. $50\,ns$ nach dem Ende des Zeitfensters registriert wird.[6]

Latch 2 und Latch 3 liefern jeweils bei gleichzeitigem Auftreten zweier Eingangssignale ein definiertes Ausgangssignal. Eine SK innerhalb eines Zeitraumes von $10\,\mu s$ vor einem Ereignis kennzeichnet ein frühes Pile-Up und wird von Latch 3 registriert, während eine GK oder SK innerhalb eines Zeitraumes von $10\,\mu s$ nach einem Ereignis als spätes Pile-Up durch Latch 2 identifiziert wird.

Die Ausgangssignale aller Latches werden an das I/O-Register weitergeleitet und für jedes Ereignis zusätzlich zu den gemessenen Signalen aller Auslesekanäle gespeichert. Nach der Verarbeitungszeit des Ereignisses werden die Latches über Fan-Out 6 durch ein Clear-Signal aus dem I/O-Register zurückgesetzt.

Ausleseelektronik und Datennahme

Die Meßdaten wurden zusammen mit den Pile-Up-Informationen im List-Mode[7] mit einer OS9-Station ausgelesen und anschließend über einen Macintosh II auf die DESY-IBM transferiert.

3.1.2 CERN-Teststrahl

Protonen von ca. 450 GeV aus dem SPS-Speicherring[8] erzeugen durch Konversion an einem primären Target Positronen, Pionen und Myonen mit Energien bis zu 250 GeV. In einem Spektrometer aus Kollimatoren und Ablenkmagneten werden die entstandenen Teilchen nach Energie und Ladung separiert und fokussiert. Mit einem Steuerprogramm können die zur Selektion einer bestimmten Energie und Teilchenart notwendigen Kollimatoren und Magnetströme von der Meßhütte aus eingestellt werden.[9] Durch die Einbringung eines sekundären Targets in den Strahlverlauf, kann die Rate für Teilchen mit Energien von unter 100 GeV erhöht und kleinere Teilchenenergien bis ca. 5 GeV eingestellt werden.

---

[4] Ein Latch ist eine logische Einheit, die ein Ausgangssignal liefert, nachdem für mindestens $3\,ns$ eine wählbare Anzahl von Eingangssignalen gleichzeitig anlagen. Das Ausgangssignal wird erst bei Erhalt eines „Clear“-Signales beendet.

[5] Eine Auflistung der verwendeten Geräte befindet sich im Text zu Abb. 3.3.

[6] Der Zeitabstand von $50\,ns$ ist notwendig, um zu verhindern, daß ein Überlapp mit dem Zeitfenster aufgrund einer Veränderung der Delayzeiten oder der Fensterbreite stattfindet und Ereignisse als Pile-Up mißidentifiziert werden.

[7] Alle Signale werden für jedes Ereignis separat und in ihrer zeitlichen Reihenfolge abgespeichert, so daß z. B. Korrelationen zwischen den Signalen verschiedener Dioden bzw. Module untersucht werden können.

[8] SPS=Super-Proton-Synchrotron

[9] Eine zusätzliche Teilchenseparation durch geeignete Triggerbedingungen ist jedoch notwendig.

Wegen der maximal am DESY Teststrahl erreichbaren Elektronenenergie von nur 6 GeV war es von besonderem Interesse, am CERN Messungen mit der HERA-Elektronenergie von 30 GeV an BEMC-Modulen durchzuführen.

Mechanischer Aufbau

Abb. 3.4 zeigt den am CERN H6 Teststrahl verwendeten Meßaufbau. Alle Messungen wurden mit der auch am DESY-Teststrahl verwendeten Testanordnung aus 6 BEMC-Modulen durchgeführt, wobei die Module jedoch andere Orientierungen als in Abb. 3.2 aufwiesen und außerdem an Position 1 ein großes Trapez-Modul eingebaut war (siehe Abb. 3.5).

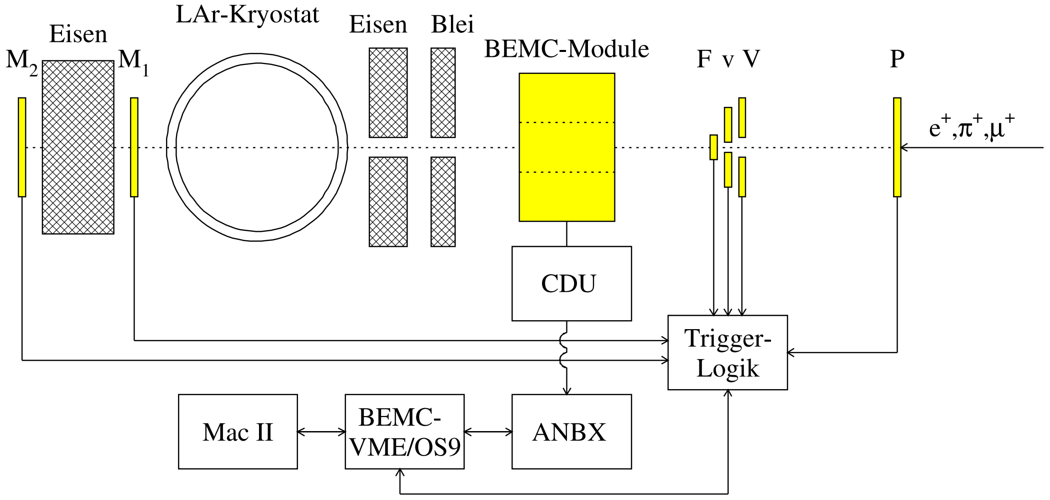


Abb. 3.4: **Meßaufbau am CERN Teststrahl H6**
Alle Messungen wurden an der in Abb. 3.5 dargestellten Testanordnung aus 6 BEMC-Modulen durchgeführt. Das Triggersignal für die Auslese eines Ereignisses lieferten die Szintillationszähler P, V und F, wobei der mit einer Bohrung von 8 *mm* ausgestattete Zähler V als Vetozähler benutzt wurde. Ereignisse die in dem Vetozähler v mit einer Bohrung von 2.5 *mm* kein Signal auslösten ($\rightsquigarrow$ genauer definierter Einschußort) sowie Myon-Ereignisse mit einer Signatur in den Zählern M_1 und M_2 wurden bei der Datenaufnahme entsprechend gekennzeichnet. Die Ereignisse wurden über die Cable Distribution Unit CDU und Analogbox ANBX mit der BEMC-OS9 Station aufgenommen und über einen Macintosh II auf Disketten überspielt. Die so gespeicherten Daten wurden in Hamburg zur Auswertung auf die DESY-IBM transferiert.

Die Testanordnung befand sich auf einem Drehtisch mit vertikaler Drehachse, der auf einem horizontal und vertikal verstellbarem Fahrtisch plaziert war.

Triggerlogik

Der bei der CERN-Meßzeit verwendete Triggeraufbau ist - bis auf die im folgenden erwähnten Unterschiede - analog zu dem Triggeraufbau am DESY-Teststrahl 22 und wurde bereits in Abb. 3.3 dargestellt.

Im Vergleich zu dem Meßaufbau bei den DESY-Messungen werden drei zusätzliche Triggerzähler verwendet. Zwei Szintillatorzähler (M_1 und M_2) befinden sich in Strahlrichtung hinter der Testanordnung und dienten dem Nachweis von Myonen. Zwischen den Zählern M_1 und M_2 sowie zwischen der Testanordnung und dem Zähler M_1 befinden sich

Absorber aus Eisen und Blei, in denen alle Teilchen mit Ausnahme der Myonen absorbiert werden. Ein koinzidentes Ansprechen von M_1 und M_2 innerhalb der Auslesezeit eines Ereignisses wird in der Koinzidenz D (siehe Abb. 3.3) registriert und kann als Triggersignal für Myonenmessungen verwendet werden. Zusätzlich wird die Information, daß ein Myonereignis stattgefunden hat, an Latch 5 weitergegeben.

Der dritte zusätzliche Szintillatorzähler v hat eine Bohrung von $2.5\,mm\ \o$ im Zentrum, und liefert, zusätzlich zu V in Antikoinzidenz zu P und F, ein Signal in der Koinzdenz A, das an Latch 1, zur Kennzeichnung von Ereignissen mit einem genauer definierten Einschußort, weitergeleitet wird.

Wie bei der DESY-Meßzeit werden die Ausgangssignale aller Latches an das I/O-Register weitergegeben und für jedes Ereignis zusätzlich zu den gemessenen Signalen aller Auslesekanäle gespeichert. Nach der Verarbeitungszeit des Ereignisses werden die Latches über Fan-Out 6 durch ein Clear-Signal aus dem I/O-Register zurückgesetzt.

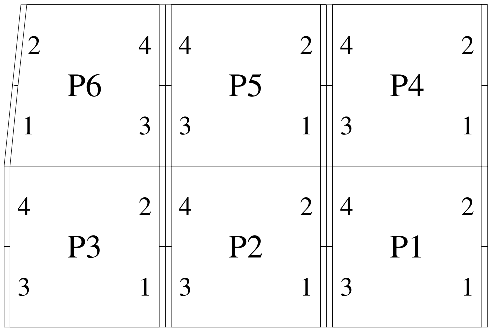


Abb. 3.5: **Testanordnung der Module bei der CERN-Meßzeit**
Die bei den meisten Messungen verwendete Anordnung- und Orientierung der Module an den Positionen P1-P6 ist, aus der Sicht des Elektronenstrahles, anhand der eingezeichneten Wellenlängenschieber (1-4) zu erkennen.

Ausleseelektronik und Datennahme

Die Meßdaten wurden wie bei der DESY-Meßzeit zusammen mit den Trigger-Informationen im List-Mode mit der OS9-Station ausgelesen und anschließend über einen Macintosh II auf Disketten aufgenommen. In Hamburg wurden die Daten zur Analyse auf die DESY-IBM transferiert.

3.2 Auswertung der Meßdaten

Als erster Schritt der Auswertung wurden die Pedestalmessungen und Testpulsrampen analysiert und die elektronische Kalibration aller Module durchgeführt [Gen91].

Im zweiten Schritt erfolgte die Energiekalibration, die für die quadratischen Module anhand der Meßergebnisse bei Elektroneneinschuß an drei in Abb. 2.2 auf Seite 26 dargestellten Positionen erfolgte. Aufgrund der starken Ortsabhängigkeit der Einzeldiodensignale wurden neben der zentralen Einschußposition zwei weitere, innerhalb der Symmetrieebene zwischen den Dioden 1, 2 und 3, 4 um $\pm 3.5\,cm$ gegenüber zentralem Einschuß verschobene Positionen gewählt. Unter Ausnutzung der Symmetrie wurden die Dioden, die die langen

Wellenlängenschieber auslesen, nach der in [BEM92b] beschriebenen Methode individuell kalibriert. Da sich die Signalhöhe der Einzeldioden entlang der durch die verwendeten Einschußpositionen definierten Richtung stark, senkrecht dazu jedoch nur schwach ändert, ist die Verfälschung der Energiemessung durch einen Positionierungsfehler in Richtung der schwachen Abhängigkeit gering. Zur Energiekalibration der Dioden 5 und 6 der quadratischen Module wurde der Mittelwert der Kalibrationsfaktoren der Dioden 1 bis 4 verwendet. Eine Energiekalibration der nichtquadratischen Module wurde bei den Teststrahlmessungen nicht durchgeführt, so daß für die weitere Analyse nur die elektronisch kalibrierten Signale zur Verfügung standen.

Die gesamte Kalibration der Rohdaten erfolgte mit dem Programmpaket B0PROG, das als Fortranprogramm auf der DESY-IBM vorliegt[10] und die Daten in Form von N-Tupeln für die weitere Bearbeitung mit dem Programmpaket PAW[11] ausgibt. Für die Analyse stehen die kalibrierten Energien aller Auslesekanäle des Testaufbaues zusammen mit den Informationen des I/O-Registers für jedes Ereignis zur Verfügung.

3.2.1 Eliminierung von Untergrundereignissen

Bei der Auswertung der Messungen am DESY-Teststrahl wurden, anhand der Information des I/O-Registers nur Ereignisse gewählt, die kein Pile-Up aufwiesen.

Entsprechend wurden am CERN-Teststrahl für die Analyse der Elektronenmessungen nur Ereignisse verwendet, die kein Pile-Up und kein Signal in den Myonwänden aufwiesen. Bei den 1990 am DESY-Teststrahl aufgenommenen Spektren ist neben dem Maximum des Energiespektrums bei der Energie der Elektronen des Teststrahles ein zweites, weniger ausgeprägtes lokales Maximum bei kleineren Energien zu erkennen. Diese als Strahluntergrund identifizierten Ereignisse wurden durch ein Vakuumleck am Eintrittsflansch des Ablenkmagneten verursacht. Der Einfluß der Untergrundereignisse auf die Bestimmung der Energiesumme eines Moduls, bei zentralem senkrechten Einschuß von 5 GeV-Elektronen, liegt bei der Wahl geeigneter Fitgrenzen bei 0.1% [Gen91].[12]

Da Einzeldiodenenergien bei nichtzentralem schrägen Einschuß von Elektronen keine gaußförmigen Spektren aufweisen, wurde zur Eliminierung des Strahluntergrundes das folgende, auf der Summe der in allen Modulen deponierten Energie basierende Verfahren angewendet:

- Die freien Parameter der Summe zweier Gaußfunktionen G_e (Elektronenspektrum) und G_u (Untergrundspektrum), wurden durch Anpassung an das Spektrum der Energiesumme aller sechs Module E_{summ} bestimmt.

- Für jedes Ereignis wurden alle Meßgrößen mit einem Faktor

  $$W(E_{summ}) = \frac{G_e(E_{summ})}{G_e(E_{summ}) + G_u(E_{summ})}$$

  gewichtet, der, je nach Betrag von E_{summ}, Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann. Bei geringem Überlapp zwischen Elektronen- und Untergrundspektrum bewirkt der Gewichtsfaktor $W(E_{summ})$ eine starke Unterdrückung von Ereignissen, die im Energiebereich des Untergrundspektrums liegen, da für solche Ereignisse der Zähler klein und der Nenner groß ist. Wendet man die Gewichtung auf das Summenspektrum an, so ist das resultierende Spektrum gaußförmig und der Untergrundpeak nicht mehr zu erkennen.

---

[10] Datensatzname: I04EPE.B0PROG.LOAD, bzw. I04EPE.B0PROG.CMZ

[11] Das Programmpaket PAW (Physics Analysis Workstation) wurde am CERN für die Analyse und graphische Darstellung physikalischer Daten entwickelt [PAW89]

[12] Der Einfluß der Untergrundereignisse ist abhängig von der Dicke des verwendeten Konversionstargets, die angegebenen 0.1% beziehen sich auf das bei den Messungen verwendete 1 mm Al-Target.

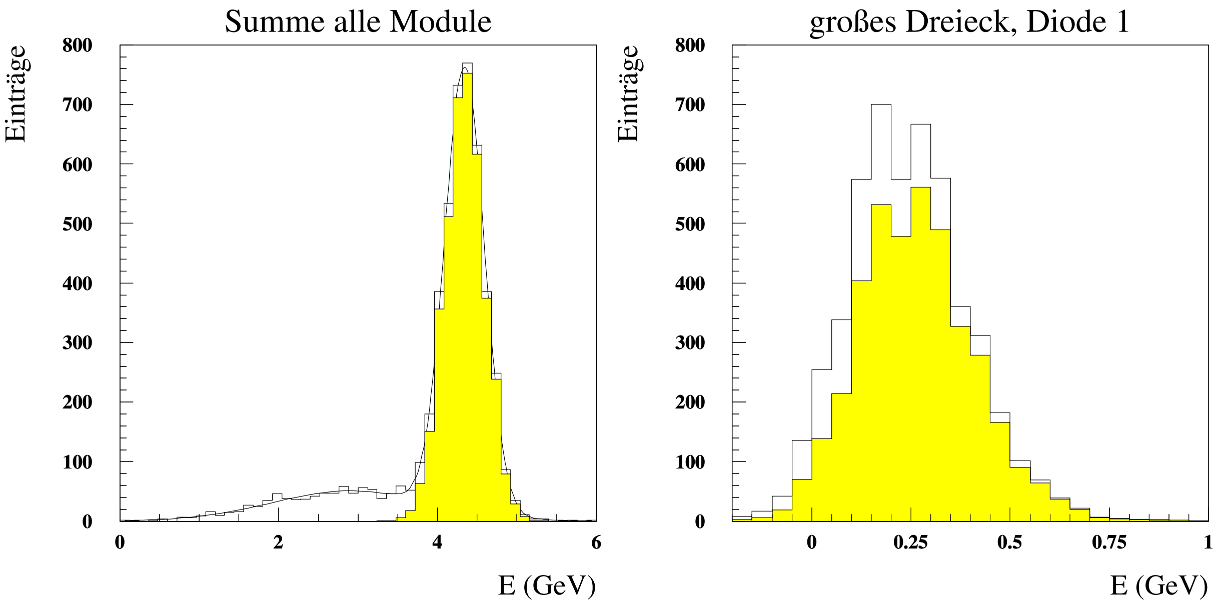


Abb. 3.6: **Eliminierung des Untergrundes bei der DESY Meßzeit**
links: Die Anpassung der Summe zweier Gaußfunktionen und Unterdrückung des Untergrundes nach der im Text beschriebenen Methode führt zu dem schattiert dargestellten Spektrum.
rechts: Obwohl in dem Spektrum kein Untergrund erkennbar ist, verändert sich der Schwerpunkt nach der Eliminierung des Untergrundes (schattiert).

Abb. 3.6 zeigt im linken Bild ein typisches, am DESY-Teststrahl mit 5 GeV-Elektronen gemessenes Energiespektrum (Summe der Energie aller Module) mit der angepaßten Summe zweier Gaußfunktionen. Das Spektrum nach Eliminierung des Untergrundes ist schattiert dargestellt.

Das oben beschriebene Verfahren nutzt die Möglichkeiten der Datenaufnahme im Listmode und funktioniert auch für Meßgrößen mit einem Spektrum, bei dem der Untergrund nicht von den zu messenden Ereignissen zu trennen ist (rechtes Bild in Abb. 3.6).

3.3 Simulationsrechnungen

Begleitend zu allen hier vorgestellten Messungen wurden entsprechende Rechnungen mit dem H1-Simulationsprogramm H1SIM [SIM91] durchgeführt, die stets mit den Meßergebnissen verglichen wurden.

Im Rahmen der Übereinstimmung mit den Meßergebnissen ermöglicht die Simulation mit H1SIM weitergehende Studien zum Verständnis des Detektors, wie sie in Kapitel 5 durchgeführt werden.

3.3.1 Das Programm H1SIM

H1SIM ist ein Programmpaket, das das Verhalten von Elementarteilchen im H1-Detektor simuliert. Dabei kann unter anderem zwischen einer schnellen Simulation mit parametrisierten Schauerprofilen und einer detaillierten Simulation gewählt werden. Als Eingabe für H1SIM können entweder die Ausgabeereignisse eines Ereignisgenerators oder mit dem „Inline-Generator“ erzeugte Teilchen verwendet werden. Mit dem Inline-Generator können Ursprungsort, Art, Energie und Bewegungsrichtung der zu simulierenden Teilchen festgelegt werden. Zusätzlich kann auch eine gaußförmige Verschmierung der x- und y-Koordinate des Vertex mit Hilfe eines Zufallsgenerators erfolgen. H1SIM ist in die Unterprogramme H1GEA, H1DIGI und H1TRIG unterteilt, denen verschiedene Aufgaben zugeordnet sind.

In H1GEA ist neben Unterprogrammen des Programmpaketes GEANT [GEA87], mit denen die detaillierte Detektorsimulation durchgeführt wird, auch das Programmpaket H1FAST enthalten, das eine schnelle Simulation mit parametrisierten Schauerprofilen ermöglicht. Bei der detaillierten Simulation werden die Ausbreitung und die physikalischen Prozesse eines Teilchens im Detektor entsprechend ihres Wirkungsquerschnittes nach dem Monte-Carlo-Verfahren [Bra81] simuliert und die Energiedepositionen in den Detektormaterialien berechnet. Für elektromagnetische Schauer wird bei der H1FAST-Simulation eine Parametrisierung der Energiedeposition durchgeführt, wenn die Trajektorie des Teilchens, das den Schauer verursacht, vollständig in einem Kalorimetermodul liegt. Für Hadronen und für alle Teilchen, deren Trajektorie die Grenzfläche zwischen Kalorimetermodulen kreuzt, wird auch bei Verwendung von H1FAST eine detaillierte Simulation mit GEANT durchgeführt.

Das Unterprogramm H1DIGI dient zur Simulation des Detektorantwortverhaltens auf die registrierten Teilchen. In ihm wird das Ansprechen von Spurkammerdrähten, die Digitalisierung von Energiedepositionen im Kalorimeter und die Zuordnung der Signale zu den Auslesekanälen simuliert.

Mit dem Unterprogramm H1TRIG werden aus den Detektorsignalen analog zur Datenaufnahme Triggerinformationen gebildet, so daß anhand simulierter Ereignisse Triggereffizienzen und -algorithmen studiert werden können.

3.3.2 Simulation der Teststrahlmessungen

Aus Rechenzeitgründen und wegen der großen anfallenden Datenmenge ist es bei H1 üblich, alle generierten Ereignisse mit dem schnellen H1FAST zu simulieren. Daher wurde für die Simulation der Teststrahlmessungen ebenfalls H1FAST benutzt. Die Übereinstimmung der detaillierten Simulation mit der H1FAST-Simulation liegt innerhalb von 1% [Kas94].

Für die Simulation der Teststrahlmessungen wurden mit dem Inline-Generator erzeugte Elektronen verwendet, wobei als z-Koordinate des Vertex $z = -138\,cm$ gewählt und die BPC vor dem BEMC durch veränderte Unterprogramme entfernt wurde. Dies ermöglichte z.B. Simulationen mit einem Absorber im freien Raum zwischen Vertex und der Frontplatte des BEMC zum Studium des Einflußes von passivem Material vor dem BEMC.

Zur besseren Anpassung an die Verhältnisse am Teststrahl wurden die x und y-Koordinaten des Vertex gaußförmig mit einem σ von $5.7\,mm$ um den jeweiligen Einschußort verschmiert und die Orientierung der BEMC-Module entsprechend der Orientierung der Module bei den Teststrahlmessungen gewählt. Mit Ausnahme der explizit aufgeführten Veränderungen bezüglich Vertex-Position, Geometrie der BPC und Orientierung der Module wurden die Standardeinstellungen von H1SIM verwendet, die in [SIM91] beschrieben werden.

3.4 Ergebnisse der Teststrahlmessungen

Mit Hilfe von Teststrahlmessungen lassen sich wichtige Erkenntnisse über das Verhalten der BEMC-Module gewinnen. Außerdem läßt sich die Beschreibung der Meßergebnisse durch entsprechende Simulationsrechnungen überprüfen. Für Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron im Übergangsbereich zwischen BEMC und BBE gemessen wird, liegt der Hauptteil der im BEMC deponierten Energie in den nichtquadratischen Modulen.

Daher soll im Folgenden der Schwerpunkt der Analyse auf das Verhalten der nichtquadratischen Module gelegt werden. Ergebnisse von Messungen an den quadratischen Modulen finden sich bei [Gen91], [Kas94] und [Pep94].

3.4.1 Kalibration der nichtquadratischen Module

Die Absolutkalibration der nichtquadratischen Module mit Elektronen wird durch folgende Faktoren erschwert:

- Die Abmessungen der nichtquadratischen Module sind geringer als die der quadratischen Module. Daher ist mit erhöhter transversaler Leckrate zu rechnen.
- Die Module weisen - mit Ausnahme der großen Dreieck-Module, die genau eine Symmetrieebene besitzen - keine Symmetrieebene auf. Daher kann die Kalibration nicht mit Hilfe einfacher Symmetriebeziehungen, wie sie bei dem für die quadratischen Module verwendeten Kalibrationsverfahren [Pep94] ausgenutzt werden, erfolgen.
- Die Lichtausbeute der nichtquadratischen Modulformen hängt stark von der Einschußposition der Elektronen ab.
- Die Zählrate von Elektronen aus Elektron-Proton-Streuereignissen ist im Außenbereich des BEMC gering, so daß eine Kalibration mit Hilfe des „kinematischen Peaks“ wegen der geringer Anzahl von Ereignissen bisher nicht möglich ist. Für die inneren Dreieck-Module hängt die gemessene Elektronenergie stark von der Eintrittsposition der Elektronen in die Module ab, die nicht mit der BPC gemessen werden kann.

Für die Kalibration der Dioden eines nichtquadratischen Moduls wird zur Zeit der Mittelwert der Kalibrationsfaktoren aller quadratischen Module $\overline{q}$ mit der relativen Lichtausbeute L_i des jeweiligen Moduls bzw. Modultypes bezüglich der quadratischen Module multipliziert. Für 24 der insgesamt 42 nichtquadratischen Module[13] gibt es Lichtausbeutefaktoren, die aus der Messung des Energiespektrums der kosmischen Höhenstrahlung [Rat92] gewonnen wurden. Die von den Myonen der kosmischen Höhenstrahlung in einem Modul deponierte Energie von ca. 350 MeV liegt jedoch im Bereich des Rauschspektrums der Dioden und kann daher nur ungenau gemessen werden. Für die trapezförmigen Module, deren Lichtausbeute aufgrund des größeren Volumens geringer ist als die der dreieckigen Module, ist der Überlapp des Myonensignales mit dem Rauschsignal so groß, daß nur Faktoren für insgesamt 6 Exemplare zur Verfügung stehen [Rat92].

Unter Vernachlässigung der Leckrate lassen sich, durch Abgleich der Energie bei zentralem senkrechten Einschuß in die einzelnen Module auf die Strahlenergie von 5 GeV, Relativfaktoren für die einzelnen Module gewinnen. Abb. 3.7 zeigt die auf diese Weise erhaltene relative Lichtausbeute bezüglich der mittleren Lichtausbeute der quadratischen Module im Vergleich mit den entsprechenden Werten aus Myonmessungen [Rat92] (links) und Labormessungen mit UV-Licht [Esc91] (rechts). Die ausgefüllten Symbole ergeben sich bei Korrektur der im Folgenen abgeschätzten Leckrate. Nach der Leckratenkorrektur liegen die aus Elektronmessungen bestimmten Lichtsammeleffizienzen mit Ausnahme der eines großen sowie eines kleinen Dreieck-Moduls im Bereich von 10% um die entsprechenden Werte aus Myonmessungen. Für die kleinen Dreieck-Module liegen die aus der Elektronmessung bestimmten Lichtsammeleffizienzen zwischen den entsprechenden Werten aus Myon- und Labormessungen, die für diesen Modultyp die größten Abweichungen aufweisen. Die in Abb. 3.7 dargestellten Ergebnisse sind in Anhang D auf Seite 128 für die einzelnen Module tabellarisch aufgeführt.

---

[13] Es gibt 10 nichtquadratische Reservemodule: 2 große und 2 kleine Trapez-Module sowie 4 große und 2 kleine Dreieck-Module. Im BEMC sind insgesamt 32 nichtquadratische Module installiert.

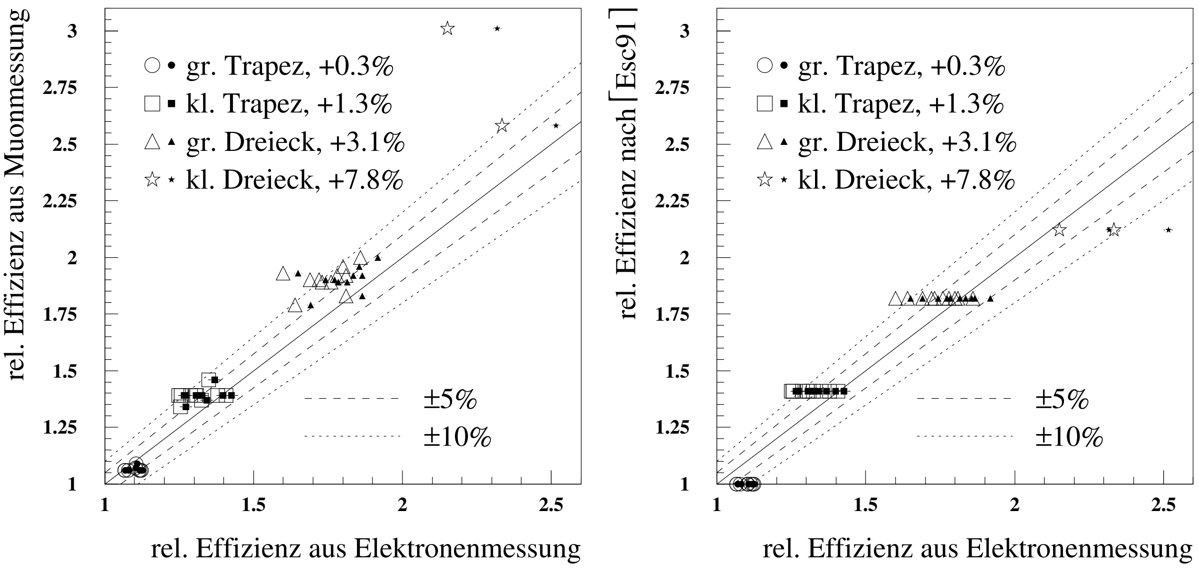


Abb. 3.7: **Relative Lichtausbeute der nichtquadratischen Module**
Dargestellt sind die relativen Lichtsammeleffizienzen aller nichtquadratischen Module aus Elektronenmessungen am DESY-Teststrahl gegen entsprechende Ergebnisse aus Myonmessungen nach [Rat92] (links) bzw. Labormessungen nach [Esc91] (rechts). Die Effizienzen aus den DESY-Teststrahl-Messungen wurden durch Abgleich der Modul-Energie auf 5 GeV berechnet. Für alle Module sind zusätzlich die Leckraten-korrigierten Werte für die Elektronenmessungen (ausgefüllte Symbole) eingezeichnet. Alle Effizienzen sind auf die mittleren Lichtsammeleffizienz der quadratischen Module normiert.

Abschätzung der lateralen Leckrate

Zur Abschätzung der Leckrate der nichtquadratischen Module wird zunächst für ein quadratisches Modul ein Algorithmus entwickelt, der die Berechnung der Leckrate in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Teststrahlmessungen als Funktion der Einschußposition ermöglicht.

Die laterale Leckrate beträgt, unabhängig von der Energie, für Elektronen bei zentraler Einschußposition in ein quadratisches Modul für verschiedene Module im Mittel 3% [Kas94].[14]

Für ein Quadrat-Modul wurde am DESY Teststrahl ein Ortsscan mit 49 Einschußpositionen durchgeführt.

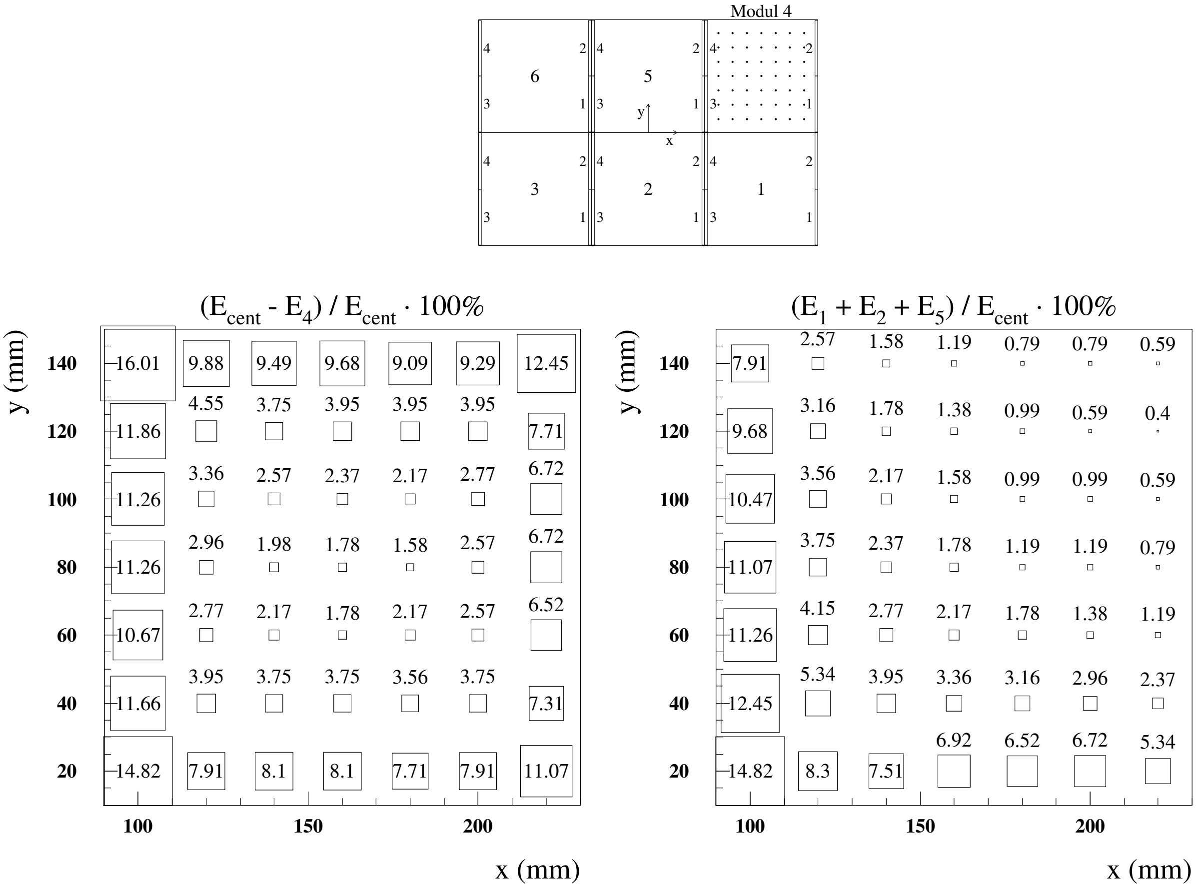


Abb. 3.8: **Leakage bei einem Ortsscan an Modul 4**
links: Prozentuale Abweichung der in Modul 4 gemessenen Energie E_4 von der bei zentralem Einschuß in Modul 4 gemessenen Gesamtenergie E_{cent} der Module 1, 2, 4 und 5.
rechts: Prozentualer Anteil der in den Nachbarmodulen 1, 2 und 5 gemessene Energie an der Energie E_{cent}.

Abb. 3.8 zeigt im linken Bild die prozentuale Abweichung der in einem Quadrat-Modul gemessenen Energie von der Gesamtenergie E_{cent} der Module 1, 2, 4 und 5 bei zentralem

---

[14] Die Leckrate von 3% wurde aus Testmessungen mit Elektronen unterschiedlicher Energien (1-80 GeV) am CERN und bei DESY bestimmt.

Einschuß in Modul 4 für verschiedene Eischußpositionen. Im rechten Bild ist der prozentualen Anteil der in den Modulen 1, 2 und 5 der Testanordnung gemessene Energie an E_{cent} dargestellt.

Für Einschußpositionen im Bereich der linken unteren Ecke von Modul 4 zeigt sich eine gute Übereinstimmung der in Modul 4 fehlenden Energie mit der in den Nachbarmodulen gemessenen Energie. Die bei Annäherung der Einschußposition in Richtung von Modul 2 zu beobachtende Abnahme der Energie in Modul 4 ist also durch die Leckrate in die Nachbarmodule zu erklären.

Das laterale Profil eines elektromagnetischen Schauers kann mit Hilfe des Molière-Radius R_m beschrieben werden. Für die spezielle Samplingstruktur der BEMC-Module ergeben sich nach der Gleichung [REV92]

$$\frac{1}{R_m} = \frac{1}{21.2\,\mathrm{MeV}} \sum_i \frac{f_i E_{ci}}{X_{0i}} \tag{3.1}$$

für R_m voneinander abweichende Werte 3.81 bzw. $2.77\,cm$, je nachdem ob die kritische Energie E_{ci} eines Materiales mit dem Index i gemäß

$$E_{ci} \simeq \frac{800MeV}{Z_i+1.2} \text{ nach [REV92] oder } \quad E_{ci} \simeq \frac{550MeV}{Z_i} \text{ nach [Ama79]}$$

berechnet wird. Dabei gibt f_i den Volumenanteil und X_{0i} die Strahlungslänge für das entsprechende Material an. Eine Tabelle mit den Materialeigenschaften der Samplingschichten findet sich in [Kas94].

Ausgehend von der gemessenen transversalen Leckrate $L(Q)$ von 3% für senkrechten Einschuß in das Zentrum eines quadratischen Moduls, läßt sich der Molière-Radius für ein BEMC-Modul abschätzen, wenn man davon ausgeht, daß innerhalb der Kreisflächen $F(R_m) = \pi R_m^2$, $F(2R_m) = 4\pi R_m^2$ und $F(3R_m) = 9\pi R_m^2$ 90, 95 bzw. 99% der Schauerenergie enthalten sind. Mit der gemessenen Leckrate des Quadrat-Moduls $L(Q) = 3\%$ und den Leckraten $L(2R_m) = 5\%$ und $L(3R_m) = 1\%$ ergibt sich aus dem Ansatz

$$L(Q) = 3\% \approx L(2R_m) - \frac{F(Q) - F(2R_m)}{F(3R_m) - F(2R_m)} \cdot (L(2R_m) - L(3R_m)) \,, \tag{3.2}$$

ein Molière-Radius von $3.3\,cm$ [Kas94].[15] Punkte, die mehr als $3\,R_m$ vom Modulzentrum entfernt sind, wurden aufgrund ihres geringen Anteils an der Querschnittsfläche des Moduls nicht gesondert betrachtet.

Zur Abschätzung der lateralen Leckrate für die nichtquadratischen Module wurde die laterale Schauerverteilung parametrisiert. Dazu wurden die oben erwähnten Angaben über den relativen Energieanteil $E_{rel}(r)$ des Schauers innerhalb einer Kreisfläche mit einem Radius r von 1, 2 und 3 R_m [Ama79] und der in [Kas94] abgeschätzte Wert für R_m verwendet. Weitere Randbedingungen der Parametrisierung waren, daß sie für $r = 0$ den Wert 0 liefert und daß der Schauer in einem endlichen Volumen eingeschlossen ist.

Für den Zylinder um die Einschußachse ergibt sich mit wachsendem Radius $r' = r/R_m$ folgender Anstieg der relativen Energiedeposition (siehe Abb. 3.9):

$$\begin{array}{ll} E_{rel}(r') = 1.47r' \,, & \text{für } r' < 0.5 \\ E_{rel}(r') = 0.33r' + 0.57 \,, & \text{für } r' < 1 \\ E_{rel}(r') = a \cdot (1 - e^{-br'^c}) \,, & \text{für } 1 < r' < 3.7 \\ E_{rel}(r') = 1 \,, & \text{für } r' > 3.7 \end{array} \tag{3.3}$$

Die Parameter $a = 1.17$, $b = 1.47$ und $c = 0.218$ wurden durch Anpassung an die vorgegebenen Wertepaare bestimmt (siehe Abb. 3.9).

---

[15] Dabei wurde angenommen, daß in der Ringzone zwischen 2 und 3 R_m die Schauerenergie gleichverteilt ist.

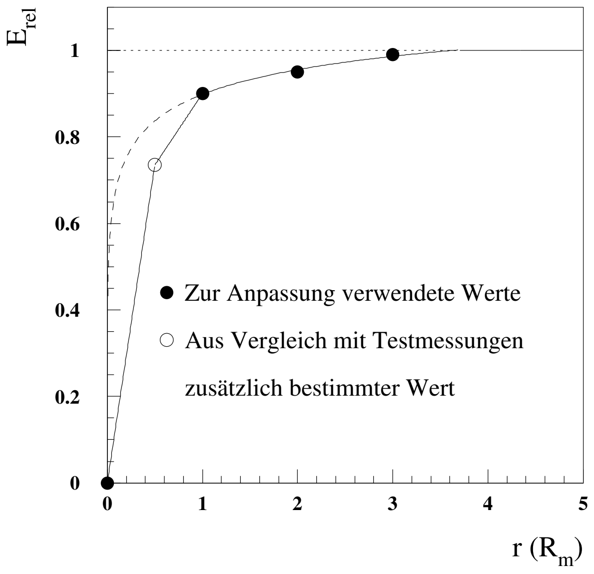


Abb. 3.9: **Parametrisierung des lateralen Energiecontainments eines elektromagnetischen Schauers in der Samplingstruktur des BEMC**
Dargestellt ist der Anteil der Energie eines elektromagnetischen Schauers, der innerhalb eines Zylinders mit dem Radius r eingeschlossen ist. Die Parametrisierung wurde entsprechend Gl. 3.3 vorgenommen. Die gestrichelte Linie gibt den Verlauf der im Text beschriebenen vorläufigen Parametrisierung an.

Bei der Suche nach einer angemessenen Parametrisierung der radialen Verteilung der Energiedeposition wurde im ersten Versuch die Funktion

$$\begin{array}{ll} E_{rel}(r') = a \cdot (1 - e^{-br'^c}) \ , & \text{für } 1 < r' < 3.7 \\ E_{rel}(r') = 1 \ , & \text{für } r' > 3.7 \end{array} \qquad (3.4)$$

im gesamten Radiusbereich verwendet. Für die 49 Einschußpositionen der oben erwähnten Teststrahlmessung wurden die im Modul deponierten Energien mit Hilfe von Gl. 3.4 berechnet. Dazu wurde der Abstand zwischen Einschußposition und Modulgrenze in Winkelschritten von 0.5°bestimmt und für die 720 resultierenden Radius-Werte r_i der Mittelwert der deponierten Energie $\overline{E_{rel}} = \frac{1}{720} \sum_{r_i} E_{rel}(r_i)$ gebildet. Für die zentralen Einschußposition ergibt sich damit, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Teststrahlmessungen, eine Energiedeposition von 97%. Für Einschußpositionen mit einem Abstand von weniger als $3.3\,cm$ ($1\,R_m$) von einer Modulgrenze zeigt sich jedoch eine Überschätzung der Energiedeposition. Der Verlauf der Parametrisierung für kleine Werte von r wurde daher iterativ verändert bis eine Übereinstimmung mit den Teststrahlergebnissen erzielt war.

Abb. 3.10 zeigt für alle Modultypen die mit dem oben beschriebenen Algorithmus berechnete Leckraten für verschiedene Einschußpositionen. Zum Vergleich ist für ein Quadratmodul die Abweichung der gemessenen Signalhöhe von der um 3% Leckrate korrigierten Signalhöhe bei zentraler Einschußposition ebenfalls dargestellt. Im Vergleich zu den berechneten Werten für die Leckrate zeigt die gemessene Leckrate eine leichte Asymmetrie bezüglich der horizontalen und vertikalen Symmetrieachsen des Moduls. Symmetrisiert man die gemessenen Werte, so liegt die Abweichung zwischen den gemessenen und berechneten Werten für alle Positionen unter 1%, die Leckrate wird also von der Berechnung gut wiedergegeben.

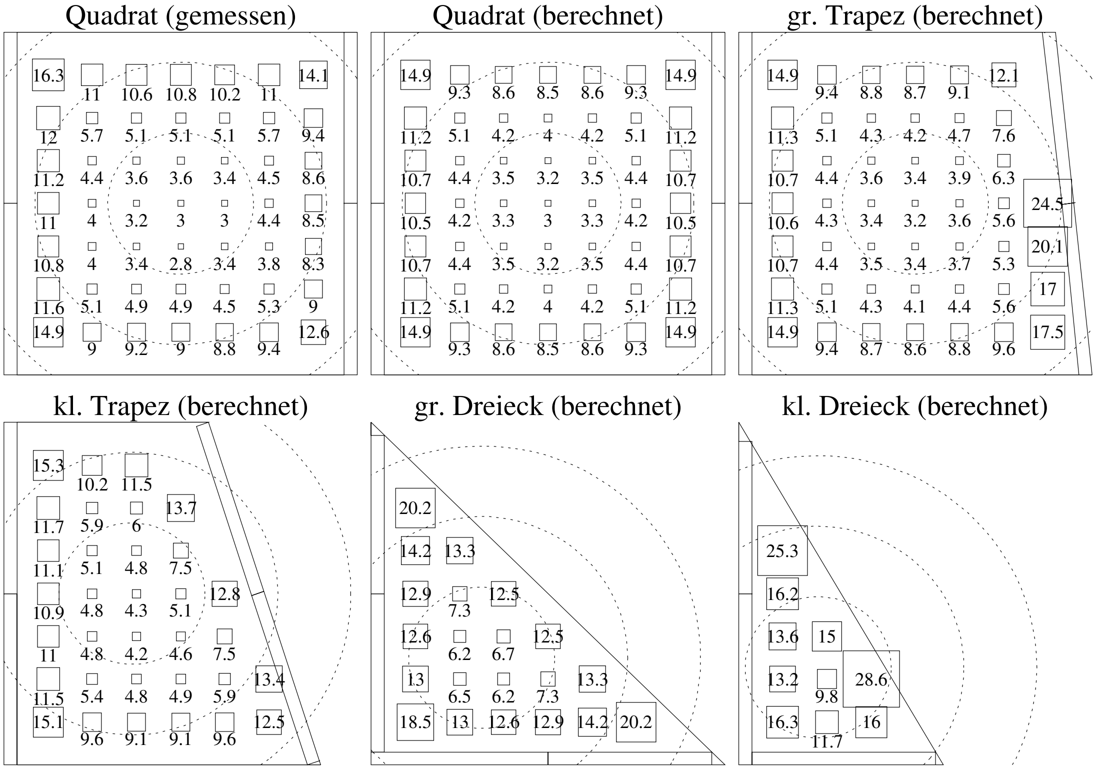


Abb. 3.10: **Abschätzung der Leckrate bei Elektroneneinschuß für alle Modulformen**
Dargestellt ist der prozentuale Anteil der Energie eines elektromagnetischen Schauers, der für senkrechten Einschuß an dem jeweiligen Einschußort aus dem Modul austritt. Die Berechnung der Leckrate basiert auf einer Parametrisierung des lateralen Schauerprofils und wird im Text erklärt. Die eingezeichneten Kreise besitzen die Radien 1, 2 und 3 R_m, wobei R_m den bei den Berechnungen verwendeten Wert von $3.3\,cm$ hat. Der Mittelpunkt der Kreise bezieht sich auf die Kalibrationspunkte x1 der verschiedenen Modultypen (siehe Tab. 2.2 auf Seite 26).

Position	Leckrate in %				
	Quadrat	gr. Trapez	kl. Trapez	gr. Dreieck	kl. Dreieck
1	3.0	3.3	4.4	6.1	10.8
2	3.8	4.0	5.2	-	-
3	3.8	4.0	4.4	-	-

Tab. 3.1: **Leckrate bei Einschuß von 5 GeV-Elektronen an den Kalibrationspunkten der Module**
Für die in Tab. 2.2 auf Seite 26 dargestellten Kalibrationspunkte wurde eine Berechnung der transversalen Leckrate auf der Basis einer Parametrisierung des Schauerprofiles durchgeführt.

In Tab. 3.1 sind für die bei den DESY-Teststrahlmessungen verwendeten Kalibrationspunkte für alle Modultypen die berechneten Leckraten angegeben.

Bei zentralem Einschuß von Elektronen[16] ergaben die Berechnungen für das große Trapez-Modul eine nur geringfügig gegenüber dem quadratischen Modul erhöhte Leckrate von 3.3%. Für das kleine Trapez-Modul ergab sich bei zentralem Einschuß 4.4%, für das große Dreieck-Modul 6.1% und für das kleine Dreieck-Modul 10.8% Leckrate.

Lichtausbeute der nichtquadratischen Module

Die Lichtsammeleffizienzen für Einzeldiodensignale hängen stark von der Einschußposition ab, wie in Abb. 3.11 anhand von Lichteffizienzmessungen an einer Szintillatorplatte eines großen trapezförmigen Moduls mit einer Xenon-Blitzlampe [Esc91] gezeigt wird. Eine Verschiebung der Einschußposition um einen Zentimeter in y-Richtung bewirkt im Bereich des Modulzentrums bereits eine Änderung der Lichtausbeute der einzelnen Dioden von bis zu 20%. Die Ortsabhängigkeit der Summensignale ist wesentlich geringer und liegt für alle Modulformen bei ca $1\%/cm$. Zu Kalibrationszwecken wurden am DESY Teststrahl in alle nichtquadratischen Module Elektronen mit einer Energie von 5 GeV senkrecht zu den Samplingschichten in das Zentrum der Module[17] eingeschossen. In die trapezförmigen Module wurde zusätzlich noch senkrecht an den $\pm 3.5\,cm$ parallel zur Verbindungslinie der WLS 3 und 4 vom Zentrum verschobenen Positionen eingeschossen (siehe Abb. 2.2 auf Seite 26).

Abb. 3.12 zeigt für die Trapez-Module eine qualitative Übereinstimmung der normierten[18] gemessenen Einzeldiodensignale mit den entsprechenden aus Lichtmessungen [Esc91] bestimmten, relativen Signalhöhen der verschiedenen Dioden. Signifikante Abweichungen ergeben sich nur bei Diode 3 des großen Trapez-Moduls, deren Signale bei den Teststrahlmessungen für alle Einschußpositionen ca. 10 bis 20% kleiner als die entsprechenden Signale aus Lichtmessungen sind, und, für den Einschußort $x = -3.5\,cm$ für die Dioden 1 und 2 des kleinen Trapez-Moduls, deren Signalhöhen bei den Teststrahlmessungen geringere Unterschiede voneinander aufweisen. Für die in Abb. 3.13 oben dargestellte Signalsumme der Dioden 1 bis 4 der Trapez-Module ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit entsprechenden Lichtmessungen aus [Esc91]. Ein Einfluß der, gegenüber zentralem Einschuß erhöhten

---

[16] Unter zentralem Einschuß werden hier die in Abb. 2.2 auf Seite 26 gezeigten, auch bei den Elektronenmessungen verwendeten Einschußpositionen verstanden. Für das kleine Trapez-Modul und die Dreieck-Module sind keine direkten Angaben für die Leckrate an diesen Positionen in der Abbildung enthalten.

[17] Unter dem Begriff Zentrum soll hier der Schnittpunkt der Seitenhalbierenden des jeweiligen Moduls gemeint sein.

[18] Alle Signale wurden so normiert, daß das Summensignal der Dioden 1 bis 4 bei zentralem Einschuß in das entsprechende Modul den Wert 1 hat.

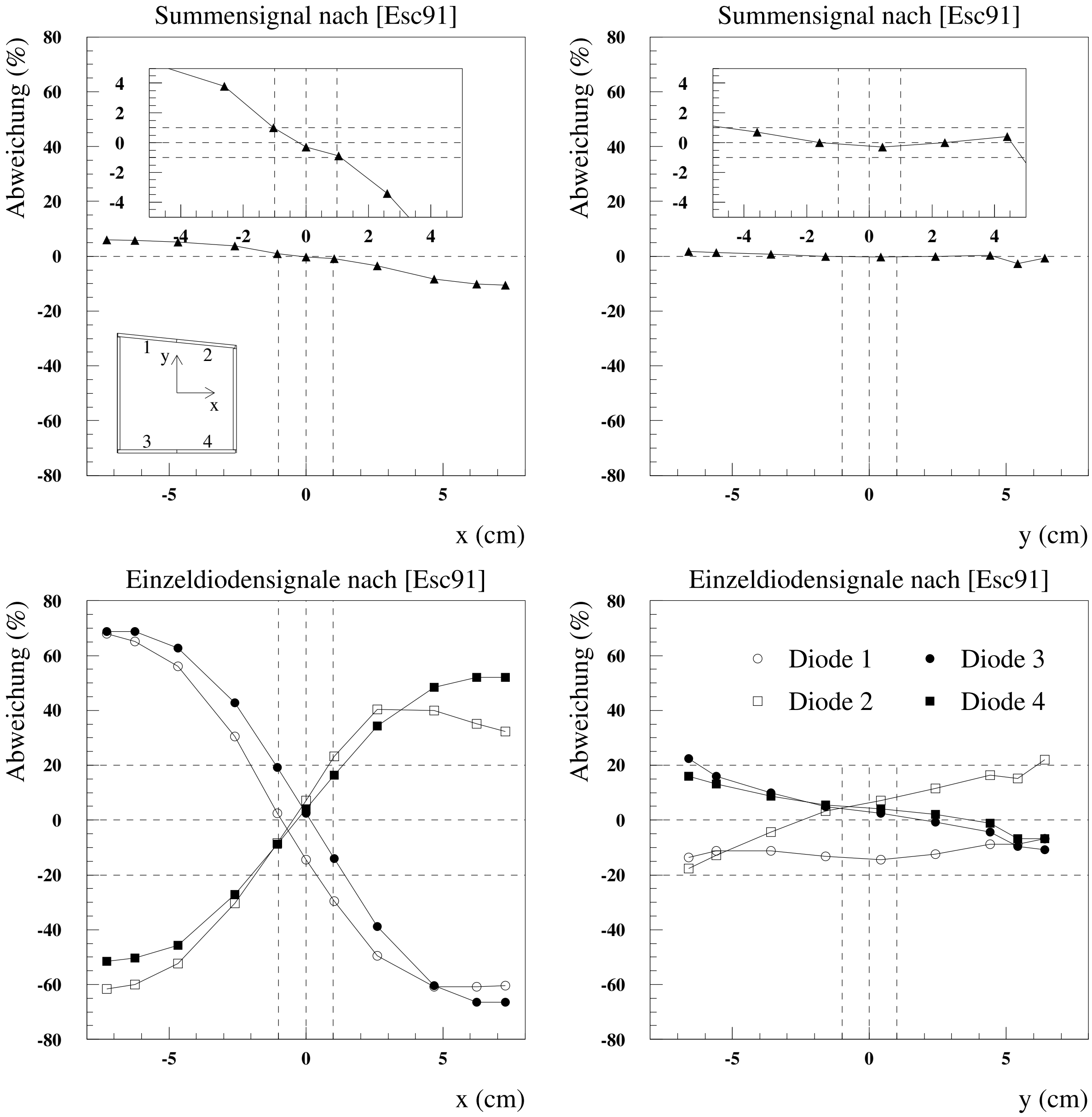


Abb. 3.11: **Lichtsammlung der großen Trapez-Module**
Lichteffizienzmessungen an einer Szintillatorplatte eines großen Trapezmoduls mit einer Xenon-Blitzlampe zeigen eine starke Abhängigkeit der Einzeldiodensignale vom Ort der Lichteinstrahlung. Das Summensignal ist wesentlich homogener.

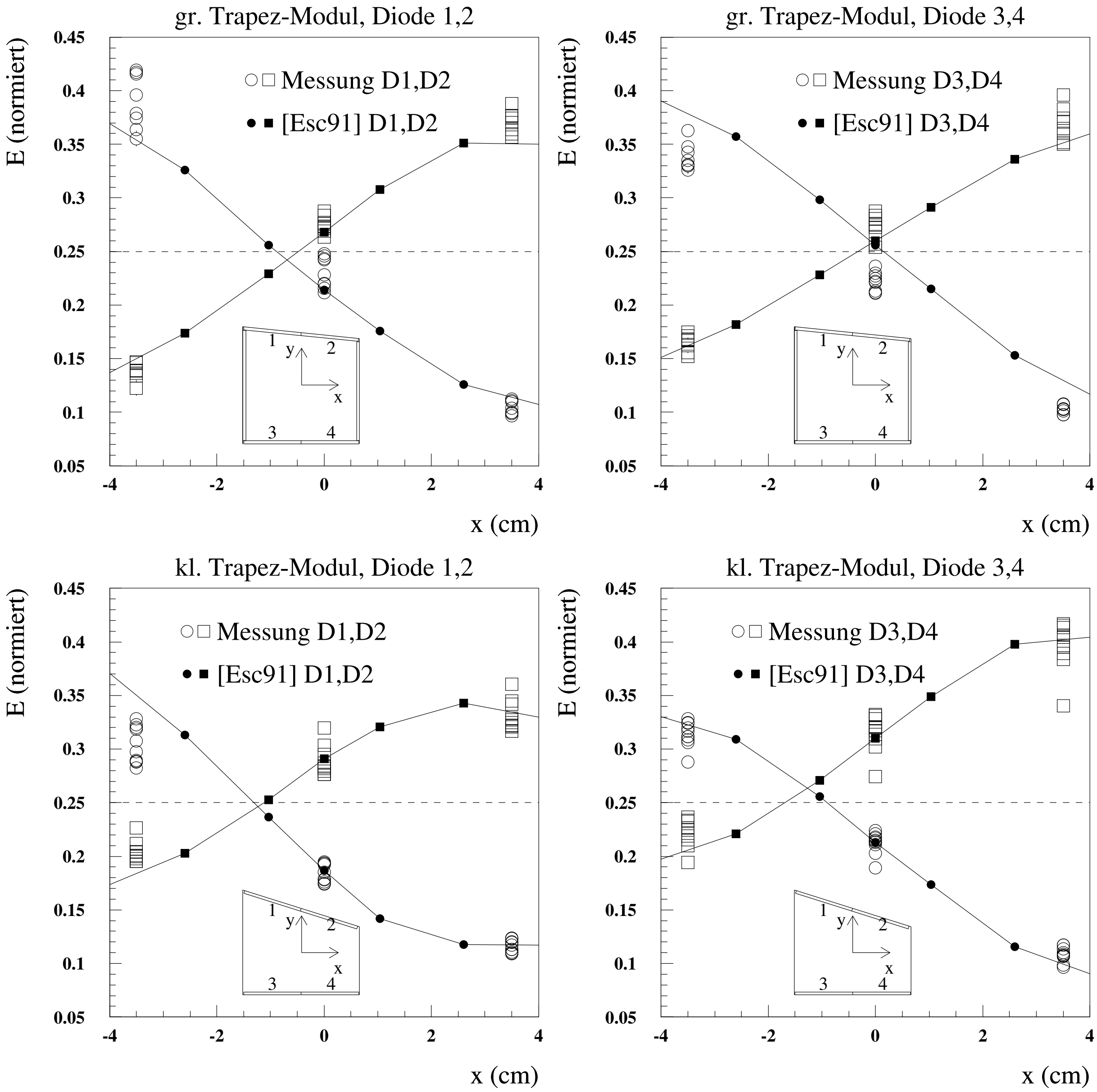
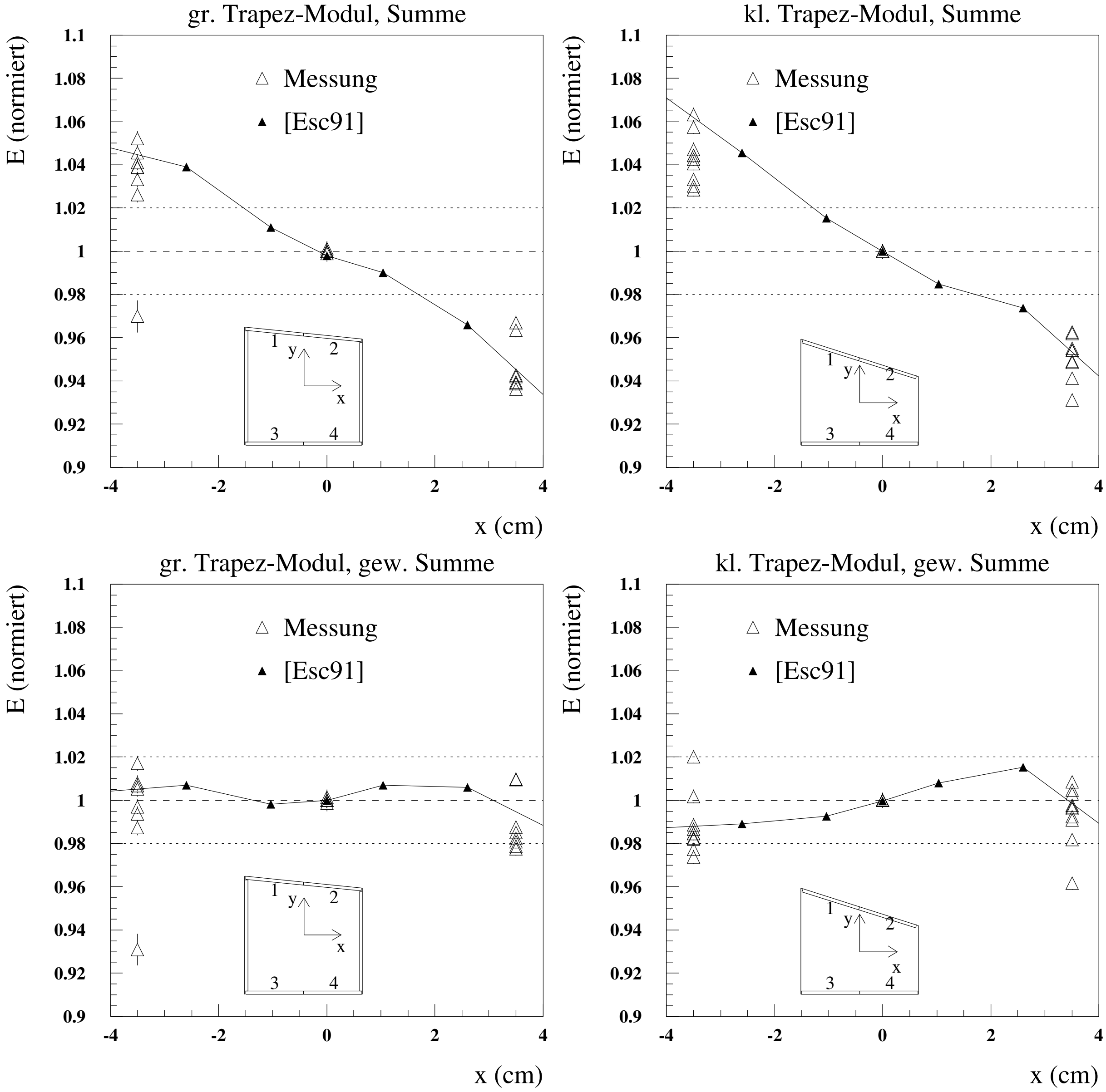


Abb. 3.12: **Einzeldiodensignale der Trapez-Module**
Abgebildet sind die relativen, mit 5 GeV-Elektronen gemessenen Einzeldiodensignale und die Ergebnisse von Lichtmessungen aus [Esc91], für das große (oben) und das kleine (unten) Trapez-Modul. Die Normierung der Signale ist so gewählt, daß das Summensignal der Dioden 1 bis 4 des jeweiligen Moduls bei Mitteleinschuß den Wert 1 hat.


gr. Trapez-Modul, Summe

kl. Trapez-Modul, Summe

gr. Trapez-Modul, gew. Summe

kl. Trapez-Modul, gew. Summe

Abb. 3.13: **Summensignale der Trapez-Module**
oben: Abgebildet sind die relativen, mit 5 GeV-Elektronen gemessenen Summensignale der Dioden 1 bis 4 für das große (links) und das kleine (rechts) Trapez-Modul im Vergleich mit den entsprechenden Ergebnissen von Lichtmessungen nach [Esc91]. Die Leckrate ist für die im innern des Moduls gelegenen Einschußpunkte etwa konstant und konnte somit vernachlässigt werden. Die Normierung ist so gewählt, daß das Summensignal der Dioden 1 bis 4 des jeweiligen Moduls bei Mitteleinschuß den Wert 1 hat.
unten: Relative, mit 5 GeV-Elektronen gemessene, gewichtete Summensignale der Dioden 1 bis 4 für das große (links) und das kleine (rechts) Trapez-Modul im Vergleich mit den entsprechenden Ergebnissen von Lichtmessungen nach [Esc91]. Die gewichtete Summe der Modul-Energie berechnet sich nach [Esc91] aus den Einzeldiodenenergien E_1 bis E_4 gemäß Gl. 3.5. Die Normierung ist so gewählt, daß das gewichtete Summensignal des jeweiligen Moduls bei Mitteleinschuß den Wert 1 hat.

Leckrate für die seitlichen Einschußpositionen ist gering und daher nicht erkennbar.

Gewichtung der Diodensignale der nichtquadratischen Module Die beste Homogenisierung der Modulsignale wird, wie in [Esc91] gezeigt wurde, erzielt, wenn zusätzlich zu den Abschattungsstrukturen auf dem, die Szintillatorplatten umgebenden Reflektorpapier, Gewichtungsfaktoren für die Signale der verschiedenen Dioden verwendet werden. Solche Faktoren wurden für alle Modulformen durch Minimierung der quadratischen Abweichung der Signale bei Lichteinkopplung an verschiedenen Positionen des Moduls bestimmt [Esc91].[19]

Die mit den Trapez-Modulen durchgeführten Messungen an nichtzentralen Einschußpositionen ermöglichen eine Überprüfung des Einflußes der Gewichtungsfaktoren auf die Modul-Energie. Die gewichtete Energiesumme berechnet sich für die Trapez-Module nach [Esc91] gemäß

$$\begin{aligned} E_{g.sum,gr.Trap.} &= 1.15E_1 + 1.0E_2 + 0.65E_3 + 1.2E_4 \\ E_{g.sum,kl.Trap.} &= 0.4E_1 + 0.35E_2 + 1.35E_3 + 1.8E_4, \end{aligned} \tag{3.5}$$

wobei E_1 bis E_4 die mit den einzelnen Dioden des jeweiligen Moduls gemessenen Energien sind. Abb. 3.13 zeigt die Verbesserung der Homogenität durch die Anwendung der Gewichtungsfaktoren. Die Signalüberhöhung um ca. 5% für die Einschußposition bei $x = -3.5\,cm$ gegenüber zentralem Einschuß wird durch die Multiplikation der Diodensignale mit den jeweiligen Gewichtungsfaktoren nahezu vollständig ausgeglichen. Zusätzlich wird die geringere Signalhöhe für die Einschußposition bei $x = 3.5\,cm$ durch die Anwendung der Gewichtungsfaktoren auf den Wert für zentralen Einschuß angehoben. Insgesamt ergeben sich also, in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Lichtmessungen aus [Esc91], homogenere Signalhöhen für die drei untersuchten Einschußpositionen.

3.4.2 Energiemessung bei schrägem Einschuß von Elektronen

Im H1-Experiment können gestreute Elektronen unter Polarwinkeln zwischen 139° und 164° in die Module im äußeren Randbereich des BEMC gelangen.[20] Daher ist es wichtig die Energieverteilung bei schrägem Einschuß in die Module zu studieren. Zu diesem Zweck stehen Messungen für quadratische Module aus der CERN-Meßzeit und für nichtquadratische Module aus der DESY-Meßzeit zur Verfügung.

Messung im Übergangsbereich zweier quadratischer Module

Zum Studium der Energieverteilung bei schrägem Einschuß in die Grenzregion zweier quadratischer Module, wurden am CERN-Teststrahl Messungen unter dem Einschußwinkel 10° mit Elektronen der Energie 20 und 30 GeV sowie 15° mit Elektronen der Energie 10 GeV durchgeführt.

Abb. 3.14 zeigt oben rechts die relativen Anteile der in Modul 5 und 6 gemessenen Energien und deren Summe für Messungen mit Elektronen von 20 und 30 GeV. Die Kurven für die verschiedenen Elektronenergien zeigen bei leichter Verschiebung in x-Richtung einen übereinstimmenden Verlauf. Die Verschiebung der Kurven für die Messungen mit 20

---

[19] In dem Standard-Rekonstruktionsprogramm H1REC werden die Gewichtungsfaktoren für die Dioden der nichtquadratischen Module bisher nicht verwendet. Die Ortsrekonstruktion des Cluster-Schwerpunktes in den quadratischen Modulen des BEMC erfolgte jedoch für die H1-Daten des Jahres 1992 durch Vergleich der Einzeldiodensignalwerten mit entsprechenden Werten aus Labormessungen von [Esc91].

[20] Dieser Winkelbereich ergibt sich bei Berücksichtigung einer möglichen Verschiebung des Vertex um $\pm 50\,cm$ (siehe Abb. 5.14 auf Seite 103).

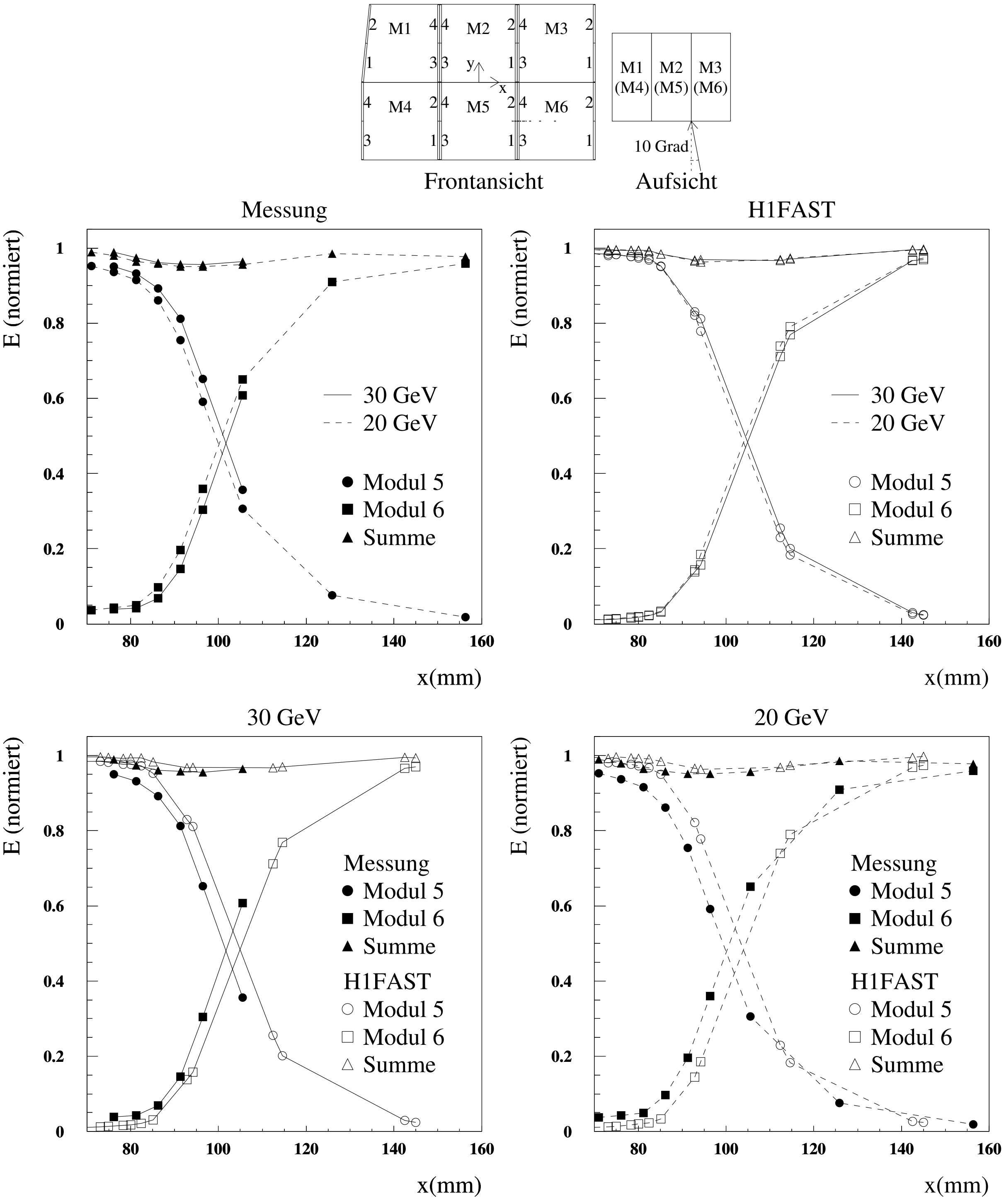


Abb. 3.14: **Ortsscan mit 10° Einschußwinkel**

oben: Die Skizze verdeutlicht die verwendeten Einschußpositionen im Übergang von Modul 5 zu Modul 6 (Punkte in Frontansicht) und den um 10° horizontal gegenüber senkrechtem Einschuß geneigten Einschußwinkel.

mitte: Dargestellt ist die, bei Einschuß von Elektronen der Energie 20 und 30 GeV für die Module 5 und 6 des Testaufbaues gemessene (links) und simulierte (rechts) Energie sowie die Summenenergie der Module 5 und 6. Alle Werte sind bezüglich der Gesamtenergie aller 6 Module für $x = 80\,mm$ auf 1 normiert.

unten: Die dargestellten Kurven repräsentieren die gleichen Ergebnisse, wobei der Unterschied zwischen Messung und Simulation für die Elektronenergien 30 GeV (links) und 20 GeV (rechts) dargestellt ist.

und 30 GeV Elektronen beträgt ca. 1.6 mm. Dies läßt sich durch die Energieabhängigkeit der z-Koordinate des Schauerschwerpunktes erklären, die sich gemäß

$$z = \cos\theta \cdot X_0(ln\frac{E}{E_{krit}} + c) \tag{3.6}$$

mit den Parametern $X_0 = 1.59\,cm$, $E_{krit} = 0.0089\,\mathrm{GeV}$ und $c = 2.3$ beschreiben läßt. Für die beiden Energien berechnet sich damit eine Differenz von ca. 6.3 mm in der z-Koordinate des Schauerschwerpunktes. Die Umrechnung in eine entsprechende Verschiebung der x-Koordinate ergibt den Wert $\Delta x = \Delta z \tan\theta \approx 1.1\,mm$, der etwas geringer als die oben genannte, gemessene Verschiebung von 1.6 mm ist.

Für die in Abb. 3.14 oben rechts dargestellte Simulation mit H1FAST ergibt sich eine Verschiebung von $x \approx 1.0\,mm$ zwischen den mit den Elektronenergien von 20 und 30 GeV simulierten Kurven. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem aufgrund der z-Position des Schauerschwerpunktes nach Gl. 3.6 zu erwartenden Wert.

In Abb. 3.14 unten sind die gleichen Ergebnisse wie oben dargestellt, wobei die Kurven von Messung und Simulation jeweils im gleichen Bild - links für 30 GeV und rechts für 20 GeV - dargestellt sind. Bei einer Verschiebung der x-Koordinaten der gemessenen Kurven um ca. 3 mm ergibt sich für beide Elektronenergien eine nahezu vollständige Übereinstimmung zwischen den gemessenen und simulierten Kurven. Die Verschiebung von 3 mm zwischen Daten und Monte-Carlo-Rechnung kann durch eine Überschätzung der longitudinalen Schauerausdehnung in der Rechnung [Kas94], mit einer Fehlberechnung des Schauerschwerpunktes um 1.7 cm, erklärt werden. Da aber die Ortsungenauigkeit der Messung ebenfalls im Bereich von 3 mm liegt, sollten die Zahlenangaben über die Schauerverteilung mit hinreichender Vorsicht betrachtet werden.

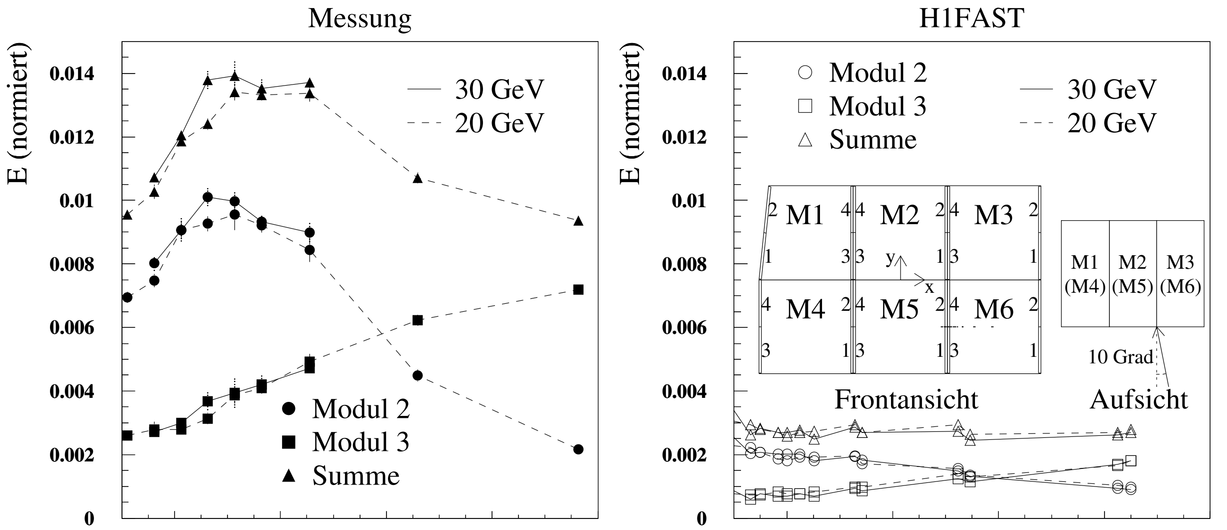


Abb. 3.15: **Ortsscan mit 10° Einschußwinkel, Leckrate**
Dargestellt sind die, bei Einschuß von Elektronen der Energie 20 und 30 GeV an den skizzierten Einschußpositionen (Punkte in Frontansicht) in den Modulen 2 und 3 des Testaufbaues gemessenen (links) und simulierten (rechts) Energieleckraten sowie deren Summe.

Die Unterschätzung der lateralen Schauerausdehnung der H1FAST-Simulation zeigt sich auch an der Energieleckrate in die Module 2 und 3 (siehe Abb. 3.15), die bei der Messung für jeden Meßpunkt insgesamt ca. 1% beträgt, bei der Simulation jedoch unter

0.3% liegt. Eine Verschiebung der Kurven für die Messungen bei 20 GeV und 30 GeV in x-Richtung ist hierbei nicht zu erkennen, die relativen in den Modulen 2 und 3 gemessenen Signalhöhen sind für beide Elektronenergien gleich. Die Energiedeposition in den Modulen 1 und 4 ist für alle verwendeten Einschußpositionen vernachlässigbar.

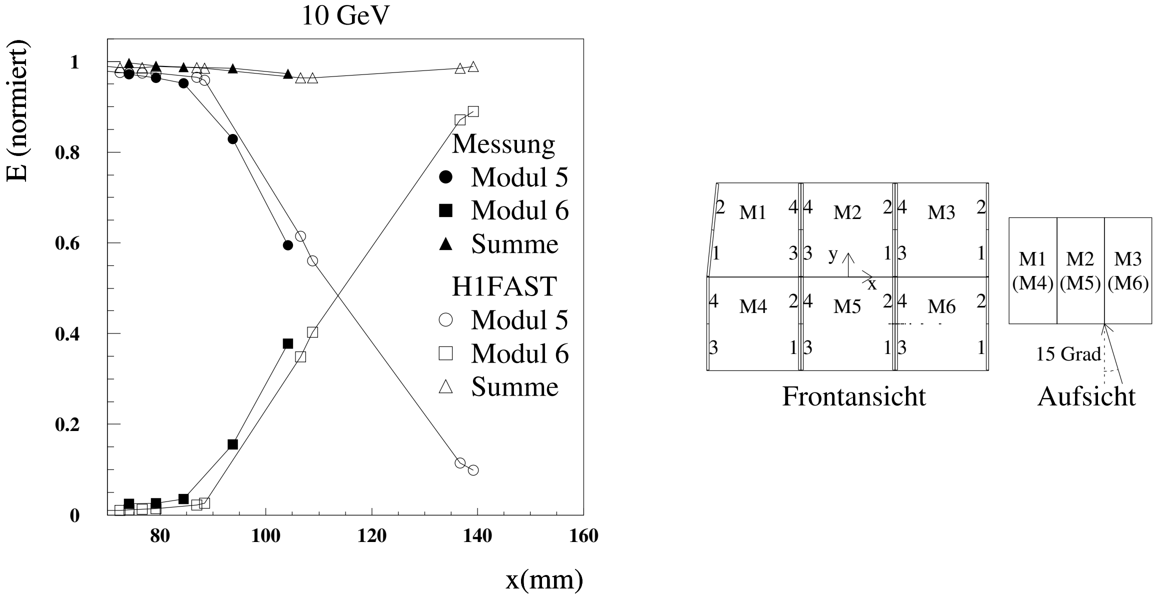


Abb. 3.16: **Ortsscan mit 15° Einschußwinkel**
Dargestellt ist die, bei Einschuß von Elektronen der Energie 10 GeV für die Module 5 und 6 des Testaufbaues gemessene und simulierte Energie sowie die Summenenergie dieser Module. Alle Werte sind bezüglich der Gesamtenergie der 6 Module auf 1 normiert. Die Einschußorte und der horizontal um 15° gegenüber senkrechtem Einschuß geneigte Einschußwinkel sind skizziert.

Für den Einschußwinkel von 15° erfolgt der Übergang der Energie von Modul 6 auf Modul 5 gegenüber dem Einschußwinkel von 10° bei größeren Werten der x-Koordinate (siehe Abb. 3.16). Nach Gl. 3.6 erwartet man eine x-Verschiebung des Schauerschwerpunktes um $12.6\,mm$. Die Verschiebung zwischen den Meßkurven beträgt ca. $8\,mm$.

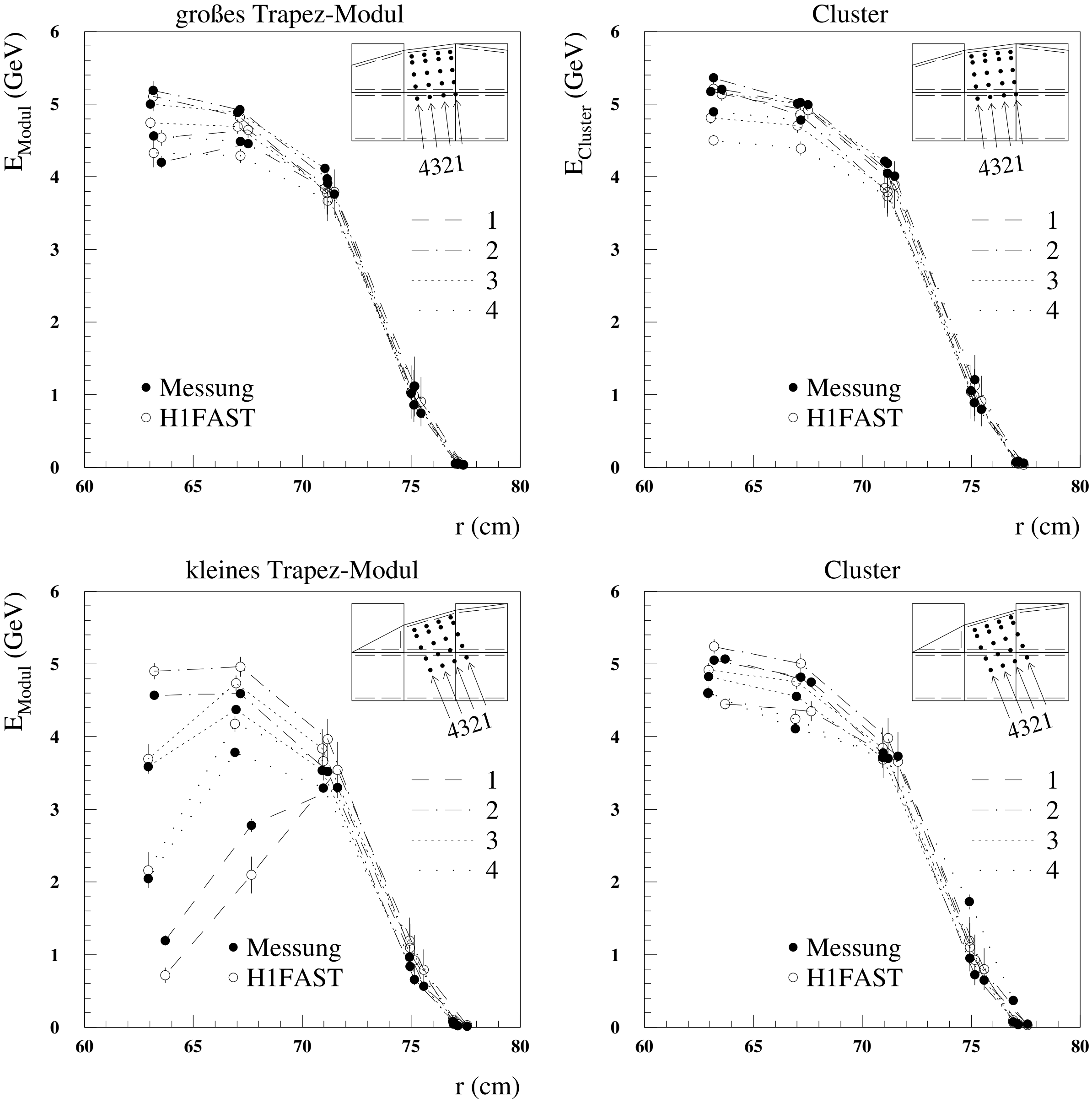
Messungen an nichtquadratischen Modulen

Am DESY Teststrahl wurde für jeweils ein Exemplar jedes nichtquadratischen Modultyps ein Ortsscan durchgeführt. Dabei wurden an den in Abb. 3.17 und Abb. 3.18 dargestellten Positionen Elektronen der Energie 5 GeV unter annähernd den im H1-Detektor zu erwartenden Winkeln[21] eingeschossen. Für alle Meßpunkte eines Moduls wurde derselbe Einschußwinkel verwendet, um zwischen den Messungen möglichst wenige Parameter zu verändern. Für alle nichtquadratischen Module wurden jeweils 4 parallele Reihen von Meßpositionen verwendet, die in den Abbildungen durch Pfeile veranschaulicht und mit den Zahlen 1 bis 4 bezeichnet werden. Der Abstand zwischen benachbarten Reihen betrug jeweils $2\,cm$. Die verwendete Koordinate r gibt für die Einschußpunkte den entsprechenden Abstand des in das BEMC eingebauten Moduls von der Strahlachse an.

Die Umrechnung der elektronisch kalibrierten Signale (Ladungen) der nichtquadratischen Module in Energieeinheiten erfolgte mit Faktoren, die für die verwendeten Module

---

[21] Die verwendeten Einschußwinkel für das große bzw. kleine Trapez-Modul lauten: $\theta = 153.4°$, $\phi = 96.3°$ bzw. $\theta = 153.0°$, $\phi = 109.0°$. Die verwendeten Einschußwinkel für das große bzw. kleine Dreieck-Modul lauten: $\theta = 154.9°$, $\phi = 45.0°$ bzw. $\theta = 153.8°$, $\phi = 63.4°$.



großes Trapez-Modul

Cluster

kleines Trapez-Modul

Cluster

Abb. 3.17: **Ortsscan für die trapezförmigen Module**
Bei Einschuß von 5 GeV-Elektronen sind die in einem großen bzw. kleinen Trapez-Modul gemessenen Modul- (links) und Cluster-Energien (rechts) für verschiedene Einschußpositionen in Abhängigkeit von r dargestellt.
Im Unterschied zur Simulation mit der Geometrie des BEMC wurde bei den Testmessungen eine Anordung aus fünf quadratischen Modulen und dem zu vermessenden Modul verwendet. BEMC- und Teststrahlgeometrie sind in der Abbildung skizziert.
Die verwendeten Einschußwinkel für das große bzw. kleine Trapez-Modul lauten: $\theta = 153.4°$, $\phi = 96.3°$ bzw. $\theta = 153.0°$, $\phi = 109.0°$.

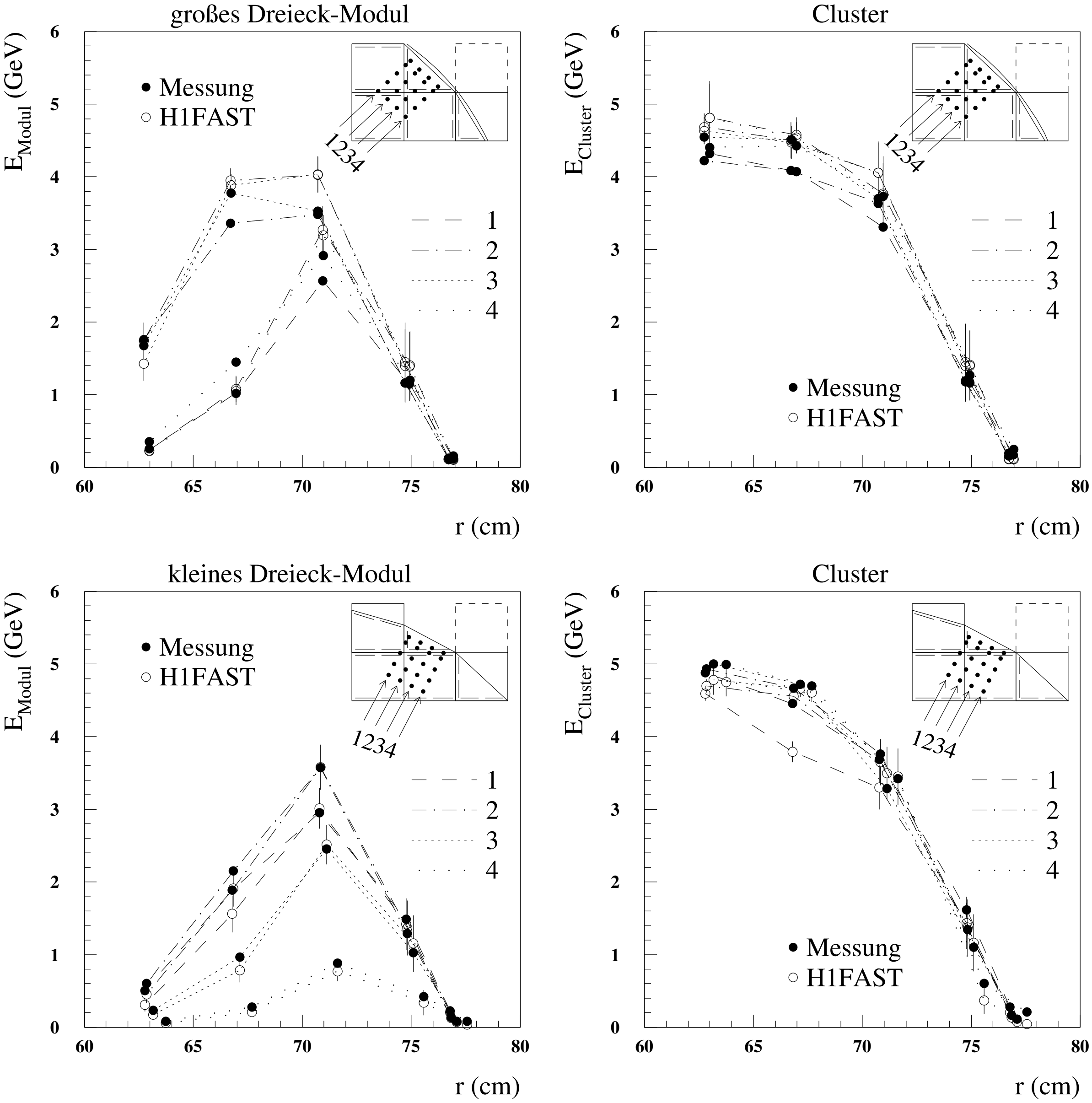


Abb. 3.18: **Ortsscan für die dreieckigen Module**

Bei Einschuß von 5 GeV-Elektronen sind die in einem großen bzw. kleinen Dreieck-Modul gemessenen Modul- (links) und Cluster-Energien (rechts) für verschiedene Einschußpositionen in Abhängigkeit von r dargestellt.

Im Unterschied zur Simulation mit der Geometrie des BEMC wurde bei den Testmessungen eine Anordung aus fünf quadratischen Modulen und dem zu vermessenden Modul verwendet. BEMC- und Teststrahlgeometrie sind in der Abbildung skizziert.

Die verwendeten Einschußwinkel für das große bzw. kleine Dreieck-Modul lauten: $\theta = 154.9°$, $\phi = 45.0°$ bzw. $\theta = 153.8°$, $\phi = 63.4°$.

aus Messungen mit kosmischen Myonen [Rat92] gewonnen wurden.[22] Bei der Auswertung der Teststrahlspektren konnte die in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Korrektur des Strahluntergrundes nur für Einschußpositionen mit $r < 72\,cm$ durchgeführt werden. Die Energiespektren in jeder Reihe waren für $r > 72\,cm$ aufgrund der Leckrate so stark verformt, daß die Erkennung - und damit auch die Eliminierung - des Untergrundes nicht möglich war. Die über die Dauer der Meßzeit anwachsende Untergrundrate führte entsprechend der zeitlichen Reihenfolge der Messungen zu Energiekorrekturen von 4, 6, 7 und 19% für das große und kleine Trapez-Modul und das große und kleine Dreieck-Modul.[23]

Die Abhängigkeit der bei einem Ortsscan für ein Trapez-Modul gemessenen Modul- und Cluster-Energien von der Einschußposition der Elektronen wird in Abb. 3.17 gezeigt.[24]

Zum Vergleich sind die Ergebnisse von Simulationen mit H1FAST eingezeichnet, die für 5 GeV-Elektronen, bei Einschuß an den entsprechenden Positionen für das jeweilige Trapez-Modul durchgeführt wurden. Im Unterschied zur Teststrahlanordnung wurde bei den Simulationsrechnungen die Geometrie des BEMC verwendet. Das jeweils linke Bild der Abbildung zeigt eine qualitative Übereinstimmung zwischen den gemessenen und simulierten Modul-Energien. Die Differenz der Modul-Energien zwischen Messung und Simulation ist für alle Einschußpositionen mit $r < 72$ kleiner als 10%.[25] Mit zunehmendem Radius r nimmt die Cluster-Energie bei Messung und Simulationen für $r > 62\,cm$ ab. Bei $r \approx 73\,cm$ wird nur noch ca. 50% der Energie registriert. Für $r > 77\,cm$ findet keine Energiedepositon mehr statt.

Bei den im unteren Teil der Abbildung dargestellten Messungen an einem kleinen Trapez-Modul ergeben sich für $r < 72\,cm$ deutliche Unterschiede zwischen den Modul- und Cluster-Energien. Die Beschreibung beider Energien durch entsprechende Simulationsrechnungen ist zufriedenstellend. Da die Trajektorie der Elektronen nicht - wie beim großen Trapez-Modul - für alle Einschußpositionen nahezu ausschließlich in dem zu untersuchenden Modul verläuft sind die Beiträge der angrenzenden Module zur Cluster-Energie signifikant. Die im Vergleich zur Simulation erhöhten Meßwerte für $r > 73\,cm$ in Reihe 4 sind durch die unterschiedlichen Modulformen des Teststrahlaufbaues und der bei der Simulation verwendeten BEMC-Geometrie begründet. Im Testexperiment wird im Unterschied zum BEMC ein Quadrat-Modul verwendet, das einen größeren Teil der aus dem kleinen Trapez-Modul austretenden Schauerteilchen einfängt.

In Abb. 3.18 sind die Ergebnisse entsprechender Untersuchungen mit den Dreieck-Modulen dargestellt. Die gemessenen Modul-Energien werden durch die Simulation für das große sowie das kleine Dreieck-Modul zufriedenstellend wiedergegeben. Für das große Dreieck-Modul sind die Werte der Modulen-Energien bezüglich der Symmetrieebene des Moduls nahezu symmetrisch. Bei der Messung ergeben sich, aufgrund des fehlenden Abgleiches der Einzeldiodensignale, etwas größere Abweichungen vom Symmetrieverhalten als bei der Simulation. Wegen eines elektronischen Problems mußten für die Cluster-Energie beim großen Dreieck-Modul die Energien des Moduls in der mittleren Position der unteren Modulreihe unter Ausnutzung der Symmetrie aus den Energien in dem Modul links oben im Testaufbau abgeschätzt werden. Eine Asymmetrie der Einschußpositionen aufgrund eines Fehlers in der Positionierung der Testanordnung kann daher einen großen Fehler

---

[22] Die selben Faktoren werden auch in H1REC verwendet.

[23] Die Zeitdauer für die Messungen an einem Modultyp war, verglichen mit den Zeitabständen zwischen den Messungen an verschiedenen Modultypen, so gering, daß keine Veränderung der Untergrundverhältnisse zwischen den Messungen festzustellen war.

[24] Unter Cluster-Energie wird für die Messungen an den Trapez- bzw. Dreieck-Modulen die Energiesumme von sechs bzw. fünf Modulen der jeweils skizzierten Testanordnung verstanden. Bei den Dreieck-Modulen wurde das gestrichelt dargestellte Modul an Position 6 nicht berücksichtigt. Die Cluster-Energie für die Simulationsrechnungen wurde durch Summation der Energien der mit Wellenlängenschiebern dargestellten Module gebildet.

[25] Eine bessere Übereinstimmung war nicht zu erwarten, da für die einzelnen Dioden der nichtquadratischen Module keine individuellen Kalibrationsfaktoren verwendet werden, was zu einer zusätzlichen Ortsabhängigkeit der Modulsummensignale von einigen Prozent führt.

der Cluster-Energie bewirken, so daß diese nur als grober Anhaltspunkt dienen sollte. Im Vergleich zu den anderen Modulformen zeigten die simulierten Cluster-Energien beim großen Dreieck-Modul geringere Abweichungen zwischen den verschiedenen Reihen von Meßpunkten.

Für das kleine Dreieck-Modul stimmen die gemessenen und simulierten Modul-Energien gut überein. Die Cluster-Energie wird durch die Simulation für alle Einschußpositionen mit $r < 70\,cm$ leicht unterschätzt. Für die Meßposition mit $r \approx 67\,cm$ in Reihe 1 verläuft der Schauer zu einem großen Teil im Wellenlängenschiebermaterial bzw. im passiven Material zwischen den Modulen. Bei der Simulation zeigt sich für diese Einschußposition eine ca. 20% kleinere Cluster-Energie als bei der Messung.

3.4.3 Studien zum Energieverlust in Absorbern

Ein Problem bei der Energiemessung von Elektronen im H1-Detektor ist die Verfälschung der Elektronenergie durch Wechselwirkungen mit passivem Material vor und zwischen den Kalorimetermodulen. Aufgrund der ungleichmäßigen Verteilung dieses Materiales, zu dem z.B. Kabel aus dem CTD gehören, ist mit einer Verschlechterung der Energieauflösung zu rechnen. Detaillierte Untersuchungen zum passivem Material im Detektor finden sich in [Sig94] und in der dort angegebenen Literatur.

Zum Studium des Einflusses passiven Materiales vor einem BEMC-Modul auf die gemessene Energie wurden am CERN H6-Teststrahl Messungen mit drei verschiedenen Eisenabsorbern vor Modul 2 durchgeführt. Die Absorberstärken betrugen $1\,cm$, $1.5\,cm$ und $3\,cm$. Für jeden Absorber wurden Elektronen der Energien 10 GeV, 20 GeV und 30 GeV senkrecht in das Zentrum von Modul 2 eingeschossen. In Abb. 3.19 oben ist die absolute und relative Abweichung von der ohne Absorber gemessene Energie, als Funktion der Absorberdicke in Strahlungslängen dargestellt. Für die verwendeten Absorber wurden Simulationsrechnungen mit Elektronen durchgeführt, die für alle Elektronenergien gut mit den Messungen übereinstimmen.

Nach Überprüfung der Beschreibung der Meßergebnisse durch die Simulation wurden zusätzliche Simulationsrechnungen mit dickeren Absorbern aus Eisen sowie mit Absorbern aus Blei durchgeführt.

Im unteren Teil der Abb. 3.19 ist, als wichtiges Ergebnis dieser Simulationen, die Abhängigkeit des absoluten und relativen Energieverlustes in den verwendeten Absorbern von der Energie des eingeschossenen Elektrons dargestellt. Es ist zu erkennen, daß eine ungenaue Kenntnis der Dicke des toten Materiales vor einem Kalorimetermodul sich nicht nur auf die Energieskala auswirkt, sondern auch zu einer Verzerrung des Energiespektrums führt.

Beim Vergleich von Eisen und Blei als Absorber zeigt sich, daß die beiden Materialien bei gleicher Anzahl von Strahlungslängen unterschiedliche Energieverluste hervorrufen; Eisen bewirkt bei höheren Absorberdicken $d \geq 1.7\,X_0$ größere Energieverluste pro Strahlungslänge als Blei.

Dies ist in Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus [Sig94], wonach die mittlere absorbierte Energie in einem Absorber bei gleicher Dicke in X_0 umgekehrt proportional zu $Z \ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right)$ mit der Kernladungszahl Z ist.

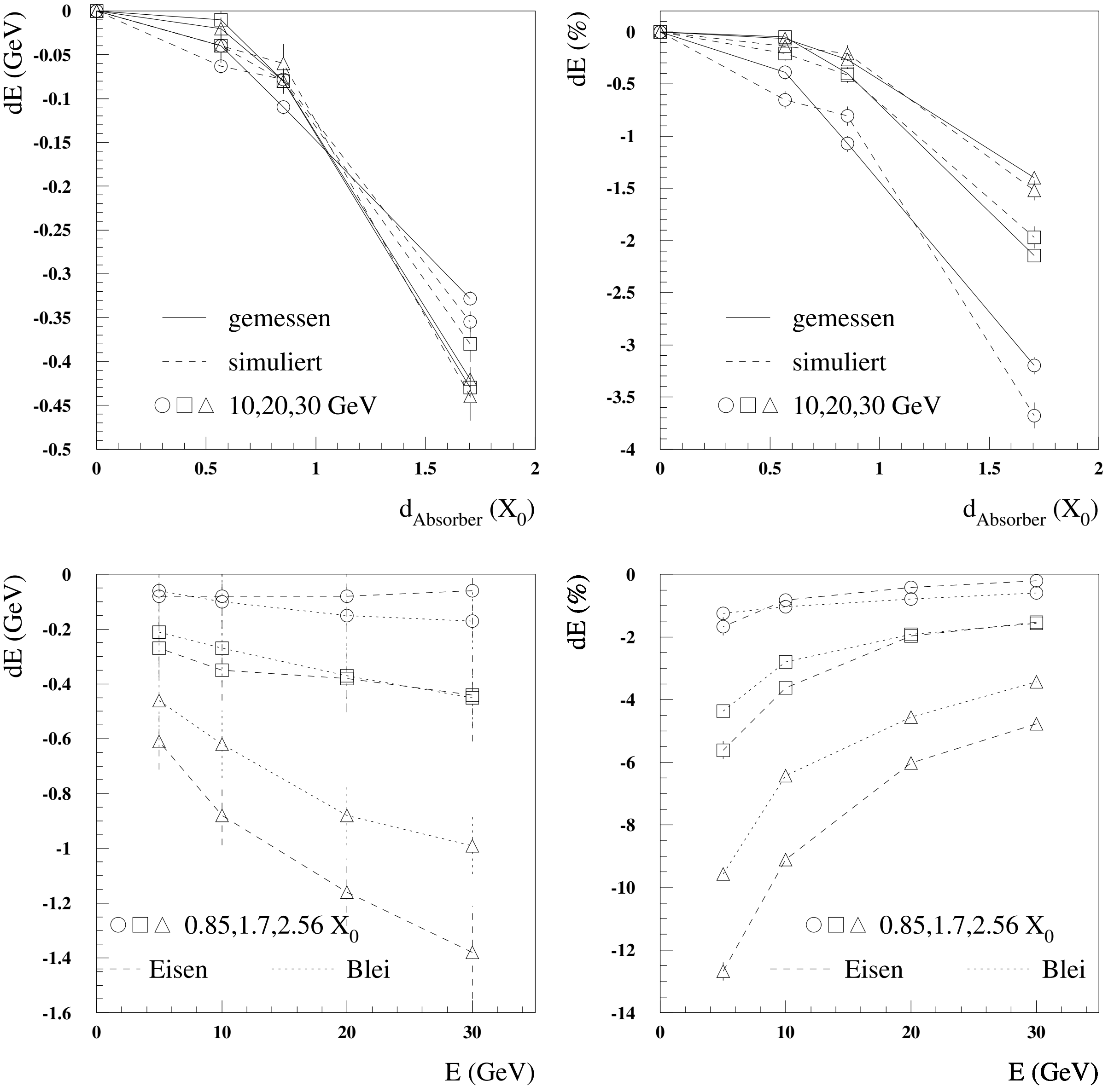


Abb. 3.19: **Gemessener und simulierter Energieverlust in einem Absorber**
oben: Dargestellt ist die absolute (links) und prozentuale (rechts) Abweichung der bei senkrechtem, zentralem Einschuß mit verschiedenen Absorbern vor einem BEMC-Modul bezüglich der ohne Absorber gemessenen Energie. Es wurden Eisenabsorber mit den Stärken 10 *mm*, 15 *mm* und 30 *mm* verwendet.
unten: H1FAST-Simulationsrechnungen mit Absorbern aus Blei und Eisen zeigen eine Abhängigkeit des absoluten (links) und prozentualen (rechts) Energieverlustes von der Elektronenergie.

Fazit der Teststrahlmessungen:

- Es wurden Relativfaktoren für die mit 5 GeV-Elektronen bei zentralem Einschuß gemessene Signalhöhe für die nichtquadratischen Module in Bezug zu der mittleren Signalhöhe der quadratischen Module berechnet und mit relativen Lichtsammeleffizienzen aus Messungen mit kosmischen Myonen [Rat92] und mit optischen Messungen an den Szintillatorplatten [Esc91] verglichen. Nach einer Leckraten-Korrektur der am Teststrahl gemessenen Relativfaktoren stimmen, mit Ausnahme von zwei Ausreißern, die Relativfaktoren für alle nichtquadratischen Module innerhalb eines Fehlers von ±10% mit den entsprechenden Ergebnissen von [Rat92] und von [Esc91] überein.
- Es wurde eine Parametrisierung des transversalen Schauerprofiles gefunden, die die mit 5 GeV-Elektronen bei senkrechtem Einschuß gemessene Leckrate, für 49 Einschußpositionen, die gleichmäßig über ein quadratisches Modul verteilt sind, beschreibt.
- Die Einzeldiodenenergien der Trapez-Module für den Einschuß von 5 GeV-Elektronen an drei verschiedenen Positionen zeigt eine gute Übereinstimmung mit entsprechenden Labormessungen mit einer Xenon-Blitzlampe [Esc91]. Die zur Homogenisierung der in Abhängigkeit von der Einschußposition gemessenen Signalhöhen der Trapez-Module in [Esc91] berechneten Gewichtungsfaktoren für die Einzeldioden wurden angewandt und führten zu einer signifikanten Verbesserung der Homogenität der für die drei verschiedenen Einschußorte gemessenen Energie.
- Der Vergleich von Messung und Simulation unter 10° und 15° gegenüber senkrechtem Einschuß geneigtem Einschußwinkel zeigt für Einschußpositionen an der Grenzfläche zweier quadratischer Module Unterschiede in den Signalverhältnissen der beiden Module. Dies ist durch eine nicht ausreichend genaue Beschreibung des longitudinalen und transversalen Schauerprofils in der Simulation zu erklären.
- Teststrahlmessungen mit 5 GeV-Elektronen unter den im H1-Experiment für das jeweilige Modul zu erwartenden Winkeln zeigen für alle Modultypen eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen entsprechender Simulationsrechnungen.
- Messungen mit verschiedenen Absorbern vor einem BEMC-Modul zeigen eine gute Übereinstimmung der gemessenen Energien mit den entsprechenden Ergebnissen von Simulationsrechnungen mit H1FAST. Weiterführende Simulationsrechnungen zeigen die Energieabhängigkeit des absoluten und relativen Energieverlustes in den Absorbern. Eine ungenaue Kenntnis der Dicke des Absorbers führt nicht nur zu einer Verschiebung, sondern auch zu einer Verzerrung der Energieskala.

Kapitel 4

Messungen mit dem Lasermonitorsystem des BEMC im H1-Experiment

Das Lasermonitorsystem des BEMC, dessen Aufbau in Abschnitt 2.2.3 beschrieben ist, soll eine Funktionskontrolle aller elektronischen Kanäle des BEMC inklusive der optischen Komponenten ermöglichen. Neben der Funktionskontrolle bietet das Lasermonitorsystem die Möglichkeit eine Interkalibration der Module durchzuführen. Es wird sich zeigen, wieweit sich Alterungseffekte und Strahlenschädigungen des Szintillatormateriales erfassen lassen.

Für die Module im äußeren Randbereich des BEMC ist aufgrund der geringen Zählrate eine Kalibration mit Hilfe des kinematischen Peak wegen mangelnder Statistik nicht möglich. Daher bietet hier nur das Lasermonitorsystems die Möglichkeit, die zeitliche Stabilität der Kalibration zu sichern.

4.1 Durchführung der Messungen

1992 wurden die ersten Messungen mit dem Lasermonitorsystem, an dem, in den H1-Detektor eingebautem BEMC, durchgeführt.[1] Zum Zeitpunkt der Messungen waren die Referenzsysteme und die Steuerung des Lasers mit der OS9-Station noch nicht verfügbar [Zar93], so daß Veränderungen am Meßaufbau, wie das Auswechseln der Filter oder das Umschalten zwischen Lichteinkopplung in das „rote“-, „blaue“- oder beide Faserbündel, manuell durchgeführt werden mußten.

4.1.1 Datenaufnahme bei den Lasermessungen

Die Lasersignale wurden mit der zentralen Datenakquisition [H1C93b] des H1-Detektors analog zu ep-Ereignissen aufgenommen. Als Trigger diente der eigenständige BEMC-Trigger BSET [KUR91], der Ereignisse selektiert, wenn eine Energieschwelle in einem Modul überschritten wird (siehe Abschnitt 2.2.4). Für die Lasersignale, die einer Energiedeposition von mehreren GeV in allen Kanälen entsprechen, beträgt die Effizienz des BSET-Triggers 100%.

An jedem Meßtag wurden Messungen unter Verwendung zweier verschiedener Filter mit den optischen Dichten 1.0 und 1.3, bei Lichteinkopplung in das „rote“ und/oder „blaue“ Faserbündel durchgeführt. Bei jeder Messung wurden ca. 2000 Ereignisse mit einer Wiederholfrequenz der Lasersignale von $20\,Hz$ aufgenommen.

4.2 Auswertung der Laserspektren

Die Pedestalkorrektur und elektronische Kalibration der mit dem Lasermonitorsystems im H1-Experiment aufgenommenen Signale erfolgte, wie bei der Standard H1-Datennahme, bereits während der Datennahme im digitalen Signalprozessor DSP des H1-Datenakquisitionssystemes. Die Daten wurden im BOS[2]-Format auf die DESY-IBM Rechenanlage

---

[1] 14. August, 20. August und 28 November 1992

[2] Ein System zur dynamischen Speicherverwaltung [BOS88].

transferiert. Mit dem Standard H1-Rekonstruktionsprogramm H1REC[3] wurden die elektronisch kalibrierten Lasersignale, analog zu physikalischen Daten, durch Multiplikation mit individuellen Faktoren (siehe Anhang C) in „kalibrierte Energien“ umgewandelt. Die Signale der WLS 5 und 6 der quadratischen Module und der großen Trapez-Module wurden zusätzlich durch den, ebenfalls in Anhang C erklärten, Faktor 1.9 geteilt.

Die kalibrierten Einzeldiodensignale wurden mit einem Analyseprogramm aus der BOS-Bank BENR ausgelesen und zusammen mit daraus berechneten Größen als N-Tupel in einer für das Programmpaket PAW[4] lesbaren Form abgespeichert.

So wurde für jedes einzelne Ereignis der Mittelwert aller 472 elektronischen Kanäle des BEMC „$E_{\overline{472}}$“ berechnet und zusätzlich zu Run- und Ereignisnummer und den 472 Einzeldiodensignalen in ein PAW N-Tupel gefüllt. $E_{\overline{472}}$ liefert ein Maß für die Intensität des Laserlichtes und kann somit als Referenzsignal beim Vergleich zweier Lasermessungen mit kurzem zeitlichen Abstand benutzt werden.[5]

Für alle Messungen wurde außerdem der Mittelwert und die Standardabweichung mit und ohne ereignisweiser Division der Diodensignale durch $E_{\overline{472}}$, für alle Dioden des BEMC berechnet und als Fortran-Datensatz sowie als PAW N-Tupel abgespeichert.[6]

Die weitere Analyse sowie die graphische Darstellung der Daten erfolgte mit PAW.

4.3 Meßergebnisse

Typische mit dem Lasermonitorsystem gemessene Einzeldiodenspektren eines Quadratmoduls sind in Abb. 4.1 dargestellt. Der obere Teil der Abbildung zeigt die Lage der Lichteinkopplungspunkte (A und B) in Bezug zur Position der Wellenlängenschieber (1 bis 6). Die dargestellten Spektren wurden bei Lichteinkopplung an Position A aufgenommen. Die Signalhöhen der zum Einkopplungspunkt A benachbarten WLS (1 und 3) sind deutlich größer als die der weiter entfernten WLS (2 und 4).

Abb. 4.2 zeigt, daß bei einem feineren Binning in den Einzeldiodenspektren Energiebereiche erkennbar sind, in die nur wenige oder gar keine Ereignisse fallen. Diese „Energielücken“ treten auch bei Korrelationsdarstellungen zwischen den Signalhöhen verschiedener Kanäle auf. Eine Erklärung liefert die Analyse des im Anhang C beschriebenen Algorithmus, der zur elektronischen Kalibration im DSP verwendet wird. Aus dem Kalibrationsalgorithmus resultieren vernachlässigbare Energieverschiebungen von maximal ±0.5% für die einzelnen Dioden (siehe Abb. C.1 auf Seite 126).[7] Durch die Addition der Signale von vier (bzw. 3) Dioden ist die „Lücken“-Struktur der Einzeldiodenspektren in den Energiesummenspektren bei der Energiemessung im H1-Experiment nicht mehr erkennbar.

4.3.1 Funktionskontrolle der Auslesekanäle des BEMC

Das Lasermonitorsystem ermöglicht eine schnelle Funktionskontrolle für alle Kanäle des BEMC. Im Gegensatz zu dem Testpulsersystem, das definierte Ladungen kapazitiv in die

---

[3] Version 3.03/08 [REC94]

[4] Das Programmpaket PAW (Physics Analysis Workstation) wurde am CERN zur Analyse und graphischen Darstellung physikalischer Daten entwickelt [PAW89]

[5] Der Zeitabstand zwischen den zu vergleichenden Messungen muß so kurz sein, daß zwischen den Messungen keine globalen Änderungen der Lichtausbeute aller BEMC-Module, z. B. durch die Alterung der Szintillatoren, auftreten. Globale Änderungen der Lichtausbeute können nur durch den Vergleich mit einem unabhängigen Referenzsignal erkannt werden.

[6] Ca. 1% der durch den BSET-Trigger selektierten Ereignisse jeder Lasermessung wiesen in allen Kanälen des BEMC eine Signalhöhe im Bereich einer Rauschmessung auf. Diese Ereignisse waren klar von den Laser-Ereignissen unterscheidbar und wurden bei den Mittelwert-Berechnungen nicht verwendet.

[7] Für Energien um 0 GeV (dies entspricht für die Dioden der langen WLS ca. ADC-Kanal 200) sind größere relative Abweichungen möglich, die hier ausgenommen werden.

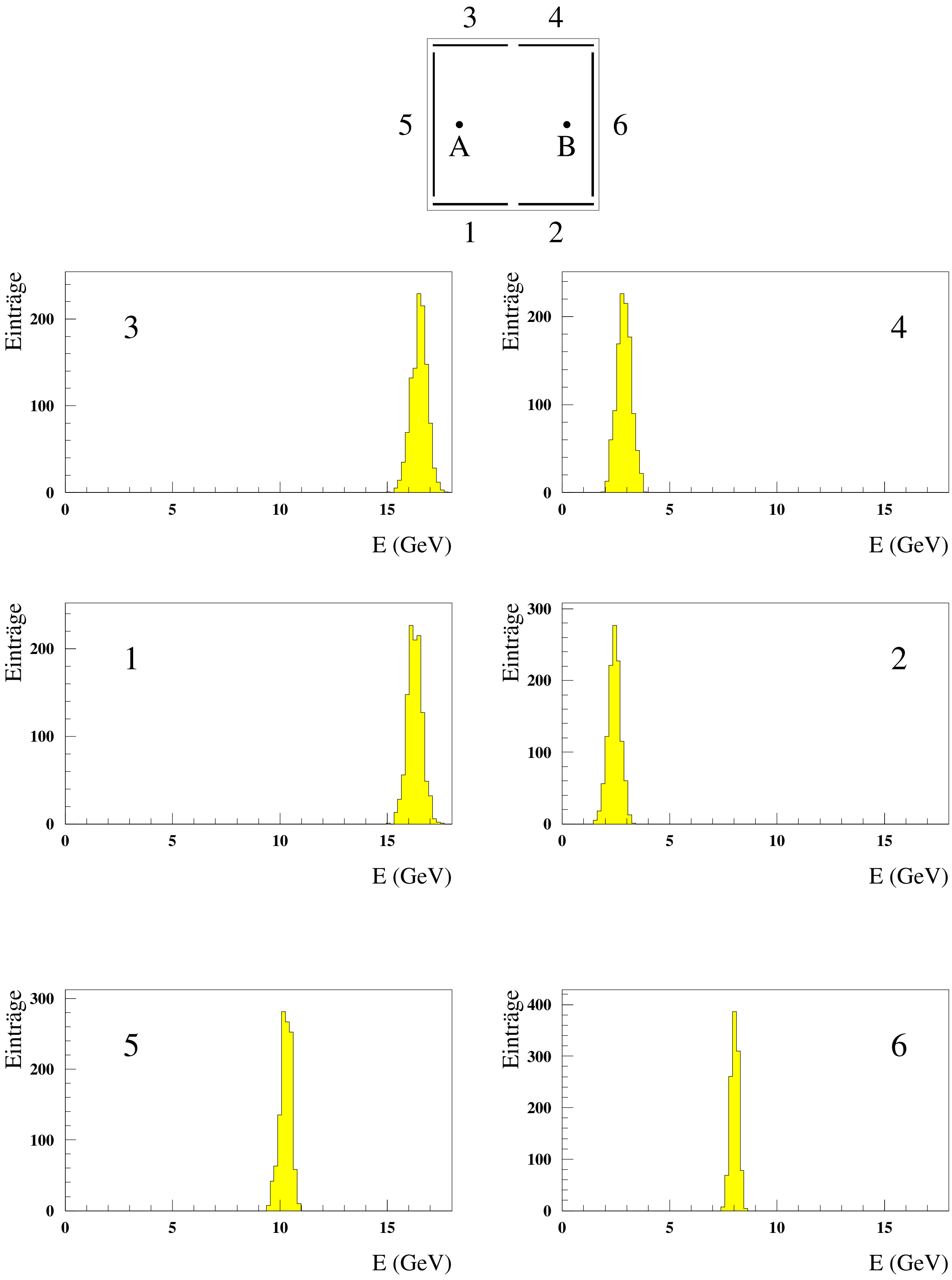


Abb. 4.1: **Typische Laser-Spektren eines Quadrat-Moduls**
Energiesignale der 6 Kanäle von Modul 36 bei Lichteinkopplung in Position A. Die obige Skizze zeigt die Lage der Wellenlängenschieber (1 bis 6) in Bezug auf die Position der Lichteinkopplung.

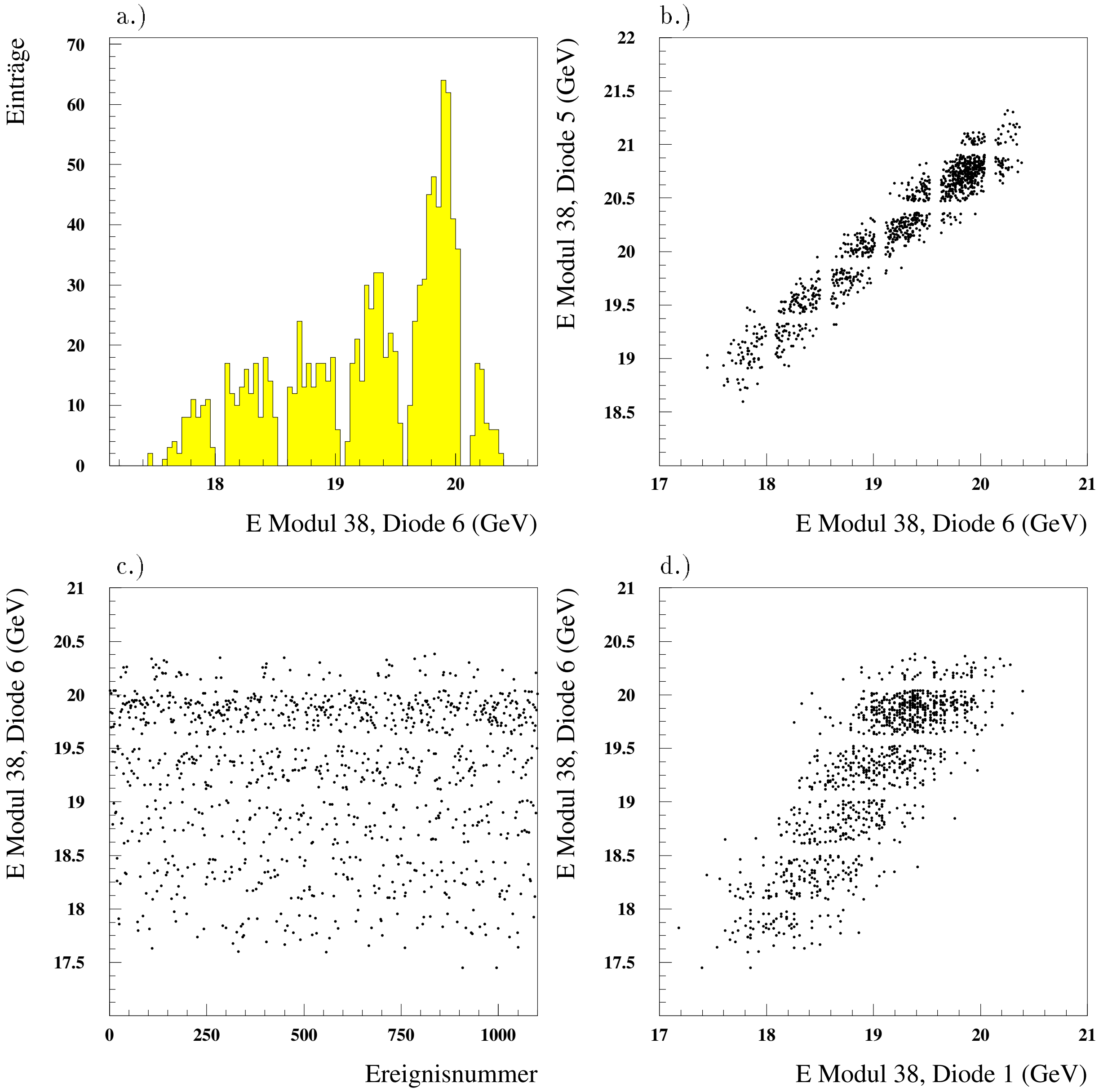


Abb. 4.2: **Beeinflussung der Laserspektren durch den Kalibrationsalgorithmus des DSP**
Dargestellt sind exemplarisch Spektren verschiedener Dioden von Modul 38 für Lichteinkopplung in das „rote“ Faserbündel (Run 27714). In den Einzeldioden-Spektren zeigen sich Energiebereiche, in denen keine Einträge liegen. Die Ursache dieses Effektes liegt in dem, bei der elektronischen Kalibration im digitalen Signalprozessor verwendeten Algorithmus begründet, bei dem die Korrekturen zweiter und dritter Ordnung nicht exakt berechnet, sondern mit Hilfe einer Tabelle durchgeführt werden. Eine detaillierte Untersuchung des Kalibrations-Algorithmus wird in Anhang C vorgestellt.

Vorverstärker einkoppelt, können mit dem Lasermonitorsystem die optischen Komponenten der Auslesekette überwacht werden.

In Abb. 4.3 sind die Mittelwerte der Signalhöhen aller Kanäle des BEMC entsprechend der Position der Module in der BEMC-Tonne abgebildet. In der ersten Reihe der Abbildung sind die Signalhöhen für die Dioden 1 bis 6 für eine Messung bei gleichzeitiger Lichteinkopplung in beide Faserbündel „rot" und „blau" dargestellt. Alle Kanäle sollten näherungsweise dieselbe Signalhöhe aufweisen, Abb. 4.3 zeigt jedoch eine geringere Signalhöhe der Module 11, 55 und 88, die durch eine schlechte Ankopplung dieser Module an die Glasfasern begründet ist. Die fehlenden Symbole für Diode 2 der kleinen Dreieck-Module am äußeren Rand des BEMC liegen in der Numerierung der drei Dioden dieser Module (1,3,4) begründet. Ebenfalls in der Abbildung erkennbar ist, daß nur die quadratischen und großen trapezförmigen Module die Dioden 5 und 6 besitzen.

In der zweiten und dritten Reihe von Abb. 4.3 sind die Signalhöhen der Dioden 1 bis 6 aller Module bei Lichteinkopplung in nur je eines der beiden Faserbündel „rot" bzw. „blau" abgebildet. Hier wird die Charakteristik der Lage der Faserankopplungspunkte zu den verschiedenen WLS erkennbar (Tab. 2.2 auf Seite 26). Für alle quadratischen Module zeigen die Dioden 1 und 3 bei „roter" Ankopplung deutlich größere Signale als die Dioden 2 und 4. Umgekehrt verhält es sich bei Lichteinkopplung in das „blaue" Faserbündel. Für die Dioden 5 und 6 ist keine Abhängigkeit der Signalhöhe vom Einkopplungspunkt zu sehen. Bei den Dioden 1 bis 4 fällt die schlechte Ankopplung von Modul 11 und 88 an das „rote"- und von Modul 55 an das „blaue" Faserbündel auf.

Eine effektivere Funktionskontrolle läßt sich durch den Vergleich einer Messung mit einer Referenzmessung erzielen. Dies wird im folgenden Abschnitt untersucht.

4.3.2 Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse

Zur Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse wurden Lasermessungen, die in verschiedenen Zeitabständen unter den gleichen Versuchsbedingungen durchgeführt wurden, verglichen. Dazu wurde für jeden Kanal i die Abweichung

$$\Delta E_i = \left(\left\langle \frac{E_{i,2}}{E_{\overline{472},2}} \right\rangle - \left\langle \frac{E_{i,1}}{E_{\overline{472},1}} \right\rangle \right) \cdot \frac{\left\langle E_{\overline{472},1} \right\rangle + \left\langle E_{\overline{472},2} \right\rangle}{2} \tag{4.1}$$

der mittleren Signalhöhe zwischen zwei mit dem Index 1 bzw. 2 bezeichneten Messungen berechnet. $E_{\overline{472},1}$ bzw. $E_{\overline{472},2}$ sind die bereits erwähnten Mittelwerte eines Ereignisses der ersten bzw. zweiten Messung über alle 472 elektronischen Kanäle des BEMC. Die Schreibweise „$\langle X \rangle$" wurde für die Mittelung einer Meßgröße X über alle Ereignisse einer Messung verwendet, während für die Mittelung über verschiedener Kanäle im Folgenden die Bezeichnung $\overline{X}$ verwendet wird.

Es wurden Lasermessungen im Abstand von 8 und 92 Tagen durchgeführt, wobei innerhalb der 92 Tage das Lasermonitorsystems demontiert und neu aufgebaut wurde. Zusätzliche Informationen über die Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse für kurze Zeitabstände ($\Delta t \approx 50\,s$) konnten durch den Vergleich der ersten und zweiten Hälfte einer Lasermessung gewonnen werden.

In Abb. 4.4 oben sind die Abweichungen ΔE_i zwischen zwei solcher Teilmessungen für alle Kanäle in Abhängigkeit von der mittleren Signalhöhe des jeweiligen Kanals i

$$E_i = \frac{1}{2} \left(\left\langle \frac{E_{i,1}}{E_{\overline{472},1}} \right\rangle \left\langle E_{\overline{472},1} \right\rangle + \left\langle \frac{E_{i,2}}{E_{\overline{472},2}} \right\rangle \left\langle E_{\overline{472},2} \right\rangle \right) \tag{4.2}$$

dargestellt. Da es sich um Messungen mit Lichteinkopplung nur in eines der beiden Faserbündel handelt, treten deutliche Signalhöhenunterschiede zwischen verschiedenen

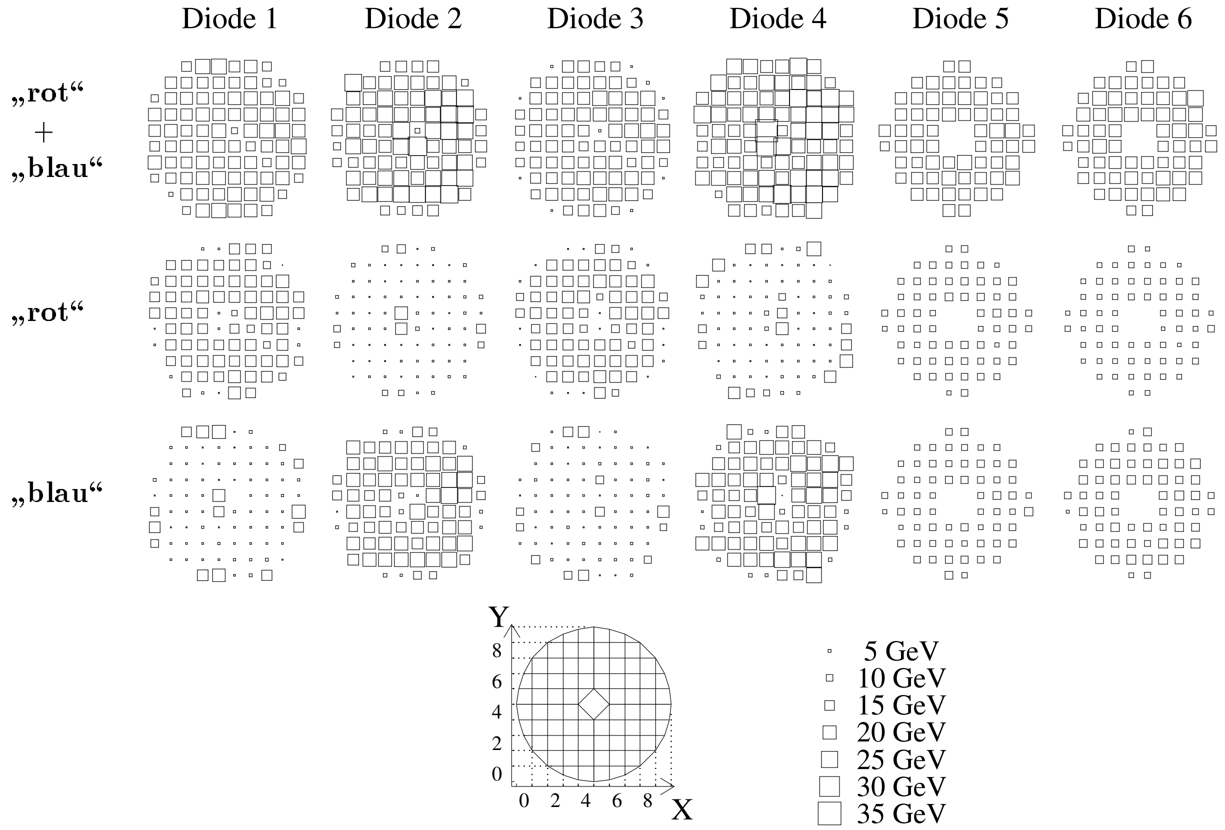


Abb. 4.3: **Funktionskontrolle der Dioden des BEMC**
Dargestellt sind die Mittelwerte der Signalhöhen für die Dioden aller Module in Abhängigkeit von den im unteren Bild veranschaulichten Ortskoordinaten der jeweiligen Module. Die Module N_i werden entsprechend ihrer Position (X_i, Y_i) innerhalb der BEMC-Tonne mit den Nummern $N_i = 10 \cdot Y_i + X_i$ bezeichnet.
obere Reihe: Lichteinkopplung in beide Faserbündel (Run 27714). Die großen Dreieck-Module weisen starke Schwankungen in der Signalhöhe auf, die Signale der Module 11, 55 und 88 sind, aufgrund schlechter Lichtankopplung, deutlich kleiner als die der anderen großen Dreieck-Module.
mittlere Reihe: Lichteinkopplung nur in das „rote“ Faserbündel (Run 27715). Die kleinen Dreieck-Module 02, 29, 70, und 97 erhalten kein Licht. Die Ankopplung der Module 11 und 88 ist schlecht.
untere Reihe: Lichteinkopplung nur in das „blaue“ Faserbündel (Run 27716). Die kleinen Dreieck-Module 07, 20, 79, und 92 erhalten kein Licht. Die Ankopplung von Modul 55 ist schlecht.

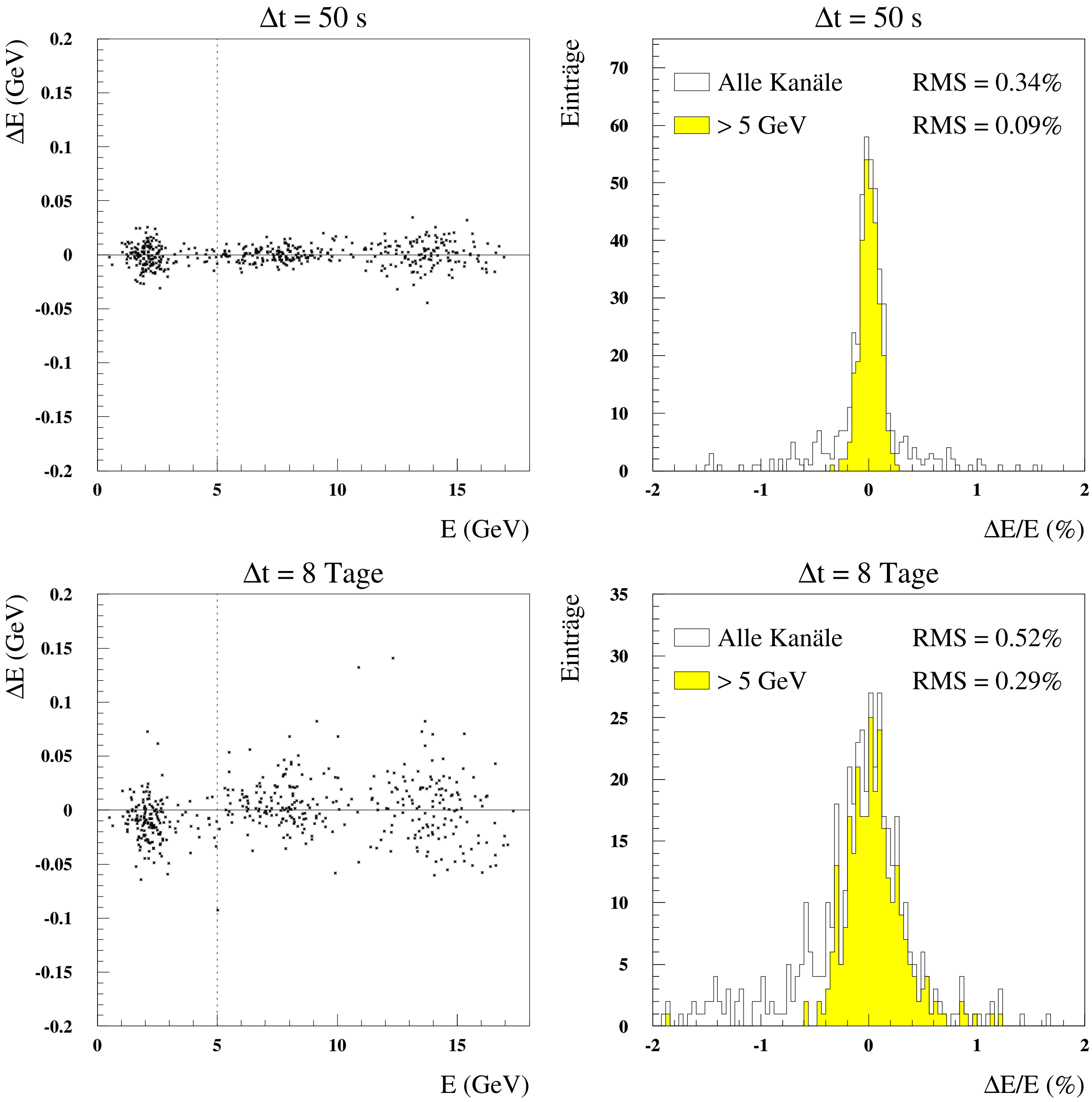


Abb. 4.4: **Vergleich zweier Messungen im Abstand von 50 s sowie 8 Tagen bei Lichteinkopplung in nur ein Faserbündel**
oben: Eine Messung mit 2000 Ereignissen (Run 37222) wurde in zwei zeitlich aufeinanderfolgende Messungen mit je 1000 Ereignissen unterteilt. Für alle Kanäle des BEMC ist links die in Gl. 4.1 definierte Abweichung ΔE_i zwischen den beiden Messungen in Abhängigkeit von der mittleren Signalhöhe der Gesamtmessung aufgetragen. Das rechte Bild zeigt die entsprechenden prozentualen Abweichungen für alle Kanäle sowie nur für Kanäle mit $E_i > 5\,\mathrm{GeV}$ (schattiert).
unten: Links ist ΔE_i für alle Kanäle des BEMC in Abhängigkeit von der mittleren Signalhöhe zweier Messungen im Abstand von 8 Tagen aufgetragen. Rechts sind die entsprechenden prozentualen Abweichungen für alle Kanäle bzw. für Kanäle mit $E_i > 5\,\mathrm{GeV}$ (schattiert) dargestellt.

Kanälen auf.[8] Es ist zu erkennen, daß die Signalhöhendifferenzen ΔE_i zwischen den Messungen, unabhängig von E_i, für alle Kanäle in einem Bereich von ± 50 MeV um die Nullinie liegen. Wie in Abb. 4.4 rechts oben gezeigt wird, beträgt die mittlere quadratische Abweichung

$$RMS = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{472}(\Delta E_i/E_i - \overline{\Delta E_i/E_i})^2}{472}} \tag{4.3}$$

aller Kanäle 0.34%. Für Kanäle mit $E_i > 5\,\mathrm{GeV}$ liegt der entsprechende Wert bei 0.09%. Beim Einschuß in das andere Faserbündel ergeben sich entsprechende Resultate, wobei aufgrund der unterschiedlichen Position der Lichteinkopplung jedoch andere Kanäle Signalhöhen unterhalb von 5 GeV aufweisen.

Der unteren Teil von Abb. 4.4 zeigt den entsprechenden Vergleich zwischen zwei Messungen im Abstand von 8 Tagen.[9] Auch hierbei sind die Abweichungen der ΔE_i von der Nullinie unabhängig von E_i, jedoch sind sie generell größer als für die unmittelbar aufeinanderfolgenden Messungen. Die nach Gl. 4.3 definierte mittlere quadratische Abweichung aller Kanäle liegt für die Messungen im Abstand von 8 Tagen bei 0.52% für alle Kanäle bzw. 0.29% für Kanäle mit $E_i > 5\,\mathrm{GeV}$.

Für Messungen im Abstand von drei Monaten ergaben sich ca. um den Faktor 10 größere Abweichungen als für die Messungen im Abstand von 8 Tagen (siehe Abb. 4.5). Bei Lichteinkopplung in nur ein Faserbündel lag die mittlere quadratische Abweichung bei $RMS(\Delta E_i/E_i) = 4.7\%$ bzw. 2.7% bei Mittelung über alle Kanäle bzw. alle Kanäle mit $E_i > 5\,\mathrm{GeV}$.

Abb. 4.6 zeigt die räumliche Verteilung der Signalhöhenunterschiede in den Modulen des BEMC für die beiden 92 Tage auseinander liegenden Messungen. Dabei wurde das Laserlicht in das rote (links), blaue (Mitte) und in beide Faserbündel simultan (rechts) eingekoppelt. Die Größe der Symbole in den Abbildungen ist proportional zum Betrag der Abweichung (siehe Legende), eine Abnahme bzw. Zunahme der relativen Signalhöhe ist durch runde bzw. viereckige Symbole gekennzeichnet. Für die Messungen mit unterschiedlicher Lichteinkopplung ergeben sich ähnliche Ergebnisse. Die Abweichungen liegen, mit Ausnahme der Module ohne Lichteinkopplung (sternförmige Symbole) und der Module 11 und 88 bei Lichteinkopplung in das „rote“ Faserbündel (Kreuze), bei allen drei Bildern im Bereich von ±7%.

In der Verteilung der Abweichungen ist keine radiale Abhängigkeit, etwa hervorgerufen durch radial unterschiedliche Strahlenbelastung, zu erkennen. Die größten Abweichungen liegen im linken oberen Quadranten.

Die globale Signalhöhenänderung aller BEMC-Module durch den Alterungsprozeß des Szintillationsmateriales kann erst nach der Installation eines Referenzsystems untersucht werden.

Die mit den Photodioden des Kalorimeters gemessene Lichtintensität ist selbstverständlich von der Justierung des optischen Systems abhängig. So kann z.B. die Primärfaser, in die das Laserlicht eingespeist wird, mit Mikrometerschrauben horizontal und vertikal verschoben werden, bis man in einer Referenzfaser aus dem Faserbündel ein Signalmaximum erhält.

In Abb. 4.7 sind die mit den einzelnen Modulen des BEMC gemessenen Signalhöhenänderungen bei Verschiebung der Position einer Primärfaser in Bezug zur Querschnittsfläche des Laserstrahlflecks dargestellt.[10] Im Folgenden werden die durchgeführten Untersuchungen sowie deren Ergebnisse aufgeführt:

---

[8] Es handelt sich um die erste und zweite Hälfte von Run 37222, wo das „rote“ Faserbündel mit Licht versorgt wurde.

[9] Es handelt sich um Run 36879 und Run 37222, wo jeweils das „rote“ Faserbündel mit Licht versorgt wurde.

[10] Die Lichteinkopplung erfolgte über das „blaue“ Faserbündel unter Verwendung eines Filters der optischen Dichte 1.3 .

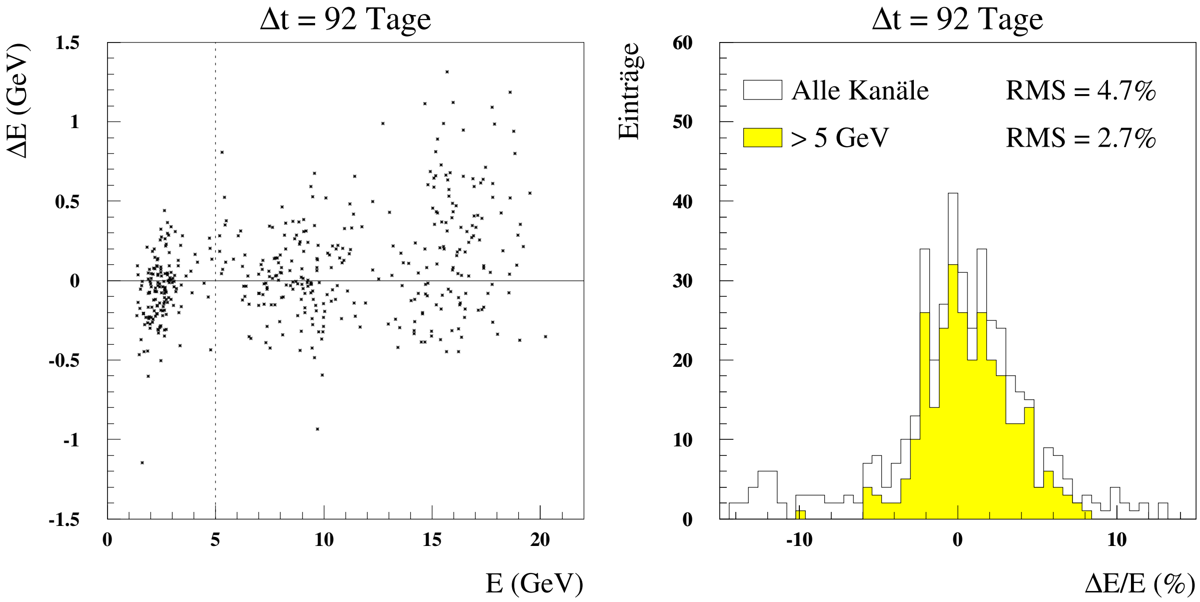


Abb. 4.5: **Vergleich zweier Messungen im Abstand von 92 Tagen bei Lichteinkopplung in nur ein Faserbündel**
Links ist ΔE_i für alle Kanäle des BEMC in Abhängigkeit von der mittleren Signalhöhe zweier Messungen im Abstand von 92 Tagen aufgetragen. Rechts sind die entsprechenden prozentualen Abweichungen für alle Kanäle bzw. für Kanäle mit $E_i > 5\,\text{GeV}$ (schattiert) dargestellt.

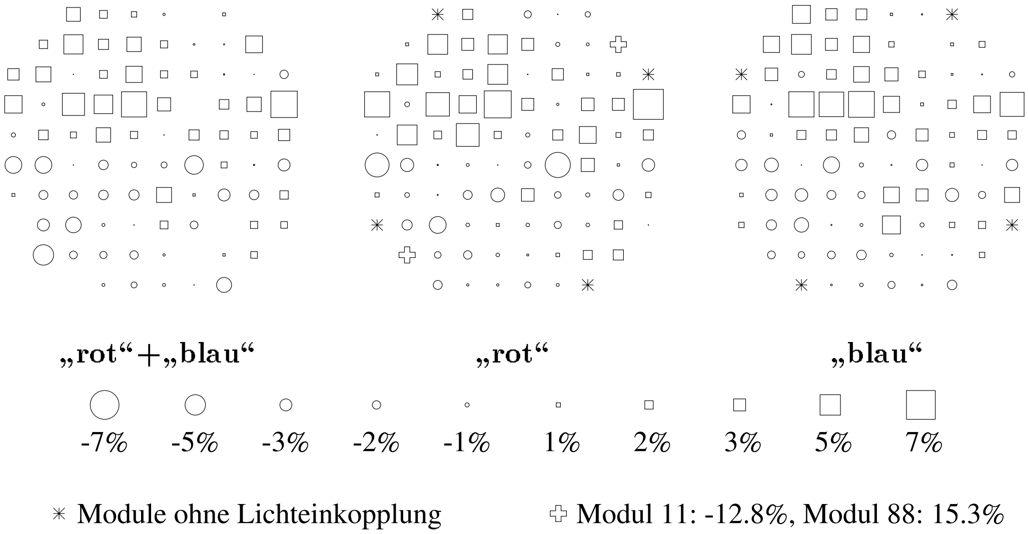


Abb. 4.6: **Modulabhängige Signalhöhenunterschiede zwischen den Messungen im August und November**
Dargestellt sind die gemäß Gl. 4.1 und Gl. 4.2 für die Energiesumme der Dioden 1 bis 4 jedes Moduls j bestimmten relativen Signalhöhendifferenzen $\Delta E_j / E_j$ bei Lichteinkopplung in das „rote“ und/oder „blaue“ Faserbündel. Der Maßstab ist angegeben.

		155	158	152	151	161			
	157	154	151	155	154	153	153	159	
	156	155	150	154	154	155	157	154	161
156	155	150	150	149	146	156	152	153	156
150	155	156	153	153	166	155	153	157	156
154	151	154	152	156	156	151	152	158	156
160	154	152	157	156	154	156	156	149	156
157	152	155	157	152	161	154	154	154	
	160	156	155	157	153	155	156	159	
		158	158	161	160	159			

I.

		8	8	7	7	8			
	8	6	8	9	5	8	7	6	
	8	9	6	8	5	5	7	7	7
9	8	10	5	8	7	7	6	7	9
6	8	7	7	9	8	8	6	7	9
10	4	9	8	8	7	7	5	6	6
8	5	6	7	10	7	10	4	5	8
8	7	6	7	8	7	4	7	8	
	6	5	6	5	5	8	7	9	
		7	7	8	4	6			

II.

		119	123	116	115	123			
	121	118	116	119	119	116	117	122	
	119	118	115	119	119	119	118	118	122
121	118	115	115	116	111	118	117	117	122
116	116	118	118	118	121	117	118	119	120
117	115	116	118	119	119	115	116	120	119
123	116	116	120	116	119	119	121	114	120
121	117	118	118	116	122	119	117	120	
	123	120	120	120	117	119	119	122	
		121	119	121	122	122			

III.

		9	10	10	10	10			
	10	10	8	10	6	9	8	9	
	8	7	8	10	10	7	10	9	8
10	8	9	7	10	10	8	11	9	11
7	10	9	9	11	6	10	6	9	9
9	8	9	7	10	9	9	9	9	7
8	10	7	9	12	9	10	7	9	11
9	8	8	8	11	9	8	8	10	
	7	7	8	8	7	9	9	10	
		8	9	12	8	8			

IV.

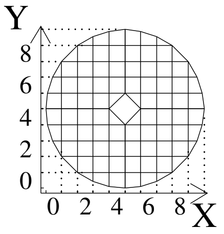


Abb. 4.7: **Justierung einer Primärfaser bezüglich des Laserstrahlflecks**
Angegeben sind die Abweichungen der Signalhöhen verschiedener Messungen bezogen auf Run 36883 in Promille. Die Messungen unterscheiden sich in der Positionierung der Primärfaser bezüglich des Laserstrahlflecks. Für jedes Modul wurden die Signale der Dioden der langen Wellenlängenschieber addiert und der Mittelwert über alle Ereignisse der jeweiligen Messung gebildet.
I. Die Signalhöhe sank bei Dejustierung des Laserstrahlflecks in horizontaler Richtung um $15.6 \pm 0.3\%$.
II. Nach Wiedereinstellung der Ausgangsposition lagen die Signalhöhen $0.7 \pm 0.2\%$ unter den in Run 36883 gemessenen Werten.
III. Die Dejustierung des Laserstrahlflecks in vertikaler Richtung führte zu einer Verringerung der Signalhöhen um $11.9 \pm 0.3\%$.
IV. Nach erneuter Einstellung der Ausgangsposition lagen die Signalhöhen um $0.9 \pm 0.2\%$ unterhalb derer von Run 36883.

I. Die Primärfaser wurde aus der (für optimal befundenen) Ausgangsposition P_1 in horizontaler Richtung in eine Position P_2 verschoben, in der die mit einem Oszilloskop gemessene Signalhöhe in der Referenzfaser ca. 20% unter der Signalhöhe der vorangehenden Messung M_1 lag. Die relative, bezüglich M_1 gemessene Signalhöhe war für die Module im Mittel um $15.6 \pm 0.3\%$ geringer. Es ist keine Abhängigkeit der Größe der Signalhöhenänderung von der Position eines Moduls im BEMC zu erkennen (siehe Abb. 4.7).

II. Für Position P_1 wurde eine weitere Messung (M_3) durchgeführt. Die relative Signalhöhe von M_3 bezüglich M_1 betrug $99.3 \pm 0.2\%$.[11]

III. Die Primärfaser wurde aus der Position P_1 in vertikaler Richtung in die Position P_3 verschoben, in der die mit dem Oszilloskop gemessene Signalhöhe der Referenzfaser um ca. 20% geringer als die Signalhöhe bei Messung M_3 war. Die gemessene Signalhöhe aller Module lag im Mittel um $11.9 \pm 0.3\%$ unterhalb der mittleren Signalhöhe bei M_1.

IV. P_1 wurde erneut eingestellt und eine relative Signalhöhe von $99.1 \pm 0.2\%$ bezüglich M_1 gemessen.

Die Position der Primärfaser bezüglich der Querschnittsfläche des Laserstrahlflecks ist also so genau einstellbar, daß bei einer Neujustierung die gemessenen Signalhöhen auf ca. 1% genau wieder den zuvor gemessenen Wert aufweisen. Auch bei den Messungen mit dejustiertem Strahlfleck beträgt die Streuung der Abweichungen von der Referenzmessung für alle Module im Mittel nur 0.3%. Die Justierung der Primärfaser hat demnach keinen signifikanten Einfluß auf die Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse.

4.3.3 Signalverhältnisse zwischen den Dioden eines Moduls

Bei Lichteinkopplung in nur eines der beiden Faserbündel zeigt sich, daß die näher am Einkopplungsort gelegenen WLS generell mehr Licht erhalten, als die weiter vom Einkopplungsort entfernten WLS (siehe Tab. 4.1). Bei den quadratischen Modulen unterscheiden sich die Signalhöhen der Dioden 1 und 3 von den Signalhöhen der Dioden 2 und 4 um einen Faktor 6, während sich die Signalhöhen der Dioden 5 und 6 nur um ca. 20% unterscheiden. Die Signalverhältnisse der großen Trapez-Module ähneln denen der Quadrat-Module. Bei den großen Trapez-Modulen und in stärkerem Maße bei den kleinen Trapez-Modulen tritt neben dem großen Signalhöhenunterschied zwischen den „nahen“ und „fernen“ Dioden ein Signalhöhenunterschied zwischen den Dioden 1 und 3 und zwischen den Dioden 2 und 4 auf. Die Diode 1 bzw. 4 sieht für beide Lichteinkopplungsorte mehr Licht als die Diode 3 bzw. 2.

Elektronisches Übersprechen der Diodensignale Lasermessungen ergeben, im Vergleich zu Teststrahlmessungen mit 5 GeV Elektronen, größere Signalhöhenunterschiede zwischen den dem Einschußort nahen Dioden und den weiter vom Einschußort entfernten Dioden (Tab. 4.2).

Aus den Signalhöhen der Dioden 1 bis 4 läßt sich, durch Parametrisierung der Ortsabhängigkeit der Signalhöhen in einem Modul nach [Rei94], der zugehörige Einschußort

---

[11] In Abb. 4.7 ist die Abweichung der mittleren Signalhöhen dargestellt, um Unterschiede zwischen verschiedenen Modulen deutlicher hervorzuheben.

Modultyp	Ankopplung „rot“, Signalhöhe (GeV)					
	Diode 1	Diode 2	Diode 3	Diode 4	Diode 5	Diode 6
Quadrat$_1$	15.9±1.8	2.4±0.4	15.9±1.9*	2.6±0.4*	9.8±1.1	7.9±0.9
gr. Trapez$_1$	16.5±1.1	2.8±0.3	15.2±1.7	3.8±0.6	9.8±0.4	6.8±0.4
gr. Trapez$_2$	2.4±0.3	11.5±2.3	1.9±0.2	12.8±0.2	7.8±1.2	8.3±1.3
kl. Trapez$_1$	14.8±0.3	4.9±0.3	11.1±0.9	5.6±0.5	-	-
kl. Trapez$_2$	3.4±0.3	8.6±0.6	1.6±0.2	13.5±1.7	-	-
gr. Dreieck$_1$	14.5±3.7	6.2±1.2	2.5±0.5	19.1±5.0	-	-
gr. Dreieck$_2$	2.5±1.2	15.5±6.9	10.5±4.3	5.0±2.1	-	-
kl. Dreieck$_1$	12.3±1.0	-	2.8±0.2	18.9±1.2	-	-

Modultyp	Ankopplung „blau“, Signalhöhe (GeV)					
	Diode 1	Diode 2	Diode 3	Diode 4	Diode 5	Diode 6
Quadrat$_1$	2.8±0.5	19.2±2.4	2.9±0.5*	19.4±2.6*	9.5±1.1	11.8±1.4
gr. Trapez$_1$	2.3±0.3	13.3±0.9	1.8±0.4	15.3±1.4	9.1±1.3	10.0±1.0
gr. Trapez$_2$	18.1±3.2	3.3±0.8	15.0±2.2	4.2±0.8	10.3±2.2	7.1±1.3
kl. Trapez$_1$	4.3±0.5	11.9±1.0	2.2±0.3	17.4±2.4	-	-
kl. Trapez$_2$	16.5±1.2	4.9±0.5	11.9±1.8	6.0±0.7	-	-
gr. Dreieck$_1$	1.9±0.9	14.0±6.4	8.9±4.3	4.2±2.0	-	-
gr. Dreieck$_2$	10.1±3.8	4.0±1.4	1.8±0.5	14.8±5.0	-	-
kl. Dreieck$_2$	13.9±1.3	-	3.3±0.4	21.8±1.0	-	-

Tab. 4.1: **Signalhöhenverhältnisse zwischen den Dioden eines Moduls**
Die Tabelle zeigt die mittlere Signalhöhe (GeV) für alle Dioden jedes Modultyps[a] sowie deren quadratische Abweichung bei Lichteinkopplung in das „rote“ - (Run 27715) und das „blaue“ Faserbündel (Run 27716).
Die teilweise großen Werte der quadratischen Abweichungen bei den großen Dreieck-Modulen kommen durch die schlechte Ankopplung von Modul 11 und 88 an das „rote“ - und Modul 55 an das „blaue“ Faserbündel zustande. Die Position der Dioden in den Modulen wird aus Tab. 2.2 auf Seite 26 ersichtlich.

---

* Bei der Berechnung dieser Mittelwerte wurde Modul 65 aufgrund einer 1:1-Korrelation der Signale von Diode 3 und 4 nicht berücksichtigt.

[a] Die Indices der in der Tabelle verwendeten Modultypbezeichnungen beschreiben die Position des Faserankopplungspunktes des „roten“ Faserbündels (siehe Tab. 2.2 auf Seite 26).

rekonstruieren. Dazu werden zunächst folgende Verhältnisse der Einzeldiodenenergien E_1 bis E_4 gebildet:

$$R_x = \frac{(E_3 + E_4) - (E_1 + E_2)}{E_1 + E_2 + E_3 + E_4} \quad , \quad R_y = \frac{(E_2 + E_4) - (E_1 + E_3)}{E_1 + E_2 + E_3 + E_4} \tag{4.4}$$

Es zeigt sich, daß R_x nur von der x-Koordinate und R_y nur von der y-Koordinate des Einschußortes abhängt.

Durch Anpassung der Funktionen

$$x = a \cdot \tanh(b \cdot R_x) \quad , \quad y = c \cdot \sinh(d \cdot R_y) \tag{4.5}$$

an die tatsächlichen Einschußorte werden die Parameter a, b, c und d bestimmt. Für einen

Messung		Signalhöhe (normiert)					
		Diode 1	Diode 2	Diode 3	Diode 4	Diode 5	Diode 6
Laser	1	0.43±0.05	0.06±0.01	0.43±0.05	0.07±0.01	0.51±0.06	0.41±0.05
5 GeV e^-	1	0.40	0.10	0.41	0.10	0.02	0.02
Laser	2	0.06±0.01	0.44±0.05	0.07±0.01	0.44±0.06	0.41±0.05	0.51±0.06
5 GeV e^-	2	0.10	0.40	0.10	0.41	0.02	0.02

Tab. 4.2: **Relative Signalhöhen in einem Quadrat-Modul**
Die Tabelle zeigt die mittlere normierte Signalhöhe[a] der Dioden eines Quadrat-Moduls bei Lasermessungen im Vergleich zu den bei Teststrahlmessungen mit 5 GeV Elektronen gemessenen Signalhöhen. Die Zahl 1 oder 2 in der zweiten Spalte bezieht sich auf die in Abb. 2.2 dargestellten Lasereinkopplungsorte.

[a] Die Signale der Dioden 5 und 6 sind hier nicht um den Faktor 1.9 gegenüber den anderen Dioden abgeschwächt, wie es bei kalibrierten Energien der Fall ist.

Ortsscan mit 49 Einschußorten von 5 GeV Elektronen[12] am DESY-Teststrahl, ergab die Anpassung der Funktionen 4.5 an die mit den Energiemittelwerten der Dioden 1-4 über alle Ereignisse berechneten Größen R_x und R_y (siehe Gl. 4.4) folgende Parameter [Kas94]:

$$\begin{aligned} a &= 94.21 \quad , \quad b = 5.558 \\ c &= 9.528 \quad , \quad d = 3.931 \end{aligned} \tag{4.6}$$

In Abb. 4.8 ist die Verschiebung des rekonstruierten Einschußortes bezüglich des Faserankopplungsortes für alle quadratischen Module dargestellt. Die rekonstruierten Einschußorte (Kreise) sind in der Abbildung durch Geraden mit dem jeweils verwendeten Lichteinkopplungsort, bzw. dem Modulzentrum bei Lichteinkopplung in beide Faserbündel, verbunden. Zur Berechnung der Ortskoordinaten wurden die Mittelwerte der Einzeldiodenenergien über alle Ereignisse, bei je einer Messung mit Lichteinkopplung in das „rote“, das „blaue“ und in beide Faserbündel verwendet.[13] Bei Lichteinkopplung in nur eines der Faserbündel erhält man bei der Ortsrekonstruktion, unter Verwendung der in Gl. 4.6 gegebenen Parameter, Einschußorte, die systematisch um mehrere Zentimeter gegenüber den Faserankopplungsorten zum Rand des Moduls hin verschoben sind.[14] Die Erklärung der systematischen Verschiebung der rekonstruierten Einschußorte bei einer Lasermessung ist ein elektronisches Übersprechen der Signale der Dioden 5 und 6, die bei den Lasermessungen erheblich größer als bei den Teststrahlmessungen sind. Während bei den Teststrahlmessungen die mit den Dioden 5 und 6 gemessenen Signale bei 30 GeV ca. 7.6% der Signalhöhe der Dioden 1 bis 4 aufweisen, zeigen die Dioden 5 und 6 bei Lasermessungen etwa die gleiche Signalhöhe wie die nahe am Lichteinkopplungsort gelegenen Dioden.[15] Bezogen auf den Signalhöhenmittelwert der Dioden 1 bis 4 sind die Signale der Dioden 5 und 6 bei Lasermessungen um den Faktor 20 bis 25 größer als bei Teststrahlmessungen mit Elektronen. Dies liegt primär in der Tatsache begründet, daß das Laserlicht in die letzte Szintillatorplatte eingekoppelt wird.

---

[12] Die Einschußorte waren über die gesamte Querschnittsfläche eines quadratischen Moduls in Form eines rechtwinkligen Gitters mit den Seitenlängen $a = b = 2\,cm$ verteilt.

[13] rot: Run 27715, blau: Run 27716, beide: Run 27714

[14] Die mit der Zahl 65 bezeichneten Einträge gehören zu Modul 65, bei dem ein elektronisches Übersprechen der Signale zwischen den Dioden 3 und 4 sich auf die Ortsrekonstruktion auswirkt.

[15] Die Signale der Dioden 5 und 6 sind in diesem Fall nicht mit dem Faktor $\frac{1}{1.9}$ gegenüber den Signalen der anderen Dioden unterdrückt worden.

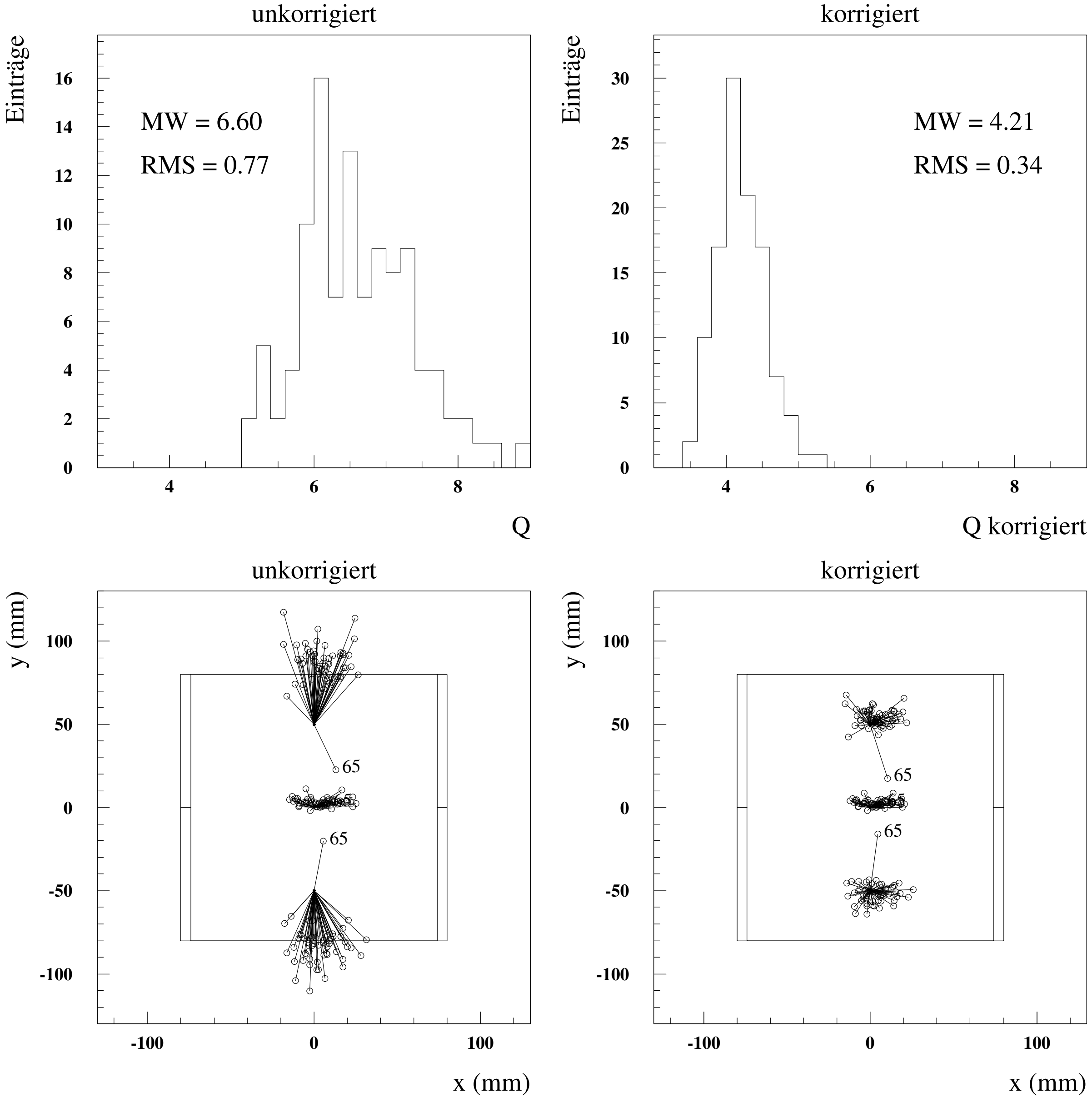


Abb. 4.8: **Korrektur der Einzeldiodensignale für Lasermessungen**
Bei den quadratischen Modulen wurden für alle 6 Dioden die mittleren Energien bei einer Lasermessung mit Einschuß in das „rote" (Run 27715), das „blaue" (Run 27716) und beide Faserbündel (Run 27715) berechnet. Im jeweils rechten Bild wurde nach dem im Text beschriebenen Verfahren eine Korrektur der Signalhöhen der Dioden 1 bis 4 entsprechend Gl. 4.7 durchgeführt, um eine Angleichung an die bei Elektroneneinschuß gemessenen Signalhöhenverhältnisse zu erreichen.
oben: Quotient aus der Signalhöhe der dem Einkopplungsort nahen (1 und 3) und der weiter entfernten Dioden (2 und 4).
unten: Aus den Signalhöhen der Dioden 1 bis 4 rekonstruierter Einschußort. Die mit der Zahl 65 bezeichneten Einträge gehören zu Modul 65, bei dem ein elektronisches Übersprechen der Signale zwischen den Dioden 3 und 4 auftrat.

Bereits in [Sch91] wurde festgestellt, daß bei den quadratischen Modulen der Quotient aus den Signalen der dem Einschußpunkt nahen und der weiter entfernten Dioden von dem entsprechenden Ergebnis bei Teststrahlmessungen abweicht. Dies wurde durch ein Übersprechen elektronischer Signale erklärt. Im Gegensatz zu den, bei den in dieser Arbeit vorgestellten Lasermessungen verwendeten unipolaren Shapeverstärkern (SV), wurden bei den Untersuchungen von [Sch91] die auch für das LAr-Kalorimeter verwendeten bipolaren SV verwendet. Der bipolare SV hat im Unterschied zum unipolaren SV mit $450\,ns$ Halbwertsbreite ein ca. $10\,\mu s$ langes Signal, das einen negativen Anteil von $4\,\mu s$ mit ca. 80% der Maximalamplitude aufweist. Aufgrund der unterschiedlichen Ausleseelektronik sind die Ergebnisse aus [Sch91] nicht uneingeschränkt auf die in dieser Arbeit vorgestellten Lasermessungen übertragbar. Untersuchungen mit Testpulssignalen zeigten allerdings ein elektronisches Übersprechen auch bei Verwendung der unipolaren SV [Kas94].

Sowohl der rekonstruierte Einschußort, als auch die von den Diodenverhältnissen bei Teststrahlmessungen abweichenden Signalverhältnisse, lassen sich durch die Addition eines Bruchteiles f der Signalhöhe der Dioden 5 und 6 zu den Dioden 1 bis 4 korrigieren:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_1 &= E_1 + f \cdot E_5 \quad , \quad \tilde{E}_2 = E_2 + f \cdot E_6 \\ \tilde{E}_3 &= E_3 + f \cdot E_5 \quad , \quad \tilde{E}_4 = E_4 + f \cdot E_6 \end{aligned} \tag{4.7}$$

Die beste Ortsrekonstruktion, deren Ergebnis in Abb. 4.8 unten links dargestellt ist, ergibt sich für $f = 0.25$.

Für die korrigierten Diodensignale liegt der rekonstruierte Lichteinkopplungsort symmetrisch um den Faserankopplungsort verteilt. Die x-Komponente der Abweichung des rekonstruierten Einschußortes vom Faserankopplungsort ist unverändert, während die y-Komponente für verschiedene Module deutlich verringerte Schwankungen aufweist.

4.3.4 Signalverhältnisse zwischen unterschiedlichen Modulformen

Durch den Vergleich der mit dem Lasermonitorsystem in verschiedenen Modulen gemessenen Signalhöhen lassen sich die relativen Lichtsammeleffizienzen der unterschiedlichen Modulformen bestimmen. Entsprechende Lichtsammeleffizienzen wurden auch aus Labormessungen mit einer UV-Lichtquelle [Esc91], aus der Messung der Energie von Myonen der kosmischen Höhenstrahlung [Rat92] und aus Teststrahlmessungen mit 5 GeV Elektronen (siehe Kapitel 3) bestimmt.

Tab. 4.3 zeigt die aus verschiedenen Lasermessungen ermittelten relativen Lichtsammeleffizienzen im Vergleich zu den Ergebnissen der Myon- und Elektronmessungen. Bei den Lasermessungen sind die Mittelwerte aller Exemplare eines Modultyps und deren quadratische Abweichung angegeben. Die Streuung der mit den verschiedenen Modulen einer Modulform gemessenen Lichtsignale beruht im wesentlichen auf der unterschiedlichen Lichteinkopplung in die Sekundärfasern [Fle90].

4.3.5 Division der Lasersignale durch ein Referenzsignal

Während bei Testpulser und Teststrahlmessungen die Breite der Pulshöhenverteilung im wesentlichen durch das elektronische Rauschen bestimmt ist, ist bei den Lasermessungen der Einfluß der Signalhöhenverteilung des Lasers erkennbar.

Benutzt man das Signal einer Diode als Referenzsignal, so können durch Quotientenbildung die Schwankungen des Lasersignales in allen anderen Kanälen eliminiert werden. Das RMS der Quotientenspektrums läßt sich durch Fehlerfortpflanzung aus den RMS der Signalhöhenverteilungen der entsprechenden Dioden berechnen [Sch91].

Im Folgenden wird der Mittelwert aller 472 Signale des BEMC „$E_{\overline{472}}$“ als Referenzsignal verwendet. Da das elektronische Rauschen der Dioden ($\sigma \approx 240\,MeV$) als unkorreliert angenommen werden kann, erwartet man für das Spektrum des Summensignales

	gr. Trapeze	kl. Trapeze	gr. Dreiecke	kl. Dreiecke
„rot“, 1.0	0.95±0.21	1.20±0.24	1.54±0.63	3.47±0.45
„blau“, 1.0	0.87±0.19	1.17±0.19	1.62±0.65	3.28±0.45
„rot“, 1.3	0.95±0.21	1.18±0.22	1.52±0.63	3.42±0.42
„blau“, 1.3	0.87±0.19	1.15±0.19	1.60±0.65	3.25±0.45
Mittelwert	0.91±0.10	1.18±0.10	1.58±0.33	3.36±0.23
Labormessung	1.00	1.41	1.82	2.12
Myonmessung	1.06	1.39	1.9	2.8
Elektronmessung	1.10	1.33	1.75	2.42

Tab. 4.3: **Relative Signalhöhen der nichtquadratischen Modulformen**
Aufgelistet sind die auf die mittlere Signalhöhe der quadratischen Module normierten Summensignale[a] der verschiedenen Modultypen, sowie deren mittlere quadratische Abweichung. „Rot“ und „blau“ bezeichnen das jeweils benutzte Faserbündel und 1.0 bzw. 1.3 die optische Dichte des verwendeten Filters. Von den kleinen Dreieck-Modulen wurden bei allen Messungen nur die vier zur Mittelwertbildung verwendet, die an das entsprechende Faserbündel angeschlossen waren. Die aus Labormessungen mit einer UV-Lichtquelle bestimmtem Lichtsammeleffizienzen der verschiedenen Modulformen und entsprechende Werte aus Myonmessungen [Rat92] und Elektronmessungen (siehe Abschnitt 3.4.1) sind zum Vergleich angegeben.

---

[a] Es wurden ausschließlich die Signale der langen Wellenlängenschieber aufsummiert. Die dargestellten Werte wurden, im Gegensatz zur Vorgehensweise in H1REC, nicht durch die Lichtausbeutefaktoren der Myonmessung dividiert.

N verschiedener Dioden einen um den Faktor $\sqrt{N}$ gegenüber dem Einzeldiodenspektrum vergrößerten Rauschbeitrag. Für den Mittelwert der Energiesignale aller 472 Kanäle des BEMC $E_{\overline{472}}$ bedeutet dies ein um den Faktor $\sqrt{472}$ geringeres Rauschen als bei den Einzeldiodenmessungen.

Für eine Lasermessung sollte das RMS des Mittelwertspektrums nahezu gleich großer Signale von N Dioden mit zunehmendem N abnehmen und gegen eine Konstante K, die die Schwankung des Lasersignales beschreibt, konvergieren. K sollte proportional zur Höhe H der addierten Signale sein und für $\lim_{H\to 0}$ (Rauschmessung) soll $K = 0$ gelten.

Abb. 4.9 zeigt RMS in Abhängigkeit von N für verschiedene Lasermessungen sowie für eine Rauschmessung. Die Mittelwertbildung erfolgte bei jeder Messung für die nahe am Lichteinkopplungsort gelegenen Dioden und die weiter entfernten Dioden separat.

Die ermittelten Kurven lassen sich durch den Ansatz

$$RMS = \sqrt{\frac{P_1^2}{N} + P_2^2} \tag{4.8}$$

beschreiben, wobei P_1 das elektronische Rauschen ist, N die Anzahl der Diodensignale über die gemittelt wird darstellt und P_2 die Signalhöhenschwankungen des Lasersignales beschreibt. Für $N \to \infty$ konvergiert RMS gegen den Parameter P_2, der proportional zur Höhe der gemessenen Signale ist.

Das Spektrum von $E_{\overline{472}}$ und ein typisches Einzeldiodenspektrum sind in Abb. 4.10 schattiert dargestellt. Das zusätzlich eingezeichnete schmalere Spektrum wurde aus dem ursprünglichen Spektrum durch die ereignisweise Quotientenbildung mit $E_{\overline{472}}$ und die globale Reskalierung mit $\langle E_{\overline{472}} \rangle$ gebildet. Während dieses Spektrum eine Gaußform aufweist, ist in dem ursprünglichen Einzeldiodenspektrum deutlich die Form des Spektrums von

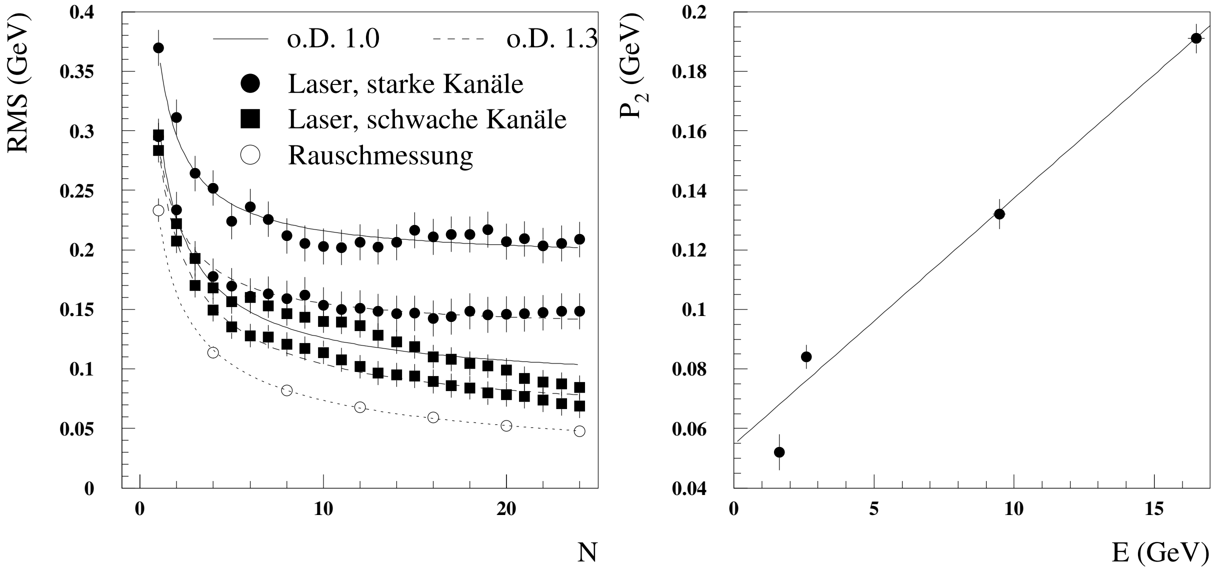


Abb. 4.9: **Bestimmung des Laserrauschens**

links: Für zwei Lasermessungen (Run 27715 und Run 27718) und eine Rauschmessung (Run 49850) wurde jeweils ereignisweise der Mittelwert $M(N)$ aus N Einzeldiodensignalen gebildet. Bei den Lasermessungen erfolgte dies für die „starken" und „schwachen" Kanäle[a] separat, wobei jeweils möglichst gleich hohe Signale quadratischer Module verwendet wurden. Dargestellt ist die Standardabweichung RMS des Spektrums von $M(N)$ als Funktion der Anzahl der gemittelten Kanäle. Die eingezeichneten Kurven ergeben sich aus der Anpassung der Funktion $RMS = \sqrt{P_1^2/N + P_2^2}$. Die Parameter der fünf angepaßten Kurven (1-5 in der Reihenfolge von oben nach unten) lauten:

Kurve	P_1	P_2
1	0.319	0.191
2	0.259	0.132
3	0.298	0.084
4	0.285	0.052
5	0.231	0.009

rechts: Abhängigkeit des Laserrauschens P_2 von der mittleren Signalhöhe der zur Mittelwertbildung verwendeten Signale. Die angepaßte Gerade lautet: $P_2 = 0.0082 \cdot E + 0.055\,\mathrm{GeV}$.

---

[a] „stark":= nahe am Fasereinkopplungspunkt gelegen, „schwach":= weiter vom Fasereinkopplungspunkt entfernt.

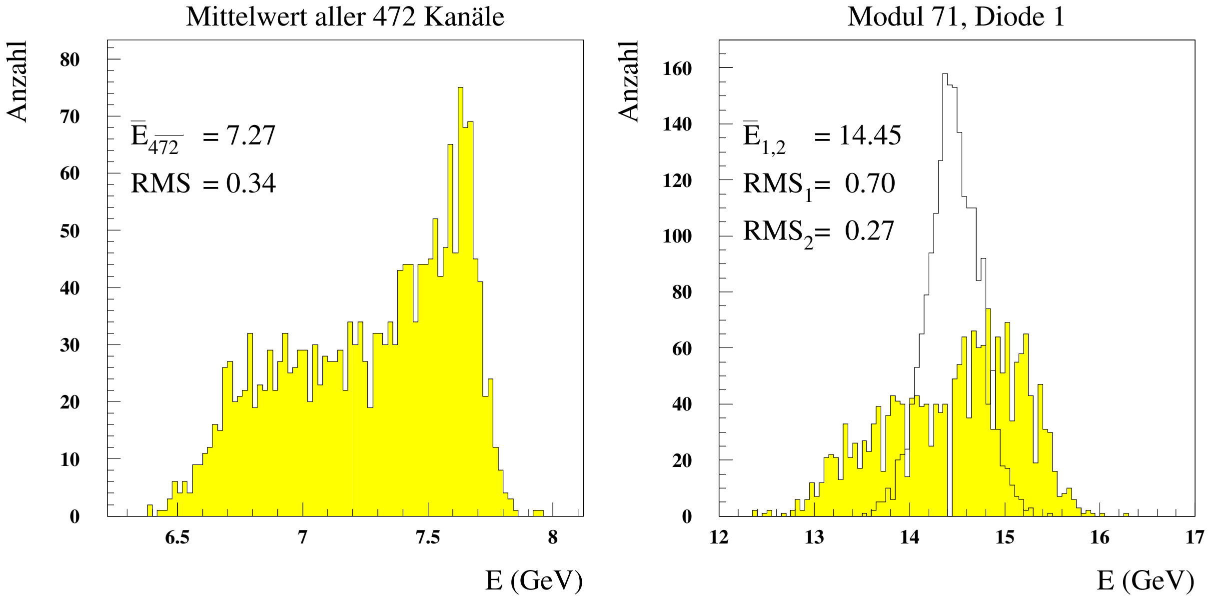


Abb. 4.10: **Ereignisweise Normierung mit $E_{\overline{472}}$**
Die ereignisweise Division der Signale durch $E_{\overline{472}}$ bewirkt eine Verschmalerung der Spektren (hier am Beispiel von Run 37222 gezeigt).
links: Spektrum des zur Normierung verwendeten Energiemittelwertes aller 472 Dioden des BEMC.
rechts: Energiespektrum von Modul 75, Diode 1 ohne (E_1,RMS_1) und mit (E_2,RMS_2) ereignisweiser Division durch $E_{\overline{472}}$ und anschließender Skalierung mit $\langle E_{\overline{472}} \rangle$. Es gilt $E_{1,2} = E_1 = E_2$.

$E_{\overline{472}}$, das die spektrale Verteilung der Lasersignale wiederspiegelt, erkennbar. Die Berechnung von $E_{\overline{472}}$ bietet außerdem die Möglichkeit, durch einen Schnitt auf $E_{\overline{472}}$ Untergrundereignisse mit geringer Gesamtenergiedeposition im BEMC zu unterdrücken.[16]

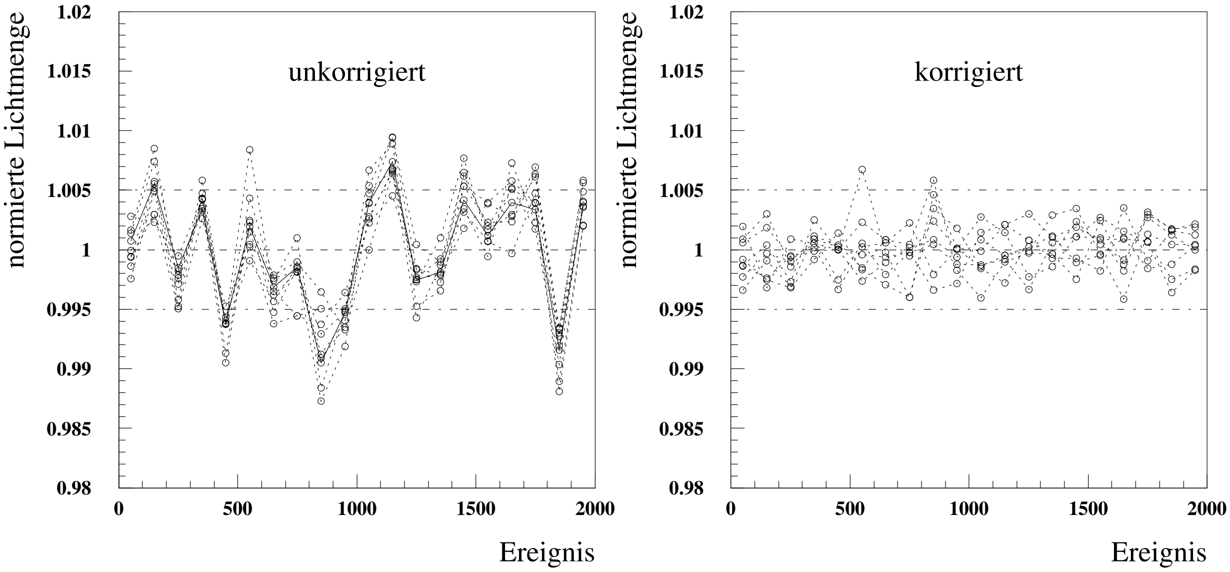


Abb. 4.11: **Zeitverhalten der Lasersignale**
links: Zeitliche Schwankung der normierten Signale der Dioden 2, 4, 5 und 6 der Module 75 und 76 (gepunktete Linie) und des Mittelwertes $E_{\overline{472}}$ aller 472 Kanäle des BEMC (durchgezogene Linie), während einer Messung von 100 Sekunden (Run 36880) als Funktion der Ereignisnummer. Die eingezeichneten Punkte sind jeweils Mittelwerte der Signalhöhen von 100 aufeinanderfolgenden Ereignissen.
rechts: Zeitverhalten der gleichen Signalhöhen nach ereignisweiser Division durch $E_{\overline{472}}$. Es sind keine systematischen Schwankungen der Signalhöhe mehr zu erkennen.

Das Zeitverhalten von $E_{\overline{472}}$ wird in Abb. 4.11 dargestellt, wo eine Lasermessung in 20 zeitlich aufeinanderfolgende Teilmessungen mit jeweils 100 Ereignissen unterteilt wurde, in denen jeweils der Mittelwert $\langle E_{\overline{472,i}}\rangle$ sowie die Mittelwerte von 8 Einzeldiodensignalen gebildet wurden.

$E_{\overline{472}}$ zeigt deutlich zeitliche Schwankungen, die sich auch in den Einzeldiodensignalen wiederspiegeln. Nach der Quotientenbildung der Einzeldiodensignale mit $E_{\overline{472}}$ ist keine Korrelation des Zeitverhaltens der Einzeldiodensignale mehr zu erkennen.

4.3.6 Signalhöhenverteilung der Einzeldiodensignale

In Abb. 4.12 ist für die Lichteinkopplung in das „rote“ Faserbündel bei Verwendung des Filters der optischen Dichte 1.0 (Run 37222) die Verteilung der mittleren Signalhöhe aller Auslesekanäle des BEMC, die Korrelation zwischen Signalhöhe und zugehörigem RMS sowie die Verteilung der RMS-Werte dargestellt. Die drei Maxima in der Signalhöhenverteilung kommen durch die unterschiedliche Lage der verschiedenen Dioden in Bezug zum Ort der Lichteinkopplung zustande. Die vom Lichteinkopplungsort weiter entfernten Dioden, d.h. bei den quadratischen Modulen die Dioden 2 und 4, weisen eine mittlere

---

[16] Der Schnitt $E_{\overline{472}} > 3\,\mathrm{GeV}$ trennt für beide verwendeten Filter Ereignisse mit einer Gesamtenergie von bis zu $344 \cdot 3\,\mathrm{GeV}$ sicher von allen Laserereignissen. 344 ist die Anzahl der elektromagnetischen Kanäle des BEMC.

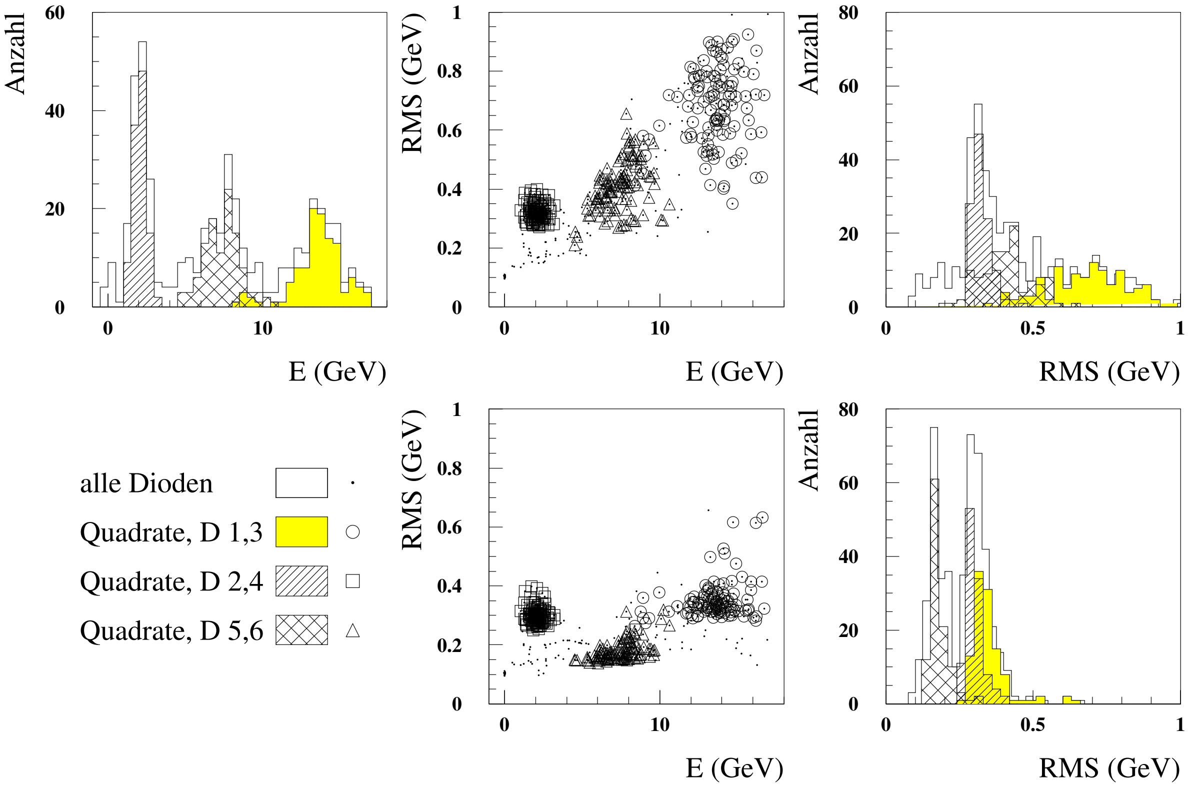


Abb. 4.12: **Signalhöhenverteilung bei einer Lasermessung**
oben links: Bei Verwendung eines Filters der optischen Dichte 1.0 und Lichteinkopplung in das „rote“ Faserbündel gemessene Signalhöhenverteilung (Run 37222). Die Histogramme besitzen nur 470 anstatt 472 Einträge, da zum Zeitpunkt der Messung zwei defekte Kanäle abgeschaltet waren. Die Energiesignale der kurzen Wellenlängenschieber (Dioden 5 und 6) wurden in H1REC durch den Faktor 1.9 geteilt. Die Dioden 2 und 4 der quadratischen Module erhalten bei Lichteinkopplung in das „rote“ Faserbündel, aufgrund der größeren Entfernung zum Einkopplungspunkt, nur ca. 20% der Lichtmenge die bei den Dioden 1 und 3 gemessen wird.
oben mitte: Korrelation zwischen Signalhöhe und RMS der jeweiligen Signalhöhenverteilung. Mit zunehmender Signalhöhe überwiegen die Schwankungen des Laserlichtes gegenüber dem elektronischen Rauschen der Dioden.
oben rechts: Verteilung der Standardabweichungen der Energiesignale aller Dioden.
unten: Die gleichen Verteilungen nach ereignisweiser Division durch $E_{\overline{472}}$ und Multiplikation mit dem Mittelwert $\langle E_{\overline{472}} \rangle$ von $E_{\overline{472}}$ über alle Ereignisse. Das Verfahren bewirkt eine Reduktion des RMS auf nahezu die Höhe des elektronischen Rauschens [Kas94], das bei 258 MeV für die Dioden der langen Wellenlängenschieber und bei 122 MeV für die Dioden der kurzen Wellenlängenschieber liegt.

Energie von ca. 2 GeV auf. Die mittlere Energie der Dioden 5 und 6 der quadratischen Module und der großen Trapez-Module liegt bei ca. 7.5 GeV, wenn die Signale dieser Dioden in H1REC durch den bereits erwähnten Faktor 1.9 geteilt werden. Die mittlere Energie der dem Lichteinkopplungsort nahen Dioden, d.h. bei den quadratischen Modulen die Dioden 1 und 3, beträgt ca. 12 GeV.

Eine Korrelation zwischen den Signalhöhen der verschiedenen Dioden und den zugehörigen RMS-Werten ist erkennbar und kann durch die Signalhöhenschwankungen des Lasers erklärt werden, die sich entsprechend der gemessenen Signalhöhe auf das RMS des jeweiligen Spektrums auswirken.

Im unteren Teil von Abb. 4.12 wurde das im letzten Abschnitt beschriebene Verfahren zur Eliminierung von Signalhöhenschwankungen des Lasers angewandt. Eine Verringerung des RMS der Einzeldioden-Spektren ist zu erkennen, aber die Signalhöhenabhängigkeit der RMS-Werte bleibt erhalten.

Fazit der Lasermessungen:

- Mit dem Lasermonitorsystem läßt sich schnell eine Funktionskontrolle aller Kanäle des BEMC inklusive der optischen Komponenten durchführen. Zum Zeitpunkt der Messungen im August waren alle Kanäle des BEMC intakt.
- Elektronische Probleme einzelner Kanäle des BEMC können durch den Vergleich gemessener Signalhöhen mit den entsprechenden Signalhöhen einer Referenzmessung erkannt werden. Starke Abweichungen einzelner Kanäle von der mittleren Signalhöhe der Dioden gleichen Modultyps sind ein Indiz für elektronische Probleme der betroffenen Kanäle. So konnte z.B. das inzwischen beseitigte elektronische Übersprechen zwischen den Dioden 3 und 4 von Modul 65 an den entsprechenden Signalhöhen bei Lichteinkopplung in das „rote“ bzw. „blaue“ Faserbündel erkannt werden.
- Die Einjustierung des Laserstrahlflecks relativ zur Querschnittsfläche der Primärfaser beeinflußt die relativen Signalhöhen der Module des BEMC nur im Bereich von ca. 0.3% und ist somit unkritisch.
- Die mittlere quadratische Abweichung der Signalhöhendifferenzen aller Kanäle des BEMC zwischen Messungen mit einem Abstand von 8 Tagen liegt bei 0.5%. Signalhöhenschwankungen des Lasers wurden hierbei durch die Normierung der Signale mit dem Mittelwert aller Kanäle des BEMC eliminiert. Für Messungen mit einem Abstand von 92 Tagen beträgt die entsprechende mittlere quadratische Abweichung der Signalhöhendifferenzen 4.7%, wobei zu Berücksichtigen ist, daß das Lasermonitorsystems zwischen den betrachteten Messungen demontiert und neu aufgebaut wurde.
- Ein Hinweis auf eine höhere Strahlenschädigung der inneren Module zwischen den Messungen im September und November liegt nicht vor. Bei den Untersuchungen wurden jedoch signifikante Unterschiede zwischen den Quadranten des BEMC festgestellt.
- Die Signalhöhenverhältnisse der dem Lichteinkopplungsort nahen zu den weiter entfernten Dioden weisen größere Werte auf als die entsprechenden Signalhöhenverhältnisse bei der Messung von Elektronen. Diese Tatsache ist durch ein elektronisches Übersprechen der Signale der Dioden 5 und 6, die bei Lasermessungen um den Faktor 20 bis 25 größer als bei der Messung von Elektronen sind, zu erklären.
Durch Addition von 25% der in Diode 5 gemessenen Energie zu der Energie der Dioden 1 und 3 und 25% der in Diode 6 gemessenen Energie zu der Energie der Dioden 2 und 4 lassen sich die Signalhöhenverhältnisse der Dioden 1 bis 4 an die Signalhöhenverhältnisse bei Elektroneneinschuß angleichen.

Kapitel 5

Energiemessung in der BEMC/BBE-Übergangsregion des H1-Detektors

Mit steigender Luminosität von HERA wird eine zunehmende Zahl von Ereignissen in die Übergangsregion von BEMC und BBE gestreut. Da sich die Energie des gestreuten Elektrons auf das BEMC und das BBE aufteilt, tritt im Übergangsbereich aufgrund der zur Rauschunterdrückung nötigen Triggerschwellen in BEMC bzw. BBE eine effektive Erhöhung der Gesamttriggerschwelle auf.

Ein gemeinsamer BEMC/BBE-Trigger, der auf Koinzidenzen entsprechender Quadranten von BEMC und BBE/CB1 beruht, existiert bereits [Kie94]. Er kam jedoch bisher noch nicht zum Einsatz, da der Einbau nicht ohne Störung des Meßbetriebes möglich war. Mit diesem Trigger könnten durch die geforderten Koinzidenzbedingungen Triggerraten von nur einigen Hertz bei Triggerschwellen von 1-2 GeV im BEMC bzw. im BBE/CB1 erreicht werden [Kie94].

Zur Abschätzung der Rate der Elektronen, die in die Übergangsregion von BEMC und BBE gestreut werden, wurden mit dem Ereignisgenerator DJANGO (Version 1.0) unter Verwendung der beiden Parametrisierungen MRSD- und MRSD0 der Proton-F2-Strukturfunktion Ereignisse generiert. Abb. 5.1 zeigt die Winkelverteilung des gestreuten Elektrons für diese Ereignisse. Die verwendeten Parametrisierungen gehen von verschiedenen Annahmen über die Gluonverteilung bei kleinen Werten von x aus und führen zu unterschiedlichen Energieverteilungen des gestreuten Elektrons. Der Anteil der Ereignisse mit einem in den Winkelbereich der BEMC/BBE-Übergangsregion ($150^\circ < \theta_l < 157^\circ$) gestreuten Elektron beträgt für die Parametrisierungen MRSD− und MRSD0 3

Die BEMC/BBE-Übergangsregion ($150^\circ < \theta < 157^\circ$) kann durch folgende Eigenschaften charakterisiert werden:

- Ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen findet mindestens 13 X_0 aktives Detektorvolumen vor.
- Zwischen BEMC und BBE befinden sich 2-3 X_0 passives Material (Aluminiumtonne des BEMC, Kabel aus der zentralen Spurkammer und Innenwand des LAr-Kryostaten, siehe Abb. 2.2 auf Seite 18).
- Der Weg des Teilchens durch den zentralen Spurdetektor ist lang genug um eine gute Spurrekonstruktion zu ermöglichen.
- Ein unter einem Polarwinkel zwischen 150° und 155° vom Wechselwirkungspunkt kommendes Elektron erzeugt aufgrund der Abmessungen der BPC kein direktes Signal in der BPC.[1]

---

[1] Wenn das Elektron entlang seiner Trajektorie bei einer Wechselwirkung mit passivem Material (Strahlrohrwand, Gehäuse oder Kabel der zentralen Spurkammer) aufgeschauert ist, können die Schauerteilchen Treffer in der BPC auslösen, deren Positionen jedoch nicht eindeutig mit dem Ort des Schauerschwerpunkts korreliert sind.

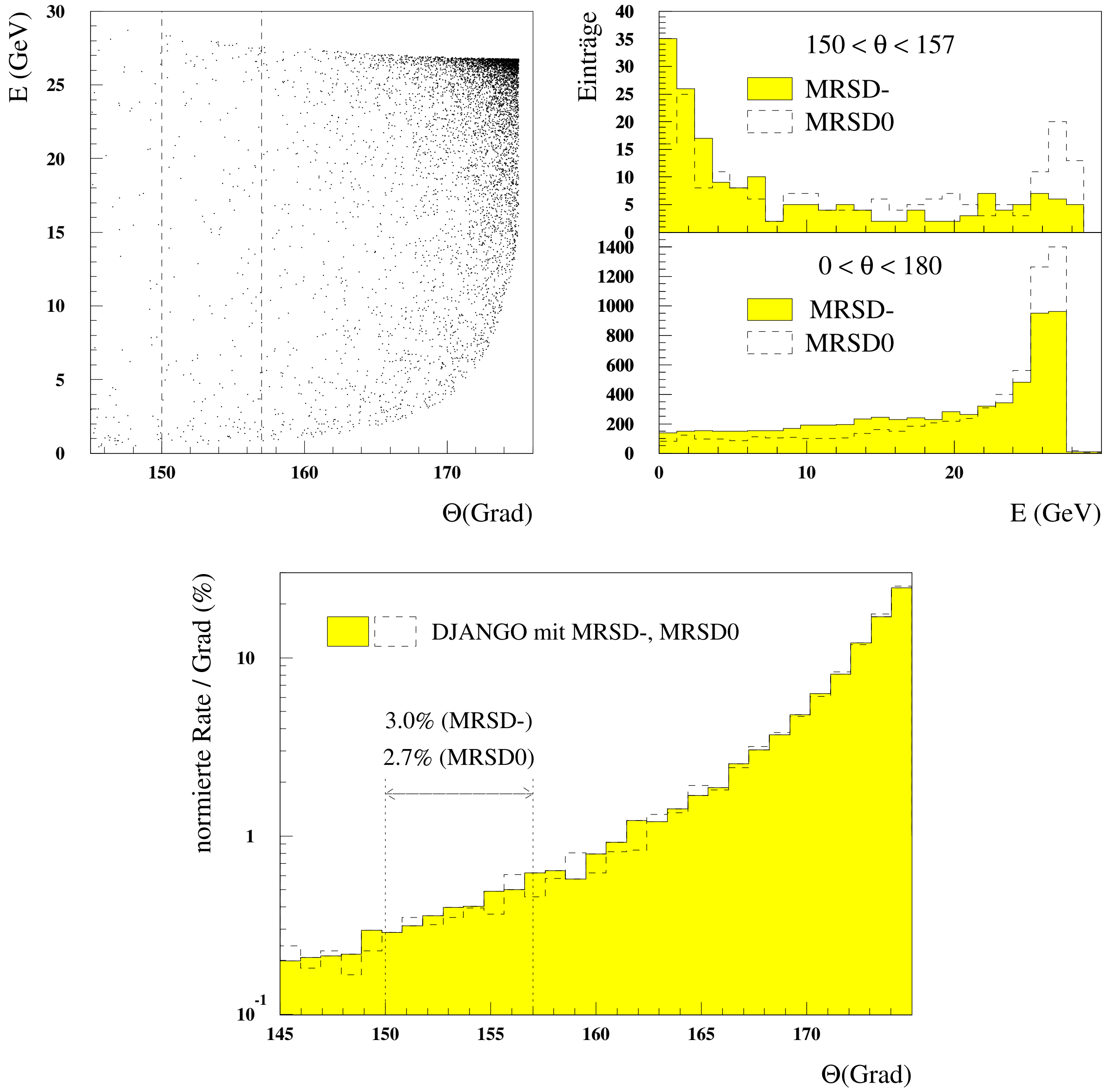


Abb. 5.1: **Energie- und Winkelverteilung der gestreuten Elektronen**
links: Dargestellt ist die θ-E-Verteilung gestreuter Elektronen von Ereignissen, die mit DJANGO 1.0 und der Strukturfunktion MRSD- generiert wurden. Die Übergangsregion von BEMC und BBE liegt zwischen den beiden gestrichelten Linien.
rechts: Die Energieverteilung der gestreuten Elektronen ist im oberen Teil des Bildes für den Polarwinkelbereich $150° < \theta_l < 157°$ und im unteren Teil für alle Elektronwinkel dargestellt. Die Verwendung der Strukturfunktion MRSD- bewirkt im Vergleich zu MRSD0 einen größere Anzahl von Ereignissen bei kleineren Energien. Im Winkelbereich $150° < \theta_l < 157°$ besitzt ein großer Anteil der gestreuten Elektronen eine Elektronenergie unterhalb von 10 GeV. Für die Strukturfunktion MRSD- ist das Maximum bei 26.7 GeV nur schwach ausgeprägt.
unten: Die Polarwinkelverteilung der gestreuten Elektronen für die mit den Strukturfunktionen MRSD- bzw. MRSD0 erzeugten Ereignisse unterscheidet sich nur unwesentlich. In den Winkelbereich $150° < \theta_l < 157°$, d.h. in die Übergangsregion zwischen BEMC und BBE, werden für die Strukturfunktion MRSD- 3.0% und für die Strukturfunktion MRSD0 2.7% der Elektronen gestreut.

Zum Verständnis der Energiemessung in der Übergangsregion ist die Verteilung des aktiven und des passiven Detektorvolumens wichtig, die mit Hilfe des Programmpaketes H1SCAN [SCA90] untersucht wurde. Entlang von Geraden, die vom Vertex unter Winkeln im Bereich $145^\circ < \theta < 157^\circ$ und $0^\circ < \phi < 45^\circ$ in den Rückwärtsbereich des H1-Detektors führen, wurde jeweils die Schichtdicke aller durchquerten, aktiven und passiven Materialien bestimmt.[2]

Im oberen Teil von Abb. 5.2 ist das aktive Detektorvolumen in der BEMC/BBE-Übergangsregion in X_0 in Abhängigkeit von θ und ϕ dargestellt. Das BEMC und das BBE wurden dabei als homogene Kalorimeter mit den Strahlungslängen $1.587\,cm$ [Fle93] bzw. $1.550\,cm$ [Col93a] betrachtet. Die Superposition des aktiven Detektormaterials von BEMC und BBE ist im Bild oben rechts dargestellt. Bei $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 45^\circ$ befinden sich Oktandengrenzen des BBE („ϕ-Cracks“), in denen sich kein aktives Material befindet (siehe Skizze in Abb. 5.3) und die jeweils einen Azimutalwinkelbereich von ca. 3° abdecken. Abgesehen von den ϕ-Cracks findet sich die geringste Dicke des aktiven Detektormaterials bei $\theta \approx 154.2^\circ$.

Im unteren Teil von Abb. 5.2 ist die Dicke des passiven Materials zwischen BEMC und BBE in X_0 in Abhängigkeit von θ und ϕ dargestellt. Das passive Material zwischen BEMC und BBE setzt sich aus der Wand des LAr-Kryostaten, der Halterungstonne des BEMC sowie aus Kabeln der Zentralen Spurdetektoren und der BPC zusammen.

5.1 Monte-Carlo-Simulationen

In diesem Abschnitt werden verschiedene Simulationsrechnungen vorgestellt, mit denen die Energiemessung im Übergangsbereich untersucht wurde und Verfahren zur Verbesserung der Energiemessung diskutiert.

5.1.1 Simulation der Übergangsregion unter realistischen Winkeln

Zur Untersuchung der Energieverteilung auf BEMC und BBE wurden für einen Oktanden der BEMC/BBE-Übergangsregion Elektronen der Energien 5, 10 und 30 GeV, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt unter Polarwinkeln $145^\circ < \theta < 157^\circ$ in die Übergangsregion von BEMC und BBE gelangen, generiert und der Detektorsimulation und -rekonstruktion unterworfen. Dabei wurden für die in Abb. 5.3 skizzierten 63 Einschußpositionen die Energien von jeweils ca. 100 Ereignissen gemittelt.[3] Abb. 5.3 zeigt die für das BEMC und das BBE berechnete Energie in Abhängigkeit von den Winkeln θ und ϕ. In der BEMC/BBE-Übergangsregion tritt bei einem Winkel von $\theta \approx 153^\circ$ eine Abnahme der berechneten Gesamtenergie von bis zu 30% auf. Diese Abnahme ist zum Teil auf Energieverluste im Absorbermaterial zwischen BEMC und BBE zurückzuführen, wird aber auch durch die geringere Dicke des aktiven Materials (siehe Abb. 5.2) in diesem Winkelbereich verursacht. Die minimale Energie und der zugehörige Winkel des Elektrons sind, mit Ausnahme von $\phi = 1^\circ$ und $\phi = 45^\circ$, nur schwach von ϕ abhängig.

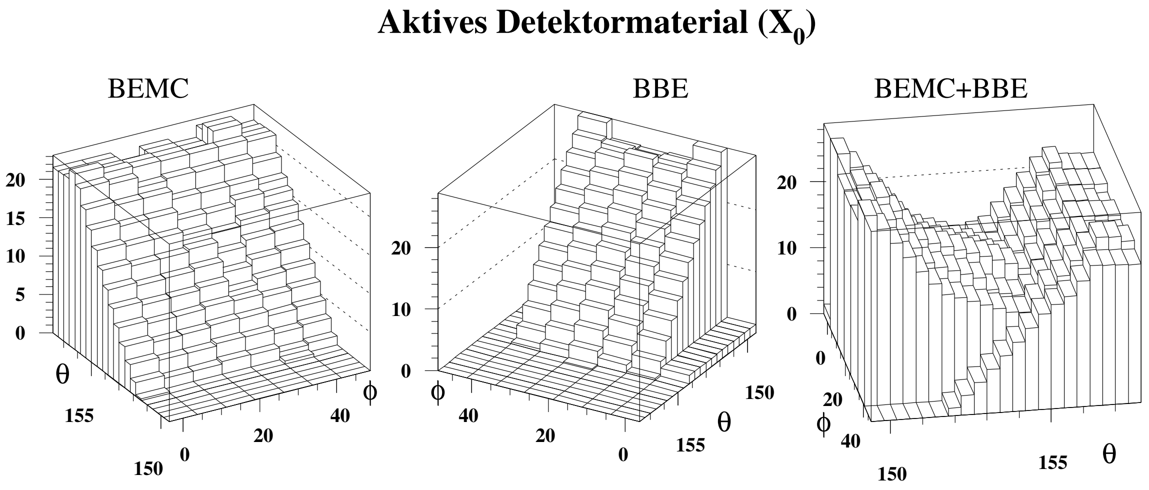
Zur Korrektur des Energieverlustes im Absorbermaterial hinter dem BEMC und zwischen BEMC und BBE sind in H1SIM winkelabhängige Korrekturen implementiert, die anhand von Simulatonsrechnungen mit Elektronen von 5 GeV und 30 GeV für die z-Vertex-Positionen -25 cm, 0 cm und 25 cm gewonnen wurden [Bru91].

Abb. 5.4 zeigt die Ergebnisse von Simulationen mit H1FAST, die für $148^\circ < \theta < 160^\circ$ bei einem festen Azimutalwinkel von $\phi = 70.3^\circ$ mit Elektronen der Energien 5, 10, 20 und 30 GeV durchgeführt wurden. Ohne Verwendung der Korrekturtabelle ist bei einem

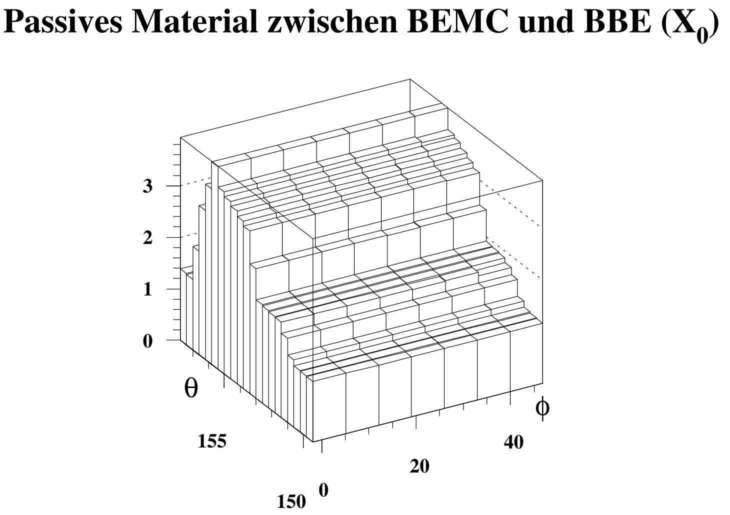
---

[2] Das Programm H1SCAN benutzt dieselbe Detektorgeometrie, die auch bei H1SIM zu Grunde gelegt wird.

[3] Die Lage der simulierten Einschußorte bezieht sich auf die Ebene $z = -144.5\,cm$ (Vorderfront des BEMC).



Aktives Detektormaterial (X_0)



Passives Material zwischen BEMC und BBE (X_0)

Abb. 5.2: **Materialverteilung in der Übergangsregion**
oben: Dargestellt ist die Dicke des aktiven Detektormaterials in X_0 entlang einer Geraden vom Wechselwirkungspunkt in Abhängigkeit von θ und ϕ. Für ϕ wurden die Werte 1°, 7.5°, 15°, 22.5°, 30°, 37.5° und 45° gewählt. Der Wert $\phi = 0°$ wurde vermieden, da sich dort beim BEMC die Grenze zwischen zwei Reihen von Modulen befindet. Bei $\phi = 1°$ und $\phi = 45°$ zeichnen sich im BBE die Zwischenräume der Oktanden („ϕ-Cracks“), die jeweils einen Azimutalwinkelbereich von ca. 3° abdecken, ab. Die Dicke des aktiven Materials im Bereich $150° < \theta < 157°$ ist, abgesehen von den „ϕ-Cracks“, größer als $13\,X_0$.
unten: Die Abbildung zeigt die Dicke des Absorbermaterials zwischen BEMC und BBE in X_0 entlang einer Geraden vom Wechselwirkungspunkt in Abhängigkeit von θ und ϕ. Das Absorbermaterial setzt sich aus der Wand des LAr-Kryostaten, der BEMC-Tonne und den Kabeln aus dem Zentraldetektor und der BPC zusammen.

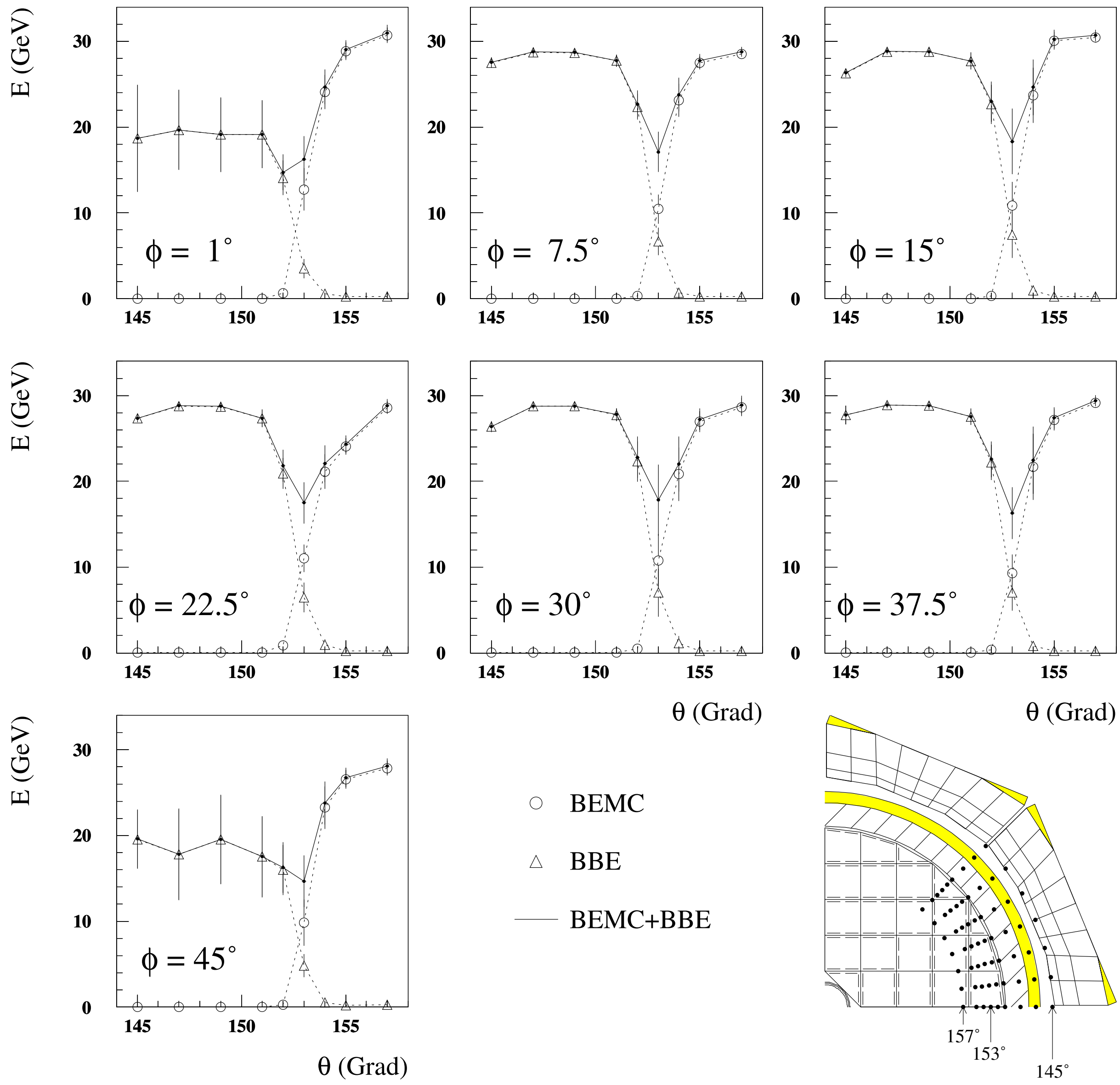


Abb. 5.3: **Abhängigkeit der Energiemessung von θ und ϕ**
Mit dem Simulationsprogramm H1FAST wurden 30 GeV-Elektronen vom nominellen Wechselwirkungspunkt unter den angegebenen Winkeln in die Übergangsregion zwischen BEMC und BBE eingeschossen. Das Minimum der Gesamtenergie (Energiesumme von BEMC und BBE) liegt für alle ϕ-Winkel bei $\theta \approx 153^\circ$. Die Gesamtenergie ist für diesen Winkel um ca. 30% niedriger als die Energie der eingeschossenen Elektronen. Für die Winkel $\phi = 1^\circ$ und $\phi = 45^\circ$ erkennt man die „ϕ-Cracks“, die durch die Oktandengrenzen des BBE begründet sind. In der Abbildung rechts unten ist der Schnittpunkt der Elektronen mit der Ebene $z = -144.5$ (Vorderfläche des BEMC) für alle verwendeten Einschußwinkel eingezeichnet.

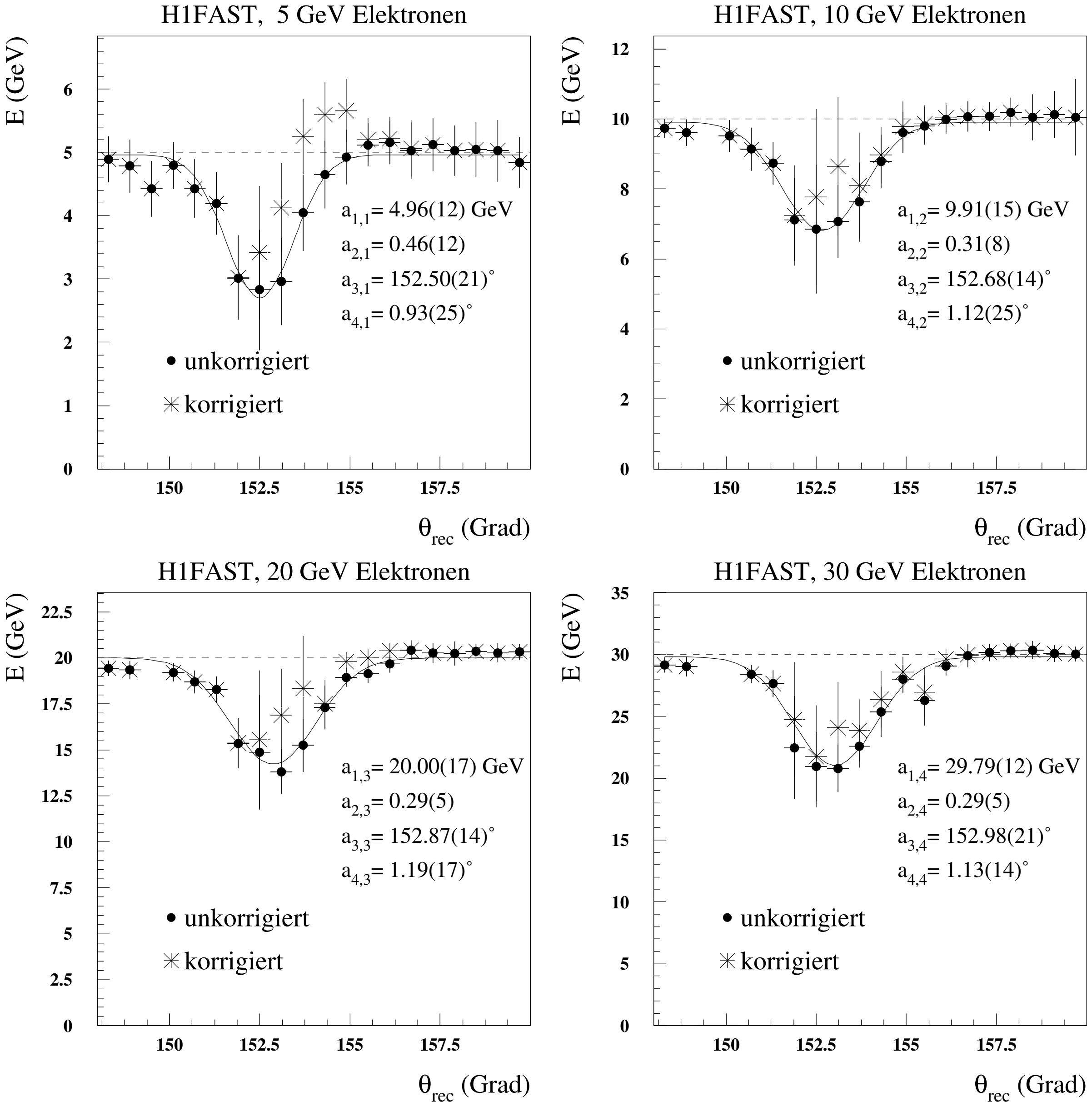


Abb. 5.4: **Polarwinkelabhängigkeit der Energiemessung**
Für Elektronenenergien von 5, 10, 20 und 30 GeV ist jeweils die Summe der Energie im BEMC und im BBE in Abhängigkeit vom mit dem zentralen Spurdetektor rekonstruierten Winkel θ_{rec} dargestellt. Die Ereignisse wurden mit einem konstanten Azimutalwinkel von $\phi = 70.3°$ generiert und der Detektorsimulation und -rekonstruktion unterworfen. Die Energie ist mit und ohne der in H1SIM implementierten Korrektur der Verluste im Absorbermaterial dargestellt. Die angegebenen Parameter $a_{i,j}$ sind die Ergebnisse der Anpassung von Gl. 5.1 an die unkorrigierte Energie.

Polarwinkel von $\theta \approx 153°$ für alle untersuchten Elektronenenergien die geringste Energie festzustellen.

Die unkorrigierten Kurven lassen sich durch die angepaßten Funktionen

$$g_i(\theta) = a_{1,i} \left(1 - a_{2,i} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\theta - a_{3,i}}{a_{4,i}}\right)^2} \right) \tag{5.1}$$

beschreiben, wobei der Index i für die simulierten Energien von 5, 10, 20 und 30 GeV steht und $\theta = \theta_{rec}$ aus der Spur im zentralen Spurdetektor rekonstruiert wurde. Die Parameter $a_{1,i}, ..., a_{4,i}$ der angepaßten Funktionen unterscheiden sich für die Kurven der verschiedenen Elektronenenergien - mit Ausnahme der Kurve für 5 GeV - nur unwesentlich. Mit zunehmender Elektronenenergie steigt der Polarwinkel minimaler Energiedeposition von $\theta_{min} = 152.5°$ bei 5 GeV auf $\theta_{min} = 153.0°$ bei 30 GeV an.

Nach der Energiekorrektur bezüglich des Absorbermaterials ist das Energiedefizit im Bereich um $\theta = 153°$ verringert, jedoch nicht ausgeglichen. Die Form der korrigierten Kurven ist für die vier untersuchten Energien unterschiedlich und durch keine einfache Funktion parametrisierbar. Im Folgenden werden daher, ausgehend von der unkorrigierten Energie, drei Methoden untersucht, mit denen das Energiedefizit in der Übergangsregion von BEMC und BBE ausgeglichen werden kann.

Methode 1: Energiekorrektur unter Verwendung der Teilchenspur

Abb. 5.5 zeigt die Energiekorrektur unter Verwendung des Polarwinkels θ_{rec} der Teilchenspur im zentralen Spurdetektor. Zur Korrektur der rekonstruierten Gesamtenergie wurde in Anlehnung an Gl. 5.1 der Korrekturfaktor

$$f(\theta) = \frac{1}{1 - a_2 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\theta - a_3}{a_4}\right)^2}} \tag{5.2}$$

mit $a_2 = 0.2984$, $a_3 = 152.84°$ und $a_4 = 1.143°$ verwendet, wobei $\theta = \theta_{rec}$ der mit dem zentralen Spurdetektor bestimmte Polarwinkel ist und a_k mit $k = 2$, 3 und 4 die Mittelwerte der Parameter $a_{k,i}$ von Gl. 5.1 für die Elektronenenergien 10, 20 und 30 GeV sind. Der Korrekturfaktor weicht nur im Bereich $150° < \theta < 156°$ signifikant von 1 ab und bewirkt für die Energien 10, 20 und 30 GeV eine gute Homogenisierung der rekonstruierten Energien in der Übergangsregion. Abweichungen der korrigierten Energiekurven vom konstanten Verlauf treten vor allem für die 5 GeV-Kurve auf, da hier das Energiedefizit im Minimum 46% beträgt - im Vergleich zu ca. 30% bei den anderen Kurven, siehe Parameter $a_{2,j}$ in der Abbildung. Außerdem tritt das Minimum der unkorrigierten Kurve, wie an den, in der Abbildung angegebenen Parametern $a_{3,j}$ zu erkennen ist, bei einem kleineren Winkel als das Maximum der verwendeten Korrektur auf. Als Folge werden für manche Winkel zu große Korrekturen angewendet, was eine teilweise Überhöhung der Kurve zur Folge hat. Analog läßt sich die leichte Überkompensation bei der 30 GeV-Kurve begründen.

Insgesamt ist jedoch nach der Korrektur eine wesentliche Verbesserung der Homogenität der rekonstruierten Energie zu verzeichnen. Die Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieses Korrekturverfahrens auf die im H1-Experiment gemessenen Daten ist eine gute Winkelrekonstruktion und Effizienz des zentralen Spurdetektors. Abb. 5.6 zeigt, daß für den in der Simulation verwendeten ϕ-Winkel von 70.3° der rekonstruierte Polarwinkel θ_{rec} für alle untersuchten Elektronenenergien besser als ±0.5° mit dem generierten Polarwinkel θ_{gen} übereinstimmt. Die Mittelwerte der ebenfalls abgebildeten Histogramme der Winkeldifferenzen $\theta_{gen} - \theta_{rec}$ sind für alle untersuchten Elektronenenergien kleiner als 0.01°, die RMS-Werte der Histogramme betragen jeweils ca. 0.06°.

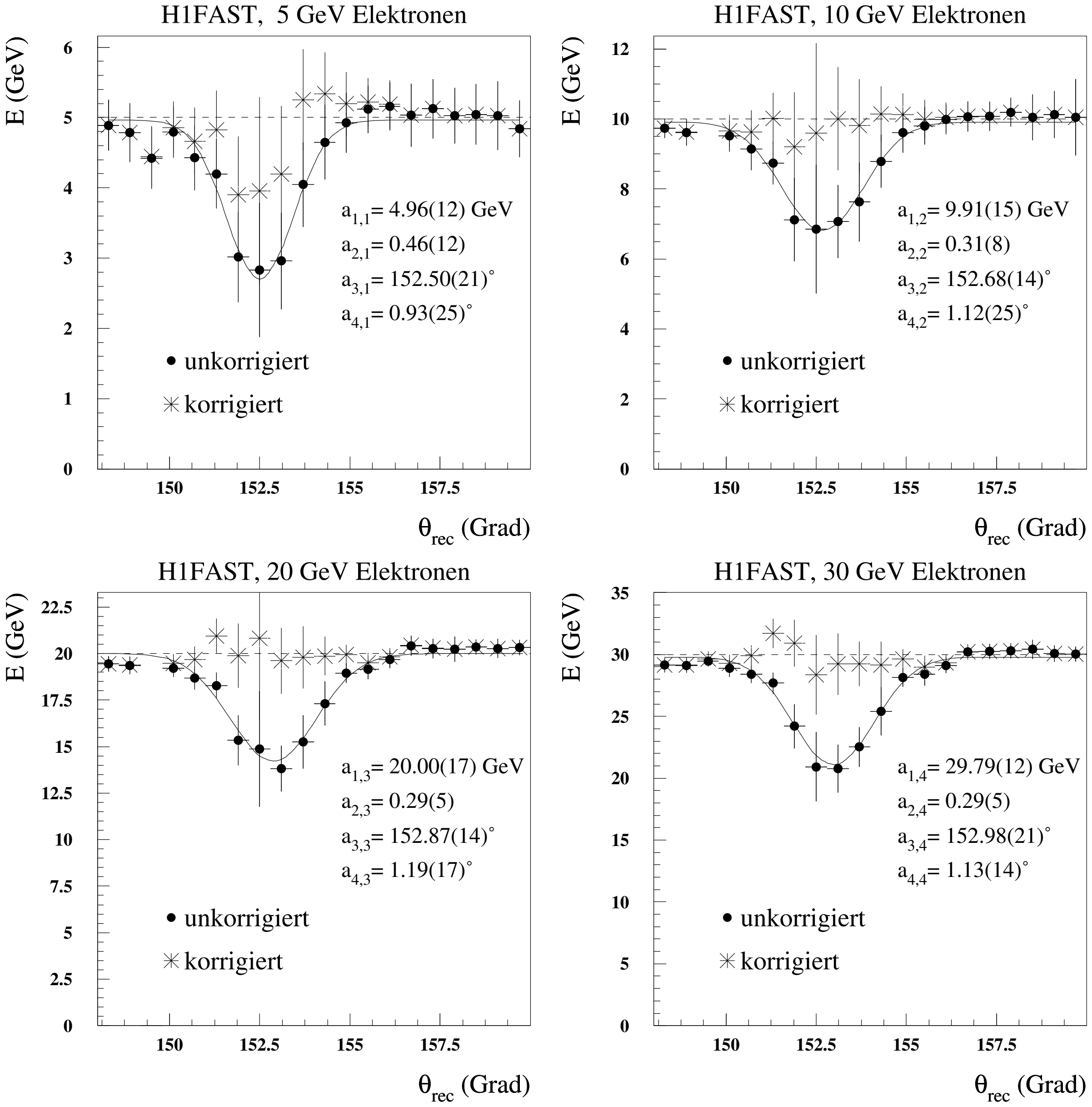


Abb. 5.5: **Energiekorrektur mit Hilfe der rekonstruierten Teilchenspur** Für Elektronenergien von 5, 10, 20 und 30 GeV ist jeweils die Summe der Energien im BEMC und im BBE in Abhängigkeit vom mit dem zentralen Spurdetektor rekonstruierten Winkel θ_{rec} dargestellt. Die Ereignisse wurden mit einem konstanten Azimutalwinkel von $\phi = 70.3°$ generiert und der Detektorsimulation und -rekonstruktion unterworfen. Die Korrektur der Energie wurde für jedes Ereignis unter Verwendung des nach Gl. 5.2 bestimmten Korrekturfaktors durchgeführt. Die angegebenen Parameter $a_{i,j}$ sind die Ergebnisse der Anpassung von Gl. 5.1 an die unkorrigierte Energie.

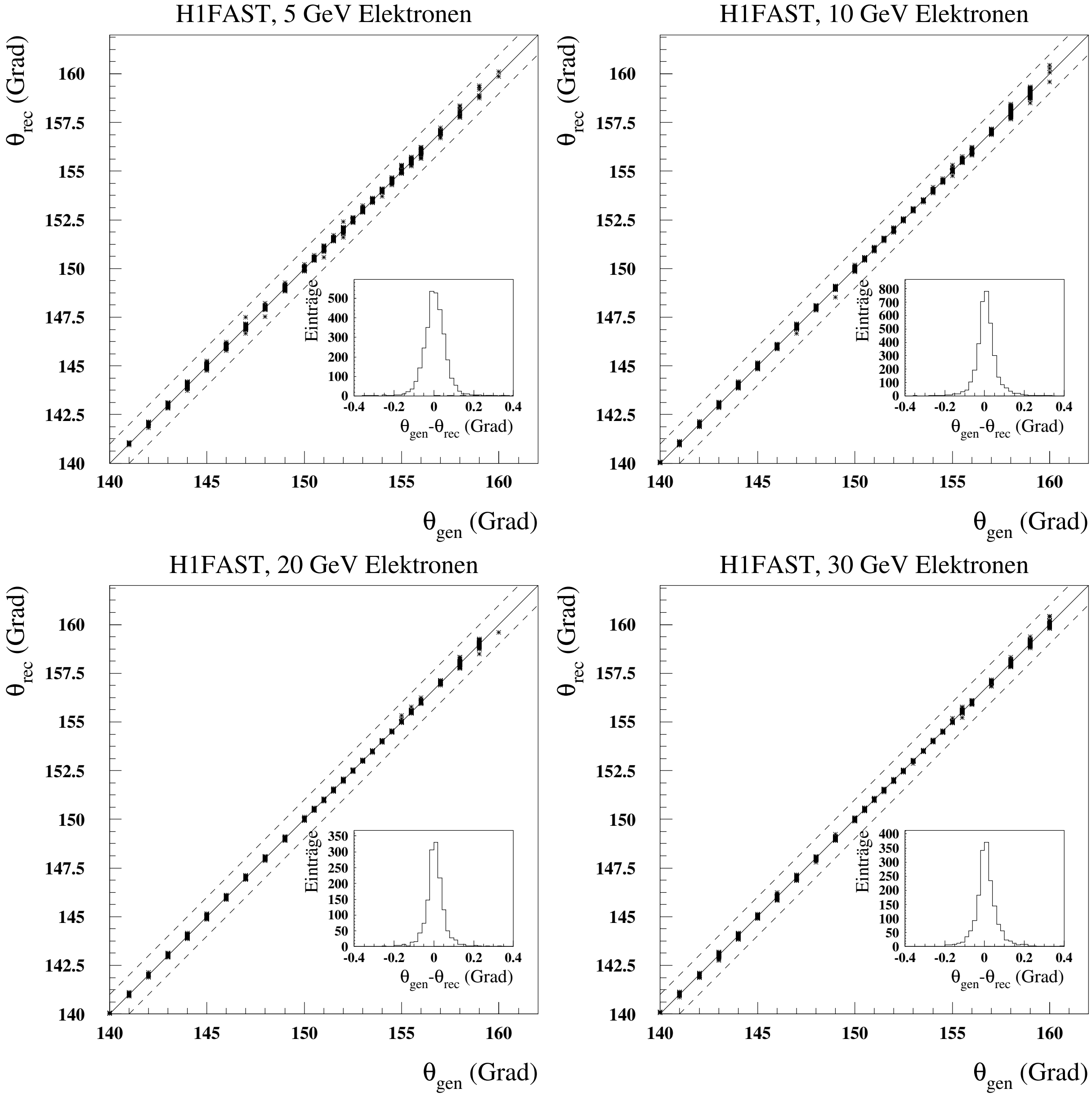


Abb. 5.6: **Polarwinkelrekonstruktion mit dem zentralen Spurdetektor** Abgebildet ist der mit dem zentralen Spurdetektor rekonstruierte Polarwinkel θ_{rec} in Abhängigkeit vom generierten Elektronwinkel θ_{gen}, für Elektronen der Energien 5, 10, 20 und 30 GeV. Der bei der Simulation benutzte ϕ-Winkel betrug 70.3°. Die gestrichelten Linien veranschaulichen eine Verschiebung zwischen generiertem und rekonstruierten Winkel um ±0.5° und die eingefügten Histogramme zeigen die Verteilung der Winkeldifferenzen $\theta_{rec} - \theta_{gen}$ in Grad. Die Mittelwerte und RMS-Werte der Verteilungen lauten:

Energie (GeV)	$\overline{\theta_{gen} - \theta_{rec}}$ (Grad)	$RMS_{\theta_{gen}-\theta_{rec}}$ (Grad)
5	0.005	0.06
10	0.008	0.06
20	0.007	0.05
30	0.008	0.06

Methode 2: Energiekorrektur unter Verwendung des Cluster-Schwerpunkts Eine andere Möglichkeit zur Bestimmung des Winkels des gestreuten Elektrons liefern die Ortsinformationen des Kalorimeters. Aus der räumlichen Verteilung der Energien in den Zellen bzw. Modulen der Kalorimeter wird nach dem in Anhang B beschriebenen Verfahren ein Cluster-Schwerpunkt berechnet. In Abb. 5.7 ist die Korrelation zwischen dem mit Hilfe der Position des Cluster-Schwerpunkts im Kalorimeter bestimmten und dem generierten Polarwinkel θ_{clust} bzw. θ_{gen} dargestellt. Die Polarwinkelrekonstruktion mit dem Kalorimeter ergibt für die untersuchten Elektronenenergien Elektronwinkel, die im Mittelwert um ca. 0.035° kleiner sind als die generierten Polarwinkel. Die RMS-Werte der Winkeldifferenzen $\theta_{gen} - \theta_{clust}$ nehmen von 0.44° bei 5 GeV auf 0.30° bei 30 GeV ab.

Abb. 5.8 zeigt den Verlauf der unkorrigierten und der korrigierten rekonstruierten Energie in Abhängigkeit vom Winkel θ_{clust}, der aus der Position des Schauerschwerpunkts berechnet wurde. Analog zu dem im letzten Abschnitt beschriebenen Verfahren, läßt sich auch unter Verwendung von θ_{clust} nach Gl. 5.2 mit $\theta = \theta_{clust}$ eine Energiekorrektur im Übergangsbereich von BEMC und BBE durchführen. Wegen der erwähnten mittleren Verschiebung von θ_{clust} bezüglich θ_{gen} ergeben die Anpassungen an die Kurven andere Parameter für die Korrekturfunktion.[4] Der Vorteil dieses Verfahrens ist, daß keine Information aus dem zentralen Spurdetektor benötigt wird und es daher im Prinzip auch anwendbar ist, wenn auf Grund von Ausfällen im zentralen Spurdetektor keine Spur rekonstruiert wurde.[5]

Methode 3: Energiekorrektur unter Verwendung des Energieverhältnisses von BEMC und BBE Alternativ zu den Korrekturmethoden 1 und 2 die Informationen über den Polarwinkel des gestreuten Elektrons ausnutzen, wurde versucht eine empirische Energiekorrektur ausschließlich unter Verwendung des Verhältnisses E_{BEMC}/E_{BBE} für den BEMC/BBE Übergangsbereich durchzuführen. In Abb. 5.9 ist die rekonstruierte Energie als Funktion von θ_{gen} dargestellt.

Die verwendete Korrekturfunktion lautet:

$$E_{korrigiert} = E(1 + 0.48 K(E_{BEMC}, E_{BBE})). \tag{5.3}$$

Die Funktion

$$K(E_{BEMC}, E_{BBE}) = \frac{2\sqrt{E_{BEMC} E_{BBE}}}{E_{BEMC} + E_{BBE}} \tag{5.4}$$

liefert Werte zwischen 0 und 1 und nimmt den Wert 1 an, wenn sich die Energie zu gleichen Teilen auf BEMC und BBE verteilt. Wenn nur im BEMC bzw. BBE Energie gemessen wird, hat K den Wert 0. Abb. 5.10 zeigt eine Gegenüberstellung der unkorrigierten und der nach den verschiedenen Verfahren korrigierten Energiespektren für die untersuchten Elektronenergien. Die Korrekturmethoden 1 und 2 bewirken eine Verringerung der Breite der Spektren und eine Verschiebung der Maxima in Richtung der Energie der generierten Elektronen. Methode 3 bewirkt nur geringfügige Veränderungen der Spektren.

Abb. 5.11 links zeigt die Energiemittelwerte der Spektren von Abb. 5.10. Die mit a.) bezeichnete Kurve gibt den Verlauf der Mittelwerte der unkorrigierten Spektren in Abhängigkeit von der Energie der generierten Elektronen wieder. Die rekonstruierten Energiemittelwerte liegen hierbei 9% bis 11% unterhalb der Energie der generierten Elektronen. Kurve c.) zeigt, daß bei Anwendung der Energiekorrektur nach Methode 1 (siehe Seite 91) die Mittelwerte der Energiespektren für die untersuchten Elektronenergien sich bis auf 1% bis 3% an die Energie der generierten Elektronen annähern.

---

[4] Die Mittelung der Parameter für die 10, 20 und 30 GeV Kurven ergab $a_2 = 0.2837$, $a_3 = 152.88°$ und $a_4 = 1.567°$.

[5] Bei der Datennahme 1993 gab es Ausfälle, die gewisse ϕ-Winkelbereiche insensitiv machten (siehe Abb. 5.19 auf Seite 110).

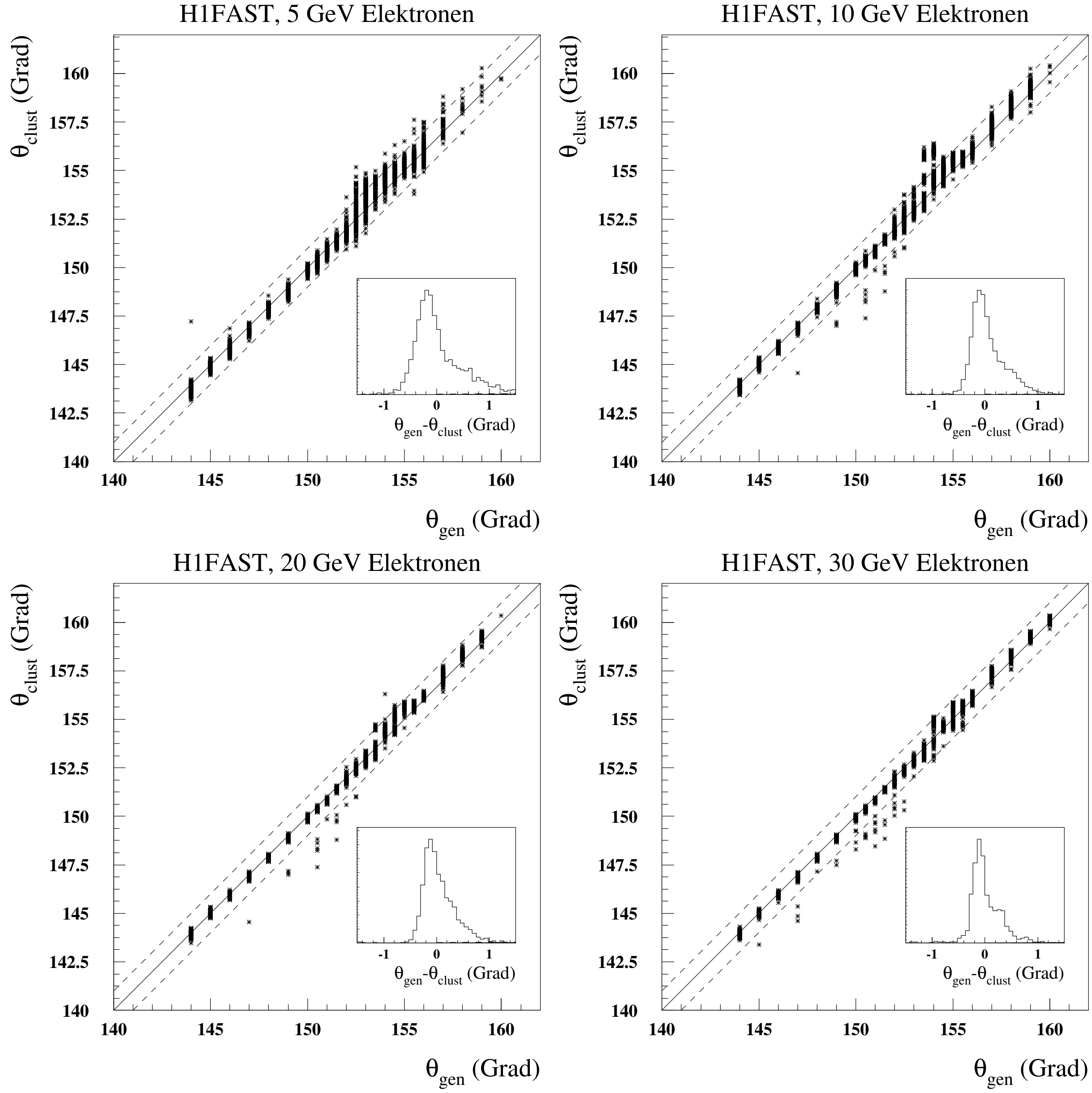


Abb. 5.7: **Polarwinkelrekonstruktion mit dem Kalorimeter**
Abgebildet ist der aus dem Cluster-Schwerpunkt im Kalorimeter rekonstruierte Polarwinkel θ_{clust} in Abhängigkeit vom generierten Elektronwinkel θ_{gen}, für Elektronen der Energien 5, 10, 20 und 30 GeV. Der bei der Simulation benutzte ϕ-Winkel betrug 70.3°. Die gestrichelten Linien veranschaulichen eine Verschiebung zwischen generiertem und rekonstruierten Winkel um ±0.5° und die eingefügten Histogramme zeigen die Verteilung der Winkeldifferenzen $\theta_{clust} - \theta_{rec}$ in Grad. Die Mittelwerte und RMS-Werte der Verteilungen lauten:

Energie (GeV)	$\overline{\theta_{gen} - \theta_{clust}}$ (Grad)	$RMS_{\theta_{gen}-\theta_{clust}}$ (Grad)
5	0.027	0.44
10	0.056	0.32
20	0.050	0.31
30	0.007	0.30

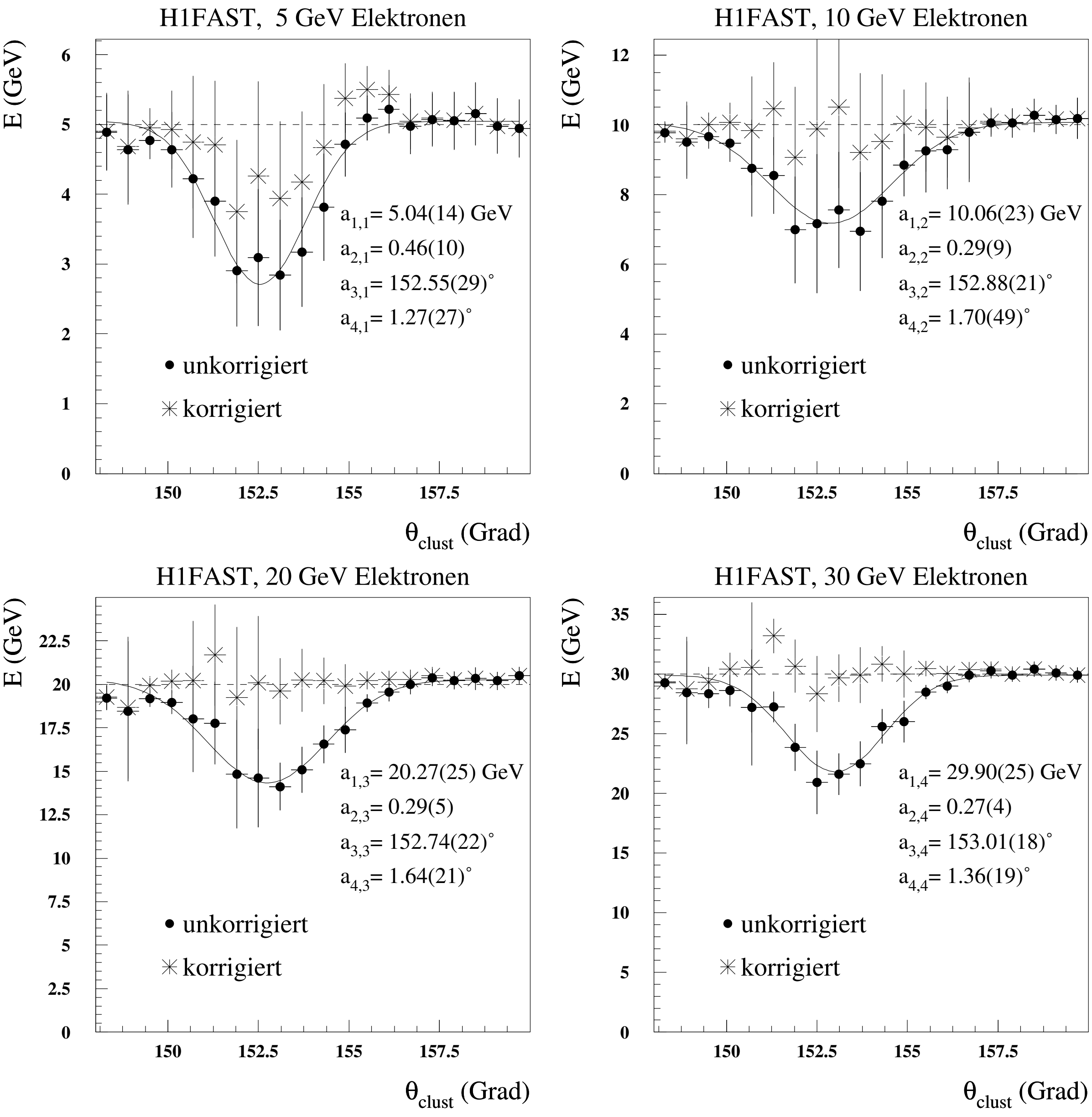


Abb. 5.8: **Energiekorrektur mit Hilfe der Ortsinformation des Kalorimeters**

Für Elektronenenergien von 5, 10, 20 und 30 GeV ist jeweils die Summe der Energien im BEMC und im BBE in Abhängigkeit vom aus dem Ort des Cluster-Schwerpunkts rekonstruierten Polarwinkel θ_{clust} dargestellt. Die Ereignisse wurden mit einem konstanten Azimutalwinkel von $\phi = 70.3°$ generiert und der Detektorsimulation und -rekonstruktion unterworfen. Für jedes Ereignis wurde entsprechend Gl. 5.2 mit $\theta = \theta_{clust}$ eine Energiekorrektur durchgeführt. Die angegebenen Parameter $a_{i,j}$ sind die Ergebnisse der Anpassung von Gl. 5.1 an die unkorrigierte Energie.

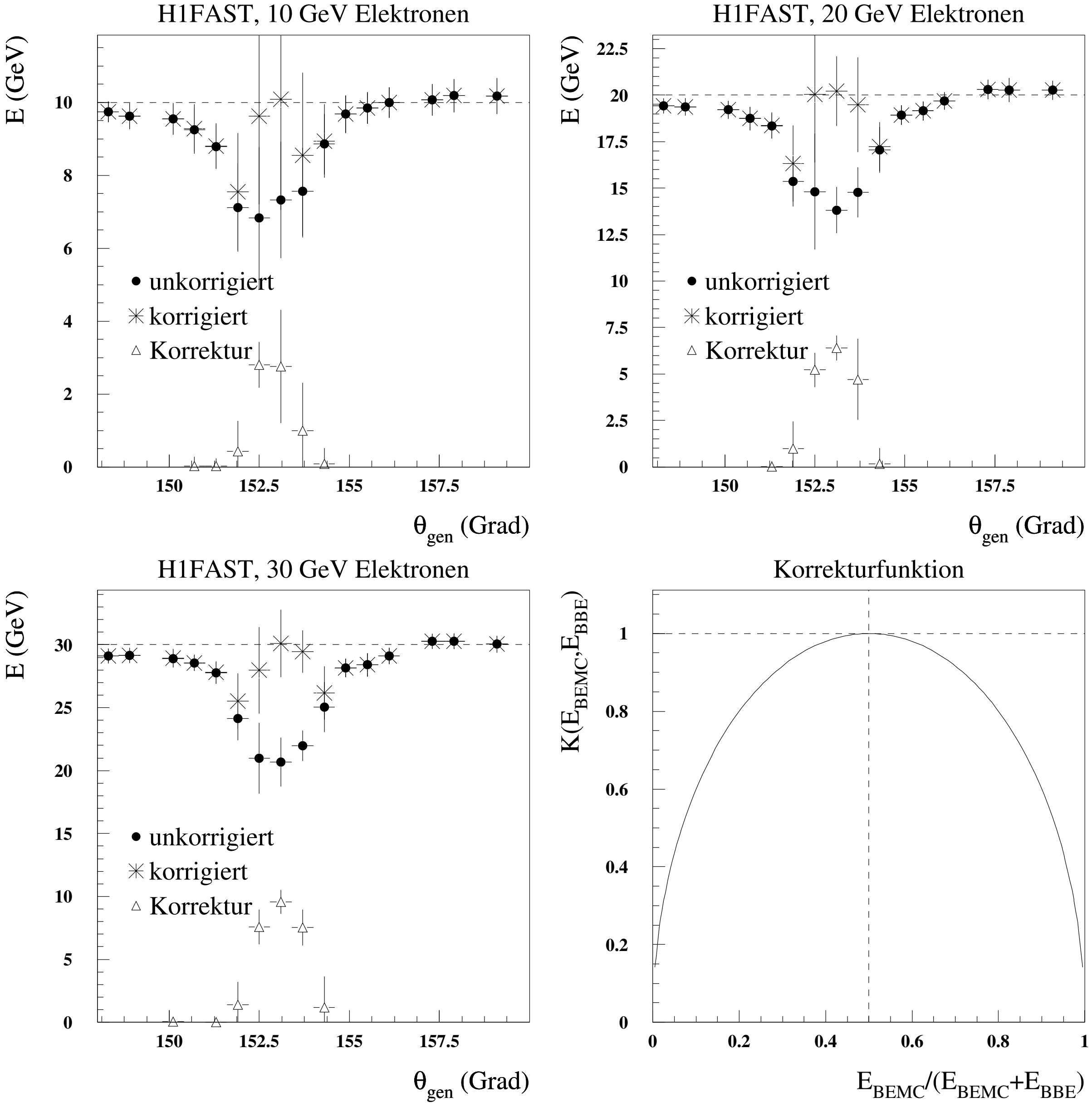


Abb. 5.9: **Energiekorrektur unter Verwendung des Energieverhältnisses von BEMC und BBE**
Abgebildet ist die Summe der Energie im BEMC und im BBE für Elektronen mit den Energien 10, 20 und 30 GeV die unter $\phi = 70.3°$ mit θ-Winkeln im Bereich zwischen 148° und 160° simuliert wurden. Für jedes Ereignis wurde die Korrektur

$$E = E(1 + 0.48K(E_{bemc}, E_{bbe}))$$

mit der Funktion

$$K = \frac{2\sqrt{E_{bemc}E_{bbe}}}{(E_{bemc} + E_{bbe})}$$

durchgeführt. Rechts unten ist für $E_{bemc} + E_{bbe} = const.$ der Verlauf von $K(E_{bemc}, E_{bbe})$ in Abhängigkeit vom Verhältnis $\frac{E_{bemc}}{E_{bemc}+E_{bbe}}$ abgebildet. Eine gute Homogenisierung der Energie ist auf diese Weise nur für Ereignisse möglich, bei denen in beiden Kalorimetern ein Energie-Cluster gefunden wurde.

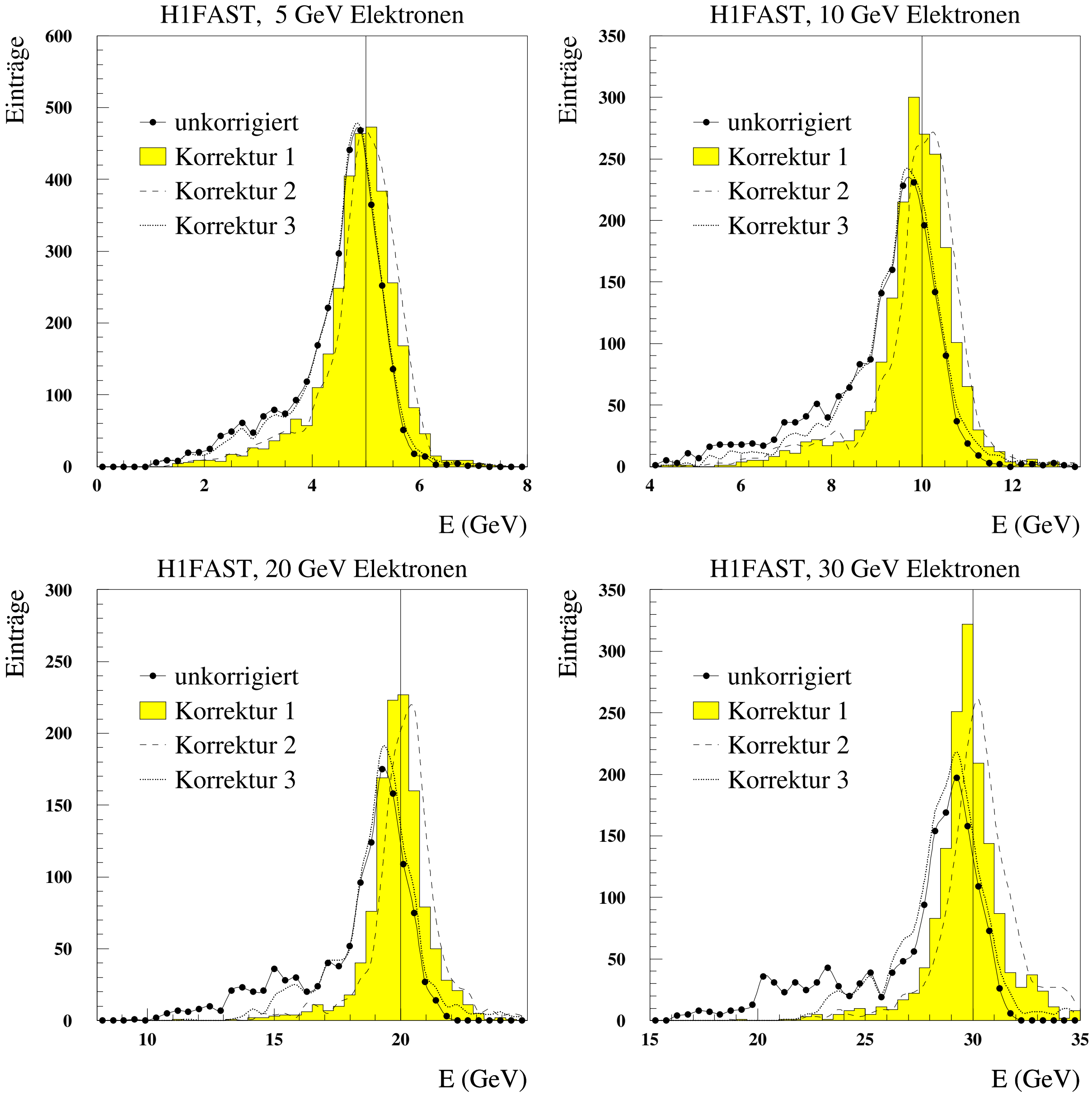


Abb. 5.10: **Korrigierte Energiespektren für isotrop im Polarwinkelbereich zwischen 148° und 160° mit $\phi = 70.3°$ simulierte Elektronen**
Für Elektronen der Energien 5, 10, 20 und 30 GeV sind die unkorrigierten und korrigierten Spektren der Energiesumme von BEMC und BBE abgebildet. Korrektur 1, 2 bzw. 3 bezeichnen die Energiekorrektur unter Verwendung der Teilchenspur, des Cluster-Schwerpunkts bzw. des Verhältnisses der Energien im BEMC und im BBE.

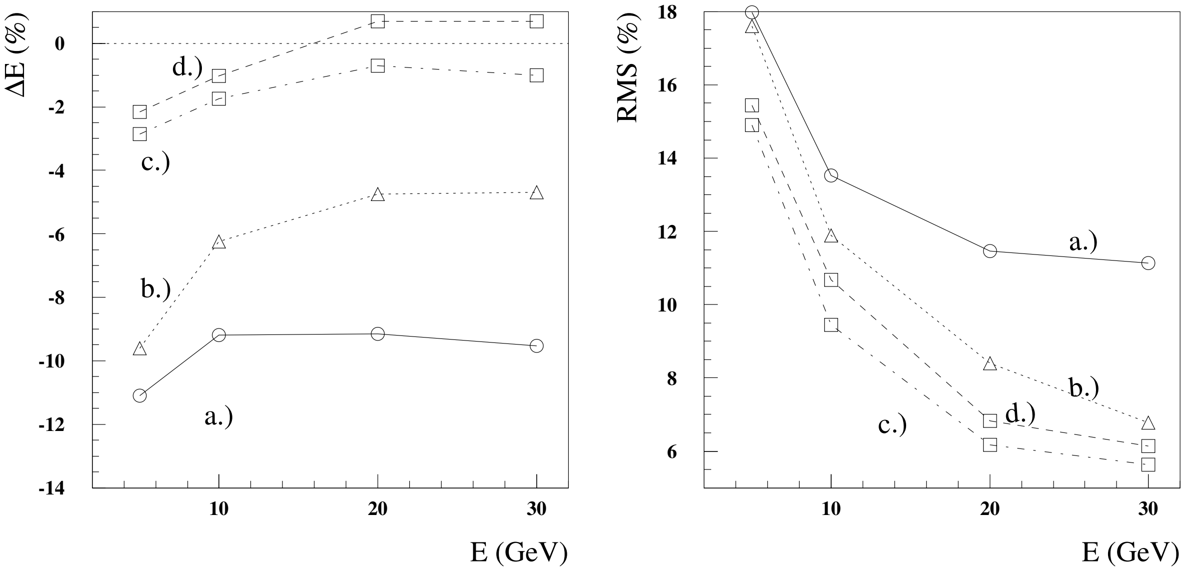


Abb. 5.11: **Vergleich der verschiedenen Korrekturmethoden**
In der Abbildung sind die rekonstruierten Energiemittelwerte und RMS-Werte der in Abb. 5.4 gezeigten Spektren von 5, 10, 20 und 30 GeV-Elektronen, die mit einem Polarwinkel zwischen 148° und 160° für $\phi = 70.3°$ generiert, simuliert und rekonstruiert wurden, dargestellt. In beiden Bildern kennzeichnet a.) die unkorrigierten Energien und b.) die unter Verwendung des Energieverhältnisses E_{BEMC}/E_{BBE}, c.) die unter Verwendung der Teilchenspur und d.) die unter Verwendung der Ortsinformation des Kalorimeters korrigierten Energien.
links: Prozentuale Abweichung des Mittelwertes der unkorrigierten, sowie der nach den verschiedenen im Text beschriebenen Methoden korrigierten, rekonstruierten Energie von der Energie der generierten Elektronen.
rechts: RMS der Spektren in Abhängigkeit von der Energie der generierten Elektronen.

Bei Anwendung der Energiekorrektur nach Methode 2 liegt der Mittelwert der Energiespektren im Bereich von -2% bis +1% um die Energie der generierten Elektronen. Für die Elektronenenergien 20 und 30 GeV tritt im Mittel eine Überkompensation des Energiedefizits von ca. 1% auf.

Die Abweichung der Mittelwerte von der Energie der generierten Elektronen lassen sich eventuell durch energieabhängige Korrekturfaktoren noch verringern. In Abhängigkeit von der nach Methode 1 bzw. 2 korrigierten Energie könnte eine genauere energie- und winkelabhängige Korrektur der ursprünglichen Energien durchgeführt werden.

In Abb. 5.11 rechts sind die mittleren quadratischen Abweichungen der Spektren aus Abb. 5.10 vom jeweiligen Mittelwert dargestellt. Die in Kurve a.) dargestellten mittleren quadratischen Abweichungen der unkorrigierten Spektren nehmen mit zunehmender Energie (5 - 30 GeV) von 18% auf ca. 12% ab. Die Methoden 1 und 2, die die Informationen über den Winkel des Elektrons ausnutzen - siehe Kurven c.) und d.) -, liefern etwa vergleichbare Ergebnisse, wobei die Energiekorrektur mit Hilfe der Information der zentralen Spurkammer geringere quadratische Abweichungen der korrigierten Spektren bewirkt.

Bei dem Versuch einer Energiekorrektur auf Basis der Energiedeposition in BEMC und BBE - siehe die mit b.) bezeichnete Kurven - sind vor allem für die Elektronenenergien von 5 und 10 GeV nur geringfügige Unterschiede im Vergleich zu den unkorrigierten Spektren zu verzeichnen (siehe auch Abb. 5.10). Die Ursache für die geringe Wirkung von Korrektur 3 liegt darin, daß der Polarwinkelbereich, für den die Energie sowohl im BEMC als auch im BBE größer als eine auf Grund des Detektorrauschens notwendige Energieschwelle ist, den zu korrigierenden Polarwinkelbereich nicht vollständig überdeckt. Unterschreitet die im BEMC oder im BBE deponierte Energie einen gewissen Schwellenwert[6], so wird das Ereignis in diesem Detektor nicht mehr nachgewiesen und es kann keine Energiekorrektur erfolgen. Abb. 5.12 zeigt, daß für 5 GeV Elektronen nur ca. 5% aller Ereignisse aus dem Winkelbereich $148° < \theta < 160°$ eine Energiedeposition in beiden Detektoren aufweisen. Bei 10, 20 und 30 GeV wächst dieser Anteil auf 7.5%, 17% und 20% an. Eine Energiekorrektur ausschließlich unter Verwendung des Energieverhältnisses E_{BEMC}/E_{BBE} ist daher nicht möglich.

5.1.2 Einfluß eines Absorbers zwischen BEMC und LAr-Kryostat

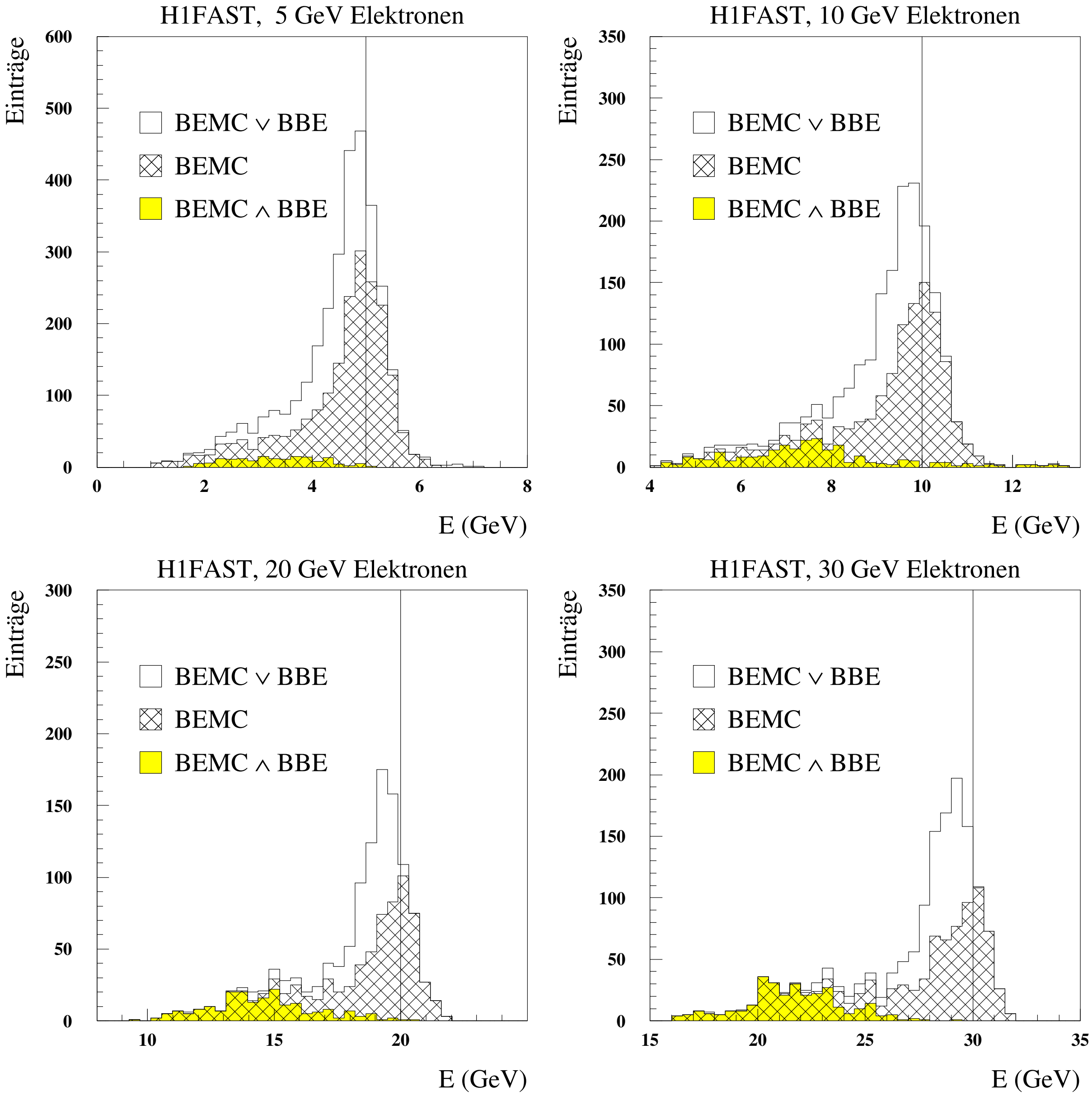
Um den Einfluß zusätzlichen passiven Materials zwischen BEMC und LAr-Kryostat zu untersuchen, wurden Monte-Carlo-Rechnungen mit unterschiedlich dicken Absorberschichten zwischen BEMC und LAr-Kryostat durchgeführt. Als Absorber diente für Schichtdicken mit $d < 1\,X_0$ „mittleres Kabelmaterial“[7] mit einem X_0 von $6.36\,cm$. Für $d > 1\,X_0$ wurde aufgrund geometrischer Beschränkungen Eisen als Absorber verwendet.

Abb. 5.13 zeigt für die Simulation von Elektronen einer Energie von 30 GeV, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt unter $\theta = 153°$ und $\phi = 37.5°$ in das BEMC treffen, den Einfluß dieses zusätzlichen Absorbermaterials auf die im BEMC und im BBE gemessene Energie sowie auf die Gesamtenergie. Die im BEMC gemessene Energie ist nahezu konstant, während die im BBE gemessene Energie - und damit auch die Energiesumme von BEMC und BBE - mit zunehmender Dicke des Absorbers in guter Näherung linear

---

[6] Im BEMC muß in mindestens einem Modul eine Energie von mindestens 3 Rauschsignalbreiten (RMS) des jeweiligen Moduls auftreten. Im BBE wird ein symmetrischer Noise-Cut in Höhe der doppelten Rauschsignalbreite (Mittelwert: 27 MeV pro Kanal [Gay94]) auf alle Zellen angewandt, d.h. die Energie von Zellen mit $-2RMS < E < 2RMS$ wird als Rauschen aufgefaßt und bei der Datennahme nicht gespeichert. Zusätzlich wird ein topologischer Noise-Cut durchgeführt, d.h. es werden nur Zellen in unmittelbarer Nachbarschaft einer Zelle mit einer Energiedeposition oberhalb von 4 Rauschsignalbreiten verwendet [Gay94].

[7] Das im Rahmen des H1SIM-Programmes [SIM91] definierte „mittlere Kabelmaterial“ stellt ein Gemisch aus den verschiedenen Materialien der im H1-Detektor verwendeten Kabel entsprechend ihres relativen Volumenanteiles dar. Es besitzt folgende Materialeigenschaften: A=54.95, Z=25.16, $\rho = 2.29\,\frac{g}{cm^3}$


H1FAST, 5 GeV Elektronen

H1FAST, 10 GeV Elektronen

H1FAST, 20 GeV Elektronen

H1FAST, 30 GeV Elektronen

Abb. 5.12: **Energiespektren für isotrop im Polarwinkelbereich zwischen 148° und 160° mit $\phi = 70.3°$ simulierte Elektronen**
Die Summe der im BEMC und BBE nachgewiesenen unkorrigierten Energie ist für Elektronen von 5, 10, 20 und 30 GeV abgebildet. Ereignisse mit einem Energie-Cluster im BEMC bzw. im BEMC und im BBE sind durch unterschiedliche Schraffur hervorgehoben. Die im Übergangsbereich (BEMC $\wedge$ BBE) zu messenden Ereignisse zeigen ein deutliches Energiedefizit, das die Notwendigkeit von Korrekturfaktoren (siehe Gl. 5.2 oder Gl. 5.3) belegt.

abnimmt. Die im BBE gemessene Gesamtenergie nimmt pro Absorber-X_0 um ca. 1.9 GeV ab. Für zusätzliche $1.7\,X_0$ beträgt der relative Energieverlust 20%. Dieser Wert ist im Vergleich zu den, in Abb. 3.19 auf Seite 61 dargestellten Ergebnissen von Messungen und Simulationen für 30 GeV-Elektronen in einem Eisenabsorber ca. um den Faktor 6 höher, was auf ein Aufschauern der Elektronen vor der Durchquerung des Absorbers zurückzuführen ist.

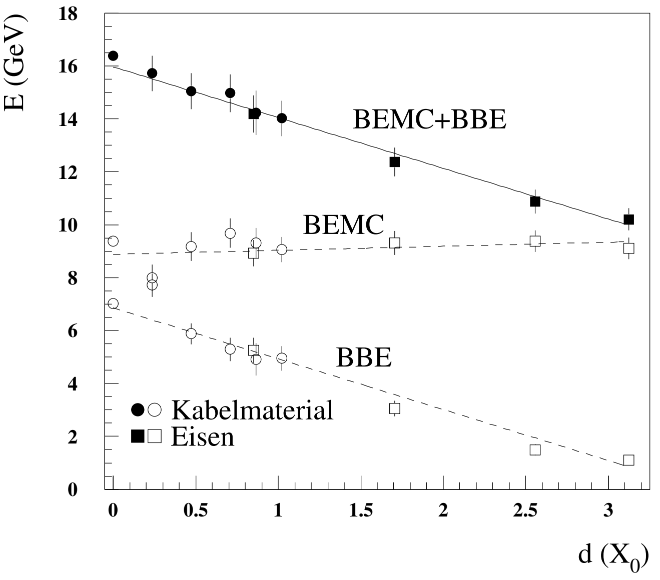


Abb. 5.13: **Einfluß des passiven Materials auf die simulierte Elektronenenergie**
Dargestellt ist die für Elektronen von 30 GeV mit den Winkeln $\theta = 153°$ und $\phi = 30°$ berechnete Energie in Abhängigkeit von der Dicke eines zusätzlichen Absorbers zwischen BEMC und BBE. Als Absorber wurden „mittleres Kabelmaterial" und Eisen verwendet. An die Summenenergie von BEMC und BBE wurde die Gerade $E(d) = -1.9d + 16\,\text{GeV}$ angepaßt, die den Verlauf der Kurve gut beschreibt.

5.1.3 Einfluß der Vertex-Position auf die Energiemessung

Da im H1-Detektor die ep-Wechselwirkungen im Strahlrohr im Bereich $-50\,cm < z < 50\,cm$ stattfinden können, ist für den Polarwinkelbereich der BEMC/BBE-Übergangsregion wie auch für den Polarwinkel, unter dem die geringste Energie gemessen wird, die Abhängigkeit von der z-Koordinate des Teilchenursprungs wichtig. Abb. 5.14 zeigt den Einfluß einer Verschiebung des z-Vertex auf die Energiemessung als Funktion des Polarwinkels θ. Der im Gegensatz zur H1-Konvention zur Elektronrichtung gemessene Polarwinkel des Energieminimums $\alpha_{min} = 180° - \theta_{min}$ läßt sich in Abhängigkeit vom z-Vertex z_0 gemäß

$$\alpha_{min}(z_0) = \arctan \frac{p_1}{z_0 + \frac{p_1}{\tan \alpha^0_{min}}} \tag{5.5}$$

beschreiben, wobei $\alpha^0_{min} = \alpha_{min}(0)$ der Polarwinkel des Energieminimums für $z_0 = 0\,cm$ ist und $p_1 = 77.25\,cm$ durch Anpassung von Gl. 5.5 an die Polarwinkel der Energieminima für die verschiedenen z-Vertex-Positionen aus Abb. 5.14 gewonnen wurde.

Zusätzlich zu der Veränderung des Polarwinkels für den die Energiedeposition minimal ist, ändert sich auch der Betrag des Energiedefizits. Auf Grund des verlängerten Weges durch das passive Material zwischen BEMC und BBE nimmt die Energie im Minimum mit zunehmendem z-Vertex ab. Die Weglänge l durch das passive Material zwischen BEMC und BBE ist aus einfachen geometrischen Überlegungen durch $l = \frac{d}{\sin\alpha}$ gegeben, wobei d die in radialer Richtung gemessene Dicke des passiven Materials und α den zur Elektronrichtung gemessenen Polarwinkel des Elektrons darstellt. Geht man, von der in Abb. 5.13 dargestellten linearen Abhängigkeit des Energieverlustes von der Dicke des durchquerten Absorbermaterials zwischen BEMC und BBE aus, so folgt

$$E_{min}(z_0) = E_0 - \frac{a}{\sin(\alpha_{min}(z_0))}, \tag{5.6}$$

wobei E_0 die Energie des Elektrons ohne Verluste im passiven Material ist. Der Parameter a wurde durch die Anpassung von Gl. 5.6 an die jeweiligen Minimalwerte der Kurven aus Abb. 5.14 bestimmt und beträgt für 30 GeV-Elektronen 6.1 GeV, d.h. 20.3%. Die angepaßte Kurve beschreibt den Verlauf der minimalen rekonstruierten Energie für die untersuchten z-Vertex-Positionen in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ gut.

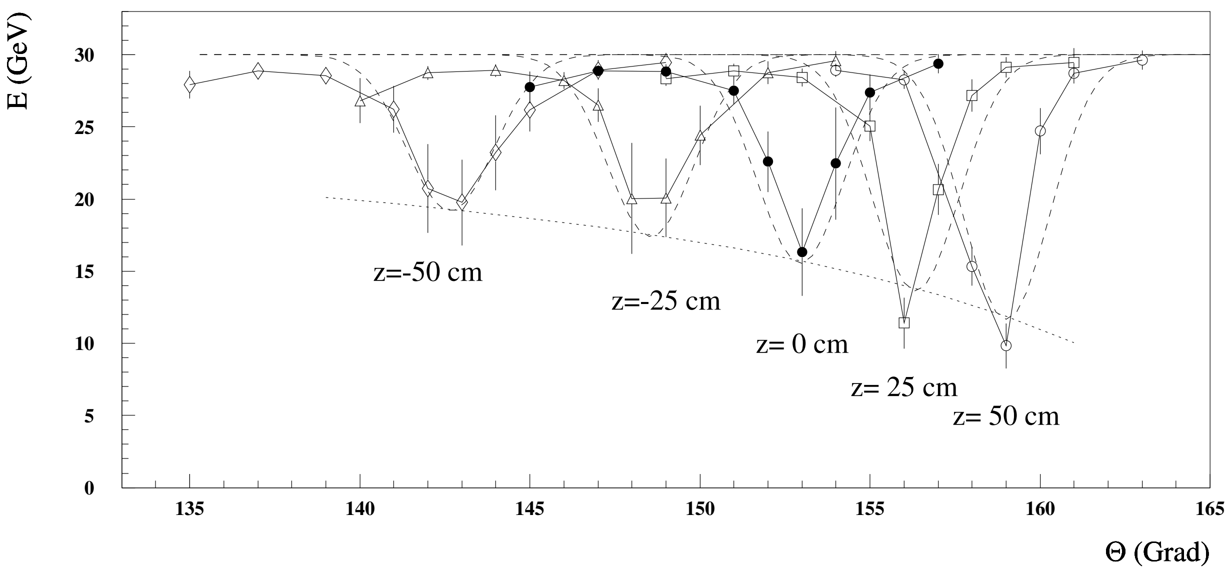


Abb. 5.14: **Einfluß der z-Vertex-Position auf die rekonstruierte Elektronenergie**
Mit zunehmendem z-Vertex verlängert sich der Weg durch das passive Material zwischen BEMC und BBE und der Energieverlust im passiven Material nimmt zu. Punktiert eingezeichnet ist der Verlauf von Gl. 5.6, durch die die minimale rekonstruierte Energie der Kurven für alle untersuchten z-Vertex-Positionen gut beschrieben wird. Die gestrichelten Kurven sind nach den Parametrisierungen gemäß Gl. 5.5 und Gl. 5.6 aus der Anpassung von Gl. 5.2 an die Kurve für den nominellen z-Vertex bei $z_0 = 0\,cm$ berechnet.

5.2 Untersuchung der H1-Daten des Jahres 1993

In diesem Abschnitt werden Untersuchungen an vorselektierten ep-Daten des Jahres 1993 vorgestellt, bei denen das gestreute Elektron in dem Übergangsbereich von BEMC und BBE nachgewiesen wurde. Zur Korrektur der mit dem BEMC und dem BBE gemessenen

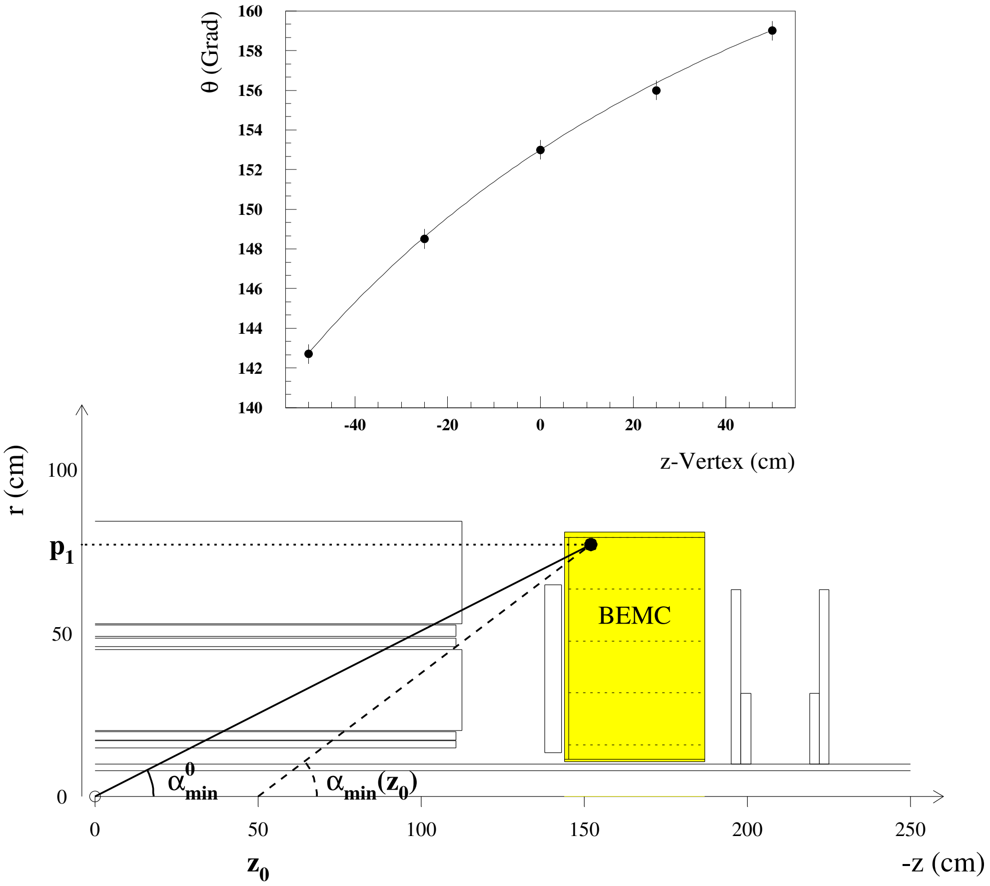


Abb. 5.15: **Winkel minimaler Energie in Abhängigkeit vom z-Vertex**
Die eingezeichneten Punkte sind die Winkel der Minima der in Abb. 5.14 gezeigten Energiekurven für die verschiedenen Werte des z-Vertex. Die angepaßte Funktion lautet

$$\alpha_{min}(z_0) = \arctan \frac{p_1}{z_0 + \frac{p_1}{\tan \alpha^0_{min}}}$$

wobei $\alpha^0_{min} = 27.05°$ der zur Elektronrichtung gemessene Winkel $(180° - \theta^0_{min})$ ist, unter dem für ein vom nominellen Wechselwirkungspunkt ausgehendes Elektron die Simulationsrechnungen die geringste Energie ergaben. Der Parameter p_1 wurde durch die Anpassung zu $p_1 = 77.25\,cm$ bestimmt.

Elektronenergie wurde die, aus Gl. 5.2, 5.5 und 5.6 entwickelte, zusammengefaßte Funktion

$$F(\theta_{rec}, z_0) = \frac{1}{1 - t(z_0) e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\theta_{rec} - \theta_{min}(z_0)}{\sigma}\right)^2}} \tag{5.7}$$

mit

$$t(z_0) = \frac{0.2984 \sin \alpha^0_{min}}{\sin(\alpha_{min}(z_0))}$$

und

$$\theta_{min}(z_0) = 180^\circ - \alpha_{min}(z_0) = \arctan \frac{77.25\, cm}{z_0 + \frac{77.25\, cm}{\tan \alpha^0_{min}}}$$

verwendet, wobei $\alpha^0_{min} = 28.16^\circ$ und $\sigma = 1.143^\circ$ gilt und $\alpha_{min}(z_0)$ der zur Elektronrichtung gemessene Polarwinkel ist, unter dem für ein Elektron mit dem z-Vertex z_0 die geringste Energie rekonstruiert wird. θ_{rec} ist der mit dem zentralen Spurdetektor gemessene Polarwinkel des gestreuten Elektrons.

Ereignisselektion Die vorselektierten Ereignisse sind eine Mischung der ELAN-mDSTs[8], der HADES-mDSTs und der BEMC/BBE/CB1-mDSTs [Cha94]. Die Ereignisse der ELAN-mDSTs werden für die Analyse der Strukturfunktion F_2 verwendet, die HADES-mDSTs dienen zur Analyse der hadronischen Endzustände bei kleinen und mittleren Q^2 und die BEMC/BBE/CB1-mDSTs enthalten Ereignisse aus der Übergangsregion zwischen BEMC und LAr-Kalorimeter. Insgesamt sind in den mDSTs der 1993 aufgenommenen Daten 140595 DIS-Ereignisse enthalten.

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit ist die Ereignisklasse wichtig, in der Ereignisse mit einer Energiedeposition in der BEMC/BBE/CB1-Region zusammengefaßt werden. Als Kriterium für die Zugehörigkeit eines Ereignisses zu dieser Klasse wird die Existenz eines Vertex und eines Clusters von mehr als 6 GeV in der BEMC/BBE/CB1-Region gefordert. Untergrundereignisse wurden mit Hilfe der Informationen des ToF's reduziert.

Für die in dieser Arbeit auf mDST-Level durchgeführte Analyse wurden folgende zusätzliche Selektionskriterien angewandt:

- Alle wichtigen Detektorkomponenten waren bei der Messung aktiv und intakt
- Für den in radialer Richtung gemessenen Abstand $r_C^{x,y}$ des Cluster-Schwerpunkts von der Strahlachse gilt $64\, cm < r_C^{x,y} < 121\, cm$. Dies entspricht, für Elektronen die vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommen, dem Polarwinkelschnitt $144^\circ < \theta_l < 158^\circ$.
- Es muß eine Spur existieren, die nach Extrapolation in die z-Ebene des Cluster-Schwerpunkts, einen Abstand von höchstens $5\, cm$ vom Cluster-Schwerpunkt aufweist.
- Die z-Koordinate des Ereignisvertex muß im Bereich $-35\, cm < z_0 < 25\, cm$ liegen.
- Der nach der Elektronmethode mit der korrigierten Elektronenenergie berechnete Wert von y muß kleiner als 0.7 sein.
- Der energiegewichtete Cluster-Radius r_{ECRA} für Ereignisse mit einem Cluster im BEMC muß kleiner als $4\, cm$ sein. Dieser Schnitt führt zur Unterdrückung von Hadronen aus der Photoproduktion.

---

[8] mDST=**m**ini **D**ata **S**ummary **T**apes

- Bei Ereignissen mit Energiedeposition im BEMC muß für das Modul, in dem die meiste Energie deponiert wurde, der Anteil der in den einzelnen Dioden gemessenen Energie jeweils kleiner als 80% der Gesamtenergie des Moduls sein.[9]

Die Forderung nach einer mit dem Cluster assozierten Spur ist notwendig, da im BEMC/BBE-Übergangsbereich Untergundereignisse auftreten, die vom ToF aufgrund der geometrischen Akzeptanz nicht registriert werden. Bei den nach den obigen Kriterien, mit Ausnahme der Forderung einer assozierten Spur, selektierten Ereignissen fällt auf, daß für Azimutalwinkel in der Nähe von ϕ=0°, 90°, 180° und 240° Ereignisse mit erhöhten Energien des gestreuten Elektrons auftreten (siehe Abb. 5.16 links). Im rechten Teil der Abbildung sind die Cluster-Schwerpunkte für Ereignisse mit Energien oberhalb von 32 GeV im BEMC dargestellt. Die Cluster-Schwerpunkte liegen mit wenigen Ausnahmen außerhalb des durch das ToF abgedeckten Bereiches, der durch das punktierte Quadrat verdeutlicht wird. Eine visuelle Inspektion dieser Ereignisse bestätigte, daß es sich dabei um Untergrundteilchen aus dem Proton-Halo handelt, die parallel zum Strahlrohr am ToF-System vorbei ins BEMC gelangen (siehe Abb. 5.17). Der untere Teil von Abb. 5.16 zeigt die Projektion der oben links dargestellten Ereignisse auf die ϕ-Achse. Es ist eine deutliche Anhäufung von Ereignissen in den nicht durch das ToF abgedeckten „kritischen“ ϕ-Bereichen zu erkennen, die auf Untergundereignisse zurückgeführt werden kann. Das schattiert dargestellte Histogramm zeigt die nach der Forderung einer assoziierten Spur verbleibenden 896 Ereignisse. In den „kritischen“ ϕ-Bereichen findet die stärkste Unterdrückung von Ereignissen statt. Die verringerte Zahl von Ereignissen bei $\phi \approx 20°$, 60°, 150° und 300° spiegelt Ineffizienzen der zentralen Spurkammer wieder, die bei $\phi = 0° - 35°$ und $\phi = 285° - 315°$ besonders ausgeprägt sind [Lin94].

Ergebnisse Abb. 5.18 zeigt ein typisches ep-DIS-Ereignis[10], bei dem sich die Energie des gestreuten Elektrons zu etwa gleichen Teilen auf BEMC und BBE verteilt. Für das abgebildete Ereignis liegen 97% der im BEMC deponierten Energie in einem kleinen Dreieck-Modul des BEMC. Ohne Energiekorrektur werden im BEMC bzw. im BBE 7.2 GeV bzw. 10.7 GeV, insgesamt also 17.9 GeV, gemessen. Nach der Elektronmethode berechnen sich mit dieser Energie und dem Polarwinkel des gestreuten Elektrons von $\theta_l = 150.4°$ die kinematischen Variablen zu $x'_e = 0.0032$, $Q'^2_e = 140.2$ und $y'_e = 0.443$. Nach der Jacquet-Blondel-Methode ergeben sich aus den Energien und Winkeln des hadronischen Systems abweichende Werte von $x_{JB} = 0.0071$, $Q^2_{JB} = 82.8$ und $y_{JB} = 0.13$, woraus sich eine Elektronenergie von 27.1 GeV und ein Polarwinkel $\theta_l = 161.7°$ berechnet. Die Doppelwinkelmethode liefert für die Energie des gestreuten Elektrons den etwas kleineren Wert $E_{\theta_l,\theta_j} = 22.9$ GeV. Die nach Gl. 5.7 korrigierte, mit dem BEMC und BBE gemessene Elektronenergie beträgt 24.3 GeV und stimmt wesentlich besser mit den nach der Jacquet-Blondel- und der Doppelwinkelmethode berechneten Energiewerten überein als die unkorrigierte Energie. Die kinematischen Variablen berechnen sich mit der korrigierten Elektronenergie zu $x_e = 0.0079$, $Q^2_e = 190.4\,GeV^2$, $y_e = 0.244$.

In Abb. 5.19 ist die Verteilung der Cluster-Schwerpunkte für die selektierten Ereignisse dargestellt. Das linke Bild zeigt die Lage der Cluster-Schwerpunkte im BEMC und rechts sind die parallaxenkorrigierten Projektionen der Koordinaten der zusammengefaßten Cluster von BEMC und BBE auf die Frontfläche des BBE aufgetragen. Die Inhomogenität in Bezug auf den Winkel ϕ ist dabei, wie bereits erwähnt, durch die Forderung einer assoziierten Spur und Ausfälle in der Effizienz des zentralen Spurdetektors begründet.

Ca. 50% der selektierten Ereignisse haben die höchste Energiedeposition in einem der äußeren nichtquadratischen Module des BEMC. Man erkennt deutlich Ereignisse, deren

---

[9] Mit dieser Forderung werden spezielle Untergrundereignisse, die sogenannten 1-Dioden-Ereignisse, bei denen hohe Energien in einer einzigen Diode des BEMC deponiert werden, verworfen [Kur93].

[10] Run 64111, Ereignis 11898

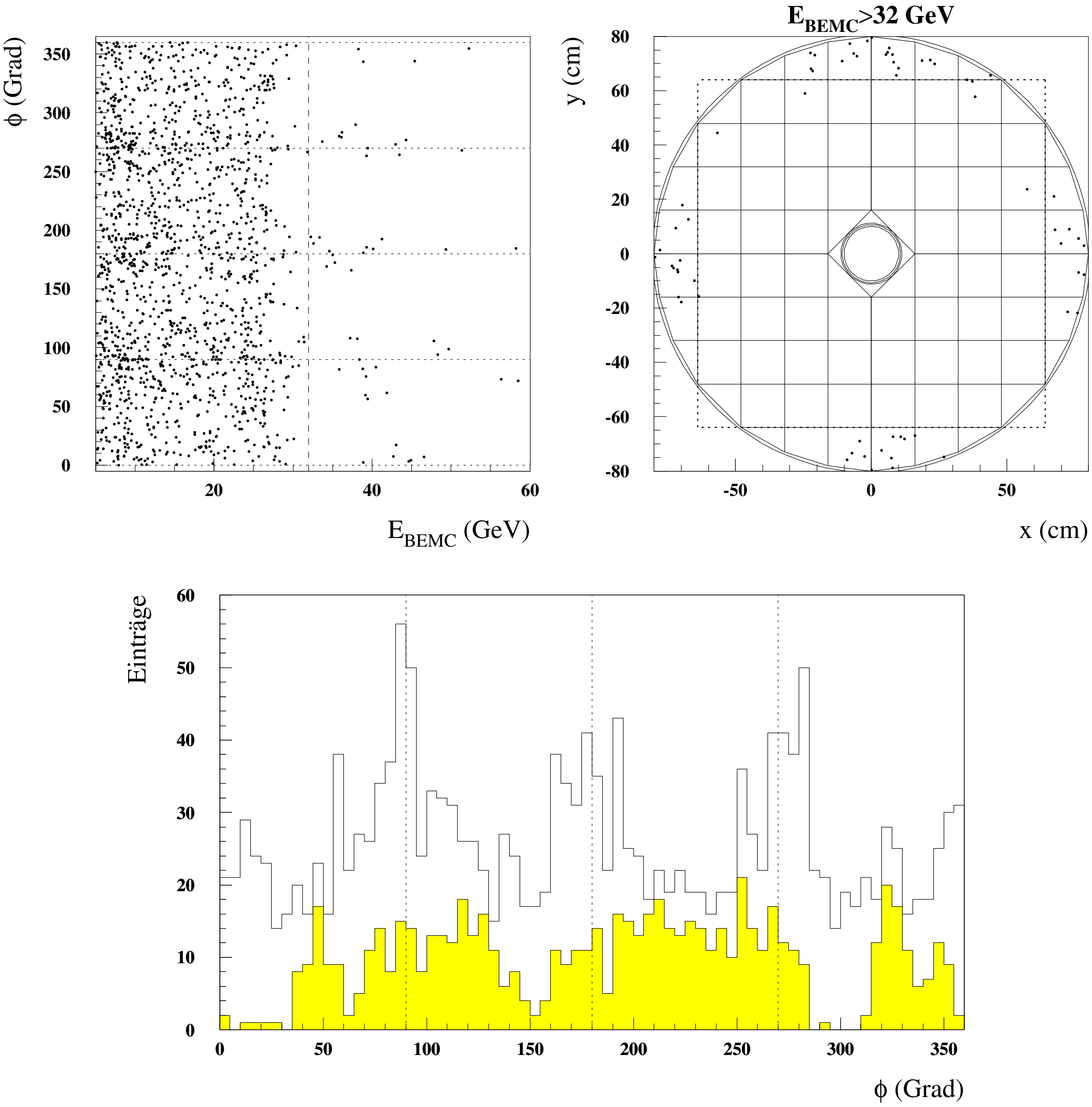


Abb. 5.16: **ϕ-Abhängigkeit der im BEMC gemessenen Energie**
links: Die im BEMC gemessenene Energie E_{BEMC} ist gegen den Winkel ϕ aufgetragen. Es wurden keine Korrekturen bezüglich der Energieverluste im Absorbermaterial durchgeführt.
rechts: Die Position des Schauer-Schwerpunkts im BEMC ist für Ereignisse, bei denen eine Energie oberhalb von 32 GeV im BEMC gemessen wurde, dargestellt. Es handelt sich dabei um Untergrundereignisse die vom ToF-System nicht registriert werden. Die Abmessungen des ToF sind gepunktet eingezeichnet.
unten: Die ϕ-Winkelverteilung der ohne Forderung einer assoziierten Spur gemessenen Ereignisse (nicht schattiertes Histogramm) zeigt Maxima bei $\phi \approx n \cdot 90^\circ$, mit $n = 0$, 1, 2 und 3. Durch die Forderung einer assoziierten Spur (schattiertes Histogramm) läßt sich in den oben genannten ϕ-Bereichen die Mehrheit der Ereignisse als Untergrundereignisse identifizieren und verwerfen. Als Folge treten jedoch Bereiche mit verringerter Ereigniszahl auf Grund von Ineffizien des zentralen Spurdetektors in Erscheinung.

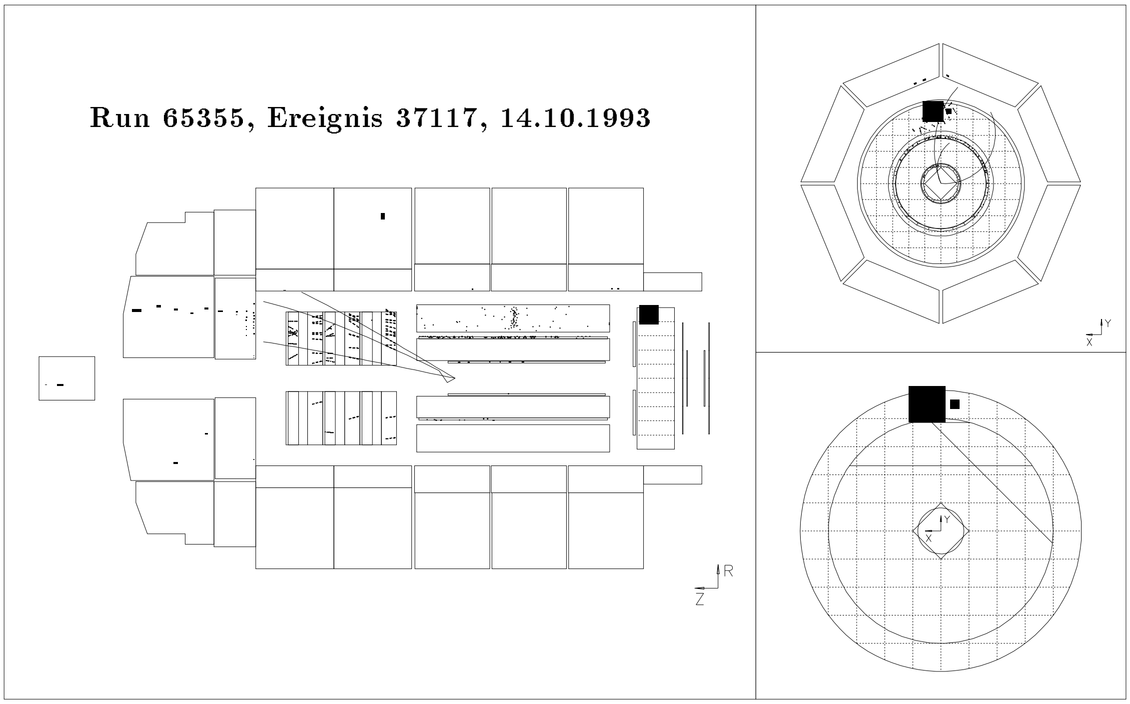


Abb. 5.17: **Untergrundereignis aus dem Protonenhalo im Übergangsbereich von BEMC und BBE**
Abgebildet ist ein Ereignis, bei dem Untergrundteilchen parallel zum Strahlrohr am ToF vorbei ins BEMC gelangen und dort eine Energie von 66.8 GeV deponieren. Im Vorwärtsbereich des LAr-Kalorimeters ist die Signatur eines minimal ionisierenden Teilchens zu erkennen, das den Detektor mit geringer Energiedeposition geradlinig durchquert.

Cluster-Schwerpunkt zwischen BEMC und BBE liegt. Solche Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, daß sich die Energie des gestreuten Elektrons auf BEMC und BBE verteilt.

Die Polarwinkelverteilung der selektierten Daten ist in Abb. 5.20 links dargestellt. Winkel unterhalb von $\theta \approx 143^\circ$ treten, wegen des Schnittes $r_C^{x,y} < 121\,cm$, mit reduzierter Anzahl auf. Im Bereich von $143^\circ < \theta < 157^\circ$ ist eine Abnahme der Anzahl der Ereignisse mit abnehmendem Polarwinkel zu verzeichnen. Für $\theta > 157^\circ$ ist durch das Selektionskriterium $r_C^{x,y} > 64\,cm$, das für ein vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommendes Elektron etwa der Forderung $\theta < 158.1^\circ$ entspricht[11], eine starke Abnahme der Ereignisanzahl mit zunehmendem θ zu verzeichnen. Für $z_0 > 0$ sind auch größere Elektronwinkel möglich, jedoch nimmt die Anzahl der Ereignisse mit zunehmendem z_0 ab.

Im rechten Bild von Abb. 5.20 ist die z-Vertex-Verteilung der selektierten Ereignisse dargestellt. Die z-Koordinate des Ereignisvertex ist in dem Bereich $-35\,cm < z_0 < 25\,cm$ nahezu gaußförmig verteilt.

Abb. 5.21 zeigt im linken Teil eine Korrelationsdarstellung der im BEMC und BBE gemessenen nach Gl. 5.7 korrigierten Energien für die selektierten Ereignisse. Nur 4% der Ereignisse weisen eine Energiedeposition von über 5 GeV in beiden Detektoren auf. In der Abbildung rechts ist der prozentuale Anteil der im BEMC deponierten Energie,

---

[11] Die z-Position des Cluster-Schwerpunkts im BEMC wurde hierbei bei $z = -159.1\,cm$ angenommen, wie sich für ein 26.7 GeV Elektron mit $\theta = 157^\circ$ nach Gl. B.2 auf Seite 122 ergibt.

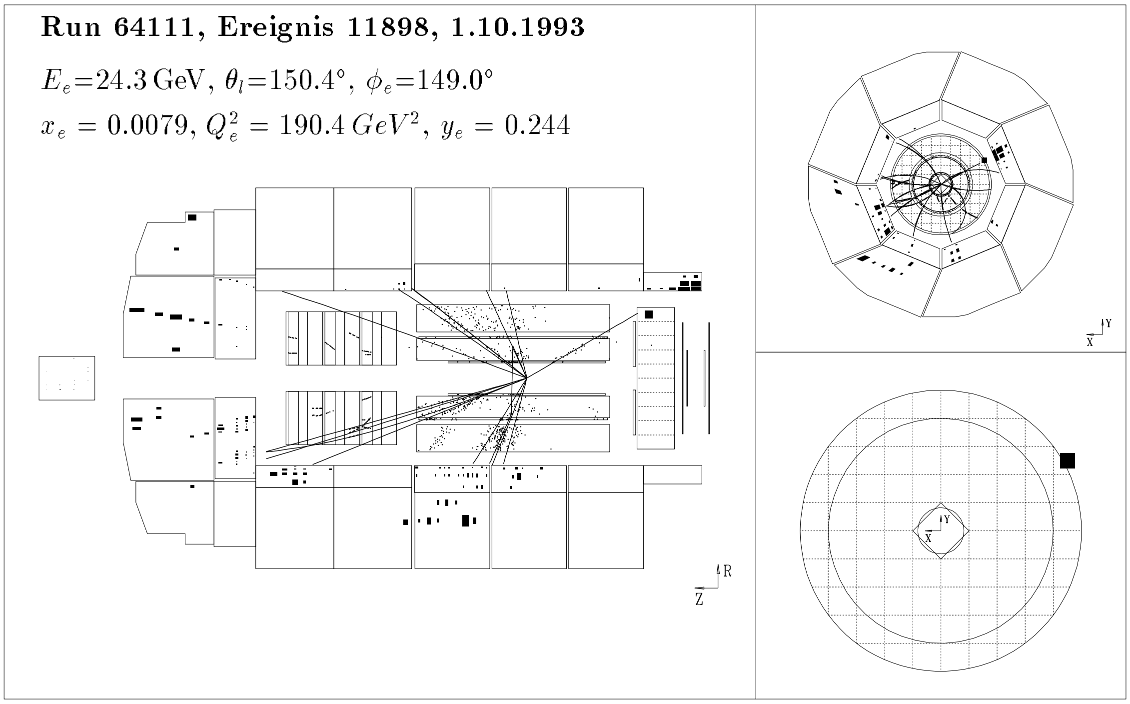


Abb. 5.18: **Tiefunelastisches Ereignis mit einem gestreuten Elektron im Übergangsbereich von BEMC und BBE**
Die im Bild angegebenen kinematischen Größen x_e, Q_e^2 und y_e wurden nach der Elektronmethode mit der nach Gl. 5.7 korrigierten Elektronenergie bestimmt. Nach der Methode von Jacquet-Blondel berechnet man die kinematischen Variablen $x_{JB} = 0.0071$, $Q^2_{JB} = 82.8$ und $y_{JB} = 0.13$ für dieses Ereignis, was einer Elektronenergie von $E_{JB} = 27.1\,\text{GeV}$ entspricht. Die Doppelwinkelmethode ergibt für die Energie des gestreuten Elektrons der Wert $E_{\theta_l,\theta_j} = 22.9\,\text{GeV}$.

bezogen auf die im BEMC und im BBE gemessene Gesamtenergie, in Abhängigkeit vom Abstand des rekonstruierten Cluster-Schwerpunkts $r_C^{x,y}$ von der Strahlachse dargestellt. In der Abbildung sind drei verschiedene Bereiche zu erkennen. Für $r_C^{x,y} \leq 80\,cm$ wird ausschließlich im BEMC Energie deponiert. Für $80\,cm < r_C^{x,y} < 105\,cm$ treten Ereignisse mit Energiedeposition im BEMC und im BBE auf, wobei der prozentuale Energieanteil des BEMC mit zunehmendem $r_C^{x,y}$ abnimmt. Für $r_C^{x,y} \geq 105\,cm$ wird nur noch Energie im BBE und keine Energie mehr im BEMC deponiert.

In Abb. 5.22 sind die Energiespektren für die drei, bereits in Abb. 5.21 durch die radiale Position des Cluster-Schwerpunkts unterschiedenen Bereiche dargestellt. Links oben ist das Energiespektrum für Ereignisse mit $64\,cm < r_C^{x,y} < 80\,cm$, also für Ereignisse bei denen die Energie des gestreuten Elektrons überwiegend im Randbereich des BEMC deponiert wird, dargestellt. In dem schattierten Histogramm wurde eine Energiekorrektur nach Gl. 5.7 durchgeführt. Im Bereich der Elektronenstrahlenergie von 26.7 GeV ist der kinematische Peak der gestreuten Elektronen zu erkennen, der für die korrigierte Energie etwas deutlicher ausgeprägt ist als für die unkorrigierte Energie. In Abb. 5.22 rechts oben dargestellt ist das Energiespektrum für $105\,cm < r_C^{x,y} < 121\,cm$, also für Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron im wesentlichen im BBE gemessen wird. Der Unterschied

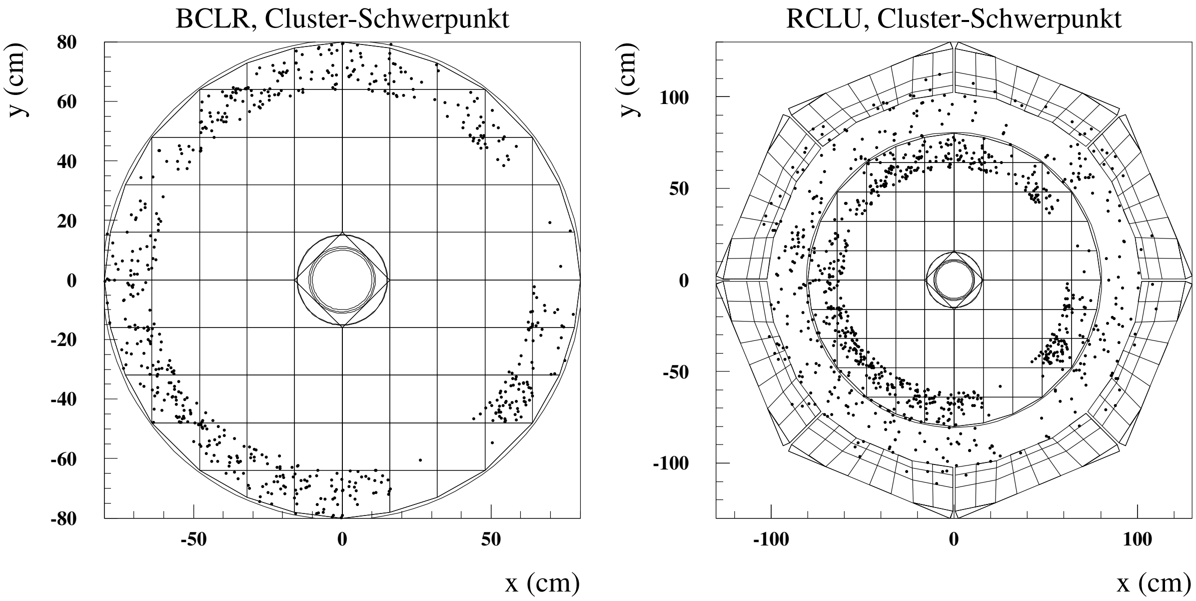


Abb. 5.19: **Verteilung des Cluster-Schwerpunkts von BEMC/BBE-Daten** Dargestellt ist die rekonstruierte Position des Cluster-Schwerpunkts für die selektierten Daten. Auf Grund von Ausfällen im zentralen Spurdetektor gibt es schwach oder gar nicht belegte ϕ-Bereiche, in denen keine zum Cluster gehörige Spur gefunden wurde.

links: Position der BEMC-Cluster-Schwerpunkte.

rechts: Parallaxenkorrigierte Projektionen des Schwerpunkts der kombinierten BEMC/BBE-Cluster auf die Frontfläche des BBE ($z = -152.8\,cm$).

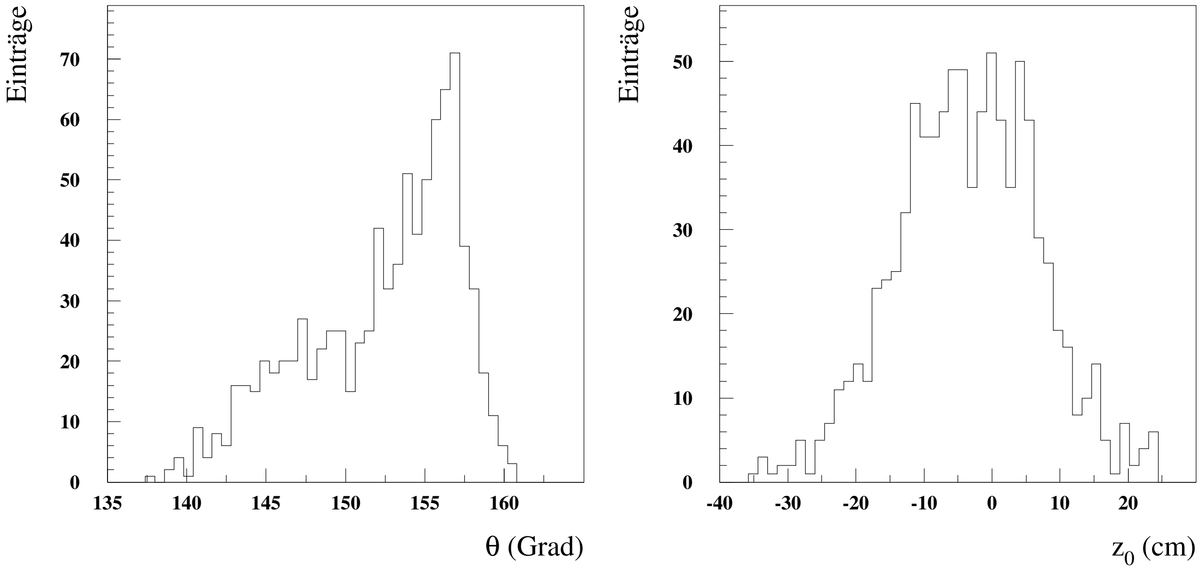


Abb. 5.20: **Polarwinkel- und z-Vertex-Verteilung der selektierten Ereignisse**
links: Für die selektierten Ereignisse ist die Verteilung des mit dem zentralen Spurdetektor rekonstruierten Polarwinkels des gestreuten Elektrons dargestellt.
rechts: Für die selektierten Ereignisse ist die z-Vertex-Verteilung abgebildet.

zwischen unkorrigierter und korrigierter Energie ist hier weniger ausgeprägt und der kinematische Peak ist breiter als bei den im BEMC registrierten Ereignissen. Abb. 5.22 zeigt unten links das Energiespektrum von Ereignissen mit $80\,cm < r_C^{x,y} < 105\,cm$, bei denen die radiale Cluster-Position des gestreuten Elektrons zwischen BEMC und BBE liegt und sich die Energie zwischen BEMC und BBE aufteilt. Nach Abb. 5.12 ist für solche Ereignisse das bei der Messung zu erwartende Energiedefizit am größten. Der Korrekturfaktor F (siehe Gl. 5.7) besitzt für diese Ereignisse einen Mittelwert von 1.33 und nimmt Werte bis zu 1.43 an, was zur Folge hat, daß der Schwerpunkt des korrigierten Spektrums ca. um den Faktor 1.3 größer ist als beim unkorrigierten Spektrum. Ohne Korrektur ist die Energie für 87 der insgesamt 88 Ereignisse kleiner als 23 GeV, im Bereich des kinematischen Peak ist nur ein Ereignis zu verzeichnen. Das korrigierte Spektrum ähnelt, soweit dies bei der geringen Statistik zu beurteilen ist, den oben gezeigten Verteilungen.

Abb. 5.23 links zeigt den Wert des für die selektierten Ereignisse verwendeten Korrekturfaktors in Abhängigkeit von θ und der z-Position des Ereignisvertex. Der Korrekturfaktor lag für alle Ereignisse zwischen 1 und 1.43. Die eingezeichnete Kurve zeigt den Zusammenhang zwischen dem Winkel minimaler Energiedeposition und der z-Position des Ereignisvertex nach Gl. 5.5 auf Seite 102. In Abb. 5.23 rechts ist die integrale Verteilung des Korrekturfaktors dargestellt, wobei die Normierung so gewählt wurde, daß die Anzahl der Ereignisse 100% entspricht. Der Korrekturfaktor ist für ca. 50% der Ereignisse kleiner als 1.01, für ca. 30% der Ereignisse zwischen 1.01 und 1.1 und für ca. 20% der Ereignisse größer als 1.1 .

Abb. 5.24 zeigt die Verteilung der selektierten Ereignisse in der x-Q^2-Ebene, wobei die kinematischen Variablen mit der Elektronmethode unter Verwendung der nach Gl. 5.7 korrigierten Energie berechnet wurden. Da zur Ereignisselektion ein Schnitt auf die radiale Position des Cluster-Schwerpunkts anstatt eines Polarwinkelschnittes gewählt wurde, ist

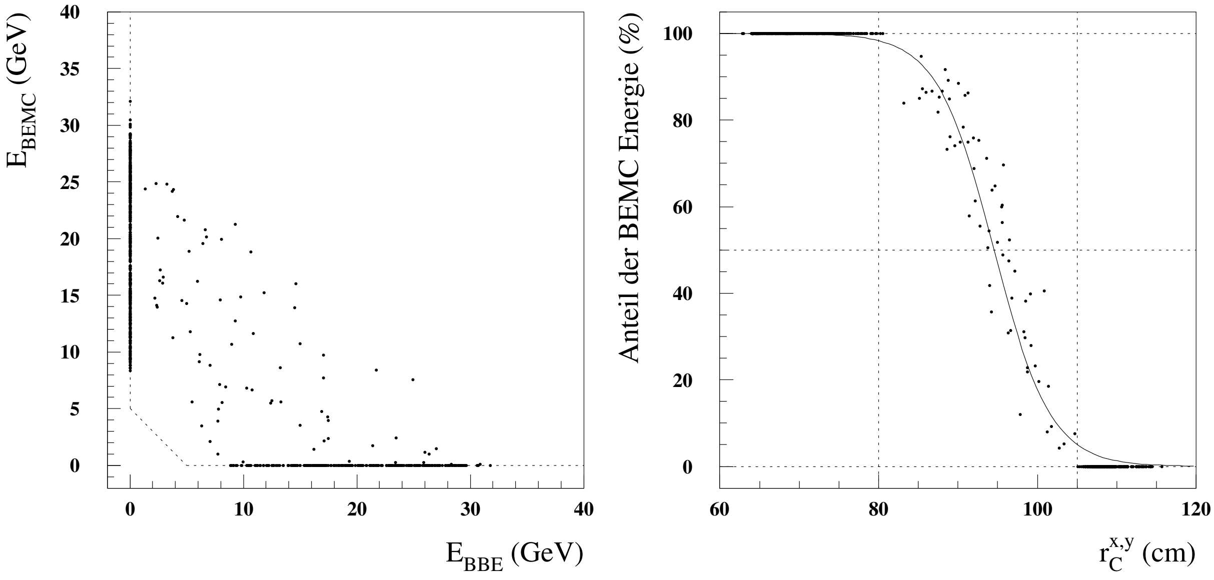


Abb. 5.21: **Energieaufteilung auf BEMC und BBE**
links: Die im BEMC gemessenene Energie E_{BEMC} ist gegen die im BBE gemessene Energie E_{BBE} aufgetragen.
rechts: Der prozentuale Anteil der im BEMC deponierten Energie an der Gesamtenergie im BEMC und im BBE ist in Abhängigkeit von der Entfernung $r_C^{x,y}$ des Cluster-Schwerpunkts von der Strahlachse aufgetragen. Die eingezeichnete Kurve ist die angepaßte Fermifunktion $f(r_C^{x,y}) = P_1 \frac{1}{e^{P_2(r_C^{x,y}-P_3)}+1}$ mit $P_1 = 100$, $P_2 = 0.31$ und $P_3 = 95.9$.

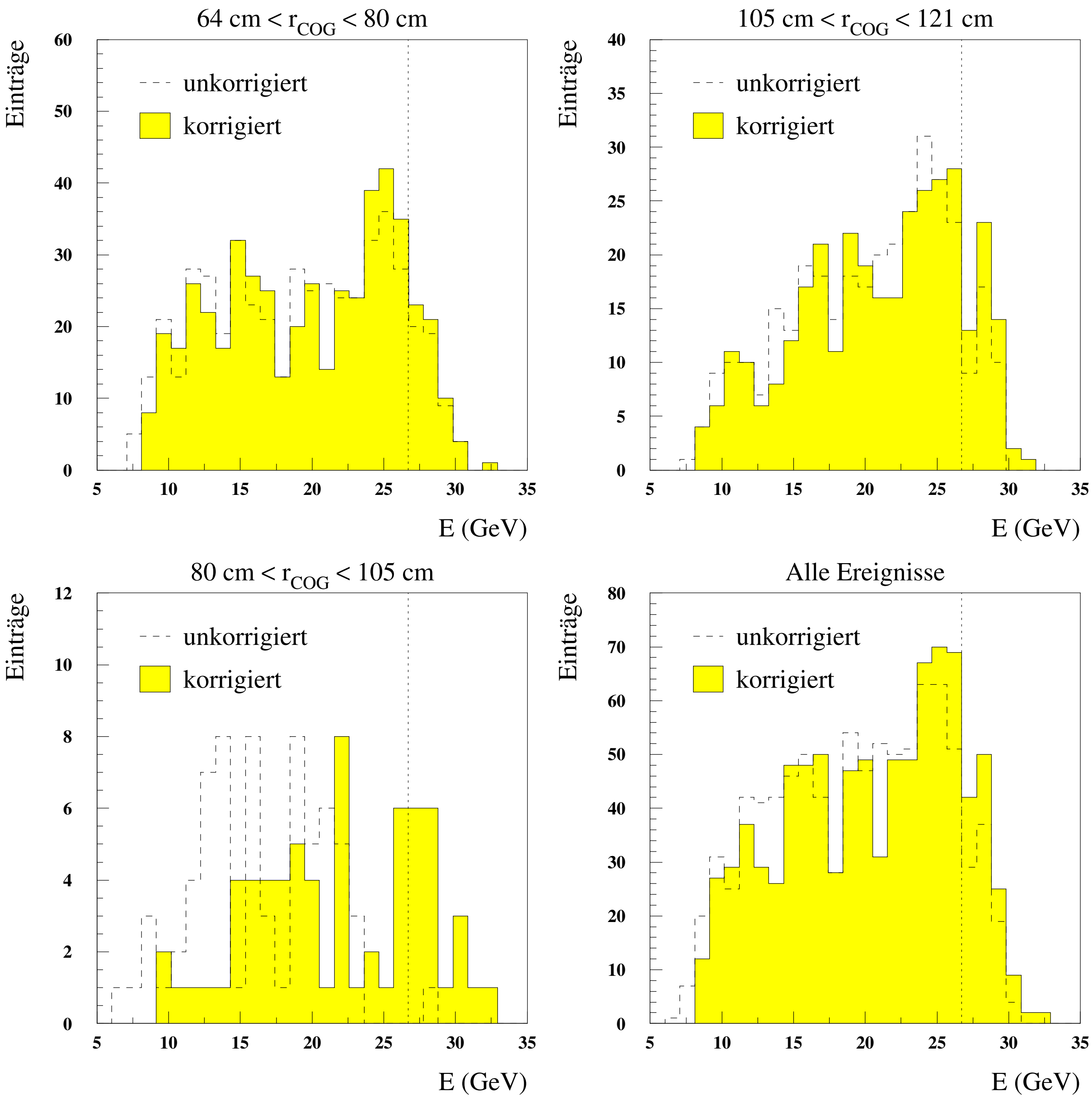


Abb. 5.22: **Energiespektren im BEMC/BBE Übergangsbereich**
oben: Dargestellt ist jeweils die im BEMC und im BBE gemessene Gesamtenergie für Ereignisse mit $64\,cm < r_{COG} < 80\,cm$, also Energiedeposition überwiegend im BEMC (links) und mit $105\,cm < r_{COG} < 121\,cm$, also Energiedeposition überwiegend im BBE (rechts).
unten: Dargestellt ist jeweils die im BEMC und im BBE gemessene Gesamtenergie für $80\,cm < r_{COG} < 105\,cm$, also Ereignisse mit Energiedeposition in BEMC und BBE (links) und für alle selektierten Ereignisse (rechts).

In allen Bildern sind die unkorrigierten (gestrichelte Histogramme) und die nach der Methode 1 (siehe Text, Seite 91) korrigierten Gesamtenergien (schattiert) dargestellt.

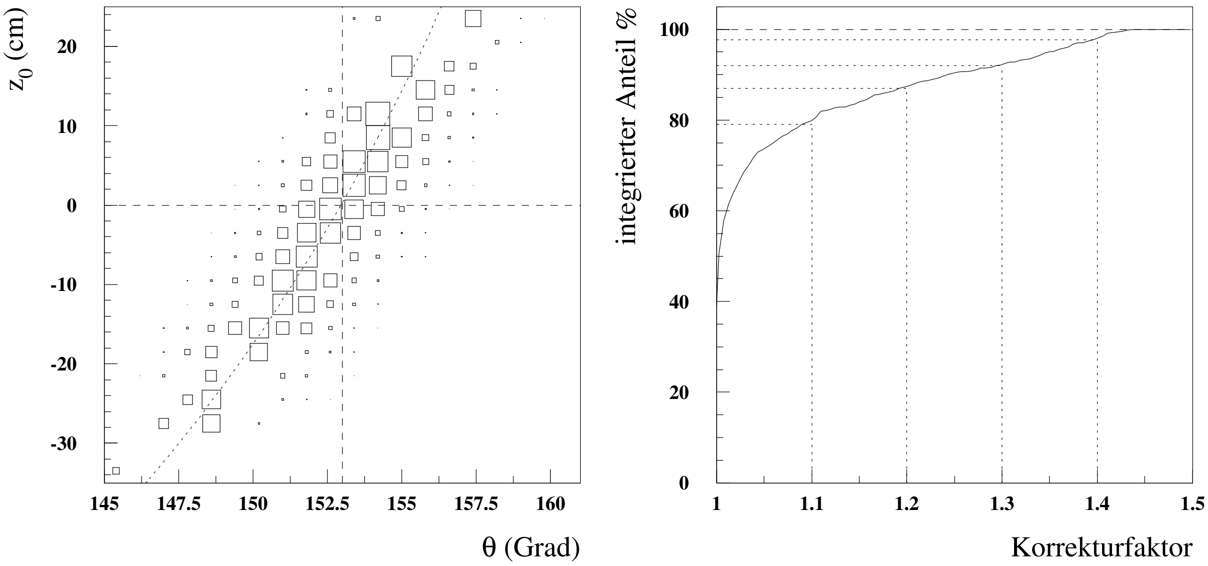


Abb. 5.23: **Verteilung der Werte des Korrekturfaktors für die selektierten Ereignisse**
links: Für die selektierten Ereignisse ist die Größe des verwendeten Korrekturfaktors in Abhängigkeit von der z-Position des Ereignisvertex und dem Polarwinkel des gestreuten Elektrons dargestellt. Der Korrekturfaktor lag für alle Ereignisse zwischen 1 und 1.43. Die eingezeichnete Kurve zeigt den Zusammenhang zwischen dem Winkel minimaler Energiedeposition und der z-Position des Ereignisvertex nach Gl. 5.5 auf Seite 102.
rechts: Die dargestellte integrale Verteilung des Korrekturfaktors wurde so normiert, daß die Anzahl der selektierten Ereignisse 100% entspricht.

keine scharfe Grenze des selektierten Bereiches entlang von Linien konstanten Winkels zu erkennen. Je nach Position des z-Vertex kommen größere oder kleinere Polarwinkel mit einer durch das z-Vertex-Histogramm bestimmten Häufigkeit vor.

Zum genaueren Verständnis der in der Übergangsregion gemessenen Energie sollte auch die Doppelwinkelmethode herangezogen werden. Die Doppelwinkelmethode liefert die Möglichkeit, die Energie des Elektrons zu bestimmen, ohne daß Ungenauigkeiten der Energiemessung eingehen. Sie liefert daher eine unabhängige Kontrolle der Energiemessung. Die Vorraussetzung der Doppelwinkelmethode ist die sichere Erkennung des gestreuten Elektrons, da bei einer Fehlidentifizierung der Winkel des Elektrons und des Stromjets falsch bestimmt werden. Eine Analyse der Daten des Jahres 1993 in der BEMC/BBE/CB1-Region mit der Doppelwinkelmethode wurde von H.P. Wellisch an 1120 selektierten Ereignissen durchgeführt und zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen Monte-Carlo-Rechnungen und Daten [Wel94]. Für diese Daten und die in Anhang E auf Seite 129 gegebenen Selektionskriterien ist in Abb. 5.25 die Korrelation zwischen der unkorrigierten gemessenen Energie und der nach der Doppelwinkelmethode berechneten Energie dargestellt. Neben einer 1:1-Korrelation zeigen sich hierbei Ereignisse, bei denen die gemessene Energie deutlich unter der nach der Doppelwinkelmethode berechneten Energie liegt und daher eine Korrektur unablässig ist. Man erkennt den Schnitt von 12 GeV auf die Doppelwinkelenergie. Die unkorrigierte gemessene Energie reicht, trotz dieses Schnittes, bis zu Werten von unter 5 GeV hinab.

5.3 Auswirkung der Energiekorrektur auf die Bestimmung von x und Q^2

Nach Gl. 1.10 und Gl. 1.12 auf Seite 7 zieht ein Fehler in der Bestimmung der Energie des gestreuten Elektrons eine Fehlbestimmung der kinematischen Variablen x und Q^2 nach sich. Die Bestimmung der Strukturfunktion F_2 des Protons wird für verschiedene Bins in der doppellogarithmischen x,Q^2-Ebene durchgeführt [H1C93c]. Eine Fehlmessung der Energie des gestreuten Elektrons kann die Zuordnung eines Ereignisses zu einem falschen Bin bewirken und somit einen Fehler bei der Bestimmung von F_2 hervorrufen.

Abb. 5.26 zeigt Simulationsrechnungen für 20 GeV Elektronen, bei denen die kinematischen Variablen x (oberer Teil der Abbildung) und Q^2 (unten) in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ des gestreuten Elektrons nach der Elektronmethode bestimmt wurden. Bei der Berechnung der kinematischen Variablen wurde für das linke Bild die unkorrigierte und das rechte Bild die korrigierte rekonstruierte Elektronenenergie verwendet; für den Polarwinkel wurden jeweils die generierten Werte eingesetzt. Der Verlauf der mit der „wahren“ Elektronenergie von 20 GeV berechneten Werte für x und Q^2 (offene Symbole) ist ebenfalls eingezeichnet. Die Energiekorrektur bewirkt für Polarwinkel zwischen 150° und 156° eine Verschiebung des Mittelwerts von $\log(x)$ und $log(Q^2)$ in Richtung auf die mit der „wahren“ Energie berechneten Werte, die hier mit $\log(x_{gen})$ und $log(Q^2_{gen})$ bezeichnet werden.

In Abb. 5.27 sind die Abweichungen $\Delta\log(x) \equiv \log(x) - \log(x_{gen})$ (linkes Bild) und $\Delta\log(Q^2) \equiv \log(Q^2) - \log(Q^2_{gen})$ (rechts) für die mit den unkorrigierten und korrigierten Energien berechneten Werte von x bzw. Q^2 dargestellt. In der Bildunterschrift zu Abb. 5.27 sind die Mittelwerte und mittleren quadratischen Abweichungen von $\Delta\log(x)$ und $\Delta\log(Q^2)$ für die ohne bzw. mit Energiekorrektur berechneten kinematischen Variablen tabellarisch gegenübergestellt. Die Tabelle zeigt, daß die rekonstruierte Position der Ereignisse in der x,Q^2-Ebene durch die Anwendung der Energiekorrektur verbessert wird und damit Migrationen von Ereignissen zwischen verschiedenen Bins in der $\log(x)$,$\log(Q^2)$-Ebene verringert werden.

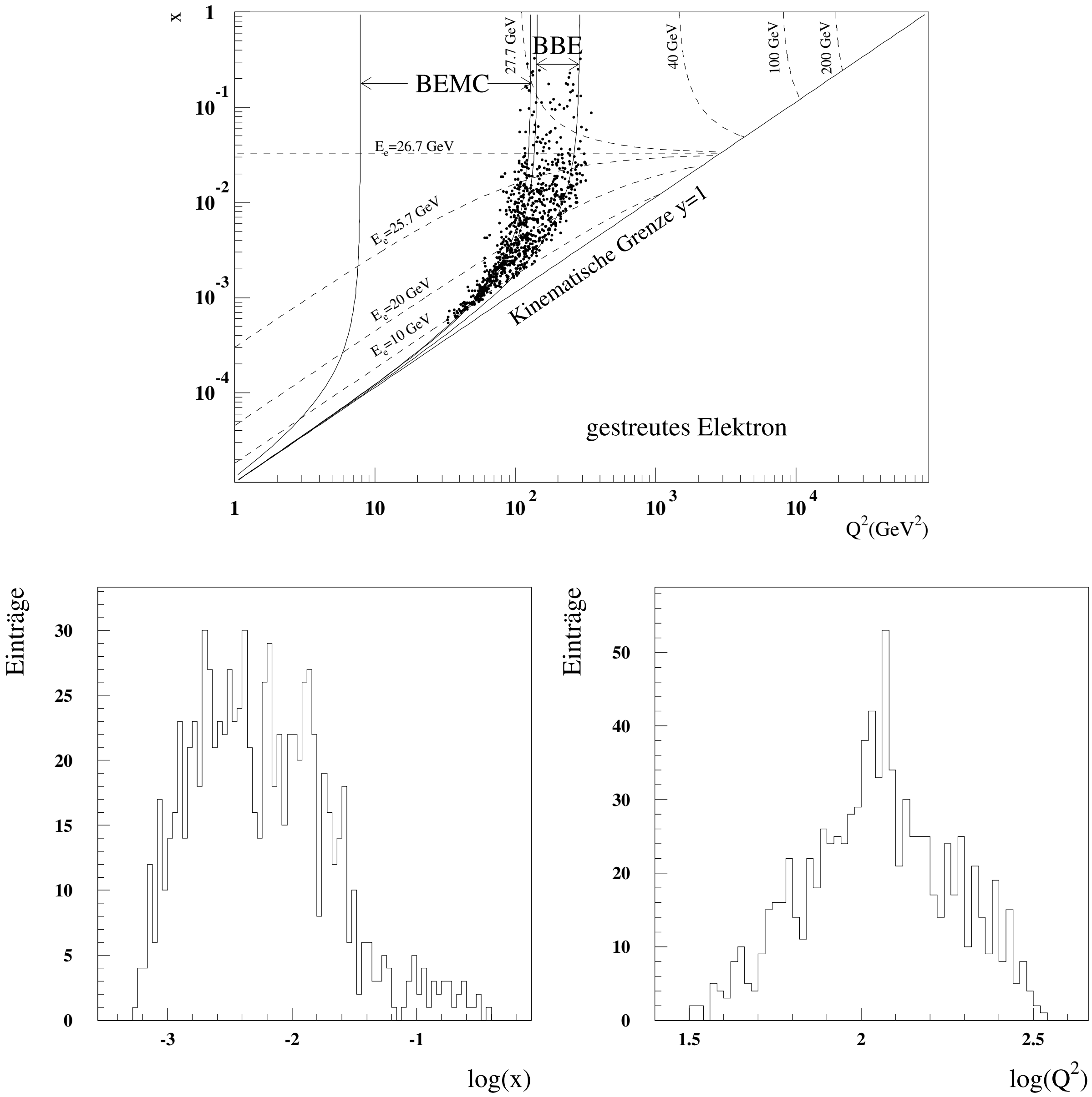


Abb. 5.24: **Verteilung der selektierten Ereignisse in der kinematischen Ebene**
oben: Dargestellt ist die Verteilung der selektierten Ereignisse in der $\log(x)$-$\log(Q^2)$-Ebene. Die kinematischen Variablen x und Q^2 wurden nach der Elektronmethode mit der nach Gl. 5.7 korrigierten Elektronenergie bestimmt.
links: Projektion der obigen Verteilung auf die $\log(x)$-Achse
rechts: Projektion der obigen Verteilung auf die $\log(Q^2)$-Achse

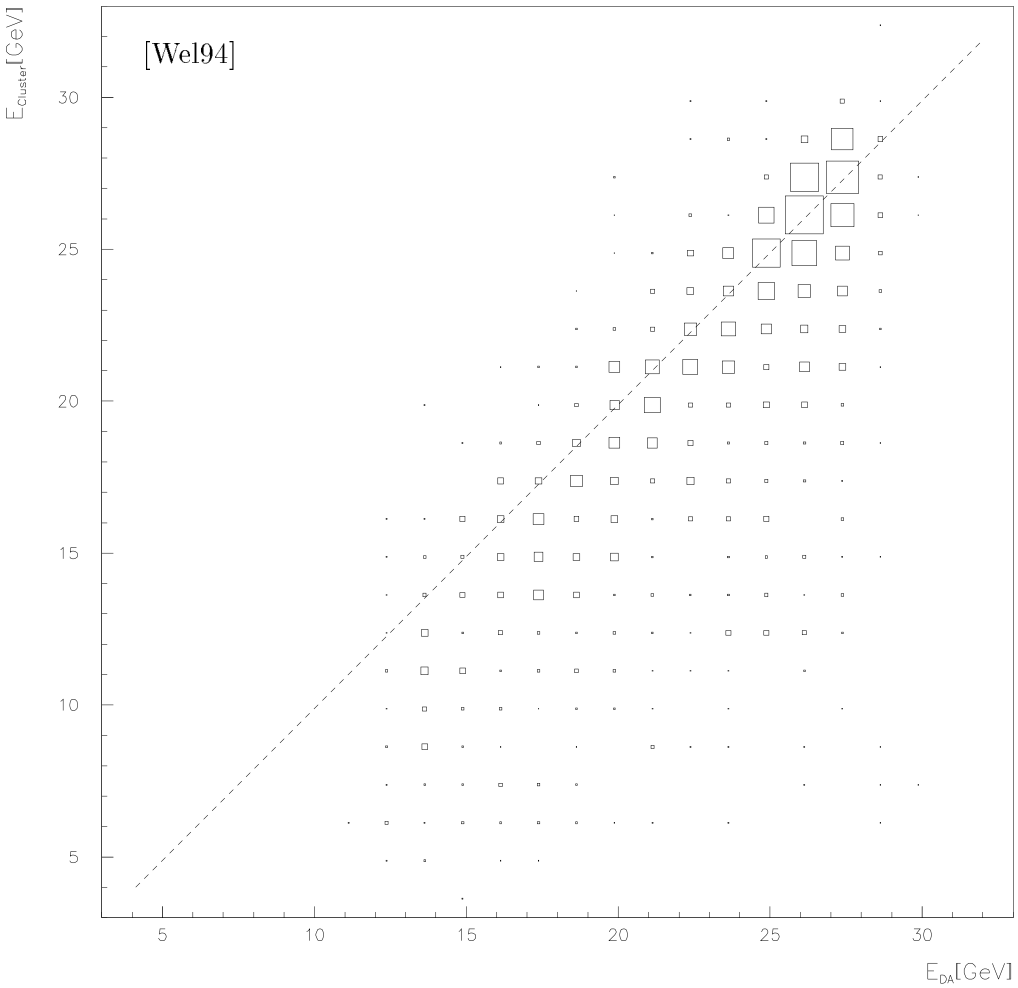


Abb. 5.25: **Vergleich der Elektronenergie aus Doppelwinkel- und Elektronmessung**
Abgebildet ist die Korrelation zwischen der mit BEMC und BBE gemessene Energiesumme und der nach der Doppelwinkelmethode berechneten Elektronenenergie. Für den Energieanteil des BEMC wurde bei der Messung die unkorrigierte Energie verwendet. Zur Ereignisselektion wurden die in Anhang E auf Seite 129 angegebenen Schnitte auf die DST-Daten des Jahres 1993 angewendet. Man erkennt deutlich den Schnitt von $E_{\theta_l,\theta_j} > 12\,\mathrm{GeV}$. Aufgrund der Meßungenauigkeit zeigt die gemessene Energie trotz dieses Schnittes Werte unter 12 GeV.

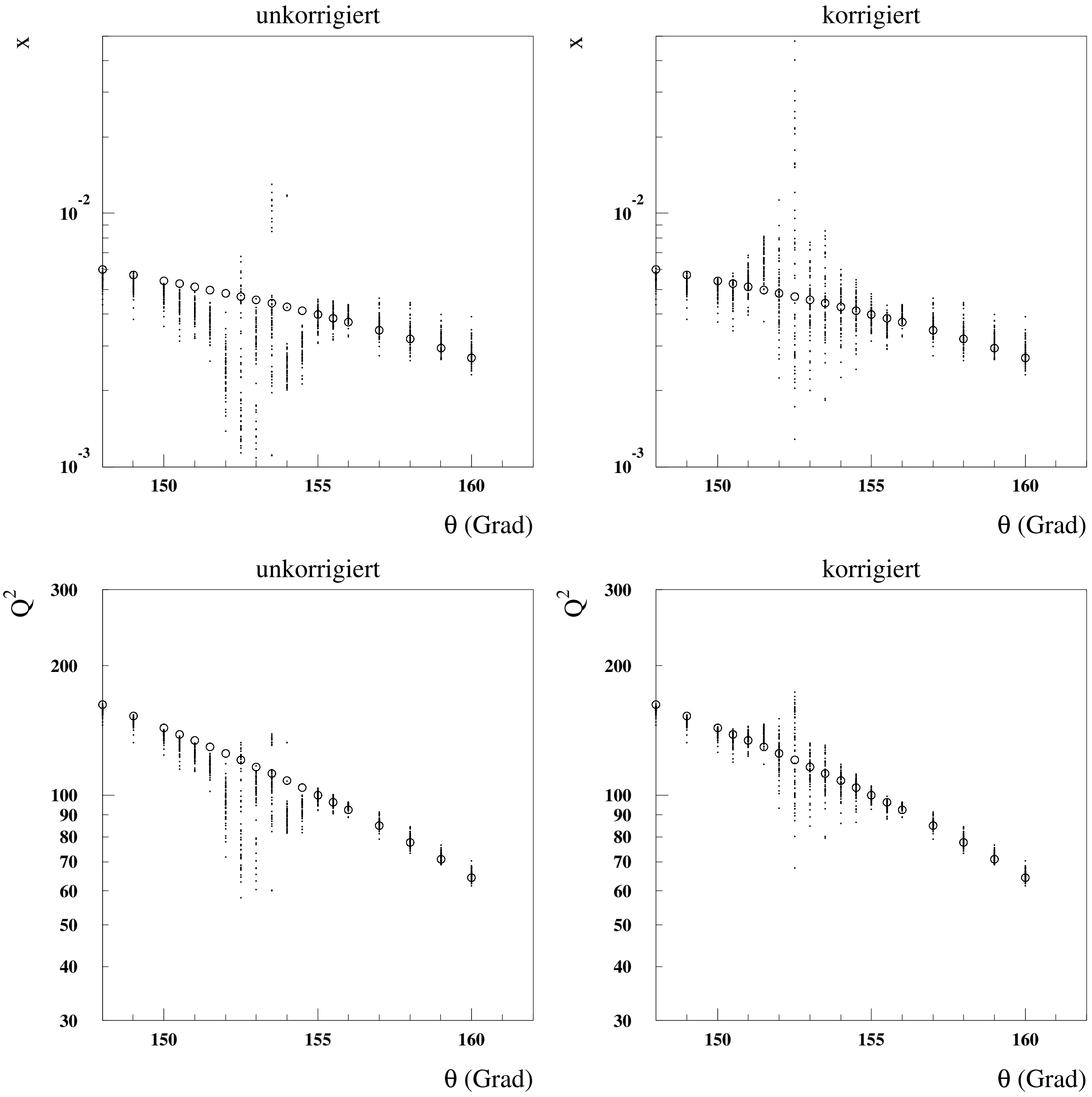


Abb. 5.26: **Auswirkung der Energiekorrektur auf die Bestimmung von x und Q^2**

Mit H1FAST wurden 20 GeV Elektronen, die vom Vertex unter dem Azimutalwinkel $\phi = 70.3°$ bei variablem Polarwinkel θ in den Übergangsbereich von BEMC und BBE treffen, simuliert.

oben: Links bzw. rechts sind die mit der unkorrigierten bzw. korrigierten Energie berechneten Werte der kinematischen Variable x in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ, mit dem die Elektronen generiert wurden, dargestellt. Die offenen Symbole zeigen die entsprechende Kurve für die „wahre“ Elektronenergie von 20 GeV.

unten: Links bzw. rechts sind die mit der unkorrigierten bzw. korrigierten Energie berechneten Werte der kinematischen Variable Q^2 in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ, mit dem die Elektronen generiert wurden, dargestellt. Die offenen Symbole zeigen die entsprechende Kurve für die „wahre“ Elektronenergie von 20 GeV.

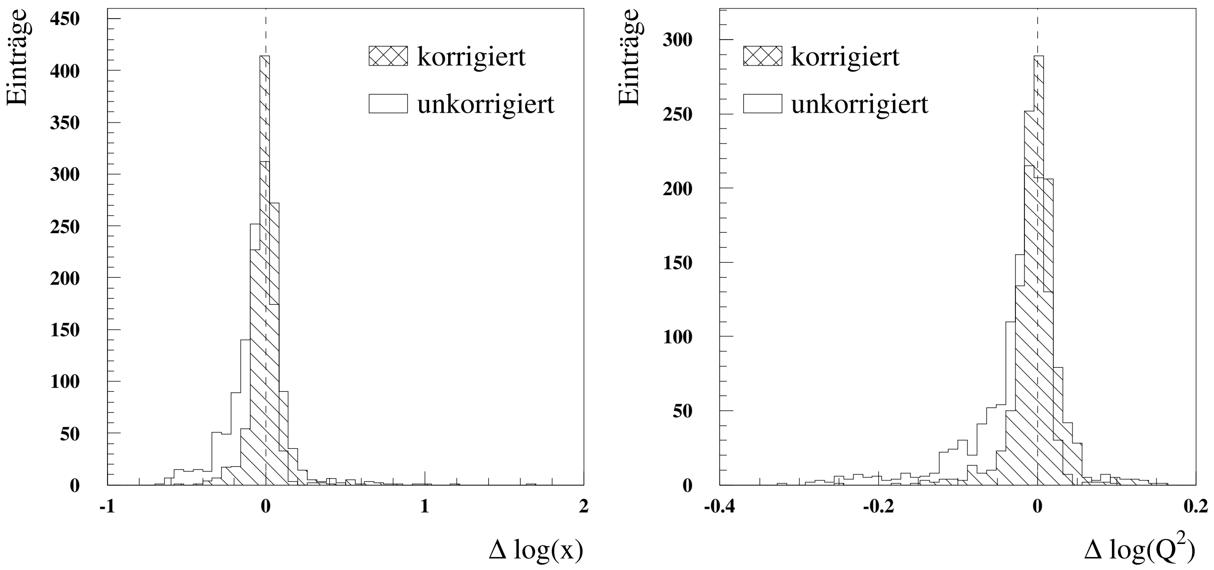


Abb. 5.27: **Verschiebung von x und Q^2 durch die Energiekorrektur** Mit H1FAST wurden 20 GeV Elektronen, die vom Vertex unter dem Azimutalwinkel $\phi = 70.3°$ bei variablem Polarwinkel θ in den Übergangsbereich von BEMC und BBE treffen, simuliert. Links bzw. rechts sind die Abweichungen $\Delta\log(x) \equiv \log(x) - \log(x_{gen})$ bzw. $\Delta\log(Q^2) \equiv \log(Q^2) - \log(Q^2_{gen})$ für die mit den unkorrigierten und korrigierten Energien berechneten Werte von x bzw. Q^2 dargestellt. Die Mittelwerte und die mittleren quadratischen Abweichungen der dargestellten Spektren lauten:

	$\Delta\log(x)$	$\Delta\log(Q^2)$
unkorrigiert	-0.08 ± 0.15	-0.03 ± 0.06
korrigiert	0.008 ± 0.13	0.001 ± 0.03

Fazit des Studiums der Energiemessung im BEMC/BBE-Übergangsbereich:

- Die Analyse von Ereignissen, die mit DJANGO 1.0 mit den Strukturfunktionen MRSD- bzw. MRSD0 generiert wurden, ergibt, daß, bezogen auf den Raumwinkel $4\,\pi$, 3.0% bzw. 2.7% der Elektronen in den Winkelbereich $150° < \theta < 157°$ - den Übergangsbereich zwischen BEMC und BBE - gestreut werden.
- Mit dem Programmpaket H1SCAN wurde die Verteilung des aktiven Detektormaterials sowie des passiven Materials zwischen BEMC und BBE entlang von Geraden, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt in den Übergangsbereich von BEMC und BBE führen, untersucht. Im Übergangsbereich tritt eine um bis zu $3.6\,X_0$ erhöhte Dicke des passiven Materials auf. Zusätzlich ist die Dicke des aktiven Detektormaterials um nahezu 50% auf ca. $13\,X_0$ verringert.
- Detektorsimulationen mit H1FAST zeigen ein im Mittel um ca. 30% reduziertes Energiesignal für Elektronen die vom Vertex unter ca. 153° in die Übergangsregion gestreut werden. Im Bereich der ϕ-Cracks des BBE ist aufgrund des fehlenden aktiven Detektormaterials die Energiemessung schlecht und kann nicht für die Analyse verwendet werden.
- Drei verschiedene Verfahren zur Korrektur der im Übergangsbereich gemessenen Energie wurden mit Hilfe von Simulationsrechnungen entwickelt und untersucht. Die im Winkelbereich um $\theta = 153°$ gemessenen Energie läßt sich korrigieren, so daß der Mittelwert innerhalb einer Abweichung von 3% mit der Energie des Elektrons übereinstimmt. Dies bewirkt eine verbesserte Rekonstruktion der nach der Elektronmethode berechneten kinematischen Variablen x und Q^2. Die schlechte Energieauflösung im Übergangsbereich von BEMC und BBE kann auch durch die Korrektur nicht beseitigt werden. Eine Verbesserung der Energieauflösung ist nur mit Hilfe einer besseren Korrektur der Verluste im passiven Material zu erzielen.
- Die Analyse der mit dem H1-Detektor gemessenen Daten des Jahres 1993 ergibt 896 selektierte Ereignisse, bei denen der Schwerpunkt der Energiedeposition des gestreuten Elektrons einen radialen Abstand vom Strahlrohr zwischen $60\,cm$ und $121\,cm$ aufweist, also am äußeren Rand des BEMC, zwischen BEMC und BBE oder im BBE liegt.[12] Durch die Forderung nach einer assoziierten Spur lassen sich Untergrundereignisse unterdrücken, die außerhalb des durch das ToF abgedeckten Bereiches in das BEMC gelangen. Es zeigt sich jedoch, daß für die Daten des Jahres 1993 große Bereiche der zentralen Spurkammern nicht effizient gearbeitet haben.

Eine andere Analyse, die auf der Doppelwinkelmethode beruht [Wel94], ergibt für das Jahr 1993 in der BEMC/BBE-Übergangsregion 1120 Ereignisse in dem etwas größeren Polarwinkelbereich $140° < \theta_l < 160°$. Die Korrelationsdarstellung der mit der Doppelwinkelmethode bestimmten Energie und der unkorrigierten gemessenen Elektronenergie belegt die Notwendigkeit einer Energiekorrektur.

---

[12] Dies entspricht etwa einem Schnitt von $144° < \theta_l < 158°$.

Anhang A

Abkürzungsverzeichnis

ADC	**An**alog to **D**igital **C**onverter
ANBX	**An**alog-**B**o**x**
ANRU	**An**alog **R**eceiving **U**nit
BBE	**B**ackward **B**arrel **E**lectromagnetic (Calorimeter)
BEMC	**B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter
BPC	**B**ackward **P**roportional **C**hamber
BSET	**B**emc **S**ingle **E**lektron **T**rigger
CC	**C**harged **C**urrent
CDA	**C**able **D**istribution **A**rea
CDU	**C**able **D**istribution **U**nit
CIP	**C**entral **I**nner **P**roportional (Chamber)
CIZ	**C**entral **I**nner **Z**-Chamber
CJC1	**C**entral **J**et **C**hamber 1
CJC2	**C**entral **J**et **C**hamber 2
COP	**C**entral **O**uter **P**roportional (Chamber)
COZ	**C**entral **O**uter **Z**-Chamber
CTD	**C**entral **T**rack **D**etector
DAC	**D**igital to **An**alog **C**onverter
DAQ	**D**ata **A**c**q**uisition
DIS	**D**eep **I**nelastic **S**cattering
DST	**D**ata **S**ummary **T**ape
FTD	**F**orward **T**rack **D**etector
FWHM	**F**ull **W**idth **H**alf **M**aximum
HT	**H**igh **T**hreshold
LAr	**L**iquid **Ar**gon (Calorimeter)
LT	**L**ow **T**hreshold
NC	**N**eutral **C**urrent
NCHAD	**N**eutral **C**urrent **Had**ronic
NCLQSQ	**N**eutral **C**urrent **L**ow **Q**-**Sq**uared
mDST	**m**ini **D**ata **S**ummary **T**ape
PD	**P**hoto**d**iode
POT	**P**roduction **O**utput **T**ape
TC	**T**ail **C**atcher
ToF	**T**ime **o**f **F**light (System)
VV	**V**or**v**erstärker
WLS	**W**ellen**l**ängen**s**chieber
QCD	**Q**uanten **C**hromo **D**ynamik
QPM	**Q**uark **P**arton **M**odel
WWP	**W**echsel**w**irkungs**P**unkt

Tab. A.1: **Verwendete Abkürzungen**

Anhang B

Berechnung des Cluster-Schwerpunkts und des energiegewichteten Cluster-Radius

Berechnung des Cluster-Schwerpunkts

Die Berechnung des Cluster-Schwerpunkts $\vec{r_C} = (x_C, y_C, z_C)$ erfolgt für die Module des BEMC und die Zellen des LAr-Kalorimeters unterschiedlich.

BEMC: Im BEMC werden zunächst die Energieschwerpunkte in den einzelnen, zum Cluster beitragenden Modulen berechnet. Für die Daten des Jahres 1992 wurden dafür Tabellen aus Labormessungen verwendet, bei denen UV-Licht an definierten Punkten einer Szintillatorplatte eingekoppelt wurde [Esc91]. Für die 1993 mit dem BEMC gemessenen Daten wurde für die Quadrat-Module eine Parametrisierung der in Gl. 4.4 und Gl. 4.5 auf Seite 74 angegebenen Form zur Bestimmung der Energieschwerpunkte der Module verwendet [Rei94].

Die Berechnung der x- und y-Komponente des Cluster-Schwerpunkts erfolgt über die energiegewichtete Summation der Koordinaten der Energieschwerpunkte der beteiligten Module gemäß

$$x_C = \frac{1}{E_C}\sum_{i=1}^{9} E_i x_i \quad , \quad y_C = \frac{1}{E_C}\sum_{i=1}^{9} E_i y_i, \tag{B.1}$$

wobei E_C die Gesamtenergie des Clusters ist. Die z-Komponente des Cluster-Schwerpunkts berechnet sich in Abhängigkeit von der Cluster-Energie und dem Polarwinkel gemäß

$$z_C = X_0(\ln\frac{E_C}{E_k} + c) \cdot \cos\theta - 144.5\,cm \tag{B.2}$$

mit der Strahlungslänge X_0=1.59 cm, der kritischen Energie E_k=8.8 MeV und dem Parameter c=2.3 . Der Polarwinkel θ wird hierbei aus den x- und y-Komponenten des Cluster-Schwerpunkts gemäß

$$\cos\theta = -\frac{\tilde{z}_C}{\sqrt{\tilde{z}_C^2 + {x_C}^2 + {y_C}^2}} \tag{B.3}$$

mit $\tilde{z}_C = 158.2\,cm$ berechnet. Eine Beschreibung des BEMC-Cluster-Alogorithmus ist in [BEM92b] dokumentiert.

LAr-Kalorimeter: Im LAr-Kalorimeter wird aus den geometrischen Schwerpunkten $\vec{r_i}$ und den Zellenergien E_i der Cluster-Schwerpunkt $\vec{r}_c^{\,LAr}$ gemäß

$$\vec{r}_c^{\,LAr} = \frac{\sum_i \vec{r_i}\sqrt{E_i}}{\sum_i \sqrt{E_i}} \tag{B.4}$$

gebildet. Im Gegensatz zu dem beim BEMC verwendeten Verfahren werden hier die Zellen mit $\sqrt{E_i}$ und nicht mit E_i gewichtet und die z-Koordinate des Cluster-Schwerpunkts wird analog zur x- und y-Koordinate behandelt. Die Bildung von Energie-Clustern im LAr-Kalorimeter ist in [Gör91] dokumentiert.

BEMC/BBE: Im Fall einer Aufteilung der Elektronenergie auf BEMC und BBE erfolgt die Cluster-Schwerpunktsberechnung durch eine mit $\sqrt{E_i}$ gewichtete Addition aller Ortsvektoren der Module und Zellen des Custers. Die Ortsvektoren der BBE-Zellen sind hierbei die jeweiligen geometrischen Schwerpunkte der Zellen, während beim BEMC jedem Modul der gleiche, durch Gl. B.1 und Gl. B.2 gegebene Ortsvektor (der BEMC-Cluster-Schwerpunkt) zugeordnet wird.

Definition des energiegewichtete Cluster-Radius

Aus den Energieschwerpunkten der BEMC Module und der Gesamtenergie des BEMC-Clusters wird der energiegewichtete Cluster-Radius r_{ECRA}

$$r_{ECRA} = \frac{1}{E_C} \sum_{i=1}^{9} E_i \sqrt{(x_i - x_C)^2 + (y_i - y_C)^2} \tag{B.5}$$

berechnet, der ein Maß für die räumliche Ausdehnung eines Schauers ist und daher zur Elektron-Pion-Seperation eingesetzt werden kann. Elektromagnetische Schauer haben im allgemeinen eine geringere räumliche Ausdehnung als hadronische Schauer.

Anhang C

Kalibrationsalgorithmus des DSP

Die elektronische Kalibration von allen Auslesekanälen des BEMC im H1-Detektor erfolgt über drei Pulserkarten aus Orsay [Bre92], mit jeweils 32 Testpuls-Generatoren. Jedes Modul erhält die Testpulssignale über einen separaten Testpulserausgang, der auf der Elektronikplatine an der Rückseite des Moduls kapazitiv an den Vorverstärker angekoppelt ist.

Bei der Kalibrationsprozedur [Fle92] wird für alle Auslesekanäle j des BEMC eine Testpulsrampe mit 19 verschiedenen Testpulsamplituden („DAC"-Werten) aufgenommen. Die DAC-Werte ($128 + n \cdot 1024$, mit $n \leq 18$) werden gemäß

$$Q = \frac{80\,pF \cdot 1.035\,V}{65535} \cdot (DAC - Offset)$$

in Ladungseinheiten umgerechnet, wobei $80\,pF$ die Kapazität der Photodioden, $1.035\,V$ die für den maximalen DAC-Wert 65535 gemessene Spannung und *Offset* der Offset des Testpulsers (ca. 140) ist. Anschließend werden durch Anpassung des Polynoms

$$Q_j = \sum_{i=0}^{3} P_{i,j} \cdot (ADC - Pedestal(j))^i$$

die Koeffizienten $P_{0,j}$ bis $P_{3,j}$ bestimmt und zusammen mit den Pedestalwerten in den BOS-Bänken BWP0, BWP1, BWP2, BWP3 und PWPD der H1-Datenbank abgelegt. Da die Kalibrationsfaktoren sich mit der Zeit ändern, gibt es verschiedene Versionen der oben genannten BOS-Bänke, die jeweils nur für einen bestimmten Bereich von Runnummern Gültigkeit haben und alle über die H1-Datenbank zugänglich sind.

Die mit dem BEMC bei H1 gemessenen ADC-Werte werden, während der Messung im Digitalen Signalprozessor (DSP), unter Verwendung der Koeffizienten des oben beschriebenen Polynoms, in Ladungseinheiten umgerechnet. Zur Verringerung der Rechenzeit erfolgt diese Umrechnung nicht exakt, sondern wird für die quadratischen und kubischen Korrekturen mit Hilfe einer Tabelle durchgeführt, in der der gesamte ADC-Bereich von 4096 Kanälen in 64 Intevalle $[a_i, b_i]$ von jeweils 64 Kanälen unterteilt ist. Innerhalb eines Intervalles wird die quadratische (bzw. kubische) Korrektur unter Verwendung eines gemittelten ADC-Wertes durchgeführt. Die für die Korrekturen in den jeweiligen Intervallen verwendeten ADC-Werte wurden so berechnet, daß gilt:

$$\int_{a_i}^{z_i} f(t)dt = \int_{z_i}^{b_i} f(t)dt$$

wobei z_i der für die Korrektur benutzte ADC-Wert und $f(t) = t^2$ (bzw. $f(t) = t^3$) ist. Als Lösung für die quadratische Korrektur ergibt sich

$$z_i^{quad} = (0.5 \cdot (b_i^3 + a_i^3))^{\frac{1}{3}}$$

und für die kubische Korrektur

$$z_i^{kub} = (0.5 \cdot (b_i^4 + a_i^4))^{\frac{1}{4}} \quad .$$

Die im DSP angewandte Kalibrationsfunktion lautet damit

$$Q'_j(ADC) = P_{1,j} \cdot (ADC - Pedestal(j)) + P_{2,j} \cdot z_i^{quad} + P_{3,j} \cdot z_i^{kub}$$

wobei i der Index des Intervalles in dem der ADC-Kanal liegt ist und j den Auslesekanal bezeichnet. Für die in der BRCE-Bank abgespeicherten ladungsäquivalenten Größen $Q_{BRCE,j}$ gilt

$$Q'_{BRCE,j}(ADC) = PQDSP \cdot Q'_j(ADC) \quad ,$$

wobei $PQDSP = 4096$ ist. Der Unterschied zwischen den nach dem oben beschriebenen Verfahren berechneten Werten $Q'_{BRCE,j}$ und den „exakten“ Werten

$$Q_{BRCE,j}(ADC) = PQDSP \cdot Q_j(ADC)$$

wurde unter Verwendung der, für die Kalibration der Lasermessungen im August 1992 gültigen Kalibrationskonstanten, explizit berechnet.

Abb. C.1 zeigt im oberen Teil die exakte Kalibration, im Vergleich zu der im DSP durchgeführten Kalibration für Diode 6 von Modul 61, im ADC-Bereich zwischen Kanal 2600 und Kanal 3000. Im unteren Teil des Bildes ist die prozentuale Abweichung dargestellt. Für ADC-Werte in der Nähe des Pedestalwertes ist die Abweichung prozentual sehr groß, da die entsprechende Ladung nahe bei Null liegt.

Die BRCE-Bank, in der die elektronisch kalibrierten Signale bereits während einer Messung abgelegt werden, wird bei der Rekonstruktion mit dem Programm-Modul BSCALE des H1-Rekonstruktionsprogrammes H1REC ausgelesen.[1] Die in der BRCE-Bank enthaltenen Daten werden in Energieeinheiten umgerechnet und anschliessend in die BENR-Bank gefüllt. Es gilt:

$$E_{BENR,j} = \frac{Q'_{BRCE,j} \cdot BEQU_j \cdot QTODAC \cdot PULINT}{SUPFAC_j \cdot PQDSP}$$

$BEQU_j$ sind hierbei Faktoren, die für alle quadratischen Module aus der Kalibration mit 5 GeV Elektronen des DESY Teststrahles 22 Mitte 1990 [BEM92b] und für alle anderen Modulformen aus Messungen von Myonen der kosmischen Höhenstrahlung stammen [Rat92]. In der H1-Datenbank sind diese Faktoren, die die Umrechnung von den DAC-Einheiten des verwendeten Testpulsers in Energieeinheiten beschreiben, für alle Auslesekanäle des BEMC in der BQTE-Bank abgespeichert. $QTODAC = 795.327$ bewirkt die Umrechnung von Ladungseinheiten in DAC-Einheiten. $PULINT = 3.1$ beschreibt die unterschiedlichen Testpulssignalhöhen am DESY Teststrahl und im H1-Experiment und $SUPFAC$ unterdrückt die höhere Lichtausbeute der Dioden der kurzen Wellenlängenschieber um den Faktor 1.9, der durch Myonmessungen am CERN bestimmt wurde.[2]

Abb. C.2 zeigt für Diode 6 von Modul 61 die Übereinstimmung der berechneten zulässigen Ladungs- (bzw. Energie-) Bereiche mit den bei einer Lasermessung erhaltenen Werten auf BRCE- (bzw. BENR-) Bank Level.

---

[1] Unter dem Begriff Programm-Modul versteht man bei H1 ein Paket von Programmen, das unabhängig von anderen Programm-Modulen arbeitet und durch seine Eingabe- und Ausgabe-Bänke definiert wird.

[2] Der Faktor 1.9 wurde aus dem Verhältnis der Signalhöhe der langen und kurzen Wellenlängenschieber unter Berücksichtigung der Anzahl der jeweils ausgelesenen Szintillatorplatten (49 bzw. 15) bestimmt.

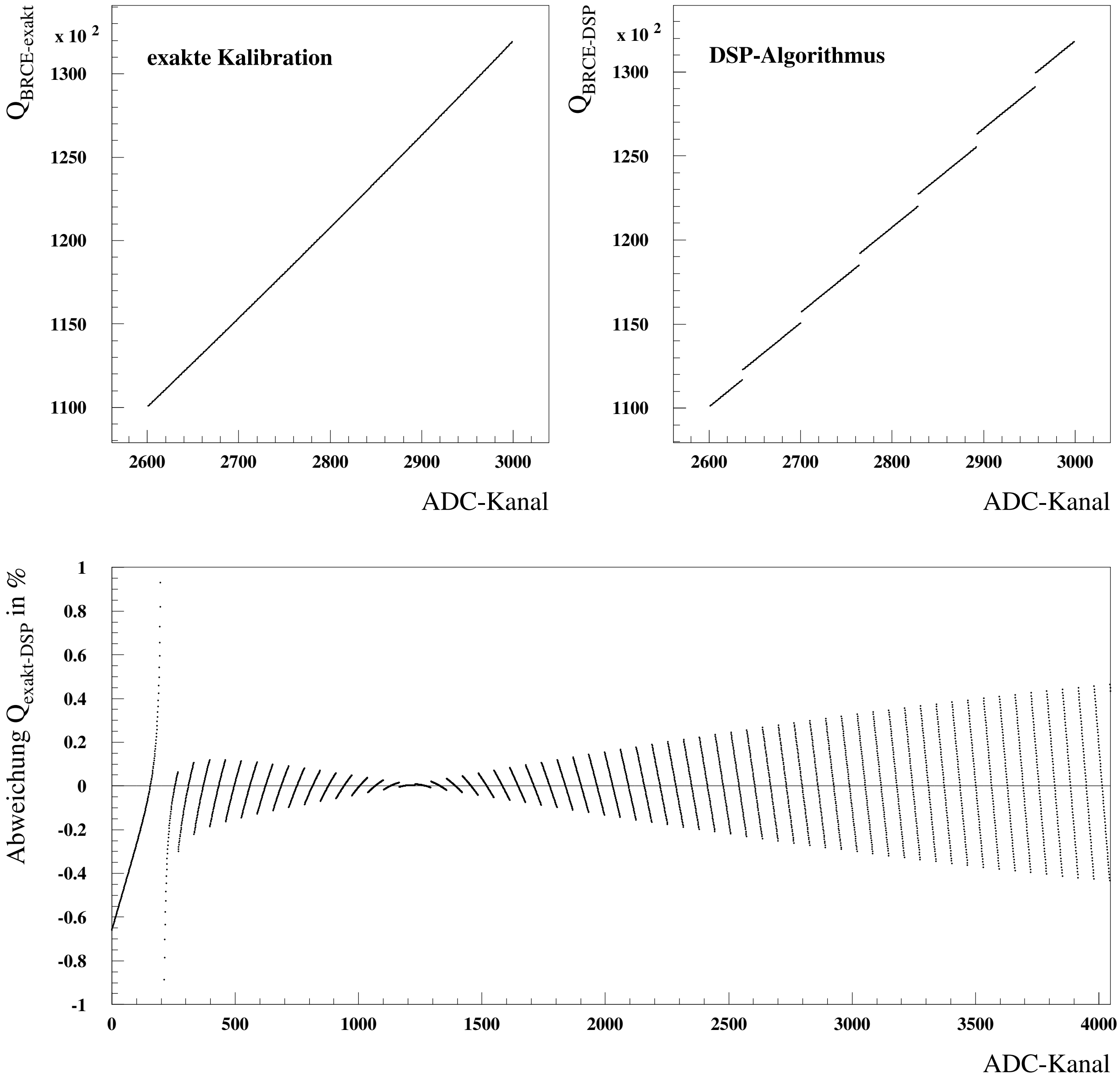


Abb. C.1: **Kalibration im DSP**

oben: Durch die Verwendung von Tabellen für die quadratischen und kubischen Korrekturen entstehen Sprünge in der Kalibrationsfunktion.

unten: Die prozentuale Abweichung zwischen der „exakten“ Kalibration und der im DSP verwendeten, mit Hilfe von Tabellen berechneten, ist mit Ausnahme der unmittelbaren Umgebung des Pedestalwertes (ca. bei Kanal 200), stets kleiner als ±0.5%. Um ADC-Kanal 1200 ist die prozentuale Abweichung minimal, dieser ADC-Kanal entspricht etwa einer Energie von 30 GeV.

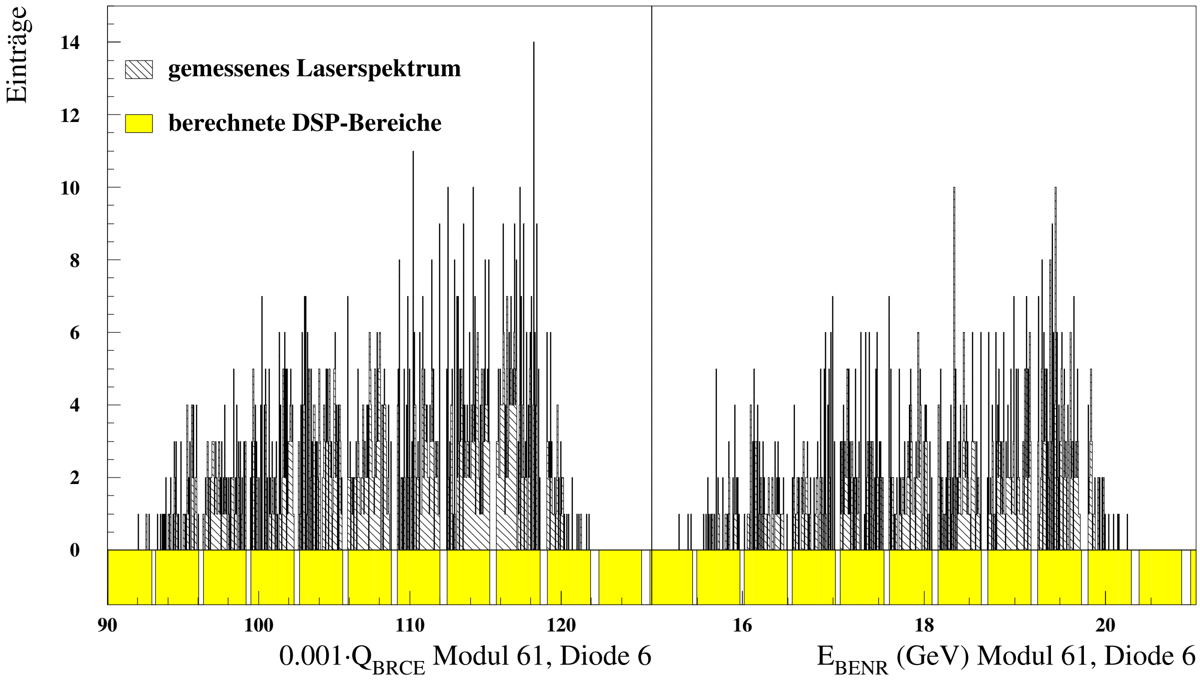


Abb. C.2: **„Löcher"-Effekt durch die Kalibration im DSP**
Die Abbildung zeigt die Übereinstimmung der nicht gefüllten Ladungs- (bzw. Energie-) Bereiche eines Auslesekanales bei einer Lasermessung, mit den entsprechenden, unter Verwendung des im DSP benutzten Kalibrationsverfahrens, berechneten Bereichen.

Anhang D

Selektionskriterien bei der Datenanalyse mit der Doppelwinkelmethode

Modultyp	relative Signalhöhe				
gr. Trapez	1.078	1.103	1.123	1.115	1.105
gr. Trapez gesp.	1.066	0.000	0.000	1.066	1.119
kl. Trapez	1.288	1.304	1.255	1.407	1.255
kl. Trapez gesp.	1.324	1.309	1.379	1.350	1.249
gr. Dreieck	1.495 1.449	1.554 1.638	1.588 1.414	1.522 1.595	1.529 1.595
kl. Dreieck	-	-	-	-	2.334
kl. Dreieck gesp.	2.151	-	-	-	-

Tab. D.1: **Relative Signalhöhen der nichtquadratischen Module bei Einschuß von 5 GeVElektronen**
Die Werte für die Module jedes Modultyps sind nach aufsteigender Produktionsnummer sortiert, für alle nicht angegebenen Module liegen keine Meßergebnisse vor.

Anhang E

Signalhöhe der exotischen Module bei Einschuß von Elektronen

Da in die Berechnung der Elektronenenergie mit der Doppelwinkelmethode das hadronische System eingeht und die Doppelwinkelmethode nicht in allen kinematischen Bereichen anwendbar ist, sind andere Selektionskriterien als bei der Elektronmethode erforderlich. Folgende Schnitte wurden auf die DST-Daten des Jahres 1993 und entsprechende Simulationen mit dem Ereignisgenerator Django 2.1 angewendet [Wel94]:[1]

- Es muß eine Spur in einem Konus mit $300\,mrad$ Öffnungswinkel um den Cluster-Schwerpunkt des gestreuten Elektrons liegen, deren Krümmung einem Transversalimpuls von mindestens 2.5 GeV entspricht.
- Der Polarwinkel des gestreuten Elektrons liegt im Bereich $140^\circ < \theta_l < 160^\circ$.
- Ein spezielles Elektron-Isolationskriterium muß erfüllt sein.[2]
- Durch Schnitte auf den Azimutalwinkel ϕ_e des gestreuten Elektrons werden inaktive Bereiche des zentralen Spurdetektors sicherheitshalber ausgeschlossen um damit verbundene Unterschiede in der Beschreibung des Spurdetektors zwischen Daten und Simulationen auszuschließen.
- Es muß $\theta_j < 160^\circ$ gelten. Mit diesem Schnitt werden ca. 75% der Photoproduktionsereignisse unterdrückt, die jedoch in dem selektierten Polarwinkelbereich ohnehin einen vernachlässigbaren Anteil der Ereignisse darstellen.
- Der z-Vertex des Ereignisses muß in einem Bereich von $-35\,cm < z < 25\,cm$ liegen, der Anteil der Spuren, die vom Vertex kommen muß größer als 25% sein und der Vertex muß durch den zentralen Spurdetektor oder den Vorwärtsspurdetektor bestimmt worden sein.
- Es muß $|log(y_{\theta_l,\theta_j}) - log(y_{JB})| < 0.5$ gelten und y_{θ_l,θ_j} muß kleiner als 0.6 sein.
- Die nach der Doppelwinkelmethode berechnete Elektronenergie muß, zur Vermeidung von Triggereffizienzproblemen, größer als 12 GeV sein. Im sicheren Bereich des BEMC muß die gemessene Elektronenenergie größer als 10.6 GeV sein, um Photoproduktionsereignisse zu unterdrücken und die Kompatibilität mit der Datenselektion der ELAN-Gruppe zu gewährleisten.

---

[1] Es wurde die Strukturfunktion MRSH verwendet, die aus der Anpassung an die 1992 mit dem H1- und dem Zeus-Detektor bestimmten Werte für die Strukturfunktion F2 entwickelt wurde. Die Fragmentierung erfolgte nach dem Color Dipol Modell, das eine QCD-Beschreibung der Fragmentierung von Quarks in Hadronen ist, bei der der hadronische Endzustand aus Strom- und Protonjet als Dipol bezüglich der Farbladung aufgefaßt wird. Photoproduktionsuntergrund wurde bei der Simulation nicht berücksichtigt.

[2] $p_l^{sum} < 0.5$, dabei ist $p_l^{sum} = \sum_k \frac{\vec{p_k}^t \cdot \vec{p_l}^t}{|\vec{p_l}^t|}$, wobei $\vec{p_l}^t$ der Transversalimpuls des gestreuten Elektrons ist und der Index k nur über Hadronen mit einem Transversalimpuls $\vec{p_k}^t$ läuft, für den $\frac{\vec{p_k}^t \cdot \vec{p_l}^t}{|\vec{p_l}^t|} > -2\,\mathrm{GeV}$ gilt. Der Wert von -2 GeV liefert die beste Elektronerkennung.

- Ereignisse mit kohärentem Rauschen in sogenannten „heißen Zellen“ des BBE und im rückwärtigen Bereich des LAr-Kalorimeters werden verworfen.

Von den 1993 mit dem H1-Detektor aufgenommenen Daten erfüllen 1120 Ereignisse alle Selektionskriterien.

Literaturverzeichnis

[Ama79] U. Amaldi; Proceedings of the study of an ep facility for Europe, DESY 79/48 S.391-394, DESY, Hamburg (1979)

[Ait89] I.J.G. Aitchinson, A.J.G. Hey; Gauge Theories in Particle Physics, IOP Publishing Ltd. (1989)

[Ban90] J. Bán, T. Kurča, M. Seman; Proposal for separated electron and independent t_0 trigger for BEMC, IEP Košice, September 1990

[BEM92a] BEMC Group; The H1 Backward Electromagnetic Calorimeter (BEMC), H1-Note (H1-08/92-233), DESY Hamburg (1992)

[BEM92b] BEMC Group; Calibration and Reconstruction of the BEMC, H1-Note (H1-08/92-234), DESY Hamburg (1992)

[Ben91] Stan Bentvelsen et al.; Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA
Physics at HERA Volume 1 (S. 23 -41), W. Buchmüller, G. Ingelmann DESY Hamburg (1991)

[Bet34] H. Bethe, W. Heitler; Proc. Roy. Soc. A 146 S. 89 (1934)

[Bor92] K. Borras; Aufbau und Kalibration eines Flüssig-Argon Kalorimeters im H1 Detektor, Dissertation, Universität Dortmund (1992)

[BOS88] V. Blobel; The BOS System dynamic Memory Management Desy interner Report (R1-88-01), DESY Hamburg (1988)

[Bra81] S. Brandt; Datenanalyse mit statistischen Methoden und Computerprogrammen, Bibliographisches Institut AG Zürich (1981)

[Bre92] D. Breton et al.; H1 Calorimeter Calibration Electronics, H1-Note (H1-04/92-219) DESY Hamburg (1992)

[Bru91] D. Bruncko; Dead material corrections in the front and back of the BEMC, BEMC-Note 17, Hamburg (1991)

[Cha94] F. Charles et al.; Deep Inelastic Scattering low and medium Q^2 events selection for 1993 data, H1-Note (H1-05/94-357) DESY Hamburg (1994)

[Cla92] F. Claaßen; Untersuchungen zur Lichtsammeleffizienz der BEMC-Moduln für den HERA-H1-Detektor, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1992)

[Coe85] P. Coet; H6 - Tertiary Test Beam, CERN-SPS/EBS/Note 85-15 (1985)

[Col93] M. Columbo; Hard Scattering in Photoproduction, Contributed talk given at the conference HADRON 93 June 21-25, Como, Italy (1993)

[Col93a] M. Columbo; mündliche Mitteilung (1993)

[Dar93] K. Daroba et al; NIM A 336, s. 122 (1993)

[Eis90] E. Eisen; Untersuchungen zur Optimierung der Lichtauslese aus Blei-Szintillator-Kalorimetern unterschiedlicher Wellenlängenschieberkonfigurationen, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1990)

[Eis92] F. Eisele; First Results from the H1 Experiment at HERA,
F.W. Brasse; The H1 Detector at HERA, DESY 92-140, Hamburg, Oktober (1992)

[Els93] E. Elsen; The H1 Trigger and Data Acquisition System, H1-Note, H1-01/93-262, DESY, Hamburg (1993)

[Esc91] M. Eschweiler; Untersuchungen zur Lichtsammeleffizienz der dreieckigen und trapezförmigen Szintillatorplatten für die BEMC-Module des HERA-H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1990)

[Fel87] J. Feltesse; Measurements of inclusive differential cross sections, Proceedings of the HERA Workshop Vol. I, (S. 33-57) DESY Hamburg (1987)

[Fla90] B. Flaugher, K. Meier; A Compilation of Jet Finding Algorithms Fermilab-CONF-90-248-E (1990)

[Fle90] M. Fleischer; Entwicklung eines Lasermonitorsystems für das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1990)

[Fle91] M. Fleischer et al; The Hadronic Final State in ep-Scattering: Global features and Jet Reconstruction,
W. Buchmüller und G. Ingelmann, Physics at HERA Vol. I, (S. 303-320), DESY Hamburg (1991)

[Fle92] M. Fleischer; Calibration of the Backward Electromagnetic Calorimeter, H1-Note (H1-07/92-236), DESY Hamburg (1992)

[Fle93] M. Fleischer, E. Peppel; Recalculation of global BEMC parameters, BEMC-Note 35, Hamburg (1993)

[Fle94] M. Fleischer; Untersuchung radiativer Ereignisse in der tief inelastischen ep-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA, Dissertation, Universität Hamburg (1994)

[Gay94] J. Gayler; persönliche Mitteilung

[GEA87] R. Brun et al.; GEANT 3, DD/EE/84-1, CERN (1987)

[Gen91] M. Gennis; Eigenschaften vom Modulen des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters (BEMC) des H1-Detektors, Dissertation, Universität Hamburg (1991)

[Glu90] M. Glück, E. Reya, A. Vogt; Radiatively generated Parton Distributions for high Energy Collisions, Zeitschrift für Physik C - Particles and Fields 48, S. 471 (1990)

[Gör91] L. Görlich und H.P. Wellisch; Documentation of the Liquid Argon Clustering, H1-Note (H1-12/91-204 DESY Hamburg (1991)

[Gra93] H. Grabosch et al.; A Prototyp Presampler for the Uranium-Szintillator Calorimeter in ZEUS, Zeus-Note 93-059 (1993)

[H1C89] H1 Collaboration; Technical Progress Report 1989 (1989)

[H1C93] H1 Collaboration (I. Abt et al.); A Search for Leptoquarks, Leptogluons and Excited Leptons in H1 at HERA, DESY-93-029, März 1993 und Nucl.Phys.B 396, 1993, 3

[H1C93a] H1 Collaboration (I. Abt et al.); Measurement of Inclusive Jet Cross Sections in Photoproduction at HERA, DESY-93-100, Juli 1993 und Phys.Lett.B 314, 1993, 436

[H1C93b] H1 Collaboration (I. Abt et al.); The H1 Detector at HERA, DESY-93-103, Juli 1993

[H1C93c] H1 Collaboration (I. Abt et al.); Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the Low x Region at HERA, DESY-93-117, August 1993 und Nucl.Phys.B 407, 1993, 515

[H1C93d] H1 Collaboration (I. Abt et al.); Measurement of Multijet Rates in Deep-Inelastic Scattering at HERA, DESY-93-137, Oktober 1993 und Z. Phys. C 61, 1994, 59

[H1C93e] H1 Collaboration (I. Abt et al.); Scaling Violations of the Proton Structure Functions F_2 at Small x, DESY-93-146, Oktober 1993 und Phys.Lett.B 321, 1994, 161

[H1C93f] H1 Calorimeter Group (B. Andrieu, et al.); Results from Pion calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparisons with Simulations, DESY-93-047, April 1993

[H1C93g] H1 Calorimeter Group (B. Andrieu, et al.); The H1 Liquid Argon Calorimeter System, DESY-93-078, Hamburg, Juni 1993 und Nucl. Instr. and Meth.A 336, 1993, 460

[H1C94] H1 Collaboration (T. Ahmend et al.); First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA, DESY-94-012, Januar 1994 und Phys.Lett.B 324, 1994, 24

[H1C94a] H1 Collaboration (I. Abt et al.); Inclusive Charged Particle Cross Sections in Photoproduction at HERA, DESY-94-030, März 1994 und Phys.Lett.B 328 1994, 176

[H1C94b] H1 Collaboration (T. Ahmend et al.); Energy flow and Charged Particle Spectra in Deep Inelastic Scattering at HERA, DESY-94-033, März 1994

[H1F92] M. Kuhlen, H1 internal note H1-10/92-254,
presented at XXVI Int. Conf. on High Energy Physics, Dallas (1992)
The Fast H1 Detector Monte Carlo G. Bernardi et al., H1 Software Note 26, (1991) 'Calibrated Energies in H1 Detector Simulation'

[REC94] G. Bernardi; A Collection of Notes on H1REC, Datensatz „H01GRE.REC(DOC)" auf der DESY IBM Rechenanlage (1994)

[SIM91] J. Meyer
et al.; Guide to Simulation program H1SIM, Datensatz „HERA01.H1SIM.GUIDE" auf der DESY IBM Rechenanlage (1991)

[SCA90] V. Shekelyan; The H1SCAN - a facility to scan the H1SIM geometry and the mapping functions, H1 Software Note 7 (1990)

[Hay92] W.J. Haynes; Bus-Based Architectures in the H1 Data Acquisition System, RAL-92-048, Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, (1992)

[Hir91] H. Hirajama; NIM A 303 (1991)

[Hul93] M. Hulbert et al.; NIM A 335 (1993)

[Gri91] R. Griebel; Kalibration des Laser-Monitorsystems für das elektromagnetische Rückwärts-Kalorimeter des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1991)

[Kas94] H.-P. Kasselmann; Untersuchungen zur Messung von Elektronen mit dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter (BEMC) des HERA H1-Detektors, Dissertation, Universität Hamburg (1994)

[Kie94] C. Kiesling; mündliche Mitteilung

[Kle90] M. Klein; Deep Inelastic Scattering at HERA, PHE 90-25, Zeuthen Preprint, (1990)

[Kle91] M. Klein; On the Q^2, x Range at HERA, W. Buchmüller und G. Ingelmann, Physics at HERA Vol. I, (S. 73-78), DESY Hamburg (1993)

[Kra93] M. W. Krasny; Results from the H1 Experiment at HERA, Invited talk presented at the conference HADRON 93 June 21-25, Villa Olmo, Como, Italy (1993)

[Kra93a] M. W. Krasny; Hard scattering in Photoproduction, Contributed talk given at the conference HADRON 93 June 21-25, Como, Italy (1993)

[Krü90] J. Krüger; Length of Calorimeter and Effect of Absorbers in Front of Calorimeters, DESY-90-163 (1990)

[Kur93] T. Kurča, The H1 Trigger for Neutral Current Deep Inelastic Scattering Events at Low Q^2, Dissertation, Universität Hamburg (1993)

[Lin94] F. Linsel; Dissertation in Vorbereitung

[Lip91] M. Lipka; Untersuchungen zur Separation von Hadron-Ereignissen im elektromagnetischen Rückwärts-Kalorimeter des HERA-H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1991)

[Loh83] E. Lohrmann, K.H. Mess; Remarks on the Kinematics of e-p Collisions in HERA, DESY HERA 83/08 (1983)

[Loh86] E. Lohrmann; Hochenergiephysik Teubner Studienbücher: Physik, Stuttgart (1986)

[Mar93] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts; New Information of Parton Distributions, Physical Review D, Volume 47, Number 3, S. 867 (1993)

[Mar93a] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts; Parton Distributions updated, Phys.Lett.B 306, S. 145 (1993)

[Mar93b] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts; Present Status of Parton Distributions, RAL-93-027, Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, (1993)

[REV92] Review of Particle Properties, Physical Review D, Volume D45, Number 11, Part 2, S. III.15 (1992)

[Pep94] E Peppel; Messung der Protonstrukturfunktion F_2 unter besonderer Berücksichtigung des H1-Rückwärtskalorimeters, Dissertation, Universität Hamburg (1994)

[Per90] D. Perkins; High Energy Physics, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1987)

[PAW89] R. Brun, et. al.; PAW - Physics Analysis Workstation CERN, Genf (1989)

[Rat92] K. Rathje; Relativkalibration der Module des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters für den HERA/H1-Detektor mit kosmischen Myonen, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1992)

[Rei90] P. Reimer; MC study of BEMC energy resolution and software calibration constant dependence on impact point position, electron energy and ep vertex smearing. H1/BEMC group internal note No. 10-90

[Rei94] S. Reinshagen; Dissertation in Vorbereitung, Universität Hamburg (1994)

[Sch88] P. Schmüser; Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1988)

[Sch89] C. Schrader; Ein Monitorsystem für das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter bei H1-HERA, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989)

[Sch91] S. Schrieber; Testmessungen am Laser-Monitorsystem für das elektromagnetische Rückwärts-Kalorimeter des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1991)

[Sig94] S. Schleif; Untersuchung des Einflusses von passivem Material auf die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1994)

[Tro92] H. J. Trost; Anl/HEP/TR-92/06 (1992)

[Wel94] H.-P. Wellisch; persönliche Mitteilung

[Zar93] D. Zarbock; Integration eines Lasermonitorsystems am elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter (BEMC) des HERA-H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1993)

[Zia87] H. Ziaeepour, A. Courau, V. Journé; Beam Hole Effects on the Reconstruction of Kinematic Variables in the H1 Detector,
Proceedings of the HERA Workshop Vol. I, (S. 59-66) DESY Hamburg (1987)

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Durchführung und der Fertigstellung dieser Arbeit unterstützt haben:

- Prof. Dr. H.-H. Duhm für die Aufgabenstellung und die freundliche Unterstützung während der Durchführung der Doktorarbeit;
- Prof. Dr. W. Scobel und Prof. Dr. V. Blobel für die Übernahme der Begutachtung von Dissertation und Disputation
- meinem „Mitdoktoranden“ Hans-Peter Kasselmann für die freundschaftliche Zusammenarbeit und guten Ratschläge bei verschiedenen Problemen, sowie auch für sein zahlreiches und sorgfältiges Korrekturlesen;
- allen Kollegen und Freunden aus der BEMC-Gruppe für das angenehme Arbeitsklima und viele fruchtbare Diskussionen, insbesondere Dr. Erich Peppel für die schnelle, freundliche und kompetente Beratung beim Umgang mit dem H1-Rekonstruktionsprogramm, Dr. Manfred Fleischer für den entscheidenden Hinweis zur Erklärung von „Lücken“ in den Laserspektren und für das Korrekturlesen, Dr. Tibor Kurca für die Diskussionen und Hilfen bei Trigger-Fragen, Sebastian Reinshagen für die Einführung in den Umgang mit Unix, Christoph Gülck für die freundschaftliche Hilfe und Beratung bei vorwiegend nichtphysikalischen Problemen, Dieter Zarbock für die Unterstützung bei den Messungen mit dem Lasermonitorsystem, Dr. Götz Korf für viele nützliche Tips und Tricks im Umgang mit dem IBM Großrechner sowie für zahlreiche nützliche Kommandolisten, Dr. Jozef Ferencei und Dr. Petr Reimer für zahlreiche Informationen zum BEMC und zu H1SIM/H1REC;
- Dr. Hans Peter Wellisch für die Beantwortung vieler technischer und physikalischer Fragen zur Elektronmessung mit der Doppelwinkelmethode und für die Erzeugung und Zusendung einiger EPS-Files;
- Contreras Guillermo für die Erzeugung von H1SIM- und H1REC-Datensätzen, die mir zur Erstellung der Energiekorrekturen wertvolle Dienste geleistet haben;
- Dr. Jozef Ferencei für die freundliche Hilfe bei verschiedensten Problemen und bei der Durchführung der Lasermessungen;
- den Mitarbeitern des Institutes, insbesondere Dipl. Ing. Norbert Schirm, Michael Matysek, Dipl. Phys. Helmut Krause und Wolfgang Gärtner für die Beantwortung zahlreicher technischer Fragen, Gerhard Kantel, Dipl. Ing. Joachim Koch und Horst Buhr für die Hilfe bei elektronischen Problemen und den Mitarbeitern der Werkstatt für die schnelle und zuverlässige Anfertigung diverser Teile;
- meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben
- Ulrike, die alle Höhen und Tiefen mit durchlebte, die mit dieser Arbeit verbunden waren.